

Электронный парамагнитный резонанс в додекаборидах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$

М. И. Гильманов⁺¹⁾, С. В. Демишев^{+*}, Б. З. Малкин[×], А. Н. Самарин^{+*}, Н. Ю. Шицевалова[°], В. Б. Филипов[°],
Н. Е. Случанко^{+*}

⁺Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

^{*}Московский физико-технический институт (Госуниверситет), 141700 Долгопрудный, Россия

[×]Казанский Федеральный Университет, 420008 Казань, Россия

[°]Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, НАНУ, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 9 июля 2019 г.

После переработки 9 июля 2019 г.

Принята к публикации 14 июля 2019 г.

Выполнено исследование высокочастотного (60 ГГц) электронного парамагнитного резонанса у монокристаллов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ при низких температурах 2–80 К в магнитном поле до 7 Тл в широком диапазоне концентраций $0.01 \leq x \leq 1$. Особенностью этих соединений является наличие низкотемпературной фазы каркасного стекла, характеризующейся случайными смещениями магнитных ионов гольмия из центрально симметричного положения в кубооктаэдрах бора B_{12} . Показано, что для образцов с $x \geq 0.1$ сигнал электронного парамагнитного резонанса в виде одной широкой линии с g -фактором $g \sim 5$ возникает в фазе каркасного стекла при $T < T^* = 60$ К, за счет уменьшения скорости релаксации магнитных моментов ионов Ho^{3+} . Для составов с $x > 0.3$ при понижении температуры в диапазоне $T < 30$ К обнаружено значительное уширение резонанса и резкое уменьшение g -фактора, обусловленное антиферромагнитными корреляциями. Выполненное моделирование спектров электронного парамагнитного резонанса приводит к выводу об определяющей роли эффектов обменного взаимодействия и позиционного беспорядка в специфике спиновой динамики в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$.

DOI: 10.1134/S0370274X19160069

1. Введение. Наблюдение электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в системах с сильными электронными корреляциями (СКЭС) осложняется большим сечением рассеяния с переворотом спина электронов проводимости на магнитных центрах, которое приводит к существенному уширению спектра коллективных магнитных возбуждений. Среди немногочисленных результатов обнаружения ЭПР в СКЭС следует отметить наблюдение магнитного резонанса в YbRh_2Si_2 [1], CeB_6 [2], $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ [3], а также в додекаборидах YbB_{12} [4] и $\text{Zr}_{1-x}\text{Lu}_x\text{B}_{12}$ [5]. Последние примеры относятся к соединениям с переходом с понижением температуры в фазу каркасного стекла при $T < T^* \sim 60$ К [6]. В соединениях с ГЦК структурой типа UB_{12} образование данной фазы обусловлено слабосвязанным состоянием редкоземельного (РЗ) иона в полостях B_{24} (см. рис. 1б), причем ян-теллеровская неустойчивость борного каркаса приводит к квазилокальным колебаниям РЗ иона в двухъямном потенциале (рис. 1с), характеризующимся большой амплитудой смещений. В результате

при низкой температуре $T < T^*$ подсистема РЗ ионов может “замерзнуть” в неупорядоченном состоянии, образуя стекольную фазу, обладающую рядом аномальных физических свойств. В частности, недавно обнаруженным следствием такой неустойчивости является модуляция состояний зоны проводимости и появление динамических зарядовых страйпов [7, 8].

В настоящей работе представлены результаты первого наблюдения ЭПР в парамагнитной фазе твердых растворов додекаборидов гольмия и лутеция $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ в широком диапазоне концентраций ($0 < x \leq 1$). Данная система в области составов $x > 0.08$ характеризуется переходом в сложное антиферромагнитное (АФМ) состояние [9], исследование которого магниторезонансными методами является предметом отдельного сообщения.

2. Методика эксперимента. Монокристаллы высокого качества твердых растворов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($x = 0.01, 0.1, 0.15, 0.3, 0.5, 0.8, 1.0$) были выращены методом бестигельной индукционной зонной плавки в атмосфере аргона [10]. Характеризация и контроль структуры образцов проводились с помощью рентгеновской дифракции и микронзондового анали-

¹⁾e-mail: gilmanov@lt.gpi.ru

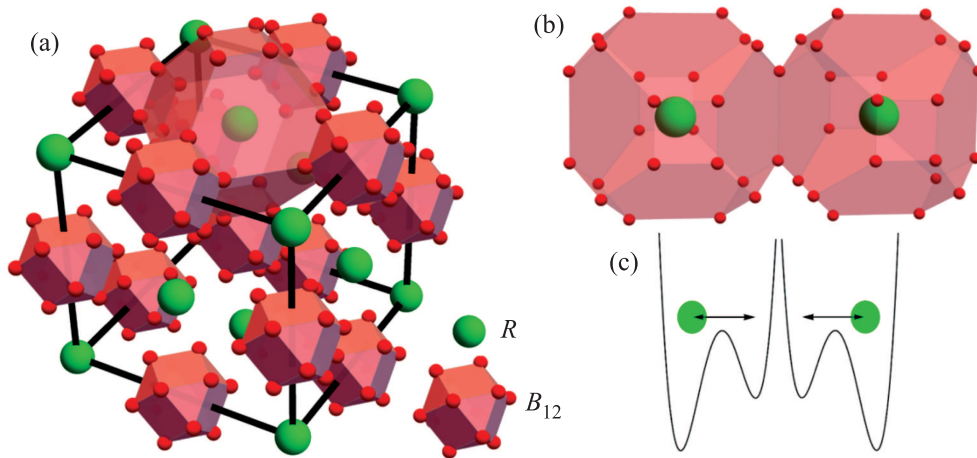


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Кристаллическая структура RB_{12} . (б) – Фрагмент структуры из двух усеченных кубооктаэдров B_{24} , центрованных редкоземельными ионами. На панели (с) схематически показаны двухъямные потенциалы для ионов Ho^{3+}

за. Кроме того, контроль качества образцов проводился путем измерения резистивных [11] и термодинамических характеристик [12]. Исследования ЭПР были выполнены в цилиндрическом резонаторе (мода TE_{011} с частотой 60 ГГц), на спектрометре, собранном на базе векторного анализатора цепей Agilent [13]. В экспериментах применялась предложенная для измерения металлических систем методика [13], в которой центральная область образца является частью стенки резонатора. Такой подход позволяет достичь однородности статического магнитного поля в измеряемой области, избежать искажений моды электромагнитного поля, и, одновременно, позволяет обеспечить значительную площадь взаимодействия микроволнового излучения с образцом [13].

Моделирование спектров было выполнено для ионов Ho^{3+} в кубическом кристаллическом поле (КП) с учетом сверхтонкого взаимодействия и случайных деформаций, возникающих в фазе каркасного стекла при температурах $T < T^* \sim 60$ К [6]. Параметры КП были выбраны в соответствии с результатами измерений спектров неупругого рассеяния нейтронов [14], апробированными расчетами теплоемкости кристалла $Ho_{0.01}Lu_{0.99}B_{12}$ [12] (основное состояние электронной конфигурации $4f^{10}$ ионов Ho^{3+} – триплет Γ_5 , ближайшее возбужденное состояние располагается выше по энергии на 84 К).

3. Экспериментальные результаты. В работе представлены результаты исследования ЭПР в каркасных стеклах $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ в широком диапазоне составов $x = 0.01-1.0$. Были получены спектры, которые позволили найти температурные и concentra-

ционные зависимости параметров резонансной линии: интегральной интенсивности $I(T)$, ширины линии ΔB и g -фактора.

Пример эволюции спектров ЭПР с концентрацией для температуры $T = 15$ К приведен на рис. 2а. Интересно, что сигнал ЭПР регистрируется для составов $x \geq 0.1$, а при низкой концентрации гольмия ($x = 0.01$) магнитный резонанс не наблюдается. При этом для всех составов с концентрацией гольмия $x \geq 0.1$ характерна широкая линия ЭПР (рис. 2а). Концентрационная зависимость g -фактора $g(x)$ наиболее точно определяется в диапазоне температур выше 15 К, в котором ширина линии ЭПР слабо меняется с температурой (рис. 2б). Найдено, что при $T = 15$ К величина g -фактора сильно уменьшается с ростом концентрации гольмия от значения $g = 5.6$ ($x = 0.1$) до $g = 4.5$ ($x = 1$). Интересно, что уменьшение g -фактора с ростом x происходит одновременно с увеличением температуры Нееля T_N (рис. 2с). Такое поведение $T_N(x)$ свидетельствует о том, что обменное взаимодействие у $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ усиливается с ростом концентрации гольмия. Можно ожидать, что следствием данного эффекта будет также изменение локальных полей в образце и, следовательно, частоты спиновой прецессии и g -фактора. АФМ корреляции будут уменьшать значение локального магнитного поля, поэтому естественно считать, что для достижения резонансных условий при фиксированной частоте электромагнитного излучения потребуются большие значения внешнего магнитного поля. В результате линия ЭПР будет сдвигаться в область больших магнитных полей (рис. 2а), а g -фактор уменьшаться (рис. 2б).

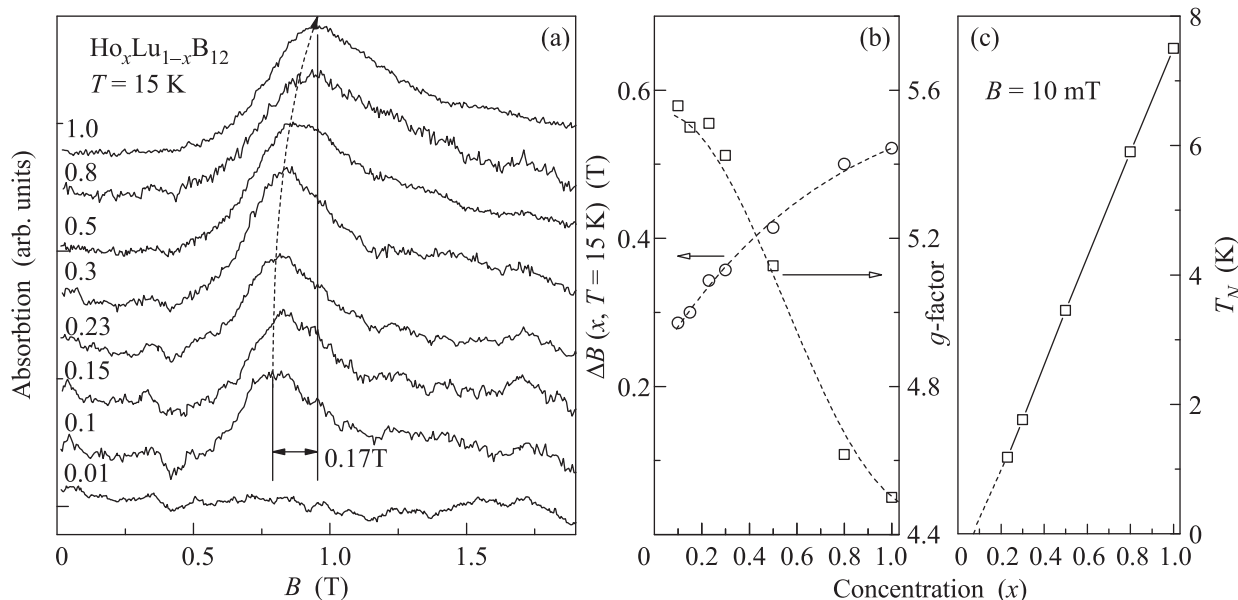


Рис. 2. (a) – Эволюция спектров ЭПР при изменении концентрации x в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ при $T = 15$ К. (b) – Концентрационная зависимость g -фактора. (c) – Концентрационная зависимость температуры перехода в АФМ фазу по данным работы [12]

Отметим, что хотя ширина линии уменьшается в два раза при убывании концентрации x в диапазоне $0.1 \leq x \leq 1$ (рис. 2b), тем не менее, даже в случае разбавленной системы $x = 0.1$ спектр ЭПР не обнаруживает тонкой структуры.

Рассмотрим теперь изменение спектров ЭПР с температурой на примере состава с $x = 0.5$ (рис. 3). Видно, что сигнал ЭПР надежно регистрируется

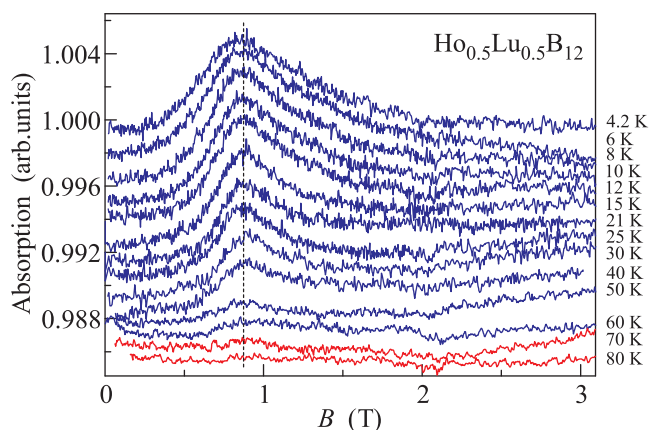


Рис. 3. (Цветной онлайн) Изменение с температурой спектров ЭПР в $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$. Синим цветом обозначены кривые при $T \leq 60$ К, красным при $T > 60$ К

лишь ниже температуры $T^* \sim 60$ К, совпадающей с температурой перехода в фазу каркасного стекла [6]. Такое поведение характерно для всех составов с

$x \geq 0.1$. Таким образом, особенности, связанные с этой фазой, могут иметь определяющее влияние на формирование ЭПР в данных системах. Так, с переходом в фазу каркасного стекла, возникает позиционный беспорядок, связанный с локализацией ионов Ho^{3+} в одном из положений в двухъямном потенциале (рис. 1с), значительно уменьшающий амплитуду колебаний иона в полостях B_{24} . По-видимому, уменьшение амплитуды колебаний иона Ho^{3+} приводит к резкому увеличению времени релаксации магнитного момента и, в результате, магнитный резонанс будет наблюдаться именно в фазе каркасного стекла (рис. 3).

Температурные и концентрационные зависимости ширины линии и g -фактора (рис. 2a, b и рис. 4a, b) позволяют разделить исследованные составы на два типа: разбавленные ($x \leq 0.3$) и концентрированные ($x \geq 0.5$). В случае малых концентраций гольмия ($x \leq 0.3$) наблюдаемые изменения ширины ΔB и g -фактора относительно невелики: например, при понижении температуры в интервале $2 \leq T \leq 60$ К у образца с $x = 0.1$ ширина линии и g -фактора увеличиваются на $\sim 15\%$ и $\sim 7\%$, соответственно (рис. 4a, b). Более интересным оказывается поведение параметров линии ЭПР для составов, в которых при низких температурах происходит АФМ переход. С понижением температуры ($T < 60$ К) для составов с $x \geq 0.5$ наблюдается существенное уширение линии в 2.5–3 раза, при этом величина g -фактора умень-

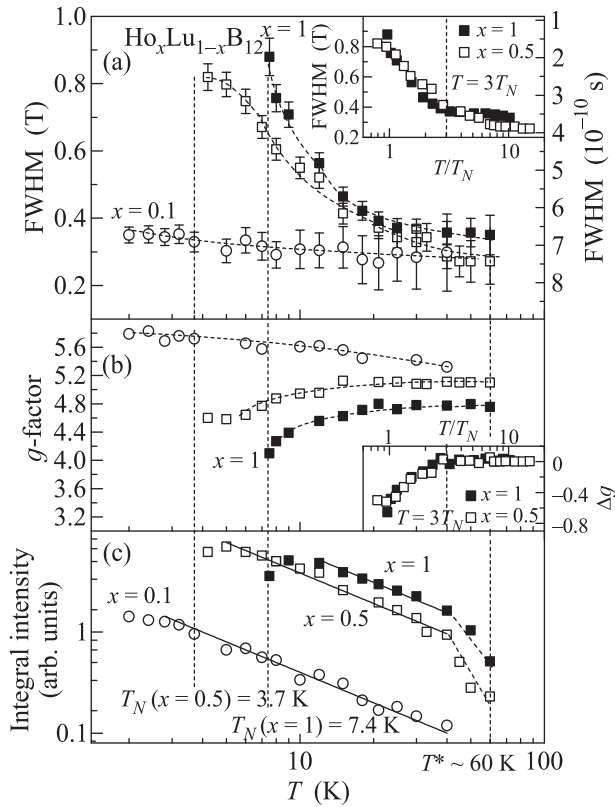


Рис. 4. Температурные зависимости параметров линии ЭПР: (a) – ширины линии ЭПР для составов $x = 0.1, 0.5, 1.0$ $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$, на вставке приведен скейлинг зависимостей ширины линии для АФМ составов $x = 0.5$ ($T_N = 3.7$ К) и $x = 1.0$ ($T_N = 7.4$ К) в координатах $\Delta B(T/T_N)$; (b) – g -фактора для различных составов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$, на вставке приведен скейлинг зависимостей $\Delta g = g(T) - g(T = 60$ К) для АФМ составов $x = 0.5$ и $x = 1.0$ в координатах $\Delta g(T/T_N)$; (c) – интегральной интенсивности линии ЭПР для $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ ($x = 0.1, 0.5, 1.0$), сплошные линии – аппроксимации в рамках закона Кюри, T^* – температура перехода в состояние каркасного стекла

шается с температурой на величину $\Delta g \sim 0.5-0.7$ (рис. 4а, б).

Указанные особенности параметров ЭПР можно связать с наличием АФМ корреляций в парамагнитной фазе $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$. Согласно [9, 11, 15] АФМ корреляции (ближний АФМ порядок в кластерах гольмия) в этих соединениях сохраняются вплоть до температур $T \sim 3T_N$. Именно в данном температурном диапазоне в эксперименте наблюдается значительный рост ширины линии. Отметим, что в окрестности T^* величина ΔB у $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$ выходит на по-

стоянное для всех составов значение, равное в пределах экспериментальной точности ~ 0.25 Тл (рис. 4а).

Предположение об определяющем характере АФМ корреляций для поведения параметров линии ЭПР подтверждается универсальным скейлингом ширины линии и g -фактора для образцов различных концентраций x в координатах $\Delta B(T/T_N)$ и $\Delta g(T/T_N)$, где изменение g -фактора рассчитано от высокотемпературного значения $\Delta g(T) = g(T) - g(T = 60$ К) (вставки на рис. 4а, б).

Интересно, что, несмотря на наличие АФМ корреляций, температурная зависимость интегральной интенсивности (рис. 4с) в области $T_N < T < 40$ К $< T^*$ хорошо описывается законом Кюри $I(T) \sim 1/T$ для всех исследованных составов (сплошные линии на рис. 4с). Поскольку данный параметр пропорционален магнитной восприимчивости осциллирующих моментов $I(T) \sim \chi(T)$, этот результат оказывается весьма неожиданным. Действительно, асимптотика $I(T) \sim \chi(T) \sim 1/T$ характерна для изолированных невзаимодействующих магнитных ионов, в то время как данные $\Delta B(T)$ и $g(T)$ указывают на наличие антиферромагнитного взаимодействия.

4. Моделирование спектров ЭПР у $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{B}_{12}$. Из приведенного анализа спектров ЭПР следует, что модель должна учитывать (i) позиционный беспорядок (ЭПР возникает в фазе каркасного стекла); (ii) эффекты обменного сужения (АФМ обмен в парамагнитной фазе); (iii) исходное однородное уширение линии диполь-дипольным взаимодействием. Кроме того, зависимости $I(T) \sim 1/T$ указывают, что в качестве начального приближения для моделирования спектров можно выбрать изолированный ион гольмия в кубическом КП, при этом разумно рассматривать наиболее разбавленный случай, соответствующий концентрации $x = 0.1$.

Интересно, что выбранным приближением удается удовлетворительно описать положение максимума сигналов ЭПР. Результаты расчетов спектров поглощения ионов Ho^{3+} при температуре 2 К в кубическом КП с параметрами, предложенными в [14], представлены на рис. 5. Спектральные огибающие рассчитывались как суммы однородно уширенных линий с шириной $3.7 \cdot 10^{-3}$ Тл, отвечающих всем возможным переходам между электронно-ядерными состояниями ионов (или димеров) гольмия с учетом заселенностей начального и конечного состояний с интегральными интенсивностями, пропорциональными квадрату модуля матричного элемента проекции электронного магнитного момента иона Ho^{3+} $\mathbf{M} = -\mu_B(k\mathbf{L} + 2\mathbf{S})$ (μ_B – магнетон Бора, \mathbf{L} и \mathbf{S} – орбитальный и спиновый моменты, соответственно, k – фактор орбиталь-

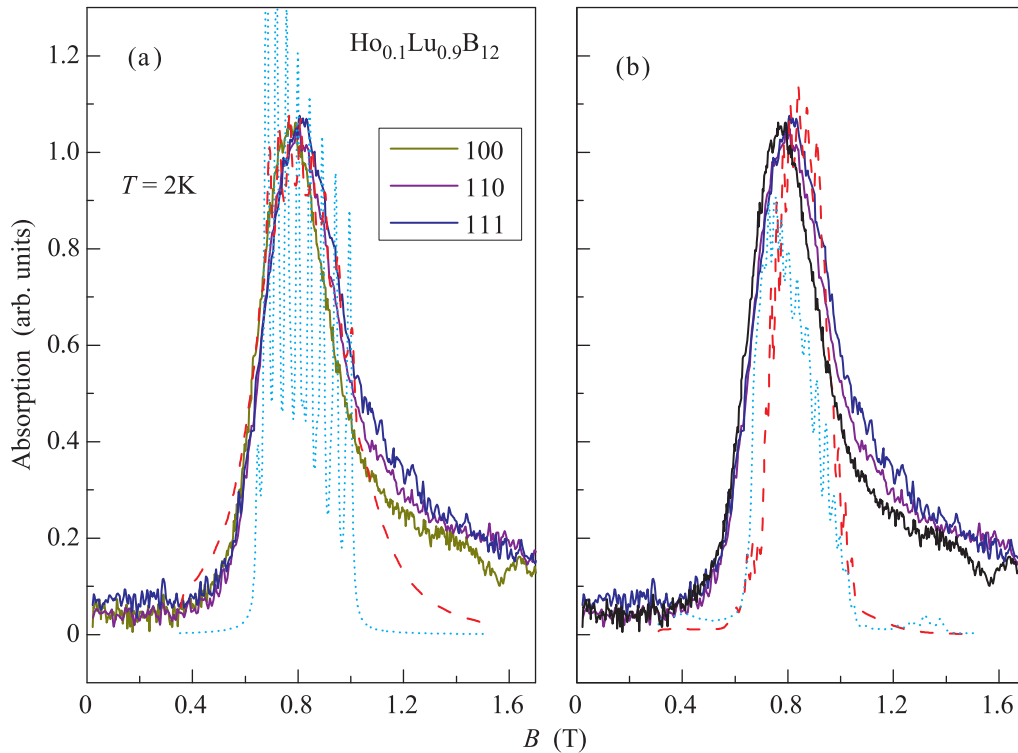


Рис. 5. (Цветной онлайн) Измеренные спектры поглощения (сплошные линии) кристалла $\text{Ho}_{0.1}\text{Lu}_{0.9}\text{B}_{12}$ на частоте 60 ГГц при $T = 2\text{K}$ в трех ориентациях магнитного поля $\mathbf{B} \parallel [100]$, $[110]$ и $[111]$ и вычисленные огибающие электронно-ядерных переходов в спектрах изолированных ионов Ho^{3+} (a) – точечная кривая демонстрирует сверхтонкую структуру переходов между подуровнями основного триплета в кубическом кристаллическом поле, штриховая линия получена при учете случайных тетрагональных деформаций кристаллической решетки и димеров $(\text{Ho}^{3+})_2$ (b) – точечная и штриховая линии отвечают антиферромагнитному и ферромагнитному обменному взаимодействию, соответственно)

ной редукции) на направление переменного магнитного поля. Поскольку механизм формирования КП в РЗ боридах различного состава остается неизвестным, изменение g -фактора с концентрацией гольмия можно формально описать феноменологической зависимостью от концентрации x фактора редукции; для образца с $x = 0.1$ было использовано значение $k = 0.9$. Оператор Гамильтона изолированного иона Ho^{3+} в постоянном магнитном поле \mathbf{B} был представлен в виде

$$H = H_0 + H_{\text{CF}} + H_{\text{HF}} + H_Z + H_{ed}, \quad (1)$$

где H_0 – электронный гамильтониан свободного иона [16], определенный в пространстве 1001 состояний $4f^{10}$ оболочки, H_{CF} – энергия взаимодействия электронов с кристаллическим полем, H_{HF} – энергия магнитного сверхтонкого взаимодействия [17], $H_Z = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}$ – зеемановская энергия, и

$$H_{ed} = V \sum [2C_0^2 e_1 + \sqrt{2}(C_2^2 + C_{-2}^2) e_2] \quad (2)$$

– энергия взаимодействия $4f$ электронов со случайными тетрагональными деформациями (V – эффек-

тивная константа связи, суммирование распространяется на $4f$ электроны, C_k^p – одноэлектронные сферические тензорные операторы ранга p , $e_1 = (2e_{zz} - e_{xx} - e_{yy})/\sqrt{3}$ и $e_2 = (e_{xx} - e_{yy})$ – линейные комбинации компонент тензора деформации $e_{\alpha\beta}$, преобразующиеся по двумерному неприводимому представлению кубической группы симметрии Γ_3). Распределение вероятностей тетрагональных деформаций, индуцированных точечными дефектами в упруго-изотропном континууме,

$$dw(e_1, e_2) = \frac{\gamma de_1 de_2}{2\pi(e_1^2 + e_2^2 + \gamma^2)^{3/2}} \quad (3)$$

(γ – ширина распределения, пропорциональная концентрации дефектов) было выведено в работах [17, 18]. Расчет энергетического спектра проводился последовательно, начиная с численной диагонализации оператора $H_0 + H_{\text{CF}}$, с последующим проектированием суммы операторов $H_{\text{HF}} + H_Z + H_{ed}$ на пространство 136 электронно-ядерных волновых функций подуровней основного мультиплета $^5\text{I}_8$.

Модельный спектр с разрешенной сверхтонкой структурой (рис. 5а, точки) располагается в том же диапазоне полей, что и экспериментальные данные, причем расстояние между крайними линиями сверхтонкой структуры оказывается порядка ширины наблюдаемой линии. Отметим, что сверхтонкая структура спектра ЭПР, наблюдавшаяся, например, в спектрах кубических центров в диэлектрике $\text{CaF}_2:\text{Ho}$ [19], в нашем случае оказывается подавленной, либо не может быть разрешена в силу значительного уширения сверхтонких компонент. При этом положение спектра в $\text{CaF}_2:\text{Ho}$ ($g_{\text{Ho}^{3+}} \sim 5.9$ [19]) количественно согласуется с низкотемпературными данными для $\text{Ho}_{0.1}\text{Lu}_{0.9}\text{V}_{12}$ (рис. 4с). Кроме того, аналогично результатам [19], полученные нами спектры являются практически изотропными (см., например, рис. 5 для $x = 0.1$).

Для учета беспорядка в расположении ионов Ho^{3+} в фазе каркасного стекла, связанного с их случайными смещениями из центросимметричных положений в полостях B_{24} (см. рис. 1), и приводящего к дисперсии значений локального КП, в работе было рассмотрено взаимодействие ионов гольмия со случайными деформациями вдоль тетрагональных осей кубической решетки (результат усреднения спектров поглощения с функцией распределения деформаций (3) показан пунктирной кривой на рис. 5а, использовано значение параметра $\gamma V = 3 \text{ см}^{-1}$ [14]). Отметим, что случайные деформации приводят к существенному перераспределению интенсивностей компонент сверхтонкой структуры и появлению асимметрии сигнала ЭПР, растянутого в область сильных полей в согласии с данными измерений.

Далее моделирование спектров было дополнительно рассмотрено с учетом эффектов, обусловленных взаимодействием между ионами Ho^{3+} . В частности, смещения в двухъямном потенциале могут приводить к образованию димеров. Вычисленные спектры поглощения димеров гольмия при учете магнитного диполь-дипольного и изотропного обменного взаимодействия показаны на рис. 5б. Спектры димеров были получены диагонализацией оператора изотропного обменного взаимодействия $H_{\text{exch}} = -J \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$ (\mathbf{S}_k – спиновый момент k -го иона) в пространстве 576 состояний, соответствующих 24 электронно-ядерным состояниям основных электронных триплетов двух ионов. Мы рассмотрели как антиферромагнитное ($J = -23 \text{ К}$ [9], точечная кривая на рис. 5б), так и ферромагнитное ($J = 23 \text{ К}$, пунктирная кривая на рис. 5б) взаимодействия, возможные в случае косвенного взаимодействия ионов гольмия через электроны проводимости. Следует заметить, что при исполь-

зованных величинах обменных интегралов энергии магнитных возбуждений димеров имеют такой же порядок величины (1–3 К), как и полные сверхтонкие расщепления основных триплетов ионов гольмия. Как видно на рис. 5б, обменные взаимодействия, как и низкосимметричные компоненты КП, также приводят к наблюдению одной широкой линии в спектре ЭПР, причем положение максимума может смещаться как в область слабых, так и сильных полей в зависимости от знака обменного интеграла. Таким образом, для более детальной интерпретации спектров ЭПР кристаллов $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ представляются необходимыми дальнейшие исследования их пространственной и магнитной структуры при низких температурах.

Отметим, что моделирование, хотя и позволяет получить асимметричный сигнал поглощения, но дает более узкую линию по сравнению с экспериментом (рис. 5). По видимому, это является принципиальным “дефектом” одноионного приближения, поскольку даже при $x \sim 0.1$ магнитная подсистема ионов гольмия является достаточно концентрированной и соответствующая мода магнитных колебаний может иметь коллективную природу. Однако мы видим, что на качественном и частично на количественном уровне приближение изолированного магнитного иона у $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ оказывается вполне удовлетворительным, по крайней мере, в области составов $x \sim 0.1$.

5. Заключение. В настоящей работе впервые выполнены измерения спектров ЭПР в парамагнитной фазе антиферромагнетиков $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ со структурой каркасного стекла. Показано, что сигнал ЭПР появляется ниже перехода в разупорядоченную фазу при $T^* \sim 60 \text{ К}$, что, по-видимому, связано с резким уменьшением скорости спин-решеточной релаксации при возникновении позиционного беспорядка в системе магнитных ионов Ho^{3+} . При понижении температуры ($T < 30 \text{ К}$) для составов с $x > 0.3$ обнаружено значительное уширение резонанса и резкое уменьшение g -фактора, обусловленное АФМ корреляциями. Выполненное моделирование спектров ЭПР приводит к выводу об определяющей роли эффектов обменного взаимодействия и позиционного беспорядка в специфике спиновой динамики в $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 17-12-01426).

1. J. Sichelschmidt, V. A. Ivanshin, J. Ferstl, C. Geibel, and F. Steglich, Phys. Rev. Lett. **91**, 156401 (2003).

2. S. V. Demishev, A. V. Semeno, Yu. B. Paderno, N. Yu. Shitsevalova, and N. E. Sluchanko, *Phys. Stat. Sol. b* **242**, R27 (2005).
3. S. V. Demishev, V. V. Glushkov, S. V. Grigoriev, M. I. Gilmanov, I. I. Lobanova, A. N. Samarin, A. V. Semeno, and N. E. Sluchanko, *Phys. Usp.* **59**, 559 (2016).
4. T. S. Altshuler, Yu. V. Goryunov, M. S. Bresler, F. Iga, and T. Takabatake, *Phys. Rev. B* **68**, 014425 (2003).
5. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, M. A. Anisimov, A. V. Bogach, S. Yu. Gavrilkin, M. I. Gilmanov, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. L. Khoroshilov, A. V. Dukhnenko, K. V. Mitsen, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filippov, V. V. Voronov, and K. Flachbart, *Phys. Rev. B* **93**, 085130 (2016).
6. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, I. I. Vlasov, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, K. Flachbart, S. Gabani, V. B. Filippov, N. Yu. Shitsevalova, and V. V. Moshchalkov, *JETP* **113**, 468 (2011).
7. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. N. Krasnorussky, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, *J. Phys.: Condens. Matter* **30**, 265402 (2018).
8. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, N. B. Bolotina, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. B. Filipov, N. Yu. Shitsevalova, G. A. Komandin, A. V. Muratov, Yu. A. Aleshchenko, E. S. Zhukova, and B. P. Gorshunov, *J. Phys.: Condens. Matter* **31**, 065604 (2019).
9. K. Siemensemeyer, K. Habicht, Th. Lonkai, S. Mat'áš, S. Gabani, N. Shitsevalova, E. Wulf, and K. Flachbart, *J. Low Temp. Phys.* **146**, 581 (2007).
10. H. Werheit, V. Filipov, K. Shirai, H. Dekura, N. Shitsevalova, U. Schwarz, and M. Armbruster, *J. Phys.: Condens. Matter* **23**, 065403 (2011).
11. N. E. Sluchanko, A. L. Khoroshilov, M. A. Anisimov, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, N. A. Samarin, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filippov, A. V. Levchenko, G. Pristas, S. Gabani, and K. Flachbart, *Phys. Rev. B* **91**, 235104 (2015).
12. N. E. Sluchanko, A. L. Khoroshilov, A. V. Bogach, S. Yu. Gavrilkin, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, S. Gabani, K. Flachbart, and B. Z. Malkin, *JETP Lett.* **108**, 454 (2018).
13. M. I. Gilmanov, A. V. Semeno, A. N. Samarin, and S. V. Demishev, *EPJ Web of Conferences* **185**, 02003 (2018).
14. S. Gabani, K. Flachbart, K. Siemensemeyer, N. Sluchanko, N. Shitsevalova, and E. Goremychkin, *JINR, Dubna*, in press.
15. A. L. Khoroshilov, V. N. Krasnorussky, K. M. Krasikov, A. V. Bogach, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, N. A. Samarin, V. V. Voronov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, S. Gabani, K. Flachbart, K. Siemensemeyer, S. Yu. Gavrilkin, and N. E. Sluchanko, *Phys. Rev. B* **99**, 174430 (2019).
16. W. T. Carnall, G. L. Goodman, K. Rajnak, and R. S. Rana, *J. Chem. Phys.* **90**, 3443 (1989).
17. B. Z. Malkin, D. S. Pytalev, M. N. Popova, E. I. Baibekov, M. L. Falin, K. I. Gerasimov, and N. M. Khaidukov, *Phys. Rev. B* **86**, 134110 (2012).
18. M. A. Ivanov, V. Y. Mitrofanov, L. D. Falkovskaya, and A. Y. Fishman, *J. Magn. Magn. Mater.* **36**, 26 (1983).
19. W. Hayes, G. D. Jones, and J. W. Twidell, *Proc. Phys. Soc.* **81**, 371 (1963).