Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 6, с. 394 – 400

Коллапс и возрождение электронного спинового эха примесных ионов Yb^{3+} на скрытых частотных гребенках сверхтонких взаимодействий в монокристалле Y_2SiO_5

Н. К. Соловаров[+], *А. А. Суханов*[+], *В. Ф. Тарасов*[+1)], *Ю. Д. Заварцев*[*], *С. А. Кутовой*[*]

[+]*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки "Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр Российской академии наук", 420029 Казань, Россия*

[*]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 февраля 2022 г.
После переработки 22 февраля 2022 г.
Принята к публикации 22 февраля 2022 г.

Обнаружены коллапс и возрождение сигналов электронного спинового эха Хана, возбуждаемого на электронно-ядерных спиновых уровнях примесного иона $^{173}Yb^{3+}$ в ортосиликате иттрия (Y_2SiO_5). Предложена модель явления, основанная на объединении обычного механизма формирования двух-импульсного эхо Хана и механизма формирования сигналов эха на скрытых в неоднородной ширине резонансных линий спиновых частотных гребенках, обязанных сверхтонкому взаимодействию электронного спина Yb^{3+} с окружающими ядерными спинами ^{89}Y.

DOI: 10.31857/S1234567822060088

Введение. Диэлектрические кристаллы, легированные редкоземельными ионами, активно изучаются в качестве материалов, подходящих для практической реализации твердотельных квантовых информационных систем, включая квантовые вычисления и квантовую память [1–4]. В качестве кристаллической матрицы для квантовой памяти оптического и микроволнового диапазонов большое внимание привлекают монокристаллы ортосиликата иттрия Y_2SiO_5 (YSO), моноизотопно легированные нечетными изотопами редкоземельных элементов с ненулевым значением ядерного спина [5–12]. Это связано с тем, что электронно-ядерные спиновые системы этих ионов позволяют реализовать обратимый перенос квантовой информации между фотонами и электронно-ядерными спиновыми уровнями, обладающими при низких температурах длительным временем фазовой памяти [13–16]. Моноизотопный состав примесных ионов позволяет достичь оптимальной оптической плотности резонансной среды при минимальной концентрации примесей. При этом уменьшается неоднородное уширение резонансных переходов примесных ионов и предотвращается уменьшение времени жизни когерентности в электронно-ядерной спиновой системе за счет взаимодействия с другими, неактивными, изотопами. Перспективы реализации квантовой памяти на нечетных изотопах примесных ионов Yb^{3+} в YSO также активно обсуждаются в последнее десятилетие [17–20].

Были определены параметры сверхтонкого взаимодействия (СТВ) электронного спина иттербия с ядерными спинами ^{171}Yb и ^{173}Yb в монокристалле YSO, легированным иттербием с природным содержанием изотопов [17] и с ядерными спинами ^{171}Yb в моноизотопно легированном YSO [18]. В работах [19–21] измерены времена жизни когерентных состояний электронно-ядерных спиновых систем изотопа ^{171}Yb в YSO в оптическом и микроволновом диапазонах.

Данная работа посвящена исследованию импульсными методами электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) примесных ионов $^{173}Yb^{3+}$ в моноизотопно легированном монокристалле YSO. При этом обнаружена аномальная немонотонная зависимость интенсивности сигналов двух-импульсного эхо Хана от временной задержки между импульсами. Обсуждается физическая природа данного явления.

Образцы и условия эксперимента. Изотопически чистый монокристалл YSO, в котором присутствовал только один изотоп кремния ^{28}Si, не обладающий собственным ядерным моментом, был выращен в слабо окислительной атмосфере методом Чохральского на промышленной установке "Кристалл-3М" из расплава, содержащего 0.001 ат. % иттербия,

1)e-mail: tarasov@kfti.knc.ru

обогащенного изотопом ^{173}Yb (92.7 %). Кристаллическая структура YSO характеризуется моноклинной симметрией I2/a с параметрами элементарной ячейки $a = 1.04$ нм, $b = 0.67$ нм, $c = 1.25$ нм [22] и имеет одну ось симметрии второго порядка b с перпендикулярной ей плоскостью скользящего отражения. Примесные ионы иттербия могут замещать иттрий в двух структурно неэквивалентных позициях 1 и 2 (site 1 и site 2) с точечной группой симметрии C_1 [17]. В обозначениях [22] это позиции Y2 и Y1, соответственно. Каждая из этих позиций имеет по две магнитно неэквивалентные позиции, которые становятся эквивалентными, если внешнее магнитное поле направлено параллельно оси b или лежит в плоскости (ac). Измерения проводились для иона ^{173}Yb^{3+} при ориентации магнитного поля близкой к направлению кристаллографической оси с на спектрометре ЭПР ELEXSYS E680 с диэлектрическим резонатором ER4118MD5-W1 в X-диапазоне при температуре 7 K. Образец для измерений был вырезан в виде параллелограмма размерами $2\times2.5\times3$ мм. Для возбуждения сигналов эхо использовалась двух-импульсная последовательность Хана ($\pi/2-\tau-\pi-\tau$-echo) с длительностями первого ($\pi/2$) и второго (π) импульсов $\tau_1 = 16$ нс и $\tau_2 = 32$ нс соответственно. Задержка между импульсами τ изменялась от 180 до 32736 нс с шагом 32 нс.

Результаты и обсуждение. На рисунке 1 представлен эхо-детектированный спектр ЭПР монокристалла YSO, легированного ионами ^{173}Yb^{3+}, замещающими иттрий в кристаллографической позиции 1. Спектр представляет собой зависимость интегральной интенсивности двух-импульсного спинового эхо от магнитного поля при задержке между импульсами $\tau = 320$ нс.

Магнитные свойства основного состояния Yb^{3+} в YSO характеризуются эффективным спином $S = 1/2$ с сильно анизотропным эффективным g-фактором ($0.31 < |g_{\text{eff}}| < 6.53$ и $0.13 < |g_{\text{eff}}| < 3.3$ для Yb^{3+} в позициях 1 и 2 соответственно) [18]. Ядерный спин изотопа ^{173}Yb $I = 5/2$. Поэтому каждый электронный уровень расщепляется на $2I + 1 = 6$ ядерных подуровней. Между электронно-ядерными подуровнями возможны 6 “разрешенных” переходов, происходящих без изменения проекции ядерного спина на ось квантования ($\Delta Iz = 0$), и “запрещенные” переходы, происходящие с изменением величины Iz.

Резонансные линии на рис. 1 образуют 7 групп. Шесть из них соответствуют числу разрешенных переходов для изотопа ^{173}Yb. Эти переходы обозначены вертикальными линиями в нижней части рис. 1. Направление магнитного поля было отклонено от

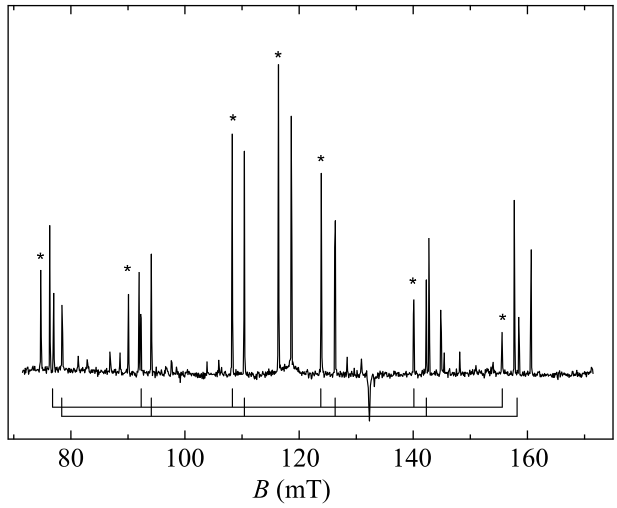

Рис. 1. Эхо-детектированный спектр монокристалла YSO, легированного ионами ^{173}Yb^{3+}. Частота спектрометра 9.64 ГГц, температура 7 K. Линиями в нижней части рисунка отмечены разрешенные резонансные переходы для двух магнитно неэквивалентных ионов ^{173}Yb^{3+} в позиции 1. Звездочками отмечены резонансные переходы, для которых измерялась временная зависимость спада сигнала эхо

плоскости ac на 7°. Поэтому в каждой группе присутствуют пары линий, соответствующие двум магнитно неэквивалентным ионам. В центре спектра находятся две линии, обязанные присутствию в образце четных изотопов иттербия с $I = 0$. Для двух низкополевых и высокополевых групп линий, соответствующих $Iz = \pm3/2$ и $Iz = \pm5/2$, в спектре присутствуют дополнительные пары линий. Природа появления этих линий достоверно не установлена. В [17] высказывается предположение, что эти линии могут быть обязаны “запрещенным” переходам с участием квадрупольных взаимодействий. Ширина резонансных переходов на спектре составляет около 0.15 мТ, что соответствует $\Delta\nu = 12$ МГц в единицах частоты. Это меньше ширины спектра возбуждающих импульсов (54 и 27 МГц для $\tau_1 = 16$ и $\tau_2 = 32$ нс, соответственно). Поэтому можно считать, что возбуждение носит неселективный характер, при котором микроволновые импульсы действуют на все спины, присутствующие в неоднородно уширенном резонансном переходе.

Самым простым способом определения времени релаксации когерентности электронных спиновых систем является измерение временной зависимости интенсивности сигналов двух-импульсного эхо Хана при увеличении времени задержки между импульсами. На рисунке 2 представлены временные зависимости интегральной интенсивности сигналов эхо, полу-

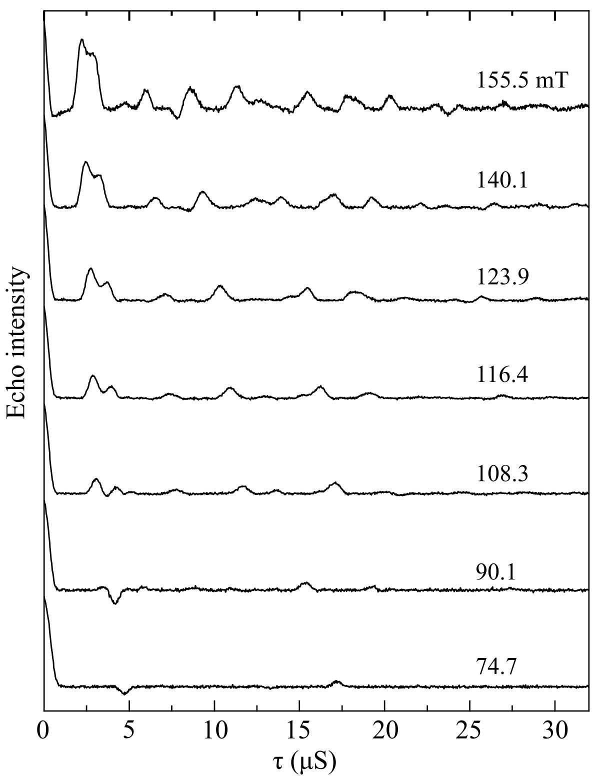

Рис. 2. Временная зависимость интегральной интенсивности сигналов спинового эхо для ионов Yb^{3+} в YSO. Цифры соответствуют величине магнитного поля, при которой проводились измерения. $T = 7\,\mathrm{K}$

ченные для переходов, отмеченных на рис. 1 звездочками. Видно, что эти зависимости существенно отличаются от обычного экспоненциального спада интенсивности, поэтому определение времени релаксации когерентности в таких условиях требует специального исследования. Для всех резонансных линий при увеличении τ быстро, за время около 1 мкс, наблюдается спад сигналов эхо вплоть до их исчезновения (collapse), а затем происходит возрождение (revival) сигналов эхо при определенных значениях интервала τ. При малых магнитных полях (74.7 мТл, 90.1 мТл) единичные сигналы эхо появляются только при определенных значениях τ. Используемые нами термины коллапс-возрождение первоначально были введены при теоретическом описании динамики населенности и когерентности двухуровневого атома в резонансном слабом (несколько фотонов) одномодовом квантованном поле [23, 24]. Предсказанная и экспериментально обнаруженная квазипериодическая по времени динамика была обусловлена квантовой (дискретное число фотонов: $0, 1, 2, \ldots$) природой электромагнитного поля [25, 26].

Те же термины использованы при описании динамики одиночных фотонов в квантовой памяти на основе ансамбля холодных атомов [27] и для качественной характеристики наблюдаемой нерегулярной зависимости интенсивности фотонного эхо от τ на ионах эрбия в YSO [28]. В последнем случае число фотонов в когерентном поле возбуждающих импульсов было большим, и квантовые (дискретные) свойства поля не играли роли. В рассматриваемом нами случае электронного спинового эхо квантовые свойства поля тоже несущественны, и мы используем термины "коллапс-возрождение" эха для качественного отличия наблюдаемых зависимостей интенсивности двух-импульсного эха от известных случаев модуляции временного спада сигналов эхо (electron spin echo envelope modulation, ESEEM) [29–31].

Известные периодические по времени сигналы эха наблюдаются в случае одноимпульсного возбуждения многочастичных систем, спектр которых представляет собой периодическую дискретную последовательность зубцов с частотным интервалом Δ (эхо на частотной гребенке – frequency comb echo). Первая наглядная модель формирования таких сигналов предложена в работе [32] на примере динамики ансамбля $(N+1)$ осцилляторов с собственными частотами $\Omega_n = \Omega + n\Delta$ ($n = 0, 1, 2, ..., N$, $\Delta < \Omega$). Одновременно возбужденные осцилляторы из-за разности собственных частот через время t приобретут сдвиг фаз $\delta\varphi(n) = 2\pi n\Delta t$. При $t = T = 1/\Delta$ все маятники сфазируются и сформируют сигнал эхо. Такие сигналы эхо будут формироваться периодически при $t = mT$, $(m = 1, 2, 3\ldots)$.

Точно так же после возбуждающего импульса возникают сигналы эхо от оптической частотной гребенки вследствие периодической конструктивной интерференции ансамбля поперечных компонент дипольных моментов (когерентностей), прецессирующих с отличающимися на $2\pi\Delta n$ угловыми скоростями. В оптическом диапазоне частотные гребенки формируются искусственно в спектрах неоднородно уширенных резонансных переходов [20, 33]. Развитие методов создания и применения оптических гребенок и решеток представлено в обзорах [34, 35]. В микроволновом диапазоне естественные частотные гребенки, на которых наблюдались периодические сигналы эха после одного импульса, представляли хорошо разрешенную сверхтонкую структуру резонансных переходов между электронными спиновыми уровнями, обусловленную сверхтонким взаимодействием электронного спина с близлежащими ядерными спинами [36, 37]. В нашем случае при возбуждении одного резонансного перехода резонансные линии (см. рис. 1) имеют гауссову форму, т. е. явной разрешенной структуры в форме частотной гребенки не наблюдается.

Для проверки связи наблюдаемого эффекта коллапса-возрождения эха Хана с возможным наличием скрытых в неоднородной ширине линий частотных гребенок мы провели фурье-анализ временной зависимости сигналов эхо. Преобразование было выполнено в программном пакете Xepr (XeprSoftware) фирмы Брукер. Результаты представлены на рис. 3. Оказалось, что в малых

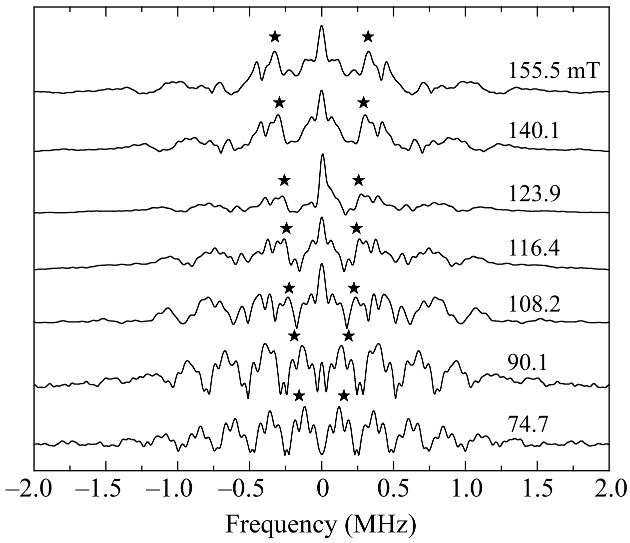

Рис. 3. Спектры Фурье, соответствующие временным зависимостям сигналов эхо на рис. 2. Звездочками отмечена величина зеемановского расщепления ядерного спина ^{89}Y в соответствующем магнитном поле

магнитных полях в спектре Фурье присутствуют хорошо выраженные гребенки равномерно распределенных частот, параметры которых зависят от величины магнитного поля. Для магнитного поля 74.7 мТл присутствуют две гребенки с частотными интервалами $\Delta_1 = 0.244$ МГц и $\Delta_2 = 0.061$ МГц. При увеличении магнитного поля до 90.1 мТл частотные интервалы гребенок увеличиваются до $\Delta_1 = 0.264$ МГц и $\Delta_2 = 0.067$ МГц. В более сильных полях частотные гребенки теряют свою регулярность и размываются.

Существует принципиальное отличие между эхо после одного импульса на естественной частотной гребенке со спектрально разрешенными зубцами [36, 37] и нашим случаем коллапса и возрождения эхо в двух-импульсной последовательности Хана на скрытой в неоднородной ширине линии частотной гребенке. В обоих случаях после возбуждающего импульса происходит интерференционное сложение поперечных компонент дипольных моментов ансамбля атомов, в спектре каждого из которых существуют одинаковые частотные гребенки. Но одновременно существуют механизмы неоднородного уширения, сдвигающие случайным образом частотные гребенки разных атомов относительно друг друга и определяющие форму линии зубцов и всей резонансной линии. Поэтому одновременно происходят два интерференционных процесса – расфазирование-сфазирование компонент частотных гребенок на каждом атоме и расфазирование-сфазирование частотных гребенок разных атомов при двух-импульсном возбуждении эха Хана. Соотношение характерных времен этих двух процессов определяет возможность формирования эха на частотной гребенке. В работах [20, 33, 36, 37] время обратимой расфазировки поперечных компонент дипольного момента (обратное ширине зубцов) значительно превышает период формирования сигналов эхо на частотной гребенке T, поэтому наблюдается эхо после одного импульса. В нашем случае эхо такого типа после первого $\pi/2$ импульса не возникает, так как вследствие большой неоднородной ширины резонансного перехода $\Delta\nu = 12$ МГц время спада сигнала свободной индукции $T_2^* = 1/2\pi\Delta\nu = 0.13$ мкс много короче времени формирования эхо от частотных гребенок $T_i = 1/\Delta_i$. Другими словами – расфазирование гребенок происходит значительно быстрее, чем сфазируются зубцы гребенки на каждом атоме.

В то же время частотные гребенки, скрытые в неоднородной ширине резонансного перехода, проявляются в двух-импульсной последовательности Хана за счет механизма переноса когерентности между зубцами частотной гребенки во время второго импульса аналогично хорошо известному в импульсном ЭПР эффекту ESEEM [29–31]. Двух-импульсный ESEEM в электронно-ядерных спиновых системах возникает вследствие интерференции поперечных компонент электронного спина, которые прецессируют во вращающейся системе координат с различными частотами, определяющимися спектром сверхтонких взаимодействий (СТВ) электронного спина с близлежащими ядерными спинами. Наблюдаемый нами коллапс-возрождение двух-импульсного эха Хана обусловлен двумя причинами: 1) наличием частотной гребенки в спектре СТВ иона Yb^{3+} с близлежащими ядрами ^{89}Y и 2) переносом когерентности между зубцами гребенки во время второго импульса. Сигнал эхо возникает при совпадении временной задержки между двумя импульсами со временем формирования эхо от частотной гребенки $\tau = mT$. При $m = 1$ частотная гребенка с интервалом $\Delta_1 = 0.244$ МГц должна формировать спиновое эхо при $\tau_1 = 1/\Delta_1 = 4.1$ мкс, а гребенка с интервалом $\Delta_2 = 0.061$ МГц должна формировать эхо при $\tau_2 = 1/\Delta_2 = 16.4$ мкс. Экспериментально сигналы эхо наблюдаются при очень близких значениях τ, равных 4.75 и 17.2 мкс, соответственно. Мы полагаем, что две группы ядерных спинов, формирующих гребенки с Δ_1 и Δ_2, могут принадлежать ядрам иттрия в первой и второй координационных сферах иона иттербия, соответственно. Анализ взаимосвязи между спектром частотной гребенки и характером сигналов эхо выходит за рамки данной статьи и будет представлен в отдельной публикации. Обсудим причину формирования гребенчатого спектра СТВ ионов Yb^{3+} в YSO. Во многих случаях СТВ электронного спина с соседними ядерными спинами носит диполь-дипольный характер, и энергия взаимодействия зависит как от расстояния между спинами, так и от ориентации взаимодействующих магнитных моментов относительно радиус-векторов, соединяющих спины. В высокосимметричной кристаллической решетке энергия СТВ электронного спина с эквивалентными соседними ядерными спинами одинакова. В таких условиях сверхтонкая структура спектра электронного перехода представляет эквидистантную гребенку [38]. Именно по такому механизму сформирована частотная гребенка в [36].

В монокристалле YSO лигандное окружение примесного иона имеет низкую симметрию. В таком случае форму спектра СТВ в виде частотной гребенки можно объяснить, если предположить, что значительную роль в СТВ играет контактное взаимодействие Ферми, которое не зависит от взаимной ориентации взаимодействующих магнитных моментов и соединяющего их радиус-вектора. В кристаллической решетке YSO расстояния между примесным редкоземельным ионом и ионами иттрия в первой координационной сфере отличаются не очень сильно. Для Yb^{3+} в позиции 1 эти расстояния лежат в пределах 3.45–3.74 нм [39]. Поэтому при контактном взаимодействии Ферми энергия СТВ иона Yb^{3+} со всеми ионам иттрия первой координационной сферы будет примерно одинакова, и спектр СТВ будет иметь вид эквидистантной решетки.

Сильная зависимость формы сверхтонкой частотной гребенки от величины магнитного поля объясняется большой анизотропией электронного g-фактора. В этом случае направление магнитного момента электронного спина не совпадает с направлением внешнего магнитного поля. Если представить СТВ в виде произведения ядерного магнитного момента на какое-то эффективное сверхтонкое поле [40], то полное магнитное поле, относительно которого квантуется ядерный спин, будет суммой сверхтонкого и внешнего магнитных полей. При изменении величины внешнего магнитного поля направление полного магнитного поля и направление оси квантования ядерного спина изменяются [40, 41]. В малых магнитных полях, когда зеемановская энергия ядерного спина меньше энергии СТВ, ось квантования будет близка к направлению эффективного сверхтонкого поля. Частота перехода между ядерными уровнями будет определяться, в основном, СТВ, а несекулярные по отношению к оси квантования компоненты внешнего магнитного поля не будут влиять на частоту модуляции в ESEEM. В противоположном случае, когда зеемановская энергия ядер во внешнем магнитном поле превышает энергию СТВ, ось квантования ядерных спинов будет близка к направлению внешнего магнитного поля, а несекулярные компоненты эффективного сверхтонкого поля не будут влиять на величину расщепления между ядерными уровнями. При этом возрастает роль анизотропного диполь-дипольного взаимодействия, и эквидистантная частотная гребенка распадается на набор частот, индивидуальных для каждого ядра иттрия. На рисунке 3 видно, что в нашем случае энергия СТВ и зеемановская энергия ядерных спинов одного порядка. Поэтому поворот оси квантования ядерных спинов, связанный с изменением величины внешнего магнитного поля, кардинально меняет характер ESEEM.

Выводы.

1. Импульсными методами ЭПР-спектроскопии исследованы особенности модуляции временного спада интенсивности двух-импульсного эхо Хана (ESEEM) для примесных ионов Yb^{3+} в монокристалле ортосиликата иттрия Y_2SiO_5, моноизотопно легированном изотопом Yb-173. Измерения проведены при семи различных значениях внешнего магнитного поля, соответствующих разрешенным резонансным переходам для шести различных состояний ядерного спина Yb-173 с величиной ядерного спина $Y = 5/2$, и одного резонансного перехода, соответствующего четным изотопам иттербия, присутствующим в образце в виде неконтролируемой примеси.

2. Установлено, что характер ESEEM сильно зависит от величины магнитного поля, в котором проводились измерения. В малых магнитных полях временная зависимость сигналов эхо после второго возбуждающего импульса характеризуется быстрым коллапсом за время 1–2 мкс и последующим возрождением на временах 15–20 мкс. Фурье-анализ временной зависимости ESEEM показал, что коллапс и возрождение сигналов эхо могут быть связаны с особенностью частотного спектра СТВ электронного спина иттербия с ядерными спинами соседних ионов иттрия, в малых магнитных полях имеющего форму эквидистантных частотных гребенок. Появление сигналов эхо после второго возбуждающего импульса происходит при сфазировании компонент частотных гребенок на каждом примесном ионе и одновременном сфазировании частотных гребенок разных ионов при двух-импульсном возбуждении эха Хана.

3. Гребенчатый вид спектра СТВ обусловлен большим вкладом контактного взаимодействия Ферми в СТВ электронного спина иттербия с ядерными спинами иттрия, энергия которого не зависит от взаимной ориентации ядерного и электронного магнитных моментов относительно соединяющего их радиус-вектора.

4. Спектр СТВ электронных спинов иттербия и ядерных спинов иттрия сильно зависит от величины внешнего магнитного поля. Эта зависимость возникает вследствие изменения направления пространственной оси квантования ядерных спинов при изменении величины внешнего магнитного поля в условиях конкуренции разнонаправленных внешнего и сверхтонкого магнитных полей, действующих на ядерный спин.

1. H. de Riedmatten, M. Afzelius, M. U. Staudt, C. Simon, and N. Gisin, Nature **456**, 773 (2008).
2. C. W. Thiel, T. Böttger, and R. L. Cone, J. Lumin. **131**, 353 (2011).
3. M. Bonarota, J.-L. Le Gouët, and T. Chanelière, New J. Phys. **13**, 013013 (2011).
4. C. W. Thiel, R. M. Macfarlane, Y. Sun, T. Böttger, N. Sinclair, W. Tittel, and R. L. Cone, Laser Phys. **24**, 106002 (2014).
5. M. Rancic, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, and M. J. Sellars, Nature Phys. **14**, 50 (2018).
6. Y.-H. Chen, X. Frnandez-Gonzalvo, S. P. Horvath, J. V. Rakonjac, and J. J. Longdell, Phys. Rev. B **97**, 024419 (2018).
7. G. Wolfowicz, H. Maier-Flaig, R. Marino, A. Ferrier, H. Vezin, J. J. L. Morton, and Ph. Goldner, Phys. Rev. Lett. **114**, 170503 (2015).
8. G. Dold, C. W. Zollitsch, J. O'Sullivan, S. Welinski, A. Ferrier, Ph. Goldner, S. E. de Graaf, T. Lindstrom, and J. J. L. Morton, Phys. Rev. Appl. **11**, 054082 (2019).
9. R. M. Eremina, V. F. Tarasov, K. B. Konov, T. P. Gavrilova, A. V. Shestakov, V. A. Shustov, S. A. Kutovoi, and Yu. D. Zavartsev, Appl. Magn. Reson. **49**, 53 (2018).
10. M. Gündogan, P. M. Ledingham, K. Kutluer, M. Mazzera, and H. de Riedmatten, Phys. Rev. Lett. **114**, 230501 (2015).
11. P. Jobez, C. Laplane, N. Timoney, N. Gisin, A. Ferrier, Ph. Goldner, and M. Afzelius, Phys. Rev. Lett. **114**, 230502 (2015).
12. А. А. Суханов, В. Ф. Тарасов, Ю. Д. Заварцев, А. И. Загуменный, С. А. Кутовой, Письма в ЖЭТФ **108**, 211 (2018) [A. A. Sukhanov, V. F. Tarasov, Yu. D. Zavartsev, A. I. Zagumennyi, and S. A. Kutovoi, JETP Lett. **108**, 210 (2018)].
13. A. Louchet, Y. Le Du, F. Bretenaker, T. Chaneliere, F. Goldfarb, I. Lorgere, J.-L. Le Gouet, O. Guillot-Noel, and Ph. Goldner, Phys. Rev. B **77**, 195110 (2008).
14. M. Afzelius, I. Usmani, A. Amari, B. Lauritzen, A. Walther, C. Simon, N. Sangouard, J. Minar, H. de Riedmatten, N. Gisin, and S. Kroll, Phys. Rev. Lett. **104**, 040503 (2010).
15. M. Lovrić, D. Suter, A. Ferrier, and Ph. Goldner, Phys. Rev. Lett. **111**, 020503 (2013).
16. M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S. E. Beavan, S. M. Wittig, J. J. Longdell, and M. J. Sellars, Nature **517**, 177 (2015).
17. S. Welinski, A. Ferrier, M. Afzelius, Ph. Goldner, Phys. Rev. B **94**, 155116 (2016).
18. A. Tiranov, A. Ortu, S. Welinski, A. Ferrier, Ph. Goldner, N. Gisin, and M. Afzelius, Phys. Rev. B **98**, 195110 (2018).
19. H.-J. Lim, S. Welinski, A. Ferrier, Ph. Goldner, J. J. L. Morton, Phys. Rev. B **97**, 064409 (2018).
20. M. Businger, A. Tiranov, K. T. Kaczmarek, S. Welinski, Z. Zhang, A. Ferrier, Ph. Goldner, and M. Afzelius, Phys. Rev. Lett. **124**, 053606 (2020).
21. A. Ortu, A. Tiranov, S. Welinski, F. Fröwis, N. Gisin, A. Ferrier, Ph. Goldner, and M. Afzelius, Nature Mater. **17**, 671 (2018).
22. Б. А. Максимов, Ю. А. Харитонов, В. В. Илюхин, Н. В. Белов, ДАН **183**, 1072 (1968) [B. A. Maksimov, Yu. A. Kharitonov, V. V. Ilyukhin, and N. V. Belov, Sov. Phys. Dokl. **13**, 1313 (1968)].
23. J. H. Eberly, N. B. Narozhny, and J. J. Sanchez-Mondragon, Phys. Rev. Lett. **44**, 1323 (1980).
24. N. B. Narozhny, J. J. Sanchez-Mondragon, and J. H. Eberly, Phys. Rev. A **23**, 236 (1981).
25. G. Rempe, H. Walther, and N. Klein, Phys. Rev. Lett. **58**, 353 (1987).
26. M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, and S. Haroche, Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996).
27. D. N. Matsukevich, T. Chanelie're, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich, Phys. Rev. Lett. **96**, 033601 (2006).
28. B. Car, J.-L. Le Gouët, and T. Chaneliere, Phys. Rev. B **102**, 115119 (2020).

29. W. B. Mims, Phys. Rev. B **5**, 2409 (1972).
30. К. М. Салихов, А. Г. Семенов, Ю. Д. Цветков, *Электронное спиновое эхо и его применение*, Наука, Новосибирск (1976), гл. 5 [K. M. Salikhov, A. G. Semenov, Yu. D. Tsvetkov, *Electron spin echo and its application* (on Russian), Nauka, Novosibirsk (1976), ch. 5].
31. A. Schweiger, G. Jeschke, *Principles of Pulse Electron Paramagnetic Resonance*, Oxford Univ. Press, N.Y. (2001), ch. 10.
32. Б. Я. Дубецкий, В. П. Чеботаев, Письма в ЖЭТФ **41**, 267 (1985) [B. Ya. Dubetskii and V. P. Chebotaev, JETP Lett. **41**, 328 (1985)].
33. M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, Phys. Rev. A **79**, 052329 (2009).
34. Р. М. Архипов, Письма в ЖЭТФ **113**, 636 (2021) [R. M. Arkhipov, JETP Lett. **113**, 611 (2021)].
35. T. Fortier and F. Baumann, Commun. Phys. **2**, 153 (2019).
36. K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev, and R. B. Zaripov, Appl. Magn. Reson. **48**, 795 (2017).
37. K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev, V. I. Morosov, and R. B. Zaripov, Phys. Rev. A **90**, 042306 (2014).
38. А. Абрагам, Б. Блини, *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов*, Мир, М. (1972), т. 1, гл. 10 [A. Abragam and B. Bleaney, *Electron paramagnetic resonance of transition ions*, Clarendon Press, Oxford (1970), ch. 10].
39. R. F. Likerov, V. F. Tarasov, A. A. Sukhanov, A. V. Shestakov, R. M. Eremina, Yu. D. Zavartsev, and S. A. Kutovoi, Magnetic Resonance in Solids. Electronic Journal. **22**, 20201 (2020).
40. J. A. Weil and J. H. Anderson, J. Chem. Phys. **35**, 1410 (1961).
41. J. A. Weil and J. R. Bolton, *Paramagnetic Resonance. Elementary Theory and Practical Applications*, second edition, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2007), ch. 5.