

Фотонное эхо на сверхузком оптическом переходе иона $^{167}\text{Er}^{3+}$ в кристалле $^7\text{LiYF}_4$

М.М.Миннегалиев, Э.И.Байбеков, К.И.Герасимов, С.А.Моисеев, М.А.Смирнов, Р.В.Урманчев

Методами двухимпульсного и стимулированного фотонного эха впервые определены времена продольной и поперечной релаксации на переходе между сверхтонкими подуровнями нижних электронных состояний мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4I_{9/2}$ ионов $^{167}\text{Er}^{3+}$ в кристалле $^7\text{LiYF}_4$, находящемся в нулевом магнитном поле при температуре 4 К. Обнаружена модуляция в спаде сигнала фотонного эха, предположительно обусловленная суперсверхтонким взаимодействием ионов $^{167}\text{Er}^{3+}$ с ближайшими ионами-лигандами $^{19}\text{F}^-$. Обсуждаются вклады различных взаимодействий в сверхузкую ширину линии (~ 24 МГц) этого перехода. Полученные результаты указывают на перспективность использования данного оптического перехода иона $^{167}\text{Er}^{3+}$ в кристалле $^7\text{LiYF}_4$ в рамановских схемах оптической квантовой памяти.

Ключевые слова: фотонное эхо, оптическая спектроскопия, сверхузкие оптические линии поглощения, редкоземельные ионы, Er, LiYF_4 , рамановская квантовая память.

1. Введение

Исследование спектроскопических и кинетических свойств редкоземельных ионов (РЗИ) в кристаллах представляется важным, поскольку данные ионы, внедренные в малых концентрациях в кристалл, являются хорошим спектроскопическим зондом для исследования различных типов взаимодействия атомов и ионов в твердом теле и развития теоретических представлений в этой области физики [1, 2]. Кроме того, кристаллы, активированные РЗИ, широко применяются на практике в качестве лазерных материалов и устройств квантовой электроники [3], сцинтилляторов [4], кристаллофосфоров и др. [5]. Большие времена фазовой релаксации оптических, зеэмановских и сверхтонких переходов РЗИ и малая неоднородная ширина линий данных переходов в кристаллах делают эти объекты перспективными для создания на их основе базовых устройств квантовой информатики. Одним из таких устройств является квантовая память (КП) – необходимый элемент масштабируемого линейного оптического квантового компьютера [6, 7] и квантового повторителя, требуемого для создания дальнедействующих (более 300 км) линий квантовых коммуникаций [8].

В настоящее время разработано большое количество протоколов реализации КП на основе РЗИ в кристаллах [9–12]. Протоколы, основанные на фотонном эхе в нерезонансной рамановской схеме [13–15], обладают рядом преимуществ, однако для их реализации необходимо наличие сверхузких (десятки МГц и менее) оптических переходов.

М.М.Миннегалиев, К.И.Герасимов, С.А.Моисеев, М.А.Смирнов, Р.В.Урманчев. Казанский квантовый центр («КАИ-КВАНТ»), Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева-КАИ, Россия, 420111 Казань, ул. К.Маркса, 10, e-mail: mansur@kazanqc.org, kigerasimov@mail.ru
Э.И.Байбеков. Казанский (Приволжский) федеральный университет, Россия, 420008 Казань, ул. Кремлевская, 18

Поступила в редакцию 7 июля 2017 г.

Хорошо известно, что РЗИ (Er, Nd, Ho) в кристалле LiYF_4 имеют сверхузкие (десятки МГц) линии оптического поглощения [16–19], а использование моноизотопных кристаллов (в данном случае – изотопически обогащенных по ионам лития) приводит к дальнейшему сужению оптических линий из-за отсутствия изотопического сдвига, так что в некоторых случаях наблюдается суперсверхтонкое расщепление непосредственно в оптических спектрах поглощения [20].

Ион эрбия в LiYF_4 вызывает повышенный интерес [21–23] с точки зрения создания квантового повторителя на основе КП в нерезонансной рамановской схеме, поскольку он имеет оптические переходы в двух (0.8 и 1.5 мкм) окнах прозрачности оптического волокна. В работе [24] нами были проведены детальные спектроскопические исследования данных переходов между сверхтонкими подуровнями, позволившие получить важную информацию о возможных трехуровневых схемах для нерезонансной рамановской КП. Измерения оптических времен фазовой релаксации ионов Er^{3+} в LiYF_4 проводились методом фотонного эха для переходов $^4I_{15/2} - ^4F_{9/2}$ (0.65 мкм) [16] и $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ (1.5 мкм) [22] при температуре ~ 1.5 К и в магнитном поле более 2 Тл, что позволяло значительно подавить релаксационные процессы в системе ионов эрбия. В настоящей работе мы впервые наблюдали фотонное эхо на сверхузком оптическом переходе (24 МГц) между сверхтонкими подуровнями мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4I_{9/2}$ (0.8 мкм) ионов Er^{3+} при более высокой температуре (4 К) и в отсутствие внешнего магнитного поля. Ниже мы представляем результаты данных экспериментов.

2. Результаты экспериментов и их обсуждение

В работе исследовались кристаллы $^7\text{LiYF}_4:^{167}\text{Er}^{3+}$ (с концентрацией 0.005 ат. %), выращенные в Казанском федеральном университете С.Л.Кораблевой с сотрудниками. Схема экспериментальной установки показана на рис.1.

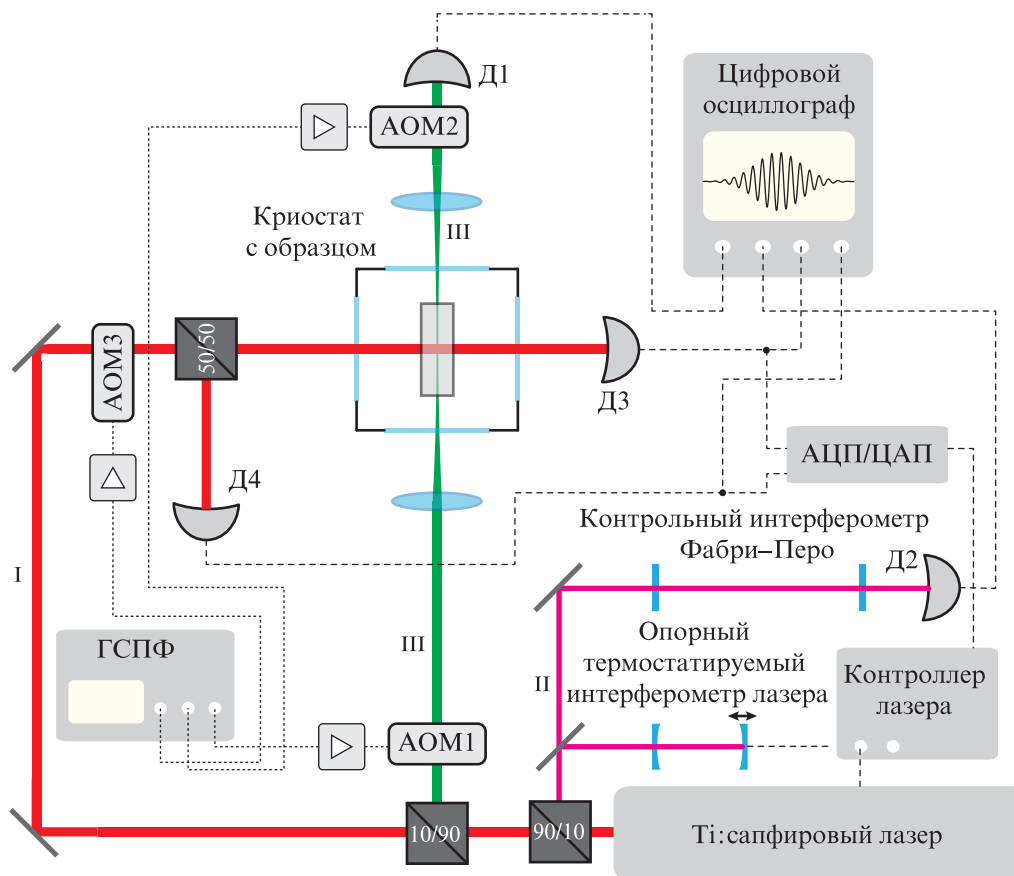


Рис.1. Упрощенная схема экспериментальной установки, используемой в экспериментах по лазерной спектроскопии высокого разрешения и по наблюдению сигналов фотонного эха:

АОМ – акустооптический модулятор; ГСПФ – генератор сигналов произвольной формы; Д – детектор; I – оптический канал измерения спектров поглощения; II – канал стабилизации-контроля частоты лазера; III – оптический канал измерения сигналов фотонного эха.

Образец был помещен в криостат замкнутого цикла Montana Instr., где охлаждался до температуры 4 К. Источником излучения в экспериментах по спектроскопии высокого разрешения и регистрации сигналов фотонного эха служил непрерывный титан-сапфировый лазер Tekhnoscan TIS-SF-777. Данная лазерная система имеет встроенную систему стабилизации на основе внешнего термостатированного интерферометра Фабри–Перо, благодаря чему достигается довольно узкая ширина линии лазерного излучения (менее 5 кГц) и высокая временная стабильность его частоты (скорость изменения частоты не превышала 5 кГц/с).

Спектры поглощения измерялись путем непрерывного сканирования частоты лазера в пределах 20 ГГц за счет изменения длины внешнего термостатированного интерферометра Фабри–Перо. Нелинейность частотной развертки лазера затем корректировалась с использованием пиков пропускания контрольного интерферометра Фабри–Перо, которые измерялись одновременно со спектром поглощения. Межмодовый интервал контрольного интерферометра Фабри–Перо составлял 354.4 МГц. Акустооптический модулятор АОМ3 использовался в режиме двойного прохода оптического излучения и служил для изменения частоты лазерного излучения в небольших пределах (~ 150 МГц). Это обеспечивало более точное измерение спектральных ширин линий поглощения по сравнению с измерением спектров с частотной разверткой в пределах 20 ГГц и последующим пересчетом частоты лазерного излучения относительно пиков внешнего интер-

ферометра Фабри–Перо. Управление АОМами здесь и далее осуществлялось генератором сигналов произвольной формы (ГСПФ) производства Rigol, модель DG5352. Сигналы с детекторов регистрировались цифровым осциллографом Tektronix DPO7104C.

Благодаря усовершенствованному процессу роста кристаллов $^7\text{LiYF}_4:\text{Er}^{3+}$ ширины линии сверхтонких переходов $^4I_{15/2} - ^4I_{9/2}$ были уменьшены примерно в четыре раза по сравнению с ширинами линий этих же переходов в ранее выращенном кристалле, исследованном в работе [24]; неоднородная ширина наиболее узкой и интенсивной линии поглощения составляла 24 МГц (рис.2). Данное значение близко к рекордно малому (16 МГц) неоднородному уширению линии поглощения, полученному в работе [21] для оптического перехода $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ (1.5 мкм) ионов $^{170}\text{Er}^{3+}$ в этом кристалле. Дальнейшие исследования методами фотонного эха проводились на переходе между пятым и первым по энергии сверхтонкими подуровнями нижних электронных состояний мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4I_{9/2}$ соответственно. Спектр поглощения данного перехода показан на вставке рис.2. При регистрации данного спектра частота лазерного излучения измерялась при помощи АОМ3, что, как отмечалось выше, обеспечивало более высокую точность измерения неоднородной ширины линии.

В оптическом канале измерения сигналов фотонного эха для формирования входных импульсов света необходимой формы и длительности использовался АОМ1, а АОМ2 предохранял чувствительный детектор Д1 (Thor-

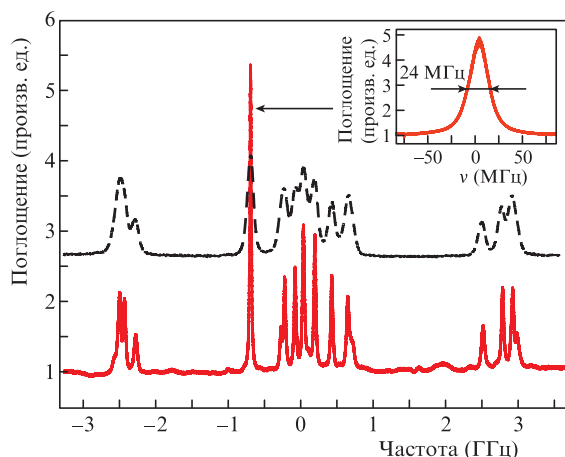


Рис.2. Спектры кристаллов ${}^7\text{LiYF}_4: {}^{167}\text{Er}^{3+}$ (0.005 ат. %) на переходе ${}^4I_{15/2}(\Gamma_{56}) - {}^4I_{9/2}(\Gamma_{78})$ при $T = 4$ К, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c} \perp \mathbf{k}$ (\mathbf{E} и \mathbf{k} – вектор электрического поля и волновой вектор, c – ось кристалла четвертого порядка). Штриховая кривая – спектр кристалла, использованного в работе [24], сплошная кривая – спектр кристалла, использованного в настоящей работе. Ноль на шкале частот соответствует $\nu = 370.574$ ТГц. На вставке показана наиболее интенсивная линия поглощения, на которой в дальнейшем проводились эксперименты по фотонному эху.

labs PDA120A/M) от интенсивных входных импульсов и позволял проходить излучению только во время измерения сигнала эха.

Как показали наши исследования, при измерении сигнала фотонного эха на сверхузких переходах (накопленных сигналов эха 30 и более) основной вклад в ошибку измерения его интенсивности вносит долговременный дрейф частоты лазерного излучения. В связи с этим нами была создана и использована дополнительная система долговременной стабилизации частоты лазерного излучения. Для компенсации долговременного дрейфа реперных линий опорного интерферометра мы использовали сигнал поглощения наиболее интенсивной линии поглощения перехода ${}^4I_{15/2} - {}^4I_{13/2}$ ионов ${}^{167}\text{Er}^{3+}$ в кристалле ${}^7\text{LiYF}_4$ [24], т.е. той же линии, на которой измерялось фотонное эхо. Для этого служил оптический зондирующий канал, применяемый ранее для измерения спектров поглощения (см. рис.1). Настройка частоты зондирующего излучения, соответствующей примерно половине сигнала поглощения от максимального, осуществлялась с помощью АОМЗ, работающего в данном случае в схеме с однократным прохождением света. При изменении частоты лазера сигнал ошибки с детекторов Д3 и Д4 (Thorlabs DET100A/M) через аналогоцифровой преобразователь (АЦП) программно анализировался в управляющем компьютере и далее через цифроаналоговый преобразователь (ЦАП) и контроллер лазера корректировал длину опорного интерферометра и частоту излучения лазера соответственно. Благодаря этому итоговый долговременный дрейф частоты излучения лазера был уменьшен до 100 кГц/ч вместо 44 МГц/ч без применения описанного алгоритма стабилизации [25]. С целью дальнейшего уменьшения ошибки измерения интенсивности фотонного эха механические колебания образца, связанные с работой криостанции, были минимизированы в течение времени однократного измерения эха. Для этого запуск импульсной последовательности был синхронизирован с сигналом старта рабочего цикла криостанции, а задержка (~480 мс) запуска импульсной последовательности отно-

сительно данного сигнала экспериментально подбирались такой, чтобы вариации интенсивности эха в разных измерениях были минимальными. Частота повторения измерений при этом определялась частотой рабочего цикла криостанции и составляла ~ 0.8 Гц.

Время фазовой релаксации T_2 на исследуемом оптическом переходе определялось с помощью двухимпульсного фотонного эха. Длительность импульсов гауссовой формы в данных экспериментах составляла 100 нс. На рис.3 приведена экспериментальная зависимость в логарифмическом масштабе интенсивности сигнала фотонного эха от времени задержки между первым и вторым импульсами. Вертикальными линиями показана установленная экспериментально величина ошибки измерения интенсивности фотонного эха, которая определяется многими составляющими (нестабильность частоты лазера, механические колебания образца, дробовой шум, различные шумы детектора и измерительной аппаратуры) и поэтому сложно поддается теоретической оценке. Интенсивность сигнала эха I_e усреднялась по 30 измерениям в каждой точке графика рис.3. Чтобы оценить величину ошибки для пяти различных значений I_e , измерения повторялись 20 раз и вычислялось среднеквадратическое отклонение. Полученная зависимость ошибки от I_e далее аппроксимировалась формулой $S = aI_e + b\sqrt{I_e} + c$, где a, b, c – подгоночные параметры. Значения S для каждой точки на рис.3 и 4 соответствуют величине ошибки.

Если пренебречь амплитудной модуляцией, которая имеет форму биений (они будут обсуждаться ниже), то поведение экспериментальных данных достаточно хорошо описывается экспоненциальной зависимостью $I_e(t) = I_0 \exp(-4t/T_2)$ с временем фазовой релаксации $T_2 = 1.80 \pm 0.07$ мкс (на рис.3 эта зависимость представлена сплошной линией).

Следует отметить, что сигнал фотонного эха на данном переходе при температуре 4 К и нулевом магнитном поле нами наблюдается впервые. Так, в кристалле, исследованном в работе [24], при аналогичных условиях фотонное эхо не регистрировалось. Даже при охлаждении кристаллов с близкими концентрациями до температур ~ 1.5 К сигнал фотонного эха в отсутствие внешнего маг-

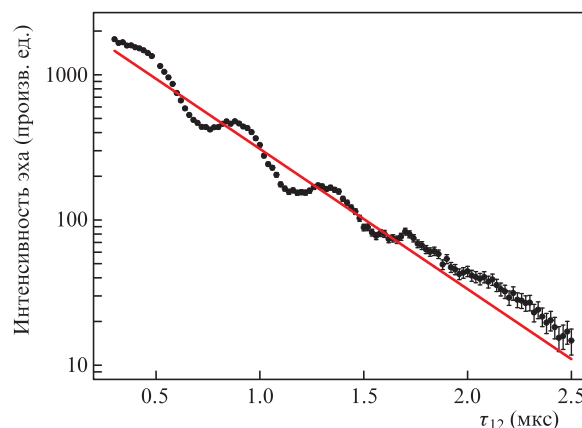


Рис.3. Зависимость интенсивности сигнала двухимпульсного эха в логарифмическом масштабе в кристалле ${}^7\text{LiYF}_4: {}^{167}\text{Er}^{3+}$ от времени задержки между импульсами в нулевом магнитном поле при температуре 4 К. Сигнал фотонного эха наблюдался для самой интенсивной линии перехода ${}^4I_{15/2}(\Gamma_{56}) - {}^4I_{9/2}(\Gamma_{78})$, $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c} \perp \mathbf{k}$, длительность импульсов гауссовой формы составляла 100 нс. Сплошная линия – результат аппроксимации данных – соответствует времени поперечной релаксации перехода $T_2 = 1.80 \pm 0.07$ мкс.

нитного поля ранее зарегистрировать не удавалось [22]. Для определения времени фазовой релаксации на оптическом переходе $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ в работе [22] эксперименты проводились во внешнем магнитном поле ~ 2.2 Тл, при этом кинетика спада сигнала фотонного эха описывалась экспоненциальной зависимостью и время фазовой релаксации составляло 1.4 мкс, если магнитное поле было направлено вдоль оси c кристалла. Если же магнитное поле было перпендикулярно оси симметрии кристалла, то время фазовой релаксации составляло 4.7 мкс. Авторы работы [21] измерили время фазовой релаксации на том же оптическом переходе в кристалле $\text{LiYF}_4 : \text{Er}^{3+}$ (0.005 ат. %) во внешнем магнитном поле 5.4 Тл, направленном перпендикулярно оси c кристалла, при охлаждении кристалла до температуры 1.3 К. Из-за наличия спектральной диффузии кинетика спада сигнала фотонного эха описывалась формулой Мимса [26] с параметрами $T_M = 12$ мкс и $x = 2.3$. Сигнал фотонного эха был также зарегистрирован на оптическом переходе $^4I_{15/2} - ^4F_{9/2}$ в работах [27, 28], в которых он наблюдался во внешнем магнитном поле 2.9–5 Тл при охлаждении кристалла до температуры ~ 1.5 К. При этом в зависимости от величины внешнего магнитного поля и его направления относительно оси кристалла время фазовой памяти T_M составляло 4.1 ($x = 1.7$) – 10 мкс ($x = 2.4$). Таким образом, можно сделать вывод, что улучшение условий роста и качества исследуемого в настоящей работе кристалла $\text{LiYF}_4 : ^{167}\text{Er}^{3+}$ привело не только к существенному уменьшению неоднородной ширины линий поглощения (в четыре раза), но и к увеличению времени фазовой релаксации, что позволило впервые зарегистрировать в этом кристалле сигнал фотонного эха на переходе $^4I_{15/2} - ^4I_{9/2}$ и измерить его временные зависимости в отсутствие внешнего магнитного поля и при сравнительно высокой (4 К) температуре.

Поскольку люминесценция с мультиплета $^4I_{9/2}$ не наблюдается, для определения продольного времени релаксации населенности T_1 использовался метод стимулированного фотонного эха с варьируемой задержкой между вторым и третьим импульсами. В данном эксперименте использовались оптические импульсы гауссовой формы длительностью 300 нс. На рис.4 представлена экспериментальная зависимость интенсивности сигнала стимулированного

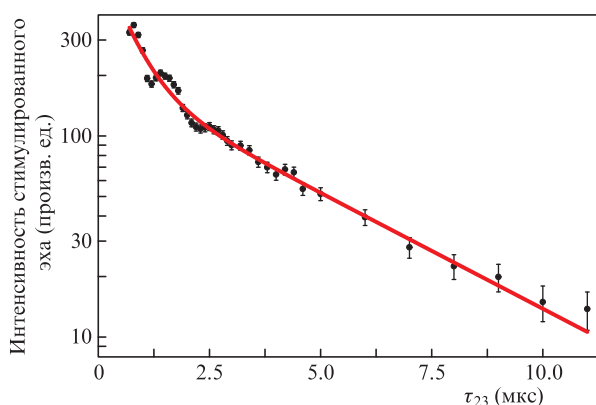


Рис.4. Зависимость интенсивности сигнала стимулированного эха в логарифмическом масштабе в кристалле $^7\text{LiYF}_4 : ^{167}\text{Er}^{3+}$ от времени задержки между вторым и третьим импульсами в нулевом магнитном поле при температуре 4 К и длительности гауссовых импульсов 300 нс. Сплошная кривая – результат аппроксимации функцией $I(\tau_{23}) = I_0(A_1 \exp(-2\tau_{23}/\tilde{T}_{11}) + A_2 \exp(-2\tau_{23}/\tilde{T}_{12}))$ с параметрами $\tilde{T}_{11} \cong 1.1 \pm 0.25$ мкс, $\tilde{T}_{12} \cong 7.5 \pm 0.9$ мкс, $A_1 = 0.75$, $A_2 = 0.25$.

ванного эха от задержки между двумя контролирующими импульсами и величина ошибки, измеренная описанным ранее способом. В случае идеальной двухуровневой системы соответствующая теоретическая кривая имеет простой экспоненциальный вид: $I(\tau_{23}) = I_0 \exp(-2\tau_{23}/T_1)$. Однако полученные экспериментальные данные гораздо лучше описываются суммой двух экспонент: $I(\tau_{23}) = I_0[A_1 \exp(-2\tau_{23}/\tilde{T}_{11}) + A_2 \exp(-2\tau_{23}/\tilde{T}_{12})]$, где $\tilde{T}_{11} \cong 1.1 \pm 0.25$ мкс, $\tilde{T}_{12} \cong 7.5 \pm 0.9$ мкс, $A_1 = 0.75$, $A_2 = 0.25$; результат соответствующей аппроксимации представлен на рис.4 сплошной кривой. Мы полагаем, что продольное время релаксации может быть оценено временем \tilde{T}_{12} , которое по порядку величины сравнимо с временем $T_2 = 1.8$ мкс. При этом во временной зависимости интенсивности стимулированного эха при $\tau_{23} \leq T_2$ может присутствовать вклад первичного эха от первых двух импульсов, чем можно объяснить наличие в зависимости $I(\tau_{23})$ еще одного вклада с временем \tilde{T}_{11} .

Важно отметить, что в каждой из экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 3 и 4, помимо экспоненциального затухания наблюдаются биения интенсивности сигнала эха. Частота этих биений в случае импульсов длительностью 100 нс составляла около 2.5 МГц, а при длительности импульсов 300 нс она была равна ~ 1 МГц. Частоты Раби идеальных π -импульсов с длительностями 300 и 100 нс составляли 1.7 и 5 МГц соответственно. Отсутствие видимых колебаний с частотой 2.5 МГц при длительности импульсов 300 нс может говорить о связи обнаруженной модуляции сигнала эха со спектральной шириной импульса. Биения с частотой ~ 1 МГц на рис.3 не видны, поскольку их период (~ 1 мкс) сравним с временем поперечной релаксации системы.

Мы предполагаем, что зарегистрированные нами модуляции сигнала фотонного эха обусловлены суперсверхтонкими взаимодействиями ионов эрбия с лигандами. Ближайшим окружением примесного РЗИ, замещающего ион Y^{3+} в положении с локальной симметрией S_4 , являются восемь ионов фтора (по четыре на две неэквивалентные позиции), расположенных от него на расстояниях $r_1 = 0.223$ нм и $r_2 = 0.226$ нм. Как известно, спектры электронного парамагнитного резонанса кристалла LiYF_4 , активированного РЗИ, часто имеют разрешенную суперсверхтонкую структуру [29]. Суперсверхтонкое взаимодействие редкоземельного иона с ядерным спином ^{19}F ($I = 1/2$, $\gamma/2\pi = 40.05$ МГц/Тл) расщепляет уровни энергии на величины $h\nu_g$ и $h\nu_e$ (индексы g и e относятся к частотам расщепления основного и возбужденного состояний иона эрбия) и перепутывает электронные и ядерные состояния. Вследствие этого в сигнале фотонного эха появляются биения на частотах ν_g , ν_e , а также на их комбинациях $\nu_g + \nu_e$ и $|\nu_g - \nu_e|$ [30]. В суперсверхтонкое взаимодействие РЗИ с лигандами основной вклад вносят магнитное дипольное взаимодействие между электронами оболочки $4f$ иона эрбия и ядерным спином лиганда и сверхтонкое взаимодействие, обусловленное переносом электронной плотности с s - и p -оболочек лигандов на РЗ ион вследствие эффектов ковалентности.

Выполним оценку первого вклада. В результате магнитного дипольного взаимодействия ядерный спин лиганда, расположенный в точке с координатами \mathbf{r} относительно РЗ иона, ориентируется по направлению локального магнитного поля, созданного электронами этого иона. Энергия взаимодействия составляет

$$V_{eN} = \frac{r^2 M m_N - 3(rM)(r m_N)}{r^5}, \quad (1)$$

где $m_N = \gamma \hbar I$ – магнитный момент ядра лиганда, а оператор магнитного момента РЗ иона M спроецирован на электронное состояние (основное, $|\psi_g\rangle$, либо возбужденное, $|\psi_e\rangle$) так, что $M = \mu_B \langle \psi | L + 2S | \psi \rangle$ (L, S – операторы полного орбитального момента и спина $4f$ -оболочки). Данный матричный элемент был рассчитан с использованием волновых функций сверхтонких подуровней иона $^{167}\text{Er}^{3+}$, полученных нами ранее [24]. Для исследуемого оптического перехода лишь проекция момента M вдоль оси c кристалла оказывается отличной от нуля: $M_z = \pm g_{\parallel} \mu_B / 2$, где $g_{\parallel} = 3.13$ и 3.72 – электронные g -факторы мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4I_{9/2}$ соответственно. Из (1) получаем частоту суперсверхтонкого расщепления

$$\nu = \frac{g_{\parallel} \mu_B \gamma}{4\pi r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}, \quad (2)$$

где $\theta_1 = 67.6^\circ$, $\theta_2 = 38.6^\circ$ – углы между осью c и направлением на лиганды в позициях 1 и 2. Таким образом,

$$\begin{aligned} \nu_{1g} &= 6.3 \text{ МГц}, \nu_{1e} = 7.5 \text{ МГц}, \\ \nu_{2g} &= 8.5 \text{ МГц}, \nu_{2e} = 10.1 \text{ МГц}. \end{aligned} \quad (3)$$

Можно составить следующие комбинации частот модуляции, близкие к экспериментально обнаруженным частотам: $\nu_{2g} - \nu_{1e} = 1.0$ МГц, $\nu_{1e} - \nu_{1g} = 1.2$ МГц, $\nu_{2g} - \nu_{1g} = 2.2$ МГц, $\nu_{2e} - \nu_{1e} = 2.6$ МГц. Биения с частотой свыше 5 МГц не были зарегистрированы вследствие ограниченной спектральной ширины используемых импульсов.

3. Заключение

Итак, обнаружено, что качество кристаллов LiYF_4 : Er^{3+} значительно влияет на однородную и неоднородную ширину линий оптических переходов. Для одного из выращенных кристаллов, $^7\text{LiYF}_4$: $^{167}\text{Er}^{3+}$, обнаружена рекордно узкая (~ 24 МГц) линия поглощения, что примерно в четыре раза меньше, чем у исследуемых ранее кристаллов [24]. Это указывает на перспективность использования данного кристалла в рамановских схемах оптической квантовой памяти. Одновременное уменьшение однородной ширины перехода позволило впервые провести измерения времен продольной и поперечной релаксации на переходе между сверхтонкими подуровнями нижних электронных состояний мультиплетов $^4I_{15/2}$ – $^4I_{9/2}$ даже в отсутствие внешнего магнитного поля и при относительно высокой температуре (4 К). Экспериментально обнаружена модуляция интенсивности сигналов первичного и стимулированного фотонного эха, которую мы связываем с проявлением суперсверхтонкого взаимодействия ионов эрбия с лигандами. Приведены оценки магнитодипольного вклада в суперсверхтонкое взаимодей-

ствии, полученные теоретические расчеты сопоставлены с экспериментальными данными.

Авторы выражают благодарность Б.З.Малкину за помощь в обсуждении и интерпретации теоретических результатов и С.Л.Кораблевой за работу по выращиванию кристаллов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-12-01333П).

1. Альтшулер С.А., Козырев Б.М. *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп* (М.: Наука, 1972).
2. Абрагам А., Блيني Б. *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов* (М.: Мир, 1972, т. 1).
3. Каминский А.А. *Лазерные кристаллы* (М.: Наука, 1975).
4. Tsoufanidis N., Landsberger S. *Measurement and Detection of Radiation* (CRC Press, 2015).
5. Знаменский Н.В., Малюкин Ю.В. *Спектры и динамика оптических переходов редкоземельных ионов в кристаллах* (М.: Физматлит, 2008).
6. Knill E., Laflamme R., Milburn G. *Nature*, **409**, 46 (2001).
7. Kok P., Munro W.J., Nemoto K., Ralph T.C., Dowling J.P., Milburn G.J. *Rev. Mod. Phys.*, **79**, 135 (2007).
8. Briegel H.-J., Dur W., Cirac J.I., Zoller P. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5932 (1998).
9. Tittel W., Afzelius M., Chanelière T., Cone R. L., Kröll S., Moiseev S.A., Sellars M. *Laser Photon. Rev.*, **4**, 244 (2009).
10. Simon C., Afzelius M., Appel J., Boyer de la Giroday A., Dewhurst S.J., Gisin N., Hu C.Y., Jelezko F., Kröll S., Müller J.H., Nunn J., Polzik E.S., Rarity J.G., De Riedmatten H., Rosenfeld W., Shields A.J., Sköld N., Stevenson R.M., Thew R., Walmsley I.A., Weber M.C., Weinfurter H., Wrachtrup J., Young R.J. *Eur. Phys. J. D*, **58**, 1 (2010).
11. Bussières F., Sangouard N., Afzelius M., de Riedmatten H., Simon C., Tittel W. *J. Mod. Opt.*, **60**, 1519 (2013).
12. Heshami K., England D.G., Humphreys P.C., Bustard P.J., Acosta V.M., Nunn J., Sussman B.J. *J. Mod. Opt.*, **63**, 2005 (2016).
13. Moiseev S.A. *Phys. Rev. A*, **83**, 12307 (2011).
14. Moiseev S.A. *Phys. Rev. A*, **88**, 12304 (2013).
15. Zhang X., Kalachev A., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. A*, **90**, 52322 (2014).
16. Macfarlane R.M., Cassanho A., Meltzer R.S. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 542 (1992).
17. Popova M.N., Chukalina E.P., Malkin B.Z., Saikin S.K. *Phys. Rev. B*, **61**, 7421 (2000).
18. Popova M.N. *Opt. Spectrosc.*, **119**, 544 (2015).
19. Agladze N., Popova M., Zhizhin G., Egorov V., Petrova M. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 477 (1991).
20. Macfarlane R.M., Meltzer R.S., Malkin B.Z. *Phys. Rev. B*, **58**, 5692 (1998).
21. Thiel C.W., Böttger T., Cone R.L. *J. Lumin.*, **131**, 353 (2011).
22. Marino R., Lorgère I., Guillot-Noël O., Vezin H., Toncelli A., Tonelli M., Le Gouët J.-L., Goldner P. *J. Lumin.*, **169**, 478 (2016).
23. Kukharchyk N., Sholokhov D., Korableva S.L., Kalachev A.A., Bushev P.A. [arXiv:1703.07621v1](https://arxiv.org/abs/1703.07621v1) [physics.optics] (2017).
24. Gerasimov K.I., Minnegaliev M.M., Malkin B.Z., Baibekov E.I., Moiseev S.A. *Phys. Rev. B*, **94**, 054429 (2016).
25. Smirnov M., Minnegaliev M., Urmancheev R., Gerasimov K., Moiseev S. Intern. Sci. Techn. Conf. «Applied Electrodynamics, Photonics and Living Systems-2017» (Kazan, Russia, 12–14 April, p. 539).
26. Mims W.B. *Phys. Rev.*, **168**, 370 (1968).
27. Ganem J., Wang Y.P., Boye D., Meltzer R.S., Yen W.M., Macfarlane R.M. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 695 (1991).
28. Macfarlane R.M., Wannemacher R., Boye D., Wang Y.P., Meltzer R.S. *J. Lumin.*, **48**, 313 (1991).
29. Аминов Л.К., Куркин И.Н., Малкин Б.З. *ФТТ*, **55**, 1249 (2013).
30. Chen Y.C., Chiang K., Hartmann S.R. *Phys. Rev. B*, **21**, 40 (1980).