

## ЭПР-спектроскопия примесных ионов тулия в монокристаллах ортосиликата иттрия

А. А. Суханов<sup>†</sup>, В. Ф. Тарасов<sup>+1)</sup>, Ю. Д. Заварцев<sup>+\*</sup>, А. И. Загуменный<sup>+\*</sup>, С. А. Кутовой<sup>+\*</sup>

<sup>†</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского,  
Федерального исследовательского центра “Казанский научный центр РАН”, 420029 Казань, Россия

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

Поступила в редакцию 21 июня 2018 г.

После переработки 29 июня 2018 г.

Для примесных ионов  $Tm^{3+}$  в монокристаллах ортосиликата иттрия ( $Y_2SiO_5$ ) стационарными методами спектроскопии электронного парамагнитного резонанса в диапазоне частот 50–100 ГГц при 4.2 К измерены частотно-полевые и ориентационные зависимости спектров ЭПР. Определены позиция примесного иона в кристаллической решетке и его магнитные характеристики. Импульсными методами электронного парамагнитного резонанса в диапазоне температур 5–15 К измерены температурные зависимости времен спин-решеточной и фазовой релаксации и установлена высокая эффективность прямого одноквантового механизма спин-решеточной релаксации. Это сильно укорачивает время спин-решеточной релаксации при низких температурах и делает примесные ионы  $Tm^{3+}$  в  $Y_2SiO_5$  перспективной основой для реализации быстродействующей квантовой памяти на основе редкоземельных ионов в диэлектрических кристаллах.

DOI: 10.1134/S0370274X18150122

**Введение.** В настоящее время в мире наблюдается большой интерес к различным проблемам квантовой информатики, включая квантовые вычисления, квантовую память и квантовую криптографию. Для практической реализации квантовых информационных систем необходима подходящая материальная база. Одними из наиболее перспективных кандидатов для квантовой памяти являются примесные редкоземельные (РЗ) ионы в диэлектрических кристаллах [1–4]. Электронно-ядерные спиновые системы этих материалов позволяют перенос когерентности между фотонами и электронно-ядерными спиновыми уровнями, обладающими при низких температурах длительным временем фазовой памяти [5–8]. В частности, на ионах  $Pr^{3+}$  в  $Y_2SiO_5$  (YSO) была реализована оптическая память до 1 мин [7], а на ядерных спинах  $Eu^{3+}$  в YSO было получено время фазовой памяти 6 ч [8]. Среди систем, перспективных для квантовой памяти, исследовались также ионы эрбия [9] и неодима [10] в YSO. Ионы тулия в YSO также могут представлять интерес для квантовой информатики. Ранее вопросы реализации квантовой памяти на ионах тулия рассматривались для монокристаллов оксида иттрия [11], ниобата лития [12], иттрий-алюминиевого [13] и иттрий-галлиевого [14] гранатов.

Эффективность устройств квантовой памяти на РЗ ионах в кристаллах зависит от структуры и характеристик электронно-ядерных уровней. В частности, большой интерес представляет ситуация, когда производная зависимости энергии электронно-ядерного уровня от магнитного поля обращается в нуль. В этом случае спиновая система становится нечувствительной к флуктуациям внутренних магнитных полей, создаваемых соседними электронными и ядерными спинами, и время сохранения когерентности значительно увеличивается [15, 16].

Эффективным инструментом получения информации об электронно-ядерных уровнях является электронный парамагнитный резонанс (ЭПР). В данной работе методом ЭПР исследованы примесные ионы  $Tm^{3+}$  в YSO, измерена зависимость от магнитного поля двух нижних электронных спиновых уровней и время спин-решеточной и фазовой релаксации для резонансных переходов между этими уровнями. Ранее ионы  $Tm^{3+}$  в YSO исследовались методами оптической спектроскопии [17], и на них была получена перестраиваемая лазерная генерация на длине волны около 2 мкм [18].

**Образцы и условия эксперимента.** Кристаллическая структура YSO характеризуется моноклинной симметрией  $I2/a$  и имеет одну ось симметрии второго порядка  $b$  с перпендикулярной ей плоскостью скользящего отражения. В этой установке пара-

<sup>1)</sup>e-mail: tarasov@kfti.knc.ru

метры элементарной ячейки  $a = 1.04$  нм,  $b = 0.67$  нм,  $c = 1.25$  нм [19]. Примесные ионы тулия могут замещать иттрий в двух структурно неэквивалентных позициях с точечной группой симметрии  $C_1$ , обозначаемых Y1 и Y2 [20]. Каждая из этих позиций имеет по две магнитно неэквивалентные позиции, которые становятся эквивалентными, если внешнее магнитное поле направлено параллельно или перпендикулярно оси  $b$ . Мы исследовали два образца YSO, легированных тулием, которые были выращены в слабо окислительной атмосфере методом Чохральского на промышленной установке “Кристалл-3М” из расплава, содержащего 0.01 (образец 1) и 0.001 (образец 2) ат. %  $Tm^{3+}$ . При этом использовался изотопически чистый  $^{28}Si$ , не обладающий собственным ядерным моментом.

Измерения спектров ЭПР в стационарном режиме проводились в диапазоне частот 48–98 ГГц на квазиоптическом широкополосном спектрометре [21] с лампами обратной волны в качестве источников микроволнового излучения. В диапазоне частот 45–78 ГГц использовались промышленные генераторы Г4-141 и Г4-142. Образцы имели размеры около  $10 \times 10 \times 10$  мм. Измерения проводились при температуре образца 4.2 К в геометрии Фогта, соответствующей ортогональной ориентации волнового вектора микроволнового излучения относительно направления внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ , создаваемого резистивным электромагнитом в диапазоне 0–0.9 Тл. Вектор микроволнового магнитного поля  $\mathbf{B}_1$  во всех случаях был направлен параллельно  $\mathbf{B}$ . Релаксационные измерения проводились на спектрометре ЭПР W-диапазона ELEXYS E-680 на частоте 94.168 ГГц в диапазоне температур 5–15 К. В этом случае образцы имели форму иголок с поперечными размерами около 0.5 мм и длиной 2 мм. Длинная ось образцов была ориентирована вдоль кристаллографической оси  $b$ .

При измерении ориентационных зависимостей параметров примесных центров в YSO в оптической спектроскопии и ЭПР обычно используется ортогональная лабораторная система координат, в которой за оси  $X$  и  $Y$  принимаются направления  $D_1$  и  $D_2$ , лежащие в кристаллографической плоскости ( $ac$ ) и совпадающие с поляризациями электрической компоненты электромагнитного поля, соответствующими максимальной экстинкции в скрещенных поляризаторах, ось  $Z$  совпадает с кристаллографической осью  $b$  [22, 23].

**Результаты и обсуждение.** Свободный ион  $Tm^{3+}$  имеет электронную конфигурацию  $4f^{12}$  и основной мультиплет  $^3H_6$  с полным угловым магнитным моментом  $J = 6$ . Тулий имеет один стабильный

изотоп  $^{169}Tm$  с ядерным спином  $I = 1/2$ . Поэтому спектры ЭПР парамагнитных центров, образованных ионами тулия, должны состоять из двух компонент, величина расщепления между которыми определяется энергией сверхтонкого взаимодействия между электронным и ядерным спинами. В результате измерений нами были обнаружены резонансные переходы, принадлежащие двум магнитно неэквивалентным ионам тулия, локализующимся в одной из двух кристаллографических позиций иттрия в кристаллической решетке YSO. На рисунке 1 представлены

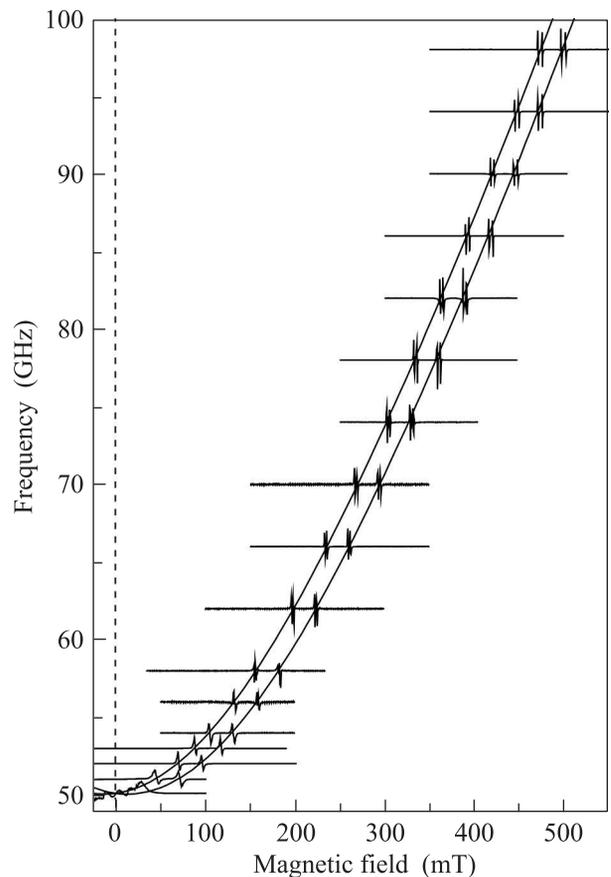


Рис. 1. Спектры ЭПР иона тулия в  $Y_2SiO_5$ , записанные для образца 1 на разных частотах при ориентации магнитного поля параллельно  $D_1$ . Положение нулевой линии спектров по оси ординат соответствует рабочей частоте спектрометра. Линии – расчет с использованием выражения (1)

спектры ЭПР иона тулия в YSO, записанные при разных частотах микроволнового генератора. Спектры представляют две пары линий, расщепление между парами определяется величиной сверхтонкого взаимодействия. Две линии в каждой паре принадлежат двум магнитно неэквивалентным центрам. Нелинейная зависимость положения линий на спектрах от

частоты записи спектров характерна для резонансных переходов между синглетными электронными уровнями с ненулевым расщеплением в электрическом кристаллическом поле  $\Delta$ . Если величина  $\Delta$  много меньше энергии следующего возбужденного электронного уровня, два нижних уровня можно считать изолированным квазидублетом, для которого главные значения  $g$ -тензора  $g_x = g_y = 0$  [24].

В этом случае для теоретического описания зависимости частоты резонансных переходов от магнитного поля можно использовать простое выражение [25]

$$\nu = \sqrt{\Delta^2 + (g_z \mu_B B_z + A_z I_z)^2}. \quad (1)$$

Здесь  $\nu$  – частота резонансного перехода,  $g_z$  –  $z$ -компонента  $g$ -тензора,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $B_z$  – проекция внешнего магнитного поля на ось  $z$  парамагнитного центра,  $A_z$  – константа сверхтонкого взаимодействия,  $I_z = \pm 1/2$  – значение  $z$ -компоненты ядерного спина. Отметим, что в области малых магнитных полей величина расщепления между двумя ядерными подуровнями зависит от внешнего магнитного поля. Это свойство может оказаться полезным при практической реализации процессов переноса когерентности между оптическим и микроволновым диапазонами. В магнитном поле около 13 мТл частота резонансного перехода для нижнего подуровня принимает минимальное значение  $\nu_{\min} = \Delta$ , а производная зависимости частоты перехода от магнитного поля обращается в нуль. В этом случае частота резонансного перехода становится нечувствительной к флуктуациям внутренних магнитных полей, создаваемых соседними электронными и ядерными спинами, и время сохранения когерентности должно значительно увеличиваться [15, 16].

Для определения величин параметров в выражении (1) необходимо знать угол  $\theta$  между направлением внешнего магнитного поля и осью  $z$  парамагнитного центра. Данная информация извлекается из анализа ориентационных зависимостей спектров ЭПР. Преобразуя (1) легко получить выражение для ориентационной зависимости резонансных значений магнитного поля  $B_0$

$$B_0 = \frac{\sqrt{\nu^2 - \Delta^2} - A_z I_z}{g_z \mu_B \cos(\theta)}. \quad (2)$$

На рисунках 2 и 3 представлены ориентационные зависимости спектров ЭПР иона  $\text{Tm}^{3+}$  в  $\text{YSO}$ , полученные при вращении магнитного поля в плоскостях  $(D_1 b)$  и  $(D_1 D_2)$  соответственно. Видно, что имеются две магнитно неэквивалентные позиции иона тулия,  $z$ -оси которых отклонены от плоскости  $(ac)$  на углы

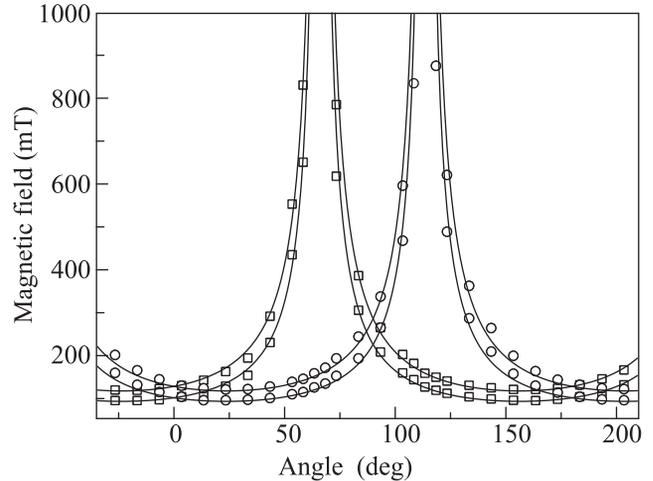


Рис. 2. Ориентационные зависимости спектров ЭПР иона  $\text{Tm}^{3+}$  в  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  при вращении магнитного поля в плоскости  $(bD_1)$  для образца 1. При ориентации  $0^\circ$  магнитное поле параллельно  $D_1$ . Квадраты и кружки соответствуют различным магнитно неэквивалентным центрам. Линии – расчет с использованием выражения (2). Рабочая частота спектрометра 53.5 ГГц

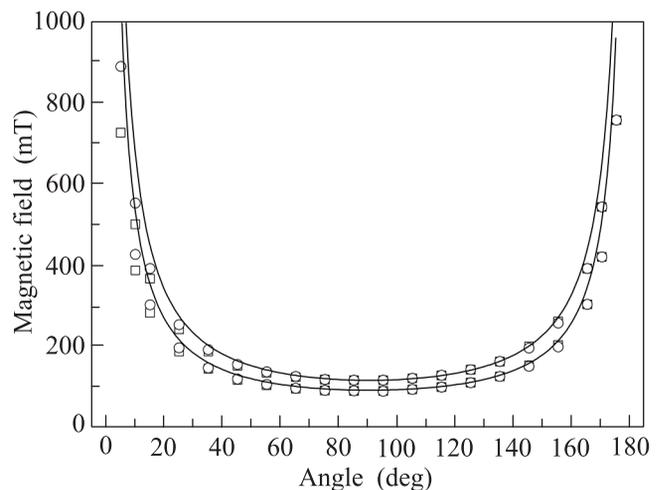


Рис. 3. Ориентационные зависимости спектров ЭПР иона  $\text{Tm}^{3+}$  в  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  при вращении магнитного поля в плоскости  $(D_1 D_2)$  для образца 1. При ориентации  $90^\circ$  магнитное поле параллельно  $D_1$ . Линии – расчет с использованием выражения (2). Рабочая частота спектрометра 53.0 ГГц

$\pm 24^\circ$ , а проекции этих осей на плоскость  $(ac)$  совпадают с направлением  $D_1$ .

Наилучшее описание экспериментальных данных теоретическими зависимостями, представленными линиями на рис. 1 и 2, получено при следующих параметрах:  $\Delta = 50.06 \pm 0.1$  ГГц,  $g_z = 14.0 \pm 0.1$ ,  $A_z = 4.5 \pm 0.1$  ГГц. Величина  $g_z$  соответствует

максимально возможному значению для основного мультиплета  $^3\text{H}_6$  иона тулия. Полученное значение  $\Delta$  хорошо согласуется с величиной энергии первого возбужденного штарковского уровня иона  $\text{Tm}^{3+}$  в позиции Y2 кристалла YSO  $E = 1.6 \text{ см}^{-1} = 48 \text{ ГГц}$ , полученной методами оптической спектроскопии [26]. Для ионов тулия в позиции Y1 энергия первого возбужденного уровня равна  $390 \text{ ГГц}$  [26]. Поэтому резонансные переходы иона тулия в позиции Y1 нами не наблюдались.

Начальное расщепление между основным и первым возбужденным уровнем иона тулия в  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  превышает рабочую частоту широко распространенных спектрометров ЭПР X- и Q-диапазонов. Поэтому измерение релаксационных характеристик иона  $\text{Tm}^{3+}$  в YSO проводилось на спектрометре ЭПР W-диапазона ELEXYS E-680. Измерения проведены на резонансных переходах в магнитном поле  $630$  и  $620 \text{ мТл}$  для образцов 1 и 2 соответственно.

Для измерения времени фазовой релаксации ( $T_2$ ) использовались двухимпульсная последовательность Хана –  $\pi/2_x(80 \text{ нс})-\tau-\pi_x(160 \text{ нс})-\tau$ -эхо, и последовательность Карра–Парселла–Мейбума–Гилла (CPMG) –  $\pi/2_x(80 \text{ нс})-[\tau(500 \text{ нс})-\pi_y(160 \text{ нс})-\tau(500 \text{ нс})-\text{эхо}]_{29}$ . На рисунке 4 представлены результаты измерений температурной зависимости времени спада сигнала спинового эхо ( $T_m$ ) для обоих образцов.

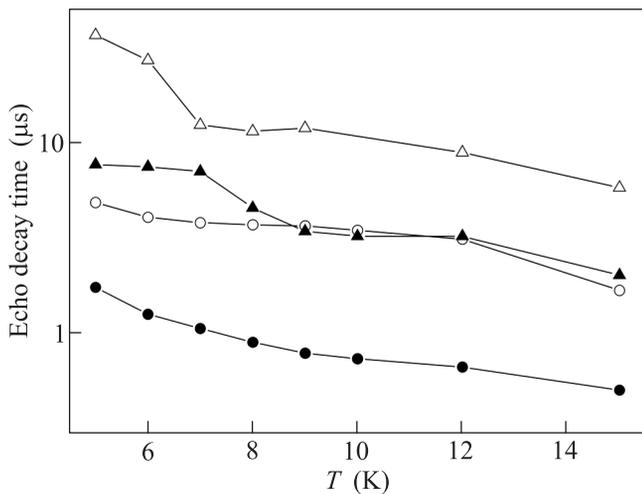


Рис. 4. Экспериментальные зависимости времени спада интенсивности спинового эхо от температуры. Заполненные и пустые значки – образцы 1 и 2 соответственно. Кружки и треугольники – импульсные последовательности Хана и CPMG соответственно. Линии соединяют значки между собой

Видно, что время спада сигнала эхо увеличивается при уменьшении концентрации ионов тулия. При

этом во всем диапазоне температур время сохранения когерентности в спиновой системе, измеренное с применением импульсной последовательности CPMG, в несколько раз превышает время сохранения когерентности, измеренное с применением двухимпульсной последовательности Хана. Это означает, что во всем исследованном диапазоне температур основным механизмом, ограничивающим время сохранения когерентности в спиновой системе ионов тулия в исследованных образцах, является спектральная диффузия, заключающаяся в скачкообразном изменении частоты прецессии спина при случайном изменении ориентации соседних электронных или ядерных спинов. Это приводит к расфазировке векторов намагниченности разных групп спинов [27]. Для уменьшения влияния спектральной диффузии на время сохранения когерентности в спиновых системах применяют специальные импульсные последовательности динамического спинового развязывания (*Dynamical Decoupling*) [28]. Последовательность CPMG является самой первой и простейшей из них.

Значения времени спин-решеточной релаксации  $T_1$  получены методом инверсия-восстановление, в котором регистрируется интенсивность эхо в импульсной последовательности –  $\pi_x(160 \text{ нс})-T-\pi/2_x(80 \text{ нс})-\tau(500 \text{ нс})-\pi_x(160 \text{ нс})-\tau(500 \text{ нс})-\text{эхо}$  при варьировании времени  $T$ . На рисунке 5 показаны температурные

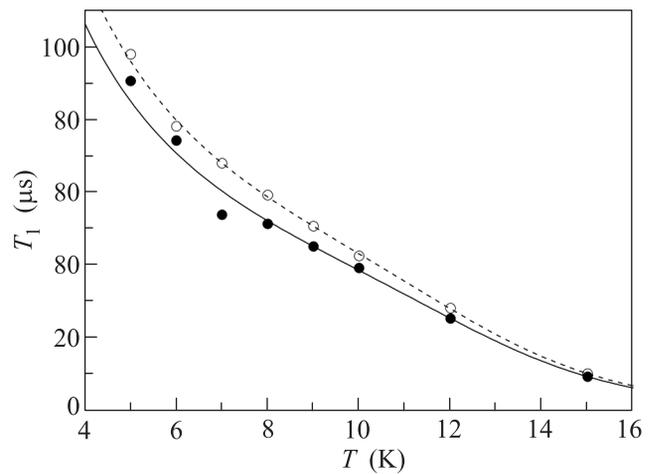


Рис. 5. Температурная зависимость времени  $T_1$  для ионов  $\text{Tm}^{3+}$  в YSO. Сплошные и пустые кружки – эксперимент для образцов 1 и 2 соответственно. Линии – расчет с использованием выражения (3)

зависимости  $T_1$  для двух исследованных образцов. Видно, что для образца 2 с меньшей концентрацией ионов тулия время  $T_1$  при низких температурах несколько больше. Для моделирования температур-

ных зависимостей скорости спин-решеточной релаксации мы использовали выражение

$$T_1^{-1} = AT + BT^n, \quad (3)$$

где первое слагаемое определяет вклад прямого однофононного процесса релаксации, а второе – рамановский двухфононный механизм. В зависимости от характеристик РЗ иона показатель степени  $n$  может меняться от 5 до 9 [29]. Наилучшее описание экспериментальных данных выражением (3) получено при значениях  $A = 2.35 \cdot 10^3$  ( $\text{с}^{-1} \text{К}^{-1}$ ),  $B = 1.73 \cdot 10^{-5}$  ( $\text{с}^{-1} \text{К}^{-9}$ ),  $n = 8.3$  для образца 1, и  $A = 2.08 \cdot 10^3$  ( $\text{с}^{-1} \text{К}^{-1}$ ),  $B = 1.50 \cdot 10^{-5}$  ( $\text{с}^{-1} \text{К}^{-9}$ ),  $n = 8.2$  для образца 2. Очень необычной для РЗ ионов является слабая температурная зависимость величины  $T_1$ . Обычно в этом температурном интервале величина  $T_1$  для РЗ ионов изменяется на несколько порядков [20]. Короткое время  $T_1$  иона  $\text{Tm}^{3+}$  в YSO при низких температурах связано со значительно большей эффективностью однофононного механизма спин-решеточной релаксации. Например, в выражении (3) коэффициент  $1.4 \leq A \leq 27$  [20] для ионов  $\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$  в YSO. Высокая эффективность однофононного механизма для иона  $\text{Tm}^{3+}$  может быть вызвана двумя причинами. Во-первых, при дебаевской функции распределении плотности фононов в твердых телах плотность фононов с энергией, значительно меньшей дебаевской, растет с ростом энергии фононов. Поэтому с увеличением рабочей частоты спектрометра вероятность прямого однофононного механизма спин-решеточной релаксации увеличивается. Во-вторых, известно, что в процессах спин-решеточной релаксации парамагнитных ионов в кристаллах значительный вклад во взаимодействие фононов с электронным спином вносит модуляция электрического поля на ионе при тепловом движении решетки. Флуктуации электрического поля через спин-орбитальное взаимодействие влияют на спиновые состояния и вызывают релаксацию. Для крамерсовых ионов матричные элементы электрического перехода между состояниями дублета равны нулю, а для некрамерсовых ионов они ненулевые [29]. Ион тулия является некрамерсовым ионом. Поэтому данный механизм спин-решеточной релаксации для иона тулия будет значительно более эффективен, чем для крамерсовых ионов. Короткое время  $T_1$  при низких температурах является большим преимуществом иона  $\text{Tm}^{3+}$  для практической реализации квантовой памяти. Эффективность работы квантовой памяти можно охарактеризовать параметром, равным отношению времени полезной работы (время фазовой памяти) ко времени восстановления исход-

ного состояния, когда память будет готова к записи новой информации. Считается, что для этого необходимо время порядка  $(3-5)T_1$ . В этом смысле эффективность работы квантовой памяти с коротким временем  $T_1$  при прочих равных условиях будет больше, чем эффективность работы памяти с длинным временем  $T_1$ .

**Выводы.** Методами ЭПР-спектроскопии исследованы магнитные и релаксационные характеристики примесных ионов  $\text{Tm}^{3+}$  в двух монокристаллах  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ , выращенных методом Чохральского из расплава с содержанием тулия 0.01 и 0.001 ат.%. Установлено, что спектры ЭПР принадлежат двум магнитно неэквивалентным ионам тулия, замещающим иттрий в кристаллографической позиции Y2. Измерено расщепление в кристаллическом поле между основным и первым возбужденным синглетными электронными уровнями  $\Delta = 50.6$  ГГц. Установлено, что ион  $\text{Tm}^{3+}$  характеризуется одномерным магнетизмом изинговского типа с эффективным  $g$ -фактором  $g_z = 14.0$  и параметром сверхтонкого взаимодействия между электронным и ядерным спинами  $A_z = 4.5$  ГГц. Главные оси  $z$  магнитно неэквивалентных ионов тулия лежат в плоскости  $(bD_1)$  и отклонены от плоскости  $(ac)$  на углы  $\pm 24^\circ$ .

На частоте 94.168 ГГц импульсными методами ЭПР в диапазоне 5–15 К измерены температурные зависимости времен спин-решеточной и фазовой релаксации. Показано, что время фазовой памяти зависит от концентрации примесных ионов, а использование методов динамической развязки позволяет в несколько раз увеличить время сохранения когерентности спиновых состояний ионов тулия в исследованных образцах. Установлено, что для обоих образцов, спин-решеточная релаксация обусловлена двумя релаксационными процессами: прямым однофононным и рамановским двухфононным. Причем, эффективность однофононного процесса для иона тулия на два-три порядка превышает эффективность однофононных процессов для крамерсовых РЗ ионов с полужелтым спином.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 16-12-00041).

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. A. Louchet, Y. Le Du, F. Bretenaker, T. Chaneliere, F. Goldfarb, I. Lorget, J.-L. Le Gouet, O. Guillot-Noel, and Ph. Goldner, *Phys. Rev. B* **77**, 195110 (2008).
6. 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).
7. G. Heinze, C. Hubrich, and T. Halfmann, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 033601 (2013)
8. 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).
9. S. Probst, H. Rotzinger, A.V. Ustinov, and P.A. Bushev, *Phys. Rev. B* **92**, 014421 (2015).
10. C. Clausen, I. Usmani, F. Bussieres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Nature* **469**, 208 (2011).
11. T. Chanelière, J. Ruggiero, J.-L. Le Gouët, W. Tittel, J.-H. Mun, A. Jouini, A. Yoshikawa, G. Boulon, Y. Le Du, Ph. Goldner, F. Beaudoux, J. Vincent, E. Antic-Fidancev, and O. Guillot-Noël, *Phys. Rev. B* **77**, 245127 (2008).
12. E. Saglamyurek, N. Sinclair, J. Jin, J.A. Slater, D. Oblak, F. Bussieres, M. George, R. Ricken, W. Sohler, and W. Tittel, *Nature* **469**, 512 (2011).
13. M.F. Pascual-Winter, R.-C. Tongning, T. Chaneliere, and J.-L. Le Gouet, *Phys. Rev. B* **86**, 184301 (2012).
14. C.W. Thiel, N. Sinclair, W. Tittel, and R.L. Cone, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 160501 (2014).
15. E. Fraval, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077601 (2004).
16. M. Lovric, P. Glasenapp, D. Suter, B. Tumino, A. Ferrier, P. Goldner, M. Sabooni, L. Rippe, and S. Kroll, *Phys. Rev. B* **84**, 104417 (2011).
17. C. Li, R. Moncorge, J.C. Souriau, C. Borel, and Ch. Wyon, *J. Lumin.* **62**, 157 (1994).
18. C. Li, R. Moncorge, J. C. Souriau, and Ch. Wyon, *Opt. Commun.* **101**, 356 (1993).
19. Б. А. Максимов, Ю. А. Харитонов, В. В. Илюхин, Н. В. Белов, *ДАН* **183**, 1072 (1968).
20. I. N. Kurkin and K. P. Chernov, *Physica B* **101**, 233 (1980).
21. V. F. Tarasov and G. S. Shakurov, *Appl. Magn. Reson.* **2**, 571 (1991).
22. C. Li, Ch. Wyon, and R. Moncorge, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 1209 (1992).
23. Y. Sun, T. Böttger, C. W. Thiel, and R. L. Cone, *Phys. Rev. B* **77**, 085124 (2008).
24. J. S. Griffith, *Phys. Rev.* **132**, 316 (1963).
25. A. A. Konovalov, D. A. Lis, K. A. Subbotin, V. F. Tarasov, and E. V. Zharikov, *Appl. Magn. Reson.* **30**, 673 (2006).
26. R. W. Equall, Thesis at Montana State University (1995).
27. W. S. Mims, K. Nassau, and J. D. McGee, *Phys. Rev.* **6**, 2059 (1961).
28. G. A. Alvarez, A. Ajoy, X. Peng, and D. Suter, *Phys. Rev. A* **82**, 042306 (2010).
29. 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].