

Новые каналы релаксации фотонного эха в кристаллах $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ и $LaF_3 : Pr^{3+}$

Ю. В. Малюкин

*Институт монокристаллов НАН Украины, Украина, 310001, г. Харьков, пр. Ленина, 60
E-mail: malykin@isc.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 24 декабря 1996 г., после переработки 10 февраля 1997 г.

Представлены результаты экспериментального исследования низкотемпературных оптических спектров поглощения и температурной зависимости амплитуды сигнала фотонного эха на резонансном оптическом переходе $^3H_4(0) \rightarrow ^3P_0$ иона празеодима в кристаллах $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ и $LaF_3 : Pr^{3+}$. Установлено, что, кроме известного фононного механизма, существуют дополнительные каналы релаксации фотонного эха. В кристалле $LaF_3 : Pr^{3+}$ это связано с температурным изменением дипольного момента на резонансном переходе иона празеодима, а в кристалле $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ — с наличием термоактивированных переходов иона празеодима между неэквивалентными положениями в кристаллической решетке.

Подано результати експериментального дослідження низькотемпературних оптичних спектрів поглинання і температурної залежності амплітуди сигналу фотонної луни на резонансному оптичному переході $^3H_4(0) \rightarrow ^3P_0$ іона празеодиму в кристалах $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ і $LaF_3 : Pr^{3+}$. Встановлено, що, крім відомого фононного механізму, є додаткові канали релаксації фотонної луни. В кристалі $LaF_3 : Pr^{3+}$ це пов'язано з температурною зміною дипольного моменту на резонансному переході іона празеодиму, а в кристалі $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ — з наявністю термоактивованих переходів іона празеодиму між нееквівалентними позиціями в кристалічній ґратці.

PACS: 42.65.-k, 78.40.-q.

1. Введение

Кристаллические матрицы, представляющие собой широкощелевые диэлектрики, содержащие примесные редкоземельные ионы, вызывают немалый интерес в связи с новыми аспектами их практического применения: лазерные системы с ап-конверсией [1–3], быстродействующие детекторы ионизирующего излучения [4], оптические ячейки памяти и фурье-процессоры [5]. Это стимулирует постановку и проведение экспериментов, основной акцент которых смещен в область исследования динамики (процессов фазовой и энергетической релаксации) оптических переходов, что необходимо для понимания микроструктуры примесного центра и его энергетического спектра.

Ион Pr^{3+} обладает рядом важных в прикладном отношении свойств [2,3]. Его оптические характеристики определяются переходами внутри $4f$ -оболочки, которая расщепляется спин-орбитальным взаимодействием [6]. В работе [6] предполагалось, что кристаллическое поле лигандов слабо

влияет на $4f$ -электроны, так как они экранируются электронами внешних оболочек. Несмотря на это при переходе от одной кристаллической матрицы к другой возникают особенности, которые наиболее сильно проявляются именно в динамике оптических переходов иона Pr^{3+} [7–9].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования низкотемпературной фазовой релаксации электронных возбуждений на резонансных оптических переходах иона Pr^{3+} . Установлена взаимосвязь между структурой оптических спектров и особенностями релаксации фотонного эха в кристаллах $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ и $LaF_3 : Pr^{3+}$.

2. Методика эксперимента

Спектры поглощения кристаллов снимались на спектрофлуориметре, основу которого составляет спектрограф ДФС-452. Регистрация спектров осуществлялась телевизионной камерой, связанной с персональным компьютером типа PC/AT. Приемным элементом камеры служила матрица

на элементах с зарядовой связью, состоящая из 542×492 светочувствительных элементов. Поскольку нас интересовала развертка спектра только по одной координате, использовалось усреднение по 542 строкам, что существенно повышало точность измерений и отношение сигнал/шум. Экспериментальная техника для исследования эхо-откликов детально описана в [10]. Для получения низких температур использовался гелиевый оптический криостат, в котором образцы находились в парах гелия. Исследуемые объекты представляли собой кристаллические пластинки толщиной 2 мм, вырезанные из выращенных кристаллов $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ и $LaF_3 : Pr^{3+}$. Концентрация празеодима в обеих матрицах составляла порядка 0,3 ат %.

3. Экспериментальные результаты и их анализ

При исследовании температурной зависимости амплитуды сигнала двухимпульсного фотонного эха (ФЭ) на резонансном оптическом переходе ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ иона Pr^{3+} в двух кристаллических матрицах $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ и $LaF_3 : Pr^{3+}$ было установлено [8,9], что дефазировка резонансного перехода в кристалле $LaF_3 : Pr^{3+}$ возрастает с температурой значительно сильнее. Температурный интервал существования ФЭ в кристалле $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ почти вдвое превышал таковой для кристалла $LaF_3 : Pr^{3+}$ (рис. 1), хотя следовало ожидать, что экранирование $4f$ -оболочки должно было привести к слабому изменению электрон-фононной связи f -электронов празеодима при переходе от одной кристаллической матрицы к другой.

В соответствии со структурой энергетических уровней иона Pr^{3+} (рис. 1) температурная зависимость амплитуды ФЭ, а следовательно, и дефазировка резонансного перехода ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ определяется рассеянием фононов, протекающим с участием ближайших к резонансному переходу энергетических подуровней [11]. Для состояния 3P_0 (которое не расщепляется, поскольку имеет нулевой полный момент) ближайшим является 3P_1 , а для ${}^3H_4(0)$ — соответственно ${}^3H_4(1)$. Мультиплет 3H_4 под действием спин-орбитального взаимодействия и кристаллического поля расщепляется на девять компонентов (${}^3H_4(0)$, ${}^3H_4(1)$ и т.д. принадлежат этому расщеплению). Энергетический интервал, разделяющий подуровни состояний 3P_0 и 3P_1 , составляет более 400 см^{-1} [12], поэтому в области температур 6–20 К уровни мультиплета 3P_1 из рассмотрения можно исключить. Тогда, согласно [11], время фазовой релаксации

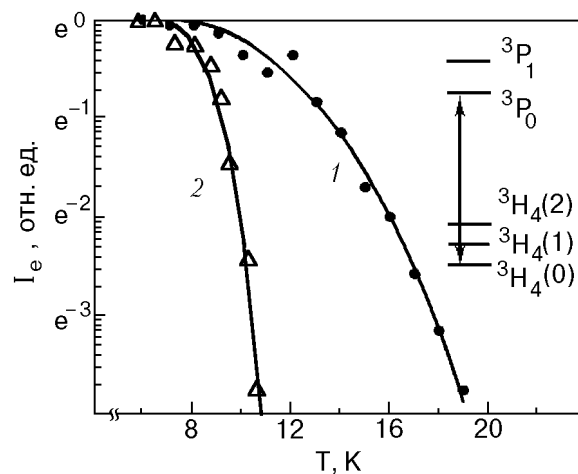


Рис. 1. Температурная зависимость амплитуды сигнала ФЭ в кристаллах $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ (1) и $LaF_3 : Pr^{3+}$ (2). На вставке приведена упрощенная схема энергетических уровней иона Pr^{3+} .

T_2 [13] на переходе ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ иона Pr^{3+} будет определяться соотношением

$$(T_2(T))^{-1} = \alpha \exp(-\Delta/T), \quad (1)$$

где α — константа, связанная с полушириной уровня, участвующего в рассеянии фононов (${}^3H_4(1)$); Δ — энергетический интервал между подуровнями ${}^3H_4(0)$ и ${}^3H_4(1)$; T — температура.

Для кристалла $LaF_3 : Pr^{3+}$ параметры, входящие в (1), известны [6,7]: $\alpha = 2,4 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и $\Delta = 81,4 \text{ К}$ (57 см^{-1}). Анализ температурного хода сигнала ФЭ в кристалле $LaF_3 : Pr^{3+}$ [7] показал, что экспериментальная зависимость может быть описана соотношением (1), но при $\Delta = 58,8 \text{ К}$ (41 см^{-1}). Это подтвердилось и в [8], где результаты [7] были полностью воспроизведены. Таким образом, уменьшение интенсивности сигнала ФЭ происходило быстрее, чем этого следовало ожидать исходя из структуры уровней иона Pr^{3+} в кристалле LaF_3 . В работах [7–9] это расхождение не нашло объяснения.

Для кристалла $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ в силу малой его изученности α и Δ были неизвестны. Это, в свою очередь, затрудняло интерпретацию экспериментов по ФЭ [8,9] и требовало определения указанных параметров из независимых экспериментов.

В связи с этим были проведены детальные исследования температурной зависимости спектра поглощения кристалла $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ и для сравнения кристалла $LaF_3 : Pr^{3+}$ в области резонансного перехода ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ иона празеодима. При $T = 6 \text{ К}$ спектр поглощения в обеих кристаллических матрицах состоял из одной достаточно узкой ($\leq 3 \text{ см}^{-1}$) спектральной линии Γ_0 , соответствующей поглощению с нижайшего энергетическо-

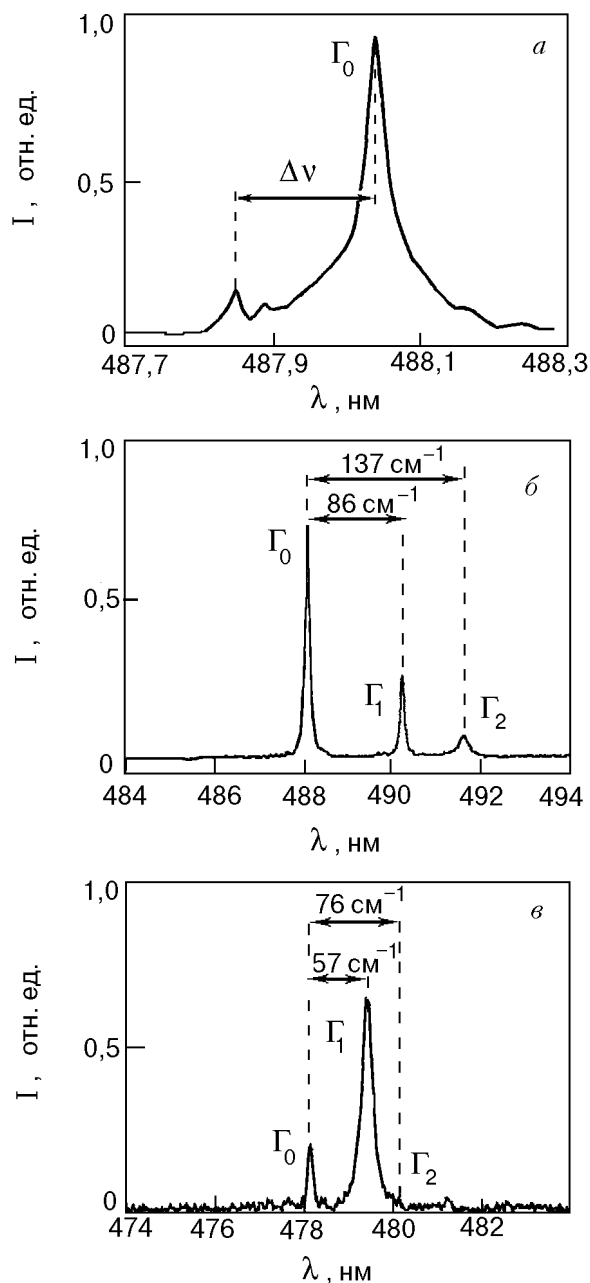


Рис. 2. Фрагменты спектров поглощения иона Pr^{3+} (Γ_0 соответствует резонансному переходу ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$) в кристалле $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ при $T = 1,5 \text{ K}$ (а) и $T = 80 \text{ K}$ (б); в кристалле $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ при $T = 80 \text{ K}$ (в).

го уровня ${}^3H_4(0)$ мультиплета 3H_4 . Исследование спектрального контура линии резонансного перехода ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ показало [9], что в кристалле $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ с высокочастотной стороны наблюдается пик поглощения (рис. 2, а), отсутствующий в кристалле $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$.

При повышении температуры исследуемых кристаллов в низкочастотной области спектра появляются дополнительные температурнозависимые пики Γ_1 и Γ_2 (рис. 2, б, в), соответствующие погло-

щению с термически заселенных энергетических подуровней ${}^3H_4(1)$ и ${}^3H_4(2)$ мультиплета 3H_4 . Спектральное положение Γ_1 и Γ_2 по отношению к Γ_0 позволяет определить величины расщепления мультиплета 3H_4 иона Pr^{3+} в соответствующем кристалле. Для $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ найденные расщепления мультиплета 3H_4 совпадали с данными [6,7], а в кристалле $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ энергетический зазор ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3H_4(1)$ составил 86 cm^{-1} , а ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3H_4(2)$ — 137 cm^{-1} . Найденные расщепления мультиплета 3H_4 в $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ несколько больше, чем для $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ [7], что отражает влияние кристаллического поля на электроны f -оболочки.

Отношение интенсивностей линий Γ_0 , Γ_1 и Γ_2 в спектре поглощения кристалла $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ в интервале температур 6–77 К качественно соответствовало бoльцмановскому заселению подуровней ${}^3H_4(1)$, ${}^3H_4(2)$. Однако для кристалла $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ такой зависимости не наблюдалось. Температурная трансформация спектра поглощения кристалла $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ представлена на рис. 3, а. При $T = 30 \text{ K}$ интенсивности линий Γ_0 и Γ_1 выравниваются, а при дальнейшем повышении температуры поглощение на переходе ${}^3H_4(1) \rightarrow {}^3P_0$ начинает превышать таковое на переходе ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$. Аналогичное поведение линий Γ_0 и Γ_1 сохранялось в кристалле $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$, содержащем 10 ат. % ионов празеодиома, что указывает на температурный механизм перераспределения интенсивностей в линиях Γ_0 и Γ_1 , не зависящий от концентрации ионов празеодиома. Но начальное неоднородное уширение линий в спектрах поглощения кристаллов $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ с разным содержанием ионов празеодиома колеблется от $0,07 \text{ cm}^{-1}$ при 0,001 ат. % ионов до 10 cm^{-1} при 20 ат. % ионов празеодиома [14]. Поскольку с повышением температуры линии Γ_0 и Γ_1 уширялись неодинаково, для кристаллов $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ и $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ были построены экспериментальные зависимости отношения интегральных интенсивностей линий Γ_0 и Γ_1 от обратной температуры (рис. 3, б).

Если пренебречь поглощением с более высоких уровней мультиплета 3H_4 , то экспериментальные зависимости, представленные на рис. 3, б, должны описываться соотношением [15]

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{d_1^2}{d_0^2} \exp(-\Delta/T), \quad (2)$$

где I_1 и I_0 — интегральные интенсивности линий Γ_0 и Γ_1 ; d_0 и d_1 — дипольные моменты переходов ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ и ${}^3H_4(1) \rightarrow {}^3P_0$; Δ — энергетический зазор между уровнями ${}^3H_4(0)$ и ${}^3H_4(1)$.

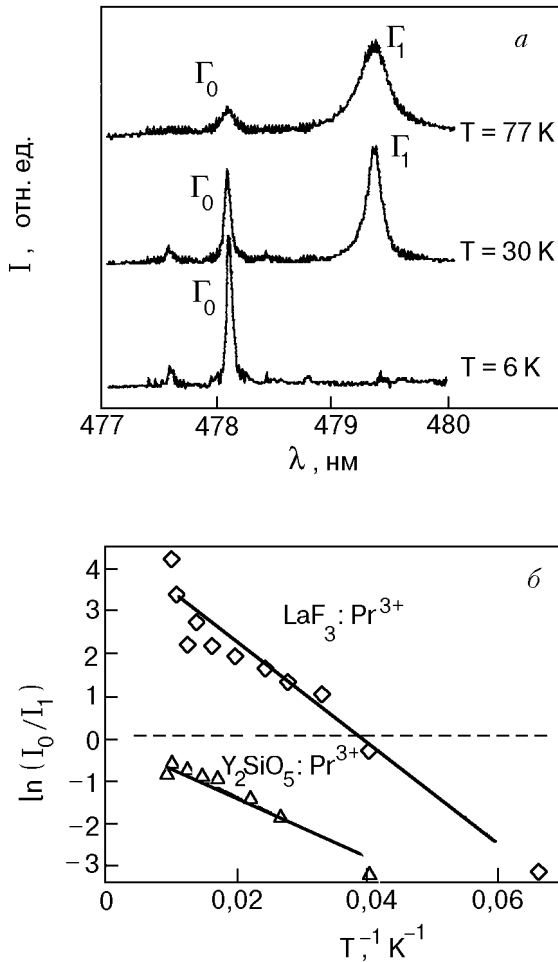


Рис. 3. Температурная трансформация спектральных характеристик иона Pr^{3+} : спектры поглощения $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ при различной температуре (а); температурная зависимость отношения интегральных интенсивностей Γ_0 и Γ_1 в кристаллах $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ и $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ (б).

Действительно, для кристалла $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ наклон экспериментальной кривой (рис. 3,б) составляет порядка 120 К (84 см^{-1}), что хорошо согласуется с величиной расщепления ${}^3\text{H}_4(0) - {}^3\text{H}_4(1)$ мультиплета ${}^3\text{H}_4$ (рис. 2,б). В то же время для кристалла $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ при условии, что d_0 и d_1 — константы, экспериментальная зависимость не может быть описана соотношением (2), так как при $T > 30 \text{ К}$, $I_1/I_0 > 1$ (рис. 3,б). Для разрешения отмеченного противоречия остается предположить, что с повышением температуры кристалла $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ изменяется величина дипольных моментов на переходах ${}^3\text{H}_4(0) - {}^3\text{P}_0$ и ${}^3\text{H}_4(1) - {}^3\text{P}_0$ иона празеодима. Причем d_0 уменьшается, а d_1 увеличивается, потому что происходит относительное уменьшение площади под контуром Γ_0 и увеличение площади под контуром Γ_1 (рис. 3,а).

Причина изменения величины дипольных моментов не ясна, однако позволяет формально объяснить более быстрый спад с температурой эхосигнала в $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$, чем можно ожидать в соответствии с энергетическим расщеплением мультиплета ${}^3\text{H}_4$. Согласно [13], амплитуда сигнала двухимпульсного ФЭ является нелинейной функцией дипольного момента резонансного оптического перехода:

$$I_e = A_0 \exp(-2\tau_{12}/T_2(T)),$$

$$A_0 = B(k_1, k_2, k_e) N^2 d^2 \sin^2\left(\frac{dE}{\hbar} \delta\right) \sin^4\left(2\frac{dE}{\hbar} \delta\right), \quad (3)$$

где $B(k_1, k_2, k_e)$ — величина, зависящая от геометрии эксперимента; d — дипольный момент резонансного оптического перехода; N — число частиц в когерентном ансамбле; δ — длительность лазерных импульсов; E — напряженность электрического поля лазерных импульсов; \hbar — постоянная Планка; τ_{12} — временной интервал между возбуждающими лазерными импульсами.

При анализе температурных спадов сигнала ФЭ считают, что A_0 не зависит от температуры. Однако в кристалле $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ с повышением температуры величина дипольного момента резонансного оптического перехода уменьшается, что приводит к спаду амплитуды сигнала ФЭ согласно (3). Следовательно, в кристалле $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ амплитуда сигнала ФЭ (рис. 1) уменьшается не только в соответствии с изменением $T_2(T)$ по закону (1), но и благодаря изменению с температурой величины дипольного момента перехода ${}^3\text{H}_4(0) - {}^3\text{P}_0$. Это и привело в [7,8] к эффективно-му снижению Δ в соотношении (1).

Используя соотношение (3), из экспериментальной кривой, представленной на рис. 1, можно непосредственно извлечь изменение $(T_2(T))^{-1}$ для кристалла $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ (рис. 4). Полученная таким образом зависимость также должна описываться соотношением (1). Однако параметр α остается неопределенным, так как Δ непосредственно определяется из спектра поглощения (рис. 2,б). Можно решить обратную задачу. А именно, найти значение α по аппроксимации точек, представленных на рис. 4. Удовлетворительной аппроксимации удалось достичь только в области температур 13–18 К при $\alpha = 9,4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Включение в рассмотрение более высоких подуровней в мультиплете ${}^3\text{H}_4$ не дало улучшения в описании экспериментальной кривой (рис. 4) в области температур 6–13 К. Из рис. 4 следует, что в этой области температур экспериментальная

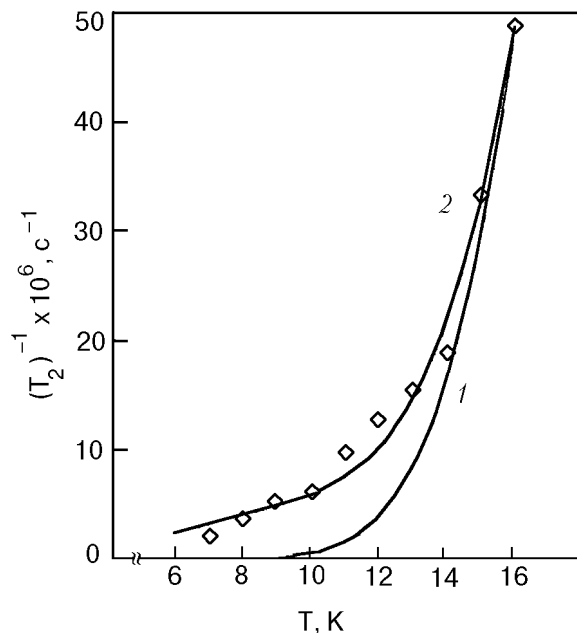


Рис. 4. Температурная зависимость времени дефазировки в кристалле $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$: эксперимент (\diamond); теоретические зависимости с учетом только (1) (1); (1) и (4) (2).

зависимость может быть аппроксимирована линейной функцией вида $(T_2(T))^{-1} = \beta T$ (где $\beta = 1,37$ МГц/К), которая не совпадает ни с одним из известных температурных законов ($\sim T^7$ или $\sim \exp(-\Delta/T)$), описывающих в области низких температур дефазировку оптических переходов примесных центров в кристаллах [11].

В связи с этим заслуживает внимания наличие в решетке кристалла Y_2SiO_5 двух неэквивалентных позиций иона иттрия, которые могут занимать ионы Pr^{3+} [16]. Экспериментальным подтверждением этого является дополнительный пик поглощения, проявляющийся в области резонансного перехода ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ иона празеодима (рис. 2, а). Подобная двуцентровость также наблюдалась по оптическим спектрам Eu^{3+} в кристалле Y_2SiO_5 [17]. Если предположить, что при повышении температуры кристалла $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ ионы празеодима могут совершать переходы между двумя неэквивалентными положениями, то, согласно [11], это приводит к появлению нового дополнительного механизма дефазировки, известного для аморфных матриц [18]. Элементарные возбуждения, ассоциированные с переходами примесных центров между неэквивалентными положениями [18], получили название туннелонов [18]. Если рассмотреть взаимодействие резонансного оптического перехода с одним туннелоном, то температурная зависимость времени фазовой релаксации определяется следующим выражением [18]:

$$(T_2(T))^{-1} = \gamma \operatorname{sh}^{-1}(\Delta v/T), \quad (4)$$

где Δv — энергия активации туннелона; γ — константа, точно определенная в [18].

При $T > \Delta v$ соотношение (4) дает линейную зависимость от температуры. Для кристалла $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ $\Delta v = 11,4$ К ($8,1$ см $^{-1}$) в соответствии с рис. 2, а. Тогда в интервале 6–13 К выполняется условие $T \sim \Delta v$. Однако функциональная зависимость (4) близка к линейной. Учет (4) совместно с соотношением (1) дает хорошую аппроксимацию экспериментальных зависимостей при $\gamma = 14,5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$ и $\alpha = 7,5 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$ (рис. 4).

Заключение

Таким образом, для кристаллов $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ и $LaF_3 : Pr^{3+}$ в области низких температур экспериментально установлены новые каналы релаксации фотонного эха на оптических переходах иона празеодима. Причина изменения величины дипольных моментов на переходах ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ и ${}^3H_4(1) \rightarrow {}^3P_0$ иона празеодима в кристалле LaF_3 остается неясной и требует дальнейших исследований. В то же время независимые экспериментальные факты свидетельствуют в пользу того, что в кристалле $Y_2SiO_5 : Pr^{3+}$ низкотемпературный механизм дефазировки оптических переходов может быть связан с туннелированием ионов празеодима между двумя неэквивалентными состояниями. Для исследования этих особенностей и установления общих закономерностей протекания фазовой релаксации электронных возбуждений примесных центров в монокристаллах редкоземельных силикатов представляет интерес расширение круга объектов исследования и за счет легирования Y_2SiO_5 другими редкоземельными ионами, и за счет изменения самой кристаллической основы.

Автор выражает благодарность Б. И. Минкову за предоставление образцов и полезное обсуждение экспериментальных результатов.

1. F. Auzel, *J. Lumin.* **45**, 341 (1990).
2. V. Schafer, J. Neukum, N. Bodenschatz, and J. Heber, *J. Lumin.* **60/61**, 633 (1994).
3. M. Malinowski, M. E. Joubert, and B. Jacquier, *J. Lumin.* **60/61**, 179 (1994).
4. G. Blasse, *J. Lumin.* **60/61**, 930 (1994).
5. Э. А. Манькин, В. В. Самарцев, *Оптическая спектроскопия*, Наука, Москва (1984).
6. W. N. Yen, W. C. Scott, and A. L. Schawlow, *Phys. Rev.* **A136**, 271 (1964).
7. N. Takeuchi, *J. Lumin.* **12/13**, 743 (1978).
8. Ю. В. Малюкин, Н. Л. Погребняк, В. П. Семиноженко, *ФНТ* **20**, 610 (1994).

9. Ю. В. Малюкин, Э. А. Манькин, Н. Л. Погребняк, Е. А. Петренко, Н. И. Знаменский, В. П. Семиноженко, Д. В. Марченко, *ЖЭТФ* **108**, 485 (1995).
10. П. Н. Жмурин, Н. Л. Погребняк, В. П. Семиноженко, Ю. В. Малюкин, *УФЖ* **39**, 791 (1994).
11. I. S. Osad'ko, *Phys. Rep.* **206**, 45 (1991).
12. Н. Л. Погребняк, П. Н. Жмурин, Б. И. Минков, Ю. В. Малюкин, *УФЖ* **40**, N 3-4, 178 (1995).
13. Л. Аллен, Дж. Эберги, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, Москва (1978).
14. R. M. Macfarlane, *J. Lumin.* **45**, 1 (1990).
15. Р. Лоудон, *Квантовая теория света*, Мир, Москва (1976).
16. Б. А. Максимов, В. В. Илюхин, Ю. А. Харитонов, Н. В. Белов, *Кристаллография* **15**, 926 (1970).
17. M. Mitsunaga, T. Takagahara, R. Yano, and N. Uesugi, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3216 (1992).
18. I. S. Osad'ko, *Adv. Polym. Sci.* **114**, 125 (1994).

New channels of photon echo relaxation in $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ and $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ crystals

Yu. V. Malyukin

The experimental results on low-temperature absorption spectra and temperature dependence of the photon echo (PE) signal amplitude in $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ and $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ crystals at the transition ${}^3H_4(0) \rightarrow {}^3P_0$ of a Pr^{3+} ion are presented. It is found that in addition to the well-known phonon mechanism, there are some other channels of PE relaxation. In $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$ crystals this is due to temperature dependence of the dipole moment under resonance transition of a Pr^{3+} ion, while in $\text{Y}_2\text{SiO}_5 : \text{Pr}^{3+}$ due to thermally activated transitions of a Pr^{3+} ion between nonequivalent positions in the crystal lattice.