

Селективная спектроскопия примесных ионов Pr^{3+} в кристаллах Y_2SiO_5 , Gd_2SiO_5 , Lu_2SiO_5

Ю. В. Малюкин, Р. С. Борисов, П. Н. Жмурин,
А. Н. Лебедеико, Б. В. Гринев

Институт монокристаллов НАН Украины, Украина, 61001, г. Харьков, пр. Ленина, 60
E-mail: malyukin@isc.kharkov.com

Н. В. Знаменский, Э. А. Маныкин, Ю. В. Орлов,
Е. А. Петренко, Т. Г. Юкина

Российский научный центр «Курчатовский институт», Россия, 123182, г. Москва, пл. Курчатова, 1

Статья поступила в редакцию 12 мая 2000 г., после переработки 26 июня 2000 г.

На основании исследования низкотемпературных оптических спектров ионов активатора Pr^{3+} в кристаллах Y_2SiO_5 , Gd_2SiO_5 , Lu_2SiO_5 показано, что параметры и характер расщепления кристаллическим полем термов 1D_2 и 3H_4 примесных ионов существенно различаются в кристаллах, принадлежащих разным кристаллографическим типам. В кристаллах Y_2SiO_5 и Lu_2SiO_5 наблюдается эффект псевдосимметрии при расщеплении термина 1D_2 для ионов, локализованных в неэквивалентных катионных узлах. Ионы активатора неравномерно заселяют неэквивалентные катионные узлы при увеличении их концентрации. При высоких концентрациях ионов активатора (~ 1 ат. %) в оптических спектрах поглощения появляются спектральные линии, принадлежащие их димерам.

На підставі дослідження низькотемпературних оптичних спектрів іонів активатора Pr^{3+} в кристалах Y_2SiO_5 , Gd_2SiO_5 , Lu_2SiO_5 показано, що параметри і характер розщеплення кристалічним полем термів 1D_2 та 3H_4 домішкових іонів істотно відрізняються в кристалах, що належать різним кристаллографічним типам. У кристалах Y_2SiO_5 та Lu_2SiO_5 спостерігається ефект псевдосиметрії при розщепленні термина 1D_2 для іонів, які локалізовані в нееквівалентних катіонних вузлах. Іони активатора нерівномірно заселяють нееквівалентні катіонні вузли при збільшенні їх концентрації. При високих концентраціях іонів активатора (~ 1 ат. %) в оптичних спектрах поглинання з'являються спектральні лінії, що належать їх димерам.

PACS: 78.20.-e, 42.70.Gi

1. Введение

Кристаллы Y_2SiO_5 (YSO), Gd_2SiO_5 (GSO), Lu_2SiO_5 (LSO) относятся к классу оксиортосиликатов [1,2]. В катионные узлы YSO, LSO и GSO можно вводить достаточно большое количество (до 10 ат. %) примесных редкоземельных (РЗ) ионов без ухудшения структурного и оптического совершенства [3]. Это свойство оксиортосиликатов выгодно отличает их от других кристаллических матриц [4]. Так, например, проблемы с оптическим качеством хорошо известного лазерного кристалла $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ начинаются уже при 0,1 ат. % ионов активатора [4,5]. Благодаря высокой изоморфной ёмкости кристаллы YSO, LSO и GSO являются чрезвычайно привлекательными при

разработке новых лазерных и сцинтилляционных материалов. В этом контексте особый интерес в качестве активатора представляют ионы Ce^{3+} и Pr^{3+} [4,6–9]. Активированные ионами Ce^{3+} оксиортосиликаты являются эффективными сцинтилляторами, которые разрабатываются в последнее время [6,7,10]. Ион Pr^{3+} обеспечивает многократную лазерную генерацию при ИК накачке [8,9].

Кристаллы YSO, LSO и GSO принадлежат разным структурным типам [1,2]. Это, в частности, отражается в соответствующем различии параметров их элементарных ячеек: YSO ($a = 14,43 \text{ \AA}$, $b = 10,41 \text{ \AA}$, $c = 6,733 \text{ \AA}$, $\beta = 122,13^\circ$, $V = 856,1 \text{ \AA}^3$), LSO ($a = 14,33 \text{ \AA}$, $b = 10,32 \text{ \AA}$, $c = 6,671 \text{ \AA}$, $\beta = 122,3^\circ$, $V = 833,8 \text{ \AA}^3$), GSO

($a = 9,16 \text{ \AA}$, $b = 7,09 \text{ \AA}$, $c = 6,83 \text{ \AA}$, $\beta = 107,58^\circ$, $V = 422,9 \text{ \AA}^3$). Известно также, что элементарная ячейка исследуемых кристаллов имеет два неэквивалентных катионных узла [1,2].

Так, для кристалла YSO один из катионных узлов представляет собой искаженный октаэдр, в котором расстояние Y–O варьируется в пределах $2,21\text{--}2,33 \text{ \AA}$ [1,2]. Второй имеет координационную сферу, в которую, кроме шести ионов кислорода, вовлечен седьмой [1,2]. Для второго типа катионных узлов расстояние Y–O варьируется в пределах $2,15\text{--}2,39 \text{ \AA}$ [1,2]. Таким образом, неэквивалентность катионных узлов определяется разным координационным числом по кислороду и разными расстояниями PЗ ион – лиганд [1,2].

В связи с отмеченными особенностями устройства кристаллических решеток оксиортосиликатов представлялось немаловажным выяснить закономерности расщепления термов примесного иона Pr^{3+} под действием кристаллического поля в кристаллах, принадлежащих разным структурным типам, а также особенности трансформации оптических спектров при увеличении концентрации ионов активатора.

В работе показано, что в кристаллах YSO, LSO и GSO формируются два оптических центра Pr^{3+} в соответствии с замещением ионами активатора двух неэквивалентных катионных узлов. В кристаллах YSO и LSO наблюдается эффект псевдосимметрии при расщеплении на штарковские компоненты терма 1D_2 ионов Pr^{3+} , локализованных в разных катионных узлах. Установлено, что при увеличении концентрации активатора происходит неравномерное заселение неэквивалентных катионных узлов кристаллической решетки YSO.

2. Техника эксперимента

Оптические спектры поглощения и люминесценции исследуемых кристаллов регистрировались на автоматизированном спектрофлуориметре, созданном на базе решеточного монохроматора МДР-23. Спектры люминесценции возбуждались перестраиваемым по частоте лазером на органических красителях. Кинетика затухания люминесценции образцов регистрировалась с использованием методики время-коррелированного счета одиночных фотонов.

Исследуемые образцы кристаллов YSO, LSO и GSO были выращены методом Чохральского. В образцах LSO и GSO концентрация ионов активатора составляла 0,3 ат. %. В кристалле YSO концентрация ионов активатора варьировалась (0,3, 0,6 и 1,8 ат. %).

Для получения низких температур использовался гелиевый оптический криостат. Исследуемые кристаллы находились в парах гелия.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В работе исследована область спектра, в которой проявляются оптические переходы с участием штарковских компонент термов 1D_2 и 3H_4 иона Pr^{3+} [11–13]. Такой выбор обусловлен относительной простотой интерпретации спектральных линий. Так, например, спектральные линии, связанные с оптическими переходами между штарковскими компонентами термов 1I_6 , 1P_3 и 3H_4 , сильно перемешаны и их корректная интерпретация затруднена [11,12].

На рис. 1 представлены фрагменты спектров поглощения кристаллов YSO, LSO и GSO, содержащих ионы Pr^{3+} . Спектральный диапазон соответствует интервалу, в котором наблюдаются оптические спектры примесных ионов Pr^{3+} [11–14]. Для кристаллов YSO и LSO в спектре поглощения можно выделить две группы спектральных линий, значительно отличающихся по ширине. Спектральные линии одной из групп отмечены цифрой, а другой – цифрой со звездочкой. Каж-

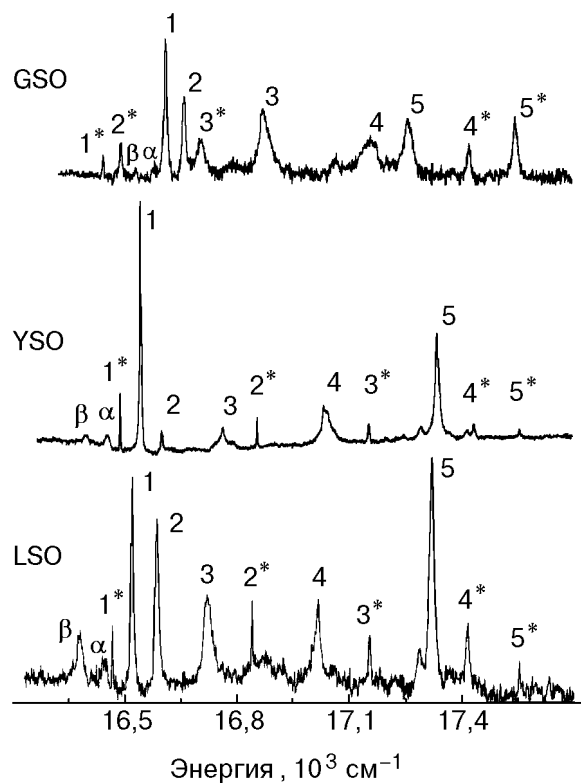


Рис. 1. Фрагменты спектров поглощения кристаллов LSO, YSO и GSO в области оптических переходов $^3H_4 \leftrightarrow ^1D_2$ примесных ионов Pr^{3+} при $T = 77 \text{ K}$.

дая группа состоит из пяти спектральных линий. По мере возрастания порядкового номера спектральной линии монотонно уширяется. Обычно такая закономерность наблюдается для спектральных линий редкоземельных ионов, которые принадлежат одному мультиплету [14].

Указанные группы спектральных линий принадлежат двум оптическим центрам Pr^{3+} . Разные оптические центры формируются в результате замещения ионами Pr^{3+} двух неэквивалентных катионных узлов [1,2]. Каждая из пяти спектральных линий связана с оптическим переходом между нижней штарковской компонентой терма 3H_4 и пятью штарковскими компонентами терма 1D_2 . В кристаллах YSO, LSO и GSO вырождение термов 1D_2 и 3H_4 иона Pr^{3+} полностью снимается под действием кристаллического поля, так как точечная симметрия обоих катионных узлов предельно низкая [1,2].

Выделение спектральных линий в группы и идентификация каждой спектральной линии основывались на исследовании спектров люминесценции при селективном возбуждении и температурной зависимости некоторых спектральных линий в спектре поглощения (рис. 1). Так, например, спектральные линии α и β исчезали при охлаждении кристаллов до температуры 5 К. Селективное возбуждение в каждую из спектральных линий, принадлежащую одной группе, порождало идентичные спектры люминесценции (рис. 2). Возбуждение в спектральные линии, принадлежащие разным группам (рис. 1), порождало два типа спектров люминесценции (рис. 2). Самая высокочастотная спектральная линия в спектрах люминесценции обоих типов резонансно совпадала соответственно со спектральной линией 1 либо 1^* (рис. 1). Частотные интервалы, которые отделяют спектральные линии α и β от линии 1 (рис. 1), в точности совпадали с частотными интервалами, отделяющими две спектральные линии, лежащие по энергии ниже линии 1 в спектре люминесценции (рис. 2). Следовательно, спектральные линии α и β обусловлены поглощением с двух нижних, термически заселённых штарковских компонент терма 3H_4 .

Ранее предполагалось [13], что спектральная линия, связанная со второй штарковской компонентой терма 1D_2 , скрыта в пределах спектральной линии 1 (рис. 1). Селективная спектроскопия оптических центров в кристалле YSO позволила дать полную интерпретацию спектральных линий в спектре поглощения второго типа (рис. 1).

В спектре люминесценции кристаллов YSO, LSO и GSO также присутствовали спектральные

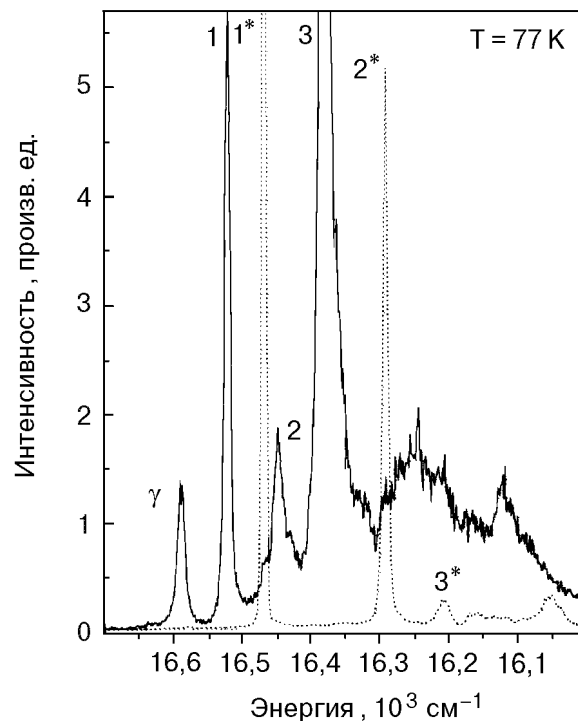


Рис. 2. Фрагменты спектров люминесценции при селективном возбуждении двух типов оптических центров Pr^{3+} в кристалле LSO.

линии, интенсивность которых зависела от температуры. Так, для кристалла LSO при температуре 77 К в спектре люминесценции первого типа наблюдается спектральная линия γ (рис. 2), которая исчезает при температуре 5 К. Эта линия обусловлена свечением со второй, термически заселенной штарковской компоненты терма 1D_2 . Частотные интервалы, разделяющие спектральные линии 1 и γ в спектре люминесценции (рис. 2) и спектральные линии 1 и 2 в спектре поглощения (рис. 1), совпадают.

Отмеченные выше особенности спектров люминесценции исследуемых кристаллов, а также четкие привязки температурно зависимых спектральных линий в спектрах поглощения (рис. 1) и люминесценции (рис. 2) позволяют найти величины расщепления термов 1D_2 и 3H_4 примесных ионов Pr^{3+} под действием кристаллического поля в кристаллах YSO, LSO и GSO. Результаты анализа суммированы в табл. 1, в которой приведены величины расщепления терма 1D_2 для двух оптических центров относительно спектральных линий 1 и 1^* (рис. 1). Характер расщепления терма 1D_2 существенно отличается для ионов, занимающих неэквивалентные катионные узлы. В кристаллах YSO и LSO, принадлежащих одному кристаллографическому типу [1,2], энергетические параметры расщепления терма 1D_2 и штар-

ковских компонент подобны (см. рис. 1 и табл. 1). Ясно, что штарковские компоненты термина однозначно связаны с соответствующими спектральными линиями. Для первого типа оптических центров минимальный энергетический интервал $\sim 60 \text{ см}^{-1}$ разделяет спектральные линии 1 и 2. К ним примыкает спектральная линия 3. Затем, через существенно больший интервал $\sim 290 \text{ см}^{-1}$, следуют спектральные линии 4 и 5 (рис. 1). Для второго типа оптических центров в кристаллах YSO и LSO минимальный энергетический интервал разделяет спектральные линии 4^* и 5^* . Ниже по энергии располагается спектральная линия 3^* . А затем, через интервал $\sim 300 \text{ см}^{-1}$, идут спектральные линии 1^* и 2^* . Качественно, без сохранения частотных интервалов, для двух оптических центров в кристаллах YSO и LSO наблюдается квазиобратный порядок расщепления термина 1D_2 . Этот эффект подобен расщеплению термина 2D примесного иона Ti^{3+} в поле лигандов с тетраэдрической и октаэдрической симметрией [15,16]. В рассматриваемом нами случае можно говорить об эффекте квазисимметрии, так как неэквивалентные катионные узлы имеют предельно низкую точечную симметрию.

Таблица 1

Параметры расщепления термина 1D_2 относительно спектральных линий 1 и 1^* (их частоты указаны в скобках)

Параметр расщепления, см^{-1}					
YSO		LSO		GSO	
тип I	тип II	тип I	тип II	тип I	тип II
0(16529,2)	0(16477,3)	0(16521,7)	0(16466,9)	0(16657,9)	0(16496,7)
59,6	364	66	373,7	42,1	43,8
224,9	667,9	202,2	688,4	248	248,7
501,2	948	498,2	951,7	525,9	940
801,3	1071,5	801,8	1091,4	621,8	1056,7

В отличие от кристаллов YSO и LSO в кристалле GSO для обоих оптических центров спектральные линии группируются однотипно: 1-2-3 ($1^*-2^*-3^*$), а затем 4-5 (4^*-5^*) (рис. 1).

В работе [13] дана полная интерпретация всех девяти спектральных линий в спектре люминесценции кристалла YSO, которые соответствуют оптическим переходам между нижней штарковской компонентой термина 1D_2 и девятью штарковскими компонентами 3H_4 . Для кристаллов LSO (рис. 2) и GSO надёжную идентификацию пока удалось провести только для трёх спектральных линий, которые соответствуют аналогичным опти-

ческим переходам на три нижние штарковские компоненты термина 3H_4 . Причем для кристалла GSO проведена интерпретация спектральных линий только в спектре люминесценции первого типа. Для сравнения параметры расщепления кристаллическим полем термина 3H_4 относительно спектральных линий 1 и 1^* приведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры расщепления термина 3H_4 относительно спектральных линий 1 и 1^* (их частоты указаны в скобках)

Параметр расщепления, см^{-1}				
YSO		LSO		GSO
тип I	тип II	тип I	тип II	тип I
0(16521)	0(16469,3)	0(16521)	0(16469,3)	0(16652,8)
89,7	174,7	72,5	178,5	27,7
143,6	274,8	135,8	261,3	82,8

Кинетика затухания свечения в спектрах люминесценции обоих типов исследовалась при селективном возбуждении в оптические переходы, принадлежащие разным оптическим центрам (рис. 1). Кинетика затухания люминесценции была идентичной для спектральных линий, соответствующих одному типу люминесценции. Форма кривых затухания люминесценции первого и второго типов для кристаллов YSO, LSO и GSO, содержащих 0,3 ат. % ионов празеодима, хорошо описывалась моноэкспоненциальным законом (рис. 3). Временные константы затухания люминесценции первого и второго типов при $T = 77 \text{ К}$ были следующими: $\tau_1 = 108 \text{ мкс}$, $\tau_2 = 145 \text{ мкс}$ для YSO; $\tau_1 = 64 \text{ мкс}$, $\tau_2 = 82 \text{ мкс}$ для LSO и $\tau_1 = 39 \text{ мкс}$, $\tau_2 = 50 \text{ мкс}$ для GSO. Отношение временных констант затухания люминесценции первого и второго типов для каждого кристалла составляло 1,3. Сопоставление параметров расщепления термов 1D_2 (табл. 1) и 3H_4 (табл. 2) показывает, что второй тип оптических центров Pr^{3+} испытывает более сильное возмущение со стороны кристаллического поля. Казалось бы, в этом случае временная константа затухания люминесценции второго типа должна быть меньше, так как известно [4,14], что для оптических электродипольных переходов внутри f -оболочки РЗ ионов запрет по чётности снимается кристаллическим полем. Однако в нашем случае важную роль играет не только амплитуда, но и симметрия кристаллического поля в области локализации примесного центра. По-видимому, для второго типа оптических центров вклад нечетных гармо-

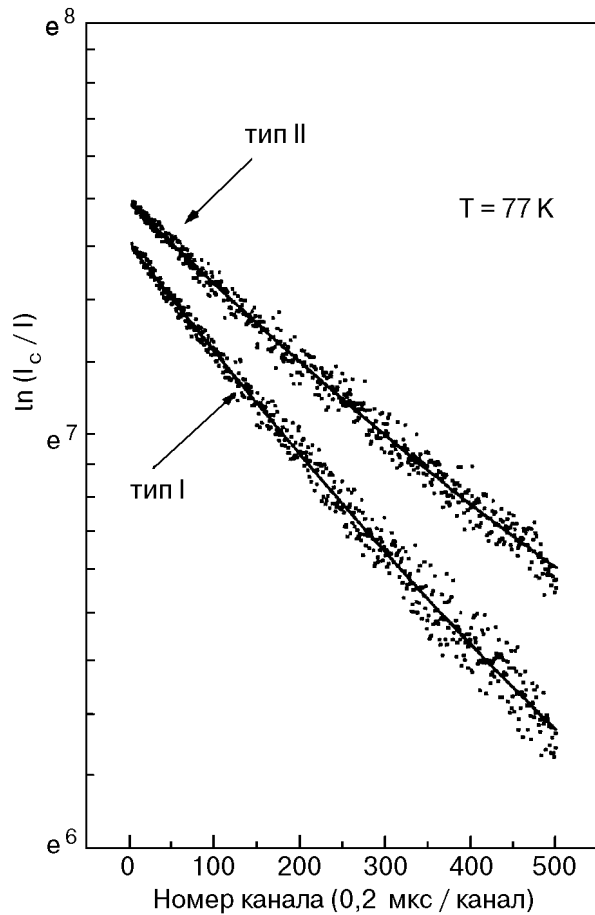


Рис. 3. Кинетика затухания свечения в спектрах люминесценции двух типов кристалла LSO, содержащего 0,3 ат. % ионов Pr^{3+} .

ник в разложение поля лигандов меньше, чем для первого. Именно нечетные гармоники кристаллического поля снимают запрет на электродипольные оптические переходы внутри f -оболочки [4,14].

Как и следовало ожидать, увеличение концентрации ионов активатора Pr^{3+} в кристалле YSO приводило к уширению их оптических спектров. Интегральная площадь, приходящаяся на две спектральные линии 1 и 1^* , возрастает пропорционально увеличению общей концентрации примесных ионов. Однако интегральная площадь каждой из линий 1 и 1^* изменяется по-разному: интегральная площадь спектральной линии 1 растёт в соотношении 1:2,2:6,5, а линии 1^* — соответственно 1:1,6:3,2. Следовательно, примесные ионы неравномерно заселяют неэквивалентные катионные узлы YSO. При повышении концентрации ионов активатора в оптическом спектре их поглощения появлялись дополнительные спектральные линии, интенсивность которых зависела от концентрации. В случае максимальной концентрации ионов активатора в оптическом спектре

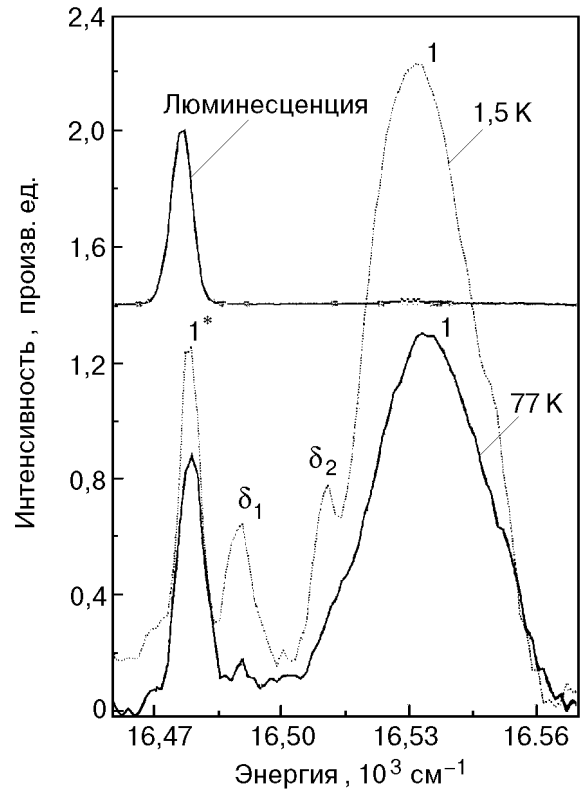


Рис. 4. Фрагменты спектра поглощения кристалла YSO с максимальной концентрацией ионов активатора (1,8 ат. %) при разных температурах.

вблизи спектральных линий 1 и 1^* появлялись спектральные линии δ_1 и δ_2 (рис. 4). С увеличением температуры кристалла интенсивность линий δ_1 и δ_2 уменьшалась (рис. 4). По- сути, спектральная линия δ_2 сливалась со спектральной линией 1 при повышении температуры. Очевидно, природа спектральных линий δ_1 и δ_2 идентична. Вследствие значительного уширения спектральной линии 1 линия δ_2 менее выражена (рис. 4). Поэтому далее проанализируем причины появления спектральной линии δ_1 . Частотный интервал, отделяющий высокочастотный спектральный спутник от линии 1^* , составлял $8,9 \text{ см}^{-1}$. В спектре люминесценции мы не обнаружили спектральную линию, резонансно совпадающую с δ_1 (рис. 4).

Концентрационная и температурная зависимость интенсивности δ_1 позволяют предположить, что спектральная линия δ_1 обусловлена поглощением димеров ионов активатора. Действительно, концентрация ионов активатора 1,8 ат. % достаточно велика и ионы активатора могут оказаться в двух ближайших эквивалентных катионных узлах [17]. В результате диполь-дипольного взаимодействия (V_{dd}) между идентичными ионами активатора образуются два энергетических состо-

ния димера [18]. В зависимости от взаимной ориентации дипольных моментов оптических переходов взаимодействующих ионов в оптическом спектре димера могут проявляться одновременно оба состояния либо одно из них [18]. В нашем случае проявляется энергетическое состояние димера, которое расположено выше состояния изолированного иона. Следовательно, дипольные моменты оптических переходов взаимодействующих ионов направлены точно в противоположные стороны [18]. Как правило, верхнее состояние димера подвержено сильной безызлучательной релаксации [18]. Поэтому в спектре люминесценции не наблюдается спектральная линия, резонансно совпадающая с δ_1 (рис. 4).

В общем случае состояния димера описываются волновой функцией вида $\phi = a_1(t)\phi_1 + a_2(t)\phi_2$ (где ϕ_1 и ϕ_2 — волновые функции состояний мономеров; $a_1(t)$ и $a_2(t)$ — комплексные функции времени). Если относительные фазы $a_1(t)$ и $a_2(t)$ случайно сбиваются с частотой, превышающей V_{dd}/η , то состояния димера разрушаются. Поскольку рассеяние фононов на примесных центрах является одной из причин сбоя фаз $a_1(t)$ и $a_2(t)$, увеличение температуры кристалла приводит к уменьшению интенсивности спектральной линии δ_1 (рис. 4). В силу аналогичной причины состояния димера не образуются, если исходные состояния подвержены сильной безызлучательной релаксации. Это имеет место для штарковских компонент терма 1D_2 , которые по энергии лежат выше метастабильного состояния. Поэтому для штарковских компонент, связанных со спектральными линиями 2^* , 3^* , 4^* и 5^* , состояния димеров не формируются (рис. 1).

При селективном возбуждении люминесценции первого типа в области оптического перехода ${}^3H_4 \leftrightarrow {}^3P_0$ в [13] наблюдалась спектральная линия 1^* (рис. 1), которая принадлежит люминесценции второго типа. Прямое лазерное возбуждение оптических центров второго типа исключалось. Следовательно, электронное возбуждение передавалось от первого типа оптических центров ко второму. Механизм, который отвечает переносу энергии электронного возбуждения, остается неясным. В связи с этим были детально исследованы спектры люминесценции в кристаллах YSO с разной концентрацией ионов активатора. При $T = 5$ и 77 К спектры люминесценции первого и второго типов не содержали спектральных линий, которые могли принадлежать другому типу люминесценции. Приведенный на рис. 4 фрагмент спектра люминесценции второго типа показывает, что в нем полностью отсутствует спектральная

линия, резонансно совпадающая с линией 1. Следовательно, при возбуждении спектров люминесценции первого и второго типов в области оптических переходов с участием штарковских компонент терма 1D_2 взаимодействие между разными оптическими центрами отсутствует.

4. Заключение

На основании исследования оптических спектров поглощения и спектров люминесценции при селективном возбуждении показано, что имеются существенные различия параметров и характера расщепления кристаллическим полем термов 1D_2 и 3H_4 в кристаллах, относящихся к разным кристаллографическим типам (табл. 1). В кристаллах YSO и LSO при расщеплении терма 1D_2 для ионов Pr^{3+} , локализованных в неэквивалентных катионных узлах, наблюдается эффект псевдосимметрии. Взаимодействие разных оптических центров Pr^{3+} в кристалле YSO при их селективном возбуждении в области оптических переходов ${}^1D_2 \leftrightarrow {}^3H_4$ отсутствует. В кристалле YSO ионы активатора Pr^{3+} неравномерно заселяют неэквивалентные катионные узлы. При увеличении концентрации ионов активатора их оптические спектры значительно уширяются и появляются спектральные линии, соответствующие состояниям димеров.

1. Б. А. Максимов, Ю. А. Харитонов, В. В. Илюхин, Н. В. Белов, *Кристаллография* **15**, 926 (1970).
2. Б. А. Максимов, Ю. А. Харитонов, В. В. Илюхин, Н. В. Белов, *ДАН СССР* **183**, 1072 (1968).
3. Г. В. Ананьева, А. М. Коровкин, Т. И. Меркуляева, А. М. Морозов, М. В. Петров, И. Р. Савинова, В. Р. Старцев, П. П. Феофилов, *Неорганические материалы* **17**, 1037 (1981).
4. *Физика и спектроскопия кристаллов*, А. А. Каминский (ред.), Наука, Москва (1986).
5. R. E. Powell, *J. Appl. Phys.* **58**, 2331 (1985).
6. C. L. Melcher, R. A. Manente, C. A. Peterson, and J. S. Schweitzer, *J. Crystal Growth* **128**, 1001 (1993).
7. P. Dorenbos, C. W. E. van Eijk, A. J. J. Bos, and C. L. Melcher, *J. Lumin.* **60–61**, 979 (1994).
8. А. А. Каминский, *ДАН СССР* **319**, 870 (1991).
9. M. Malinowski, M. F. Joubert, and B. Jacquier, *J. Lumin.* **60–61**, 179 (1994).
10. H. Suzuki, T. A. Tombrello, C. L. Melcher, and J. S. Schweitzer, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A320**, 263 (1992).
11. H. H. Caspers, H. E. Rast, and R. A. Buchanan, *J. Chem. Phys.* **43**, 2124 (1965).
12. K. Holliday, M. Croci, E. Vauthey, and U. P. Wild, *Phys. Rev.* **47**, 14741 (1993).
13. Ю. В. Малюкин, Б. И. Минков, Р. С. Борисов, В. П. Семиноженко, Н. В. Знаменский, Э. А. Маныкин, Д. В. Марченко, Е. А. Петренко, *ФНТ* **24**, 571 (1998).
14. И. Б. Берсукер, *Электронное строение и свойства координационных соединений*, Химия, Ленинград (1986).

15. M. Grinberg, A. Mandelis, K. Fjeldsted, and A. Othonos, *Phys. Rev.* **B48**, 5922 (1993).
16. M. Grinberg, A. Mandelis, K. Fjeldsted, and A. Othonos, *Phys. Rev.* **B48**, 5935 (1993).
17. Ю. К. Воронько, Т. Г. Мамедов, В. В. Осико, М. И. Тимошечкин, И. А. Щербаков, *ЖЭТФ* **65**, 1141 (1973).
18. Р. Хохштрассер, *Молекулярные аспекты симметрии*, Мир, Москва (1969).

Selective spectroscopy of Pr^{3+} impurity ions in Y_2SiO_5 , Gd_2SiO_5 , and Lu_2SiO_5 crystals

Yu. V. Malyukin, R. S. Borisov, P. N. Zhmurin,
A. N. Lebedenko, B. V. Grinev, N. V. Znamensky,
E. A. Manykin, Yu. V. Orlov,
E. A. Petrenko, and T. G. Yukina

The investigation of low-temperature optical spectra of Pr^{3+} activator ions in Y_2SiO_5 , Gd_2SiO_5 , and Lu_2SiO_5 crystals shows that the parameters and the character of crystalline splitting of 1D_2 and 3H_4 terms of the impurity ions are essentially different for crystals of different crystallography types. On splitting of the 1D_2 term Y_2SiO_5 and Lu_2SiO_5 crystals display an effect of pseudosymmetry for ions localized in nonequivalent cation sites. As the concentration of the activator ions is increased they occupy the nonequivalent cation sites nonuniformly. At high concentrations of the activator ions (~ 1 at. %) the optical absorption spectra exhibit spectral lines responsible for their dimers.