

Монокристаллы BaY_2F_8 , легированные редкоземельными ионами, как перспективные ап-конверсионные среды для лазеров УФ и ВУФ диапазонов спектра

А.А.Пушкар, Т.В.Уварова, **В.Н.Молчанов**

Исследуются кристаллы BaY_2F_8 , представляющие большой интерес в качестве перспективных активных сред для излучателей ультрафиолетового и вакуумно-ультрафиолетового диапазонов. Для решения проблем, связанных с соляризацией данной среды и подбором источников накачки, предложено использовать ап-конверсионные механизмы накачки с активаторами из редкоземельных элементов. В связи с этим разработана технология выращивания ориентированных монокристаллов BaY_2F_8 , а также определено влияние ориентации на скорость роста и качество полученных монокристаллов.

Ключевые слова: BaY_2F_8 , монокристаллические фториды, 5d–4f-переходы редкоземельных ионов, ультрафиолетовый диапазон спектра, ультрафиолетовые лазеры.

1. Введение

Освоение новых спектральных диапазонов и создание новых схем лазерных переходов является одной из важных задач квантовой электроники. Представляется заманчивым создать твердотельные лазерные среды, работа которых базируется на 5d–4f-переходах редкоземельных ионов (РЗИ) в широкозонных диэлектрических кристаллах. Такие среды могут обеспечить лазерную активность в широком диапазоне длин волн УФ и части ВУФ спектра, если использовать различные комбинации кристаллических структур матричных кристаллов с некоторыми РЗИ, излучающими на 5d–4f-переходах.

В настоящее время разработку твердотельных лазеров на такого рода средах сдерживают две основные проблемы:

1. Ограниченный выбор твердотельных источников накачки для прямого возбуждения лазерной активности на 5d–4f-переходах РЗИ.

2. Процессы соляризации, возникающие при использовании прямой накачки сред и приводящие к их деградации.

Механизмом соляризации является поглощение РЗИ в возбужденном состоянии излучения накачки или собственного излучения, в результате чего электрон выводится в полосу проводимости и при его захвате близкорасположенной анионной вакансией образуются центры окраски (ЦО).

Использование ап-конверсионных схем возбуждения может позволить одновременно разрешить обе пробле-

мы: избежать или значительно снизить эффекты соляризации и найти другие (кроме неодимовых лазеров) источники накачки, такие как, например, полупроводниковые лазеры, для создания полностью твердотельных лазеров УФ и ВУФ диапазонов. Мы рассмотрели возможности реализации ап-конверсионных механизмов возбуждения в моноклинном кристалле BaY_2F_8 , который является одним из перспективных матричных кристаллов для создания сред такого типа. Использование излучающих РЗИ в кристалле BaY_2F_8 может обеспечить генерацию в диапазонах 320–345 нм (Ce^{3+}), 220–240 нм (Pr^{3+}), 180–195 нм (Nd^{3+}), 165–170 нм (Er^{3+}) [1] и 166–171 нм (Tm^{3+}), т. к. 4fⁿ-конфигурация этих ионов имеет много промежуточных метастабильных уровней, и они могут быть заселены при поглощении красных и/или ИК фотонов от существующих твердотельных источников.

В настоящей работе показана перспективность использования монокристалла BaY_2F_8 , легированного редкоземельными ионами, для реализации механизмов ап-конверсионной генерации в УФ и ВУФ диапазонах спектра; особое внимание уделено разработке технологии получения данных сред.

2. Ап-конверсионные схемы возбуждения

Ап-конверсионное ВУФ излучение в диапазоне 180–195 нм может быть получено в кристалле $BaY_2F_8:Nd$ с использованием двухступенчатого поглощения ионами Nd^{3+} излучения третьей гармоники Nd:ИАГ-лазера в соответствии со схемой, представленной на рис.1,а. Поглощение первого фотона (355 нм) возбуждает $^4D_{3/2}$ -уровень Nd^{3+} , время распада которого во фторидах составляет единицы микросекунд. Второй фотон может поглощаться электроном на уровне $^4D_{3/2}$ и возбуждать нижнее d-состояние Nd^{3+} в BaY_2F_8 . Соответствующая полоса поглощения имеет максимум при энергии $56 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$ и полуширину 2200 см^{-1} . Время жизни этого d-состояния измеряется десятками наносекунд. [1]

Энергетический зазор между уровнем $^4D_{3/2}$ и нижшим уровнем d-состояния составляет 27863 см^{-1} , энергия ква-

*Доложена на Международной конференции «Оптика лазеров» (С.-Петербург, Россия, июнь 2006 г.).

А.А.Пушкар, Т.В.Уварова. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: raiden.pub@gmail.com, ouvarova@ran.gpi.ru
В.Н.Молчанов. Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 59

Поступила в редакцию 14 февраля 2007 г., после доработки – 16 мая 2007 г.

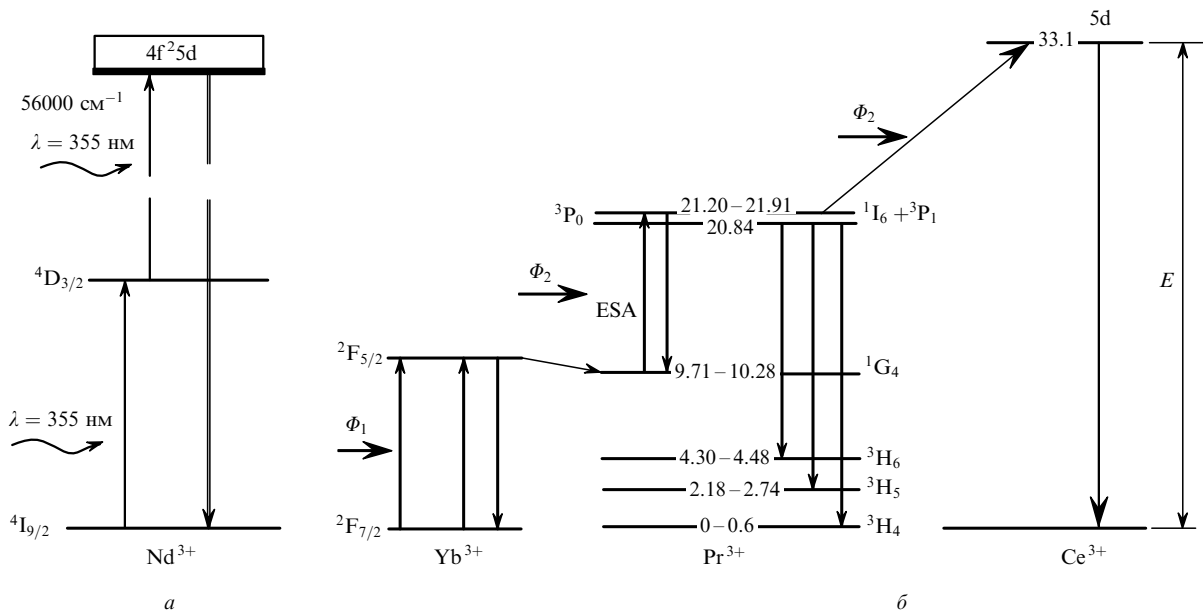


Рис. 1. Схемы ап-конверсионной накачки монокристалла $\text{BaY}_2\text{F}_8:\text{Nd}^{3+}$ излучением третьей гармоникой Nd: ИАГ-лазера (а) и ап-конверсионной накачки монокристалла $\text{BaY}_2\text{F}_8:\text{Pr}, \text{Ce}, \text{Yb}$ по лавинному механизму (б). Цифрами обозначены энергии уровней. Размерность – 10^3 см^{-1} .

нта с $\lambda = 355 \text{ нм}$ равна 28169 см^{-1} . Разность этих величин (306 см^{-1}) лежит в пределах полуширины полосы поглощения, достаточно близко к ее максимуму, поэтому в кристаллах $\text{BaY}_2\text{F}_8:\text{Nd}$ возможна успешная реализация схемы ап-конверсионного возбуждения Nd, приведенной на рис. 1, а, при условии, что эффективное сечение поглощения ионом в возбужденном состоянии $^4\text{D}_{3/2}$ достаточно велико. Авторы работы [2] измеряли эффективное сечение поглощения в возбужденном состоянии $^4\text{D}_{3/2}$ в кристалле BaY_2F_8 неизвестной ориентации с атомной концентрацией неодима 0.4% и получили очень маленькое значение – менее 10^{-20} см^2 . Возможно, ориентация исследуемого кристалла была неоптимальной. Мы надеемся определить оптимальную ориентацию BaY_2F_8 , изучив анизотропию генерационных и спектроскопических свойств приготовленных нами образцов с атомной концентрацией Nd от 0.2% до 0.8%.

Ап-конверсионное УФ излучение в диапазоне 320–345 нм может быть получено в другом кристалле – $\text{BaY}_2\text{F}_8:\text{Pr}, \text{Ce}, \text{Yb}$ – по схеме, представленной на рис. 1, б.

В данном случае ап-конверсия происходит по лавинному механизму, основанному на эффективном процессе поглощения с промежуточного уровня возбужденного состояния $^1\text{G}_4$ (ESA), называемого уровнем «стока». Используя сильное поглощение ионами Yb^{3+} в ИК области ($\sim 1 \text{ мкм}$) и возможность эффективной передачи энергии от Yb^{3+} другим РЗИ [3], мы планируем применение совместного легирования кристаллов ионами Yb^{3+} , Pr^{3+} и Ce^{3+} . При этом для осуществления эффективного ион-ионного взаимодействия концентрация РЗИ должна быть достаточно высокой.

Заселение низшего $4f^25d$ -уровня Ce^{3+} происходит в несколько этапов. Возбуждение иона Yb^{3+} излучением полупроводникового лазерного диода (пучок Φ_1) прямо заселяет уровень $^2\text{F}_{5/2}$ (переход $^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$). Время жизни иона на этом уровне довольно велико и составляет $\sim 250 \text{ мкс}$. Для эффективного взаимодействия ионов Yb^{3+} и Pr^{3+} (обмен энергией между уровнями $^2\text{F}_{5/2}$ иона Yb^{3+} и $^1\text{G}_4$ иона Pr^{3+}) необходимо, чтобы они находились на достаточно малом расстоянии друг от друга.

Процесс поглощения возбужденным состоянием $^1\text{G}_4$ ($^1\text{G}_4 \rightarrow (^1\text{I}_6, ^3\text{P}_1)$) излучения с $\lambda \sim 800 \text{ нм}$ второго пучка накачки (Φ_2) сопровождается быстрым безызлучательным переходом ($^1\text{I}_6, ^3\text{P}_1$) $\rightarrow ^3\text{P}_0$; при этом происходит накачка $^3\text{P}_0$ -уровня. При кросс-релаксации ($^2\text{F}_{7/2}, ^2\text{F}_{5/2}$) $\rightarrow (^1\text{G}_4, ^3\text{P}_0)$ снова накачивается уровень $^3\text{P}_0$, причем на каждом шаге увеличение населенности уровня $^1\text{G}_4$ приводит к увеличению ESA.

Для заселения низшего $5d$ -уровня иона Ce^{3+} необходимо, чтобы ион поглотил излучение второго пучка накачки Φ_2 и произошла межионная передача энергии с уровня $^3\text{P}_0$ иона Pr^{3+} на уровень $5d$ иона Ce^{3+} . В результате появляется возможность создания полностью твердотельного лазера УФ диапазона спектра с удобными источниками накачки в ИК диапазоне.

Другим примером использования лазерного диода в качестве источника накачки может служить схема перехода $^4\text{I}_{9/2} \rightarrow ^4\text{F}_{9/2} (\text{Nd}^{3+}) \rightarrow 5d (\text{Ce}^{3+})$ с генерацией УФ излучения в диапазоне 320–345 нм. Используя совместное легирование кристалла BaY_2F_8 ионами Nd^{3+} и Ce^{3+} , накачку низшего $5d$ -уровня Ce^{3+} можно производить излучением лазерного диода с длиной волны 645–690 нм (энергия кванта $E = 15504 - 14493 \text{ см}^{-1}$) в два этапа: 1) первый фотон поглощается $^4\text{F}_{9/2}$ -уровнем Nd^{3+} ; 2) второй фотон по механизму поглощения возбужденным состоянием заселяет низший $5d$ -уровень Ce^{3+} . Соответствующая полоса поглощения имеет максимум при $E = 33 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$ и полуширину, равную $\sim 1600 \text{ см}^{-1}$.

Совместное легирование монокристалла BaY_2F_8 несколькими редкоземельными ионами открывает широкие возможности использования различных вариантов накачки лазера твердотельными источниками. Например, солегирование ионами Pr^{3+} и Nd^{3+} позволяет реализовать двухступенчатую схему накачки $5d$ -состояния иона Pr^{3+} с генерацией в УФ диапазоне спектра ($\sim 217 \text{ нм}$): при поглощении первого фотона (излучение второй гармоники ИАГ) в начале заселяется уровень $^4\text{G}_{9/2} + ^2\text{K}_{13/2}$ иона Nd^{3+} ($E = 19055 - 20040 \text{ см}^{-1}$), а затем второй фотон с длиной волны $\sim 355 \text{ нм}$ (третья гармоника ИАГ) заселяет $5d$ -уровень иона Pr^{3+} ($E = 46000 \text{ см}^{-1}$).

Мы показали потенциально широкие возможности разработки различных ап-конверсионных сред на основе монокристалла BaY_2F_8 при их легировании комбинациями редкоземельных ионов. Кроме того, мы планируем подобрать оптимальные соотношения концентраций активаторов и оптимальную ориентацию кристалла для повышения эффективности процессов передачи энергии от ИК к УФ диапазону.

3. Методика выращивания монокристаллов

Монокристаллы выращивались методом Бриджмена в многокачестном графитовом тигле с каналами для затравок. Графитовый нагреватель и система коаксиальных экранов обеспечивали трехзонный температурный профиль, состоящий из практически безградиентной зоны расплавления, короткой, резко градиентной ($50\text{--}70^\circ\text{C}/\text{см}$) зоны роста и длинной зоны охлаждения кристаллов с очень низким градиентом ($7\text{--}10^\circ\text{C}/\text{см}$). Данный тепловой блок обеспечил возможность получения кристаллов лазерного качества длиной до 100 мм с диапазоном прозрачности от 125 нм до 10 мкм. Скорость движения тигля варьировалась от 1.5 до 11 мм/ч.

Для приготовления шихты использовались сухие материалы высокой чистоты BaF_2 и RF_3 (R – редкоземельный ион). Массовое содержание в них примесей переходных и редкоземельных элементов не превышало $10^{-4}\%$, содержание кислорода – $5 \times 10^{-3}\%$. Для приготовления шихты нужного состава исходные компоненты были взвешены, перемешаны и проплавлены в смешанной атмосфере высокочистого аргона и продуктов термического разложения тефлона.

Активаторы вводились в виде плавящихся композиций, соответствующих составу BaR_2F_8 . Були BaY_2F_8 , полученные таким образом, ориентировались на четырехкружном дифрактометре фирмы ENRAF-NONIUS. Затем были вырезаны затравки заданной ориентации, которые использовались для выращивания большого количества ориентированных чистых кристаллов BaY_2F_8 или кристаллов с примесью РЗИ [4].

4. Структура и анизотропия свойств кристалла

Двойные соединения стехиометрического состава BaR_2F_8 кристаллизуются в моноклинную сингонию и относятся к пространственной группе $C2/m - C_{2h}^3$. Параметры решетки для BaY_2F_8 : $a = 6.972$, $b = 10.505$, $c = 4.260$, $\beta = 99^\circ$. Это оптически двухосные кристаллы. Стабильность таких соединений базово определяется размером редкоземельного полиэдра, т.е. в конечном счете – радиусом редкоземельного иона, формирующего жесткий трехмерный каркас, в промежутки которого внедрены атомы бария. Положения катионов разделены, при этом велико различие между координационными числами: координационное число бария – 12, редкоземельного иона – 8. Поскольку РЗИ-активаторы замещают позицию Y, при легировании компенсации заряда не требуется. Кристаллы BaY_2F_8 обладают 100 %-ной изоморфной емкостью по отношению к РЗИ иттриевой подгруппы, исключая Lu^{3+} . В системах с РЗИ цериевой подгруппы эта структура не формируется, т.к., увеличиваясь пропорционально ионному радиусу РЗИ, полиэдр становится слишком большим для атома Ba [5].

Используя сильную анизотропию свойств кристалла по разным кристаллографическим направлениям, мы планируем подобрать его оптимальную ориентацию для уменьшения порога генерации лазера и повышения его эффективности. В нескольких работах, посвященных анизотропии BaY_2F_8 [2, 5–8], исследованы электропроводность и некоторые генерационные и спектроскопические характеристики только в двух направлениях: параллельно и перпендикулярно единственной оси второго порядка [010]. Поскольку кристаллы BaY_2F_8 являются оптически двухосными, ориентации тензоров эффективных сечений относительно кристаллографической оси могут значительно меняться в пределах рассматриваемых мультиплетов. Поэтому полная характеристика анизотропного характера переходов требует спектральных измерений при пошаговом изменении угла между электрическим полем и кристаллографическими осями.

Нами выращено несколько серий кристаллов BaY_2F_8 при разных скоростях движения тигля и отмечены возникающие при их росте закономерности. Было найдено направление преимущественного роста, которое мы назвали осью r , и установлено, что это направление $[11\bar{1}]$. С такой ориентацией мы вырастили прозрачные, не содержащие трещин и включений монокристаллы BaY_2F_8 при скорости движения тигля 11 мм/ч, в то время как в других направлениях кристаллы без трещин не удавалось получить даже при скорости движения тигля 2.8 мм/ч. Появление непредсказуемых напряжений и трещин мы связываем с низкой симметрией данного монокристалла и сильной анизотропией его свойств.

5. Введение активаторов

Рассматриваемые кристаллы обладают высокой изоморфной емкостью по отношению к РЗИ иттриевой подгруппы, однако РЗИ цериевой подгруппы входят в матрицу неизоморфно и обладают низкой растворимостью в твердом состоянии. В связи с этим введение активаторов Ce^{3+} , Pr^{3+} и Nd^{3+} приводит к появлению таких дефектов, как мелкие включения в объеме кристалла, неравномерное распределение активатора по длине кристалла, напряжения и трещины. В этом разделе мы обсудим распределение Ce^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+} по длине кристалла, предельное вхождение этих активаторов в кристаллографическую решетку BaY_2F_8 , а также влияние ионов Yb^{3+} на вхождение ионов Ce^{3+} и Pr^{3+} при разных скоростях выращивания. В табл.1 приведены значения радиусов свободных ионов Y^{3+} , Yb^{3+} , Ce^{3+} , Pr^{3+} и Nd^{3+} [9].

Размеры ионных радиусов увеличиваются в следующей последовательности: Yb^{3+} , Y^{3+} , Nd^{3+} , Pr^{3+} , Ce^{3+} . При введении активаторов цериевой подгруппы локальный размер редкоземельного полиэдра, образующего каркас кристаллографической структуры BaY_2F_8 , увеличивается, поэтому напряжения в кристаллах нарастают с увеличением концентрации активатора, что приводит к образованию трещин. При некоторой концентрации активатора полиэдр становится слишком большим для внедрения иона Ba^{2+} , и тогда наблюдается выделение второй фазы в виде мелких включений. Дефектность уве-

Табл.1. Радиусы ионов Yb^{3+} , Y^{3+} , Nd^{3+} , Pr^{3+} , Ce^{3+} .

Ион	Yb^{3+}	Y^{3+}	Nd^{3+}	Pr^{3+}	Ce^{3+}
Радиус иона (нм)	0.0858	0.097	0.0995	0.1013	0.102

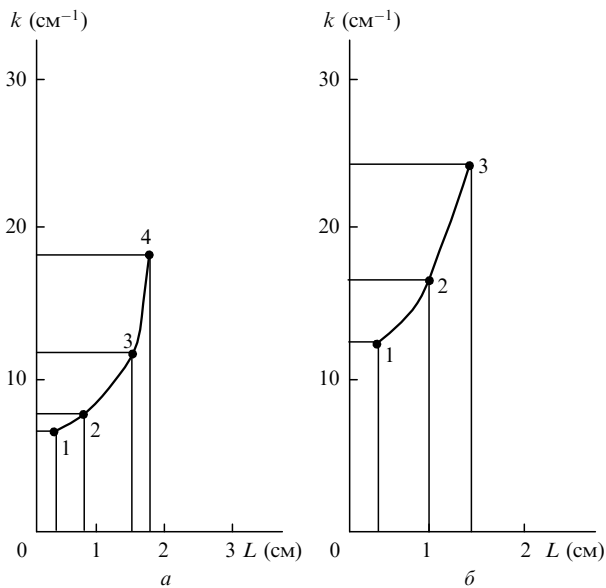


Рис.2. Изменение коэффициента поглощения иона Ce^{3+} вдоль оси L роста кристалла BaY_2F_8 , соответствующее отеснению этих ионов в процессе выращивания, при атомной концентрации Ce^{3+} 0.113 % (а) и изменение коэффициента поглощения Pr^{3+} вдоль оси роста кристалла BaY_2F_8 при атомной концентрации Pr^{3+} 0.0216 %. Погрешности измерений: $\Delta k = 0.5 \text{ см}^{-1}$, $\Delta L = 0.1 \text{ см}$.

личивается с ростом различия между ионными радиусами активатора и Y^{3+} .

На рис.2 иллюстрируется изменение коэффициентов поглощения для ионов Pr^{3+} и Ce^{3+} вдоль оси роста кристаллов, соответствующее отеснению этих ионов в процессе выращивания. В спектрах Nd^{3+} мы не наблюдали отеснения активатора в процессе роста в диапазоне исходных атомных концентраций 0.01 %–1 %, а при концентрации около 1 % отеснение примеси происходило в самом начале кристалла.

Расчеты эффективных коэффициентов распределения K_{eff} и предельного вхождения активаторов C_{lim} проводили с использованием преобразованного по методике, представленной в работе [4], уравнения Галливера – Пфанна:

$$C_g = K_{\text{eff}} C_0 (1 - g)^{K_{\text{eff}} - 1}, \quad (1)$$

где C_g – концентрация активатора в кристалле; C_0 – исходная концентрация активатора; g – доля закристаллизовавшегося вещества.

Для кристаллов с высокой концентрацией активатора, в которых наблюдалось выделение второй фазы, коэффициент K_{eff} рассчитывался по двум кристаллам, выращенным в одной серии, и уравнению Галливера – Пфанна, преобразованному следующим образом:

$$K_{\text{eff}} = \frac{\lg(C_{01}/C_{02})}{\lg(1 - g_2)/(1 - g_1)} + 1, \quad (2)$$

где C_{01} и C_{02} – исходные концентрации активатора в первом и втором кристаллах; g_1 и g_2 – доля закристаллизовавшегося вещества в каждом кристалле на границе выпадения примеси.

Затем, используя полученные значения K_{eff} , рассчитывали по формуле (1) предельное вхождение активатора в эти кристаллы. Полученные результаты представлены в табл.2.

Табл.2. Предельное вхождение C_{lim} и эффективные коэффициенты распределения K_{eff} ионов Pr^{3+} и Ce^{3+} в монокристалле BaY_2F_8 .

Композиция, содержащая активаторы	V (мм/ч)*	C_0 (%)	K_{eff}	C_{lim} (%)
BaPr_2F_8	2.75	0.4–0.8	0.89 ± 0.02	0.87 ± 0.02
$\text{BaYb}_2\text{F}_8 + \text{BaPr}_2\text{F}_8$	2.75	0.5	0.89 ± 0.02	–
BaCe_2F_8	2.75	0.13–0.951	0.78 ± 0.06	0.66 ± 0.06
BaCe_2F_8	2.4	0.13–0.951	0.52 ± 0.05	0.68 ± 0.04
BaPr_2F_8	1.44	0.0216	0.42 ± 0.04	–

* V – скорость кристаллизации.

Для кристаллов с низкой концентрацией активатора, в которых вторая фаза не выделялась, уравнение (1) преобразовали другим способом, используя спектры поглощения (рис.2). Расчеты проводили с помощью коэффициентов поглощения активатора в двух соседних точках одного кристалла.

Если концентрация активатора в первой точке кристалла

$$C_{g_1} = K_{\text{eff}} C_0 (1 - g_1')^{K_{\text{eff}} - 1}, \quad (3)$$

а во второй точке –

$$C_{g_2} = K_{\text{eff}} C_0 (1 - g_2'')^{K_{\text{eff}} - 1}, \quad (4)$$

то, разделив уравнение (3) на (4) и прологарифмировав, получим

$$\lg \frac{C_{g_1}'}{C_{g_2}''} = (K_{\text{eff}} - 1) \lg \frac{1 - g_1'}{1 - g_2''}. \quad (5)$$

Поскольку коэффициент поглощения K_{abs} пропорционален концентрации активатора в кристалле, то, подставляя в формулу (5) отношение коэффициентов поглощения вместо отношения концентраций, получим

$$K_{\text{eff}} = \frac{\lg(K_{\text{abs}1}/K_{\text{abs}2})}{\lg[(1 - g_1')/(1 - g_2'')]} + 1. \quad (6)$$

Здесь $K_{\text{abs}1}$ и $K_{\text{abs}2}$ – коэффициенты поглощения активатора в точках 1 и 2 от начала кристалла, а g_1' и g_2'' – доля закристаллизовавшегося вещества в каждой точке соответственно.

Расчет осуществлялся с использованием K_{abs} в первых трех точках на рис.2 (попарно), т. к. точка 4 находится практически на самом конце кристалла, где уравнение Галливера – Пфанна приобретает условный смысл. Из результатов, представленных в табл.2, следует, что с увеличением ионного радиуса активатора его предельное вхождение в решетку BaY_2F_8 уменьшается. Для Nd оно не превышает 1, для Pr – 0.87, для Ce – 0.68. Коэффициент K_{eff} существенно зависит от скорости кристаллизации, и можно ожидать, что уже при скорости 5 мм/ч значение K_{eff} будет близко к 1, что обеспечит возможность получения кристаллов с равномерным распределением активатора по длине. Такие скорости можно использовать, выращивая неактивированные кристаллы BaY_2F_8 в направлении r или b (см. разд.4), однако легирование кристаллов ионами Ce^{3+} или Pr^{3+} создает в растущем кристалле локальные напряжения в месте их вхождения в

решетку из-за различия ионных радиусов Y^{3+} и активаторов. Поэтому в экспериментах, проводимых при высоких скоростях роста (5.5 мм/ч), напряжения в кристаллах нарастают с увеличением концентрации.

Так, например, в кристаллах с атомной концентрацией ионов Pr^{3+} более 0.5 %, не содержащих Yb^{3+} , возникали трещины, а при совместном легировании ионами Pr^{3+} и Yb^{3+} (концентрация Yb^{3+} превышала 1 %) в кристаллах, выращенных при той же скорости, трещин не наблюдалось.

Поскольку ионный радиус Yb^{3+} меньше ионного радиуса Y^{3+} , то при формировании твердых растворов $\text{BaY}_2\text{F}_8 - \text{BaYb}_2\text{F}_8$ усредненный параметр решетки пропорционально уменьшается по сравнению с чистым BaY_2F_8 , что должно отрицательно влиять на входение Ce^{3+} и Pr^{3+} . Однако если рассмотреть локальное входение, то можно предположить, что ионы цериевой подгруппы будут стремиться локализоваться рядом с иттербием. Это можно объяснить тем, что иттербий, имеющий меньший ионный радиус, образует полиэдр меньшего размера, чем иттрий, тем самым освобождая пространство для соседнего полиэдра, в который может внедриться ион большего размера, например Pr^{3+} или Ce^{3+} .

6. Заключение

Нами разработаны возможные схемы ап-конверсионного возбуждения в активированных монокристаллах BaY_2F_8 . Продемонстрировано успешное выращивание ориентированных монокристаллов BaY_2F_8 , легированных редкоземельными ионами цериевой подгруппы, мо-

дифицированным методом Бриджмена. Показана возможность получения равномерного распределения активаторов цериевой подгруппы при выращивании кристаллов вдоль кристаллографической оси b и в направлении преимущественного роста r .

Наблюдалась сильная анизотропия скорости роста и формирования дефектов по различным кристаллографическим направлениям. Было найдено направление преимущественного роста монокристаллов BaY_2F_8 (направление r $[11\bar{1}]$).

В настоящий момент продолжается разработка новых схем ап-конверсионного возбуждения активной среды на основе монокристалла BaY_2F_8 , легированного редкоземельными элементами, для генерации излучения на других длинах волн УФ и ВУФ диапазонов спектра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-01157).

1. Chernov S.P., O.N. Ivanova O.N., Uvarova T.V., et al. *Phys. Stat. Sol.*, **88**, 169 (1985).
2. Guyot Y., S. Guy S., Jobert M.F. *J. Alloys and Compounds*, **323–324**, 722 (2001).
3. Joubert M.F. *Opt. Mater.*, **11**, 181 (1999).
4. Уварова Т.В., Пушкарь А.А., Молчанов В.Н. *Изв. высших учебных заведений. Материалы электронной техники*, **4**, 34 (2004).
5. Trnocoova V., Fedorov P.P., Bystrova A.A., et al. *Sol. State Ionics*, **106**, 301 (1998).
6. Lo D., Makhov V.N., Krupa J.C., et al. *J. Luminescence*, **106**, 15 (2004).
7. Owen J., Cheetham A., Farlane R. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **15**, 2 (1998).
8. Owen J., Jarman R., Thrash R., et al. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **11**, 5 (1994).
9. Tkachenko N.L., Garashina L.S., Izotova O.E., et al. *J. Sol. State Chem.*, **8**, 213 (1973).