

Оптические и лазерные характеристики Yb:YSAG-керамики

© В.Ю. Жмыхов¹, Д.А. Гурьев¹, В.С. Цветков¹, Е.А. Добрецова¹, Ю.Н. Пырков¹, С.В. Кузнецов¹,
М.С. Никова², В.А. Тарала², Д.С. Вакалов², А.А. Кравцов², В.Б. Цветков¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

² Северо-Кавказский федеральный университет,
355017 Ставрополь, Россия

e-mail: Vadimzhmykhov56@gmail.com

Поступила в редакцию 02.11.2022 г.

В окончательной редакции 21.12.2022 г.

Принята к публикации 09.04.2023 г.

Исследованы оптические и генерационные характеристики керамики 8.3(3) at.% Yb:YSAG ($Y_{2.55}Yb_{0.25}Sc_{1.00}Al_{4.2}O_{12}$), изготовленной методом спекания порошков твердых растворов. Показано, что спектр генерации керамики изменяется при использовании зеркал с разными коэффициентами пропускания. При накачке на длине волны 938 nm максимальная мощность генерации составила 1.8 W при 3.6 W поглощенной накачки в квазинепрерывном режиме генерации. Максимальный дифференциальный КПД составил 57% для зеркала с коэффициентом пропускания 14.5%.

Ключевые слова: оптическая керамика, иттербий, люминесценция, время жизни, лазерная генерация, редкоземельные элементы, выходная мощность генерации.

DOI: 10.21883/OS.2023.05.55710.68-22

Введение

Разработка лазерных оксидных и фторидных керамик является серьезной задачей оптического материаловедения на современном этапе. Оптическая керамика на основе иттрий-алюминиевого граната и других материалов, легированная редкоземельными ионами, получила широкое признание как многообещающая замена монокристаллическим активным средам [1] и в магнитооптических устройствах [2,3] благодаря ее существенным преимуществам, таким как возможность достижения высокой концентрации активных ионов и высокой однородности легирования [4], возможность изготовления образцов с большой апертурой и реализации многослойных структур [5]. В последние годы оптическая керамика и кристаллы со структурой граната на основе оксидов иттрия, алюминия и скандия, легированные редкоземельными ионами, представляют большой интерес в качестве активных сред твердотельных лазеров [6–9]. Одним из основных факторов, определяющих качество оптической керамики, является исключение примесных фаз в исходных керамических порошках, так как они приводят к появлению центров рассеяния и значительно снижают коэффициент пропускания керамики [9]. Одним из существенных преимуществ является возможность реализации многослойной структуры, поскольку это позволяет осуществлять многофункциональность и оптимизацию свойств оптической среды. Например, более эффективное терморегулирование в процессе работы лазера может быть достигнуто за счет регулирования концентрации легирующих ионов редкоземельных элементов в исходных материалах (например, продольные

градиенты температуры и механического напряжения в твердотельных лазерах с торцевой накачкой диодными лазерами могут быть минимизированы) [10].

Альтернативой Nd³⁺-содержащим средам для получения генерации в области около 1 μm являются материалы, легированные ионами Yb³⁺. Иттербиевые активные среды имеют меньший квантовый дефект генерации по сравнению с неодимовыми средами, а также обладают более широкой полосой излучения. Благодаря этому легированные иттербием матрицы являются более перспективными для использования в качестве активных сред фемтосекундных лазеров. Ионы Yb³⁺ (электронная конфигурация 4f¹³) обладают одним возбужденным состоянием ²F_{5/2} с энергией порядка 10200–11100 cm⁻¹, что хорошо подходит для использования в качестве источников накачки коммерчески доступных лазерных диодов на основе InGaAs, излучающих в области 915–980 nm. Структура уровней ионов Yb³⁺ исключает поглощение из возбужденного состояния ²F_{5/2}, поскольку вышележащие уровни в ионе Yb³⁺ отсутствуют.

Целью настоящей работы было исследование спектрально-генерационных характеристик керамики 8.3(3) at.% Yb:YSAG ($Y_{2.55}Yb_{0.25}Sc_{1.00}Al_{4.2}O_{12}$) в зависимости от коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора.

Изготовление керамики

Керамические порошки получены модифицированным методом обратного соосаждения [11–12]. В качестве исходных реагентов использовались гидроксид аммония (25%, extra pure, Sigma Tech), AlCl₃·6H₂O (99%,

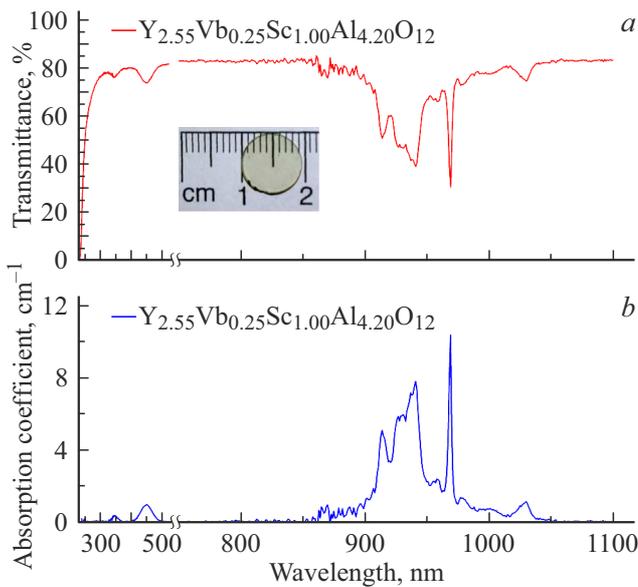


Рис. 1. Спектр пропускания (а) и коэффициент поглощения (b) прозрачной керамики 8.3(3) at.% Yb:YSAG. На вставке изображение керамического образца.

Acros Organics), $YCl_3 \cdot 6H_2O$ (99.9%, Chemical Point), $YbCl_3 \cdot 6H_2O$ (99.9%, Chemical Point), $ScCl_3 \cdot 6H_2O$ (99.9%, Novosibirsk Rare Earth Plant), $(NH_4)_2SO_4$ в качестве дисперсанта (99%, Stavreakhim), $MgCl_2 \cdot 6H_2O$ в качестве спекающей добавки магния (99%, Interchem), этанол (95%, Fereyn). Все реагенты использовались без дополнительной очистки. Для всех операций, в том числе для мытья лабораторной посуды, использовалась деионизированная вода.

Состав $Y_{2.55}Yb_{0.25}Sc_{1.00}Al_{4.20}O_{12}$ был выбран из области существования однофазных твердых растворов на основе иттрий-скандий-алюминиевых гранатов, легированных иттербием согласно работе [13]. Ион скандия может занимать как додекаэдрическую, так и октаэдрическую позиции кристаллической решетки граната в связи с близостью радиусов катионов иттрия и скандия, скандия и алюминия [14], что подтверждается данными как по выращиванию соответствующих монокристаллов [15,16], так и по получению оптической керамики [17].

Керамический образец $Y_{2.55}Yb_{0.25}Sc_{1.00}Al_{4.20}O_{12}$ был изготовлен в форме диска диаметром 10 mm и толщиной 1 mm. Изображение керамики $Y_{2.55}Yb_{0.25}Sc_{1.00}Al_{4.20}O_{12}$ представлено на вставке к рис. 1.

Спектры поглощения и люминесценции

Спектр пропускания керамики Yb:YSAG в диапазоне от 200 до 1800 nm был зарегистрирован со спектральным разрешением 0.5 nm на спектрофотометре Shimadzu UV-3101PC при комнатной температуре (рис. 1,а). Спектр пропускания в диапазоне 970–1070 nm (электронные переходы ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$) иона Yb^{3+} был изме-

рен со спектральным разрешением 0.1 nm. Поскольку интенсивность прошедшего света может быть описана выражением

$$I = I_0(1 - R_{\Sigma}) \exp[-(\alpha_{\text{scat}} + \alpha_{\text{abs}})l], \quad (1)$$

где I, I_0 — интенсивность плоской монохроматической волны падающего и прошедшего через слой вещества излучения, $R_{\Sigma} = \left(\frac{2R_1}{1+R_1}\right)$ — потери на отражение от двух поверхностей образца с учетом многократного отражения в образце в отсутствие интерференции (R_1 — коэффициент отражения от поверхности раздела образец-воздух), α_{scat} — коэффициент потерь на рассеяние, α_{abs} — коэффициент поглощения, l — длина образца, то спектр коэффициента пропускания приводился к 100%, а затем был рассчитан показатель ослабления (коэффициент потерь) $\alpha = \alpha_{\text{abs}} + \alpha_{\text{scat}}$ по формуле

$$I = I_0 e^{-\alpha l}. \quad (2)$$

В диапазоне длин волн 500–1800 nm коэффициент пропускания прозрачной керамики Yb:YSAG с содержанием 8.3(3) at.% иттербия соответствует значению для монокристалла иттрий-алюминиевого граната (10 at.% $Yb^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$) высокого оптического качества [18,19].

Природа полос поглощения в коротковолновой области спектра (300–500 nm) обусловлена частичным восстановлением катионов иттербия до Yb^{2+} [20], а также присутствием вакансий кислорода [21], концентрации которых могут быть снижены после отжига на воздухе [22,23].

Практически во всем исследуемом спектральном диапазоне сохраняется пропускание выше 80%, что свидетельствует о высоком качестве керамики. При длинах волн менее 500 nm наблюдается уменьшение коэффициента пропускания, свидетельствующее о существовании небольшого количества центров оптического рассеяния, связанных с микропористостью [24,25]. Так как образец не содержит вторичных фаз [26], возможны два источника рассеяния: изменение показателя преломления на границах зерен и пористость. Поскольку показатель преломления YSAG составляет ~ 1.83 , то влияние пористости на оптическое рассеяние будет намного больше, чем влияние границ зерен [27,28]. В связи с этим микропористость в диапазоне размеров пор порядка длины волны света является основным источником рассеяния. Низкие оптические потери на рассеяние могут обеспечить высокие лазерные характеристики прозрачной керамики 8.3(3) at.% Yb:YSAG.

Спектры люминесценции керамики Yb:YSAG при $T = 300$ K и $T = 77$ K в диапазоне 970–1070 nm были зарегистрированы на монохроматоре ARC SpectraPro-300i с использованием InGaAs-детектора с термоэлектрическим охлаждением при возбуждении диодным лазером на длине волны 972 nm. Спектральное разрешение составляло 0.3 nm и 1.4 nm при 77 и 300 K соответственно (рис. 2).

Пик излучения в спектрах люминесценции при $T = 300\text{ K}$ и $T = 77\text{ K}$ находится на длине волны 1031.3 nm . Наблюдается уширение линии люминесценции при изменении температуры; уширение связано с электрон-фононным взаимодействием. Широкий диапазон длин волн излучения может быть полезен для генерации коротких импульсов в режиме синхронизации мод. Для получения более достоверной информации о перспективах применения материалов мы рассчитали сечение излучения по формуле Фухтбауэра–Ладенбурга [29]. Максимальное значение сечения излучения составило $1.126 \cdot 10^{-20}\text{ cm}^2$.

Экспериментальное время затухания люминесценции на переходе ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ в керамике Yb:YSAG было зарегистрировано с помощью монохроматора МДР-12. В качестве источника возбуждения использовали диодный лазер ATC–Semiconductor devices LDD-10 с длиной волны излучения 972 nm . Для регистрации сигнала использовали детектор ФД10-ГА. Длительность импульса возбуждения люминесценции при регистрации кривых затухания люминесценции составляла 20 ms , длительность фронта/спада импульса — менее $1\text{ }\mu\text{s}$. Обычно для измерения кинетики люминесценции используется возбуждение коротким (значительно меньше времени жизни) импульсом света. Однако в случае использования диодного лазера в качестве источника возбуждения это невозможно из-за малой энергии импульса, поэтому мы использовали достаточно длительный импульс возбуждения (для накопления значительного числа возбужденных ионов иттербия) с коротким задним фронтом. В этом случае точность измерения времени жизни определяется только отношением величин длительности заднего фронта (спада) возбуждающего импульса и времени жизни люминесценции; длительность вершины импульса может влиять только на величину сигнала люминесценции.

На основе кинетик затухания люминесценции при $T = 300\text{ K}$ и $T = 77\text{ K}$ были оценены времена жизни флуоресценции, которые составили 1.6 и 0.98 ms соответственно (рис. 3).

Кривые распада ${}^2F_{5/2}$ описываются одноэкспоненциальной моделью, что может свидетельствовать о нали-

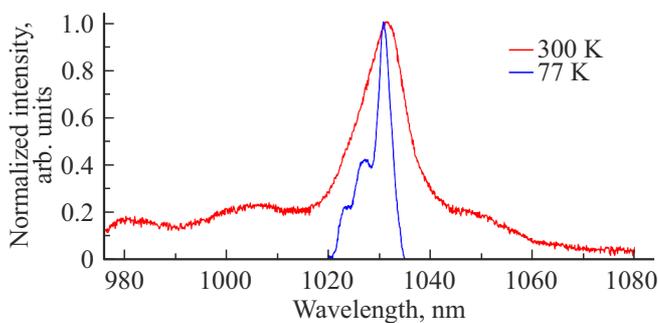


Рис. 2. Спектры люминесценции оптической керамики 8.3(3) at.% Yb:YSAG на переходе ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ в ионе Yb^{3+} , измеренные при $T = 300\text{ K}$ (красная линия) и $T = 77\text{ K}$ (синяя линия),

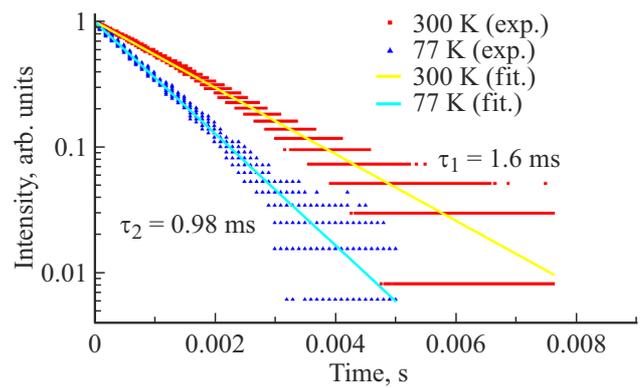


Рис. 3. Кинетики затухания люминесценции мультиплета ${}^2F_{5/2}$ для керамики 8.3(3) at.% Yb:YSAG, измеренные при $T = 300\text{ K}$ и $T = 77\text{ K}$.

чие только одного оптического центра активных ионов. Зарегистрированное при 77 K время жизни ионов иттербия близко к времени жизни ионов иттербия в кристалле YAG (0.95 ms). Причинами увеличения наблюдаемого времени затухания флуоресценции при комнатной температуре может быть взаимодействие возбужденных ионов Yb^{3+} , усиление эффекта перепоглощения из-за увеличивающегося с температурой перекрытия спектров люминесценции и поглощения или меньшая вероятность перехода, характерная для подключаемых с ростом температуры более высоколежащих штарковских подуровней. Точную причину изменения времени жизни уровня ${}^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+} на данном этапе установить сложно. Указанные предполагаемые причины были описаны в работах [30–32].

Непрерывная и квазинепрерывная генерация

Исследование генерационных характеристик Yb:YSAG керамики было осуществлено на стенде, схема которого представлена на рис. 4.

Для охлаждения образец керамики был закреплен в держателе из алюминиевых пластин. В качестве интерфейса между образцом и пластинами использовалась индиевая фольга. Резонатор лазера был образован двумя сферическими зеркалами. Входное зеркало резонатора было высокоотражающим ($R > 99.5\%$) на длине волны генерации ($\approx 1030\text{ nm}$) и имело радиус кривизны $R = 100\text{ mm}$. В качестве выходного зеркала использовались сферические зеркала с радиусом кривизны $R = 50\text{ mm}$ с разными коэффициентами пропускания T_{oc} ($0.5, 5.5, 10.0$ и 14.5%) на длине волны генерации. Расстояние между зеркалами составляло 2 cm . Керамика была размещена на расстоянии 5 mm от входного зеркала. Для накачки керамики Yb:YSAG использовался лазерный диод с волоконным выходом излучения с длиной волны 938 nm и диаметром сердце-

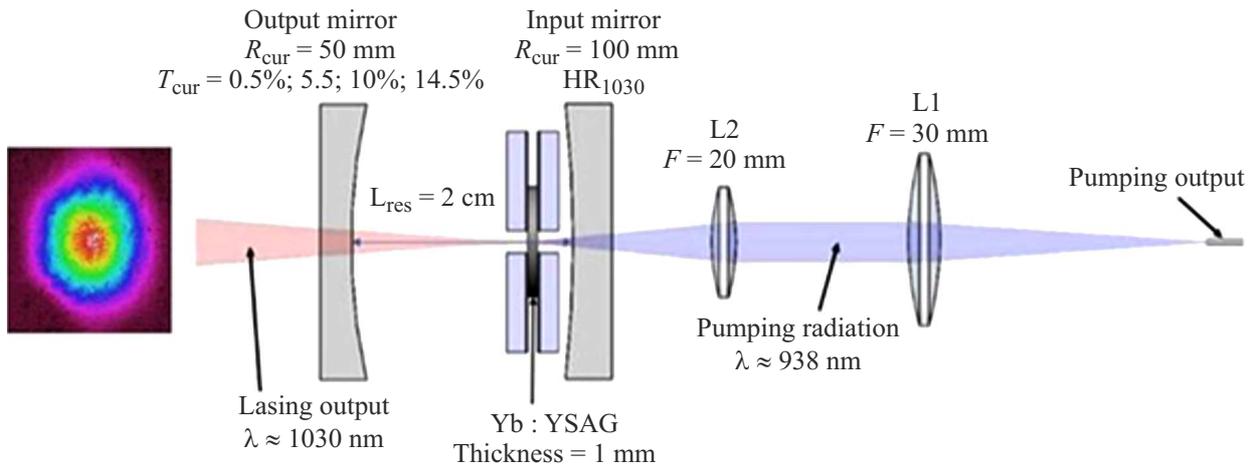


Рис. 4. Схема накачки и резонатора Yb:YSAG лазера.

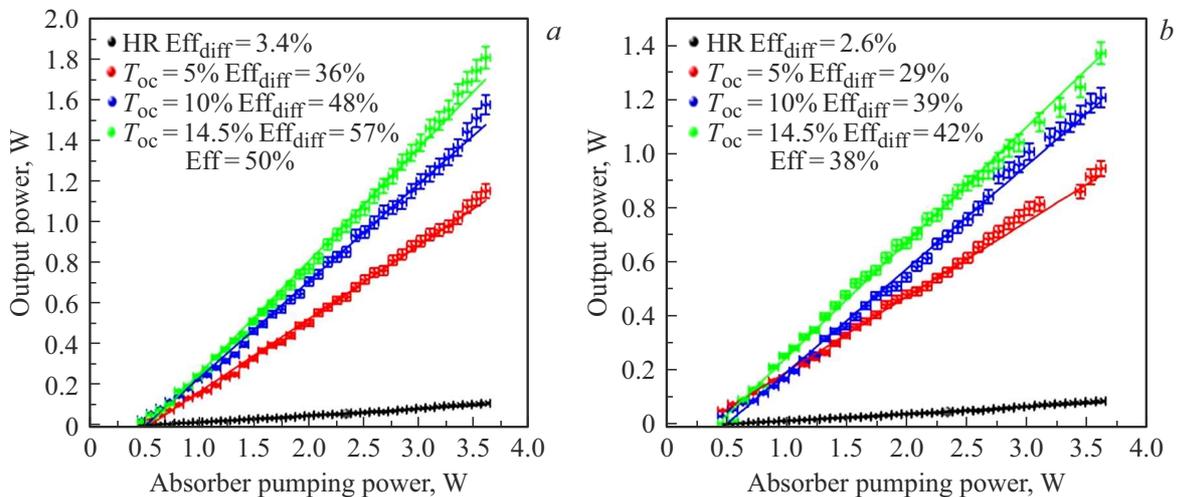


Рис. 5. Зависимости выходной мощности генерации лазера на основе керамики Yb:YSAG при разных коэффициентах пропускания выходного зеркала резонатора: *a* — для квазинепрерывного режима генерации, *b* — для непрерывного режима генерации.

вины волокна $105 \mu\text{m}$. Фокусировка излучения накачки осуществлялась при помощи системы двух линз (L1 и L2 на рис. 4). Диаметр пятна накачки в активном элементе составлял примерно $100 \mu\text{m}$. Конфигурации резонатора и системы фокусировки излучения накачки были выбраны таким образом, чтобы обеспечить оптимальное перекрытие областей накачки и генерации в одномодовом режиме.

Исследование характеристик лазерной генерации производилось с использованием выходных зеркал с разными коэффициентами отражения на длине волны генерации. Исследования проводились в двух режимах накачки (в непрерывном и квазинепрерывном). В случае квазинепрерывной накачки длительность импульса накачки составляла 3ms , а частота повторения импульсов — 30Hz .

Зависимости выходной мощности генерации лазера на основе керамики Yb:YSAG при разных коэффициентах

Таблица 1. Параметры лазерной генерации при квазинепрерывном режиме накачки

T_{oc}	Дифф. КПД	КПД	Макс. мощность, W
HR	$3.4 \pm 0.1\%$	$2.8 \pm 0.1\%$	0.10 ± 0.01
5%	$36.0 \pm 0.4\%$	$31.8 \pm 1.4\%$	1.15 ± 0.04
10%	$48.0 \pm 1.0\%$	$43.4 \pm 1.9\%$	1.57 ± 0.05
14.5%	$57.0 \pm 0.6\%$	$50.0 \pm 2.2\%$	1.81 ± 0.05

пропускания выходного зеркала резонатора представлены на рис. 5. Максимальная выходная мощность была получена при использовании выходного зеркала с коэффициентом пропускания на длине волны генерации 14.5% и составила $1.80 \pm 0.05 \text{W}$ при поглощенной мощ-

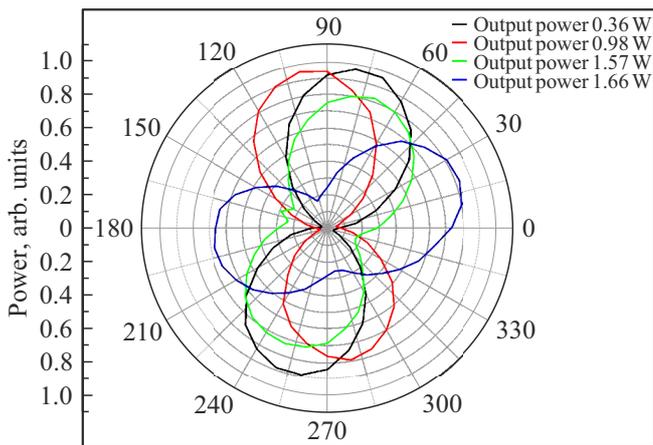


Рис. 6. Поляризационные характеристики лазерного излучения. Цветом обозначены данные при разных мощностях генерации: черным — при 0.63 W, красным — при 0.98 W, зеленым — при 1.57 W, синим — при 1.66 W.

Таблица 2. Параметры лазерной генерации при непрерывной накачке

T_{os}	Дифф. КПД	КПД	Макс. мощность, W
HR	$2.6 \pm 0.1\%$	$2.5 \pm 0.1\%$	0.09 ± 0.03
5%	$28.9 \pm 0.3\%$	$26.1 \pm 1.9\%$	0.94 ± 0.03
10%	$39.0 \pm 1.9\%$	$33.5 \pm 1.5\%$	1.20 ± 0.04
14.5%	$41.7 \pm 1.9\%$	$37.9 \pm 1.7\%$	1.37 ± 0.04

ности накачки 3.60 ± 0.12 W. Дифференциальный КПД составил $57.00 \pm 0.61\%$. В непрерывном режиме накачки максимальная мощность составила 1.37 ± 0.04 W с дифференциальным КПД $41.70 \pm 1.91\%$. В табл. 1 и 2 представлены значения КПД лазера и максимальные значения выходной мощности, полученные с использованием разных выходных зеркал.

Значительное отличие характеристик генерации в квазинепрерывном и непрерывном режимах работы заключается в том, что при непрерывном режиме накачки негативное влияние термооптических эффектов на характеристики генерации проявляется сильнее, чем при квазинепрерывном режиме накачки. В табл. 1 и 2 представлены значения КПД лазера и его максимальные значения выходной мощности, полученные с использованием разных выходных зеркал.

Для всех зеркал было проведено исследование степени поляризации излучения при помощи призмы Глана. Во всех случаях было определено, что излучение генерации было линейно поляризованным. Результаты исследования поляризации излучения для зеркала с $T_{os} = 10\%$ для разных уровней выходной мощности лазера в квазинепрерывном режиме представлены на рис. 6. Эффект поляризации излучения генерации

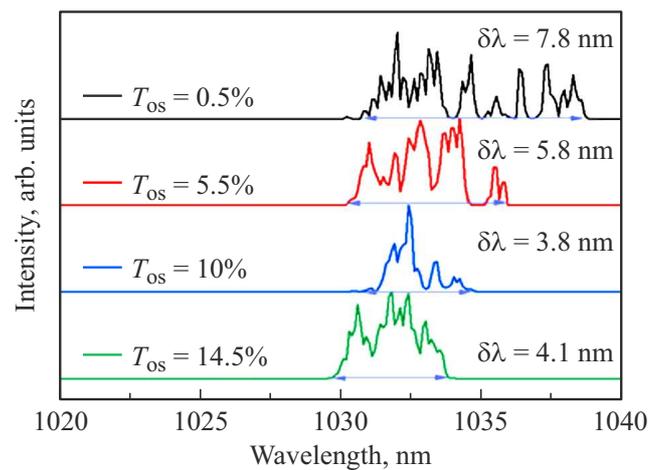


Рис. 7. Спектры лазерного излучения, измеренные при поглощенной мощности накачки 2.4 W.

с использованием оптически изотропной среды является довольно неожиданным, как и наблюдаемый поворот плоскости поляризации лазерного излучения при увеличении мощности накачки. Возможно, это является следствием наводимых в активной среде термомеханических напряжений. Данный эффект сейчас исследуется.

Спектральные характеристики лазерного излучения при использовании разных выходных зеркал представлены на рис. 7. Спектр генерации керамики менялся при использовании зеркал с разными коэффициентами пропускания. Уменьшение коэффициента пропускания приводило к уширению спектра генерации. Это было обусловлено тем, что при использовании зеркал с меньшим коэффициентом пропускания потери излучения генерации были меньше, поэтому для краев спектра усиления порог генерации становился также меньше. Также нужно отметить, что уширение спектра происходило только в длинноволновую область. Это обусловлено тем, что в области длин волн < 1030 nm усиление сигнала не превосходило потерь, вызванных поглощением излучения генерации, связанным с перекрытием спектров поглощения и люминесценции ионов Yb^{3+} .

Увеличения выходных генерационных характеристик возможно достичь посредством нанесения с обеих сторон просветляющих покрытий на керамику.

Было проведено сравнение полученных результатов с генерационными характеристиками аналогичных керамик (табл. 3) [33–36]. Достигнутые в настоящей работе величины дифференциального КПД и КПД генерации были сопоставимыми с литературными данными, при этом максимальный коэффициент пропускания выходного зеркала был меньше, чем в упомянутых работах.

Потери в резонаторе играют важную роль в процессе оптимизации лазерной системы, особенно при модуляции добротности [38]. Анализ Финдли–Клэя [39,40]

Таблица 3. Сравнение лазерных характеристик керамик

Работа	Состав керамики	Максимальная мощность в квазинепрерывном режиме, W	Дифф. КПД	КПД	T_{oc}
[33]	10 at.% Yb:Y ₃ ScAl ₄ O ₁₂	9.2	58.7	54.1	18.8
[34]	15 at.% Yb:Y ₃ ScAl ₄ O ₁₂	1.12	54	46	20
[35]	10 at.% Yb:Y ₃ Sc _{1.5} Al _{3.5} O ₁₂	6.3	67.8	-	18.8
[35]	5 at.% Yb:Y ₃ ScAl ₄ O ₁₂	10.12	58.1	53.8	18.8
[36]	10 at.% Yb:Y ₃ Sc _{1.5} Al _{3.5} O ₁₂	10.8	66.4	62.8	18.8
[36]	10 at.% Yb:YAG	-	71.6	66.3	18.8
Настоящая работа	8.3(3) at.%Y _{2.55} Yb _{0.25} Sc _{1.00} Al _{4.2} O ₁₂	1.8	57	50	14.5

Таблица 4. Минимальные значения мощности накачки и натуральный логарифм от коэффициента отражения выходного зеркала резонатора

Коэффициент отражения выходного зеркала	Пороговая мощность, W	$-\ln R$
0.995	0.235 ± 0.008	0.00501
0.945	0.304 ± 0.009	0.05650
0.900	0.330 ± 0.011	0.10536
0.845	0.411 ± 0.013	0.16842

использует взаимосвязь между потерями и пороговым усилением для определения величины потерь в активной среде:

$$-\ln R = 2g_0l - \delta, \quad (3)$$

где R — коэффициент отражения выходного зеркала, g_0 — коэффициент усиления, δ — неизлучательные потери в резонаторе.

Пороговые значения мощности накачки, натуральный логарифм от коэффициента отражения выходного зеркала резонатора приведены в табл. 4.

График зависимости натурального логарифма коэффициента отражения зеркал от пороговой мощности излучения накачки показан на рис. 8. Полученная кривая была аппроксимирована линейной зависимостью

$$y = Kx + B, \quad (4)$$

где K — коэффициент пропорциональности, связанный с коэффициентом усиления, B — потери излучения генерации в резонаторе на двойной обход.

Расчет согласно методике Финдли–Клэя показывает, что потери излучения генерации в резонаторе составляли 0.22 (22%) на полный обход резонатора. Данное значение соответствует суммарным потерям излучения генерации во всем резонаторе. Однако нужно отметить, что наибольший вклад в потери резонатора вносит

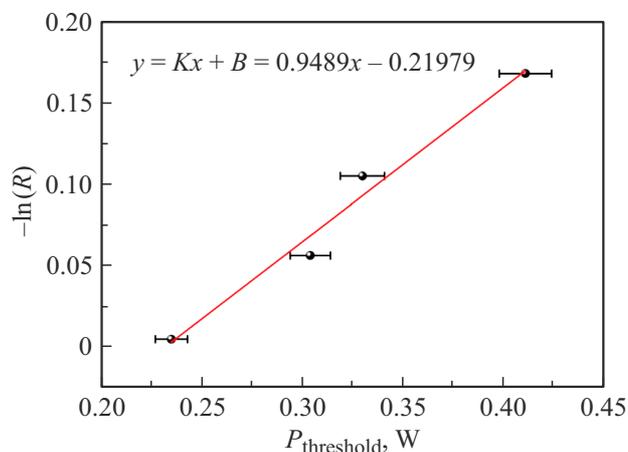


Рис. 8. График зависимости натурального логарифма коэффициента отражения зеркал от пороговой мощности излучения накачки.

Таблица 5. Пороговая мощность генерации и коэффициент усиления на пороге генерации

Пороговая мощность генерации, W	g_0, cm^{-1}	Коэффициент отражения выходного зеркала
0.235 ± 0.007	1.11	0.995
0.304 ± 0.009	1.44	0.945
0.33 ± 0.099	1.56	0.900
0.411 ± 0.012	1.949	0.845

активный элемент, потери которого складываются из рассеяния на дефектах, поглощения излучения генерации и френелевского отражения. Нужно отметить, что в нашем случае потери за счет френелевского отражения являются доминирующими и составляют около 80% от общих потерь. Удельные потери в активном элементе, включающие в себя рассеяние на дефектах и поглощение на длине волны 1030 nm, составляют

около 0.25 cm^{-1} . Нужно отметить, что потери излучения генерации могли быть значительно меньшими при наличии просветляющих покрытий на активном элементе.

Заключение

Состав $\text{Y}_{2,55}\text{Yb}_{0,25}\text{Sc}_{1,00}\text{Al}_{4,2}\text{O}_{12}$ был выбран из области существования однофазных твердых растворов на основе иттрий-скандий-алюминиевых гранатов, легированных иттербием. Спектр генерации лазерной керамики менялся при использовании зеркал с разными коэффициентами пропускания. Уменьшение коэффициента пропускания приводило к уширению спектра генерации в основном в длинноволновую область.

Максимальная выходная мощность на длине волны генерации составила 1.8 W при поглощенной мощности накачки 3.6 W с дифференциальным КПД 57% , что является хорошим показателем для активного элемента с непросветленными торцами. В непрерывном режиме накачки максимальная мощность составила 1.37 W с дифференциальным КПД 41.7% . Результаты исследования показывают, что данная оптическая керамика обладает хорошим оптическим качеством и является потенциальным кандидатом для генерации коротких импульсов в режиме синхронизации мод.

Финансирование работы

Работа была поддержана грантом Президента Российской Федерации МК-72.2022.1.2.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Ikesue, T. Kinoshita, K. Kamata, K. Yoshida. *J. Am. Ceram. Soc.*, **78**(4), 1033–1040 (1995). DOI: 10.1111/j.1151-2916.1995.tb08433.x
- [2] M. KučDera, P. Hasa, J. Hakenová. *J. Alloys Compd.*, **451**, 146–148 (2008). DOI: 10.1002/pssr.201307256
- [3] A. Ikesue, Y.L. Aung, J. Wang. *Progress in Quantum Electronics*, **100416**, 1–34 (2022). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2022.100416
- [4] A. Ikesue, T. Kinoshita, K. Kamata, K. Yoshida. *J. Am. Ceram. Soc.*, **78**(4), 1033–40 (1995). DOI: 10.1111/j.1151-2916.1995.tb08433.x
- [5] J. Lu, M. Prabhu, J. Song, C. Li, J. Xu, K. Ueda, A.A. Kaminskii, H. Yagi, T. Yanagitani. *Appl. Phys. B*, **71**, 469–473 (2000). DOI: 10.1007/s003400000394
- [6] J. Saikawa, Y. Sato, T. Taira, A. Ikesue. *Opt. Mater.*, **29**, 1283–1288 (2007). DOI: 10.1016/j.optmat.2006.01.031
- [7] Y. Sato, T. Taira, A. Ikesue. *J. Appl. Phys.*, **42**, 5071–5074 (2003). DOI: 10.1143/JJAP.42.5071
- [8] J. Dong, K. Ueda, A. Kaminskii. *Opt. Express*, **16**, 5241–5251 (2008). DOI: 10.1364/oe.16.005241
- [9] F. Cornacchia, R. Simura, A. Toncelli, M. Tonelli, A. Yoshikawa, T. Fukuda. *Opt. Mater.*, **30**, 135–138 (2007). DOI: 10.1016/j.optmat.2006.11.029
- [10] A.R. Reinberg, L.A. Riseberg, R.M. Brown, R.W. Wacker, W.C. Holton. *Appl. Phys. Lett.*, **19**, 11–13 (1971). DOI: 10.1063/1.1653721
- [11] М.С. Никова, И.С. Чикулина, А.А. Кравцов, В.А. Тарала, Ф.Ф. Малявин, Е.А. Евтушенко, Л.В. Тарала, Д.С. Вакалов, Д.С. Кулешов, В.А. Лапин, Е.В. Медяник, В.С. Зырянов. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **19**, 630 (2019). DOI: 10.17586/2226-1494-2019-19-4-630-640
- [12] А.С. Протасов, М.О. Сенина, Д.О. Лемешев. *Успехи в химии и химической технологии*, **5**, 80 (2020).
- [13] M.S. Nikova, V.A. Tarala, F.F. Malyavin, D.S. Vakalov et al. *Ceramics International*, **47**, 1772–1784 (2021). DOI: 10.1016/j.ceramint.2020.09.003
- [14] R.D. Shannon. *Acta Crystallographica*, **32**, Pages 751–767 (1976). DOI: 10.1107/S0567739476001551
- [15] G.B. Lutts, A.L. Denisov, E.V. Zharikov, A.I. Zagumennyi, S.N. Kozlikin, S.V. Lavrishchev, S.A. Samoylova. *Opt. Quantum Electron.*, **22**, 269–281 (1990). DOI: 10.1007/BF02089015
- [16] Alban Ferrier, Simon Ilas, Philippe Goldner, Anne Louchet-Chauvet. *J. Lumin.*, **194**, 116–122 (2018). DOI: 10.1016/j.jlumin.2017.09.056
- [17] M.S. Nikova, V.A. Tarala, A.A. Kravtsov, I.S. Chikulina, D.S. Vakalov, L.V. Tarala, S.N. Kichuk, F.F. Malyavin, L.V. Kozhitov, S.V. Kuznetsov. *Ceramics International*, **48** (24), 36739–36747 (2022). DOI: 10.1016/j.ceramint.2022.08.235
- [18] А.А. Каминский, Л.К. Аминов, В.Л. Ермолаев. *Физика и спектроскопия лазерных кристаллов* (Наука, М., 1986).
- [19] Jiro Saikawa, Yoichi Sato, Takunori Taira, Akio Ikesue. *Optical Materials*, **29** (10), 1283–1288 (2007). DOI: 10.1016/j.optmat.2006.01.031
- [20] Е.А. Раджабов, А.В. Самборский. *Известия РАН. Сер. физ.*, **81**, 1173 (2017).
- [21] C. Xingtao, W. Yiquan, W. Nian, Q. Jianqi, L. Zhongwen, Z. Qinghua, H. Tengfei, Z. Qiang, L. Tiecheng. *J. Eur. Ceram. Soc.*, **38**(4) 1957–1965 (2018). DOI: 10.1016/j.jeurceramsoc.2017.11.055
- [22] Z. Lu, T. Lu, N. Wei, W. Zhang, B. Ma, J. Qi, Y. Guan, X. Chen, H. Wu, Y. Zhao. *Optical Materials*, **47**, 292–296 (2015). DOI: 10.1016/j.optmat.2015.05.043
- [23] N. Jiang, C. Ouynag, Y. Liu, W. Li, Y. Fu, T. Xie and Q. Liu. *Opt. Mater.*, **95**, 109203 (2019). DOI: 10.1016/j.optmat.2019.109203
- [24] T. Kushida, E. Takushi, V. Oka, J. Lumin., **12**(13), 723–727 (1976).
- [25] В.П. Лебедев, А.К. Пржеvusкий. *ФТТ*, **19**, 1373–1376 (1977).
- [26] M.S. Nikova, V.A. Tarala, F.F. Malyavin, D.S. Vakalov, V.A. Lapin, D.S. Kuleshov, A.A. Kravtsov, I.S. Chikulina, L.V. Tarala, E.A. Evtushenko, E.V. Medyanik, S.O. Krandievsky, A.V. Bogach, S.V. Kuznetsov. *Ceramics International*, **47** (2), 1772–1784 (2022). DOI: 10.1016/j.ceramint.2020.09.003
- [27] T. Kushida, E. Takushi, V. Oka. *J. Lumin.*, **12** (13). 723–727 (1976).
- [28] В.П. Лебедев, А.К. Пржеvusкий, *ФТТ*, **19**, 1373–1376 (1977).

- [29] M. Pollnau, M. Eichhorn. In: *Nano-Optics: Principles Enabling Basic Research and Applications*, ed by B. Di Bartolo, J. Collins, L. Silvestri. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics (Springer, Dordrecht, 2017), p. 387.
DOI: 10.1007/978-94-024-0850-8_19
- [30] G.A. Bogomolova, D.N. Vylegzhanin, A.A. Kaminski. *Eksp. Teor. Fiz.*, **69**, 860–874 (1975).
- [31] Jorg Korner, Mathias Kruger, Jurgen Reiter, Andreas Munzer, Joachim Hein, *Opt. Soc. Am.*, **10**, 2425–2438 (2020).
DOI: 10.1364/OME.398740
- [32] Umit Demirbas, Jelto Thesinga, Martin Kellert, Mikhail Pergament, Franz X. Kärtner, *Optical Materials*, **112**, (2021).
DOI: 10.1016/j.optmat.2020.110792.
- [33] G. Toci, A. Pirri, B. Patrizi, Y. Feng, T. Xie, Z. Yang, J. Li, M. Vannini. *Ceramics International*, **46**, 17252–17260 (2020). DOI: 10.1016/j.ceramint.2020.04.012
- [34] J. Saikawa, Y. Sato, T. Taira, A. Ikesue. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1898–1900 (2004). DOI:10.1063/1.1791339
- [35] A. Pirri, G. Toci, J. Li, Y. Feng, T. Xie, Z. Yang, B. Patrizi, M. Vannini. *Materials*, **11**(5), 837–845 (2018).
DOI: 10.3390/ma11050837
- [36] Y. Feng, G. Toci, A. Pirri, B. Patrizi, Z. Hu, J. Wei, H. Pan, X. Zhang, X. Li, S. Su, M. Vannini, J. Li. *J. Am. Ceram. Soc.*, **9**(5), 1–11 (2019). DOI: 10.1007/s40145-020-0403-8
- [37] Y. Feng, G. Toci, A. Pirri, B. Patrizi, X. Chen, J. Wei, H. Pan, X. Zhang, X. Li, M. Vannini, J. Li. *J. Alloys and Compounds*, **815**, 152637 (2020). DOI: 10.1016/j.jallcom.2019.152637
- [38] V. Kushawaha, A. Banerjee, L. Major. *Appl. Phys. B.*, **56**, 239–242 (1993). DOI: 10.1007/BF00348632
- [39] D. Findlay, R.A. Clay. *Phys. Lett.*, **20**, 277–278 (1966).
DOI: 10.1016/0031-9163(66)90363-5
- [40] Yaacob Mat Daud, Abd Rahman Tamuri, Noriah Bidin. *J. Fiz. UTM*, **3**, 38–42 (2008).