

М. В. Иночкин, В. В. Назаров, Д. Ю. Сачков, Л. В. Хлопонин, В. Ю. Храмов

МОДЕЛЬ МНОГОЧАСТОТНОЙ 3 МКМ-ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ НА ЭРБИЕВЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Теоретически исследованы параметры свободной генерации излучения в области длин волн 3 мкм Er:YLF-, Er:YAG- и Er:YSGG-лазеров при селективном возбуждении верхнего лазерного уровня перехода ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ одиночными импульсами накачки.

Ключевые слова: эрбиевый кристалл, селективная накачка, диодная накачка, многочастотная генерация.

Введение. Задачи по созданию источников лазерного излучения 3 мкм-диапазона не теряют своей актуальности в связи с максимальным коэффициентом поглощения биологических тканей в данной области спектра. Особый интерес представляют лазеры на эрбиевых кристаллах, накачиваемых мощными лазерными диодами, позволяющие обеспечить достаточно эффективную генерацию в различных режимах. В рамках настоящей статьи теоретически исследованы параметры излучения наиболее распространенных эрбиевых Er:YLF-, Er:YAG- и Er:YSGG-лазеров в режиме свободной генерации при одиночных импульсах диодной накачки.

Теоретическая модель. Для описания процессов 3 мкм-генерации (переход ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$) излучения лазера на эрбиевом кристалле с селективной накачкой была использована математическая модель, основанная на следующей системе балансных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= -\sum_i S_i (\sigma_e(\lambda_i) N_2 - \sigma_a(\lambda_i) N_1) + R - (A_{20} + A_{21} + W_{21}) N_2 + \gamma_1 N_1^2 - \gamma_2 N_2^2; \\ \frac{dN_1}{dt} &= \sum_i S_i (\sigma_e(\lambda_i) N_2 - \sigma_a(\lambda_i) N_1) - A_{10} N_1 + (A_{21} + W_{21}) N_2 - \gamma_1 N_1^2; \\ \frac{dS_1}{dt} &= V_c \mu S_1 (\sigma_e(\lambda_1) N_2 - \sigma_a(\lambda_1) N_1 - \delta(\lambda_1)) + N_2 q; \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{dS_i}{dt} &= V_c \mu S_i (\sigma_e(\lambda_i) N_2 - \sigma_a(\lambda_i) N_1 - \delta(\lambda_i)) + N_2 q, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где N_2 — населенность верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$; N_1 — населенность нижнего лазерного уровня ${}^4I_{13/2}$; A_{mn} — вероятность спонтанного излучательного перехода между уровнями m и n ; W_{21} — вероятность безызлучательного перехода между уровнями ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$; S_i — плотность потока фотонов в резонаторе на длине волны λ_i ; $\sigma_e(\lambda_i)$ — сечение вынужденного излучения на длине волны λ_i ; $\sigma_a(\lambda_i)$ — сечение поглощения излучения из возбужденного состояния на длине волны λ_i ; R — скорость накачки на уровень ${}^4I_{11/2}$; γ_k — коэффициенты, характеризующие скорости процессов апконверсии; $\delta(\lambda_i)$ — показатель полных потерь излучения в резонаторе на длине волны λ_i ; q — коэффициент, учитывающий „вклад“ спонтанного излучения в плотность потока фотонов в резонаторе; $V_c = c/n_{ar}$ — скорость света в активном элементе, здесь n_{ar} — показатель преломления активного элемента; μ — коэффициент заполнения резонатора активной средой.

В рассматриваемой модели учитываются только два процесса апконверсии, возникающие вследствие взаимодействия между собой ионов эрбия Er^{3+} , находящихся в состояниях ${}^4I_{13/2}$ (γ_1) и ${}^4I_{11/2}$ (γ_2). В ходе взаимодействия ионов, возбужденных в состоянии ${}^4I_{13/2}$, один из них переходит в основное состояние ${}^4I_{15/2}$, а второй — через короткоживущее состояние ${}^4I_{9/2}$ — на верхний лазерный уровень ${}^4I_{11/2}$. Полное описание процесса миграции энергии в ходе апконверсии с верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$ требует дополнительно принимать во внимание населенности нескольких возбужденных состояний, лежащих выше верхнего лазерного уровня, а также коэффициенты ветвления переходов с этих уровней. В рамках данной модели предлагается принять, что в результате взаимодействия оба иона переходят из состояния ${}^4I_{11/2}$ в основное состояние ${}^4I_{15/2}$.

При расчете коэффициента заполнения резонатора μ учитывается, что активный элемент заполняет не весь его объем, таким образом, $\mu = n_{ar}l_{ar} / (L + (n_{ar} - 1)l_{ar})$, где l_{ar} — длина активного элемента, L — длина резонатора.

В расчетах принимается, что в течение импульса накачки ее скорость R постоянна по всему объему активного элемента; значение R вычисляется по формуле

$$R = (\lambda_p P_p \eta) / (s_{ar} l_{ar} h c),$$

где P_p — мощность излучения накачки, η — эффективность осветительной системы, s_{ar} — площадь поперечного сечения активного элемента, h — постоянная Планка, c — скорость света.

В рамках данного приближения спектральные параметры излучения накачки определяются только посредством коэффициента η , который позволяет учесть неполное поглощение излучения накачки в активном элементе.

Потери излучения в резонаторе рассчитывались по формуле

$$\delta(\lambda) = \delta_0(\lambda) - \frac{\ln(\rho_{oc}(\lambda))}{2l_{ar}}, \quad (2)$$

где ρ_{oc} — коэффициент отражения выходного зеркала.

Для режима свободной генерации одиночных импульсов, плотности поглощенной импульсной мощности накачки до 15 кВт/см^3 и длительности импульсов накачки до 5 мс (что соответствует возбуждению не более 5% атомов активной среды) расчеты в соответствии с системой уравнений (1) дают расхождение не более 1% с системой балансных уравнений и аналитической моделью, использованными ранее [1]. Система уравнений (1) решалась численными методами в программном пакете MathCAD.

В ходе исследований были теоретически проанализированы параметры генерации излучения Er:YLF -, Er:YAG - и Er:YSGG -лазеров. Рассматривались как случай многочастотной генерации, при котором предполагается наличие в модели лазерного излучения на длинах волн, соответствующих основным максимумам сечения вынужденного излучения перехода

${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ в данном кристалле, так и случай одночастотной генерации, когда предполагается наличие излучения только на одной определенной длине волны. Последний случай соответствует методам спектральной селекции излучения.

Для одночастотной генерации принималось, что она осуществляется на наиболее сильной линии перехода ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. В качестве таких линий выбраны известные из экспериментов: $\lambda = 2,81$ мкм для Er:YLF, $\lambda = 2,94$ мкм для Er:YAG и $\lambda = 2,79$ мкм для Er:YSGG.

При рассмотрении многочастотной генерации использованы зависимости $\sigma_e(\lambda)$, полученные в работах [2, 3, 4] для кристаллов Er:YLF, Er:YAG и Er:YSGG соответственно. При этом значения сечений поглощения $\sigma_a(\lambda)$ рассчитаны исходя из зависимости $\sigma_e(\lambda)$ по формуле

$$\sigma_a(\lambda) = \sigma_e(\lambda) \frac{1 - F(\lambda)}{F(\lambda)},$$

где

$$F(\lambda) = \frac{\sigma_e(\lambda)}{\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)} = \frac{1}{1 + \frac{Z_u}{Z_l} \exp\left(\frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)\right)},$$

где Z_u и Z_l — числа заполнения для верхнего (${}^4I_{11/2}$) и нижнего (${}^4I_{13/2}$) лазерных уровней [5]; k — постоянная Больцмана; T — температура активной среды; λ_0 — длина волны перехода между нижними подуровнями штарковской структуры уровней ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$; значения $F(\lambda)$ рассчитывались по данным об энергиях подуровней, приведенным в работе [6] для Er:YLF и Er:YAG и в работе [7] для Er:YSGG.

Отметим, что для кристалла Er:YSGG не удалось найти работ, в которых зависимость $\sigma_e(\lambda)$ была бы приведена в абсолютных величинах. Поэтому спектр $\sigma_e(\lambda)$, рассмотренный в работе [4], был оцифрован и нормирован к сечению $\sigma_e = 6,5 \cdot 10^{-21}$ см² для длины волны 2,79 мкм.

Параметры активных сред, использованные в расчетах, приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Параметр	Er:YAG	Er:YSGG	Er:YLF
$A_{10}, \text{с}^{-1}$	200	294	113
$A_{21}, \text{с}^{-1}$	17 [6]	20 [6]	17 [8]
$W_{21}, \text{с}^{-1}$	9855	136	90
Время жизни верхнего лазерного уровня, мс	0,1	1,3	4
λ , мкм	2,94	2,79	2,81
$\sigma_e \cdot 10^{-20}, \text{см}^2$	0,45	0,65	0,93
$\sigma_a \cdot 10^{-20}, \text{см}^2$	0,1	0,37	0,53
$\gamma_1 \cdot 10^{-17}, \text{см}^3/\text{с}$	1,5	0,7	2,0
$\gamma_2 \cdot 10^{-17}, \text{см}^3/\text{с}$	1,0	2,3	0,1
Концентрация ионов эрбия, ат. %	15	15	15

Таблица 2

Параметр	Er:YAG					Er:YSGG				Er:YLF				
	λ , мкм	$\sigma_e(\lambda)$	$\sigma_a(\lambda)$	λ , мкм	$\sigma_e(\lambda)$	$\sigma_a(\lambda)$	λ , мкм	$\sigma_e(\lambda)$	$\sigma_a(\lambda)$	λ , мкм	$\sigma_e(\lambda)$	$\sigma_a(\lambda)$		
λ , мкм	2,69	2,79	2,83	2,87	2,94	2,79	2,83	2,87	2,93	2,66	2,71	2,81	2,84	2,85
$\sigma_e(\lambda)$	0,98	0,54	0,54	0,39	0,45	0,65	0,30	0,15	0,08	2,33	1,51	0,93	0,40	0,31
$\sigma_a(\lambda)$	1,04	0,31	0,26	0,17	0,1	0,37	0,15	0,06	0,02	3,49	1,62	0,53	0,19	0,14

Во всех расчетах принималось, что активный элемент имеет форму цилиндра диаметром 2 мм и длиной 40 мм, длина резонатора 60 мм, неактивные потери $\delta_0 = 0,005$ см⁻¹, излучение как накачки, так и генерации заполняет весь объем активного элемента.

Результаты расчетов и их обсуждение. Рассчитанные зависимости энергии выходного излучения E_g рассматриваемых лазеров от поглощенной энергии импульса накачки E_p для режима одиночных импульсов длительностью τ_p , равной 150 и 1000 мкс, приведены на рис. 1, а, б соответственно. Для плотности поглощенной импульсной мощности накачки $Q_p \approx 15$ кВт/см³ и $\tau_p = 150$ мкс рассчитанные дифференциальные КПД генерации излучения составили 8,5, 8 и 4 % для Er:YLF-, Er:YSGG- и Er:YAG-лазеров соответственно. Как видно, наибольшими дифференциальными КПД обладают Er:YSGG- и Er:YLF-лазеры. Сравнивая абсолютные КПД, отметим близкие значения данного параметра для Er:YSGG- и Er:YLF-лазеров при существенно меньшей эффективности Er:YAG-лазера, что, очевидно, является следствием малого времени жизни верхнего лазерного уровня в данной среде.

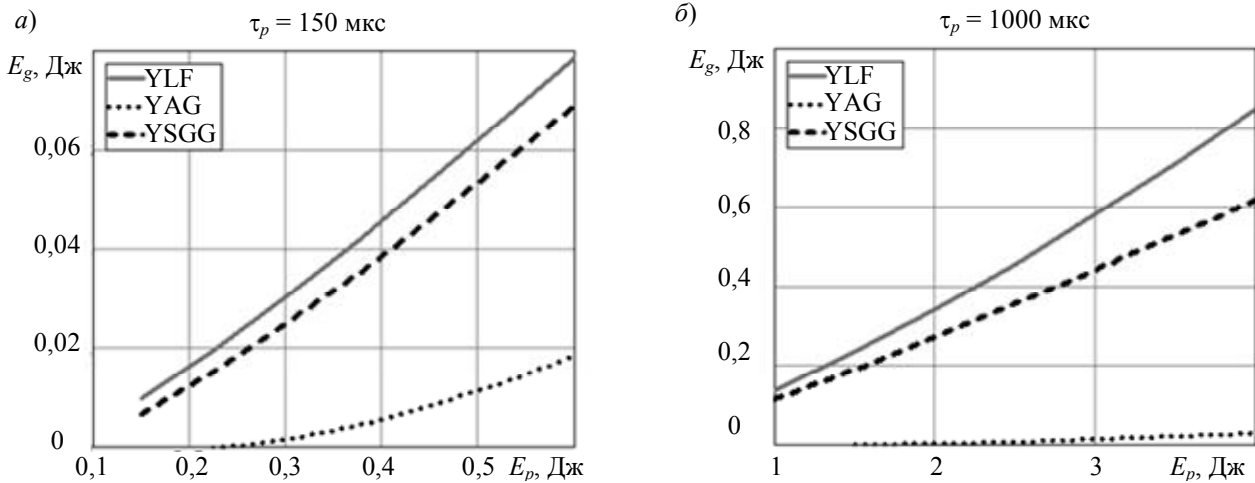


Рис. 1

При исследовании процессов многочастотной генерации расчеты проводились при постоянных по спектру потерях излучения в резонаторе (см. формулу (2)) и высоких значениях поглощенной плотности мощности накачки ($Q_p = 10 \dots 15$ кВт/см³ и соответственно $R = 4,9 \dots 7,4 \cdot 10^{22}$ с⁻¹).

Генерация излучения Er:YLF-лазера происходит последовательно (в течение импульса накачки) на длинах волн 2,66, 2,71, 2,81, 2,84 и 2,85 мкм (что в целом совпадает с полученными ранее теоретическими и экспериментальными результатами [1]). Следует отметить, что изменение параметров апконверсии γ_1 и γ_2 оказывает заметно большее влияние на параметры генерации (задержка начала генерации, энергия генерируемого импульса) на длинах волн 2,84 и 2,85 мкм, чем на длинах волн 2,66, 2,71 и 2,81 мкм. В табл. 3 приведены рассчитанные значения задержек (T_g) начала генерации (отсчет ведется от начала импульса накачки) для $Q_p = 10$ кВт/см³ и $\tau_p = 3$ мс при двух вариантах выбора параметров апконверсии: 1) $\gamma_1 = 4 \cdot 10^{-17}$ см³/с, $\gamma_2 = 1 \cdot 10^{-17}$ см³/с; 2) $\gamma_1 = 2 \cdot 10^{-17}$ см³/с, $\gamma_2 = 1 \cdot 10^{-18}$ см³/с.

Таблица 3

λ , мкм	T_g , мкс, — 1-й вариант	T_g , мкс, — 2-й вариант
2,66	13	13
2,71	51	51
2,81	66	66
2,84	764	705
2,85	Нет генерации	2146

Указанная особенность генерации, по-видимому, связана с тем, что на длинах волн 2,66, 2,71 и 2,81 мкм она осуществляется при относительно малой населенности энергетических уровней перехода ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, при которой интенсивность апконверсионных переходов невелика. Так, при генерации на длине волны 2,81 мкм средняя скорость апконверсионных пере-

ходов с нижнего лазерного уровня (определяется как $\gamma_1 N_1^2$) составляет $0,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, тогда как при генерации на длине волны 2,85 мкм скорость данного процесса равна $3,3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

При $Q_p < 12 \text{ кВт/см}^3$ и $\tau_p < 3 \text{ мс}$ в среде Er:YSGG излучение генерируется на одной длине волны (2,79 мкм). При более высоких значениях Q_p и τ_p как в Er:YLF-, так и в Er:YSGG-лазере происходит изменение длины волны излучения до значений 2,83, 2,87 мкм.

Для Er:YAG-лазера в случае постоянного для всех длин волн перехода $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ значения потерь излучения в резонаторе $\delta(\lambda)$ генерация излучения происходит на длинах волн 2,69 и 2,94 мкм, что иллюстрируется представленным на рис. 2, а графиком зависимости плотности потока фотонов от времени $S(t)$. При этом относительно небольшие (в пределах 1 %) изменения $\delta(\lambda)$ по спектру, например за счет изменения коэффициента отражения выходного зеркала лазера, приводят к возникновению пиков генерации на других длинах волн внутри перехода $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ (например, при $\lambda=2,83 \text{ мкм}$ — рис. 2, б). Отметим, что длина волны 2,94 мкм является наиболее сильной в спектре вынужденного излучения Er:YAG-лазера и проявляется при различных сочетаниях параметров потерь в резонаторе. Данный факт хорошо согласуется с известными экспериментальными данными.

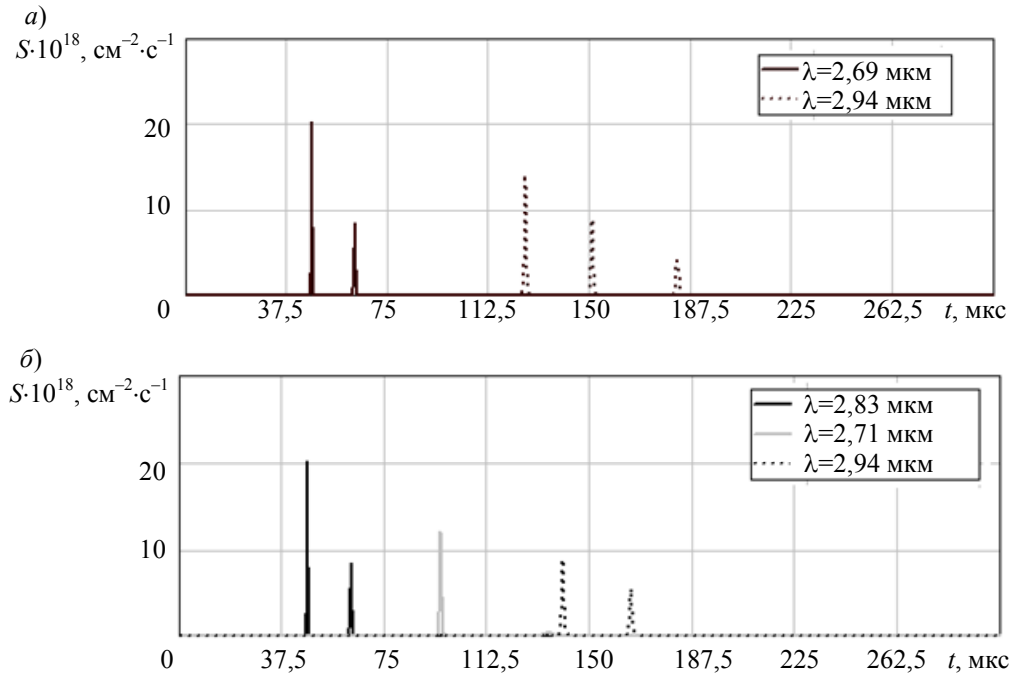


Рис. 2

Заключение. Представленные теоретические исследования параметров свободной генерации излучения Er:YLF-, Er:YAG- и Er:YSGG-лазеров при одиночных импульсах накачки показали, что при селективной накачке Er:YLF- и Er:YSGG-лазеры имеют близкие КПД генерации, превышающие таковые для Er:YAG-лазера. Обеспечение эффективной генерации излучения Er:YAG-лазера требует использования излучения накачки с существенно большей импульсной мощностью. При постоянных по спектру потерях излучения в резонаторе лазера генерация излучения лазеров на эрбиевых кристаллах происходит на нескольких длинах волн.

Статья подготовлена по результатам работы, выполненной при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант №12-02-31203.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иночкин М. В., Назаров В. В., Сачков Д. Ю. и др. Динамика спектра генерации трехмикронного Er:YLF-лазера при полупроводниковой накачке // Оптич. журн. 2009. Т. 76, № 11. С. 62—67.

2. *Labbe C., Doualan J.-L., Girard S.* et al. Absolute excited state absorption cross section measurements in $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ for laser applications around 2.8 μm and 551 nm // *J. Physics: Condensed Materials*. 2000. Vol. 12. P. 6943—6957.
3. *Koetke D., Huber G.* Infrared excited-state absorption and stimulated-emission cross sections of Er^{3+} -doped crystals // *Applied Physics B*. 1995. Vol. 61. P. 151—158.
4. *Smirnov V. A., Shcherbakov I. A.* Rare-Earth scandium chromium garnets as active media for solid-state lasers // *IEEE J. of Quantum Electronics*. 1988. Vol. 24, N 6. P. 949—959.
5. *Payne S. A., Chase L. L., Smith L. K.* et al. Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er^{3+} , Tm^{3+} , and Ho^{3+} // *IEEE J. of Quantum Electronics*. 1992. Vol. 28, N 11. P. 2619—2630.
6. *Sardar D. K., Bradley W. M., Perez J. J.* et al. Judd—Ofelt analysis of the $\text{Er}^{3+}(4f^{11})$ absorption intensities in Er^{3+} -doped garnets // *J. of Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, N 5. P. 2602—2607.
7. *Gruber J. B., Quagliano J. R., Reid M. F.* et al. Energy levels and correlation crystal-field effects in Er^{3+} -doped garnets // *Physical Rev. B*. 1993. Vol. 48, N 21. P. 15561—15573.
8. *Ткачук А. М., Разумова И. К., Мирзаева А. А.* и др. Ур-конверсия и заселение возбужденных уровней иона эрбия в кристаллах $\text{LiY}_{1-x}\text{Er}_x\text{F}_4$ ($x=0,003-1$) при непрерывной накачке излучением InGaAs-лазерных диодов // *Оптика и спектроскопия*. 2002. Т. 92, № 1. С. 73—88.

Сведения об авторах

- Михаил Владимирович Иночкин** — канд. физ.-мат. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: m_inochkin@mail.ru
- Вячеслав Валерьевич Назаров** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: lab255@grv.ifmo.ru
- Дмитрий Юрьевич Сачков** — канд. техн. наук, доцент; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: dsachkov@gmail.com
- Леонид Викторович Хлопонин** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: l_khloponin@yahoo.com
- Валерий Юрьевич Храмов** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; заведующий кафедрой; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.