

УДК: 535.374

ОСОБЕННОСТИ НЕПРЕРЫВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕХМИКРОННОГО Er:YLF-ЛАЗЕРА ПРИ СЕЛЕКТИВНОЙ НАКАЧКЕ НА НИЖНИЙ (${}^4I_{13/2}$) И ВЕРХНИЙ (${}^4I_{11/2}$) ЛАЗЕРНЫЕ УРОВНИ

Д.Ю. Сачков

Теоретически исследуется зависимость спектрально-энергетических характеристик генерации кристалла Er:YLF от параметров апконверсии с уровней лазерного перехода ${}^4I_{11/2}$ – ${}^4I_{13/2}$ и способа селективной накачки. Предложенная модель также может быть использована для других эрбиевых кристаллов.

Ключевые слова: эрбий, лазер, селективная накачка, непрерывная генерация.

Введение

Лазеры, излучающие в области 3 мкм, перспективны для применения в различных областях медицины. Это связано с сильным поглощением их излучения водой, входящей в состав биологических тканей, которое позволяет реализовать ряд прецизионных воздействий как на мягкие, так и твердые биологические ткани [1, 2]. Одним из наиболее распространенных типов трехмикронных лазеров являются эрбиевые лазеры.

В настоящий момент реализовано несколько вариантов селективной накачки кристаллов, активированных ионами Er^{3+} , а именно накачка на уровень ${}^4I_{9/2}$ [3], на верхний лазерный уровень трехмикронного перехода ${}^4I_{11/2}$ [4], а также на нижний лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$ [5]. Для последних двух случаев требуется излучение с длиной волны в области 0,95–1 мкм и 1,5 мкм соответственно. Для данных диапазонов длин волн существуют мощные лазерные диоды, что делает перспективными эти два способа накачки. В настоящей работе теоретически исследованы спектрально-энергетические характеристики генерации Er:YLF-лазера в области 3 мкм при резонансной накачке на верхний (${}^4I_{11/2}$) и нижний (${}^4I_{13/2}$) лазерные уровни.

Описание аналитической модели эрбиевого лазера

Согласно расчетам, выполненным в рамках шестиуровневой модели среды Er:YLF, приведенной в работе [6], в случае селективной накачки на один из уровней лазерного перехода ${}^4I_{11/2}$ – ${}^4I_{13/2}$, значения поглощенной плотности мощности излучения накачки до 30 кВт/см³ и длительности импульса накачки до 2 мс на лазерных уровнях находится не более 5% от общего числа атомов в системе, а населенности уровней, лежащих выше верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$, на 2–3 порядка меньше населенностей уровней ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$. Таким образом, населенность основного состояния ${}^4I_{15/2}$ можно считать примерно постоянной и равной концентрации ионов эрбия. В этом случае для расчета параметров генерации эрбиевого лазера можно использовать следующую систему балансных уравнений [7] для населенностей верхнего (N_2) и нижнего (N_1) лазерных уровней и интенсивности излучения в резонаторе I :

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = -(\sigma_e(\lambda)N_2 - \sigma_a(\lambda)N_1) \frac{I\lambda}{hc} - N_2 A_2 + k\gamma_1 N_1^2 - (2 - k_2)\gamma_2 N_2^2 + R_2 \\ \frac{dN_1}{dt} = (\sigma_e(\lambda)N_2 - \sigma_a(\lambda)N_1) \frac{I\lambda}{hc} - N_1 A_{10} + (A_{21} + W_{21})N_2 - 2\gamma_1 N_1^2 + k_1\gamma_2 N_2^2 + R_1, \\ \frac{dI}{dt} = [(\sigma_e(\lambda)N_2 - \sigma_a(\lambda)N_1) - \delta(\lambda)] \mu V \frac{I\lambda}{hc} + qN_2 \end{cases} \quad (1)$$

где A_{mn} – скорость спонтанных излучательных переходов между уровнями m и n , W_{mn} – скорость безызлучательных переходов между уровнями m и n , $A_2 = A_{20} + A_{21} + W_{21}$, γ_1, γ_2 – параметры безызлучательного переноса энергии возбуждения на верхние энергетические уровни с уровня ${}^4I_{13/2}$ (γ_1) и ${}^4I_{11/2}$ (γ_2) посредством нелинейных процессов межзонного взаимодействия, q – коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в интенсивность излучения в резонаторе, $\delta(\lambda)$ – полные потери излучения в резонаторе, $\sigma_e(\lambda), \sigma_a(\lambda)$ – сечения вынужденного излучения и поглощения на переходе с длиной волны λ , $V_c = c/n_{ar}$ – скорость света в активном элементе, n_{ar} – показатель преломления активного элемента. Коэффициент заполнения резонатора μ учитывает, что активный элемент заполняет не весь объем резонатора, и может быть рассчитан по формуле $\mu = n_{ar} l_{ar} / (L + (n_{ar} - 1)l_{ar})$, где l_{ar} – длина активного элемента, L – длина резонатора, R_1, R_2 – скорости накачки на нижний и верхний лазерный уровень соответственно. Скорость накачки связана с поглощенной плотностью мощности излучения накачки P_p выражением $R_i = P_{p,i} \lambda_{p,i} / hc$ ($i=1, 2$). Накачке на верхний лазерный уровень соответствует средняя длина волны накачки $\lambda_{p,2} = 0,97$ мкм, на нижний – $\lambda_{p,1} = 0,5$ мкм. Для обозначения процессов безызлучательного переноса энергии возбуждения посредством нелинейных процессов межзонного взаимодействия будем использовать термин апконверсия, а соответствующие параметры γ_1 и γ_2 называть параметрами апконверсии.

Коэффициенты k, k_1, k_2 ($k, k_1, k_2 \leq 1$) учитывают процессы ветвления при релаксации с уровней, которые лежат выше верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$ и заселяются посредством апконверсии. Однако вследствие малого времени жизни этих уровней и их относительно малой населенности предполагается, что релаксация с них происходит мгновенно. Коэффициент k учитывает процесс ветвления при релаксации возбуждения с уровня ${}^4I_{9/2}$ на верхний лазерный уровень ${}^4I_{11/2}$. Согласно данным [6], из-за наличия мощной безызлучательной релаксации с этого уровня для кристалла Er:YLF можно принять значение $k=1$. Коэффициенты k_1 и k_2 учитывают заселение уровней ${}^4I_{13/2}$ и ${}^4I_{11/2}$ при релаксации возбуждения с уровня ${}^4S_{9/2}$ посредством нелинейных процессов межзонного взаимодействия. Коэффициент k_2 также учитывает процессы многоступенчатой релаксации возбуждения с верхних уровней на уровень ${}^4I_{11/2}$.

Спектральные особенности непрерывной генерации Er:YLF-лазера при накачке на уровни ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$

В процессе непрерывной лазерной генерации вклад вынужденных переходов в излучение генерации значительно превышает вклад спонтанных переходов. По этой причине в третьем уравнении системы (1) можно пренебречь слагаемым с множителем q . Кроме того, в этом случае величина $\sigma_e(\lambda)N_2 - \sigma_a(\lambda)N_1$, представляющая собой показатель усиления, равна показателю полных потерь излучения в резонаторе $\delta(\lambda)$. Потери излучения в резонаторе $\delta(\lambda)$ будем считать неселективными: $\delta(\lambda) = \delta = const$. Для краткости далее вместо $\sigma_e(\lambda)$ и $\sigma_a(\lambda)$ будем писать соответственно σ_e и σ_a .

В случае селективной накачки на нижний лазерный уровень ($R_1=R$, $R_2=0$) система уравнений (1) имеет следующее стационарное решение:

$$\left\{ \begin{aligned} N_2 &= \frac{2\delta a - \sigma_a b - \sigma_a \sqrt{b^2 - 4ac}}{2\sigma_e a}, \\ N_1 &= \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \\ \hat{I}_{low} &= hv \left[\left(k\gamma_1 - (2-k_2) \frac{\sigma_a^2}{\sigma_e^2} \gamma_2 \right) \left(\frac{b^2 + b\sqrt{b^2 - 4ac}}{2a^2\delta} - \frac{c}{a\delta} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{(2-k_2)\gamma_2}{\sigma_e^2} \left(\frac{\delta a - \sigma_a(b + \sqrt{b^2 - 4ac})}{a} \right) - \frac{A_2}{\delta} \left(\frac{2\delta a - \sigma_a(b + \sqrt{b^2 - 4ac})}{2\sigma_e a} \right) \right], \end{aligned} \right. \quad (2)$$

где $a = \gamma_1(k-2) - (2-k_1-k_2)\gamma_2(\sigma_a/\sigma_e)^2$, $b = -A_{10} - (\sigma_a/\sigma_e)A_{20} - 2(2-k_1-k_2)\gamma_2\delta(\sigma_a/\sigma_e^2)$, $c = R - (\delta/\sigma_e)A_{20} - (2-k_1-k_2)\gamma_2(\delta/\sigma_e)^2$. Интересно отметить, что в случае накачки на верхний лазерный уровень ${}^4I_{11/2}$ ($R_1=0$, $R_2=R$) решение соответствующей системы балансных уравнений для стационарных населенностей лазерных уровней N_1 и N_2 в точности совпадает с (2). Решение для стационарной интенсивности излучения в резонаторе в этом случае имеет следующий вид:

$$\hat{I}_{up} = hv \left[\left(k\gamma_1 - (2-k_2) \frac{\sigma_a^2}{\sigma_e^2} \gamma_2 \right) \left(\frac{b^2 + b\sqrt{b^2 - 4ac}}{2a^2\delta} - \frac{c}{a\delta} \right) - \right. \\ \left. - \frac{(2-k_2)\gamma_2}{\sigma_e^2} \left(\frac{\delta a - \sigma_a(b + \sqrt{b^2 - 4ac})}{a} \right) - \frac{A_2}{\delta} \left(\frac{2\delta a - \sigma_a(b + \sqrt{b^2 - 4ac})}{2\sigma_e a} \right) + R \right]. \quad (3)$$

Вследствие расщепления кристаллической решетки в электрическом поле энергетические уровни в эрбиевых кристаллах состоят из ряда подуровней, а сечение вынужденных переходов имеет сложную зависимость от длины волны (см., например, [8]). Выражения (2) и (3) для интенсивности излучения в резонаторе позволяют рассчитать пороговую скорость накачки для любой длины волны в пределах трехмикронного перехода. На рис. 1 представлен результат такого расчета для накачки на нижний лазерный уровень, на рис. 2 – на верхний. В расчете использовалась зависимость сечения вынужденного излучения σ_e от длины волны из работы [8]. Сечения поглощения σ_a вычислялись при помощи соотношения (9), приведенного в [7], по энергиям подуровней из [9]. Величина показателя потерь излучения в резонаторе δ была принята равной $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Значения параметров апконверсии γ_1 и γ_2 выбирались в соответствии с возможным диапазоном их значений на основе данных из [6] и были приняты равными $2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ и $10^{-18} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ соответственно. Из рис. 1 и 2 видно, что в случае накачки на нижний и на верхний лазерные уровни минимальным порогом стационарной генерации обладает излучение на различных длинах волн: в первом случае – на длине волны 2,85 мкм, во втором – на длине волны 2,81 мкм. Данное различие, по-видимому, связано с тем, что распределение населенностей внутри лазерных уровней близко к распределению Больцмана. При этом в случае накачки на нижний лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$ отношение его населенности к населенности верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$ N_1/N_2

больше, чем при накачке на уровень $^4I_{11/2}$. В этом случае инверсия населенностей легче достигается на переходах, заканчивающихся на более высоких подуровнях уровня $^4I_{13/2}$. Этим переходам соответствует большая длина волны генерации.

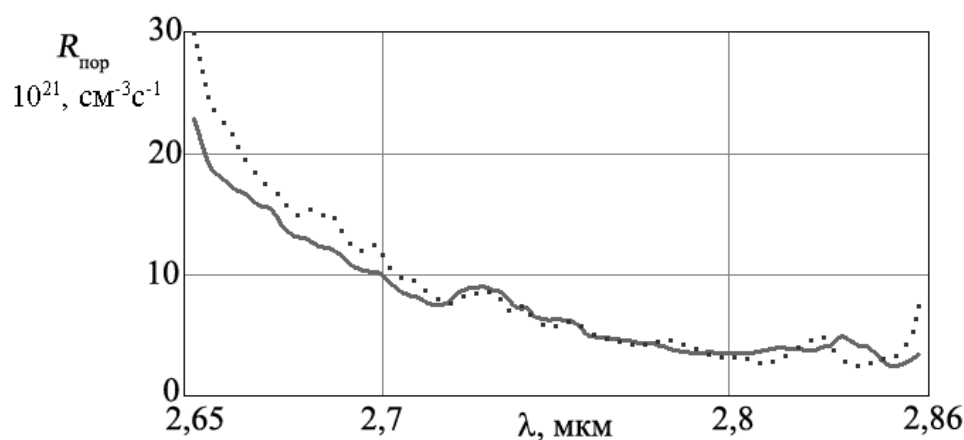


Рис. 1. Зависимость пороговой скорости накачки $R_{\text{пор}}$ от длины волны генерации для случая накачки на нижний лазерный уровень $^4I_{13/2}$ (сплошная линия – для поляризации излучения генерации в плоскости σ , линия из точек – для поляризации излучения генерации в плоскости π)

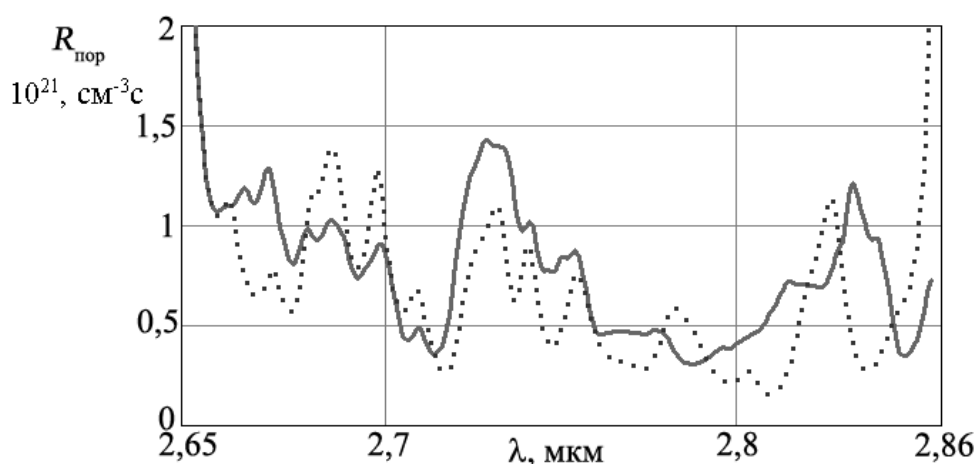


Рис. 2. Зависимость пороговой скорости накачки $R_{\text{пор}}$ от длины волны генерации для случая накачки на верхний лазерный уровень $^4I_{11/2}$ (сплошная линия – для поляризации излучения генерации в плоскости σ , линия из точек – для поляризации излучения генерации в плоскости π)

Эффективность генерации Er:YLF-лазера. Влияние процессов апконверсии

Выражения (2) и (3) могут быть использованы для расчета эффективности стационарной лазерной генерации эрбиевых кристаллов, в частности, для оценки влияния на эффективность генерации процессов апконверсии. Как известно, с изменением концентрации активатора параметры апконверсии в эрбиевых кристаллах могут варьироваться в довольно больших пределах. Для оценки влияния этих параметров на эффективность генерации используем модельную среду, у которой сечения вынужденных переходов соответствуют реальному кристаллу Er:YLF, а величины γ_1 и γ_2 изменяются в диапазо-

нах 10^{-22} – 10^{-16} $\text{см}^3\text{с}^{-1}$ и 10^{-23} – $0,5 \cdot 10^{-16}$ $\text{см}^3\text{с}^{-1}$ соответственно. Границы диапазонов изменения величин γ_1 и γ_2 выбраны в соответствии с данными [6].

В качестве характеристики эффективности генерации будем использовать дифференциальный КПД $\eta = d\hat{I} / dP_p$, где $\hat{I} = \hat{I}_{low}$, либо $\hat{I} = \hat{I}_{up}$.

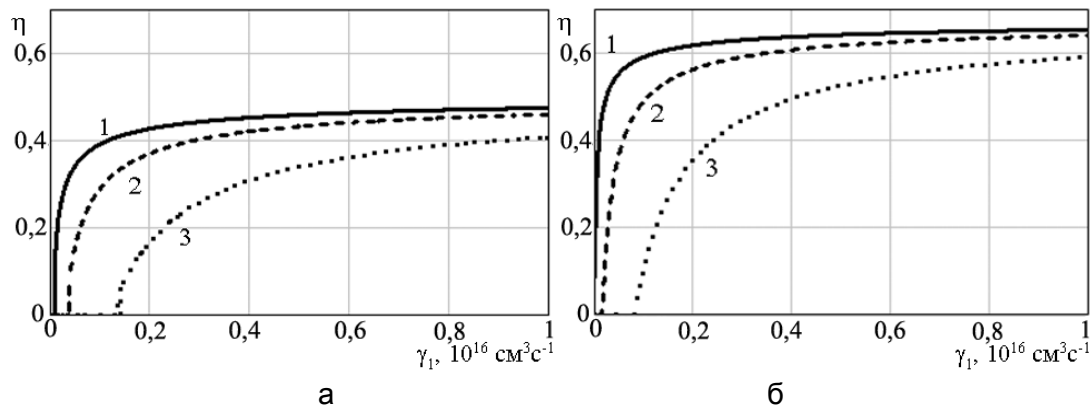


Рис. 3. Зависимость дифференциального КПД генерации от значения параметра апконверсии γ_1 при накачке на нижний лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$ (а) и при накачке на верхний лазерный уровень ${}^4I_{11/2}$ (б). Скорость накачки $R=3,5 \cdot 10^{22}$ $\text{см}^3\text{с}^{-1}$. Линия 1 – $\gamma_2=0$, линия 2 – $\gamma_2=5 \cdot 10^{-17}$ $\text{см}^3\text{с}^{-1}$, линия 3 – $\gamma_2=10^{-16}$ $\text{см}^3\text{с}^{-1}$

На рис. 3 приведены графики зависимости дифференциального КПД генерации η Er:YLF-лазера от параметра апконверсии γ_1 при нескольких значениях параметра γ_2 для случая накачки на уровень ${}^4I_{13/2}$ (рис. 3, а) и на уровень ${}^4I_{11/2}$ (рис. 3, б). Расчеты проводились при скорости накачки $R=3,5 \cdot 10^{22}$ $\text{см}^3\text{с}^{-1}$, $k=k_1=k_2=1$. Приближение $k_1=k_2=1$ соответствует случаю мощной накачки, при которой велика интенсивность процесса самогашения с уровня ${}^4S_{9/2}$, в результате которого одновременно заселяются верхний (${}^4I_{11/2}$) и нижний (${}^4I_{13/2}$) лазерные уровни. Вредные потери для излучения в резонаторе считались равными нулю, а коэффициент отражения выходного зеркала подбирался таким, чтобы обеспечить максимальную мощность излучения генерации.

Из рис. 3 и рис. 4 видно, что процессы апконверсии с нижнего и верхнего лазерных уровней, интенсивность которых определяется значениями γ_1 и γ_2 , оказывают существенное влияние на эффективность лазерной генерации. Изменение параметров γ_1 и γ_2 наиболее заметно отражается на эффективности лазерной генерации в области значений параметра γ_1 от 10^{-19} $\text{см}^3\text{с}^{-1}$ до 10^{-17} $\text{см}^3\text{с}^{-1}$. В этой области увеличение параметра γ_1 приводит к значительному росту эффективности генерации, а увеличение γ_2 – к значительному уменьшению эффективности генерации вплоть до ее прекращения. В области больших значений параметра γ_1 его изменение, а также изменение γ_2 , сказываются на эффективности генерации не столь значительно. Начиная с некоторого значения параметра γ_1 , дифференциальный КПД генерации выходит на стационарный уровень (в данном случае при $\gamma_1 > 5 \cdot 10^{-17}$ $\text{см}^3\text{с}^{-1}$). В общем случае это значение γ_1 определяется параметрами накачки и потерь.

В случае накачки на нижний лазерный уровень при малых значениях параметра γ_1 генерация невозможна даже при мощной накачке, в то время как при накачке на верхний лазерный уровень генерация возможна и при нулевых значениях γ_1 и γ_2 . Интересно отметить, что величина параметра γ_2 незначительно влияет на пороговую скорость накачки.

Полученные соотношения также могут быть использованы для вычисления наибольшего значения эффективности генерации в Er:YLF. При скорости накачки

$R=3,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, что соответствует плотности мощности накачки 8 кВт/см^3 для накачки на верхний лазерный уровень и $4,7 \text{ кВт/см}^3$ для накачки на нижний лазерный уровень, максимальное значение дифференциального КПД η составит 68% при накачке на верхний лазерный уровень и 50% при накачке на нижний лазерный уровень. Эти значения дают верхнюю границу возможных значений дифференциального КПД, так как в процессе их вычисления не учитывались нерезонансные потери излучения в резонаторе. Для сравнения укажем, что в [10, 11] при накачке на уровень ${}^4I_{11/2}$ были получены значения дифференциального КПД генерации 40% и 35%. К сожалению, мы не располагаем значениями экспериментального дифференциального КПД генерации при накачке на уровень ${}^4I_{13/2}$.

Заключение

Предложенная в работе аналитическая модель позволяет рассчитать спектрально-энергетические параметры генерации эрбиевых лазеров с учетом процессов апконверсии с верхнего (${}^4I_{11/2}$) и нижнего (${}^4I_{13/2}$) лазерных уровней. Расчет пороговых скоростей накачки $R_{\text{пор}}$ для различных длин волн генерации в области 3 мкм показал, что в неселективном резонаторе в случае накачки на уровень ${}^4I_{11/2}$ наименьшим порогом генерации обладает излучение на длине волны 2,81 мкм, в то время как при накачке на нижний лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$ – на длине волны 2,85 мкм. Разработанная модель также может быть использована для расчета характеристик непрерывной генерации других эрбиевых сред в области 3 мкм.

Литература

1. Rizolu I.M., DeShazer L.G., Eversole L.R. Soft Tissue Cutting With A Pulsed 30-Hz Er,Cr:YSGG Laser // SPIE. – 1995. – V. 2396. – P. 273–283.
2. Walsh L.J. The current status of laser applications in dentistry // Australian Dental Journal. – 2003. – V. 48. – № 3. – P. 146–155.
3. Clausen R., Huber G., Noginov M.A., Sarkisian G.K., Shcherbakov I.A., Smirnov V.A., Strange H.. Pumping of the YSGG:Er(3+) laser crystal due to ESA at the spectral range of about 0.8 micron // OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers. – 1991. – V. 10. – P. 227–230.
4. Meister J., Franzen R., Apel Ch., Gutknecht N. Multireflection pumping concept for miniaturized diode-pumped solid-state lasers // Applied Optics. – 2004. – V. 43. – № 31. – P. 5864–5869.
5. Жеков В.И., Лобачев В.А., Мурина Т.М., Попов А.В., Прохоров А.М., Студеникин М.И. Генерация на кристаллах $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Er}^{3+}$ ($\lambda=2,94 \text{ мкм}$) при селективном возбуждении на нижний лазерный уровень // Квантовая электроника. – 1989. – Т. 16. – № 6. – С. 1138–1140.
6. Ткачук А.М., Разумова И.К., Мирзаева А.А., Малышев А.В., Гапонцев В.П. Упконверсия 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.
7. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: Радио и связь. 1981. – 400 с.
8. Labb'e C., Doualan J.-L., Girard S., Moncorg'e R., Thuau M. 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. Phys.: Condens. Matter. – 2000. – V. 12. – P. 6943–6957.

9. Couto dos Santos M.A., Antic-Fidancev E., Gesland J.Y., Krupa J.C., Lemaitre-Blaise M., Porcher P.. Absorption and fluorescence of Er³⁺-doped LiYF₄: measurements and simulation // Journal of Alloys and Compounds. – 1998. – V. 275–277. – P. 435–441.
10. Pollnau M., Spring R., Wittwer S., Luthy W., Weber H.P.. Investigations on the slope efficiency of a pulsed 2.8-mm Er:LiYF₄ laser // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – V. 14. – № 4. – P. 974–978.
11. Jensen T., Dening A., Huber G.. Investigation of diode-pumped 2.8-um Er:LiYF₄ lasers with various doping levels // Opt. Lett. – 1996. – V. 21. – № 8. – P. 585–587.

Сачков Дмитрий Юрьевич

– Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, аспирант, dsachkov@gmail.com