



УДК 621.378.34

В.В. ГРУЗИНСКИЙ, А.В. КУХТО, В.В. ГАЛЬКИН

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ОТ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ В ЛАЗЕРАХ НА СЛОЖНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

The dependence of lasing efficiency of pulsed dye lasers on the pumping wavelength is investigated theoretically by using the method of mathematical simulation. It is shown that for some cases the lasing efficiency maximal value is reached not in a maximum of absorption spectrum, but in the longwave region of this spectrum.

Проблема исследования зависимости кпд лазеров на сложных органических веществах от длины волны излучения накачки уже освещалась в литературе. Результаты экспериментальных исследований были проведены в [1,2], аналитическое рассмотрение для квазистационарного режима генерации использовалось в [3,4]. В то же время необходимым представляется рассмотрение этой же задачи для импульсного режима, поскольку именно в импульсном режиме влияние синглет-синглетного поглощения должно проявляться максимальным образом. О значительности такого влияния свидетельствуют результаты, приведенные в [5].

Поскольку аналитическое рассмотрение нестационарных процессов генерации проблематично, для решения задачи будем использовать описанную в [5-7] процедуру, для численного решения уравнений относительно населенностей энергетических состояний и потоков фотонов:

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = -n_3 [p_{31} + p_{32} + I_p (\sigma_{31}^p + \sigma_{13}^p) + (I^+ + I^-) (\sigma_{31}^g + \sigma_{13}^g)] + (n - n_2) [I_p \sigma_{13}^p + (I^+ + I^-) \sigma_{13}^g], \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -n_2 p_{21} + n_3 p_{32}, \quad (2)$$

$$\pm \frac{dI^\pm(z, x, t)}{dx} = I^\pm(z, x, t) \left(n_3 \{ \sigma_{31}^g + \sigma_{13}^g - \sigma_{3n}^g \} + n_2 \{ \sigma_{13}^g - \sigma_{2n}^g \} - n \sigma_{13}^g \right) + p_{31} n_3 E(\lambda_g) g^\pm(x) \Delta \lambda_g, \quad (3)$$

$$\frac{dI_p(z, x, t)}{dz} = I_p(z, x, t) \left(n_3 \{ \sigma_{31}^p + \sigma_{13}^p - \sigma_{3n}^p \} + n_2 \{ \sigma_{13}^p - \sigma_{2n}^p \} - n \sigma_{13}^p \right), \quad (4)$$

где $\pm \frac{dI^\pm(z, x, t)}{dx} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) I^\pm(z, x, t), \quad (5)$

$$\frac{dI_p(z, x, t)}{dz} = \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_p(z, x, t), \quad (6)$$

где v — скорость света в лазерной среде (определяется сортом растворителя).

В уравнениях (1–4) p_{31}, p_{32} — вероятности спонтанных переходов с уровня S_1 в основное — S_0 и триплетное — T_1 состояния соответственно; p_{21} — вероятность перехода с уровня T_1 в основное состояние; $\sigma_{31}^p, \sigma_{13}^p, \sigma_{31}^g, \sigma_{13}^g$ — сечения вынужденного излучения и поглощения на частоте накачки — p и генерации — g соответственно; $\sigma_{2n}^p, \sigma_{3n}^p, \sigma_{2n}^g, \sigma_{3n}^g$ — сечения поглощения в триплетном состоянии и сечения наведенного синглет-синглетного поглощения на частоте накачки p и генерации g соответственно; I_p, I^+ и I^- — плотность потока фотонов на частоте накачки и плотности потоков фотонов на частоте генерации соответственно; n — концентрация частиц активного вещества, а n_1 и n_2 — населенности уровней S_1 и T_1 соответственно; $\Delta\lambda_g$ — полуширина линии генерации. Функция $E(\lambda)$ нормирована условием: $\int E(\lambda)d\lambda = \phi_f$, где ϕ_f — квантовый выход флуоресценции. Геометрический фактор $g^{\pm}(x)$, введенный для учета анизотропии генерации, оценивался посредством использования выражения [7]:

$$g^+(x) = 0,5 \left\{ 1 - (L-x) / \sqrt{(L-x)^2 + \varepsilon^2} \right\}, \quad g^-(x) = 0,5 \left\{ 1 - x / \sqrt{x^2 + \varepsilon^2} \right\},$$

где L — длина активной области, а ε — радиус пучка генерации на выходе из активной среды. Последний член в уравнении (3) представляет собой оценку влияния спонтанного испускания на процесс генерации излучения с длиной волны λ_g и полушириной $\Delta\lambda_g$. Этот член необходим только для моделирования процесса развития генерации и, как показывают исследования [8,9], его изменение в широких пределах практически не влияет на получающиеся результаты.

Граничные условия для уравнений (1) — (4) имеют вид:

$$I_p(0, x, t) = I_p^0 \exp(-\alpha t^2), \quad 0 \leq x \leq L, \quad -t_0/2 \leq t \leq t_0/2 \quad (7)$$

$$I^+(z, 0, t) = r_1 I^-(z, 0, t - 2d/v), \quad (8)$$

$$I^-(z, L, t) = r_2 I^+(z, L, t - 2d/v), \quad (9)$$

где t_0 продолжительность накачки; r_1, r_2 — коэффициенты отражения зеркал; d — расстояние от каждого из зеркал до ближайшего края активной среды (для большей простоты будем рассматривать симметричный случай); I_p^0 — максимальная мгновенная плотность мощности излучения накачки.

Как видно из уравнений (3),(4), данная система записана для случая поперечной накачки. Для продольной накачки достаточно во всех уравнениях опустить координату x , заменяя ее, где это необходимо, координатой z .

Граничные условия в этом случае примут вид:

$$I_p(0, t) = I_p^0 \exp(-\alpha t^2), \quad 0 \leq z \leq L, \quad -t_0/2 \leq t \leq t_0/2, \quad \alpha = 1 \text{ нс}^{-2}. \quad (10)$$

$$I^+(0, t) = r_1 I^-(0, t - 2d / v), \quad (11)$$

$$I^-(L, t) = r_2 I^-(L, t - 2d / v). \quad (12)$$

В случае продольного возбуждения зависимость функций от координаты x снимается.

Уравнения (1,2) решались методом Рунге-Кутты 4-го порядка [10]. Решение уравнений относительно потоков (3,4) искалось на пространственно-временной сетке:

$$0 = t_1 < \dots < t_l < \dots < t_0, \quad t_l = (l-1)\Delta t, \quad \Delta t = \Delta x / v, \quad (13)$$

$$0 = x_1 < \dots < x_i < \dots < x_k = L, \quad x_i = (i-1)\Delta x, \quad \Delta x = L / (k-1), \quad (14)$$

где k — число точек активной области вдоль оси резонатора.

$$0 = z_1 < \dots < z_n < \dots < z_{20}. \quad (15)$$

Число точек вдоль распространения излучения накачки в обоих случаях равно 20. Толщина n -го слоя в схеме с поперечным возбуждением рассчитывалась таким образом, что уменьшение максимальной интенсивности накачки после прохождения расстояния $(z_{n+1} - z_n)$ было равно 5,2% от максимальной интенсивности при $z=0$. При продольной накачке узлы сетки распределялись равномерно, однако длина активной среды соответствовала 100-кратному уменьшению интенсивности накачки на длине волны $\lambda_p = 360$ нм относительно интенсивности на входной грани. В последнем случае достаточно опустить (15), а в (13) и (14) изменить x на z ($k=20$).

Таблица 1

Зависимость кдд генерации от длины волны излучения накачки при поперечном возбуждении ($I_p = I_{p0} \exp(-\alpha l^2)$; $r_1 = r_2 = 0,7$; $L = 0,3$ см)

С, 10^{17} см $^{-2}$	$\lambda, \text{ нм}$	$\sigma_{3n}^p \neq 0$				$\sigma_{3n}^p = 0$			
		1 МВт/см 2	5 МВт/см 2	10 МВт/см 2	100 МВт/см 2	1 МВт/см 2	5 МВт/см 2	10 МВт/см 2	100 МВт/см 2
0,5	360	—	0,047	0,16	0,48	—	0,07	0,24	0,58
	370	—	0,016	0,12	0,47	—	0,03	0,19	0,58
	380	—	0,002	0,08	0,47	—	0,00	0,12	0,57
	385	—	—	—	0,12	—	—	0,00	0,31
	390	—	—	—	0,003	—	—	—	0,01
1,0	360	—	0,27	0,39	0,60	—	0,31	0,44	0,65
	370	—	0,22	0,36	0,60	—	0,25	0,41	0,65
	380	—	0,19	0,35	0,63	—	0,21	0,38	0,66
	385	—	0,04	0,17	0,54	—	0,05	0,22	0,65
	390	—	—	0,03	0,40	—	—	0,04	0,51
5,0	360	0,31	0,57	0,62	0,66	0,33	0,58	0,63	0,67
	370	0,26	0,55	0,62	0,68	0,28	0,56	0,63	0,69
	380	0,23	0,55	0,63	0,70	0,25	0,56	0,64	0,71
	385	0,13	0,50	0,60	0,70	0,15	0,51	0,61	0,72
	390	0,03	0,43	0,54	0,70	0,04	0,44	0,56	0,71

В табл.1,2 приведены результаты расчета зависимости эффективности генерации раствора ПОПОП в диаксане от длины волны накачки. В случае поперечного возбуждения (см. табл.1) коэффициенты отражения обоих зеркал резонатора были равны 0,7. Длина активной среды $L=0,3$ см. Для

расчетов с продольным возбуждением (см. табл.2) коэффициенты отражения принимались равными 0,9.

Таблица 2

Зависимость кпд генерации от длины волны излучения накачки при продольном возбуждении ($I_p = I_{p0} \exp(-\alpha t^2)$; $r_1 = r_2 = 0,9$)

С, 10^{17} см^{-3}	$\lambda_{\text{ген}}$	$\sigma_{3n}^p \neq 0$				$\sigma_{3n}^p = 0$			
		5 МВт/см ²	10 МВт/см ²	50 МВт/см ²	100 МВт/см ²	5 МВт/см ²	10 МВт/см ²	50 МВт/см ²	100 МВт/см ²
0,5 (L=0, 86 см)	360	—	0,002	0,22	0,27	—	0,12	0,34	0,37
	370	—	0,010	0,24	0,29	—	0,13	0,34	0,37
	380	—	0,064	0,28	0,33	—	0,12	0,32	0,36
	385	—	0,002	0,14	0,19	—	0,03	0,17	0,22
	390	—	—	0,05	0,07	—	—	0,05	0,07
1,0 (L=0, 43 см)	360	—	0,09	0,30	0,35	—	0,21	0,41	0,44
	370	—	0,12	0,32	0,37	—	0,22	0,41	0,44
	380	—	0,17	0,37	0,41	—	0,22	0,40	0,43
	385	—	0,09	0,25	0,30	—	0,14	0,28	0,33
	390	—	0,01	0,12	0,16	—	0,02	0,13	0,17
2,0 (L=0, 22 см)	360	—	0,15	0,34	0,39	0,001	0,26	0,45	0,47
	370	—	0,17	0,37	0,41	0,001	0,27	0,45	0,48
	380	—	0,22	0,41	0,45	0,002	0,27	0,45	0,48
	385	—	0,15	0,32	0,37	0,001	0,18	0,29	0,37
	390	—	0,07	0,19	0,24	—	0,08	0,20	0,25

Основные спектроскопические параметры были взяты из [11]. Вычисления были выполнены для генерации на частоте 420 нм при длинах волн излучения накачки 360, 370, 380, 385 и 390 нм. Полуширина линии генерации $\Delta\lambda_g$ принималась равной 1 нм, расстояние d — одному сантиметру, длительность накачки t_0 была равна 5 нс, форма импульса накачки аппроксимировалась функцией $I_p = I_{p0} \exp(-\alpha t^2)$.

Для оценки влияния синглет-синглетного поглощения энергии накачки на эффективность генерации были произведены также расчеты для случая $\sigma_{3n}^p = 0$.

Анализ полученных данных показывает, что эффективность накачки существенно зависит как от способа возбуждения, так и от спектра $\sigma_{3n}^p(\lambda)$. Результаты машинного решения для поперечного варианта возбуждения достаточно хорошо согласуются с результатами приближения, использованного в [4]. Как и для квазистационарной генерации, максимальный кпд в большинстве случаев достигается при накачке не в максимуме полосы поглощения, а в более длинноволновой области (вблизи 380 нм), причем характер кривых не зависит от наличия наведенного в системе возбужденных состояний поглощения, особенно при довольно больших интенсивностях накачки, концентрациях раствора и в высокодобротных резонаторах. В данном приближении наблюдаемая зависимость в первую очередь объясняется стоксовыми потерями и эффективностью поглощения излучения на частоте накачки молекулами в основном состоянии. Влияние же наведенного поглощения с уровня S_1 приводит к уменьшению кпд только на несколько процентов.

Наиболее же близкое к экспериментальным результатам поведение рассчитанных зависимостей наблюдается в случае продольного возбуждения,

причем для малых концентраций и интенсивностей накачки. Как видно из сравнения данных табл. 2а и 2б, действие наведенного поглощения на частоте накачки приводит к значительному уменьшению эффективности генерации. Причем максимальный КПД для реального набора спектроскопических параметров неизменно достигается при накачке в длинноволновой области.

Таким образом, анализ зависимости КПД генерации от длины волны накачки при импульсном поперечном возбуждении показал, что ее поведение при достаточно высоких интенсивностях накачки, концентрациях растворов и добротностях резонаторов носит универсальный характер и практически не зависит от формы спектров S-S и T-T поглощения излучения накачки. Наиболее близкими к экспериментальным результатам оказались рассчитанные данные для случая продольной накачки. В последнем случае, напротив, наблюдается очевидная связь поведения искомой зависимости от спектрального хода коэффициентов $\sigma_{3n}^p(\lambda)$.

1. Грузинский В.В., Кухто А.В., Хон Бен И // ЖПС. 1993. Т.58. В.1-2. С.162.
2. Они же // Вестн. Белорус. ун-та. Сер.1. 1993. №1.
3. Грузинский В.В., Галькин В.В., Кухто А.В. // ЖПС. 1997. Т.64. В.6. С.1.
4. Они же // Вестн. Белорус. ун-та. Сер.1. 1998. №2.
5. Ицхоки И.Я., Серегин С.Л., Чередниченко О.Б. // ЖПС. 1983. Т.39. В.3. С.390.
6. Ganiel U., Hardy A., Neumann G., Traves D. // IEEE J. Quantum Electron. 1975. V.QE11. P.881.
7. Ganiel U., Hardy A., Traves D. // IEEE J. Quantum Electron. 1976. V.QE12. P.704.
8. Sorokin P.P., Lankard J.R., Hammont E.C., Moruzzi V.L. // IBM J. Res. Develop. 1967. V.11. P.130.
9. Atkinson J.B., Pace F.P. // IEEE J. Quantum Electron. 1973. V.QE-1. P.569.
10. Арушанян О.Б., Залеткин С.В. Численное решение обыкновенных дифференциальных уравнений на Фортране. М., 1990.
11. Marowsky C., Schomburg H. // J. of Photochem. 1980. V.14. P.1.

Поступила в редакцию 10.11.97.

УДК 535.2

В.Г.ВЕРЕЩАГИН, Р.А.ДЫНИЧ, Н.Л.ЧЕРКАС, И.С.ЩУКИНА

СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРОПУСКАНИЕ ПОРИСТЫХ ПЛЕНОК

The light spectral transmission of porous layer is investigated experimentally and theoretically. Aluminium oxide layer with cylindrical pores was produced by the electrochemical anodization. The layer transmission was measured in visible and close infrared range. The concept of effective refractive index is used for theoretical description of layer transmission.

Пористые пленки оксида алюминия, получаемые методом электрохимического анодирования алюминиевых слоев, традиционно используются как антикоррозионные, упрочняющие, декоративные покрытия. Широкое применение находят они и в микроэлектронике, что связано с перспективностью использования пористых оксидов в многоуровневых системах межсоединений, нелинейных и активных тонкопленочных элементах, различных датчиках, при создании алюминиевых подложек для больших гибридных интегральных микросхем. В последнее время регулярная сотовая структура пористых пленок,