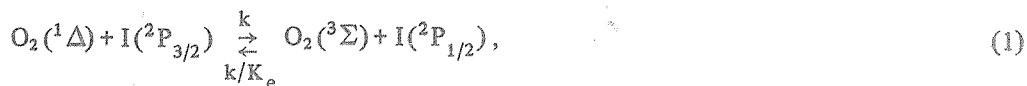


ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСА СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ  $O_2^* - I$  ЛАЗЕРА

М.В. Загидуллин, А.П. Заикин, В.Н. Игошин

Аналитически рассчитана длительность импульса генерации  $O_2^* - I$  лазера. Для лазера низкого давления ( $\approx 1$  торр) длительность импульса существенно зависит от модовой структуры излучения и состава активной среды. При более высоких давлениях ( $\geq 5$  торр) она практически не зависит от состава среды и характера насыщения линии усиления.

Энергосодержащим компонентом в  $O_2^* - I$  лазере является синглетный кислород  $O_2(^1\Delta)$ , который нарабатывается за пределами резонатора лазера. Преобразование энергии, запасенной в  $O_2(^1\Delta)$ , в энергию излучения  $O_2^* - I$  лазера происходит в две стадии. На первой энергия с  $O_2(^1\Delta)$  передается на атомарный йод /1/:



который в активную зону резонатора может подаваться одновременно с кислородом (в случае непрерывного лазера /2/), или непосредственно нарабатываться в зоне резонатора (в случае импульсного лазера /3/).

После образования инверсии на переходе  $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$  запасенная энергия преобразуется в энергию излучения:



где  $h\nu = 1,51 \cdot 10^{-19}$  Дж. Таким образом, в общем случае время преобразования запасенной энергии в излучение определяется скоростями обмена (1), наработки атомов йода, радиационного процесса (2). Скорость радиационного сброса энергии зависит от эффектов насыщения линии перехода  $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ , которые определяются механизмом уширения линии усиления, процессами кросс-релаксации и модовой структурой излучения лазера /4/.

В настоящей работе аналитически рассчитаны длительности импульса генерации  $O_2^* - I$  лазера для различных режимов насыщения рабочего перехода. Исследовано влияние вероятностей поступательной релаксации атомов йода и перемешивания состояний сверхтонкой структуры на длительность импульса генерации.

Рассмотрение ведется в рамках предположений о мгновенной наработке атомов йода в зоне резонатора и об отсутствии тушащих процессов. Эти предположения вполне допустимы для реальных условий эксперимента, когда вероятность обмена (1) существенно превосходит вероятности тушащих процессов и длительность наработки атомов йода меньше длительности импульса генерации лазера.

Коэффициент усиления активной среды  $O_2^* - I$  лазера низкого давления для центра линии перехода  $^2P_{1/2} (F=3) \rightarrow ^2P_{3/2} (F=4)$  определяется формулой

$$G = (7/12) \sigma_D n_I [(K_e + 0,5) \eta - 0,5] / [(K_e - 1) \eta + 1], \quad (3)$$

где  $\sigma_D = 2,23 \cdot 10^{-16} / \sqrt{T}$  см<sup>2</sup> — сечение индуцированного перехода по доплеровской ширине;  $K_e = (3/4) \exp(400/T)$  — константа равновесия реакции обмена (1);  $T$  — температура в кельвинах,  $\eta$  — доля  $O_2(^1\Delta)$  по отношению к полному содержанию кислорода;  $n_I$  — полная концентрация атомов йода. Работа лазера возможна до тех пор, пока усиление  $G$  превышает порог резонатора  $G_t$ . Следовательно, при начальной доле  $\eta_0$  предельно извлекаемая в излучение удельная энергия

$$E = h\nu N(\eta_0 - \eta_t) = h\nu N \left( \eta_0 - \frac{1}{2K_e + 1} \right) \left( 1 - \frac{G_t}{G_0} \right) \left[ 1 - \frac{G_t}{G_0} \frac{\eta_0 - (2K_e + 1)^{-1}}{\eta_0 + (K_e - 1)^{-1}} \right], \quad (4)$$

где  $N$  — полная концентрация кислорода. При  $G_t/G_0 \rightarrow 0$ ,  $E \rightarrow h\nu N[\eta_0 - 1/(2K_e + 1)]$ , т.е. определяется только равновесием реакции (1).

Эффекты насыщения в  $O_2^+$ -I лазере исследованы в /5/. Согласно /5/, внутри резонатора типа Фабри — Перо в приближении одномодовой генерации в центре линии  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  в  $O_2^+$ -I лазере низкого давления развивается интенсивность

$$I = I_s^D [1/2f + G/G_t - (1/4f^2 + G/G_t f + 1)^{1/2}], \quad (5)$$

где  $(I_s^D)^{-1} = (7/12)(\sigma_D B/h\nu)$ ;  $(I_s^L)^{-1} = (7/12)(\sigma_L C/h\nu)$ ,  $B = 1,5/(f_1 + f_2) - 1/(f_1 + f_t) - 0,5/(f_2 + f_t) + (5/7)f_t/(f_{2s} + f_1 + f_t)(f_{2s} + f_1) + (5/6)f_t/(f_{1s} + f_2 + f_t)(f_{1s} + f_2)$ ,  $C = [(1/2)f_{1s} + (4/3)(f_2 + f_t)] / (f_2 + f_t)(f_{1s} + f_2 + f_t) + [f_{2s} + (12/7)(f_1 + f_t)] / (f_1 + f_t)(f_{2s} + f_1 + f_t)$ . Здесь  $f = I_s^L/I_s^D$  — коэффициент кросс-релаксации;  $f_1 = kN(1 - \eta)/K_e$ ;  $f_2 = kN\eta$ ;  $f_t = k_t(N + N_{Ar})$ ;  $f_{1s} = k_{1s}(N + N_{Ar})$ ;  $f_{2s} = k_{2s}N$ ;  $\sigma_L = 2,23 \cdot 10^{-9}/\Delta\nu_L$  см<sup>2</sup>;  $k = 7,6 \cdot 10^{-11}$ ;  $k_t = 7 \cdot 10^{-11}$ ;  $k_{1s} = 4 \cdot 10^{-10}$ ;  $k_{2s} = 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с — соответственно константы скоростей обмена (1), поступательной релаксации атомов йода, перемешивания сверхтонких подуровней  $^2P_{3/2}$ ,  $^2P_{1/2}$ ;  $\Delta\nu_L$  (с<sup>-1</sup>) — столкновительная ширина линии. Для справедливости (5) необходимо выполнение условия слабого насыщения  $\Delta\nu_L(1 + I/I_s^L)^{1/2}/\Delta\nu_D < 1$ , которое реализуется при не очень высоких уровнях превышения  $G_0/G_t < (1 + B/C)(\Delta\nu_D/2\Delta\nu_L)$ .

Рассмотрим некоторые предельные случаи насыщения. При  $f_t \rightarrow \infty$  реализуется однородное насыщение доплеровской линии

$$I = (12h\nu/7\sigma_D)(G_0/G_t - 1)/(B + C). \quad (6)$$

Если также предположить, что  $f_{1s}, f_{2s} \rightarrow \infty$  (случай равновесной заселенности сверхтонких подуровней), получим

$$I = (8h\nu/7\sigma_D)(G_0/G_t - 1)(f_1 + f_2). \quad (7)$$

Возможен еще один предельный режим насыщения, когда в неоднородно уширенную линию усиления  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  попадает большое число продольных мод резонатора и расстояние между модами много меньше однородной ширины, т.е.  $2L/c \ll \Delta\nu_D$ ,  $2L/c \ll \Delta\nu_L$ , где  $L$  — оптическая длина резонатора. Для этого режима насыщения в /6/ вычислена суммарная интенсивность всех мод внутри резонатора для HF лазера. Расчеты по методике /6/, в которой нетрудно учесть конечную вероятность сверхтонкой релаксации, дают следующее значение для полной внутрирезонаторной интенсивности:

$$I = I_s^D(G_0/G_t - e^{-x_f^2}), \quad (8)$$

где  $x_f = 2\sqrt{\ln 2} \Delta\nu_f/\Delta\nu_D$ ;  $\Delta\nu_f$  определяет спектр генерации;  $x_f$  находится из уравнения  $(e \operatorname{erfc} x + 1)e^{x^2} - 2\epsilon x/\sqrt{\pi} = G_0/G_t$ ;  $\epsilon = B/C$ . Для активной среды  $O_2^+$ -I лазера заданного давления, состава, температуры и заданного уровня превышения  $G_0/G_t$  формулы (5) — (8) позволяют вычислить внутрирезонаторную интенсивность для конкретных режимов насыщения.

Характерное время преобразования запасенной энергии в излучение (длительность импульса генерации) можно определить как  $\tau = E/W$ , где  $W = IG_t$  — удельная мощность генерации (предполагается, что значение  $G_t$  определяется только потерями на вывод излучения из резонатора). Из формул (4), (7) следует, что максимально быстрый съем энергии в излучение происходит при  $G_t/G_0 \rightarrow 0$ ;  $f_t, f_{1s}, f_{2s} \rightarrow \infty$ . Тогда  $\tau_{\min} = 3K_e/(2K_e + 1)kn_I$ , т.е. определяется только концентрацией атомарного йода. Например, для  $T = 273$  К  $\tau_{\min} = 1,7 \cdot 10^{10}/n_I$  с, где  $n_I$  измеряется в см<sup>-3</sup>. На рис. 1 приведены расчеты времени съема запасенной энергии в излучение для типичных условий работы импульсного  $O_2^+$ -I лазера /3/. Видно, что при одномодовой генерации конечная вероятность поступательной релаксации атомов йода приводит к существенному увеличению длительности импульса по сравнению с  $\tau_{\min}$ . Конечная вероятность перемешивания сверхтонких подуровней увеличивает длительность импульса примерно на 20%. Причем наибольшее влияние оказывает конечная вероятность перемешивания подуровней состояния  $^2P_{1/2}$ .

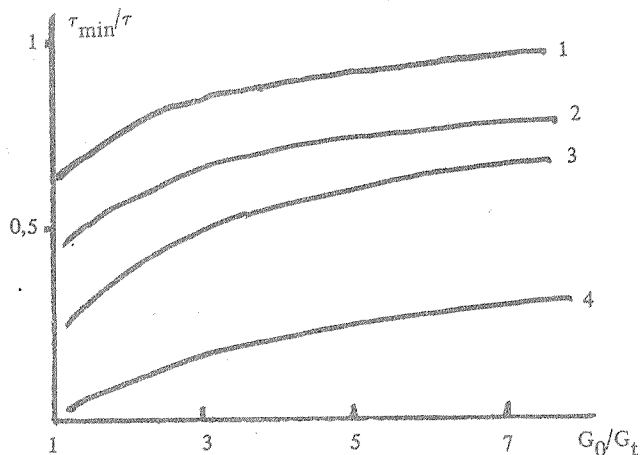
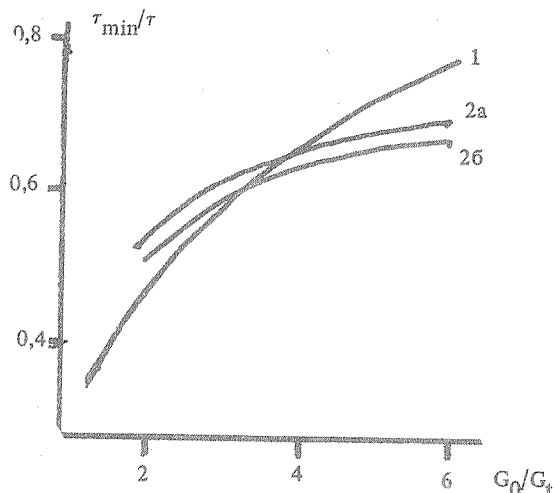


Рис. 2. Зависимость длительности импульса генерации  $O_2^*$ -I лазера от  $G_0/G_t$ : 1 – одномодовый режим генерации,  $P = 5$  торр,  $O_2:Ar = 1:0$ ,  $\Delta\nu_L = 38$  МГц; 2 –  $P = 5$  торр,  $O_2:Ar = 1:4$ ,  $\Delta\nu_L = 28$  МГц, а – многомодовый режим, б – одномодовый режим.

Рис. 1. Зависимость длительности импульса генерации от  $G_0/G_t$  для  $O_2^*$ -I лазера с параметрами  $P = 1$  торр,  $\eta_0 = 0,5$ ,  $O_2:Ar = 1:0$ ,  $T = 273$  К,  $\Delta\nu_L = 7,6$  МГц: 1 –  $f_t, f_{1s}, f_{2s} \rightarrow \infty$ ; 2 –  $f_t \rightarrow \infty, f_{1s} = k_{1s}(N + N_{Ar}), f_{2s} = k_{2s}N$ ; 3 – многомодовый режим генерации,  $f_t = k_t(N + N_{Ar}), f_{1s} = k_{1s}(N + N_{Ar}), f_{2s} = k_{2s}N$ ; 4 – одномодовый режим генерации.



В работе [3], насколько это можно оценить из приведенных в ней условий эксперимента,  $G_t = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ . Следовательно,  $n_I > 5,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{\min} < 0,3$  мс. Измеренное значение длительности импульса при  $P = 1$  торр,  $O_2:Ar = 1:1$  равно  $\tau = 0,8$  мс. Отношение  $\tau_{\min}/\tau < 0,36$ . Поэтому в условиях [3] на длительности импульса существенно сказываются процессы кросс-релаксации и характер насыщения усиления.

Увеличение полного давления смеси или ее разбавление буферным газом нивелирует эффекты поступательной релаксации атомов йода (рис. 2). При разбавлении смеси буферным газом в отношении свыше 1:1 вероятность перемешивания подуровней  $^2P_{3/2}$  практически не сказывается на длительности импульса (эта вероятность увеличивается, так как перемешивание вызывается всеми частицами). Поэтому с ростом степени разбавления смеси определяющую роль в темпе съема запасенной энергии в излучение играют обмен (1) и перемешивание состояний  $^2P_{1/2}$ , которое вызывается только частицами, имеющими электронный момент [7].

Из приведенных расчетов следует, что длительность импульса  $O_2^*$ -I лазера низкого давления ( $\approx 1$  торр) существенно зависит от модовой структуры излучения и процессов кросс-релаксации. При более высоких давлениях ( $\geq 5$  торр) длительность импульса практически не зависит от характера насыщения линии усиления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Derwent R. G., Thrush B. A. Far. Disc. Chem. Soc., 53, 162 (1972).
2. Benard D. J. et al. Appl. Phys. Lett., 34, 40 (1978).
3. Басов Н. Г. и др. Квантовая электроника, 11, 1893 (1984).
4. Mirels H. Applied Optics, 20, 362 (1981).
5. Загидуллин М. В., Игошин В. И., Куприянов Н. Л. Квантовая электроника, 11, 1893 (1984).
6. Valley G. C. IEEE J. QE, QE-17, 1292 (1981).
7. Юков Е. А. Квантовая электроника, 2, 53 (1973).

Поступила в редакцию 10 апреля 1987 г.