

УДК 621.373

МНОГОУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ ЛАЗЕРОВ, ГЕНЕРИРУЮЩИХ (УСИЛИВАЮЩИХ) НА ОБЕРТОНАХ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ

В. И. Игошин, С. Ю. Пичугин

Проведено теоретическое моделирование лазеров на колебательно-вращательных обертоновых переходах двухатомных молекул с учетом ангармонизма и вращательной неравновесности. На основе разработанной модели выполнены численные расчеты характеристик импульсного химического H_2-F_2 -лазера, генерирующего излучение на переходах первого обертона.

В работе [1] нами была разработана многоуровневая модель лазеров на колебательно-вращательных переходах двухатомных молекул, учитывающая ангармонизм и конечность скорости вращательной релаксации. Были получены выражения для удельных мощностей лазерного излучения на переходах основного тона $(v, j-1) \rightarrow (v-1, j)$ в квазистационарном приближении. Всесторонние расчеты характеристик импульсного химического H_2-F_2 -лазера, проведенные с использованием многоуровневой модели [2], дают результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, что говорит о корректности разработанной модели. В связи с этим представляет несомненный интерес разработка аналогичной модели и для обертоновых лазеров, генерирующих (усиливающих) на переходах $(v, j-1) \rightarrow (v-s, j)$, где $s = 2, 3, \dots$. Этому посвящена настоящая работа, где проводится теоретическое моделирование лазеров на обертоновых переходах двухатомных молекул и выполнены численные расчеты характеристик импульсного H_2-F_2 -лазера, генерирующего на первом обертоне.

Рассмотрим лазер на двухатомной молекуле, генерирующий (усиливающий) одновременно на многих колебательно-вращательных переходах первого обертона $(v, j-1) \rightarrow (v-2, j)$ ($v = 2, \dots, R$), где вращательное квантовое число j положим одинаковым во всех полосах. При этом предполагается, что излучение основного тона отсутствует,

например, из-за использования селективных поглотителей или отражательных покрытий. Запишем уравнения для населенностей колебательных уровней лазерной молекулы n_v , где $v = 0, 1, 2 \dots R$:

$$\begin{aligned} \frac{dn_0}{dt} &= \beta_0 W + \frac{\alpha_2 I_2}{\hbar \omega_2} + A_0, \\ \frac{dn_1}{dt} &= \beta_1 W + \frac{\alpha_3 I_3}{\hbar \omega_3} + A_1, \\ \frac{dn_2}{dt} &= \beta_2 W - \frac{\alpha_2 I_2}{\hbar \omega_2} + \frac{\alpha_4 I_4}{\hbar \omega_4} + A_2, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{dn_R}{dt} &= \beta_R W - \frac{\alpha_R I_R}{\hbar \omega_R} + A_R. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\beta_v W$ – скорость возбуждения (обеднения) v -го уровня, α_v и I_v – коэффициент усиления и интенсивность лазерного излучения на переходе $(v, j-1) \rightarrow (v-2, j)$, ω_v – соответствующая частота излучения, A_v – скорость изменения населенности v -го уровня вследствие колебательно-поступательного и колебательно-колебательного обмена.

Запишем теперь уравнения для населенностей n_v^j вращательных подуровней лазерной молекулы, между которыми происходят радиационные переходы. Полагаем, что между подуровнями с номерами j и $j-1$, которые являются соответственно нижними и верхними уровнями для лазерных переходов с интенсивностью излучения I_{v+2} и I_v ($v = 2, \dots$) происходят быстрые одноквантовые переходы $(v, j) \rightarrow (v, j-1)$ с константой скорости $Q_{j,j-1}$ [1]. Остальные процессы вращательной релаксации учитываем в рамках модели вращательного резервуара [3]. Учитывая, что населенности колебательных уровней лазерной молекулы намного превосходят населенности рассматриваемых вращательных подуровней, запишем

$$\begin{aligned} \frac{dn_0^j}{dt} &= \frac{\alpha_2 I_2}{\hbar \omega_2} + \frac{n_0}{M_j \tau} - \frac{n_0^j}{\tau}, \\ \frac{dn_1^{j-1}}{dt} &= \frac{n_1}{M_{j-1} \tau} - \frac{n_1^{j-1}}{\tau} + Q_{j,j-1} n_1^j, \\ \frac{dn_1^j}{dt} &= \frac{\alpha_3 I_3}{\hbar \omega_3} + \frac{n_1}{M_j \tau} - \frac{n_1^j}{\tau} - Q_{j,j-1} n_1^j, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{dn_R^{j-1}}{dt} &= -\frac{\alpha_R I_R}{\hbar \omega_R} + \frac{n_R}{M_{j-1} \tau} - \frac{n_R^{j-1}}{\tau}. \end{aligned}$$

Здесь $M_{j-1}\tau$, $M_j\tau$, τ – характерные времена вращательной релаксации в модели вращательного резервуара [3] для данного j (полагаем τ одинаковым для всех колебательных уровней). Мы считаем, что переходы $j \rightarrow j-1$ на колебательных уровнях $v = 2, \dots, R-2$ происходят настолько быстро, что можно положить $Q_{j,j-1}n_v^j = \alpha_{v+2}I_{v+2}/\hbar\omega_{v+2}$ (см. [1]). В этом случае имеем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1^{j-1}}{dt} &= \frac{\alpha_3 I_3}{\hbar\omega_3} + \frac{n_1}{M_{j-1}\tau} - \frac{n_1^{j-1}}{\tau}, \\ \frac{dn_1^j}{dt} &= \frac{n_1}{M_j\tau} - \frac{n_1^j}{\tau}, \\ \frac{dn_2^{j-1}}{dt} &= -\frac{\alpha_2 I_2}{\hbar\omega_2} + \frac{\alpha_4 I_4}{\hbar\omega_4} + \frac{n_2}{M_{j-1}\tau} - \frac{n_2^{j-1}}{\tau}, \\ \frac{dn_2^j}{dt} &= \frac{n_2}{M_j\tau} - \frac{n_2^j}{\tau}, \end{aligned} \tag{2}$$

В квазистационарном приближении $d\Delta_v/dt = 0$, где $\Delta_v = [n_v^{j-1} - (2j-1)/(2j+1)n_v^j]$ – плотность инверсии на переходе $(v, j-1) \rightarrow (v-2, j)$. При этом, используя уравнения (2), находим выражения для удельных мощностей $P_v = \alpha_v I_v$ лазерного излучения на переходах $(v, j-1) \rightarrow (v-2, j)$:

$$\begin{aligned} \alpha_R I_R &= \hbar\omega_R \left(\frac{n_R}{M_{j-1}\tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_{R-2}}{M_j\tau} - \frac{\Delta_R}{\tau} \right), \\ \alpha_{R-1} I_{R-1} &= \hbar\omega_{R-1} \left(\frac{n_{R-1}}{M_{j-1}\tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_{R-3}}{M_j\tau} - \frac{\Delta_{R-1}}{\tau} \right), \\ \alpha_{R-2} I_{R-2} &= \frac{\omega_{R-2}}{\omega_R} \alpha_R I_R + \hbar\omega_{R-2} \left(\frac{n_{R-2}}{M_{j-1}\tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_{R-4}}{M_j\tau} - \frac{\Delta_{R-2}}{\tau} \right), \\ \dots & \\ \alpha_3 I_3 &= \frac{2j+1}{4j} \frac{\omega_3}{\omega_5} \alpha_5 I_5 + \hbar\omega_3 \frac{2j+1}{4j} \left(\frac{n_3}{M_{j-1}\tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_1}{M_j\tau} - \frac{\Delta_3}{\tau} \right), \\ \alpha_2 I_2 &= \frac{2j+1}{4j} \frac{\omega_2}{\omega_4} \alpha_4 I_4 + \hbar\omega_2 \frac{2j+1}{4j} \left(\frac{n_2}{M_{j-1}\tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_0}{M_j\tau} - \frac{\Delta_2}{\tau} \right). \end{aligned} \tag{3}$$

В случае генератора $\Delta_v = g/\sigma_v$ – пороговая плотность инверсии для соответствующего перехода, где g – пороговое усиление резонатора для излучения на первом оберitone, σ_v

– сечение индуцированного излучения на переходе $(v, j-1) \rightarrow (v-2, j)$. В случае усилителя $\Delta_v = \alpha_v/\sigma_v$ и из (3) легко можно найти выражения для коэффициентов усиления α_v на обертоновых переходах в квазистационарном приближении.

Подобным же образом можно найти выражения для удельных мощностей лазерного излучения на обертонах более высокого порядка. Например, в случае генерации (усиления) на переходах $(v, j-1) \rightarrow (v-3, j)$, где $v = 3, \dots, R$, получаем

$$\alpha_R I_R = \hbar \omega_R \left(\frac{n_R}{M_{j-1} \tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_{R-3}}{M_j \tau} - \frac{\Delta_R}{\tau} \right),$$

.....

$$\alpha_3 I_3 = \frac{2j+1}{4j} \frac{\omega_3}{\omega_6} \alpha_6 I_6 + \hbar \omega_3 \frac{2j+1}{4j} \left(\frac{n_3}{M_{j-1} \tau} - \frac{2j-1}{2j+1} \frac{n_0}{M_j \tau} - \frac{\Delta_3}{\tau} \right).$$

Здесь α_v , I_v и ω_v – соответственно коэффициент усиления, интенсивность и частота излучения на переходе $(v, j-1) \rightarrow (v-3, j)$.

Нами были проведены численные расчеты характеристик импульсного химического H_2-F_2 -лазера, генерирующего на переходах $(v, j-1) \rightarrow (v-2, j)$, где $v = 2, \dots, 6$. Расчеты выполнены для смеси с исходным составом $H_2:F_2:O_2:He=67:200:20:475$ мм рт.ст. при уровне инициирования, задаваемом значениями начальной концентрации свободных атомов N_a . Учитываемые в расчетах процессы в смеси $H_2 - F_2 - O_2 - He$ и используемые соответствующие константы скоростей приведены в [2]. Проводилось совместное численное решение уравнений (1) для населенностей n_v колебательных уровней молекулы HF ($v = 0, 1, \dots, 7$) с учетом (3), уравнений химической кинетики в среде H_2-F_2 -лазера, уравнения для среднего запаса колебательных квантов H_2 и уравнений для температуры газовой среды. Сечения индуцированного излучения для переходов $(v, j-1) \rightarrow (v-2, j)$ молекулы HF вычислялись на основе данных [4]. Характерное время вращательной релаксации τ полагалось в расчетах равным $\tau = (\pi \Delta \nu_L)^{-1}$, где $\Delta \nu_L$ – однородная полуширина линии HF [1]. Для числа j бралось оптимальное значение $j = 7$. Удельный лазерный энергосъем ϵ_v , отвечающий переходу $(v, 6) \rightarrow (v-2, 7)$, определялся выражением $\epsilon_v = \int P_v(t) dt$.

Т а б л и ц а 1

Рассчитанные характеристики оберточного импульсного H_2-F_2 -лазера

$N_a, \text{ см}^{-3}$	$g, \text{ см}^{-1}$	η	$\epsilon_L, \text{ Дж/л}$	$\epsilon_2; \epsilon_3; \epsilon_4; \epsilon_5; \epsilon_6, \text{ Дж/л}$
10^{16}	10^{-3}	0,23	13	7; 2,6; 1,5; 0,9; 0,8
	10^{-2}	—	—	—
10^{17}	10^{-3}	0,48	86	56; 14; 9; 4; 3
	10^{-2}	0,42	72	48; 12; 7; 3; 2
10^{18}	10^{-3}	0,65	165	119; 27; 9; 6; 4
	10^{-2}	0,61	153	111; 26; 7; 5; 4

Примечание. Смесь $H_2:F_2:O_2:He=67:200:20:475$ мм рт.ст., $\epsilon_L = \epsilon_2 + \epsilon_3 + \epsilon_4 + \epsilon_5 + \epsilon_6$, η — отношение расчетного энергосъема ϵ_L на оберitone к суммарному лазерному энергосъему на переходах основного тона, вычисленному при тех же условиях.

Результаты расчетов характеристик оберточного импульсного H_2-F_2 -лазера при различных уровнях инициирования и значениях порогового усиления резонатора, представлены в табл. 1. Как видно из табл. 1, отношение энергии генерируемого излучения на переходах первого обертона HF к энергии излучения на основной гармонике увеличивается с ростом уровня инициирования, достигая $\simeq 65\%$ при $N_a \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этом для средних значений $N_a \simeq 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ расчетный энергосъем на оберitone достигает соответственно $\simeq 15 - 90 \text{ Дж/л}$, что составляет $\simeq 20 - 50\%$ от удельного энергосъема H_2-F_2 -лазера на основном тоне, вычисленного при тех же условиях. Заметим, что данные результаты согласуются с результатами аналитических исследований, проведенных ранее в [5].

Таким образом, в настоящей работе разработана многоуровневая модель лазеров на оберточных переходах двухатомных молекул с учетом конечности скорости вращательной релаксации и ангармонизма. Эта модель позволяет легко находить энергетические и спектральные характеристики многополосных газовых лазеров на обертонах (например, химического лазера, генерирующего на первом оберitone HF).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] И г о ш и н В. И., П и ч у г и н С. Ю. Квантовая электроника, **19**, 372 (1992).

- [2] Игошин В. И., Пичугин С. Ю. Квантовая электроника, **21**, 417 (1994).
- [3] Игошин В. И., Ораевский А. Н., Курдоглян М. С. Квантовая электроника, **8**, 941 (1981).
- [4] Herbelin J. M., Emanuel G. J. Chem. Phys., **60**, 689 (1974).
- [5] Басов Н. Г., Башкин А. С., Игошин В. И., Ораевский А. Н. Квантовая электроника, **3**, 1967 (1976).

Поступила в редакцию 26 ноября 1996 г.