

## ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ И ПРЕДЕЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{CO}_2$ - ЛАЗЕРОВ

Н. В. Карлов, Ю. Б. Кодев

Молекулярные лазеры на смеси  $\text{CO}_2$  -  $\text{N}_2$  - He являются в настоящее время наиболее мощными в непрерывном режиме. В связи с этим весьма актуальной является оценка их предельных энергетических характеристик. Для осуществления оценки необходимо знать величину показателей усиления и распределенных потерь, а также интенсивность насыщения активной среды<sup>1</sup>. Все эти величины могут быть измерены. Однако различные авторы в сравнительно близких условиях получили значения интенсивности насыщения в интервале  $22 + 100 \text{ вт/см}^2$ <sup>2-3</sup>. В недавно опубликованных результатах исследования лазера с поперечным потоком рабочей смеси<sup>4</sup>, обладающего лучшими в настоящее время энергетическими характеристиками (1 квт/м), эта величина составляет  $250 \text{ вт/см}^2$ . Такой большой диапазон экспериментально полученных значений указывает на большое влияние особенностей эффекта насыщения в молекулярных лазерах на интенсивность насыщения. Возникает вопрос, какое влияние эти особенности оказывают на предельные энергетические характеристики  $\text{CO}_2$ -лазеров.

Основными особенностями эффекта насыщения в  $\text{CO}_2$ -лазерах являются многоуровневый характер системы и диффузия и конвекция возбужденных молекул.

С помощью уравнений баланса для населенностей можно показать, что степень нарушения больцмановс-

кого распределения населенностей вращательных уровней является независимо от интенсивности излучения величиной того же порядка, что и отношение вероятностей колебательной и вращательной релаксации. В молекулярных лазерах это отношение весьма мало, и можно в первом приближении считать, что распределение населенностей вращательных уровней не отличается от бoльцмановского. В результате получается следующее выражение для интенсивности насыщения:

$$I_n = \frac{h\nu}{\sigma\rho_J} W_3 \quad (1)$$

где  $\sigma$  - эффективное сечение резонансного поглощения,  $\rho_J$  - вероятность заселения рабочего вращательного уровня при бoльцмановском распределении,  $W_3$  ( $\text{сек}^{-1}$ ) - вероятность релаксации верхнего лазерного уровня. При этом учтено, что обычно в рабочей смеси время релаксации деформационного и симметричного колебаний  $\text{CO}_2$  значительно меньше, чем антисимметричного.

Выражение (1) показывает, что большая скорость вращательной релаксации в  $\rho_J^{-1}$  раз увеличивает интенсивность насыщения по сравнению со случаем двухуровневой системы. Для  $J = 20$  при  $T = 400^\circ\text{K}$  это увеличение составляет  $\rho_J^{-1} \approx 15$  раз.

Чтобы выяснить, как влияет движение молекул поперек луча на насыщение усиления, в уравнения для населенностей уровней необходимо добавить конвекционные и диффузионные члены. Вследствие малости времени жизни симметричного и деформационного колебаний можно пренебречь изменением населенности нижнего лазерного уровня под действием излучения, а также соответствующими диффузионными и конвекционными членами. Так как скорость обмена возбуждением между азотом и  $\text{CO}_2$  значительно превышает скорость релаксации антисимметричного колебания, можно рассматривать совместную диффузию и конвекцию возбужденного азота и  $\text{CO}_2$ . В результате в стационарном случае получается следующее уравнение для инверсии  $n$ :

$$L_k \frac{\partial n}{\partial x} - I_0^2 \Delta n = n_m - \left(1 + \frac{I}{I_H}\right)n, \quad (2)$$

где  $n_m$  - инверсия в случае, когда излучения нет,  $I_H$  -

- интенсивность насыщения (1),  $L_k = \frac{v}{w_3} \left(1 + \frac{P_a}{P_{CO_2}}\right)$ ,

$$L_g = \sqrt{\left(D_{CO_2} + \frac{P_a}{P_{CO_2}} D_a\right) w_3^{-1}} - \text{соответственно длина сов-}$$

местной конвекции и диффузии возбужденных молекул азота и  $CO_2$ ,  $v$  - скорость потока поперек луча,  $P_a$  и  $P_{CO_2}$  - парциальные давления азота и  $CO_2$ ,  $D_{CO_2} + D_a P_a / P_{CO_2}$  - коэффициент совместной диффузии возбужденного азота и  $CO_2$ .

Рассмотрим сначала случай  $L_k \gg L_g$ , когда диффузией можно пренебречь. Тогда уравнение (2) может быть решено при произвольной зависимости  $n_m$ ,  $w_3$  и  $I$  от поперечной координаты. Предполагая гауссовское распределение интенсивности,  $I(x) = I_0 \exp(-x^2/a^2)$ , и считая, что в пределах ширины луча вероятность  $w_3$  и максимальная инверсия  $n_m$  не зависят от поперечной координаты, получаем

$$n(x) = \frac{n_m}{L_k} \int_{-\infty}^x dx_1 \exp \left\{ -\frac{1}{L_k} \left[ x - x_1 + \frac{I_0}{I_H} \int_{x_1}^x dx_2 \exp(-x_2^2/a^2) \right] \right\}. \quad (3)$$

Когда длина волны конвекции сильно превышает ширину луча ( $L_k \gg a$ ), формула (3) для интенсивностей

$I_0 \ll \frac{L_k}{a} I_H$  дает

$$n(x) = n_m \left[ 1 - \frac{I_0}{I_H} \frac{a}{L_k} \exp(-x/L_k) \int_{-x/a}^{\infty} dt \exp(-t^2) \right]. \quad (4)$$

Это выражение показывает, что в данном случае насыщение усиления зависит от формы луча и становится заметным только при интенсивности  $I_{нк} = I_n L_k/a \gg I_n$ , т.е. конвекция увеличивает интенсивность насыщения. При большой интенсивности  $I(x) \gg I_{нк}$  в той области, где выполняется это условие, формула (3) переходит в

$$n(x) = \frac{n_m}{1 + I(x)/I_n}, \quad (5)$$

как и в отсутствие конвекции. Такое же приближенное выражение (5) получается из (3) при условии  $L_k \ll a$  для любой интенсивности излучения. В этих случаях конвекций можно пренебречь.

В диффузионном случае ( $L_d \gg L_k$ ) уравнение (2) удастся решить лишь для луча прямоугольной формы радиуса  $a$ . Результаты получаются аналогичные. Когда  $L_d \gg a$ , насыщение становится заметным лишь при интенсивности  $I_{нд} = I_n (L_d/a)^2 \gg I_n$ , а в случаях большой интенсивности ( $I \gg I_{нд}$ ) или малой длины диффузии ( $L_d \ll a$ ) диффузией можно пренебречь. Из сказанного выше ясно, что конвекция или диффузия могут затруднять начальную фазу эффекта насыщения, но при большой интенсивности устанавливается инверсия (5). Предельная интенсивность излучения  $CO_2$ -лазеров определяется интенсивностью насыщения неподвижных молекул (1).

Произведем теперь численные оценки. Величина  $\sigma$  может быть определена по радиационному времени жизни  $\tau^6$  и ширине линии рабочего перехода  $\Delta\nu_A^6$  с помощью формулы  $\sigma = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{\tau \Delta\nu_A}$ . Для оценок используем  $\rho_2 = 6,5 \cdot 10^{-2}$  при  $T = 400^\circ K$ . Вероятность  $w_3$  в рабочих условиях при полном давлении  $p \approx 10$  тор составляет  $3 + 5 \cdot 10^3$  сек $^{-1}$ . Тогда формула (1) дает  $I_n = 20 + 30$  вт/см $^2$ , что хорошо согласуется с величиной  $I_n = 22 \pm \pm 2$  вт/см $^2$ , измеренной в условиях, когда диффузия несущественна.

При исследовании лазера с поперечным потоком газа<sup>4</sup> было получено, что при скорости газа  $u = 35$  м/сек длина конвекции составляла 7 см в газовой смеси 2 тор  $\text{CO}_2$  + 11 тор  $\text{N}_2$  + 5 тор He. Отсюда легко определить  $W_3 = 3,25 \cdot 10^3$  сек<sup>-1</sup> и найти  $I_n = 23$  Вт/см<sup>2</sup>. Оценка интенсивности насыщения в этой работе была выполнена по мощности генерации с помощью луча диаметром  $2a = 2,5$  см. В этих условиях величина интенсивности насыщения определялась влиянием конвекции и составляла  $I_{нк} = 250$  Вт/см<sup>2</sup>. Вычисленная величина  $I_{нк} = 130$  Вт/см<sup>2</sup> соответствует экспериментальной по порядку величины.

Приведенные выше значения  $I_n$  позволяют оценить предельную интенсивность излучения  $\text{CO}_2$  - лазеров. Она составляет при величине показателей усиления и распределенных потерь  $\alpha = 0,5 - 1$  м<sup>-1</sup> и  $\beta = 5 \cdot 10^{-3}$  м<sup>-1</sup>

$$I_{\text{прег}} = \frac{\alpha}{\beta} I_n = 2 \div 6 \text{ кВт/см}^2.$$

Поступила в редакцию  
11 апреля 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Прохоров А. М., Оптика и спектроскопия, 14, 73 (1963).
2. Hotz D. F., Austin J. W. Appl. Phys. Lett., 11, 60 (1967). erratum, Appl. Phys. Lett., 11, 141 (1967).
3. Kogelnik H., Bridges T. J., IEEE J. Quant. Electr., QE-3, N2, 95 (1967).
4. Tiffany W. B., Targ R., Foster J. D., Appl. Phys. Lett., 15, 91 (1969).  
Targ R., Tiffany W. B., Appl. Phys. Lett., 15, 302 (1969).
5. Gerry E. T., Leonard D. A., Appl. Phys. Lett., 8, 227 (1966).
6. Bridges T. J., Haus H. A., Hoff P. W. IEEE J. Quant. Electr., QE-4, N11, 777 (1968).