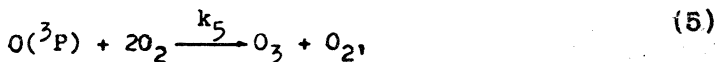
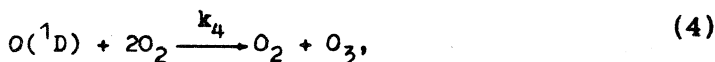
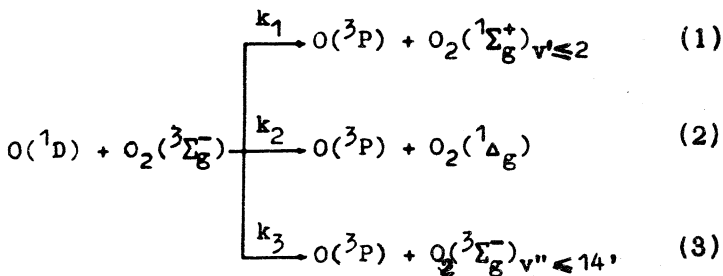
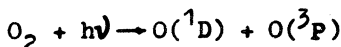


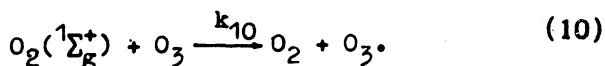
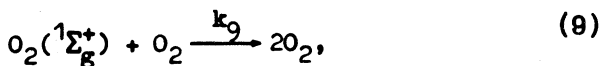
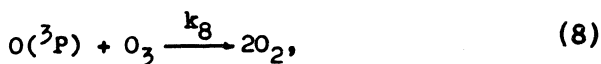
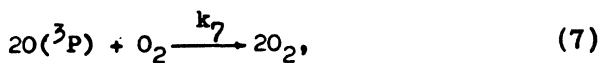
ВОЗНИКНОВЕНИЕ ИНВЕРСИИ В СИСТЕМЕ  
УРОВНЕЙ  ${}^1\Sigma_g^+ - {}^3\Sigma_g^-$  И  ${}^1\Sigma_g^+ - {}^1\Delta_g$  МОЛЕКУЛЫ  $O_2$

В. С. Зуев, Л. Д. Михеев

Ниже сообщается о возможности получения инверсной заселенности в системе уровней кислорода  ${}^1\Sigma_g^+ - {}^3\Sigma_g^-$  и  ${}^1\Sigma_g^+ - {}^1\Delta_g$  при фотодиссоциации  $O_2$  в области 1750 - 1300 Å (континуум Шумана-Рунге) и вычисляется получающийся при этом коэффициент усиления.

Поглощение света в указанной области сопровождается цепью реакций





Константы скоростей реакций имеют следующие значения:

$$k_0 \equiv k_1 + k_2 + k_3 = 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}, \quad /1/$$

$$k_2/k_0 < 1/30, \quad /2/$$

$$0,8 \geq k_3/k_0 \geq 0,2, \quad /3/$$

$$k_4 = 2,0 \cdot 10^{-34} \text{ см}^6 \text{ молек}^{-1} \text{ сек}^{-1}, \quad /4/$$

$$k_5 = 6 \cdot 10^{-34} \text{ см}^6 \text{ молек}^{-1} \text{ сек}^{-1}, \quad /5/$$

$$k_6 = 2,9 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}, \quad /4/$$

$$k_7 = 2,8 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6 \text{ молек}^{-1} \text{ сек}^{-1}, \quad /4/$$

$$k_8 = 8,95 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}, \quad /4/$$

$$k_9 = 1,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}, \quad /6/$$

$$k_{10} = 1 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}. \quad /2/$$

Максимальное сечение поглощения в указанной области при  $\lambda = 1420 \text{ \AA}$  составляет  $1,4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ .

Анализ приведенных констант показывает, что для концентраций исходных частиц  $N_0 \ll 10^{23} \text{ см}^{-3}$  всегда можно указать время  $\tau$ , в течение которого влияние процессов (4) - (10) пренебрежимо мало. Поэтому для простоты ограничимся временами  $t < \tau$ .

Рассмотрим следующую задачу. Пусть на полупространство  $X \geq 0$ , заполненное кислородом с концентрацией  $N_0$ , слева падает коллимированный световой поток со спектральной плотностью  $I_\lambda$  от источника накачки, включенного мгновенно в момент  $t = 0$ .

В результате разложения вещества в среде появится волна просветления, распространяющаяся от границы раздела  $X = 0$  вдоль оси  $X$  со скоростью  $v$ .

Взаимодействие света с веществом для  $t < \tau$  описывается уравнениями

$$\begin{cases} \frac{\partial I}{\partial x} = -\sigma I N, \\ \frac{\partial N}{\partial t} = -\sigma I N - k_0 n^* N, \\ \frac{\partial n^*}{\partial t} = \sigma I N - k_0 n^* N, \\ \frac{\partial N^*}{\partial t} = k_1 n^* N, \end{cases}$$

с граничными условиями  $I(x=0, t) = I_0$ ;  $N(x, t=0) = N_0$ . Здесь  $I(x, t) = I_\lambda \cdot \Delta \lambda$  - поток в полосе поглощения  $O_2$ ,  $N(x, t)$ ,  $N^*(x, t)$ ,  $n^*(x, t)$  - концентрации соответственно  $O_2(^3\Sigma_g^-)$ ,  $O_2(^1\Sigma_g^+)$  и  $O(^1D)$ . При  $k_0 N \gg \sigma I$ , когда скорость тушения  $O(^1D)$  значительно превышает скорость изменения накачки, можно считать, что концентрация атомов  $O(^1D)$  квазистатически следует за последней. Поэтому  $\partial n^* / \partial t = 0$ , и в любой момент времени  $n^* = \sigma I / k_0$ .

В этом случае первые два уравнения имеют вид

$$\begin{cases} \frac{\partial I}{\partial x} = -\delta I N, \\ \frac{\partial N}{\partial t} = -2\delta I N. \end{cases}$$

Эти уравнения непосредственно интегрируются, и решение для  $N(x, t)$  при  $t > 1/\delta I_0$  имеет вид:

$$N = N_0 \left[ 1 + \exp[\delta N_0 (vt - x)] \right]^{-1},$$

где  $v = 2I_0/N_0$  - скорость волны просветления. Тогда для  $N^*$  имеем

$$N^* = \frac{1}{2} \frac{k_1}{k_0} (N_0 - N) = \frac{1}{2} \frac{k_1}{k_0} N_0 \left[ 1 + \exp[-\delta N_0 (vt - x)] \right]^{-1}.$$

Для определенности возьмем исходную концентрацию  $N_0 = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (0,1 атм) и поток в полосу поглощения  $O_2$   $I_0 = 7,4 \cdot 10^{23}$  фотон/см<sup>2</sup> сек, что соответствует яркостной температуре 30 тыс.град. и ширине полосы поглощения  $\Delta\lambda = 450 \text{ \AA}$ . В настоящее время не существует принципиальных трудностей для создания подобного источника света с размерами  $\sim 1 \text{ м}$  /7/.

При указанных значениях  $N_0$  и  $I_0$  характерное время  $\tau \gg 1/\delta I_0$ . Для  $1/\delta I_0 < t \leq \tau$  за фронтом волны просветления (т.е. при  $vt - x > 1/\delta N_0$ ) имеем  $N^* \gg 2,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Скорость волны просветления при этом оказывается равной 5,5 км/сек.

Исходя из полученного значения  $N^*$ , оценим получающийся при этом коэффициент усиления среды для переходов  $^1\Sigma_g^+ - ^3\Sigma_g^-$  и  $^1\Sigma_g^+ - ^1\Delta_g$ . Для простоты пренебрежем тем фактом, что в результате реакции (3) происходит заселение основного состояния. Действительно, несмотря на то, что скорости заселения указанных состояний различаются незначительно, в состоянии  $^3\Sigma_g^-$  молекулы  $O_2$  оказываются распределенными по колебательным уровням до  $v'' = 14$  включительно /1/.

В состоянии  ${}^1\Sigma_g^+$  максимум функции распределения по вращательным уровням при  $T = 300^\circ\text{K}$  соответствует  $J = 8$ , и число частиц на этом уровне составляет  $N_{J=8}^* = 0,14N^* \geq 3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Для вероятности перехода  ${}^1\Sigma_g^+ - {}^3\Sigma_g^-$  ( $\lambda = 0,76 \text{ мк}$ )  $A = 0,085 \text{ сек}^{-1} / 8/$  и доплеровской ширины линии  $0,02 \text{ \AA}$  коэффициент усиления  $k_{yc} \geq 4,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$

Вероятность перехода  ${}^1\Sigma_g^+ - {}^1\Delta_g$  ( $\lambda = 1,9 \text{ мк}$ ) составляет  $\sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ сек}^{-1} / 9/$ . При этом для доплеровской ширины линии  $\sigma_{yc} = 1,3 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  и  $k_{yc} > 5 \cdot 10^{-4}$ . Здесь предполагается, что населенность в состоянии  ${}^1\Delta_g$  пренебрежимо мала. Это непосредственно следует из соотношения  $k_2/k_0 < 1/30$ .

В настоящее время механизм передачи энергии (1) еще плохо изучен, поэтому при вычислении  $k_{yc}$  мы предполагали, что в результате реакции (1)  $O_2$  ( ${}^1\Sigma_g^+$ ) появляется только в одном из колебательных состояний  $v' \leq 2$ . Учет реального распределения между колебательными уровнями может привести к несколько меньшим значениям  $k_{yc}$ .

Поступила в редакцию  
21 мая 1971 г.

### Л и т е р а т у р а

1. I. D. Clark. Chem. Phys. Letts., 5, 317 (1970).
2. T. J. P. Isod, R. P. Wayne. Proc. Roy. Soc., A308, 81 (1968).
3. D. W. McCullough, W. D. McGrath. Chem. Phys. Letts., 8, 353 (1971).
4. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газофазных реакций. М., 1970 г.
5. F. Kaufman. Progr. Reaction Kinetics, 1, 22 (1961).
6. J. F. Noxon. J. Chem. Phys., 52, 1852 (1970).

7. Н. Г. Басов, Б. Л. Борович, В. С. Зуев, Ю. Ю. Стойлов. ЖТФ, 38, 2079 (1968).
8. L. Wallace, D. M. Hunter. J. Geophys. Res., 72, 4813 (1968).
9. J. F. Nohon. Can. J. Phys., 39, 1110 (1961).