Краткие сообщения по физике № 12 декабрь 1970

УПРОЩЕННАЯ КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ, ПРИВОДЯЩИХ К ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ МОЛЕКУЛ РАБОЧЕЙ СРЕДЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ЛАЗЕРЕ

В. А. Щеглов

В работах[1-4] был проведен детальный теоретический анализ газокинетических процессов, которые приводят к лазерному эффекту при реализации тепловых методов возбуждения. В случае, когда метастабильные молекулы вспомогательного газа (типа N_2) обладают уровнем энергии, резонансным с верхним уровнем молекул рабочего газа (типа CO_2), можно осуществить два способа теплового возбуждения квантовых генераторов: 1) предварительный нагрев бинарного газа до достаточно высокой температуры с последующим резким охлаждением[5,6], 2) нагрев вспомогательного газа, который после быстрого охлаждения вступает в резонансное взаимодействие с "холодным" рабочим газом (турбулентное смешение)[2,5]. При осуществлении обоих способов для охлаждения (и разгона) газов используется сверхзвуковое расширение в соплах.

В настоящей заметке на основе упрощенного модельного подхода проводится исследование принципиальных особенностей кинетических процессов, обуславливающих лазерный эффект при реализации первого из указанных выше способов теплового возбуждения. Рассмотрение вопросов, связанных с получением инверсии в бинарной смеси $CO_2 - N_2$ таким способом, тем более заслуживает внимания, что с его помощью к настоящему времени получена рекордная мощность лазерного излучения в квазинепрерывном многомодовом режиме (по сообщениям, приведенным в журналах[7,8], $\sim$ 60 квт).

Пусть имеется смесь двух газов – вспомогательного (m) с двумя колебательными уровнями $E_3^m > E_1^m$ и рабочего (n) с тремя колебательными уровнями $E_3^n > E_2^n > E_1^n$, причем $E_3^m = E_3^n$ и $E_1^m = E_1^n = 0$. В дальнейшем предполагается, что 1) скорость охлаждения газовой смеси, предварительно нагретой до температуры T_+, значительно превосходит скорость релаксации наиболее "быстрой" колебательной моды молекул смеси (в случае бинарной смеси $CO_2 - N_2$ этой модой является деформационная мода CO_2 с характеристической колебательной температурой $\nu_2 = 960°K$); 2) релаксация в системе определяется лишь столкновительными процессами; 3) время релаксации уровня E_3^m за счет взаимодействия с поступательными степенями свободы молекул m и n значительно превосходит время резонансного обмена колебательной энергией между уровнями E_3^m и E_3^n; 4) время релаксации уровня E_3^m на поступательных степенях свободы превосходит время релаксации уровня E_3^n. С учетом этих предположений систему колебательно-релаксационных уравнений для бинарной смеси в рамках введенной выше схематизации можно записать в виде:

$$\left.\begin{aligned} &\dot n_3 = -n_3(\tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1}) + n_1\tau_{13}^{-1} + n_2\tau_{23}^{-1} + \alpha(n_1m_3 - n_3m_1); \\ &\dot n_2 = -n_2\tau_{21}^{-1} + n_3\tau_{32}^{-1} + n_1\tau_{12}^{-1} - n_2\tau_{23}^{-1}; \quad \dot m_3 = -\alpha(n_1m_3 - n_3m_1); \\ &n_1 + n_2 + n_3 = n_0; \quad m_1 + m_3 = m_0, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

где n_i, m_i – плотности молекул сорта n и m на соответствующих уровнях, n_0, m_0 – плотности молекул каждого сорта, τ_{ik} – время столкновительного перехода $i \rightarrow k$

молекул сорта n (отметим, что из принципа детального равновесия следует $\tau_{ki}^{-1} = \tau_{ik}^{-1} \exp\left[-(E_i - E_k)/kT_-\right]$, где T_- – температура, до которой охладилась газовая смесь), $\alpha = (Z_{nm}/m_0)Q_{рез} = Z_{mn}Q_{рез}/n_0$, где $Z_{nm(mn)}$ – число соударений, которые испытывает за 1 сек молекула сорта $n(m)$ со стороны молекул сорта $m(n)$, $Q_{рез}$ – вероятность (на одно столкновение) обмена квантами между резонансными уровнями E_3^m и E_3^n.

Если в момент $t = 0$ температура возбуждения равна T_+, то начальные условия для системы (1) запишутся в виде

$$t = 0, \quad n_{30} = n_3^+, \quad n_{20} = n_2^+, \quad m_{30} = m_3^+, \qquad (2)$$

где n_3^+, n_2^+, m_3^+ – равновесные плотности молекул на соответствующих уровнях при температуре T_+.

Решение нелинейной системы (1) в общем виде затруднительно. Поиск решения значительно упрощается, если иметь в виду условия, реализующиеся в реальных ситуациях:

$$\tau_{21}^{-1} \gg \mathrm{Max}(\tau_{31}^{-1}, \tau_{32}^{-1}), \qquad (3.1)$$

$$\exp(-E_2/kT_-) \ll 1, \quad \exp\left[-(E_3 - E_2)/kT_-\right] \ll 1. \qquad (3.2)$$

Физически условие (3.1) соответствует тому, что уровень E_2^n больцманизируется значительно быстрее других уровней системы, что на практике обеспечивается добавлением к исходной бинарной смеси $CO_2 - N_2$ некоторых газов типа H_2O и He [7-12]. Условию (3.2) отвечает достаточно глубокое охлаждение смеси ($T_- \sim 300°K$).

На основании (3.1)-(3.2) в соответствии с общей теорией[11] фазовый объем $(n_3, n_2, m_3, \dot{n}_3, \dot{n}_2, \dot{m}_3)$ можно разбить на области быстрых и медленных движений. Первым из них соответствуют изменения n_2. В нулевом приближении ($\tau_{21}/\tau_{32} \to 0$, $\tau_{21}/\tau_{32} \to 0$, $\exp(-E_2/kT_-) \to 0$, $\exp\left[-(E_3 - E_2)/kT_-\right] \to 0$) плотность $n_2 = 0$, а система уравнений, соответствующая медленным движениям, записывается в виде:

$$\dot{n}_3 = -n_3\tau_3^{-1} + \alpha(n_1m_3 - n_3m_1); \quad \dot{m}_3 = -\alpha(n_1m_3 - n_3m_1);$$
$$n_0 = n_1 + n_3, \quad m_0 = m_1 + m_3 \tag{4}$$

где $\tau_3^{-1} = \tau_{31}^{-1} + \tau_{32}^{-1}$. Учитывая начальные данные (2), нетрудно найти решение системы (4):

$$\left.\begin{aligned}
n_3 &= L_1\exp s_1t + L_2\exp s_2t,\\
m_3 &= (L_1\exp s_1't + L_2\exp s_2't)/\alpha n_0,\\
s_{1,2} &= -\tfrac{1}{2}\left[1/\tau_3 + \alpha(m_0 + n_0)\right] \pm \sqrt{\tfrac{1}{4}(1/\tau_3 + \alpha(m_0 + n_0))^2 - \alpha n_0/\tau_3}\,,\\
s_{1,2}' &= \tfrac{1}{2}\left[1/\tau_3 + \alpha(m_0 - n_0)\right] \pm \sqrt{\tfrac{1}{4}(1/\tau_3 + \alpha(m_0 + n_0))^2 - \alpha n_0/\tau_3}\,,\\
L_1 &= \alpha n_0\left[m_3^+ - (n_3^+/\alpha n_0)s_2'\right]\Big/\sqrt{(1/\tau_3 + \alpha(m_0 + n_0))^2 - 4\alpha n_0/\tau_3}\,,\\
L_2 &= \alpha n_0\left[(n_3^+/\alpha n_0)s_1' - m_3^+\right]\Big/\sqrt{(1/\tau_3 + \alpha(m_0 + n_0))^2 - 4\alpha n_0/\tau_3}
\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Если процесс резонансного обмена квантами между системами (n) и (m) протекает быстрее, чем релаксация уровня $E_3^n(\tau_3^{-1} \ll \alpha m_0, \alpha n_0)$, то упрощения в (5) дают

$$\left.\begin{aligned}
n_3 &= \frac{n_0}{m_0 + n_0}\left[(m_3^+ + n_3^+)\exp(-t/t_2) + (m_0 n_3^+/n_0 - m_3^+)\exp(-t/t_1)\right],\\
m_3 &= \frac{n_0}{m_0 + n_0}\left[\frac{m_0}{n_0}(m_3^+ + n_3^+)\exp(-t/t_2) - (m_0 n_3^+/n_0 - m_3^+)\exp(-t/t_1)\right],\\
t_2 &= \tau_3(m_0/n_0 + 1), \quad t_1 = 1/\alpha(m_0 + n_0).
\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

В рассматриваемом приближении плотность инверсной населенности $\Delta n = n_3 - n_2$ совпадает с плотностью n_3. Для того, чтобы функция $\Delta n(t)$ имела экстремум типа Max необходимо выполнение неравенства $m_3^+ > \frac{m_0}{n_0}\, n_3^+$, тогда максимальное значение реализуется в момент времени

$$t_{max} = \frac{1}{\alpha(m_0 + n_0)}\,\ln\left\{\left[\frac{m_3^+ - (m_0/n_0)n_3^+}{m_3^+ + n_3^+}\right]\frac{\alpha\tau_3(m_0 + n_0)^2}{n_0}\right\}. \tag{7}$$

Из (7) ясно, что неравенству $t_{max} \geqslant 0$ соответствует условие

$$\frac{m_3^+ - (m_0/n_0)n_3^+}{m_3^+ + n_3^+} \geqslant \frac{n_0}{\alpha\tau_3(m_0 + n_0)^2}\,. \tag{8}$$

С учетом (7) и (8) для максимальной плотности активных молекул имеем

$$\max \Delta n = \frac{n_0}{m_0 + n_0}(m_3^+ + n_3^+)\left[\frac{m_3^+ + n_3^+}{m_3^+ - (m_0/n_0)n_3^+}\right]^{\beta}, \tag{9}$$

где $\beta = n_0/\alpha\tau_3(m_0 + n_0) \ll 1$. В пределе $\beta \to 0$ для максимальной плотности инверсной населенности молекул рабочего газа имеем:

$$\max \Delta n/n_0 = (m_3^+ + n_3^+)/(m_0 + n_0) \quad (10)$$

В квазистационарном случае, когда выполняются неравенства $t_1 \ll t \ll t_2$, значение плотности активных молекул, очевидно, совпадает с (10).

Полученные соотношения позволяют проследить временное изменение плотностей населенности соответствующих уровней, с их помощью без затруднений можно определить предельные плотности активных молекул и, следовательно, предельные значения коэффициента полезного действия газодинамического лазера. В частности, для газодинамического лазера, работающего в смеси $CO_2 + N_2 + H_2O$, при $T_+ = 1500$ K, $T_- = 300$ K, $m_0(N_2)/n_0(CO_2) = 10$, предельный КПД $\varkappa \simeq 1\%$.

Поступила в редакцию
14 октября 1970 г.

Литература

1. Н. Г. Басов, В. Г. Михайлов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 38, 2031 (1968); препринт ФИАН, № 135 (1968).
2. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 40, 173 (1970).
3. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. Препринт ФИАН, № 57 (1970).
4. В. А. Щеглов. Диссертация, ФИАН, М., 1969.
5. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 37, 339 (1967). (AIAA Selected Reprints, V. 8, Radiative Gas Dynamics, ed by R. J. Goulard, June 1969).
6. В. К. Конюхов, А. М. Прохоров. Письма ЖЭТФ, 3, 436 (1966). Авторское свидетельство № 223954, приоритет 19.10.66.

7. Physics To-day, N7, 55 (1970).
8. Laser Focus, 6, 16 (1970).
9. D. M. Kuehn and Daryl J. Monson. Appl. Phys. Letts., 16, 48 (1970).
10. B. R. Bronfin, L. R. Boedeker, J. P. Cheyer. Appl. Phys. Lett., 16, 214 (1970).
11. А. П. Дронов, А. С. Дьяков, Е. М. Кудрявцев, Н. Н. Соболев. Письма в ЖЭТФ, 11, 516 (1970).
12. В. К. Конюхов, И. В. Матросов, А. М. Прохоров, Д. Т. Шалунов, Н. Н. Широков. Письма в ЖЭТФ, 12, 461 (1970).
13. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин. Теория колебаний, Гостехиздат, 1959 г.