

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.375.82

**ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ГОРЕНИИ**

*А. А. Кострица, В. Л. Савельев
(Алма-Ата)*

В физике горения и взрыва развивается новое направление, связанное с появлением химических квантовых генераторов [1] и химической накачки в условиях теплового взрыва [2]. В работе [2] найдены условия, при которых происходит прогрессивное нарастание инверсии населенности по ходу развития взрывного процесса. Рост инверсии ограничен выгоранием компонент горючей смеси, если процессы релаксации не успевают её разрушить.

Успешное применение лазеров с движущейся средой [3] и получение инверсной населенности в ходе некоторых экзотермических реакций [4], делает необходимым расчет инверсии населенностей в условиях непрерывного поступления свежей горючей смеси и удаления продуктов реакции из камеры сгорания. При этом возможно разнообразие возникающих задач. Так, например, в работе [5] рассмотрена гидродинамика ламинарного фронта пламени (при смешении для полубесконечных параллельных газовых потоков) и оптические свойства диффузионного химического лазера. Другим интересным случаем является горение быстро движущейся заранее перемешанной горючей смеси. Второй тип задач изучается, например, в работе [6] и будет ниже рассмотрен с применением теории теплового режима горения [7].

В работе [2] величина инверсии найдена в окрестности точки воспламенения и при развитии взрывного процесса. В стационарном состоянии наибольший интерес имеет эта величина в окрестности точки потухания. В зоне стационарного горения температура значительно выше, чем вблизи предела самовоспламенения, что должно благоприятно сказываться на населенности x_2 верхнего лазерного уровня и на искомой разности $x_2 - x_1$, где x_1 — населенность нижнего рабочего уровня.

Охарактеризуем основные допущения, которые будут сделаны при расчетах. В отношении элементарного акта, приводящего к энергосвободению, сделаем допущения, аналогично работе [2]. Система уравнений для населенностей двух рабочих уровней

$$\frac{C}{\tau_k} e^{-\frac{E}{RT}} - \frac{x_2}{\tau_2} - \frac{x_2}{\tau_{\Pi}} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{x_2}{\tau_2} - \frac{x_1}{\tau_1} - \frac{x_1}{\tau_{\Pi}} = 0 \quad (2)$$

и уравнение теплового баланса

$$(1 - \eta) \frac{qC}{\tau_k} e^{-\frac{E}{RT}} + \eta_1 q \frac{x_1}{\tau_1} + \eta_2 q \frac{x_2}{\tau_2} = \frac{C_p}{\tau_{\Pi}} (T - T_0), \quad (3)$$

аналогичны уравнениям (1)–(3) работы [2], но дополнены членами, учитывающими конечное время пребывания τ_{Π} всех элементов смеси в камере сгорания. Величина τ_{Π} есть отношение протяженности зоны горения в направлении потока (или длины камеры сгорания) к средней скорости движения потока; C — концентрация молекул, вступающих в реакцию; τ_k — характерное время реакции; τ_2 — время релаксации со второго (верхнего) рабочего уровня на первый; τ_1 — время релаксации с первого (нижнего) рабочего уровня на основной; $(1 - \eta)$ — доля энергии, распределенная по вращательным и поступательным степеням свободы; η_1 и η_2 — части энергии, выделяющейся при релакса-

ции с первого и второго уровней соответственно, причем $\eta_1 + \eta_2 = \eta$; q — тепловой эффект реакции; C_p, T_0 — теплоемкость смеси и ее температура на входе в камеру сгорания; T — температура продуктов сгорания на выходе из камеры; E — энергия активации.

При записи уравнений (1)–(3) предполагается, что рассматриваемые рабочие уровни молекул, образовавшихся в результате реакции, расположены столь высоко, что они практически не заселяются в результате теплового движения. Это допущение предъявляет жесткие требования к выбору подходящей горючей смеси. Заселением нижнего рабочего уровня в элементарном акте реакции пренебрегаем для упрощения.

При составлении уравнения теплового баланса (3) предусмотрен отвод тепла продуктами сгорания, температура и концентрация характеризуются их средними значениями в зоне горения.

Для скорости реакции можно записать два равносильных выражения, которые приравняем друг к другу:

$$\frac{C_0 - C}{\tau_{\text{п}}} = \frac{C}{\tau_{\text{к}}} e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (4)$$

где C_0 — начальная концентрация на входе в камеру.

Введем безразмерные характеристики процесса, как это сделано в [7]: безразмерное время пребывания $\tau_{\text{пк}} = \frac{\tau_{\text{п}}}{\tau_{\text{к}}}$ и аналогично $\tau_{\text{п2}} = \frac{\tau_{\text{п}}}{\tau_2}$, $\tau_{\text{п1}} = \frac{\tau_{\text{п}}}{\tau_1}$; $\Theta = \frac{RT}{E}$;

$\Phi = \frac{RqC_0}{EC_p}$ — приведенная теплотворность смеси; $\varphi = 1 - \frac{C}{C_0}$ — полнота тепловыделения;

$X_2 = \frac{x_2}{C_0}$; $X_1 = \frac{x_1}{C_0}$. Тогда систему уравнений (1)–(3) переписем в виде:

$$\tau_{\text{пк}} e^{-\frac{1}{\Theta}} (1 - \varphi) - (1 + \tau_{\text{п2}}) X_2 = 0; \quad (5)$$

$$\tau_{\text{п2}} X_2 - (1 + \tau_{\text{п1}}) X_1 = 0; \quad (6)$$

$$(1 - \eta) \tau_{\text{пк}} (1 - \varphi) e^{-\frac{1}{\Theta}} + \eta_1 \tau_{\text{п1}} X_1 + \eta_2 \tau_{\text{п2}} X_2 = \frac{\Theta - \Theta_0}{\Phi}. \quad (7)$$

Величину φ можно исключить из уравнений (5) и (7) при помощи соотношения, вытекающего из (4):

$$\varphi = \tau_{\text{пк}} e^{-\frac{1}{\Theta}} (1 - \varphi) = \frac{\tau_{\text{пк}}}{\tau_{\text{пк}} + e^{\frac{1}{\Theta}}}. \quad (8)$$

Тогда из уравнений (5) и (6) следует выражение для разности относительных населенностей верхнего и нижнего рабочих уровней:

$$X_2 - X_1 = \frac{1 + \tau_{\text{п1}} - \tau_{\text{п2}}}{(1 + \tau_{\text{п1}})(1 + \tau_{\text{п2}})} \frac{\tau_{\text{пк}}}{\tau_{\text{пк}} + e^{\frac{1}{\Theta}}}. \quad (9)$$

Чтобы инверсность имела место ($X_2 - X_1 > 0$), необходимо выполнение условия

$$\frac{1}{\tau_{\text{п}}} + \frac{1}{\tau_1} > \frac{1}{\tau_2}, \quad (10)$$

что легко выполняется в случае $\tau_2 > \tau_1$. Напомним, что было сделано допущение о большей вероятности заселения верхнего уровня 2, чем уровня 1 в элементарном акте.

При заданных кинетических характеристиках, теплотворности Φ и начальной температуре Θ_0 , температура стационарного режима в зоне горения определяется через время пребывания из уравнения

$$\left[1 - \eta + \eta_1 \frac{\tau_{\text{п1}} \tau_{\text{п2}}}{(1 + \tau_{\text{п1}})(1 + \tau_{\text{п2}})} + \eta_2 \frac{\tau_{\text{п2}}}{1 + \tau_{\text{п2}}} \right] \frac{\tau_{\text{пк}}}{1 + e^{\frac{1}{\Theta}}} - \frac{\Theta - \Theta_0}{\Phi} = 0. \quad (11)$$

Решение (11) и отыскание $X_2 - X_1$ по уравнению (9) производилось численно на ЭВМ. Было выбрано $\eta_1 = \eta_2 = 0,2$; $\Theta_0 = 0,075$, $\Phi = 0,1$ и $0,2$.

В таблице представлены результаты расчетов в зависимости от величины времени релаксации рабочих уровней для двух разных режимов: $\tau_2 = 10 \tau_1$ и $\tau_2 = \tau_1$. Из табли-

Разность заселенностей верхнего и нижнего рабочих уровней в зависимости от величины времени релаксации

Время релаксации		$\phi=0,2$											
		$\phi=0,1$				окрестность точки потухания				окрестность точки воспламенения			
2к	τ_{JK}	θ_B	τ_{PK}	$X_2 - X_1$	θ_{II}	τ_{PK}	$X_2 - X_1$	θ_B	τ_{PK}	$X_2 - X_1$	θ_{II}	τ_{PK}	$X_2 - X_1$
0,01	0,001	0,08231	14 900	$\sim 10^{-8}$	0,1450	2307	$\sim 10^{-6}$	0,08196	7175	$\sim 10^{-8}$	0,210	243	$2 \cdot 10^{-5}$
0,01	0,01	0,08231	14 900	$\sim 10^{-14}$	0,1450	2307	$\sim 10^{-11}$	0,08196	7175	$\sim 10^{-14}$	0,210	243	$\sim 10^{-9}$
0,1	0,01	0,08231	14 900	$\sim 10^{-7}$	0,1450	2307	$2 \cdot 10^{-5}$	0,08196	7175	$\sim 10^{-7}$	0,210	243	$2,4 \cdot 10^{-4}$
0,1	0,1	0,08231	14 900	$\sim 10^{-12}$	0,1450	2308	$\sim 10^{-9}$	0,08196	7175	$\sim 10^{-12}$	0,210	243	$\sim 10^{-7}$
1	0,1	0,08231	14 900	$\sim 10^{-6}$	0,1450	2309	$2,7 \cdot 10^{-4}$	0,08196	7175	$\sim 10^{-6}$	0,210	244	$2,5 \cdot 10^{-3}$
1	1	0,08231	14 900	$\sim 10^{-10}$	0,1449	2309	$\sim 10^{-7}$	0,08196	7176	$\sim 10^{-10}$	0,209	245	$1,0 \cdot 10^{-5}$
10	1	0,08231	14 900	$4 \cdot 10^{-5}$	0,1448	2321	$2,7 \cdot 10^{-3}$	0,08196	7179	$4 \cdot 10^{-5}$	0,208	255	$2,3 \cdot 10^{-2}$
10	10	0,08231	14 910	$\sim 10^{-8}$	0,1448	2327	$1 \cdot 10^{-5}$	0,08196	7181	$\sim 10^{-8}$	0,207	260	$9,2 \cdot 10^{-4}$
100	10	0,08231	14 940	$4,3 \cdot 10^{-4}$	0,1438	2439	$2,5 \cdot 10^{-2}$	0,08196	7218	$4,3 \cdot 10^{-4}$	0,198	333	$1,4 \cdot 10^{-1}$
100	100	0,08231	14 960	$\sim 10^{-6}$	0,1430	2492	$1,0 \cdot 10^{-3}$	0,08196	7236	$\sim 10^{-6}$	0,195	362	$3,2 \cdot 10^{-2}$
1000	100	0,08233	15 330	$4,2 \cdot 10^{-3}$	0,1379	3256	$1,5 \cdot 10^{-1}$	0,08197	7559	$3,9 \cdot 10^{-3}$	0,178	622	$3,9 \cdot 10^{-1}$
1000	1000	0,08234	15 500	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,1362	3553	$3,4 \cdot 10^{-2}$	0,08198	7704	$4,9 \cdot 10^{-4}$	0,174	701	$2,4 \cdot 10^{-1}$

цы видно, что величина $X_2 - X_1$ при $\tau_2 = \tau_1$ значительно меньше, чем при $\tau_2 = 10\tau_1$. Инверсность растет, если времена релаксации приближаются по величине к времени пребывания. В окрестности точки потухания $X_2 - X_1$ много больше, чем в окрестности точки воспламенения.

Зная $X_2 - X_1$ и используя соотношение (5), можно найти X_2 и X_1 . Так, например, в окрестности точки потухания для $\tau_{2к} = \tau_{1к} = 100$:

$X_2 = 0,15$; $X_1 = 0,12$ при $\phi = 0,2$;
 $X_2 = 0,027$; $X_1 = 0,026$ при $\phi = 0,1$;
 для $\tau_{2к} = 100$ и $\tau_{1к} = 10$:
 $X_2 = 0,16$; $X_1 = 0,015$ при $\phi = 0,2$;
 $X_2 = 0,027$; $X_1 = 0,0027$ при $\phi = 0,1$.

Учет неравенства нулю времен релаксации τ_2 и τ_1 качественно эквивалентен уменьшению теплотворности смеси и влияет на условия потухания и воспламенения. Критические условия заметно смещаются (при $\tau_{п}$, приближающихся по порядку величины к временам релаксации) в сторону меньших температур и больших времен пребывания. Вместе с тем, изменения критических условий невелики и все полученные выводы сохраняют приложение к практически реализуемым режимам стационарного горения.

Для осуществления генерации может возникнуть необходимость уменьшения скорости релаксации путем уменьшения температуры процесса. Это требование совмещается со стремлением уменьшать $\tau_{п}$ и вести процесс вблизи области потухания.

На рисунке показана зависимость инверсий населенности от времени пребывания в зоне горения: а) $\phi = 0,2$, б) $\phi = 0,1$; 1 — $\tau_1 = 10$, $\tau_2 = 100$, 2 — $\tau_1 = 100$, $\tau_2 = 100$. Уменьшение $\tau_{пк}$ создает тенденцию к росту величины $X_2 - X_1$. С другой стороны, при уменьшении $\tau_{пк}$ в окрестности точки потухания уменьшается ϕ , что сильнее сказывается на величине инверсной населенности и несколько уменьшает ее.

Изложенный метод расчета пригоден к рассмотрению коротких зон напряженно протекающего процесса горения.

Авторы благодарят А. Н. Ораевского и В. Т. Платоненко за обсуждение работы. В нашей памяти всегда остается образ Л. А. Вулиса и обсуждение с ним идей теории теплового режима горения.

Поступила в редакцию
3/1 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Басов, В. И. Игошин и др. Квантовая электроника, вып. 2, 1971; М. С. Джиджоев, В. Т. Платоненко, Р. В. Хохлов. УФН, 100, 4.
2. В. И. Игошин, А. Н. Ораевский. ЖЭТФ, 1970, 59, 10.
3. В. Н. Карнюшин, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1972, 8, 2.
4. И. С. Заслонко, С. М. Когарко и др. Докл. АН СССР, 1972, 202, 1121; А. И. Демин, Е. М. Кудрявцев и др. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, 4.
5. R. Hofland, H. Mirrels. AIAA J., 1972, 10, 4.
6. G. Emanuel. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1971, 11.
7. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., ГЭИ, 1954.

