

02;03;07

## Инициирование горения метано-воздушной смеси в сверхзвуковом потоке за ударной волной при возбуждении молекул $O_2$ лазерным излучением

© А.М. Старик, Н.С. Титова

Федеральное государственное унитарное предприятие  
„Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова“,  
111116 Москва, Россия  
e-mail: star@ciam.ru

(Поступило в Редакцию 8 января 2004 г.)

Анализируется возможность инициирования детонации в сверхзвуковом потоке смеси  $CH_4$  + воздух за фронтом наклонной ударной волны при воздействии излучения с длиной волны  $\lambda_l = 1.268 \mu m$  и  $762 nm$ . Показано, что воздействие этого излучения приводит к возбуждению молекул  $O_2$  в состояния  $a^1\Delta_g$  и  $b^1\Sigma_g^+$ , что интенсифицирует цепной механизм горения смесей  $CH_4/O_2$  (воздух). Даже при небольшом значении поглощенной одной молекулой  $O_2$  энергии лазерного излучения  $\sim 0.05-0.1 eV$  удается реализовать детонационное горение в такой плохо воспламеняемой смеси, как  $CH_4$ /воздух, на расстояния всего 1 м от фронта первичной ударной волны при относительно небольших значениях температуры за фронтом ( $\sim 1100 K$ ) и атмосферном давлении.

### Введение

Анализу особенностей детонационного горения различных смесей уделяется в последнее время значительное внимание [1–6]. Обусловлено это не только возможностью изучения кинетики горения в достаточно „чистых“ с газодинамической точки зрения условиях, но и перспективой создания гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей с детонационной схемой горения и пульсирующих детонационных двигателей [7–9]. Ключевым вопросом при реализации детонационного горения в сверхзвуковом потоке является уменьшение длины зоны индукции, величина которой при температурах за фронтом ударной волны  $T_1 < 850 K$  даже для водородо-воздушных смесей слишком велика ( $> 25 m$ ).

Ранее было показано, что предварительное возбуждение молекулярных колебаний  $H_2$  и  $N_2$  [10] или молекул  $O_2$  в электронное состояние  $a^1\Delta_g$  [11] позволяет даже при невысоких температурах за фронтом  $T_1 = 600 K$  получить детонационную волну в сверхзвуковом потоке смеси  $H_2/O_2$  на расстояниях  $\sim 1 m$  от фронта первичной ударной волны. Обусловлено это интенсификацией цепного механизма горения. Поскольку молекулярный кислород является активным окислителем не только для  $H_2$ , но и для различных углеводородов, в частности для метана, то представляет интерес определить, как возбуждение молекул  $O_2$  в состояние  $a^1\Delta_g$  или  $b^1\Sigma_g^+$  повлияет на изменение длины зоны индукции при горении в сверхзвуковом потоке смесей  $CH_4/O_2$  (воздух), индуцированном наклонной ударной волной.

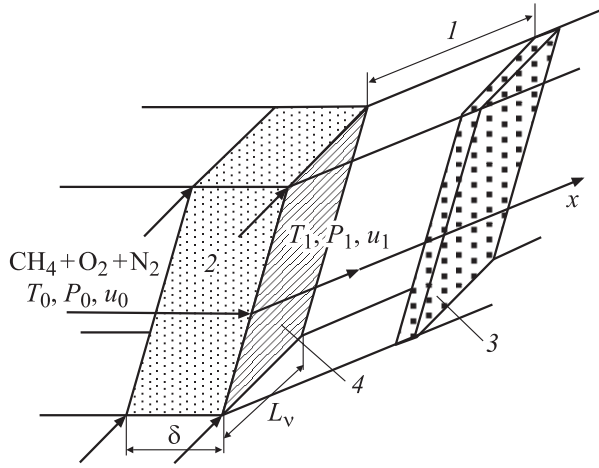
Одним из методов получения возбужденных молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  и  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  является облучение реагирующей смеси лазерным излучением с длиной волны  $\lambda_l = 1.268 \mu m$  и  $762 nm$  соответственно. Недавно в [12]

было показано, что воздействие лазерного излучения с  $\lambda_l = 762 nm$  на сверхзвуковой поток стехиометрической смеси  $H_2+O_2$  перед фронтом наклонной ударной волны позволяет реализовать детонационное горение на расстояниях менее 1 м от фронта даже при небольших значениях потока энергии лазерного излучения ( $\sim 1 J/cm^2$ ). Следует отметить, что ранее предлагалось инициировать детонацию в сверхзвуковом потоке за счет теплового действия лазерного излучения [13]. Однако эффективность этого способа, как будет показано ниже, невелика.

Целью данной работы является анализ кинетических механизмов, приводящих к инициированию горения в сверхзвуковом потоке смеси  $CH_4/O_2$  (воздух) при возбуждении молекул  $O_2$  излучением с  $\lambda_l = 1.268 \mu m$  и  $762 nm$ .

### Основные допущения и постановка задачи

Рассмотрим схему течения со стационарной ударной волной, показанную на рис. 1. Здесь на однородную смесь  $CH_4$  + воздух, движущуюся со сверхзвуковой скоростью, на интервале длиной  $\delta$  перед ударной волной действует излучение постоянной интенсивности  $I_0$ , частота которого  $\nu_l$  резонансна частоте связанно-связанного электронного перехода молекулы  $O_2$  —  $m(e', v', j', K') \rightarrow n(e'', v'', j'', K'')$ , где  $e' = X^3\Sigma_g^-, e'' = a^1\Delta_g$  или  $b^1\Sigma_g^+$ ,  $v'$  и  $v''$  — колебательные, а  $j', K'$  и  $j'', K''$  — вращательные квантовые числа в состояниях  $e'$  и  $e''$  соответственно. Угол наклона фронта к вектору скорости  $u_0$  невозмущенного потока  $\beta \leq 30^\circ$ . В этом случае скорость газа за фронтом остается сверхзвуковой.



**Рис. 1.** Схема течения при инициировании горения в сверхзвуковом потоке лазерным излучением. 1 — зона индукции, 2 — лазерное излучение, 3 — фронт горения, 4 — фронт ударной волны.

Будем рассматривать электронно-возбужденные молекулы  $O_2(a^1\Delta_g)$  и  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  как отдельные химические компоненты с соответствующей энтальпией образования и полагать, что между колебательными, вращательными и поступательными степенями свободы молекул смеси существует термодинамическое равновесие, которое не нарушается при индуцированных излучением переходах и химических реакциях. Газ будем считать невязким и нетеплопроводным. Пусть  $\delta \ll L_v$ , где  $L_v$  — длина поглощения лазерного излучения. При сделанных допущениях систему уравнений, описывающую физико-химические процессы, как в зоне воздействия излучения, так и за фронтом ударной волны можно представить в виде

$$u \frac{dN_i}{dx} = Q_{li} + Q_{ci} + Q_{si}, \quad (1)$$

$$u \frac{du}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{dH}{dx} + u \frac{du}{dx} = \frac{k_v I_0}{\rho u},$$

$$H = \sum_{i=1}^M \frac{h_{0i}}{\mu} \gamma_i + C_p T,$$

$$C_p = \frac{R}{\mu} \left( \frac{5}{2} + \sum_{i=1}^S C_{Ri}^i \gamma_i + \sum_{i=1}^S C_{vi}^i \gamma_i \right), \quad \mu = \sum_{i=1}^M \mu_i \gamma_i, \quad P = \frac{\rho RT}{\mu},$$

$$C_{vi}^i = \sum_{j=1}^L \left( \frac{\theta_{ij}}{T} \right)^2 \frac{\exp(\theta_{ij}/T)}{[\exp(\theta_{ij}/T) - 1]^2}, \quad \gamma_i = \frac{N_i}{N}, \quad N = \sum_{i=1}^M N_i,$$

$$Q_{ci} = \sum_{q=1}^{M_1} S_{iq}, \quad S_{iq} = (\alpha_{iq}^- - \alpha_{iq}^+) [R_q^+ - R_q^-],$$

$$R_q^{+(-)} = k_{+(-)q} \prod_{j=1}^{n_q^{+(-)}} N_j^{\alpha_{jq}^{+(-)}},$$

$$Q_{li} = l_{il} W_l \left( \frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right), \quad W_l = \sigma_{mn} I / h \nu_l,$$

$$\sigma_{mn} = \frac{\lambda_{mn}^2}{4\pi b_D} A_{mn} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} H(x, a), \quad Q_{si} = \sum_q r_{iq}^s \sum_j A_{qj}^s N_j,$$

$$k_v = \sigma_{mn} \left( \frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right), \quad N_m = N_1 \varphi_m,$$

$$N_n = N_l \varphi_n, \quad l = 2 \text{ или } 3,$$

$$\varphi_m = \frac{g_m B_{v'}}{kT} \frac{\exp(-\theta_1 v'/T)}{1 - \exp(-\theta_1/T)} \exp\left(-\frac{E_{j'}}{kT}\right),$$

$$\varphi_n = \frac{g_n B_{v''}}{kT} \frac{\exp(-\theta_1 v''/T)}{1 - \exp(-\theta_1/T)} \exp\left(-\frac{E_{j''}}{kT}\right). \quad (3)$$

Здесь  $P, \rho, T, u$  — давление, плотность, температура и скорость газа;  $N_i$  — плотность молекул (атомов)  $i$ -го сорта ( $i = 1, 2, 3$  соответствуют  $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ ,  $O_2(a^1\Delta_g)$ ,  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ );  $\mu_i$  — их молекулярная масса;  $h_{0i}$  — энтальпия образования  $i$ -го компонента при  $T = 298$  К;  $M$  — число атомарных и молекулярных компонентов в смеси;  $S$  — число только молекулярных компонентов;  $C_{Ri}^i = 1$  — для компонентов из линейных молекул и  $C_{Ri}^i = 1.5$  — для компонентов из нелинейных молекул;  $\theta_{ij}$  — характеристическая колебательная температура  $j$ -й моды для  $i$ -го компонента ( $j = 1, \dots, L$ );  $M_1$  — число реакций, приводящих к образованию (уничтожению)  $i$ -го компонента;  $\alpha_{iq}^+$  и  $\alpha_{iq}^-$  — стехиометрические коэффициенты  $q$ -й реакции;  $n_q^{+(-)}$  — число компонентов, участвующих в прямой (+) и обратной (−) реакции;  $k_{+(-)q}$  — константы скорости этих реакций;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $h$  — постоянная Планка;  $k$  — постоянная Больцмана;  $l_{il}$  — число квантов теряемых (приобретаемых)  $i$ -м компонентом при индуцированных,  $r_{iq}^s$  — при спонтанных переходах;  $N_m$  и  $N_n$  — число молекул в нижнем и верхнем состоянии поглощающего перехода  $m \rightarrow n$ ;  $g_m$  и  $g_n$  — кратности вырождения этих состояний;  $\lambda_{mn}$  — длина волны, соответствующая центру спектральной линии поглощающего перехода;  $A_{mn}(A_{qj}^s)$  — коэффициент Эйнштейна;  $b_D$  — доплеровская ширина спектральной линии перехода  $m \rightarrow n$ ;  $H(x, a)$  — функция Фойхгта;  $B_v$  — вращательная постоянная молекулы  $O_2$  в состоянии  $v$  ( $v' \in m, v'' \in n$ );  $E_{j'}$  и  $E_{j''}$  — вращательные энергии молекулы  $O_2$  в состояниях  $m$  и  $n$ . Их значения вычислялись с учетом расщепления уровня  $j'$  в состоянии  $X^3\Sigma_g^-$  на три компонента с  $j' = K' + 1$ ,  $j' = K'$  и  $j' = K' - 1$ .

При численном интегрировании системы (1)–(3) вся расчетная область разбивается на две подобласти. Первая соответствует зоне воздействия резонансного излучения до фронта наклонной ударной волны (ее протяженность  $x_0 \leq \delta < x_1$ ), а вторая — реакционной зоне ( $x > x_1$ ). Граничными условиями для системы уравнений (1)–(3) при  $x = x_1$  являются параметры за фронтом ударной волны (далее их будем обозначать индексом 1),

которые определяются из решения следующей системы уравнений [14]:

$$\lambda_{n1} = \lambda_{n0}^{-1}, \quad H_1 - H_0 = \frac{1}{2} \frac{P_0}{\rho_0} \left( \frac{P_1}{P_0} - 1 \right) \left( \frac{\rho_0}{\rho_1} + 1 \right),$$

$$-\chi_{0e} M_{n0}^2 = \left( \frac{P_1}{P_0} - 1 \right) \left( \frac{\rho_0}{\rho_1} - 1 \right),$$

$$\lambda_n = u_n / \sqrt{\frac{2\chi_e RT}{(\chi_e + 1)\mu}}, \quad M_n = u_n / \sqrt{\chi_e \frac{R}{\mu} T},$$

$$\chi_e = 1 + \left\{ \frac{\mu}{R} C_p - 1 \right\}^{-1}, \quad u_1 = \sqrt{u_{n1}^2 + u_{\tau 1}^2}.$$

Здесь  $u_n$  — нормальная,  $u_\tau$  — тангенциальная составляющая скорости потока по отношению к фронту, индекс 0 соответствует параметрам перед фронтом. Численное интегрирование уравнений (1)–(3) проводилось так же, как и в [10–12], с использованием неявной разностной схемы второго порядка аппроксимации.

## Кинетическая модель

Известно, что для описания процессов воспламенения и горения смесей  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  (воздух) в широком диапазоне начальных температур и давлений необходимо использовать достаточно сложные кинетические схемы [15–17]. В качестве базовой нами была выбрана схема, предложенная в [17] для описания объемной реакции метана с воздухом и содержащая 433 обратимые реакции с участием 58 компонентов. Однако не все эти реакции играют существенную роль в иницировании горения за ударной волной. С целью определения минимального набора процессов, позволяющего правильно описать динамику воспламенения и тепловыделения в смеси  $\text{CH}_4/\text{воздух}$  за наклонной ударной волной в отсутствие молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ , был проведен анализ возможности редукции полной кинетической схемы [17].

Ранее было показано, что при воспламенении стехиометрических и обедненных топливом смесей  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  в замкнутом адиабатическом реакторе правильные значения периода индукции  $\tau_{in}$  и конечной температуры газа  $T_c$  удается получить при использовании редуцированной (по отношению к полной схеме [17]) модели, включающей 211 обратимых реакций с участием 35 компонентов ( $\text{CO}_x$  ( $x = 1, 2$ ),  $\text{HO}_x$ ,  $\text{H}_2\text{O}_x$ ,  $\text{H}_x$ ,  $\text{O}_y$  ( $y = 1, \dots, 3$ ),  $\text{C}_x$ ,  $\text{CH}_q$  ( $q = 1, \dots, 4$ ),  $\text{C}_2\text{H}_z$  ( $z = 1, \dots, 6$ ),  $\text{CH}_q\text{O}_x$ ,  $\text{C}_2\text{H}_q\text{O}_x$ ). В случае присутствия молекул  $\text{N}_2$  в исходной смеси ( $\text{CH}_4/\text{воздух}$ ) к этим реакциям необходимо добавить реакции с участием  $\text{N}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  (реакции № 271–283 из [17]). Учет процессов с другими N-содержащими компонентами не приводит к заметному изменению  $\tau_{in}$  и  $T_c$ . Поэтому в качестве основной рассматривалась именно данная схема (схема 1). Кроме нее рассматривалась схема, в которой по сравнению со схемой 1 исключены реакции с участием  $\text{C}_2$ ,  $\text{CH}_2\text{CO}$ ,  $\text{CH}_3\text{CO}$ ,  $\text{C}_2\text{HO}$ ,  $\text{CH}_3\text{CHO}$ ,  $\text{CH}_3\text{O}_2\text{CH}_3$ , и

схема 3, состоящая из 154 реакций с 29 компонентами (дополнительно исключены реакции с участием  $\text{CH}_2\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{O}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{O}_2\text{H}$ ). Результаты расчета длины зоны индукции  $L_{in}$  и зоны горения  $L_c$  (величина  $L_{in}$  определялась как расстояние от фронта, на котором достигается максимальное значение градиента  $dT/dx$ ,  $L_c$  — как расстояние, на котором  $T = 0.99T_c$ ), значений  $T_c$ ,  $P_c$  и  $M_c$  в конце зоны реакции для стехиометрической смеси  $\text{CH}_4/\text{воздух}$  ( $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2 = 0.5/1/3.76$ ) с  $P_0 = 10^4$  Па и  $T_0 = 300$  К при различных значениях  $M_0$  и угле наклона фронта  $\beta = 30^\circ$  показали, что редуцированная схема 2 позволяет получить удовлетворительную точность по  $L_{in}$ ,  $L_c$ ,  $T_c$ ,  $M_c$  и  $P_c$  в рассматриваемом диапазоне изменения начальных параметров потока ( $P_0 = 10^2 - 10^5$  Па,  $T_0 = 300$  К,  $M_0 = 6 - 10$ ).

Эта схема была дополнена реакциями с участием молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ . Все они приведены в таблице. Поскольку реакции с участием электронно-возбужденных молекул  $\text{O}_2$  протекают с пониженным по отношению к реакциям с  $\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$  энергетическим барьером [12,18], то в схему были введены реакции  $\text{N}_2$  с  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ , а также реакции с участием этих молекул и  $\text{N}_2\text{O}$ , в которых образуются химически активные атомы  $\text{O}$  и молекулы  $\text{O}_3$  (при участии невозбужденных молекул  $\text{O}_2$  скорость образования  $\text{O}$  и  $\text{O}_3$  в этих реакциях мала и не влияет на процесс воспламенения). Помимо химических реакций с возбужденными молекулами  $\text{O}_2$  в модель также были включены процессы тушения состояний  $a^1\Delta_g$  и  $b^1\Sigma_g^+$ . Константы скоростей химических реакций с участием молекулы  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$  определялись по методике, подробно рассмотренной в [12], где приведены температурные зависимости  $k_{+(-)q}(T)$  для реакций в системе  $\text{H}_2 - \text{O}_2 - \text{O}_2(a^1\Delta_g) - \text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ . В частности, для эндотермических реакций № 32–47, 50, 51, 64–83 и 86–87 энергия активации процессов с электронно-возбужденными молекулами  $\text{O}_2$  определялась по формуле

$$E_a^e = \frac{1}{2} \left( \sqrt{(\Delta H + E_e)^2 + 4E_a^0(\Delta H + E_a^0)} - (\Delta H + E_e) \right),$$

где  $\Delta H$  — тепловой эффект реакции,  $E_a^0$  — энергия активации реакции с невозбужденными молекулами,  $E_e$  — энергия электронно-возбужденной молекулы.

Сама константа скорости вычислялась по известному выражению

$$k_q(T) = A_q T^{n_q} \exp(-E_{aq}^e/T).$$

Здесь  $A_q$  — коэффициент аррениусовской зависимости константы скорости реакции с участием невозбужденной молекулы,  $n_q$  — степенной коэффициент.

Как и в [12], для безбарьерных реакций, в которых молекула  $\text{O}_2$  возникает в состояниях  $X^3\Sigma_g^-$ ,  $a^1\Delta_g$  и  $b^1\Sigma_g^+$  (реакции № 52–55, 58–61, 84–85, 88, 89), полагалось, что вероятность образования  $\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$ ,  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$  пропорциональна кратности вырождения

Реакции с участием возбужденных молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  и  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ , включенные в кинетическую схему для расчета горения метана в воздухе

№	Реакция	№	Реакция
1	$O_2(a^1\Delta_g) + M = 2O + M$	47	$CH + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CO + OH$
2	$O_2(b^1\Sigma_g^+) + M = 2O + M$	48	$HCO + O = CH + O_2(a^1\Delta_g)$
3	$O_2(a^1\Delta_g) + H = OH + O$	49	$HCO + O = CH + O_2(b^1\Sigma_g^+)$
4	$O_2(b^1\Sigma_g^+) + H = OH + O$	50	$CH_2OH + O_2(a^1\Delta_g) = CH_2O + HO_2$
5	$H_2 + O_2(a^1\Delta_g) = 2OH$	51	$CH_2OH + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CH_2O + HO_2$
6	$H_2 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = 2OH$	52	$CH_3O_2 + OH = CH_3OH + O_2(a^1\Delta_g)$
7	$HO_2 + M = O_2(a^1\Delta_g) + H + M$	53	$CH_3O_2 + OH = CH_3OH + O_2(b^1\Sigma_g^+)$
8	$HO_2 + M = O_2(b^1\Sigma_g^+) + H + M$	54	$CH_3O_2 + CH_3O_2 = CH_3OH + CH_2O + O_2(a^1\Delta_g)$
9	$H_2 + O_2(a^1\Delta_g) = H + HO_2$	55	$CH_3O_2 + CH_3O_2 = CH_3OH + CH_2O + O_2(b^1\Sigma_g^+)$
10	$H_2 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = H + HO_2$	56	$CH_3 + O_2(a^1\Delta_g) = CH_3O_2$
11	$H_2O + O_2(a^1\Delta_g) = OH + HO_2$	57	$CH_3 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CH_3O_2$
12	$H_2O + O_2(b^1\Sigma_g^+) = OH + HO_2$	58	$CH_3O_2 + O = CH_3O + O_2(a^1\Delta_g)$
13	$OH + O_2(a^1\Delta_g) = O + HO_2$	59	$CH_3O_2 + O = CH_3O + O_2(b^1\Sigma_g^+)$
14	$OH + O_2(b^1\Sigma_g^+) = O + HO_2$	60	$CH_3O_2 + HO_2 = CH_3O_2H + O_2(a^1\Delta_g)$
15	$2HO_2 = H_2O_2 + O_2(a^1\Delta_g)$	61	$CH_3O_2 + HO_2 = CH_3O_2H + O_2(b^1\Sigma_g^+)$
16	$2HO_2 = H_2O_2 + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	62	$CH_3O_2 + CH_3O_2 = CH_3O + CH_3O + O_2(a^1\Delta_g)$
17	$H_2O + O_2(a^1\Delta_g) = H_2O_2 + O$	63	$CH_3O_2 + CH_3O_2 = CH_3O + CH_3O + O_2(b^1\Sigma_g^+)$
18	$H_2O + O_2(b^1\Sigma_g^+) = H_2O_2 + O$	64	$C_2H_6 + O_2(a^1\Delta_g) = C_2H_5 + HO_2$
19	$O_3 + M = O_2(a^1\Delta_g) + O + M$	65	$C_2H_6 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = C_2H_5 + HO_2$
20	$O_3 + M = O_2(b^1\Sigma_g^+) + O + M$	66	$C_2H_5 + O_2(a^1\Delta_g) = C_2H_4 + HO_2$
21	$O_3 + H = OH + O_2(a^1\Delta_g)$	67	$C_2H_5 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = C_2H_4 + HO_2$
22	$O_3 + H = OH + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	68	$C_2H_4 + O_2(a^1\Delta_g) = C_2H_3 + HO_2$
23	$O_3 + O = O_2(X^3\Sigma_g^-) + O_2(a^1\Delta_g)$	69	$C_2H_4 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = C_2H_3 + HO_2$
24	$O_3 + O = O_2(X^3\Sigma_g^-) + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	70	$C_2H_3 + O_2(a^1\Delta_g) = C_2H_2 + HO_2$
25	$O_3 + OH = HO_2 + O_2(a^1\Delta_g)$	71	$C_2H_3 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = C_2H_2 + HO_2$
26	$O_3 + OH = HO_2 + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	72	$C_2H_2 + O_2(a^1\Delta_g) = HCO + HCO$
27	$O_3 + HO_2 = OH + O_2(X^3\Sigma_g^-) + O_2(a^1\Delta_g)$	73	$C_2H_2 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = HCO + HCO$
28	$O_3 + HO_2 = OH + O_2(X^3\Sigma_g^-) + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	74	$C_2H_2 + O_2(a^1\Delta_g) = C_2H + HO_2$
29	$O_3 + O_2(a^1\Delta_g) = 2O_2(X^3\Sigma_g^-) + O$	75	$C_2H_2 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = C_2H + HO_2$
30	$O_3 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = 2O_2(X^3\Sigma_g^-) + O$	76	$C_2H + O_2(a^1\Delta_g) = CO + HCO$
31	$2O_2(a^1\Delta_g) = O_2(b^1\Sigma_g^+) + O_2$	77	$C_2H + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CO + HCO$
32	$CH_2O + O_2(a^1\Delta_g) = HO_2 + HCO$	78	$N + O_2(a^1\Delta_g) = O + NO$
33	$CH_2O + O_2(b^1\Sigma_g^+) = HO_2 + HCO$	79	$N + O_2(b^1\Sigma_g^+) = O + NO$
34	$HO_2 + CO = HCO + O_2(a^1\Delta_g)$	80	$NO + O_2(a^1\Delta_g) = O + NO_2$
35	$HO_2 + CO = HCO + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	81	$NO + O_2(b^1\Sigma_g^+) = O + NO_2$
36	$CH_4 + O_2(a^1\Delta_g) = CH_3 + HO_2$	82	$NO + NO + O_2(a^1\Delta_g) = NO_2 + NO_2$
37	$CH_4 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CH_3 + HO_2$	83	$NO + NO + O_2(b^1\Sigma_g^+) = NO_2 + NO_2$
38	$CH_3 + O_2(a^1\Delta_g) = CH_3O + O$	84	$O_3 + NO = NO_2 + O_2(a^1\Delta_g)$
39	$CH_3 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CH_3O + O$	85	$O_3 + NO = NO_2 + O_2(b^1\Sigma_g^+)$
40	$CH_3O + O_2(a^1\Delta_g) = CH_2O + HO_2$	86	$N_2 + O_2(a^1\Delta_g) = N_2O + O$
41	$CH_3O + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CH_2O + HO_2$	87	$N_2 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = N_2O + O$
42	$CH_3 + O_2(a^1\Delta_g) = CH_2O + OH$	88	$O_3 + N_2 = N_2O + O_2(a^1\Delta_g)$
43	$CH_3 + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CH_2O + OH$	89	$O_3 + N_2 = N_2O + O_2(b^1\Sigma_g^+)$
44	$CO + O_2(a^1\Delta_g) = CO_2 + O$	90	$O_2(a^1\Delta_g) + M = O_2(X^3\Sigma_g^-) + M$
45	$CO + O_2(b^1\Sigma_g^+) = CO_2 + O$	91	$O_2(b^1\Sigma_g^+) + M = O_2(a^1\Delta_g) + M$
46	$CH + O_2(a^1\Delta_g) = CO + OH$		

этих состояний:  $q_X = 0.5$ ,  $q_a = 0.33$ ,  $q_b = 0.17$ . При этом константы скоростей суммарных процессов были взяты из [17]. При вычислении констант скоростей прямых реакций № 48–49, 62–63 энергетический барьер увеличивался на величину энергии соответствующего электронного состояния ( $E_a^e = E_a^0 + E_e$ ).

Данные по константам скорости тушения (электронно-поступательной  $E-T$ -релаксации) состояний  $a^1\Delta_g$  и  $b^1\Sigma_g^+$  молекулы  $O_2$  (реакции № 90, 91) для  $M = O, O_3, O_2, H_2, H_2O, HO_2, H_2O_2$  были взяты из [12], а для  $M = CO_2, CO, N_2$  из [18,19]. Для  $M = H, C, N$  полагалось, что тушение происходит с той же вероятностью,

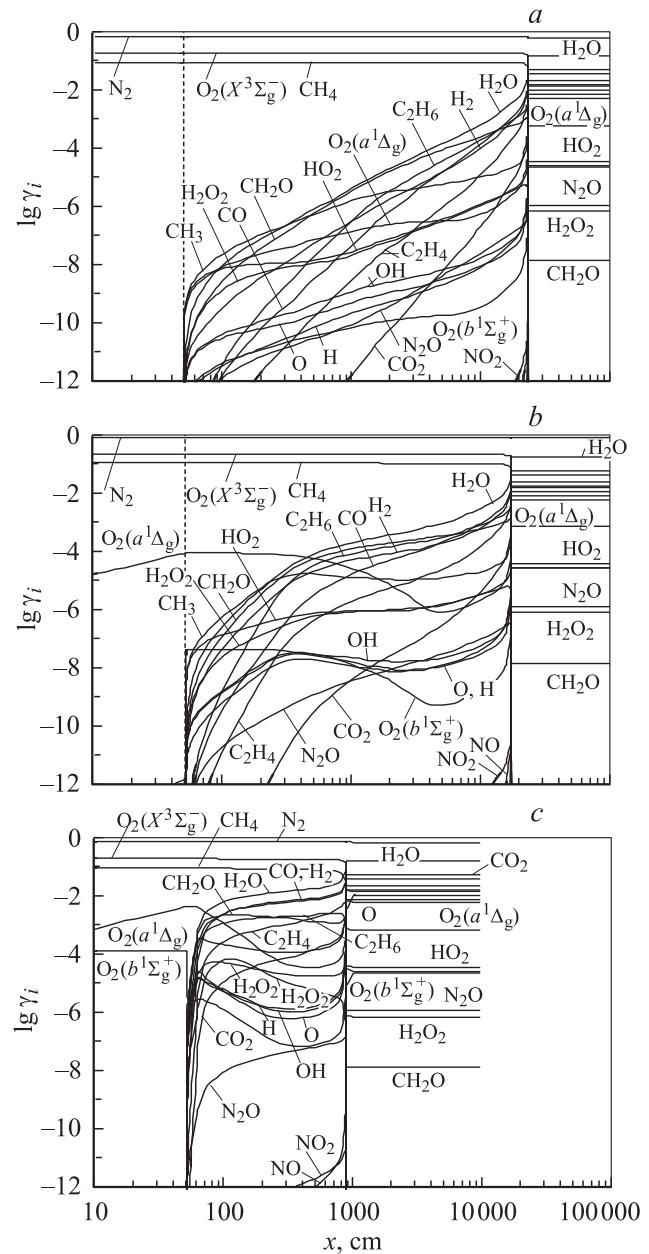
что и для  $M = O$ ; для  $M = CH_q, C_2H_q, CH_qO, CH_3O_2,$   
 $CH_3O_2H$  — так же, как и для  $M = H_2O$ ; для  $M = NO,$   
 $NO_2, N_2O$  — так же, как и для  $M = N_2$ . Константы скорости реакций, протекающих в обратном направлении, вычислялись на основе принципа детального равновесия.

## 1. Иницирование горения смеси $CH_4/O_2$ (воздух) в сверхзвуковом потоке при воздействии излучения

Конкретный анализ проведем на примере стехиометрической смеси  $CH_4/воздух$  ( $CH_4/O_2/N_2 = 0.5/1/3.76$ ) для случая поглощения излучения на переходах с  $v' = v'' = 0, j' = 9, j'' = K' = K'' = 8$  (при таких вращательных квантовых числах при  $T_0 = 300$  К коэффициент поглощения для обоих рассматриваемых переходов:  $X^3\Sigma_g^- \rightarrow a^1\Delta_g$  и  $X^3\Sigma_g^- \rightarrow b^1\Sigma_g^+$  максимален). Длины волн, соответствующие центрам линий этих переходов, равны  $1.268 \mu m$  и  $762 nm$ , а коэффициенты Эйнштейна соответственно  $2.58 \cdot 10^{-4} s^{-1}$  и  $8.5 \cdot 10^{-2} s^{-1}$ . При вычислении функции Фойхгта  $H(x, a)$ , как и в [12], полагалось, что коэффициенты столкновительного уширения спектральной линии поглощения пропорциональны газокинетическим сечениям столкновения молекулы  $O_2$  с  $M$ -м партнером (в зоне воздействия  $M = CH_4, O_2, N_2$ ),

При низких температурах газа перед ударной волной ( $T_0 = 300$  К) скорости химических реакций в зоне облучения существенно меньше скорости индуцированных переходов и скорости  $E-T$ -релаксации состояний  $a^1\Delta_g$  и  $b^1\Sigma_g^+$ . При этом концентрация молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  и  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  в зоне облучения определяется отношением между временем индуцированных переходов  $\tau_I = W_I^{-1}$ , временем  $E-T$ -релаксации и временем воздействия  $\tau_p = \delta/u_0$ . При рассматриваемых параметрах потока:  $P_0 = 10^2 - 10^4$  Па и  $T_0 = 300$  К длина зоны поглощения  $L_v = k_v^{-1}$  для излучения с  $\lambda_I = 1.268 \mu m$  составляет  $2 \cdot 10^4 - 600$  м, а для излучения с  $\lambda_I = 762 nm$  —  $320 - 10$  м. Поэтому всегда  $\delta \ll L_v$  и облучение газа перед фронтом ударной волны можно проводить путем многократного сканирования поперек потока лазерным пучком с радиусом  $0.2 - 1$  см и таким образом добиться нужной величины поглощенной газом энергии излучения.

При прохождении газом фронта ударной волны его температура и давление повышаются, что приводит к увеличению скорости химических реакций и воспламенению смеси на некотором расстоянии от фронта. Присутствие в смеси молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  и  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  резко ускоряет этот процесс. Это иллюстрирует рис. 2, на котором показано изменение как в зоне воздействия, так и за фронтом ударной волны мольных долей ( $\gamma_i$ ) основных компонентов, ответственных за развитие цепного механизма воспламенения смеси  $CH_4/воздух$ , при отсутствии излучения (а) и в случае воздействия



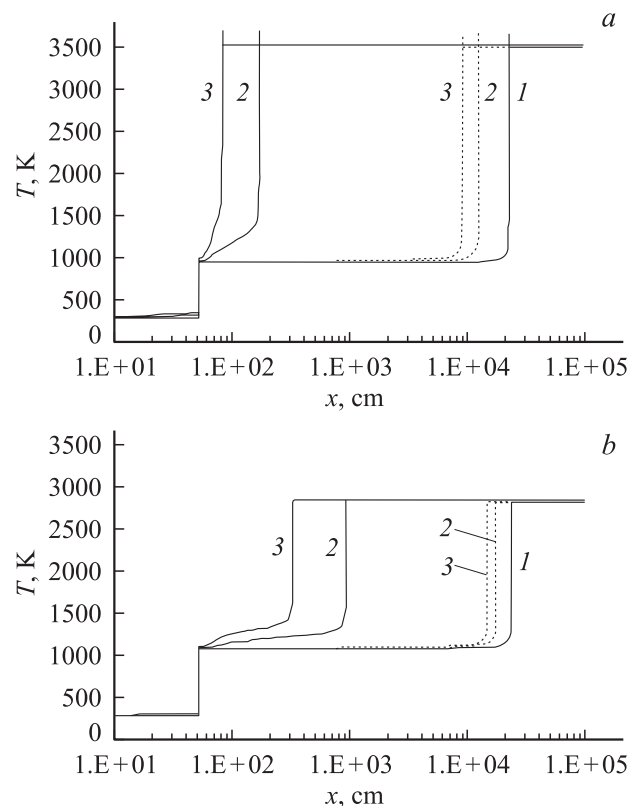
**Рис. 2.** Изменение концентраций (мольных долей) компонентов вдоль потока при  $M_0 = 8, \beta = 30^\circ$  в смеси  $CH_4/O_2/N_2 = 0.5/1/3.76$  с  $P_0 = 10^4$  Па,  $T_0 = 300$  К при отсутствии излучения (а) и при воздействии излучения с  $\lambda_I = 1.268$  (b) и  $762 nm$  (c) для  $I_0 = 10 kW/cm^2, \delta = 50$  см. Вертикальная пунктирная линия соответствует положению фронта ударной волны.

излучения с  $\lambda_I = 1.268 \mu m$  (b) и  $\lambda_I = 762 nm$  (c) на длине  $\delta = 50$  см при  $I_0 = 10 kW/cm^2, M_0 = 8$  и  $\beta = 30^\circ$ . Видно, что даже при небольшой температуре за фронтом ( $T_1 = 1102$  К) воздействие излучения с  $\lambda_I = 762 nm$  приводит к воспламенению смеси  $CH_4/воздух$  уже на расстоянии  $8.8 m$  от фронта даже при относительно низком давлении газа  $P_1 = 1.9 \cdot 10^5$  Па и небольшом значении потока подведенной к газу энергии излуче-

ния  $E_{in} = I_0 \cdot \tau_p = 1.76 \text{ J/cm}^2$  (при отсутствии излучения  $L_{in} = 230 \text{ m}$ , т.е. при данных условиях воспламенения метано-воздушной смеси не происходит). При воздействии излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  длина зоны индукции  $L_{in}$  существенно больше и составляет  $170 \text{ m}$ . Объясняется такое отличие тем, что поглощенная одной молекулой  $\text{O}_2$  энергия излучения  $E_s = k_\nu I_0 \tau_p / N_1$  при возбуждении состояния  $a^1\Delta_g$  существенно меньше ( $E_s = 4 \cdot 10^{-4} \text{ eV/molecule}$ ), чем при возбуждении  $b^1\Sigma_g^+$  ( $E_s = 3.8 \cdot 10^{-2} \text{ eV/molecule}$ ).

Далее будет показано, что при одинаковом значении  $E_s$  величина  $L_{in}$  при воздействии излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  даже несколько меньше, чем для излучения с  $\lambda_l = 762 \text{ nm}$ . Связано это с тем, что возбужденные молекулы  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$  заметно быстрее релаксируют по каналу № 91 (здесь и далее нумерация реакций соответствует нумерации в таблице) с образованием  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ , чем молекулы  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  в основное электронное состояние (реакция № 90). Это приводит к тому, что в процессе возбуждения молекул  $\text{O}_2$  в состояние  $b^1\Sigma_g^+$  температура в конце зоны воздействия увеличивается. Увеличивается при этом и температура за фронтом. Так, при  $I_0 = 0$  ее величина составляет  $1093 \text{ K}$ , а при  $I_0 = 10$  и  $20 \text{ kW/cm}^2$   $T_1 = 1102$  и  $1110$  соответственно. В то же время при тех же значениях  $I_0$  величина  $T_1$  в случае возбуждения состояния  $a^1\Delta_g$  излучением с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  не превышает  $1093 \text{ K}$ .

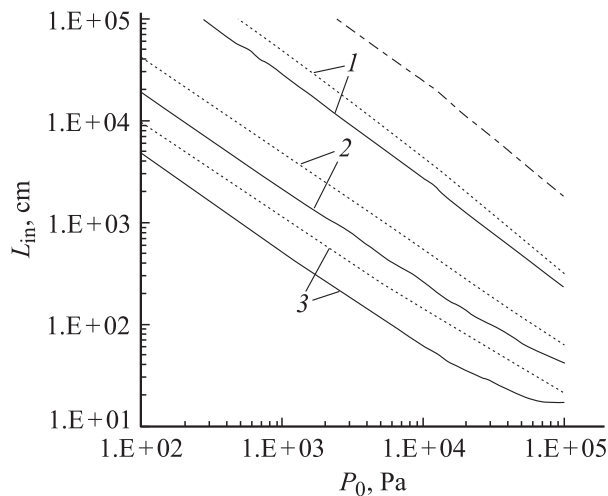
Такая же ситуация характерна и для метано-кислородной смеси. Однако вследствие того, что в стехиометрической смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2 = 0.5/1$  абсолютное количество метана заметно больше, чем в смеси  $\text{CH}_4/\text{воздух}$  ( $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2 = 0.5/1/3.76$ ), то и конечная температура продуктов сгорания выше. А большая концентрация молекул  $\text{O}_2$  приводит к тому, что при одинаковых значениях  $E_{in}$  и  $E_s$  в смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  концентрация молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$  в зоне облучения больше, чем в смеси  $\text{CH}_4/\text{воздух}$ . Поэтому, несмотря на то, что при отсутствии облучения ( $E_{in} = 0$ ) величина  $L_{in}$  для смесей  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  и  $\text{CH}_4/\text{воздух}$  при рассматриваемых параметрах практически одинакова, в случае воздействия излучения как с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$ , так и с  $\lambda_l = 762 \text{ nm}$  сокращение длины зоны индукции в смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  заметно больше, чем в смеси  $\text{CH}_4/\text{воздух}$ , хотя значения  $T_1$  для смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  даже несколько меньше (в смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  при  $I_0 = 10$  и  $20 \text{ kW/cm}^2$   $T_1 = 993$  и  $1014 \text{ K}$ ). Это иллюстрирует рис. 3, на котором показано изменение температуры в зоне облучения ( $\delta = 0.5 \text{ m}$ ) и за фронтом ударной волны ( $\beta = 30^\circ$ ) для смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2 = 0.5/1$  (a) и смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2 = 0.5/1/3.76$  (b) с  $T_0 = 300 \text{ K}$ ,  $P_0 = 10^4 \text{ Pa}$ ,  $M_0 = 8$  в случае воздействия излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  и  $762 \text{ nm}$  при  $I_0 = 10$  и  $20 \text{ kW/cm}^2$  ( $E_{in} \approx 2$  и  $4 \text{ J/cm}^2$ ). Видно, что для реализации воспламенения смеси  $\text{CH}_4/\text{воздух}$  на приемлемых расстояниях от фронта ( $\sim 1-3 \text{ m}$ ) необходимы существенно (в 2-3 раза) большие значения  $E_{in}$ , чем для смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Важно отметить, что возбуждение молекул  $\text{O}_2$  в состояния  $a^1\Delta_g$



**Рис. 3.** Изменение температуры газа в зоне облучения и за фронтом ударной волны ( $M_0 = 8$ ,  $\beta = 30^\circ$ ) при воздействии на смесь  $\text{CH}_4/\text{O}_2 = 0.5/1$  (a) и на смесь  $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2 = 0.5/1/3.76$  (b) излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  (пунктир) и  $762 \text{ nm}$  (сплошные линии) при  $I_0 = 0$ ; 10 и  $20 \text{ kW/cm}^2$  (1-3),  $\delta = 50 \text{ cm}$  при  $T_0 = 300 \text{ K}$ ,  $P_0 = 10^4 \text{ Pa}$ .

и  $b^1\Sigma_g^+$  не приводит к увеличению концентрации оксидов азота ( $\text{NO}$  и  $\text{NO}_2$ ) в продуктах сгорания.

Основной причиной сокращения длины зоны индукции является, конечно не увеличение  $T_1$  в случае воздействия излучения, а интенсификация цепного механизма горения смеси  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Напомним, что основной реакцией инициирования цепи при низких температурах ( $T < 1300 \text{ K}$ ) в смесях  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  (воздух) является взаимодействие  $\text{CH}_4$  с  $\text{O}_2$ , при котором образуется активный радикал  $\text{CH}_3$  и двуокись водорода. Эти соединения также взаимодействуют с  $\text{O}_2$  в реакциях  $\text{CH}_3 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{CH}_2\text{O} + \text{OH}$ ,  $\text{CH}_3 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{CH}_3\text{O} + \text{O}$  и  $\text{HO}_2 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{O}_3 + \text{OH}$ . Продуктами этих реакций являются химически активные радикалы  $\text{CH}_2\text{O}$ ,  $\text{OH}$ , атомы  $\text{O}$  и озон, который, диссоциируя, также дает атомарный кислород. Атомы  $\text{O}$  и радикалы  $\text{OH}$  взаимодействуют с  $\text{CH}_4$ , образуя вновь  $\text{CH}_3$  и  $\text{OH}$  ( $\text{CH}_4 + \text{O} = \text{CH}_3 + \text{OH}$ ,  $\text{CH}_4 + \text{OH} = \text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O}$ ). Однако при  $T < 1100 \text{ K}$  радикалы  $\text{CH}_3$  интенсивно рекомбинируют, образуя пассивные соединения  $\text{C}_2\text{H}_6$  и  $\text{CH}_3\text{O}_2$  ( $2\text{CH}_3 + M = \text{C}_2\text{H}_6 + M$ ;  $\text{CH}_3 + \text{O}_2 + M = \text{CH}_3\text{O}_2 + M$ ). Эти реакции протекают с выделением энергии и приводят к увеличению  $T$ .



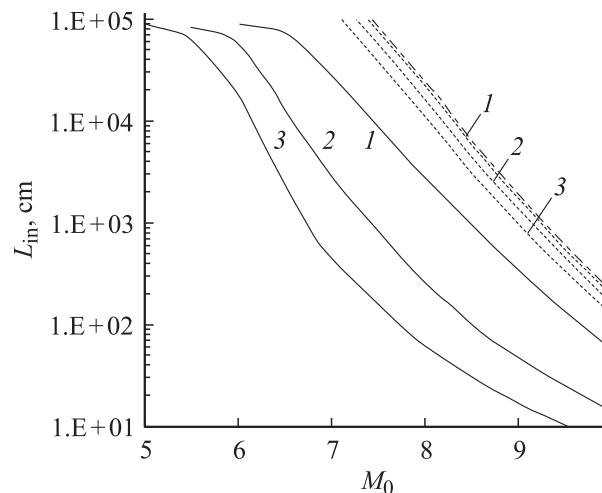
**Рис. 4.** Зависимость длины зоны индукции  $L_{in}$  от начального давления стехиометрической смеси  $\text{CH}_4/\text{воздух}$  для  $T_0 = 300 \text{ K}$ ,  $M_0 = 8$ ,  $\beta = 30^\circ$  при возбуждении молекул  $\text{O}_2$  излучением с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  и  $762 \text{ nm}$  (сплошные кривые и пунктир) при различных значениях поглощенной одной молекулой  $\text{O}_2$  энергии:  $E_s = 0.01, 0.05, 0.1 \text{ eV/molecule}$  (1–3). Штриховая кривая — зависимость  $L_{in}(P_0)$  при отсутствии облучения.

При этом скорости этих реакций уменьшаются и концентрация  $\text{CH}_3$  в смеси растет. Увеличивается и скорость реакции  $\text{CH}_3 + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{CH}_3\text{O} + \text{O}$ , в которой образуются активные атомы  $\text{O}$ . Распад радикалов  $\text{CH}_3\text{O}$  приводит к образованию  $\text{CH}_2\text{O}$  и  $\text{H}$ , т.е. эта реакция является реакцией разветвления цепи. Атомы  $\text{H}$ , реагируя с  $\text{O}_2$ , дают  $\text{O}$  и  $\text{OH}$  ( $\text{H} + \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) = \text{OH} + \text{O}$ ). Высокая концентрация активных центров  $\text{O}$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3$  и образование радикалов  $\text{C}_2\text{H}_5$  при разрушении пассивного  $\text{C}_2\text{H}_6$  приводит к воспламенению смеси. Однако при отсутствии излучения при  $T \approx 1000 \text{ K}$  все эти процессы протекают очень медленно и поэтому длина зоны индукции при  $M_0 = 8$ ,  $\beta = 30^\circ$  и  $P_0 = 10^4 \text{ Pa}$  превышает  $200 \text{ m}$ .

При возбуждении молекул  $\text{O}_2$  как излучением с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$ , так и с  $\lambda_l = 762 \text{ nm}$  схема процессов образования активных атомов и радикалов остается в основном прежней. Однако скорости всех процессов, в которых участвуют молекулы  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ , возрастают до  $10^3$ – $10^4$  раз. Прежде всего это относится к реакциям инициирования и продолжения цепи с участием молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ . Вследствие того, что концентрации всех активных радикалов увеличиваются, возрастают и скорости даже тех реакций, в которых возбужденные молекулы  $\text{O}_2$  не принимают непосредственного участия. Сокращение длины зоны индукции в этом случае зависит от концентрации молекул  $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$  и  $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$  в конце зоны воздействия, следовательно, от величины  $E_{in}$ . Величина этого сокращения зависит также от параметров смеси перед фронтом ударной волны  $P_0, T_0$ , которые наряду с величиной  $E_{in}$  определяют

значение поглощенной одной молекулой  $\text{O}_2$  энергии излучения  $E_s$ . На рис. 4 приведена зависимость  $L_{in}$  от  $P_0$  при  $M_0 = 8$ ,  $\beta = 30^\circ$ ,  $T_0 = 300 \text{ K}$  при различных значениях  $E_s$  в случае воздействия излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  и  $762 \text{ nm}$ . Как и ожидалось, при одинаковом значении  $E_s$  сокращение длины зоны индукции в случае воздействия излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  больше, чем для излучения с  $\lambda_l = 762 \text{ nm}$ . Вследствие того, что длина поглощения излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  много больше, чем для излучения с  $\lambda_l = 762 \text{ nm}$  (при  $T_0 = 300 \text{ K}$  и  $P_0 = 10^4 \text{ Pa}$  значения  $L_p$  соответственно равны  $6 \cdot 10^4 \text{ cm}$  и  $610 \text{ cm}$ ), для достижения одинакового значения  $E_s$  при воздействии излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  требуется большее число проходов лазерного пучка поперек потока. Весьма важным с практической точки зрения является тот факт, что даже при высоком давлении смеси ( $P_0 = 10^5 \text{ Pa}$ ) сокращение величины  $L_{in}$  при малом значении энергии, поглощенной одной молекулой  $\text{O}_2$ ,  $E_s = 0.05 \text{ eV/molecule}$  (при  $M_0 = 8$  и  $\delta = 0.5 \text{ m}$  это значение  $E_s$  соответствует подведенному потоку лазерного излучения с  $\lambda_l = 762 \text{ nm}$   $E_{in} = 38 \text{ J/cm}^2$ ) составляет 28 раз, а сама величина  $L_{in}$  для излучения с  $\lambda_l = 762 \text{ nm}$  равна  $0.6 \text{ m}$ .

Метод, основанный на возбуждении молекул  $\text{O}_2$  в состоянии  $a^1\Delta_g$  или  $b^1\Sigma_g^+$  лазерным излучением, намного эффективнее для инициирования горения и детонации в сверхзвуковом потоке, чем рассматриваемый в настоящее время метод [13,20], основанный на простом нагреве среды лазерным излучением. На рис. 5 показана зависимость  $L_{in}(M_0)$  при различных значениях  $E_s$  в случае воздействия излучения с  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  на смесь  $\text{CH}_4/\text{воздух}$ , когда происходит возбуждение молекул  $\text{O}_2$  в состояние  $a^1\Delta_g$ , а также когда вся поглощенная энер-



**Рис. 5.** Зависимость длины зоны индукции  $L_{in}$  от числа Маха невозмущенного потока стехиометрической смеси  $\text{CH}_4/\text{воздух}$  с  $T_0 = 300 \text{ K}$ ,  $P_0 = 10^4 \text{ Pa}$ ,  $\beta = 30^\circ$  при возбуждении молекул  $\text{O}_2$  в состояние  $a^1\Delta_g$  с излучением  $\lambda_l = 1.268 \mu\text{m}$  и в случае, когда вся поглощенная энергия идет на нагрев газа (сплошные кривые и пунктир), при  $E_s = 0.01, 0.05, 0.1 \text{ eV/molecule}$  (1–3). Штрихпунктир — случай отсутствия облучения ( $E_s = 0$ ).

гия идет на нагрев газа. Видно, что во всем диапазоне изменения  $M_0$  величина  $L_{in}$  при возбуждении молекул  $O_2$  даже при небольшом значении  $E_s = 0.05$  eV/molecule в 10–100 раз меньше, чем при чисто тепловом воздействии лазерного излучения. Для того чтобы получить такое же значение длины зоны индукции, как в случае возбуждения молекул  $O_2$  при  $E_s = 0.1$  eV/molecule для  $M_0 = 8$ ,  $P_0 = 10^4$  Pa ( $L_{in} = 1$  m), при чисто тепловом воздействии необходимо вложить в газ энергию  $\sim 10$  eV на молекулу  $O_2$ .

## Заключение

Воздействие лазерного излучения с длиной волны  $\lambda_l = 1.268$   $\mu$ m или 762 nm на сверхзвуковой поток позволяет инициировать детонационное горение в смеси  $CH_4$ /воздух за фронтом относительно слабых ударных волн, когда температура газа за фронтом не превышает 1100 K, даже при малой величине поглощенной энергии ( $E_s = 0.05$ – $0.1$  eV/molecule). Обусловлено это интенсификацией формирования активных атомов O, H и радикалов OH,  $CH_3$ ,  $CH_2O$  — носителей цепного механизма горения метаноокислородных смесей вследствие образования возбужденных молекул  $O_2(a^1\Delta_g)$  и  $O_2(b^1\Sigma_g^+)$  в зоне облучения. В смесях  $CH_4$ /воздух даже при высоких значениях давления перед фронтом ударной волны ( $P_0 = 10^5$  Pa) уменьшение длины зоны индукции в случае возбуждения молекул  $O_2$  как в состояние  $a^1\Delta_g$ , так и в состояние  $b^1\Sigma_g^+$  составляет 25–30 раз при малом значении поглощенной энергии ( $E_s = 0.05$  eV/molecule) по сравнению со случаем отсутствия облучения. Это позволяет реализовать детонационное горение в сверхзвуковом потоке на малых расстояниях от зоны воздействия излучения ( $< 1$  m) при атмосферном давлении смеси  $CH_4$ /воздух и невысоких значениях температуры за фронтом ударной волны ( $T_1 \leq 1100$  K). Данный метод инициирования горения в сверхзвуковом потоке существенно (в сотни раз) более эффективен, чем термический нагрев среды резонансным лазерным излучением.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты: № 02-01-00703 и 02-02-16915).

## Список литературы

- [1] *Yip T.* // AIAA Paper. 1989. N 89-2567. 10 p.
- [2] *Даутов Н.Г., Старик А.М.* // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32. № 1. С. 94–110.
- [3] *Li C., Kailasanath K., Oran E.S.* // Combust. Flame. 1997. Vol. 108. N 1/2. P. 173–186.
- [4] *Bezgin L., Ganzhelo A., Gouskov O., Kopchenov V.* // AIAA Paper. 1998. N 98-1513.
- [5] *Figueira Da Silva L.F., Deshaies B.* // Combust. Flame. 2000. Vol. 121. N 1/2. P. 152–166.
- [6] *Gonzalez D.E.* // AIAA Paper. 1996. N 96-4560.
- [7] *Chinitz W.* // AIAA Paper. 1996. N 96-4536.
- [8] *Bezgin L., Ganzhelo A., Gouskov O. et al.* // Gaseous and Heterogeneous Detonations. Science to Applications / Ed. G. Roy, S. Frolov, K. Kailasanath, N. Smirnov. Moscow: Enas Publ, 1999. P. 285–300.
- [9] *Eidelman S.* // AIAA Paper. 1999. N 99-1067.
- [10] *Старик А.М., Титова Н.С.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 8. С. 1–12.
- [11] *Старик А.М., Титова Н.С.* // ДАН. 2001. Т. 380. № 3. С. 332–337.
- [12] *Starik A.M., Titova N.S.* // Confined Detonations and Pulse Detonation Engines / Ed. G. Roy et al. Moscow: Torus Press, 2003. P. 87–104.
- [13] *Chou M.S., Fendell F.E., Behrens H.W.* // Proc. SPIE. 1993. Vol. 1862. P. 45–58.
- [14] *Старик А.М., Титова Н.С.* // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 3. С. 31–38.
- [15] *Sloane T.M.* // Combust. Sci. and Technol. 1989. Vol. 63. N 4–6. P. 287–313.
- [16] *Leung K.M., Lindstedt R.P.* // Combust. Flame. 1995. Vol. 102. N 1/2. P. 129–160.
- [17] *Даутов Н.Г., Старик А.М.* // Кинетика и катализ. 1997. Т. 38. № 2. С. 207–230.
- [18] *Дидюков А.И., Кулагин Ю.А., Шелепин Л.А., Ярыгина В.Н.* // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 5. С. 892–904.
- [19] *Мак-Ивен М., Филлипс Л.* Химия атмосферы. М.: Мир, 1978. 375 с.
- [20] *Tanoff M.A., Smooke M.D., Teets R.E., Fell J.A.* // Combust. Flame. 1995. Vol. 103. N 4. P. 253–280.