

02;03;07

Иницирование детонационной волны при обтекании клина сверхзвуковым потоком водородно-кислородной смеси резонансным лазерным излучением

© Л.В. Безгин, В.И. Копченков, А.М. Старик, Н.С. Титова

Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова,
111116 Москва, Россия
e-mail: star@ciam.ru

(Поступило в Редакцию 11 апреля 2006 г.)

Проанализированы особенности формирования наклонной детонационной волны при обтекании сверхзвуковым потоком водородно-кислородной смеси плоского клина. Показано, что возбуждение электронного состояния $b^1\Sigma_g^+$ молекулярного кислорода резонансным лазерным излучением с длиной волны 762 nm позволяет осуществить детонационное горение на расстоянии ~ 1 m от носика клина при низкой температуре газа (500–600 K). При этом достаточно проводить облучение газа в узкой приосевой области потока с поперечным размером 0.5–1 cm перед носиком клина. Показано, что лазерно-индуцированное возбуждение молекулярного кислорода в несколько раз эффективнее простого нагрева смеси для иницирования детонационной волны.

PACS: 47.40.Rs, 42.62.-b

Введение

Реализация детонационного горения смеси в сверхзвуковом потоке позволяет не только существенно сократить длину зоны энерговыделения по сравнению с обычным гомогенным или диффузионным режимами горения, но и получить более высокие значения температуры и давления газа [1]. Анализ возможности реализации детонационного горения в горючих смесях, движущихся со сверхзвуковой скоростью, посвящено значительное число работ [2–6]. Было показано, что при воспламенении смеси, в зависимости от геометрии и параметров газа в потоке, могут возникать различные типы как стационарных, так и нестационарных режимов горения и, в частности, детонационный режим. Важнейшими задачами при реализации детонационного горения являются стабилизация детонационной волны в сверхзвуковом потоке и иницирование воспламенения смеси при невысоких значениях температуры газа. Самой простой схемой течения, в которой достигается стабилизация детонационной волны, является обтекание клина или конуса сверхзвуковым потоком горючей смеси. Воспламенение здесь происходит за фронтом наклонной ударной волны, центрированной на носике клина, а детонационная волна формируется на некотором расстоянии от поверхности клина в результате взаимодействия волны сжатия, возникающей в зоне горения (тепловыделения), с фронтом наклонной ударной волны [2]. При небольших полууглах раскрытия клина ($\beta = 8-10^\circ$) расстояние, на котором формируется детонационная волна в практически интересном диапазоне параметров потока (давление $P_0 = 10^3-10^4$ Pa, температура $T_0 = 400-700$ K и число Маха $M_0 = 4-6$), даже для водородно-кислородной смеси слишком велико (~ 10 m) [7]. Поэтому поиск методов интенсификации

процессов формирования детонационной волны в такой геометрии является исключительно важной задачей.

Недавние исследования [8,9] показали, что существенного сокращения длины зон воспламенения и тепловыделения в сверхзвуковом потоке смесей H_2/O_2 (воздух) и CN_4/O_2 (воздух) за фронтом наклонной ударной волны можно добиться, возбуждая молекулы O_2 в электронное состояние $b^1\Sigma_g^+$ лазерным излучением с длиной волны $\lambda_l = 762$ nm, генерируемым, например, диодным лазером, даже при малых значениях подведенной к газу энергии излучения ($E_a \sim 10^{-3}$ J/cm³). Представляет интерес провести анализ эффективности использования такого метода для сокращения длины зоны формирования детонационной волны при обтекании клина горючей смесью. Такой анализ и проводится в данной работе.

Постановка задачи и физико-математическая модель

Рассмотрим обтекание клиновидного тела с полууглом раскрытия β сверхзвуковым потоком смеси H_2/O_2 . Пусть на поток перед носиком клина в некоторой области, длина которой вдоль потока равна l_p , а высота равна Y_e , действует излучение с длиной волны $\lambda_l = 762$ nm, интенсивность которого одинакова во всей области воздействия. Частота этого излучения ν_l резонансна частоте связанно-связанного электронного перехода $m(X^3\Sigma_g^-, V' = 0, J' = 9, K' = 8) \rightarrow n(b^1\Sigma_g^+, V'' = 0, J'' = 8, K'' = 8)$ молекулы O_2 , где V' и V'' — колебательные, а J', K' и J'', K'' — вращательные квантовые числа в состояниях $X^3\Sigma_g^-$ и $b^1\Sigma_g^+$ соответственно. При заданных J', K' и J'', K'' величина коэффициента поглощения для рассматриваемого электронно-колебательного перехода максимальна при температуре газа $T = 300$ K.

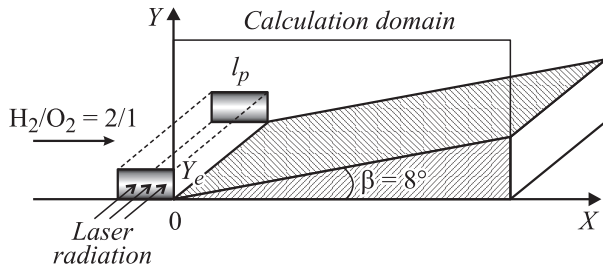


Рис. 1. Схема течения и расчетная область.

Схема течения приведена на рис. 1. Параметры потока перед зоной воздействия: $P_0 = 10^4$ Па, $T_0 = 500-600$ К, $M_0 = 6$.

Как и в [8,9], будем рассматривать электронно-возбужденные молекулы $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, $O_2(a^1\Delta_g)$ и атомы $O(^1D)$, которые могут возникать в реагирующей смеси вследствие протекания химических реакций и процессов электронно-электронного обмена, как отдельные химические компоненты с соответствующей энтальпией образования и полагать, что колебательные, вращательные и поступательные степени свободы молекул смеси находятся в термодинамическом равновесии.

Анализ проведен для случая, когда $l_p \ll L_v$, где L_v — длина поглощения. В этом случае анализ можно проводить, используя приближение оптически тонкого слоя. Газодинамика течения реагирующего газа H_2/O_2 при наличии электронно-возбужденных молекул $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и $O_2(a^1\Delta_g)$ и слоя смешения, возникающего на границе внешнего и внутреннего (подверженного воздействию излучения) потоков, рассматривалась в рамках осредненных параболизированных уравнений Навье–Стокса. При этом полагалось, что смешение определяется турбулентным переносом, а коэффициенты турбулентной диффузии одинаковы для всех компонентов. Кроме того, считалось, что для всех компонентов числа Льюиса равны единице. Систему уравнений, описывающую физико-химические и газодинамические процессы в сверхзвуковом потоке, можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{F} + \mathbf{F}_v)}{\partial y} = \mathbf{G}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho u(H + V^2/2) \\ \|uN_i\| \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + P \\ \rho v(H + V^2/2) \\ \|vN_i\| \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{yx} \\ \sigma_{yy} \\ q_y \\ \|J_i^y\| \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ Q_I \\ \|q_{ch}^i + q_I^i\| \end{pmatrix},$$

$$\sigma_{yx} = -\mu_T \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \sigma_{yy} = -\frac{4}{3} \mu_T \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$q_y = u\sigma_{yx} + v\sigma_{yy} - \frac{\mu_T}{Pr_T} \frac{\partial H}{\partial y}, \quad J_i^y = -\frac{\mu_T}{Pr_T} \frac{\partial (N_i/\rho)}{\partial y}.$$

Здесь u, v — проекции вектора скорости на оси OX и OY соответственно, $V = \sqrt{u^2 + v^2}$; P и ρ — давление и плотность газа; H — удельная энтальпия смеси; $\|uN_i\|$, $\|vN_i\|$, $\|J_i^y\|$ и $\|q_{ch}^i + q_I^i\|$ — одно столбцовые матрицы размерности M (M — число компонентов в смеси); N_i — плотность молекул i -го компонента смеси (далее $i = 1, 2, 3$ соответствуют молекулярному кислороду в основном $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ и в возбужденных $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ состояниях); Pr_T — турбулентное число Прандтля; $\mu_T = \rho\nu_T$, ν_T — турбулентная вязкость. При проведении расчетов полагалось $Pr_T = 0.9$. Для замыкания системы уравнений привлекается однопараметрическая дифференциальная модель для турбулентной вязкости [10]. Выражения для энтальпии смеси H , а также источников q_{ch}^i и q_I^i , определяющих изменение концентрации i -го компонента в смеси в результате протекания химических реакций и индуцированных переходов, удобно представить в виде

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

$$C_p = \frac{R}{\mu} \left(\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^S C_{Ri}^s \gamma_i + \sum_{i=1}^S C_{vi}^s \gamma_i \right),$$

$$C_{vi}^s = \sum_{j=1}^L \left(\frac{\theta_{ij}}{T} \right)^2 \frac{\exp(\theta_{ij}/T)}{[\exp(\theta_{ij}/T) - 1]^2},$$

$$\mu = \sum_{i=1}^M \mu_i \gamma_i, \quad P = \frac{\rho RT}{\mu}, \quad \gamma_i = \frac{N_i}{N}, \quad N = \sum_{i=1}^M N_i,$$

$$q_{ch}^i = \sum_{q=1}^{M_{iq}} S_{iq}, \quad S_{iq} = (\alpha_{iq}^- - \alpha_{iq}^+) [R_q^+ - R_q^-],$$

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

$$q_I^i = l_{iI} W_I \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right), \quad W_I = \frac{\sigma_{mn} I}{h\nu_I},$$

$$\sigma_{mn} = \frac{\lambda_{mn}^2}{4\pi b_D} A_{mn} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} H(x, a),$$

$$k_v = \sigma_{mn} \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right), \quad N_m = N_1 \varphi_m, \quad N_n = N_3 \varphi_n,$$

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

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

Здесь μ_i — молярная масса i -го компонента смеси; h_{0i} — энтальпия образования i -го компонента при $T = 298$ К; S — число только молекулярных компонентов; $C_{Ri}^s = 1$ — для компонентов из линейных молекул и $C_{Ri}^s = 1.5$ — для компонентов из нелинейных молекул;

θ_{ij} — характеристическая колебательная температура j -й моды для i -го компонента ($j = 1 \div L$); M_{1i} — число реакций, приводящих к образованию (уничтожению) i -го компонента; α_{iq}^+ и α_{iq}^- — стехиометрические коэффициенты q -й реакции; $n_q^{+(-)}$ — число компонентов, участвующих в прямой (+) и обратной (–) реакциях; $k_{+(-)q}$ — 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 переходах; N_m и N_n — число молекул в нижнем и верхнем состояниях поглощающего перехода $m \rightarrow n$, g_m и g_n — кратности вырождения этих состояний; λ_{mn} — длина волны, соответствующая центру спектральной линии поглощающего перехода; A_{mn} — 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 $j' = K' - 1$.

Кинетическая модель, которая использовалась в данной работе, включает 89 обратимых химических реакций с участием H_2 , H , H_2O , OH , HO_2 , H_2O_2 , O_3 , $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, $O(^3P)$, $O(^1D)$, а также процессы электронно-электронного ($E-E$) обмена и процессы тушения возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и атомов $O(^1D)$ [8]. Константы скоростей соответствующих процессов и необходимые для расчета молекулярные и спектроскопические постоянные были взяты такими же, как в [8].

Для численного интегрирования системы уравнений (1) использовался маршевый метод, в основе которого лежит стационарный аналог метода Годунова [11]. Для аппроксимации источников членов Q_i , q_{ch}^i , q_i^i использовалась неявная разностная схема, а для аппроксимации конвективных членов в (1) — метод „предиктор–корректор“, имеющий второй порядок точности. Для определения параметров потока и концентраций компонентов на новом пространственном слое применялась специальная процедура, основанная на методе Гаусса–Зейделя. Для разрешения областей с большими градиентами параметров использовалась адаптивная сетка. Проводился специальный анализ по определению сходимости численного решения. При этом количество расчетных точек по оси OY доходило до 500.

Инициирование детонационного горения при лазерно-индуцированном возбуждении молекул O_2

Как было показано в [8,9], концентрация возбужденных молекул O_2 в зоне воздействия определяется величиной энергии излучения, поглощенной одной

молекулой O_2 ,

$$E_s = I_0 \int_0^{l_p} \frac{k_v}{uN_1} dx.$$

Для рассматриваемых параметров потока длина поглощения меняется в пределах $L_v = 778-1507$ см. Конкретный анализ проводился при длине зоны облучения $l_p = 10$ см, т.е. заведомо $l_p \ll L_v$. В этом случае облучение потока перед носиком клина при небольших Y_e можно проводить путем многократного сканирования поперек потока лазерным пучком с радиусом 0.1–0.5 см при небольшой интенсивности воздействующего излучения $I_0 = 0.5-5$ kW/cm². Такой способ облучения дает возможность добиться требуемой величины E_s при воздействии даже относительно слабого источника лазерного излучения.

Рассмотрим сначала, как меняются параметры смеси в зоне воздействия лазерного излучения при различных значениях поглощенной молекулами O_2 энергии. На рис. 2 представлено изменение массовых долей $C_i = \gamma_i \mu_i / \mu$ различных компонентов и температуры газа в зоне воздействия для смеси $H_2/O_2 = 2/1$. Коэффициент поглощения при $x = 0$ здесь равен $6.64 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$, соответственно $L_v = 15$ м. Видно, что при более высоком значении E_s концентрация молекул $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и $O_2(a^1\Delta_g)$ в смеси выше. Больше при этом и нагрев среды. Однако в рассматриваемом диапазоне параметров этот нагрев незначителен, и даже при $E_s = 0.05 \text{ eV}/(\text{molecule } O_2)$ не превышает 27 К. При $T_0 = 600$ К в зоне облучения уже начинаются химические реакции, в которых образуются активные радикалы OH и атомы O и H . Эти реакции стимулированы образованием возбужденных молекул $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и $O_2(a^1\Delta_g)$ в смеси [8]. При $E_s = 0$ наработки H , O и OH не происходит. К концу зоны облучения массовая доля $O_2(a^1\Delta_g)$ при $E_s = 0.05 \text{ eV}/(\text{molecule } O_2)$

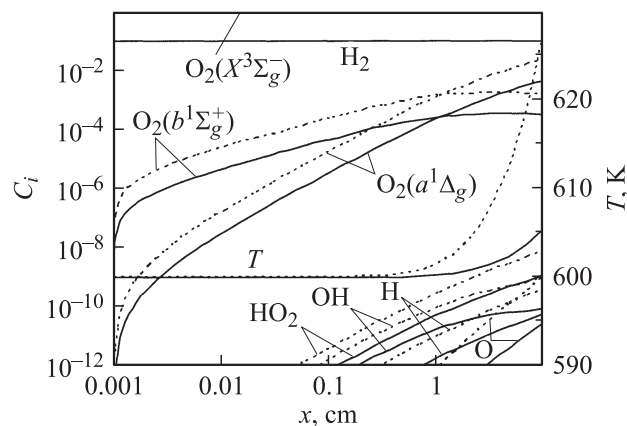


Рис. 2. Изменение массовых долей компонентов и температуры газа при воздействии на сверхзвуковой поток смеси $H_2/O_2 = 2/1$ с $M_0 = 6$, $P_0 = 10^4$ Па, $T_0 = 600$ К лазерного излучения с $\lambda_l = 762$ нм, $E_s = 0.01$ и $0.05 \text{ eV}/(\text{molecule } O_2)$ (сплошные и пунктирные линии, соответственно).

Таблица 1. Температура, давление и мольные доли компонентов смеси в конце зоны воздействия лазерного излучения с $\lambda_l = 762 \text{ nm}$ при $M_0 = 6$

T_0, K	500			600		
$E_s, \text{eV}/(\text{molecule O}_2)$	0.01	0.03	0.05	0.01	0.03	0.05
T, K	505.7	517.1	528.4	605.5	616.5	627.5
P, Pa	$1.01 \cdot 10^4$	$1.03 \cdot 10^4$	$1.06 \cdot 10^4$	$1.01 \cdot 10^4$	$1.03 \cdot 10^4$	$1.05 \cdot 10^4$
γO	$2.08 \cdot 10^{-13}$	$2.45 \cdot 10^{-12}$	$9.02 \cdot 10^{-12}$	$2.39 \cdot 10^{-11}$	$2.53 \cdot 10^{-10}$	$8.48 \cdot 10^{-10}$
$\gamma\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$	$3.31 \cdot 10^{-1}$	$3.27 \cdot 10^{-1}$	$3.23 \cdot 10^{-1}$	$3.31 \cdot 10^{-1}$	$3.27 \cdot 10^{-1}$	$3.23 \cdot 10^{-1}$
γO_3	$7.86 \cdot 10^{-14}$	$2.74 \cdot 10^{-13}$	$5.40 \cdot 10^{-13}$	$2.57 \cdot 10^{-12}$	$8.40 \cdot 10^{-12}$	$1.54 \cdot 10^{-11}$
γH	$1.09 \cdot 10^{-11}$	$4.32 \cdot 10^{-11}$	$9.67 \cdot 10^{-11}$	$7.03 \cdot 10^{-10}$	$2.56 \cdot 10^{-9}$	$5.22 \cdot 10^{-9}$
γH_2	$6.67 \cdot 10^{-1}$	$6.67 \cdot 10^{-1}$	$6.67 \cdot 10^{-1}$	$6.67 \cdot 10^{-1}$	$6.67 \cdot 10^{-1}$	$6.67 \cdot 10^{-1}$
γOH	$8.82 \cdot 10^{-13}$	$4.64 \cdot 10^{-12}$	$1.30 \cdot 10^{-11}$	$6.34 \cdot 10^{-11}$	$3.06 \cdot 10^{-10}$	$7.77 \cdot 10^{-10}$
γHO_2	$1.04 \cdot 10^{-11}$	$4.08 \cdot 10^{-11}$	$9.00 \cdot 10^{-11}$	$4.45 \cdot 10^{-10}$	$1.60 \cdot 10^{-9}$	$3.20 \cdot 10^{-9}$
$\gamma\text{H}_2\text{O}$	$2.41 \cdot 10^{-12}$	$1.11 \cdot 10^{-11}$	$2.85 \cdot 10^{-11}$	$3.41 \cdot 10^{-10}$	$1.42 \cdot 10^{-9}$	$3.25 \cdot 10^{-9}$
$\gamma\text{H}_2\text{O}_2$	$1.05 \cdot 10^{-18}$	$5.21 \cdot 10^{-18}$	$1.47 \cdot 10^{-17}$	$7.35 \cdot 10^{-16}$	$3.20 \cdot 10^{-15}$	$7.79 \cdot 10^{-15}$
$\gamma\text{O}_2(a^1\Delta_g)$	$1.94 \cdot 10^{-3}$	$5.84 \cdot 10^{-3}$	$9.74 \cdot 10^{-3}$	$1.91 \cdot 10^{-3}$	$5.74 \cdot 10^{-3}$	$9.58 \cdot 10^{-3}$
$\gamma\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$	$1.07 \cdot 10^{-4}$	$3.15 \cdot 10^{-4}$	$5.14 \cdot 10^{-4}$	$1.40 \cdot 10^{-4}$	$4.14 \cdot 10^{-4}$	$6.79 \cdot 10^{-4}$

достигает $\sim 2.5\%$ и становится больше, чем массовая доля $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$. Отметим, что молекулы $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ формируются вследствие тушения состояния $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$: $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + M = \text{O}_2(a^1\Delta_g) + M$. Этот процесс протекает существенно быстрее, чем аналогичный для $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$: $\text{O}_2(a^1\Delta_g) + M = \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) + M$, где M — любая молекула смеси. Увеличение подведенной к газу энергии интенсифицирует все эти процессы. Естественно, что при этом увеличивается концентрация как электронно-возбужденных молекул O_2 , так и активных радикалов OH и атомов O и H в смеси. Это хорошо видно из табл. 1, где для разных E_s (0.01, 0.03, 0.05 eV/(molecule O_2)) даны значения мольных долей различных компонентов смеси, температура и давление в конце зоны воздействия при $T_0 = 500$ и 600 K ($P_0 = 10^4 \text{ Pa}$).

Обтекание сверхзвуковым потоком горячей смеси клина приводит при определенных условиях к формированию сложной волновой структуры с детонационной волной. На рис. 3 приведены поля статического давления, реализующиеся в потоке стехиометрической водородно-кислородной смеси при различных значениях подведенной к газу энергии излучения. Видно, что во всех случаях воспламенение начинается за фронтом первичной наклонной ударной волны, центрированной на носике клина, у его поверхности.

Можно выделить три характерные области течения, размер которых при фиксированных параметрах потока зависит от величины подведенной к газу энергии излучения E_s : зона индукции, зона воспламенения смеси (она еще называется переходной областью) и зона детонационного горения. На рис. 3 и далее эти зоны обозначены соответственно цифрами 1, 2 и 3.

В зоне 1 газодинамические параметры потока за фронтом ударной волны не меняются. Длина этой зоны

L_{ind} вдоль образующей клина может быть оценена из простого соотношения $L_{\text{ind}} = u_1 \tau_{\text{ind}}$, где u_1 — скорость газа за фронтом ударной волны, а τ_{ind} — период индукции. Его величина может быть определена из расчетов неравновесных физико-химических процессов за

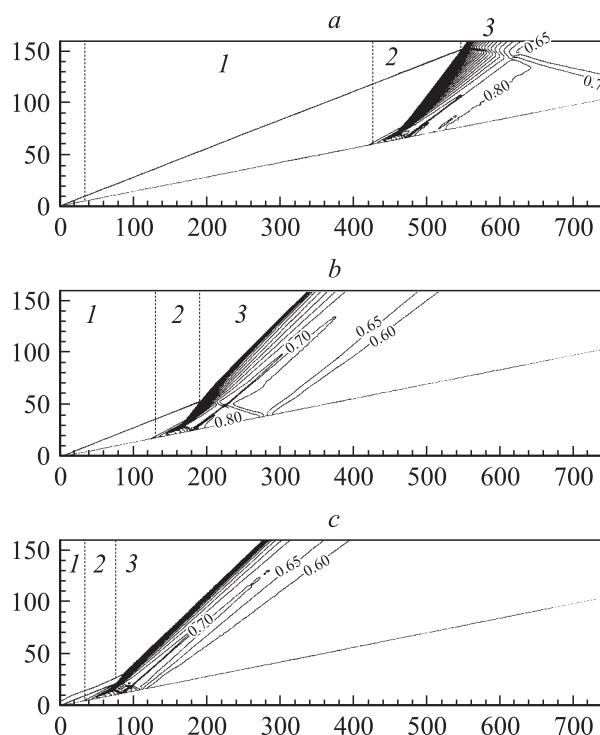


Рис. 3. Поля статического давления при обтекании клина с $\beta = 8^\circ$ сверхзвуковым потоком смеси $\text{H}_2/\text{O}_2 = 2/1$ (параметры те же, что для рис. 2) при воздействии лазерного излучения в приосевой области потока с $Y_e = 2 \text{ cm}$ при $E_s = 0$ (a); 0.01 (b) и 0.05 eV/(molecule O_2) (c). Изолинии $P = \text{const}$ даны в барах.

фронтом в одномерном приближении (для рассматриваемых параметров невозмущенного потока температура и давление газа за фронтом $T_1 = 824$ К и $P_1 = 28.2$ кПа). В отсутствие возбуждения молекул O_2 лазерным излучением значение $L_{ind} = 4.2$ м достаточно велико даже для стехиометрической водородно-кислородной смеси. Непосредственно за зоной индукции располагается зона, в которой происходит воспламенение смеси и переход от дефлаграционного горения к детонационному. Именно здесь вследствие выделения химической энергии формируются волны сжатия, взаимодействие которых между собой приводит к формированию первичной детонационной волны, расположенной в зоне 2 между поверхностью клина и фронтом наклонной ударной волны. В случае отсутствия облучения при рассматриваемых параметрах длина этой зоны $L_t < L_{ind}$. Величина L_t зависит от P_1 , T_1 и характерных времен химических реакций, т.е. от состава смеси, и определяется как временем выделения химической энергии в процессе горения, так и временем формирования из волн сжатия первичной детонационной волны.

Взаимодействие первичной детонационной волны с фронтом наклонной ударной волны приводит в области 3 к образованию основной детонационной волны, которая имеет меньший угол наклона фронта к оси Ox , чем первичная детонационная волна. Начало области 3 определяется координатой пересечения фронтов ударной и первичной детонационной волн.

Возбуждение молекул O_2 лазерным излучением с длиной волны $\lambda_l = 762$ нм в состоянии $b^1\Sigma_g^+$ даже в узкой зоне перед носиком клина ($Y_e = 2$ см) приводит к существенному сокращению как зоны индукции, так и переходной зоны (зоны воспламенения). Величина этого сокращения зависит от E_s , а следовательно, от концентрации возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ в смеси. При $E_s = 0.01$ eV/(molecule O_2) (эта величина E_s при рассматриваемых параметрах потока отвечает энергии излучения, выделившейся в единице объема газа, $E_a = 6.45 \cdot 10^{-4}$ Дж/см³) длина зоны индукции уменьшается с 4.24 при отсутствии облучения до $L_{ind} = 1.3$ м. Длина переходной области L_t уменьшается при этом с 1.2 до 0.6 м, т.е. уменьшение L_{ind} при воздействии излучения больше, чем L_t . Тем не менее следует отметить, что возбуждение молекул O_2 в состоянии $b^1\Sigma_g^+$ приводит к сокращению не только длины зоны индукции, но и зоны энерговыделения.

При увеличении E_s до 0.05 eV/(molecule O_2) ($E_a = 3.23 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³) значение L_{ind} уменьшается до 0.45, а L_t до 0.3 м. Расстояние от носика клина до начала области, занятой детонационной волной, L_D ($L_D = L_{ind} + L_t$) уменьшается при этом с 5.45 (при отсутствии облучения) до 0.76 м, т.е. более чем в 7 раз. Уменьшение длины зоны индукции и переходной зоны зависит также от поперечного размера облучаемой области потока Y_e . Это иллюстрирует данные расчета значений L_{ind} и L_D при различных значениях Y_e для E_s , приведенные в табл. 2. Видно, что для каждого E_s при заданных параметрах

Таблица 2. Длина зоны индукции L_{ind} и длина зоны возникновения детонационной волны L_D в зависимости от размеров возбужденной зоны Y_e при $\beta = 8^\circ$ и различных значениях E_s

Y_e, cm	$E_s, \text{eV}/(\text{molecule } O_2)$					
	0.01		0.03		0.05	
	L_{ind}, cm	L_D, cm	L_{ind}, cm	L_D, cm	L_{ind}, cm	L_D, cm
0	424.3	545.0	424.3	545.0	424.3	545.0
0.25	262.4	358.2	149.1	216.0	98.9	163.0
0.5	192.6	273.8	96.0	154.0	63.8	112.8
1	146.9	213.8	64.3	117.0	45.3	88.7
2	131.1	190.5	64.1	102.8	44.7	76.0
5	124.5	174.2	64.0	89.1	43.5	62.9

потока существует некоторое критическое значение Y_e^* , начиная с которого уменьшение поперечного размера облучаемой области потока приводит к резкому увеличению L_{ind} и L_D . При $T_0 = 600$ К, $P_0 = 10^4$ Па, $M_0 = 6$ для $E_s = 0.01$ eV/(molecule O_2) $Y_e^* = 1.5$ см, а для $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) $Y_e^* = 0.75$ см. Наоборот, при $Y_e > Y_e^*$ значения L_{ind} и L_D меняются мало. Это означает, что для обеспечения приемлемых значений L_D (~ 1 м) достаточно проводить облучение потока в очень узкой приосевой области. Например, при $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) даже при $Y_e^* = 0.5$ см можно стабилизировать детонационную волну на расстоянии всего 1.1 м от носика клина.

Ускорение процессов, приводящих к сокращению длины зоны индукции и зоны энерговыделения при лазерно-индуцированном возбуждении молекул O_2 , обусловлено интенсификацией цепных процессов в смеси H_2/O_2 . На рис. 4 показано изменение вдоль линии тока с $y = Y_e = 2$ см (эта линия ограничивает область облучения для вариантов, представленных на рис. 3) массовых концентраций компонентов смеси и температуры газа в случае воздействия излучения с $\lambda_l = 762$ нм, $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) (а) и при его отсутствии (б). Из приведенных распределений видно, что присутствие в смеси после зоны облучения электронно-возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ существенно меняет динамику изменения концентраций активных атомов O, H и радикалов OH, являющихся носителями цепного механизма, за фронтом наклонной ударной волны, где повышение температуры до 824 К стимулирует протекание химических реакций.

При $E_s = 0$ главными компонентами, образующимися в смеси за фронтом ударной волны, являются молекулы H_2O и HO_2 . Инициирование цепи здесь происходит вследствие протекания реакции $H_2 + O_2 = 2OH$. Далее радикалы OH реагируют с H_2 : $OH + H_2 = H_2O + H$. Атомы H участвуют в двух процессах. Один из них является реакцией разветвления цепи $O_2 + H = OH + O$, а другой, $H + O_2 + M = HO_2 + M$, протекающий достаточно интенсивно при условиях, реализующихся за фронтом наклонной ударной волны, приводит к обрыву

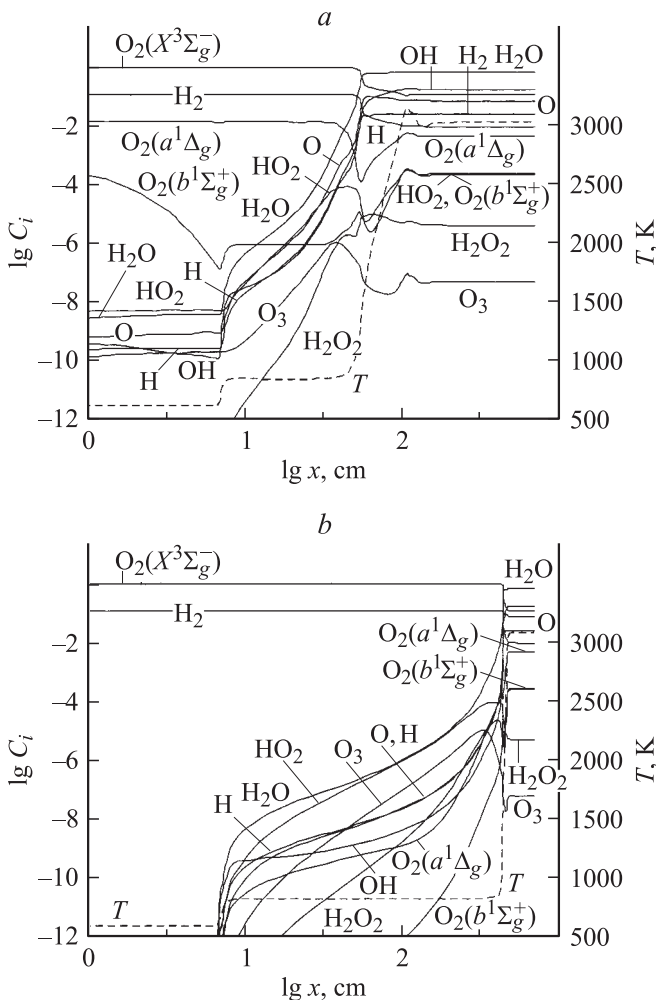


Рис. 4. Изменение концентраций (массовых долей) компонентов и температуры смеси $\text{H}_2/\text{O}_2 = 2/1$ с $M_0 = 6$, $P_0 = 10^4$ Па, $T_0 = 600$ К вдоль линии тока $y = Y_e = 2$ см при $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) (a) и при $E_s = 0$ (b).

цепи. Именно благодаря этой реакции резко возрастает концентрация HO_2 за фронтом. При этом происходит замедление цепного процесса, и длина зоны индукции на данной линии тока составляет ~ 4.24 м. При лазерно-индуцированном возбуждении молекул O_2 перед носиком клина основными каналами инициирования цепи за фронтом ударной волны являются следующие реакции: $\text{H}_2 + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = 2\text{OH}$, $\text{H}_2 + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{HO}_2 + \text{H}$. Именно вследствие протекания этих реакций за фронтом резко увеличивается концентрация атомов H и радикалов OH (она становится сравнимой с концентрацией HO_2 , хотя перед фронтом концентрация молекул HO_2 была значительно больше). Развитие цепного процесса происходит в реакциях продолжения цепи: $\text{H} + \text{O}_2(a^1\Delta_g) = \text{OH} + \text{O}$, $\text{H}_2 + \text{OH} = \text{H}_2\text{O} + \text{H}$ и $\text{H}_2 + \text{O} = \text{OH} + \text{H}$. Эти реакции протекают значительно быстрее по сравнению со случаем отсутствия облучения [8], что и приводит к значительному сокращению длины зоны индукции (здесь $L_{\text{ind}} \approx 45$ см). Отметим, что для данной линии тока характерна достаточно

низкая концентрация возбужденных молекул $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ в смеси перед фронтом ударной волны ($C_{\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)} < 10^{-6}$). Уменьшение $C_{\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)}$ в этой области обусловлено процессом тушения $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+) + M = \text{O}_2(a^1\Delta_g) + M$. В результате этого процесса происходит нагрев газа, и температура в зоне поглощения меняется при $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) от 600 до 627 К. Однако этот нагрев не вносит значительного вклада в уменьшение L_{ind} . При $T_0 = 627$ К в отсутствие возбужденных молекул $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ и $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ в смеси длина зоны индукции на линии тока $y = Y_e = 2$ см была бы равна 2.8 м.

Важным параметром, влияющим на особенности формирования волновых структур при обтекании клина сверхзвуковым потоком горючей смеси, является температура невозмущенного потока. Понятно, что уменьшение T_0 приводит к увеличению L_{ind} и L_D , а повышение T_0 , наоборот, к уменьшению всех характерных длин. Чем меньше T_0 , тем большие значения E_s и Y_e требуются для стабилизации детонационной волны на приемлемых для практики расстояниях от носика клина ($L_D = 1-1.5$ м). На рис. 5 показаны поля статического давления при обтекании клина сверхзвуковым потоком смеси $\text{H}_2/\text{O}_2 = 2/1$ с меньшей, чем в предыдущем случае, температурой газа, $T_0 = 500$ К, при воздействии излучения с $\lambda_I = 762$ нм, $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) и $Y_e = 1, 2, 4$ см (при $Y_e = 0$ $L_D = 315$ м, что существенно больше масштаба рисунка). Из сравнения полей давления, представленных на рис. 3 и 5 ($E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) и $Y_e = 2$ см), видно, что относительно небольшое (всего на 16.5%)

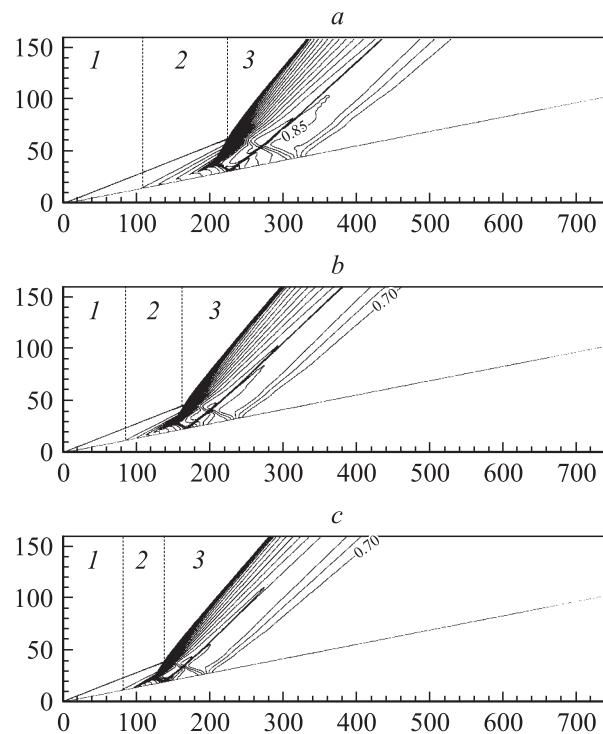


Рис. 5. Поле статического давления при обтекании клина с $\beta = 8^\circ$ потоком смеси $\text{H}_2/\text{O}_2 = 2/1$ с $M_0 = 6$, $P_0 = 10^4$ Па, $T_0 = 500$ К при $Y_e = 1$ (a), 2 (b) и 4 см (c).

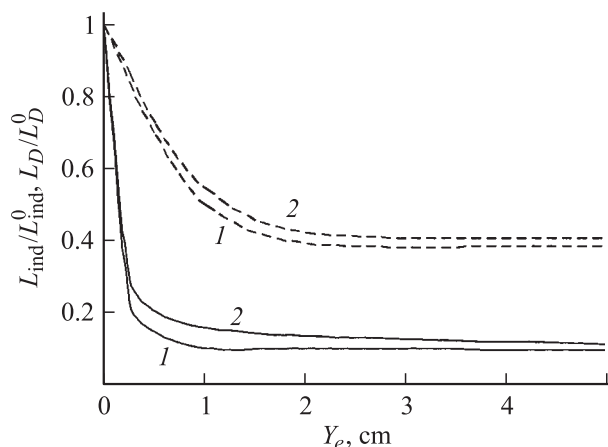


Рис. 6. Зависимость относительной длины зоны индукции $L_{\text{ind}}/L_{\text{ind}}^0$ (1) и длины зоны возникновения детонационной волны L_D/L_D^0 (2) при обтекании клина с $\beta = 8^\circ$ потоком $\text{H}_2/\text{O}_2 = 2/1$ от поперечного размера зоны возбуждения Y_e в случае теплового воздействия лазерного излучения и при возбуждении молекул O_2 в состоянии $b^1\Sigma_g^+$ (штриховые и сплошные линии).

уменьшение температуры газа приводит к изменению структуры течения. При $T_0 = 600$ К формирование первичной детонационной волны реализуется ближе к поверхности клина, чем при 500 К. В обоих случаях в точке образования первичной детонационной волны возникает волна сжатия, распространяющаяся от области выделения химической энергии к поверхности клина и в области 2 формируется λ -структура, состоящая из двух волн сжатия и первичной детонационной волны. Особенно ясно эта структура проявляется при $T_0 = 500$ К. Здесь отраженная от поверхности клина волна сжатия приводит к формированию в области 3 двухфронтной структуры, включающей детонационную и слабую ударную волны. Следует отметить, что при больших Y_e (> 4 см) эта ударная волна очень быстро затухает, и в области 3, как и при $T_0 = 600$ К, реализуется лишь одна детонационная волна. Как и ожидалось, даже небольшое снижения T_0 приводит к значительному увеличению L_{ind} , L_t и L_D . Например, при $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) и $Y_e = 2$ см уменьшение температуры с 600 до 500 К приводит к увеличению L_{ind} вдвое, а L_D — в 2.65 раза. Лишь при $Y_e = 4$ см и $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) для потока $\text{H}_2/\text{O}_2 = 2/1$ с $M_0 = 6$, $P_0 = 10^4$ Па, $T_0 = 500$ К удается стабилизировать детонационную волну на расстоянии < 1.4 м. При таких параметрах потока энергия излучения, поглощенная единицей объема газа, составляет $\sim 3.9 \cdot 10^{-3}$ J/cm³.

Проведенные расчеты показывают, что предлагаемый метод инициирования детонационного горения в сверхзвуковом потоке, основанный на лазерно-индуцированном возбуждении молекул $\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$ в состоянии $b^1\Sigma_g^+$, намного эффективнее чисто теплового метода воздействия лазерного излучения, рассмотренного ранее [12,13], когда вся поглощенная энергия выделяется в поступательные степени свободы молекул. Это

иллюстрирует рис. 6, на котором показано изменение относительной длины зоны индукции $L_{\text{ind}}/L_{\text{ind}}^0$ и длины зоны формирования детонационной волны L_D/L_D^0 , где L_{ind}^0 и L_D^0 — длины соответствующих зон в отсутствие облучения, в зависимости от Y_e при лазерно-индуцированном возбуждении молекул $\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)$ в состоянии $b^1\Sigma_g^+$ и при тепловом воздействии лазерного излучения для одинаковой величины удельной поглощенной энергии $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) на стехиометрическую смесь H_2/O_2 с $T_0 = 600$ К и $P_0 = 10^4$ Па (при $E_s = 0$ $L_{\text{ind}}^0 = 4.24$ м, $L_D^0 = 5.45$ м). Видно, что при любых Y_e значения длины зоны индукции и зоны горения при тепловом воздействии лазерного излучения существенно больше, чем при возбуждении молекул кислорода излучением с $\lambda_l = 762$ nm. Особенно это заметно при малых Y_e . Так, например, при $Y_e = 1$ см величина L_{ind} при лазерно-индуцированном возбуждении молекул O_2 в состоянии $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ в 4.6, а L_D — в 3.3 раза меньше, чем при простом нагреве среды лазерным излучением. Из представленных зависимостей также видно, что тепловое воздействие лазерного излучения при рассматриваемых параметрах среды и $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) не позволяет ни при каких значениях Y_e стабилизировать детонационную волну на клине на расстоянии менее 2 м. В то же время в случае неравновесного возбуждения молекул O_2 резонансным лазерным излучением даже при очень малой высоте области облучения (всего 0.25 см) возможно инициировать детонационное горение в сверхзвуковом потоке смеси $\text{H}_2/\text{O}_2 = 2/1$ ($T_0 = 600$ К и $P_0 = 10^4$ Па) и при небольшой энергии, подведенной к газу, $E_s = 0.05$ eV/(molecule O_2) на расстоянии 1.6 м от носика клина.

Уменьшение температуры газа приводит к еще более значительному отличию в величине L_D для этих двух рассматриваемых способов подвода энергии лазерного излучения к сверхзвуковому потоку горючей смеси.

Заключение

Возбуждение молекулярного кислорода в электронное состояние $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ резонансным лазерным излучением с длиной волны 762 nm (переход $X^3\Sigma_g^-, V' = 0 \rightarrow b^1\Sigma_g^+, V'' = 0$) позволяет реализовать детонационное горение при обтекании клина сверхзвуковым потоком водородно-кислородной смеси на расстояниях, не превышающих 1.5 м, от его носика даже при небольшой подведенной к газу энергии излучения $E_s \leq 0.05$ eV/(molecule O_2) и температуре газа $T_0 = 500$ –600 К. В случае отсутствия облучения при таких параметрах потока не удается стабилизировать детонационную волну на расстояниях, меньших 5.5 м от носика клина. Эффекты сокращения длины зоны воспламенения смеси и зоны формирования детонационной волны обусловлены интенсификацией цепных реакций вследствие присутствия в реагирующей смеси электронно-возбужденных молекул $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$, $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ и формирования новых каналов образования активных атомов O, H и радикалов OH в

реакциях с участием этих молекул. Оказалось, что для стабилизации детонационной волны в сверхзвуковом потоке над поверхностью клина на небольших расстояниях от зоны воздействия излучения ($L_D < 1.5$ м) достаточно проводить облучение в узкой приосевой области потока с поперечным размером $Y_e = 0.5-1$ см непосредственно перед носиком клина. Лазерно-индуцированное возбуждение молекул O_2 намного (в несколько раз) эффективнее простого нагрева среды лазерным излучением для инициирования детонационного режима горения в сверхзвуковом потоке горючей смеси. Такой способ подвода энергии лазерного излучения к потоку позволяет даже при облучении небольшого объема газа достаточно слабым источником стабилизировать детонационную волну в сверхзвуковом потоке на приемлемых для реализации детонационного режима горения расстояниях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты 05-01-00355 и 05-02-16419), МНТЦ (проект № 2740) и INTAS (проект № 03-51-4736).

Список литературы

- [1] Chinitz W. On the use of shock-induced combustion in hypersonic engines. AIAA Paper. 1996. N 96-4536.
- [2] Li C., Kailasanath K., Oran E.S. // Combust. Flame. 1997. Vol. 108. N 1/2. P. 173-186.
- [3] Bezgin L., Ganzhelo A., Gousskov O., Kopchenov V., Yarusov Yu. Some estimations of a possibility to utilize shock-induced combustion in propulsion systems. In Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications / Ed. by G. Roy, S. Frolov, K. Kailasanath, N. Smirnov. Moscow: ENAS Publishers, 1999. P. 285-300.
- [4] Старик А.М., Тумова Н.С. // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 3. С. 31-38.
- [5] Figueira Da Silva L.F., Deshaies B. // Combust. Flame. 2000. Vol. 121. N 1/2. P. 152-166.
- [6] Varatharajan B., Williams F.A. // J. Propulsion and Power. 2002. Vol. 18. N 2. P. 344-351.
- [7] Безгин Л.В., Копченков В.И., Старик А.М., Тумова Н.С. // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42. № 1. С. 78-86.
- [8] Старик А.М., Тумова Н.С. // Кинетика и катализ. 2003. Т. 44. № 1. С. 35-46.
- [9] Старик А.М., Тумова Н.С. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 15-32.
- [10] Козлов В.Е., Секундов А.Н., Смирнова И.П. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 38-44.
- [11] Bezgin L., Ganzhelo A., Gousskov O., Kopchenov V. Some numerical investigation results on shock-induced combustion. AIAA Paper. 1998. N 98-1513.
- [12] Fendell F., Mitchell J., McGregor R., Sheffield M. // J. Propulsion and Power. 1993. Vol. 9. N 2. P. 182-190.
- [13] Trott W.M. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 1. P. 118-130.