

УДК 621.452.225,621.45.022.5,539.196,536.46

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ПРИ АКТИВАЦИИ МОЛЕКУЛ O_2 РЕЗОНАНСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

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

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова, 111116 Москва, star@ciam.ru

Проведено численное исследование горения водородно-воздушной смеси в модельной камере сгорания прямого воздушного реактивного двигателя с раздельной подачей водорода и воздуха при активации молекул O_2 резонансным лазерным излучением с длиной волны 762.3 и 193.3 нм. Расчет выполнен на основе параболизированных уравнений Навье — Стокса с учетом химических превращений, воздействия лазерного излучения, а также неравномерности параметров воздуха на входе в камеру сгорания за счет сложной газодинамической структуры потока в воздухозаборнике. Показано, что перераспределение подачи водорода через систему топливных пилонов может обеспечить рост полноты сгорания на выходе из камеры сгорания в 2.8 раза. Облучение узкой области потока резонансным лазерным излучением позволяет дополнительно повысить полноту сгорания, причем более эффективно при длине волны 193.3 нм. Применение такого воздействия совместно с перераспределенным подводом водорода повышает полноту сгорания более чем в 4.7 раза по сравнению с базовым вариантом. При этом на 95 % увеличивается составляющая продольной силы по участку внутреннего проточного тракта двигателя, обеспечивающему положительный вклад в тягу. Оценка энергетической эффективности использования лазерного излучения показала, что количество подведенной энергии лазерного излучения, необходимой для получения данного эффекта, в 40 ÷ 80 раз (в зависимости от способа подачи топлива) меньше прироста химической энергии (по сравнению со случаем отсутствия излучения), выделяющейся при сжигании топлива.

Ключевые слова: прямооточный воздушно-реактивный двигатель, камера сгорания, водород, горение, полнота сгорания, резонансное лазерное излучение.

DOI 10.15372/FGV20170301

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известно, что воспламенение и горение большинства газовых смесей происходит вследствие протекания цепных реакций [1]. Увеличение скоростей реакций, ответственных за образование активных радикалов или атомов — носителей цепного процесса, приводит к интенсификации воспламенения и горения. Ранее было показано, что эффективным способом ускорения химических реакций является возбуждение колебательных

или электронных состояний реагирующих молекул [2–9] либо генерация активных радикалов в реагирующей смеси [9–11].

Как возбуждение молекул, так и генерацию активных радикалов можно достаточно эффективно реализовать путем воздействия на газ резонансного лазерного излучения [9, 12–21]. Селективность лазерного излучения позволяет избирательно воздействовать на отдельные молекулы, которые либо непосредственно участвуют в реакциях иницирования и продолжения цепи, либо в результате фотодиссоциации производят активные атомы и радикалы — носителей цепного механизма. В первом случае положительный эффект достигается за счет возбуждения колебательных или электронных состояний реагирующих молекул. Такие молекулы реагируют в сотни или даже

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 14-01-00464-а, 14-08-00794-а) и гранта Президента РФ для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ (НШ-7018.2016.8).

© Безгин Л. В., Копчёнов В. И., Старик А. М., Титова Н. С., 2017.

тысячи раз быстрее, чем невозбужденные [22–30]. При этом необходимо использовать излучение инфракрасного либо видимого диапазона [9]. Во втором случае ускорение цепных процессов обусловлено исключением стадии иницирования цепи в химических реакциях, которую заменяет фотодиссоциация молекул (обычно используется излучение ультрафиолетового диапазона). Скорость фотодиссоциации определяется интенсивностью воздействующего излучения и может быть существенно выше, чем скорость обычных химических реакций [19, 20]. Поэтому есть надежда, что данный метод может оказаться весьма эффективным для воспламенения горючей смеси даже при низкой температуре.

Оба метода имеют как преимущества, так и недостатки. В первом случае необходимо с достаточно высокой скоростью возбуждать метастабильные состояния реагирующих молекул, для которых время релаксации возбужденных состояний больше, чем характерное время химических реакций, в которых образуются активные радикалы, что не всегда является простой задачей. Во втором случае при низких температурах ($T = 300 \div 600$ К) идет интенсивная рекомбинация атомов, продуктов фотодиссоциации, и они не успевают вступить в реакцию продолжения либо разветвления цепи. Оценки показывают, что для заранее перемешанных смесей оба метода, как основанный на фотодиссоциации реагирующих молекул, так и связанный с возбуждением метастабильных состояний реагентов, существенно эффективнее локального нагрева среды лазерным излучением [9, 19].

Проблема интенсификации воспламенения и горения весьма актуальна для камер сгорания перспективных прямоточных воздушно-реактивных двигателей, предназначенных для больших сверхзвуковых скоростей полета. В камерах таких двигателей при подаче топливных струй в сверхзвуковой поток воздуха необходимо на приемлемой длине ($L \approx 1 \div 1.5$ м) организовать быстрое смешение, воспламенение и выделение тепла в результате химических реакций. Однако из-за ограниченных размеров камеры сгорания время пребывания рабочей смеси в камере при высокой скорости воздушного потока оказывается недостаточным для реализации высоких значений полноты сгорания и тяговых характеристик системы.

Поэтому исследования по снижению дли-

ны задержки воспламенения и повышению полноты сгорания с помощью локального воздействия резонансного лазерного излучения на воздушный поток весьма актуальны. Ранее было показано, что воздействие излучения как с длиной волны $\lambda_I = 762.3$ нм, приводящее к возбуждению молекул O_2 в состояние $b^1\Sigma_g^+$, так и с длиной волны $\lambda_I = 193.3$ нм, приводящее к фотодиссоциации молекул O_2 , позволяет существенно сократить длину зоны индукции в слое смешения водорода с горячим воздухом, движущимся со сверхзвуковой скоростью [20]. Однако до сих пор непонятно, как такое воздействие скажется на энергетических характеристиках модельной камеры сгорания с диффузионным режимом горения, а также на тяговых характеристиках системы с перспективным прямоточным воздушно-реактивным двигателем. Эти вопросы как раз и рассматриваются в данной работе на основе численного моделирования неравновесных физико-химических процессов в тракте модельного прямоточного воздушно-реактивного двигателя при использовании водорода в качестве топлива.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ

Анализ проводился для модельной камеры сгорания и части сопла (внутреннего расширения) перспективного высокоскоростного летательного аппарата (рис. 1). В камере сгорания тангенциальный вдув топлива — водорода осуществлялся через систему из семи пилонов при следующих параметрах топливных струй: число Маха $M_j = 2.45$, давление $p_j = 3.15$ бар, температура $T_j = 450$ К, расход водорода через все пилоны одинаков. Параметры на входе в камеру сгорания определялись из расчета обте-



Рис. 1. Схема модельной камеры сгорания и части сопла:

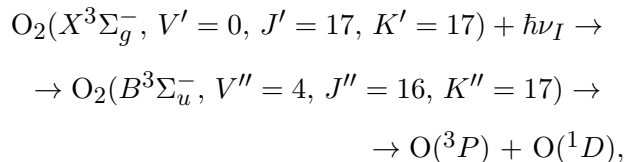
черный прямоугольник — зона воздействия лазерного излучения; размеры указаны в миллиметрах

кания головной части летательного аппарата и течения в воздухозаборнике. При этом использовалось приближение термодинамически равновесного идеального газа с переменной теплоемкостью. Для численного анализа течения в модельной камере сгорания и в сопле был разработан комплекс моделей, позволяющий описывать физико-химические процессы и динамику течения реагирующей газовой смеси с учетом локального воздействия на поток резонансного лазерного излучения с длиной волны $\lambda_I = 762.3$ и 193.3 нм [19, 20].

Поглощение излучения с длиной волны $\lambda_I = 762.3$ нм происходит в центре спектральной линии 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. Излучение с такой длиной волны может генерировать различные типы лазеров: диодные, на органических красителях, твердотельные лазеры на кристалле $Al_2O_3Ti^{3+}$, газовые на молекулах Br_2 . В области воздействия лазерного излучения возбужденные молекулы $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ производят молекулы $O_2(a^1\Delta_g)$ [19], в основном благодаря реакции тушения $O_2(b^1\Sigma_g^+)$: $O_2(b^1\Sigma_g^+) + M = O_2(a^1\Delta_g) + M$, где M — любая молекула смеси, а также частично из-за пуллинг-процесса $O_2(b^1\Sigma_g^+) + O_2(X^3\Sigma_g^-) = 2O_2(a^1\Delta_g)$. Следует отметить, что эффективное возбуждение молекул O_2 в состояния $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ лазерным излучением с длиной волны соответственно $\lambda_I = 1.268$ мкм и 762.3 нм ранее было продемонстрировано экспериментально (см., например, [31, 32]). Оба перехода $X^3\Sigma_g^- \rightarrow a^1\Delta_g$ и $X^3\Sigma_g^- \rightarrow b^1\Sigma_g^+$ разрешены в магнитно-дипольном приближении [33].

Излучение с длиной волны $\lambda_I = 193.3$ нм вызывает фотодиссоциацию молекул O_2 . Такое излучение генерируется, например, эксимерным AgF -лазером. В [34] подробно исследованы кинетические механизмы в атомно-молекулярной системе $O-O_2-O_3$ с участием электронно-возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ применительно к процессу образования озона в стратосфере. В частности, отмечалось, что фотодиссоциация молекулярного кислорода, находящегося в основном энергетическом состоянии $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, происходит

при воздействии излучения с длинами волн $\lambda = 115 \div 242$ нм [35]. При этом выделяют четыре спектральных диапазона [35, 36]: полосы Лаймана, $\lambda = 115 \div 121.6$ нм; континуум Шумана — Рунге, $\lambda = 130 \div 175$ нм; полосы Шумана — Рунге, $\lambda = 175 \div 198$ нм; континуум Герцберга, $\lambda = 198 \div 242$ нм. Считается, что при излучении с $\lambda_I = 193.3$ нм при давлении, близком к атмосферному, фотодиссоциация происходит в основном по следующему каналу:



где ν_I — частота излучения, \hbar — постоянная Планка. Отметим, что при низком давлении (несколько миллибар) преддиссоциация $O_2(B^3\Sigma_u^-)$ приводит к образованию двух атомов $O(^3P)$.

Как и в [19, 20], будем рассматривать электронно-возбужденные молекулы $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, $O_2(a^1\Delta_g)$ и атомы $O(^1D)$ в качестве индивидуальных химических компонентов со своими удельными энтальпиями образования в предположении, что между колебательными, вращательными и поступательными степенями свободы молекул существует термодинамическое равновесие.

Локальная область за зоной подвода топлива через систему пилонов (см. рис. 1) подвергалась воздействию резонансного лазерного излучения с длиной волны $\lambda_I = 762.3$ или 193.3 нм. Длина области облучения $l_e = 10$ см. В поперечном направлении размер этой области h_e на основании предварительных расчетов выбран равным 0.6 см. Полагалось, что интенсивность лазерного излучения во всей области воздействия одинакова и в области облучения параметры потока однородны по координате y . Оценки показывают, что в рассматриваемом случае $l_e \ll L_a$, где L_a — длина поглощения. При этом можно пользоваться приближением тонкого оптического слоя. В двух способах селективного воздействия на поток энергия E_s , поглощаемая молекулами O_2 , принималась одинаковой и равной 0.2 эВ/(молекула O_2). Для определения параметров в области воздействия резонансного лазерного излучения использовалась физическая модель, развитая в [19, 20]. Подвод необходимого количества энергии в относительно небольшую область потока длиной

l_e и высотой h_e выполняли многократным сканированием тонким лазерным лучом поперек потока. Такой способ облучения широко применяется в лазерной физике и позволяет обеспечить желаемую величину E_s при использовании сравнительно слабого источника лазерного излучения.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И МЕТОД РАСЧЕТА

Для описания двумерных сверхзвуковых течений реагирующей смеси $\text{H}_2/\text{воздух}$ при наличии в потоке электронно-возбужденных молекул $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$, $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$, атомов $\text{O}(^1D)$ и слоев смешения, возникающих, в том числе, на границах между областью воздействия лазерного излучения и внешним потоком воздуха с одной стороны и струей H_2 с другой, использовалась система параболизированных уравнений Навье — Стокса, осредненная по Фавру [37]. Предполагалось, что смешение определяется турбулентной диффузией, ее коэффициенты одинаковы для всех компонентов смеси, а соответствующие числа Льюиса равны единице. При данных допущениях систему уравнений, описывающую газодинамические и физико-химические процессы в сверхзвуковом потоке, можно представить в следующем виде:

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

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

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho v(H + V^2/2) \\ \|vN_i\| \end{pmatrix}, \quad (1)$$

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

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

$$q_y = u\sigma_{yx} + v\sigma_{yy} - \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial H}{\partial y}, \quad J_i^y = -\frac{\nu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial N_i}{\partial y}.$$

Здесь u, v — проекции вектора скорости на оси x, y соответственно; $V = \sqrt{u^2 + v^2}$; p, ρ — давление и плотность газа; H — удельная энтальпия смеси; $\|uN_i\|, \|vN_i\|, \|J_i^y\|, \|q_{ch}^i + q_I^i\|$ — векторы размерности M (M — число компонентов в смеси); N_i — числовая плотность молекул (атомов) i -го компонента смеси; Pr_t — турбулентное число Прандтля; $\mu_t = \rho\nu_t$; ν_t — турбулентная вязкость. В расчетах полагалось $\text{Pr}_t = 0.9$. Для замыкания системы уравнений (1) привлекалась однопараметрическая дифференциальная модель для турбулентной вязкости [38]. Выражения для энтальпии смеси H , а также источника q_{ch}^i , определяющего изменение концентрации i -го компонента смеси в результате протекания химических реакций, имеют вид [20]:

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

$$C_p = \frac{R}{\mu} \left(\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^S C_R^i \gamma_i + \sum_{i=1}^S C_v^i \gamma_i \right),$$

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

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

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

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

В области воздействия лазерного излучения источник член Q_I в уравнении энергии записывается в виде

$$Q_I = \sigma_I N_{\text{O}_2(X^3\Sigma_g^-)} I,$$

а член q_I^i в уравнении для концентрации компонентов, определяющий изменение концентрации i -го компонента смеси в результате действия лазерного излучения, в случае фотодиссоциации молекул O_2 имеет вид

$$q_I^i = l_{ph}^i W_I N_{O_2(X^3\Sigma_g^-)},$$

где $l_{ph}^i = -1$ для $i = O_2(X^3\Sigma_g^-)$, $l_{ph}^i = 1$ для $i = O(^3P)$ и $O(^1D)$ и $l_{ph}^i = 0$ для всех остальных i , а при возбуждении O_2 —

$$q_I^i = l_I^i W_I \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right),$$

где $l_I^i = -1$ для $i = O_2(X^3\Sigma_g^-)$, $l_I^i = 1$ для $i = O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и $l_I^i = 0$ для всех остальных i . Здесь μ_i^0 — молярная масса i -го компонента смеси; h_i^0 — энтальпия образования i -го компонента при $T = 298$ К; R — универсальная газовая постоянная; S — число молекулярных компонентов; $C_R^i = 1.0$ и 1.5 для компонентов из линейных и нелинейных молекул соответственно; θ_{ij} — характеристическая колебательная температура j -й моды i -го компонента ($j = 1, \dots, L$); 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 скоростей этих реакций; σ_I — сечение поглощения на частоте воздействующего излучения; I — интенсивность воздействующего излучения; 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; $N_{O_2(X^3\Sigma_g^-)}$ — число молекул O_2 в основном электронном состоянии. Скорость фотодиссоциации и индуцированных переходов W_I определяется соотношением $W_I = \sigma_I I / \hbar \nu_I$. Значения σ_I в случае фотодиссоциации молекул O_2 излучением с $\lambda_I = 193.3$ нм и при их возбуждении в состояние $b^1\Sigma_g^+$ излучением с $\lambda_I = 762.3$ нм вычислялись по формулам, приведенным в [19].

Особенности постановки задачи и граничных условий при использовании системы параболизованных уравнений Навье — Стокса в случае сверхзвуковой продольной компоненты скорости хорошо известны [39]. На данном этапе при изучении возможности интенсификации

процессов воспламенения и горения в сверхзвуковом ядре потока наличие пограничных слоев на стенках тракта не принималось во внимание. На левой границе расчетной области задаются газодинамические параметры и концентрации компонентов, а на верхней и нижней границах расчетной области (стенки) и на других твердых поверхностях выставляются условия непротекания, обращения в нуль касательных напряжений, адиабатические условия для потока тепла и условия абсолютной некаталитичности.

Интегрирование системы уравнений (1) проводилось численно с использованием маршевого (в продольном направлении) метода [40] повышенного порядка точности, который основан на стационарном аналоге схемы Годунова для сверхзвукового потока [41]. Для конвективных и «вязких» членов в системе уравнений (1) использовалась явная аппроксимация, а источник членов Q_I , q_{ch}^i и q_I^i аппроксимировались неявным образом. Для повышения точности счета применялась адаптируемая к особенностям течения расчетная сетка. Детально методология численного моделирования описана в [20].

Полнота сгорания определялась как отношение $\eta = Q_1/Q_0$, где

$$Q_1 = - \iint_F \rho u \sum_{k=1}^M C_k h_k^0 dF$$

— химическая энергия, выделившаяся к данному сечению,

$$Q_0 = -h_{H_2O}^0 q_{H_2} L_{H_2O} \min(1, \alpha)$$

— максимальная энергия, которая могла бы выделиться в «идеальном» случае одной глобальной реакции, в которой участвуют исходные реагенты водород и кислород, а образуется только основной продукт горения H_2O , в соответствии с заданными расходами горючего и окислителя. Здесь $h_{H_2O}^0$ — энтальпия образования воды, q_{H_2} — массовый расход водорода, $L_{H_2O} = 9$ — стехиометрический коэффициент, α — коэффициент избытка воздуха. Отметим, что фактически величину Q_0 можно рассматривать как энергию, которая могла бы выделиться в поток при сгорании топлива с учетом его «условной» теплотворной способности и коэффициента избытка воздуха на входе в камеру сгорания.

Для исследования сеточной сходимости были проведены расчеты на различных сетках. В базовом варианте расчетной области адаптируемая сетка содержала в поперечном направлении 350 расчетных ячеек. Исследование показало, что данное число ячеек обеспечивает достаточную точность. Так, при расчете течения на сетке, содержащей 500 ячеек в поперечном направлении, отличие в длине задержки воспламенения составило менее 0.1 % от соответствующего значения, полученного на сетке с 350 ячейками.

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

К выбору кинетической модели для описания процессов воспламенения и горения водородно-воздушной смеси с учетом возбуждения молекул O_2 в состояние $b^1\Sigma_g^+$ или фотодиссоциации молекул кислорода предъявляются серьезные требования. Поскольку в результате фотодиссоциации в смеси $H_2/O_2/N_2$ появляются атомы $O(^1D)$, а при возбуждении молекул O_2 излучением с $\lambda_I = 762.3$ нм — молекулы $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и $O_2(a^1\Delta_g)$, то реакционный механизм должен содержать химические реакции с участием этих компонентов, а также процессы электронно-электронного обмена и процессы тушения электронно-возбужденных состояний. Такая кинетическая модель для анализа динамики воспламенения водородно-кислородных смесей была предложена в [42] и получила дальнейшее развитие в [43]. В эту кинетическую модель входят обратимые химические реакции с участием H_2 , H , H_2O , OH , HO_2 , H_2O_2 , O_3 , $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, $O(^3P)$ и $O(^1D)$, а также процессы электронно-электронного обмена и процессы тушения возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ и атомов $O(^1D)$. Необходимые для вычислений термодинамические свойства индивидуальных веществ взяты такими же, как и в [43]. Молекулярный азот рассматривается как разбавитель, который не участвует в химических реакциях.

Следует отметить, что используемый в данной работе реакционный механизм включает в себя последние данные квантово-химических расчетов констант скоростей как важнейших реакционных каналов с участием возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, так и каналов тушения молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ (см., например, обзор [30]). Есте-

ственно, что любая модель, содержащая новые процессы по сравнению с традиционными реакционными механизмами, должна описывать известные экспериментальные данные по времени задержки воспламенения в обычной смеси H_2/O_2 (воздух) и, кроме того, правильно предсказывать эволюцию и равновесные значения молярных долей невозбужденных и электронно-возбужденных компонентов.

Так как горение смеси H_2/O_2 (воздух) развивается через цепной процесс, то разработанный механизм должен правильно описывать эволюцию концентрации активных атомов O , H и радикалов OH . В частности, в работе [44] проводилось сравнение эволюции концентраций атомов O , H и радикалов OH , измеренных за отраженной ударной волной в работах [45–47], с результатами расчетов по различным современным реакционным механизмам. Было показано, что кинетический механизм, используемый в данной работе, наилучшим образом описывает результаты экспериментов. Этот механизм позволяет также с хорошей точностью описать и результаты экспериментов [48–50] по задержке воспламенения смесей $H_2/O_2/Ar$ и $H_2/воздух$, полученные в ударных трубах за отраженной ударной волной, в широких диапазонах давления, температуры и составов смеси. В качестве примера высокой предсказательной способности используемого кинетического механизма на рис. 2 приведены рассчитанные и измеренные при разных температурах значения времени задержки воспламенения в смеси $H_2/воздух$, а также показана эволюция молярной доли атомов H при воспламенении смеси $H_2/O_2/Ar$ [46]. Видно, что кинетический механизм [43] с высокой точностью описывает экспериментальные данные.

Конечно, данный механизм должен описывать влияние молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ на задержку воспламенения смеси H_2/O_2 (воздух). Стоит отметить, что экспериментальные данные по интенсификации горения смеси H_2/O_2 в результате возбуждения молекул кислорода в электронные состояния $a^1\Delta_g$ и $b^1\Sigma_g^+$ очень ограничены. В работе [7] наблюдали значительное сокращение длины задержки воспламенения в дозвуковом потоке смеси H_2/O_2 при наличии небольшого количества молекул $O_2(a^1\Delta_g)$, произведенных в тлеющем разряде низкого давления. На рис. 3 можно сравнить предсказанные на основе реакционного меха-

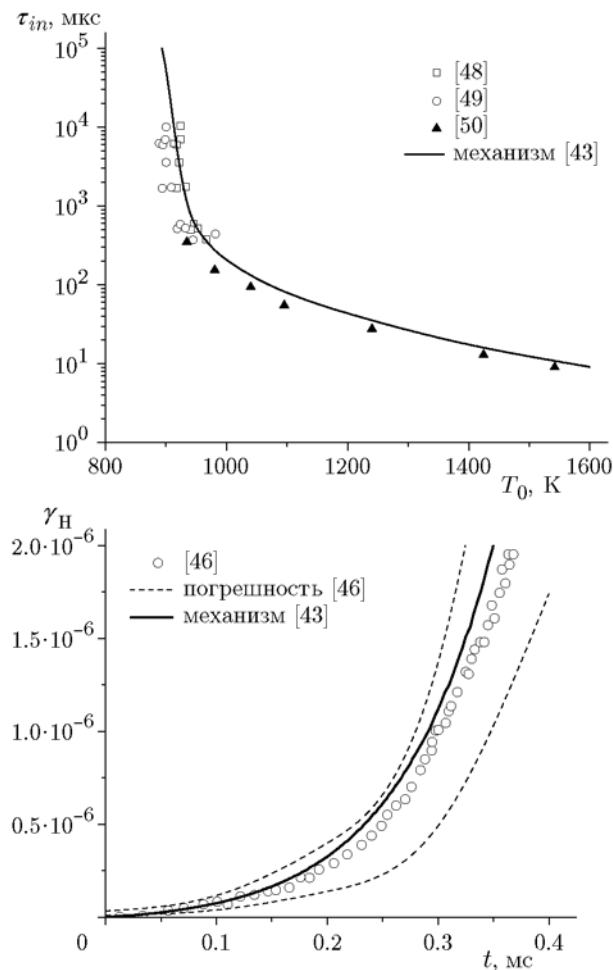


Рис. 2. Время задержки воспламенения в зависимости от начальной температуры стехиометрической смеси H_2 /воздух при $p = 1$ атм (а), измеренное в [48–50] и рассчитанное на основе детального реакционного механизма [43], а также изменение молярной доли атома Н во времени за отраженной ударной волной в смеси $H_2/O_2/Ar = 0.99/0.103/98.907$ при $T_0 = 1700$ К и $p_0 = 0.794$ атм (б), зарегистрированное в [46] (точки) и рассчитанное с помощью механизма [43] (линия)

низма [43] и измеренные в [7] значения длины задержки воспламенения в смеси $H_2/O_2 = 5/2$ при $p_0 = 10$ Торр в зависимости от молярной доли $O_2(a^1\Delta_g)$ в потоке O_2 . Видно, что используемая в данной работе кинетическая модель с хорошей точностью описывает экспериментальные данные по сокращению длины зоны индукции при возбуждении молекул O_2 в состоянии $a^1\Delta_g$.

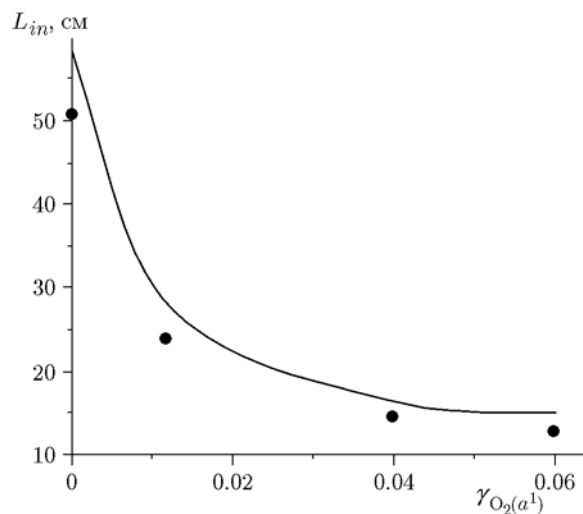


Рис. 3. Изменение длины зоны индукции смеси $H_2/O_2 = 5/2$ при $p_0 = 10$ Торр и скорости потока $u_0 = 17$ м/с в зависимости от молярной доли $O_2(a^1\Delta_g)$ в потоке молекулярного кислорода:

линия — расчет с использованием кинетической модели данной работы, точки — измерения [7]

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчет течения воздуха в канале воздухозаборника проводится в квазитрехмерном приближении, т. е. в боковом направлении учитывалось изменение размера проточного тракта, что существенно, поскольку воздухозаборник спроектирован так, что сжатие осуществляется в двух плоскостях [40]. Результаты численного моделирования в виде поля статического давления в тракте двигателя и распределения чисел Маха, давления и температуры во входном сечении камеры сгорания (КС) показаны на рис. 4. Следует отметить, что игнорирование сжатия в боковом направлении при сохранении геометрии проточной части в вертикальной плоскости дает заведомо неправильную степень сжатия потока в воздухозаборнике, а также неправильные значения параметров на входе в камеру сгорания.

Течение в КС рассчитывалось с учетом обтекания системы пилонов, имеющих ромбовидную форму, из кормовых торцов которых подавался водород в виде щелевых сверхзвуковых струй. Применимость используемой математической модели, основанной на параболизированной форме осредненной системы уравнений Навье — Стокса с привлечением упомянутой

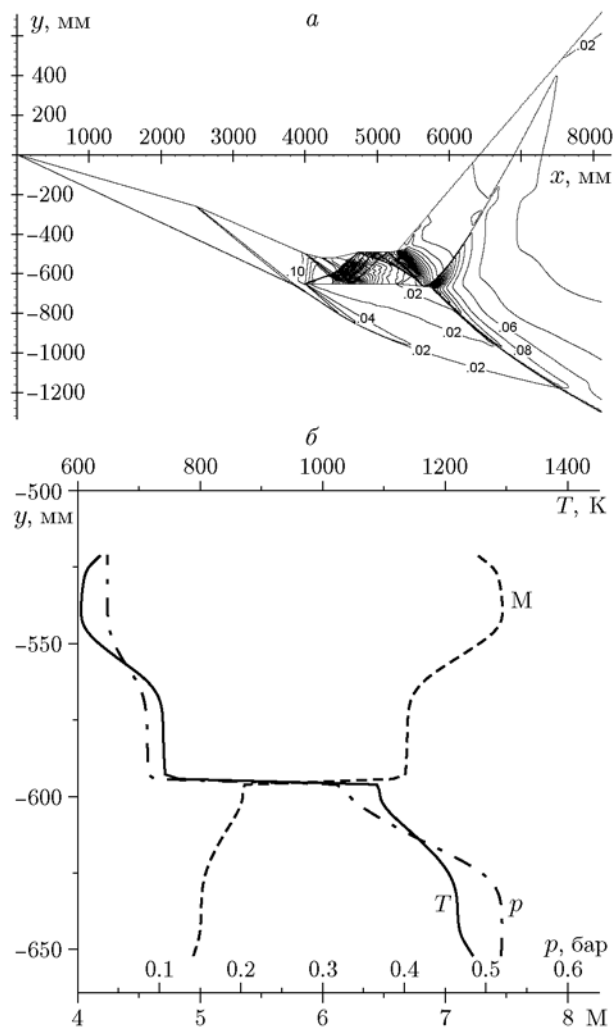


Рис. 4. Поле статического давления при обтекании модели летательного аппарата на высоте полета $H = 36.2$ км при $M_n = 12$ под углом атаки $\beta = 6^\circ$ (а) и распределения чисел Маха, давления и температуры во входном сечении камеры сгорания (б)

выше однопараметрической модели турбулентности, а также реакционного механизма данной работы для описания процессов смешения и горения в сверхзвуковом потоке, проверялась в [44]. Продемонстрировано хорошее соответствие результатов расчета с экспериментальными данными по горению осесимметричной сверхзвуковой струи водорода в спутном сверхзвуковом воздушном потоке с учетом турбулентного смешения.

Результаты расчета течения в модельной КС без воздействия лазерного излучения на поток показаны на рис. 5 в виде полей давления и температуры. Поля массовой concentra-

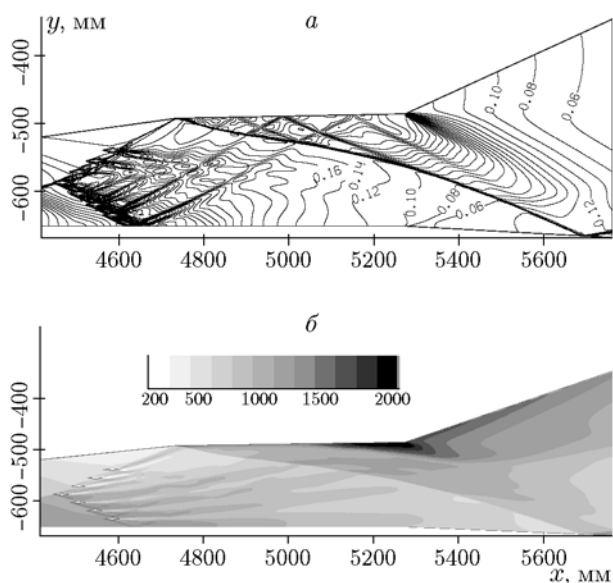


Рис. 5. Поля статического давления (а) и температуры (б) в модельной камере сгорания без воздействия излучения на поток

ции H_2O для данного случая представлены на рис. 6,а. Интересно отметить, что без воздействия лазерного излучения горение начинается вблизи верхней стенки КС на некотором расстоянии за одним из скачков уплотнения, возникающим при взаимодействии скачков, идущих от системы пилонов, скачка, идущего от обечайки воздухозаборника, и скачка от излома верхней образующей камеры сгорания. Видно, что, вместо ожидаемого режима диффузионного горения водорода в КС, фактически реализуется режим горения в детонационном скачке. Обращает на себя внимание тот факт, что горение практически отсутствует в нижней части КС.

Поэтому исследовалась возможность иницирования горения именно в этой области. При этом были проведены расчеты с целью выбора оптимального расположения зоны воздействия лазерного излучения на поток. Численный анализ показал, что при расположении этой зоны вблизи нижнего пилон в области повышенных давлений и температур электронно-возбужденные молекулы $O_2(a^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ (излучение с $\lambda_I = 762.3$ нм) или атомы кислорода (излучение с $\lambda_I = 193.3$ нм), генерируемые в результате локального воздействия резонансного излучения, иницируют цепные реакции в образующейся смеси $H_2/воздух$. При этом смесь воспламеняется и реализуется диф-

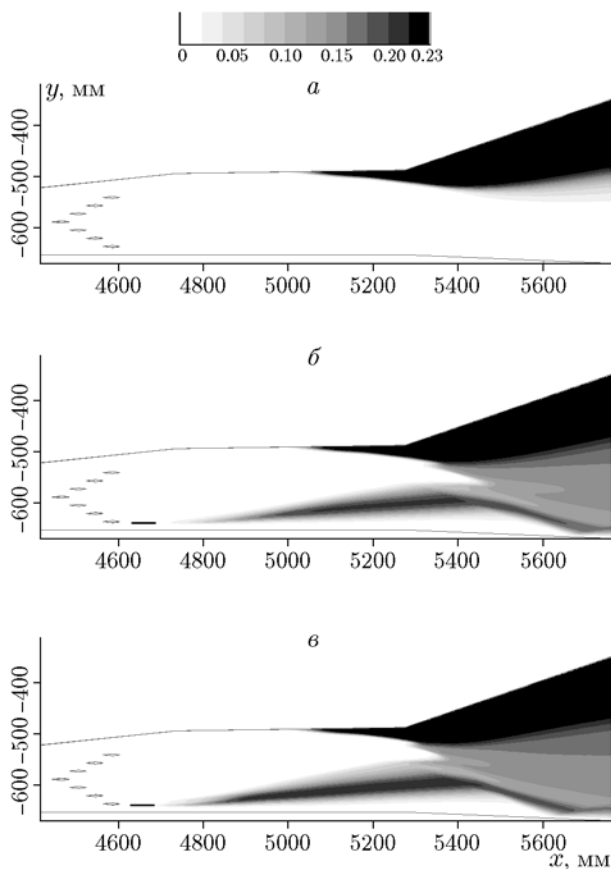


Рис. 6. Поля массовой концентрации H_2O при отсутствии облучения потока (*а*) и при воздействии излучения с $\lambda_I = 762.3$ (*б*) и 193.3 нм (*в*) при $E_s = 0.2$ эВ/(молекула O_2) (черным прямоугольником показана область воздействия излучения)

фузионный режим горения в нижней части КС (см. рис. 6, б, в). В то же время в верхней части КС горение начинается за скачком уплотнения, так же как и в случае без лазерного излучения (см. рис. 6, а).

Из представленных на рис. 6 результатов следует, что лазерное излучение с длиной волны $\lambda_I = 193.3$ нм (для принятых значений удельной энергии излучения, размера и расположения зоны воздействия параметров потока) дает больший эффект, чем при $\lambda_I = 762.3$ нм, так как приводит к более раннему воспламенению смеси и большему размеру зоны горения. При этом выше и полнота сгорания η в КС. Это иллюстрирует рис. 7, на котором показано изменение η по продольной координате x для базового случая (отсутствует облучение потока) и при воздействии излучения с длинами волн 762.3 и 193.3 нм. Видно, что локальное воздей-

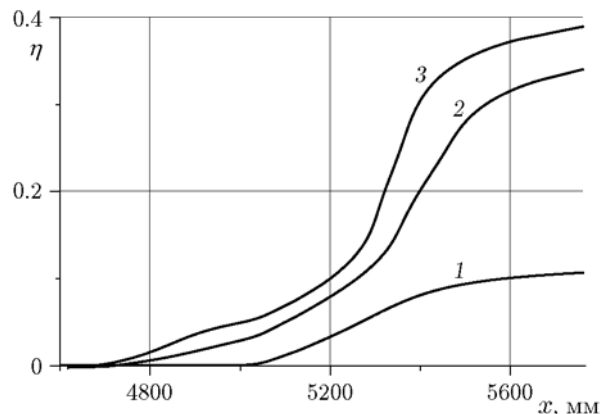


Рис. 7. Распределение полноты сгорания по длине проточного тракта в случае одинакового расхода водорода через каждый пилон при отсутствии облучения потока (1) и при воздействии излучения с $\lambda_I = 762.3$ (2) и 193.3 нм (3) при $E_s = 0.2$ эВ/(молекула O_2)

ствие излучения с $\lambda_I = 193.3$ нм увеличивает полноту сгорания на выходе из КС в 3.7 раза по сравнению с базовым случаем, в то время как при $\lambda_I = 762.3$ нм полнота сгорания возрастает в 3.2 раза, но при этом все равно остается низкой и не превышает 0.4.

Были исследованы возможные причины столь низкой полноты сгорания в рассматриваемых условиях. Как видно из поля давления, представленного на рис. 5, скачок уплотнения от обечайки пересекает систему пилонов в КС вблизи центрального пилон, а в верхней части КС воздушный поток проходит через систему волн разрежения. Поэтому течение на входе в КС существенно неравномерное по поперечной координате, и, следовательно, верхние и нижние пилоны (по отношению к центральному пилону) находятся в различных условиях обтекания. Водородные струи взаимодействуют с системой скачков уплотнения, которые генерируются в воздухозаборнике, а также пилонами для подачи топлива. В результате струи водорода отклоняются к верхней стенке КС. В этой части КС наблюдается избыток водорода и недостаток кислорода, а в нижней части КС ситуация противоположная. Вследствие этого, после воспламенения смеси за скачком уплотнения в верхней части КС кислород выгорает полностью, а непрореагировавший водород вытекает в сопло. В итоге существенно снижается эффективность горения. Это негативное воздействие можно попытаться ослабить путем перераспределения расхода водорода через

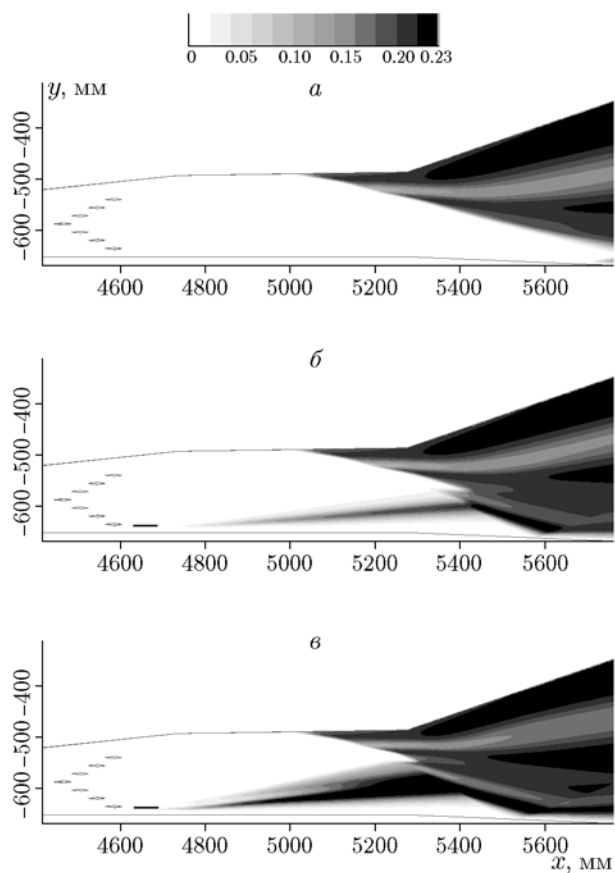


Рис. 8. Поля массовой концентрации H_2O в случае перераспределенной подачи водорода через систему пилонов при отсутствии облучения потока (а) и при воздействии излучения с $\lambda_I = 762.3$ (б) и 193.3 нм (в) при $E_s = 0.2$ эВ/(молекула O_2) (черным прямоугольником показана область воздействия излучения)

пилоны (в верхней части КС расход водорода уменьшить, а в нижней части КС, наоборот, увеличить).

Для подтверждения данной гипотезы выполнена серия расчетов, в которых при сохранении суммарного расхода водорода через систему пилонов расход водорода через верхние пилоны был уменьшен при соответствующем увеличении расхода через нижние пилоны. Как и в случае равномерного вдува водорода, расчеты проводили как при отсутствии облучения потока, так и при воздействии лазерного излучения с $\lambda_I = 762.3$ и 193.3 нм на ту же область потока и с той же энергией излучения. Поля массовой концентрации H_2O для вариантов с перераспределенным расходом H_2 представлены на рис. 8. Видно, что перераспределение расхода водорода приводит к увеличению

Таблица 1

Полнота сгорания η на выходе из проточного тракта и продольная сила F_x , отнесенная к соответствующему значению базового варианта

Способ воздействия	Равномерный вдув H_2		Перераспределенный вдув H_2	
	η	F_x	η	F_x
Без облучения	0.106	1	0.297	1.357
Лазер, $\lambda_I = 762.3$ нм	0.340	1.407	0.460	1.562
Лазер, $\lambda_I = 193.3$ нм	0.389	1.694	0.507	1.949

области горения по сравнению с использованием равномерно распределенного расхода водорода. При этом повышается и полнота сгорания. Это хорошо видно из рис. 9, где показано изменение полноты сгорания по продольной координате до сечения задней кромки обечайки тракта двигателя ($x = 5760.6$ мм на рис. 5). Рассчитанные значения полноты сгорания на выходе из проточного тракта двигателя для всех рассмотренных случаев приведены также в табл. 1.

Из представленных результатов следует, что перераспределение расхода водорода через пилоны оказывает положительное влияние на энерговыделение. Как и при равномерном вдуве водорода, в случае перераспределенного расхода H_2 излучение с $\lambda_I = 193.3$ нм, приводящее к фотодиссоциации молекул O_2 , эффективнее интенсифицирует процессы воспламенения и горения в КС, чем излучение с $\lambda_I = 762.3$ нм. Так, даже при отсутствии облучения перераспределение расхода водорода через пилоны дает увеличение полноты сгорания приблизительно в 2.8 раза. В результате же локального воздействия на поток резонансного лазерного излучения с длиной волны 193.3 нм удается достичь почти 5-кратного увеличения полноты сгорания на выходе из КС по сравнению с базовым вариантом (равномерная подача водорода без облучения потока).

Из представленных на рис. 9 зависимостей $\eta(x)$ следует, что энерговыделение не заканчивается в КС, а продолжается еще и в сопле. Это также хорошо видно из рис. 10, на котором показаны поля температуры в тракте двигателя (камера сгорания и сопло) при перераспределенной подаче водорода. Сравнение полей тем-

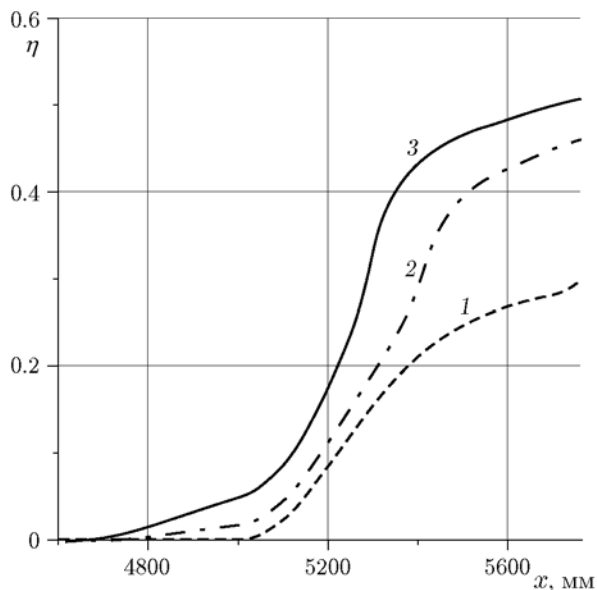


Рис. 9. Распределение полноты сгорания по длине проточного тракта в случае перераспределенной подачи водорода через систему пилонов при отсутствии облучения потока (1) и при воздействии излучения с $\lambda_I = 762.3$ (2) и 193.3 нм (3) при $E_s = 0.2$ эВ/(молекула O_2)

пературы при равномерной (см. рис. 5, б) и перераспределенной подаче водорода (рис. 10, а) позволяет сделать вывод об улучшении процесса горения при перераспределении расхода H_2 через пилоны. Локальное воздействие резонансного лазерного излучения, особенно с длиной волны 193.3 нм, дает дополнительный эффект. Вместе с тем представляется целесообразным дополнительно стимулировать процессы воспламенения и горения в центральной части камеры сгорания для того, чтобы еще больше увеличить полноту сгорания. Обращает на себя внимание тот факт, что хотя воздействие резонансного лазерного излучения приводит к инициированию воспламенения смеси у нижней стенки КС (см. рис. 8, б и 8, в), но интенсивное выделение тепла происходит в основном на выходе из КС и в начальной части расширяющейся проточной части (см. рис. 10).

Увеличение полноты сгорания, а значит, и энергии, выделившейся в поток в результате химических реакций, должно привести и к росту тяги двигателя. С целью оценки этого эффекта, обусловленного локальным воздействием на поток резонансного лазерного излучения, вычислялся вклад проточного тракта, показанного на рис. 5, а, в продольную силу F_x ,

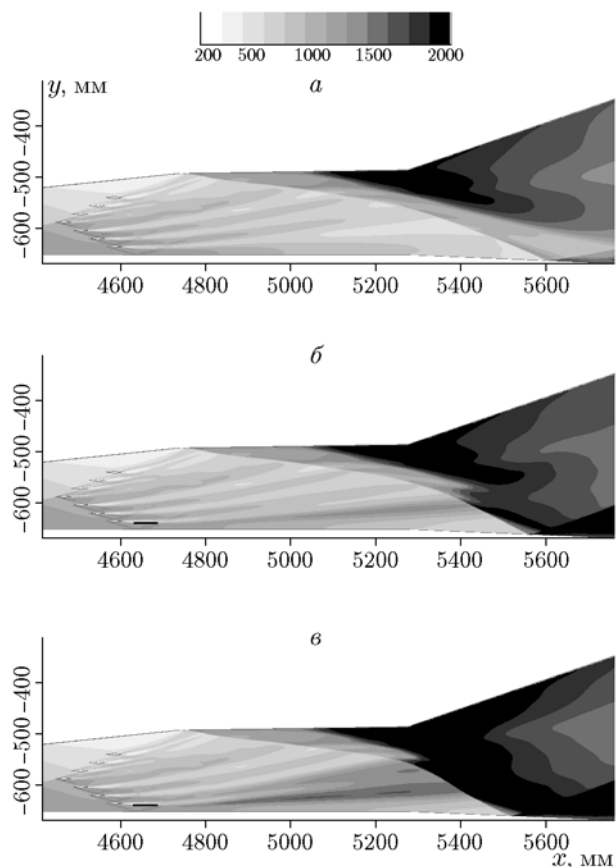


Рис. 10. Поля температуры в случае перераспределенного расхода водорода через систему пилонов при отсутствии облучения потока (а) и при воздействии излучения с $\lambda_I = 762.3$ (б) и 193.3 нм (в) при $E_s = 0.2$ эВ/(молекула O_2) (черным прямоугольником показана область воздействия излучения)

действующую на элементы конструкции (интеграл сил давления), который обеспечивал создание тяги. Полученные результаты для вариантов с равномерной и перераспределенной подачей водорода, без облучения потока и при воздействии излучения с $\lambda_I = 762.3$ и 193.3 нм представлены в табл. 1. Значения продольной силы для каждого из вариантов, приведенных в этой таблице, нормированы на соответствующую величину из базового варианта (равномерная подача водорода при отсутствии облучения потока).

Из табл. 1 видно, что при равномерной подаче водорода воздействие излучения с $\lambda_I = 193.3$ нм почти на 70 % увеличивает продольную силу по сравнению с базовым вариантом. В то же время при $\lambda_I = 762.3$ нм величина F_x растет только на 40 %. Перераспределение рас-

хода водорода через пилоны приводит к росту продольной силы на 36 %. При совместном применении обоих методов управления процессом горения, т. е. при перераспределенной подаче водорода и локальном воздействии на поток резонансного лазерного излучения с длиной волны 193.3 нм, увеличение продольной силы достигает 95 %.

Интересно оценить энергетическую эффективность воздействия резонансного лазерного излучения на поток. С этой целью на выходе из проточного тракта вычислялся прирост химической энергии $\Delta Q = Q_1^I - Q_1$, выделившейся при горении (Q_1^I) в случае воздействия излучения с $\lambda_I = 762.3$ и 193.3 нм, по сравнению с базовым вариантом без излучения (Q_1). Прирост химической энергии относился к суммарной энергии лазерного излучения, поглощенной молекулами O_2 в области, подвергнутой облучению (при $E_s = 0.2$ эВ/(молекула O_2)). Результаты расчетов представлены в табл. 2 для случаев равномерного и перераспределенного вдува водорода. Видно, что относительный прирост химической энергии $\delta = \Delta Q/E_I$ (E_I — энергия излучения, подведенная к газу) вследствие воздействия лазерного излучения при равномерной подаче водорода приблизительно в 1.5 раза выше, чем при перераспределенной подаче, потому что базовая величина химической энергии, т. е. при равномерной подаче водорода без лазерного излучения, почти втрое ниже по сравнению со случаем с перераспределенной подачей водорода. При этом прирост δ при воздействии излучения с $\lambda_I = 193.3$ нм достигает 50.5, а при воздействии излучения с $\lambda_I = 762.3$ нм — только 39.2. Тем не менее, и при фотодиссоциации молекул O_2 (излучение с $\lambda_I = 193.3$ нм), и при их фотовозбуждении (излучение с $\lambda_I = 762.3$ нм) энергетическая эффективность метода исключительно высокая.

Таким образом, проведенный анализ свидетельствует о перспективности рассматриваемых методов управления процессом горения для существенного повышения эффективности камеры сгорания высокоскоростного прямооточного воздушно-реактивного двигателя в режимах полета, близких к верхнему пределу (по числу Маха полета). Кроме того, представляется, что рассматриваемые характеристики могут быть улучшены за счет рационального выбора области локального воздействия резонансного лазерного излучения как с $\lambda_I =$

Таблица 2

Относительный прирост выделившейся химической энергии ($E_s = 0.2$ эВ/(молекула O_2))

Способ воздействия	δ	
	равномерный вдув H_2	перераспределенный вдув H_2
Лазер, $\lambda_I = 762.3$ нм	65.7	39.2
Лазер, $\lambda_I = 193.3$ нм	79.5	50.5

193.3 нм, так и с $\lambda_I = 762.3$ нм. При этом топливо следует подавать в соответствии с распределением расхода воздушного потока по поперечному сечению камеры сгорания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана комплексная модель для описания физико-химических процессов в камере сгорания высокоскоростного прямооточного воздушно-реактивного двигателя при воздействии резонансным лазерным излучением с длинами волн $\lambda_I = 762.3$ и 193.3 нм для интенсификации процессов воспламенения и диффузионного турбулентного горения водорода в сверхзвуковом воздушном потоке. Модель включает в себя определение параметров и состава газа в области воздействия лазерного излучения, которое сопровождается возбуждением молекул O_2 в электронное состояние $b^1\Sigma_g^+$ (при $\lambda_I = 762.3$ нм) или фотодиссоциацией молекул O_2 (при $\lambda_I = 193.3$ нм).

Проведен анализ возможности увеличения эффективности горения в тракте высокоскоростного прямооточного воздушно-реактивного двигателя с отдельной подачей водорода и воздуха. Показано, что для рассматриваемого режима течения локальное воздействие лазерного излучения как с длиной волны $\lambda_I = 762.3$ нм, так и с $\lambda_I = 193.3$ нм позволяет при равномерном вдуве водорода через пилоны увеличить полноту сгорания более чем в три раза. При этом использование излучения с длиной волны 193.3 нм оказалось более эффективным.

Исследованы особенности сверхзвукового горения с учетом неравномерности параметров воздушного потока на входе в камеру сгорания. Показано, что коррекция подачи водорода через систему топливных пилонов с учетом распределения расхода воздуха по поперечному сечению

камеры может обеспечить рост полноты сгорания в 2.8 раза. Воздействие в этом случае еще и резонансного лазерного излучения с длиной волны 193.3 нм позволяет повысить полноту сгорания по сравнению с базовым вариантом более чем в 4.7 раза.

Проведены оценки изменения вклада сил давления, действующих на стенки проточного тракта модельного двигателя, включая камеру сгорания и сопло внутреннего расширения, в продольную силу. Показано, что коррекция подачи водорода через систему пилонов приводит к росту продольной силы на 36 %. Если в этом случае использовать также локальное воздействие лазерного излучения с $\lambda_I = 193.3$ нм, то суммарное увеличение продольной силы составляет 95 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Semenov N. N.** Some problems of chemical kinetics and reactivity. — Oxford: Pergamon Press, 1958.
2. **Басевич В. Я., Беляев А. А.** Расчет увеличения скорости водородно-кислородного пламени при добавках синглетного кислорода // Хим. физика. — 1989. — Т. 8, № 8. — С. 1124–1127.
3. **Старик А. М., Даутов Н. Г.** О возможности ускорения горения смеси $H_2 + O_2$ при возбуждении колебательных степеней свободы молекул // Докл. АН. — 1994. — Т. 336, № 5. — С. 617–622.
4. **Старик А. М., Титова Н. С.** О возможности уменьшения порога воспламенения горючих смесей путем селективного возбуждения молекулярных колебаний исходных реагентов // Докл. АН. — 2000. — Т. 370. — С. 38–42.
5. **Старик А. М., Титова Н. С.** О кинетических механизмах инициирования горения водородо-воздушных смесей в сверхзвуковом потоке за ударной волной при возбуждении молекулярных колебаний исходных реагентов // Журн. техн. физики. — 2001. — Т. 71, № 8. — С. 1–12.
6. **Старик А. М., Титова Н. С.** Низкотемпературное инициирование детонационного горения газовых смесей в сверхзвуковом потоке при возбуждении молекулярного кислорода в состоянии $O_2(a^1\Delta_g)$ // Докл. АН. — 2001. — Т. 380, № 3. — С. 332–337.
7. **Smirnov V. V., Stelmakh O. M., Fabelinsky V. I., Kozlov D. N., Starik A. M., Titova N. S.** On the influence of electronically excited oxygen molecules on combustion of hydrogen-oxygen mixture // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2008. — V. 41. — 192001.
8. **Ombrello T., Won S. H., Ju Y., Williams S.** Flame propagation enhancement by plasma excitation of oxygen. Part II: Effects of $O_2(a^1\Delta_g)$ // Combust. Flame. — 2010. — V. 157. — P. 1916–1928.
9. **Неравновесные физико-химические процессы в газовых потоках и новые принципы организации горения** / под ред. А. М. Старика. — М.: Торус пресс, 2011.
10. **Starikovskaya S. M.** Plasma assisted ignition and combustion // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2006. — V. 39. — P. 265–299.
11. **Starikovskiy A., Aleksandrov N.** Plasma-assisted ignition and combustion // Prog. Energy Combust. Sci. — 2013. — V. 39. — P. 61–110.
12. **Forch B. E., Miziolek A. W.** Laser-based ignition of H_2/O_2 and D_2/O_2 premixed gases through resonant multiphoton excitation of H and D atoms near 243 nm // Combust. Flame. — 1991. — V. 85. — P. 254–262.
13. **Lucas D., Dunn-Rankin D., Hom K., Brown N. J.** Ignition of excimer laser photolysis of ozone // Combust. Flame. — 1987. — V. 69, N 2. — P. 171–184.
14. **Lavid M., Nachshon Y., Gulati S. K., Stevens J. G.** Photochemical ignition of premixed hydrogen/oxygen mixtures with ArF laser // Combust. Sci. Technol. — 1994. — V. 96, N 4-6. — P. 231–245.
15. **Ronney P. D.** Laser versus conventional ignition of flames // Opt. Eng. — 1994. — V. 33, N 2. — P. 510–521.
16. **Старик А. М., Титова Н. С.** О кинетических механизмах инициирования горения водородно-кислородных смесей при возбуждении электронных степеней свободы молекулярного кислорода лазерным излучением // Журн. техн. физики. — 2003. — Т. 73, № 3. — С. 59–68.
17. **Старик А. М., Титова Н. С., Луховицкий Б. И.** Кинетика низкотемпературного инициирования горения смесей $H_2 + O_2 + H_2O$ при возбуждении молекулярных колебаний H_2O лазерным излучением // Журн. техн. физики. — 2004. — Т. 74, № 1. — С. 77–83.
18. **Луховицкий Б. И., Старик А. М., Титова Н. С.** О возможности интенсификации цепных процессов в горючих смесях при возбуждении молекулярных колебаний реагентов лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 29–38.
19. **Starik A. M., Kuleshov P. S., Titova N. S.** Comprehensive analysis of combustion initiation in methane-air mixture by resonance laser radiation // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2009. — V. 42. — 175503.
20. **Starik A. M., Titova N. S., Bezgin L. V., Kopchenov V. I.** The promotion of ignition in a supersonic H_2 — air mixing layer by laser-induced excitation of O_2 molecules: numerical study // Combust. Flame. — 2009. — V. 156. — P. 1641–1652.

21. **Старик А. М., Титова Н. С.** О кинетике инициирования детонации в сверхзвуковом потоке $H_2 + O_2$ (воздух) при возбуждении молекул O_2 резонансным лазерным излучением // Кинетика и катализ. — 2003. — Т. 44, № 1. — С. 35–46.
22. **Light G. C.** The effect of vibrational excitation on the reaction of $O(^3P)$ with H_2 and the distribution of vibrational energy in the product OH // J. Chem. Phys. — 1978. — V. 68, N 6. — P. 2831–2843.
23. **Lifshitz A., Teitelbaum H.** The unusual effect of reagent vibrational excitation on the rates of endothermic and exothermic elementary combustion reactions // Chem. Phys. — 1997. — V. 219, N 2-3. — P. 243–256.
24. **Balakrishnan N.** On the role of vibrationally excited H_2 as a source of OH in the mesosphere // Geophys. Res. Lett. — 2004. — V. 31, N 4. — L04106.
25. **Cupitt L. T., Takacs G., Glass G. P.** Reaction of hydrogen atoms and $O_2(^1\Delta_g)$ // Intern. J. Chem. Kinet. — 1982. — V. 14. — P. 487–497.
26. **Basevich V. Y., Vedenev B. I.** The rate constant of $H + O_2(^1\Delta) = OH + O$ reaction // Chem. Phys. Rep. — 1985. — V. 4. — P. 1102–1106.
27. **Sharipov A., Starik A.** Theoretical study of the reaction of carbon monoxide with oxygen molecules in the ground triplet and singlet delta states // J. Phys. Chem. A. — 2011. — V. 115. — P. 1795–1803.
28. **Starik A., Sharipov A.** Theoretical analysis of reaction kinetics with singlet oxygen molecules // Phys. Chem. Chem. Phys. — 2011. — V. 13. — P. 16424–16436.
29. **Sharipov A. S., Starik A. M.** Theoretical study of the reaction of ethane with oxygen molecules in the ground triplet and singlet delta states // J. Phys. Chem. A. — 2012. — V. 116. — P. 8444–8454.
30. **Starik A. M., Loukhovitski B. I., Sharipov A. S., Titova N. S.** Physics and chemistry of the influence of excited molecules on combustion enhancement // Phil. Trans.: Math., Phys. Eng. Sci. (Ser. A). — 2015. — V. 373, N 2048. — 20140341.
31. **Eisenberg W. C., Shelson A., Butler R., et al.** Gas phase generation of $O_2(a^1\Delta_g)$ at atmospheric pressure by direct laser excitation // J. Photochem. — 1984. — V. 25, N 2-4. — P. 439–448.
32. **Pejakovic D. A., Wouters E. R., Philips K. E., et al.** Collisional removal of $O_2(b^1\Sigma_g^+, v = 1)$ by O_2 at thermospheric temperatures // J. Geophys. Res. — 2005. — V. 110. — A03308.
33. **Amiot C., Verges J.** The magnetic dipole $a^1\Delta_g \rightarrow X^3\Sigma_g^-$ transition in the oxygen afterglow // Can. J. Phys. — 1981. — V. 59, N 10. — P. 1391–1398.
34. **Старик А. М., Таранов О. В.** О кинетике процессов в средней атмосфере при возбуждении молекул O_2 лазерным излучением // Журн. техн. физики. — 1998. — Т. 68, № 8. — С. 15–23.
35. **Мак-Ивен М., Филипс А.** Химия атмосферы. — М.: Мир, 1978.
36. **Rodrigo R., Lopez-Moreno J. J., Lopez-Puertas M., Moreno F., Molina A.** Neutral atmospheric composition between 60 and 220 km: A theoretical model for mid-latitudes // Planet Space Sci. — 1986. — V. 34, N 8. — P. 723–743.
37. **Turbulent Reacting Flows** / P. A. Libby, F. A. Williams (Eds). — Heidelberg; Berlin; New York: Springer-Verlag, 1980.
38. **Козлов В. Е., Секундов А. Н., Смирнова И. П.** Модели турбулентности для описания течения в струе сжимаемого газа // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1986. — № 6. — С. 38–44.
39. **Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р.** Вычислительная гидромеханика и теплообмен: в 2 т. / пер. с англ. — М.: Мир, 1990.
40. **Bezgin L., Ganzhelo A., Gousskov O., Kopchenov V.** Some numerical investigation results of shock-induced combustion // AIAA Paper 1998-1513. — 1998.
41. **Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П.** Численное решение многомерных задач газовой динамики. — М.: Наука, 1976.
42. **Starik A. M., Loukhovitski B. I., Sharipov A. S., Titova N. S.** Intensification of shock-induced combustion by electric-discharge-excited oxygen molecules: numerical study // Combust. Theory Model. — 2010. — V. 14, N 5. — P. 653–679.
43. **Starik A. M., Bezgin L. V., Kopchenov V. I., Loukhovitski B. I., Sharipov A. S., Titova N. S.** Numerical study of the enhancement of combustion performance in a scramjet combustor due to injection of electric-discharge-activated oxygen molecules // Plasma Sources Sci. Technol. — 2013. — V. 22, N 6. — 065007.
44. **Bezgin L. V., Kopchenov V. I., Sharipov A. S., Titova N. S., Starik A. M.** Evaluation of prediction ability of detailed reaction mechanisms in the combustion performance in hydrogen/air supersonic flows // Combust. Sci. Technol. — 2013. — V. 185, N 1. — P. 62–94.
45. **Michael J. V., Sutherland J. W., Harding L. B., Wagner A. F.** Initiation in H_2/O_2 : Rate constants for $H_2 + O_2 \rightarrow H + HO_2$ at high temperature // Proc. Combust. Inst. — 2000. — V. 28. — P. 1471–1478.
46. **Masten D. A., Hanson R. K., Bowman C. T.** Shock tube study of the reaction $H + O_2 \rightarrow OH + O$ using OH laser absorption // J. Phys. Chem. — 1990. — V. 94. — P. 7119–7128.
47. **Herbon J. T., Hanson R. K., Golden D. M., Bowman C. T.** A shock tube study of the enthalpy of formation of OH // Proc. Combust. Inst. — 2002. — V. 29. — P. 1201–1208.

-
48. **Snyder A. D., Robertson J., Zanders D. L., Skinner G. B.** Shock tube studies of fuel-air ignition characteristics // Rep. AFAPL-TR-65-93. — 1965.
49. **Slack M., Grillo A.** Investigation of hydrogen-air ignition sensitized by nitric oxide and nitrogen dioxide // NASA Rep. CR-2896. — 1977.
50. **Schultz E., Shepherd J.** Validation of detailed reaction mechanisms for detonation simulation // California Inst. of Technology, Rep. FM99-5. — 2000.

Поступила в редакцию 11/VIII 2016 г.
