

УДК 533.6;536,46

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОЗВУКОВОГО НЕРАВНОВЕСНОГО ГОРЕНИЯ СТРУИ ПРОПАНА В СПУТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

А. Е. ДЕШКО

Институт технической механики НАН Украины и Государственного космического агентства Украины,

49005 Днепрпетровск, ул. Лешко-Попеля, 15

e-mail: office.itm@nas.gov.ua

Отримано 11.02.2015

Представлены результаты численных исследований процессов смешения, воспламенения и горения при истечении струи пропана в спутный поток воздуха в осесимметричном канале. Численное моделирование турбулентного дозвукового неравновесного течения выполнено в рамках двумерных стационарных уравнений "узкого канала" с учетом конечных скоростей химической кинетики в рамках глобального механизма. Показано влияние воспламенения на задержку процесса смешения при течении неперемешанных компонентов. Сформулированы предложения для выбора рациональной температуры спутного потока и расположения сечения поджига, позволяющие интенсифицировать развитие процесса горения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: численное моделирование, струйные течения, модель "узкого канала", маршевые методы, химическая кинетика

Представлено результати чисельних досліджень процесів змішення, запалення і горіння при витіканні струменя пропану в супутній потік повітря у вісесиметричному каналі. Чисельне моделювання турбулентної дозвукової нерівноважної течії виконано у рамках двовимірних стаціонарних рівнянь "вузького каналу" з урахуванням скінченних швидкостей хімічної кінетики у рамках глобального механізму. Показано вплив запалення на затримку процесу змішення при течії неперемішаних компонентів. Сформульовано пропозиції щодо вибору раціональної температури супутнього потоку і розташування перерізу підпалення, що дозволяють інтенсифікувати розвиток процесу горіння.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: чисельне моделювання, струменеві течії, модель "вузького каналу", маршові методи, хімічна кінетика

The results of numerical studies of mixing, ignition and combustion during outflow of a propane jet in the cocurrent flow of air in an axisymmetric channel are presented. Numerical modeling of turbulent subsonic nonequilibrium flow was fulfilled within the two-dimensional stationary equations of a "narrow channel" within taking into account the finite velocities of chemical kinetics within the framework of a global mechanism. The impact of the ignition on the delay of the mixing process in the flow of unmixed components is shown. Proposals for rational temperature of the cocurrent flow selection and location of an ignition section selection are formulated, that allow to intensify the development of the combustion process.

KEY WORDS: numerical simulation, jet flows, "narrow channel" model, marching method, chemical kinetics

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентные течения с химическими реакциями привлекают пристальное внимание многих исследователей из-за их возрастающего научного и прикладного значения. Проведение экспериментальных исследований неравновесных течений связано со значительными трудностями как материального, так и технического характера и обеспечивает невысокую информативность получаемых результатов. Численное моделирование турбулентных неравновесных течений многокомпонентных химически-реагирующих газовых смесей весьма затруднительно в связи с тем, что ни турбулентный перенос, ни химическая кинетика – два важных механизма, лежащих в основе турбулентного горения, сами по себе недостаточно изучены.

Наиболее общей моделью для расчета характеристик движущейся сплошной среды при наличии

в ней химических превращений, протекающих с конечными скоростями, является полная система уравнений Навье-Стокса для вязкого теплопроводного газа, дополненная законами сохранения вещества и энергии в форме соответствующих дифференциальных уравнений. Использование полной системы уравнений Навье-Стокса для моделирования турбулентных неравновесных течений многокомпонентных химически-реагирующих газов связано с очень значительными затратами вычислительных ресурсов. При этом остается существенная неоднозначность при моделировании турбулентности и химической кинетики.

В последнее время в связи с активным развитием вычислительной техники и численных методов уже предпринимаются попытки численного моделирования турбулентного горения с использованием полных осредненных уравнений Навье-Стокса [1], и даже на основе прямого численного моде-

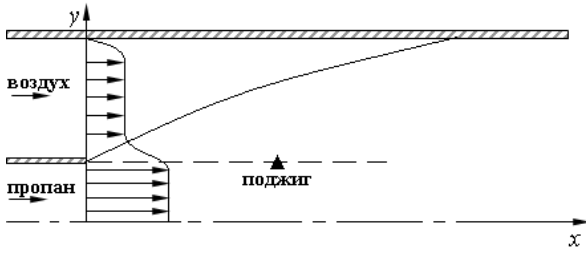


Рис. 1. Схема течения

лирования, без использования полуэмпирических гипотез для определения турбулентной вязкости [2]. Однако при этом вопросы моделирования механизмов кинетической кинетики по-прежнему не решены однозначно. Поэтому использование для практических расчетов упрощенных моделей в тех случаях, когда принятые при построении модели допущения выполняются, является обоснованным и целесообразным [3].

В настоящей работе численные исследования струйного турбулентного дозвукового неравновесного течения в канале выполнены в рамках модели "узкого канала" с целью выяснения особенностей процессов смешения, воспламенения и горения струи пропана в спутном потоке воздуха, а также выбора рациональных параметров воспламенения для интенсификации процесса горения. Схема рассматриваемого течения представлена на рис. 1.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И АЛГОРИТМ ЕЕ РЕШЕНИЯ

Для расчета характеристик стационарного турбулентного неравновесного двумерного течения при истечении расчетной дозвуковой струи пропана в спутный дозвуковой поток воздуха в осесимметричном канале постоянного поперечного сечения используется модель стационарных уравнений "узкого канала" [3, 4], которые в безразмерном виде в цилиндрических координатах имеют вид:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial y^\alpha \rho v}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^\alpha \mu_{ef} \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^\alpha \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \right)_{ef} \frac{\partial H}{\partial y} \right) - \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \left[y^\alpha \left(\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \right)_{ef} - \mu_{ef} \right) u \frac{\partial u}{\partial y} \right], \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^\alpha \left(\frac{\mu}{\text{Sc}} \right)_{ef} \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + \dot{\omega}_i, \quad (i = \overline{1, N_C - 1}), \quad (4)$$

$$\sum_{i=1}^{N_C} c_i = 1,$$

где u, v – составляющие вектора скорости вдоль координат x, y соответственно (координата x направлена вдоль оси канала или струи, а координата y – перпендикулярно ней); ρ – плотность смеси; p – статическое давление; c_i – массовая концентрация i -й компоненты смеси; $H = h + u^2/2$ – полная энтальпия газовой смеси; $h = \sum_{i=1}^{N_C} c_i h_i$ – удельная статическая энтальпия газовой смеси; N_C – количество компонент смеси; μ, μ_t – коэффициенты динамической молекулярной и молярной вязкости соответственно; $\mu_{ef} = \mu + \mu_t$, $\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \right)_{ef} = \frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t}$, $\left(\frac{\mu}{\text{Sc}} \right)_{ef} = \frac{\mu}{\text{Sc}} + \frac{\mu_t}{\text{Sc}_t}$; $\text{Pr}, \text{Sc}_i = \mu / \rho D_i$ – молекулярные числа Прандтля и Шмидта; Pr_t, Sc_t – турбулентные числа Прандтля и Шмидта; $\text{Pr}_{ef}, \text{Sc}_{ef}$ – эффективные числа Прандтля и Шмидта; $\dot{\omega}_i$ – массовая скорость образования i -й компоненты смеси; Re – характерное число Рейнольдса, определенное по параметрам топливной струи; $y^\alpha = 1$ для плоского течения ($\alpha = 0$), $y^\alpha = y$ для осесимметричного течения ($\alpha = 1$).

Для моделирования характеристик турбулентности используется дифференциальная однопараметрическая модель турбулентности " $\nu_t - 90$ " [5], записанная в приближении пограничного слоя:

$$\rho u \frac{\partial \nu_t}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \nu_t}{\partial y} = \frac{1}{y^\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \left[y^\alpha \rho (C_1 \nu_t + \nu) \frac{\partial \nu_t}{\partial y} \right] + C_2 \rho \nu_t G + C_3 \nu_t \left(u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) - C_4 \rho \nu_t^2 \frac{G^2}{a^2} - \rho \frac{C_5 \nu_t^2 + C_6 \nu_t \nu}{d^2}, \quad (5)$$

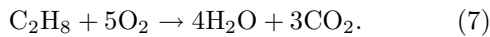
где ν_t и ν – кинематические коэффициент турбулентной и ламинарной вязкости; a – скорость звука; d – минимальное расстояние до стенки; C_k – эмпирические коэффициенты.

Для замыкания системы уравнений (1)-(5) используются термическое и калорическое уравнения состояния газовой смеси совершенных газов:

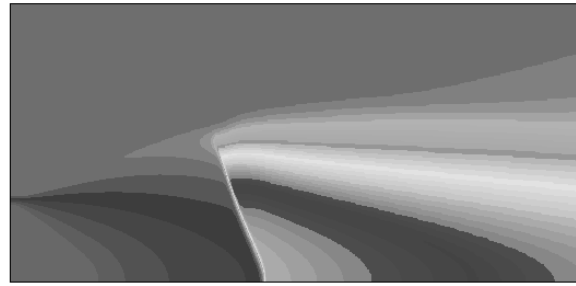
$$p = \frac{R_0}{m} \rho T, \quad h = \sum_{i=1}^{N_C} c_i(T, p) h_i(T), \quad (6)$$

где $m = \sum_{i=1}^{N_C} \frac{c_i}{m_i}$ – молекулярный вес газовой смеси; R_o – универсальная газовая постоянная; h_i – статическая энтальпия i -й компоненты смеси; m_i – молекулярная масса i -й компоненты смеси.

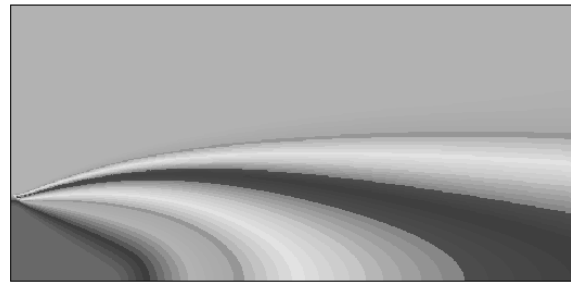
Механизм горения пропана в кислороде воздуха описывается с помощью глобальной одностадийной модели [6], описываемой стехио-метрической брутто-формулой:



При решении дифференциальных уравнений 2-го порядка вследствие "жесткости" уравнений диффузии при протекании химических реакций в основу алгоритма численного расчета на одном шаге по маршевой переменной положен метод расщепления по физическим процессам [7]. Первый шаг – учет химического взаимодействия. Вторым – конвективно-диффузионного переноса. На первом шаге учитывается изменение массового состава только за счет химического взаимодействия, в каждом узле расчетной сетки используется неявный многошаговый метод Гира [8]. На шаге конвективно-диффузионного переноса интегрирование уравнений 2-го порядка в отсутствие химического взаимодействия между компонентами смеси осуществляется с использованием неявной абсолютно устойчивой итерационной схемы типа Кранка-Николсона с применением скалярной прогонки с итерациями по нелинейности. Продольный градиент давления dp/dx , являющийся неизвестной функцией при расчете внутренних течений в приближении "узкого канала", определяется из уравнения неразрывности, используя условия постоянства расхода в каждом сечении осесимметричного канала. При этом автоматически выполняется второе граничное условие для поперечной скорости (на стенке канала), являющейся решением уравнения первого порядка. Уравнение движения для продольной скорости решается с выделением явной зависимости от dp/dx [9]. Для однозначного решения уравнений "узкого канала" формируется эволюционная по координате x и краевая по координате математическая задача. В начальном сечении ($x = 0$) задаются распределения значений всех газодинамических параметров. Граничные условия: на оси канала ($y = 0$) – условие симметрии, на стенке канала – условия прилипания для скорости, отсутствие потока вещества для концентраций и условие теплоизолированной стенки для температуры.



а



б

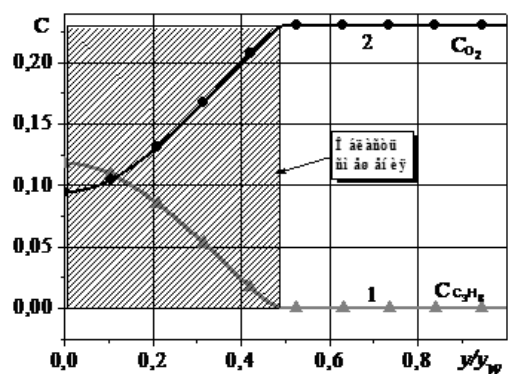
Рис. 2. Изолинии статической температуры при самовоспламенении:
а – $T_{air} = 700$ К; б – $T_{air} = 900$ К

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ОКИСЛИТЕЛЯ НА РАЗВИТИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ

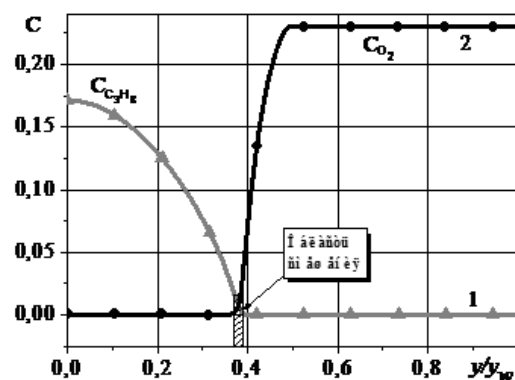
При истечении струи пропана в спутный поток воздуха могут реализовываться как кинетический, так и диффузионный режимы горения, при этом процесс горения может протекать с различной степенью интенсивности. Численные исследования проведены при следующих значениях определяющих параметров в начальном сечении канала: в струе $u_{jet} = 25$ м/с; $T_{jet} = 300$ К; $C_{N_2} = 0,2$; $C_{C_3H_8} = 0,8$; в спутном потоке воздуха $u_{air} = 100$ м/с; $T_{air} = 300 \div 900$ К; $C_{O_2} = 0,23$; $C_{N_2} = 0,77$. Давление в струе и спутном потоке $p = 1$ бар; характерное число Рейнольдса $Re = 10^6$.

При истечении холодной струи пропана в спутный поток горячего воздуха воспламенение происходит в той части области смешения, где присутствуют окислитель и горючее, и статическая температура превышает температуру воспламенения пропана. На рис. 2 представлены изолинии статической температуры в потоке, полученные при различной температуре спутного потока воздуха, на рис. 3 – профили массовых концентраций пропана и кислорода в сечении $x = 5$.

Проведенные исследования влияния температуры спутного потока воздуха на развитие процес-



a

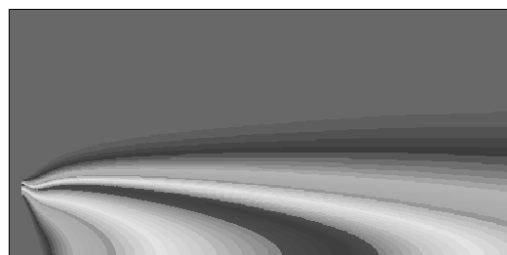


б

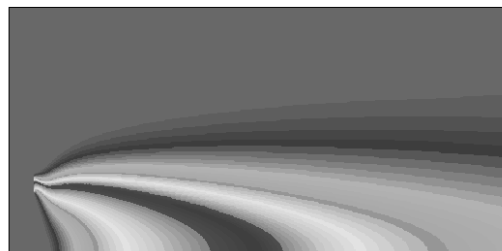
Рис. 3. Профили массовых концентраций пропана и кислорода при $x = 5$.
 а - $T_{air} = 700$ К; б - $T_{air} = 900$ К; 1 - пропан; 2 - кислород

са горения показали, что увеличение температуры спутного потока приводит к затягиванию процесса горения (рис. 2). Это вызвано тем, что при высокой температуре воздуха, практически сразу, в небольшой области смешения (рис. 3, б), происходит воспламенение топлива (рис. 2, б). Процесс горения в условиях неперемешанных компонентов приводит к ухудшению процесса смешения, который ограничивается фронтом пламени. Снизу области горения есть горючее, сверху – окислитель (рис. 3, б). При снижении температуры воздуха до 700 К (рис. 2, а) период задержки воспламенения значительно увеличивается, однако при этом активно происходит перемешивание окислителя и горючего (рис. 3, а). Сечение воспламенения сдвигается вниз по потоку. Воспламенение наступает, когда в потоке уже имеется обширная область подготовленной смеси, в результате после воспламенения происходит интенсивное распространение пламени (рис. 2, а).

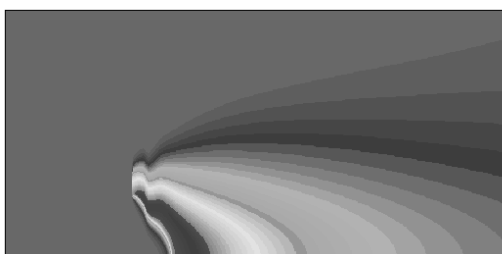
Поэтому для интенсификации процесса горения



a



б



в

Рис. 4. Изолинии статической температуры при изменении расположения поджига:
 а - $x_{podz} = 0, 5$; б - $x_{podz} = 1$; в - $x_{podz} = 5$

неперемешанных компонентов при самовоспламенении топлива необходимо добиваться, чтобы горение начиналось в области подготовленной смеси. Для этого температура окислителя должна быть минимальной, обеспечивающей самовоспламенение топлива. При горении пропана в воздухе рациональная температура равна 700 К.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СЕЧЕНИЯ ПОДЖИГА НА РАЗВИТИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ

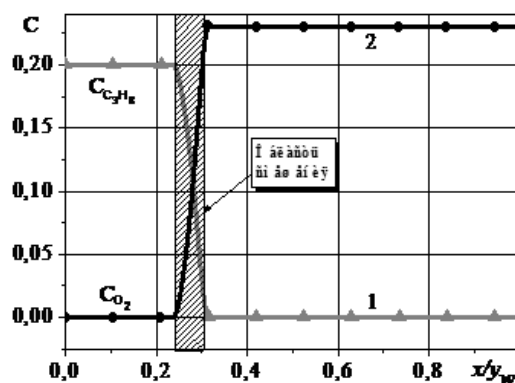
При истечении холодных компонентов окислителя и горючего для осуществления процесса горения используется поджиг. При численном моделировании полагалось, что поджиг происходит в некотором сечении x_{podz} на небольшом вертикальном отрезке Δy_{podz} (который располагается на линии кромки сопла). На этом отрезке локаль-

но определяется новый состав смеси, соответствующий равновесному состоянию при прежнем значении статической энтальпии смеси и статического давления в сечении. Элементарный состав смеси определяется концентрациями пропана и воздуха на участке воспламенения. В случае одностадийной брутто-реакции (7) равновесный состав содержит продукты полного сгорания пропана – углекислый газ CO_2 и пары воды H_2O , а также азот N_2 , который полагается нейтральным компонентом, и кислород O_2 или, при недостатке кислорода, пропан C_3H_8 . Исходя из этого, в узлах поджига определяются значения концентраций компонент, температуры и плотности, соответствующие равновесному состоянию. Выделение тепла в реакции (7) приводит к повышению температуры до уровня, достаточного для самостоятельного воспламенения пропана в окрестности узлов поджига. В этих узлах из условий сохранения расхода ($\rho u = \text{const}$) и полной энтальпии смеси ($\rho u H = \text{const}$) определяются новые значения продольной скорости. Таким образом, при численном моделировании поджига выполняются законы сохранения массы и энергии на отрезке. Однако использование модели "узкого канала", в которой давление в сечении канала полагается постоянным, приводит к локальному нарушению закона сохранения импульса. Связанная с этим погрешность в определении давления допустима, так как нарушение условия сохранения импульса имеет место на малом вертикальном отрезке в одном сечении.

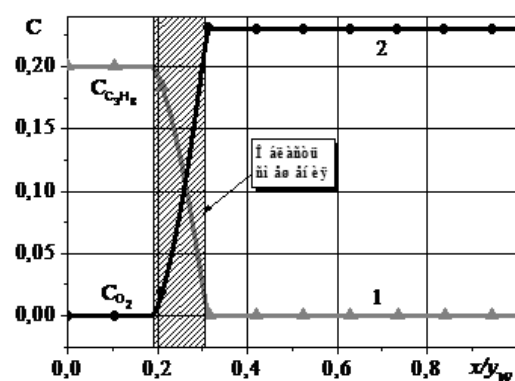
Проведены численные исследования влияния расположения сечения поджига на протяженность и интенсивность процесса горения. Выполнены параметрические расчеты при расположении сечения поджига на различном удалении от среза сопла при изменении $x_{\text{подж}}$ от 0,5 до 15. При горении с поджигом выявлены те же закономерности, что и при самовоспламенении.

На рис. 4 представлены поля изолинии статической температуры при изменении сечения поджига, которые демонстрируют, что в зависимости от расположения сечения поджига значительно изменяется интенсивность и протяженность области горения. На рис. 5 показаны профили концентраций пропана и кислорода при расположении поджига в сечениях $x_{\text{подж}} = 0,5$, 1 и 5 соответственно. Рис. 6 демонстрирует влияние сечения поджига на распределение полноты сгорания по длине канала.

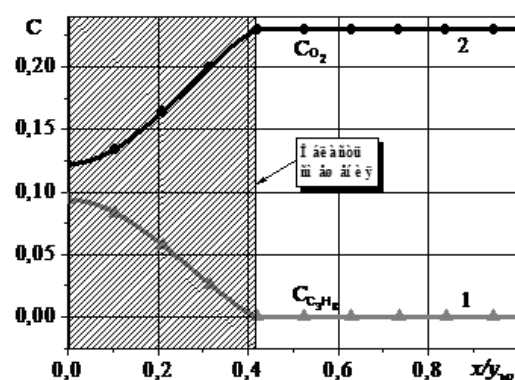
Проведенные исследования показали, что расположение сечения поджига позволяет управлять длиной зоны горения (рис. 4). При отдалении сечения поджига от среза сопла – с одной стороны, увеличивается объем подготовленной смеси



а



б



в

Рис. 5. Профили концентраций пропана и кислорода в сечении поджига:
а – $x_{\text{подж}} = 0,5$; б – $x_{\text{подж}} = 1$;
в – $x_{\text{подж}} = 5$; 1 – пропан; 2 – кислород

для воспламенения (рис. 5), с другой – удлиняется область до начала воспламенения (рис. 4, б). Неоправданно большое отдаление сечения поджига от среза сопла приводит к неполному сгоранию топлива, оказавшегося возле стенки канала, куда область горения доходит значительно позже

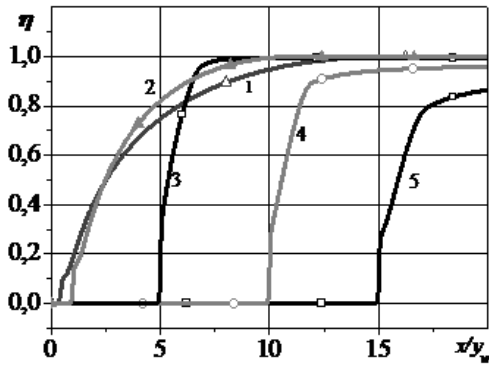


Рис. 6. Изменение полноты сгорания топлива по длине канала при изменении расположения поджига: 1 - $x_{podz} = 0$; 2 - $x_{podz} = 1$; 3 - $x_{podz} = 5$; 4 - $x_{podz} = 10$; 5 - $x_{podz} = 15$

(рис. 6, кривые $x_{podz} = 10$; $x_{podz} = 15$). Поэтому для интенсификации процесса горения холодных перемешанных компонентов окислителя и горючего сечение поджига следует отдалять на рациональное расстояние от среза сопла – таким образом улучшаем процесс смешения и поджигаем подготовленную смесь. Для рассмотренных начальных параметров течения поджиг рационально расположить в сечении $x = 5$.

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования дозвукового турбулентного неравновесного течения при горении струи пропана в спутном потоке воздуха позволили выявить особенности воспламенения и горения, которые дают возможность интенсифицировать процесс сгорания топлива. Показано, что воспламенение топлива приводит к замедлению процесса смешения при течении перемешанных компонентов окислителя и горючего. Для сокращения протяженности области горения целесообразно добиваться воспламенения топлива в области

подготовленной смеси. В случае самовоспламенения температура окислителя должна быть минимальной, обеспечивающей самовоспламенение топлива. При горении пропана в воздухе рациональная температура составляет ~ 700 К. В случае течения холодных компонентов окислителя и горючего сечение поджига следует отдалять на рациональное расстояние от среза сопла – таким образом улучшаем процесс смешения и поджигаем подготовленную смесь.

1. Левин В. А., Афонина Н. Е., Громов В. Г., Сметхов Г. Д., Хмелевский А. Н., Марков В. В. Газодинамика и тяга выходного устройства реактивного двигателя с кольцевым соплом // Физика горения и взрыва. – 2012. – 48, N 4. – С. 38–50.
2. Chakraborty N., Hawkes E. R., Chen J. H., Cant R. S. The effects of strain rate and curvature on surface density function transport in turbulent premixed methane-air and hydrogen-air flames: a comparative study // Combustion and Flame. – 2008. – 154, N 1-2. – Р. 259–280.
3. Лапин Ю. В., Стрелец М. Х. Внутренние течения газовых смесей. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 368 с.
4. Тимошенко В. И., Дешко А. Е., Белоцерковец И. С. К вопросу интенсификации горения углеводородного топлива в спутном потоке воздуха // Техническая механика. – 2010. – N 3. – С. 71–80.
5. Гуляев А. Н., Козлов В. Е., Секундов А. Н. К созданию универсальной однопараметрической модели турбулентной вязкости // МЖГ. – 1993. – N 4. – С. 69–81.
6. Под ред. Г. Г. Черного и С. А. Лосева Физико-химические процессы в газовой динамике. Справочник. Том 2. Физико-химическая кинетика и термодинамика. – М.: Научно-издательский центр механики, 2002. – 368 с.
7. Ковеня В. М., Яненко Н. Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. – Новосибирск: Наука, 1981. – 304 с.
8. Gear C. W. Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations. – New Jersey: Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs. – 1971
9. Тимошенко В. И. Газовая динамика высокотемпературных технологических процессов. – Днепропетровск: Институт технической механики НАНУ и НКАУ, 2003. – 460 с.