

К ВОПРОСУ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА В СПУТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Рассмотрена задача о кинетическом горении струи пропана, истекающей в спутный дозвуковой поток воздуха в осесимметричном канале. Для описания течения используется модель «узкого канала» и дифференциальная однопараметрическая модель турбулентности « $v_t - 90$ ». Кинетика горения пропана в воздухе описывается одностадийной стехиометрической брутто-реакцией. Исследовано влияние начальной турбулентной вязкости и расположения сечения искусственного воспламенения на развитие процесса горения.

Розглянуто задачу про кінетичне горіння струменя пропану, що витікає в супутній дозвуковий потік повітря в осесиметричному каналі. Для опису течії використовується модель «вузького каналу» і диференціальна однопараметрична модель турбулентності « $v_t - 90$ ». Кінетика горіння пропану в повітрі описується одностадійною стехіометричною брутто-реакцією. Досліджено вплив початкової турбулентної в'язкості і розташування перетину штучного запалення на розвиток процесу горіння.

The problem of a kinetic combustion of the propane jet in a subsonic air cocurrent flow through an axisymmetrical channel is examined. The model of "a narrow channel" and the differential one-parameter model of turbulence « $v_t - 90$ » are used to describe a flow. The kinetics of the propane combustion in air is described using a stoichiometric single-stage gross reaction. The effects of an initial turbulent viscosity and a sectional location of an artificial ignition on evolution of the combustion process are studied.

Высокотемпературные неравновесные термогазодинамические процессы имеют место в различных технических устройствах, используемых в авиационно-космической технике, металлургии, энергетике и др. Их экспериментальная отработка требует значительных материальных и временных затрат и наличия современной экспериментальной базы. Одним из путей сокращения количества экспериментов является численное моделирование, результаты которого в сочетании с экспериментальными исследованиями позволяют значительно сократить материальные и временные затраты.

Целью данной статьи является исследование влияния начальной турбулентности и положения сечения искусственного воспламенения на режимы и интенсификацию процесса горения турбулентной вязкой дозвуковой струи пропана в спутном потоке воздуха в осесимметричном канале постоянной ширины.

Математическая постановка задачи и алгоритм ее решения. Для расчета неравновесного двумерного течения химически реагирующей газовой смеси в осесимметричном канале с учетом влияния вязкости используется модель работы [1]. Эта модель включает уравнения «узкого канала» [1, 2], дополненные уравнением переноса характеристик турбулентности в приближении пограничного слоя (дифференциальная однопараметрическая модель турбулентности « $v_t - 90$ » [3]).

Схема течения представлена на рис. 1. Рассматривается истечение расчетной дозвуковой струи пропана в спутный дозвуковой поток воздуха в осесимметричном канале постоянного поперечного сечения. Расход воздуха определяется исходя из условия, что в начальном сечении канала степень избытка окислителя $\alpha_0 = 1,3$ при заданном соотношении радиуса канала к радиусу сопла. Компоненты струи и воздух в спутном потоке подаются при температуре $T = 295$ К и давлении $p = 1$ бар. Для осуществления процесса

горения используется искусственное воспламенение, которое располагается в потоке на высоте кромки сопла в некотором сечении x_{podz} .

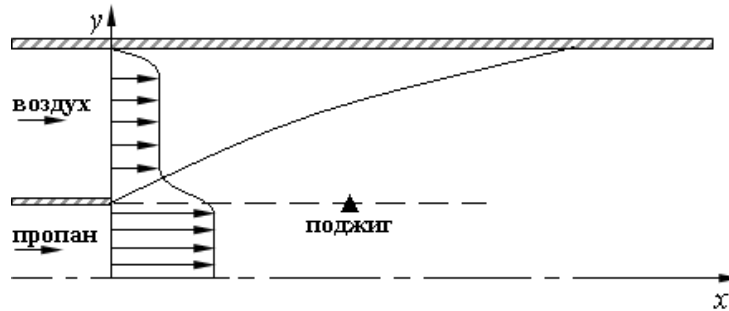


Рис. 1

Алгоритм численного расчета на одном шаге по маршевой переменной x основан на методе расщепления по физическим процессам [4]. Для решения системы уравнений, описывающей изменение массового состава только за счет химического взаимодействия (задача 1 согласно методу расщепления по физическим процессам [1]) в каждом узле расчетной сетки используется неявный многошаговый метод Гира [5]. Интегрирование уравнений «узкого канала» в отсутствие химического взаимодействия между компонентами смеси (задача 2 согласно методу расщепления по физическим процессам [1]) осуществляется в нормированных физических переменных с использованием схемы типа Кранка–Николсона первого порядка точности по продольной переменной и второго порядка точности по поперечной переменной [2]. Продольный градиент давления dp/dx , являющийся неизвестной функцией при расчете внутренних течений в приближении «узкого канала», определяется из 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 [2].

Для расчета характеристик турбулентности используется дифференциальная однопараметрическая модель турбулентности « $v_t - 90$ » [3], в которой автоматически учитывается влияние пограничного слоя, образующегося на внутренних стенках канала, на характеристики процесса смешения и горения

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial v_t}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v_t}{\partial y} = \frac{1}{y^\kappa} \frac{\partial}{\partial y} \left[y^\kappa \rho (C_1 v_t + \nu) \frac{\partial v_t}{\partial y} \right] + C_2 \rho v_t G + \\ + C_3 v_t \left(u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) - C_4 \rho v_t^2 \frac{G^2}{a^2} - \rho \frac{C_5 v_t^2 + C_6 v_t \nu}{S^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – плотность; u, v – составляющие вектора скорости вдоль координат x, y ; $\kappa = 0$ для плоского течения, $\kappa = 1$ для осесимметричного течения; ν_t – кинематический коэффициент турбулентной вязкости, a – скорость звука, S – минимальное расстояние до стенки, ν – кинематический коэффициент ламинарной вязкости, C_k – эмпирические коэффициенты, которые вычисляются по формулам

$$C_2 = C_2' \left(\frac{y^4 G^2}{(30v_t)^2 + y^4 G^2} \right)^{\kappa} \frac{v_t^2 + 11,2v_t v + 12,8v^2}{v_t^2 - 11,2v_t v + 648v^2};$$

$$C_1 = 2; \quad C_2' = 0,2; \quad C_3 = 0,7; \quad C_4 = 5; \quad C_5 = 3; \quad C_6 = 50,$$

$$G^2 = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \kappa \left(\frac{v}{y} \right)^2.$$

Характерной особенностью модели « $v_t - 90$ » является отказ от использования закона стенки, что позволяет вести расчет по этой модели во всей области. При этом на стенке при выполнении условий прилипания турбулентная вязкость обращается в нуль. Данная модель является универсальной и предназначена для расчета как пограничных слоев, так и струйных течений. Первое слагаемое в правой части (1) отвечает за диффузию турбулентной вязкости, следующие два слагаемых – за ее порождение, предпоследнее слагаемое отвечает за учет сжимаемости среды, последнее – за профиль турбулентной вязкости в окрестности стенки.

Для однозначного решения уравнений «узкого канала» формируется эволюционная по координате x и краевая по координате y математическая задача. В начальном сечении ($x = 0$) задаются распределения значений всех газодинамических параметров

$$u(0, y) = u_0(y); \quad v(0, y) = 0; \quad T(0, y) = T_0; \quad X_i(0, y) = X_{i0}, \quad (i = \overline{1, N_C});$$

$$P(0, y) = P_0; \quad v_t(0, y) = v_{t0}.$$

Граничные условия: на оси канала ($y = 0$) – условие симметрии

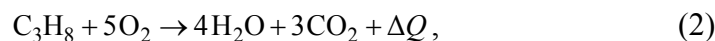
$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0; \quad v = 0; \quad \frac{\partial H}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial X_i}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial v_t}{\partial y} = 0,$$

на стенке канала ($y = y_w$)

$$u = 0; \quad v = 0; \quad \frac{\partial H}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial X_i}{\partial y} = 0; \quad v_t = 0,$$

где T – статическая температура; P – статическое давление; H – полная энтальпия; X_i – концентрации компонент газовой смеси; N_C – количество компонент газовой смеси.

В качестве кинетической модели горения углеводородного топлива (пропана C_3H_8) в кислороде воздуха используется простейшая кинетическая модель, включающая сложную одностадийную реакцию, описываемую стехиометрической брутто-формулой



где ΔQ – теплота реакции, которая идет на нагрев продуктов реакции.

Согласно [6] суммарная скорость сложной химической реакции может быть аппроксимирована корреляционной зависимостью

$$R_{ef} = A_{ef} \exp(-E_{ef}/R_o T) n_{C_3H_8}^{v_{C_3H_8, ef}} n_{O_2}^{v_{O_2, ef}},$$

где $v_{C_3H_8, ef}$ – кинетический параметр для пропана C_3H_8 , $v_{O_2, ef}$ – кинетический параметр для окислителя – кислорода воздуха, A_{ef} – эффективный предэкспоненциальный множитель, E_{ef} – эффективная энергия активации, R_o – универсальная газовая постоянная.

Значения констант A_{ef} , E_{ef} , $v_{C_3H_8, ef}$, $v_{O_2, ef}$ для пропана следующие:

$$A_{ef} = 8,6 \times 10^{12} \text{ с}^{-1} (\text{см}^3 / \text{моль})^{v_{C_3H_8, ef} + v_{O_2, ef} - 1}; E_{ef} = 30,0 \text{ ккал/моль};$$

$$v_{C_3H_8, ef} = 0,10 \text{ моль/см}^3; v_{O_2, ef} = 1,65 \text{ моль/см}^3.$$

Для выяснения влияния разбиения расчетной сетки на точность расчета параметров течения были проведены расчеты с различным значением количества узлов в поперечном направлении и шага интегрирования по продольной координате. Полученные результаты показывают, что изменение шага интегрирования по продольной координате $\Delta \bar{x} = 0,005 - 0,02$ практически не влияет на точность расчета. При варьировании количества узлов ($NJ = 101 - 401$) максимальная относительная погрешность для продольной скорости составляет 0,84 % при $NJ = 101$. Дальнейшие расчеты проведены на сетке с шагом по продольной координате $\Delta \bar{x} = 0,02$ и количеством узлов в поперечном направлении $NJ = 101$.

Влияние расположения сечения искусственного воспламенения на развитие процесса горения в осесимметричном канале. Принимается, что струя пропана и спутный поток воздуха в начальном сечении подаются при температуре 295 К и статическом давлении 1 бар. В этих условиях самовоспламенения горючей смеси не происходит. Для осуществления процесса горения используется искусственное воспламенение. При численном моделировании искусственного воспламенения полагалось, что оно происходит в некотором сечении \bar{x}_{podz} на небольшом вертикальном отрезке $\Delta \bar{y}_{podz}$ (который располагается на линии кромки сопла). На этом отрезке локально определяется новый состав смеси, соответствующий равновесному состоянию при прежнем значении статической энтальпии смеси и статического давления в сечении. Элементный состав смеси определяется концентрациями пропана и воздуха на участке воспламенения. В случае одностадийной брутто-реакции (2) 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 искусственного воспламенения определяются значения концентраций компонент, температуры и плотности, соответствующие равновесному состоянию. Выделение тепла в реакции (2) приводит к повышению температуры до уровня, достаточного для самостоятельного воспламенения пропана в окрестности узлов принудительного воспламенения. 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 искусственного воспламенения выполняются законы сохранения массы и энергии на отрезке $\Delta \bar{y}_{podz}$. 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 ($\Delta \bar{y}_{podz} \sim 0,1$ при относительном радиусе канала $\bar{r}_w = 3$). Сформированное таким образом поле течения принимается за начальное, и далее осуществляется маршевый расчет характеристик потока вниз по течению от заданного сечения \bar{x}_{podz} .

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. Для моделирования различных возможных режимов горения были проведены численные исследования истечения струи горючего в спутный поток воздуха при различных значениях относительной начальной турбулентной вязкости $\bar{\nu}_{t0}$, равной отношению кинематических коэффициентов турбулентной и ламинарной вязкости в начальном сечении, и различных положениях сечения искусственного воспламенения. Расчеты проведены при следующих значениях определяющих параметров в начальном сечении:

- скорость струи $u_a = 3$ м/с;
- массовый состав струи $X_{C_3H_8} = 1$;
- скорость спутного потока $u_{cn} = 12$ м/с;
- массовый состав спутного потока $X_{O_2} = 0,23$, $X_{N_2} = 0,77$;
- радиус канала, отнесенный к радиусу сопла $r_w / r_a = 3$.

На рис. 2 – 3 представлены изолинии поля температуры и концентрации кислорода при горении струи пропана в спутном потоке воздуха в осесимметричном канале при различных значениях начальной турбулентной вязкости и сечения искусственного воспламенения.

Влияние уровня начальной турбулентности на температуру и концентрацию окислителя иллюстрируется рисунками 2а – 2б и 3а – 3б, на которых показаны изолинии температуры и концентрации кислорода при начальной турбулентности, соответствующей $\bar{\nu}_{t0} = 0,1$ и $\bar{\nu}_{t0} = 10$, при сечении искусственного воспламенения пропана $\bar{x}_{podz} = 10$. Видно, что при малой турбулентности (рис. 2а, 3а), область горения представляет собой узкую вытянутую полосу, в которой имеются и окислитель, и горючее. Ниже области горения нет окислителя (рис. 3а), выше – нет горючего. Имеет место режим горения, близкий к диффузионному. При этом режиме скорость выгорания лимитируется диффузионным переносом реагентов к фронту пламени и горение происходит в узком фронте пламени в области смешения. При увеличении начальной турбулентной вязкости (рис. 2б, 3б) картина течения видоизменяется: ширина области горения увеличивается, ее протяженность уменьшается, процесс горения протекает интенсивнее. Влияние места искусственного воспламенения пропана при фиксированном значении турбулентной вязкости в начальном сечении $\bar{\nu}_{t0} = 10$ иллюстрируется рисунками 2б – 2г и 3б – 3г.

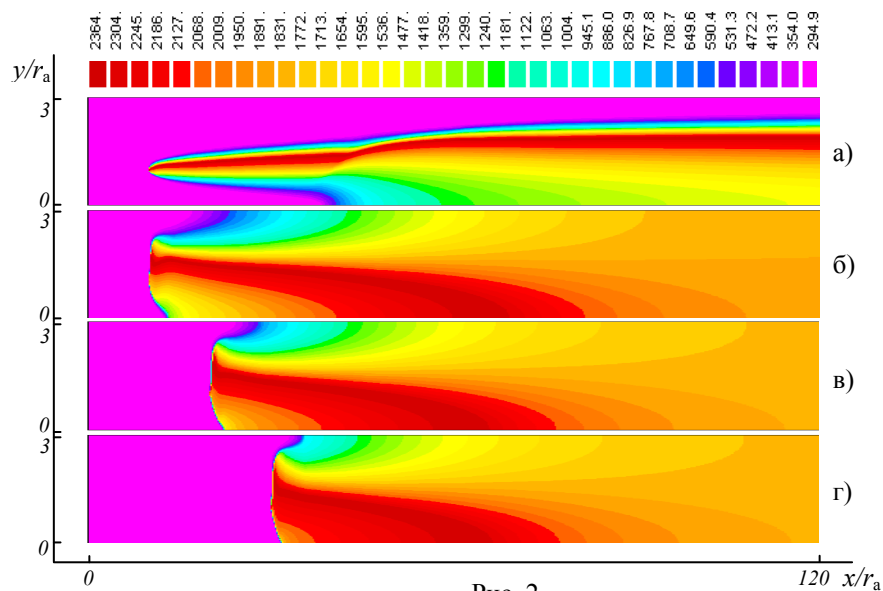


Рис. 2

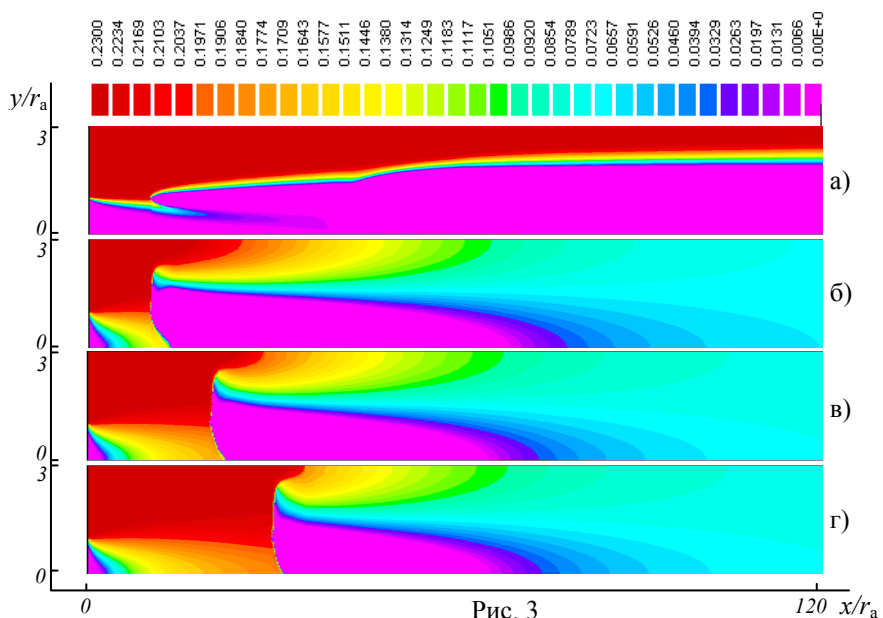


Рис. 3

На этих рисунках приведены результаты, полученные для сечений воспламенения $\bar{x}_{podz} = 10, 20$ и 30 (рисунки б), в), и г) соответственно). Для этих вариантов получаем ярко выраженную область кинетического горения, протяженность которой постепенно уменьшается. В случаях б), в), и г) горение прекращается из-за выгорания горючего (расчет при избытке окислителя в начальном сечении канала $\alpha_0 = 1,3$). В случае 2а и 3а процесс горения продолжается.

На рис. 4 – 5 представлены графики, иллюстрирующие влияние начальной турбулентной вязкости (рис. 4) и положения сечения искусственного воспламенения (рис. 5) на изменение продольной скорости на оси канала (рис. 4а, 5а), статической температуры (рис. 4б, 5б), концентраций горючего (рис. 4в, 5в), кислорода (рис. 4г, 5г) и углекислого газа (рис. 4д, 5д) на оси и

на стенке канала. Пунктирные линии соответствуют значениям на оси канала, сплошные линии – на стенке канала.

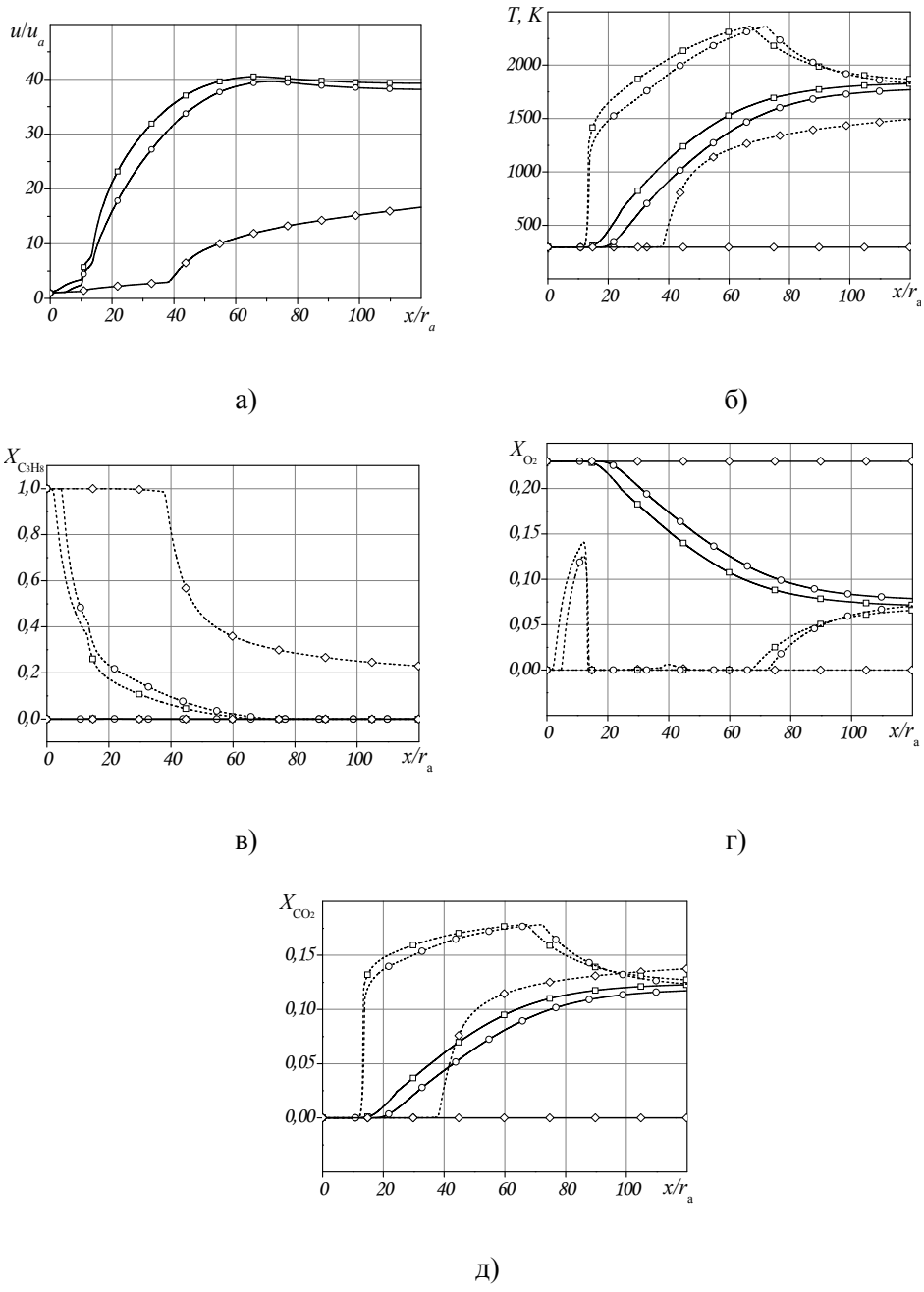


Рис. 4

На рис. 4 приведены результаты расчетов при искусственном воспламенении в сечении $\bar{x}_{podz} = 10$. Линии, обозначенные значками \diamond , \circ и \square , соответствуют расчету с начальным значением относительной турбулентной вязкости $\bar{\nu}_{t0} = 0,1; 1; 10$ соответственно. При малом значении начальной турбулентной вязкости (кривые со значками \diamond), в силу отсутствия достаточного количества окислителя и горючего в области воспламенения (рис. 4в, 4г),

реализуется режим горения, близкий к диффузионному. По мере поступления кислорода и пропана, статическая температура (рис. 4б), продольная скорость (рис. 4а) и концентрация продуктов реакции (углекислого газа – рис. 4д) в потоке возрастают, но не так быстро, как при кинетическом горении (кривые со значками \circ и \square , соответственно). При $\bar{v}_{i0} = 0,1$ на рассмотренном участке осесимметричного канала имеющееся горючее не успевает выгореть (рис. 4в). Из представленных на рис. 4 графиков видно, что увеличение начальной турбулентности приводит к уменьшению протяженности области горения и интенсификации процесса горения.

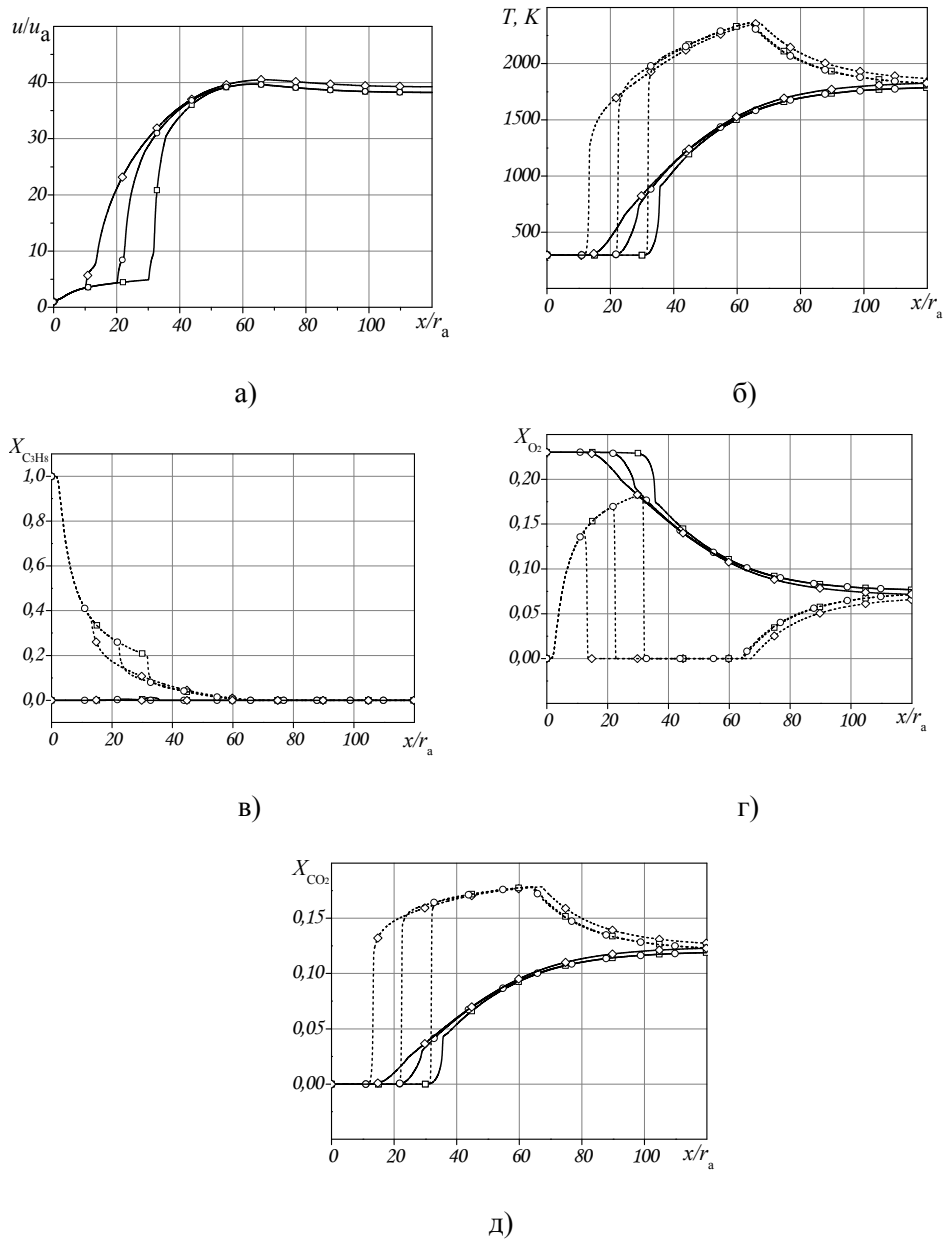


Рис. 5

Графики, изображенные на рис. 5, получены при начальной турбулентной вязкости $\bar{v}_{t0} = 10$, с искусственным воспламенением в сечениях $\bar{x}_{podz} = 10; 20; 30$ (обозначены \diamond, \circ и \square соответственно). После воспламенения при реализации процесса горения статическая температура в потоке резко увеличивается (рис. 5б). При этом происходит падение плотности (в силу выполнения уравнения состояния), а также резкое увеличение скорости (рис. 5а) в силу выполнения условия сохранения расхода в поперечном сечении канала. Из графиков концентрации пропана (рис. 5в) видно, что длительность выгорания горючего уменьшается при смещении сечения воспламенения вниз по потоку (область смешения расширяется, появляется больше кислорода из спутного потока, необходимого для сгорания пропана). Процесс горения прекращается после полного выгорания горючего. Для всех рассмотренных вариантов это происходит в близких сечениях $\bar{x} \sim 63$. При выбранном стехиометрическом соотношении окислителя и горючего в начальном сечении, весь кислород, имеющийся в области смешения в момент воспламенения, быстро сгорает (рис. 5г). В это же время происходит резкое выделение продуктов реакции (например углекислого газа – рис. 5д). Далее процесс горения продолжается по мере поступления окислителя в зону горения до полного выгорания горючего и далее вниз по потоку – выравнивание параметров по сечению канала. Таким образом, при смещении положения сечения искусственного воспламенения вниз по потоку, в силу лучшего смешения компонентов струи и спутного потока, протяженность области горения уменьшается.

Интересно отметить соответствие графиков на рис. 4г, 5г и изолиний концентрации кислорода на рис. 3. При малой начальной турбулентности ($\bar{v}_{t0} = 0,1$) кислород на рассмотренном участке осесимметричного канала не достигает оси канала (рис. 3а и рис. 4г, кривая с \diamond). При увеличении начальной турбулентной вязкости ($\bar{v}_{t0} = 10$) кислород появляется на оси канала раньше сечения искусственного воспламенения (рис. 3б и рис. 4г, кривая с \square), однако весь сгорает при воспламенении смеси и вновь появляется на оси струи после окончания процесса горения вследствие диффузии из спутного потока. При смещении сечения искусственного воспламенения вниз по потоку (рис. 3в, 3г и рис. 5г, кривые с \circ и \square) увеличивается концентрация кислорода в области смешения в сечении воспламенения, вследствие этого уменьшается протяженность области горения.

Из представленных результатов следует, что рациональным выбором сечения искусственного воспламенения и начальной турбулентной вязкости можно регулировать протяженность и интенсивность области горения.

Выводы. В результате проведенных исследований было выяснено, что рассмотренная дифференциальная однопараметрическая модель турбулентности « $v_t - 90$ » в рамках модели «узкого канала» позволяет описывать процессы при горении турбулентной вязкой дозвуковой струи пропана в спутном потоке воздуха. Расчетным путем было установлено, что в зависимости от начальной турбулентной вязкости и положения сечения искусственного воспламенения могут реализовываться различные режимы горения: от диффузионного до кинетического. Рациональный выбор сечения искусственного воспламенения и начальной турбулентности позволяет влиять на интенсивность и протяженность области горения.

Рассмотренная модель «узкого канала» является достаточно грубой, оценочной моделью. В частности, она не учитывает поперечный градиент давления, который возникает при искусственном воспламенении и горении, а также возможности образования возвратно-циркуляционных зон на стенках канала. С целью учета этих факторов необходимо использовать более точные модели, например нестационарные уравнения Навье–Стокса в приближении вязкого слоя.

1. Тимошенко В. И. Кинетическое горение при турбулентном смешении метаносодержащих струй со спутным дозвуковым потоком воздуха / В. И. Тимошенко, И. С. Белоцерковец // *Техническая механика*. – 2007. – № 2. – С. 8 – 24.
2. Тимошенко В. И. Газовая динамика высокотемпературных технологических процессов / В. И. Тимошенко. – Днепропетровск : Институт технической механики НАНУ и НКАУ, 2003. – 460 с.
3. Гуляев А. Н. К созданию универсальной однопараметрической модели турбулентной вязкости / А. Н. Гуляев, В. Е. Козлов, А. Н. Секундов // *МЖГ*. – 1993. – №4. – С. 69 – 81.
4. Ковеня В. М. Метод расщепления в задачах газовой динамики / В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко. – Новосибирск : Наука, 1981. – 304 с.
5. Gear C. W. Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations / C. W. Gear. – New Jersey : Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, 1971.
6. Физико-химические процессы в газовой динамике. Справочник. Том 2. Физико-химическая кинетика и термодинамика / Под ред. Г. Г. Черного и С. А. Лосева. – М. : Научно-издательский центр механики. – 2002. – 368 с.

Институт технической механики
НАН Украины и НКА Украины,
Днепропетровск

Получено 08.06.2010
в окончательном варианте 29.07.2010