



ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА И МАССОПЕРЕНОСА НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ПРАНДТЛЯ

¹Д.Й.Эргашев

²Д.Н.Абдусатторов

¹Институт механики и сейсмостойкости сооружений им.

М.Т.Уразбаева АН РУз, Ташкент, Узбекистан

²Ташкентский государственный технический университет

Алмалыкский филиал

Электронная почта: dilshod77m@mail.com

В статье рассматривается численный подход к моделированию распространения и горения струи газовой смеси в осесимметричном воздушном потоке сопутствующего типа. В качестве математической основы используются безразмерные уравнения турбулентного пограничного слоя для реагирующих газов, записанные в координатах Мизеса. Для решения данной задачи применяется двухслойная четырёхточечная схема с разделением границ, обладающая второй порядком точности по продольной координате. Ввиду нелинейного характера уравнений переноса, расчёты осуществляются с использованием итерационного алгоритма. Представлены фрагменты численного эксперимента, демонстрирующие особенности протекания процесса горения.

Ключевые слова: турбулентная струя, стехиометрическое соотношение, закон Аррениуса, избыточная концентрация, газовая смесь, метод конечных разностей.



Введение

Процессы горения газовых смесей в условиях турбулентных струйных течений представляют собой значительный научный и практический интерес в связи с их широкой применимостью в различных технических системах — от энергетических установок и авиационных двигателей до промышленных теплогенераторов. Особое внимание уделяется диффузионному механизму горения, при котором компоненты — топливо и окислитель — поступают в зону реакции из разных участков потока, обеспечивая устойчивое пламя без предварительного смешения. Моделирование таких процессов в осесимметричной постановке позволяет более точно воспроизвести физико-химические особенности течения и химического взаимодействия, а также способствует повышению эффективности и надёжности теплотехнических систем за счёт оптимизации их параметров.

Среди наиболее существенных трудностей при численном моделировании процессов горения следует выделить необходимость учета многокомпонентного состава горючей смеси, температурного влияния на динамику распространения пламени, а также сложного взаимодействия между конвективными и диффузионными механизмами переноса и химической кинетикой. Дополнительную сложность представляет оптимизация математической модели за счёт сокращения системы уравнений сохранения при сохранении её физической достоверности, что существенно снижает вычислительную нагрузку и повышает эффективность расчётов.

В данной работе анализируется поведение струи горючего газа, выходящей из круглого сопла диаметром $2a$, при её распространении в сателлитном потоке окислителя в условиях диффузионного горения.

Как уже отмечалось, встречные потоки топлива и окислителя, поступающие в зону реакции, находятся в стехиометрическом соотношении,



что обеспечивает устойчивость фронта горения при диффузионном механизме.

Турбулентные потоки, сопровождающие процесс горения, обладают высокоразвитой нестационарной и хаотичной структурой, что существенно усложняет их строгое математическое описание. В связи с этим, для приближённого анализа таких течений широко применяется модель турбулентного пограничного слоя, предложенная Л. Прандтлем, которая позволяет учесть основные эффекты турбулентности без чрезмерных вычислительных затрат.

Для описания коэффициента турбулентной вязкости применяется модифицированная модель Прандтля, разработанная нами с учетом неоднородности и объемной сжимаемости среды. Указанная модель имеет следующий вид [2–5, 12]:

$$\varepsilon(x) = k \left(\frac{\rho_1}{\rho} \right)^\beta b(x) |u_{\max} - u_{\min}|_x,$$

Гипотеза турбулентной вязкости Прандтля:

Турбулентный перенос импульса в потоке моделируется с помощью турбулентной вязкости.

Прандтль ввёл понятие длины смешивания (mixing length) - характерного расстояния, на котором происходят турбулентные перемешивания.

Длина смешивания зависит от расстояния до поверхности и отражает масштаб турбулентных вихрей.

Где k, β – выбор постоянных моделей; $b(x)$ – поперечное сечение струи x , отсчитываемое от оси струи; $u_{\max}, u_{\min}$ – наибольшее и наименьшее значение продольной составляющей вектора скорости в сечении x



Материалы

Физическая постановка задачи.

Рассматривается поведение струи горючей газовой смеси, вытекающей из круглого сопла с заданной скоростью и распространяющейся в окружающем потоке окислителя. Смесь характеризуется известным составом и заданными теплофизическими свойствами. Диффузионное взаимодействие компонентов приводит к взаимному проникновению топлива и окислителя, при этом химическая реакция происходит в узкой зоне пламени, условно принимаемой как тонкая реакционная поверхность [12].

Предполагается, что скорость химической реакции достаточно велика, чтобы исключить существенное проникновение топлива в область, насыщенную кислородом, и наоборот — окислителя в топливную зону. Таким образом, в зоне горения сосуществуют топливо, продукты реакции и инертные компоненты, тогда как в окружающем воздушном потоке содержатся окислитель, продукты сгорания и инертные вещества.

Для корректного описания струйных турбулентных течений с изменяющимся составом и сложными аэродинамическими условиями необходимо применение численного подхода в сочетании с соответствующим программным обеспечением. Основной целью моделирования является упрощение системы уравнений переноса при сохранении физической адекватности модели, что обеспечивает приемлемую вычислительную эффективность. В рамках приближённой теории турбулентного пограничного слоя уравнения многокомпонентного течения с химическими превращениями принимают следующий вид [6–12].



$$\begin{cases} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \nu_t y \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial(\rho u y)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v y)}{\partial y} = 0 \end{cases}$$

Где u, v – осредненные продольная и поперечная (радиальная) составляющие вектора скорости ($м\ c^{-1}$);

x, y – продольные и радиальные координаты ($м$);

ρ, T – плотность ($кг\ м^{-3}$) и абсолютная температура ($К$) газовой смеси; p – статическое давление ($Па$); Pr, Sc – турбулентные аналоги чисел Прандтля и Шмидта; c_k – массовая концентрация k -го газового компонента в смеси ($кг\ кг^{-1}$); ω_k – скорость образования/исчезновения массы k -газового компонента ($кг\ м^{-3}\ c^{-1}$); ν_t – кинематический коэффициент турбулентной вязкости или коэффициент турбулентного обмена ($м^2\ c^{-1}$).

Газовая смесь рассматривается как идеальный газ, в связи с чем её термодинамическое состояние описывается уравнением Менделеева–Клапейрона.

$$p = \rho R_0 T / m,$$

где $m = \left(\sum_{k=1}^N m_k / c_k \right)^{-1}$ и m_k – молярные массы газовой смеси и k – ее компонента ($кг\ моль^{-1}$); R_0 – универсальная газовая постоянная ($8.341\ Дж\ моль^{-1}\ К^{-1}$).

Выполнено обобщение диффузионной модели горения для сложной многокомпонентной смеси с несколькими горючими веществами, объединённых единым пламенным фронтом. Исследовано горение смеси метана и углекислого газа в воздухе при различных массовых долях метана.



Рассмотрены особенности распространения осесимметричной струи такой смеси. Основная сложность моделирования - сокращение системы уравнений переноса для N компонентов. Для этого применены функция Шваба–Зельдовича и концепция избыточной концентрации, обеспечивающие замыкание уравнений в рамках диффузионных моделей с конечной скоростью реакции и химическим равновесием. Основные уравнения многокомпонентного турбулентного пограничного слоя при турбулентном числе Льюиса $Le=1$ представлены следующим образом.

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho g \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \rho u \frac{\partial (c_p T)}{\partial x} + \rho g \frac{\partial (c_p T)}{\partial r} = \frac{1}{Pr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial (c_p T)}{\partial r} \right) + \\ + u \frac{\partial p}{\partial x} + \rho v_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \sum_{i=1}^N h_i^* \omega_i. \end{cases}$$

Умножая первое уравнение на u , получаем:

$$\begin{cases} \rho u \frac{\partial (\frac{u^2}{2})}{\partial x} + \rho g \frac{\partial (\frac{u^2}{2})}{\partial r} = \frac{u}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - u \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \rho u \frac{\partial (c_p T)}{\partial x} + \rho g \frac{\partial (c_p T)}{\partial r} = \frac{1}{Pr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial (c_p T)}{\partial r} \right) + \\ + u \frac{\partial p}{\partial x} + \rho v_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \sum_{i=1}^N h_i^* \omega_i. \end{cases}$$

$$\rho u \frac{\partial (\frac{u^2}{2} + c_p T)}{\partial x} + \rho g \frac{\partial (\frac{u^2}{2} + c_p T)}{\partial r} = \frac{u}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{Pr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial (c_p T)}{\partial r} \right) + \rho v_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \sum_{i=1}^N h_i^* \omega_i.$$

$$\frac{u}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \rho v_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial (\frac{u^2}{2})}{\partial r} \right).$$



$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial \left(\frac{u^2}{2} + c_p T \right)}{\partial x} + \rho g \frac{\partial \left(\frac{u^2}{2} + c_p T \right)}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial \left(\frac{u^2}{2} \right)}{\partial r} \right) + \\ &+ \frac{1}{Pr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial (c_p T)}{\partial r} \right) - \sum_{i=1}^N h_i^* \omega_i. \\ h &= c_p T + \frac{u^2}{2}. \\ \rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho g \frac{\partial h}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial \left(\frac{u^2}{2} \right)}{\partial r} \right) + \\ &+ \frac{1}{Pr} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial (c_p T)}{\partial r} \right) - \sum_{i=1}^N h_i^* c_i. \end{aligned}$$

Полная энтальпия газовой смеси имеет вид

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho g \frac{\partial H}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{1}{Pr} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v_t r \frac{\partial}{\partial r} \left(H + (Pr-1) \frac{u^2}{2} \right) \right). \\ H &= c_p T + \frac{u^2}{2} + \sum_{i=1}^N h_i^* c_i. \end{aligned}$$

Второй характерной особенностью данной задачи является то, что течение направлено вдоль оси x - слева направо, при этом на правой границе расчетной области граничные условия не задаются, поскольку они не оказывают влияния на процесс распространения. В связи с этим представляется целесообразным описывать течение с помощью параболических уравнений. Для этого вводятся координаты Мизеса и функция тока в соответствии со следующими соотношениями [10–13]:

$$\rho u y = \psi \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \rho v y = -\psi \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \psi} = \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{y}{\psi} \rho v \frac{\partial}{\partial \psi}, \\ \frac{\partial}{\partial y} &= \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \psi} = \frac{y}{\psi} \rho u \frac{\partial}{\partial \psi}. \end{aligned}$$

В этом случае правые части уравнений преобразуются в виде



$$\frac{\partial H}{\partial \xi} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left[\frac{\rho^2 v_t u}{\psi} \left(2 \int_0^\psi \frac{\psi d\psi}{\rho u} \right) \frac{\partial}{\partial \psi} (H - f u^2) \right]$$

Конечно-разностная форма записи дифференциальных уравнений может быть получена для безразмерного уравнения полной энтальпии:

$$\frac{\partial H}{\partial \xi} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left[\frac{\rho^2 v_t u}{\psi} \left(2 \int_0^\psi \frac{\psi d\psi}{\rho u} \right) \frac{\partial}{\partial \psi} (H - f u^2) \right].$$

$$2 \int_0^\psi \frac{\psi d\psi}{\rho u} \approx 2 \left(\frac{0}{(\rho u)_{\psi=0}} + \frac{h}{(\rho u)_{\psi=h}} \right) \frac{h}{2} = \frac{\psi^2}{(\rho u)_{\psi=0}}.$$

Тогда компоненты правой части уравнений можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{\rho^2 v_t u}{\psi} \frac{\psi^2}{(\rho u)_{\psi=0}} \frac{\partial}{\partial \psi} \right) &\approx \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\rho v_t \psi \frac{\partial}{\partial \psi} \right) = \\ &= \frac{\partial \rho v_t}{\partial \psi} \frac{\partial}{\partial \psi} + \frac{1}{\psi} \rho v_t \frac{\partial}{\partial \psi} + \rho v_t \frac{\partial^2}{\partial \psi^2} \approx 2 \rho v_t \frac{\partial^2}{\partial \psi^2}. \end{aligned}$$

Здесь первый член выпал, так как $\frac{\partial}{\partial \psi} = 0$.

$$\left. \frac{\partial H}{\partial \xi} \right|_{\psi=0} = \frac{2}{\text{Pr}} \rho v_t \frac{\partial^2}{\partial \psi^2} (H - f u^2) \Big|_{\psi=0}.$$

Применяем неявную четырехточечную схему аппроксимации и учитываем условия симметрии

$$H_{i,1}^s = H_{i,-1}^s \text{ и } u_{i,1}^{s-1} = u_{i,-1}^{s-1}:$$

$$\begin{aligned} \frac{H_{i,0}^s - H_{i,-1,0}^s}{h_\xi} &= \frac{2 \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1}}{\text{Pr } h_\psi^2} \left[H_{i,1}^s - 2 H_{i,0}^s + H_{i,-1}^s - \right. \\ &\quad \left. - f \left((u^2)_{i,1}^{s-1} - 2 (u^2)_{i,0}^{s-1} + (u^2)_{i,-1}^{s-1} \right) \right] = \\ &= \frac{4 \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1}}{\text{Pr } h_\psi^2} \left[H_{i,1}^s - H_{i,0}^s - f \left((u^2)_{i,1}^{s-1} - (u^2)_{i,0}^{s-1} \right) \right]. \end{aligned}$$

Вводим обозначения $\sigma = h_\xi / h_\psi^2$ и собираем эти члены



$$H_{i,0}^s \left(1 + \frac{4\sigma}{Pr} \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1} \right) = \frac{4\sigma}{Pr} \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1} H_{i,1}^s + \\ + H_{i-1,0} - \frac{4\sigma}{Pr} \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1} f \left((u^2)_{i,1}^{s-1} - (u^2)_{i,0}^{s-1} \right).$$

Отсюда составляем первые коэффициенты прямой прогонки:

$$\alpha_0^{(H)} = \frac{\frac{4\sigma}{Pr} \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1}}{1 + \frac{4\sigma}{Pr} \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1}}, \\ \beta_0^{(H)} = \frac{H_{i-1,0} - \frac{4\sigma}{Pr} \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1} f \left((u^2)_{i,1}^{s-1} - (u^2)_{i,0}^{s-1} \right)}{1 + \frac{4\sigma}{Pr} \rho_{i,0}^{s-1} v_{ti}^{s-1}}.$$

Для аппроксимации уравнения во внутренних узлах расчета, для уменьшения объема записи, введем обозначение $K = \frac{\rho^2 v_{ti} u}{\psi} y^2$. Квадрат

координаты u вычисляется следующим образом:

$$y_j^2 = h_\psi^2 \sum_{k=1}^j \left(\frac{k}{\rho_{i,k}^{s-1} u_{i,k}^{s-1}} + \frac{k-1}{\rho_{i,k-1}^{s-1} u_{i,k-1}^{s-1}} \right).$$

В общем, у нас есть

$$K_j = \frac{(\rho_{i,j}^{s-1})^2 v_{ti}^{s-1} u_{i,j}^{s-1} h_\psi}{j} \sum_{k=1}^j \left(\frac{k}{\rho_{i,k}^{s-1} u_{i,k}^{s-1}} + \frac{k-1}{\rho_{i,k-1}^{s-1} u_{i,k-1}^{s-1}} \right).$$

При $j=0$ значения y_j^2 и K_j приняты равными нулю.

У $j=1$ нас есть $y_1 = h_\psi / \sqrt{\rho_{i,1}^{s-1} u_{i,1}^{s-1}}$ и

$$K_1 = \frac{(\rho_{i,1}^{s-1})^2 v_{ti}^{s-1} u_{i,1}^{s-1} h_\psi}{1} \left(\frac{0}{\rho_{i,0}^{s-1} u_{i,0}^{s-1}} + \frac{1}{\rho_{i,1}^{s-1} u_{i,1}^{s-1}} \right) = \rho_{i,1}^{s-1} v_{ti}^{s-1} h_\psi$$

В связи с введением K_j

аппроксимация уравнения во внутренних узлах со вторым порядком точности по ψ и первым порядком точности по ξ имеет вид:



$$\frac{H_{i,j}^s - H_{i-1,j}^s}{h_\xi} = \frac{1}{2\text{Pr}h_\psi^2} \left\{ (K_j + K_{j+1}) \left[H_{i,j+1}^s - H_{i,j}^s - f\left((u^2)_{i,j+1}^{s-1} - (u^2)_{i,j}^{s-1}\right) \right] - \right. \\ \left. - (K_j + K_{j-1}) \left[H_{i,j}^s - H_{i,j-1}^s - f\left((u^2)_{i,j}^{s-1} - (u^2)_{i,j-1}^{s-1}\right) \right] \right\}.$$

Отсюда составляем конечно-разностное уравнение

$$A_j^{(H)} H_{i,j+1}^s - B_j^{(H)} H_{i,j}^s + C_j^{(H)} H_{i,j-1}^s = D_j^{(H)},$$

Где

$$A_j^{(H)} = \frac{\sigma}{2\text{Pr}} (K_j + K_{j+1}), \quad C_j^{(H)} = \frac{\sigma}{2\text{Pr}} (K_{j-1} + K_j),$$

$$B_j^{(H)} = 1 + \frac{\sigma}{2\text{Pr}} (K_{j-1} + 2K_j + K_{j+1}),$$

$$D_j^{(H)} = -H_{i-1,j}^s + \frac{\sigma f}{2\text{Pr}} \left[(K_j + K_{j+1}) \left((u^2)_{i,j+1}^{s-1} - (u^2)_{i,j}^{s-1} \right) - \right. \\ \left. - (K_j + K_{j-1}) \left((u^2)_{i,j}^{s-1} - (u^2)_{i,j-1}^{s-1} \right) \right].$$

Мы верим, что

$$H_{i,j-1}^s = \alpha_{j-1}^{(H)} H_{i,j}^s + \beta_{j-1}^{(H)}.$$

(Мы уже знаем значения $\alpha_0^{(H)}$ и $\beta_0^{(H)}$.) Соответственно, поскольку у нас есть

$$A_j^{(H)} H_{i,j-1}^s - (B_j^{(H)} - C_j^{(H)} \alpha_{j-1}^{(H)}) H_{i,j}^s = D_j^{(H)} - C_j^{(H)} \beta_{j-1}^{(H)}.$$

Отсюда находим значения текущих коэффициентов

$$\alpha_j^{(H)} = \frac{A_j^{(H)}}{B_j^{(H)} - C_j^{(H)} \alpha_{j-1}^{(H)}}, \quad \beta_j^{(H)} = \frac{-D_j^{(H)} + C_j^{(H)} \beta_{j-1}^{(H)}}{B_j^{(H)} - C_j^{(H)} \alpha_{j-1}^{(H)}}.$$

По этим формулам проводим расчеты до $j = N_j - 1$. На $j = N_j$ нулевой границе реализуется условие и тогда для $j = N_j - 1..0$ обратного хода



$$H_{i,j}^s = \alpha_j^{(H)} H_{i,j+1}^s + \beta_j^{(H)}.$$

Как видно, аппроксимация уравнений выполняется с первым порядком точности по продольной координате и вторым порядком точности по радиальному направлению. При этом удовлетворяются условия, необходимые для применения метода прогонки в рамках последовательного приближенного решения.

Результаты

Результаты расчётов показывают, что при повышении температуры топлива и окружающего газа наблюдается сокращение длины пламени. Частное $T_1 = 600K$ Когда, $T_2 = 293.15K$ и $T_2 = 400K$ для их случая $l^* = 175.02$ и $l^* = 135.05$ В ходе расчётов получены следующие зависимости.

Повышение температуры топлива уменьшает длину пламени за счёт снижения расхода топлива, тогда как повышение температуры воздуха увеличивает длину пламени из-за роста содержания кислорода. В целом, горение пропана в воздушном потоке отличается по температурному режиму и площади индикаторного сечения от других газовых топлив.

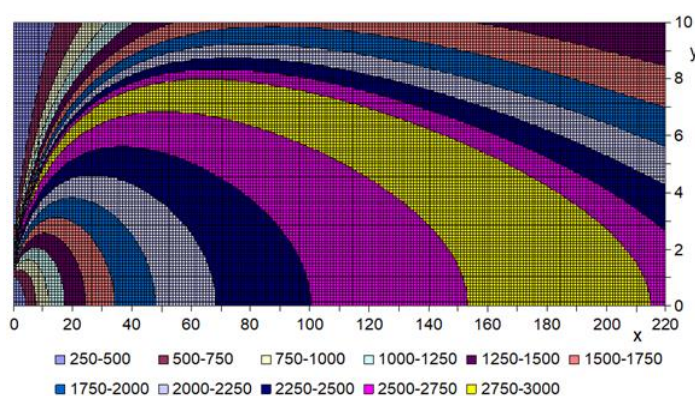


Рис. 1. $T_1 = 600K$ и $T_2 = 293.15K$ график распределения температуры

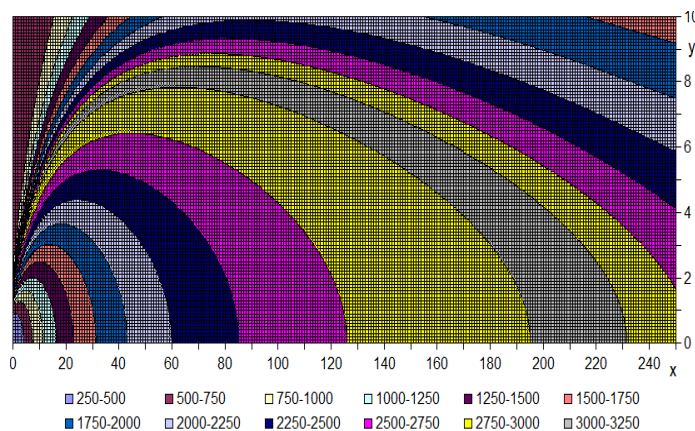


Рис. 2. $T_1 = 600K$ и график $T_2 = 400K$ распределения температуры

Обсуждение результатов. В данной статье мы ограничиваемся анализом влияния температуры отдельных газов на распределение изотерм и концентраций.

Начальные значения площади потока, соответствующие областям наибольшей концентрации и ключевым компонентам газовой смеси, были определены на основе расчётных данных. $T_1 = 600 K$ и $T_2 = 293.15K$ в то время как $\bar{x} = 10$, $\bar{x} = 40$ и $\bar{x} = 200$ Приведены графики для поперечных сечений. Как вы можете видеть из этого графика, $\bar{x} = 10$ ядро топлива разорвано. Пламя $\bar{r} = 1.8$ расширилось до. Далее $\bar{x} = 40$ Как видно из графика, происходит уменьшение топлива с течением времени и далее $\bar{x} = 200$ Концентрации после пламени приведены ниже.

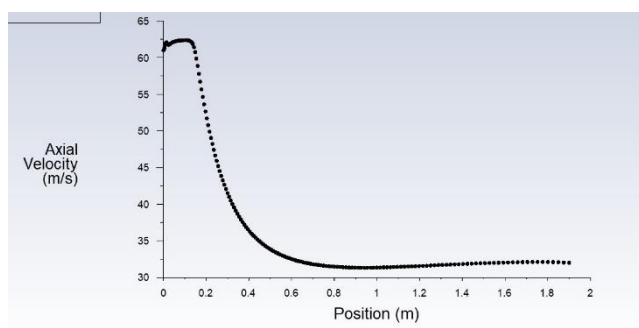


Рис.3. Скорость



На этом графике показан профиль скорости газообразного потока (например, пропана, водорода или смеси) после рекультивации. Резкое снижение скорости может быть связано с потерей инерции потока, смешиванием с окружающей средой или зоной горения. График может быть использован в качестве основы для анализа потоков реактивных газов, моделей горения или расчета фактов диффузии.

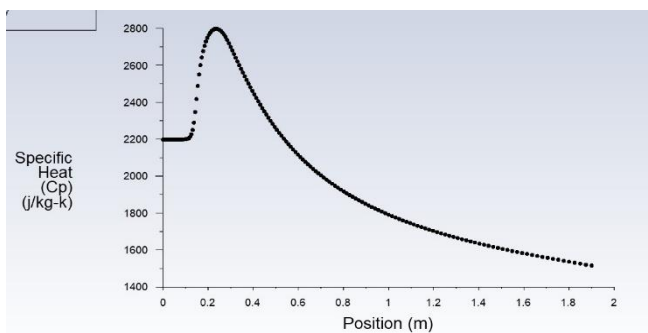


Рис.4 Удельная теплоемкость (C_p)

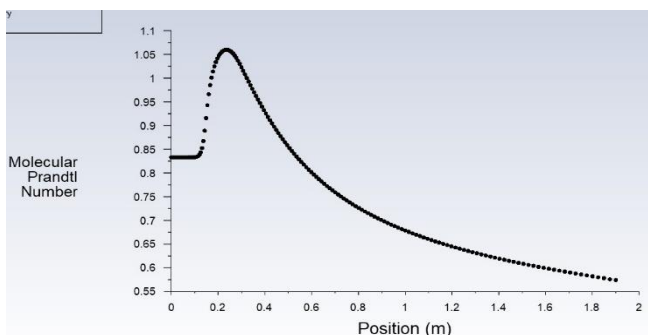


Рис.5 Молекулярное число Прандтля

Начальное значение (0 – 0,1 м):

Число Прандтля $\sim 0,85$, т. е. в этой области перенос тепла и импульса близок к равновесию.

Вероятно, это выход из течения или начальные температурно-скоростные условия.

Пик (0,1 – 0,3 м):

Число Прандтля достигает максимума ($\sim 1,07$) - в этой области перенос импульса доминирует над рассеиванием тепла.



Здесь могло произойти усиление турбулентности или изменение градиента температуры.

Спад и стабилизация (0,3 – 2 м):

Число Прандтля постепенно уменьшается до ~0,55.

Это означает, что в более поздней части течения рассеивание тепла сильнее, течение стабилизируется и, вероятно, здесь доминирует диффузия различных компонентов.

Увеличение и уменьшение числа Прандтля обусловлены изменениями термодинамических и реологических свойств в потоке. Этот график важен для определения теплопередачи и свойств потока. Например, он показывает, когда изменяется теплоизоляция, распространение турбулентности или характер зоны химической реакции. Уменьшение числа Прандтля в конце потока указывает на то, что был введен участок доминирующего рассеивания тепла.

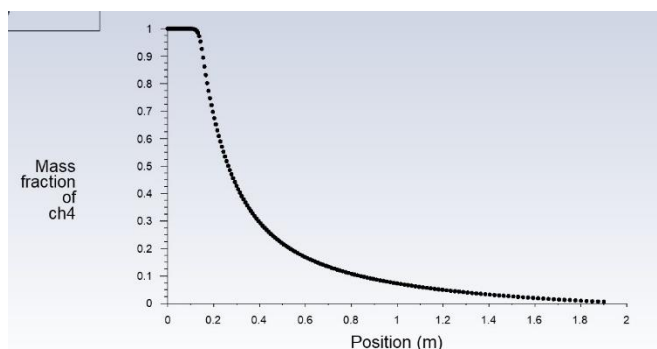


Рис.6 Массовая доля газа

Заключение

В данной работе рассматривается осесимметричное течение горючей газовой струи в сателлитном потоке окислителя. Предложена численная модель, основанная на уравнениях турбулентного пограничного слоя с использованием координат Мизеса и модифицированной модели Прандтля. Проведены расчёты для различных составов топливной смеси и температурных условий. Основное внимание уделено влиянию параметров



смеси на структуру пламени, распределение температуры и концентраций компонентов, а также определению области применимости предложенного метода.

Полученные расчётные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными по распространению и горению газовой смеси в сопутствующем воздушном потоке. Показана возможность управления процессом горения за счёт изменения состава топливной смеси: с ростом доли горючего увеличиваются размеры фронта пламени и температура в зоне горения. Предложенный метод расчёта полей скорости, энтальпии и концентраций эффективно применим для анализа и управления осесимметричными струями при горении различных топливных смесей, включая кислородосодержащий воздух, с варьируемыми входными параметрами.

Статья выполнена за счет бюджетного финансирования Института механики и сейсмостойкости сооружений им. М.Т.Уразбаева АН РУз.

Ссылки

- [1] Вулис Л.А., Ершин Ш.А., Ярин Л.П. Основы теории газовой горелки. - Л.: Энергия, 1968. - 203 с.
- [2] Методы расчета турбулентных течений. Пер с англ. - Ред. В. Коулмэна. - М.: Мир, 1984. - 416 с.
- [3] JH Park, Трехмерное неравновесное численное моделирование присоединения дуги к аноду в электрических дугах постоянного тока, докторская диссертация, Университет Миннесоты, 2003 г.
- [4] Хужаев И.К. Разработка математических моделей диффузионного горения и транспортировки газа по трубопроводу: Дисс... д-ра техн. наук. – Ташкент, 2009. – 336 с.
- [5] Роуч П. Вычислительная гидромеханика. — М.: Мир, 1980, 612 с.



- [6] Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Расчетный теплообмен. - М.: Редакция УРСС, 2009. - 784 с.
- [7] Зверев В.Г., Гольдин В.Д. Разностная схема для решения задач конвекции-диффузии // Вычислительные технологии, 2002, Том 7, № 6. - С. 24-37.
- [8] Чж. Руй, Г. Хань, Х. Чжан, С. Ван, Х. Пу и К. Лин, «Новая модель для оценки двух точек утечки в газопроводе», Журнал «Наука и техника природного газа», т. 46, стр. 491-497, 2017.
- [9] Гудич И.Г., Жуков В.Т., Мануковский К.В., Новикова Н.Д., Рыков Ю.Г., Феодоритова О.Б. Численное моделирование высокоскоростной камеры сгорания с использованием пакета OpenFOAM // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2016. № 10. - 32 с. / doi: 10.209448 / prepr-2016-10
- [10] Якимов А.С. Математическое моделирование тепловой защиты и некоторых задач тепломассопереноса. – Томск: Изд-во Томского университета, 2015. – 214 с.
- [11] Хужаев И.К., Хамдамов М.М. Численный метод решения задачи об осесимметричной турбулентной струе пропан-бутановой смеси при диффузионном горении // ВВиПМ, Ташкент, 2018, №4.
- [12] Muzaffar Hamdamov, Akmal Mirzoyev, Eshmurod Buriev , and Nosirbek Tashpulatov. Simulation of non-isothermal free turbulent gas jets in the process of energy exchange. E3S Web of Conferences 264, 01017 (2021) <https://doi.org/10.1051/e3sconf/202126401017> CONMECHYDRO - 2021
- [13] Худжаев И.К., Хамдамов М.М. Численные результаты диффузионного горения в турбулентном потоке реагирующих газов // Международный журнал передовой науки и технологий Т. 29, № 9, (2020), стр. 2060-2074