

3.3

УДК 536.46

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ НА ПЛОХООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛАХ МЕТОДОМ ФПРВ

С.М. ФРОЛОВ, В.Я. БАСЕВИЧ, А.А. БЕЛЯЕВ,
В.С. ПОСВЯНСКИЙ, Ю.В. РАДВОГИН

Параметры фронтных устройств в камерах сгорания (ПВРД, технологические горелки) подбирают и оптимизируют в основном эмпирически [1, 2]. Существующие теоретические модели дают безразмерные критерии срыва пламени [1, 3] и предсказывают угол конуса пламени [4] в относительно простых условиях горения предварительно перемешанных топливно-воздушных смесей в прямых каналах при небольших затенениях потока. В сложных условиях с изменяющимися параметрами на входе в камеру, впрыске топлива за стабилизатором, большой стесненностью потока и переменным сечением камеры теоретические модели пока не могут конкурировать с испытаниями на стендах. Такое положение вызвано не только наличием фундаментальных проблем в теории турбулентного горения, но и с отсутствием систематических теоретических исследований в рамках существующих представлений. Ввиду последнего, потенциал теории может неоправданно занижаться.

В данной работе предложен метод расчета стабилизации пламени на плохообтекаемых телах в высокоскоростных турбулентных потоках. Метод основан на решении осредненных многомерных уравнений турбулентного сжимаемого течения с учетом химических реакций. Турбулентный перенос моделировали с помощью стандартной $k-\epsilon$ модели. Ключевые особенности метода заключаются в (1) моделировании средней скорости энерговыделения и (2) неотражающих краевых условиях на открытых границах расчетной области.

1. Среднюю скорость энерговыделения S рассчитывали по детальной кинетике окисления метано-воздушной смеси (280 реакций, 35 компонент [5]) и заранее подобранной одноточечной бимодальной функции плотности распределения вероятностей (ФПРВ) температуры $P(T, \bar{T})$ во фронте турбулентного пламени

$$S = \sum_j \int_{T_0}^{T_c} \mathcal{D}_j W_j(T) P(T, \bar{T}) dT$$

где W_j и \mathcal{D}_j — скорость изменения концентрации и теплота разложения на атомы j -го компонента, T_0 и T_c — начальная температура и температура горения соответственно. Полагали, что величина W_j в турбулентном пламени такая же как в ламинарном пламени, и расчету S предшествовали расчеты ламинарного пламени с табуляцией W_j .

ФПРВ конструировали следующим образом. Сначала для каждого значения средней температуры \bar{T} определяли ФПРВ в точках $T = T_0$ и $T = T_c$ как:

$$P(T, \bar{T})_0 = \frac{T_c - \bar{T}}{T_c - T_0}, \quad P(T, \bar{T})_c = \frac{\bar{T} - T_0}{T_c - T_0}$$

Для промежуточных температур $T_0 < T < T_c$ принимали постоянное значение ФПРВ $P_T(T, \bar{T})$. Значение $P_T(T, \bar{T})$ подбирали так, чтобы при расчете распространения плоского турбулентного пламени от открытого конца прямолинейного канала к закрытому получалась скорость, измеряемая в опыте [6]. Полученные значения $P_T(T, \bar{T})$ порядка $6 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$.

2. Открытые границы расчетной области (вход и выход) должны быть прозрачны для акустических возмущений, чтобы предотвратить влияние "паразитных" отраженных волн давления на процесс горения внутри области. Имеется в виду, что

вход и выход расчетной области не являются физическими границами, на которых имеется различие в акустических свойствах среды.

Разделение переменных в волновом уравнении с последующим применением метода Римана привело к искомому краевому условию на выходе ($x = 0$)

$$p_t + c_0(1 + M)p_x = -c_0 \sqrt{(1 + M)/(1 - M)} \sum_k k \int_0^t Y^{(k)}(0, \tau) \frac{J_1[c_0(1 - M)(t - \tau)\alpha]}{t - \tau} \cos(ky) d\tau$$

где p — давление, c_0 — скорость звука, $M = u_0/c_0$ — число Маха, u_0 — скорость невозмущенного потока, J_1 — функция Бесселя, t — время, x — координата по потоку, y — координата поперек потока, $\alpha^2 = k^2(1 + M)/(1 - M)$, $Y^{(k)}$ — k -я мода решения, индексы t и x означают дифференцирование по t и x . Полученное условие существенно нелокально по пространству и по времени. Численная реализация оператора в правой части — самостоятельная вычислительная задача. С учетом асимптотики функции Бесселя, краевое условие в ряде случаев можно упростить:

$$p_t + c_0(1 + M)p_x = \frac{c_0^2(1 + M)}{2} \int_0^t p_{yy}(0, \tau) d\tau$$

где p_{yy} — вторая производная p по y . Аналогично выводятся краевые условия на входе (замена c_0 на $-c_0$). Несмотря на то, что краевые условия выведены для уравнений Эйлера, они успешно применялись для расчета турбулентных реагирующих течений.

Систему определяющих уравнений решали методом контрольных объемов по схеме с двухстадийной коррекцией давления. Все зависимые переменные определялись в центре контрольного объема. Грани контрольного объема совпадали с линиями расчетной сетки. Расчетная сетка — криволинейная и неортогональная. Метод использовали для расчета стабилизации пламени на стержнях, цилиндрических и угольковых стабилизаторах. Рассчитанные предельные скорости срыва и углы конуса пламени согласуются с данными опыта. В расчетах варьировали скорость потока, интенсивность турбулентности, температуру, размер стабилизатора, затенение потока, а также изучали возможности применения сокращенных механизмов реакции окисления метана.

Показано, что метод позволяет моделировать переходные процессы срыва пламени со стабилизатора и активное управление горением в камере посредством перераспределения параметров течения на входе, вдува продуктов горения и активных частиц в зону обратных токов, кратковременного сброса расхода в сечениях камеры.

Литература

- [1] Ильяшенко С.М., Талантов А.В. Теория и расчет прямоточных камер сгорания, Москва, Машиностроение, 1964.
- [2] Лефевр А. Процессы в камерах сгорания ГТД. Москва, Мир, 1986.
- [3] Longwell J.P., Frost E.E., Weiss M.A. Ind. Eng. Chem. 1953, 45, 1629.
- [4] Spalding D.B. Proc. 13th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, The Combustion Institute, 1971, 649.
- [5] Basevich V.Ya. In: Handbook of Heat and Mass Transfer (N. Chermisinoff Ed.), Houston, Gulf Publ., 1990, 4, 769.
- [6] Карпов В.П., Северин Е.С. Физика горения и взрыва, 1980, 1, 45.