

УДК 536.8; 662.4

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ ГОРЕНИЯ ОБЕДНЕННОЙ СМЕСИ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫМ ПЕРЕМЕШИВАНИЕМ И ИСПАРЕНИЕМ

Ф. Бурас

Университет Хаджи Лахдар г. Батна, Батна, Алжир

E-mail: f.bouras@hotmail.fr

Показаны преимущества использования метода больших вихрей, адаптированного для моделирования пристенных течений, совместно с функцией плотности вероятности при решении аэротермохимической системы уравнений, описывающей турбулентное горение обедненной смеси с предварительным перемешиванием и испарением. Предложен способ замыкания системы уравнений, описывающей турбулентную структуру горения. При этом динамические и скалярные параметры существенно связаны. При апробации метода средняя продольная скорость, флуктуация продольной скорости и длина зоны рециркуляции сравниваются с экспериментальными данными. Показано, что с помощью данного метода достаточно точно определяется зона горения, а также моделируется течение при различных значениях коэффициента соотношения компонентов топлива и расхода смеси.

**Ключевые слова:** турбулентное горение, функция плотности вероятности, метод крупных вихрей, горение обедненной смеси с предварительным перемешиванием и испарением, численные методы гидродинамики.

Исследование горения обедненной смеси с предварительным перемешиванием и испарением представляет интерес как при создании авиационных двигателей, так и при развитии теории турбулентности [1–3]. Многие работы, посвященные численному моделированию турбулентного горения газов, выполнены с помощью метода крупных вихрей [4–7].

Газовая смесь в камере сгорания характеризуется соотношением ее компонентов, от которого зависит количество выброса загрязняющих веществ, а также устойчивость процесса горения [1, 8–11]. В силу указанных особенностей горения обедненной смеси с предварительным перемешиванием и испарением наиболее подходящим методом моделирования этого процесса является метод крупных вихрей, позволяющий учитывать наиболее существенные свойства течения, такие как связи второго порядка, от которых зависят турбулентное течение и горение, а также крупномасштабные характеристики потока.

В [3] приведено описание экспериментальной установки, предназначенной для корректного сравнения экспериментальных данных с результатами моделирования методом крупных вихрей. В камере сгорания происходит горение обедненной предварительно перемешанной смеси, которая подается в виде двух одинаковых потоков воздуха и пропана. Преимуществом этой установки является возможность независимо задавать такие параметры, как массовая скорость потока и соотношение компонентов смеси, а также получать информацию об аэротермохимических свойствах в камере сгорания [1–3]. С помощью дан-

ной установки можно изучать характеристики средней структуры и неустановившихся потоков инертного и реагирующего газов вниз по течению после их внезапного расширения. В результате исследований выявлена асимметрия инертного потока при идентичных условиях на входе. Однако симметрия горения наблюдается в том случае, когда расходы массы и соотношение компонентов одинаковы.

В работах [1, 2] представлены результаты исследований возможности моделирования методом крупных вихрей процессов горения в камерах сгорания с малым выбросом вредных веществ. При этом целью исследований являлось изучение влияния на характеристики всех потоков изменения тепловой мощности  $q$ , вызванного изменением массового расхода или соотношения компонентов топлива, а также исследование характеристик затухания обедненного топлива в диапазоне параметров течения, реализуемом в экспериментальной установке [1, 2].

В [12] с использованием осредненной модели Рейнольдса и приближения на основе  $G$ -уравнения выполнено моделирование турбулентного горения смеси и проведено сравнение результатов с данными, полученными на экспериментальной установке. Все результаты получены на основе двумерного моделирования для двух случаев. В первом случае рассматривалось течение инертного газа с массовым расходом  $Q = 65$  г/с, во втором случае — горение смеси с тем же массовым расходом и соотношением компонентов смеси  $\Phi = 0,75$ . В силу симметрии вычисления проводились для половины камеры сгорания. Однако осредненная модель Рейнольдса справедлива только при описании течения вдали от стенки, поскольку основана на единственном масштабе и не позволяет моделировать другие масштабы, что оказывает влияние на получаемые результаты [12].

В [13] использована модель крупных вихрей с лагранжевым динамическим подсеточным масштабом, применяемым для определения переноса энергии турбулентного движения. Для описания химических реакций использовалась концепция поверхности плотности пламени в сочетании с предполагаемой функцией плотности вероятности для переменной эволюции процесса ( $c$ -функции). Эта модель тестировалась с использованием экспериментальных данных для инертного и реагирующего ( $\Phi = 0,75$ ) газов при массовом расходе  $Q = 65$  г/с.

Динамическая модель не позволяет явно определять параметры течения вблизи стенки. Для определения компонент вектора скорости в этой области для различных вариантов течения необходимо использовать другую модель, поскольку результаты зависят как от расхода массы, так и от соотношения компонентов смеси [13]. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются в обоих случаях. В [5] для замыкания уравнений для компонент скорости предложена модель вязкости подсеточного масштаба, называемая моделью одного уравнения вязкого вихря, для определения скалярных параметров используется флэймлет-модель горения.

В модели одного уравнения вязкого вихря для моделирования уравнения переноса используется кинетическая энергия подсеточного масштаба [14]. В работе [14] эта модель тестировалась на различных сетках для инертного и реагирующего газов при  $\Phi = 0,75$  и  $Q = 650$  г/с. Численные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Поскольку на основе динамической модели невозможно вычислить скорость вблизи твердой стенки, в [15] предложена пристенная подсеточная модель, в которой используются ослабленные требования к разрешающей способности сетки в пограничном слое. Полученные результаты также хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако остается неясным, насколько точны расчеты по этим моделям при больших числах Рейнольдса или при малых значениях коэффициента соотношения компонентов топлива.

В настоящей работе изучаются возможности модели крупных вихрей, адаптированной для описания пристенных течений и основанной на использовании функции плотности

вероятности для переменной эволюции. При этом проводится моделирование трехмерных конфигураций течений, реализуемых в экспериментальной установке. Изучается вязкое течение как вдали от жесткой стенки, так и вблизи нее без использования вспомогательных моделей. Вычисления выполнены с использованием кода FLUENT\_CFD для шести вариантов течения: течения инертного газа без горения при  $Q = 65$  г/с; течения реагирующего газа при  $Q = 65, 195$  г/с и  $\Phi = 0,75$ ; течения реагирующего газа при  $Q = 65$  г/с и  $\Phi = 0,65; 0,70; 0,75$ . Вычисленные параметры течения (средняя продольная скорость, флуктуация продольной скорости и длина зоны рециркуляции) согласуются с экспериментальными данными, полученными в рамках программы MOLECULES (моделирование камеры сгорания с малым выбросом загрязняющих веществ с использованием модели крупных вихрей) [1, 2].

### 1. Параметры течения в эксперименте и параметры расчетной области.

Вычисления проводились для случаев, которые изучались при выполнении программы по моделированию процесса горения с малым выбросом загрязняющих веществ на основе модели крупных вихрей (MOLECULES) для конфигураций, реализуемых в экспериментальной установке для тестирования метода крупных вихрей (ORACLES).

Топливо (коммерческий пропан) и воздух находились в резервуаре под высоким давлением. До попадания в камеру сгорания они смешивались и гомогенизировались в процессе течения по двум идентичным каналам. Оба канала имели прямоугольное сечение длиной  $L_{ch} = 3270,4$  мм, что позволяло создать развитое турбулентное течение. Камера сгорания длиной  $L_c = 2000$  мм была теплоизолирована.

Схема экспериментальной установки ORACLES приведена на рис. 1. Массовым расходам  $Q = 65, 130, 195$  г/с соответствовали модули скорости  $U_b = 11, 22, 33$  м/с. Число Рейнольдса определялось по формуле  $Re = U_b H / \nu$ .

Высота входного канала  $H = 30,4$  мм, вязкость смеси (пропан — воздух) соответствовала вязкости при температуре  $T = 276$  К. Результаты экспериментального исследования шести вариантов течения представлены в работах [1, 2]. Обозначения и параметры, соответствующие различным вариантам течения, приведены в табл. 1. Эксперименты проводились при атмосферном давлении и температуре входного потока  $T = (276 \pm 11)$  К;

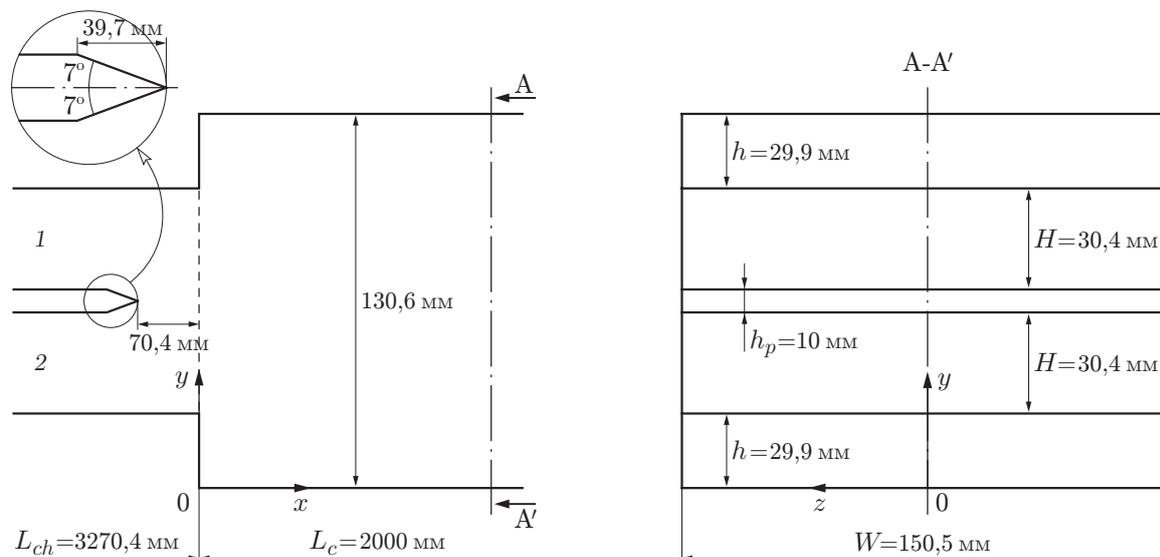


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — верхний канал, 2 — нижний канал

Таблица 1

Основные параметры исследуемых течений [1, 2]

Вариант течения	Канал	Re	$Q$ , г/м	$U_b$ , м/с	$\Phi$	$q$ , кВ
nc1	Верхний	25 000	65	11	—	—
	Нижний	25 000	65	11	—	—
c1,1	Верхний	25 000	65	11	0,65	110
	Нижний	25 000	65	11	0,65	110
c1,2	Верхний	25 000	65	11	0,70	110
	Нижний	25 000	65	11	0,70	110
c1	Верхний	25 000	65	11	0,75	110
	Нижний	25 000	65	11	0,75	110
h1	Верхний	50 000	130	22	0,75	220
	Нижний	50 000	130	22	0,75	220
m1	Верхний	75 000	195	33	0,75	330
	Нижний	75 000	195	33	0,75	330

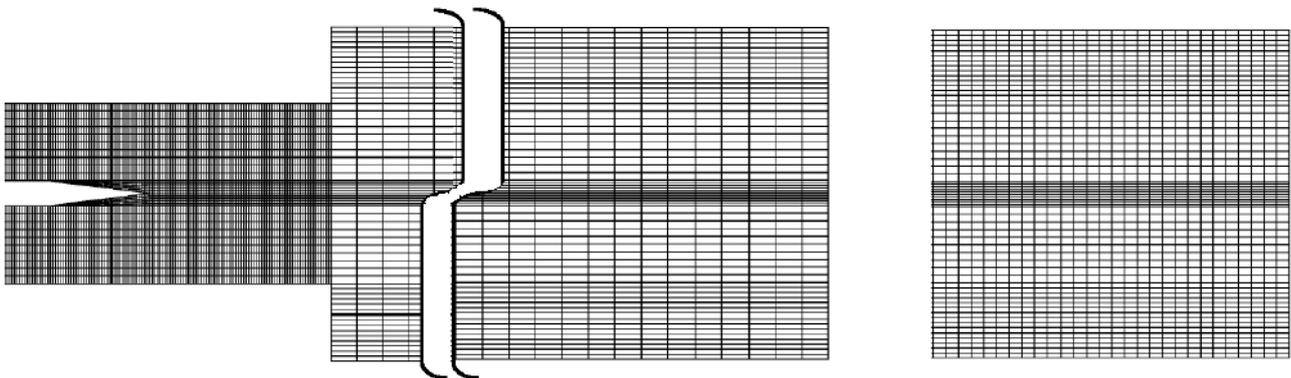


Рис. 2. Сетка и расчетная область

систематическая ошибка при определении массового расхода  $Q$  равна  $\pm 1$  г/с, при определении коэффициента  $\Phi$  —  $\pm 0,02 \pm 0,02$ , относительная погрешность при определении числа Рейнольдса равна  $\pm 2$  %, при определении скорости входного потока  $U_b$  —  $\pm 1,5$  %. Более подробная информация содержится в работах [1–3].

На рис. 2 показана построенная с помощью пакета Gambit сетка, которая использовалась при численном моделировании. Сетка состоит из параллелепипедов. Тестировались сетки, включающие  $1,5 \cdot 10^6$ ,  $1,8 \cdot 10^6$  и  $2 \cdot 10^6$  элементов. Сетки таких размеров являлись оптимальными по затратам времени и мощности вычислительной машины, поэтому сетки большего размера не рассматривались. Выбранная сетка состояла примерно из  $2 \cdot 10^6$  ячеек, размер которых варьировался от  $2,06 \cdot 10^{-9}$  до  $7,62 \cdot 10^{-8}$  м<sup>3</sup>. Вблизи твердых границ и в продольном направлении в области поступления топлива и воздуха ячейки сглаживались и измельчались. Модель крупных вихрей, модифицированная для пристенного течения, дает правильные результаты, если используется достаточно мелкая сетка.

**2. Основная система уравнений.** Фильтрованные уравнения турбулентного горения в декартовой системе координат можно записать в следующей форме [16–19]:

— уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0;$$

— уравнение сохранения количества движения:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)] - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_i}; \quad (1)$$

— уравнение баланса энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \tilde{h} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h})] + \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u_j \tau_{ij}};$$

— уравнение смесей:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \tilde{Y}_f + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_f) = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\overline{u_i Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f)] + \bar{\omega}_f, \quad i = 1, 2, 3, \quad j = 1, 2, 3; \quad (2)$$

— термодинамическое уравнение состояния:

$$\bar{p} = \bar{\rho} R_m \tilde{T}.$$

Здесь  $\rho$  — плотность;  $t$  — время;  $x$  — пространственная координата;  $p$  — давление;  $h$  — высота ступеньки;  $\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$  — неразрешенные (подсеточные) напряжения Рейнольдса, определяемые с помощью модели турбулентности подсеточного масштаба;  $\overline{u_i Y_f} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_f$ ,  $\overline{u_i h} - \tilde{u}_i \tilde{h}$  — неразрешенные (подсеточные) потоки компонентов смеси и потоки энтальпии, определяемые с помощью функции плотности вероятности;  $\bar{\omega}_f$  — фильтрованная скорость химической реакции.

В основе большинства подсеточных моделей лежит следующее допущение Буссинеска: тензор неразрешенных напряжений  $\tau_{ij}$  связан с тензором скоростей деформаций  $\tilde{S}_{ij}$  посредством промежуточной турбулентной вязкости [16–19]:

$$\tau_{ij} = 2\bar{\rho}\nu_t \tilde{S}_{ij} - k_{ll} \delta_{ij} / 3$$

( $k_{ll}$  — подсеточная кинетическая энергия;  $\nu_t$  — кинематическая вязкость;  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера). Фильтрованный тензор скоростей деформаций определяется следующим образом [16, 19]:

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \tilde{u}_l \delta_{ij}.$$

Слагаемое в уравнении (1), соответствующее вихревой вязкости, получается с использованием модели локальных вихрей, адаптированной для описания пристенных течений [20, 21]. Эта модель позволяет моделировать как вязкость вихрей вблизи стенок, так и невязкое течение, что необходимо в случае перехода от ламинарного течения к турбулентному. Основное преимущество этой модели заключается в том, что в ней не требуется информация о направлении и расстоянии от стенки (т. е. отсутствует необходимость использовать какую-либо демпфирующую функцию). Данная особенность существенна при использовании неструктурированных сеток, поскольку в этом случае информация о расстоянии от стенки недостоверна. В модели локальных вихрей, адаптированной для описания пристенных течений, тензор остаточных напряжений и кинематическая вязкость связаны соотношением [20–22]

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{s}_{ij} \tilde{s}_{ij})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}}.$$

Здесь

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij}, \quad \tilde{g}_{ij} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}.$$

Постоянная  $C_w$  в этой модели принимается равной 0,49. Это значение использовалось во всех вычислениях, результаты которых представлены в данной работе. Параметр  $\Delta$  — ширина пространственного фильтра, значение которого обычно зависит от размера сетки, используемой для вычисления основного поля. Более подробная информация имеется в [20, 22].

**3. Функция плотности вероятности.** Если для скалярных величин используется фильтр Фовра, то естественно оценивать фильтрованные величины с помощью функции совместного распределения вероятности вариации подсчетных скалярных величин. Фильтрованные по Фовру величины определяются следующим образом [21–24]:

$$\tilde{y} = \int y(\varphi_1, \varphi_2, \dots) \tilde{P}(\varphi_1, \varphi_2, \dots) d\varphi_1 d\varphi_2 \dots \quad (3)$$

Для бета-распределения функция плотности вероятности на отрезке  $0 \leq x \leq 1$  определяется следующим образом [16, 24]:

$$P(x; \alpha, \beta) = x^{\alpha-1} (1-x)^{\beta-1} \frac{\Gamma(\alpha + \beta)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)}.$$

Здесь  $\alpha, \beta$  выражаются через среднее распределение  $\mu$  и варианту  $\mu\sigma$  соответственно:

$$\alpha = \frac{\mu(\mu - \mu^2 - \sigma^2)}{\sigma^2}, \quad \beta = \frac{(1 - \mu)(\mu - \mu^2 - \sigma^2)}{\sigma^2},$$

$x$  — обобщенная переменная.

При моделировании статистического распределения фракций смеси более предпочтительно использовать  $\beta$ -функцию, а не подсчетные модели. Уравнение (3) принимает следующий вид [21, 22, 25–27]:

$$\tilde{y} = \int_{Z=0}^1 y(Z) \tilde{P}(Z) dZ.$$

Применительно к фракциям смеси введены новые обозначения переменных:  $x \rightarrow Z$ ,  $\mu \rightarrow \tilde{Z}$ ,  $\sigma^2 \rightarrow \tilde{Z}''^2$  ( $Z$  — фракция смеси;  $\tilde{Z}$  — среднее фракции;  $\tilde{Z}''^2$  — среднее варианты фракции).

В случае одной глобальной скорости реакции горение предварительно перемешанной смеси можно охарактеризовать массовой долей реагента  $Y_f(\mathbf{x}, t)$ , которая должна удовлетворять уравнению (2).

Для описания горения предварительно перемешанного топлива необходима дополнительная скалярная переменная  $\tilde{Z}(\mathbf{x}, t)$ , характеризующая состав смеси и удовлетворяющая уравнению переноса

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \tilde{Z} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i \tilde{Z}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \bar{\rho} D \frac{\partial}{\partial x_i} \tilde{Z} \right). \quad (4)$$

Уравнения (2), (4) можно использовать для описания процесса горения перемешанного, частично перемешанного и неперемешанного топлива. В случае одной глобальной скорости реакции вместо переменной удобно использовать переменную эволюции процесса  $\tilde{c}(\mathbf{x}, t)$ . В тонком перемешанном пламени переменная  $\tilde{c}(\mathbf{x}, t)$  изменяется от нуля до единицы.

Массовая доля реагента может быть представлена через переменную эволюции процесса и массовую долю фракции:  $\tilde{Y}_f(\mathbf{x}, t) = Y_\varphi[\tilde{c}(\mathbf{x}, t), \tilde{Z}(\mathbf{x}, t)]$ . В случае горения перемешанного топлива с сопутствующим потоком воздуха или продукта, используемого в эксперименте, функция  $\tilde{Y}_f(\mathbf{x}, t)$  должна удовлетворять уравнению [21, 26, 27]

$$\tilde{Y}_f(\mathbf{x}, t) = Y_\varphi \tilde{Z}(\mathbf{x}, t)[1 - c(\mathbf{x}, t)].$$

Для негорючего реагента  $\tilde{Z} = 1$ ,  $\tilde{c} = 0$ , для горючего  $\tilde{Z} = 0$ ,  $\tilde{c} = 1$ ;  $Y_\varphi$  — массовая доля топлива в потоке смеси топливо — воздух на входе. Если используется функция  $\tilde{Y}_f(\mathbf{x}, t)$ , то в правой части уравнения для переменной эволюции появляется дополнительное слагаемое, соответствующее функции  $\tilde{Z}(\mathbf{x}, t)$ . В случае однородного горения перемешанного топлива уравнение для  $\tilde{Z}(\mathbf{x}, t)$  сводится к стандартному уравнению для функции эволюции [7, 16, 21]

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{c}) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \tau_c + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \bar{\rho} D \frac{\partial}{\partial x_i} \tilde{c} \right) + \overline{\rho \dot{\omega}_c}.$$

В данной работе для замыкания уравнений модели крупных вихрей в качестве подсеточного масштаба используется функция плотности вероятности. Совместная функция плотности вероятности определяется как решение уравнения переноса.

**4. Результаты исследования и их обсуждение.** Полученные результаты сравнивались с экспериментальными данными, приведенными в работах [1, 2]. Для нормирования результатов численных расчетов и экспериментальных данных использовались высота ступеньки  $h = 29,9$  мм и модули скорости входного потока  $U_b = 11, 22, 33$  м/с для каждого рассмотренного случая соответственно. Скорости измерялись в вертикальной плоскости  $z = 0$  [1, 2].

Ниже приводятся результаты расчетов для инертного потока, которые будут сравниваться с результатами для реагирующих потоков. На рис. 3 представлены значения средней продольной скорости  $u/U_b$  и ее флуктуации  $I/U_b$ , полученные с использованием модели локальных вязких вихрей, адаптированной для пристенных течений, и в экспериментах. Видно, что результаты численных расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными на всех стадиях горения, за исключением начальной стадии ( $x = 0$ ), на которой расчетные значения скорости меньше экспериментальных. На более поздних стадиях ( $x = 2h, 4h, 8h$ ) результаты практически совпадают. В частности, положение двух пиков на профилях скорости хорошо воспроизводится при численном моделировании. Эти два пика сглаживаются вниз по потоку ( $x = 8h$ ), при этом с увеличением  $x$  средняя скорость увеличивается [1, 17]. Более того, при численном моделировании, так же как в эксперименте, выявляются две зоны рециркуляции в верхнем и нижнем углах. Появление этих зон обусловлено наличием ребра между входным каналом и камерой сгорания. Вследствие наличия торцевых уступов поток в этих зонах течет в противоположном направлении [1–3, 5, 13]. Особенностью инертного течения является несимметричность среднего потока с двумя присоединенными потоками различной длины на верхней и нижней стенках. В табл. 2 приведены вычисленные длины зон рециркуляции. Длина верхней зоны рециркуляции ( $L_R \approx 10h$ ) почти в два раза больше длины нижней зоны ( $L_R \approx 6h$ ), что согласуется с экспериментальными данными. Следует отметить, что в работах [3, 5] получен противоположный результат: длина нижней зоны рециркуляции оказалась больше длины верхней зоны. Так же как и в эксперименте, при численном моделировании на всех стадиях выявляется асимметрия в распределении флуктуаций продольной скорости (см. рис. 3). Заметим, что как в эксперименте, так и при численном моделировании флуктуации скорости развиваются в областях с большими градиентами скорости. В численных расчетах турбулентные флуктуации достаточно точно моделируются на всех стадиях ( $x = 0, 2h,$

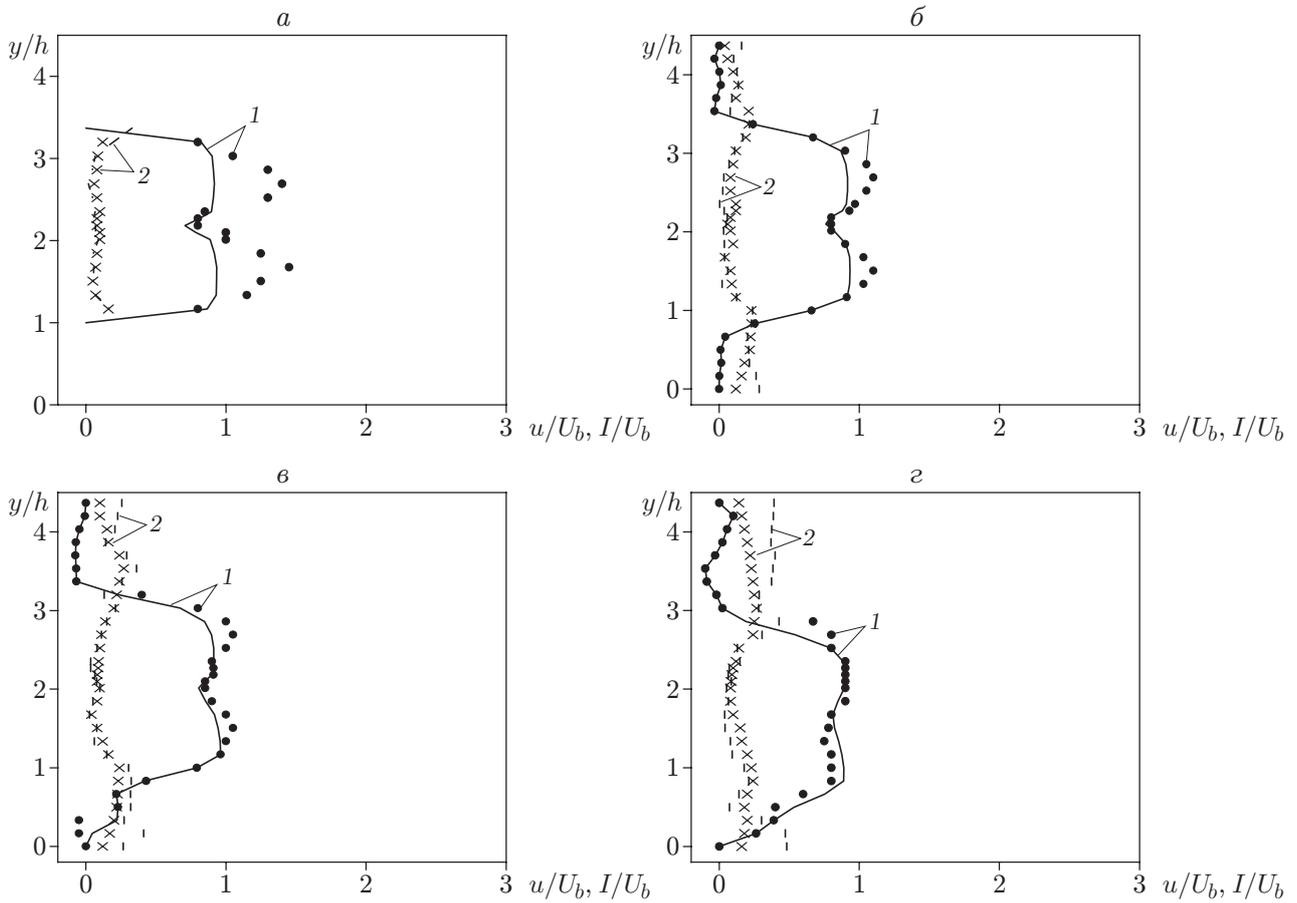


Рис. 3. Средняя продольная скорость (1) и ее флуктуация (2) для течения nc1 (инертный поток) при  $Re = 25\,000$ :  
 а —  $x = 0$ , б —  $x = 2h$ , в —  $x = 4h$ , г —  $x = 8h$ ; линии — результаты расчета методом крупных вихрей, точки — экспериментальные данные

Таблица 2

Длины зон рециркуляции

Вариант течения	Длина нижней зоны рециркуляции		Длина верхней зоны рециркуляции	
	Численное моделирование	Эксперимент	Численное моделирование	Эксперимент
nc1	$6h$	$5,5h$	$10h$	$8h$
c1,1	$3,35h$	$4,9h$	$3,35h$	$4,9h$
c1,2	$3,35h$	$3,8h$	$3,35h$	$3,8h$
c1	$3,3h$	$2,3h$	$3,3h$	$2,3h$
h1	$3,34h$	$3,4h$	$3,34h$	$3,5h$
m1	$4,01h$	$4,2h$	$4,01h$	$4,9h$

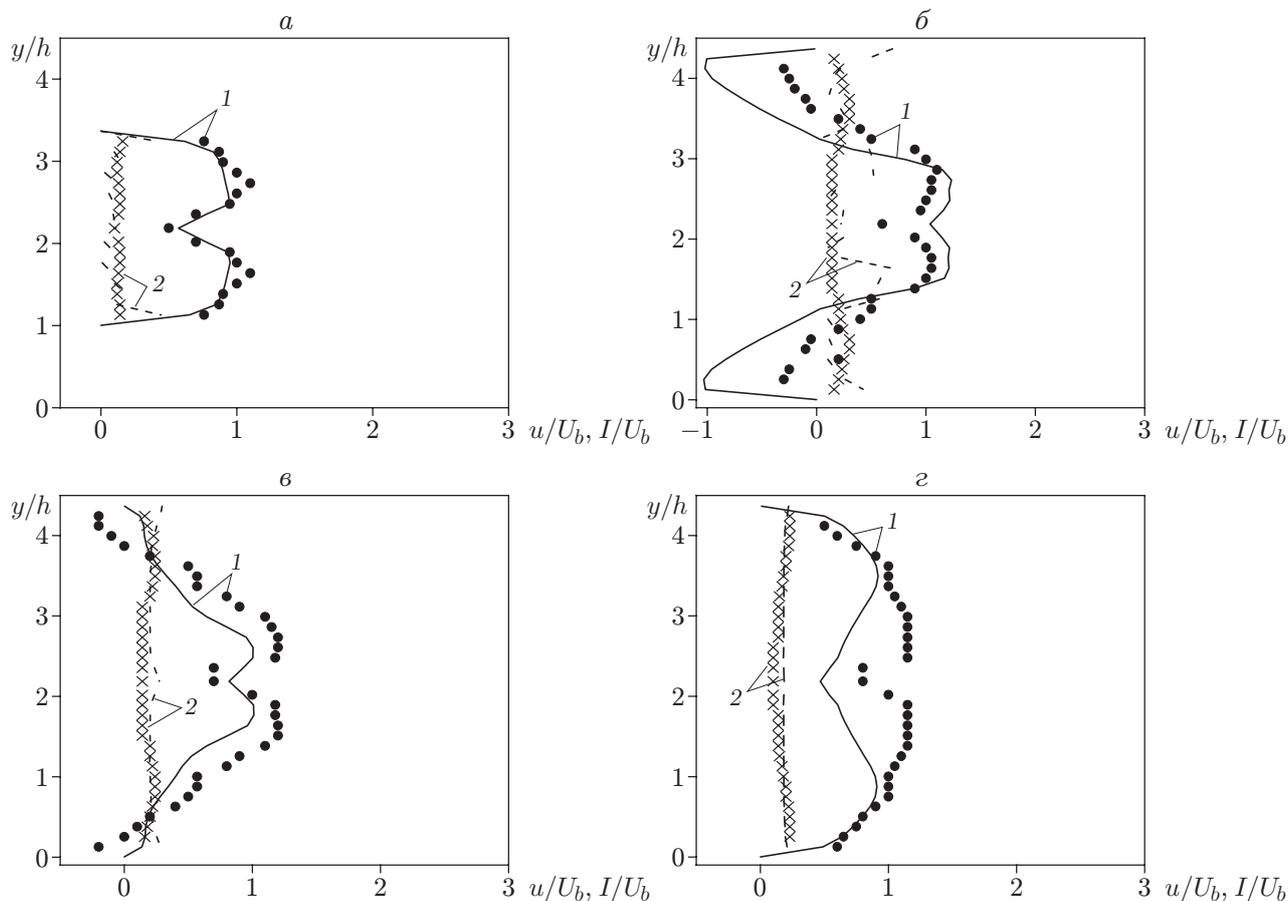


Рис. 4. Средняя продольная скорость (1) и ее флуктуация (2) для течения с1,1 при  $Re = 25000$ : а —  $x = 0$ , б —  $x = 2h$ , в —  $x = 4h$ , г —  $x = 8h$ ; линии — результаты расчета методом крупных вихрей, точки — экспериментальные данные

4h, 8h). В частности, в случае инертного течения флуктуации скорости имеют достаточно большую амплитуду, особенно в окрестности значения  $0,22U_b$  [1, 2].

4.1. *Влияние изменения коэффициента соотношения компонентов смеси при фиксированном значении массового расхода.* На рис. 4–6 представлены профили компонент средней продольной скорости и ее флуктуации для вариантов течения с1.1, с1.2 и с1 (см. табл. 1). Профили средней продольной скорости симметричны относительно горизонтальной плоскости  $y = 2,18h$ . Зоны рециркуляции на верхней и нижней стенках имеют одну и ту же длину, существенно меньшую, чем в случае инертного течения (см. [1, 2]). При малых значениях коэффициента  $\Phi$  профили средней продольной скорости незначительно сжаты по сравнению с профилями в случае инертного течения (случай с1), поэтому обедненный поток имеет существенно меньшее ускорение. Наличие двух пиков на профилях обусловлено появлением сдвиговых слоев в результате образования следа от задней кромки пластины, разделяющей сначала два входных канала.

Фронт пламени стабилизируется на уровне сдвиговых слоев [1–3, 12]. Для вариантов течения с1.1, с1.2, с1 при  $x = 8h$  пики очень малы и исчезают вниз по потоку в камере сгорания. При  $x = 8h$  процесс горения еще не завершен [1, 2]. Согласно экспериментальным данным и результатам численных расчетов в зоне горения скорость потока увеличивается вследствие расширения горящего газа в форсунке, что приводит к ускорению потока. Вычислим скорость горящего газа в форсунке для варианта течения с1. При  $x = 8h$  (см.

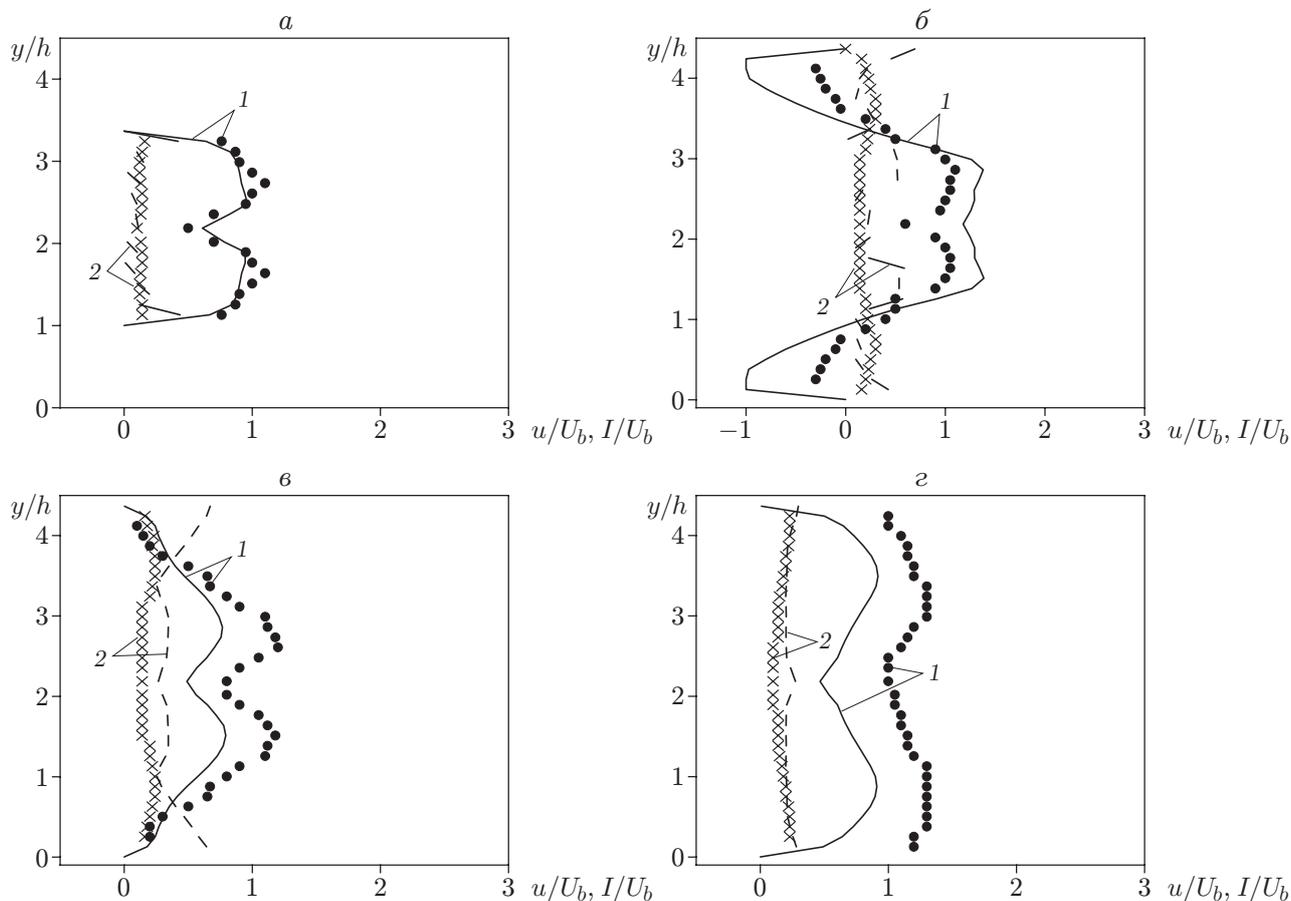


Рис. 5. Средняя продольная скорость (1) и ее флуктуация (2) для течения с1,2 при  $Re = 25\,000$ : а —  $x = 0$ , б —  $x = 2h$ , в —  $x = 4h$ , г —  $x = 8h$ ; линии — результаты расчета методом крупных вихрей, точки — экспериментальные данные

рис. 6) максимальное значение отношения  $u/U_b \approx 2$ , а в центральной области потока при  $1h < y < 3h$  значение этой величины находится в интервале  $1 < u/U_b < 2$ . Из результатов, полученных при  $x = 8h$ , следует, что длина пламени, определенная при численном моделировании, меньше, чем в эксперименте.

Метод крупных вихрей, адаптированный для описания пристенных течений, дает приемлемые значения скорости вблизи стенок. Преимущество этого метода заключается в том, что он позволяет вычислять скорости как вблизи стенок, так и вдали от них без использования дополнительных моделей. Более того, применение этого метода при моделировании реагирующих потоков (при малых значениях коэффициента  $\Phi$ ) позволяет определить структуру течения, а именно зону стабилизации и зону рециркуляции. Значение продольной скорости определяется с погрешностью, не превышающей 5 %.

Изменение коэффициента  $\Phi$  оказывает существенное влияние на скорость (см. рис. 4–6). По величине флуктуаций продольной скорости реагирующие потоки можно разделить на два типа. К первому типу относятся обедненные потоки (случаи с1.1, с1.2). В этих потоках флуктуации продольной скорости меньше, чем в инертном потоке (случай пс1), и их максимальное значение составляет приблизительно  $0,2U_b$ . Ко второму типу относится поток с1 с  $\Phi = 0,75$  (обогащенный поток). Флуктуации продольной скорости  $u'$  в этом потоке достигают значений, равных  $0,5U_b$ . Флуктуации продольной скорости на входе ( $x = 0$ ) увеличиваются с увеличением степени обогащения поступающего потока.

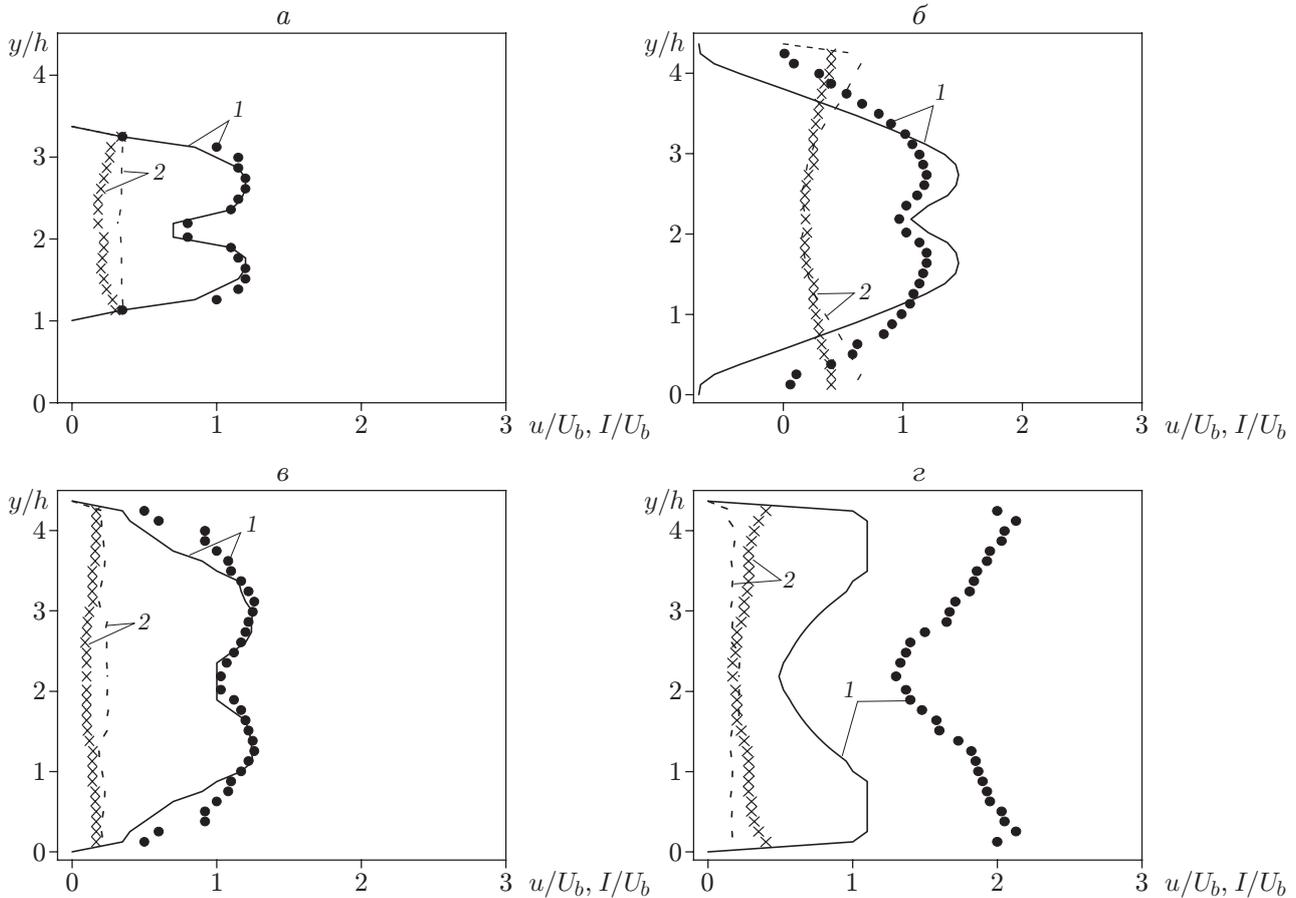


Рис. 6. Средняя продольная скорость (1) и ее флуктуация (2) для течения с1 при  $Re = 25000$ : а —  $x = 0$ , б —  $x = 2h$ , в —  $x = 4h$ , г —  $x = 8h$ ; линии — результаты расчета методом крупных вихрей, точки — экспериментальные данные

Имеет место симметрия профилей флуктуаций. Наибольшие флуктуации наблюдаются в сдвиговых слоях, расположенных между областью с высокой скоростью потока и зонами рециркуляции. В зоне, расположенной вблизи области расширения, наблюдается два пика, которые появляются в результате образования следа и исчезают при  $x = 4h$ . Максимальные значения флуктуаций (см. рис. 4–6) сохраняются до значений  $x = 2h$ . Начиная с  $x = 8h$  флуктуации скорости существенно уменьшаются по сравнению со случаем инертного течения (случай пс1) [12, 13]. Профили флуктуаций продольной скорости определяются с относительной погрешностью, не превышающей 3 %.

Определим длину зон рециркуляции при различных значениях коэффициента  $\Phi$  и постоянной массовой скорости потока. Наличие двух зон рециркуляции определялось по отрицательным значениям продольной скорости. Длина зон рециркуляции для всех потоков вычислялась по измеренным значениям продольной скорости на расстоянии от верхней и нижней стенок, равном 2 мм [1, 2]. Приведенные на рис. 4–6 графики средней продольной скорости симметричны. Результаты анализа формы этих графиков позволяют сделать вывод о равенстве длин зон рециркуляции. Горение приводит к существенному уменьшению длины зоны рециркуляции по сравнению со случаем инертного течения. Длина зоны рециркуляции существенно уменьшается с увеличением коэффициента  $\Phi$  (см. табл. 2), что согласуется с экспериментальными данными [1, 2].

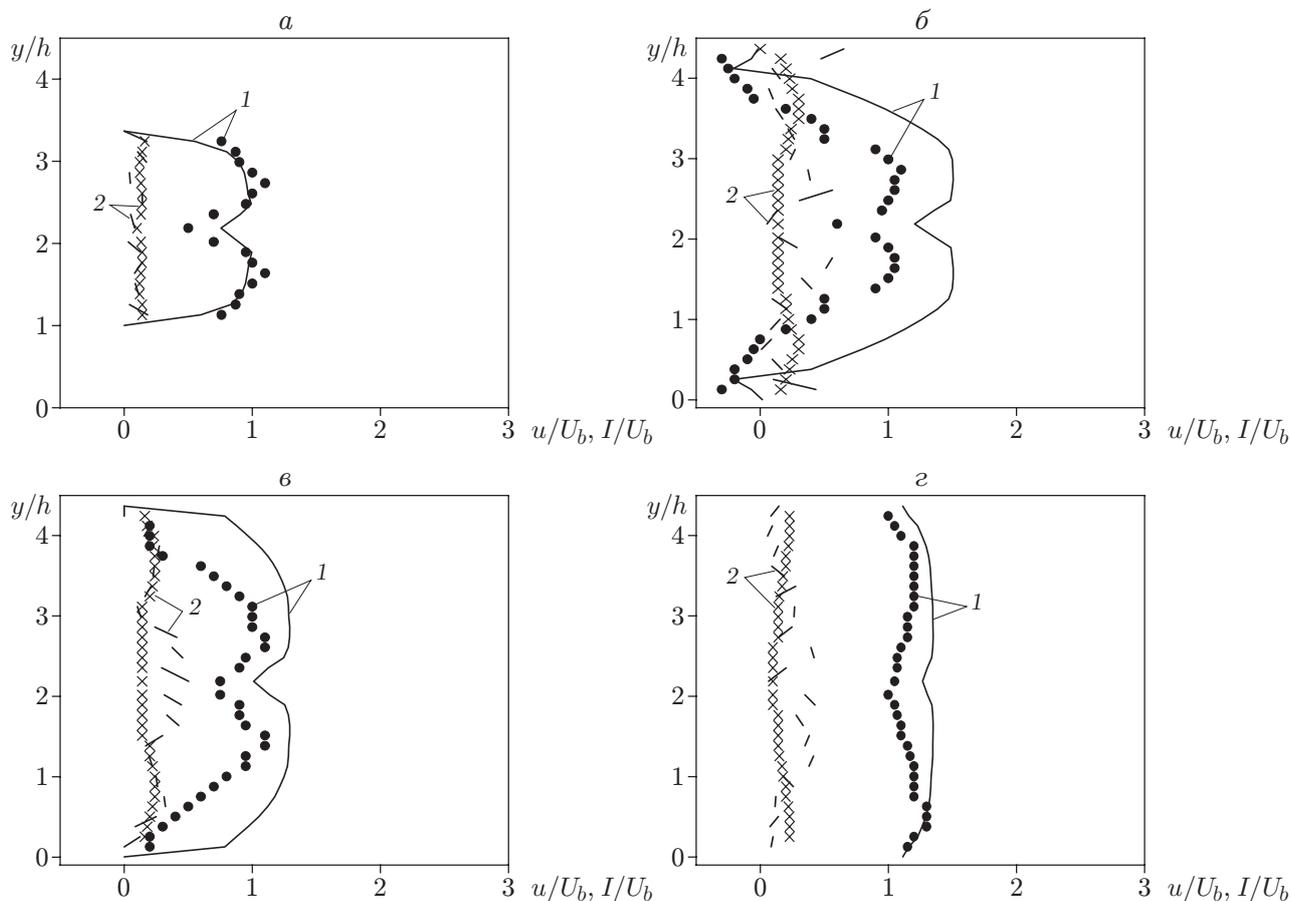


Рис. 7. Средняя продольная скорость (1) и ее флуктуация (2) для течения h1 при  $Re = 25\,000$ : а —  $x = 0$ , б —  $x = 2h$ , в —  $x = 4h$ , г —  $x = 8h$ ; линии — результаты расчета методом крупных вихрей, точки — экспериментальные данные

4.2. *Влияние на характеристики потока массовой скорости  $Q$  при постоянном значении параметра  $\Phi$ .* На рис. 6–8 показаны профили безразмерной средней продольной скорости и ее флуктуации для различных вариантов течения. При  $x = 0$  профиль симметричен относительно горизонтальной плоскости, расположенной в центре очага горения ( $y = 2,18h$ ). При  $x = 0, 2h, 4h$  имеет место слабая зависимость максимального значения средней скорости от числа Рейнольдса. При  $x = 8h$  профиль имеет такую же структуру с незначительно сжатой областью максимальных значений (см. рис. 6). Метод крупных вихрей, адаптированный для описания пристенных течений, позволяет определить структуру течения, а именно область горения и зону рециркуляции. При внезапном расширении потока при  $x = 0$  создаются условия для формирования двух зон рециркуляции одинаковой длины, в отличие от случая инертного течения (см. табл. 2). Кроме того, две зоны сдвигового течения, возникающие в углах ступеньки вследствие внезапного расширения, и след развиваются вниз по течению от пластины, разделяющей два потока, поступающие в камеру сгорания [1–3]. При наличии горения фронт пламени стабилизируется на уровне зоны сдвигового течения, о чем свидетельствует наличие двух пиков на профиле средней продольной скорости (см. рис. 6–8). Положения этих пиков хорошо воспроизводятся в численных расчетах. Пики исчезают вниз по потоку в камере сгорания ( $x = 8h$ ), что отмечалось также в работах [1, 2]. В реагирующих потоках (случай c1, h1, m1) вследствие расширения газов в замкнутом пространстве наблюдается значительное ускорение

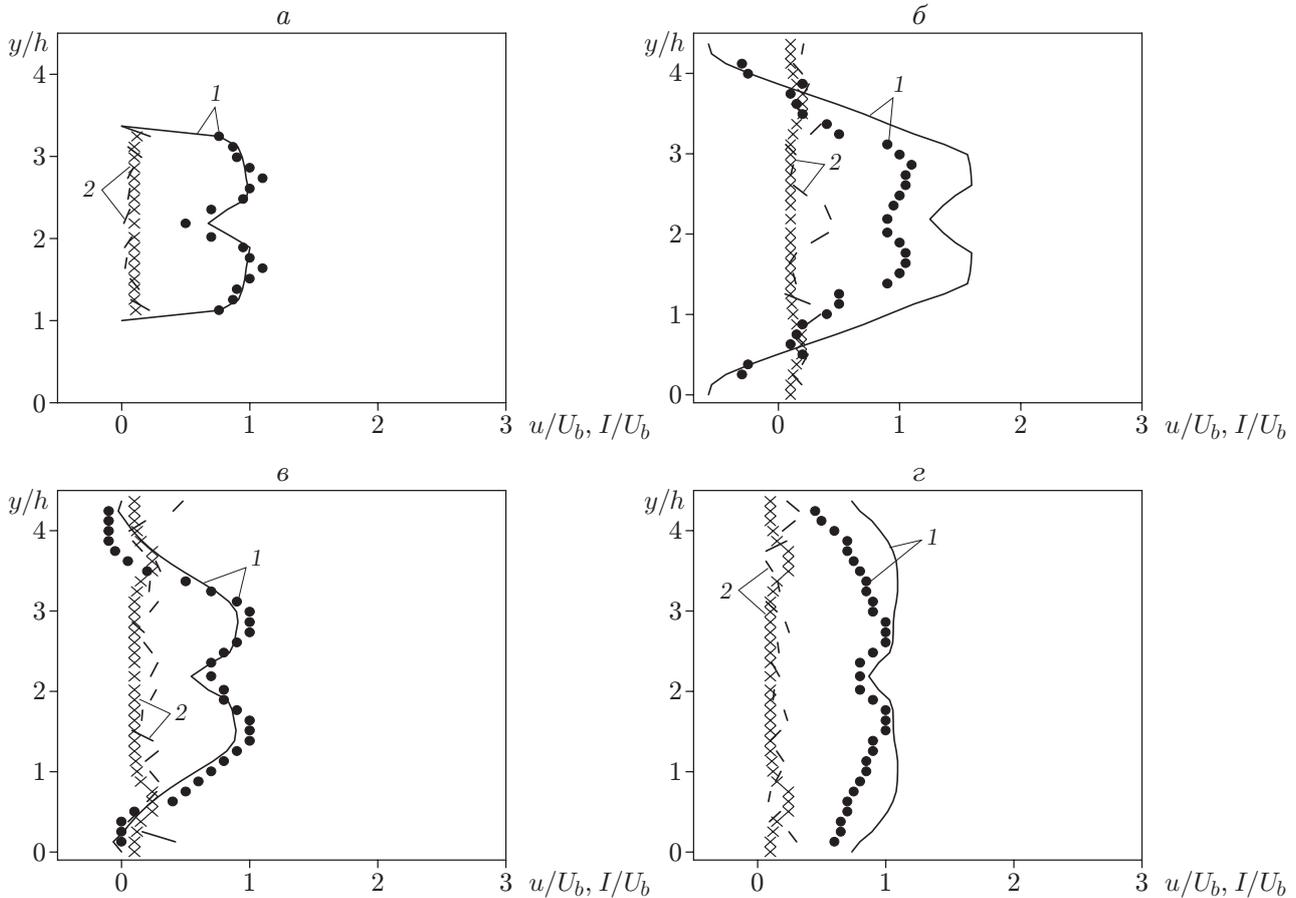


Рис. 8. Средняя продольная скорость (1) и ее флуктуация (2) для течения  $m1$  при  $Re = 25000$ :  $a$  —  $x = 0$ ,  $б$  —  $x = 2h$ ,  $в$  —  $x = 4h$ ,  $г$  —  $x = 8h$ ; линии — результаты расчета методом крупных вихрей, точки — экспериментальные данные

(см. рис. 6–8), существенно различающееся для различных рассмотренных случаев. Например, в случае течения  $s1$  наблюдается значительное увеличение средней продольной скорости, в то время как для течений  $h1$ ,  $m1$  влияние горения на ускорение существенно меньше. Увеличение скорости вследствие горения наблюдалось и в экспериментах [1–3]. На рис. 6–8 средняя относительная погрешность порядка 4 %.

В случае течений  $s1$ ,  $h1$ ,  $m1$  на профилях флуктуации продольной скорости имеется два пика, образовавшиеся в результате появления следа от пластины, разделяющей два идентичных потока, поступающие в камеру сгорания (см. рис. 6–8). Очевидно, это вызвано наличием горения в реагирующих потоках, в отличие от течения инертного потока, в котором происходит только изменение структуры турбулентности (см. рис. 3).

В случае больших массовых скоростей (случаи  $h1$ ,  $m1$ ) вклад случайных флуктуаций является преобладающим. Реагирующий поток  $s1$  (см. рис. 6) отличается от двух других реагирующих потоков (см. рис. 3, 4) существенно большей интенсивностью увеличения флуктуации скорости (например, при  $x = 8h$ ). При  $y \approx 1,5h, 2,9h$  верхний и нижний сдвиговые слои характеризуются очень большими градиентами скорости. Флуктуации скорости в реагирующих потоках существенно больше флуктуаций в инертном потоке и достигают значений  $0,4U_b$  при  $x = 8h$  и  $0,2U_b$  при  $x = 0$ .

В потоках  $h1$ ,  $m1$  вблизи входа ( $x \leq 4h$ ) профили флуктуаций те же, что и в инертном потоке. По мере удаления от входа ( $x \geq 7h$ ) происходит существенное уменьшение

флуктуаций, что, по-видимому, обусловлено изменением структуры течения вследствие наличия горения [1, 2]. Профили флуктуаций продольной скорости определяются со средней относительной погрешностью порядка 2 %.

Внезапное расширение потока на входе ( $x = 0$ ) создает условия для возникновения двух зон рециркуляции между сдвиговыми слоями и стенками камеры сгорания (см. [1–3]). Наличие двух зон рециркуляции характеризуется отрицательными значениями продольной скорости. Симметрия профилей продольной скорости на рис. 6–8 свидетельствует о приблизительно одинаковой длине этих зон рециркуляции. Полученные результаты, представленные в табл. 2, подтверждают этот вывод и согласуются с результатами работ [1, 2]. Следствием увеличения продольной скорости при наличии горения являются симметрия среднего потока и образование двух зон рециркуляции, имеющих одну и ту же длину, существенно меньшую по сравнению с длиной аналогичных зон в инертном потоке, что согласуется с результатами работ [1–3]. Например, в случае потока с1 происходит уменьшение длин нижней зоны (более чем на 50 %) и верхней зоны (более чем на 70 %) по сравнению со случаем инертного потока. Однако в случае большой скорости потока на входе (случай m1) это уменьшение менее существенно. Таким образом, длина зон рециркуляции зависит от скорости потока на входе.

**Заключение.** Результаты численного моделирования с использованием модели крупных вихрей позволяют сделать следующие выводы. С помощью метода крупных вихрей, адаптированного для пристенных течений, можно определить структуру течения, а именно структуру пламени и зон рециркуляции, соответствующую экспериментальным данным, а также вычислить скорости непосредственно вблизи стенок. Показано, что профили продольной скорости и ее флуктуации удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Выявлены симметрия и асимметрия различных вариантов течений, согласующиеся с экспериментальными данными. Установлено, что с уменьшением коэффициента соотношения компонентов смеси длина зоны рециркуляции увеличивается. Фронт пламени стабилизируется на уровне сдвиговых слоев. Имеется прямая зависимость между массовым расходом и длиной зон рециркуляции. Влияние горения на характеристики потока существенно только при больших числах Рейнольдса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Nguyen P. D., Bruel P., Reichstadt S.** An experimental database for benchmarking simulations of turbulent premixed reacting flows: lean extinction limits and velocity field measurements in a dump combustor // *Flow, Turbulence Combust.* 2009. V. 82. P. 155–183.
2. **Nguyen P. D.** Contribution expérimentale à l'étude des caractéristiques instationnaires des écoulements turbulents réactifs prémélangés stabilisés en aval d'un élargissement brusque symétrique: Ph. D Thesis. Poitiers, 2002.
3. **Besson M., Bruel P., Champion J. L., Deshaies B.** Experimental analysis of combustions flow developing over a plane symmetric expansion // *J. Thermophys. Heat Transfer.* 2000. V. 14. P. 59–67.
4. **Vreman A. W., Albrecht B. A., van Oijen J. A., et al.** Premixed and nonpremixed generated manifolds in large-eddy simulation of Sandia flame D and F // *Combust. Flame.* 2008. V. 153. P. 394–416.
5. **Duwig C., Fureby C.** Large eddy simulation of unsteady lean stratified premixed combustion // *Combust. Flame.* 2007. V. 151. P. 85–103.
6. **Wang P., Bai X. S.** Large eddy simulation of turbulent premixed flames using level-set G-equation // *Combust. Inst.* 2005. V. 30. P. 583–591.

7. **Bouras F., Soudani A.** Impact of the equivalence ratio and the mass flow rate on turbulent lean premixed prevaporized combustion // *Energy Procedia*. 2011. V. 6. P. 251–260.
8. **Huang Y., Yang V.** Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion // *Progr. Energy Combust. Sci.* 2009. V. 35. P. 293–364.
9. **Elsari M., Cumming A.** Combustion oscillations in gas fired appliances: Eigen-frequencies and stability regimes // *Appl. Acoust.* 2003. V. 65. P. 565–580.
10. **Tuttle J. H., Colket M. B., Bilger R. W., Mellor A. M.** Characteristic times for combustion and pollutant formation in spray combustion // *Symp. (Intern.) Combust.* 1977. V. 16, iss. 1. P. 209–219.
11. **Hwang C. H., Lee S., Kim J. H., Lee C. E.** An experimental study on flame stability and pollutant emission in a cyclone jet hybrid combustor // *Appl. Energy*. 2009. V. 86. P. 1154–1161.
12. **Kurenkov A., Oberlack M.** Modelling turbulent premixed combustion using the level set approach for Reynolds averaged models // *Flow, Turbulence Combust.* 2005. V. 74. P. 387–407.
13. **Domingo P., Vervisch L., Payet S., Hauguel R.** DNS of a premixed turbulent V flame and LES of a ducted flame using a FSD-PDF subgrid scale closure with FPI-tabulated chemistry // *Combust. Flame*. 2005. V. 143. P. 566–586.
14. **Bouras F., Soudani A., Si Ameer M.** Beta-PDF approach for large eddy simulation of non-premixed turbulent combustion // *Intern. Rev. Mech. Engng.* 2010. V. 4. P. 1096–1099.
15. **Fureby C., Alin N., Wikström N., et al.** Large-eddy simulation of high-Reynolds-number wall-bounded flows // *AIAA J.* 2004. V. 4. P. 457–468.
16. **Pierce C. D., Moin P.** Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion // *J. Fluid Mech.* 2004. V. 504. P. 73–97.
17. **Ko S. C., Sung H. J.** Large-scale turbulent vortical structures inside a sudden expansion cylinder chamber // *Flow, Turbulence Combust.* 2002. V. 68. P. 269–287.
18. **Veynante D., Vervisch L.** Turbulent combustion modelling // *Progr. Energy Combust. Sci.* 2002. V. 28. P. 193–266.
19. **Ferraris S. A., Wen J. X.** Large eddy simulation of a lifted turbulent jet flame // *Combust. Flame*. 2007. V. 150. P. 320–339.
20. **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 // *Combust. Flame*. 2008. V. 154. P. 259–280.
21. **Bouras F., Si Ameer M., Soudani A.** Large eddy simulation for lean premixed combustion // *Canad. J. Chem. Engng.* 2013. V. 91, iss. 2. P. 231–237.
22. **Bouras F., Soudani A., Si Ameer M.** Numerical study of the turbulent flow inside an ORACLES configuration // *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* 2012. V. 79, N 5. 51014.
23. **Nicoud F., Ducros F.** Subgrid-scale modelling based on the square of the velocity gradient tensor // *Flow Turbulence Comb.* 1999. V. 62. P. 183–200.
24. **Jones W. P., Navarro-Martinez S., Rohl O.** Large eddy simulation of hydrogen autoignition with a probability density function method // *Proc. Combust. Inst.* 2007. V. 31. P. 1765–1771.
25. **Klimenko A. Y.** Matching conditional moments in PDF modelling of nonpremixed combustion // *Combust. Flame*. 2005. V. 143. P. 369–385.
26. **Goldin G. M., Menon S.** A scalar PDF construction model for turbulent non premixed combustion // *Combust. Sci. Technol.* 1997. V. 125. P. 47–72.
27. **Bouras F., Soudani A., Si Ameer M.** Thermochemistry study of internal combustion engine // *Energy Procedia*. 2012. V. 18. P. 1086–1095.