

УДК 536.46; 621.454

МОДЕЛИ ПОДСЕТОЧНОГО МАСШТАБА ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННОЙ МЕТАНОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В КАМЕРЕ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ПРЕПЯТСТВИЕМ

G. Luo¹, L. J. Zhang², J. Q. Fang³¹Zhejiang College of Security Technology, Department of Emergency and Technology, Zhejiang 325016, China, luogang3615@163.com²College of Safety Science and Engineering, Nanjing University of Technology, Nanjing 211816, China³School of Business, Wenzhou University, Wenzhou 325035, China, fangjiaqi355@126.com

Экспериментально и численно исследовалась динамика предварительно перемешанного метановоздушного пламени в камере с препятствием. Эксперименты выполнялись с использованием высокоскоростной видеокамеры и измерений датчиком давления. Для численного моделирования были выбраны три вязкостные модели подсеточного масштаба и три модели горения подсеточного масштаба. Проведено сравнение результатов моделирования с данными экспериментов. Высокоскоростное фотографирование выявило четыре типичные стадии распространения пламени. При прохождении фронта пламени через препятствие образуются два отдельных вихря пламени. Закрученное пламя является результатом пламевихревого взаимодействия. Кроме того, режим горения меняется с морщинистого на складчатые языки пламени и окончательно переходит в режим тонкой реакционной зоны.

Ключевые слова: метановоздушное пламя, метод крупных вихрей (LES), вязкостные модели подсеточного масштаба, модели горения подсеточного масштаба, пламевихревое взаимодействие.

DOI 10.15372/FGV2022.9189

ВВЕДЕНИЕ

Во многих практических применениях пламевихревое взаимодействие может играть ключевую роль в распространении в закрытой камере пламени предварительно перемешанной смеси. Взаимодействие распространяющегося пламени и вихря, индуцированного препятствием, приводит к искажению пламени и увеличению площади его поверхности, а следовательно, и скорости роста давления [1–3]. Таким образом, для промышленной безопасности важно всесторонне изучить механизм взаимодействия пламени с вихрями.

В последнее время основным методом изучения ускорения пламени в камере с препятствиями являются лабораторные эксперименты. В работах [4–6] проведены исследования влияния конфигурации препятствия на распространение пламени в камере. В работе [7] экспериментально исследовано горение в цилиндрической камере с тремя препятствиями, характеризуемыми коэффициентом $BR = 0.3, 0.5$ и 0.7 . Результаты показали прямое влияние по-

ложения препятствий (BR) на увеличение скорости пламени, темпа роста давления. Локальные ускорение и замедление распространения пламени за препятствием происходят в результате взаимодействия пламени с турбулентным потоком. Авторы [8] установили, что препятствие в форме тонкой треугольной пластины из трубки квадратного сечения вызывает наиболее интенсивную турбулентность, наибольшую скорость распространения пламени и наибольшее избыточное давление взрыва, затем по степени влияния идет препятствие квадратной формы, а препятствие кольцевой формы оказывает наименьшее воздействие. В работе [1] показано, что обтекание препятствия потоком приводит к быстрому увеличению поверхности пламени, что вызывает соответствующее увеличение объемной скорости горения и скорости пламени. Фронт пламени работает как поршень в закрытой камере и проталкивает несгоревший газ, проходящий препятствие, что приводит к возникновению вихрей из-за вязкости. Авторы [9] экспериментально сравнили распространение пламени через единичное гибкое препятствие в виде изгороди со случаем та-

кого же по форме, но жесткого препятствия, и результаты показали, что деформация гибкого препятствия приводит к уменьшению пикового давления и скорости увеличения давления по сравнению со случаем жесткого препятствия.

Тем не менее, экспериментальными методами трудно установить тонкую структуру поля потока при горении в закрытой камере. В последнее время основным методом изучения ускорения пламени в трубе с препятствиями стало моделирование методом крупных вихрей (LES). В нашей предыдущей работе представлен обзор исследований методом LES турбулентных пламен предварительно перемешанных смесей в трубах [10]. Большинство таких исследований методом LES проведено с применением подхода с регистрацией поверхностной плотности пламени (FSD), основанного на технологии отслеживания поверхности пламени с применением расширенного формализма Брэя — Мосса — Либби [11]. Авторы [12] рассмотрели доступность пяти различных алгебраических моделей FSD при воспроизведении эксперимента, описанного в [13]. Обнаружено, что степенная модель сморщивания пламени, предложенная в работе [14], наилучшим образом соответствует экспериментальным данным как качественно, так и количественно. Однако в работе [15] было обнаружено, что даже без введения подмоделей горения результаты LES, полученные с применением мелкой сетки, точно соответствуют экспериментальным данным как количественно (по скорости пламени и скорости потока), так и качественно (форма и структура фронта пламени). Авторы [16] установили, что ключевым фактором, индуцирующим трансформацию формы пламени, распространяющегося в трубе с препятствиями, являются зоны рециркуляции за препятствием, а результаты ранних экспериментов [17] объясняются с точки зрения механизма химических реакций в потоке с использованием подхода LES. Авторы [18] проанализировали изменения формы пламени и поле скоростей в полуграниченной камере с тремя препятствиями, установленными внутри нее, используя модель ограничения скорости турбулентного пламени (TFC).

Алгебраические модели для скорости турбулентного пламени [19], поверхностной плотности пламени [20] или фактора морщинистости пламени [14, 21] основаны на предположении о наличии локального равновесия между

поверхностью пламени и турбулентными движениями. Однако можно с уверенностью утверждать, что равновесие не достигается на ранних стадиях развития ядра факела после воспламенения [22]. Привлечение динамического формализма — хорошая методика для того, чтобы ослабить предположение о равновесии. В работе [23] подход LES сопровождался применением модели динамической плотности поверхности пламени (DFSD) [24] для воспроизведения распространения турбулентного пламени предварительно перемешанной смеси за пластинами турбулизатора потока и твердыми препятствиями в камере сгорания лабораторного масштаба. Результаты показывают, что при большом расстоянии между пластинами турбулизатора в трубе время пребывания смеси достаточно велико для угасания турбулентности и восстановления ламинарности, что приводит к снижению давления и к существенному сглаживанию фронта пламени. Кроме того, в работе [25] уровни турбулентности, определенные методом LES, существенно увеличиваются на переднем крае пламени по мере продвижения за массив пластин турбулизатора и препятствие. Модель TFLES для турбулентного пламени в сочетании с моделью DFSD была использована в работе [26] для воспроизведения экспериментальных результатов, полученных в работе [27]. Результаты моделирования показывают, что параметр модели $\beta \approx \frac{\ln(\langle |\nabla \tilde{\rho} \tilde{c}| \rangle / \langle \nabla \tilde{\rho} \tilde{c} \rangle)}{\ln(\gamma)}$ эволюционирует по-разному

для разных конфигураций, а значение β уменьшается практически до нуля при восстановлении ламинарности потока. Как показано в работе [26], динамическая модель DFSD имеет огромное преимущество по сравнению с классическими нединамическими моделями.

Хотя распространение пламени предварительно перемешанной смеси по камере с препятствиями широко изучается, механизм пламевишневого взаимодействия исследован недостаточно. В настоящей работе проведена визуализация двух вихрей вокруг препятствий и использованы три разные вязкостные модели подсеточного масштаба для предсказания структуры вихрей. Три модели горения подсеточного масштаба применены для предсказания изменения скорости турбулентного горения, связанного с поверхностью пламени. Проведено сравнение численных результатов с экспериментальными данными с целью идентификации

ции тех моделей подсеточного масштаба — вязкостной и горения, которые наилучшим образом предсказывают процесс распространения пламени.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка схематически показана в публикациях [28, 29]. Она состоит из камеры горения постоянного объема, высокоскоростной системы фотографирования, системы регистрации давления, системы смешения газов, высоковольтной системы зажигания и контроллера синхронизации. Камера сгорания представляет собой закрытый прямоугольный сосуд с размером сечения 80×110 мм, длиной 500 мм. Боковые стенки камеры изготовлены из кварцевого стекла. Верхняя и нижняя стенки изготовлены из нержавеющей стали. Прямоугольное препятствие толщиной 30 мм расположено на расстоянии около 210 мм от области зажигания, так что коэффициент влияния этого препятствия на скорость пламени составляет $BR = 0.7$.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ И ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТОВ

Нестационарное пламя предварительно перемешанной смеси в камере с препятствиями обычно переходит из ламинарного в турбулентный режим. Описание и обоснование модели LES приведено в работе [16]. Распространение пламени описывается уравнением переноса для переменной c , характеризующей развитие химической реакции:

$$c = 1 - Y_f/Y_f^0, \quad (1)$$

где Y_f — локальная доля топлива, Y_f^0 — массовая доля топлива в негорящей смеси. Массовая доля топлива возрастает от $c = 0$ в свежей газовой смеси до $c = 1$ в смеси после сгорания:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{c}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{c} - \tilde{u}_i \tilde{c})] = \\ = \bar{\omega}_c + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \tilde{D} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где t — время, ρ — плотность, u_i — составляющая скорости, $\dot{\omega}_c$ — скорость химической реакции после фильтрации, p — давление, D — массовый коэффициент диффузии.

Слагаемое в подсеточном масштабе в левой части уравнения (2) моделируется в приближении градиентной диффузии:

$$\bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{c} - \tilde{u}_i \tilde{c}) = -\frac{\mu_{\text{SGS}}}{Sc_{\text{SGS}}} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_j}, \quad (3)$$

где μ_{SGS} , Sc_{SGS} — вязкость и число Шмидта в модели подсеточного масштаба (SGS). Уравнение момента в модели LES получается фильтрацией трехмерного мгновенного уравнения сохранения момента [16]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tilde{\sigma}_{ij}}{\partial x_j} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\tilde{\sigma}_{ij}$ — тензор напряжений после фильтрации в модели LES. Аналогично (3) слагаемые подсеточного масштаба в правой части уравнения (4) могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\mu_{\text{SGS}} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) = \\ = -2\mu_{\text{SGS}} \tilde{S}_{ij}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\tilde{S}_{ij}$ — тензор скорости деформации после фильтрации. Здесь подсеточное число Шмидта $Sc_{\text{SGS}} = 0.7$. Затем нужно определить приближение подсеточной вязкости μ_{SGS} .

2.1. Вязкостные модели подсеточного масштаба

2.1.1. Динамическая модель Смагоринского — Лилли

Наиболее часто используемой вязкостной моделью подсеточного масштаба является модель Смагоринского — Лилли. Вязкость в подсеточном масштабе вычисляется в предположении равновесия в малом масштабе [30]:

$$\mu_{\text{SGS}} = \bar{\rho} L_s^2 |s|, \quad (6)$$

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}), \quad (7)$$

$$|s| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}, \quad (8)$$

где $\bar{S}_{ij}$ — тензор скорости деформации в масштабе разрешения, L_s — масштаб турбулентности по длине, κ — константа фон Кармана, d — расстояние до ближайшей стенки.

Хотя перенос энергии в среднем положителен, присутствуют локальные участки с переносом энергии из малого масштаба обратно в большой. Для моделирования турбулентности локального потока предлагается вводить как пространственные, так и временные вариации величин C_s в динамической модели Смагоринского — Лилли. Получаемые при таком подходе значения турбулентной вязкости в подсеточной модели горения SGS правильным образом отвечают структуре потоков, что позволяет описать переход от исходно ламинарного потока к турбулентности, индуцируемой нестационарным распространением пламени [31, 32]:

$$C_s^2 = \frac{\langle L_{ij} L_{ij}^* \rangle}{\langle L_{ij}^* L_{ij}^* \rangle}. \quad (9)$$

Здесь $\langle \rangle$ обозначают пространственное осреднение в однородных направлениях; L_{ij} определяется как

$$L_{ij} = \widehat{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \widehat{\tilde{u}_i} \widehat{\tilde{u}_j}, \quad (10)$$

где $\widehat{\tilde{u}_i \tilde{u}_j}$ — напряжение в субсеточном масштабе, $\widehat{\tilde{u}_i} \widehat{\tilde{u}_j}$ — среднее значение напряжения в подсеточном масштабе. Величину L_{ij} можно аппроксимировать выражением

$$L_{ij}^* = 2C_s^2 \left(\widehat{\Delta^2} \left| \widehat{\tilde{S}} \right| \widehat{\tilde{S}}_{ij} - \Delta^2 \left| \widehat{\tilde{S}} \right| \widehat{\tilde{S}}_{ij} \right). \quad (11)$$

2.1.2. Модель локальной вихревой вязкости с адаптацией к стенке (WALE)

В модели WALE подсеточная вязкость вычисляется по формуле [33]

$$\mu_{\text{SGS}} = \rho L_s^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}}, \quad (12)$$

где L_s и S_{ij}^d определяются в рамках модели WALE соответственно как

$$L_s = \min(\kappa d, C_w V^{1/3}), \quad (13)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}^2, \quad (14)$$

где $C_w = 0.325$, $\bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$.

2.1.3. Динамическая модель кинетической энергии (k – ϵ)

Вышеупомянутые исходная и динамическая модели Смагоринского — Лилли являются алгебраическими моделями, в которых напряжения параметризуются с использованием масштабов скоростей с достаточным разрешением. В основе такого подхода лежит предположение существования локального равновесия между энергией, перенесенной через сетку-фильтр, и диссипацией кинетической энергии в малых подсеточных масштабах. Турбулентность в подсеточном масштабе лучше моделировать с учетом переноса кинетической энергии турбулентности.

Динамическая модель кинетической энергии подсеточного масштаба в Ansys Fluent повторяет модель, предложенную авторами [34]:

$$k_{\text{SGS}} = 1/2(\overline{u_k^2} - \bar{u}_k^2). \quad (15)$$

Вихревая вязкость в подсеточном масштабе μ_t вычисляется по формуле

$$\mu_t = C_k \rho k_{\text{SGS}}^{1/2} \Delta_f, \quad (16)$$

где $\Delta_f \equiv V^{1/3}$.

Напряжение в подсеточном масштабе может быть записано в виде

$$\tau_{ij} - \left(\frac{2}{3}\right) \rho k_{\text{SGS}} \delta_{ij} = -2C_k k_{\text{SGS}}^{1/2} \Delta_f \bar{S}_{ij}, \quad (17)$$

где k_{SGS} находится решением уравнения переноса

$$\rho \frac{\partial \bar{k}_{\text{SGS}}}{\partial t} + \rho \frac{\partial \bar{u}_j \bar{k}_{\text{SGS}}}{\partial x_j} = -\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_\epsilon \rho \frac{k_{\text{SGS}}^2}{\Delta_f} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k_{\text{SGS}}}{\partial x_j} \right). \quad (18)$$

В вышеприведенных уравнениях константы C_k и C_ϵ определяются динамически, а $\sigma_k = 1.0$.

2.2. Модель горения в подсеточном масштабе

Скорость химической реакции после фильтрации $\bar{\omega}_c$ не может быть замкнута без применения модели горения SGS в рамках LES. Средства для замыкания (сходимости) моделей горения SGS включают в себя прежде всего модель плотности поверхности пламени FSD [35, 36], основанную на слежении за поверхностью

Таблица 1

Стандартные выражения для скоростей реакций

Модель	$\tilde{\omega}$
FSD	$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\tilde{\rho} D \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} \right) + \tilde{\omega} = \langle \rho \omega \rangle \Sigma = \tilde{\rho}_u S_T \nabla \tilde{c} $
F-TACLES	$\tilde{\omega} = \Xi_{\Delta} \Sigma_c [\tilde{c}, \Delta]$

пламени и представляющую собой расширение формализма Брэя — Мосса — Либби [11], а также модель F-TACLES (табл. 1), в рамках которой для фильтрованного одномерного пламени предварительно перемешанной смеси моделируются скорости реакций, а также слагаемые, отвечающие за перенос и диффузию в уравнении реакционного переменного баланса [37], как показано в табл. 2.

Скорость турбулентного пламени S_T и фактор морщинистости Ξ_{Δ} генерируются в процессе моделирования, и для нахождения этих величин в настоящей работе применяются два широко распространенных подхода — алгебраические модели и динамический формализм.

Все три модели применимы в случае, когда самые малые турбулентные вихри в потоке (колмогоровский масштаб) меньше, чем толщина пламени, и проникают в зону пламени ($Ka > 1$). Модель Зимонта и Петерса [38, 39] основана на линейных соотношениях между скоростью турбулентного пламени и характеристической скоростью турбулентности. Однако функция эффективности Γ в моделях [14] учитывает результирующее действие по всем турбулентным масштабам, которые меньше размера расчетной сетки Δ . Кроме того, асимптотические осложнения решаются с применением одной из форм степенного закона.

2.3. Численное моделирование

Перед зажиганием стехиометрическая метановоздушная смесь находится в состоянии покоя при температуре 298 К и давлении 0.1 МПа. Исходное значение переменной, определяющей протекание процесса, равно нулю во всей вычислительной области. Вспышку инициирует увеличение значения переменной процесса от 0 до 1 в малой области зажигания. Для изучения сеточного эффекта трехмерного моделирования применялись сетки с характерным размером ячейки $\delta = 0.2 \div 1, 0.2 \div 2$ и $0.2 \div 3$ мм. Безразмерное расстояние до стенки для потока, ограниченного стенкой, можно определить следующим образом:

$$y^+ = \mu^* y / \nu,$$

где μ^* — скорость трения на ближайшей стенке, y — расстояние до ближайшей стенки (первая граничная сетка), ν — локальная кинематическая вязкость жидкости. Величина y^+ принимается за единицу во всех трех конфигурациях, при этом граничная сеть имеет размер ячеек 0.2 мм. Кроме того, для уточнения решения и укрупнения ячеек на основании градиента температуры используется метод адаптивного измельчения сетки.

Для стенок тракта ставятся несмещающиеся и адиабатические граничные условия. Для дискретизации уравнений момента, энергии и параметра s применяется схема MUSCL третьего порядка. Скорость ламинарного пламени динамически корректируется в соответствии с решением для давления [34]:

$$S_L = 0.36 \left(\frac{p}{p^0} \right)^{-0.374}. \quad (19)$$

Взаимосвязь давления и скорости определяется методом SIMPLE. Данные для вычислений подробнее приведены в табл. 3.

Таблица 2

Формулы для моделей горения SGS

Подход	Модель	Уравнение
Алгебраический	Зимонт [38]	$S_T = Au_{\Delta}^{1/3} S_L^{1/2} x^{-1/4} \Delta^{1/4}$
	Петерс [39]	$S_T = S_l \left(1 + \frac{-a_4 b_3^2}{4b_1} \frac{l_f}{\delta} l_*^q + \left[\left(\frac{a_4 b_3^2}{4b_1} \frac{l_f}{\delta} l_*^q \right)^2 + \frac{C_s b_3^2}{2} \frac{u' l_f^2}{S_l \delta l_t} \right] \right)$
Динамический формализм	Шарлетт и др. [14]	$\Xi_{\Delta} = \left\{ 1 + \min \left[\frac{\Delta}{\delta_F}, \Gamma \left(\frac{\Delta}{\delta_F}, \frac{u'_{\Delta}}{S_L}, \text{Re}_{\Delta} \right) \frac{u'_{\Delta}}{S_L} \right] \right\}^{\beta}$

Таблица 3

Данные для вычислений

Параметр	Значение
Теплота сгорания, Дж/кг	$5.5643750 \cdot 10^7$
Массовая доля несгоревшего вещества	0.055
Исходный радиус области, м	0.001

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Развитие структуры пламени

Последовательность кадров высокоскоростной съемки распространения предварительно перемешанного метановоздушного пламени в камере с препятствием показана на рис. 1.

Эксперимент повторялся трижды. Результаты показывают, что форма пламени, давление и время вполне воспроизводимы. Процесс распространения пламени можно разделить на четыре типичные стадии: (1) сферическое пламя, $0 < t < 10$ мс, эта стадия начинается сразу после зажигания, ламинарное пламя распространяется сферически по всем на-

правлениям, боковые стенки тракта на пламя не влияют; (2) пламя пальцеобразной формы, $10 < t < 19$ мс, фронт пламени приближается к боковым стенкам камеры и меняет форму со сферической на пальцеобразную с экспоненциальным увеличением поверхности пламени; (3) струя пламени, $19 < t < 26$ мс, из-за наличия препятствия фронт пламени становится заостренным и проходит по каналу между препятствием и верхней стенкой камеры; (4) завихряющееся пламя, $t > 26$ мс, за препятствием возникает большая по размерам зона рециркуляции и боковой край пламени проникает в эту зону. В результате пламя образует складки и закручивается вокруг оси, что опять-таки вызывает увеличение поверхности пламени.

В частности, при проходе пламени над препятствием в момент времени $t = 29$ мс наблюдаются два разделенных между собой вихря (рис. 2). Одна зона завихренного горения возникает над препятствием, а другая формируется в зоне после препятствия. Вероятно, образование малой зоны рециркуляции связано с неустойчивостью сдвигового слоя, но механизм ее образования требует более подробного рассмотрения. Авторы работы [40] отмечают, что в пустой камере с достаточно высоким

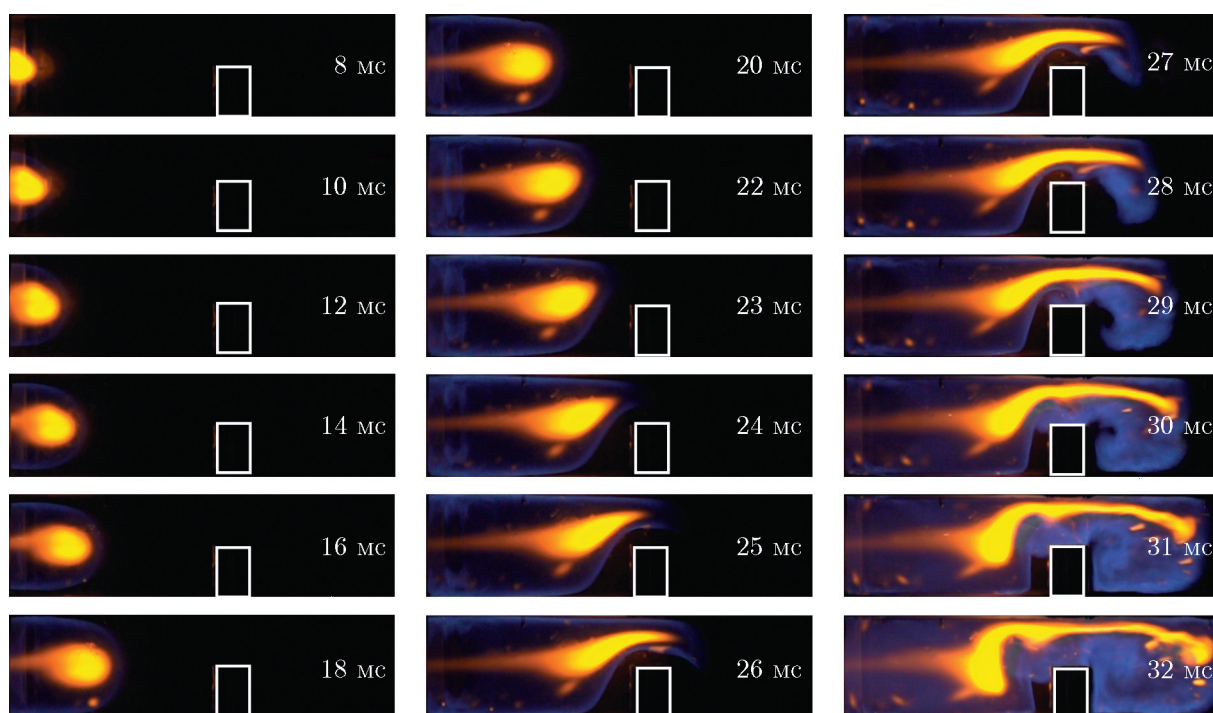


Рис. 1. Последовательность высокоскоростных снимков распространения пламени предварительно перемешанной метановоздушной смеси

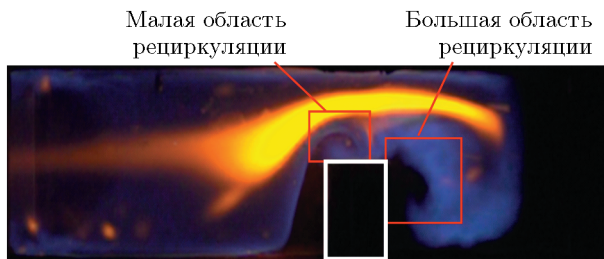


Рис. 2. Кадр высокоскоростной съемки, две прямоугольные светящиеся зоны в момент времени $t = 29$ мс

отношением длины к диаметру ($L/D > 2$) в распространении пламени можно выделить четыре стадии: сферическое пламя, пальцеобразное пламя, стадия касания пламенем стенок камеры, тюльпанообразное пламя. При наличии препятствия его форма сильно влияет на распространение пламени. В работе [17] показано, что развитие пламени в канале с препятствием можно представить в виде трех стадий: сферическое пламя, плоское пламя и грибообразное пламя. В нашей работе наблюдаемые стадии распространения пламени, зависящие от конфигурации препятствия, величины коэффициента BR и положения препятствия, отличаются от стадий, описанных исследователями ранее.

3.2. Анализ независимости от расчетной сетки

Для проверки независимости результатов от расчетной сетки численное моделирование проводили с тремя размерами ячейки расчетной сетки (разрешениями): $\delta = 0.2 \div 1, 0.2 \div 2$ и $0.2 \div 3$ мм. На рис. 3 показано изменение положения языка пламени y при изменении размера сетки. Положение языка пламени находится путем вычисления максимального расстояния от него по оси до точки зажигания. Экспериментально определенные положения языка пламени иллюстрируют процесс развития пламени. Результаты наблюдения показывают, что фронт пламени ускоряется с относительно небольшой скоростью до момента $t = 23$ мс, после чего скорость языка пламени существенно увеличивается.

Как видно на рис. 3, решения, полученные для размеров сетки $\delta = 0.2 \div 2$ и $0.2 \div 3$ мм, несущественно отличаются друг от друга. Для этих размеров численные результаты близки к экспериментальным значениям.

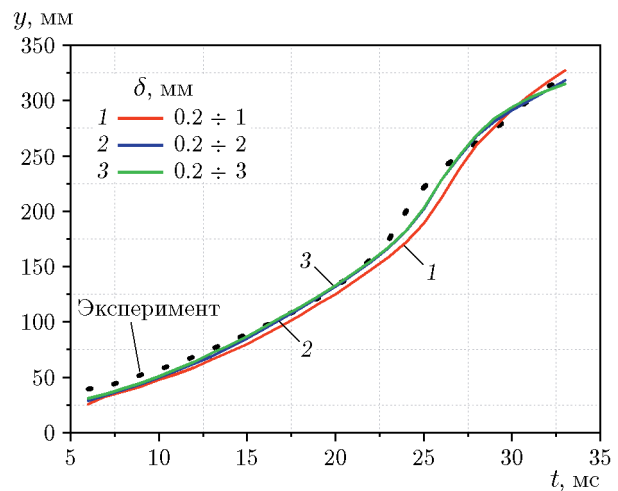


Рис. 3. Изменение положения языка пламени во времени при разных размерах вычислительной сетки

На рис. 4 видно, что с использованием сетки $\delta = 0.2 \div 2$ мм структура пламени предсказывается лучше, чем при размере сетки $\delta = 0.2 \div 3$ мм. Например, малые зоны рециркуляции над препятствием гораздо ближе к экспериментальным результатам (см. рис. 2).

3.3. Вязкостные модели подсеточного масштаба

Положение языка пламени y определяется путем измерения расстояния от переднего края фронта пламени до точки зажигания. Как показано на рис. 5, все модули SGS качественно правильно воспроизводят эксперимент с шагами ускорения и замедления пламени вокруг препятствий. Однако только динамическая модель Смагоринского — Лилли и модель кинетической энергии $k-\epsilon$ дают результаты, количественно соответствующие экспериментальным данным. На ранней стадии ускорения пламени три вязкостные модели горения SGS предсказывают одинаковое положение языка пламени. С увеличением уровня турбулентности модель WALE дает завышенное значение для положения языка пламени.

На рис. 6 показана зависимость скорости языка пламени v_f от времени, полученная с применением модели горения Шарлетта [14] для разных вязкостных моделей в подсеточном масштабе. Скорость языка пламени, определяемая по расстоянию от точки зажигания до переднего края фронта пламени, медленно увеличивается, пока фронт не почувствует препятствие. Затем пламя быстро ускоряется.

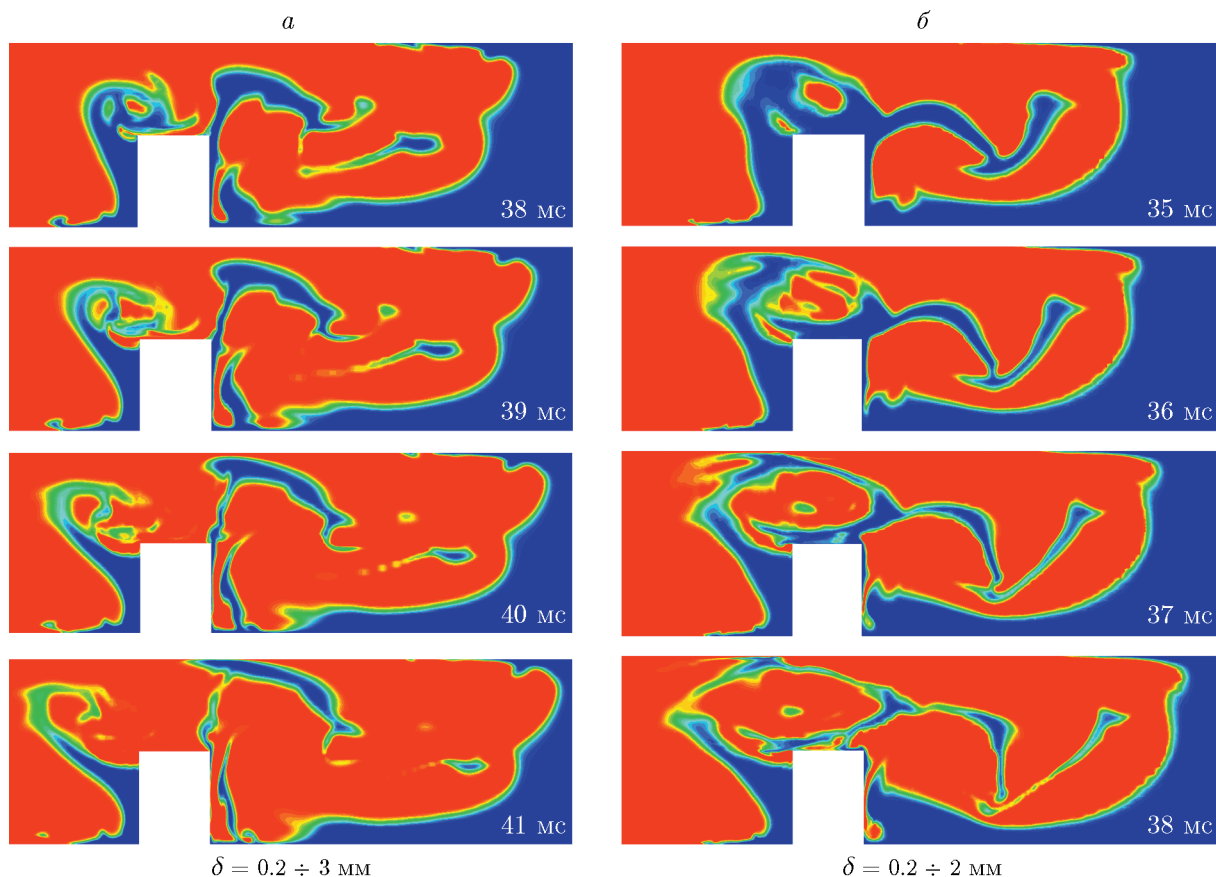


Рис. 4. Сравнение форм продольных сечений потока при разных размерах сетки

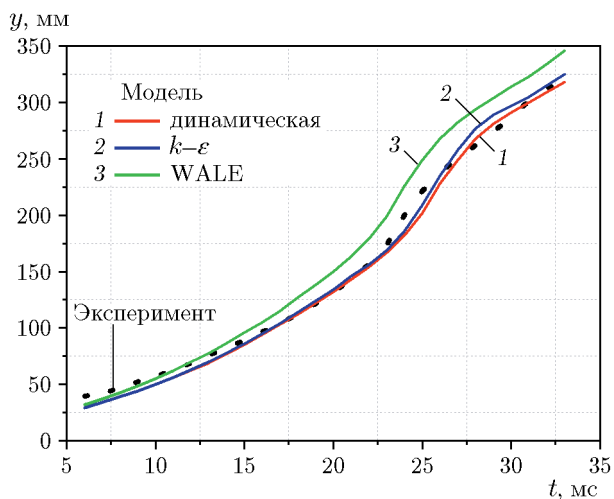


Рис. 5. Положения языка пламени в зависимости от времени, рассчитанные по разным вязкостным моделям подсеточного масштаба

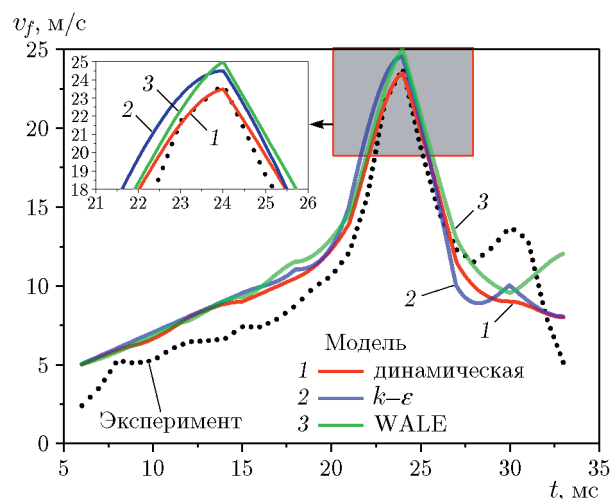


Рис. 6. Зависимость скорости языка пламени от времени, рассчитанные по разным вязкостным моделям подсеточного масштаба

ется из-за уменьшения площади поперечного сечения. Значительное уменьшение скорости языка пламени наблюдается после того, как

фронт пламени пройдет препятствие. Это замедление вызвано расширением потока несгоревших газов. Вторая фаза ускорения пламени

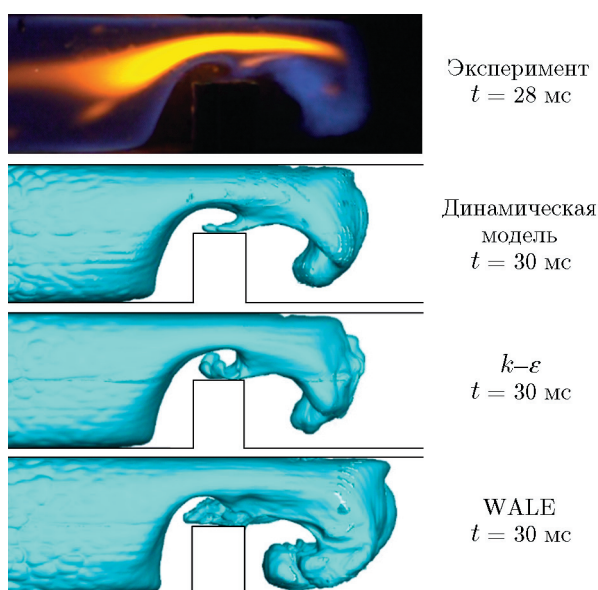


Рис. 7. Формы пламени, предсказанные разными вязкостными моделями подсеточного масштаба ($c = 0.25$)

связана с взаимодействием движущегося пламени с вихревым полем. Следует отметить, что общий характер поведения скорости языка пламени неплохо воспроизводится всеми тремя вязкостными моделями подсеточного масштаба, но к экспериментально определенному поведению языка пламени ближе всего его описание динамической моделью Смагоринского — Лилли. На врезке рис. 6 видно, что динамическая модель Смагоринского — Лилли обеспечивает наилучшее предсказание скорости языка пламени по сравнению с моделями $k-\epsilon$ и WALE.

Переменная степени развития реакции s может использоваться при моделировании для визуализации структуры пламени и степени химического превращения. Удельное значение s можно определить, сравнивая численные результаты с экспериментальными. В работе [15] для моделирования взаимодействия нестационарного пламевицевого взаимодействия в маленькой цилиндрической камере было выбрано значение $c = 0.05$. В [16] для иллюстрации начального ускорения пламени в канале с препятствиями выбрано значение $c = 0.5$. В [22] для моделирования горения бедной предварительно перемешанной смеси с завихренным турбулентным пламенем в горелке PRECCINSTA выбрано значение $c = 0.8$. Диапазон изменения реакционной переменной $s = 0 \div 1$. В соответствии с экспериментально полученными кадра-

ми высокоскоростной съемки нами было выбрано значение $c = 0.25$. На рис. 7 показаны формы пламени, предсказанные при помощи степенной модели горения с использованием четырех вязкостных моделей, в том числе динамической модели Смагоринского — Лилли, моделей $k-\epsilon$ и WALE. Динамическая модель Смагоринского — Лилли с хорошей точностью предсказывает структуру турбулентного пламени, в том числе форму языка пламени и структуру вихрей в потоке над препятствием.

3.4. Результаты моделирования по разным моделям горения подсеточного масштаба

Следуя подходу LES, важно выбрать подходящую модель горения SGS. На рис. 8 показаны формы пламени в меридиональном сечении, полученные при помощи динамической модели Смагоринского — Лилли в сочетании с различными моделями горения. В целом модели предсказывают форму турбулентного пламени с хорошей точностью. Однако видно, что моделирование с использованием подхода LES только в сочетании с моделью Шарлетта [14] способно воспроизводить структуры завихренных потоков над препятствием. Модели Петерса и Зимонта не воспроизводят стандартную структуру завихренного пламени.

3.5. Положение и скорость языка пламени

На рис. 9 сравниваются положения языка пламени, определенные экспериментально и при помощи моделирования. Все модели горения SGS способны качественно воспроизводить эксперимент. Однако модели Петерса и Зимонта дают завышенные значения положения языка пламени с увеличением турбулентности.

На рис. 10 приведены для сравнения экспериментальные и смоделированные значения скорости языка пламени. Все модели горения SGS качественно правильно воспроизводят экспериментальные особенности, в том числе стадии ускорения и замедления пламени при прохождении области препятствия. Но модели Зимонта и Петерса [38, 39] предсказывают большее пиковое значение, чем получено в эксперименте, тогда как модель Шарлетта [14] дает результаты, количественно соответствующие экспериментальным результатам.

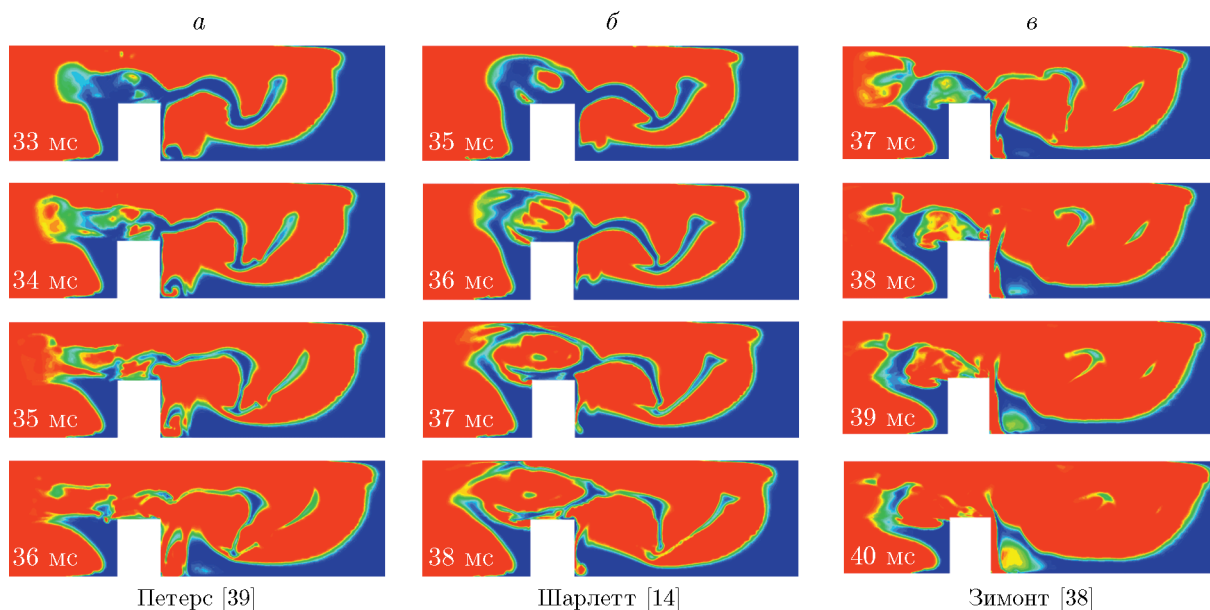


Рис. 8. Формы пламени в меридиональном разрезе, полученные с применением разных моделей горения

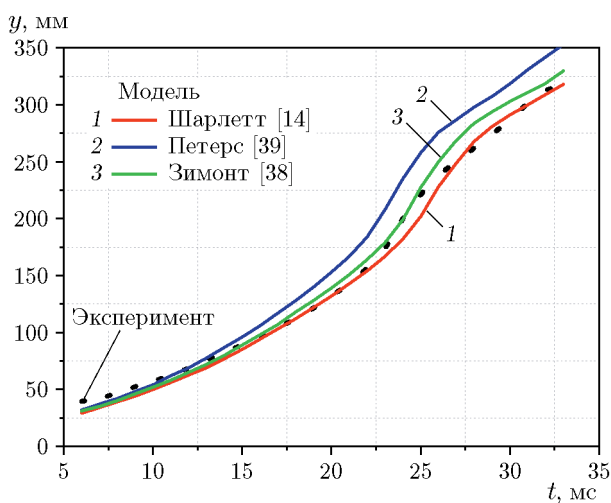


Рис. 9. Сравнение экспериментальной и смоделированной скоростей языка пламени

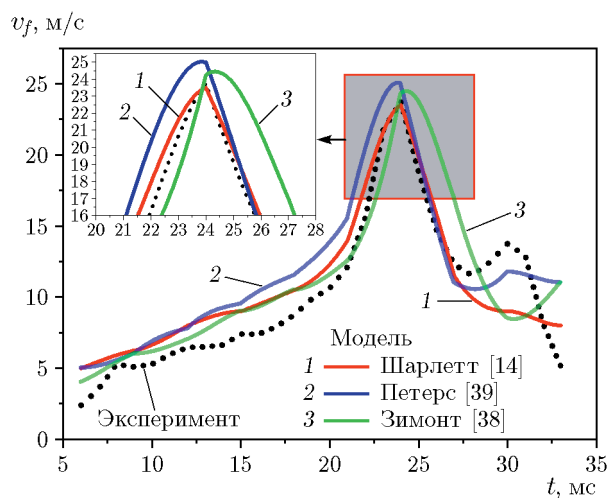


Рис. 10. Сравнение динамики давления в эксперименте и при моделировании

3.6. Пламевихревое взаимодействие

3.6.1. Структура пламени

Хотя на изображениях самосвещающегося пламени предварительно перемешанной метановоздушной смеси не получается четко различить вихри потока в канале с препятствиями, карты вектора скорости, полученные вычислениями LES, показывают развитие завихрений в потоке при распространении пламени. На

рис. 11 показаны поля вектора скорости и завихрения, индуцированные препятствием, полученные расчетом LES с использованием модели Шарлетта [14].

По мере расширения продуктов горения несгоревшая смесь продавливается по каналу между препятствием и верхней стенкой камеры, что вызывает отделение потока на верхней поверхности препятствия и образование вихря за препятствием. Затем вихрь взаимодействует с пламенем, заставляя фронт пламени закру-

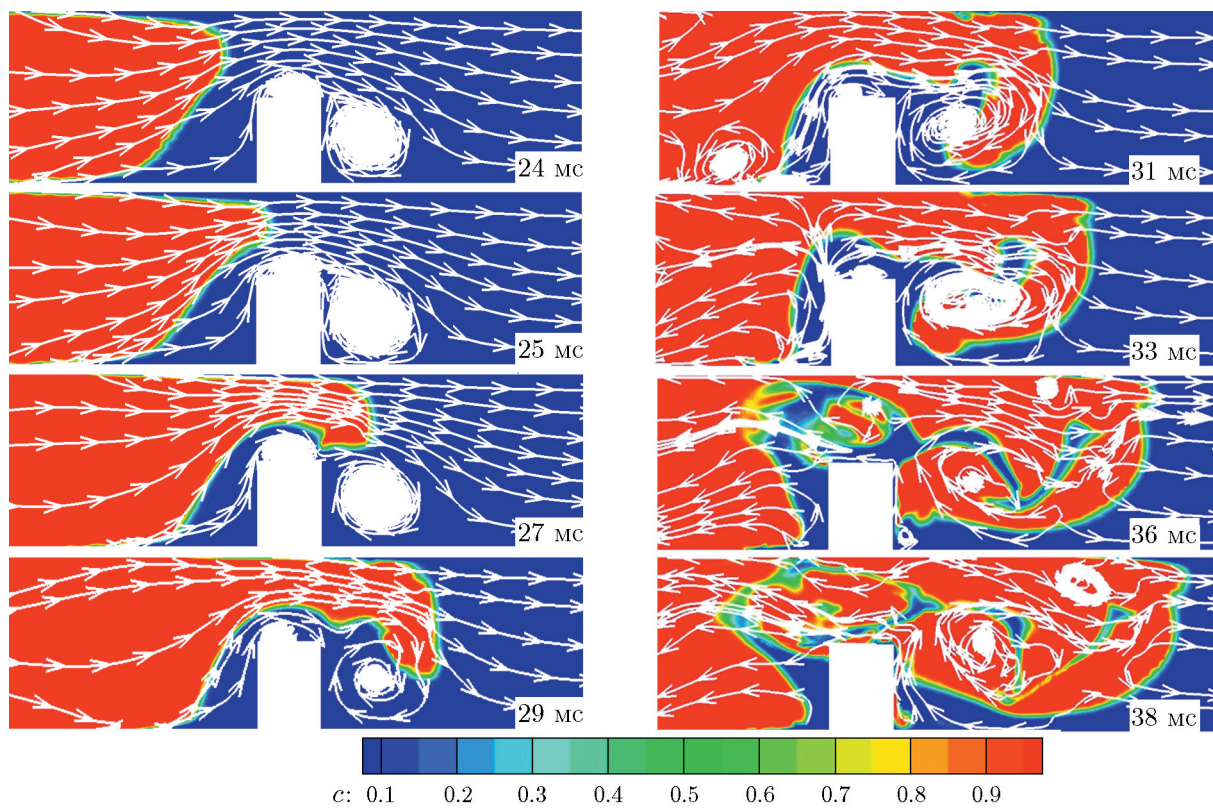


Рис. 11. Карты вектора скорости, рассчитанные методом LES ($c = 1 - Y_f/Y_f^0$)

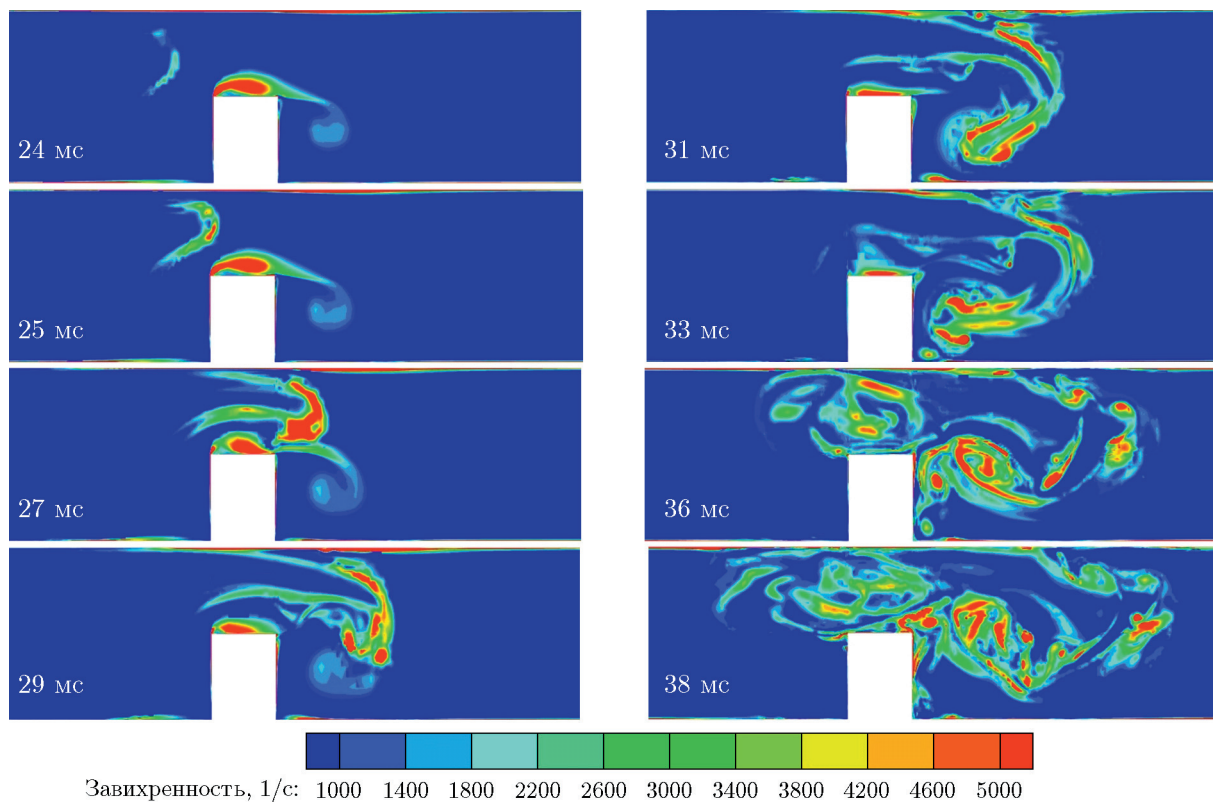


Рис. 12. Карты завихренности, вычисленные методом LES

чиваться. Над верхней частью препятствия образуется малый вихрь, что вносит вклад в образование малой зоны рециркуляции, показанной на рис. 2. Это свидетельствует о том, что ускорение пламени происходит за счет генерации и развития вихря за препятствием. Форма пламени изменяется, и его замедление является прямым результатом взаимодействия пламени с вихрем, при этом может увеличиться скорость горения и начаться второе ускорение пламени.

На рис. 12 показаны карты пространственных масштабов завихрений. Белой линией обозначен фронт пламени. Фронт пламени действует как поршень и проталкивает несгоревшие газы вперед. При его прохождении через препятствие два первичных фактора, а именно выступ препятствия и пристеночный поток, приводят к завихрениям вследствие наличия вязкости. Два возникающих завихрения приводят к вихревому горению, что видно на снимках самосвечения. Наибольшие размеры завихрений фокусируются на верхней поверхности препятствия, когда распространяющееся пламя достигает зазора между препятстви-

ем и верхней стенкой камеры. Затем большие по размеру завихрения появляются в двух зонах рециркуляции и у стенок камеры, а фронт пламени взаимодействует с вихрями в области за препятствием. Это может служить разумным объяснением образования двух зон рециркуляции и наличия вязкостного эффекта в пограничном слое.

3.6.2. Режимы пламевихревого взаимодействия

При ускорении пламени в камере с препятствием вихрь, индуцируемый препятствием, может быть охарактеризован в разных пространственных масштабах и разными значениями интенсивности турбулентности. Взаимодействие фронта пламени с турбулентными завихрениями приводит к возникновению различных режимов горения. Число Карловица, которое можно рассматривать как глобальный индикатор турбулентного режима горения, определяется следующим образом:

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_\eta} = \frac{\delta_F / S_L}{\eta / u'_\Delta}, \quad (20)$$

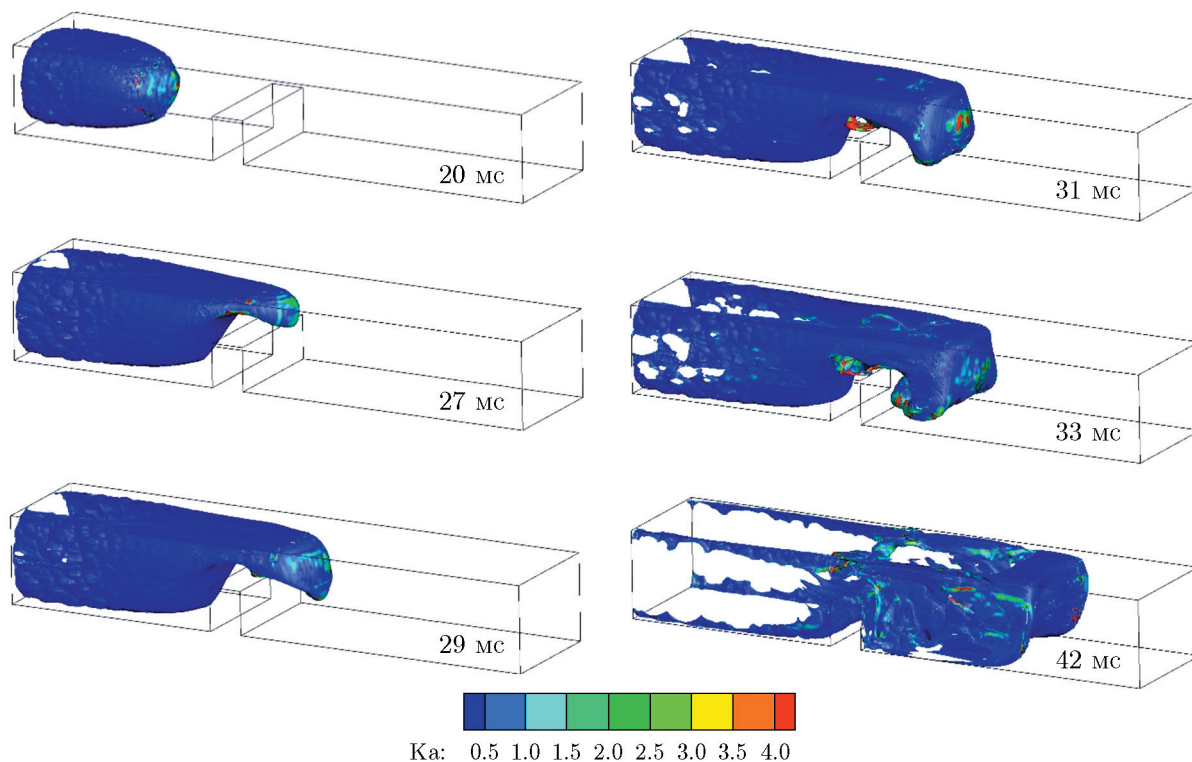


Рис. 13. Пространственное распределение значений числа Карловица по поверхности пламени ($c = 0.25$)

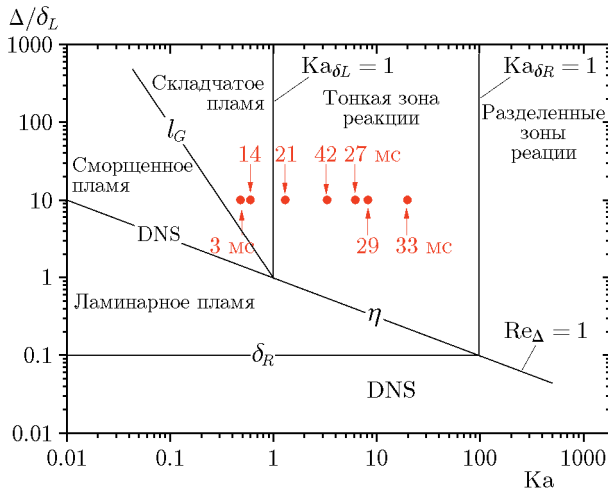


Рис. 14. Диаграмма турбулентных режимов горения предварительно перемешанной смеси, представленная в работе [41] (DNS — прямое численное моделирование)

где τ_c — химическая шкала времени, τ_η — колмогоровская шкала времени, δ_F — толщина ламинарного пламени, S_L — скорость горения ламинарного пламени, η — колмогоровский масштаб длины, u'_Δ — колмогоровский масштаб скорости.

Для ширины фильтра, выбранной в пределах инерционного поддиапазона энергетического спектра турбулентности, число Карловица можно переформулировать [41]:

$$Ka = \left(\frac{u'_\Delta}{S_L} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\delta_F}{\Delta} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

где u'_Δ — подсеточный масштаб скорости. На рис. 13 показано пространственное распределение величин Ka по поверхности пламени с $c = 0.25$. Видно, что передняя поверхность пламени характеризуется большим значением Ka в области позади препятствия из-за вязкости и высокой скорости деформации. В соответствии с уравнением (21) можно построить диаграмму режимов горения [41].

На рис. 14 показан тип турбулентного режима горения в виде результатов моделирования по времени. Точки на диаграмме режимов соответствуют максимальным значениям Ka . Число Карловица Ka меняется в диапазоне от 0.5 и 19.8. Взаимодействие пламени с турбулентностью можно выявить, сравнивая значение числа Карловица Ka с фактором морщинистости Ξ_Δ .

Перед началом взаимодействия фронта пламени и препятствия исходно гладкая поверхность ламинарного пламени может сморщиваться из-за неустойчивости Ландау — Дарриуса, которая оказывает ограниченное действие на увеличение поверхности пламени [4]. Соответственно горение переходит от режима сморщенных небольших языков пламени к режиму складкообразных языков. При прохождении фронта пламени через препятствие неустойчивости Рихтмайера — Мешкова и Кельвина — Гельмгольца могут привести к увеличению интенсивности турбулентности и увеличению поверхности пламени. Число Карловица, таким образом, становится больше единицы, и режим горения можно описать как режим тонкой реакционной зоны.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе выполнены эксперименты с использованием высокоскоростной камеры и датчика давления для регистрации изменений формы пламени и динамики давления. Проведено сравнение трех вязкостных моделей и трех моделей горения подсеточного масштаба для выбора оптимальной модели. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования показало:

(1) в эксперименте изменение формы пламени в камере с препятствиями происходит в четыре стадии: сферическое, пальцеобразное, струевое и закрученное. В частности, на снимках самосвечения видно образование двух вихревых пламен;

(2) при расчетах с использованием подхода LES экспериментальные результаты лучше воспроизводятся при применении динамической модели Смагоринского — Лилли, чем моделей $k-\epsilon$ и WALE. Из моделей горения экспериментальные особенности (положение языка пламени, его скорость и изменения формы пламени) наилучшим образом предсказывает модель Шарлетта;

(3) пламевихревое взаимодействие исследовано при совместном применении модели горения подсеточного масштаба, предложенной Шарлеттом с соавторами, и динамической вязкостной модели Смагоринского — Лилли. Результаты показывают, что изменение формы пламени является прямым результатом пламевихревого взаимодействия. Число Карловица характеризует тип турбулентного режима

горения. Турбулентное горение предварительно перемешанной смеси проходит три режима: сморщенные языки пламени, складчатые языки пламени и тонкая реакционная зона.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Работа выполнена при поддержке Science and Technology Program of Wenzhou (G20210037) и Scientific and Research Program of Department of Education of Zhejiang Province (Y202147220).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Dorofeev S. B.** Flame acceleration and explosion safety applications // *Proc. Combust. Inst.* — 2011. — V. 33, N 2. — P. 2161–2175. — DOI: 10.1016/j.proci.2010.09.008
2. **Luo C., Zanganeh J., Moghtaderi B.** A 3D numerical study on the effects of obstacles on flame propagation in a cylindrical explosion vessel connected to a vented tube // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2016. — V. 44. — P. 53–61. — DOI: 10.1016/j.jlp.2016.08.016.
3. **Li G., Du Y., Wang S., Qi S., Zhang P., Chen W.** Large eddy simulation and experimental study on vented gasoline–air mixture explosions in a semi-confined obstructed pipe // *J. Hazard. Mater.* — 2017. — V. 339. — P. 131–142. — DOI: 10.1016/j.jhazmat.2017.06.018.
4. **Ciccarelli G., Dorofeev S. B.** Flame acceleration and transition to detonation in ducts // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 2008. — V. 34, N 4. — P. 499–550. — DOI: 10.1016/j.pecs.2007.11.002.
5. **Li Q., Kellenberger M., Ciccarelli G.** Geometric influence on the propagation of the quasi-detonations in a stoichiometric H_2 – O_2 mixture // *Fuel*. — 2020. — V. 269. — P. 117396. — DOI: 10.1016/j.fuel.2020.117396.
6. **Xiao H., Oran E. S.** Flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in hydrogen–air mixture in a channel with an array of obstacles of different shapes // *Combust. Flame*. — 2020. — V. 220. — P. 378–393. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2020.07.013.
7. **Chen P., Li Y. C., Huang F. J., Guo S. L., Liu X. Y.** Experimental and LES investigation of premixed methane/air flame propagating in a chamber for three obstacle BR configurations // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2016. — V. 41. — P. 48–54. — DOI: 10.1016/j.jlp.2016.02.020.
8. **Yu M., Zheng K., Chu T.** Gas explosion flame propagation over various hollow-square obstacles // *J. Nat. Gas Sci. Eng.* — 2016. — V. 30. — P. 221–227. — DOI: 10.1016/j.jngse.2016.02.009.
9. **Li Q., Ciccarelli G., Sun X., Lu S., Wang X., Zhang Z., Xu M., Wang C.** Flame propagation across a flexible obstacle in a square cross-section channel // *Int. J. Hydrogen Energy*. — 2018. — V. 43, N 36. — P. 17480–17491. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2018.07.077.
10. **Luo G., Dai H., Dai L., Qian Y., Sha C., Zhang Y., Wu B.** Review on large eddy simulation of turbulent premixed combustion in tubes // *J. Therm. Sci.* — 2020. — V. 29. — P. 853–867. — DOI: 10.1007/s11630-020-1311-5.
11. **Bray K. N. C., Moss J. B.** A unified statistical model of the premixed turbulent flame // *Acta Astronaut.* — 1977. — V. 4, N 3-4. — P. 291–319. — DOI: 10.1016/0094-57657790053-4.
12. **Di Sarli V., Di Benedetto A., Russo G.** Sub-grid scale combustion models for large eddy simulation of unsteady premixed flame propagation around obstacles // *J. Hazard. Mater.* — 2010. — V. 180, N 1-3. — P. 71–78. — DOI: 10.1016/j.jhazmat.2010.03.006.
13. **Patel S. N. D. H., Jarvis S., Ibrahim S. S., Hargrave G. K.** An experimental and numerical investigation of premixed flame deflagration in a semiconfined explosion chamber // *Proc. Combust. Inst.* — 2002. — V. 29, N 2. — P. 1849–1854. — DOI: 10.1016/S1540-74890280224-3.
14. **Charlette F., Meneveau C., Veynante D.** A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion. Part I. Non-dynamic formulation and initial tests // *Combust. Flame*. — 2002. — V. 131, N 1-2. — P. 159–180. — DOI: 10.1016/S0010-21800200400-5.
15. **Di Sarli V., Di Benedetto A., Russo G.** Large eddy simulation of transient premixed flame–vortex interactions in gas explosions // *Chem. Eng. Sci.* — 2012. — V. 71. — P. 539–551. — DOI: 10.1016/j.ces.2011.11.034.
16. **Johansen C., Ciccarelli G.** Modeling the initial flame acceleration in an obstructed channel using large eddy simulation // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2013. — V. 26, N 4. — P. 571–585. — DOI: 10.1016/j.jlp.2012.12.005.
17. **Johansen C. T., Ciccarelli G.** Visualization of the unburned gas flow field ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel // *Combust. Flame*. — 2009. — V. 156, N 2. — P. 405–416. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.07.010.
18. **Xu C. Y., Cong L. X., Yu Z., Song Z. B., Bi M. S.** Numerical simulation of premixed methane–air deflagration in a semi-confined obstructed chamber // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2015. — V. 34. — P. 218–224. — DOI: 10.1016/j.jlp.2015.02.007.
19. **Зимонт В. Л.** К теории турбулентного горения однородной горючей смеси при больших числах Рейнольдса // *Физика горения и взрыва*. — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 23–32.
20. **Boger M., Veynante D., Boughanem H., Trouvé A.** Direct numerical simulation analysis of flame surface density concept for

- large eddy simulation of turbulent premixed combustion // Symp. (Int.) Combust. — 1998. — V. 27, N 1. — P. 917–925. — DOI: 10.1016/S0082-07849880489-X.
21. **Colin O., Ducros F., Veynante D., Poinso T.** A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion // Phys. Fluids. — 2000. — V. 12, N 7. — P. 1843–1863. — DOI: 10.1063/1.870436.
 22. **Veynante D., Moureau V.** Analysis of dynamic models for large eddy simulations of turbulent premixed combustion // Combust. Flame. — 2015. — V. 162, N 12. — P. 4622–4642. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.09.020.
 23. **Gubba S. R., Ibrahim S. S., Malalasekera W., Masri A. R.** Measurements and LES calculations of turbulent premixed flame propagation past repeated obstacles // Combust. Flame. — 2011. — V. 158, N 12. — P. 2465–2481. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.05.008.
 24. **Knikker R., Veynante D., Meneveau C.** A dynamic flame surface density model for large eddy simulation of turbulent premixed combustion // Phys. Fluids. — 2004. — V. 16, N 11. — P. 91–94. — DOI: 10.1063/1.1780549.
 25. **Masri A. R., Ibrahim S. S., Cadwallader B. J.** Measurements and large eddy simulation of propagating premixed flames // Exp. Therm. Fluid Sci. — 2006. — V. 30, N 7. — P. 687–702. — DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2006.01.008.
 26. **Volpiani P. S., Schmitt T., Vermorel O., Quillatre P., Veynante D.** Large eddy simulation of explosion deflagrating flames using a dynamic wrinkling formulation // Combust. Flame. — 2017. — V. 186. — P. 17–31. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.07.022.
 27. **Masri A. R., Al Harbi A., Meares S., Ibrahim S. S.** A comparative study of turbulent premixed flames propagating past repeated obstacles // Ind. Eng. Chem. Res. — 2012. — V. 51, N 22. — P. 7690–7703. — DOI: 10.1021/ie201928g.
 28. **Chen P., Luo G., Sun Y., Lv Q.** Impacts of plate slits on flame acceleration of premixed methane/air in a closed tube // J. Energy Inst. — 2018. — V. 91, N 4. — P. 563–572. — DOI: 10.1016/j.joei.2017.04.001.
 29. **Chen P., Sun Y., Li Y., Luo G.** Experimental and LES investigation of premixed methane/air flame propagating in an obstructed chamber with two slits // J. Loss Prev. Process Ind. — 2017. — V. 49, Pt B. — P. 711–721. — DOI: 10.1016/j.jlp.2016.11.005.
 30. **Smagorinsky J.** General circulation experiments with the primitive equations // Month. Weather Rev. — 1963. — V. 91, N 3. — P. 99–164. — DOI: 10.1175/1520-04931963091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2.
 31. **Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W. H.** A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // Phys. Fluids A. — 1991. — V. 3, N 7. — P. 1760–1765. — DOI: 10.1063/1.857955.
 32. **Lilly D. K.** A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method // Phys. Fluids A. — 1992. — V. 4, N 3. — P. 633–635. — DOI: 10.1063/1.858280.
 33. **Nicoud F., Ducros F.** Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor // Flow, Turbul. Combust. — 1999. — V. 62. — P. 183–200. — DOI: 10.1023/A:1009995426001.
 34. **Kim W.-W., Menon S.** Application of the localized dynamic subgrid-scale model to turbulent wall-bounded flows // 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA, 6–9 Jan., 1997. — AIAA Paper 97-0210. — DOI: 10.2514/6.1997-210.
 35. **Boger M., Veynante D., Boughanem H., Trouvé A.** Direct numerical simulation analysis of flame surface density concept for large eddy simulation of turbulent premixed combustion // Symp. (Int.) Combust. — 1998. — V. 27, N 1. — P. 917–925. — DOI: 10.1016/S0082-07849880489-X.
 36. **Hawkes E. R., Cant R. S.** A flame surface density approach to large-eddy simulation of premixed turbulent combustion // Proc. Combust. Inst. — 2000. — V. 28, N 1. — P. 51–58. — DOI: 10.1016/S0082-07840080194-0.
 37. **Fiorina B., Vicquelin R., Auzillon P., et al.** A filtered tabulated chemistry model for LES of premixed combustion // Combust. Flame. — 2010. — V. 157, N 3. — P. 465–475. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2009.09.015.
 38. **Zimont V., Polifke W., Bettelini M., Weisenstein W.** An efficient computational model for premixed turbulent combustion at high Reynolds numbers based on a turbulent flame speed closure // J. Eng. Gas Turbines Power. — 1998. — V. 120, N 3. — P. 526–532. — DOI: 10.1115/1.2818178.
 39. **Peters N.** Turbulent Combustion. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
 40. **Clanet C., Searby G.** On the «tulip flame» phenomenon // Combust. Flame. — 1996. — V. 105, N 1-2. — P. 225–238. — DOI: 10.1016/0010-21809500195-6.
 41. **Pitsch H., Duchamp de Lageneste L.** Large-eddy simulation of premixed turbulent combustion using a level-set approach // Proc. Combust. Inst. — 2002. — V. 29, N 2. — P. 2001–2008. — DOI: 10.1016/S1540-74890280244-9.

Поступила в редакцию 04.05.2022.
После доработки 05.12.2022.
Принята к публикации 01.02.2023.