

УДК 536.46;621.454

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ ПРЕПЯТСТВИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННОЙ МЕТАНОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ЗАКРЫТОМ КАНАЛЕ

G. Luo¹, J.-Q. Tu¹, Y.-L. Qian¹, K.-K. Jin¹, T.-J. Ye², Y. Bai³, S. Gao¹¹Zhejiang College of Security Technology, Zhejiang 325016, China²Wenzhou Vocational College of Science and Technology, Zhejiang 325006, China, tingjiaoye@foxmail.com³Oujiang College, Wenzhou University, Zhejiang 325035, China, baiy_2020@163.com

Проведено численное моделирование динамики горения предварительно перемешанной метановоздушной смеси в канале с препятствием с целью исследования механизма взаимодействия пламени с созданным препятствием вихрем. Моделирование проводилось с помощью открытого программного комплекса OpenFOAM. Выделено четыре стадии в процессе распространения пламени. Выявлен ряд неустойчивостей, сопровождающих распространение пламени. Численные результаты показали, что более длинное препятствие обеспечивает более длительное время ускорения пламени, что приводит к более сильному повышению давления взрыва и более высокой скорости носика пламени.

Ключевые слова: метановоздушное пламя, OpenFOAM, длина препятствия, взаимодействие пламени с вихрем, ускорение пламени.

DOI 10.15372/FGV20220102

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие пламени с вихрем может играть ключевую роль в распространении пламени предварительно перемешанной смеси в закрытой камере во многих практических приложениях. Взаимное влияние движущегося пламени и вихря, созданного препятствием, приводит к возмущению пламени и увеличению площади его поверхности, что, в свою очередь, сказывается на скорости роста давления [1–3], поэтому глубокое понимание механизма взаимодействия пламени с вихрем имеет важное значение для обеспечения промышленной безопасности.

В последнее время метод крупных вихрей (LES) стал основным методом исследования ускорения пламени в трубах с препятствием. Результаты его применения при моделировании турбулентного горения предварительно перемешанных смесей в трубах проанализированы в нашем недавнем обзоре [4]. С тех пор появился еще ряд работ, в которых получены данные о влиянии конфигурации препятствий на распространение пламени в каналах [5–7].

В большинстве работ, в которых распространение пламени в трубах моделируется методом крупных вихрей, для моделирования горения используется метод поверхностной плотности пламени (FSD). Этот метод основан на отслеживании поверхности пламени и исходит из формализма Брея — Мосса — Либби [8]. В работе [9] с помощью пяти различных алгебраических моделей поверхностной плотности пламени был смоделирован эксперимент, проведенный в работе [10]. Установлено, что модель горения, предложенная в работе [11], обеспечивает наилучшее согласие с экспериментальными данными (как качественно, так и количественно). Позднее [12] было обнаружено, что при использовании более мелкой расчетной сетки, даже если при этом отсутствует дополнительная модель горения, результаты, полученные методом крупных вихрей, правильно описывают экспериментальные данные как в количественном отношении (скорость носика пламени и скорость потока), так и в качественном (форма и структура фронта пламени). В работе [13] показано, что зоны рециркуляции, возникающие за препятствием, играют ключевую роль в изменении формы пламени, распространяющегося в канале с препятствием, а эксперименталь-

ные результаты, полученные в [14], касающиеся физики течения и механизма химических реакций, можно объяснить с помощью метода крупных вихрей. В работе [15] анализировалось изменение формы пламени и поля течения в полукоткрытой камере с тремя препятствиями. Для замыкания модели использовалось замыкание по скорости турбулентного пламени (TFC). В работе [16] показано, что тип выреза в тонкой квадратной пластине, служившей препятствием в полукоткрытой камере, оказывает влияние на распространение пламени и параметры взрыва. Пластина с треугольным вырезом приводит к наиболее сильной турбулизации пламени, самой высокой его скорости и самому сильному повышению давления. За ней (в порядке уменьшения указанных параметров) следуют пластины с квадратным и круглым вырезом.

Вообще говоря, в основе алгебраических моделей для расчета скорости турбулентного пламени [17], плотности поверхности пламени [18] и фактора морщинистости пламени [11, 19] лежит предположение о локальном равновесии между поверхностью пламени и турбулентным движением. Однако очевидно, что сразу после воспламенения и на ранних стадиях развития пламени такое равновесие не достигается [20]. Применение динамического подхода позволяет не использовать предположение о равновесии. В работе [21], для того чтобы смоделировать распространение турбулентного пламени предварительно перемешанной смеси в лабораторной камере сгорания с перегородками и твердыми препятствиями, метод крупных вихрей использовался в сочетании с динамической моделью поверхностной плотности пламени [22]. Полученные результаты показали, что при большом расстоянии между перегородками возникшая турбулентность успевает затухнуть, что приводит к реламинаризации потока и, как следствие, к снижению давления и гораздо более гладкому фронту пламени. В работе [23] с помощью метода крупных вихрей показано, что при прохождении пламени через перегородки и мимо твердого препятствия турбулентность на переднем крае пламени значительно увеличивается. В работе [24] для воспроизведения результатов экспериментов [25] применялась модель крупных вихрей в турбулентном пламени в сочетании с динамической моделью поверхностной плотности пламени. Эволюция модельного параметра во вре-

мени и в пространстве позволяет описывать сложные поверхности. Результаты моделирования показали, что значения этого параметра сильно отличаются при разных конфигурациях препятствий, а в случае реламинаризации течения его величина снижается практически до нуля. Работа [24] является хорошей иллюстрацией превосходства динамической модели над классическими нединамическими моделями.

Другим способом решения этой проблемы является использование уравнения баланса для поверхностной плотности пламени или фактора морщинистости пламени. Применение этого уравнения в OpenFOAM позволяет эффективно определять отношение полной и разрешенной поверхностей пламени [26]. В работе [27] проведено моделирование пламени предварительно перемешанной бедной смеси, стабилизированного с помощью плохообтекаемого тела, с использованием компьютерных программ вычислительной гидродинамики. Результаты показали, что при реализации подхода с уравнением баланса в OpenFOAM получается менее искривленное пламя, что приводит к ограниченному взаимодействию свежей смеси с продуктами горения.

Несмотря на то, что распространение пламени предварительно перемешанной смеси в трубах с препятствиями исследовалось довольно широко, механизмы, лежащие в основе этого явления, пока еще изучены недостаточно. В частности, дальнейшего изучения требует механизм взаимодействия пламени с вихрем, которое сильно влияет на ускорение пламени и избыточное давление взрыва. Кроме того, уравнение баланса, реализованное в OpenFOAM, пока еще не использовалось при моделировании горения в канале с препятствием. Целью данной работы является исследование влияния длины препятствия на распространение пламени, а также проверка модели горения, предложенной в работе [26], с использованием полученных экспериментальных данных. Описание численного метода, которое включает в себя описание изучаемой конфигурации, а также детали моделирования представлены в § 1. В § 2 анализируются структура пламени и ее изменение во времени, а также рассматриваются такие характеристики, как скорость носика пламени и избыточное давление взрыва. Взаимодействие пламени с вихрем обсуждается в § 3.

1. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

1.1. Постановка задачи и расчетная сетка

Для проведения экспериментов использовалась экспериментальная установка, описанная в [28] (рис. 1). Камера сгорания представляла собой закрытый канал прямоугольного сечения (80×110 мм) длиной 500 мм. На расстоянии 210 мм от левой торцевой стенки канала устанавливалось препятствие прямоугольной формы. Высота препятствия H во всех случаях составляла 40 мм, а длина L принимала одно из трех значений — 20, 64 и 104 мм. В целях безопасности недалеко от правой торцевой стенки канала предусмотрено выпускное отверстие. Использовалась стехиометрическая метановоздушная смесь, которая готовилась в отдельном газосмесительном устройстве из метана со степенью чистоты 99.9999 % и сухого воздуха. Перед подачей свежей смеси в камеру сгорания газы, оставшиеся после предыдущего эксперимента, откачивались вакуумным насосом. После заполнения камеры горючей смесью ей давали возможность успокоиться, поэтому смесь поджигалась не сразу, а через короткую задержку (≈ 60 с). Смесь воспламенялась мощным источником зажигания, который располагался в центральной части левой торцевой стенки камеры. Энергия зажигания составляла $3 \div 20$ Дж. Изменение формы и положения пламени фиксировалось высокоскорост-

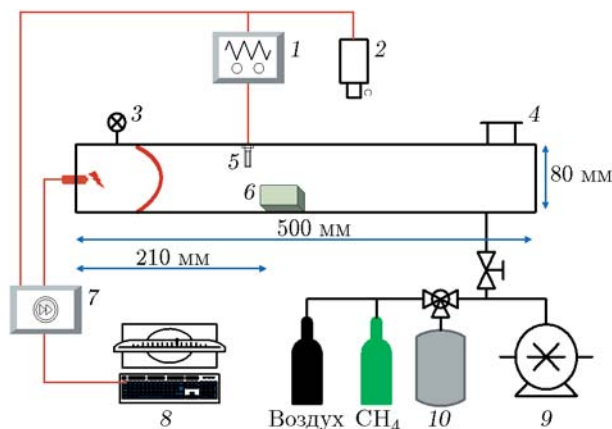


Рис. 1. Экспериментальная установка:

1 — устройство записи данных, 2 — высокоскоростная камера, 3 — манометр, 4 — выпускное отверстие, 5 — датчик давления, 6 — препятствие, 7 — контроллер для синхронизации данных, 8 — компьютер, 9 — вакуумный насос, 10 — газосмесительное устройство

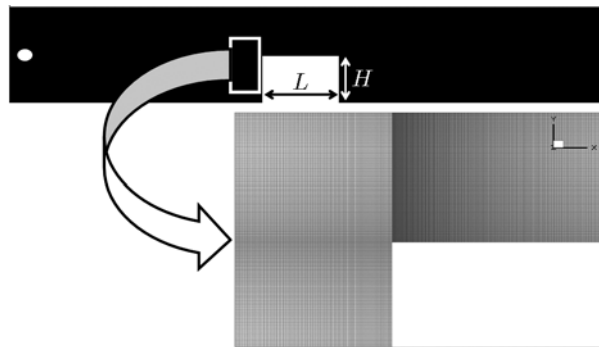


Рис. 2. Расчетная область

ной видеокамерой. Для регистрации давления в канале использовался пьезоэлектрический датчик PCB 112A05.

На рис. 2 показана расчетная область с камерой сгорания. Расчетная область дискретизировалась с помощью структурированных сеток с регулировочным фактором, что позволило сгустить сетки на стенках. Чтобы убедиться в том, что выбор расчетной сетки не оказывает заметного влияния на результаты расчета, было проведено численное моделирование с двумя сетками: нормальной (3 744 000 ячеек, 100 мкм) и мелкой (14 976 000 ячеек, 50 мкм). Расчеты проводились на рабочей станции с 72-ядерными процессорами, а время расчетов на указанных сетках составило 7 и 20 дней соответственно.

1.2. Начальные и граничные условия

Во всех расчетах начальные условия были одинаковыми: $p = 101\,325$ Па, $T = 300$ К, а скорость ламинарного пламени равнялась 0.36 м/с [29]. В качестве граничных условий на стенках канала и поверхности препятствия выбраны условия прилипания, непроницаемости и адиабатичности. Все граничные условия, использованные при моделировании, приведены в таблице (в терминах OpenFOAM). В OpenFOAM эти граничные условия хранятся в папке 0.

1.3. Численная модель

При распространении нестационарного пламени предварительно перемешанной смеси в канале с препятствием, как правило, в какой-то момент происходит переход от ламинарного режима горения к турбулентному. Описание

Использованные при моделировании начальные и граничные условия

Переменная	Описание	Стенка	Поле внутри расчетной области
α	Турбулентная температуропроводность, $\text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$	compressible::alphatWallFunction;	0
k	Турбулентная кинетическая энергия, $\text{м}^2/\text{с}^2$	kqRWallFunction;	1.5
ε	Скорость диссипации турбулентной кинетической энергии, $\text{м}^2/\text{с}^3$	epsilonWallFunction;	375
b	Переменная затухания	zeroGradient;	1
p	Давление, $\text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с}^2)$	zeroGradient;	101 325
S_u	Ламинарная скорость горения, $\text{м}/\text{с}$	zeroGradient;	0.36
T	Температура, К	zeroGradient;	300
T_u	Начальная температура, К	zeroGradient;	300
U	Скорость, $\text{м}/\text{с}$	fixedValue; uniform (0 0 0);	uniform (0 0 0)
Ξ	Фактор морщинистости	zeroGradient;	uniform 1

используемой здесь модели крупных вихрей и ее проверку можно найти в работах [28, 30]. В OpenFOAM распространение фронта пламени моделируется путем решения уравнения переноса для взвешенной по плотности переменной, характеризующей затухание реакции b :

$$b = 1 - c, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho b) + \nabla \cdot (\rho u b) - \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\text{Sc}_t} \nabla b \right) = -\rho_u S_u \Xi |\nabla b|, \quad (2)$$

где ρ — плотность, μ_t — турбулентная вязкость, u — скорость потока, S_u — скорость ламинарного пламени, Sc_t — турбулентное число Шмидта, Ξ — фактор морщинистости пламени, который учитывает взаимодействие пламени с неразрешенной турбулентностью. В OpenFOAM существует три метода задания/определения этого фактора. В данной работе применяется метод, основанный на уравнении переноса:

$$\frac{\partial \Xi}{\partial t} + \widehat{u_s} \cdot \nabla \Xi = G \Xi - R(\Xi - 1) + (\sigma_s - \sigma_t) \Xi, \quad (3)$$

где $G = R \frac{\Xi_{eq} - 1}{\Xi_{eq}}$, $R = \frac{0.28}{\tau_\eta} \frac{\Xi_{eq}^*}{\Xi_{eq}^* - 1}$, τ_η — временной масштаб Колмогорова, σ_s , σ_t — скорости деформации, определенные по поверхности

фильтрации. Уравнение переноса скорости ламинарного пламени S_u используется в виде

$$\frac{\partial S_u}{\partial t} + \widehat{u_s} \cdot \nabla S_u = -\sigma_s S_u^\infty \frac{S_u^0 - S_u}{S_u^0 - S_u^\infty}. \quad (4)$$

Предполагается, что фильтрованная скорость ламинарного пламени переносится при временном масштабе скорости деформации $\widehat{u_s}$. Это уравнение переноса подчиняется важным ограничениям, накладываемым на скорость ламинарного пламени, а его форма согласована с другими уравнениями используемой модели горения [25].

Для расчета турбулентной вязкости выбрана k - ε -модель турбулентности [31], которая основана на уравнениях переноса для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε . При моделировании использовались следующие значения констант: $C_k = 0.094$, $C_\varepsilon = 1.048$.

1.4. Детали моделирования

В расчетном модуле переходных процессов XiFoam используется алгоритм PIMPLE, который связывает давление и скорость. Работу этого алгоритма необходимо стабилизировать с помощью небольшого по величине максимального значения числа Куранта — Фридрихса — Леви, которое первоначально задает-

ся равным $\max Co = 0.2$. Глобальный временной шаг корректируется на каждой итерации для обеспечения стабильности во всей расчетной области [32]. Невозмущенная скорость ламинарного пламени принята равной 0.36 м/с. Смесь воспламенялась искрой. В расчетах искра моделировалась как источниковый член, длительность искры 3 мс, ее диаметр 50 или 100 мкм (в зависимости от шага сетки). Временной шаг составлял 10^{-6} с, адекватность такого выбора была подтверждена анализом чувствительности в [27]. Теплоемкость c_p рассчитывалась с помощью полиномиальных уравнений вида

$$\frac{c_p}{R} = \alpha_1 + \alpha_2 T + \alpha_3 T^2 + \alpha_4 T^3 + \alpha_5 T^4. \quad (5)$$

Соответствующие полиномиальные коэффициенты содержатся в файле теплофизических свойств.

2. АНАЛИЗ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

2.1. Влияние расчетной сетки

Чтобы убедиться в том, что выбор расчетной сетки не оказывает заметного влияния на результаты расчета, было проведено численное моделирование с двумя различными сетками, средний шаг которых составлял 50 и 100 мкм соответственно. На рис. 3 показано изменение во времени положения носика пламени H_{tip} и давления p при различных разрешениях расчетной сетки. Положение носика пламени рассчитывалось путем определения максимального (осевого) расстояния между ним и источником зажигания. Сравнение кривых, характеризующих положение носика пламени, показывает, что значительных различий при использовании сеток с шагом 50 и 100 мкм не наблюдается. Также видно, что экспериментальные и модельные кривые довольно близки друг к другу. Лишь после $t = 40$ мс рассчитанные значения давления заметно превышают соответствующие экспериментальные значения. Эта разница обусловлена тем, что в эксперименте в некоторый момент времени происходит сброс давления, который связан с разрушением одноразовой герметизирующей пленки, установленной на выпускное отверстие, а начальные условия, задаваемые при численном моделировании, никак этого не учитывают. Поэтому в

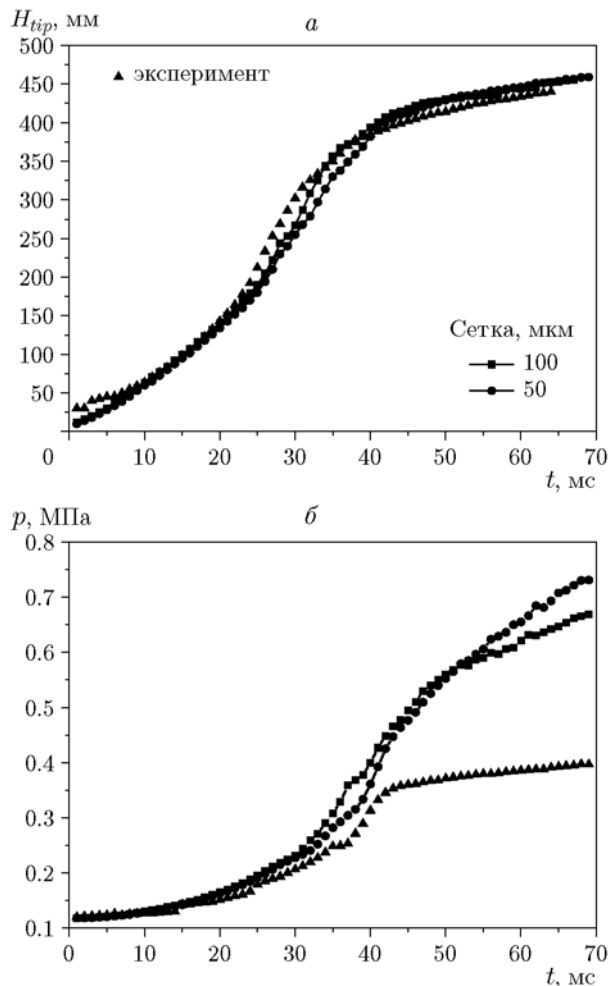


Рис. 3. Изменение во времени положения носика пламени (а) и давления (б) при различных разрешениях расчетной сетки

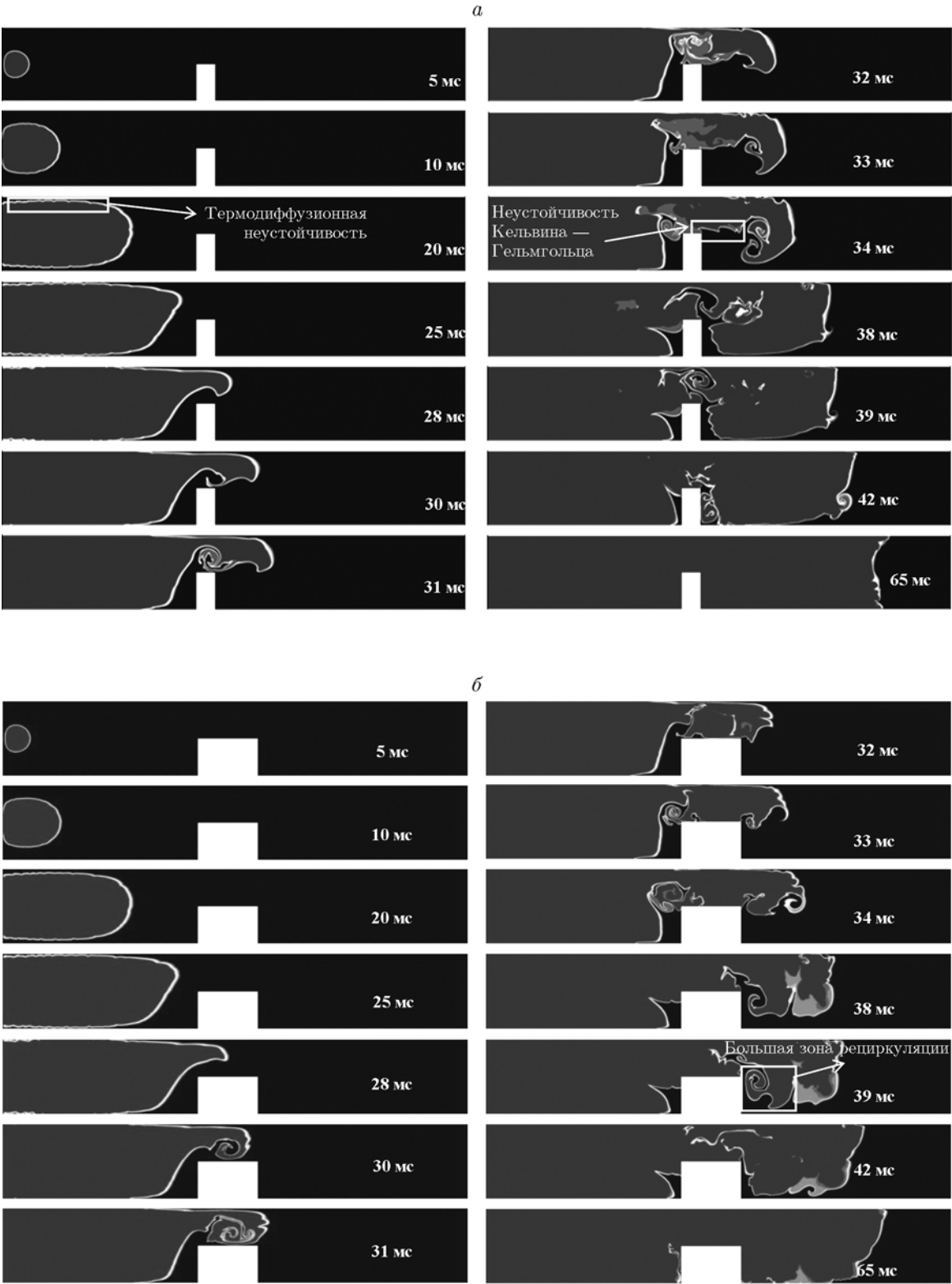
дальнейших расчетах использовалась расчетная сетка с шагом 100 мкм, что позволило снизить вычислительные затраты.

2.2. Изменение структуры пламени

На рис. 4 представлена последовательность полученных моделированием изображений, иллюстрирующих распространение метановоздушного пламени в канале с препятствием. В этом процессе можно выделить четыре характерные стадии [28].

(1) Стадия сферического пламени. На этой стадии, начинающейся сразу после воспламенения, исходное ламинарное пламя расширяется сферически во всех направлениях, не подвергаясь воздействию стенок канала.

(2) Стадия «пальцевидного» пламени. На



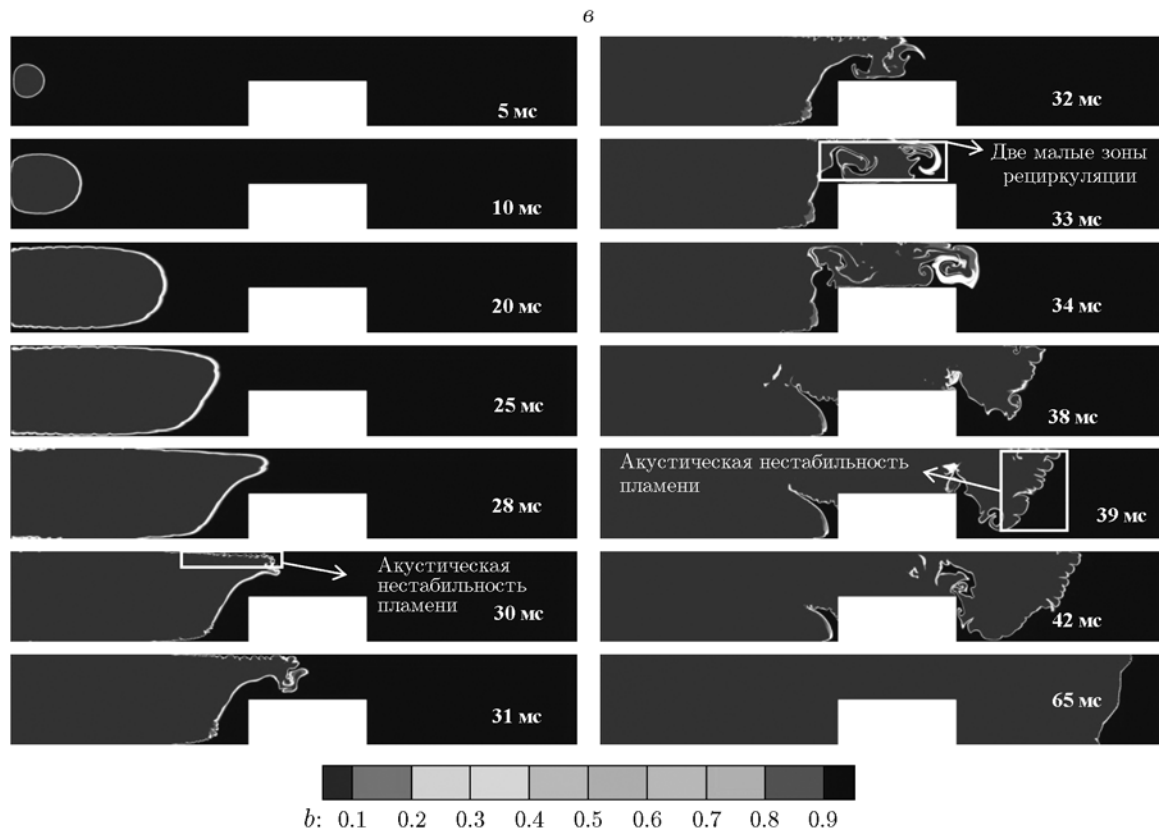


Рис. 4. Процесс распространения двумерного пламени при препятствиях длиной $L = 20$ (а), 64 (б), 104 мм (в)

этой стадии фронт пламени приближается к стенкам канала и пламя превращается из сферического в «пальцевидное», что приводит к экспоненциальному росту площади поверхности пламени.

(3) Стадия струйного пламени. Из-за препятствия передний фронт пламени «заостряется» и проходит через зазор между препятствием и верхней боковой стенкой канала.

(4) Стадия спирального пламени. За препятствием возникает большая зона рециркуляции, в которую попадает край пламени.

В результате пламя «складывается» и закручивается, что снова приводит к увеличению площади поверхности пламени. Когда фронт пламени проходит через препятствие, образуются зоны рециркуляции. Над препятствием возникает малая зона рециркуляции, а ниже по потоку от препятствия появляется зона рециркуляции большего размера. Вполне вероятно, что образование зон рециркуляции связано с неустойчивостью сдвигового слоя [13], но механизм их образования требует дальнейшего обсуждения.

Во всех трех случаях носик пламени достигает препятствия практически в одно и то же время (независимо от длины препятствия). Как показано на рис. 4,а, на этой стадии фронт пламени является внутренне неустойчивым из-за неустойчивости Ландау — Дарье и термодиффузионной неустойчивости [5]. Слегка искривленный фронт пламени переходит от сферического пламени к «пальцевидному». Затем под воздействием препятствия образуется струйное пламя. Как видно из рис. 4,б, используемая модель позволяет обнаружить акустическую неустойчивость пламени, связанную с отражением акустических волн от стенок канала и препятствия. Кроме того, из-за влияния неустойчивости Кельвина — Гельмгольца, связанной со сдвигом, образуется пилообразное пламя. На стадии струйного пламени при изменении длины препятствия значительно меняется поведение пламени. Во-первых, чем больше длина препятствия, тем позже появляется малая зона рециркуляции. Кроме того, над препятствием может образовываться и большее количество (две и более) малых зон рециркуля-

ции, если длина препятствия достаточно велика. На последней стадии во всех трех случаях за препятствием образуются большие зоны рециркуляции. Причем чем короче препятствие, тем меньше по размеру образующаяся зона рециркуляции.

2.3. Изменение скорости носика пламени и давления

На рис. 5 показано, как изменяется скорость носика пламени в случае препятствий различной длины. Анализ изменения скорости носика пламени u_{tip} во времени выявил пять стадий этого процесса. На первой стадии (до возникновения струйного пламени) фронт пламени распространяется вперед как единое целое. Кроме того, скорость носика пламени медленно возрастает в результате небольшого увеличения площади пламени, связанного с неустойчивостью Ландау — Дарье и термодиффузионной неустойчивостью.

Вторая стадия начинается с образования струйного пламени. На стадии струйного пламени скорость носика пламени проходит еще две стадии, т. е. всего получается три. Видно, что скорость носика пламени быстро увеличивается после столкновения фронта пламени с препятствием. Следует особо отметить, что при увеличении длины препятствия L с 20 до 104 мм высота первого пика заметно уменьшается. Объяснить это явление можно с привлечением механизма ускорения пламени, описанного

в работе [33]:

$$\sigma = \left(1 - \frac{L}{\Delta z}\right) \frac{\Theta - 1}{1 - \alpha}, \quad (6)$$

где σ — степень ускорения пламени, Δz — расстояние между препятствиями, Θ — коэффициент расширения. Отсюда следует, что при увеличении длины препятствия степень ускорения пламени уменьшается, что и приводит к описанному выше явлению.

Затем под воздействием малой зоны рециркуляции, находящейся над препятствием, скорость носика пламени быстро падает. Когда поверхность пламени покидает зону рециркуляции, носик пламени снова начинает двигаться вперед. Его скорость при этом растет и за короткое время достигает пикового значения. Значение максимальной скорости тем больше, чем длиннее препятствие, что может быть связано с тем, что более длинное препятствие обеспечивает и более длительный период ускорения. Стоит отметить, что в случае препятствия длиной 20 мм второй максимум скорости по высоте ниже первого. Причиной является большая зона рециркуляции, находящаяся за препятствием, из-за которой уменьшается ускорение в конце стадии струйного пламени. На последней стадии скорость носика пламени быстро падает из-за расширения потока свежей смеси перед носиком пламени. На стадии спирального пламени акустическая неустойчивость пламени [34] приводит к колебаниям его скорости, которые хорошо видны на рис. 5 после $t = 40$ мс.

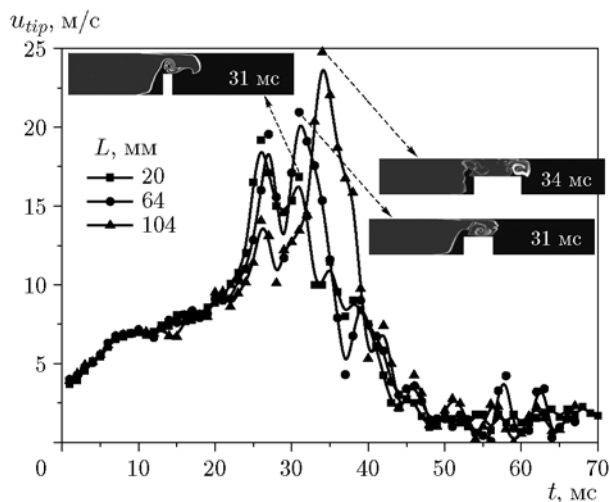


Рис. 5. Изменение во времени скорости носика пламени

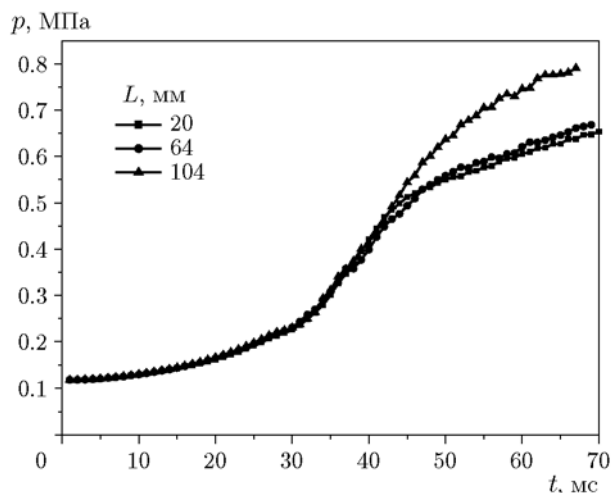


Рис. 6. Изменение давления во времени

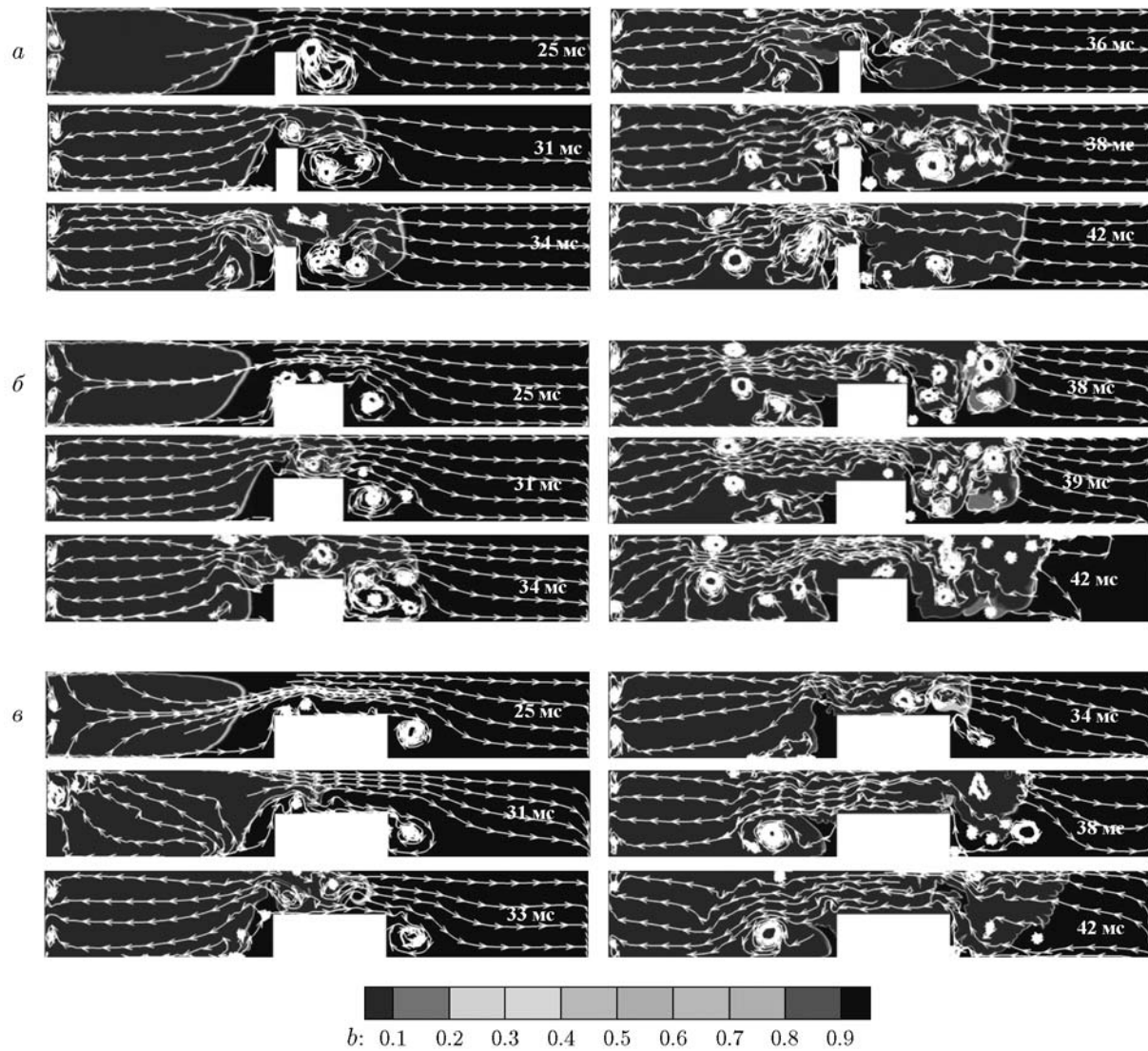
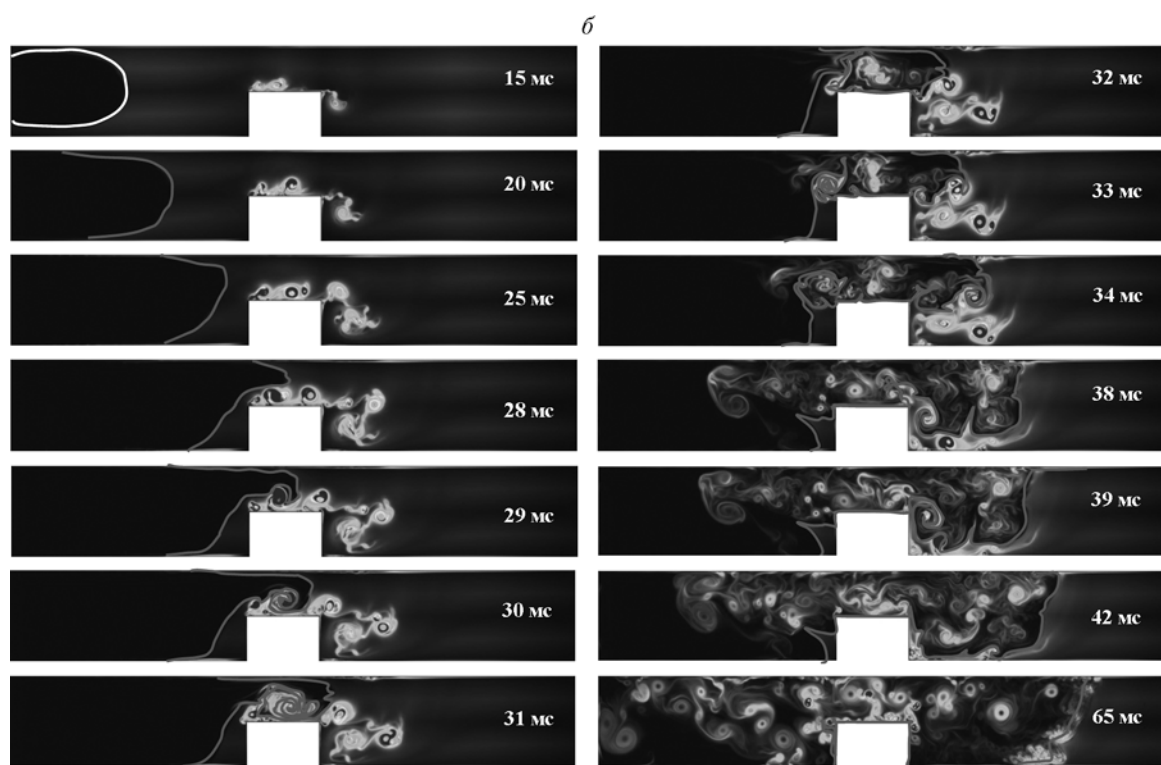
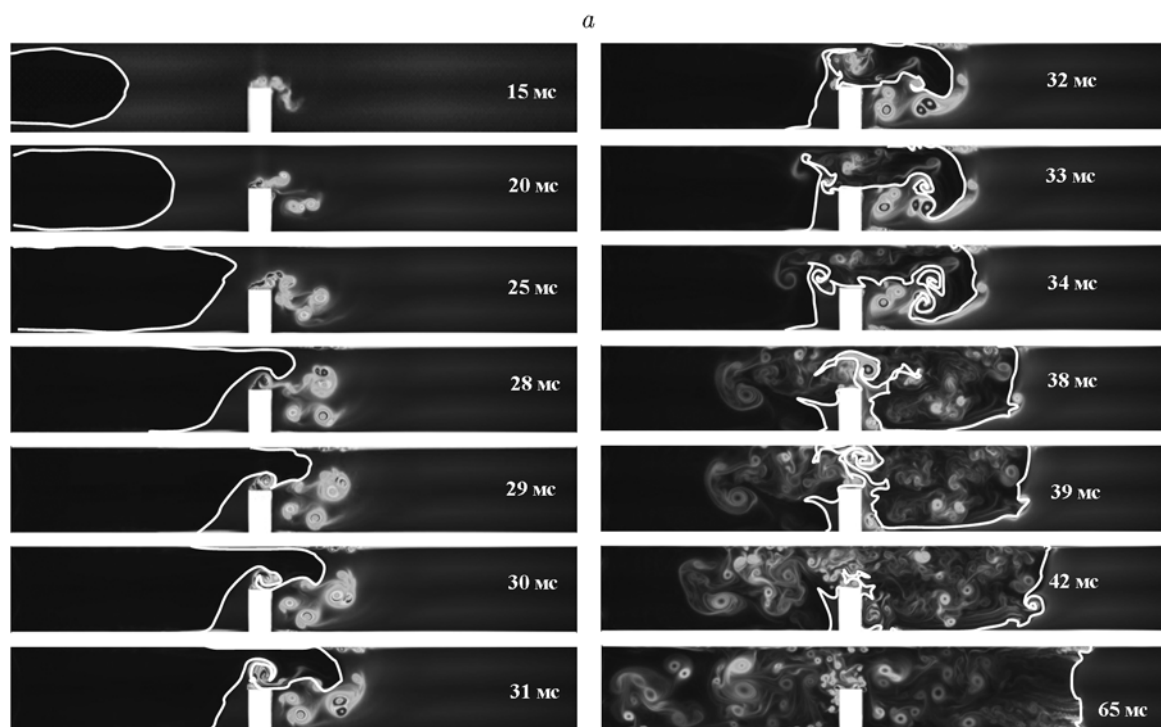


Рис. 7. Рассчитанные поля скоростей при препятствиях длиной $L = 20$ (а), 64 (б), 104 мм (в)

Давление взрыва является одним из наиболее важных параметров безопасности, которые учитываются при проектировании сосудов, способных выдержать давление взрыва, а также при проектировании устройств для сброса давления, позволяющих избежать разрушительных последствий взрыва [35]. Изменение давления во времени, полученное моделированием, представлено на рис. 6. До момента прохождения фронта пламени через препятствие давление увеличивается медленно и все три кривые практически совпадают друг с другом. На стадии спирального пламени фронт пламени действует как поршень и сдвигает еще не прореагировавшую смесь вниз по пото-

ку [13]. Поле течения и турбулентную скорость горения определяет акустическая неустойчивость пламени, вызванная акустическим взаимодействием фронта пламени и торцевой стенки канала. Последующее расхождение трех кривых как раз обусловлено наличием этой неустойчивости. Самое большое давление достигается в случае препятствия длиной 104 мм, затем идет препятствие длиной 64 мм. Мы полагаем, что это связано с тем, что в случае более длинного препятствия пространство, доступное для течения газа, уже. Это приводит к более сильной неустойчивости и, как следствие, к более высокой скорости турбулентного горения и более высокому давлению.



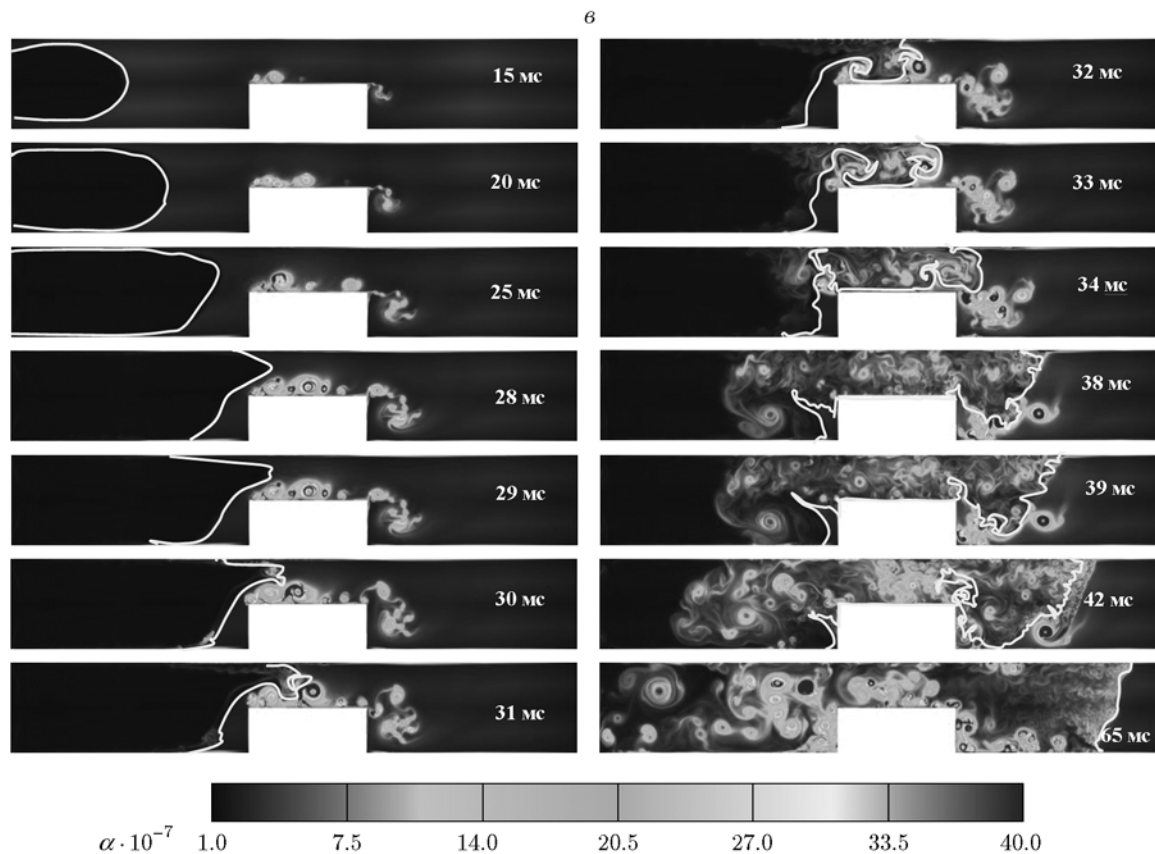


Рис. 8. Полученные в результате расчетов карты турбулентной температуропроводности при препятствиях длиной $L = 20$ (а), 64 (б), 104 мм (в)

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАМЕНИ С ВИХРЕМ

3.1. Структура течения

На рис. 7 показаны полученные в расчетах поля скоростей, на которых хорошо видны создаваемые препятствиями вихри. Из-за расширения газообразных продуктов горения свежая смесь начинает течь в промежутке между препятствием и верхней стенкой канала, что приводит к отрыву потока на верхней поверхности препятствия и образованию вихря за препятствием. Этот вихрь затем взаимодействует с пламенем, в результате чего фронт пламени закручивается вверх. Отметим, что вихри возникают над верхней левой частью препятствия и способствуют образованию малой зоны рециркуляции (см. рис. 4). Проведенный выше анализ показывает, что образование вихря и его эволюция за препятствием самым тесным образом связаны с ускорением пламени. Изменение формы пламени и его замедление являются прямым следствием взаимодействия пла-

мени с вихрем, которое может также увеличить скорость горения и стать причиной второго ускорения пламени.

На рис. 8 представлены карты турбулентной температуропроводности, на которых белой линией показано текущее положение фронта пламени. Фронт пламени действует как поршень и толкает вперед свежую смесь. Когда она проходит через препятствие, возникает вихревое течение, сопровождаемое переносом тепла. Два основных фактора, которые приводят к формированию вихревого течения, — это острый край препятствия и пристенная струя. Когда движущееся пламя достигает зазора, наблюдается высокая температуропроводность вблизи верхней поверхности препятствия. А при взаимодействии фронта пламени с вихрем за препятствием высокая температуропроводность обнаруживается в двух зонах рециркуляции. Это может быть разумной интерпретацией образования двух зон рециркуляции. Кроме того, сравнение рис. 7 и 8 показывает, что при дальнейшем распространении пламени вблизи

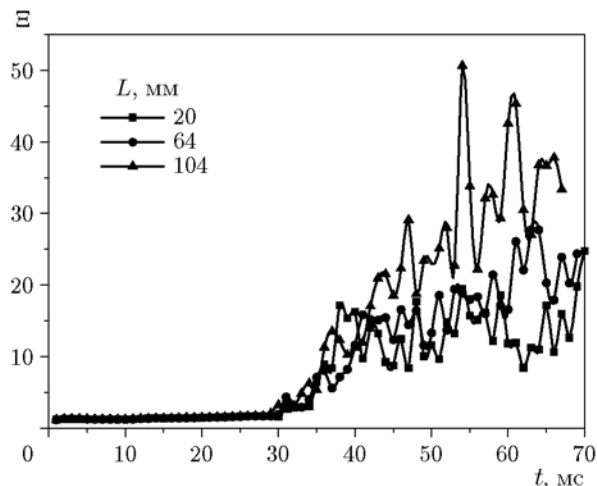


Рис. 9. Изменение во времени фактора морщинистости при разных длинах препятствий

вихрей температуропроводность также высокая. Всё это означает, что во всех трех случаях вблизи вихрей протекают интенсивные химические реакции.

3.2. Фактор морщинистости

На рис. 9 показано, как фактор морщинистости Ξ изменяется во времени при разных длинах препятствий. Вообще говоря, все три кривые демонстрируют тенденцию к росту со временем, но скорость роста тем больше, чем длиннее препятствие. Различия в поведении кривых на рис. 9 связаны с возникновением более сильной турбулентности в случае более длинного препятствия. Такая корреляция позволяет также объяснить, почему давление и максимальная скорость пламени растут при увеличении длины препятствия.

ВЫВОДЫ

Для трех различных конфигураций препятствий проведено численное моделирование процесса распространения пламени в канале с препятствием. Моделирование осуществлялось на базе OpenFOAM с использованием модели горения, предложенной в работе [26]. В первую очередь была проверена применимость данной модели для описания взрывов. Для этого полученные путем моделирования данные по изменению во времени давления и скорости носика пламени сравнивались с соответствующими экспериментальными данными. Основные

результаты проведенного исследования можно резюмировать следующим образом.

(1) Обнаружено, что длина препятствия оказывает значительное влияние на давление взрыва, скорость носика пламени, а также на пространственную структуру пламени. В случае более длинного препятствия фронт пламени ускоряется дольше, что приводит к возникновению более сильной турбулентности. В результате увеличивается давление, а также скорость носика пламени.

(2) Результаты расчета положения носика пламени и давления довольно неплохо согласуются с экспериментальными данными, что говорит о том, что использование модели горения, предложенной в работе [26], является очень эффективным методом моделирования горения в канале.

(3) Высокие значения турбулентной температуропроводности, которые являются индикатором интенсивного протекания реакции, часто наблюдаются вблизи вихрей. Это может быть важным фактором для ускорения пламени и повышения давления.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Science and Technology Program of Wenzhou (G20180031) и Scientific and Research Program of Zhejiang College of Security Technology (AF2019Z01, AF2021Z02).

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 Prevent. Proc. 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. 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. 3. — P. 1–15. — <https://doi.org/10.1007/s11630-020-1311-5>.
5. Ciccarelli G., Dorofeev S. B. Flame acceleration and transition to detonation in ducts // *Prog. Energy Combust. Sci.* — 2007. — V. 34, N 4. — P. 499–550. — DOI: 10.1016/j.peccs.2007.11.002.

6. **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. — 117396. — DOI: 10.1016/j.fuel.2020.117396.
7. **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.
8. **Bray K., Moss J.** A unified statistical model of the premixed turbulent flame // *Acta Astronaut.* — 1977. — V. 4, N 3-4. — P. 291–319. — DOI: 10.1016/0094-5765(77)90053-4.
9. **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.
10. **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/S1540-7489(02)80224-3.
11. **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/S0010-2180(02)00400-5.
12. **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/S0010-2180(02)00400-5.
13. **Johansen C., Ciccarelli G.** Modeling the initial flame acceleration in an obstructed channel using large eddy simulation // *J. Loss Prevent. Proc. Ind.* — 2013. — V. 26. — P. 571–585. — DOI: 10.1016/j.jlp.2012.12.005.
14. **Johansen C., 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.
15. **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 Prevent. Proc. Ind.* — 2015. — V. 156, N 1. — P. 218–224. — DOI: 10.1016/j.jlp.2015.02.007.
16. **Yu M., Zheng K., Chu T.** Gas explosion flame propagation over various hollow-square thin plates // *J. Nat. Gas Sci. Eng.* — 2016. — V. 30. — P. 221–227. — DOI: 10.1016/j.jngse.2016.02.009.
17. **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.
18. **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. — P. 917–925. — DOI: 10.1016/S0082-0784(98)80489-X.
19. **Colin O., Ducros F., Veynante D., Poinot 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.
20. **Veynante D., Moureau V.** Analysis of dynamic models for large eddy simulations of turbulent premixed combustion // *Combust. Flame*. — 2015. — V. 162. — P. 4622–4642. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.09.020.
21. **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.
22. **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.
23. **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.
24. **Volpiani P. S., Schmitt T., Vermorel O., Quillatre P.** 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.
25. **Masri A. R., Alharbi A., Meares S., Ibrahim S. S.** A comparative study of turbulent premixed flames propagating past repeated obstacles // *Ind. Eng. Chem. Res.* — 2012. — V. 51. — P. 7690–7703. — DOI: 10.1021/ie201928g.
26. **Weller H. G., Tabor G., Gosman A. D., Fureby C.** Application of a flame-wrinkling les combustion model to a turbulent mixing layer // *Symp. (Int.) Combust.* — 1998. — V. 27. — P. 899–907. — DOI: 10.1016/S0082-0784(98)80487-6.
27. **Andreini A., Bianchini C., Innocenti A.** Large eddy simulation of a bluff body stabilized lean premixed flame // *J. Combust.* — 2014. — V. 30. — P. 41–60. — DOI: 10.1155/2014/710254.
28. **Chen P., Luo G., Sun Y.** Effects of plate slits on flame acceleration of premixed methane/air in a

- closed tube // J. Energy Inst. — 2017. — V. 91. — P. 563–572. — DOI: 10.1016/j.joei.2017.04.001.
29. **Poinsot T., Veynante D.** Theoretical and Numerical Combustion. — 3rd ed. — 2012. — <http://elearning.cerfacs.fr/combustion/onlinePoinsotBook/buythirdedition/index.php>.
 30. **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 Prevent. Proc. Ind. — 2017. — V. 49. — P. 711–721. — DOI: 10.1016/j.jlp.2016.11.005.
 31. **Yoshizawa A.** Statistical theory for compressible turbulent shear flows, with the application to subgrid modeling with the application to subgrid modeling // Phys. Fluids. — 1986. — V. 29. — P. 2152–2164. — DOI: 10.1063/1.865552.
 32. **OpenFOAM v2.0.0: Steady-State VoF**, The OpenFOAM foundation, 16-Jun-2011. — Available online: <https://openfoam.org/release/2-0-0/steady-state-vof/>.
 33. **Valiev D., Bychkov V., Akkerman V. Y., Law C. K., Eriksson L. E.** Flame acceleration in channels with obstacles in the deflagration-to-detonation transition // Combust. Flame. — 2010. — V. 157, N 5. — P. 1012–1021. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2009.12.021.
 34. **Xiao H., Houim R. W., Oran E. S.** Effects of pressure waves on the stability of flames propagating in tubes // Proc. Combust. Inst. — 2016. — V. 36, N 1. — P. 1577–1583. — DOI: 10.1016/j.proci.2016.06.126.
 35. **Tang C., Huang Z., Jin C., He J., Wang J., Wang X., Miao H.** Explosion characteristics of hydrogen-nitrogen-air mixtures at elevated pressures and temperatures // Int. J. Hydrogen Energy. — 2008. — V. 34, N 1. — P. 554–561. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2008.10.028.

Поступила в редакцию 11.01.2021.

После доработки 30.04.2021.

Принята к публикации 09.06.2021.