

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ГАШЕНИЕ ГОМОГЕННЫХ ПЛАМЕН В УЗКИХ КАНАЛАХ

З. Б. Сонг, Кс. В. Динг, Дж. Л. Ю, И. З. Чен

Институт химической техники, Даляньский технологический университет, Далянь, Ляонин, Китай
szb385@sohu.com

Численно исследуются форма и распространение нестационарных гомогенных пламен в узких каналах с адиабатическими и изотермическими стенками. Рассматривается одностадийная глобальная реакция, моделирующая стехиометрическую ацетиленовоздушную смесь. Численные результаты показывают, что как методы зажигания, так и тепловые граничные условия оказывают влияние на образование и форму пламени. Пламя сохраняет форму тюльпана в течение всего процесса распространения через канал в случае, если используется зажигание плоскостью, тогда как при искровом зажигании оно сохраняет грибовидную форму. В случае изотермических холодных стенок пламя не может все время сохранять единую тюльпанообразную или грибообразную форму: при зажигании плоскостью происходит переход от тюльпанообразной формы к грибообразной по мере распространения пламени от одного конца канала к другому, а при искровом зажигании — наоборот. Показано также, что теплопотери в холодные стенки оказывают двойственный эффект на образование тюльпанообразного пламени. Проведен систематический анализ распространения и гашения пламени в узких каналах различной высоты. Предложен критерий, позволяющий судить о состоянии частичного или полного гашения пламени, названный критерием распространения и гашения пламени в узких каналах.

Ключевые слова: узкий канал, тюльпанообразное пламя, грибообразное пламя, теплопотери, гашение.

ВВЕДЕНИЕ

Существует долгая история исследований формы и структуры гомогенных пламен. Для труб или каналов, закрытых с двух концов или открытых со стороны зажигания и закрытых с другой стороны, обычно обнаруживаются две основные структуры при ламинарном распространении пламени: грибообразное пламя, выпуклое в направлении свежей смеси по осевой линии распространения, и тюльпанообразное пламя, вогнутое в направлении распространения по осевой линии.

Одно из ранних теоретических рассмотрений формы пламени представлено в работе [1]. Авторы анализировали характеристики плоского пламени вблизи холодной стенки. Проводя аналогию между этим случаем и теорией теплового пограничного слоя, они смогли определить изотермы пламени вблизи стенки. В

[2] методом релаксации была вычислена форма предполагаемого двумерного плоского пламени в канале с параллельными стенками. Результаты вычислений привели к грибообразной форме пламени. В работах [3, 4] изучалась устойчивость грибообразного пламени, распространяющегося в трубах, и было показано, что грибообразное пламя намного устойчивее, чем плоское, из-за нелинейных стабилизирующих эффектов.

Еще в 1928 г. были сделаны [5] некоторые фотографии тюльпанообразных пламен в стеклянных сосудах. Впоследствии в экспериментах [6–8] также наблюдали подобную структуру. Однако механизм образования тюльпанообразной формы все еще оставался под вопросом. В работе [9] образование тюльпанообразного пламени объясняли результатом волнового взаимодействия пламени и давления. Но это противоречило результатам численных исследований [10–14], в которых тюльпанообразная форма пламени была реализована также и при малых числах Маха. Авторы работы [10] считали причиной образования тюльпанообразной формы пламени вихревое движение свежей смеси и продуктов горения; в работе [15] также полага-

Z. B. Song, X. W. Ding, J. L. Yu, Y. Z. Chen
Institute of Chemical Engineering, Dalian University of
Technology, Dalian, Liaoning, China.

Работа выполнена при поддержке Национального
фонда наук о природе Китая (№ 50276009 и 50076006)
и Докторского фонда Министерства образования КНР
(№ 2001041026).

ли, что, рассматривая только вихри, можно получить тюльпанообразное пламя. Этот вывод игнорировался, как и численные результаты [8, 14, 16], которые показали, что образование тюльпанообразного пламени не имеет отношения к вязкости. Этой точки зрения придерживались и авторы исследований [11, 12]. Все же одно, согласующееся со всеми заключение было выведено: причиной образования тюльпанообразной формы пламени является внутренне присущая пламени неустойчивость Даррье — Ландау [3, 11–14, 16]. Однако, как подчеркивалось в работе [8], это еще ничего не значит: хотя все эти авторы считали, что гидродинамика существенна в понимании появления тюльпанообразной формы, у них не было согласия по механизму, который мог бы быть выдвинут в качестве основного. Так или иначе, каждое из этих исследований фокусировалось на некотором частном аспекте явления и не охватывало проблему в целом, которая в действительности очень сложна. Наиболее вероятно, что тюльпанообразное пламя возникает при одновременном действии нескольких механизмов.

В работе [8] моделировалось распространение фронта пламени в закрытом сосуде в нетурбулентных условиях. Тюльпанообразное пламя было получено при взаимодействии фронта пламени с самогенерированным потоком. В [17] представлен численный анализ структуры пламени в трубах. Показано, что тюльпанообразная форма пламени предпочтительнее в случае адиабатической стенки, тогда как грибообразное пламя предпочтительнее в условиях изотермической холодной стенки. При этом в каждом случае может существовать альтернативная форма пламени, если диаметр трубы достаточно велик. Было показано, что гравитация оказывает достаточно сильное влияние на развитие «непредпочтительной» формы пламени. При нулевой гравитации только тюльпанообразное пламя может быть обнаружено в малой трубке с адиабатической стенкой, но при нормальной гравитационной силе пламя существует как в грибообразной, так и в тюльпанообразной форме. В работе [18], в которой изучалась форма пламени при различных тепловых граничных условиях, пришли к выводу, что при любых тепловых условиях переход от грибообразного к тюльпанообразному пламени должен обнаруживаться с увеличением диаметра трубы.

С формой пламени в каналах и трубах тес-

но связаны пределы распространения пламен. Лучшей основой для сравнения результатов различных исследований по гашению обычно служит «гасящее» число Пекле, которое определяется в виде [19]

$$Pe = \frac{S_l D_h}{\alpha}, \quad (1)$$

где S_l , D_h и α — скорость горения ламинарного пламени, «гасящий» диаметр и теплопроводность.

В работе [20], где проводились двумерные исследования гашения, приведены изотермы близкого к гашению пламени в канале, образованном параллельными пластинами. Были установлены «гасящее» расстояние, нормальная скорость и структура пламени на пределе гашения. Анализировалось влияние концентрации топлива, начального давления и аксиальной диффузии компонентов топлива на число Пекле. В [21] представлена полная одномерная математическая модель процесса гашения, на основе которой получено гасящее число Пекле $Pe = 60$. В [22] выполнено аналогичное исследование в двумерной постановке с одностадийным реакционным механизмом. Показано, что для холодных каналов гашение происходит при значении $Pe = 25.4$, вычисленном по гидравлическому диаметру, что близко к результатам работ [23] ($Pe = 40$) и [20] ($Pe = 60$). В [24] численно исследовались гашение пламени и его структура в трубах для случая изотермических стенок и стационарных пламен, получено гасящее число Пекле $Pe \approx 20$, хорошо согласующееся с результатами [22]. Позднее в статье [17] было показано, что в случае изотермических холодных стенок с распространяющимся пламенем гасящее число Пекле $Pe \approx 18$, а в случае адиабатической стенки гашение отсутствует. В работе [18] в результате расширенных исследований гашения пришли к заключению, что гасящее число Пекле пропорционально квадратному корню из полного коэффициента теплопотерь.

Однако нет определенного критерия, позволяющего судить, частично или полностью погасло пламя. Кроме того, определения гасящего числа Пекле и выбранных компонентов топлива также не согласуются. Поэтому все еще существуют некоторые различия значений гасящего числа Пекле, полученные разными исследователями.

В данной работе моделируется распространение гомогенных пламен в узких каналах,

закрытых со стороны зажигания и открытых с другой стороны, при этом используется численная процедура для двумерных сжимаемых реагирующих потоков. Изучается влияние методов зажигания и тепловых граничных условий на форму пламени. Обобщаются различные процессы распространения пламени в узких каналах различной высоты, и предлагается критерий распространения и гашения пламени в узких каналах.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

С помощью двумерного конечно-объемного метода моделируется горение в потоке между параллельными пластинами при протекании одностадийной глобальной реакции. Считаются справедливыми законы Фика и Фурье. Не учитываются теплопередача за счет радиации, эффекты Соре и Дюфура. Объемная вязкость и диффузия, обусловленные градиентом давления, также игнорируются в вычислениях. Решаются уравнения Навье — Стокса [18] в совокупности с уравнениями переноса и реакции.

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0.$$

Уравнения импульсов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u V) &= \\ &= \operatorname{div}(\mu \nabla u) - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x}(\mu \operatorname{div} V), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v V) &= \\ &= \operatorname{div}(\mu \nabla v) - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial y}(\mu \operatorname{div} V). \end{aligned}$$

Уравнение энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho V T) &= \\ &= \operatorname{div}\left(\frac{k}{c_p} \nabla T\right) + \frac{1}{c_p} \frac{Dp}{Dt} + \frac{h_c}{c_p} \omega. \end{aligned}$$

Уравнения сохранения компонентов:

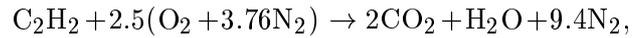
$$\frac{\partial(\rho y_f)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho V y_f) = \operatorname{div}(\rho D \nabla y_f) - \omega,$$

$$\frac{\partial(\rho y_o)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho V y_o) = \operatorname{div}(\rho D \nabla y_o) - s \omega,$$

$$\frac{\partial(\rho y_p)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho V y_p) = \operatorname{div}(\rho D \nabla y_p) + (s + 1)\omega.$$

Здесь x и y — декартовы координаты, ρ — плотность, p — давление, V — вектор скорости жидкости, u и v — компоненты скорости по направлениям x и y , T — температура, y_f , y_o и y_p — массовые доли топлива, кислорода и продуктов сгорания, μ — вязкость, k — теплопроводность, D — коэффициент диффузии всех компонентов, s — массовое стехиометрическое отношение кислород/топливо, h_c — теплота сгорания топлива, ω — локальная массовая скорость горения топлива.

Проанализируем одностадийную реакцию в стехиометрической смеси ацетилен — воздух:



модель которой разработана в [25].

Уравнение для скорости реакции первого порядка может быть записано в виде

$$\omega = A \rho y_f \exp\left(-\frac{E}{R_s T}\right),$$

где A — предэкспонент, E — энергия активации, R_s — универсальная газовая постоянная.

В табл. 1 представлены значения термодинамических параметров. Молекулярные массы топлива и продуктов сгорания равны и постоянны. Значение 29.0 выбрано как среднее молекулярных масс смесей ацетилена с воздухом и смеси диоксида углерода, воды и азота. Удельные теплоемкости компонентов c_p и c_v постоянны. Эти значения параметров выбраны в работе [25], чтобы удовлетворить измеренным значениям нормальной скорости, толщины ламинарного пламени, скорости детонации Чепмена — Жуге и толщины фронта детонации ацетиленовоздушной смеси в диапазоне давлений 0.1 ÷ 1.0 атм.

Предполагаем, что динамическую вязкость, теплопроводность и коэффициент диффузии можно вычислить по одному степенному закону как функции температуры [25]:

$$\mu = \mu_r \left(\frac{T}{T_r}\right)^n, \quad k = k_r c_p \left(\frac{T}{T_r}\right)^n, \quad D = \frac{D_r}{\rho} \left(\frac{T}{T_r}\right)^n,$$

где μ_r , k_r и D_r — константы, а значение $n = 0.7$ соответствует типичной температурной зависимости этих коэффициентов в реагирующих углеводородных системах. Безразмерные числа Льюиса, Прандтля и Шмидта могут быть выражены как

Таблица 1

Термохимические параметры смеси

Параметр	Значение
Молекулярная масса	$M = 29.0$ г/моль
Универсальная газовая постоянная	$R_s = 286.7$ Дж/(кг·К)
Показатель адиабаты	$\gamma = 1.25$
Удельная теплоемкость при постоянном давлении	$c_p = 1433.5$ Дж/(кг·К)
Удельная теплоемкость при постоянном объеме	$c_v = 1146.8$ Дж/(кг·К)
Теплота сгорания	$h_c = 2.94 \cdot 10^6$ Дж/кг
Энергия активации	$E = 2.46 \cdot 10^6$ Дж/кг
Предэкспонент	$A = 1.0 \cdot 10^9$ м ³ /(кг·с)
Начальная температура	$T_r = 293$ К
Адиабатическая температура	$T_a = 2344$ К
Базовый коэффициент вязкости	$\mu_r = 6.93 \cdot 10^{-6}$ кг/(м ³ ·с)
Базовый коэффициент теплопроводности	$k_r = 6.93 \cdot 10^{-6}$ кг/(м ³ ·с)
Базовый коэффициент диффузии	$D_r = 6.93 \cdot 10^{-6}$ кг/(м ³ ·с)

$$Le = \frac{\rho c_p D}{k} = \frac{D_r}{k_r}, \quad Pr = \frac{\mu c_p}{k} = \frac{\mu_r}{k_r},$$

$$Sc = \frac{\mu}{\rho D} = \frac{\mu_r}{D_r}.$$

В нашей модели $Le = Pr = Sc = 1$.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ МЕТОД

Вышеприведенные уравнения Навье — Стокса решаются в конечно-объемной постановке, уравнения неразрывности и давления — с использованием алгоритма SIMPLE [26]. Шаг сетки 20 мкм, меньше которого результаты не зависят от шага. Согласно расчетам [27] толщина ламинарного пламени в стехиометрических ацетиленовоздушных смесях $\delta \approx 200$ мкм. Разрешение около 10 ячеек оказалось адекватным для описания свойств фронта ламинарного пламени.

НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Конфигурации канала для различных методов зажигания показаны на рис. 1 (*a* и *b* — длина и высота канала соответственно). В вычислениях длина полагается постоянной, $a = 100$ мм. Левая и верхняя стороны — твердые стенки. Нижней частью области вычислений



Рис. 1. Конфигурации канала и начальные конфигурации областей поджига

является ось канала, правая сторона — выходящий поток. Эта конфигурация моделирует прямоугольный канал, закрытый со стороны зажигания и открытый с другой.

В случае плоского зажигания (см. рис. 1, *a*) полагается, что первые 3 мм канала заполнены продуктами горения, а от 3 мм до конца канала газ находится в условиях свежей смеси. Величины, характеризующие свойства газа в области продуктов горения и свежей смеси, даны в табл. 2. В случае искрового зажигания (см. рис. 1, *b*) продукты горения занимают об-

Таблица 2

Начальные условия

Состояние смеси	T , К	p , Па	ρ , кг/м ³	y_f	u	v
Свежая смесь	293	13 332.2	0.1587	1	0	0
Продукты сгорания	2 344	13 332.2	0.01984	0	0	0

ласть в четверть круга, расположенного по оси канала вдоль закрытой стенки. Согласно [23] в вычислениях выбран минимальный радиус области зажигания — 0.4 мм (см. рис. 1, б).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Влияние методов зажигания и тепловых граничных условий на форму пламени

Как высота канала (или диаметр трубы), так и тепловые граничные условия оказывают существенное влияние на структуру пламени. Некоторые исследования [17, 18] по влиянию высоты канала или диаметра трубы на формирование формы пламени уже проведены. В этом параграфе мы сосредоточимся на обсуждении влияния тепловых граничных условий, включающих адиабатический и изотермический случаи. Для сравнения в каждом случае рассматриваются как зажигание плоскостью, так и искровое зажигание. Высота канала задается фиксированной (20δ).

Адиабатические стенки

Наиболее часто встречающиеся тепловые граничные условия при моделировании пламени соответствуют адиабатической стенке. В случае зажигания плоской стенкой вычисляется распространение пламени от конца канала, где произведено зажигание, к другому концу. Результаты расчетов показывают, что все время, с самого начала и до конца процесса, существует острый выступ в центре фронта пламени, про который следует сказать в данном случае, что тьюльпанообразная форма предпочтительнее. Это хорошо согласуется с результатами [17]. На рис. 2, а приведена типичная тьюльпанообразная структура пламени в канале с адиабатическими параллельными стенками. Так как моделирование предполагает симметрию относительно осевой линии, то в верхней половине рисунка показаны безразмерные

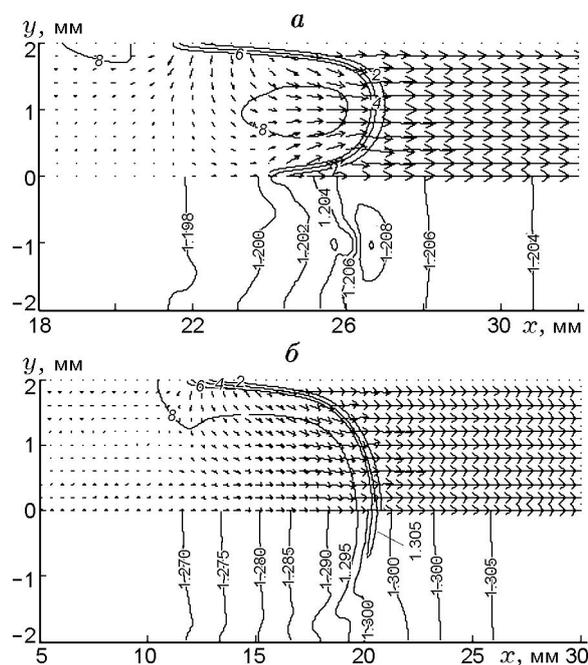


Рис. 2. Векторы скорости, изотермы и изобары вблизи фронта пламени в узком канале с адиабатическими стенками:

а — зажигание плоскостью, $t = 0.7$ мс; б — искровое зажигание, $t = 0.5$ мс

изотермы и векторы скорости, в нижней — безразмерные изобары. Безразмерная температура определяется как $\bar{T} = T/T_u$, безразмерное давление — $\bar{p} = p/p_0$, где T_u — температура свежей смеси, p_0 — начальное давление. Вытянутый фронт пламени вблизи стенки определенно должен потреблять много топлива, и соответственно продуцируемая сила разбухания действует, главным образом, на фронт пламени вблизи стенки, а не на более отдаленной осевой линии. Поэтому на фронте пламени образуется выпуклость. Она начинается около стенки и движется от периферии в направлении осевой линии канала. Однако для более широких каналов влияние силы разбухания не может достичь осевой линии канала либо она становится малой по достижении осевой линии, поэтому появляется тьюльпанообразное пламя. Кроме того, из рисунка видно, что максимальное давление возникает на выпуклости, тогда как область максимальной температуры располагается вблизи области продуктов горения.

При использовании зажигания искрой предпочтительнее грибообразная форма пламени. Это может быть обусловлено двумя аспектами. Во-первых, начиная с момента зажига-

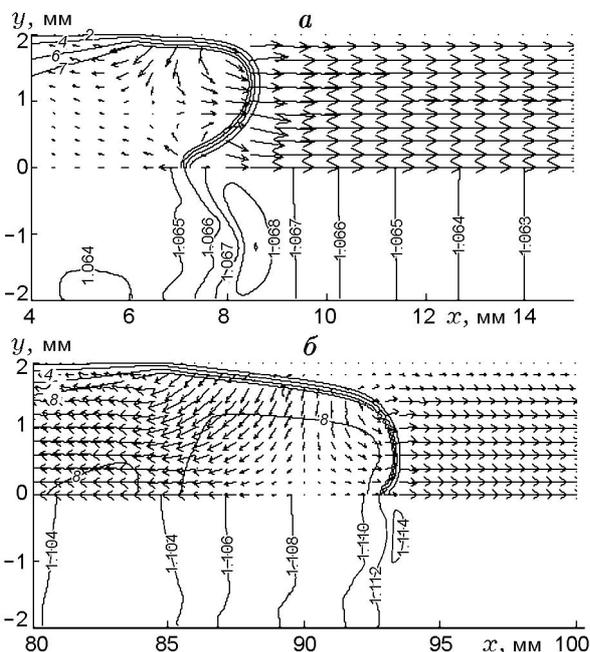


Рис. 3. Векторы скорости, изотермы и изобары вблизи фронта пламени в узком канале с адиабатическими стенками при зажигании плоскостью: *a* — $t = 0.35$ мс, *б* — $t = 3.4$ мс

ния лидирующий край фронта пламени располагается на осевой линии канала. Во-вторых, сила разбухания, развиваемая на фронте пламени, направлена, главным образом, вдоль направления внешней нормали и скорость пламени на осевой линии относительно выше.

Кроме того, есть еще одно отличие от случая зажигания плоскостью. Для относительно большей площади пламени в условиях зажигания искрой скорость в поле потока и давление также относительно выше. Однако как площадь пламени, так и его скорость должны уменьшаться при достижении стенки пламенем, поэтому область максимального давления движется быстрее, чем фронт пламени при $t = 0.5$ мс (рис. 2, б).

Изотермические стенки

В случае холодных изотермических стенок (293 К), в отличие от адиабатических, единая структура пламени, тюльпанообразная или грибообразная, не сохраняется в течение всего процесса распространения пламени по каналу. Происходит переход от одной формы пламени к другой.

Векторы скорости, изотермы и изобары вблизи фронта пламени при зажигании плос-

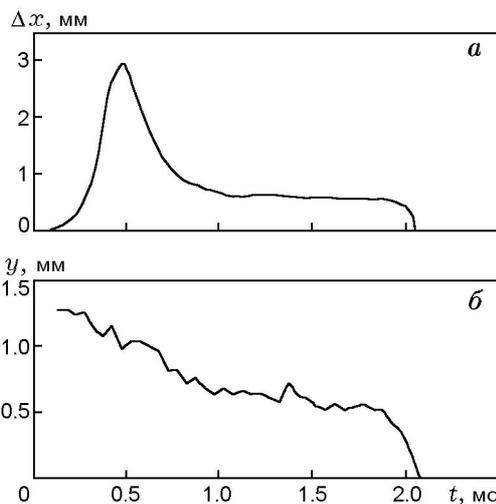


Рис. 4. Смещение по горизонтали положения фронта пламени на выпуклости относительно осевой линии (*a*) и вертикальное положение выпуклости фронта пламени (*б*)

костью через 0.35 и 3.4 мс показаны на рис. 3. В начале распространения пламени влияние холодных стенок на процесс мало и, подобно адиабатическому случаю, формируются «дважды остроконечные» тюльпанообразные пламена (рис. 3, *a*). Однако с увеличением теплопотерь в холодные стенки температура вблизи стенок, особенно в области продуктов горения, снижается. Снижение температуры неизбежно будет значительно ослаблять реакцию горения, и во фронт пламени вблизи стенок не будет поступать достаточно импульсов. Кроме того, удлиненное пламя вблизи центральной линии может обеспечить определенной энергией соседствующий газ, чтобы подавить снижение температуры. Поэтому область с более высокой температурой все же формируется вблизи осевой линии и на этой линии на фронте пламени действует относительно большой импульс. Большая скорость пламени неизбежно дает вклад в переход от тюльпанообразного к грибообразному пламени (рис. 3, *б*). Можно заключить, что в данной ситуации теплопотери в холодные стенки подавляют образование тюльпанообразного пламени.

На рис. 4, *a* представлено смещение по горизонтали выпуклости фронта пламени относительно осевой линии в зависимости от времени, а на рис. 4, *б* — вертикальные положения выпуклости. Рис. 4, *a* показывает полный процесс образования выпуклости, ее роста, распа-

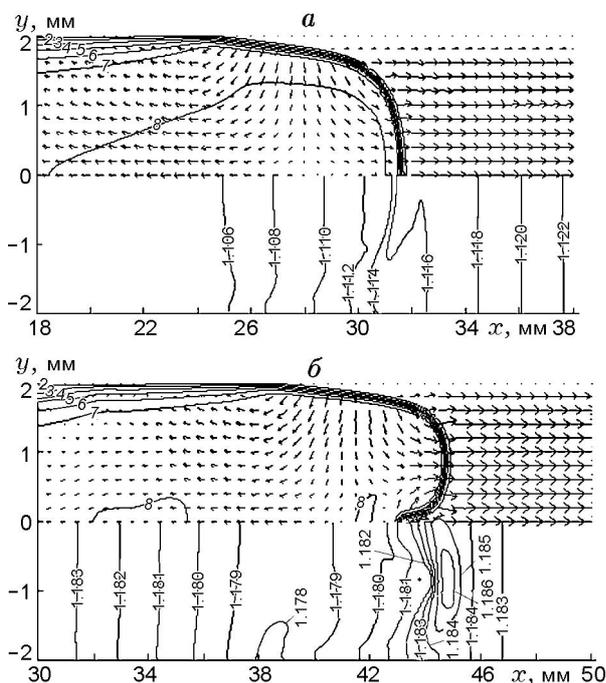


Рис. 5. Векторы скорости, изобары и изотермы вблизи фронта пламени в узком канале с изотермическими стенками при искровом зажигании:

a — $t = 0.75$ мс, *б* — $t = 1.25$ мс

да и исчезновения. Наиболее наглядная выпуклость появляется в момент времени 0.5 мс, а ее вертикальное положение — 1.0 мм. В этой точке тюльпанообразная форма фронта пламени также наиболее выражена. Затем выпуклость начинает распадаться и исчезает при времени $t \approx 2.06$ мс, после чего образуется грибообразное пламя.

В случае искрового зажигания процесс трансформации пламени идет, наоборот, от грибообразной структуры к тюльпанообразной.

На рис. 5 показаны векторы скорости, изобары и изотермы вблизи фронта пламени при $t = 0.75$ и 1.25 мс. Аналогично адиабатическому случаю на ранней стадии, холодные стенки мало влияют на распространение пламени и появляется полностью выпуклое грибообразное пламя (рис. 5, *a*). При увеличении теплопотерь в холодные стенки температура вблизи стенок в области продуктов горения быстро снижается. В отличие от тюльпанообразного пламени, относительно более короткий фронт пламени вдоль осевой линии обуславливает более низкую скорость горения. Поэтому по осевой линии фронта пламени подводи-

мой энергии недостаточно для подавления снижения температуры и ускорения распространения пламени. Вместо этого положительный градиент давления уменьшает скорость пламени и ускоряет обратный поток газа вдоль осевой линии. Поэтому переход от грибообразного пламени к тюльпанообразному неизбежен (рис. 5, *б*). С этой точки зрения теплопотери в холодные стенки благоприятствуют образованию тюльпанообразного пламени.

Критерий распространения и гашения пламени в узких каналах

В этом параграфе приведены результаты моделирования распространения и гашения пламени в каналах различной высоты с холодными стенками. Выбрано шесть высот канала: 20δ , 15δ , 10δ , 8δ , 5δ и 3δ . На рис. 6, *a* показано изменение во времени положения пламени на осевой линии каналов различной высоты. Здесь положение пламени определяется как место на фронте пламени, где температура равна 1000 К. В соответствии с ходом кривых можно выделить три режима распространения пламени в узких каналах: *a*) в наиболее высоких каналах (20δ и 15δ) пламя может распространяться до конца канала, *б*) в каналах средней высоты (10δ и 8δ) пламя вначале распространяется вперед, затем назад, после чего «застаивается» в фиксированном положении или медленно распространяется назад к месту зажигания, *в*) в каналах малой высоты (5δ и 3δ) пламена короткое время распространяются вперед, а затем быстро возвращаются к месту зажигания.

Процесс распространения пламени тесно связан с его температурой. При снижении температуры фронта пламени до определенного значения пламя не распространяется вперед ввиду слабой реакции горения. Мы называем это значение температурой гашения. Температура гашения определяется как [19, 28]

$$T_q = T_a - \frac{R_s T_a^2}{E}$$

(T_a — адиабатическая температура).

Для рассматриваемых в данной работе условий $T_q = 1704$ К. Так как температура в областях с частичным сгоранием ниже, чем температура гашения, то мы определяем состояние пламени как частичное потухание. Если температура во всей области горения ни-

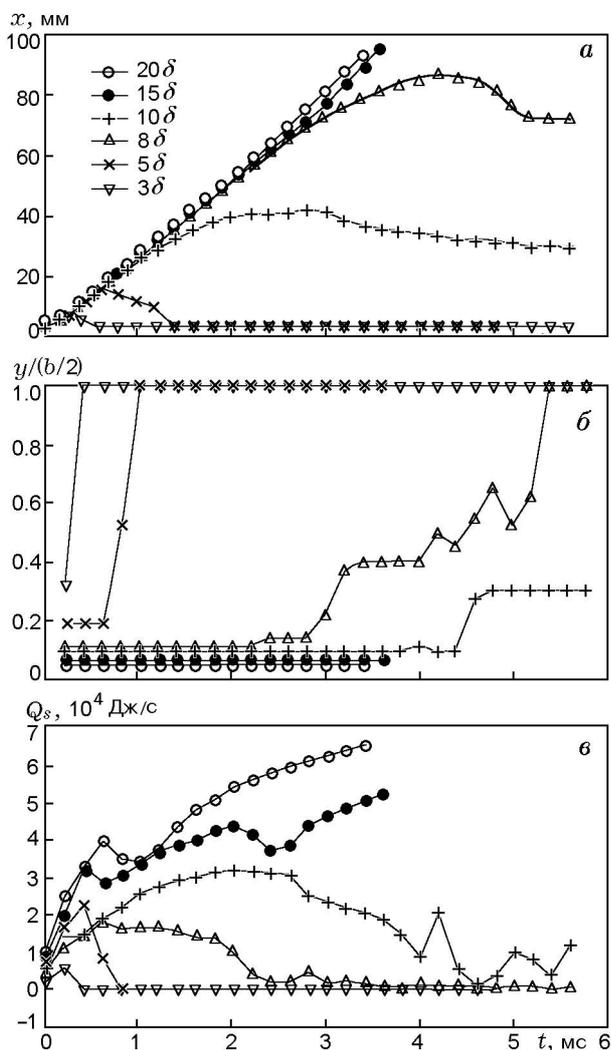


Рис. 6. Вариации во времени положения пламени вдоль осевой линии (а), безразмерного расстояния квазипотухания (б) и скорости теплоприхода (в) для каналов различной высоты

же температуры гашения, определяем состояние пламени как полное потухание. Кроме того, область, где температура ниже температуры гашения, мы определяем как мертвую зону, а ближайшее расстояние от стенки до изотермы гашения — как расстояние квазипотухания. Очевидно, что частичное гашение происходит, когда расстояние квазипотухания меньше полувысоты канала, а полное потухание происходит, когда это расстояние равно половине высоты канала.

На рис. 6, б показано изменение во времени безразмерного расстояния квазипотухания для каналов различной высоты. Из рисунка вид-

но, что в целом безразмерное расстояние квазипотухания снижается с ростом высоты канала. При высоте канала 20δ или 15δ безразмерное расстояние квазипотухания сохраняется фиксированным, 0.045 или 0.061. Это означает, что влияние стенок на распространение пламени слабо и оно распространяется устойчиво все время. При высоте канала 10δ безразмерное расстояние сохраняется равным 0.091 до момента времени $t = 4.0$ мс, а затем быстро растет до 0.296 при $t \geq 4.4$ мс. Далее пламя опять сохраняет стационарность. Однако оно все же находится в состоянии частичного потухания. Существует два стационарных значения безразмерного расстояния квазипотухания в канале высотой 8δ . Однако при $t > 4.0$ мс безразмерное расстояние квазипотухания быстро возрастает до 1, что означает полное потухание. Для каналов высотой 5δ или 3δ безразмерное расстояние квазипотухания быстро возрастает до 1 и пламена гаснут полностью.

Согласно уравнению (1) гасящее число Пекле $Pe \approx 36$. Это значение очень близко к результату [23].

На рис. 6, в показано изменение во времени скорости теплоприхода Q_s для каналов различной высоты. Здесь скорость теплоприхода определяется как разность между полным тепловым эффектом химической реакции (Q_c) и полными теплопотерями в стенку (Q_l):

$$Q_s = Q_c - Q_l.$$

Для каналов высотой 20δ и 15δ скорости теплоприхода в целом все же возрастающие, что показывает, что прирост полного теплового эффекта химической реакции всегда выше, чем полные теплопотери в стенку. Из рис. 6, а видно, что скорость пламени вдоль осевой линии все время возрастает. При высоте канала 10δ скорость теплоприхода сначала возрастает, а затем снижается. Через $t = 4.0$ мс скорость теплоприхода нестационарна. Из соответствующих точек на рис. 4, а можно обнаружить, что скорость пламени изменяется аналогично. Спустя 4.0 мс пламя почти останавливается. Аналогичные кривые скорости изменения теплоприхода обнаруживаются для канала высотой 8δ , только скорость теплоприхода иногда ниже нуля на последней стадии. Для каналов высотой 5δ и 3δ после кратковременного возрастания скорость теплоприхода быстро снижается до отрицательных значений. Рис. 6, а также показывает, что пламя в течение короткого

промежутка времени распространяется вперед и быстро возвращается к месту зажигания.

Сравнивая кривые скорости теплоприхода и расстояния квазипотухания, можно найти некоторые другие закономерности. Пламена с возрастающей скоростью теплоприхода будут все же в состоянии частичного потухания, в то же время общее потухание происходит, когда скорость теплоприхода снижается до отрицательных значений.

Суммируя закономерности изменения во времени положения пламени, расстояния квазипотухания и скорости теплоприхода, можно сделать следующие заключения, которые мы называем критерием распространения и гашения пламени в узких каналах.

Во-первых, распространение пламен в узких каналах с холодными стенками можно разделить на три случая: а) для высоких каналов пламя может успешно распространяться до конца канала; б) для каналов средней высоты пламя распространяется вперед и назад, а под конец «застаивается» в фиксированном положении или медленно распространяется назад к месту зажигания; в) для каналов малой высоты пламя короткое время распространяется вперед, а затем быстро возвращается к месту зажигания.

Во-вторых, стационарное безразмерное расстояние квазипотухания указывает на то, что пламена могут успешно распространяться в узких каналах. Быстрый рост расстояния квазипотухания является признаком того, что пламена распространяются в обратном направлении, что также означает, что пламена не будут распространяться в узких каналах.

В-третьих, изменение скорости теплоприхода оказывает критическое влияние на распространение и гашение пламен. Пламена с возрастающей скоростью теплоприхода успешно распространяются через каналы, хотя и находятся в состоянии частичного потухания. Снижение скорости теплоприхода содействует уменьшению скорости пламен или обратному распространению. Полное потухание происходит при снижении скорости теплоприхода до отрицательных значений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследованы нестационарные пламена предварительно перемешанных смесей в каналах различной высоты с адиабатическими или изотермическими стенками. Об-

суждается влияние методов зажигания и тепловых граничных условий на форму пламени. В случае адиабатических стенок пламя сохраняет тюльпанообразную форму в течение всего процесса распространения через канал при зажигании плоскостью и сохраняет грибообразную форму при использовании искрового зажигания. При изотермических холодных стенках пламя не может все время сохранять только тюльпанообразную или только грибообразную форму. При зажигании плоскостью переход от тюльпанообразного пламени к грибообразному будет происходить по мере распространения пламени от одного конца канала к другому. При зажигании искрой процесс противоположный. Он также показывает двойственное влияние теплопотерь в холодные стенки на образование тюльпанообразного пламени. Теплопотери подавляют образование тюльпанообразного пламени при зажигании плоскостью и способствуют его образованию при искровом зажигании. Эти результаты будут необходимым дополнением к механизму образования пламени тюльпанообразной формы.

Систематически проанализированы распространение и гашение пламени в узких каналах различной высоты, и выдвинут критерий, позволяющий судить о том, в каком состоянии — частичного или полного потухания — находится пламя. Мы называем это критерием распространения и гашения пламени в узких каналах.

Стационарное безразмерное расстояние квазипотухания указывает на то, что пламена могут успешно распространяться в узких каналах. Быстрый рост расстояния квазипотухания является признаком распространения пламен в обратном направлении, что также означает, что пламена не будут распространяться в узких каналах. Изменение скорости теплоприхода критически влияет на распространение и гашение пламен. Пламена с возрастающей скоростью теплоприхода успешно распространяются через каналы, хотя и находятся при этом в состоянии частичного потухания. Снижение скорости теплоприхода содействует снижению скорости пламен или обратному распространению. Полное потухание происходит при снижении скорости теплоприхода до отрицательных величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Von Karman T., Millan G. Theoretical and

- experimental studies on laminar combustion and detonation waves // Fourth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1953. P. 173–177.
2. **Ball G. A.** Combustion Aerodynamics, a Study of a Two-Dimensional Flame. Harvard University, Dept of Eng. Sci. and Appl. Phys., 1951.
 3. **Zeldovich Y. B.** Structure and stability of steady laminar flame at moderately large Reynolds numbers // Combust. Flame. 1981. V. 40. P. 225–234.
 4. **Zeldovich Y. B., Istrtov A. G., Kidin N. I., Librovich V. B.** Flame propagation in tubes: Hydrodynamics and stability // Combust. Sci. Technol. 1980. V. 24. P. 1–13.
 5. **Ellis O. C.** Propagation of a flame through a tube from ignition at one end // Fuel. 1928. V. 7. P. 502–508.
 6. **Starke R., Roth P.** An experimental investigation of flame behavior during cylindrical vessel explosions // Combust. Flame. 1986. V. 66. P. 249–259.
 7. **Jarosinski J., Strehlow R. A., Azarbarzin A.** The mechanisms of lean limit extinguishment of an upward and downward propagating flame in a standard flammability tube // Nineteenth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1982. P. 1549.
 8. **Gonzalez M., Borghi R., Saouab A.** Interaction of a flame front with its self-generated flow in an enclosure: The «tulip flame» phenomenon // Combust. Flame. 1992. V. 88. P. 201–220.
 9. **Guenoche H.** Nonsteady Flame Propagation. New York: Pergamon Press, 1964. P. 107.
 10. **Rotman D. A., Oppenheim A. K.** Aerothermodynamic properties of stretched flames in Enclosures // Twenty-first Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1986. P. 1303–1312.
 11. **Dunn-Rankin D.**, The interaction between a laminar flame and its self-generation flow: Ph.D. Thesis. University of California, Dept of Mech. Eng., Lawrence Berkeley Laboratory, April, 1985.
 12. **Dunn-Rankin D., Barr P. K., Sawyer R. F.** Numerical and experimental study of «Tulip» flame formation in a closed vessel // Twenty-first Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1986. P. 1291–1301.
 13. **Zoolinyan G. A., Makhviladze G. M., Meilikhov V. I.** Numerical investigation of laminar flame form and structure. Moscow, 1991. P. 499. (Reprint / Russian Acad. of Sci. Inst. for Problems in Mechanics).
 14. **N’Konga B., Fernandez G., Guillard H., Larrouturo B.** Numerical investigations of the tulip flame instability-comparisons with experimental results // Combust. Sci. Technol. 1992. V. 87. P. 69–89.
 15. **Marra F. S., Continillo G.** Numerical study of premixed laminar flame propagation in a closed tube with a full navier-stokes approach // Twenty-sixth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1996. P. 907–913.
 16. **Matalon M., McGreevy J. L.** The initial development of a tulip flame // Twenty-fifth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1994. P. 1407–1413.
 17. **Lee S. T., Tsai H. T.** Numerical investigation of steady laminar flame propagation in a circular tube // Combust. Flame. 1994. V. 99. P. 484–490.
 18. **Hackert C. L., Ellzey J. L., Ezekoye O. A.** Effects of thermal boundary conditions on flame shape and quenching in ducts // Combust. Flame. 1998. V. 112. P. 73–84.
 19. **Зельдович Я. Б.** Теория предела распространения тихого пламени // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. С. 159–169.
 20. **Aly S. L., Hermance C. E.** A two-dimensional theory of laminar flame quenching // Combust. Flame. 1981. V. 40. P. 173–185.
 21. **Buckmaster J.** The quenching of deflagration waves // Combust. Flame. 1976. V. 26. P. 151–162.
 22. **Carrier G. F., Fendell F. E., Feldman P. S.** SAE Paper 800285, 1980.
 23. **Spalding D. B.** A theory of inflammability limits and flame-quenching // Proc. Roy. Soc. London. A. 1957. V. 240. P. 83–100.
 24. **Lee S. T., Tien J. S.** A numerical analysis of flame flashback in a premixed laminar system // Combust. Flame. 1982. V. 48. P. 273–285.
 25. **Khokhlov A. M., Oran E. S., Chtchelkanova A. Y., Wheeler J. C.** Interaction of a shock with a sinusoidally perturbed flame // Combust. Flame. 1999. V. 117. P. 99–116.
 26. **Patankar S. V.** Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. New York: Hemisphere, 1980.
 27. **Turns S. R.** An Introduction to Combustion, Concepts and Applications. New York: McGraw-Hill Book Co., 1996.
 28. **Zhou L. X.** Combustion Theory and Chemical Fluid Mechanics. Beijing: Chemical Industry Publishing House, 1986.

*Поступила в редакцию 24/II 2005 г.,
в окончательном варианте — 27/IV 2005 г.*