

УДК 621.762

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФРОНТА ПЛАМЕНИ РАЗБАВЛЕННЫХ СМЕСЕЙ МЕТАН–КИСЛОРОД С ПОЛЫМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ И КОНИЧЕСКИМИ ПРЕПЯТСТВИЯМИ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ© 2024 г. К. Я. Трошин^{1*}, Н. М. Рубцов², В. И. Черныш², Г. И. Цветков²¹Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова
Российской академии наук, Москва, Россия²Институт структурной макрокинетики и материаловедения Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: troshin@center.chph.ras.ru

Поступила в редакцию 31.05.2023;
после доработки 02.10.2023;
принята в печать 20.10.2023

Фронт пламени хорошо перемешанной разбавленной смеси метан–кислород при 298 К и 100–300 Торр, распространяющийся мимо полых цилиндрических и конических препятствий, ориентированных вдоль оси реактора, не образует за ними дорожки фон Кармана; однако при тех же условиях после препятствия в потоке горячих продуктов возникает вихревая неустойчивость. Причина того, что вихри не наблюдаются за препятствием при распространении пламени, но появляются в процессе распространения отраженного потока горячих продуктов, заключается в том, что перенос тепла уменьшает кривизну пламени и приводит к его стабилизации. Действительно, выпуклые участки зоны химической реакции в горючей смеси по отношению к холодным отдают больше тепла, чем в плоском пламени: тепло от них передается не только вперед в направлении распространения пламени, но и в боковых направлениях. Возникающее в результате охлаждение зоны реакции приводит к отставанию областей пламени, которые вырвались вперед. Противоположная ситуация наблюдается в вогнутых областях, где температура повышается по тем же причинам. Скорость реакций увеличивается, и они распространяются быстрее по мере распространения пламени. Таким образом, поверхность изогнутого фронта пламени выравнивается. Другими словами, теплопроводность оказывает стабилизирующее действие на искривленное пламя. Этот эффект отсутствует в нереагирующем газе. Численные оценки на основе акустического приближения уравнений Навье–Стокса для сжимаемой реагирующей среды позволили учесть основную наблюдаемую особенность набегания фронта пламени на препятствие в форме цилиндра: при распространении пламени за препятствием не наблюдается дорожки фон Кармана. Таким образом, качественная модель позволяет получить как режим возникновения неустойчивости фон Кармана в химически инертном газе, так и её отсутствие при распространении пламени.

Ключевые слова: горение метана, неустойчивость, вихрь, препятствие, цилиндр, конус, малое число Маха, уравнения Навье–Стокса.

DOI: 10.31857/S0207401X24050074**ВВЕДЕНИЕ**

Установление причин возникновения нестационарности пламени в устройствах для сжигания газов представляет интерес из-за нерешенных проблем взаимосвязи гидродинамики, химической кинетики и акустики [1, 2]. Стабилизация пламени во многих инженерных приложениях достигается многими способами за счет подавления возмущений различной природы. Например, стабилизаторы завихрения и пламегасители используются в газовых турбинах, а полостные пламегасители — в воздушно-реактивных двигателях.

На границах зоны стабилизации пламени горение становится неустойчивым и затухает [3] независимо от используемого метода его стабилизации. Таким образом, крайне важно понимать природу физических и химических взаимодействий в пламени в условиях его распространения. Например, обтекаемый корпус действует одновременно как препятствие и как источник воспламенения для поступающих топливовоздушных смесей за счет рециркуляции горячих продуктов/радикалов из горящего газа в зоне рециркуляции. Особенности взаимодействия фронта пламени с препятствиями

также важны как для разработки надежных вычислительных моделей, так и для моделирования пламегасителей в целях решения проблем взрывобезопасности.

Очевидно, что усложнение численной модели из-за одновременного учета турбулентности, сложной формы камеры сгорания и многостадийного кинетического механизма не может обеспечить достоверность полученных расчетных данных. Например, ламинарная LC-модель [4] и EDC-модель [5] вихревой диссипации, принятые в работе [6] для учета турбулентности в многостадийной кинетической модели (редуцированный 44-стадийный механизм окисления пропана), использованной для расчета переходных явлений горения, таких как воспламенение и потухание, дали фактически противоречивые результаты даже для сходных составов реагирующего газа. Это означает, что даже для качественного сопоставления расчетов с экспериментом следует рассматривать более простые модели.

Как известно [7–9], вихревой эффект (дорожка) Бернарда фон Кармана как одна из наиболее заметных особенностей изотермических потоков вокруг плохо обтекаемого тела не наблюдается для реагирующего потока газа вокруг такого тела в условиях горелки; объяснение этого эффекта в литературе отсутствует. В этих условиях пламя обычно стабилизируется в двух различных симметричных слоях ниже по потоку от поверхности тела. В работе [10] экспериментально показано, что фронт пламени разбавленной смеси

метан–кислород при температуре 298 К и давлении 100–300 Торр не образует дорожки фон Кармана за препятствием цилиндрической формы, включая перфорированный цилиндр; однако при тех же условиях в потоке горячих продуктов возникает вихревая неустойчивость. При моделировании в работе [10] были учтены основные особенности набегания фронта пламени на препятствие: цепной разветвленный механизм горения и отсутствие дорожки фон Кармана за препятствием. Показано, что качественная модель уравнений Навье–Стокса для сжимаемой среды с химической реакцией и без нее в приближении малого числа Маха позволяет как получить режим возникновения неустойчивости фон Кармана в химически инертном газе, так и наблюдать отсутствие дорожки фон Кармана в реагирующем потоке, обтекающем цилиндр.

В работе [10] рассмотрены другие газодинамические условия по сравнению с приведенными в работах [7, 9]: фронт пламени перемешанной горючей смеси набегаёт на препятствие в виде цилиндра в отличие от экспериментов [7–9], проведенных в условиях горелки.

Основной целью данного исследования было выяснение взаимодействия фронта дозвукового пламени с другими объектами, часто используемыми в качестве источников неустойчивости, а именно с полым конусом и полым цилиндром, оси которых совпадают с направлением распространения пламени или сгоревшего газа.

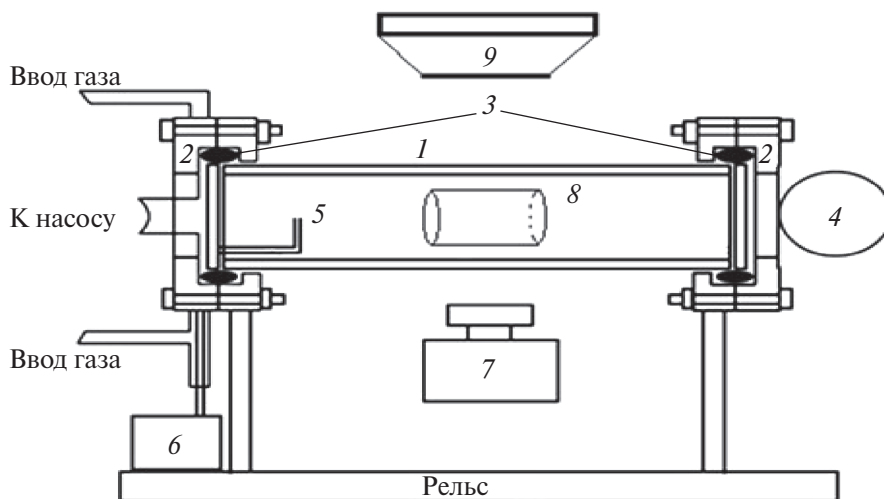


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – кварцевый реактор, 2 – шлюз из нержавеющей стали, 3 – силиконовая прокладка, 4 – затвор из нержавеющей стали, 5 – искровые электроды, 6 – источник питания, 7 – высокоскоростная цветная кинокамера Casio Exilim F1 Pro, 8 – полый цилиндр, 9 – отражающее зеркало вида сверху.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эксперименты проводили с разбавленными стехиометрическими смесями метана и кислорода, CO_2 и Ar при начальных давлениях 100–300 Торр и температуре 298 К в откачанном горизонтально расположенном цилиндрическом кварцевом реакторе длиной 70 см и диаметром 14 см. Реактор был закреплен в двух шлюзах из нержавеющей стали на торцах (рис. 1), снабженных входными отверстиями для напуска и откачки газа и предохранительной заслонкой, которая открывалась наружу, когда общее давление в реакторе превышало 1 атм.

Экспериментальная установка описана в работах [10, 11]. Пара электродов искрового зажигания была расположена у торца реактора. Полый, открытый с одного конца цилиндр (диаметром 2, 4, 6 см и длиной 15 см) или полый конус без дна (основание конуса диаметром 5 см и длиной 15 см), изготовленный из тонкого (толщиной 0.6 мм) прозрачного пластика, закрепляли вдоль оси реактора, как показано на рис. 1. В горючую смесь (15.4% CH_4 + 30.8% O_2 + 46% CO_2 + 7.8% Ar), добавляли CO_2 для уменьшения скорости фронта пламени и улучшения качества съемки; Ar добавляли для уменьшения порога инициирования разрядом. Реактор заполняли предварительно приготовленной смесью до необходимого давления. Затем осуществляли инициирование (энергия разряда составляла 1.5 Дж). Скоростную съемку динамики воспламенения и распространения пламени проводили сбоку реактора (рис. 1) цветной высокоскоростной цифровой камерой производства компании Casio (Japan) Exilim F1 Pro (частота кадров – 600 с^{-1}) [10, 11]. Распространение пламени визуализировали с использованием одновременной регистрации вида сбоку и вида сверху с использованием поворотного зеркала 9 (рис. 1).

Видеосъемку включали в произвольный момент перед инициированием. Видеофайл сохраняли в памяти компьютера и выполняли его покадровую обработку [11–14]. Использовали реагенты марки “ХЧ”.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены фотографии распространения фронта пламени мимо полого цилиндра диаметром 6 см, обращенного своим открытым

концом к набегающему пламени, полученные высокоскоростной съемкой.

Как видно из этого рисунка, дорожка фон Кармана не наблюдается за препятствием при распространении пламени слева направо (рис. 2а) в соответствии с результатами, полученными в условиях горелки [7, 9]. Однако вихревая неустойчивость появляется при распространении отраженного потока горячих продуктов справа налево мимо того же препятствия (рис. 2б), что было показано ранее для цилиндра, ориентированного перпендикулярно оси реактора [10]. Аналогичный эффект наблюдается для пламени и продуктов, обтекающих полый цилиндр, обращенный дном к падающему пламени (на рисунках не показано).

На рис. 3 показана последовательность кадров видеосъемки распространения пламени мимо полого конуса, обращенного своим открытым основанием к набегающему пламени. Как видно из рис. 3, аналогично эксперименту, представленному на рис. 2, дорожка фон Кармана не наблюдается за препятствием при распространении пламени слева направо (рис. 3а). Однако вихревое движение газа возникает при распространении отраженного потока продуктов реакции справа налево (рис. 3б). Аналогичный эффект наблюдается для пламени и продуктов горения при обтекании полого конуса, обращенного своей вершиной к набегающему пламени (на рисунке не показано).

Наблюдаемые экспериментальные закономерности были предметом численного моделирования. Чтобы выяснить, почему дорожка фон Кармана не наблюдается за препятствием при распространении пламени, но появляется в процессе распространения отраженного от торца реактора потока горячих продуктов, рассмотрим искривленный фронт пламени. Покажем, что процесс переноса тепла уменьшает кривизну пламени и приводит к его стабилизации. Действительно, выпуклые участки зоны химической реакции в горючей смеси по отношению к холодным должны отдавать больше тепла, чем в плоском пламени: тепло от них передается не только вперед в направлении распространения пламени, но и в боковых направлениях. Возникающее в результате охлаждение зоны реакции приводит к отставанию областей пламени, которые оказались впереди. Противоположная ситуация будет наблюдаться в вогнутых областях, где температура повышается

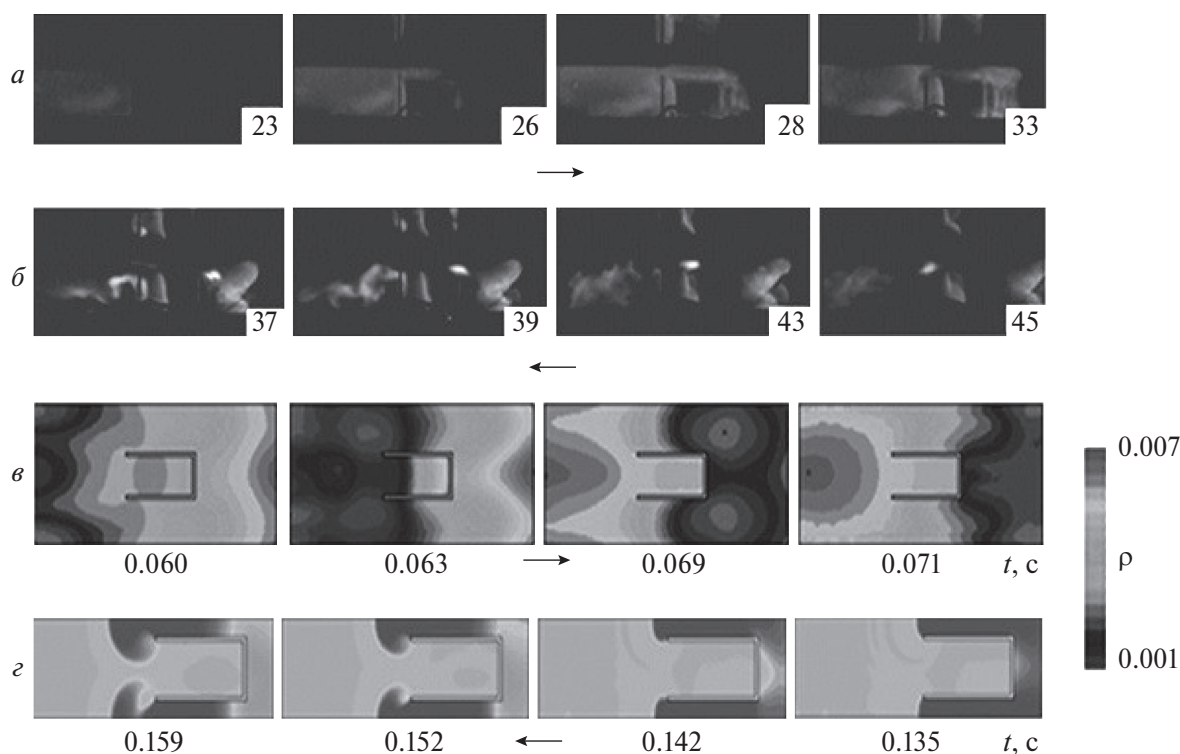


Рис. 2. Высокоскоростная видеосъемка распространения пламени в смеси 15.4% CH_4 + 30.8% O_2 + 46% CO_2 + 7.8% Ar на фоне цилиндрического препятствия с основанием диаметром 6 см, обращенного открытым концом к падающему пламени; $P = 175$ Торр, частота кадров — 600 с^{-1} , 298 К. Цифры на каждом кадре соответствуют последовательному номеру видеоизображения во время зажигания; *а* — распространение пламени слева направо, *б* — распространение отраженного потока продуктов реакции справа налево; *в*, *г* — численное моделирование плотности газа при распространении пламени по цилиндрическому препятствию: *в* — реагирующий поток распространяется слева направо; *г* — инертный поток, управляемый давлением, распространяется справа налево (для удобства сравнения с экспериментом *а*, *б*).

по тем же причинам, скорость реакций увеличивается, и эти области движутся быстрее по мере распространения пламени. Таким образом, поверхность изогнутого фронта пламени выравнивается. Другими словами, теплопроводность оказывает стабилизирующее действие на искривленное пламя. Этот эффект отсутствует в нереагирующем газе.

Мы предприняли попытку качественно учесть вышеуказанные факторы при рассмотрении воспламенения при численном моделировании с использованием уравнений Навье—Стокса в приближении малого числа Маха в сжимаемой нереагирующей среде [15, 16]. Эту осесимметричную задачу будем рассматривать в цилиндрических координатах. Для любого вектора V в пространстве (r, z) имеем

$$\text{div}(\text{grad} V) = \frac{1}{r} \frac{\partial(r \partial V / \partial r)}{\partial r} + \frac{\partial(\partial V / \partial z)}{\partial z}.$$

Как видно из приведенного выше обсуждения, анализа газодинамических факторов достаточно для качественного рассмотрения наблюдаемых особенностей в нереагирующей среде. Это проиллюстрировано с использованием конечно-элементного анализа с пакетом FlexPDE 6.08, 1996–2008 PDE Solutions Inc. (пример — 2D_PISTON_MOVINGMESH.PDE) [17]. Эта задача моделирует двумерный поток идеального газа в цилиндре компрессора в цилиндрических координатах (r, z) — рис. 1г, 2г. Начальное давление газа выбрано равным 150 Торр. Границы области перемещаются в соответствии с движением поршня, в то время как внутренняя сетка подстраивается в пределах подвижных границ. Это приводит к фиксированной модели Лагранжа—Эйлера, в которой сетка движется, но с другой скоростью, нежели газ:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p u r}{\partial r} + \frac{\partial p v}{\partial z} = C_1 \text{div}(\text{grad}(\rho)),$$

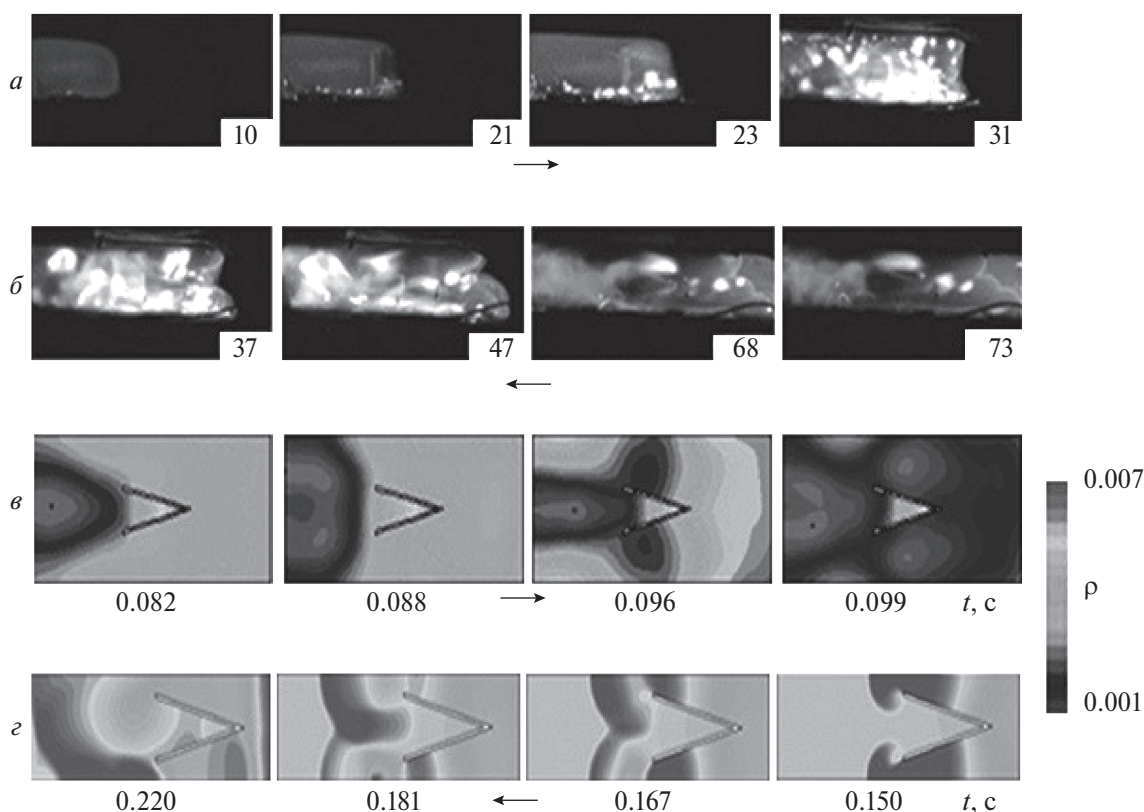


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но в случае конического препятствия. Обозначения и условия те же.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial r} =$$

$$= C_2 \operatorname{div}(\operatorname{grad}(u)) - C_2 u/r^2,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial z} = C_2 \operatorname{div}(\operatorname{grad}(v)),$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial r} + v \frac{\partial P}{\partial z} + \gamma P \left(\frac{\partial r u / \partial r}{r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) =$$

$$= C_1 \operatorname{div}(\operatorname{grad}(P)).$$

Здесь C_1 — сглаживающий коэффициент: $C_1 = [(\gamma^* P_0 / \rho_0)(p / \delta)]^{1/2}$, $C_2 = \max(v, C_1)$; использование этих параметров обеспечивает более быструю сходимость к решению; t — время, ρ и ρ_0 — текущая и начальная плотность газа, u и v — компоненты вектора скорости, ν — кинематическая вязкость газа, P и P_0 — давление и начальное давление, $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты, δ — размер сетки. Граничные условия приводятся в работе [16]. Как видно из рис. 2г и рис. 3г, нереагирующий поток обеспечивает неустойчивость по фон Карману при набегании на препятствие в виде полого цилиндра (рис. 2г) или полого конуса (рис. 3г).

Подавляющее большинство реакций газозафного горения имеет разветвленно-цепной характер, при котором разветвление может происходить в нетепловых условиях (тепло реакции практически отводится, например, при низких давлениях); при тепловом взрыве отвод тепла делает взрыв невозможным. В разветвленной цепной реакции активные вещества, а именно свободные радикалы, образуются в быстро увеличивающемся количестве из-за разветвления цепей, что приводит к быстрой реакции цепного воспламенения. В то же время термическое воспламенение при более высоких давлениях, очевидно, носит цепочно-тепловой характер. Выделение тепла ускоряет разветвление цепи и наоборот. Эта обратная связь оказывает существенное влияние даже в непосредственной близости от концентрационных пределов горения [18]. Отметим, что пакет FlexPDE 6.08 предусматривает автоматическое выполнение преобразования системы уравнений в частных производных второго порядка и граничных условий в осесимметричную задачу в цилиндрических координатах [17], поэтому ниже набор управляющих уравнений приводится в декартовых координатах.

Определяющими уравнениями для моделирования газовых взрывов являются уравнения Навье—Стокса в реагирующей и сжимаемой среде. В приложениях с турбулентным горением при низкой скорости аппроксимация уравнений Навье—Стокса с низким числом Маха является подходящей основой для качественного моделирования [11, 12]. Мы качественно подтвердили закономерности, описанные ниже, посредством численного моделирования с использованием двумерных сжимаемых безразмерных уравнений Навье—Стокса в приближении малого числа Маха, предложенном в [15, 16]. Решения уравнений показали качественное согласие с экспериментами [10, 14].

Приближение малого числа Маха получают из уравнений Навье—Стокса для сжимаемой среды: каждая переменная разложена в ряд по γM^2 , где γ — отношение теплоемкостей при постоянных давлении и объеме, M — число Маха. Для каждой переменной оставляют только член низшего порядка, за исключением давления P , которое делится на две составляющие: термодинамическое давление $P_0(t)$, однородное в пространстве, и гидродинамическое давление $p_2(x, y, t)$. Таким образом, $P = P_0(t) + \gamma M^2 p_2(x, y, t) + O(M^3)$, $P_0(t)$ — статическое давление (рассчитывается по [15]), p_2 — динамическое давление. Плотность ρ , температура T , давление P и концентрация C обезразмерены с их начальными значениями ρ_0 , T_0 , $P_0 = \rho_0 R T_0$, C_0 . Таким образом, l_d — длина, T_0 — начальная температура, давление $\rho_0 R T_0$, скорость $U_d = (g R T_0)^{1/2}$, время $t_d = l_d / (\gamma R T_0)^{1/2}$. Масштабы длины и скорости определяются как $l_d^2 = D t_d$ и $U_d = l_d / t_d$ соответственно.

Эта система уравнений представлена ниже и описывает распространение пламени в двумерной области, индексы “ t ”, “ x ”, “ y ” означают дифференцирование по t, x, y :

$$\rho T = P, \quad (1)$$

$$r_t + (rv)_y + (pu)_x = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} r(u_t + vv_y + uv_x) + P_y / \gamma M^2 = \\ = 1/\text{Fr} + \text{Sc}(\nabla^2 v + (1/3)K_y), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho(v_t + vu_y + uu_x) + P_x / \gamma M^2 = \\ = 1/\text{Fr} + \text{Sc}(\nabla^2 u + (1/3)K_x), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \rho(T_t + vT_y + uT_x) - (\gamma - 1)/\gamma P_t - (\gamma - 1)M^2 \times \\ \times [P_t + uP_x + vP_y] = \nabla^2 T + \beta W, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\rho(C_t + vC_r + uC_z) = \Delta^2 C - \beta_0 n W, \quad (6)$$

$$\rho(n_t + vn_y + un_x) = \Delta^2 n + 2\beta_0 n W, \quad (7)$$

$$W = C \exp(\xi - \xi/T), \quad (8)$$

$$P_{tt} - (1/M^2)\nabla^2 P = q(C_P - 1)\beta W_t, \quad (9)$$

где $\nabla^2 = (\dots)_{yy} + (\dots)_{xx}$ — двумерный оператор Лапласа; $K = v_y + u_x$ — вязкая диссипация; $P_{tt} = d^2 P / dt^2$, u и v — компоненты скорости в направлениях x и y соответственно, ξ — безразмерный коэффициент, пропорциональный E/R , где E — энергия активации химической реакции. Критерий Шмидта $\text{Sc} = \nu/D$, D — коэффициент диффузии ($0.3 \text{ см}^2/\text{с}$ при 1 атм [19]), $\nu = 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ [19]; β характеризует тепловыделение, β_0 — кинетический коэффициент, пропорциональный числу Дамкелера. Начальные значения следующие: $\rho_0 = 0.001 \text{ г/см}^3$ [19], $T_0 = 1$, $\gamma = 1.4$, теплоемкость при постоянном давлении $C_p = 0.3 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$ [19] и $C_0 = 1$. Число Льюиса равно $\text{Le} = 1$, что предполагает равенство $\text{Sc} = \text{Pr}$, где число Прандтля $\text{Pr} = \rho_0 C_p \nu / \lambda$, λ — теплопроводность. Напомним, что шкалы длины и скорости определяются как $l_d^2 = D t_d$ и $U_d = l_d / t_d$ соответственно. Тогда число Рейнольдса $\text{Re} = l_d U_d / \nu = 1/\text{Sc}$. Число Фруда $\text{Fr} = U_d^2 / g l_d$, где g — ускорение свободного падения — принято равным нулю. Число $M = U_d / c_0$ и принято равным 0.025, c_0 — скорость звука. Очевидно, что если $M = 0$, флуктуации давления отсутствуют. При $M \rightarrow 0$ значение P_0 становится намного выше, чем его среднее значение $\rho_0 U_d^2$. Поле скорости определяется этими флуктуациями. Если используется стандартное представление давления, то обычная замена переменных $P = P_0 p$ приводит к возникновению коэффициента $1/M^2$ в $\text{grad } p$ в уравнении сохранения импульса [20]. Принято, что значения давления удовлетворяют волновому уравнению (уравнение (9)), которое может быть получено из уравнений непрерывности и импульса с учетом внутренних источников и в пренебрежении членами порядка $1/M^4$ [20]. Уравнение (9), описывающее волны в движущихся неоднородных средах с источником тепла, следует из уравнений непрерывности и сохранения импульса ($q = l_d^2 / (U_d^4 \rho_0) \approx 1$ — параметр, возникающий при при-

ведении уравнения (11) в безразмерный вид), поэтому система полностью определена. Для того чтобы количество уравнений соответствовало количеству неизвестных, уравнение (2) исключается из набора (1)–(9) в дальнейшем анализе.

Химическая реакция была представлена элементарным цепным механизмом – исходный реагент C производит два активных радикала n (реакция инициирования, константа скорости которой k_0 очень мала [18]): $C \rightarrow 2n$ (безразмерные концентрации указаны как C и n соответственно), и затем n вступает в реакцию с C , образуя $3n$ и продукты (реакция разветвления, безразмерная константа скорости β_0).

Решение задачи получено методом конечно-элементного анализа с помощью пакета FlexPDE 6.08, 1996–2008 PDE Solutions Inc. [17].

За условие инициирования было принято значение $T = 10$ на левой границе канала; в канале находилось препятствие (рис. 1). Граничные условия были следующие $C_\xi = 0, u = 0, v = 0, \rho_\xi = 0$, а также конвективный теплообмен $T_t = T - T_0$, где $\xi = l_d$ – безразмерная координата.

Результаты расчетов приведены на рис. 2в, г и 3в, г. Как видно из этих рисунков, качественно учитывается основная наблюдаемая особенность распространения фронта пламени мимо препятствий в форме полого цилиндра и полого конуса: при распространении пламени за препятствием не наблюдается дорожки фон Кармана (качественное рассмотрение было проведено выше). Таким образом, качественная модель на основе уравнений Навье–Стокса для сжимаемой реагирующей/инертной среды в приближении малого числа Маха позволяет получить как режим возникновения неустойчивости фон Кармана в химически инертном газе, так и наблюдать отсутствие этой неустойчивости в режиме распространения пламени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фронт пламени хорошо перемешанной разбавленной смеси метан–кислород при 298 К и 100–300 Торр, распространяющийся мимо полых цилиндрических и конических препятствий, ориентированных вдоль оси реактора, не образует за ними дорожки фон Кармана; однако при тех же условиях после препятствия в потоке горячих продуктов возникает вихревая неустойчивость.

Численные оценки на основе акустического приближения уравнений Навье–Стокса для сжимаемой реагирующей/инертной среды позволили учесть основную наблюдаемую особенность набегающего фронта пламени на препятствия: при распространении пламени за препятствием не наблюдается дорожки фон Кармана. Таким образом, качественная модель позволяет получить как режим возникновения неустойчивости фон Кармана в химически инертном газе, так и наблюдать ее отсутствие при распространении пламени.

В части изучения распространения пламени в объемах сложной геометрии при использовании скоростной цветной киносъемки работа выполнена в рамках госзадания (тема № АААА-А17-117011910011-09) и в рамках госзадания ИС-МАН; в части изучения горения смесей метан–воздух – в рамках госзадания ФИЦ ХФ РАН (тема № 1.4.1.5). и ИСМАН (тема № АААА-А19-119010990034-5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lovett J.A., Brogan T.P., Philippona D.S., Keil B.V., Thompson T.V. // Proc. 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit. AIAA 2004-4192. Fort Lauderdale, Florida, 2004.
2. Ebrahimi H.B. // Proc. 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, AIAA 2006-4916. Sacramento, California, 2006.
3. Ballal D.R. // Proc. 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, AIAA 2004-3546. Fort Lauderdale, Florida, 2004.
4. Magnussen B.F. // Proc. ECCOMAS Thematic Conf. on Comput. Combust. Lisbon, 2005.
5. Goldin G.M. // Proc. 43rd AIAA Aerospace Sci. Meet. and Exhibit. AIAA 2005-555. Reno, Nevada, 2005.
6. Gokulakrishnan P., Bikkani R., Klassen M.S., Roby R.J. // Proc. 47th AIAA Aerospace Sci. Meet. Including. The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida, 2009.
7. Cross C.N. PhD Thesis. Georgia Institute of Technology, 2011.
8. Tovar J.M. Master of Science Thesis. Univ. of California, 2015.
9. Hu J., Wang Z., Zhao W., Sun S., Sun C., Guo C. // J. Mar. Sci. Eng. 2020. V. 8. P. 195.
10. Rubtsov N.M., Chernysh V.I., Tsvetkov G.I., Troshin K.Ya. // FirePhysChem. 2021. V. 1. P. 174.
11. Рубцов Н.М., Калинин А.П., Цветков Г.И., Трошин К.Я., Родионов А.И. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 11. С. 42.
12. Калинин А.П., Рубцов Н.М., Виноградов А.Н., Егоров В.В., Матвеева Н.А., Родионов А.И., Сазо-

- нов А.Ю., Трошин К.Я., Цветков Г.И., Черныш В.И. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 5. С. 23.
13. Родионов А.И., Рубцов Н.М., Виноградов А.Н., Калинин А.П., Родионов И.Д., Трошин К.Я., Цветков Г.И., Черныш В.И., Сеплярский Б.С. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 8. С. 82.
14. Трошин К.Я., Рубцов Н.М., Цветков Г.И., Черныш В.И. // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 1. С. 25.
15. Alasard T. // Arch. Rational Mech. Anal. 2006. V. 180. P. 1.
16. Akkerman V., Bychkov V., Petchenko A., Eriksson L.-E. // Combust. and Flame. 2006. V. 145. P. 206.
17. Backstrom G. Simple Fields of Physics by Finite Element Analysis. GB Publishing, 2005.
18. Lewis B., Von Elbe G. Combustion, flames and explosions of gases. Acad. Press Inc., 1987.
19. Таблицы физических величин / Под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976 .
20. Lighthill M.J. // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1954. V. 222. P. 1.

FEATURES OF THE INTERACTION OF THE COMBUSTION FRONT OF DILUTED METHANE–OXYGEN MIXTURES WITH HOLLOW CYLINDRICAL AND CONICAL OBSTACLES AT LOW PRESSURES

K. Ya. Troshin¹, N. M. Rubtsov², V. I. Chernysh², G. I. Tsvetkov²

¹ *Semenov Institute of Chemical Physics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

² *Institute for Structural Macrokinetics and Materials Science of Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Russia*

*E-mail: troshin@center.chph.ras.ru

It was shown that the front of the flame of a well-mixed diluted methane–oxygen mixture at 298 K and 100–300 Torr propagating to the ends of hollow cylindrical and conical obstacles does not form a vortex shedding behind them; however, that instability occurs under the same conditions in the flow of hot products after the obstacles. To find out the reason that vortex shedding is not observed behind the obstacle at flame propagation, but vortex shedding appears in the course of propagation of a reflected stream of hot products, we consider the curved flame front. Let us show that the thermal conductivity should reduce the curvature of the flame and lead to its stabilization. Indeed, the convex areas of the chemical reaction zone in a combustible mixture in relation to the cold ones shall give up more heat than in a flat flame: the heat from these is not only transmitted forward in the direction of flame propagation, but also in the lateral directions. The resulting cooling of the reaction zone will cause the backlog of the areas of the flame that burst forward. The opposite situation will be for concave areas where the temperature rises for the same reasons, reactions rates increase, and they spread forward faster as the flame spreads. Thus, the surface of the curved front of the flame aligns. In other words, the thermal conductivity has a stabilizing effect on the curved flame. This effect is missing in non-reactive gas. The calculations showed that the main observed feature of the flame front propagation against an obstacle in the form of a cylinder is taken into account: vortex shedding is not observed behind the obstacle at flame propagation; the simple consideration was given above. Thus, the qualitative model of compressible non-reactive/reactive Navier–Stokes equations in low Mach number approximation allows obtaining both the mode of the emergence of von Karman instability in chemically inert gas and the absence of the mode for flame propagation.

Keywords: methane combustion, instability, vortex, obstacle, cylinder, cone, low Mach number, Navier Stokes equations.

REFERENCES

1. Lovett J.A., Brogan T.P., Philippona D.S., Keil B.V., Thompson T.V. // Proc. 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit. AIAA 2004-4192. Fort Lauderdale, Florida, 2004.
2. Ebrahimi H.B. // Proc. 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, AIAA 2006-4916. Sacramento, California, 2006.
3. Ballal D.R. // Proc. 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit, AIAA 2004-3546. Fort Lauderdale, Florida, 2004.
4. Magnussen B.F. // Proc. ECCOMAS Thematic Conf. on Comput. Combust. Lisbon, 2005.
5. Goldin G.M. // Proc. 43rd AIAA Aerospace Sci. Meet. and Exhibit. AIAA 2005-555. Reno, Nevada, 2005.
6. Gokulakrishnan P., Bikkani R., Klassen M.S., Roby R.J. // Proc. 47th AIAA Aerospace Sci. Meet. Including. The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida, 2009.
7. Cross C.N. PhD Thesis. Georgia Institute of Technology, 2011.
8. Tovar J.M. Master of Science Thesis. Univ. of California, 2015.
9. Hu J., Wang Z., Zhao W., Sun S., Sun C., Guo C. // J. Mar. Sci. Eng. 2020. V. 8. P. 195.
10. Rubtsov N.M., Chernysh V.I., Tsvetkov G.I., Troshin K.Ya. // FirePhysChem. 2021.V. 1. P. 174.
11. Rubtsov N.M., Kalinin A.P., Tsvetkov G.I., Troshin K.Ya., Rodionov A.I. // Russ. J. Phys. Chem. B. 2018. V. 12(6). P. 1017.
12. Kalinin A.P., Rubtsov N.M., Vinogradov A.N., Egorov V.V., Matveeva N.A., Rodionov A.I., Sazonov A.Yu., Troshin K.Ya., Tsvetkov G.I., Chernysh V.I. // Russ. J. Phys. Chem. B. 2020. V. 14(3). P. 413.
13. Rodionov A.I., Rubtsov N.M., Vinogradov A.N., Kalinin A.P., Rodionov I.D., Troshin K.Ya., Tsvetkov G.I., Chernysh V.I., Septyarsky B.S. // Russ. J. Phys. Chem. B. 2021. V. 15(4). P. 702.
14. Troshin K.Y., Rubtsov N.M., Tsvetkov G.I., Chernysh V.I. // Russ. J. Phys. Chem. B. 2022. V. 16(1). P. 39.
15. Alasard T. // Arch. Rational Mech. Anal. 2006. V. 180. P. 1.
16. Akkerman V., Bychkov V., Petchenko A., Eriksson L.-E. // Combust. and Flame. 2006. V. 145. P. 206.
17. Backstrom G. Simple Fields of Physics by Finite Element Analysis. GB Publishing, 2005.
18. Lewis B., Von Elbe G. Combustion, flames and explosions of gases. Acad. Press Inc., 1987.
19. Tables of Physical Values / Ed. I.K. Kikoin. M.: Atomizdat, 1976 [in Russian].
20. Lighthill M.J. // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1954. V. 222. P. 1.