

Establishment of Gasdynamic and Kinetic Features of Penetration of Methane-Oxygen Flames through Obstacles by the Use of 4D Spectroscopy and High-Speed Cinematography

N.M. Rubtsov¹, A.N. Vinogradov², A.P. Kalinin^{3,5}, A.I. Rodionov⁴,
I.D. Rodionov⁴, K.Ya. Troshin⁵, G.I. Tsvetkov¹, V.I. Chernysh¹

¹ *Institute of Structural Makrokinetics and Materials Science, Russian Academy of Sciences, Moscow region, Chernogolovka, 142432, Russia*

² *Department of physics M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia*

³ *A.Yu. Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119526, Russia*

⁴ *Joint Stock Company "Reagent" Research and Development Center, Moscow, 119991, Russia*

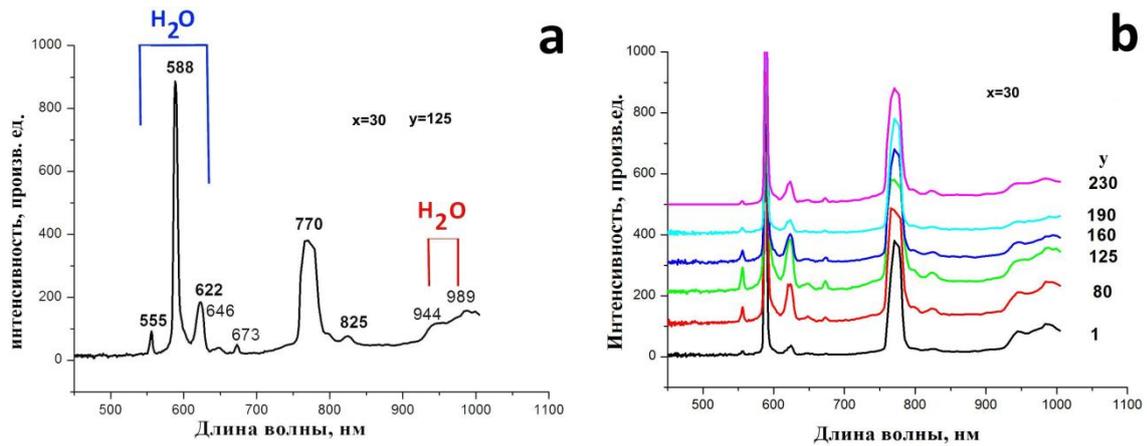
⁵ *N.N. Semenov Institute of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia*

nmrubtss@mail.ru

Abstract

It is experimentally shown that at penetration of a flame front (FF) through obstacles, gasdynamic factors, for example, turbulization of a flame can determine combustion kinetics, including transition of low-temperature hydrocarbon combustion to a high-temperature mode. It is established that FF after a single obstacle does not occur in close proximity to an obstacle, the first center of ignition can be observed far from an obstacle surface ("flame jump"). It is shown that the use of a net sphere as an obstacle leads to increase in the length of "jump" of FF behind an obstacle in comparison with a round opening. It is shown that two or more obstacles of both a spherical form and flat one considerably suppress FF propagation. It is experimentally shown that below a flame penetration limit of the diluted methane-oxygen mix through a flat obstacle with one opening, the flame does not penetrate through a diffuser, but penetrates through a confuser. Features of penetration of FF through rectangular openings in comparison with round ones by means of color speed filming and visualization of a gas stream are experimentally investigated. It is shown that the length of a "flame jump" behind an opening is mainly determined by the time of occurrence of the laminar to turbulent transition, rather than the period of ignition delay. The results obtained are important for the solution of problems of explosion safety for volumes of complex geometry.

Keywords: hyperspectrometer, high-speed cinematography, flames, gasdynamic and kinetic features, methane-oxygen mixture, obstacle



Emission spectra of radiation of a flame of mix 15.4% of PG + 30.8% O_2 + 46% CO_2 + 7.8% Kr after the first obstacle. $P = 180$ Torr: a – in a point with coordinates $x = 30$, $y = 125$; b – time dependence (y – number of a shot, speed is 300 frames/s)

УДК 681.785.235 541.126

Установление газодинамических и кинетических особенностей проникновения метано-кислородных пламён через препятствия путем использования 4D спектроскопии и скоростной киносъёмки

Н.М. Рубцов¹, А.Н. Виноградов², А.П. Калинин^{3,5}, А.И. Родионов⁴,
И.Д. Родионов⁴, К.Я. Трошин⁵, Г.И. Цветков¹, В.И. Черныш¹

¹ *Институт Структурной Макрокинеки и Проблем Материаловедения РАН, Россия, Московская область, г. Черноголовка, 142432, Институтская ул., 8*

² *МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, Москва, 119991, ГСП-1, Ленинские горы, 1*

³ *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского, Российской академии наук, Россия, Москва, 119526, проспект Вернадского, 101*

⁴ *ЗАО «Научно-технический центр «Реагент», Россия, Москва, 119991, ул. Косыгина, 4*

⁵ *Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Россия, Москва, 119991, ул. Косыгина, 4*

nmrubtss@mail.ru

Аннотация

Экспериментально показано, что при проникновении пламени через препятствия газодинамические факторы, например, турбулизация пламени, могут определять кинетику процесса горения, в том числе переход низкотемпературного горения углеводорода в высокотемпературный режим. Установлено, что фронт пламени после одиночного препятствия не возникает в непосредственной близости от препятствия, первый очаг воспламенения может наблюдаться сравнительно далеко от поверхности препятствия. Показано, что использование сеточной сферы как препятствия приводит к увеличению длины "скачка" пламени за препятствием по сравнению с круглым отверстием. Показано, что два или больше препятствий как сферической, так и плоской формы заметно подавляют распространение пламени. Экспериментально показано, что ниже предела проникновения пламени разбавленной смеси метана с кислородом через плоское препятствие с одним отверстием, в случае препятствия в виде воронки пламя не проникает со стороны растрюба воронки (диффузор), но проникает со стороны носика воронки (конфузор). Экспериментально исследованы особенности проникновения фронта пламени через прямоугольные отверстия в сравнении с круглыми с использованием цветной киносъёмки и визуализации газового потока. Показано, что длина "скачка пламени" после отверстия в препятствии преимущественно определяется временем возникновения ламинарно-турбулентного перехода, а не периодом задержки воспламенения. Полученные результаты важны для решения проблем безопасности взрыва для объемов со сложной геометрией.

Ключевые слова: гиперспектрометр, скоростная киносъёмка, горение, газодинамические и кинетические особенности, метано-кислородная смесь, препятствия

1. Введение

Распространение пламени в трубах и каналах важно для установления критериев безопасной прокачки газов по трубам, обеспечения взрывобезопасности в электроэнергетике, добывающих и нефтехимических отраслях промышленности, а также для обеспечения полноты конверсии газа в двигателях внутреннего сгорания [1]. Взаимодействие между пламенем и препятствиями, вызванное присутствием деталей оборудования в реакционных объёмах, может привести к локальному ускорению фронта пламени (ФП) [2]. Влияние препятствий на протекание взрывных процессов, форма пламени в трубах и каналах исследовались в лабораторных условиях [3, 4–6]. Авторы [5, 6] указали на важную роль акустических волн, генерируемых пламенем и формирующихся волн конечной амплитуды на форму ФП.

Было установлено [6, 7], что одновременное протекание интенсивного химического превращения, теплопередачи и массообмена в ходе турбулентного смешения, вызванного препятствиями, в сочетании с процессами обмена импульса может значительно ускорить пламя, вызвать взрыв, переход к сверхзвуковому режиму горения и привести к повреждению здания или магистрали. Такое влияние препятствий на ускорение пламени исследовано, например, в [8–10].

Целью настоящей работы было установление газодинамических и кинетических особенностей проникновения метано-кислородных пламен через препятствия различной геометрии с помощью 4D спектроскопии и скоростной киносъёмки.

2. Газодинамические и кинетические особенности проникновения метано-кислородного пламени через одиночные отверстия и мелкаячеистые препятствия

Как предположено в [9, 10], при исследовании препятствий с малыми отверстиями ускорение пламени может быть объяснено не только увеличением степени турбулизации расширяющегося при прохождении препятствия потока газа, но и накоплением свободных радикалов позади препятствия. Смешение этих радикалов с непрореагировавшим газом может повысить воспламеняемость смеси.

В [11, 12] показано, что инициированные искрой пламена бедных водородо-воздушных смесей при 1 атм проникают сквозь сеточные алюминиевые сферические препятствия с размером ячейки $0.04 \div 0.1 \text{ мм}^2$; пламя смеси 15 % H_2 в воздухе после препятствия ускоряется; в реакторе наблюдаются акустические колебания, т.е. локальные пульсации плотности газа. При этом, чем меньше диаметр сеточной сферы, тем раньше возникают акустические колебания. С другой стороны, ФП стехиометрической смеси природного газа (ПГ) с воздухом не ускоряется после препятствия. Сделано заключение, что активные центры горения метана и водорода, которые определяют распространение пламени, имеют различную химическую природу, а именно вклад обрыва активных радикалов на поверхности препятствия является определяющим в случае смесей ПГ-воздух. Этот результат наряду с представленными в [9, 10] указывает на важную роль активных промежуточных продуктов горения при прохождении пламени через препятствие.

В данном параграфе представлены экспериментальные результаты по распространению пламени в цилиндрическом канале с препятствиями. Цель состояла в том, чтобы выявить особенности проникновения ФП через простейшие одиночные препятствия с одним круглым отверстием и мелкаячеистые препятствия, а также оценить эффективность таких препятствий для подавления горения метана.

Особенности прохождения ФП через одиночное препятствие рассматриваются в первой части параграфа; экспериментальная оценка эффективности мелкаячеистых сетчатых препятствий для подавления горения метана описана во второй части.

Эксперименты проводились со стехиометрическими смесями метана с кислородом, разбавленными CO_2 и Kr при начальных давлениях $100 \div 200$ мм рт. ст. и температуре 298 К в откачиваемом горизонтальном цилиндрическом кварцевом реакторе длиной 70 см и диаметром 14 см. Реактор фиксировался в двух шлюзах из нержавеющей стали с торцов (рис. 2.1) и был снабжён вакуумными вводами для напуска и откачки газа и дверцей безопасности, которая открывалась наружу, когда полное давление в реакторе превышало 1 атм.

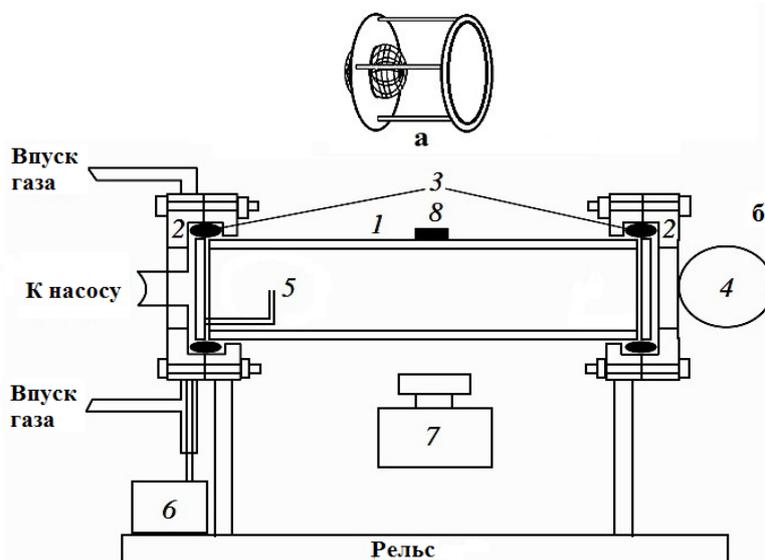


Рис. 2.1. Экспериментальная установка.

- а – сетчатая сфера диаметром 4 см в (диаметр проволоки 0.1 мм, размер ячейки 0.15 мм^2), вставленный в плоское препятствие диаметром 14 см;
 б – (1) кварцевый реактор, (2) шлюзы из нержавеющей стали, (3) силиконовая прокладка, (4) дверца безопасности, (5) электроды искрового зажигания, (6) блок питания, (7) скоростная кинокамера, (8) микрофон

Два электрода искрового зажигания были расположены у одного из торцов реактора. Сферическое препятствие состояло из двух сетчатых полушарий из нержавеющей стали, закрепленных на кольце. Использовались сетчатые сферы диаметром 8 см (толщина проволоки 0.3 мм, размер ячейки 0.3 мм^2), диаметром 10 см (толщина проволоки 0.35 мм, размер ячейки 0.5 мм^2) и диаметром 13 см (толщина проволоки 0.5 мм, размер ячейки 1 мм^2). Использовались также плоские сетчатые препятствия из нержавеющей стали диаметром 14 см, равным диаметру реактора (толщина проволоки 0.3 мм, размер ячейки 0.5 мм^2 ; или с толщиной проволоки 0.5 мм и размер ячейки 0.1 мм^2). Кроме того, использовались сетчатые сферы диаметром 4 см (толщина проволоки $d = 0.1 \text{ мм}$, размер ячейки 0.15 мм^2), и 5 см (толщина проволоки 0.15 мм, размер ячейки 0.15 мм^2), вставленные в плоское препятствие диаметром 14 см, перекрывающее поперечное сечение реактора, (рис. 2.1, а). Результаты, полученные с мелкоячеистыми препятствиями, сравнивались с данными опытов по прохождению пламени через плоские препятствия с одиночными центральными отверстиями 2.5 см и 4 см в диаметре. Исследуемая горючая смесь ($15.4 \% \text{ CH}_4 + 30.8 \% \text{ O}_2 + 46 \% \text{ CO}_2 + 7.8 \% \text{ Kr}$) подготавливалась предварительно; CO_2 добавляли, чтобы уменьшить скорость ФП и повысить качество съемки; Kr добавляли, чтобы уменьшить порог ионизации газа. Реактор заполняли горючей смесью до необходимого давления. Затем осуществлялась инициация воспламенения искрой (энергия 1.5 Дж). Скоростная съемка динамики воспламенения и распространения ФП проводилась с боковой стороны реактора (см. рис. 2.1) с помощью цветной скоростной цифровой камеры Casio Exilim F1 Pro (частота кадров 600 с^{-1}) [13]. Видеофайл сохранялся в

памяти компьютера, затем проводилась его покадровая обработка. [14]. Изменение давления в ходе горения регистрировалось с помощью пьезоэлектрического датчика, синхронизированного с искровым разрядом. Акустические колебания регистрировались чувствительным микрофоном "Ritmix" (диапазон частот до 40 кГц). Аудиозапись включалась в произвольный момент перед иницированием воспламенения. В ходе опыта минимизировался уровень посторонних шумов. Аудиофайл анализировался с помощью пакета программ "Spectra Plus 5.0". Использовались газы марки "хч".

Типичная картина распространения пламени в горючей смеси через одиночное препятствие представлена на рис. 2.2.

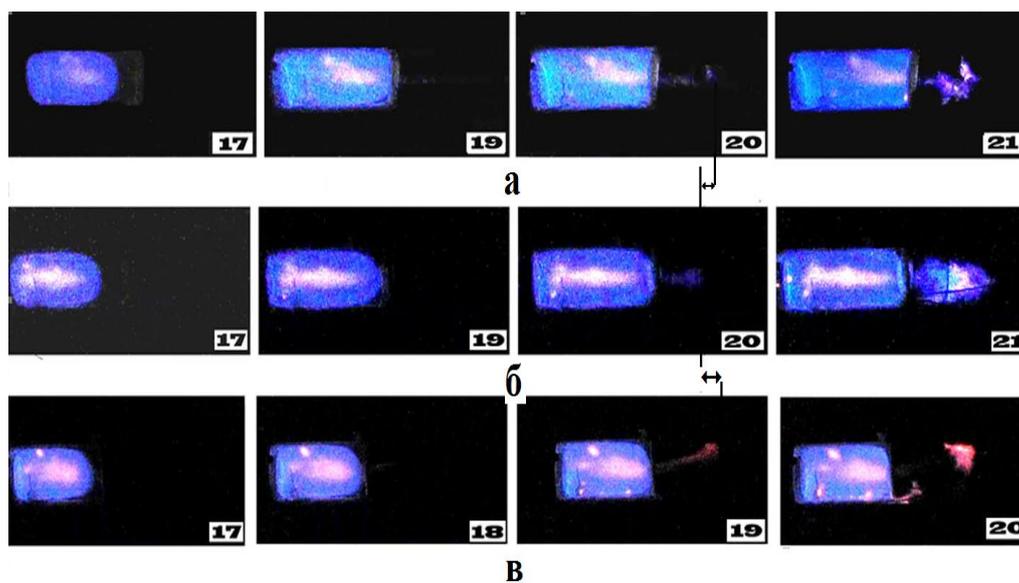


Рис. 2.2. а – скоростная съемка распространения ФП через круглое отверстие 2.5 см в диаметре в плоском препятствии 14 см в диаметре; б – скоростная съемка распространения ФП через круглое отверстие 4 см в диаметре в плоском препятствии 14 см в диаметре; в – скоростная съемка распространения ФП через сеточную сферу диаметром 4 см (диаметр проволоки 0.1 мм, размер ячейки 0.15 мм²), вставленную в плоское препятствие диаметром 14 см, рис. 2, а), горения смеси 15.4 % CH₄ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Kr при начальном давлении 170 мм рт. ст. Номер кадра отсчитывается от момента иницирования воспламенения. Стрелками указаны расстояния возникновения фронта пламени после препятствия

На рис. 2.2 представлены зарегистрированные скоростной видеокамерой кадры распространения пламени сквозь различные препятствия: а – диаметр отверстия 4 см; б – сеточная сфера диаметром 4 см; в – сеточная сфера диаметром 4 см, вставленная в плоское препятствие диаметром 14 см (см. рис. 2.1, а). Обратим внимание на следующие экспериментальные особенности процесса: ФП после препятствия не возникает в непосредственной близости от препятствия; первый очаг воспламенения может наблюдаться сравнительно далеко от поверхности препятствия. Как следует из рис. 2.2, чем меньше диаметр отверстия, тем дальше от препятствия возникает фронт пламени (указано стрелками на рисунке). Как видно из рис. 2.2, в, при использовании препятствия в виде сеточной сферы ФП возникает на наибольшем расстоянии от препятствия, при этом "скачок" пламени через одиночное препятствие может наблюдаться при начальных давлениях меньше атмосферного; кроме того, пламя "проскакивает" в разбавленной смеси заметно дальше, чем в стехиометрической смеси при 1 атм [9]. Установление зависимости величины "скачка" пламени от геометрии сложного препятствия требует дополнительных исследований.

Отметим, что накопление свободных радикалов позади препятствия наблюдалось экспериментально [9]. Смещение этих радикалов с непрореагировавшей горючей смесью повышает воспламеняемость смеси. Это означает, что при анализе следует учитывать основные особенности кинетического механизма горения.

В порядке предварительного анализа было выполнено качественное двумерное численное моделирование прохождения пламени через препятствие с использованием уравнений Навье – Стокса с химической реакцией в рамках акустического приближения. Рассматривалось простейшее одиночное плоское препятствие с центральным отверстием. Напомним, что любое сравнение экспериментально зарегистрированного движения ФП с результатом численного моделирования может считаться достоверным только в качественном аспекте, поскольку теоремы единственности для уравнений Навье – Стокса в сжимаемой реагирующей среде отсутствуют. Поэтому согласие между расчетными и экспериментальными величинами не является аргументом в пользу, например, выбранного кинетического механизма реакции, поскольку могут существовать другие наборы управляющих параметров, описывающих те же самые экспериментальные профили (коль скоро единственность решения не доказана). Можно достоверно анализировать, например, качественное изменение скорости движения границы фронта химической реакции, а также формы этой границы, степени её "гладкости" и её возмущений. При этом рассмотрение подробного кинетического механизма горения вносит дополнительную неопределенность в результаты моделирования. Подавляющее большинство кинетических параметров не известно с достаточной точностью, чтобы сделать адекватные выводы на основе численного моделирования. Кроме того, вопрос полноты кинетического механизма всегда является открытым, т.е. неизвестно, пропущена ли какая-либо важная реакция.

Таким образом, целесообразными являются оценочные качественные расчёты, позволяющие прослеживать тенденции развития процессов в условиях выполняемых экспериментов.

Качественное рассмотрение перехода распространения пламени из сферического в цилиндрический режим проводилось на примере двумерной плоской задачи в проекции "вид сбоку" с целью сопоставления результатов качественного расчета с экспериментальными и установления дальнейших направлений модификации расчёта. Как известно из литературы [15], взаимосвязь основных факторов, обуславливающих неустойчивость пламен – гидродинамического и акустического можно учесть при рассмотрении уравнений Навье – Стокса для сжимаемой среды в акустическом приближении (что соответствует существенно дозвуковым пламенам). Система безразмерных уравнений Навье – Стокса в приближении малого числа Маха [13, 16–21], описывающая распространение пламени в двумерном канале, показала качественное согласие с экспериментами [13]. Начальные значения и безразмерные параметры были выбраны те же, что и в [13].

Индексы t, x, y, z означают дифференцирование по t, x, y, z .

$$\rho T = P,$$

$$\rho_t + (\rho u)_x + (\rho v)_y + (\rho w)_z = 0,$$

$$\rho(u_t + vu_y + uv_x + wu_z) + \frac{P_x}{\gamma M^2} = \frac{1}{Fr} + Sc \left(\nabla^2 u + \frac{1}{3} K_x \right),$$

$$\rho(v_t + vv_y + uv_x + wv_z) + \frac{P_y}{\gamma M^2} = \frac{1}{Fr} + Sc \left(\nabla^2 v + \frac{1}{3} K_y \right), \quad (1.1)$$

$$\rho(w_t + uw_x + vw_y + ww_z) + \frac{P_z}{\gamma M^2} = \frac{1}{Fr} + Sc \left(\nabla^2 w + \frac{1}{3} K_z \right),$$

$$\rho \left[T_t + uT_x + vT_y + wT_z \right] - \frac{(\gamma-1)P_t}{\gamma} - (\gamma-1)M^2 \left[P_t + uP_x + vP_y + wP_z \right] = \nabla^2 T + \beta_1 W,$$

$$\rho \left[T_t + vT_x + uT_y + wT_z \right] - \frac{(\gamma-1)P_t}{\gamma} - (\gamma-1)M^2 \left[P_t + uP_x + vP_y \right] = \nabla^2 T + \beta_1 W,$$

$$\rho \left[C_t + uC_x + vC_y + wC_z \right] = \nabla^2 C - \beta W,$$

$$W = (1-C) \exp \left(\zeta - \frac{\zeta}{T} \right),$$

где $K = u_x + v_y + w_z$ – член, учитывающий вязкую диссипацию; σ^2 – трехмерный оператор Лапласа; $P(x, y, t) = P_0(t) + \gamma M^2 p_2(x, y, t) + O(M^3)$, где $P_0(t)$ – статическое давление, которое рассчитывается на основе законов сохранения [16]; $p_2(x, y, t)$ – динамическое давление; (u, v, w) – компоненты скорости в направлениях (x, y, z) соответственно; ρ – плотность; T – температура. Химическая реакция представлена одностадийной реакцией Аррениуса первого порядка; P – давление; C – концентрация реагирующего вещества; $1-C$ – степень превращения реакции; ζ – безразмерный коэффициент, имеющий смысл E/R , где E – энергия активации, R – газовая постоянная. Безразмерный параметр – критерий Шмидта $Sc = \nu/D$, где D – коэффициент диффузии, ν – кинематическая вязкость; γ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме; β_1 характеризует выделение тепла на единицу концентрации C ; β – кинетический коэффициент (пропорциональный второму числу Дамкёлера [17]). Плотность, температура, давление и концентрация обезразмеривались с использованием начальных значений $\rho_0 = 0.001 \text{ г/см}^3$ [22], $T_0 = 1$, $P_0 = \rho_0 T_0$, $\zeta = 10.5$, $\gamma = 1.4$, $\beta = 0.2$, $\beta_1 = 0.3$, $C_p = 0.3 \text{ кал/г.град}$ [22] и $C_0 = 0$, соответственно. Число Льюиса полагается равным $Le = 1$, что предполагает равенство $Sc = Pr$, где $Pr = \rho_0 C_p \nu / \lambda$, λ – коэффициент теплопроводности и C_p – теплоемкость при постоянном давлении. Масштабы длины и скорости определены, как $l_d^2 = Dt_d$ и $U_d = l_d / t_d$, соответственно. Тогда число Рейнольдса с учетом выбора l_d и U_d имеет вид $Re = l_d U_d / \nu = 1 / Sc$. Число Фруда $Fr = U_d^2 / g l_d$, где g – ускорение свободного падения, принималось равным 0. Число Маха определено как $M = U_d / c_0$ и принято равным 0.025, где c_0 – скорость звука. Очевидно, если $M = 0$, то колебания давления отсутствуют. При $M \rightarrow 0$ исходное значение среднего давления P_0 становится намного выше, чем среднее значение $\rho_0 U_d^2$ для колебаний давления около среднего давления P_0 . Поле скоростей в зависимости от градиента давления определялось этими колебаниями давления вокруг его среднего значения. Если используется стандартное представление давления, тогда обычная замена переменных $P = P_0 p$ приводит к появлению фактора $1/M^2$ в члене $\text{grad } p$ в уравнении импульса [18].

Будем рассматривать двумерную задачу и исключим координату z

$$\rho T = P, \tag{a}$$

$$\rho_t + (\rho v)_y + (\rho u)_x = 0, \tag{б}$$

$$\rho (u_t + v u_y + u u_x) + \frac{P_y}{\gamma M^2} = \frac{1}{Fr} + Sc \left(\nabla^2 v + \frac{1}{3} K_y \right), \tag{в}$$

$$\rho (v_t + v v_y + v u_x) + \frac{P_x}{\gamma M^2} = \frac{1}{Fr} + Sc \left(\nabla^2 u + \frac{1}{3} K_x \right), \tag{г} \quad (1.11)$$

$$\rho [T_r + vT_y + uT_x] - \frac{(\gamma - 1)P_t}{\gamma} - (\gamma - 1)M^2 [P_t + uP_x + vP_y] = \nabla^2 T + \beta_1 W, \quad (д)$$

$$\rho [C_t + vC_y + uC_x] = \nabla^2 C - \beta W, \quad (е)$$

$$W = (1 - C) \exp\left(\zeta - \frac{\zeta}{T}\right), \quad (ж)$$

$$P_{tt} - \frac{1}{M^2 \nabla^2 P} = q(C_p - 1)\beta_1 W_t, \quad (з)$$

где $\nabla^2 = (\cdot)_{yy} + (\cdot)_{xx}$ – двумерный лапласиан; $K = v_y + u_x$, $P_{tt} = \frac{D^2 P}{Dt^2}$, $\frac{D(\cdot)}{Dt}$ – материальная

производная. В расчетах принималось, что значения давления удовлетворяют волновому уравнению (последнее уравнение системы (1.П)), которое в допущении малых возмущений, вносимых волной, можно получить из уравнений неразрывности и сохранения импульса с учетом внутренних источников энергии и в пренебрежении членами, имеющими порядок $1/M^4$ [19, 20, 23].

Поскольку последнее уравнение (з) системы (1.П), описывающее волновые процессы в движущейся неоднородной среде с внутренними источниками тепла получают с использованием уравнения неразрывности и уравнения сохранения количества движения ($q = l_d^2 / (U_d^4 \rho_0)$) – параметр, возникающий при приведении системы уравнений к безразмерному виду и в последующем качественном расчете положенный равным единице), то система (1.П) переопределена. Для того, чтобы количество уравнений соответствовало количеству неизвестных, из системы (1.П) при дальнейшем анализе исключилось уравнение первого порядка (б). Использование уравнения (з) обеспечивало существенное ускорение расчетов, проведенных в настоящей работе, в рамках использованного программного обеспечения.

В ряде расчетов скорость реакции задавалась не уравнением Аррениуса, а с помощью простейшего цепного механизма



где C – безразмерная концентрация исходного вещества; n – безразмерная концентрация активного промежуточного продукта; w_0 и W – скорости реакций зарождения и разветвления реакционных цепей соответственно. В дальнейших расчётах скорость реакции зарождения w_0 для процесса распространения пламени согласно [22] считается малой.

Температурная зависимость скорости реакции $n + C \rightarrow 3n + \text{продукты}$ описывается законом Аррениуса. В этом случае уравнения (е) и (ж) системы (1.П) заменялись на следующие уравнения:

$$\rho [C_t + vC_y + uC_x] = \nabla^2 C - \beta n W,$$

$$\rho [n_t + vn_y + un_x] = \nabla^2 n + 2\beta n W,$$

$$W = C \exp\left(\zeta - \frac{\zeta}{T}\right)$$

Начальное условие для концентрации исходного вещества изменяется на $C_0 = 1$.

Условие инициирования $T = 10$ на правой границе канала (начальная безразмерная температура $T = 1$); в канале находится одиночная вертикальная преграда с центрально располо-

женным отверстием или сферическая сетчатая преграда. Граничные условия (включая препятствие) $C_x=0$, $C_y=0$, $n=0$, $u=0$, $v=0$, $\rho_x=0$, $\rho_y=0$, а также конвективный теплообмен $T_t=T-T_0$.

Результаты вычислений приведены на рис. 2.3. Как видно из рис. 2.3, анализ уравнений Навье – Стокса в приближении малого числа Маха позволяет качественно описать экспериментальные особенности проникновения ФП через одиночное препятствие, (см. рис. 2.2), а именно, возникновение фронта пламени не в непосредственной близости от препятствия, а на некотором расстоянии за ним. Таким образом, достаточно анализа простейшей модели одиночного плоского препятствия с отверстием с использованием реакции Аррениуса первого порядка для описания этой важной экспериментальной закономерности. Как также следует из рис. 2.3, учёт цепного механизма превращения позволяет описать движение зоны реакции назад к препятствию после проскока пламени (рис.2.3, с, кадр d) по сравнению с представлением реакции простой Аррениусовской зависимостью.

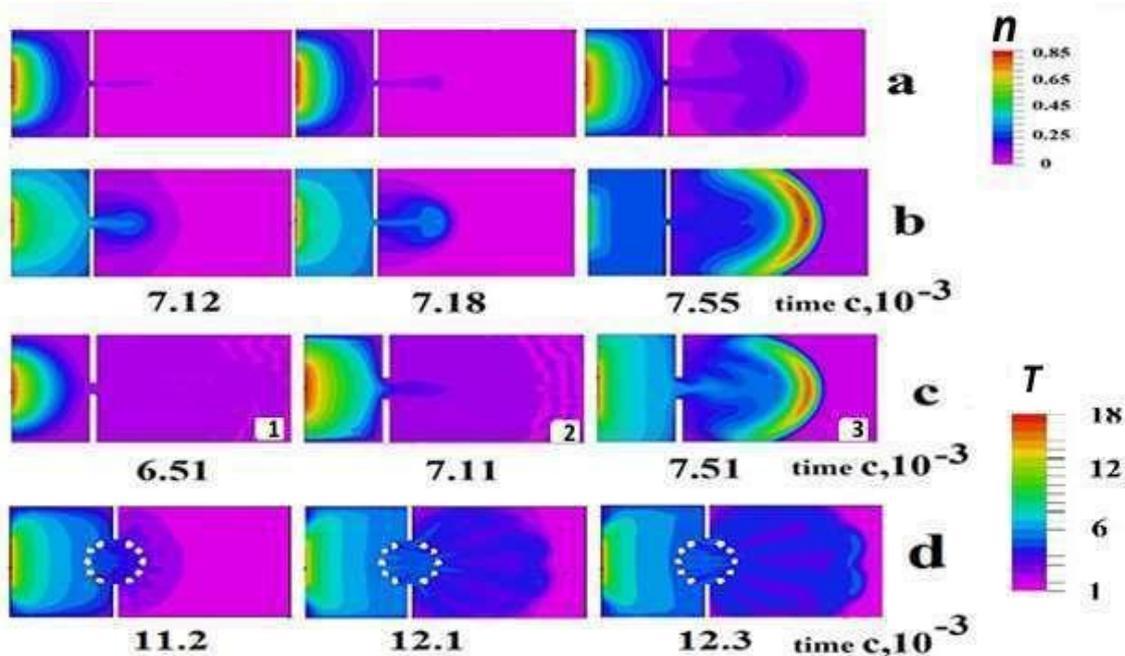


Рис. 2.3. Результаты моделирования распространения пламени через отверстие (a-c) и d-сферическое сеточное препятствие. Время отсчитывается от момента инициирования.

a –Изменение безразмерной концентрации n при распространении пламени через отверстие. Реакция Аррениуса первого порядка. Справа приведена шкала изменения степени превращения реакции n ;

b – Изменение безразмерной температуры T при распространении пламени через отверстие. Реакция Аррениуса первого порядка. Справа приведена шкала изменения температуры реакции T ;

c – Безразмерная концентрация активного промежуточного продукта (n) для двух моментов времени (номера кадров 1 и 2) и безразмерной температуры (номер кадра 3), при представлении химической реакции простейшим цепным механизмом. Шкалы изменения n и T приведены справа.

d – Изменение безразмерной температуры при распространении пламени через сеточную сферу. Реакция Аррениуса первого порядка. Справа приведена шкала изменения безразмерной температуры реакции T

Таким образом, имеет место качественное различие в результатах вычислений с использованием простейшего цепного механизма по сравнению с моделированием с учётом только одной реакции, подчиняющейся закону Аррениуса (рис. 2.3, а, б). Следовательно, хотя возникновение "скачка" пламени определяется в основном газодинамическими особенностями проникновения горючего газа через препятствие, кинетический механизм горения также заметно влияет на процесс.

Закономерности прохождения фронта пламени через сферическую сетку также качественно (отметим, что сетка смоделирована весьма иллюстративно, так же, как и механизм реакции) совпадают с экспериментом. При использовании препятствия в виде сеточной сферы в качественном согласии с рис. 2.3, с ФП возникает на наибольшем расстоянии от препятствия. Это означает, тем не менее, что основные особенности прохождения пламени через препятствие нам удалось учесть. Эти особенности, как видно из моделирования, в основном определяются газодинамикой процесса горения.

Следующая часть параграфа посвящена оценке эффективности препятствий для подавления распространения пламени при горении метана. На рис. 2.4 (I) представлены видеок cadры кино съемки распространения ФП в газовой смеси: а – в отсутствие препятствий; б – зависимость амплитуды акустических колебаний от времени. На рис. 2.4 (II) представлены видеок cadры кино съемки распространения ФП в газовой смеси: а – в присутствии трех сеточных препятствий (диаметром 8, 10, 13 см), вложенных друг в друга; б – зависимость амплитуды акустических колебаний от времени.

Как видно из приведённых рисунков, введение препятствий в виде вложенных сетчатых сфер приводит к заметному подавлению пламени после препятствия, на что указывает изменение максимального уровня акустического сигнала, который в присутствии препятствий приблизительно в 20 раз меньше, чем в пустом реакторе. Представляло интерес определение зависимости максимальной интенсивности акустического сигнала при распространении волны горения от числа препятствий.

Укажем, что влияние препятствий выражается двойственным способом. С одной стороны, взаимодействие ФП с препятствием может вызвать развитие неустойчивости пламени, способствуя ускорению ФП. С другой стороны, контакт ФП с поверхностью препятствия может привести к увеличению вклада гетерогенных реакций, в особенности обрыва реакционных цепей [12], а также к увеличению тепловых потерь. На рис. 2.4 (III) приведена зависимость максимальной интенсивности акустического сигнала от числа препятствий.

Обратим внимание на следующие экспериментальные особенности. На опыте наблюдается ускорение пламени в присутствии одиночного препятствия по сравнению с горением без препятствия. В этих случаях дверца безопасности реактора открывалась наружу, т.е. давление в реакторе превышало 1 атм (установленный предел) (по показаниям датчика давления было зафиксировано 1.5 атм), при этом не имело значения, плоское это препятствие или сферическое.

Как видно из рис. 2.4, два или более препятствий (как вложенные сферические, так и плоские) значительно подавляют распространение пламени. Укажем, что в этих случаях дверца безопасности реактора не открывалась, т.е. давление в реакторе не превышало 1 атм (< 500 мм рт. ст. согласно показаниям датчика давления). Таким образом, рис. 2.4 иллюстрирует наличие двух режимов: ускорения пламени после препятствия и его подавления после препятствия. При этом одно препятствие в условиях нашего эксперимента приводит к ускорению пламени, а большее количество препятствий – к подавлению пламени. При этом подавление пламени обусловлено как обрывом цепей, так и тепловыми потерями на поверхности препятствия.

Обобщим полученные в этом параграфе результаты.

Показано, что особенности проникновения пламени разбавленной инертным газом метано-кислородной смеси через одиночные отверстия и сферические препятствия определяются в основном газодинамическими факторами; при этом кинетический механизм горения также заметно влияет на процесс проникновения пламени через препятствие. Установлено, что фронт пламени после одиночного препятствия не возникает в непосредственной близости от препятствия, первый очаг воспламенения может наблюдаться сравнительно далеко от поверхности препятствия.

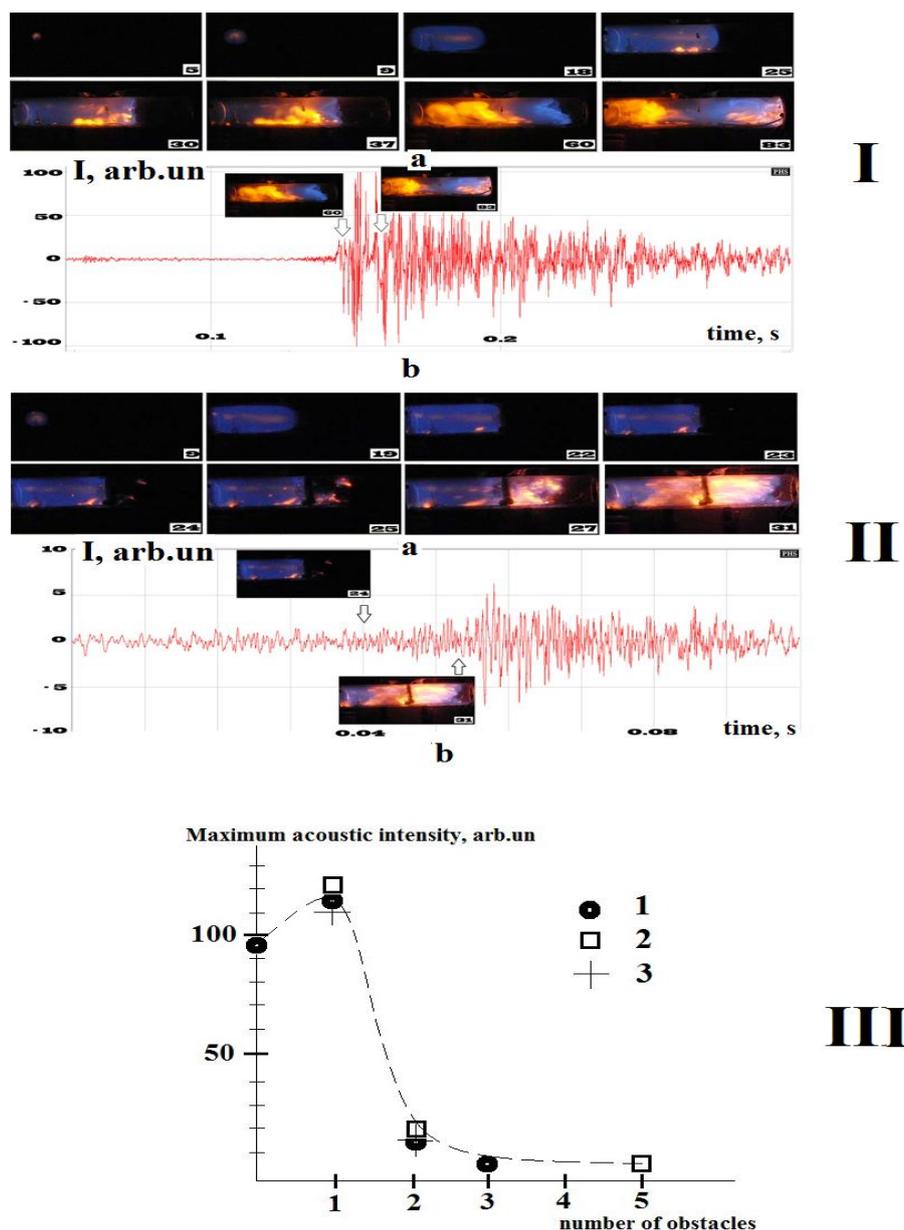


Рис. 2.4. Зависимость эффективности подавления пламени от числа препятствий. Смесь 15.4 % ПГ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Кг при начальном давлении 170 мм рт. ст. Номер кадра отсчитывается от кадра с моментом инициирования воспламенения.

I – а – скоростная съемка распространения ФП в газовой смеси в кварцевом реакторе без препятствий, искровой разряд (1.5 Дж), скорость съемки 600 кадров/с;
 б – зависимость амплитуды акустических колебаний от времени. Приведено несколько кадров из (а) для сопоставления времен для скоростной видеосъемки и акустической осциллограмме;

II – а – скоростная съемка распространения ФП в газовой смеси в кварцевом реакторе в присутствии трех вложенных друг в друга сеточных препятствий (диаметром 8, 10, 13 см), искровой разряд (1.5 Дж), скорость съемки 600 кадров/с;
 б – временная зависимость акустической амплитуды колебаний. Также приведено несколько кадров из а;

III – зависимость максимальной интенсивности акустических колебаний от числа препятствий. 15.4 % CH₄ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Кг при начальном давлении 170 мм рт. ст.:
 1 – сферические сеточные вложенные препятствия; 2 – плоские сеточные препятствия диаметром 14 см (диаметр проволоки 0.5 мм и размер ячейки 0.1 мм²)

Показано, что использование сеточной сферы как препятствия приводит к увеличению длины "скачка" пламени за препятствием по сравнению с круглым отверстием. Показано, что два или больше препятствий как сферической, так и плоской формы в условиях работы заметно подавляют распространение пламени.

Результаты, полученные при визуализации развития неустойчивости фронта пламени, важны для решения проблем безопасности взрыва для объемов со сложной геометрией.

3. Особенности проникновения пламен разбавленных смесей метана с кислородом через одиночное отверстие в плоском препятствии, конической воронке и комбинированные препятствия

В случае гипотетической техногенной аварии может быть выброшено существенное количество легковоспламеняющегося газа. После смешения с атмосферным воздухом получившаяся взрывчатая смесь при воспламенении может подвергнуть опасности целостность помещения, в котором произошла авария. В связи со сложностью как физико-химических процессов горения, так и геометрии реактора, особенности распространения пламени и нагрузки на отдельные фрагменты реактора сложной геометрии не могут быть к настоящему времени рассчитаны с достаточной точностью. Следует отметить, что полная система уравнений Навье – Стокса для сжимаемой реагирующей среды может быть упрощена и решена для неизотермических потоков, только если использовать приближение малого числа Маха (акустическое приближение). С целью описания медленных процессов турбулентного горения уравнения Навье – Стокса в реагирующей среде в приближении малого числа Маха представляют собой хорошую основу для моделирования [14–16, 18]. Когда ламинарное пламя перемещается в область несгоревших заранее перемешанных горючих газов, волна горения распространяется за счёт возникновения зоны прогрева (теплопроводности) и диффузии активных центров горения в непрореагировавшую смесь. Структура пламени определяет, сколько энергии передается в непрореагировавший газ. В соответствии с тем, как изменяются градиенты температуры и концентраций активных центров, пламя может либо ускориться, либо погаснуть. Газодинамические особенности потока также влияют на структуру пламени.

В данном параграфе описаны особенности распространения пламени через плоское препятствие и коническую воронку с круглым отверстием. Для решения проблем взрывобезопасности [9] представляет практический интерес знание диаметра отверстия, через которое в данных условиях фронт пламени не проникает.

В литературе проникновение пламени через препятствие с единственным круглым отверстием (которое характеризуется отношением блокирования (blocking ratio) $BR = 1 - (d/D)^2$, где d и D обозначают диаметр отверстия и внутренний диаметр реактора соответственно) обсуждается, например, в [27–30]. В [30] было предложено использовать число Карловитца K для оценки вероятности проникновения изотропного турбулентного пламени через одиночное отверстие: $K \approx (v_{jet}^2 / d_{jet})^{1/2} u_l^2$, где ν – кинематическая вязкость газовой смеси; u_l – скорость ламинарного пламени; u_{jet} – местная скорость потока непосредственно за препятствием; d_{jet} – диаметр отверстия. Постулировалось, что тушение пламени происходит при критическом значении K . Согласно [29] тушение пламени имеет место, когда произведение $K * Le > 1.5$, где Le – число Льюиса. Однако, определение величины K связано со значительными трудностями, которые наряду с попытками определения K описаны в [7]. Этот полуэмпирический подход учитывает роль кинетического механизма горения при проникновении пламени через отверстие только в величине скорости ламинарного пламени u_l .

В данном параграфе описано экспериментальное исследование проникновения пламени через единственное отверстие в плоском препятствии и конической воронке для разбавленных

инертными добавками метано-кислородных смесей. Также обсуждаются способы развития численных моделей горения, которые могут использоваться для расчёта процесса распространения пламени через препятствия различной геометрии. Результаты экспериментов могут быть использованы для совершенствования численных моделей распространения пламени.

Опыты проводили со стехиометрическими смесями метана с кислородом, разбавленными CO_2 и Kr при начальных давлениях $100 \div 200$ мм рт. ст. и начальной температуре 298 К. Использовалась установка, показанная на рис. 2.1, а именно горизонтально расположенный цилиндрический кварцевый реактор длиной 70 см и диаметром 14 см (реактор 1), в который вставлялись либо воронка, либо плоские препятствия с отверстиями или их комбинация. Использовали (как описано в [13]) и вакуумируемый стальной цилиндрический реактор (реактор 2), диаметром 12 см и длиной 25 см с оптическим кварцевым окном на торце [31, 32]. Два электрода для инициирования пламени искровым разрядом были расположены у торца реактора 1 и в центре реактора 2. Реактор 1 был вакуумно уплотнён в двух шлюзах из нержавеющей стали, снабженных вводами для напуска и откачки газов. Один из шлюзов был снабжен дверцей безопасности, которая открывалась наружу, когда полное давление в реакторе превышало 1 атм. В реактор помещали плоские пластмассовые препятствия $D = 14$ см с круглыми отверстиями $\text{BR} = 0.993$, $\text{BR} = 0.968$ и $\text{BR} = 0.918$. В качестве преграды использовалась также пластмассовая коническая воронка диаметром 14 см (угол раскрытия воронки 90° , носик воронки составлял 1 см длиной и 1 см в диаметре ($\text{BR} = 0.995$)).

В ряде опытов использовались также сложные препятствия. Они состояли из конфузора ($\text{BR} = 0.99$) и плоского препятствия диаметром 14 см с отверстием диаметром 4 см, закрытым сеткой (препятствие А), или сеточной сферы диаметром 4 см (препятствие В) (диаметр проволоки 0.1 мм, размер ячейки 0.15 мм^2), вставленных в плоское препятствие диаметром 14 см, помещенное непосредственно позади конфузора.

Также использовались сложные препятствия, состоящие из плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм (препятствие С, рис. 3.1, 1), второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм, закрытым плоской сеткой (препятствие D, рис. 3.1) и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 40 мм, в которое была вставлена сеточная сфера (препятствие Е, рис. 3.1, 3). Второе препятствие располагали на расстоянии величины “скачка пламени” после плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм. Это расстояние составляло 12 см.

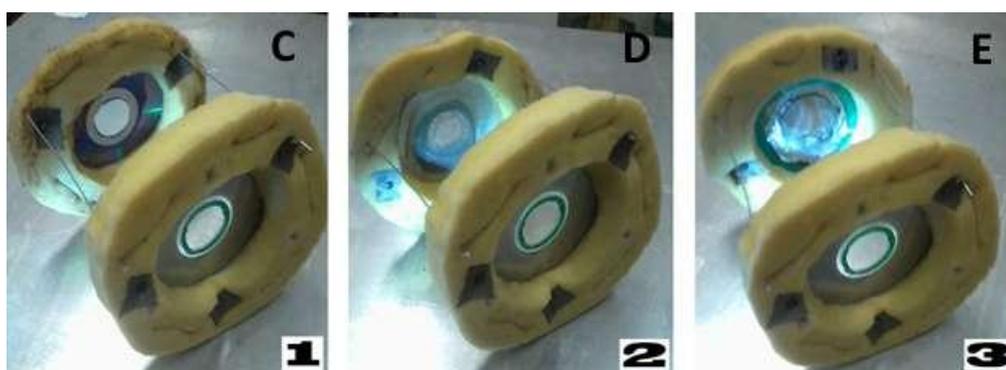


Рис. 3.1. Сложные препятствия, состоящие из плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм (1), второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм, закрытым плоской сеткой (2) и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 40 мм, в которое была вставлена сеточная сфера (3)

Препятствия были расположены таким способом, что волна горения могла сдвинуть их, но проникнуть через препятствие могла только через центральное отверстие. Подготовка горючей смеси (15.4 % CH₄ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Kr), проведение эксперимента и киносъемка динамики воспламенения и распространения фронта горения осуществлялись аналогично экспериментам, описанным в разделе 2 (см. с.7).

Горючая смесь (15.4 % CH₄ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Kr) была подготовлена предварительно; CO₂ добавляли, чтобы уменьшить скорость фронта пламени и соответственно повысить качество съемки; Kr добавляли, чтобы уменьшить энергию пробоя разрядом газовой смеси. Реактор заполняли горючей смесью до необходимого давления. Затем осуществлялся искровой разряд (энергия разряда составляла 1.5 Дж). Киносъемка динамики воспламенения и распространения фронта горения осуществлялась с боковой стороны реактора 1 и с торца реактора 2 через оптическое окно с использованием цветной скоростной цифровой камеры Casio Exilim F1 Pro (частота кадров 600 с⁻¹) [31]. Видеофайл сохранялся в памяти компьютера и затем осуществлялась его покадровая обработка [32]. Изменение давления в ходе горения регистрировалось пьезоэлектрическим датчиком, синхронизированным с искровым разрядом. Использовались газы марки “хч”.

На рис. 3.2 представлены типичные результаты экспериментов быстродействующей съемки распространения фронта пламени в смеси 15.4 % CH₄ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Kr при начальном давлении 170 мм рт. ст. через круглые отверстия а) BR = 0.993, б) BR = 0.968 и в) BR = 0.918 в плоском препятствии диаметром 14 см.

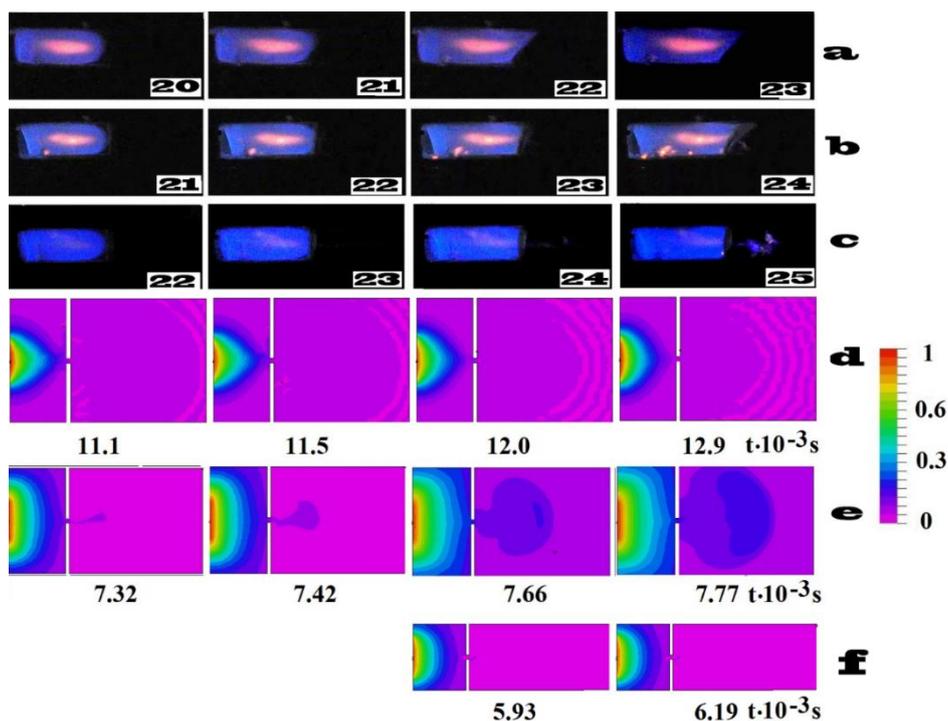


Рис. 3.2. Результаты скоростной съёмки распространения пламени через круглое отверстие а) BR = 0.993, б) BR = 0.968 и в) BR = 0.918. 15.4 % CH₄ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Kr при начальном давлении 170 мм рт. ст. и скорости съёмки 600 кадров/с. Число на каждом кадре соответствует номеру кадра после инициирования воспламенения.

Результаты численного расчёта процесса распространения пламени через отверстие.

d) изменение степени превращения для простого цепного механизма;

e) изменение степени превращения реакции для реакции первого порядка;

f) изменение степени превращения реакции для реакции первого порядка для более узкого канала

Шкала степени превращения реакции представлен справа

После воспламенения наблюдается распространение ламинарного пламени. Когда пламя достигает отверстия, при $BR = 0.993$ наблюдается тушение пламени, т.е. исчезновение пламени позади отверстия, а при меньших значениях $BR = 0.968$ и $BR = 0.918$ наблюдается проникновение фронта пламени через отверстие. Это указывает, в соответствии с [7], на существование критического диаметра отверстия для проникновения пламени. Поскольку осуществить проверку критерия $K \cdot Le > 1.5$ (см. выше) вследствие трудности экспериментального определения K [7] в наших условиях не представлялось возможным, то далее была сделана попытка выявить управляющие параметры, которые определяют критическое условие затухания пламени при прохождении через отверстие.

В следующей серии опытов (рис. 3.3, а, б) осуществлялась скоростная киносъемка распространения фронта пламени в смеси $15.4\% \text{CH}_4 + 30.8\% \text{O}_2 + 46\% \text{CO}_2 + 7.8\% \text{Kr}$ при начальном давлении 170 мм рт. ст. через коническую воронку диаметром 14 см, описанную в экспериментальной части: а – со стороны носика воронки; б – со стороны раструба воронки.

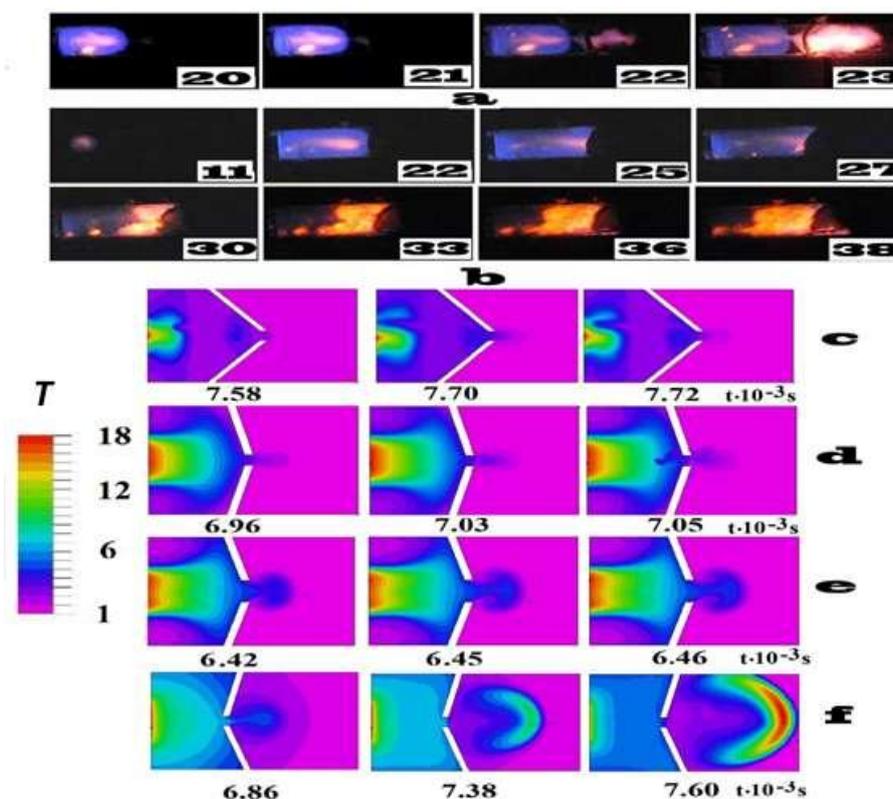


Рис. 3.3. Результаты скоростной съёмки распространения пламени через воронку 14 см в диаметре: а) со стороны носика воронки; б) со стороны раструба воронки. Смесь $15.4\% \text{CH}_4 + 30.8\% \text{O}_2 + 46\% \text{CO}_2 + 7.8\% \text{Kr}$ при начальном давлении 170 мм рт. ст., скорость съёмки 600 кадров/с. Число на каждом кадре соответствует номеру кадра после инициирования воспламенения.

Результаты численного расчёта процесса распространения пламени через воронку.

- с) изменение безразмерной температуры пламени со стороны раструба воронки для реакции первого порядка, угол раскрытия воронки 90°;
- д) изменение безразмерной температуры пламени со стороны раструба воронки для реакции первого порядка, угол раскрытия воронки 150°;
- е) изменение безразмерной температуры пламени со стороны раструба воронки для реакции первого порядка, угол раскрытия воронки 150°, большее отверстие;
- ф) изменение безразмерной температуры пламени со стороны раструба воронки для реакции первого порядка, угол раскрытия воронки 150°, меньшее отверстие;

Шкала изменения безразмерной температуры приведена слева

Как видно из рис. 3.3, в наших условиях фронт пламени проникает через воронку со стороны её носика, но если фронт пламени подходит со стороны входного отверстия воронки, то наблюдается тушение пламени. Обращает на себя внимание то, что в случае воронки как препятствия использование величины BR для характеристики препятствия становится неоднозначным, поскольку при $BR=0.995$ (что значительно ниже предела проникновения (см. рис. 3.2) для плоского препятствия) пламя действительно не проникает со стороны раструба воронки, но беспрепятственно проникает со стороны носика воронки.

Последовательности кадров скоростной съёмки распространения ФП в горючей смеси при начальном давлении 180 мм рт. ст. через сложные препятствия А и В приведены на рис. 3.4, а и 3.5, а соответственно.

Как видно из рис. 3.4, а и 3.5, а, первый очаг воспламенения наблюдается на заметном расстоянии от поверхности препятствия, особенно в случае препятствия В. Также из рис. 3.4, а и 3.5, а следует, что величина “скачка пламени” (расстояние возникновения пламени позади препятствия) намного больше в присутствии сеточной сферы, по сравнению с препятствием, содержащим плоскую сетку. Отметим, что в согласии с результатами, представленными на рис. 3.3, б (диффузор), пламя при наших условиях не проходит через сложное препятствие, содержащее диффузор вместо конфузора.

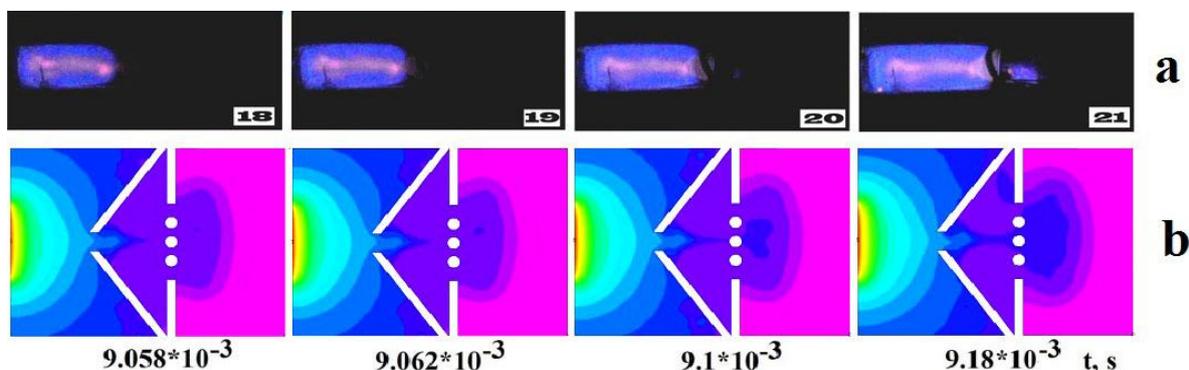


Рис. 3.4. а) Скоростная съёмка распространения ФП через сложное препятствие, состоящее из конфузора 14 см в диаметре и плоской сетки с отверстием 4 см в диаметре смеси 15.4 % ПГ + 30.8 % O_2 + 46 % CO_2 + 7.8 % Кг при начальном давлении 180 мм рт. ст. Число на кадре соответствует порядковому номеру кадра после момента инициирования воспламенения. б) Численное моделирование процесса распространения пламени через сложное препятствие

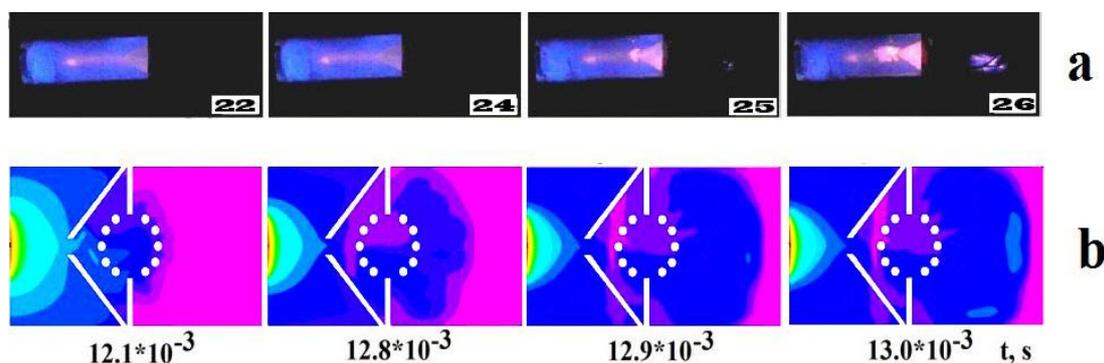


Рис. 3.5. а) Скоростная съёмка процесса распространения ФП через сложное препятствие, состоящее из конфузора 14 см в диаметре и сеточной сферы 4 см в диаметре 15.4 % смеси ПГ + 30.8 % O_2 + 46 % CO_2 + 7.8 % Кг при начальном давлении 180 мм рт. ст. Число на кадре соответствует порядковому номеру кадра после момента инициирования. б) Результаты вычисления процесса распространения пламени через сложное препятствие

Последовательности кадров скоростной съёмки распространения ФП в горючей смеси при начальном давлении 180 мм рт. ст. через сложные препятствия С, D и E приведены на рис. 3.6.

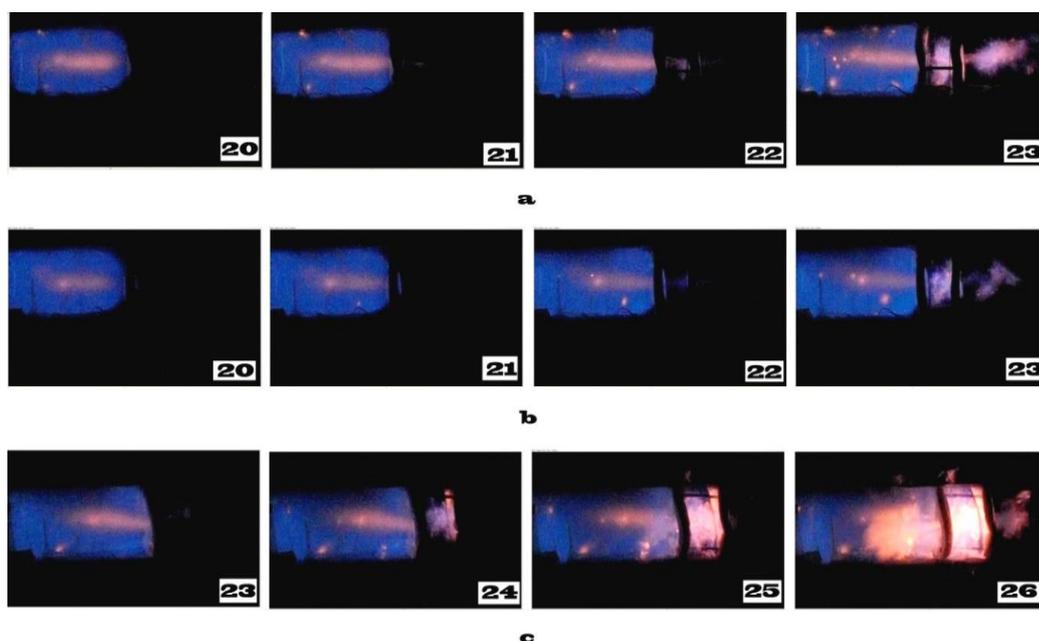


Рис. 3.6. Скоростная съёмка распространения ФП через комбинированные препятствия, состоящие из:

а – плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм (препятствие С);

б – плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм, закрытым плоской сеткой (препятствие D);

с – плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 40 мм, в которое была вставлена сеточная сфера (препятствие E).

Использовалась смесь 15.4 % ПГ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Кг при начальном давлении 180 мм рт. ст. Число на кадре соответствует порядковому номеру кадра после момента инициирования

Как видно из рис. 3.6, воспламенение после этих комбинированных препятствий происходит в наших условиях уже в непосредственной близости от второго препятствия, первый очаг воспламенения наблюдается непосредственно у поверхности второго препятствия для всех трёх комбинаций. Это означает, что величина “скачка пламени” преимущественно определяется характером комбинации препятствий, т.е. газодинамическими факторами следующего параграфа.

Численное моделирование с использованием безразмерных уравнений Навье–Стокса для реагирующей сжимаемой среды в приближении малого числа Маха (см. § 1), описывающих распространение пламени в двухмерном канале, показало качественное согласие с экспериментами. В настоящей работе начальные значения и безразмерные параметры были выбраны теми же, как и в § 1.

Решение задачи выполняли методом конечных элементов с использованием пакета программ FlexPDE 6.08, 1996-2008 PDE Solutions Inc. [15]. Начальное условие составляло $T=10$ на правой границе канала; в канале было вертикально расположенное препятствие с отверстием в центре. Граничными условиями (включая отверстие) были $C_x=0, C_y=0, n=0, u=0, v=0, \rho_x=0, \rho_y=0$, а также конвективный теплообмен на стенке $T_t=T-T_0$.

Результаты вычислений, проведенных вблизи предела проникновения пламени через препятствие, приведены на рис. 3.2, d, e, f. Как видно из рисунка, результаты расчёта находятся в качественном согласии с экспериментальными данными, представленными на рис. 3.2, a, b. Проведенный расчёт также позволяет качественно выявить как роль активных центров горения (рис. 3.2, d) так и тепловых потерь (рис. 3.2, f) при проникновении пламени через препятствие. В условиях проникновения фронта пламени через отверстие (рис. 3.2, e) для единственной реакции первого порядка, подчиняющейся закону Аррениуса, учёт или тепловых потерь (ширина канала на рис. 3.2, f равна 0.6 от ширины канала на рис. 3.2, e) или простейшего цепного механизма (вместо одной реакции) приводит к возникновению предела проникновения пламени через отверстие. В этом последнем случае потери обеспечиваются учётом обрыва активных центров цепей ($n_{\text{стенка}} = 0$). Отметим, что на рис. 3.2, d, e, f все другие параметры при расчёте те же самые.

Результаты численного моделирования проникновения пламени через коническую воронку представлены на рис. 3.3, c–f. Как видно из рисунка, результаты моделирования находятся в качественном согласии с результатами эксперимента, приведёнными на рис. 2.3, a, b. Действительно, в согласии с опытом пламя проникает через воронку со стороны её носика (рис. 3.3, a, f), а при распространении пламени со стороны раструба воронки проникновение пламени не наблюдается (рис. 3.3, b, c, d), имеет место тушение пламени. Такое качественное отличие от процесса проникновения пламени через плоское препятствие с центральным отверстием указывает на заметную роль взаимодействия акустических колебаний в реакторе, содержащем препятствие, с распространяющимся фронтом горения.

Кроме того, численный эксперимент показывает, что:

а) при более широком отверстии воронки пламя не проникает через препятствие со стороны раструба воронки, т.е. существует критический диаметр отверстия;

б) угол раскрытия воронки слабо влияет на проникновение пламени. Для интерпретации этих результатов требуются дальнейшие экспериментальные исследования.

Особенности проникновения ФП через сложные препятствия также качественно совпадают с экспериментом. В качественном согласии с рис. 3.4, a, 3.5, a в присутствии сеточной сферы как препятствия длина "скачка пламени" намного больше сравнению с плоской сеткой (рис. 3.4, b, 3.5, b). Поэтому, (даже учитывая качественный характер расчётов и весьма формальное моделирование сеточной сферы), нам удалось проиллюстрировать главные особенности распространения ФП через сложные препятствия. То же относится и к особенностям проникновения пламени через комбинированные препятствия С, D и E (рис. 3.7).

Обратим внимание на то, что для описания количественных закономерностей проникновения фронта пламени через одиночное отверстие необходим анализ трехмерной модели. В то же время результаты двумерного моделирования качественно согласуются с экспериментально наблюдаемыми закономерностями.

Резюмируем коротко полученные результаты.

Экспериментально показано, что ниже предела проникновения пламени разбавленной смеси метана с кислородом через плоское препятствие с одиночным отверстием, для препятствия в виде воронки пламя не проникает со стороны раструба воронки, но проникает со стороны носика воронки. Такое качественное отличие от процесса проникновения пламени через плоское препятствие с центральным отверстием согласно численному моделированию с использованием безразмерных уравнений Навье–Стокса для реагирующей сжимаемой среды в приближении малого числа Маха указывает на заметную роль взаимодействия акустических колебаний в реакторе, содержащем препятствие, с распространяющимся фронтом горения.

Отметим, что результаты, полученные при визуализации проникновения пламени через препятствия различной формы, важны для решения проблем взрывобезопасности в объемах со сложной геометрией.

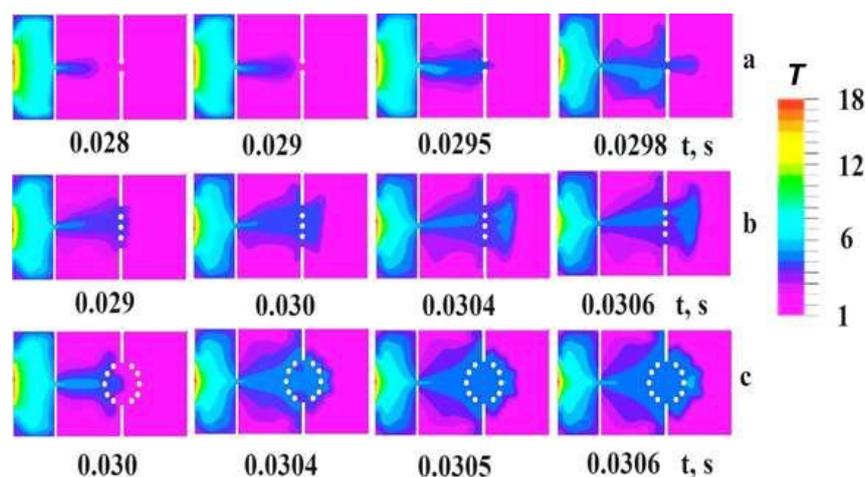


Рис. 3.7. Результаты численного моделирования процесса распространения пламени через сложное препятствие: а – препятствие С; б – препятствие D; с – препятствие E. Шкала безразмерной температуры T представлена справа

4. Факторы, определяющие длину скачка пламени после проникновения через малое отверстие

Одной из самых старых нерешенных проблем механики жидкости является теоретическое описание возникновения и роста возмущений в ламинарном потоке, которые приводят к турбулентному течению. Это – чрезвычайно сложный процесс, который в настоящее время не полностью понят. Несмотря на множество систематических экспериментальных и теоретических исследований, причина нарушения ламинарности потока газа, и появления турбулентности, например, в присутствии препятствий в круглых трубах, остается не до конца ясным [33, 34].

В случае воспламенения после возникновения аварийной ситуации в газовой инфраструктуре в промышленном или гражданском объекте рост давления из-за ускорения пламени вследствие турбулизации фронта горения может подвергнуть опасности целостность здания и жизнь персонала [2, 8, 28, 35].

Хотя основные особенности ускорения пламени были исследованы различными авторами [6, 7, 9, 36], массив достоверных экспериментальных данных, полученных высокоразрешающими методами измерения, определяющими такие переменные процесса как плотность, температура, скорость, и концентрация активных частиц, к настоящему времени все еще сравнительно мал. Это, в частности, связано с тем, что необходимое разрешение во времени и пространстве не может быть легко достигнуто. Только в настоящее время применение безынерционных оптических методов получило широкое распространение для исследования быстрых переходных процессов [2].

Отметим, что в [9, 36] исследование горения бедных смесей водорода с воздухом было выполнено в цилиндрической трубе, разделённой препятствием с малым отверстием в центре. Исследования показали, что затухание водородного пламени при распространении через малое отверстие может происходить при концентрациях намного выше, чем концентрационный предел воспламеняемости смеси. Кроме того, было экспериментально показано [14], что акустический резонатор (резонатор Гельмгольца), соединённый с цилиндрическим реактором, может обеспечить значительное ускорение пламени при инициированном воспламенении бедной (15 %-й) смеси водорода с кислородом вблизи предела детонации. Эти данные важны как для решения проблем взрывобезопасности, так и для разработки расчётных методов для моделирования и установления причин описанных выше несчастных случаев.

Выше было показано, что воспламенение разбавленной стехиометрической метано-кислородной смеси (полное давление до 200 мм рт. ст.) после одиночного препятствия с малым круглым отверстием наблюдается на некотором расстоянии после препятствия, а не сразу после него; сеточная сфера как препятствие приводит к росту величины "скачка" пламени через препятствие по сравнению с круглым отверстием. Симметрия описанных препятствий позволила применить для качественных расчётов 2D моделирование, однако моделирование проникновения пламени через прямоугольные отверстия предполагает 3D анализ. С этой целью необходимо получить достоверные экспериментальные данные о проникновении фронта пламени (ФП) через узкое прямоугольное отверстие.

В [12, 37] показано, что активные центры горения метана и водорода, которые определяют распространение пламени, имеют различную химическую природу, а именно, скорость гибели активных промежуточных центров горения на поверхности препятствия вносит существенный вклад при проникновении ФП через препятствие в случае смесей воздуха и природного газа, и незначительна при распространении водородного пламени.

Ниже представлены результаты экспериментов по распространению пламени через препятствия с отверстиями сферической и прямоугольной формы, размещёнными в цилиндрическом канале. Цель работы состояла в том, чтобы установить особенности проникновения ФП через прямоугольные отверстия по сравнению с круглыми с использованием цветной скоростной киносъёмки пламени и визуализации газового потока при освещении мелкого порошка в потоке плоским лазерным пучком. В работе исследовано явление ускорения первоначально медленного пламени разбавленных инертными добавками стехиометрических смесей метан-воздух одиночными препятствиями различной геометрической формы.

Распространение пламени в стехиометрических смесях метана с кислородом, разбавленных CO_2 и Kr при начальных давлениях в диапазоне 100 ÷ 200 мм рт. ст. и температуре 298 К было исследовано в откачиваемом горизонтально расположенном цилиндрическом кварцевом реакторе 70 см в длину и 14 см в диаметре. Реактор был зафиксирован в двух шлюзах из нержавеющей стали снабжённых отверстиями для откачки газа и шлюза безопасности, который открывался наружу, когда полное давление в реакторе превышало 1 атм [13]. Пара электродов искрового разряда была расположена у левого торца реактора (рис. 4.1).

Тонкие препятствия диаметром 14 см с прямоугольными отверстиями (7 и 10 мм шириной и 65 мм длиной) и сферическими диаметром 20 и 25 мм помещали вертикально в центре реактора. В отдельных экспериментах прямоугольное отверстие 10 мм шириной и 65 мм длиной было закрыто железной сеткой с ячейками размером 0.5 мм (диаметр проволоки 0.25 мм). Возможности регистрации газового потока обеспечивали путём освещения плоским лазерным пучком ультрадисперсных частиц MgCO_3 , уносимых с полки (14) потоком газа при распространении пламени слева направо (рис. 4.1). Подготовка горючей смеси (15.4 % CH_4 + 30.8 % O_2 + 46 % CO_2 + 7.8 % Kr), проведение эксперимента и киносъёмка динамики воспламенения и распространения фронта горения осуществлялись аналогично экспериментам, описанным в разделе 2 (см. с. 7).

Горючая смесь (15.4 % CH_4 + 30.8 % O_2 + 46 % CO_2 + 7.8 % Kr) составлялась предварительно; CO_2 добавляли, чтобы уменьшить скорость ФП и тем самым повысить качество съёмки; Kr добавляли, чтобы уменьшить порог разряда. Реактор заполнялся смесью до необходимого давления. Затем искровым разрядом ($J = 1.5$ Дж) инициировался пробег пламени. Регистрация динамики воспламенения и распространения ФП осуществлялась сбоку реактора (рис. 4.1) цветным скоростным цифровым фотоаппаратом Casio Exilim F1 Pro (частота кадров 600 s^{-1}) [13, 14]. Видеофайл сохранялся в памяти компьютера, а затем проводилась его цифровая обработка [32]. В экспериментах использовались реактивы марки "хч".

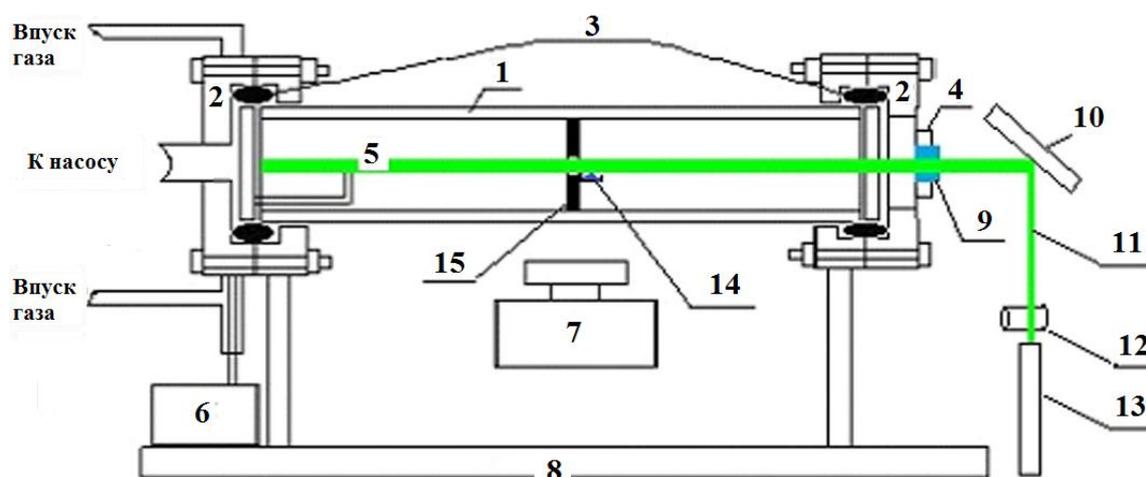


Рис. 4.1. Экспериментальная установка. (1) кварцевый реактор 14 см в диаметре и длиной 70 см, (2) шлюз из нержавеющей стали, (3) прокладка из витона, (4) дверца из нержавеющей стали, (5) электроды искрового зажигания, (6) источник питания, (7) скоростная видеокамера, (8) рельс, (9) оптическое окно, (10) поворотное зеркало, (11) плоский лазерный пучок, (12) короткофокусная линза, (13) лазер (534 нм), (14) резервуар с ультрадисперсным порошком, (15) препятствие с отверстием. Датчик давления размещен на дверце (4)

Последовательности видеок кадров проникновения пламени горючей смеси через круглые и прямоугольные отверстия приведены на рис. 4.2.

На рис. 4.2, а представлены видеок кадры структуры распространения пламени через прямоугольное отверстие шириной 7 мм. Как видно из рисунка, ФП не проникает через препятствие, что указывает на существование предела проникновения пламени по ширине щели, поскольку ФП проникает через щель шириной 10 мм (рис. 4.2, с). Воспламенение после прохождения ФП через препятствие происходит не сразу после препятствия; первый очаг воспламенения наблюдается в непосредственной близости от поверхности препятствия в отличие от проникновения ФП через круглое отверстие (рис. 4.2, b), см. также [13], когда наблюдается заметный “скачок пламени” после препятствия (“скачком пламени” мы называем расстояние, на котором возникает фронт пламени позади препятствия). Как видно из рис. 4.2, е (кадры 24, 25) в присутствии сетки на прямоугольном препятствии шириной 10 мм и длиной 65 мм наблюдается второй “скачок пламени”,

Отметим, что экспериментально наблюдается накопление свободных радикалов позади препятствия [7–9]. Смешение этих радикалов с непрореагировавшим газом, очевидно, повышает взрывоопасность смеси. Это указывает на необходимость учёта основных особенностей цепного механизма горения при 3D численном моделировании, как это было сделано в ходе анализа двумерной задачи в [13].

Результаты регистрации газового потока с помощью освещения сдуваемых потоком газа из резервуара 14 (см. рис. 4.1) частиц $MgCO_3$ плоским лазерным пучком после круглых и прямоугольных отверстий, представлены на рис. 4.3.

Как видно из рис. 4.3, а, b, d, плотность потока после препятствия имеет два максимума: первый около препятствия, второй наблюдается заметно дальше от поверхности препятствия. Видно, что расстояние возникновения второго максимума плотности коррелирует с расстоянием возникновения “скачка пламени” через соответствующее препятствие. Результаты киносъемки потока газа через прямоугольное отверстие 10 мм шириной и длиной 65 мм и через то же отверстие, но закрытое сеткой, приведены на рис. 4.3, с и рис. 4.3, d соответственно. Также, как и в случае проникновения ФП через круглое отверстие, плотность потока после препятствия показывает два максимума: первый около препятствия, второй наблюда-

ется заметно дальше от поверхности препятствия (рис. 4.3, с кадр 12, рис. 4.3, d кадры 11, 12). Как видно, в присутствии сетки второй “скачок пламени” наблюдается на бóльшем расстоянии. Следовательно, корреляция между положением второго максимума плотности и величиной “скачка пламени” также существует, т.е. в присутствии сетки пламя возникает на бóльшем расстоянии как после круглого, так и после прямоугольного отверстий по сравнению с величиной “скачка пламени” через отверстие без сетки.

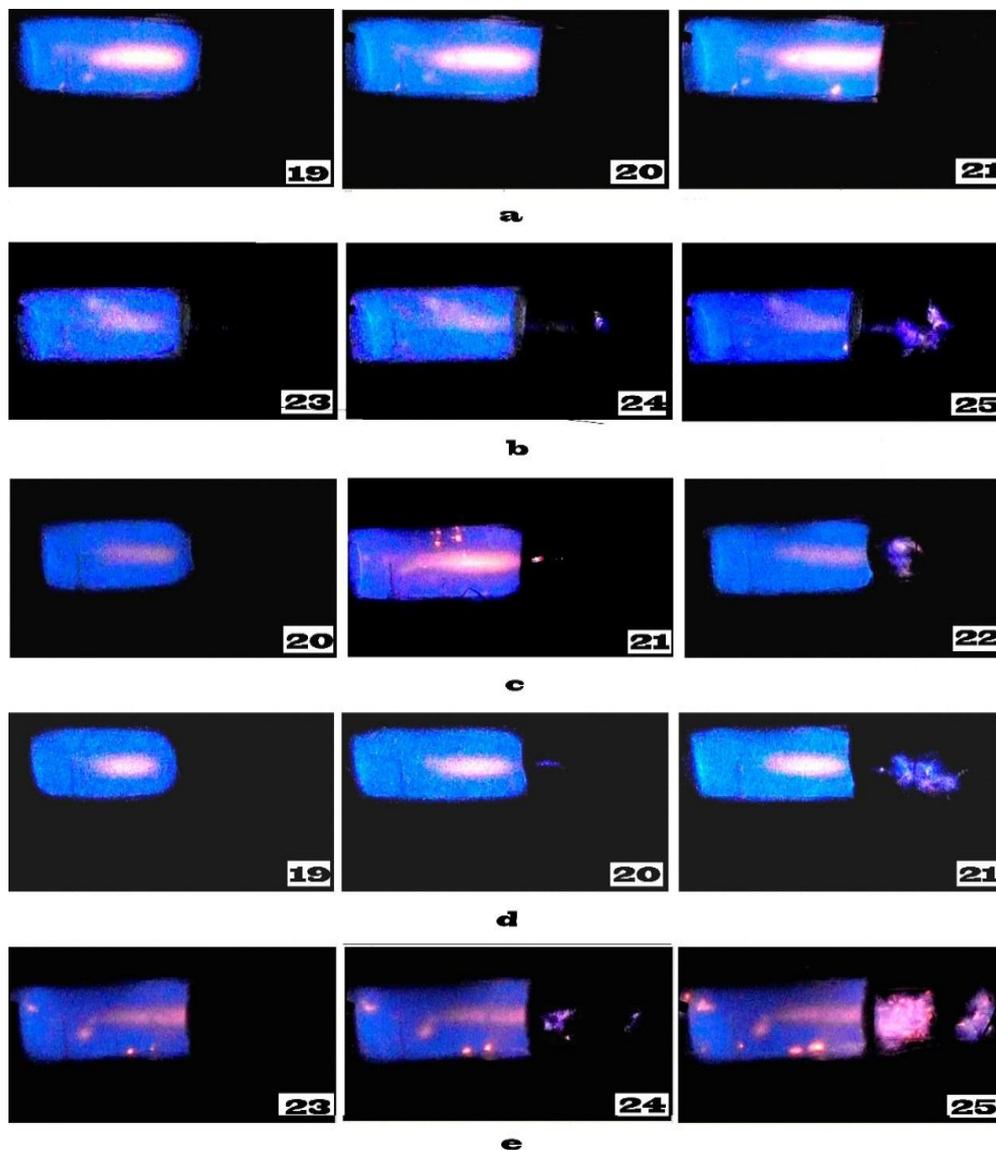


Рис. 4.2. а – скоростная съёмка распространения ФП через прямоугольное отверстие 7 мм шириной и 65 мм длиной;
 б – скоростная съёмка распространения ФП через круглое отверстие 25 мм в диаметре;
 с – скоростная съёмка распространения ФП через прямоугольное отверстие 10 мм шириной и 65 мм длиной (щель расположена вертикально);
 д – скоростная съёмка распространения ФП через прямоугольное отверстие 10 мм шириной и 65 мм длиной (щель расположена горизонтально);
 е – скоростная съёмка распространения ФП через прямоугольное отверстие 10 мм шириной и 65 мм длиной, закрытое сеткой (щель размещена вертикально);
 Начальное давление 170 мм рт. ст. Цифра на кадре соответствует порядковому номеру кадра после искрового инициирования воспламенения. Частота кадров 600 с^{-1}

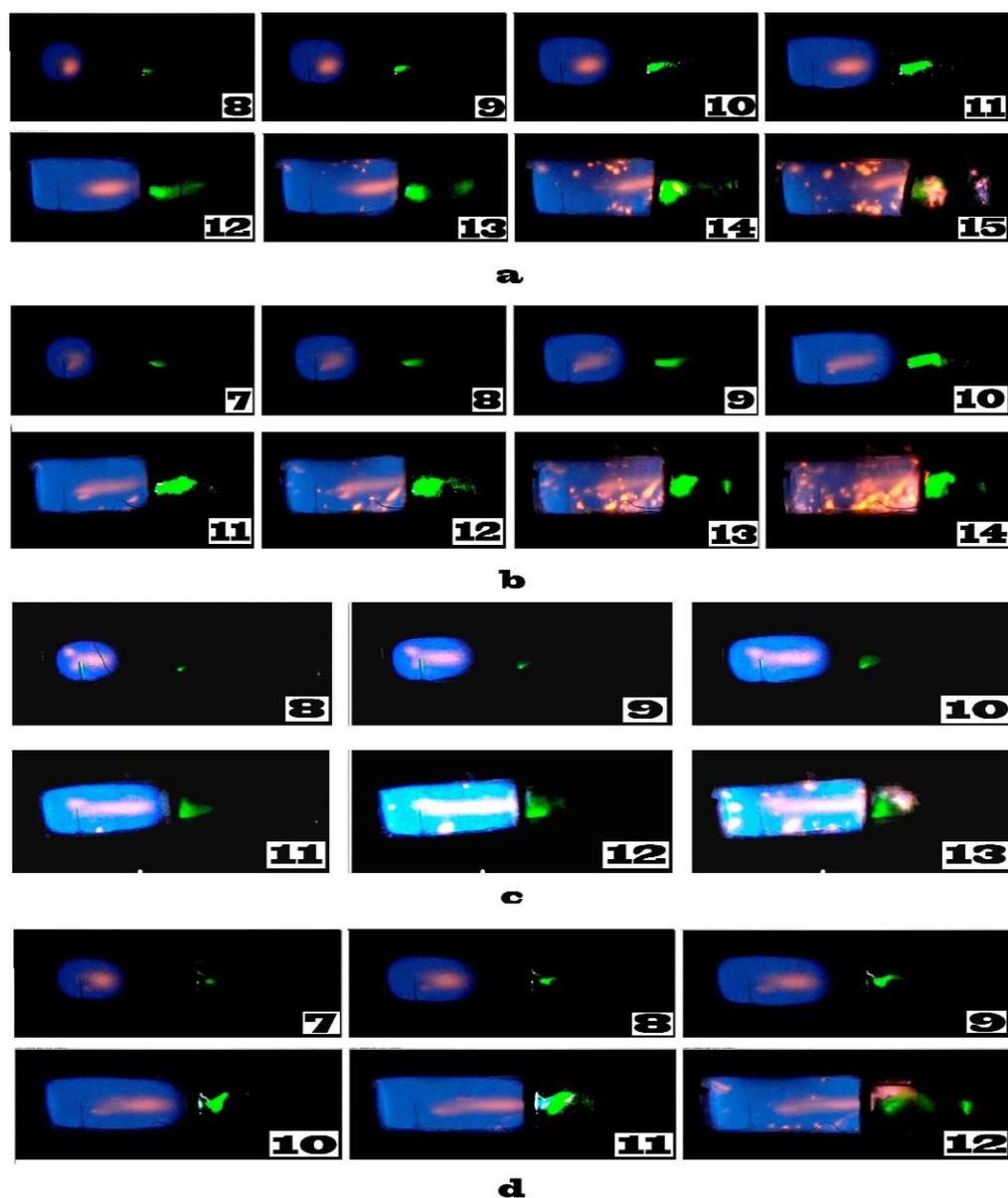


Рис. 4.3. Скоростная киносъемка с визуализацией газового потока:
 а – распространения ФП через круглое отверстие 25 мм в диаметре;
 б – распространения ФП через прямоугольное отверстие 10 мм шириной и 65 мм длиной (щель расположена вертикально);
 с – распространения ФП через прямоугольное отверстие 10 мм шириной и 65 мм длиной (щель расположена горизонтально);
 д – распространения ФП через прямоугольное отверстие 10 мм шириной и 65 мм длиной, закрытое сеткой (щель размещена горизонтально).
 Начальное давление 170 мм рт. ст. Цифра на кадре соответствует порядковому номеру кадра после искрового инициирования воспламенения. Частота кадров 300 с^{-1}

Чтобы выявить основные факторы, влияющие на длину "скачка пламени" при проникновении ФП через малые отверстия, сравним особенности проникновения ФП через круглые и прямоугольные отверстия. Из рис. 4.3 видно, что задолго до контакта ФП с препятствием мелкие частицы, освещенные лазерным пучком, уже начинают перемещаться (рис. 4.3, а, кадр 8; рис. 4.3, б, кадр 7; рис. 4.3, с, кадр 8; рис. 4.3, д, кадр 7), т.е. в газе позади препятствия формируется первоначально невозмущенная затопленная струя (рис. 4.3, с, кадры 8–10; рис. 4.3, в, кадры 7–9).

После контакта ФП с препятствием первичные очаги воспламенения (локальные объемы, содержащие газ, нагретый до температуры горения и активных центров горения [7–9]), возникают в этой затопленной струе.

Можно предположить, что первичные очаги движутся в затопленной струе в течение периода задержки (периода индукции) воспламенения, и затем происходит воспламенение. Сказанное, однако, не согласуется с [9], где утверждается, что при прохождении фронтом пламени отверстия, высокая степень турбулентности потока приводит к подавлению пламени позади отверстия на участке до возникновения горения.

Оценим приблизительно время t движения первичного очага в затопленной струе в приближении несжимаемой среды [38]. Для осевой составляющей скорости v_L в плоскопараллельном потоке

$$\frac{v_L}{v_0} = \frac{1.2}{\sqrt{\frac{0.1x}{L} - 0.41}};$$

в осесимметричном потоке

$$\frac{vR}{v_0} = \frac{0.96}{\frac{0.07x}{R} - 0.29}$$

Здесь v_0 – скорость пламени в момент контакта ФП с препятствием; x – координата; L – ширина прямоугольной щели; R – радиус круглого отверстия; численные значения – эмпирические параметры из [38].

Тогда

$$t_L = \int_{0.41}^x \frac{dx}{v_L/v_0},$$

и, соответственно, отношение t_R/t_L [38] для одинаковых значений верхнего предела интегрирования $x=10$ составляет ~ 4 ; для $x=3$ составляет ~ 2 . Это означает, что в случае плоскопараллельного потока первичный очаг перемещается на расстояние x за время, которое намного меньше, чем в случае осесимметричного потока. Поэтому за время периода задержки воспламенения, первичный очаг переместится дальше от препятствия, чем в случае осесимметричного потока. С другой стороны, эксперимент показывает (сравните рис. 4.2, b и 4.2, d), что воспламенение происходит раньше в случае проникновения ФП через прямоугольное отверстие, а не круглое. Это означает, что если бы “скачок пламени” определялся периодом задержки воспламенения, то длина “скачка пламени” была бы меньшей для круглого отверстия, что противоречит эксперименту.

Другое объяснение может быть следующим. Леманов и др. в [39] определили координату ламинарно-турбулентного перехода в затопленной струе для различных значений числа Рейнольдса посредством визуализации и анемометрических измерений. Они показали, что длина ламинарного участка в плоском потоке значительно меньше (в 2–5 раз), чем в осесимметричном. Это дает основание предположить, что величина “скачка пламени” в затопленной струе, сформированной после отверстия, определяется временем возникновения перехода от ламинарного течения к турбулентному, а не временем задержки воспламенения горючей смеси.

Относительно слабое влияние скорости реакции горения на величину скачка пламени – другая причина в пользу приведенного выше объяснения. Приблизительно был оценен сравнительный вклад газодинамических и химических факторов на величину скачка пламени с помощью численного моделирования на основе анализа уравнений Навье–Стокса для сжимаемой реагирующей среды в приближении малого числа Маха. Эти уравнения были пред-

ложены в [15–19] и они описывают распространение пламени в двумерном канале. Решение этих уравнений показало качественное согласие расчетов с экспериментами [13, 26]. Анализировалось проникновение пламени через осесимметричное препятствие в трех каналах различной ширины. Решение системы уравнений осуществлялось методом конечных элементов с использованием пакета (FlexPDE 6.08, 1996-2008 Inc. [24]). Использовался простейший цепной механизм [16, 23, см. раздел 2].

Результаты численного моделирования проникновения пламени через отверстие приведены на рис. 4.4. Граничные условия (включая отверстие) были $C_\xi = 0, u = 0, v = 0, p_\xi = 0, n_\xi = 0$ (рис. 4.4, I) $n = 0$ (рис. 4.4, II), и условие конвективного теплообмена $T_i = T - T_0$, где ξ – безразмерная координата (x, y) . Условием иницирования воспламенения являлось $T = 10$ на правой границе канала; в канале находилось вертикально расположенное препятствие с осесимметричным отверстием.

Как видно из расчетов, результаты вычислений для $n_\xi = 0$ (расчёт приведён на рис. 4.4, I) и $n = 0$ (расчёт приведён на рис. 4.4, II) показывают, что чем меньше ширина канала, тем короче “скачок пламени”. Кроме того, в случае $n = 0$ (рис. 4.4, II) гибель активных центров горения происходит при каждом соударении промежуточной частицы со стенкой (т.н. диффузионная область обрыва цепей [22]), т.е. скорость гибели активных центров выше, чем для случая $n_\xi = 0$ (т.н. кинетическая область обрыва цепей [22], рис. 4.4, I), следовательно, величина периода задержки воспламенения для $n = 0$ должна быть больше, чем для $n_\xi = 0$ [22], и величина “скачка пламени” должна быть соответственно больше для $n = 0$; это противоречит вычислениям. С другой стороны, экспериментальные данные [40] демонстрируют увеличение времени возникновения ламинарно-турбулентного перехода в трубах при увеличении диаметра трубы. Как следует из рис. 4.4, результаты численного эксперимента согласуются именно с экспериментальными данными [40], что также свидетельствует в пользу основного вклада газодинамических факторов в величину” скачка пламени”.

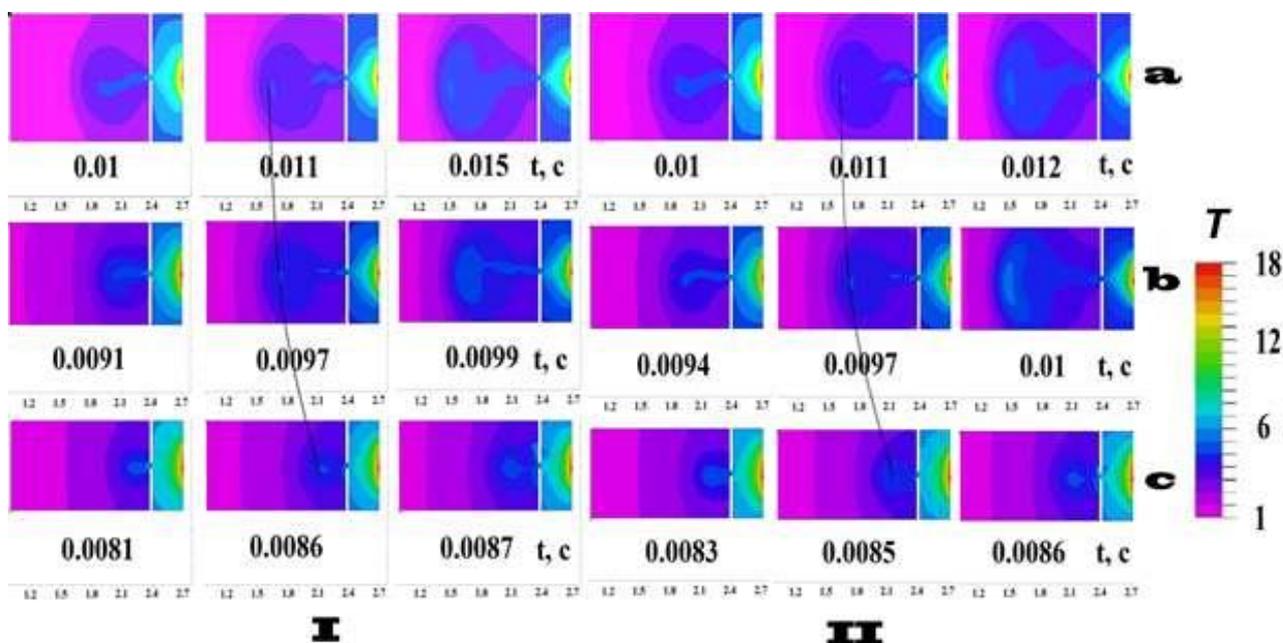


Рис. 4.4. Результаты расчёта процесса распространения пламени через отверстие, а, б, с – различные значения ширины канала (1, 0.8, 0.6 в безразмерных единицах, соответственно)
 I – изменение безразмерной температуры распространения пламени через отверстие для $n_\xi = 0$;
 II – изменение безразмерной температуры распространения пламени через отверстие для $n = 0$.
 Шкала безразмерной температуры T представлена справа

5. Спектральные особенности излучения метано-кислородных пламён в условиях проникновения через препятствия. Возможности метода 4D спектроскопии

Из приведенных выше последовательностей кадров видеосъёмки (см. рис. 3.3, 3.6, с, а также результаты работы [12]) видно, что после инициирования воспламенения искровым разрядом "голубой" ФП распространяется слева направо и достигает препятствия, затем возникает вторичный "желтый" ФП. Это означает, что степень превращения в "голубом" ФП, и активные промежуточные продукты горения метана после прохождения пламенем препятствия инициируют распространение "жёлтого" ФП.

Полученные результаты коррелируют с результатами [43], где показано, что ФП в смеси углеводород-воздух в нагретом цилиндрическом реакторе всегда желтого цвета ("горячее" пламя, рис. 1, б [43]), хотя ФП при начальной комнатной температуре в той же самой смеси и в том же самом реакторе синего цвета ("холодное" пламя, рис. 1, а, б [43]). Отметим, что голубой цвет пламени обусловлен излучением радикалов СН (431 нм) и, возможно, СН₂O (470 нм), желтый цвет горячего пламени вызван излучением возбуждённых атомов Na или недостатком окислителя, т.е. образованием сажи [12]. Считается [22], что в "голубом", "холодном" пламени реализуется блок реакций окисления углеводорода до СО, а в "желтом", "горячем" пламени реализуется следующий блок реакций окисления СО до СО₂.

Это означает, что в экспериментах по прохождению пламён через препятствия реализуется возможность разделить в пространстве эти два макрокинетических процесса.

В экспериментах использовали сложные препятствия, описанные в § 2 и состоявшие из плоского препятствия диаметром 14 см (диаметр реактора) с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второго плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм (препятствие С § 2) или второго плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм, закрытым плоской сеткой (препятствие D раздел 3). Второе препятствие располагали на расстоянии величины "скачка пламени" после плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм. Это расстояние составляло 12 см.

В описанных в этом параграфе экспериментах наряду со скоростной киносъёмкой регистрацию процесса горения проводили методом 4D спектроскопии гиперспектрометрами (регистрируются 1 – время, 2 – длина волны, 3 – интенсивность спектра на данной длине волны, 4 – координата излучающего фрагмента источника света) через боковую поверхность кварцевого реактора рис. 5.1).

В описываемых в этом параграфе экспериментах проводили также видеосъёмку горения одной цветной скоростной кинокамерой Casio Exilim F1 Pro (частота кадров – 300 ÷ 1200 с⁻¹) одновременно с регистрацией гиперспектрометрами, или одновременно двумя кинокамерами Casio Exilim F1 Pro с боковой стороны реактора, как описано выше (полученные видеофайлы записывались в память компьютера и затем проводилась их покадровая обработка) (рис. 5.2).

Гиперспектрометр (типа push broom) в один и тот же момент времени регистрирует узкую полосу на зондируемом объекте. Формирование изображения узкой полосы на зондируемом объекте производится посредством щели диафрагменного узла гиперспектрометра. Так как съём данных с фотоприёмной матрицы гиперспектрометра может производиться с частотой кадров до 300 Гц (модифицированный вариант), то, таким образом, регистрируется зависимость спектров излучения процесса горения от времени. Регистрация производится на двухмерную фотоприёмную матрицу, по одной координате которой отсчитывается пространственная координата, а по другой спектральная (длина волны). Для измерения использовались гиперспектрометры ВИД-ИКЗ [41, 42] и его модифицированный вариант (в нем повернута фотоприёмная матрица, и за счет этого стало возможным программно управлять

углом зрения и вследствие этого частотой кадров). Внешний вид обоих приборов, установленных на поворотном устройстве, приведён на рис. 5.1, а конструкция (одинаковая для обоих приборов) показана на рис. 5.2, а.

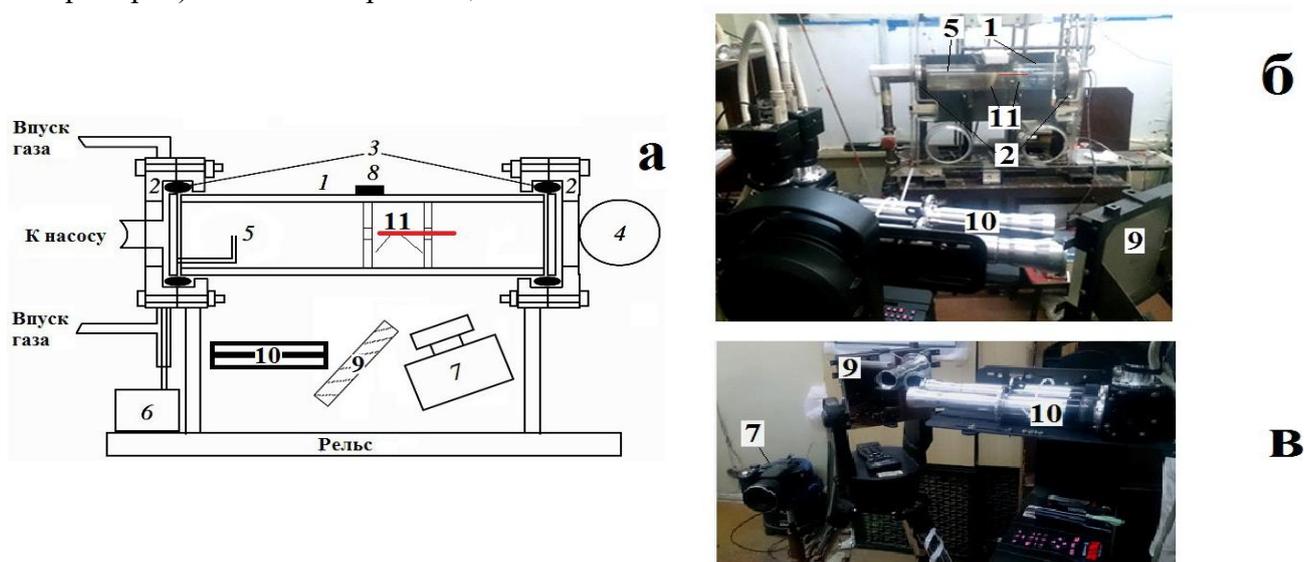


Рис. 5.1. Использование гиперспектральных приборов для изучения пламён:

а) – (1) кварцевый реактор, (2) шлюзы из нержавеющей стали, (3) силиконовая прокладка, (4) дверца безопасности, (5) электроды искрового зажигания, (6) блок питания, (7) скоростная кинокамера, (8) микрофон, (9) – поворотное зеркало, (10) – блок гиперспектральных приборов, (11) – препятствия;

б) и в) – фотографии установки. На рис. а) и б) красным цветом обозначена линия, по которой проводилась 4D-спектральная съёмка. Ширина этой линии порядка 1 мм

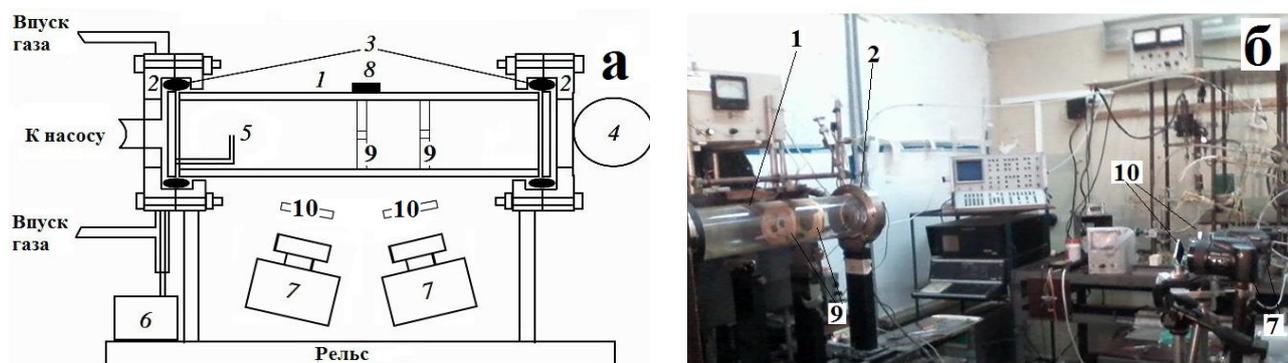


Рис. 5.2. Экспериментальная установка

а – (1) кварцевый реактор, (2) шлюзы из нержавеющей стали, (3) силиконовая прокладка, (4) дверца безопасности, (5) электроды искрового зажигания, (6) блок питания, (7) скоростная кинокамера, (8) микрофон, (9) – препятствие, (10) – интерференционный светофильтр;

б – фотография экспериментальной установки

На рис. 5.3 представлена схема процесса гиперспектральной съёмки процесса горения и взрыва и получаемые результаты.

Схема прохождения лучей в гиперспектральном приборе показана на рис. 5.3, б (номера объектов соответствуют номерам рис. 5.3, а). Поле зрения спектрометра обеспечивает обзор узкой полосы вдоль окна (красная линия на рис. 5.1). На рис. 5.3, с показаны гиперспектральные данные (гиперкубы) в псевдоцветах RGB (по горизонтали – пространственные координаты красной полосы. Поскольку по вертикали откладываются значения гиперкубов каждого кад-

ра, то, возникает временная координата. На рис. 5.3, d показан спектр излучения в одной из точек гиперкуба, зависящий от положения на линии съемки и времени.

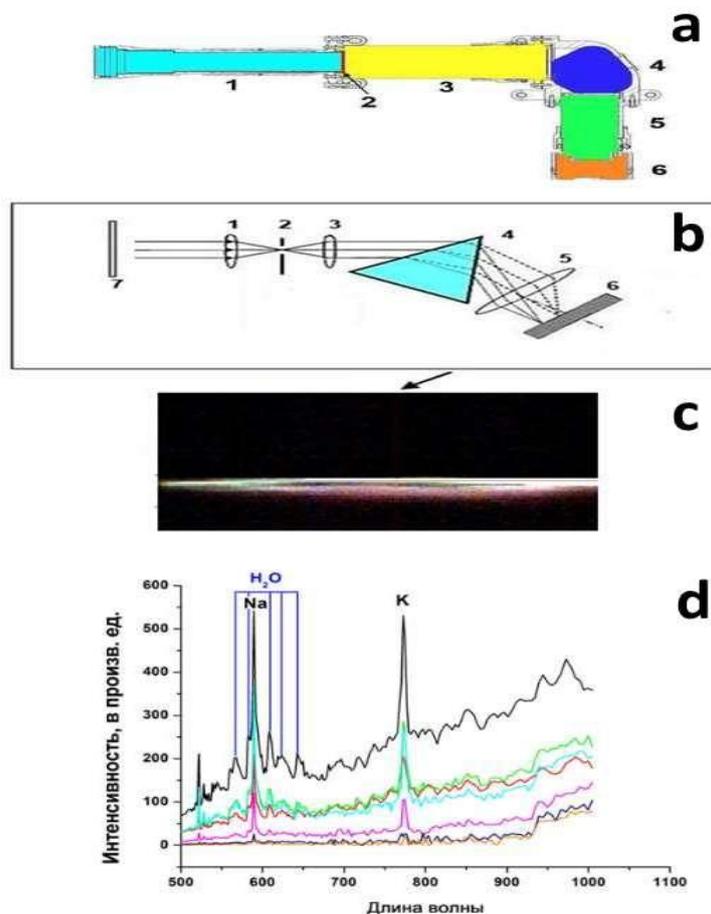


Рис. 5.3. а – конструкция гиперспектрометра модели ВИД-ИКЗ (1 –входной объектив, 2 – дифракционный узел со щелью, 3 – коллиматор, 4 – диспергирующий элемент, 5 – проекционный объектив, 6 – фотоприемная матрица); б – прохождение лучей в гиперспектрометре; с – RGB изображение гиперспектрального куба; д –получаемые спектры в каждом пикселе гиперкуба, зависящие от положения на линии съемки и времени

Характеристики гиперспектрометров приведены в Табл. 1 и 2.

Таблица 1

Характеристика гиперспектрометра ВИД-ИК

№.	Характеристика	Значение
1	Спектральный диапазон, мкм	0.4 ÷ 1.0
2	Угловое поле, град	35
3	Пространственное разрешение с высоты 1 км, м	от 0.6
4	Число каналов	до 1000
5	Частота кадров, 1/с	до 70
6	Масса, кг	3.2
7	Габариты (Д × Ш × В), мм ³	425 × 230 × 84

Таблица 2

Характеристики гиперспектрометра ВИД-ИКЗ (модифицированный)

№.	Характеристика	Значение
1	Спектральный диапазон, мкм	0.38 ÷ 1.0
2	Угловое поле, град	От 2 до 18 (устанавливается программой управления)
3	Пространственное разрешение с высоты 1 км, м	от 0.6
4	Число каналов	до 500
5	Частота кадров, 1/с	до 600 (устанавливается программой управления), зависит от углового поля
6	Масса, кг	3.2
7	Габариты (Д × Ш × В), мм ³	425 × 230 × 84

Гиперспектрометр ВИД-ИКЗ имеет лучшее спектральное разрешение, а модифицированный гиперспектрометр ВИД-ИКЗ имеет лучше пространственное и временное разрешение.

Более подробное описание процесса проведения гиперспектральной съемки можно найти в работе [42].

На рис. 5.4, а, б приведён спектр (а) и временная развёртка спектра метано-кислородного пламени (б).

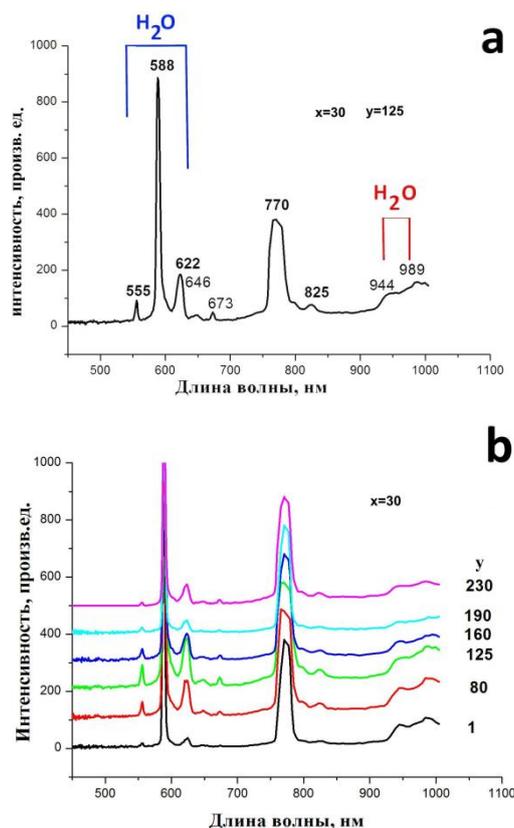


Рис. 5.4. Спектры излучения пламени смеси 15.4 % ПГ + 30.8 % O₂ + 46 % CO₂ + 7.8 % Kr после первого препятствия при начальном давлении 180 мм рт. ст.: а – x=125, y=30; б – x=30, y=80, 125, 160, 190, 230. Скорость регистрации 300 спектров/с

Полосы в области 600 нм наблюдали в водородном пламени в [45]. Ниже приведена таблица 3 из работы [45], в которой проведено отнесение полос рис. 5.4 к парам воды, которые представляют собой продукт реакции окисления водорода и углеводородов.

Таблица 3

Сравнение излучательных полос пламени водорода с полосами воды

I			II			III	
Квант по R. Меске		Квантовые числа	Излучательная полоса пламени		Разница	Полоса поглощения водяного пара	
No.	ν	$\nu_\sigma, \nu_\pi, \nu_\delta$	No.	ν, cm^{-1}	$\Delta\nu, \text{cm}^{-1}$	No.	ν, cm^{-1}
	17495.44	3, 2, 0	2	17492	+3		–
	16898.44	1, 4, 0	7	16878	+21	2	16903
	16821.62	1, 3, 2	8	16807	+15	3	16821
	15832.47	3, 1, 1	15	15815	+17		–
	15347.90	1, 3, 1	20	15340	+8	4	15340

Этот спектр согласуется с литературными данными [22] и содержит полосы СН ($A^1\Delta - X^2\Pi$) в области 431 нм, C_2 ($A^3P_g - X^3P_u$) (переходы 1-0, 0-0, 0-1) в области 470 ÷ 570 нм [45] и полосы излучения паров воды (например, (1, 2, 0), (3, 0, 0) [46]). Отметим, что полосы СН и C_2 относятся к вкладу зоны интенсивного химического превращения (зоны ФП) [22] в суммарный спектр, а полосы излучения паров воды – к области излучения продуктов реакции горения.

Таким образом, особенности спектра пламени в видимой области, а именно система излучательных полос воды в области 570 ÷ 650 нм, наряду с дублетом атомов натрия (581 нм) и калия (755 нм), присущих всем горячим пламенам [22] связаны в данном случае с излучением из области, заполненной продуктами горения.

Из рис. 5.4, б видно, что интенсивности всех спектральных линий от спектра с координатой $x = 234$ к спектру с координатой $x = 1$ изменяются симбатно: не возникает ситуации, когда интенсивность полос в одной области спектра по пространству увеличивается, а в другой области спектра уменьшается. Это связано с тем, что наблюдаемые спектральные линии принадлежат только продуктам реакции или возникают в зоне продуктов реакции (Na, K). Таким образом, методом 4D спектроскопии установлено, что после препятствия (см. рис. 5.1) реализуется высокотемпературный механизм горения метана, сопровождающийся возбуждением атомных линий щелочных металлов.

Установление закономерностей образования промежуточных частиц в низкотемпературной области горения (до препятствия), осуществляли с использованием двух быстродействующих кинокамер Casio Exilim F1 Pro, снабжёнными интерференционными светофильтрами (см. рис. 5.2, а, б). Это позволило не только значительно увеличить чувствительность измерительной аппаратуры, но и выявить пространственные особенности образования промежуточных частиц горения. Использовали одновременно пару интерференционных светофильтров 435 нм СН ($A^1\Delta - X^2\Pi$) (пропускание на максимуме 40 %, ± 16 нм) и 520 нм C_2 ($A^3P_g - X^3P_u$) (переход 0-0) (пропускание на максимуме 40 %, ± 15 нм), чтобы установить особенности возникновения во времени и пространстве активных промежуточных частиц СН и C_2 . Также использовали комбинации стеклянных светофильтров для 435 нм (пропускание на максимуме 70 %, ± 35 нм), 520 нм (пропускание на максимуме 35 %, ± 60 нм) и 590 нм для линии атомов Na (пропускание на максимуме 70 %, ± 25 нм), чтобы установить особенности возникновения во времени и пространстве активных промежуточных частиц и саморазогре-

ва, поскольку излучение атомов Na вызвано их термическим возбуждением [22], которое осуществляется при температуре пламени свыше 1200°C [47].

На рис. 5.5 представлены результаты скоростной видеосъёмки проникновения пламени горючей смеси $15.4\% \text{ ПГ} + 30.8\% \text{ O}_2 + 46\% \text{ CO}_2 + 7.8\% \text{ Kr}$ при начальном давлении 180 мм рт. ст. через плоское препятствие диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второе плоское препятствие с одиночным отверстием диаметром 25 мм, закрытым плоской сеткой (препятствие D § 2), зарегистрированное без светофильтров со скоростью 300 кадров/с в сравнении с регистрацией полосы СН ($A^1\Delta - X^2\Pi$) б) и полосы C_2 ($A^3P_g - X^3P_u$) (переход 0-0) с), которые регистрируются с той же скоростью.

Из рис. 5.5 видно, что до препятствия имеет место синее свечение в реакторе, обусловленное излучением радикалов СН, радикалы C_2 в регистрируемых количествах наблюдаются только после первого препятствия.

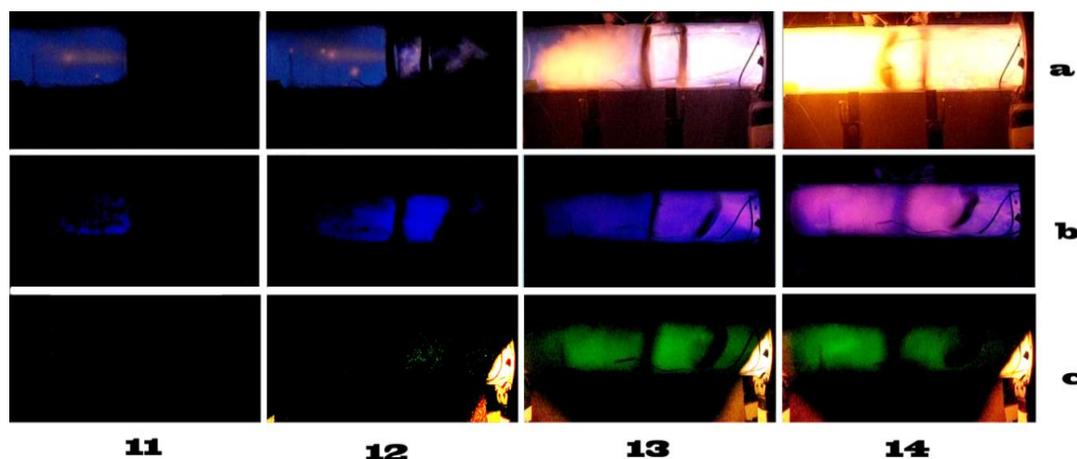


Рис. 5.5. Скоростная съёмка распространения ФП горения смеси $15.4\% \text{ ПГ} + 30.8\% \text{ O}_2 + 46\% \text{ CO}_2 + 7.8\% \text{ Kr}$ при начальном давлении 180 мм рт. ст. через комбинированное препятствие, состоящее из плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм, закрытым плоской сеткой (препятствие D); а) – без фильтров; б) – интерференционный фильтр 435 нм; с) – интерференционный фильтр 520 нм (скорость съёмки 300 кадров/с). Число на кадре соответствует порядковому номеру кадра после момента инициирования воспламенения; другое положение препятствий после проникновения пламени на рис. 5, а связано с тем, что это разные опыты; рис. 5, б и 5, с получены в одном и том же эксперименте

Из рис. 5.6, на котором приведены результаты регистрации излучения распространяющегося пламени с использованием стеклянных светофильтров в области длин волн 435 нм, 520 нм и 590 нм, также отчётливо видно, что как радикалы C_2 в регистрируемых количествах, так и основное тепловыделение в процессе наблюдаются после первого препятствия, т.е. после турбулизации газового потока.

Полученный результат означает, что использованная методика эксперимента позволяет разделить во времени и пространстве “холодное” и “горячее” пламени в одном эксперименте. Полученный результат также важен для верификации численных моделей горения метана.

Заключение

Экспериментально показано, что в рассмотренном в настоящей работе случае проникновения пламени через препятствие газодинамические факторы, например, турбулизация пламени, могут определять кинетику процесса, в том числе переход низкотемпературного горения углеводорода в высокотемпературный режим.

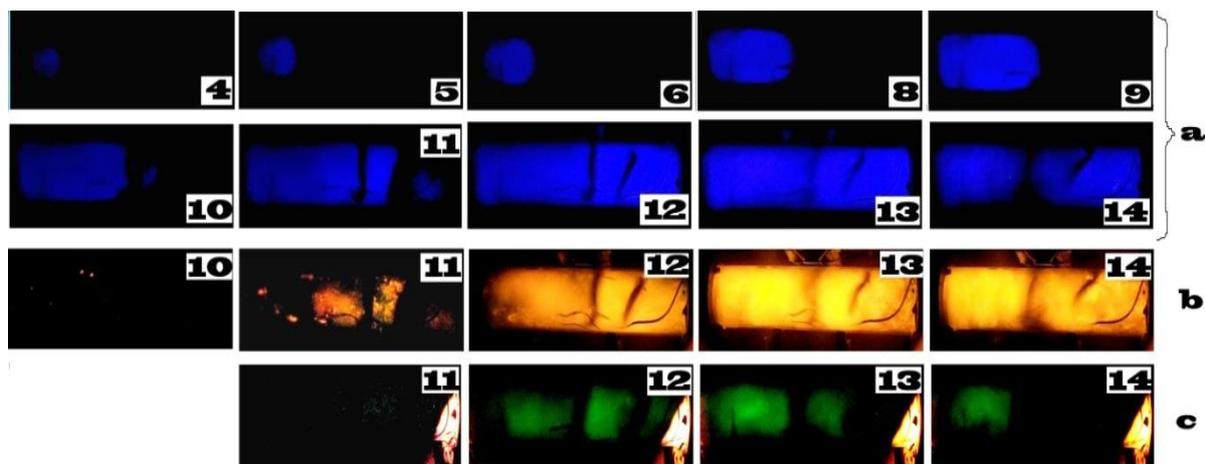


Рис. 5.6. Скоростная съемка распространения ФП горения смеси 15.4 % ПГ + 30.8 % O_2 + 46 % CO_2 + 7.8 % Кг при начальном давлении 180 мм рт. ст. через комбинированное препятствие, состоящие из плоского препятствия диаметром 14 см с одиночным отверстием диаметром 25 мм и второго плоского препятствия с одиночным отверстием диаметром 25 мм, закрытым плоской сеткой (препятствие D); использованы стеклянные светофильтры, а) – стеклянный фильтр в области 435 нм (пропускание на максимуме 70 %, ± 35 нм); б) – стеклянный фильтр в области 520 нм (пропускание на максимуме 35 %, ± 60 нм); в) – комбинированный стеклянный фильтр в области 590 нм (пропускание на максимуме 70 %, ± 25 нм). Скорость съемки 300 кадров/с. Число на кадре соответствует порядковому номеру кадра после момента иницирования

Установлено, что фронт пламени после одиночного препятствия не возникает в непосредственной близости от препятствия, первый очаг воспламенения может наблюдаться сравнительно далеко от поверхности препятствия. Показано, что использование сеточной сферы как препятствия приводит к увеличению длины "скачка" пламени за препятствием по сравнению с круглым отверстием. Показано, что два или больше препятствий как сферической, так и плоской формы заметно подавляют распространение пламени, что может быть связано как с тепловыми потерями из фронта пламени, так и с гетерогенным обрывом реакционных цепей на препятствии. Экспериментально показано, что ниже предела проникновения пламени разбавленной смеси метана с кислородом через плоское препятствие с одним отверстием, для препятствия в виде воронки пламя не проникает со стороны раструба воронки, но проникает со стороны носика воронки. Численное моделирование уравнений Навье-Стокса для сжимаемой среды в приближении малого числа Маха с представлением химического процесса как одной реакцией, так и простейшим цепным механизмом, позволили качественно описать экспериментальные закономерности.

Экспериментально исследованы особенности проникновения фронта пламени через прямоугольные отверстия в сравнении с круглыми с использованием цветной киносъемки и визуализации газового потока. Показано, что длина "скачка пламени" после отверстия в препятствии преимущественно определяется временем возникновения ламинарно-турбулентного перехода, а не периодом задержки воспламенения.

С использованием 4D спектроскопии, комбинированной со скоростной цветной киносъемкой, установлено, что радикалы C_2 в регистрируемых количествах и основное тепловыделение в процессе наблюдаются после прохождения пламенем первого препятствия, т.е. после турбулизации газового потока. Полученный результат означает, что использованная методика эксперимента позволяет разделить во времени и пространстве "холодное" и "горячее" пламя в одном эксперименте. Полученный результат также важен для верификации численных моделей горения метана. Кроме того, полученные результаты важны для решения проблем безопасности взрыва для объемов со сложной геометрией.

Литература

1. S. Chakraborty, A. Mukhopadhyay, S. Sen, *International Journal of Thermal Sciences*, 2008, 47, 84.
2. G.K. Hargrave, S.J. Jarvis, and T.C. Williams, *Meas. Sci. Technol.*, 2002, 13, 1036.
3. V. Polezhaev, S. Nikitin, *Thermoacoustics and heat transfer in an enclosure induced by a wall heating // 16th International Congress on Sound and Vibration, Kraków, Poland, 5–9 July 2009*, pp. 2–8.
4. I.O. Moen, M. Donato, R. Knystautas and J.H. Lee, *Combust. Flame*, 1980, 39, 21.
5. S.S. Ibrahim and A.R. Masri, *J. Loss Prev. in the Process Ind.*, 2001, 14, 213.
6. G.D. Salamandra, T.V. Bazhenova, I.M. Naboko, *Zhurnal Technicheskoi fiziki*, 1959, 29, 1354 (in Russian).
7. N. Ardey, F. Mayinger, *Highly turbulent hydrogen flames*, Proc. of the 1st Trabson Int. Energy and Environment Symp., Karadeniz Techn. Univ., Trabson, Turkey, 1996. 679.
8. B. Durst, N. Ardey, F. Mayinger, *OECD/NEA/CSNI Workshop on the Implementation of Hydrogen Mitigation Techniques*, Winnipeg, Manitoba. 1996, AECL-11762, 433.
9. M. Jourdan, N. Ardey, F. Mayinger and M. Carcassi, *Influence of turbulence on the deflagrative flame propagation in lean premixed hydrogen air mixtures*, Heat Transfer, Proceedings of 11th IHTC, Kuongju, Korea, 1998, 7, 295.
10. Gussak L.A., *Turkish M.C. LAG Stratiff. Charge Engines*, 1 Mech. Conference Publication. London, 1976, 137.
11. Набоко И.М., Рубцов Н.М., Сеплярский Б.С., Трошин К.Я., Цветков Г.И., Черныш В.И., Режимы распространения пламени при горении бедных водородо-воздушных смесей в присутствии добавок в условиях центрального инициирования при атмосферном давлении // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2012. Т.13, вып. 2. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-2/articles/311/>
12. I.M. Naboko, N.M. Rubtsov, B.S. Seplyarskii and V.I. Chernysh, *Interaction of Spherical Flames of Hydrogen-Air and Methane-Air Mixtures in the Closed Reactor at the Central Spark Initiation with Closed Meshed Obstacles*, *J. Aeronaut Aerospace Eng* 2013, 2:5, <http://dx.doi.org/10.4172/2168-9792.1000127>.
13. N.M. Rubtsov, *The Modes of Gaseous Combustion*, Springer International Publishing, 2016, 302 P.
14. Ideya M. Naboko, Nikolai M. Rubtsov, Boris S. Seplyarskii, Victor I. Chernysh and Georgii I. Tsvetkov, *Influence of an acoustic resonator on flame propagation regimes in spark initiated H₂ combustion in cylindrical reactor in the vicinity of the lower detonation limit*, *Mendeleev Commun.*, 2013, 23, 163.
15. Thomas Alasard, *Low Mach number limit of the full Navier–Stokes equations*, *Archive for Rational Mechanics and Analysis* 180 (2006), no. 1, 1–73.
16. F. Nicoud, *Conservative High-Order Finite-Difference Schemes for Low-Mach Number Flows*.
17. V. Akkerman, V. Bychkov, A. Petchenko, L.-E. Eriksson, *Flame oscillations in tubes with nonslip at the walls*, *Combustion and Flame*, 2006, V.145. Pp. 675–687.
18. A. Majda, *Compressible fluid flow and systems of conservation laws in several space variables*, *Applied Mathematical Sciences*, vol. 53, Springer-Verlag, New York, 1984.
19. Абугов Д.И., Бобылев В.М. *Теория и расчет ракетных двигателей твердого топлива*, М: Машиностроение, 1987, 271С.
20. Clavin, P. *Premixed combustion and gasdynamics*. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1994, 26, 321-352.
21. C. Clanet, G. Searby and P. Clavin, *Primary acoustic instability of flames propagating in tubes: cases of spray and premixed gas combustion*, *J. Fluid Mech.*, 1999, 385, 157.
22. B. Lewis, G. Von Elbe, *Combustion, Explosions and Flame in Gases*, New York, London.: Acad. Press, 1987, P. 566.

23. Kampen, J. F. van, Acoustic pressure oscillations induced by confined turbulent premixed natural gas flames, PhD thesis, University of Twente, Enschede, The Netherlands, March 2006, ISBN 90-365-2277-3, Printed by Febodruk BV, Enschede, The Netherlands.
24. G. Backstrom, Simple Fields of Physics by Finite Element Analysis (Paperback), GB Publishing (2005), P. 324.
25. Omar D. Lopez, Robert Moser and Ofodike A. Ezekoye, High-Order Finite Difference Scheme for the Numerical Solution of the Low Mach-Number Equations. *Mecánica Computacional*, 2006, XXV, 1127.
26. N.M. Rubtsov, B.S. Seplyarskii, I. M. Naboko, V.I. Chernysh, G.I. Tsvetkov and K.Ya. Troshin, Non-steady propagation of single and counter flames in hydrogen–oxygen and natural gas–oxygen mixtures in closed cylindrical vessels with spark initiation in initially motionless gas, *Mendeleev Commun.*, 2014, 24, 163.
27. Griffiths J.F., Barnard J.A., *Flame and Combustion*, 1995, 3rd Edition, CRC Press, 328 P.
28. Abdel-Gayed R. G., Bradley D., Criteria for turbulent propagation limits of premixed flames. 1985, *Combust. Flame*, 62, 61.
29. Bradley D.; Abdel-Gayed R.G.; Lung F.K.-K., Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames, 1989, *Combust. Flame*, 76, 213.
30. Melvin R. Baer and Robert J. Gross, 2001, SANDIA REPORT, Sandia National Laboratories Albuquerque, New Mexico 87185 and Livermore, California 94550.
31. Nikolai M. Rubtsov, Boris S. Seplyarskii, Kirill Ya. Troshin, Victor I. Chrenysh, Georgii I. Tsvetkov, Initiation and propagation of laminar spherical flames at atmospheric pressure // *Mendeleev Comm.*, 2011, T. 21, pp. 218–221.
32. Набоко И.М., Рубцов Н.М., Сеплярский Б.С., Цветков Г.И., Черныш В.И. Возникновение акустической неустойчивости в водородо-воздушных смесях в замкнутом реакторе при центральном инициировании искровым разрядом // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2011. Т. 12. <http://chemphys.edu.ru/issues/2011-12/articles/355/>
33. Steven A. Orzag and Lawrence C. Kellst, *J. Fluid Mech.*, 1980, 96, 159.
34. Saric W.S., Reed H.L., Kerschen E.J., *Annual. Rev. Fluid Mech.*, 2002, 34, 291.
35. S.S. Ibrahim and A.R. Masri, *J. Loss Prev. in the Process Ind.*, 2001, 14, 213.
36. C. Clanet and G. Searby, *Combustion and flame*, 1996, 105, 225.
37. N.M. Rubtsov, B.S. Seplyarskii V.I. Chernysh and G.I. Tsvetkov, *International Journal of Chemistry and Materials Research*, 2014, 2, 102, <http://pakinsight.com/?ic=journal&journal=64>
38. G.N. Abramovich, *Teoriya turbulentnykh struj (The theory of turbulent flows)*, 1960, Moscow, Ekolit, reprint, 2011 (in Russian).
39. V.V. Lemanov, V.I. Terechov, K.A. Sharov, A.A. Shumeiko, *JETP Letters*, 2013, 39, 89 (*Pis'ma v ZhETF*, 2013, 39, 34).
40. F. Durst, K. Haddad, O. Ertun, in *Advances in Turbulence* ed. Prof. B. Erhardt, Proceedings of the 12th Euromech European Turbulence Conference September 7-10 Marburg Germany, Springer Publishing, 160.
41. Виноградов А.Н., Егоров В.В., Калинин А.П., Мельникова Е.М., Родионов А.И., Родионов И.Д. Линейка гиперспектральных сенсоров оптического диапазона Препринт ИКИ РАН Пр-2176, 2015. 16 с.
42. Рубцов Н.М., Виноградов А.Н., Калинин А.П., Родионов А.И., Трошин К.Я., Цветков Г.И. Установление закономерностей распространения неустойчивого фронта пламени методами оптической 3D спектроскопии и цветной скоростной киносъёмки, ИПМ им. А.Ю. Ишлинского РАН, Препринт № 1097, 2015.

43. Nickolai M. Rubtsov, Boris S. Seplyarskii, Kirill Ya. Troshin, Victor I. Chrenysh, Georgii I. Tsvetkov, Initiation and propagation of laminar spherical flames at atmospheric pressure // *Mendeleev Comm.*, 2011, T.21, pp. 218–221.
44. Lewis B., Von Elbe G. *Combustion, Explosions and Flame in Gases* New York, London: Acad.Press, 1987. 566 p.
45. Coheur P.-F., Bernath P.F., Carleer M., Colin R., et al. A 3000 K laboratory emission spectrum of water// *The Journal of Chemical Physics*. 2005. 122. 074307
46. Herzberg G. *Molecular Spectra and Molecular Structure*. Vol. 1, *Spectra of Diatomic Molecules*. 2nd edn. Van Nostrand. New York. 1950.
47. Крешков А.П. *Основы аналитической химии. Теоретические основы. Качественный анализ*, 1970, М: Изд-во “Химия”. Т.3.

Статья поступила в редакцию 14 декабря 2016 г.