

М. Ф. Иванов, А. Д. Киверин,
Ю. В. Рыков

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ЗАМКНУТЫХ ОБЪЕМАХ

На основе двумерных уравнений газовой динамики вязкого газа с учетом теплопроводности, многокомпонентной диффузии и выделения энергии за счет экзотермических химических реакций методами численного моделирования проведен анализ распространения горения водородно-воздушных и водородно-кислородных смесей в замкнутых объемах (каналах). Особое внимание уделено ранее не рассматриваемым качественным отличиям в распространении пламени в зависимости от конкретного состава горючей смеси. Описаны условия и механизмы формирования выпуклых и тьюльпа-подобных форм пламени, наблюдаемых в экспериментах.

E-mail: ivanov_mf@mail.ru; alexeykiverin@gmail.com

Ключевые слова: горение, динамика пламени, гидродинамическая неустойчивость пламени, компьютерное моделирование, водородсодержащие горючие смеси.

Исследование процессов газодинамики горения в замкнутых объемах является фундаментальной основой для разработки оптимальных режимов горения топлив в камерах сгорания двигателей и других энергопроизводящих технических систем. Этим объясняется постоянный интерес к горению газообразных смесей в трубах и каналах.

В большинстве публикаций рассматривается распространение пламени в открытых или полуоткрытых (открытых с одного конца) каналах и трубах [1–6], что позволило детально описать развитие неустойчивости Дарье–Ландау, являющейся в этом случае ведущим фактором, определяющим эволюцию фронта ламинарного пламени. Публикаций, посвященных горению газовых смесей в закрытых объемах, значительно меньше. В то же время динамика фронта пламени в этом случае определяется более сложным сочетанием физических процессов. Наряду с неустойчивостью Дарье–Ландау фронт пламени подвержен воздействию акустических волн, которые генерируются самим распространяющимся пламенем и далее неоднократно переотражаются от стенок [7, 8]. При этом пламя распространяется в условиях возвратных течений и непрерывно повышающегося давления за счет энерговыделения в замкнутом объеме. Совместное влияние неустойчивости Дарье–Ландау и акустических возмущений создает достаточно сложную картину эволюции фронта пламени в процессе его продвижения по замкнутому каналу.

Численный анализ распространения пламени в закрытом канале проведен в работах [7, 8] в двумерной постановке. При этом, как и

в работах [3–6], использована некоторая гипотетическая газообразная горючая смесь с постоянным показателем адиабаты и простейшим описанием химической кинетики одним уравнением Аррениуса. В работах [7, 8] физико-химические коэффициенты среды специально подобраны таким образом, что вязкость смеси примерно в 200 раз больше реалистичной, а толщина фронта пламени на три-четыре порядка больше ширины фронта почти всех реальных газообразных горючих смесей. Такой выбор характеристик позволяет более детально воспроизводить динамические процессы горения на относительно грубых конечно-разностных расчетных сетках. Однако результаты, полученные при столь сильно измененных параметрах среды, естественно, дают только качественное представление о рассматриваемых процессах, требующее дополнительного уточнения и подтверждения.

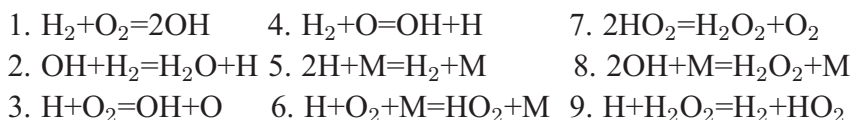
Расчеты, проведенные в [7, 8], показали, что от начала поджига вблизи одного из торцов канала до достижения пламенем противоположного торца фронт пламени проходит через три стадии своего развития. При этом периметр поверхности фронта изменяется не монотонно. На первой стадии, когда доминирующим фактором является неустойчивость Дарье–Ландау, фронт приобретает вытянутую тюльпанообразную форму. Затем под действием акустических волн фронт выпрямляется и, наконец, при приближении к противоположному закрытому торцу канала фронт приобретает ячеистую структуру и теряет связность. Так как скорость распространения пламени пропорциональна площади его фронта [9], закономерности развития горения, приведенные в [7, 8], позволяют оценить эволюцию скорости горения газовых смесей в замкнутых объемах. Полученные закономерности, однако, выведены из результатов расчетов для каналов только с одним гипотетическим горючим для одной длины L и ширины H ($L \times H = 9 \times 3$ см [8], $L/H = 3$ [7]). В то же время процессы распространения пламени в закрытых объемах сами могут зависеть от геометрических размеров камер и различия в составе горючих смесей. Указанные вопросы еще не нашли достаточного отражения в литературе, что послужило причиной их рассмотрения в настоящей работе, где методами численного моделирования проводится анализ процесса распространения пламени в замкнутых каналах различной длины и ширины, заполненных предварительно перемешанной стехиометрической водородно-воздушной или водородно-кислородной смесью.

Постановка задачи и математическая модель. Настоящая работа — это продолжение исследований авторов, изложенных в [10], где представлены результаты численного анализа ускорения движения фронта пламени в полукрытом канале, заполненном водородно-воздушной смесью при воздействии слабой ударной волны. Теперь

будем считать, что канал закрыт с обоих концов. При этом на фронт пламени могут действовать как слабые внешние возмущения, так и акустические волны, генерируемые в зоне горения. Протяженность закрытой секции канала L задана в диапазоне от 0,1 до 1,0 м, ширина канала H варьировалась от 5 до 25 мм. Пламя инициировалось повышением температуры в затравочной секции, прилегающей к левому торцу канала.

В основу математической модели положены уравнения вязкой сжимаемой жидкости Навье–Стокса с учетом теплопроводности, многокомпонентной диффузии и энерговыделения за счет химических реакций. Расчеты проведены в плоской (двухмерной) и одномерной постановках. Решаемая численно система уравнений Навье–Стокса имеет стандартный вид и подробно представлена в работах [10, 11].

Для описания кинетики окисления водорода, как и в работах [10, 11], использована схема, состоящая из девяти уравнений [12]:



В приведенных уравнениях M обозначает любую частицу, которой передается избыточная энергия, выделяющаяся в результате элементарного акта. При моделировании горения водородно-воздушной смеси считается, что азот воздуха не участвует в химических реакциях окисления и его молекулы присутствуют только в качестве частиц, принимающих избыточную энергию. Соответствующие дифференциальные уравнения химической кинетики, константы скоростей химических реакций и энтальпия образования продуктов реакций приведены в работе [12].

Коэффициенты вязкости, теплопроводности и многокомпонентной диффузии газовой смеси определены исходя из известных соотношений кинетической теории газов для многокомпонентных сред [13] и являются функциями температуры. Уравнения состояния свежей смеси и продуктов горения задавались таблично на основании экспериментальных данных для отдельных компонентов смеси и интерполировались полиномами пятого порядка [14].

Систему уравнений газовой динамики горения решали численно лагранжево-эйлеровым методом [15] первого порядка точности по времени и второго порядка точности по пространству, модифицированным и апробированным в работах [16, 17]. Система уравнений химической кинетики решалась методом Гира.

Счетные ячейки имели размер $0,05 \times 0,05$ мм. Специально проведенные расчеты показали, что увеличение линейного размера ячеек в два раза с 0,05 до 0,10 мм приводит к изменению скорости фронта пламени в рассмотренных задачах не более чем на 4%. Аналогичное уменьшение линейных размеров ячейки в два раза приводит к меньшим изменениям скорости ($< 3\%$).

На границах расчетной области задавались условия адиабатичности. Таким образом, не учитывались потери теплоты в канале за счет теплообмена с окружающей средой. При расчете поля скоростей тангенциальная составляющая скорости потока на боковой поверхности канала принималась равной нулю, что позволило учесть наличие пограничного слоя.

В начальный момент времени для свежей горючей смеси задавались нормальные условия: $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 300$ К. В области воспламенения задавались условия для продуктов горения: $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 3000$ К.

Свободное распространение пламени. Под свободным будем понимать распространение пламени в замкнутом объеме в отсутствие дополнительных, искусственно созданных возмущений. В закрытом канале расширение сгорающего вещества приводит к адиабатическому сжатию и нагреву свежей смеси. В работе [9] дана приближенная оценка давления p_k и температуры T_k горючей смеси перед фронтом пламени на поздней стадии процесса горения в замкнутом объеме в приближении постоянства теплоемкостей вещества

$$p_k = p_0 [\gamma (\theta_0 - 1) + 1]; \quad (1)$$

$$T_k = T_0 [\gamma (\theta_0 - 1) + 1]^{1-1/\gamma}, \quad (2)$$

где коэффициент расширения горючего $\theta_0 = \rho_f / \rho_b$; ρ_f — плотность горючей смеси; ρ_b — плотность продуктов горения; γ — постоянная адиабаты; индексом “0” обозначены начальные значения параметров горючего.

Известно [9], что основные характеристики распространения пламени, такие как скорость и толщина фронта пламени, зависят от давления и температуры горючего, причем характерное время изменения этих параметров больше, чем характерное время химических реакций. Таким образом, структура фронта пламени успевает подстраиваться к изменению внешних условий, и пламя в замкнутом объеме на каждый момент времени можно рассматривать как свободно распространяющееся при значениях давления и температуры горючего, достигнутых к этому времени. Нормальную скорость плоского фронта пламени D_f [9] удобно представить в виде

$$D_f = D_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-2}{2}} \frac{T}{T_0} \left(\frac{T}{\theta_0 T_0} + \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} \right)^{\frac{n+2}{2}} \times \exp \left(\frac{E_A}{2RT_0\theta_0} \cdot \frac{T/T_0 - 1}{T/T_0 + \theta_0 - 1} \right), \quad (3)$$

где E_A — энергия активации; n — порядок реакции; R — газовая постоянная; D_0 — нормальная скорость пламени при давлении p_0 и температуре T_0 . При выводе формулы (3) под порядком реакции в [9], как обычно, понимается степень, в которой концентрация реагирующего компонента входит в правую часть кинетического уравнения в форме Аррениуса:

$$\frac{dc}{dt} = -Ac^n \exp \left(-\frac{E_A}{RT} \right). \quad (4)$$

Задаваемая формулой (3) скорость относится к распространению пламени в неограниченной среде. В замкнутом канале, когда пламя распространяется от закрытого конца, его скорость в лабораторной системе координат будет значительно больше. В упрощенной постановке, если считать, что в области между задним торцом и фронтом пламени продукты горения покоятся, скорость пламени в начале процесса определяется соотношением

$$D_f^* = D_f \theta_0. \quad (5)$$

Очевидно, что соотношение (5) выполнимо, когда плотность продуктов горения не зависит от температуры, а динамическая сжимаемость среды отсутствует. В реальной ситуации горючая смесь и продукты горения сжимаемы и соотношение (5) выполняется только в непосредственной близости от торца канала, где происходит поджиг. По мере в закрытых трубах и каналах распространяются слабые волны сжатия, которые, отражаясь от торцов, создают довольно сложные поля течений. В этом случае скорость фронта пламени D_f^* можно определить через массовые скорости свежего горючего u_f и продуктов горения u_b , измеренные в непосредственной близости от фронта пламени:

$$(D_f^* - u_f) \rho_f = - (u_b - D_f^*) \rho_b,$$

откуда

$$D_f^* = \frac{u_f \theta - u_b}{\theta - 1}, \quad (6)$$

где $\theta = \rho_f / \rho_b$.

Переходя к системе координат, в которой среда перед фронтом пламени покоится, для скорости фронта получим

$$D_f' = D_f^* - u_f. \quad (7)$$

В этом случае скорость D'_f можно считать близкой к нормальной скорости пламени D_f в открытом канале. Тогда из формулы (7) следует простая оценка скорости пламени в закрытом канале:

$$D_f^* = D_f + u_f. \quad (8)$$

При приближении фронта горения к противоположному концу канала картина меняется. Уменьшается тормозящая роль задней стенки, и продукты горения движутся от зоны горения в режиме, близком к свободному. Фронт горения в этом случае распространяется со скоростью, близкой к нормальной скорости D_f , что видно так же из формулы (8), так как при приближении фронта к передней стенке канала $u_f \rightarrow 0$. Таким образом, при движении по каналу скорость пламени D_f будет изменяться от $D_f^*(T_0, p_0)$ до $D_f(T_k, p_k)$. Следовательно, пламя может распространяться по каналу как замедленно, если $D_f(T_k, p_k) < D_f^*(T_0, p_0)$, так и ускоренно, если $D_f(T_k, p_k) > D_f^*(T_0, p_0)$.

В работе [19] проведено численное моделирование горения гипотетической горючей смеси в замкнутых объемах в двухмерной постановке при упрощенной кинетике процесса горения (4) и описании свежего горючего и продуктов горения уравнениями состояния идеального газа с постоянными теплоемкостями. Протяженность канала была небольшой: $L = 500l_0$, где l_0 — толщина фронта пламени в начальный момент времени ($l_0 \sim 5 \cdot 10^{-5}$ м). Расчеты подтвердили приведенные в этой работе оценки, согласно которым скорость фронта горения для реакции первого порядка ($n = 1$) за время движения по каналу остается практически постоянной, а для реакции третьего порядка ($n = 3$) возрастает (для реакций второго порядка в [19] результаты не приведены). При этом был получен монотонный временной ход кривых скоростей и толщин фронта пламени.

Непосредственное применение результатов работы [19] к оценке горения реальных газовых смесей представляется не вполне корректным, так как при расчетах реальных химических превращений необходимо учитывать наличие промежуточных радикалов, как это имеет место в схеме окисления водорода [12]. В этом случае простейшее уравнение химической кинетики для одного горючего компонента (4) заменяется системой дифференциальных уравнений вида

$$\frac{dc_i}{dt} = - \sum_l \sum_j K_{ilj} c_i^{\alpha_{ii}} c_l^{\alpha_{il}} c_j^{\alpha_{ij}}, \quad i = 1, \dots, N, \quad (9)$$

где $K_{ilj} = K_{ilj}(T, p)$ — константы скорости химических реакций; N — число химических компонентов, участвующих в реакциях; $\alpha_{ij} = 0, 1, 2$ в зависимости от того, в каких сочетаниях компоненты входят в кинетические уравнения. Очевидно, что система уравнений (9) не может

быть приведена к одному уравнению вида (4), и задача требует дополнительного анализа.

Пренебрежем вначале влиянием на процесс дополнительных факторов, связанных с наличием пограничного слоя и развитием неустойчивостей. В этом случае достаточно рассмотреть распространение пламени в одномерной постановке, что соответствует движению плоского невозмущенного фронта пламени в канале с проскальзыванием смеси у стенок.

Для определения степени применимости теоретических оценок проведем сопоставление характеристик горения в замкнутом объеме, полученных по формулам (1)–(3), с результатами численного моделирования горения стехиометрической водородно-воздушной смеси в закрытом канале, проведенного в одномерной постановке. Используя результаты расчетов, примем $\theta_0 = 6$. Считая $\gamma = 1,4$, из соотношений (1), (2) получим $p_k = 8p_0 = 0,8 \text{ МПа}$, $T_k = 1,8T_0 = 540 \text{ К}$. Положив $E_A/2RT_0\theta_0 = 0,9$, что следует из приближенной аппроксимации кинетики окисления водорода одним уравнением Аррениуса, вычислим по уравнению (3) для $n = 1$ $D_f = 0,85D_0$, для $n = 2$ $D_f = 2,57D_0$, для $n = 3$ $D_f = 7,7D_0$.

Принимая, что нормальная скорость фронта плоского пламени в открытом канале $D_0 = 2,3 \text{ м/с}$ [18], получаем, что на последней стадии процесса для реакций первого порядка $D_f = 2 \text{ м/с}$, для реакций второго порядка $D_f = 5,9 \text{ м/с}$, а для реакций третьего порядка $D_f = 17,7 \text{ м/с}$. Проведенное численное моделирование распространения пламени в одномерной постановке показало, что для каналов длиной более $100l_0$ скорость фронта пламени на начальном сегменте канала $D_f^* = 5,9 \text{ м/с}$ близка к получаемой из формулы (8). Для каналов с $L < 100l_0$ торможение пламени отраженными от переднего торца волнами наступает раньше, чем пламя выходит на квазистационарный режим распространения.

Сопоставляя скорость пламени D_f^* в начале процесса, рассчитанную на основе полной системы уравнений, с полученным выше из уравнения (3) значением скорости в конце процесса, можно заключить, что если химические превращения протекают согласно кинетике реакций первого порядка, то пламя в канале замедляется, согласно кинетике реакций второго порядка – скорость распространения пламени не изменяется, согласно кинетике реакций третьего порядка – скорость пламени возрастает в три раза. Это качественно совпадает с результатами работы [19], где рассмотрение ограничено случаями с $n = 1$ и $n = 3$.

На рис. 1 приведены результаты полноценных расчетов процессов горения в каналах в одномерной постановке. Наблюдаемые на графике

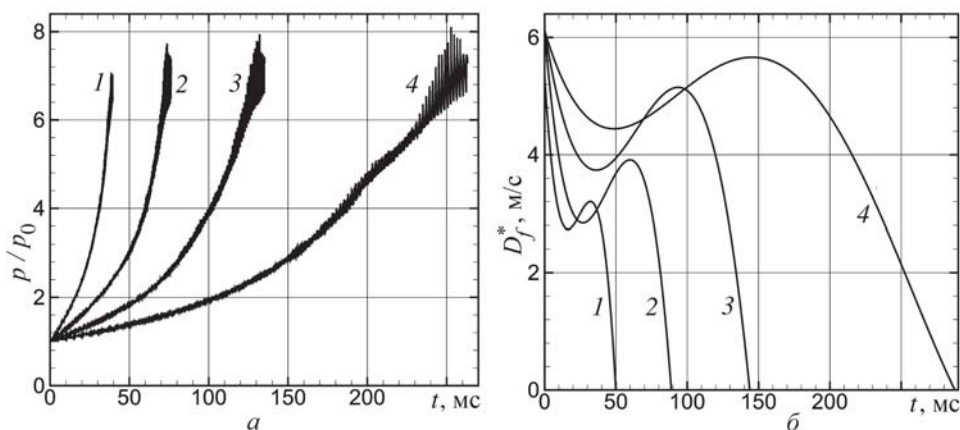


Рис. 1. Изменение давления на переднем торце канала длиной L при горении водородно-воздушной смеси (а) и усредненные по быстрым осцилляциям скорости фронта водородно-воздушного пламени в каналах различной длины L (б):

1, 2, 3, 4 – соответственно $L = 0,125, 0,250, 0,500$ и $1,0$ м

давления высокочастотные осцилляции вызваны воздействием слабых волн сжатия, которые можно считать акустическими. Аналогичные колебания той же физической природы наблюдаются на временном ходе мгновенных скоростей фронта пламени. Однако их амплитуда значительно больше, и поэтому, чтобы чрезмерно не усложнять график, они не приведены на рис. 1, б. Волны возникают в области энерговыделения и далее отражаются от торцов канала и фронта пламени. Воздействие волн как на торец, так и на фронт пламени резко усиливается, а их амплитуды возрастают при приближении пламени к противоположному торцу канала, что совпадает с результатами численных расчетов, приведенными в [7]. Нетрудно видеть, что усредненные значения давления и скорости фронта в конце процесса для каналов с наибольшей длиной хорошо совпадают со значениями, рассчитанными по формулам (1) и (3) соответственно. При этом расчетное значение скорости хорошо согласуется с результатами численного моделирования, если принять за аппроксимационную формулу для описания химической кинетики реакцию второго порядка. С уменьшением длины канала максимально достижимое давление незначительно снижается. Это объясняется тем, что в случае коротких каналов за время прохождения пламенем всей длины канала полное догорание смеси не успевает произойти, поэтому температура и давление продуктов горения еще не достигают максимальных значений.

Для практически малозначимого случая слишком коротких каналов ($L \leq 500l_0 \approx 0,025$ м) расчеты показали монотонную убыль скорости распространения пламени, наблюдаемую сразу после начальной стадии возгорания, при которой скорость пламени достигает значения,

предсказываемого соотношением (8). Монотонный характер изменения скорости в данном случае соответствует результатам, полученным в работе [19], где рассмотрен случай трубы длиной $L = 500l_0$. В то же время для более протяженных каналов характерен немонотонный временной ход скорости фронта горения, что хорошо видно на рис. 1 б. Такой характер распространения пламени по каналу, заполненному горючей газовой смесью, можно объяснить конкурентным влиянием трех факторов: ослаблением влияния на потоки задней стенки канала, торможением фронта пламени распространяющимися навстречу волнами сжатия, отраженными от переднего торца, и ускорением пламени за счет увеличения температуры еще не сгоревшей смеси. В процессе продвижения пламени по трубе степень воздействия каждого из указанных факторов меняется. На начальной стадии основную роль играет ускорение пламени, вызванное выталкивающим действием потока продуктов горения, тормозящегося у задней стенки канала. Далее ведущую роль играет торможение пламени волнами сжатия. В конце процесса, когда температура в канале значительно возрастает, этот фактор становится доминирующим и скорость фронта возрастает согласно формуле (3).

Рассмотрим, как изменяются полученные результаты при учете вклада от нелинейных процессов, развивающихся при распространении пламени по закрытым каналам и трубам. Будем считать, что горение происходит в каналах разной длины и ширины. Введение в расчеты второй пространственной координаты дает теперь возможность воспроизвести развитие поперечных возмущений на фронте пламени.

Ведущим механизмом, приводящим к нарастанию возмущений на фронте пламени, в данном случае является неустойчивость Дарье–Ландау [2, 9]. В приближении бесконечно тонкого фронта пламени инкремент нарастания неустойчивости Дарье–Ландау определяется из линейной теории соотношением [2]

$$\gamma \approx 2\pi D_f^* \frac{1}{\lambda_k} \frac{\theta}{\theta + 1} \left(\sqrt{\theta + 1} - 1/\theta - 1 \right), \quad (10)$$

где λ_k — длина волны k -го возмущения поверхности фронта; D_f^* — скорость плоского фронта пламени.

Торможение потока у боковых стенок канала приводит к дополнительному искривлению фронта пламени, что усиливает нарастание возмущений на поверхности фронта. Учет конечной ширины фронта пламени позволяет найти критическую ширину канала [20, 21] (в канале меньшей ширины неустойчивость Дарье–Ландау не развивается)

$$\lambda_C = 2\pi l_0 \left(1 + \theta \frac{\theta + 1}{(\theta - 1)^2} \ln \theta \right). \quad (11)$$

Выражение (11) для λ_C получено в работе [21] для чисел Льюиса, близких к единице, что для рассматриваемого случая выполняется. В работе [5] в предположении бесконечно тонкого фронта пламени и пренебрежении динамической сжимаемостью в линейном приближении получена скорость фронта пламени D_f^{**} для задач с торможением потока на боковых стенках канала:

$$D_f^{**} = D_f^* \exp(\sigma D_f^* t / h). \quad (12)$$

Безразмерная степень ускорения σ согласно [5] для декартовой двухмерной геометрии определяется формулой

$$\sigma = \frac{(\text{Re}_f - 1)^2}{4 \text{Re}_f} \left[\sqrt{1 + \frac{4 \text{Re}_f \theta}{(\text{Re}_f - 1)^2}} - 1 \right]^2. \quad (13)$$

Здесь $\text{Re}_f = D_f^* h / \nu$ играет роль числа Рейнольдса вблизи фронта пламени; $h = H/2$ — полуширина канала; ν — кинематический коэффициент вязкости смеси. Учитывая, что в рассматриваемых задачах $\text{Re}_f \gg 1$, инкремент неустойчивости $\gamma = \sigma D_f^* / h$ в (12) можно выразить через коэффициент расширения соотношением

$$\gamma \approx \frac{\nu}{h^2} \theta^2. \quad (14)$$

Из соотношений (10)–(13) легко видеть, что развитие неустойчивости Дарье–Ландау существенно зависит от длины волны возмущения и ширины канала H . Учитывая это, удобно разделить каналы по ширине на узкие, средние и широкие. В узких каналах, шириной меньше критической λ_C , неустойчивость Дарье–Ландау не развивается [20].

Из формулы (11) для $\theta = 6$ имеем $\lambda_C \approx 25l_0$. Таким образом, в узких каналах можно отнести каналы шириной менее 1 мм. В узких каналах пламя распространяется за счет теплопроводности на фронте (согласно теории Зельдовича–Франк–Каменецкого [9]) и находится под воздействием продольных акустических волн. Динамика процесса в данном случае может быть рассчитана в одномерной постановке. Однако, в этом случае наличие пограничного слоя сильно ограничивает распространение пламени. Потери теплоты на стенках канала еще более усиливают эффект торможения пламени, что в совокупности с действием акустических волн и пограничного слоя может полностью остановить горение в узких каналах. В средних каналах основным механизмом, определяющим динамику горения, является неустойчивость Дарье–Ландау. При этом взаимодействие пламени с пограничным слоем вблизи стенок канала теперь значительно интенсифицирует рост неустойчивости [10]. В широких каналах влияние на процесс пограничного слоя снижается. Развитие неустойчивости Дарье–Ландау становится схожим с наблюдаемым в каналах с проскальзыванием газа

на стенках. Большой эффект начинают оказывать поперечные акустические колебания.

Отметим, что из-за роста температуры горючего при движении пламени по каналу ширина фронта пламени уменьшается [19], а следовательно, уменьшается и критический масштаб λ_C . Таким образом, если на начальной стадии горения ширина узкого канала меньше критического значения λ_C , то с развитием горения критический размер λ_C может стать меньше ширины канала. В результате реализуются условия для возможного возникновения неустойчивости Дарье–Ландау. В дальнейшем, однако, горение в узких каналах рассматривать не будем, так как указанные выше стабилизирующие факторы, как правило, препятствуют значительному ускорению горения. К тому же каналы столь малой ширины (~ 1 мм) представляются малозначимыми с практической точки зрения.

На рис. 2 представлена эволюция фронта водородно-воздушного и водородно-кислородного пламен в каналах шириной 5 мм и 25 мм. Согласно принятой классификации канал шириной 5 мм можно рассматривать как средний, а канал шириной 25 мм — как широкий, что ниже получит дополнительное обоснование. Видно, что отличие в химическом составе горючего приводит не только к количественному, но и к качественному различию в картине распространения пламени.

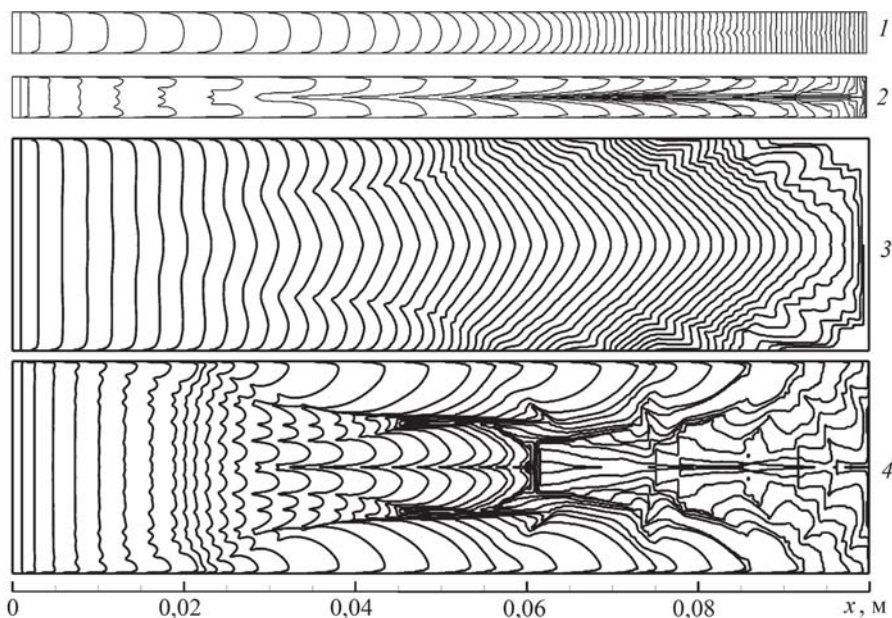


Рис. 2. Эволюция водородно-воздушного (1, 3) и водородно-кислородного (2, 4) пламен в каналах длиной 0,1 м и шириной 5 мм (1, 2) и 25 мм (3, 4). Изолинии концентрации, отвечающие положению фронта пламени, соответствуют временным интервалам 500 мкс (1, 3) и 50 мкс (2, 4)

Наблюдаемое различие связано с существенной разницей в инкрементах нарастания неустойчивости Дарье–Ландау водородно-воздушного и водородно-кислородного пламен.

Как следует из уравнения (10), на линейной стадии развития неустойчивости быстрее растут коротковолновые моды. В то же время на нелинейной стадии с наибольшей скоростью нарастают длинноволновые возмущения [4]. Согласно соотношению (10) в водородно-кислородной смеси, имеющей большую скорость плоского фронта ($D_f^* = 11$ м/с), скорость роста возмущений больше, чем в водородно-воздушной. В результате малые начальные различия в амплитудах возмущений на линейной стадии в первой смеси нарастают быстрее, чем во второй. Прежде всего это относится к коротковолновым возмущениям вблизи боковых стенок, где они за счет большого поперечного градиента продольной скорости потока наибольшие.

Таким образом, к наступлению нелинейной стадии процесса в водородно-воздушной смеси амплитуды малых начальных возмущений по-прежнему невелики. В то же время для водородно-кислородной смеси начальное возмущение значительно усиливается, как это видно на рис. 2. На нелинейной стадии в водородно-воздушной смеси первая гармоника, имея наибольшую скорость роста, почти сразу становится доминирующей. Фронт пламени приобретает выпуклую форму, и поток газа движется под некоторым углом по отношению к наклоненной поверхности фронта. Это порождает тангенциальную компоненту скорости потока на поверхности фронта, за счет которой возникающие возмущения с меньшей длиной волны сносятся к стенкам канала. При этом возмущения исчезают на стенках быстрее, чем их амплитуда становится значительной, а сам фронт пламени сохраняет близкую одномодовую выпуклую структуру (см. 1 на рис. 2) до наступления стадии торможения перед передним торцом. В случае водородно-кислородной смеси, где коротковолновые возмущения до их сноса на стенки успевают исказить фронт пламени, формируется глубокая складка вдоль оси канала, захватывающая более высокие гармоники. При этом фронт пламени приобретает так называемую тюльпанообразную форму (см. рис. 2), которая является устойчивой. Выпуклая одномодовая форма пламени (см. 2 на рис. 2) наблюдалась уже в ранних скоростных снимках горения в трубах и каналах [1]. В дальнейшем в лабораторных исследованиях была неоднократно зафиксирована и тюльпанообразная форма фронта [22].

Быстрый рост коротковолновых возмущений на линейной стадии должен приводить к качественным отличиям в развитии горения, вызванным различиями в начальных условиях воспламенения. Это подтверждается проведенными вычислительными экспериментами.

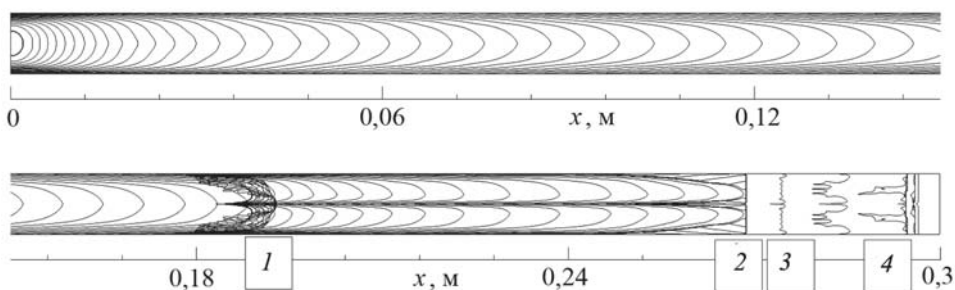


Рис. 3. Эволюция водородно-кислородного пламени, распространяющегося от точечного источника, вблизи одного из торцов в канале длиной 0,3 м и шириной 10 мм. Изолинии концентрации, отвечающие положению фронта пламени, соответствуют временным интервалам 20 мкс:

1 — интенсивное возмущение фронта пламени встречными отраженными ударными волнами; 2 и 4 — выравнивание фронта встречными ударными волнами; 3 — развитие неустойчивости Рихтмайера–Мешкова на фронте пламени

Для сравнения на рис. 3 изображена эволюция фронта водородно-кислородного пламени, существенно отличающаяся от приведенной на рис. 2. Различие в форме фронта пламени в данном случае вызвано только различным заданием начальной зоны воспламенения. В случае, когда горение распространяется от источника на оси канала (см. рис. 3), имеет место более мягкое взаимодействие фронта пламени с боковыми стенками канала по сравнению со случаем продвижения вдоль стенки изначально плоского фронта (см. рис. 2), и возмущение высоких гармоник возникает только на стадии торможения потока. Проведенный анализ и результаты, представленные на рис. 2, 3, показывают значительное влияние пристеночного торможения потока на характер распространения пламени, что предполагается в трубах средней ширины.

Из рис. 2 можно заключить, что с увеличением ширины канала влияние пограничного слоя снижается, сменяясь возрастающим воздействием на пламя поперечных акустических волн, отражающихся от боковых стенок и фронта пламени и создающих устойчивые коротковолновые возмущения на фронте. Это приводит к усилению флуктуаций скорости распространения пламени, особенно на конечной стадии процесса, как это видно на рис. 4 для широкого канала (25 мм). Из рис. 4 следует, что амплитуды колебаний скорости на оси канала в несколько раз превосходят среднюю скорость пламени. Амплитуды флуктуаций скорости на стенках канала в этом случае еще больше и могут достигать в ряде случаев 100 м/с и более. Из сопоставления представленных на рис. 4 изменений скорости фронтов пламени в водородно-воздушной смеси при продвижении их вдоль среднего и широкого каналов видно, что в среднем канале на начальной

$D_f^{**}, \text{ м / с}$

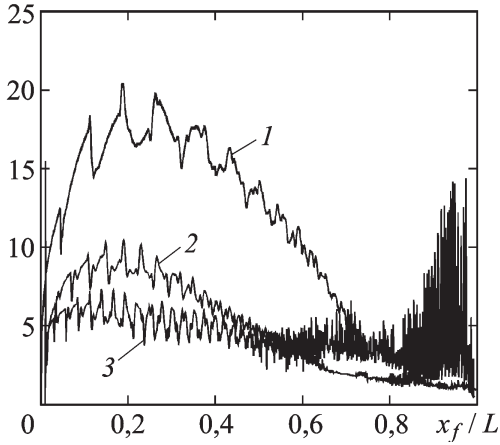


Рис. 4. Скорость точек фронта водородно-воздушного пламени на оси для различных размеров каналов:
1 – $L = 0,1 \text{ м}$, $D = 5 \text{ мм}$; 2 – $L = 0,5 \text{ м}$, $D = 5 \text{ мм}$; 3 – $L = 0,1 \text{ м}$, $D = 25 \text{ мм}$

являться при ширине канала $H > 10 \text{ мм}$, что для рассмотренных горючих газовых смесей условно можно считать критерием перехода от средних каналов к широким. Полученная методами вычислительного эксперимента зависимость скорости пламени от ширины канала для широких труб подтверждается многочисленными экспериментами, обобщенными в работе [1].

На рис. 4 также дано сравнение скоростей фронта пламени в каналах одинаковой ширины (5 мм), но разной длины (10 и 50 см), откуда следует, что рост неустойчивостей в закрытых каналах продолжается до достижения фронтом пламени примерно четверти длины канала (при поджиге смеси у торца), причем эта величина слабо зависит как от длины, так и от ширины канала. Далее распространение пламени стабилизируется, а затем начинает тормозиться. Из сопоставления рис. 4 и рис. 1, б видно, что переход в расчетах к двумерной геометрии существенно изменяет временной ход скорости распространения пламени по каналу. При этом отличие проявляется больше для среднего канала ($H = 5 \text{ мм}$). С ростом ширины канала специфический немо­нотонный характер изменения усредненной по быстрым колебаниям скорости проявляется сходным образом как в одномерной (моделирующей плоское пламя), так и в двумерной геометрии. Отсюда следует, что отклонение от закона распространения плоского пламени прежде всего связано с наличием пограничного слоя и торможением потока на боковых стенках.

стадии процесса неустойчи­вость Дарье–Ландау имеет боль­ший инкремент нарастания, что соответствует оценке их зна­чений по формулам (13), (14). Отметим, что при нарастании нелинейных эффектов и перехо­де к нелинейной стадии процес­са, скорость фронта водородно-воздушного пламени становится тем больше, чем больше ши­рина канала, что согласуется с выводами работы [4] о макси­мальном росте длинноволновых возмущений на нелинейной ста­дии. Серия проведенных рас­четов показала, что эта законо­мерность начинает четко про­

являться при ширине канала $H > 10 \text{ мм}$, что для рассмотренных горючих газовых смесей условно можно считать критерием перехода от средних каналов к широким. Полученная методами вычислительного эксперимента зависимость скорости пламени от ширины канала для широких труб подтверждается многочисленными экспериментами, обобщенными в работе [1].

На рис. 4 также дано сравнение скоростей фронта пламени в каналах одинаковой ширины (5 мм), но разной длины (10 и 50 см), откуда следует, что рост неустойчивостей в закрытых каналах продолжается до достижения фронтом пламени примерно четверти длины канала (при поджиге смеси у торца), причем эта величина слабо зависит как от длины, так и от ширины канала. Далее распространение пламени стабилизируется, а затем начинает тормозиться. Из сопоставления рис. 4 и рис. 1, б видно, что переход в расчетах к двумерной геометрии существенно изменяет временной ход скорости распространения пламени по каналу. При этом отличие проявляется больше для среднего канала ($H = 5 \text{ мм}$). С ростом ширины канала специфический немо­нотонный характер изменения усредненной по быстрым колебаниям скорости проявляется сходным образом как в одномерной (моделирующей плоское пламя), так и в двумерной геометрии. Отсюда следует, что отклонение от закона распространения плоского пламени прежде всего связано с наличием пограничного слоя и торможением потока на боковых стенках.

В каналах длиной $L < 0,1$ м горение водородно-кислородной смеси происходит аналогично горению водородно-воздушной смеси. Для более длинных каналов ход процессов различен. Если в водородно-воздушной смеси во всех рассмотренных в настоящей работе каналах с $L \leq 1$ м и $5 \leq H \leq 25$ мм при свободном распространении пламени переход горения в детонацию в вычислительных экспериментах не наблюдался, то для водородно-кислородной смеси в каналах с $L > 0,1$ м реализуется резкая смена режимов горения, которую можно рассматривать как переход к детонации.

Это отмечено на рис. 5, где показано изменение периметра фронта пламени (пропорционального интегральной скорости фронта [9]) во времени для каналов различной длины, заполненных водородно-кислородной смесью. Видно, что при длине канала $L = 0,4$ м переход к детонации происходит на расстоянии от переднего торца $2,5$ см практически в тот же момент времени, что и в соответствующем полукрытом канале. Ведущим фактором в этом случае является нарастающее ускорение фронта пламени, особенно большое на пиках коротковолновых импульсов скорости, характерных для колебательного режима распространения пламени в закрытых каналах. Детонация возникает за волной сжатия перед фронтом горения. В канале с $L = 0,3$ м изменение скорости пламени существенно не монотонное, что отражает сложную эволюцию фронта пламени на стадии торможения (см. рис. 3). Переход в детонацию в этом случае происходит в отраженных от торца и фронта пламени волнах ближе к переднему торцу, чем в предыдущем варианте. В рассмотренных вариантах из-за большой пространственной неоднородности поля скоростей, а следовательно, энергии и температуры горячего перед фронтом пламени условия для возникновения детонации распределены в пространстве нерегулярно, и можно говорить о детонации в “горячих точках”. Взрывной переход к детонационному режиму вблизи торца приводит к большим динамическим нагрузкам на стенки канала. В частности, максимальное давление достигает 258 атм в канале с $L = 0,3$ м и 200 атм в канале с

P_f / H

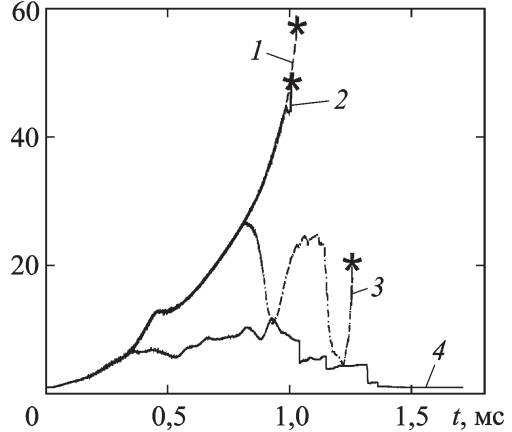


Рис. 5. Эволюция периметра фронта водородно-кислородного пламени в каналах шириной 5 мм разной длины:

1 — полукрытый канал; 2, 3, 4 — соответственно $L = 0,4$ м, $0,3$ м и $0,1$ м; звездочкой отмечен момент перехода ускоренного пламени в детонационный режим

$L = 0,4$ м. Нетрудно видеть, что с точки зрения взрывобезопасности наибольшее значение имеет заключительная стадия распространения пламени в канале, на которой происходит интенсивное торможение фронта.

В вычислительных экспериментах работы [7] показано, что волны сжатия, идущие навстречу фронту пламени, приводят сначала к углублению складки в тюльпанообразном пламени, затем к выравниванию фронта и дальнейшему нарастанию коротковолновых возмущений на фронте, вызванных развитием неустойчивости, рассматриваемой автором как неустойчивость Рэлея–Тэйлора (правильнее, неустойчивость Рихтмайера–Мешкова).

В общих чертах картина распространения пламени в закрытых каналах, описанная в работе [7], воспроизводилась во всех проведенных в рамках настоящего исследования расчетах. Наиболее четко временная эволюция фронта пламени прослеживается при горении водородно-кислородной смеси (см. рис. 3): фронт пламени, пройдя примерно $3/5$ длины канала, сохраняет близкую к одномодовой форму. Затем в области 1 (см. рис. 3) возникает резкое торможение и возмущение фронта. К этому моменту из-за интерференции акустических возмущений, многократно отраженных от торцов и фронта пламени, формируется ударная волна с числом Маха $M = 1,1$. Ее воздействие на фронт и вызывает сильное возмущение пламени. Отметим, что хотя до момента резкого торможения пламени волны сжатия, отражаясь от торцов канала, многократно воздействуют на фронт, само торможение имеет характер, близкий к взрывному. После сильного коротковолнового возмущения фронта пламени происходит перестройка нелинейной стадии нарастания мод. Вторая мода с длиной волны $\lambda = H/2$ оказывается доминирующей вместо первой моды с длиной волны $\lambda = H$, которая является ведущей до стадии торможения. В результате фронт пламени приобретает тюльпанообразную структуру. Перестройка спектра возмущений, подобная описанной выше, получена в работе [19] при воздействии на фронт пламени слабой ударной волны и не наблюдалась в работе [7]. Пройдя $9/10$ пути, фронт приобретает плоскую форму (область 2 на рис. 3). К этому моменту воздействие сформировавшейся ударной волны полностью стабилизирует неустойчивость Дарье–Ландау. Далее ударное возмущение, вернувшееся от заднего торца, инициирует механизм неустойчивости Рихтмайера–Мешкова, ускоряя тем самым распространение пламени (область 3 на рис. 3). Затем это же возмущение, снова отразившись от переднего торца, гасит неустойчивые моды и делает фронт плоским. Последнее возвращение ударного возмущения от заднего торца опять инициирует ускорение пламени в сильно сжатую нагретую

смесь около переднего торца, тем самым вызывая взрыв. Полученная в вычислительных экспериментах картина распространения пламени в замкнутом канале и взаимодействие фронта пламени с генерируемыми волнами сжатия согласуется с результатами лабораторных экспериментов [22].

Заключение. Проведенное численное моделирование процессов горения газообразных горючих смесей в закрытых объемах (каналах) дает результаты, качественно совпадающие с имеющимися экспериментальными данными. Их анализ позволил оценить вклад в распространение пламени как физико-химических свойств горючей смеси, так и геометрических параметров канала. Показано, что основную роль в формировании таких ведущих характеристик горения, как структура и скорость фронта пламени, играет неустойчивость Дарье–Ландау, торможение течений вблизи стенок канала и нелинейные взаимодействия возмущений на фронте. В частности, за счет развития неустойчивости Дарье–Ландау скорость распространения пламени может возрасти в несколько раз по сравнению со скоростью плоского ламинарного пламени. При нарастании колебаний фронта пламени в результате воздействия акустических и слабых ударных волн, пиковые значения скорости могут превышать скорость ламинарного пламени в десятки и сотни раз, причем максимальные флуктуации скорости наблюдаются в пристеночной области. Эти флуктуации тем больше, чем больше ширина канала. Удовлетворительное совпадение теоретических оценок усредненной скорости пламени при его движении по каналу с результатами численного моделирования имеет место только при исключении из рассмотрения неустойчивости Дарье–Ландау, что справедливо для случая одномерной постановки задачи, когда фронт пламени можно считать близким к невозмущенному. При этом скорость фронта пламени и достигаемые максимальные давления слабо зависят от длины и ширины канала. В реальном случае влияние геометрических факторов весьма значительно, они определяют степень развития неустойчивостей, их стабилизацию или их усиление под действием акустических волн, генерируемых фронтом пламени. Вычислительные эксперименты показали, что качественная картина распространения горения по каналу и количественные характеристики этого процесса существенным образом зависят от термодинамических параметров и особенно от кинетики химических превращений реальных горючих смесей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Х и т р и н Л. Н. Физика горения и взрыва. – М.: Изд-во МГУ, 1957.

2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. – М.: Наука, 1988.
3. Travnikov O. Yu., Vychkov V. V., Liberman M. A. Numerical studies of flames in wide tubes: Stability limits of curved stationary flames // *Phys. Rev. E.* – 2000. – V. 61, no. 1. – P. 468–474.
4. Liberman M. A., Ivanov M. F., Peil O. E., Valiev D. M., Eriksson L. -E. Numerical studies of curved stationary flames in wide tubes // *Combust. Theory and Modelling.* – 2003. – V. 7. – P. 653–676.
5. Vychkov V., Petchenko A., Akkerman V., Eriksson L. -E. Theory and modeling of accelerating flames in tubes // *Phys. Rev. E.* – 2005. – V. 72. – P. 046307-1–046307-9.
6. Clavin P. Premixed combustion and gasdynamics // *Ann. Rev. Fluid. Mech.* – 1994. – V. 26. – P. 321–352.
7. Gonzalez M. Acoustic instability of a premixed flame propagation in a tube // *Combust. Flame.* – 1996. – V. 107. – P. 245–259.
8. Gonzalez M., Borghi R., Saona A. Interaction of a flame front with its self-generated flow in an enclosure: Tulip flame phenomenon // *Combust. Flame.* – 1992. – V. 88. – P. 201–220.
9. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука, 1980.
10. Иванов М. Ф., Киверин А. Д., Гальбурт В. А. Об одном способе ускорения перехода от дефлаграции к детонации в газообразных горючих смесях // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Естественные науки”.* – 2008. – № 4(31). – С. 38–45.
11. Иванов М. Ф., Киверин А. Д., Гальбурт В. А. Численное моделирование ускорения пламени путем дополнительного энергозложения перед фронтом горения // *Химическая физика.* – 2009. – Т. 28. – № 5. – С. 35–39.
12. Гальбурт В. А., Иванов М. Ф., Петухов В. А. Математическое моделирование различных режимов развития горения в конусе // *Химическая физика.* – 2007. – Т. 26. – № 2. – С. 46.
13. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. – М.: Физматлит, 2003.
14. Heywood J. B. Internal combustion engine fundamentals. – Mc.Graw-Hill, New York, 1988.
15. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. – М.: Наука, 1982.
16. Liberman M. A., Ivanov M. F., Peil O. E., Valiev D. M., Eriksson L. -E. Numerical modeling of a propagating flame and knock occurrence in spark-ignition engines // *Combust. Sci. and Tech.* – 2005. – V. 177, no. 1. – P. 151–182.
17. Liberman M. A., Ivanov M. F., Valiev D. M., Eriksson L. -E. Hot spot formation by the propagating flame and the influence of EGR on knock occurrence in SI engines // *Combust. Sci. and Tech.* – 2006. – V. 178, no. 9. – P. 1613–1647.
18. Гельфанд Б. Е., Попов О. Е., Чайванов Б. Б. Водород: параметры горения и взрыва. – М.: Физматлит, 2008.
19. Liberman M. A., Golberg S. M., Vychkov V. V., Eriksson L. -E. Numerical studies of hydrodynamically unstable flame propagation in 2D channels // *Combust. Sci. Tech.* – 1998. – V. 136. – P. 221–242.
20. Pelce P., Clavin P. Influence of hydrodynamics and diffusion on the stability limits of laminar premixed flames // *J. Fluid Mech.*, 124, 219, 1982.
21. Zaytsev M., Vychkov V. Effect of the Darrieus–Landau instability on turbulent flame velocity // *Phys. Rev. E.* – 2002. – V. 66. – P. 026310.

Михаил Федорович Иванов родился в 1945 г., окончил МГУ им. М.В. Ломоносова в 1968 г. Д-р физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией Объединенного института высоких температур РАН. Автор 200 научных работ, в том числе 2 монографий, в области вычислительной физики, физики плазмы, физической газодинамики.

M.F. Ivanov (b. 1945) graduated from the Lomonosov Moscow State University in 1968. D. Sc. (Phys.-Math.), professor, head of laboratory of Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Author of 200 publications including 2 monographs in the field of computational physics, physics of plasma, and physical gas dynamics.

Алексей Дмитриевич Киверин родился в 1985 году. Аспирант МГТУ им. Н.Э. Баумана. Младший научный сотрудник Объединенного института высоких температур РАН. Специализируется в области вычислительной физики, физической газодинамики.

A.D. Kiverin (b. 1985) graduated from the Bauman Moscow State Technical University. Post-graduate of the Bauman Moscow State Technical University. Junior researcher of Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Specializes in the field of computational physics and physical gas dynamics.

Юрий Валерьевич Рыков родился в 1987 г. Студент МГТУ им. Н.Э. Баумана. Стажер-исследователь Объединенного института высоких температур РАН. Специализируется в области вычислительной физики, физической газодинамики.

Yu.V. Rykov (b. 1987) — student of the Bauman Moscow State Technical University, probationer-researcher of Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Specializes in the field of computational physics and physical gas dynamics.