

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ КАНАЛА И ТЕМПЕРАТУРЫ СМЕСИ НА ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В ГАЗАХ

Н. Н. Смирнов, В. Ф. Никитин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва
ebifsun1@mech.math.msu.su

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований процесса перехода горения в детонацию в смесях углеводородов с воздухом. Рассматривается влияние внутренней геометрии и турбулизации потока, а также температуры и концентрации топлива в несгоревшей смеси на возникновение детонации.

Ключевые слова: горение, детонация, газ, турбулентность, переходные процессы.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования перехода горения в детонацию (ПГД) в смесях водорода с воздухом [1–3], а затем в смесях углеводородов с воздухом [4, 5] показали множественность сценариев перехода. Различные механизмы возникновения детонации зависят от конкретной структуры течения, созданного ускоряющимся пламенем, что не позволяет воспроизвести в экспериментах детали процесса в мельчайших подробностях. В настоящее время существуют различные точки зрения на механизм ПГД: «взрыв во взрыве» Оппенгейма [1], градиентный механизм «спонтанного пламени» Зельдовича [6].

Последующий теоретический анализ показал, что на микроуровне увеличение неравномерности распределения температуры и рост градиентов концентраций в окрестности локальных экзотермических центров («горячих точек») перед фронтом пламени могут быть достаточны для развития из отдельно взятого очага как волны детонации, так и волны нормального горения [5, 7–10]. Анализ и сравнение теоретических и экспериментальных результатов показали, что самовоспламенение в одной или нескольких горячих точках перед ускоряющимся пламенем с последующим развитием детонации или горения из каждого локального экзотермического центра служит причиной существования множественности сценариев ПГД [11]. Общей чертой всех этих сценариев является формирование локальных экзотермических центров по стохастическому механизму Оппенгейма с последующим развитием детонации на

микроуровне согласно спонтанному механизму Зельдовича [11]. Исследования ПГД при взаимодействии отраженной ударной волны с ламинарным пламенем [12, 13] также показали, что переход к детонации в горячих точках идет по градиентному механизму, в то время как взаимодействие ударной волны и волны горения, а также локальные неоднородности потока создают условия для возникновения самих горячих точек.

Экспериментальным исследованиям чувствительности ПГД к изменениям параметров смеси присущи естественные ограничения на точность результатов, поскольку установление различных режимов ПГД зависит от случайных неоднородностей течения, создаваемого ускоряющимся пламенем. При этом незначительные изменения параметров потока могут привести к существенным изменениям сценария перехода. Кроме того, в физических экспериментах практически невозможно добиться независимого изменения отдельных параметров.

Численные исследования ПГД создают уникальную возможность плавного варьирования параметров независимо друг от друга с целью исследования их влияния на режим перехода к детонации. В статье представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований ПГД в гомогенных газовых смесях. Рассмотрены вопросы чувствительности ПГД к изменениям значений определяющих параметров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования пульсирующих режимов возбуждения детонации в

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 02-03-32060) и фонда INTAS (грант 00-0706).

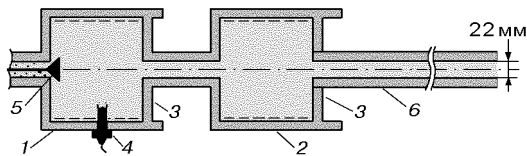


Рис. 1. Устройство для экспериментального исследования ПГД в трубе с камерами переменного объема:

1, 2 — камеры, 3 — цилиндрические перегородки, 4 — свеча зажигания, 5 — обратный клапан, 6 — детонационная труба

смесях углеводородных топлив с воздухом проводились в установке, схема которой изображена на рис. 1. Детальное описание оборудования и процедуры экспериментов содержится в [11].

Влияние геометрии рабочей зоны на ускорение турбулентного пламени и развитие детонации или дефлаграции изучалось с использованием камер, объем которых мог меняться от эксперимента к эксперименту. Боковые стенки камер снабжены резьбой на внутренней поверхности, что позволяло ввинчивать цилиндрические перегородки на различную глубину внутрь камер, меняя таким образом их объем. Смесь поджигалась в камере 1 свечой зажигания. Формируемый поток газа был сильно турбулизован из-за геометрии устройства: в камере 2 возникал тороидальный вихрь, что приводило к резкому ускорению пламени при переходе из одной камеры в другую. Подъем давления в обеих камерах приводил к закрытию обратного клапана. Расширение продуктов сгорания в узкую трубу вызывало дополнительное ускорение пламени за счет поршневого эффекта, улучшая таким образом условия развития ПГД.

Для стехиометрической и обогащенной бензиновоздушных смесей (коэффициент избытка воздуха $\alpha = 0,8 \div 1,0$), а также для смесей метилциклопропана с воздухом преддетонационное расстояние сокращалось до $1,5 \div 2,0$ м в трубах диаметром $22 \div 25$ мм. Шлирен-фотографии, иллюстрирующие множественность сценариев ПГД, опубликованы ранее [5, 11] и в данной работе не приводятся. На шлирен-фотографиях отображаются зоны больших градиентов плотности, а именно: ударные волны, контактные поверхности, фронты пламени. Анализ структуры течения на различных расстояниях от секции, где проходило иницирование, позволил выделить

основные закономерности переходных процессов.

В начальных секциях трубы наблюдаемые картины соответствуют течению до перехода к детонации. Наличие турбулизационных камер большего диаметра, чем диаметр самой детонационной трубы, способствует возникновению существенных неоднородностей в потоке перед зоной пламени, что может приводить к возникновению детонации. Поршневой эффект, создаваемый расширяющимися продуктами горения смеси в камерах, порождает серию первичных ударных волн, движущихся перед фронтом пламени. Некоторые волны образуются в результате взаимодействия поперечных волн сжатия, возникающих при ускорении турбулентного пламени. Пламя распространяется со скоростью до 950 м/с. Под скоростью пламени будем понимать скорость распространения фронта горения в лабораторной системе координат (относительно неподвижных стенок трубы и неподвижной исходной смеси), в отличие от скорости нормального горения, которая представляет собой скорость фронта относительно несгоревшей смеси. Волны, формирующиеся позади фронта пламени, обгоняют его и взаимодействуют с первичными волнами сжатия, что, в конце концов, приводит к возникновению впереди сильной ударной волны, поддерживаемой волнами сжатия, формируемыми пламенем.

Детонационная волна возникает вследствие воспламенения смеси в локальных экзотермических центрах (горячих точках) впереди зоны пламени. Возможны различные сценарии процесса ПГД. Один из них, который наблюдался также и в водородно-кислородных смесях [2], характеризуется появлением горячей точки в зоне высокой энтальпии перед фронтом пламени на контактной поверхности, образовавшейся после взаимодействия двух первичных ударных волн.

Однако воспламенение в горячей точке необязательно приводит к зарождению детонации в углеводородно-воздушных смесях. К новым сценариям ПГД, не замеченным ранее в других смесях, в частности, относится случай формирования вторичной зоны горения между головной ударной волной и фронтом пламени за счет самовоспламенения локального экзотермического центра. Зона горения расширяется во всех направлениях от горячей точки, и через некоторое время (≈ 180 мкс) возникает

детонационная волна.

В смесях газообразных углеводородов с воздухом возможен еще один новый сценарий переходного процесса, когда возгорание происходит последовательно в нескольких горячих точках перед фронтом пламени. Каждое возгорание в отдельно взятой точке непосредственно не приводит к формированию детонационной волны. Пламя, распространяющееся во всех направлениях от горячих точек, приводит к формированию объемного горения и последующему сжатию смеси позади головной ударной волны. Детонационная волна возникает в одном из экзотермических центров, примыкающих к ударной волне. Возникновение детонации также подтверждается наличием ретонационных волн, распространяющихся назад по потоку со скоростью 1350 м/с. Анализ экспериментов показывает, что формирование детонации происходит в одном из экзотермических центров (в горячей точке), расположенном в области сжатого газа между головной ударной волной и зоной горения. В зависимости от локальной структуры и расположения горячих точек горение может привести либо к детонации, либо к дефлаграции, распространяющейся от одной из горячих точек [11].

Еще один возможный сценарий ПГД в углеводородно-воздушных смесях, который наблюдался также и в других смесях, состоит в том, что детонация возникает непосредственно в зоне горения. Иными словами, из всех неоднородностей, появляющихся в потоке перед пламенем и в зоне горения, начало детонации дает неоднородность («ячейка») в зоне горения.

Неоднородности в зоне сжатого газа перед фронтом пламени могут возникать, в частности, вследствие взаимодействия ударных волн, идущих впереди. Такая структура течения формируется при зажигании на расстоянии от закрытого торца и при использовании форкамер, обеспечивающих дополнительный поршневого эффект при расширении продуктов сгорания. В последнем случае перед фронтом пламени может образовываться серия волн сжатия. Взаимодействие в газе двух ударных волн, из которых одна догоняет другую, приводит к образованию одной ударной волны, распространяющейся в ту же сторону, и отраженной центрированной волны разрежения, а также контактной поверхности между ними, разделяющей газы различной температуры и плотности.

Контактные разрывы вследствие больших градиентов плотности хорошо видны на шпирен-фотографиях. Горячие точки перед фронтом пламени, порождающие волны детонации или дефлаграции, образуются именно на контактных поверхностях, являющихся результатом взаимодействия догоняющих друг друга головных ударных волн. Теоретическое объяснение этого факта впервые предложено в работе [14], в которой было показано, что само воспламенение в области ударно-сжатого газа происходит в отдельном экзотермическом центре, характеризуемом минимальным значением времени задержки воспламенения. Последнее зависит от температуры смеси и времени экспозиции смеси при данной температуре. Температура газа перед контактной поверхностью, сжатого головной ударной волной, выше температуры газа за контактной поверхностью, прошедшего последовательно стадии ударного сжатия и адиабатического расширения. Время индукции воспламенения сокращается с повышением температуры. В области течения между контактной поверхностью и ударной волной слои газа, примыкающие к контактной поверхности, характеризуются самым коротким временем индукции, так как они дольше всего находились при повышенной температуре. Поэтому самовоспламенение происходит в горячей точке на контактной поверхности. Эти рассуждения подтверждаются и результатами прямого численного моделирования [11, 14].

После воспламенения газа в отдельном экзотермическом центре градиенты температуры и концентрации реагентов, установившиеся в окрестности зоны воспламенения, определяют, разовьется ли из данного очага воспламенения волна детонации или же волна дефлаграции [6]. При возникновении волны детонации реализуется один сценарий перехода, а при возникновении волны дефлаграции, которая распространяется от места воспламенения с гораздо меньшей скоростью, реализуется альтернативный сценарий, при котором возможно последующее воспламенение соседних горячих точек, до которых волна дефлаграции еще не успела дойти.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численные исследования процессов ПГД проводились с помощью системы уравнений, полученной осреднением по Фавру системы

уравнений движения многокомпонентной смеси. Использовалась модифицированная $k - \varepsilon$ -модель турбулентности. Для моделирования флуктуаций температуры к основным уравнениям $k - \varepsilon$ -модели было добавлено уравнение, описывающее динамику среднеквадратичного отклонения температуры [15]. Члены, отвечающие за производство и диссипацию этого параметра, а также нелинейные по температуре члены, отвечающие за скорость химических реакций, моделировались с использованием метода квадратур Гаусса.

Система определяющих уравнений для осредненных величин газодинамических параметров имеет следующий вид:

$$\partial_t(\rho) + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t(\rho Y_k) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} Y_k) = -\nabla \cdot \vec{I}_k + \dot{\omega}_k, \quad (2)$$

$$\partial_t(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = \rho \vec{g} - \nabla p + \nabla \cdot \tau, \quad (3)$$

$$\partial_t(\rho E) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} E) = \rho \vec{u} \cdot \vec{g} - \nabla \cdot p \vec{u} - \nabla \cdot \vec{I}_q + \nabla \cdot (\tau \cdot \vec{u}). \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность, \vec{u} — вектор скорости, Y_k — массовая концентрация k -го компонента, \vec{I}_k — турбулентный диффузионный поток k -го компонента, $\dot{\omega}_k$ — скорость образования k -го компонента, g — ускорение свободного падения, p — давление, E — удельная энергия, \vec{I}_q — турбулентный поток энергии, τ — тензор напряжений.

Система (1)–(4) включает уравнение неразрывности для смеси в целом, уравнения баланса массы для k -го компонента, уравнения импульса и энергии для смеси. Наряду с этими уравнениями должны также выполняться условия согласования: $\sum_k Y_k = 1$, $\sum_k \vec{I}_k = 0$, $\sum_k \dot{\omega}_k = 0$. Термическое и калорическое уравнения состояния для смеси газов имеют соответственно следующий вид:

$$p = R_g \rho T \sum_k \frac{Y_k}{W_k},$$

$$E = \sum_k Y_k (c_{v,k} T + h_{0,k}) + \frac{\vec{u}^2}{2} + k,$$

где T — температура, R_g — универсальная газовая постоянная, W_k — молекулярная масса k -го компонента, $c_{v,k}$ — удельная теплоемкость при постоянном объеме, $h_{0,k}$ — химическая энергия k -го компонента, k — кинетическая энергия турбулентности. Турбулентный тепловой поток в уравнении (4) представляется в виде суммы двух членов: $\vec{I}_q = \vec{J}_q + \sum_k \vec{I}_k (c_{p,k} T + h_{0,k})$, где \vec{J}_q играет роль кондуктивного теплового потока для турбулентного течения, а добавочный член характеризует перенос энергии в результате турбулентной диффузии. Кинематическая турбулентная вязкость в рамках $k - \varepsilon$ -модели определяется по формуле $\nu^t = C_\mu k^2 / \varepsilon$, где ε — диссипация турбулентной энергии. Для определения турбулентных потоков используются следующие соотношения:

$$\tau = (\mu + \rho \nu^t) (\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T - (2/3) (\nabla \cdot \vec{u}) U) - (2/3) \rho k U, \quad (5)$$

$$\vec{I}_k = -\rho \left(D + \left(\frac{\nu^t}{\sigma_d} \right) \right) \nabla \cdot Y_k,$$

$$\vec{J}_q = -\left(\lambda + \sum_k c_{p,k} Y_k \rho \left(\frac{\nu^t}{\sigma_t} \right) \right) \nabla \cdot T. \quad (6)$$

Здесь $\nabla \vec{u}^T$ — транспонированная матрица тензора $\nabla \vec{u}$, U — единичный тензор, D — коэффициент диффузии, $c_{p,k}$ — удельная теплоемкость k -го компонента при постоянном давлении, λ — теплопроводность, μ — вязкость, σ_d , σ_t — константы.

Рождение k -го компонента в результате химической реакции происходит со скоростью $\dot{\omega}_k$, которая является суммой массовых скоростей $\omega_{k,j}$ всех реакций, протекающих в газовой фазе. Члены $\dot{\omega}_k$ в уравнениях, отвечающие за химические превращения, обычно крайне чувствительны к колебаниям температуры в турбулентном потоке, поскольку содержат экспоненциальные зависимости типа аррениусовской для определения скоростей элементарных реакций. Поэтому влияние флуктуаций температуры в турбулентном потоке при наличии химических реакций необходимо учитывать. Влиянием флуктуаций концентраций реагентов будем пренебрегать, так как зависимость скоростей реакций от концентраций не столь сильная (полиномиальная). В дальнейшем будем рассматривать температуру как стохастическую функцию T со средним значением \bar{T}

и среднеквадратичным отклонением $\theta = \overline{T'T'}$. Для замыкания системы служат дополнительные уравнения k – ε -модели для определения энергии турбулентных пульсаций k и диссипации ε , к которым добавляется уравнение для определения среднеквадратичного отклонения температуры $\theta = \overline{T'T'}$:

$$\partial_t(\rho k) + \nabla \cdot (\rho \tilde{u}k) = \nabla \cdot ((\mu + \rho(\nu^t/\sigma_k))\nabla k) + \tau^t : \nabla \tilde{u} - \rho\varepsilon, \quad (7)$$

$$\partial_t(\rho\varepsilon) + \nabla \cdot (\rho \tilde{u}\varepsilon) = \nabla \cdot ((\mu + \rho(\nu^t/\sigma_\varepsilon))\nabla \varepsilon) + (\varepsilon/k) \times (C_{1\varepsilon}\tau^t : \nabla \tilde{u} - C_{2\varepsilon}\rho\varepsilon), \quad (8)$$

$$\partial_t(\rho \tilde{c}_p \theta) + \nabla \cdot (\rho \tilde{u} \tilde{c}_p \theta) = \nabla \cdot \left((\lambda + \sum_k c_{p,k} Y_k \rho \left(\frac{\nu^t}{\sigma_k} \right)) \nabla \theta \right) + P_\theta + W_\theta - D_\theta, \quad (9)$$

где τ^t — тензор турбулентных напряжений, двоеточием обозначена операция двойной свертки для тензоров второго ранга, а члены, характеризующие производство P_θ , W_θ и диссипацию D_θ величины θ , определяются следующими формулами:

$$P_\theta = 2\rho \sum_k c_{p,k} Y_k \left(\frac{\nu^t}{\sigma_k} \right) (\nabla T)^2, \\ W_\theta = - \sum_k \overline{\dot{\omega}'_k T'} h_{0,k}, \quad (10)$$

$$D_\theta = C_g \rho \sum_k c_{p,k} Y_k \frac{\varepsilon}{k} \frac{\theta}{\theta_{\max} - \theta}, \quad \tilde{c}_p = \sum_k c_{p,k} Y_k.$$

При определении членов производства при химических реакциях W_θ использовался закон Аррениуса. Для расчета членов $\overline{\dot{\omega}'_k T'}$ применялась техника квадратур Гаусса:

$$\overline{T'A(T)} = \theta \frac{A(\bar{T} + \sqrt{3\theta}) - A(\bar{T} - \sqrt{3\theta})}{2\sqrt{3\theta}}. \quad (11)$$

Вид функции D_θ , характеризующей диссипацию, определялся исходя из предположения, что флуктуации температуры ограничены таким образом, чтобы величина $T = \bar{T} + T'$ не могла принимать отрицательные значения. Поэтому в формулу введен множитель

$1/(\theta_{\max} - \theta)$. Для оценки величины θ_{\max} принимались во внимание следующие соображения. Во-первых, для нормальной функции распределения вероятность того, что среднеквадратичное отклонение вдвое превысит среднее значение, оказалась менее 1 %. Во-вторых, среднее отклонение температуры в экспериментах [16] не превосходило половины максимума осредненного значения. Поэтому использовалась следующая оценка:

$$\theta_{\max} = \bar{T}^2/4.$$

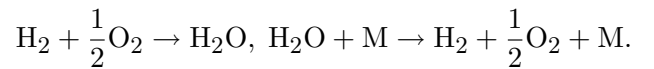
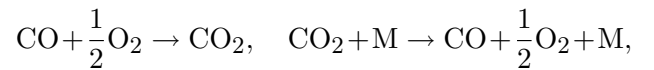
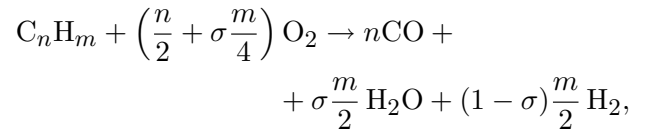
Константы k – ε -модели определялись стандартным образом [17]:

$$C_\mu = 0,09, \quad C_{1\varepsilon} = 1,45, \quad C_{2\varepsilon} = 1,92, \\ \sigma_d = 1, \quad \sigma_t = 0,9, \quad \sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1,3.$$

Константа C_g в уравнении (10) для вычисления диссипации определялась с использованием экспериментальных данных [16]:

$$C_g = 2,8.$$

Предполагалось, что газовая смесь содержит следующие компоненты: O_2 , $C_n H_m$, CO , CO_2 , H_2 , H_2O , N_2 . Химический потенциал топлива и его состав (n и m) могут рассматриваться как параметры модели. Учитывались следующие модельные брутто-реакции:



Здесь σ — доля воды при разложении углеводорода (зависит от типа топлива). Число реагентов будем обозначать K . Скорость образования k -го компонента при одновременном протекании всех реакций будем определять по формуле

$$\dot{\omega}_k = \sum_{j=1}^B \dot{\omega}_{k,j}, \quad (12)$$

где $\dot{\omega}_{k,j}$ — скорость образования k -го компонента в j -й реакции, B — число химических реакций. Тогда источниковый член в уравнении

(9) для среднеквадратичной пульсации температуры, определяемый химическими реакциями (10), примет вид

$$W_\theta = -T' \overline{\sum_{j=1}^B \sum_{k=1}^K h_{0,k} \dot{\omega}_{k,j}}. \quad (13)$$

Каждый член $\dot{\omega}_{k,j}$ содержит функцию Аррениуса для определения скорости j -й реакции. Предполагается, что эта функция имеет вид

$$A_j(T) = \begin{cases} K_j \exp\left(-\frac{T_{a,j}}{T}\right) & \text{при } T \geq T_{\min,j}, \\ 0 & \text{при } T < T_{\min,j}, \end{cases} \quad (14)$$

где K_j — предэкспоненциальный множитель, $T_{a,j}$ — температура активации, $T_{\min,j}$ — минимальная температура, при которой скорость реакции еще существенна для рассматриваемой задачи. Чтобы определить член W_θ по формуле (13), необходимо рассчитать средние значения $T'A_j(T)$ по формуле (11) и просуммировать, используя (13). Более детально методы осреднения нелинейных функций применительно к данной задаче обсуждаются в работе [15].

Граничные условия на стенках и оси симметрии ставятся в следующих предположениях: стенки теплоизолированы и некаталитичны; скорость газа равна нулю на стенках; радиальная скорость, градиенты осевой скорости, температуры и концентраций равны нулю на оси симметрии:

$$\begin{aligned} x &= 0, \\ x &= x_i, \\ x &= X, \quad r_i \leq r \leq R_i: \\ u_x &= u_r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial Y_k}{\partial x} = 0; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} r &= R_i, \quad x_i \leq x \leq x_{i+1}, \\ r &= r_i, \quad x_{i-1} \leq x \leq x_i, \quad i = 1, \dots, N-1: \\ u_x &= u_r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial Y_k}{\partial r} = 0; \end{aligned} \quad (16)$$

$r = 0, \quad 0 \leq x \leq X:$

$$u_r = 0, \quad \frac{\partial u_x}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial Y_k}{\partial r} = 0. \quad (17)$$

Индексом i обозначены координаты мест сочленения детонационной трубы и встроенных в нее форкамеры большего диаметра.

В начальный момент зажигания моделируется выделением энергии в сферическом объеме, расположенном по оси трубы в центре первой форкамеры. Во всех последующих расчетах, когда это не оговорено специально, использовались следующие параметры зажигания: диаметр сферы 20 мм, вносимая энергия 2 Дж. Выбор этих параметров обусловлен стремлением подобия с экспериментом по плотности выделяемой энергии (в эксперименте при искровом зажигании объем области был в 40 раз меньше и, соответственно, вводилась меньшая энергия).

Численное моделирование позволяет объяснить детали формирования детонации на контактной поверхности. Область между ударной волной и контактной поверхностью имеет повышенную температуру, так как температура газа перед контактной поверхностью, сжатого головной ударной волной, выше температуры газа за контактной поверхностью, прошедшего последовательно стадии ударного сжатия в более слабых волнах и стадию адиабатического расширения. Таким образом, период индукции в ней может оказаться короче, чем в области между пламенем и контактной поверхностью. Первый тепловой взрыв происходит в слое газа с повышенной температурой в течение наибольшего периода времени, т. е. в слое, примыкающем к контактной поверхности. Этот взрыв приводит к формированию волны детонации либо дефлаграции, распространяющейся во все стороны от экзотермического центра. В зоне теплового взрыва по градиентному механизму может сформироваться детонационная волна, расходящаяся от точки самовоспламенения. Интенсивность ретонации (обратной детонации) резко падает при встрече с зоной, заполненной продуктами реакции.

Если же интенсивность взаимодействующих ударных волн перед фронтом пламени не настолько велика, чтобы сформировать на контактной поверхности достаточную разницу температур, способную существенно повлиять на период индукции воспламенения, то детонация возникает в области, непосредственно прилегающей к зоне горения. Только такие сценарии переходных процессов упоминались ранее в работах по численному моделированию [18].

Общим для всех сценариев переходных процессов является то, что возникающая детонационная волна, догнав головную ударную волну, взаимодействует с ней и формирует пе-

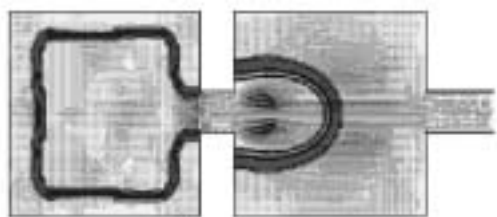


Рис. 2. Зона реакции в момент времени $t = 3,7$ мс после зажигания в центре первой камеры ($C_{fuel} = 0,015$)

резжатую (сильную) детонацию в покоящейся среде. Скорость сильной детонации постепенно уменьшается до скорости волны Чепмена — Жуге.

ВЛИЯНИЕ КАМЕР В СЕКЦИИ ЗАЖИГАНИЯ

Для изучения влияния турбулизационных камер на развитие детонации было проведено численное моделирование процесса в устройстве, схема которого показана на рис. 1. Это устройство состоит из детонационной трубы и двух камер большего, чем у трубы, диаметра; оно заполнено горючей газовой смесью при нормальном давлении. Зажигание смеси моделируется сосредоточенным выделением энергии в центре первой камеры. Считалось, что в газовой смеси проходит пять брутто-реакций: разложение углеводорода, окисление угарного газа, окисление водорода, разложение углекислого газа и разложение водяного пара. Диаметр детонационной трубы 20 мм, диаметр обеих камер 100 мм, их длина 100 мм. Длина участка трубы, соединяющей камеры, 50 мм. Результаты расчетов (рис. 2, 3), проведенных для молярной концентрации углеводорода 0,015 (при стехиометрическом значении концентрации 0,014), показывают, что процесс распространения пламени в первой камере идет сравнительно медленно и его скорость во многом зависит от степени начальной турбулизации смеси. При подходе к стенкам камеры пламя меняет свою первоначальную сферическую форму на цилиндрическую. Пламя входит в узкий участок трубы между камерами и ускоряется вследствие расширения продуктов реакций в первой камере. В результате образуется струя газа с высокой скоростью, которая внедряется во вторую камеру и приводит к развитию быстро распространяющегося пламени благодаря как дополнительной турбули-



Рис. 3. Эволюция давления в детонационной трубе в зоне ПГД в последовательные моменты времени:

a — 4,643 мс, b — 4,709 мс

зации потока, так и поршневому эффекту расширяющихся продуктов реакции, поддерживаемому продолжающимся в первой камере горением. Отрезки, изображенные на рис. 2, 3, соответствуют скорости газа по величине и направлению.

Достаточно быстрое сгорание исходной смеси во второй камере приводит к резкому подъему давления. При этом пламя, выходящее из второй камеры в детонационную трубу, ускоряется вследствие увеличения скорости исходной смеси реагентов под действием возникающего перепада давления (см. рис. 3). Перед зоной пламени в трубе формируется ударная волна. Волны сжатия, генерируемые продолжающимся горением в камерах, обгоняют фронт пламени в трубе и подпитывают головную ударную волну. Это приводит к формированию неравномерностей зоны горения и поперечных волн сжатия. В какой-то момент из горячей точки внутри зоны пламени возникает детонация. Для рассчитанного сценария переход к детонации происходит на расстоянии около 1 м от места зажигания. До перехода к детонации горячие точки приводят к формированию волн сжатия, распространяющихся во всех направлениях, как к головной ударной волне, так и в направлении против потока. При переходе к детонации из горячей точки возникают детонационная и ретонационная волны.

Уменьшение числа камер до одной, а также изъятие всех камер из системы приводит к увеличению преддетонационного расстояния. При отсутствии камер в начальной секции переход горения в детонацию также возможен, но он носит крайне неустойчивый характер. Незначительное изменение определяющих параметров может сильно повлиять на сценарий переходного процесса. Возникновение детонации в различных экспериментах имеет спорадический характер.

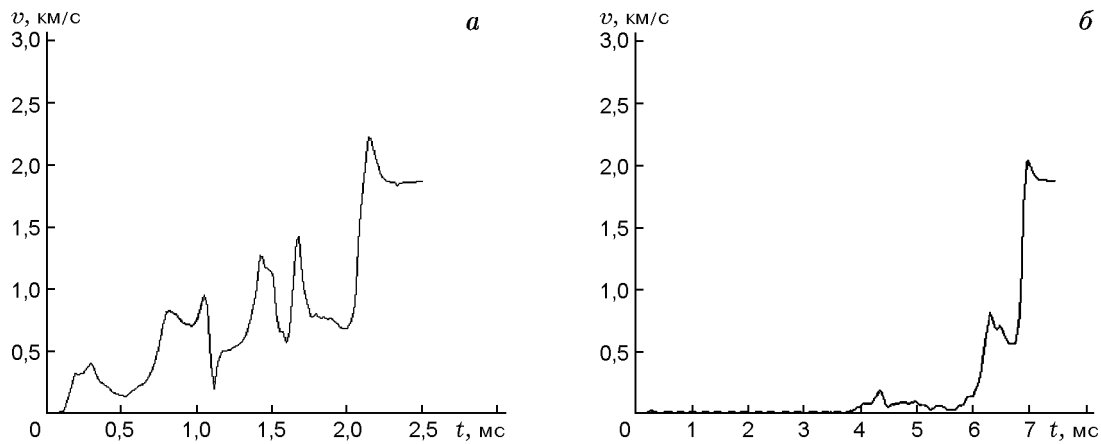


Рис. 4. Средняя по сечению скорость фронта реакции при ПГД в газовой смеси ($C_{fuel} = 0,012$) в трубе без форкамер в секции зажигания (а) и с двумя форкамерами в секции зажигания (б)

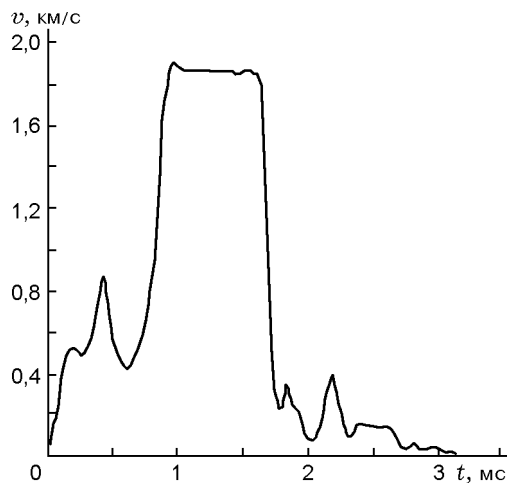


Рис. 5. Средняя по сечению скорость фронта реакции при ПГД в газовой смеси ($C_{fuel} = 0,012$) в конечной секции трубы с двумя камерами большего, чем у трубы, диаметра

Следует отметить, что описанные выше закономерности процесса сохранялись как для богатых, так и для бедных смесей в диапазоне концентрации горючего $C_{fuel} = 0,012 \div 0,015$. На рис. 4 представлены осредненные по сечению скорости фронта реакции в трубе при отсутствии и наличии двух форкамер большого диаметра в начальной секции трубы. При этом $C_{fuel} = 0,012$, что ниже стехиометрической концентрации. Положение фронта пламени на данном рисунке (и всех последующих) определялось по максимуму градиента концентрации кислорода. Результаты показывают, что нали-

чие камер не только сокращает преддетонационное расстояние, но и стабилизирует место возникновения детонации и сценарий переходного процесса.

ВЛИЯНИЕ КАМЕР В КОНЦЕ ТРУБЫ

Результаты исследований, изложенные в предыдущих параграфах, показывают, что присутствие на участке зажигания форкамер большего, чем у трубы, диаметра способствует ПГД. Для сравнения рассмотрим случай, когда точно такие же камеры присутствуют на конечном участке трубы, по которому распространяется уже сформировавшаяся детонационная волна. В качестве модельного используем то же устройство, что и на рис. 1, но развернутое на 180° (что эквивалентно зажиганию у правого торца и распространению волны справа налево). Чтобы гарантированно сформировать детонационную волну, полагали, что энергия зажигания больше, чем в предыдущих случаях (2,5 Дж). Источник зажигания также располагался на оси трубы на соответствующем расстоянии от левого закрытого торца.

Численное моделирование показало, что после зажигания в узкой трубе пламя распространялось в галопирующем режиме и после нескольких осцилляций формировалась устойчивая детонационная волна, распространяющаяся со скоростью 1850 м/с. Детонационная волна после выхода в первую камеру расщеплялась на ударную волну и отстающую от нее зону горения. При этом скорость распространения зоны горения в осевом направлении па-

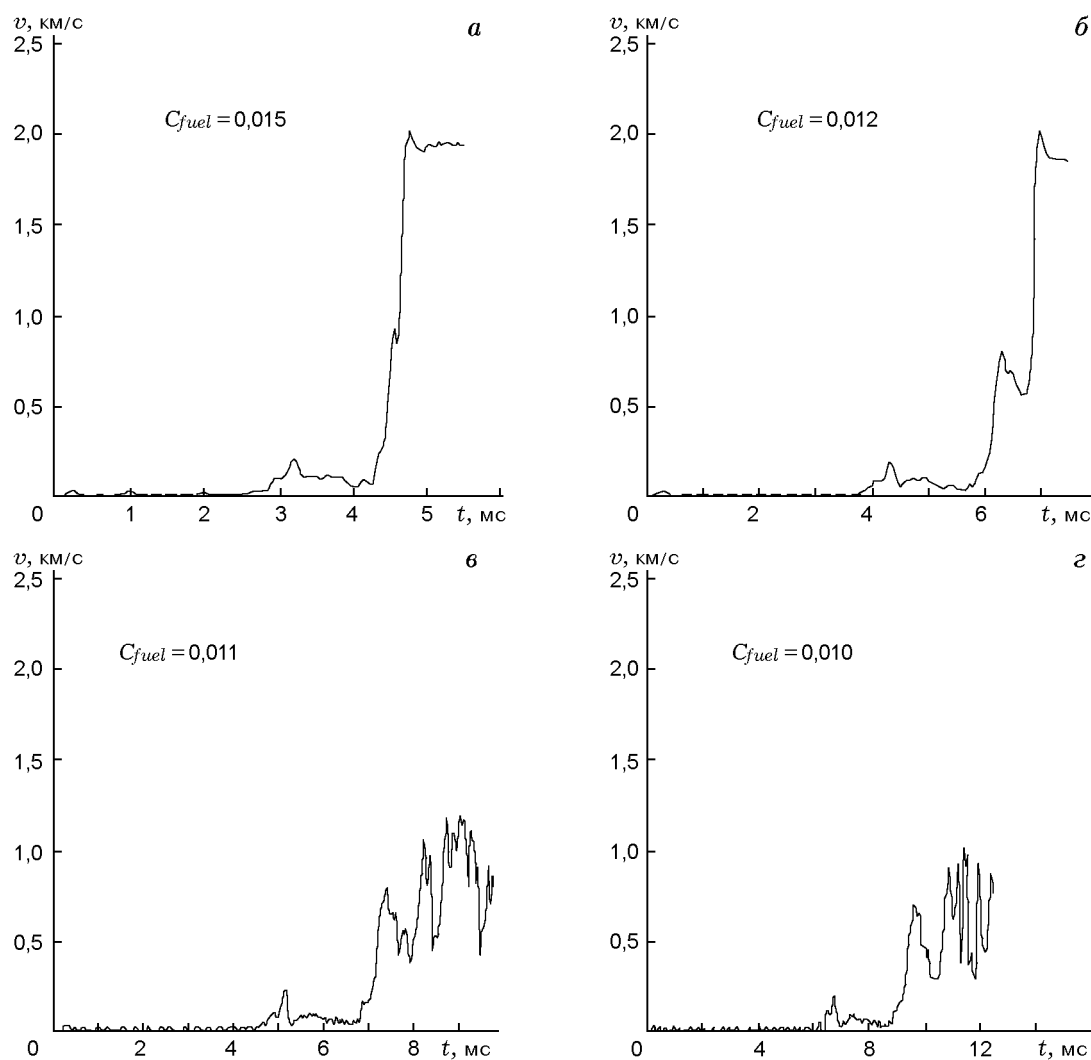


Рис. 6. Средняя по сечению скорость фронта реакции при ПГД в трубе с двумя форкамерами при различных концентрациях горючего

дала до 200 м/с. Затем в узком перешейке, соединяющем первую и вторую камеры, осевая скорость зоны реакции возросла до 400 м/с. При входе во вторую камеру пламя замедлялось до скорости 100 м/с. Такое резкое затухание волны при выходе в камеру объясняется тем, что диаметр трубы для рассматриваемых смесей при давлении 1 атм меньше критического диаметра выхода детонации.

На рис. 5 представлена эволюция во времени полученной для рассматриваемого случая скорости зоны реакции. Концентрация горючего в смеси полагалась равной 0,012, что соответствует случаю, изображенному на рис. 4.

Результаты расчетов показывают, что детонационная волна, распространяющаяся в гладком канале со скоростью, близкой к скоро-

сти Чепмена — Жуге, при входе в секцию с камерами большего, чем у трубы, диаметра распадается и переходит в режим галопирующего горения, который характеризуется малой дозвуковой скоростью распространения. Эти выводы справедливы для случаев, когда диаметры детонационных труб меньше критического диаметра выхода детонации для рассматриваемой смеси и внешних условий.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ГОРЮЧЕГО НА ПГД

На рис. 6 показана эволюция средней скорости фронта пламени во времени для различных значений концентрации горючего при одной и той же геометрии устройства. Видно, что

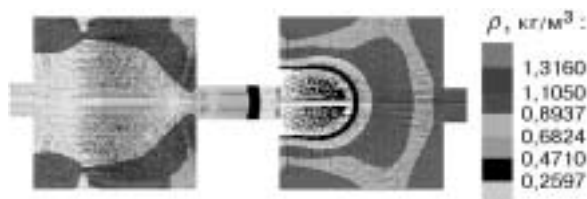


Рис. 7. Поля плотности и скорости в 6-й и 7-й камерах многокамерного устройства при $\beta_{ER} = 0,96$, $C_{fuel} = 0,012$ и $t = 10,0$ мс

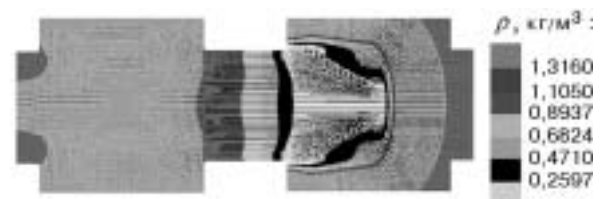


Рис. 8. Поля плотности и скорости в 6-й и 7-й камерах многокамерного устройства при $\beta_{ER} = 0,40$, $C_{fuel} = 0,012$ и $t = 6,20$ мс

пламя ускоряется на входе во вторую камеру, но затем замедляется. Далее высокоскоростная волна горения входит в детонационную трубу, где и происходит ПГД.

Анализ результатов, представленных на рис. 6, показывает, что при снижении концентрации горючего в исходной смеси снижается ее чувствительность к инициированию детонации посредством ПГД. Преддетонационное время при этом увеличивается (см. рис. 6, а, б), но если выход на режим детонации все же происходит, то детонационная волна распространяется практически с одинаковой скоростью. Диаграммы скорости фронта реакции показывают, что выход на детонацию в обоих случаях реализуется через пересжатый режим, т. е. в момент возникновения регистрируется волна сильной детонации, которая с течением времени замедляется до скорости самоподдерживающегося режима.

Уменьшение молярной концентрации горючего ниже 0,011 приводит к возникновению режимов галопирующего горения. Резкие скачки скорости волны горения в этих режимах вызваны не численной неустойчивостью при моделировании процесса, поскольку каждый из таких скачков развивается за время порядка 150 ÷ 200 шагов по времени численного счета. Горячие точки (с повышенными значениями давления) попеременно возникают на оси и боковых стенках трубы и приводят к колебаниям скорости зоны реакции, которые отчетливо видны на рис. 6, в, г. При $C_{fuel} = 0,011$ пламя в режиме галопирующего горения распространяется со скоростью 420 ÷ 1200 м/с при среднем значении 760 м/с. Перехода к детонации на расстоянии 2,25 м, равном длине устройства, не происходит. При $C_{fuel} = 0,010$ режим галопирующего горения устанавливается позже; скорость распространения пламени при этом колеблется от 270 до 1000 м/с со средним значением 435 м/с.

ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛИЗАЦИОННЫХ КАМЕР, РАСПОЛОЖЕННЫХ ПО ВСЕЙ ДЛИНЕ ТРУБЫ, НА ПГД

Результаты предыдущих исследований показали, что введение одной или двух турбулизационных камер на начальном участке трубы, где происходит зажигание смеси, стабилизирует процесс ПГД и сокращает преддетонационное расстояние.

Для изучения влияния количества турбулизационных камер на развитие детонации были проведены численные эксперименты с устройством, состоящим из 20 одинаковых камер диаметром 100 мм и длиной 100 мм, размещенных по всей длине трубы диаметром 20 мм через одинаковые промежутки, равные 50 мм. Длина всего устройства, таким образом, составила 2,95 м.

Результаты показали, что при $C_{fuel} = 0,012$ ПГД не происходит вовсе. Устанавливается режим галопирующего горения со скоростью распространения пламени 80 ÷ 300 м/с со средним значением 156 м/с. На рис. 7 представлено распределение плотности газа и скорости для одного из моментов времени, когда зона пламени проходит 6-ю и 7-ю камеры ($C_{fuel} = 0,012$). Результаты расчета показали, что при прохождении каждой из камер процесс состоит из следующих стадий: вход в камеру пламени из трубы, расширение его с одновременным торможением, вхождение переднего конца расширившейся зоны пламени в продолжение трубы, ускорение пламени в трубе под воздействием потока расширяющихся продуктов горения в камере. Таким образом, процесс носит циклический характер.

Как видно из результатов численных исследований, увеличение числа камер не облегчает ПГД для рассмотренной конфигурации устройства, но, напротив, предотвращает пе-

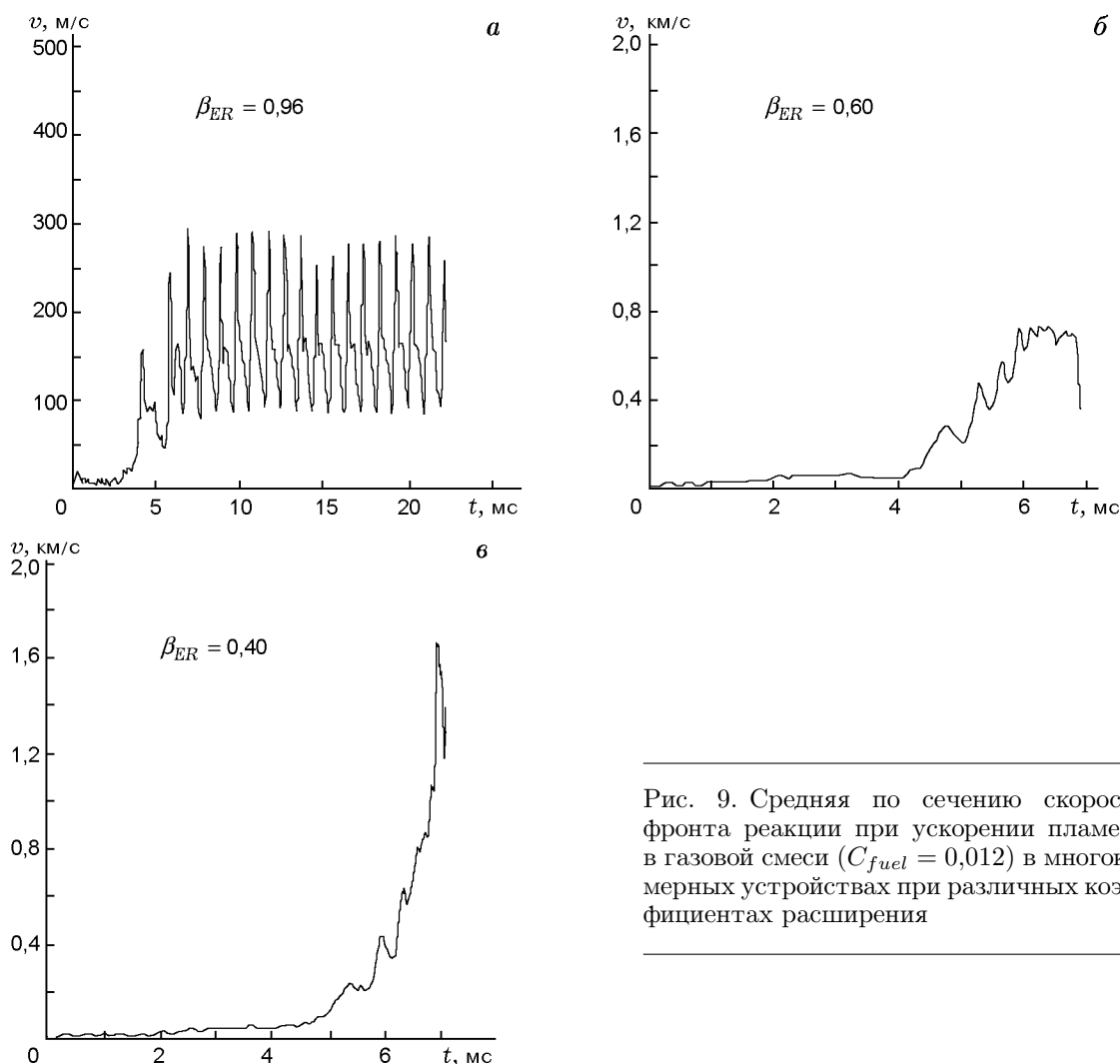


Рис. 9. Средняя по сечению скорость фронта реакции при ускорении пламени в газовой смеси ($C_{fuel} = 0,012$) в многокамерных устройствах при различных коэффициентах расширения

реход и приводит к установлению режима галолирующего горения. Этот эффект возник благодаря резкому перепаду площадей поперечных сечений в устройстве и соответствующему периодическому торможению пламени при его расширении.

Для того чтобы описать перепады размеров поперечных сечений в подобных структурах, введем параметр расширения, параметр отношения объемов и геометрический фактор, характеризующий отношение критического диаметра выхода детонации к диаметру трубы:

$$\beta_{ER} = \frac{S_{chamb} - S_{tube}}{S_{chamb}},$$

$$\alpha_{ER} = \frac{S_{chamb}L_{chamb} + S_{tube}L_{tube}}{S_{chamb}(L_{chamb} + L_{tube})},$$

$$\gamma_{ER} = d_{crit} \sqrt{\frac{\pi}{4S_{tube}}},$$

где S_{chamb} — площадь поперечного сечения камеры, S_{tube} — площадь поперечного сечения трубы, L_{tube} — длина участка трубы, соединяющего соседние камеры, L_{chamb} — длина камеры с широким поперечным сечением. В рассмотренном случае параметр расширения был очень велик ($\beta_{ER} = 0,96$), что облегчало ускорение пламени в узкой трубе, но блокировало его в других частях устройства, а геометрический фактор составлял $\gamma_{ER} > 1$.

Для того чтобы исследовать влияние параметра расширения на переход к детонации, были проведены расчеты ПГД для труб диаметром 64,3 и 76,7 мм с размещенными по всей длине камерами диаметром 100 мм и длиной 100 мм. Эти два варианта соответствовали значениям $\beta_{ER} = 0,60$ и 0,40. В исследовавшемся

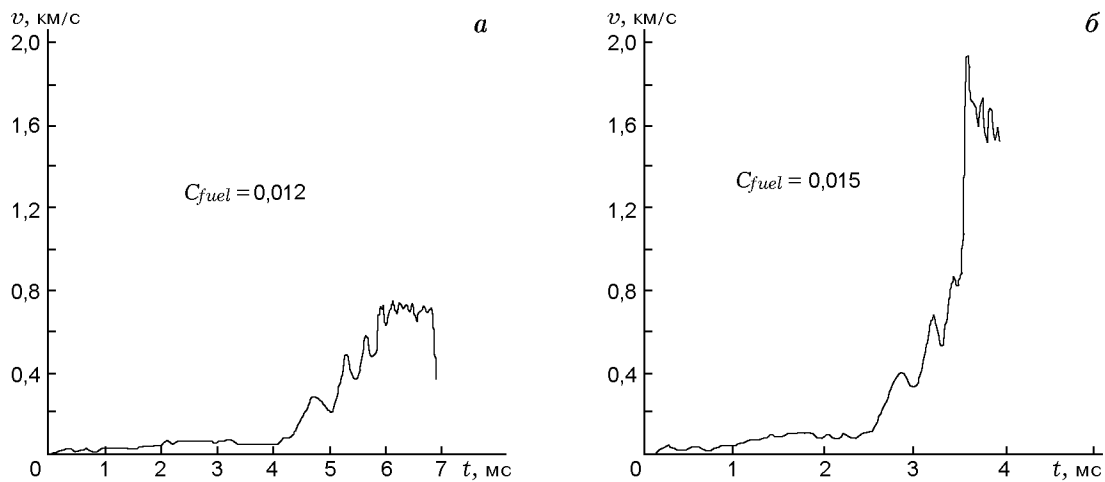


Рис. 10. Средняя по сечению скорость фронта реакции при ускорении пламени в газовой смеси в многокамерных устройствах ($\beta_{ER} = 0,60$) при различных концентрациях горючего

устройстве было 10 камер, равномерно распределенных по трубе с промежутками 50 мм между камерами; длина всего устройства 1,45 м.

На рис. 8 показано распределение плотности и скорости газа в 6-й и 7-й камерах при прохождении по ним фронта реакции при $\beta_{ER} = 0,4$. Концентрация горючего и условия зажигания те же, что и в предыдущем случае (см. рис. 7). Результаты расчетов показывают, что детонационный режим устанавливается в 7-й камере и на выходе из нее. Максимальная скорость детонационной волны 1700 м/с, средняя — 1450 м/с. Таким образом, при $\beta_{ER} = 0,4$ можно говорить об установлении режима низкоскоростной детонации.

На рис. 9 приведены значения скорости фронта пламени в трубе с равномерно расположенными камерами при $C_{fuel} = 0,012$. Видно, что в случае высоких значений β_{ER} устанавливался режим галолирующего горения с весьма регулярными осцилляциями скорости. При более низких значениях β_{ER} осцилляции скорости были нерегулярными и имели меньшую амплитуду. Для еще более низких значений β_{ER} устанавливалась галолирующая детонация, средняя скорость распространения которой была меньше скорости детонации Чепмена — Жуге для исследуемой смеси.

Таким образом, для рассматриваемого состава смеси значения $\beta_{ER} = 0,4 \div 0,6$ являются переходными между режимами низкоскоростной детонации и галолирующего горения. Исследуем, зависит ли переходная область параметра β_{ER} от состава смеси. На рис. 10 пред-

ставлены результаты численных экспериментов по ускорению пламени в многокамерной трубе для различных значений начальных концентраций горючего ($C_{fuel} = 0,012$ и $0,015$), но при одном и том же коэффициенте расширения $\beta_{ER} = 0,6$. Видно, что при $C_{fuel} = 0,012$ в трубе устанавливается режим галолирующего горения со средней осевой скоростью 720 м/с. При повышении начальной концентрации горючего ($C_{fuel} = 0,015$) в окрестности 6-й камеры происходит смена режима распространения волны: ускоряющееся галолирующее горение инициирует возникновение низкоскоростной детонации, которая распространяется со средней осевой скоростью 1600 м/с при максимальной скорости 2000 м/с на переходном участке. Таким образом, увеличение начальной концентрации горючего приводит к возрастанию переходных значений параметра расширения β_{ER} .

На рис. 11 представлены зависимости средней скорости самоподдерживающегося режима распространения фронта реакции в трубах с равномерно распределенными по оси камерами расширения от коэффициента расширения при различном составе смеси. Видно, что средняя скорость фронта реакции уменьшается при увеличении коэффициента расширения β_{ER} .

Таким образом, определяя роль турбулизационных камер большого диаметра в процессе ПГД в трубах, следует отметить, что наличие камер в начальной секции, где производится зажигание, способствует ускорению пламени и

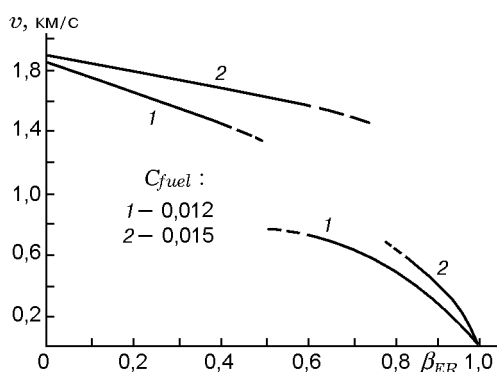


Рис. 11. Зависимость самоподдерживающейся скорости фронта реакции в многокамерных устройствах от коэффициента расширения при различных концентрациях горючего

ПГД. С другой стороны, уже сформировавшаяся детонационная волна может разрушаться при выходе в камеру большого диаметра, что приводит к подавлению детонации. Выполненные для $\beta_{ER} = 0,96$ расчеты показывают, что для максимального ускорения ПГД достаточно двух таких камер, интегрированных в начальную секцию трубы.

Теоретическое объяснение опирается на выполнение необходимого условия ПГД, а именно, так называемого условия «сцепления» газодинамических процессов (генерация и распространение волн сжатия в несгоревшем газе) и физико-химических и других процессов, определяющих распространение фронта горения [6, 9, 19, 20]. Таковым является условие превышения скоростью волны воспламенения скорости звука в невозмущенном газе, по которому распространяется комплекс, включающий волну горения и генерируемые перед ней волны сжатия. Анализ результатов расчетов (см. рис. 6) показывает, что поршневой эффект расширяющихся продуктов сгорания в форкамере приводит к резкому ускорению пламени при выходе в более узкую трубу. При выходе из первой камеры пламя приобретает среднюю скорость из диапазона $110 \div 260$ м/с в зависимости от состава смеси (см. рис. 6), что оказывается ниже скорости звука в исходной смеси. При выходе из второй камеры пламя проталкивается в трубу со скоростью $435 \div 920$ м/с, что уже значительно выше необходимого критерия. Поэтому дальнейшее увеличение числа камер нецелесообразно.

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СМЕСИ НА ПГД В ГАЗАХ

Влияние температуры на ПГД в газах является одной из наименее изученных сторон процесса. Имеющиеся экспериментальные данные весьма ограничены и часто противоречивы. Так, увеличение температуры в стехиометрических смесях водорода с кислородом приводило к возрастанию преддетонационного расстояния [21]. При уменьшении концентрации водорода существенного влияния температуры на преддетонационное расстояние не обнаружено [22]. Исследование ПГД в смесях углеводородов с воздухом [4] показало уменьшение преддетонационного расстояния при увеличении начальной температуры смеси.

Причина такого противоречия в том, что изменение температуры исходной смеси приводит к возникновению двух противоположных эффектов. С одной стороны, при увеличении начальной температуры возрастает скорость химических реакций, что способствует ускорению пламени. С другой стороны, как следует из критерия «сцепления» [6, 9], переход горения в детонацию возможен после того, как скорость турбулентного пламени превысит скорость звука в невозмущенном газе, которая также возрастает с увеличением температуры, затрудняя тем самым переходный процесс. Вероятно, совместное влияние этих двух противоборствующих механизмов и приводит к такой разнородности экспериментальных результатов.

Как уже отмечалось, в стехиометрических смесях водорода с кислородом в трубах постоянного поперечного сечения преддетонационное расстояние возрастает с увеличением температуры при постоянном давлении. Эти результаты показывают, что для таких систем преобладающее влияние оказывает возрастание скорости звука по сравнению с возрастанием скорости пламени, что затягивает процесс ПГД.

В наших исследованиях ПГД в трубах с форкамерами большого объема в секции зажигания ускорение пламени в узкой трубе происходит в основном вследствие его проталкивания вытекающими из камеры горячими продуктами реакции. Как видно из результатов расчетов (см. рис. 9), уже на выходе из второй камеры скорость пламени значительно превосходит скорость звука в невозмущенной среде, что является результатом чисто газодинами-

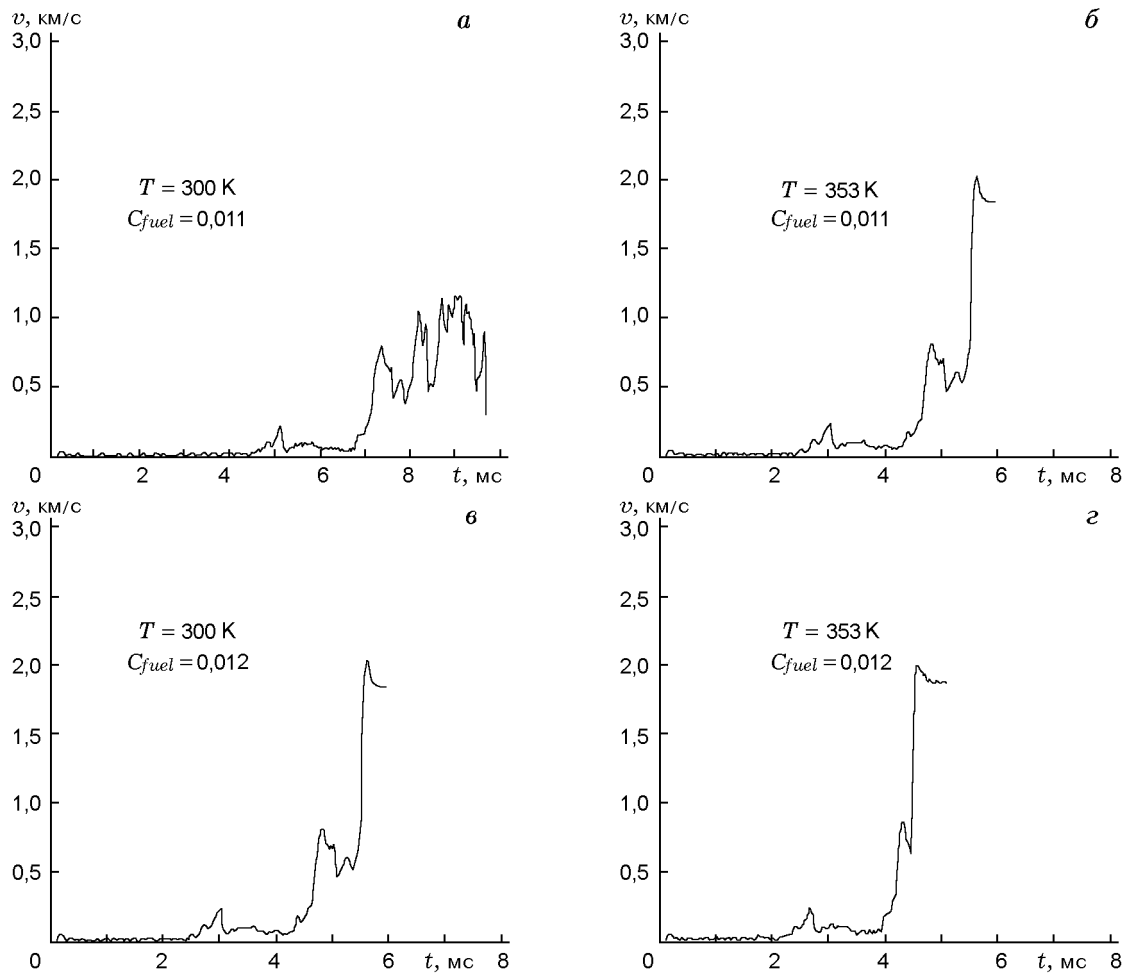


Рис. 12. Средняя по сечению скорость фронта реакции в газовой смеси при ускорении пламени в трубе с двумя форкамерами ($\beta_{ER} = 0,96$) в газовой смеси при различных концентрациях горючего и температуре

ческих особенностей рассматриваемой схемы. Поэтому возрастание или уменьшение скорости звука в исходной смеси в результате изменения температуры существенно не влияет на выполнение данного критерия, что нейтрализует негативное влияние на ПГД возрастания скорости звука в исходной смеси. Таким образом, возрастание скоростей реакций (сокращения времен индукции) при увеличении температуры смеси должно стать доминирующим фактором при определении сценария развития ПГД.

Численное моделирование распространения пламени в обедненных топливовоздушных смесях ($C_{fuel} = 0,011 \div 0,012$) при повышенной температуре ($T_0 = 353$ К) показало, что увеличение начальной температуры способствует

переходу горения в детонацию.

Из рис. 12,а ($C_{fuel} = 0,011$) видно, что при низкой температуре ($T_0 = 300$ К) детонационная волна не возникает. При столь низкой концентрации горючего реализуется режим галолирующего горения. При повышенной температуре ($T_0 = 353$ К) процесс ПГД имеет место и формируется самоподдерживающаяся детонационная волна (рис. 12,б), выход на которую осуществляется через режим пересжатой детонации. При более высокой концентрации горючего ($C_{fuel} = 0,012$, рис. 12,в,г) переход горения в детонацию в рассматриваемом устройстве наблюдается как при нормальной ($T_0 = 300$ К, рис. 12,в), так и при повышенной начальной температуре ($T_0 = 353$ К, рис. 12,г). Тем не менее, формирование самоподдержива-

ющейся детонационной волны при повышении начальной температуры происходит раньше, чем при низкой температуре. Преддетонационное расстояние с повышением температуры также сокращается.

Подводя предварительные итоги, следует отметить, что в трубах с форкамерами большего диаметра повышение начальной температуры смеси способствует ПГД и сокращает преддетонационное расстояние. В то же время в трубах без форкамер повышение начальной температуры газовой смеси может вызывать обратный эффект увеличения преддетонационного расстояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные и теоретические исследования показывают, что в процессе перехода горения в детонацию зарождающие детонации происходят в локальных экзотермических центрах (горячих точках) между ускоряющейся зоной турбулентного горения и головной ударной волной. Эти горячие точки возникают вследствие неоднородности потока (в большинстве случаев — на контактных поверхностях, образовавшихся в результате догонного взаимодействия ударных волн перед фронтом пламени).

Горячие точки в зависимости от своей структуры могут служить источниками волн горения или волн детонации. При возникновении детонация распространяется во все стороны от источника, догоняет головную ударную волну и после их взаимодействия по несгоревшей смеси распространяется квази плоская волна сильной детонации, постепенно замедляющаяся до самоподдерживающегося значения скорости Чепмена — Жуге.

Волна горения, возникающая в горячей точке, распространяется значительно медленнее, что способствует воспламенению в других горячих точках и, в конечном итоге, может также привести к возникновению волны детонации.

Наличие одной или двух турбулизационных камер с широким поперечным сечением в области зажигания сокращает преддетонационное расстояние для смесей углеводородов с воздухом и стабилизирует переход к детонации.

Увеличение числа одинаковых камер, равномерно расположенных вдоль трубы, блокирует переход к детонации; при высоких значени-

ях параметра расширения устанавливается режим галопирующего горения, при меньших — режим галопирующей низкоскоростной детонации. При этом средняя скорость фронта реакции вдоль оси трубы увеличивается с ростом концентрации углеводородного горючего в диапазоне $C_{fuel} = 0,010 \div 0,015$. При значениях параметра расширения $0,4 \div 0,6$ увеличение концентрации горючего может приводить к смене режима галопирующего горения и установлению режима низкоскоростной детонации.

Увеличение числа турбулизационных камер, расположенных в начальной секции трубы, способствует переходу горения в детонацию, пока скорость турбулентного пламени при выходе из последней не превышает скорость звука. Дальнейшее увеличение числа камер препятствует переходному процессу.

Повышение начальной температуры смеси в трубах с форкамерами большего, чем у трубы, диаметра способствует переходу горения в детонацию и сокращает преддетонационное расстояние, в то время как в трубах постоянного сечения эффект от повышения температуры может быть противоположным.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Oppenheim A. K., Urtiew P. A.** Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas // Proc. Roy. Soc. 1966. V. A295. P. 13.
2. **Саламандра Г. Д.** О взаимодействии пламени с ударной волной // Физическая гидродинамика. М.: Изд-во АН СССР, 1959. С. 163–167.
3. **Солоухин Р. И.** Методы измерений и основные результаты в ударных трубах. Новосибирск: Изд-во Новосиб. гос. ун-та, 1969.
4. **Смирнов Н. Н., Бойченко А. П.** Переход горения в детонацию в бензиново-воздушных смесях // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 2. С. 65–68.
5. **Smirnov N. N., Tyurnikov M. V.** Experimental investigation of deflagration to detonation transition hydrocarbon-air gaseous mixtures // Combust. Flame. 1995. V. 100. P. 661–668.
6. **Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М., Сивашинский Г. И.** О переходе к детонации в неравномерно нагретом газе // ПМТФ. 1970. № 2. С. 76.
7. **Merzhanov A. G.** On critical conditions for thermal explosion of a hot spot // Combust. Flame. 1966. V. 10. P. 341–348.
8. **Kailasanath K. and Oran E. S.** Ignition of flamelets behind incident shock waves and the

- transition to detonation // *Combust. Sci. Technol.* 1983. V. 34. P. 345–362.
9. **Zeldovich Ya. B., Gelfand B. E., Tsyganov S. A., et al.** Concentration and temperature non-uniformities of combustible mixture as a reason of pressure waves generation // *Dynamics of Explosions* / A. Kuhl et al. (Eds). New York: AIAA Inc., 1988. V. 114. P. 99.
 10. **Смирнов Н. Н., Демьянов Ан. Ю., Панфилов И. И.** Переход горения в детонацию // *Химическая физика горения и взрыва: Детонация*. М.: Изд-во АН СССР, 1989. С. 52–56.
 11. **Smirnov N. N., Nikitin V. F., Boichenko A. P., et al.** Deflagration to detonation transition in gases and its application to pulse detonation devices // *Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications* / G. D. Roy et al. (Eds). Moscow: ENAS Publ., 1999. P. 65–94.
 12. **Brown C. J., Thomas G. O.** Experimental studies of shock-induced ignition and transition to detonation in ethylene and propane mixtures // *Combust. Flame*. 1999. V. 117. P. 861–870.
 13. **Khohlov A. M., Oran E. S.** Numerical simulation of detonation initiation in a flame brush: the role of hot spots // *Combust. Flame*. 1999. V. 119. P. 400–416.
 14. **Smirnov N. N., Panfilov I. I.** Deflagration to detonation transition in combustible gas mixtures // *Combust. Flame*. 1995. V. 101. P. 91–100.
 15. **Smirnov N. N., Nikitin V. F., Tyurnikov M. V., et al.** Control of detonation onset in combustible gases // *High Speed Deflagration and Detonation* / G. D. Roy et al. (Eds). Moscow: Elex-KM Publ., 2001. P. 3–30.
 16. **Philip M.** Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten von Drallflammen mit zentraler Rückstromzone: Dissertation. Karlsruhe University, 1991.
 17. **Pironneau O. and Mohammadi B.** Analysis of the K-Epsilon Turbulence Model. Paris: Masson Editeur, 1994.
 18. **Clarke J. F., Kassoy D. R., Riley N.** On direct initiation of a plane detonation wave // *Proc. Roy. Soc. (London)*. V. A408. P. 129–148.
 19. **Cheng R. K., Short J. M.** Diagnostics of the exothermic process // *Progr. in Astronaut. Aeronaut.* V. 53. New York: AIAA Inc., 1977.
 20. **Dold J. W., Short M.** Compressibility corrections to Zeldovich's spontaneous flame and the onset of an explosion in a non-uniformly preheated medium // *Proc. 13th ICDERS, Nagoya*, 1991. P. 63.
 21. **Laffitte P.** Influence of temperature on the formation of explosive waves // *Comp. Rendu*. 1928. V. 186. P. 951.
 22. **Bollinger L. E., Fong M. C., Edse R.** Experimental measurements and theoretical analysis of detonation induction distance // *ARS Journal*. 1961. V. 31. P. 588–594.

*Поступила в редакцию 10/II 2003 г.,
в окончательном варианте — 6/V 2003 г.*
