

## Самоподдерживаемый режим ускорения пламени в канале и механизм формирования детонации

© М.Ф. Иванов<sup>1</sup>, А.Д. Киверин<sup>1</sup>, И.С. Яковенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412, Россия

<sup>2</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

*Методами численного моделирования исследованы особенности развития нестационарного процесса ускорения пламени и формирования детонации в трехмерном канале прямоугольного сечения, заполненного водород-кислородной горючей смесью. Выявлены особенности эволюции волн горения с различной топологией поверхности фронта. Показано, что независимо от геометрии задачи и особенностей газодинамики течения в канале формирование детонации происходит в результате установления самоподдерживаемого режима ускорения пламени в потоке, определяющего механизм нарастания давления в зоне реакции.*

**Ключевые слова:** нестационарные режимы горения, переход горения в детонацию, водородная безопасность, численное моделирование.

**Введение.** Фундаментальной задачей современной теории горения и взрыва является исследование нестационарных режимов воспламенения, горения и детонации с целью разработки средств эффективного управления такими режимами в перспективных технологических системах преобразования химической энергии горения в полезную работу на промышленных объектах, работа которых связана с рисками объемного накопления и воспламенения горючих газовых смесей. Формирование различных режимов горения в первую очередь определяется параметрами источника внешней энергии, инициирующего реакцию. В большинстве случаев энергия подводится импульсно, и формирование того или другого режима горения определяется вкладываемой энергией и длительностью импульса. Детальный анализ и классификация механизмов воспламенения и возникающих режимов горения в смесях с цепным механизмом воспламенения показывает [1], что в зависимости от параметров энергоклада (значения вкладываемой энергии, времени энергоклада и размера области энергоклада) возможны два основных механизма инициирования волн реакции: градиентный механизм Зельдовича [2] и объемный тепловой взрыв (представляющий одну из асимптотик механизма Зельдовича с градиентом нулевой крутизны). В отличие от второго механизма теплового взрыва, реализуемого в относительно узком диапазоне интенсивностей внешнего энергоклада в результате коротких энергоемких импульсов, механизм Зельдовича реализуется в более широком диапазоне параметров энергоклада. В условиях натурального эксперимента воспламенение

осуществляется как короткими (с применением электрической или лазерной искры [3, 4]), так и длительными (с применением ударных волн [5, 6]) импульсами. При этом в случае коротких импульсов время воспламенения определяется энергоемкостью импульса, и воспламенение происходит в области подвода энергии (в области «горячего пятна»). Случай инициирования горения протяженным импульсом подразумевает достаточно большое время воспламенения, сравнимое с длительностью импульса и часто превышающее значения характерного газодинамического времени. Подводимая энергия газодинамически перераспределяется в пространстве, и воспламенение происходит по механизму возникновения спонтанной волны горения в пространственно неоднородно реагирующей среде [2].

Известны два основных стационарных режима распространения волны горения из области воспламенения: медленный дозвуковой режим дефлаграции и сверхзвуковой режим детонации. В зависимости от условий воспламенения [2] возможно формирование обоих режимов. Причем пределы инициирования детонации существенно уже пределов инициирования волн медленного горения. Волна детонации является самоподдерживаемым комплексом, состоящим из сильной ударной волны, инициирующей реакцию горения, и волны реакции, следующей за ударной волной и подпитывающей ее энергией. Для ее инициирования требуется создание условий для генерации достаточно сильной ударной волны, за фронтом которой ударно-сжатая и нагретая смесь воспламеняется синхронно с прохождением ударного фронта. При зажигании детонации коротким энергоемким импульсом такая ударная волна является следствием локального теплового взрыва в области «горячего пятна». Параметры ударно-сжатого вещества за фронтом ударной волны полностью определяются начальным состоянием ударно-сжимаемой среды и интенсивностью ударной волны и могут быть выражены через характеристики газа и скорость распространения ударного фронта [7].

Если скорость выходящей из области подвода энергии ударной волны соответствует или выше скорости звука в точке Чепмена – Жуге стационарной детонации ( $D_{sw} \geq a_{cj}$ ), то такая ударная волна совместно с возникающей за ее фронтом зоной реакции формирует детонационный комплекс. В случае формирования в среде неоднородностей (градиентов) температуры и/или давления детонация формируется следующим образом [8]: на достаточно пологом градиенте формируется спонтанная волна горения [2], распространяющаяся из области с меньшим временем индукции в область с большим временем индукции с существенно сверхзвуковой скоростью ( $D_{sp} \sim [\text{grad}(\tau_{ind})]^{-1}$ ). Сжатие за экзотермическим фронтом спонтанной волны формирует волну давления, нагоняющую и пересекающую волну реакции в точке ее максимального

торможения (точке равенства времени индукции и времени экзотермической реакции). Пересечение волны давления и спонтанной волны реакции ведет к их перестройке в ударную волну и волну горения, распространяющуюся в потоке за отходящей ударной волной. В случае достаточно пологого градиента скорость спонтанной волны в точке ее максимального торможения превышает скорость звука в точке Чепмена – Жуге  $\min(D_{SP}) > a_{CJ}$ , что определяет скорость формирующихся в этой точке ударной волны и волны горения, синхронизирующихся при  $D_{sw} \geq a_{CJ}$  и перерождающихся в детонационную волну.

Вблизи детонационного предела наблюдается формирование детонации, распространяющейся в пересжатом режиме, определяемом повышенными значениями параметров ( $D > D_{CJ}$ ,  $p_{CJ} > p_{CJ0}$ ,  $a_{CJ} > a_{CJ0}$ ) [9]. Согласно классификации [2, 8], этот режим формирования детонации можно описать промежуточным режимом перехода от медленного горения в детонацию, когда скорость формирующейся спонтанной волны больше скорости звука в продуктах горения, но меньше скорости звука в точке Чепмена – Жуге ( $a_b < \min(D_{SP}) < a_{CJ}$ ). В этом случае формирующаяся ударная волна отходит от волны реакции, последняя же начинает ускоряться в потоке за отходящей ударной волной ( $D_f = D_f(t)$ ,  $D_f(0) = \min(D_{SP})$ ) и по мере ускорения формирует волну детонации. Таким образом, дополнительно к режимам формирования детонации в области «горячего пятна» при интенсивном вложении энергии и вдали от нее на градиенте времени индукции можно выделить третий «промежуточный» режим формирования детонации в зоне реакции, распространяющейся в режиме медленного горения.

Процесс перехода от медленного горения в детонацию (ПГД) можно также наблюдать при ускорении волны горения в ограниченном объеме. Так, при зажигании волны горения источником малой интенсивности вблизи одного из торцов протяженного канала или трубы горение пламени ускоряется с последующим переходом в детонацию [10, 11]. Именно на основе экспериментов в такой постановке разработано большинство существующих в настоящее время интерпретаций режима ПГД. Среди других постановок, реализующих «промежуточный» режим формирования детонации, следует выделить исследование взаимодействия волны горения с ударной волной от внешнего источника [12], важной для решения задач безопасности в замкнутых объемах, где внешним источником ударных волн может служить еще один ускоряющийся очаг горения или же волны могут быть сгенерированы самим пламенем и затем отражены от ограничивающих объем поверхностей [13]. В работе по распространению волн горения в каналах переменного сечения [14] сжигание в широких сегментах происходит на больших временных масштабах и генерируемые при этом ударные волны догоняют и воздействуют на фронт

горения, распространяющийся впереди в узком сегменте. Процесс ПГД в закрытых объемах является самоподдерживаемым и позволяет сформироваться детонации при меньших энергозатратах. Кроме того, по мере ускорения волна горения излучает волны сжатия и слабые ударные волны, распространяющиеся вниз по потоку, переотражающиеся от стенок и взаимодействующие с самим пламенем [13]. Поэтому задача о развитии нестационарного ускоряющегося пламени является одной из определяющих при проведении исследований, направленных на обеспечение безопасности работы технологических и промышленных объектов [15]. Однако, несмотря на существенный прикладной и фундаментальный интерес, эта проблема не решена окончательно до настоящего времени.

В работе [10], исходя из анализа экспериментальных данных о распространении волны горения в водородно-кислородной смеси в канале, сделан вывод, что детонационная волна образуется в результате слияния серии ударных волн, формирующихся в преддетонационный период непосредственно перед фронтом пламени и подготавливающих тем самым горючую смесь, вступающую в реакцию. В дальнейшем физика развития процесса ПГД была детализирована на основе предложенного градиентного механизма Зельдовича. Предполагалось [16], что, как и в случае инициирования волны горения источником энергии малой интенсивности, в области впереди ускоряющегося фронта пламени за бегущей впереди ударной волной создаются условия для формирования спонтанной волны горения, что противоречит данным экспериментальных наблюдений. В рассматриваемой области впереди ускоряющегося фронта пламени достигается относительно слабый нагрев свежего горючего. Так, в работе [10] максимальная температура перед фронтом пламени в момент, предшествующий ПГД, достигает всего 525 К. Несколько большие значения температуры (~650 К), но при меньших начальных давлениях, фиксируются в более поздней работе [11]. Однако при таких значениях температуры время индукции для водородно-кислородной смеси больше полного времени горения смеси от зажигания до ПГД [17], что не учитывалось при воспроизведении предложенного механизма в расчетах с применением упрощенной модели химической кинетики [16].

Для разрешения возникшего противоречия была предложена гипотеза о существовании перед фронтом пламени «горячих точек», в которых температура достигает уровня, достаточного для реализации ПГД. На протяжении последних 20 лет эта гипотеза получила широкое распространение. Многочисленные вычислительные эксперименты с использованием упрощенных одно- и двухступенчатых моделей химических реакций с заниженной энергией активации воспроизводили возникновение детонации в «горячих точках» [18]. Однако если исключить

сторонние источники, «горячие точки» могут возникать только за счет переотражения от стенок канала ударных волн, генерируемых распространяющимся пламенем. В то же время в расчетах и в лабораторных экспериментах температура в точках наложения переотраженных ударных волн не превышает 600...800 К, что по-прежнему соответствует слишком большим значениям времени индукции, превосходящим характерное время ускорения пламени и ПГД.

В недавно опубликованном цикле работ [19, 20] на основе компьютерного моделирования ПГД в каналах с гладкими стенками с использованием детализированных математических моделей, описывающих распространение волны реакции в газовом потоке с учетом реальных свойств многокомпонентной газовой смеси и детального кинетического механизма горения, воспроизводящего особенности цепного воспламенения, сформулирован принципиально новый механизм формирования детонации, обусловленный исключительно особенностями взаимодействия нестационарного пламени с потоком, что отмечалось еще в 1947 г. в работе [21]. С момента воспламенения горючей смеси распространение пламени проходит несколько стадий, наблюдаемых в лабораторных физических экспериментах [11, 22] и воспроизводимых на вычислительных экспериментах [19, 20]. Динамика фронта пламени на первой стадии определяется расширением продуктов горения, вытесняющих фронт пламени из зоны воспламенения. При этом изначально невозмущенная топология фронта пламени искажается, порождая широкий спектр возмущений. Далее вследствие развития гидродинамических неустойчивостей типа неустойчивости Дарье – Ландау [23], и еще в большей степени из-за неравномерного распределения массовой скорости по сечению канала от малых значений в пограничном слое у стенок до максимальных значений вне пограничных слоев в центре канала, поверхность фронта пламени растет. Это приводит к увеличению суммарного притока свежего горючего к фронту и тем самым – к увеличению скорости распространения пламени на второй стадии процесса. Рост скорости ведущей точки (расположенной в вершине вытянутого фронта) в этом случае можно описать экспоненциальной зависимостью [24]. С развитием процесс переходит в третью стадию, на которой за счет нелинейных факторов структура фронта пламени стабилизируется и в ней начинают преобладать длинноволновые гармоники, возрастающие с меньшим инкрементом, чем следует из линейной теории, в основном за счет растяжения пламени в потоке. Ускорение пламени на этой стадии можно описать степенной функцией с показателем  $n$ , причем  $0 < n < 1$ . В каналах, ширина которых значительно превышает ширину фронта пламени ( $H > L_f$ ) [10, 11], наблюдается как экспоненциальная, так и степенная стадии ускорения. В узких капиллярах шириной порядка ширины фронта пламени ( $H \sim L_f$ ) [22] переход к дето-

нации происходит на экспоненциальной стадии, минуя стадию степенного нарастания скорости.

Излучаемые ускоряющимся фронтом пламени волны сжатия подобно волнам сжатия, генерируемым ускоряющимся поршнем, формируют ударные волны на расстоянии от поверхности фронта пламени согласно решению Римана [7]. На стадии экспоненциального ускорения ударная волна формируется на расстоянии нескольких калибров ( $(X_{Sw} - X_f) \sim H$ ), на стадии степенного роста с  $0 < n < 1$  – непосредственно на поверхности фронта пламени в зоне реакции ( $X_{Sw} \sim X_f \pm L_f$ ). В широких каналах на стадии степенного роста скорости генерируемые непосредственно на фронте пламени ударные волны поставляют во фронт более сжатую и разогретую горючую смесь, что, в свою очередь, ведет к повышению давления в зоне реакции и следовательно, к дополнительному ускорению реакции и волны горения. Аналогичный эффект наблюдается в тонких каналах, где уже на стадии экспоненциального роста скорости ударные волны формируются в непосредственной близости к фронту ( $(X_{Sw} - X_f) \sim H \sim L_f \Leftrightarrow X_{Sw} \sim X_f \pm L_f$ ); таким образом, дополнительно сжатая и разогретая смесь поступает во фронт пламени уже на этой стадии. Как результат такого взаимодействия пламени и генерируемых им ударных волн устанавливается самоподдерживаемый режим ускорения пламени. По мере ускорения пламени поток впереди фронта пламени ускоряется отходящими ударными волнами. По достижении потоком пламени скоростей порядка скорости звука во фронте генерируемые ускоряющимся пламенем волны сжатия запираются в зоне реакции сверхзвуковым потоком. Это определяет интенсивное нарастание давления в зоне реакции и скорости пламени на стадии, предшествующей формированию детонации, заключающейся в выходе из зоны реакции сильной ударной волны, с параметрами, позволяющими преодолеть звуковой барьер. Эта ударная волна и формирует детонацию.

Преыдушие исследования, основанные на двухмерном моделировании процесса, показали чувствительность механизма ускорения пламени к особенностям развития потока в каналах различной ширины при неизменном механизме формирования детонации. В данной работе задача об ускорении пламени и переходе к детонации решена в трехмерной постановке с целью выявления особенностей развития процесса в трехмерной геометрии. Дополнительно проведены исследования влияния топологии поверхности фронта пламени (одномодовый, тюльпанообразный, щеткообразный (*flame brush*)).

**Постановка задачи.** Пусть трехмерный полуоткрытый канал с гладкими (нешероховатыми) стенками заполнен стехиометрической водород-кислородной смесью при начальном давлении 1 атм и температуре 300 К. Воспламенение горючей смеси реализуется в плоском нагретом слое у закрытого торца канала. На стенках задаются

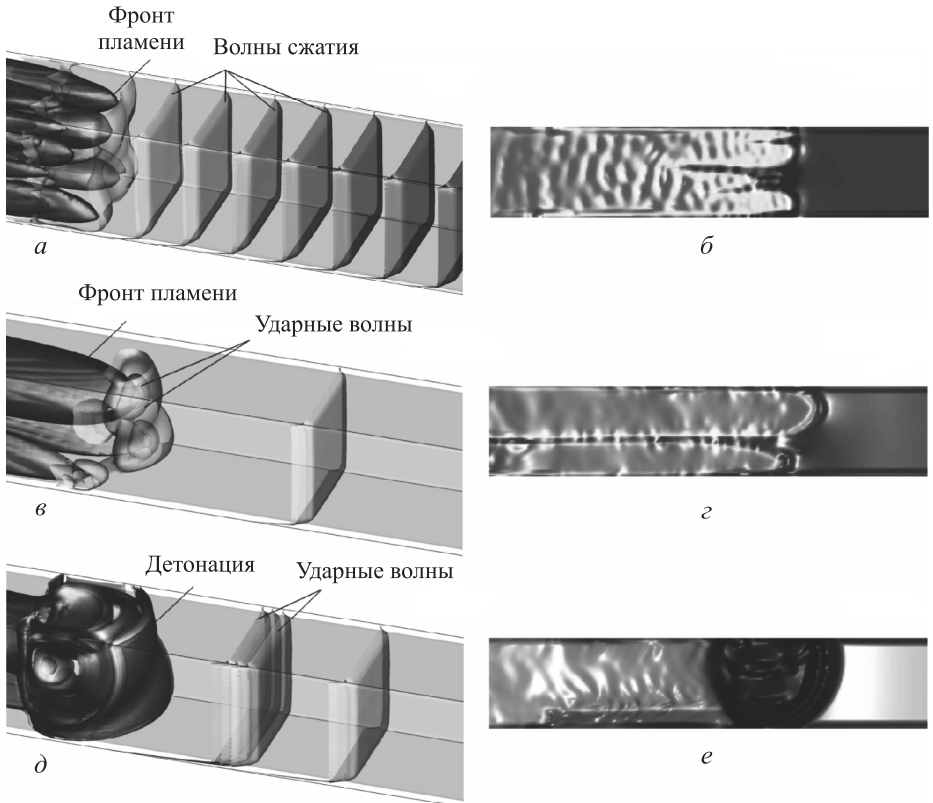
условия прилипания, что позволяет учесть роль пограничного слоя. Принятая постановка задачи заимствована из предыдущих работ авторов, посвященных исследованию ускорения пламени и перехода к детонации в каналах [19, 20], и позволяет исследовать процесс при отсутствии дополнительных внешних факторов, связанных с геометрией области подвода энергии (здесь принимается изначально плоский фронт волны горения, что исключает, например, развитие неустойчивости фронта пламени в поперечном сечении канала), турбулизацией потока (в случае гладкого канала характерное время развития турбулентного течения превышает характерное время всего процесса [21]) и др. В большинстве расчетов принималась ширина канала 5 и 10 мм. Для воспроизведения различной топологии поверхности фронта пламени в расчетах задавались начальные малые (не более 1 %) возмущения поверхности фронта пламени.

В основу математической модели, с использованием которой проводилось численное моделирование, положены уравнения Навье – Стокса динамики сжимаемой среды, записанные в трехмерных декартовых координатах с учетом вязкости, теплопроводности, многокомпонентной диффузии и энерговыделения за счет химических реакций. Система уравнений, решаемая численно, имеет стандартный вид, двухмерный вариант системы подробно описан в работе [25]. Коэффициенты вязкости, теплопроводности и многокомпонентной диффузии газовой смеси определяются исходя из известных соотношений кинетической теории газов для многокомпонентных сред [26]. Уравнения состояния свежей смеси и продуктов горения задаются на основе таблиц NASA путем интерполяции [27]. Кинетика горения водород-кислородной смеси описывается хорошо зарекомендовавшей себя редуцированной схемой, состоящей всего из девяти реакций [28], но с хорошей точностью воспроизводящей как качественные, так и количественные особенности воспламенения и горения водород-кислородной смеси [1, 8, 28].

Для решения численными методами системы уравнений, представляющих математическую модель, был выбран эйлерово-лагранжев метод [29], модифицированный таким образом, чтобы как эйлеров, так и лагранжев этапы были устойчивы и имели второй порядок точности по пространству. Математическая модель и реализованный на ее основе компьютерный код апробированы на решении широкого круга задач горения газовых смесей [1, 8, 13, 19, 20, 25, 28] и хорошо согласуются с экспериментальными данными, включая результаты специально поставленных экспериментов по возникновению стука в двигателях внутреннего сгорания [30]. Точность модифицированного численного метода в задачах горения водородосодержащих смесей подтверждена в работах [1, 20]. Система уравнений химической кинетики решалась методом Гира. Расчеты проводились

с использованием высокопроизводительных многопроцессорных ЭВМ Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

**Ускорение пламени и переход к детонации в канале.** Как отмечалось, в широких каналах ( $H \gg L_f$ ) прежде чем инициировать детонацию пламя проходит три стадии ускорения. В принятой постановке задачи инициирования горения плоским нагретым слоем первая стадия определяется вытеснением фронта пламени из области воспламенения расширяющимися продуктами горения. На этой стадии фронт пламени остается практически плоским, а его скорость в лабораторной системе отсчета [21]  $D_{fl} = \Theta D_{f0}$ , где  $\Theta$  – коэффициент расширения, определяемый отношением плотности свежего холодного горючего к плотности продуктов горения;  $D_{f0}$  – нормальная скорость горения. Искривление фронта порождает широкий спектр возмущений, что ведет к переходу к стадии неустойчивого роста поверхности фронта. Развитие фронта пламени и потока впереди него на последующих двух стадиях иллюстрирует рис. 1. На стадии неустойчивого



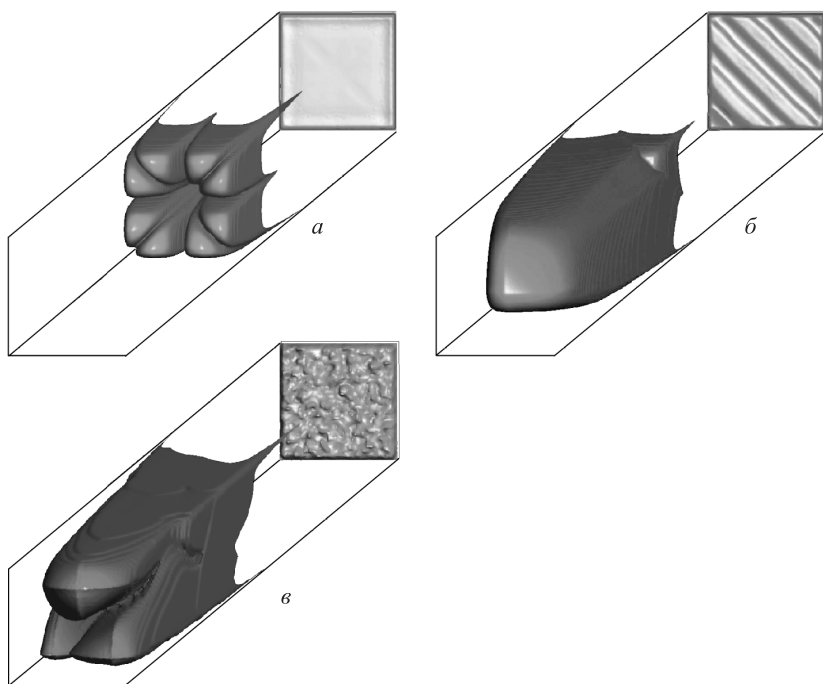
**Рис. 1.** Эволюция фронта пламени и структуры потока на различных стадиях развития процесса:

*a, в, д* – трехмерные картины течений; *б, з, е* – двумерные сечения в соответствующие моменты времени



роста (рис. 1, *a, б*) пламя приобретает сложную многомодовую структуру. Со временем за счет нелинейных эффектов [23] поверхность фронта пламени стабилизируется и можно наблюдать более простую топологию поверхности фронта (рис. 1, *в, г*). Фронт теперь движется ускоренно исключительно за счет эффекта растяжения его в потоке за отходящими волнами сжатия. Следующая стадия уже характеризуется существенно более интенсивным нарастанием скорости, ведущем к формированию детонации (рис. 1, *д, е*).

В зависимости от характера начальных возмущений на нелинейной стадии может развиваться структура пламени с различной топологией. При отсутствии дополнительных возмущений искривление изначально плоского фронта и спектр его возмущений формируются в результате торможения потоков у боковых стенок канала. В этом случае симметрично возмущенная поверхность пламени развивается в так называемое тюльпанообразное пламя (*tulip flame*) (рис. 2, *a*). При задании возмущения с выделенным направлением, например вдоль диагонали сечения (рис. 2, *б*), спектр возмущений выстраивается в выделенном направлении. Формируется одномодовое пламя, ведущая точка



**Рис. 2.** Развитая топология поверхности фронта пламени в зависимости от характера начальных малых возмущений (форма возмущений приведена в квадратах)

которого привязана к одной из стенок или к одному из ребер канала за счет эффекта стекания малых возмущений на стенки [31]. В случае за-

дания изотропного возмущения в ходе развития нелинейной стадии стабилизации неустойчиво растущей возмущенной поверхности фронта пламени может сформироваться более сложная структура с несколькими случайно выделившимися модами (рис. 2, в).

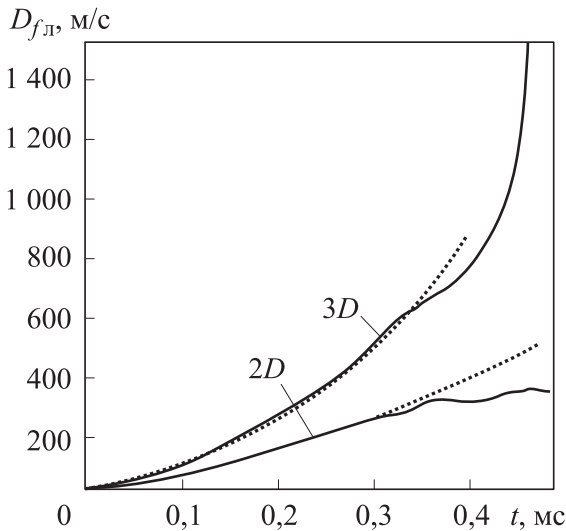
Рассмотрим динамику ускоряющегося пламени в ходе развития описанных выше стадий. На стадии неустойчивого роста поверхности фронта пламени рост скорости пламени можно описать экспоненциальной зависимостью вида [19, 24]

$$D_{fl} \sim \exp(\alpha D_{f0} t / H) \quad (1)$$

где  $H$  – ширина канала;  $\alpha$  – множитель порядка единицы.

Увеличение скорости пламени приводит к формированию слабых ударных волн, которые при экспоненциальном росте скорости фронта образуются вдали от него, на расстоянии примерно  $5 \dots 10 H$  впереди фронта, аналогично тому, как это происходит при движении ускоряющегося поршня в газовой среде. В слое несгоревшей смеси, прилегающем к фронту, на этой стадии давление возрастает примерно в 1,5 раза по сравнению с начальным. При этом если в начале экспоненциальной стадии фронт пламени, являющийся контактной границей, имел скорость, меньшую локальной скорости звука, то к концу этой стадии скорость контактной границы уже составляет величину порядка или даже выше начальной скорости звука.

Рис. 3 иллюстрирует рост скорости пламени  $D_{fl}$ , полученный в двух- и трехмерном расчетах (штриховые линии – экспоненциальная



**Рис. 3.** Эволюция скорости пламени на экспоненциальной стадии в двух- и трехмерном случаях (штриховые линии – экспоненциальная аппроксимация)

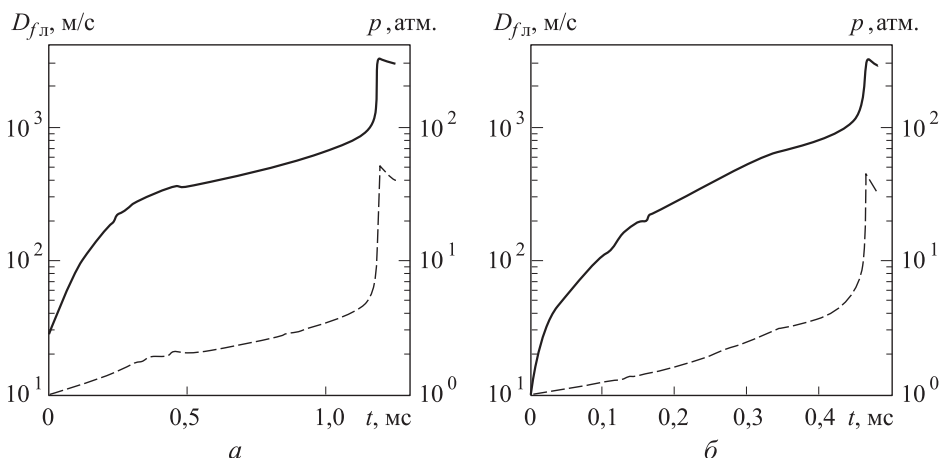
аппроксимация, которая практически воспроизводит ход кривых скорости на этой стадии). В трехмерном случае инкремент нарастания неустойчивости выше, что связано с наличием дополнительной степени свободы. В связи с этим уже на данной стадии можно наблюдать достижение скоростей выше скорости звука в невозмущенном холодном горючем.

На стадии стабилизации в формировании поверхности фронта начинают преобладать длинноволновые гармоника, которые растут с меньшим инкрементом, чем следует из линейной теории. Нарастание скорости фронта связано исключительно с растяжением пламени в потоке и с достаточной точностью описывается степенной зависимостью [19, 20]

$$D_{фл} \sim (1 + \beta t^n), \quad (2)$$

где  $\beta$  – эмпирическая константа;  $n$  – показатель степени, причем  $0 < n < 1$ .

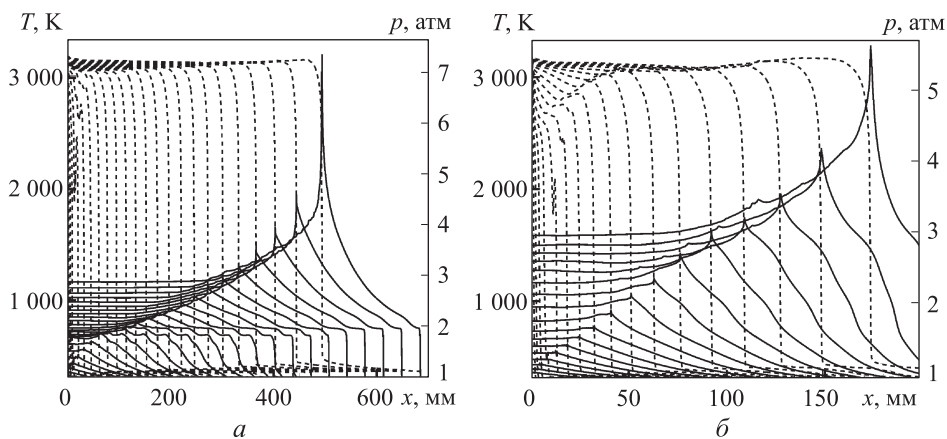
Как было показано ранее [19, 20], в таком режиме ускорения пламени волны сжатия формируют ударные волны в непосредственной близости от излучающей их зоны реакции. Каждая следующая отходящая ударная волна поставляет во фронт пламени все более сжатую и нагретую горючую смесь, что ведет к нарастанию давления в зоне горения. Как видно на рис. 4 и 5, развитие этой фазы процесса полностью определяется начальными данными, полученными на предыдущей стадии. В трехмерной постановке третья стадия стартует со значений скорости и давления в области фронта, соответственно



**Рис. 4.** Эволюция скорости фронта пламени (сплошные линии) и давления на фронте (штриховые) на протяжении всего процесса в двух- (а) и трехмерном (б) случаях

в 2 и 1,5 раза превышающих значения, получаемые в двухмерной постановке. И если повышение скорости фронта пламени определяется

развитием нелинейных процессов на фронте, как отмечалось выше, то повышение давления можно объяснить эффектом замкнутости канала [13]. Пламя расширяется в поперечном сечении, что обеспечивает дополнительное сжатие смеси.



**Рис. 5.** Профили температуры (штриховые линии) и давления (сплошные), приведенные в различные моменты времени для сечения, проходящего через ведущую точку фронта пламени, в двух- (а) и трехмерном (б) случаях. Профили приведены через каждые 50 (а) и 25 (б) мкс.

Дальнейший рост скорости пламени и давления на фронте определяется положительной обратной связью между этими двумя характеристиками, обеспечивающей экспоненциальный рост пика давления (см. рис. 4 и 5). Пламя ускоряется до локально сверхзвуковой скорости, что обеспечивает запираение пика давления в зоне реакции сверхзвуковым потоком и дальнейший сверхэкспоненциальный рост давления в зоне реакции. За времена порядка 10 мкс в зоне слияния фронта реакции и пика давления создаются условия для генерации ударной волны, преодолевающей сверхзвуковой барьер и инициирующей детонацию в сверхзвуковом потоке сжатой нагретой смеси. При этом в области, где ранее существовал пик давления, формируются условия Чепмена – Жуге за головной ударной волной.

**Заключение.** На основе полученных результатов можно сделать вывод, что независимо от геометрии канала и факторов, определяющих топологию поверхности фронта пламени, механизмом перехода к детонации высокоактивных горючих смесей является формирование области высокого давления на фронте волны горения, стимулирующее дальнейший интенсивный рост скорости пламени после его предварительного ускорения за счет развития гидродинамических неустойчивостей. Таким образом, формирование детонации в канале полностью определяется установлением самоподдерживаемого режима ускорения пламени в условиях замкнутого объема. Детонация

происходит в зоне реакции, что можно определить как «промежуточный» режим формирования детонации наравне с режимами формирования детонации непосредственно в области подвода энергии и вдали от нее за отошедшей ударной волной. При этом естественный предварительный нагрев свежей смеси перед фронтом горения и наличие «горячих точек», порождаемых наложением переотраженных ударных волн, генерируемых пламенем в продольном и поперечном направлениях, практически не влияют на ПГД вследствие значительно более слабого действия этих факторов на изменение термодинамических параметров в зоне реакции.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 8648) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 11-08-00839-а). Вычисления, проведенные в рамках исследования, выполнены с применением вычислительных средств Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kiverin A.D., Kassooy D.R., Ivanov M.F., Liberman M.A. Mechanisms of Ignition by Transient Energy Deposition: Regimes of Combustion Wave Propagation. *Phys. Rev. E.*, 2013, vol. 87, is. 3. pp. 033015-1 – 033015-10.
- [2] Zel'dovich Ya.B. Regime Classification of an Exothermic Reaction with Nonuniform Initial Conditions. *Combustion Flame*, 1980, vol. 39. pp. 211–226.
- [3] Льюис Б., Эльбе Г. *Горение, пламя и взрывы в газах*. Москва, ГИЛЛ, 1948, 448 с.
- [4] Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Косый И.А., Тарасова Н.М., Фирсов К.Н. Воспламенение горючей газовой смеси в замкнутом объеме, инициированное свободно локализованной лазерной искрой. *Физика плазмы*, 2009, т. 35, № 3, с. 281–288.
- [5] Гейдон А., Герл И. *Ударная труба в химической физике высоких температур*. Москва, Мир, 1966, 428 с.
- [6] Зельдович Я.Б., Когарко С.М., Симонов Н.Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации. *Журн. теор. физики*, 1956, № 26, вып. 3, с. 1744–1768.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. Москва, Наука, 1986.
- [8] Liberman M.A., Kiverin A.D., Ivanov M.F. Regimes of Chemical Reaction Waves Initiated by Nonuniform Initial Conditions for Detailed Chemical Reaction Models. *Physical review E.*, 2012, vol. 85, pp. 056312–1 – 056312–11.
- [9] Bach G.G., Knystautas R., Lee J.H. Direct Initiation of Spherical Detonations in Gaseous Explosives. *Proc. Combust. Inst.*, 1969, vol. 12, pp. 853–864.
- [10] Salamandra G.D., Bazhenova T.Y., Naboko I.M. Formation of Detonation Wave During Combustion of Gas in Combustion Tube. *Proc. Combust. Inst.*, 1959, vol. 7, pp. 851–855.
- [11] Kuznetsov M., Alekseev V., Matsukov I., Dorofeev S. DDT in a Smooth Tube Filled with a Hydrogen-oxygen Mixture. *Shock Waves*, 2005, vol. 14, 205–215.
- [12] Thomas G.O., Bambrey R.J., Brown C.J. Experimental Observations of Flame Acceleration and Transition to Detonation Following Shock-flame Interaction. *Combust. Theory and Modeling*, 2001, vol. 5, pp. 574–594.
- [13] Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Рыков Ю.В. Особенности распространения пламени в замкнутых объемах. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2010, № 1, с. 21–38.

- [14] Smirnov N.N., Tyurnikov M.V. Experimental Investigation of Deflagration-to-detonation Transition in Gaseous Hydrocarbon-air Mixtures. *Combustion Flame*, 1995, vol. 100, pp. 661–668.
- [15] Mitigation of Hydrogen Hazards in Severe Accidents in Nuclear Power Plants, Iaea-Tecdoc-1661, Iaea, Vienna, 2011.
- [16] Ng H.D., Lee J.H.S. Direct Initiation of Detonation with a Multi-step Reaction Scheme. *J. Fluid Mech*, 2003, vol. 476, pp. 179–211.
- [17] Steinberg M., Kaskan W.E. The Ignition of Combustible Mixtures by Shock Waves. *Proc. Combust. Symp.* vol. 5, 1955, pp. 664–672.
- [18] E.S. Oran, V.N. Gamezo Origins of the Deflagration-to-detonation Transition in Gas-phase Combustion. *Combust. Flame*, 2007, vol. 148, pp. 4–47.
- [19] Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Либерман М.А., Фортвов В.Е. Механизм ускорения пламени и переход в детонацию водородно-кислородной смеси в канале. *Доклады Академии наук*, 2010, т. 434, № 6, с. 756–759.
- [20] Ivanov M.F., Kiverin A.D., Liberman M.A. Hydrogen-oxygen Flame Acceleration and Transition to Detonation in Channels with No-slip Walls for a Detailed Chemical Reaction Model. *Phys. Rev. E*, 2011, vol. 83, p. 56313.
- [21] Зельдович Я.Б. К теории возникновения детонации в газах. *ЖТФ*, 1947, т. 17, вып. 1, с. 3–26.
- [22] Wu M., Burke M.P., Son S.J., Yetter R.A. Flame Acceleration and the Transition to Detonation of Stoichiometric Ethylene-oxygen in Microscale Tubes. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, vol. 31, pp. 2429–2436.
- [23] Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. *Математическая теория горения и взрыва*. Москва, Наука, 1980.
- [24] Clanet C., Searby G. On the 'Tulip Flame' Phenomena. *Combust. Flame*, 1996, vol. 105, p. 225.
- [25] Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Гальбурт В.А. Об одном способе ускорения перехода от дефлаграции к детонации в газообразных смесях. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2008, № 4, с. 38–45.
- [26] Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. *Горение*. Москва, Физматлит, 2003, 351 с.
- [27] McBride B.J., Gordon S., Reno M.A. Coefficients for Calculating Thermodynamic and Transport Properties of Individual Species. *NASA Technical Memorandum*, 1993, vol. 4513, 89 p.
- [28] Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Смыгалина А.Е. Воспламенение водородно-воздушной смеси вблизи нижнего концентрационного предела. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2013, № 1, с. 89–108.
- [29] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. *Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент*. Москва, Наука, 1982, 392 с.
- [30] 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, vol. 178, № 9, pp. 1613–1647.
- [31] 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, vol. 7, pp. 653–676.

Статья поступила в редакцию 05.06.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Яковенко И.С. Самоподдерживаемый режим ускорения пламени в канале и механизм формирования детонации. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 8. URL: <http://engjournal.ru/catalog/mathmodel/flammable/871.html>

**Иванов Михаил Федорович** родился в 1945 г., окончил механико-математический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1968 г. Д-р физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией Объединенного института высоких температур РАН. Автор более 200 работ, в том числе двух монографий. Области научных интересов: вычислительная физика, физика плазмы, физическая газодинамика. e-mail: ivanov\_mf@mail.ru

**Киверин Алексей Дмитриевич** родился в 1985 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2008 г. Канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник Объединенного института высоких температур РАН. Области научных интересов: вычислительная физика, физическая газодинамика. e-mail: alexeykiverin@gmail.com

**Яковенко Иван Сергеевич** родился в 1989 г. Студент магистратуры МГТУ им. Н.Э. Баумана, стажер-исследователь Объединенного института высоких температур РАН. Области научных интересов: вычислительная физика, физическая газодинамика. e-mail: yakovenko.ivan@bk.ru