

УДК 534.222.2+536.46+661.215.1

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ДЕТОНАЦИИ ОСЛАБЕВАЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А. А. Борискин, А. А. Васильев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gasdet@hydro.nsc.ru
Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Формальный перенос кинетических данных, полученных при исследовании процессов воспламенения и низкоскоростного горения, на сверхзвуковые детонационные процессы чаще всего приводит к заметному занижению расчетных значений критической энергии инициирования, размеров детонационных ячеек и других размерных параметров детонации по сравнению с экспериментальными данными. Это заметно снижает достоверность расчетных предсказаний поведения горючей системы. Обусловленные неустойчивостью неоднородность, неоднородность и пульсирующий характер многофронтной детонационной волны делают практически невозможными достоверные экспериментальные измерения кинетических параметров горючих смесей в условиях детонации. В данной работе предложен и апробирован способ обойти вышеуказанные ограничения с помощью методики, максимально приближенной к детонационным условиям. Методика базируется на использовании для инициирования горючей смеси затухающей ударной волны вместо классического способа использования стационарной ударной волны. Такая затухающая волна образуется при срыве реакции за стационарно распространяющейся детонационной волной при ее переходе из канала постоянной ширины в резко расширяющийся канал (так называемая дифракция детонационной волны). Обсуждены основные моменты подобной методики, сделаны необходимые оценки, проведена экспериментальная проверка, представлены полученные результаты.

Ключевые слова: кинетические данные для детонации, задержка воспламенения за стационарными и затухающими ударными волнами, реиницирование при отражении волны.

DOI 10.15372/FGV2022.9248

ВВЕДЕНИЕ

Четкое представление о протекающих физических процессах при горении, взрывах и детонации является чрезвычайно важным для корректного моделирования газодинамики течений, сопровождаемых химическими реакциями.

Проблема априорного определения кинетических параметров для условий детонации до сих пор не решена. На сегодняшний день приходится говорить пока лишь о качественном соотношении детонационных параметров — экспериментальных и рассчитанных на базе кинетических констант, определенных для процессов воспламенения. Количественно эти величины заметно расходятся, особенно для топливно-воздушных смесей. Такое состояние обусловлено в том числе трудностями экспериментального определения кинетических параметров детонации в силу того, что структура детонационного течения из-за своей сильной локальной неоднородности и нестационарности значи-

тельно отличается от классических модельных представлений (одномерные модели Михельсона — Чепмена — Жуге и Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга с гладкими фронтами).

К настоящему времени специалистами по химической кинетике разработаны детальные схемы превращения исходных компонентов в продукты реакции, включающие в себя несколько тысяч элементарных реакций для промежуточных атомов, молекул и радикалов (например, для тяжелых углеводородов). А возрастающая производительность современной вычислительной техники, дополненная алгоритмами решения огромных систем нелинейных уравнений химической кинетики, в принципе позволяет рассчитать динамику химической реакции (при некоторых дополнительных идеализациях динамики процесса и расчетных алгоритмов).

Но даже для процесса дозвукового горения в эту схему до сих пор вносятся новые дополнительные реакции, поскольку расчеты

далеко не всегда согласуются с имеющимися экспериментальными данными (например, по количеству какого-то конечного или надежно измеряемого промежуточного компонента). Что касается расчета сверхзвуковой детонации, то простое использование такой схемы с кинетическими коэффициентами, определенными для элементарных реакций в процессах горения, как правило, предсказывает значения, заметно отличающиеся от экспериментальных данных. Это наглядно продемонстрировано в [1] на примере постепенного разбавления топливно-кислородных смесей азотом и перехода к топливно-воздушным смесям. Для большинства исследованных горючих газовых систем расхождение экспериментальных и расчетных величин растет по мере повышения концентрации азота. Одна из возможных причин такого расхождения — использование кинетических коэффициентов, определенных из экспериментов по горению и экстраполированных формально на существенно иные детонационные условия.

1. БАЗОВЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ

Термодинамика позволяет рассчитать газодинамические параметры стационарных процессов горения и детонации — D_0 , p , T , u , ρ , ρu^2 . Химическая кинетика для стационарных режимов позволяет рассчитать динамику химического превращения исходной смеси в продукты реакции.

Базовым параметром химической кинетики является скорость химической реакции — изменение объемной концентрации реагента с течением времени (или изменение объемной концентрации получаемого продукта, с учетом знака). Например, в случае реакции $A \rightarrow B$ ее скорость $W = -\frac{dc_A}{dt} = \frac{dc_B}{dt} > 0$. Химическая кинетика определяет скорость реакции W в смеси типа $n_A A + n_B B + \dots + n_G G + \dots$ как функцию, пропорциональную произведению концентраций реагирующих веществ $W(T, c) = \frac{dc}{dt} = k(T)F(c)$, $F(c) = c_A^{n_A} c_B^{n_B} \dots c_G^{n_G} \dots$ (см., например, [2, 3]). Для температурной зависимости константы скорости реакции $k(T)$ известно эмпирическое правило Вант-Гоффа: при повышении температуры на каждые 10 градусов значение $k(T)$

возрастает примерно в 2–4 раза (это экспериментально проверено в небольшом температурном интервале, обычно $0 \div 100$ °C). Позднее Аррениус для $k(T)$ предложил экспоненциальную формулу $k(T) = k_0 \exp(-E_{act}/RT)$. Здесь E_{act} — энергия активации «лимитирующей» реакции периода индукции, R — универсальная газовая постоянная, T — температура смеси. Термин «константа» для коэффициента $k(T)$ оказался неудачным, поскольку он тоже зависит от температуры: $k_0 = \varphi(T)!$ Обычно концентрацию c выражают в безразмерных молярных долях (для исходных компонентов доли c_i меняются от 1 до 0, для конечных продуктов — от 0 до 1), потому что размерность W — $[c^{-1}]$.

В научной литературе существует много учебной и научной информации об экспериментальных методах измерения концентрации, их особенностях и чувствительности в различных областях газодинамических параметров. В кинетике существует понятие периода индукции, определяемого от момента воздействия на горючую смесь до момента достижения концентрацией регистрируемого радикала (например, OH) определенной величины (например, 5 или 10 %). Период индукции полезен при расчетах детальной кинетики превращения исходной смеси в продукты реакции.

Для процессов горения характерным является разогрев промежуточных и конечных веществ до температур, при которых они начинают светиться. Их излучение можно детектировать экспериментально, поэтому интервал времени от «запуска» химической реакции до момента появления свечения получил название задержки воспламенения горючей смеси τ . Задержка воспламенения при экспериментальном определении является более четким параметром по сравнению с периодом индукции.

На рис. 1 представлена типичная шпирен-развертка воспламенения смеси за отраженной ударной волной (УВ). Отмечены траектории падающей (1) и отраженной (2) УВ, моменты отражения УВ (0) и воспламенения смеси (3), 0–3 — задержка воспламенения. Следует подчеркнуть, что любая частица смеси подвергается последовательно воздействию сначала падающей УВ, а затем отраженной волны, со своими долями от итоговой задержки воспламенения. На рис. 1 в момент 3 вспыхивают те частицы, которые находятся вблизи отражающей стенки, поскольку именно для них интер-

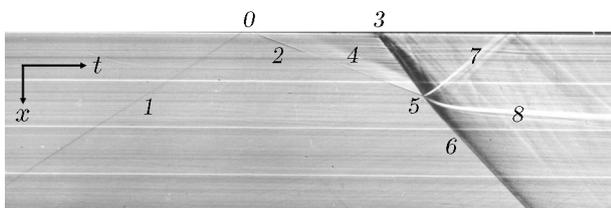


Рис. 1. Типичная шпирен-развертка воспламенения смеси за отраженной от торца ударной волной:

1 и 2 — траектории падающей и отраженной УВ, 0 — момент отражения УВ, 3 — момент воспламенения смеси, 0-3 — задержка воспламенения, 4 — реакции в смеси до момента воспламенения, 3-5 — траектория фронта воспламенения, 5 — координата и момент догона фронтом воспламенения фронта отраженной УВ, 6 и 7-8 — траектории УВ и волн разрежения, возникающих при распаде разрыва в точке 5

вал времени между воздействиями падающей и отраженной волн минимален. Для них можно считать пренебрежимо малым время пребывания частиц за падающей УВ и учитывать лишь параметры за отраженной волной. Для частиц, удаленных от отражающей поверхности на большое расстояние, пренебрегать этим уже нельзя. На рис. 1 также видно, что воспламенению смеси в момент 3 предшествует заметное развитие химической реакции смеси, проявляющееся в возникновении неоднородностей в теневой картине (область 4). Эти неоднородности обусловлены изменением плотности смеси из-за распада исходных частиц и образования промежуточных радикалов. Воспламенение в момент 3 порождает волну горения 3-5, которая догоняет фронт отраженной УВ (точка 5). Возникающий в момент 5 произвольный разрыв параметров распадается с образованием нескольких новых волн (6-8), распространяющихся по несгоревшей смеси и продуктам реакции.

Следует подчеркнуть, что для надежной регистрации временных интервалов используются специальные приемы типа увеличения (растяжения) задержки воспламенения τ за счет уменьшения начального давления смеси, ее плотности, сильного разбавления инертными газами и т. д. Принципиально важным является постоянство газодинамических параметров исходной смеси (температура, давление). Такие условия обеспечиваются с помощью стационарно распространяющихся УВ, причем длительность зоны постоянных пара-

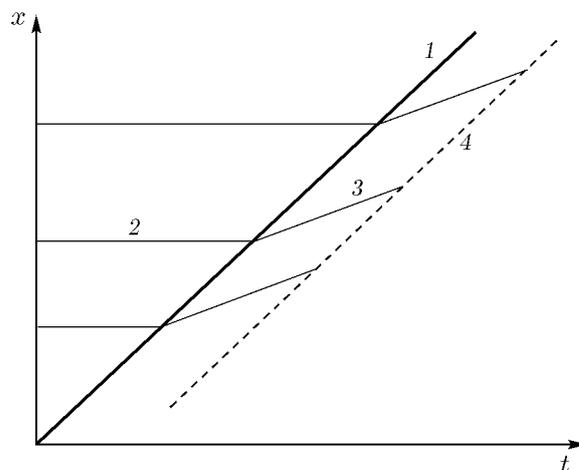


Рис. 2. Качественная схема траектории стационарной УВ (прямая линия 1) и траектории отдельных частиц 2-3 до момента истечения задержки воспламенения (4 — «фазовая траектория» вспыхивающих частиц)

метров (от фронта УВ до контактной поверхности толкающего газа) должна превышать задержку воспламенения. Такая ситуация представлена на рис. 2, где в качественном виде приведены траектории стационарной УВ (прямая линия 1) и траектории отдельных частиц (покоящаяся частица 2 до попадания во фронт УВ, затем движущаяся за фронтом УВ с постоянной скоростью частица 3 до тех пор, пока не истечет задержка воспламенения).

Отметим, что в рамках классических одномерных моделей детонации при стационарном распространении ДВ параметры в любой момент времени будут одинаковыми на фронте ($D = \text{const}$ для любой частицы), поэтому одинаковыми будут параметры за фронтом и задержки воспламенения любой частицы. Это значит, что геометрическое место точек воспламенения будет представлять собой прямую линию (4 на рис. 2), сдвинутую относительно траектории фронта УВ (линия 1). Подчеркнем, что в такой математической постановке отсутствует причинно-следственная связь между вспыхивающими частицами, т. е. отсутствует классическое горение, ведомое процессами теплопроводности и диффузии, а точки воспламенения образуют нефизическую «фазовую траекторию» (линия 4).

Большинство базовых кинетических данных получено на установках адиабатического сжатия (низкая температура) и на ударных трубах (высокая температура за падающими и

отраженными УВ) при условии однородных газодинамических параметров.

Измеренные с помощью техники ударных волн задержки воспламенения τ традиционно представляются формулой аррениусовского типа $\tau = A \exp(E_{act}/RT) / \{c_A^{n_A} c_B^{n_B} \dots c_G^{n_G} \dots\}$ или ее логарифмическим аналогом $\lg \{\tau c_A^{n_A} c_B^{n_B} \dots c_G^{n_G} \dots\} = B + E_{act}/RT$. Все численные коэффициенты — $A, B, E_{act}, n_i \dots$ получают при аппроксимации экспериментальных ударно-волновых данных подобными зависимостями. Затем эти кинетические коэффициенты формально переносятся на детонационные условия и с помощью этих коэффициентов определяются характерные временные и пространственные масштабы детонационных волн (ДВ), критические энергии инициирования и т. д.

2. СТАЦИОНАРНЫЕ И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ

Реальная многофронтная ДВ имеет пульсационный характер, поэтому воспламенение смеси за ее головным ударным фронтом осуществляется в условиях переменных параметров (по времени и пространству). Очевидно, что при непостоянстве газодинамических параметров (например, в затухающей УВ) любая частица будет двигаться за фронтом УВ по зоне со снижающимися параметрами, что приведет к увеличению задержки воспламенения. Такую ситуацию качественно иллюстрирует рис. 3, где представлены траектория затухающей УВ (линия SW) и траектории трех произвольных частиц, последовательно попадающих во фронт УВ (точки 1–3). Поскольку скорость УВ постепенно уменьшается, то параметры смеси оказываются непостоянными во времени не только на фронте УВ, но и за фронтом такой УВ, поскольку уменьшение скорости обусловлено воздействием нестационарной волны разрежения, примыкающей к фронту затухающей УВ. Любая частица по мере ее удаления от фронта попадает в область неоднородных по пространству и времени параметров, что приводит к переменной скорости этих частиц за фронтом затухающей УВ. Вследствие этого (см. рис. 3) траектории частиц вместо прямолинейных (как это было в зоне постоянных параметров) трансформируются в криволинейные (с выпуклостью в на-

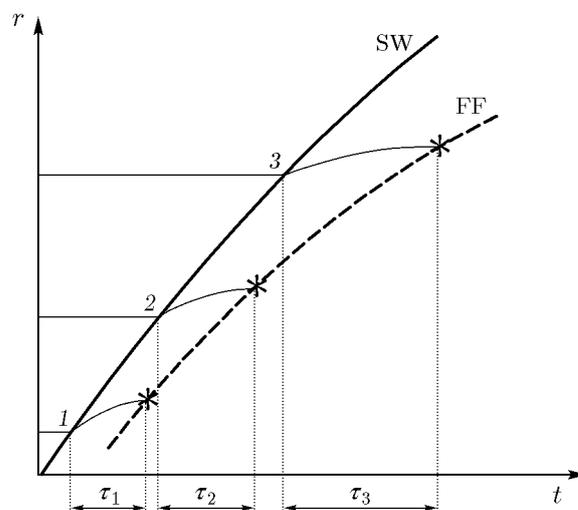


Рис. 3. Качественная схема траектории затухающей УВ (линия SW) и траектории трех произвольных частиц, последовательно попадающих во фронт УВ (точки 1, 2, 3):

звездочки — моменты воспламенения различных частиц, штриховая линия FF — геометрическое место координат вспыхивающих частиц

правлении фронта). Более того, чем позже частица попадает во фронт затухающей УВ, тем меньше у нее и скорость непосредственно за фронтом УВ (по сравнению с частицами, попавшими во фронт УВ ранее). Все это приводит к увеличению задержки воспламенения. На рис. 3 отмечены моменты воспламенения различных частиц (звездочки) и геометрическое место координат вспыхивающих частиц (линия FF (flame front)). С течением времени задержки воспламенения за затухающей УВ возрастают ($\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \dots$), поэтому зона между фронтом УВ и фронтом воспламенения увеличивается. Эти зоны на рис. 3 видны (например, для частиц 2 и 3 в соответствующие моменты времени) на вертикальных линиях, от точек 2 и 3 до пересечения с линией FF. Именно такие зоны представляют интерес для исследования воспламенения горючей смеси с максимальным приближением к детонационным условиям.

Профили, например, давления $p(t)$ за стационарными и нестационарными УВ представлены в качественном виде на рис. 4. Здесь τ_1 — задержка воспламенения за стационарной УВ 0S1 (постоянные параметры); τ_2 и τ_3 — задержки воспламенения за УВ с законами затухания 0S2 и 0S3. Чем круче спад $p(t)$, тем больше τ ; цифрами 1–3 отмечены моменты воспла-

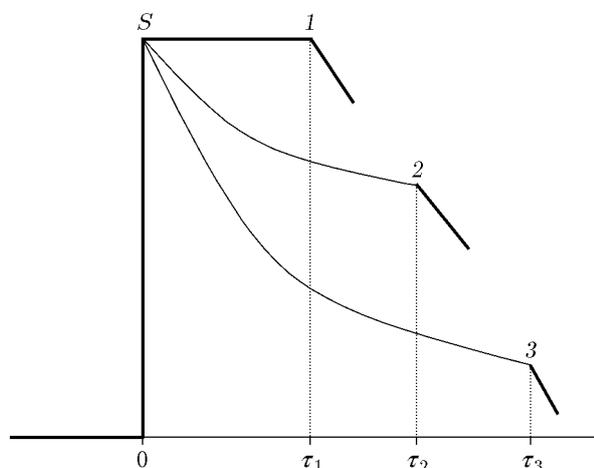


Рис. 4. Качественные профили давления $p(t)$ за стационарной УВ 0S1 (постоянные параметры) и нестационарными УВ с законами затухания 0S2 и 0S3

менения смеси (ближняя граница зоны воспламенения за УВ).

Одна из целей данного исследования заключается в том, чтобы прояснить вопрос об условиях инициирования детонации в горючей смеси при переменности газодинамических профилей — за затухающей УВ, в том числе при отражении УВ от локального препятствия.

3. О ДИФРАКЦИИ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

Специалистам хорошо известен эффект дифракции (огибания) УВ при резком изменении сечения канала. В области скачка сечения за УВ с однородными параметрами возникают волны разрежения, распространяющиеся к оси канала со скоростью звука. Например, если УВ распространяется со скоростью, равной скорости детонации, то за фронтом этой УВ скорость звука будет составлять $c/D = 0.36$, а после завершения химической реакции она будет равна $c/D \approx 0.55$ (для стехиометрической ацетиленокислородной смеси). В волнах разрежения происходит разворот однородного (параллельного оси канала) потока наружу. Теория дифракции УВ с однородными параметрами за фронтом подробно изложена, например, в [4, 5].

Волны разрежения, идущие к оси канала, экспериментально обнаружены и при переходе ДВ из узкого канала в широкий, хотя за фронтом ДВ параметры потока существенно неоднородны. При таком переходе в зависимо-

сти от начального давления смеси установлено два принципиально различных режима: первый — срыв химической реакции за исходной ДВ и последующий распад ДВ на УВ и отстающий от УВ фронт сгорающих продуктов (при пониженных давлениях); второй — частичный срыв химической реакции за ДВ вблизи границы газового заряда и ее полное восстановление за счет самовоспламенения смеси (при повышенных давлениях). В промежуточной области давлений наблюдается большое разнообразие переходных режимов со срывом и реиницированием ДВ. Заметим, что неоднородность потока за ДВ существенно осложняет само определение скорости звука и ее однозначность.

Предыдущими исследованиями было установлено, что волны разрежения, возникающие в момент выхода ДВ из узкого канала в широкий, срывают химическую реакцию по мере распространения к оси канала. А после схождения волн разрежения на оси канала реакция оказывается полностью сорванной. При этом многофронтная ДВ распадается на расходящуюся УВ (затухающую) и фронт турбулентного горения, отстающий от нее по мере дальнейшего распространения (еще раз — рис. 3). Отметим, что такие процессы распада на УВ и отстающий от нее фронт турбулентного горения наблюдаются в каждой детонационной ячейке при встречном соударении поперечных волн. Каждое такое соударение представляет локальный микровзрыв с последующей нестационарной динамикой взрывной волны и фронта расширяющихся продуктов взрыва. Для отдельной ячейки, которая формируется поперечными волнами в канале постоянной ширины, расстояние между УВ и границей свечения продуктов λ можно приближенно оценить по их скоростям с помощью очевидного соотношения

$$\lambda = \int_0^t (D - u) dt \approx \int_0^{b/\bar{D}} \frac{D}{\sigma} dt = \int_0^b \frac{dr}{\bar{\sigma}} \approx \frac{b}{\bar{\sigma}}.$$

То есть размер λ зоны, где частицы еще не вспыхнули, составляет часть от продольного размера детонационной ячейки b , а коэффициентом служит величина, обратная средней степени сжатия $\bar{\sigma}$ исходной смеси за УВ. В литературе вместо продольного размера b чаще используется поперечный размер ячейки $a = b \operatorname{tg}(\varphi)$, здесь φ — угол наклона траектории

поперечной волны к оси канала. Как правило, размер a обратно пропорционален начальному давлению смеси (например, для смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$ $a \approx 0.17(p_0/p_{00})^{-1.15}$ [мм]), потому при пониженных начальных давлениях p_0 размер λ несложно сделать достаточно большим, чтобы провести достоверные измерения ($p_{00} = 1$ атм). Именно такая затухающая УВ большой амплитуды может обеспечить наиболее близкие к детонационным параметры потока, в том числе по составу смеси (без сильного разбавления инертными газами). Потому предпочтение в данном исследовании было отдано методике дифракции ДВ при пониженных начальных давлениях в области режимов первого типа. При низких давлениях после срыва реакции размер зоны между головной УВ и фронтом расширяющегося пламени быстро увеличивается, что облегчает регистрацию переменных параметров в этой зоне, в том числе время и место самовоспламенения смеси. При повышении начального давления все геометрические масштабы уменьшаются, что увеличивает ошибку измерения.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка представляет собой плоский канал постоянной ширины 60 мм и длиной 900 мм с резким расширением (отклонение на 90°) в одну или в обе стороны и переходом в канал шириной 260 мм и длиной 295 мм. В плоском листе дюралюминия Д16Т на противоположных плоскостях выфрезеровывались два одинаковых канала, но разной глубины — 1.5 и 3 мм. Каналы закрывались прозрачным плексигласовым стеклом, через которое проводилась киносъемка процесса распространения волн горения и детонации. Исследовались ацетиленокислородные смеси, в том числе разбавленные аргоном. Иницирование смеси осуществлялось генератором подрыва при разряде высоковольтного конденсатора на разрядный промежуток. Двумерность течения достигалась тем, что глубина канала выбиралась много меньшей его ширины. В качестве отражающего элемента использовался прямоугольный вкладыш 5×20 мм из Д16Т с толщиной, равной глубине канала. В данной работе приводятся результаты экспериментов, в которых вкладыш устанавливался на расстояниях 60, 90 и 120 мм, кратных ширине узкого канала 60 мм.

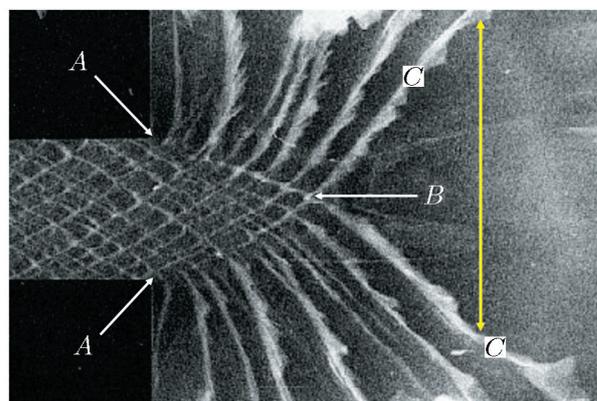


Рис. 5. Экспериментальный снимок самосвечения многофронтной ДВ при дифракции:

A — точки скачкообразного изменения сечения канала, B — точка схождения поперечных волн на оси канала; в сегменте CBC формируется гладкая цилиндрическая УВ и отстающий фронт пламени; возрастающую зону между ними можно использовать для измерения кинетических параметров, свойственных детонационным течениям

5. ОЦЕНКИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

5.1. Схождение волн на оси канала

На рис. 5 приведен экспериментальный снимок самосвечения многофронтной ДВ в узком канале с характерной ромбовидной ячеистой структурой, образованной траекториями поперечных волн. Точки излома сечения канала обозначены буквой A , а точка схождения поперечных волн на оси канала — буквой B .

Отметим, что точка B является точкой столкновения поперечных волн, подобно аналогичному соударению в каждой детонационной ячейке. В ячейке такое столкновение создает нестационарную взрывную волну, скорость которой вдоль ячейки меняется примерно в 2.5 раза (в диапазоне $1.7 \div 0.7$ от скорости ДВ), и в конце ячейки формируется зона непрореагировавшей смеси с максимально большим размером λ (см. выше). Тогда координату $X_{**} = X_B + b$ можно считать точкой формирования распадной волны! Обратим внимание, что в конце ячейки скорость УВ близка к скорости волны, получаемой при распаде произвольного разрыва области движущихся продуктов детонации при срыве химической реакции (см. ниже). В сегменте CBC новых столкновений нет, поэтому здесь формируются гладкая цилиндрическая УВ и отстающая

от УВ зона пламени, эту зону можно использовать для измерений. Пламя идентифицируется по отсутствию ячеистой структуры. Подчеркнем, что точка B не является точкой схождения боковых волн разрежения, поскольку поперечная волна является ударной, а не акустической. Ее скорость несколько выше скорости звука в продуктах.

При дифракции УВ с однородными параметрами волны разрежения возникают одновременно на изломах стенок узкого канала (точки A) и их фронты сталкиваются в момент $t_* = L/2c$ в точке схождения на оси канала $X_* = D_X t_* = LD_X/2c$, здесь L — ширина узкого канала, c — скорость звука за фронтом исходной УВ, D_X — скорость исходной УВ. После схождения волн разрежения на оси канала на фронте УВ не остается стационарно распространяющихся участков.

Основное отличие многофронтной ДВ от УВ заключается в том, что в распространении ДВ важную роль играют поперечные волны. Именно их движение по фронту ДВ формирует ячеистую структуру за счет повышенных локальных давлений и температур, результатом чего является заметная неоднородность потока. Нетривиальными становятся вопросы о волнах разрежения, скорости звука и ее дисперсии. В то же время осредненная скорость распространения поперечных волн по фронту ДВ может быть определена по наклону траекторий поперечных волн (ПВ) в области установившейся ячеистой структуры: $D_{ПВ}/D_{ДВ} \approx \operatorname{tg}(\varphi)$. По аналогии с УВ, точка B схождения поперечных волн, последними испытывавшими соударения со стенками узкого канала, в случае детонации будет определяться формулой $r_* \approx L/(2 \operatorname{tg}(\varphi))$. Эти волны на рис. 5 отмечены индексом C .

В отличие от УВ, при дифракции ДВ волны разрежения возникают одновременно только в случае, когда поперечные волны перед переходом в расширяющийся канал одновременно испытают последнее соударение со стенкой узкого канала. Это можно наблюдать лишь в некоторых смесях с высокой степенью регулярности ячеистых структур (при сильном разбавлении аргоном и целочисленном соотношении ширины канала L с характерным масштабом детонационной ячейки a : $L/a = n$). Следует особо подчеркнуть, что даже при одновременном последнем соударении поперечных волн со стенками узкого канала в симметричных точ-

ках A' , несколько сдвинутых вглубь узкого канала относительно точек излома A , точка соударения X_* этих поперечных волн на оси канала после выхода в широкий канал будет зависеть от этого сдвига. Для смесей, регулярность ячеистых структур которых отличается от идеальной, волны разрежения будут возникать разновременно, а точка их схождения не будет располагаться на оси канала. Это обусловлено тем, что поперечные волны являются ударными и их скорость распространения по фронту ДВ превышает акустическую.

Хотя состояние за УВ с однородными параметрами за фронтом отличается от состояния за ДВ с неоднородными параметрами, для оценок локально неоднородные параметры ДВ можно осреднить и заменить однородными. Это позволяет воспользоваться при оценках вышеприведенными формулами для времени и координаты схождения волн разрежения на оси канала: $t_* = L/2c$ и $X_* = D_X t_* = LD_0/2c$. Здесь под c подразумевается скорость звука в продуктах детонации, D_0 — скорость распространения ДВ в узком канале и после выхода, вплоть до момента схождения поперечных волн и волн разрежения на оси канала, поскольку именно фронт волны разрежения переносит информацию об изменении граничных условий (излом сечения).

5.2. Распад разрыва после схождения волн на оси

Волны разрежения при распространении по фронту ДВ не только разворачивают наружу поток продуктов детонации, но и нарушают взаимодействие зоны реакции с головной волной, существовавшее при распространении ДВ в узком канале. В момент схождения волн разрежения на оси канала на фронте ДВ это взаимодействие полностью сорвано и возникает произвольный разрыв, начальными параметрами которого являются давление и массовая скорость продуктов p_d, u_d относительно исходной покоящейся смеси $p_0, u_0 = 0$. Классическая задача о распаде такого разрыва [6] определяет последующее поведение ударно-волнового комплекса. Вдоль оси X в исходную смесь будет распространяться УВ (ударная адиабата из состояния p_0 исходной смеси), а в продукты детонации пойдет волна разрежения (снижая состояние p_d, u_d). Вдоль направления Y ситуация аналогична с тем лишь отличием, что в данном направлении отсутствует подпор продуктов, $(u_d)_Y = 0$.

Смесь	$p_0, 10^5$ Па	$D_0, \text{м/с}$	γ_f		γ_e	
			D_{\parallel}/D_0	D_{\perp}/D_0	D_{\parallel}/D_0	D_{\perp}/D_0
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	1	2837	0.692	0.508	0.69	0.502
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	1	2390	0.656	0.48	0.656	0.476
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$	1	2424	0.65	0.47	0.648	0.464
	0.01	2185	0.66	0.476	0.659	0.472
$0.4\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 0.35\text{Ar}$	1	2259	0.657	0.475	0.656	0.473
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2 + 3.5\text{Ar}$	1	2013	0.67	0.483	0.672	0.489
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2 + 10.5\text{Ar}$	1	1776	0.688	0.494	0.691	0.508
	0.01	1614	0.703	0.504	0.707	0.521
$0.4\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.76\text{N}_2$	1	1866	0.676	0.496	0.677	0.502
$0.5\text{CH}_4 + \text{O}_2 + 3.76\text{N}_2$	1	1803	0.676	0.501	0.678	0.505
$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.76\text{N}_2$	1	1969	0.689	0.51	0.69	0.514

Примечание. γ_f, γ_e — показатель адиабаты соответственно для замороженного и равновесного состава.

В таблице приведены решения дифракционной p, u -задачи для различных смесей (для большинства при $p_0 = 1.0$ атм). Расчет ударной адиабаты проводился по известным формулам для УВ с использованием табличных данных об энтальпии компонентов смеси из справочника [7, 8], расчет адиабаты расширения — с использованием постоянства инварианта Римана по формуле

$$\frac{p}{p_{\text{CJ}}} = \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u - u_{\text{CJ}}}{c_{\text{CJ}}}\right)^{2\gamma/(\gamma-1)}.$$

Поскольку эксперименты выполнялись при пониженных начальных давлениях p_0 , то для полноты представления для смесей $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2 + 10.5\text{Ar}$ приведены данные и при $p_0 = 0.01$ атм. В первом столбце таблицы представлена расчетная скорость идеальной детонации (расчетные данные аппроксимируются формулой $D_0 = 2422(p_0/p_{00})^{0.022}$, где $p_{00} = 1.0$ атм). Поскольку скорости звука в реагирующих средах присуща дисперсия, то оценки сделаны для предельных случаев — замороженной и равновесной скоростей звука. Анализ табличных данных для различных смесей свидетельствует о небольшом изменении относительных величин для продольного (D_{\parallel}/D_0) и поперечного (D_{\perp}/D_0) компонентов скорости распадных волн, как при изменении начального давления, так и при учете дисперсии скорости звука в продуктах. Более заметное влияние оказывает разбавление смеси

аргоном. Поскольку экспериментальные исследования выполнялись при пониженных начальных давлениях ацетиленовых смесей, то для скорости УВ, определяемой из задачи о распаде разрыва, возникающего после срыва реакции, для последующих оценок были выбраны величины $D_{X_*} \approx 0.66D_0$ вдоль оси канала (воздействие движущихся продуктов детонации) и $D_Y \approx 0.48D_0$ в поперечном направлении (воздействие только высокого давления продуктов).

5.3. Форма фронта и закон распространения распадной волны

С использованием вышеназванных величин сделана оценка формы фронта дифрагирующей волны к моменту схождения волн разрежения на оси канала. Расчеты показали, что $\Delta Y_* = D_{\parallel} t_* = 0.48D_0 L/2c$, тогда $Y_* = L/2 + \Delta Y_* = 0.98LD_0/2c \approx X_*$, т. е. фронт дифрагирующей волны в момент срыва реакции представляет собой полуокружность радиуса, примерно равного ширине узкого канала, с центром в точке пересечения оси канала с линией AA (на рис. 5) расширения границы канала. Именно из-за такой оценки были выбраны пропорциональные ширине канала координаты (60, 90 и 120 мм) отражающих вставок (см. выше). Отметим, что хотя в момент срыва реакции фронт дифрагирующей волны и является полуокружностью с хорошей точностью, при

этом скорости отдельных элементов в перпендикулярном фронту такой окружности направлении будут различными. Потому со временем форма полукружности будет меняться на полуэллиптическую (с большой полуосью вдоль оси).

Тем не менее именно в области оси канала X наиболее ярко проявляется разделение на головную УВ (затухающую) и отстающий от УВ фронт расширяющихся продуктов сгорания. В увеличивающейся зоне между головной волной и фронтом расширяющихся продуктов находится еще не прореагировавшая горючая смесь, которая и использована в данной работе для исследования возможности воспламенения. Отметим на будущее, что именно в момент срыва реакции зона между головной УВ и продуктами минимальна, а вместе с ней минимальна и задержка воспламенения (см. ниже).

Еще раз отметим, что в этой зоне газодинамические параметры смеси непостоянны, поэтому частицы смеси оказываются в условиях переменного окружения и условия их воспламенения заметно отличаются от условий воспламенения за УВ с постоянными параметрами. Можно высказать крамольную мысль, что использование формулы Аррениуса для элементарных или глобальных реакций в смесях с переменными параметрами потребует дополнительного обоснования корректности определения энергии активации и предэкспонента из экспериментальных данных по задержке воспламенения. Поскольку при детонации воспламенение новых порций смеси происходит при переменных параметрах, то причиной расхождения экспериментальных и расчетных параметров детонации (о чем упоминалось в начале статьи) может оказаться необоснованный перенос кинетических констант, полученных при аппроксимации экспериментальных данных с помощью классической формулы Аррениуса (воспламенении при постоянных параметрах), на условия детонации.

На следующем шаге анализировался вопрос о законе затухания распадной волны, число Маха которой на ранней стадии $M > 2$, и потому она классифицируется как сильная. В теории сильного взрыва (например, [9, 10]) зависимость координаты r ударной волны от времени t определяется начальной плотностью газа ρ_0 и энергией взрыва E_ν в виде

$$r = \left(\frac{E_0}{\alpha_\nu \rho_0} \right)^{1/(\nu+2)} t^{2/(\nu+2)},$$

$\nu = 1, 2, 3$ соответствует плоскому, цилиндрическому и сферическому случаю, α_ν — численный коэффициент. Скорость УВ получается дифференцированием:

$$D = \frac{dr}{dt} = \left(\frac{E_0}{\alpha_\nu \rho_0} \right)^{1/(\nu+2)} \frac{2}{\nu+2} t^{-\nu/(\nu+2)}.$$

Для цилиндрически расходящейся УВ получаем $D = (E_0/\alpha_\nu \rho_0)^{1/4} 0.5 t^{-1/2}$ и $r = (E_0/\alpha_\nu \rho_0)^{1/4} t^{1/2}$, из которых выводится формула $D = (E_0/\alpha_\nu \rho_0)^{1/2}/(2r)$, или $Dr = 0.5(E_0/\alpha_\nu \rho_0)^{1/2} = \text{const}$. Скорость УВ в точке r_* распада разрыва равна $D(r) = 0.66D_0$, поэтому в любой другой точке скорость затухающей УВ будет равна $D(r) = 0.66D_0 r_*/r$ — затухание по гиперболическому закону.

5.4. Препятствие и инициирование цилиндрической детонации за затухающей УВ

В предположении, что параметры стационарных и нестационарных УВ при равных скоростях одинаковы на фронте, можно рассчитать температуру во фронте за падающей (T_2) и отраженной (T_3) УВ. Граница инициирования ДВ ударными волнами с прямоугольными профилями параметров за фронтом ха-

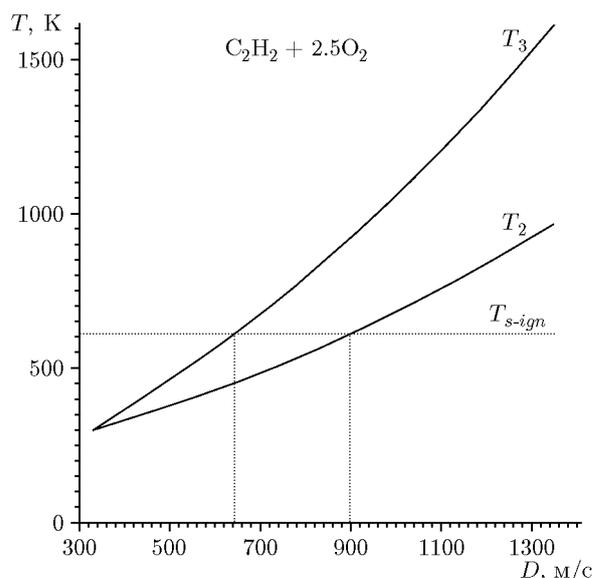


Рис. 6. Температуры во фронте за падающей (T_2) и отраженной (T_3) УВ и область инициирования смеси при условии, что температура смеси превышает температуру самовоспламенения T_{s-ign}

рактируется условием, что температура смеси должна превышать температуру самовоспламенения (T_{s-ign}). На рис. 6 представлен соответствующий график, области инициирования ограничены точками пересечения температурной кривой с линией T_{s-ign} (вертикальные пунктирные границы для падающей и отраженной УВ). Видно, что при скорости УВ больше 645 м/с $T_3 > T_{s-ign}$, т. е. предсказывается инициирование при отражении. Аналогично, при скорости, большей 900 м/с, инициирование предсказывается и за падающей УВ, поскольку $T_2 > T_{s-ign}$.

Подобным образом оцениваются координаты препятствия, при взаимодействии с которым будет осуществлено инициирование ДВ. Поскольку распадная волна образуется примерно на радиусе, равном ширине узкого канала $L = 60$ мм, то именно поэтому препятствие поочередно располагалось на расстояниях 60, 90 и 120 мм.

Следует особо отметить, что гиперболический закон распространения фронта распадной УВ позволяет определить не только величину мгновенной скорости $D(r)$ и ее параметры на фронте в каждой точке траектории, но и градиенты газодинамических параметров за фронтом этой волны. Возвращаясь вновь к рис. 2–4, дополним, что в затухающей волне задержку воспламенения можно оценить двумя способами. В первом способе предполагается, что мгновенная скорость УВ определяет параметры смеси на фронте УВ в данный момент времени. В этот же момент времени эти параметры считаются постоянными по всей зоне от фронта УВ до фронта пламени и равными параметрам на фронте УВ. Во втором случае параметры на фронте УВ также определяются по мгновенной скорости УВ, но за фронтом волны параметры считаются переменными и меняющимися по линейному закону (от значений на фронте) с наклоном линии, задаваемым градиентом соответствующего параметра на фронте УВ. Подобный подход уже применялся ранее [11] и показал, что при числе Маха УВ $M > 2$ расчетные значения задержки воспламенения отличаются незначительно. Различие существенно возрастает, когда число Маха УВ снижается.

Классическую формулу Аррениуса для однородных параметров можно использовать как оценочную формулу для нижней границы величин τ при неоднородных условиях. Напри-

мер, для экспериментально исследованной смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$ задержка воспламенения в форме Аррениуса рассчитывалась для каждого значения скорости УВ и ее параметров по формуле $\tau = A \exp(E_{act}/RT)/[O_2]$, здесь $A = 2.818 \cdot 10^{-5}$ мкс/л, $E_{act} = 18\,100$ кал/моль, молярная концентрация кислорода в смеси $[O_2] = (5/7)\sigma/(24.465p_{00}/p_0)$ [1/л], где 24.465 л — объем моля при $T = 298$ К и $p_{00} = 1.0$ атм (при пониженных значениях p_0 объем моля возрастает обратно пропорционально начальному давлению), σ — степень сжатия газа за отраженной УВ. Очевидно, что по мере затухания УВ задержки воспламенения будут увеличиваться по сравнению с рассчитанными, и тем больше, чем позже частицы будут попадать в нестационарный фронт УВ (см. вновь рис. 3, 4).

5.5. Экспериментальные снимки

Из вышесказанного ясно, что максимальная скорость распадной волны и основные газодинамические параметры реализуются вблизи точки X_{**} полного срыва реакции. В этом случае задержка воспламенения должна быть минимально короткой. Если расчетная температура при отражении УВ превысит температуру самовоспламенения (для стехиометрической ацетиленокислородной смеси $T_{s-ign} = 610$ К), то в этой точке можно поставить препятствие и при отражении УВ от него смесь должна реинициировать детонационный процесс. Например, в точках 60, 90 и 120 мм скорости УВ равны 1475, 983 и 738 м/с соответственно. При этом температуры смеси при отражении УВ от препятствия равны 1892, 1053 и 724 К. Соответствующие задержки воспламенения, оцениваемые по формуле Аррениуса, для этих условий равны 0.15, 12.3 и 1077 мкс. Из этих данных следует, что на препятствии в точках 60 и 90 мм должно происходить реиницирование ($T_3 > T_{s-ign}$, распадная волна за это время не успевает отойти от препятствия). А на препятствии в точке 120 мм реиницирования быть не должно из-за огромного увеличения задержки воспламенения и значительного удаления распадной волны от препятствия.

На рис. 7 представлен экспериментальный снимок натекания распадной волны на препятствие, установленное в точке 90 мм (канал глубиной 3 мм). Предпочтение этому снимку продиктовано тем, что в этой точке зона между фронтом УВ и фронтом продуктов реакции уже

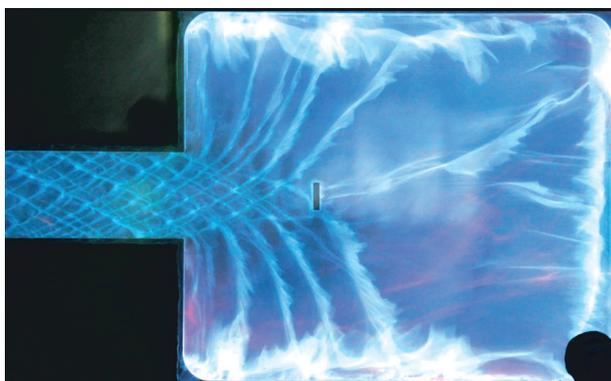


Рис. 7. Экспериментальный снимок самосвечения при натекании на препятствие и отсутствии реиницирования детонации

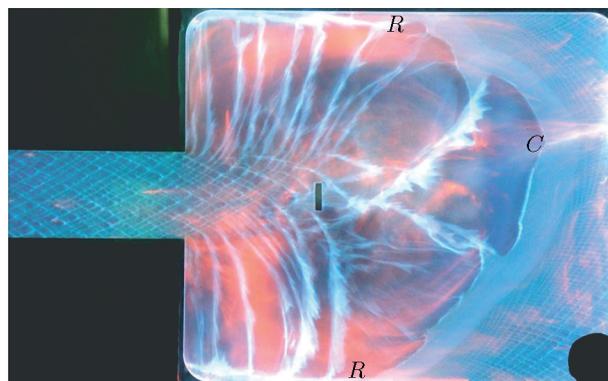


Рис. 8. Экспериментальный снимок самосвечения при натекании на препятствие и реиницировании смеси за счет соударения с боковыми стенками

существенно больше, чем в точке 60 мм, и возникновение новой вспышки гораздо легче отличить от возмущений, порожденных фронтом расширяющихся продуктов. По вышеприведенным оценкам при местоположении препятствия на 90 мм (как и на 60 мм) УВ с однородными параметрами должна была бы заново восстановить детонационный характер сгорания смеси. Однако на фотографии четко видно, что натекание волны на препятствие не привело к иницированию ДВ в зоне между затухающей УВ и отставшей зоной горения (аналогичный результат зафиксирован и на 60 мм). Такие снимки однозначно свидетельствуют о том, что реальные задержки воспламенения существенно превышают величины, рассчитанные по формуле Аррениуса. Другими словами, кинетические коэффициенты, вычисленные по экспериментальным данным о воспламенении смеси, при экстраполяции на условия детонации предсказывают заниженные величины по сравнению с реальными экспериментальными значениями.

Именно такое занижение задержки воспламенения, а вместе с ней и любых пропорциональных ей параметров получается при численных расчетах процессов детонации с использованием кинетических констант в виде формулы Аррениуса, определенных при условии постоянных параметров. Такое расхождение требует внимательного анализа всей проблемы иницирования детонации (и особенно в потоках горючей смеси) и его корректного описания при численном моделировании.

При исследовании дифракции было установлено, что при неизменных геометрических

размерах, одинаковом составе смеси и варьировании только начального давления смеси область 100%-го срыва детонации и область 100%-го ее реиницирования разделены областью переходных режимов. В этой переходной области существует ненулевая вероятность воспламенения в силу случайных причин. При этом увеличение начального давления приводит к уменьшению задержки воспламенения. Предыдущий снимок получен на границе области 100%-го срыва детонации.

На рис. 8 показана фотография натекания волны на препятствие при повышении начального давления смеси и сдвига в область переходных режимов. При повышении начального давления скорость и температура в точках расположения препятствия (60, 90 и 120 мм) несколько увеличиваются, а задержка воспламенения сокращается. На фотографии видно, что реиницирование детонации на препятствии не фиксируется, но наблюдается реиницирование детонационных волн (в точках *R* и в точке *C* при их встречном соударении) при взаимодействии поперечных волн исходной детонационной конфигурации с боковыми стенками большого канала (детонация идентифицируется по появлению мелкомасштабной ячеистой структуры в правой части снимка).

Фотография на рис. 9 иллюстрирует взаимодействие УВ с препятствием, когда было реализовано иницирование детонации за ослабляющей волной (места иницирования отмечены стрелками). Этого удалось достигнуть также в области переходных процессов за счет повышения начального давления, когда все задержки (как за стационарными, так и за зату-

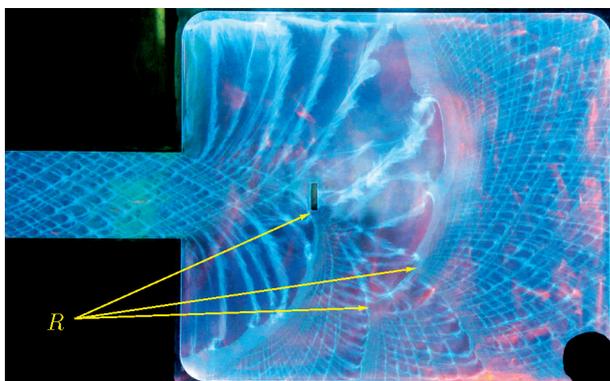


Рис. 9. Экспериментальный снимок самосвечения при натекании и реиницировании детонации как вблизи препятствия, так и в зоне его влияния (стрелками указаны места точек инициирования)

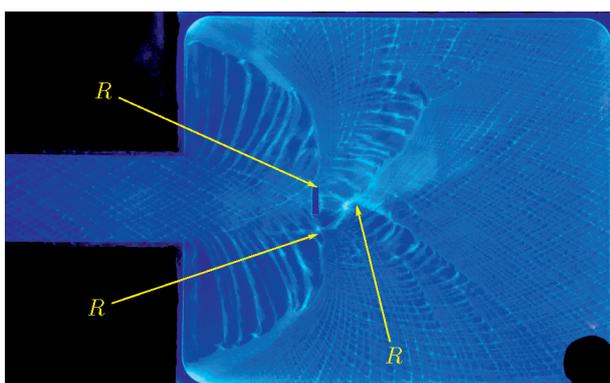


Рис. 10. Экспериментальный снимок самосвечения при натекании и реиницировании детонации вблизи препятствия и в его следе (стрелками указаны места точек инициирования)

хающими УВ) уменьшаются.

На рис. 10 приведена фотография, на которой при натекании на препятствие наблюдается восстановление детонации, причем ДВ от новых центров инициирования распространяются во все стороны. Снимок получен в переходной зоне при приближении к границе 100%-го реиницирования детонации без каких-либо препятствий. На снимке видно, что ДВ возбуждается даже в следе за препятствием, когда сталкиваются огибающие препятствие волны (правая стрелка R).

ВЫВОДЫ

- Кинетические константы уравнения Аррениуса, полученные при обработке ударно-

волновых экспериментов по воспламенению горючей смеси в условиях постоянства газодинамических параметров, будучи примененными для условий детонации, демонстрируют недостаточную надежность предсказываемых расчетных параметров по сравнению с экспериментальными. Вопрос чрезвычайно актуален в связи с современным бумом по созданию нового поколения двигателей, работающих на детонационном режиме сжигания горючей смеси, и необходимостью проведения модельных расчетов.

- Для условий, максимально приближенных к детонационным, предложена и апробирована новая экспериментальная методика определения критериев инициирования детонации. Методика основана на эффекте трансформации стационарно распространяющейся детонационной волны при ее переходе из узкого канала в широкий (дифракция детонационной волны). При этом после срыва реакции формируется затухающая цилиндрическая ударная волна и отстающий от нее фронт расширяющихся продуктов реакции. Именно в этой зоне с переменными газодинамическими параметрами происходит самоиницирование детонации, в том числе при отражении ударной волны от препятствия.

- Приведены и обоснованы оценки начального радиуса затухающей ударной волны (на основе эффекта дифракции) и закона ее затухания (решение задачи о сильном цилиндрическом взрыве). Рассчитаны температурные условия реиницирования детонации.

- Оценены условия инициирования детонации при использовании кинетических данных, полученных в экспериментах с воспламенением смеси (формула Аррениуса). Экспериментально установлено, что такие кинетические параметры дают недостоверный прогноз о возможностях инициирования детонации в горючей смеси.

- Для смесей $C_2H_2 + 2.5O_2$ и $C_2H_2 + 2.5O_2 + 10.5Ar$ экспериментально определены области существования режимов срыва детонации или ее реиницирования в зависимости от начального давления смеси, глубины канала, координаты препятствия r_* . Обнаружено большое разнообразие наблюдаемых режимов инициирования.

- Для детонационных условий, где неоднородность и нестационарность являются типичными характеристиками смеси, требуется за-

ново создавать базу данных о задержках воспламенения горючих смесей с переменными по пространству и времени параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Васильев А. А.** О надежности кинетических данных при использовании их в оценках параметров многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 3. — С. 89–94.
2. **Киреев В. А.** Курс физической химии. — М.: Химия, 1975.
3. **Бенсон С.** Основы химической кинетики. — М.: Мир, 1964.
4. **Skews В. W.** The shape of a diffracting shock wave // J. Fluid Mech. — 1967. — V. 29, N 2. — P. 297–304. — DOI: 10.1017/S0022112067000825.
5. **Уизем Дж.** Линейные и нелинейные волны. — М.: Мир, 1977.
6. **Овсянников Л. В.** Лекции по основам газовой динамики. — М.: Наука, 1981.
7. **Термодинамические** и теплофизические свойства продуктов сгорания: справочник в 5 т. / под ред. В. П. Глушко. — М.: АН СССР, ВИНТИ, 1971.
8. **Термодинамические** свойства индивидуальных веществ: справочник в 4 т. / под ред. В. П. Глушко. — М.: Наука, 1978.
9. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1987.
10. **Коробейников В. П.** Задачи теории точечного взрыва в газах. — М.: Наука, 1973.
11. **Васильев А. А., Николаев Ю. А.** Модель ячейки многофронтной газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1976. — Т. 12, № 5. — С. 744–754.

Поступила в редакцию 03.11.2022.

После доработки 05.12.2022.

Принята к публикации 14.12.2022.