

УДК 534.222.2

ОПТИМИЗАЦИЯ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

А. А. Васильев

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

Проанализированы способы оптимизации перехода горения в детонацию в горючих смесях. Изложены некоторые экспериментальные результаты по оптимизации процесса в «плоских» и расходящихся волнах, полученные с высокоэффективными ускорителями.

Ключевые слова: горение, детонация, переход горения в детонацию, оптимизация.

ВВЕДЕНИЕ

К. И. Щёлкин был одним из пионеров исследований ускорения пламени, и его знаменитая спираль до сих пор является эффективным инструментом искусственной турбуликации пламени с целью его ускорения и быстрого преобразования горения в детонацию.

Согласно современной классификации возбуждение химической реакции в горючей смеси достигается тремя основными способами [1, 2]:

1) слабое инициирование (воспламенение), когда возбуждается только ламинарное горение со скоростями распространения фронта пламени на уровне нескольких сантиметров (десятков) в секунду;

2) сильное (прямое) инициирование, когда самоподдерживающаяся детонационная волна (ДВ) формируется в непосредственной близости от инициатора и затем распространяется по смеси со скоростью на уровне нескольких километров в секунду;

3) промежуточный случай, когда смесь только поджигается на начальном этапе, а затем фронт пламени ускоряется в силу естественных или искусственных причин до скоростей видимого пламени (скорость переносимого потоком пламени) на уровне сотен метров в секунду. При определенных условиях в дальнейшем может даже реализоваться переход горения в детонацию (ПГД) [1–6].

На рис. 1–5 приведены типичные фотографии, фиксируемые при распространении горе-



Рис. 1. Фоторазвертка самосвечения фронта пламени при распространении вдоль трубы (без перехода горения в детонацию)

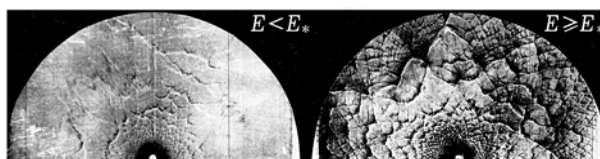


Рис. 2. Следовые отпечатки сильного инициирования при энергии инициатора, меньшей критической (слева) и равной (справа) критической энергии инициирования детонации

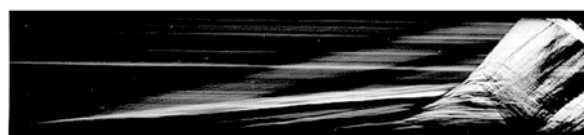


Рис. 3. Типичная шлирен-фоторазвертка процесса при промежуточном случае инициирования:

видны несколько очагов спонтанного возникновения реакции, приводящих к ПГД и формированию стационарно распространяющейся ДВ

ния и детонации, включая режим перехода горения в детонацию. Физика ПГД все еще остается далекой от надежного прогнозирования.

Эффект возбуждения горения или детонации обычно носит «пороговый» характер (да — нет) для любого инициатора. Минимальную энергию, обеспечивающую 100%-е возбуждение данного режима, общепринято называть критической энергией. Критическая энергия зажи-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 08-01-00347, 11-01-00634), гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (НШ-5770.2010.1) и программы РАН «Фундаментальные основы энергетических технологий, включая ВТСП».

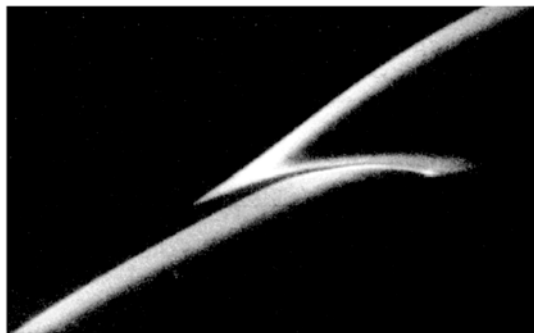


Рис. 4. Фоторазвертка возникновения нового очага свечения при ПГД (в нестационарной зоне между ударной волной и фронтом горения при распространении пламени вдоль трубы), но без формирования самоподдерживающейся ДВ

гания E_{flame} (во всяком случае, при искровом воспламенении) традиционно выступает как основной параметр пожароопасности смеси. Критическая энергия инициирования детонации E_* служит мерой детонационной опасности смесей: чем меньше критическая энергия, тем более опасна смесь. При этом должно быть выполнено условие идеальности инициатора в плане соотношения его пространственно-временных характеристик с аналогичными характеристиками горючей смеси.

Энергия, поглощенная смесью при инициировании, определяется интегральным соотношением

$$E_{\nu} = \int_0^{t_0} \int_0^{V_0} \varepsilon(t, V) dt dV = \eta E_{00},$$

здесь $\varepsilon(t, V)$ — закон энергосвечения источника (плотность мощности), E_{00} — общая энергия, запасенная в инициаторе, η — КПД инициатора, t_0 и V_0 — характерные время и масштаб области энергосвечения.

Перспективы использования детонации в различных технологических процессах (как наиболее быстрого режима сжигания смеси) наталкиваются на трудности ее практической

реализации, поскольку прямое инициирование ДВ в топливно-воздушных смесях, как правило, обеспечивается лишь с помощью зарядов взрывчатого вещества (ВВ). Воспламенение смеси инициатором малой мощности и последующее искусственное ускорение пламени с помощью высокоэффективных ускорителей вплоть до перехода горения в детонацию является естественной альтернативой зарядам ВВ [1–7].

В вопросе ускорения пламени важен тип симметрии:

- а) расходящиеся волны (цилиндрические, $\nu = 2$, или сферические, $\nu = 3$);
- б) квазиплоские (распространение в прямолинейной трубе, $\nu = 1$).

В расходящихся волнах ламинарного горения без искусственного воздействия на волну основным механизмом ускорения выступает автотурбулизация первоначально гладкого фронта пламени. Вопрос о возможности самостоятельного ПГД в расходящихся волнах до сих пор остается дискуссионным и не имеет четкого экспериментального подтверждения. В трубах же, наряду с автотурбулизацией пламени, весьма важную роль играют процессы взаимодействия со стенками и принципиальная возможность реализации ПГД хорошо известна, особенно для активных топливно-кислородных смесей.

Несмотря на установление факта ПГД, данные о расстоянии L_* от точки инициирования до места возникновения детонации в трубе (длина ПГД, дистанция ПГД) весьма противоречивы, особенно для топливно-воздушных смесей. Такой разброс обусловлен многими факторами, например различной активностью смесей, начальными давлением или температурой, масштабом и степенью турбулентности (например, [8]), шероховатостью стенок и т. д. К тому же, в трубе большого диаметра при слабом возбуждении смеси точечным воспламенителем пламя является сферическим на начальной стадии, вплоть до столкновения со стенками трубы, и для трансформации его в квазиплоское требуется некоторое расстояние.



Рис. 5. Следовой отпечаток возникновения нового очага ПГД на стенке канала (в пограничном слое), но без формирования самоподдерживающейся ДВ

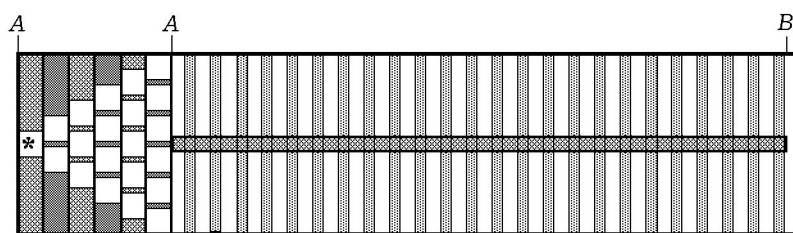


Рис. 6. Блок-схема ускорителя ПГД:
 область AA — генератор квазиплоской волны, область AB — многосекционный ускоритель ПГД,
 * — точка зажигания смеси

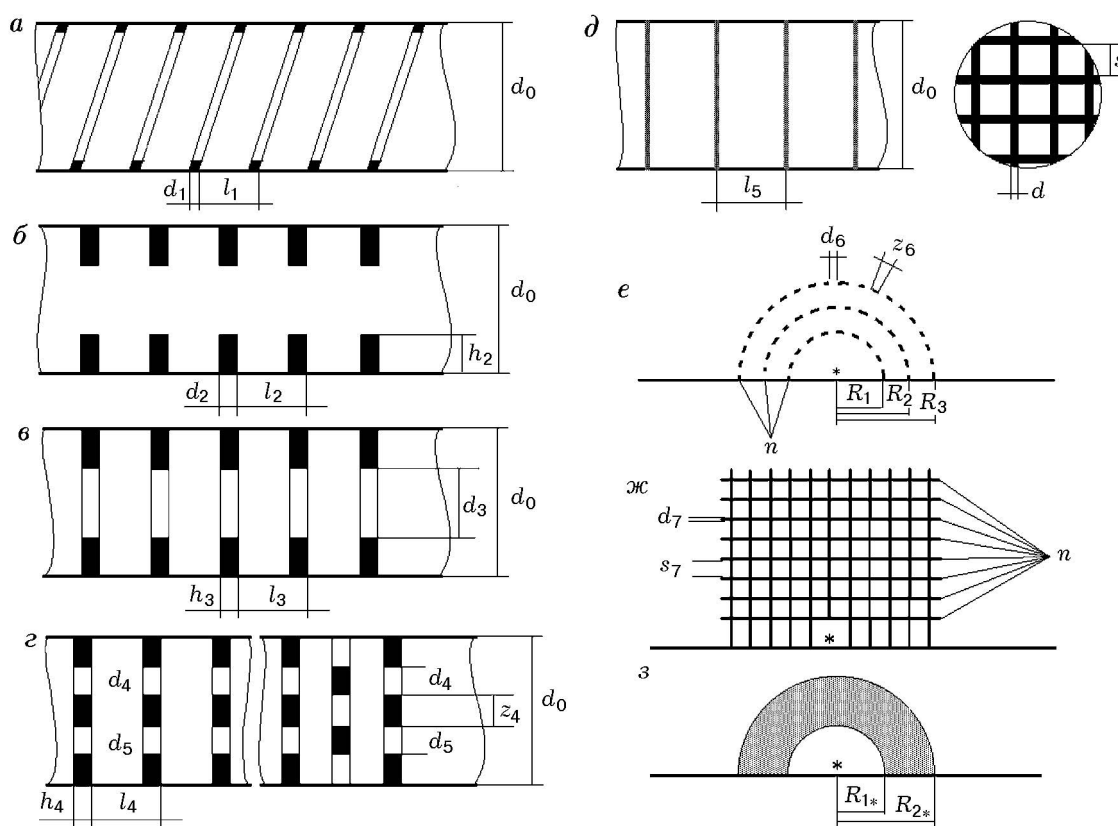


Рис. 7. Некоторые схемы использования пассивных элементов для ускорения «плоского» и расширяющегося пламени

Очевидно, что для труб большого диаметра подобная дистанция должна быть минимизирована с помощью дополнительного генератора квазиплоских волн, а ПГД-ускоритель необходимо располагать после генератора (рис. 6).

На рис. 7 представлены некоторые пассивные элементы, часто используемые для ускорения «плоского» и расширяющегося пламени, которые характеризуются индивидуальными наборами геометрических параметров.

Для ускорения пламени в прямолинейных трубах применяются: 1) спирали — рис. 7,а

(каждая спираль характеризуется тремя параметрами с размерностью длины — d_0 , d_1 и l_1); 2) конструкции из одиночно стоящих стержней — рис. 7,б (кроме размеров индивидуального стержня d_2 и h_2 , стержневой ускоритель характеризуется также количеством используемых стержней и неким законом их распределения в трубе, например шагом вдоль оси, азимутальным смещением в соседних плоскостях и т. д.); 3) конструкции из дисков с отверстиями: соосными — рис. 7,в или рис. 7,г слева (характерные размеры — h_3 , l_3 , d_3 , важным яв-

ляется количество отверстий) или со смещением — рис. 7,з справа (размеры — h_4, l_4, d_4, d_5, z_4); 4) проволочные или стержневые сетки — рис. 7,д (характерные параметры — диаметр проволоки, проницаемость сетки, расстояние между сетками).

Для сферически расширяющегося пламени применяются: 1) полусферические оболочки с отверстиями — рис. 7,е (параметры — d_6, z_6 , количество полусфер n и их пространственное расположение R_1, R_2, R_3, \dots); 2) объемные стержневые структуры — рис. 7,ж (параметры — d_7, s_7 , количество стержней n_i (общее и по плоскостям)); 3) препятствия из пористых материалов — рис. 7,з (радиусы R_{1*}, R_{2*} , пористость, количество пористых слоев); и т. д.

Очевидно, что любой ускоритель ПГД представляет многопараметрическую систему.

О РОЛИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО И ВРЕМЕННОГО ФАКТОРОВ В ОПТИМИЗАЦИИ ПГД

Уменьшения критической энергии иницирования на несколько порядков (оптимизация сильного иницирования) можно достичь при вполне определенных соотношениях между пространственными и временными характеристиками инициатора и пространственно-временными параметрами горючей смеси. На рис. 8 представлено в качественном виде влияние временной и пространственной компонент вводимой от инициатора энергии на условия иницирования горючей смеси. Например, каждая смесь при фиксированном давлении характеризуется определенным временным параметром t_* таким, что если время разряда $t_0 \leq t_*$, то для иницирования требуется энергия $E_t = \text{const} \approx E_{\min}$, которая принимается в качестве критической энергии иницирования E_* ; при $t_0 > t_*$ («затянутый» разряд) E_t превышает E_{\min} и растет с увеличением t_0 (кривая E_t на рис. 8). Влияние пространственной компоненты проявляется иным образом: поведение E_r характеризуется U-образной формой зависимости с оптимальной величиной $E_{r \min} < E_{t \min}$. Результаты исследований влияния только пространственного распределения вводимой энергии на иницирование ДВ показали, что минимальная критическая энергия может быть существенно (на порядок и более) снижена по сравнению со значением, определяемым при варьировании только временной характеристики вводимой энергии (кривая

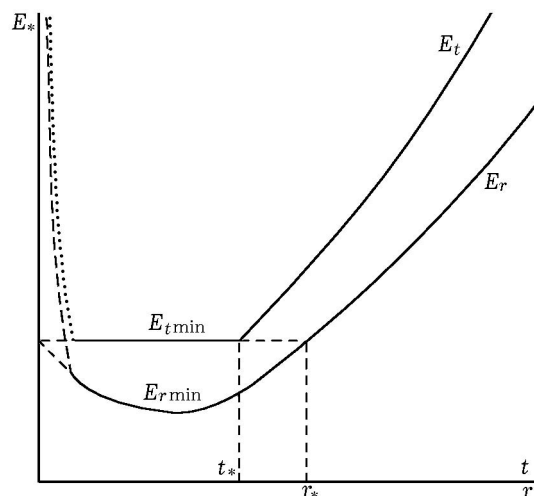


Рис. 8. Влияние временной и пространственной компонент вводимой от инициатора энергии на условия иницирования горючей смеси

E_r на рис. 8). Для оптимизации иницирования чрезвычайно важно выяснить все характерные пространственно-временные параметры инициатора и смеси. Это тем более интересно для прояснения вопроса о величине критической энергии при ультракоротких длительностях иницирующего импульса (пунктирная кривая вблизи вертикальной оси на рис. 8), когда мощность энерговода стремится к бесконечности. Аналогичный вопрос возникает при острой фокусировке области энерговода (штриховая линия вблизи вертикальной оси на рис. 8). Вопросы оптимизации иницирования и основные полученные результаты изложены в [1].

Оптимизация иницирования достигается с помощью многих приемов, например:

а) пространственное иницирование, включая многозарядные схемы с варьированием количества зарядов и их пространственного расположения друг относительно друга;

б) иницирование серией импульсов с вариацией амплитуды и длительности индивидуального импульса, а также их скважности;

в) иницирование при отражении ударной волны от фокусирующей поверхности, в том числе с использованием многофокусирующих систем (отражение от искусственных препятствий, ударно-волновые взаимодействия, кумуляция и т. п.);

г) иницирование струями горячих и активных веществ (промогаторов), включая ионизированные;

д) инициирование при изменении типа симметрии заряда;

е) использование смесей с распределенными параметрами (градиенты плотности, температуры, состава и т. д.);

ж) неклассические режимы инициирования (дифракция, стратификация, отражение от искусственных препятствий, ударно-волновые взаимодействия, кумуляция и т. п.).

Эти же приемы могут использоваться и при оптимизации ПГД (в смысле максимального уменьшения дистанции ПГД).

ТРЕБОВАНИЯ К ПРОЕКТИРОВАНИЮ ПГД-УСКОРИТЕЛЕЙ

Турбулентность играет ведущую роль в интенсификации горения (за счет увеличения поверхности пламени). Известны два основных способа турбулизации пламени: естественная (автотурбулизация) и искусственная.

Автотурбулизация связана с развитием неустойчивости фронта пламени (одна из задач современной теории динамических систем).

Искусственного увеличения степени турбулентности можно достигнуть с помощью некоторого количества повторяющихся препятствий, располагаемых вдоль направления распространения волны. Основная задача ускорителя ПГД — увеличение скорости фронта пламени от ламинарной (сантиметры в секунду) до детонационной (километры в секунду) на конечной длине детонационной трубы. Столь огромный диапазон изменения скорости процесса (до 5 порядков) ограничивает использование элементов одного типа (например, только спиралей, дисков или стержней) в ускорителе для максимального уменьшения дистанции ПГД. Ускоритель должен конструироваться и обрабатываться как комплексное многосекционное устройство, состоящее из различных элементов. Необходимо, чтобы турбулизирующие пламя элементы ускорителя были равномерно распределены по сечению детонационной трубы, а также многократно повторяли свое воздействие на фронт горения по мере его ускорения вдоль трубы. При этом однотипные препятствия в соседних сечениях (например, стержни) необходимо повернуть друг относительно друга (азимутальный поворот вокруг оси), поскольку вращательное движение приводит к дополнительной турбулизации потока. Процедуру поворота можно рекомендовать особенно для возбуждения околоспиновых

режимов. Длину секций, размеры ускорительных элементов и их взаимное расположение друг относительно друга следует выбирать из условия их максимального вклада в эффективность всего ускорителя. Только при оптимальном соотношении геометрических параметров ускорителя ПГД с пространственными параметрами горючей смеси воздействие на ПГД будет высокоэффективным, при произвольном же соотношении влияние на ПГД незначительно. К сожалению, в литературе практически отсутствуют методики для инженерного проектирования ПГД-ускорителей, а экспериментаторы «интуитивно» выбирают ту или иную конструкцию ускорителя.

Идея о том, чтобы турбулизирующие смесь элементы ускорителя равномерно были распределены по сечению детонационной трубы, а также многократно повторяли свое воздействие на фронт горения по мере его ускорения вдоль детонационной трубы, была использована автором при разработке инженерной методики проектирования ускорителей ПГД, изложенной в [7].

Создание эффективного многосекционного ускорителя ПГД выводит на новый уровень экспериментальные исследования, касающиеся классификации горючих смесей по их склонности к детонационному превращению [3]. Безусловным достоинством ускорителя является то, что для классификации конкретной смеси достаточно провести всего один эксперимент, в котором необходимо следовым методом зафиксировать размер ячейки многофронтной ДВ, сформированной с помощью такого ускорителя. Размеры ячеек a_i (или рассчитанные по ним критические энергии $(E_*)_i$) служат базовыми для определения взрывоопасности горючих веществ.

Достоинство высокоэффективного ускорителя ПГД заключается также в том, что он позволяет перевести исследования топливно-воздушных смесей из полигонных (с применением ВВ) условий в лабораторные.

Подобный многосекционный ускоритель был разработан и оптимизирован в серии контрольных экспериментов.

ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Воздействия ускорителя ПГД на квази-плоские пламена исследовались в трубах постоянного сечения диаметром $d_0 = 20 \div 250$ мм

для ацетилен, водорода, этилена, пропана, метана, паров ацетона, бензина, перекиси водорода, диметилгидразина, аммиака и других веществ в смеси с кислородом и воздухом. В многосекционном ускорителе менялись типы турбулизующих элементов, степень загромождения сечения трубы, закон пространственного расположения элементов как по сечению, так и вдоль трубы.

После прохождения через многосекционный ускоритель скорость сформированной ДВ измерялась ионизационными датчиками, установленными вдоль трубы через равные промежутки. Сигналы с датчиков через усилители подавались на частотомеры, работающие в режиме измерения интервалов времени. Волна считалась стабильной, если показания пяти используемых датчиков по всевозможным базам измерения давали разброс скорости детонации не выше 2 %. Для топливно-воздушных смесей использовались детонационные трубы диаметром 100 и 250 мм. Измерение ячеек проводили по традиционной следовой методике на закороченных металлических фольгах, плотно прилегающих к внутренней поверхности трубы (размеры фольги — длина 200 мм и ширина πd_0).

Расходящиеся пламена исследовали во взрывной камере цилиндрической формы (диаметр и длина ≈ 200 мм) с прозрачными окнами вдоль боковой поверхности. Точечное возбуждение смеси в первой серии экспериментов осуществлялось «слабым» электроразрядом автомобильной свечи через электрод (диаметр 1 мм) в торце взрывной камеры на ее оси. «Слабость» инициатора проявлялась в том, что в рабочем диапазоне давлений наблюдался лишь процесс низкоскоростного горения смеси без каких-либо проявлений ПГД. ДВ в исследуемой смеси возбуждалась лишь при давлениях, примерно втрое превышающих рабочее, т. е. энергия разряда была примерно на порядок ниже E_* .

Электроразряд обеспечивал лишь точечное воспламенение. Во второй серии экспериментов оптимизация ПГД была достигнута за счет использования схемы многоточечного (многоочагового) воспламенения смеси. В многоточечной схеме необходимо увеличить количество электродов и добиться их синхронного срабатывания. Дополнительные технологические трудности возникают при изменении конфигурации пространственного расположения электродов. С целью устранения трудно-

стей многоэлектродного зажигания основную часть экспериментов проводили по следующей схеме: электрод «слабого» разряда располагался в вершине конической полости (pre-chamber), расширяющейся в сторону взрывной камеры (угол конуса 10° , диаметр выходного отверстия 40 мм), а многоочаговая схема возбуждения пламени в объеме реализовывалась с помощью тонких дисков с отверстиями различной формы, устанавливаемых друг относительно друга в плоскости выходного отверстия конуса. Пламя, проходя сквозь такие отверстия, обеспечивало пространственное распределение очагов воспламенения во взрывной камере и синхронность их срабатывания. Без диска схема моделирует квазиплоский однородный воспламенитель размером, равным диаметру выходного отверстия конуса. Рабочий диапазон начальных давлений смеси — от давления, при котором на всей длине взрывной камеры фиксируется низкоскоростное горение, до давления, когда практически сразу за диском возбуждается сферическая ДВ.

Пространственное перераспределение очагов воспламенения исследовалось на простейших схемах:

- а) многоочаговая (воспламенители радиуса r , равномерно расположенные по площади выходного отверстия конуса диаметром d , количество воспламенителей — n , $4nr^2 < d^2$);
- б) воспламенители радиуса r , равномерно расположенные на окружности радиуса $R < d/2$ (при увеличении n такой дискретный воспламенитель трансформируется в кольцевой);
- в) линейная (моделировались одиночный прямолинейный воспламенитель, несколько расположенных параллельно или под углом друг к другу источников).

Конструкция взрывной камеры позволяла на некотором расстоянии от выходного отверстия конуса располагать дополнительно плоские металлические сетки и исследовать их влияние на ПГД (варьировались размер ячейки сетки, количество сеток и их пространственная ориентация друг относительно друга и выходного сечения конуса).

ПГД В КВАЗИПЛОСКИХ ВОЛНАХ (ТРУБЫ)

После оптимизации конструкции многосекционного ускорителя была проверена возможность формирования самоподдерживающейся ДВ на масштабах лабораторной установки при слабом иницировании стехиомет-

рической смеси метана с воздухом (одной из наиболее трудновозбуждаемых смесей): в этой смеси в трубе диаметром $d_0 = 100$ мм без ПГД-ускорителя наблюдалось лишь горение со скоростью порядка 1 м/с, а при использовании ускорителя наблюдалось формирование спиновой ДВ на длине $L_* \approx 2500 \div 3000$ мм $\approx (25 \div 30)d_0 \approx 10a!$ (где a — размер ячейки).

Успешное решение проблемы ускорения ПГД на масштабах лабораторного оборудования было подтверждено и для других топливно-воздушных и топливно-кислородных смесей. Например, для классификации взрывоопасности ацетилена были выполнены экспериментальные исследования взрывчатых смесей $C_2H_2 + 2.5(O_2 + zN_2)$ и C_2H_2 — воздух в трубе диаметром $d_0 = 100$ мм. В первой серии варьировались начальное давление ($p_0 = 0.04 \div 1.40$ атм) и количество добавляемого азота ($z = 0 \div 3.76$), во второй — при постоянном давлении $p_0 = 1.0$ атм изменялся коэффициент стехиометрии ϕ . Границами ϕ являются нижний и верхний концентрационные пределы горючей смеси.

Как показали эксперименты, ускоритель ПГД успешно формирует ДВ в достаточно широкой области концентраций. На рис. 9 для примера приведены данные о размере ячейки a в сформированной с помощью подобного ускорителя ПГД детонационной волне (для ацетиленовоздушных смесей). ДВ возбуждается при «удалении» от стехиометрического состава ($\phi = 1.0$) вплоть до состава, соответствующего нижнему пределу детонации ($\phi = \phi_n$), при $\phi < \phi_n$ фиксируются лишь режимы высокоскоростного горения. При «уходе» от $\phi = 1.0$ в другую сторону (обогащение смеси) размер ячейки уменьшается до некоторого минимального значения в области $\phi \approx 1.5$, а затем $a(\phi)$ возрастает. Начиная с $\phi \approx 2$ в продуктах детонации заметно увеличивается количество сажи: при $\phi \approx 2.5$ на стенках трубы образуется слой толщиной $\approx 2 \div 3$ мм, что весьма затрудняет обработку следовых отпечатков.

При $p_0 = 1.0$ атм система из генератора квазиплоских волн и многосекционного ускорителя гарантирует ПГД и формирование многофронтной ДВ в трубе диаметром 250 мм в стехиометрических смесях ацетилен — воздух и водород — воздух на рекордно коротком расстоянии 450 мм (около 2 калибров)! Результаты этих экспериментов представлены на рис. 10, L_* отсчитывается от начала многосек-

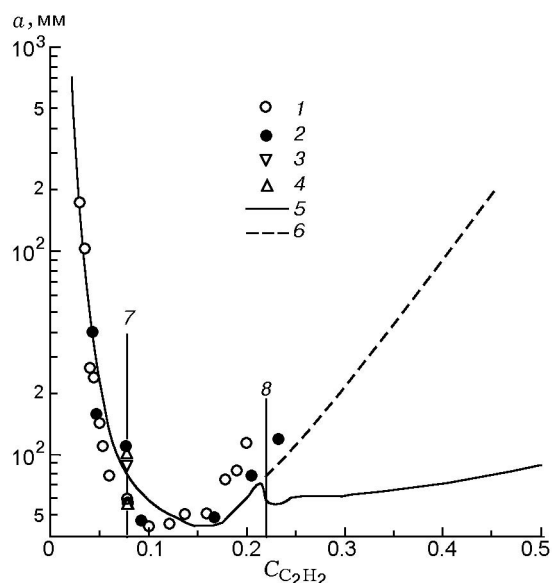


Рис. 9. Зависимость размера детонационной ячейки от молярной концентрации топлива $C_{C_2H_2}$ в ацетиленовоздушных смесях при $p_0 = 1$ атм. Данные получены с помощью ПГД-ускорителя:

1-4 — экспериментальные данные из [1, 9-11] соответственно; вертикальные линии 7 и 8 — стехиометрическая и эквимольная смеси, раздвоение расчетных линий правее 8 связано с учетом конденсации углерода в продуктах детонации (линия 5) и с учетом его только в газовой фазе (линия 6)

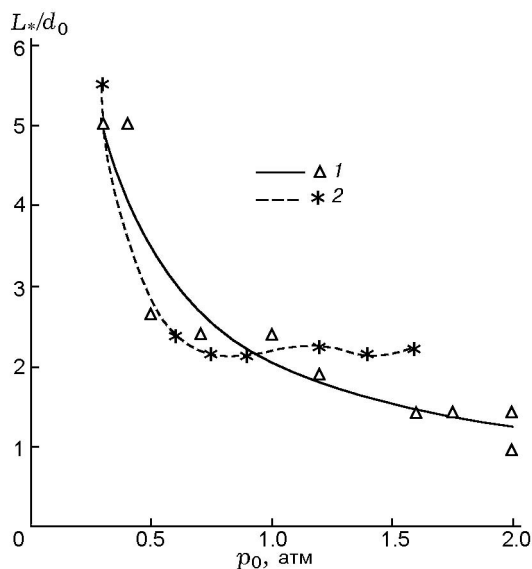


Рис. 10. Дистанция формирования ПГД L_* в трубе диаметром $d_0 = 250$ мм в зависимости от начального давления p_0 для стехиометрических смесей водород — воздух (1) и ацетилен — воздух (2)

ционного ускорителя и обезразмеривается на диаметр трубы.

Экспериментальные зависимости $a(p_0)$, $a(z)$, $a(\phi)$ и т. д., полученные с помощью многоочагового ускорителя, имеют типичную U-образную форму.

ПГД В РАСХОДЯЩИХСЯ ВОЛНАХ (СФЕРИЧЕСКИЙ СЛУЧАЙ)

При использовании схемы с пространственным распределением инициаторов (pre-chamber, см. выше) наряду с критической энергией можно использовать для сравнения критический диаметр дифракции ДВ d_{**} . Дифракция ДВ — способ инициирования сферической ДВ в объеме смеси с помощью ДВ, сформированной предварительно в прямолинейной трубе диаметром d_0 . Иницирование смеси в объеме наблюдается при условии, что диаметр трубы превышает критическое для данных условий значение d_{**} . Если $d_0 < d_{**}$, инициирующая волна затухает и сгорание смеси в объеме происходит в режиме высокоскоростного турбулентного горения. Критический диаметр дифракции выступает своеобразным эквивалентом критической энергии инициирования.

В данной схеме проверка «слабости» электроразряда при инициировании смеси в вершине конуса показала, что в рабочем диапазоне давлений наблюдаются лишь режимы турбулентного горения, т. е. энергия инициатора заведомо меньше критической энергии инициирования сферической ДВ. ПГД возникает при существенно более высоких давлениях.

На рис. 11 представлены экспериментальные данные по зависимости координаты ПГД X_* в сферической волне от начальной давления смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$. Штриховая вертикальная линия p_0^* (справа) соответствует формированию ДВ вблизи выходного отверстия конуса при выходе пламени из конуса в объем (при открытом выходном отверстии конуса). При $p_0 > p_0^*$ в объеме наблюдается прямое возбуждение сферической детонации — область I. Штриховая вертикальная линия $p = p_0^{**}$ (слева) соответствует дифракционному инициированию смеси при условии, что диаметр трубки равен диаметру выходного отверстия конуса. Во взрывной камере в диапазоне $p_0^{**} < p < p_0^*$ фиксируются режимы высокоскоростного турбулентного горения без ПГД.

Если же перейти к многоочаговой схеме возбуждения пламени в объеме взрывча-

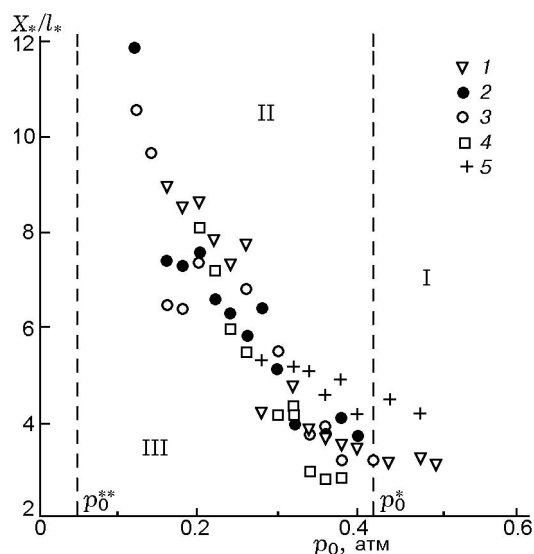


Рис. 11. Дистанция формирования ПГД в расширяющейся волне X_* с использованием многоочаговых схем ускорителя ПГД в зависимости от начального давления p_0 :

схемы пространственного расположения воспламенителей: 1 — три линейных воспламенителя по схеме правильного треугольника; 2 — 19 воспламенителей диаметром 5 мм каждый, равномерно расположенных внутри круга диаметром 40 мм; 3 — шесть воспламенителей диаметром 5 мм, расположенных по окружности диаметром 35 мм; 4 — два линейных параллельных воспламенителя со сдвигом друг относительно друга; 5 — два линейных параллельных воспламенителя без сдвига (соприкасающиеся)

той смеси (с помощью перфорированных тонких дисков в выходном сечении конуса), то экспериментальные точки в области высокоскоростного турбулентного горения $p_0^{**} < p < p_0^*$ подразделяют эту область на подобласть III со сферическим горением (дефлаграцией) и подобласть II, где наблюдается формирование сферической детонации за счет ПГД. Возникновение подобласти II однозначно свидетельствует о том, что пространственное перераспределение источников зажигания способствует ПГД. На рис. 11 величина X_* отсчитывается от плоскости выходного диска и обезразмеривается характерным размером отдельного воспламенителя l_* , экспериментальные данные на рисунке соответствуют различным схемам пространственного расположения очагов воспламенения. Особо отметим, что пространственное распределение центров зажигания позволяет при определенных условиях на порядки уменьшить дистанцию ПГД.

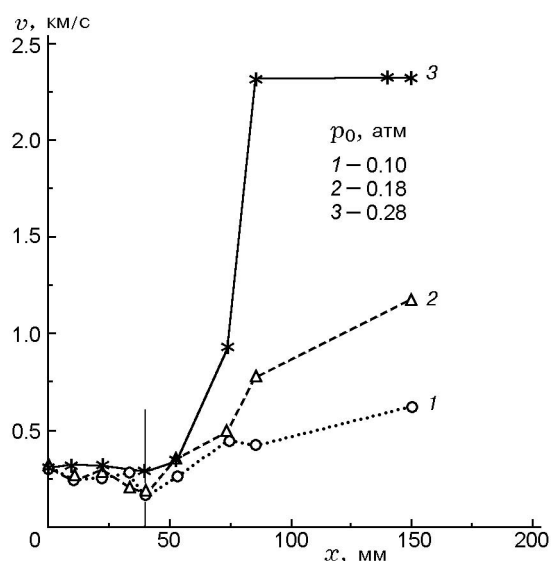


Рис. 12. Возрастание видимой скорости пламени v в расширяющейся волне по мере удаления волны x от дифракционного сечения после взаимодействия с турбулизующей сеткой (при различных начальных давлениях)

На рис. 12 представлены зависимости видимой скорости расширяющегося пламени (скорость пламени плюс скорость потока) от расстояния (x отсчитывается от плоскости выходного диска) при искусственной турбулизации пламени с помощью сеток. Видно, что перед сеткой фиксируются околосвуковые скорости распространения фронта пламени, за сеткой скорость увеличивается и вероятность ПГД возрастает, что особенно заметно при увеличении начального давления смеси (переход от линии 1 к 3). Фоторазвертки позволяют оценить скорость волн сжатия и видимую скорость пламени (вдоль оси взрывной камеры). Вычитая из видимой скорости пламени массовую скорость газа за ударной волной, получаем скорость горения относительно частиц. Эта величина заметно превышает скорость ламинарного горения при заданных условиях (по p и T), что характерно для горения в сильнотурбулентных потоках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что при слабом инициировании значительно (в десятки и даже сотни раз) уменьшается длина зоны перехода горения в детонацию при пространственном распределении воспламенителей. Это означает, что

при пространственном распределении вводимой энергии существуют условия, при которых эффективность ПГД, а следовательно, взрывоопасность смеси могут стать существенно более высокими по сравнению с сосредоточенным источником. Подобный эффект заставляет пересмотреть классические представления о критериях взрывоопасности горючих смесей: они должны ужесточаться для схем пространственного инициирования. По этой же причине должна сдвигаться граница взрывобезопасности в ряду активности взрывчатых смесей.

При определенных условиях ПГД может представлять даже большую опасность по сравнению с детонацией в силу заметного пространственного масштаба головной части нестационарного газодинамического комплекса из ударной волны, зоны индукции и зоны химической реакции.

Разработаны высокоэффективные ускорители для перехода горения в детонацию, позволяющие перевести исследование взрывобезопасности горючих смесей из полигонных условий в лабораторные.

Получены новые экспериментальные данные об условиях интенсификации ПГД для цилиндрического и сферического случаев симметрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vasil'ev A. A. Modern state of initiation problem and ways of its optimization // European Combustion Meeting, ECM. — 2005, Louvain-la-Neuve, Belgium, April 3–6, 2005. — CD: ECM-2005.
2. Васильев А. А. Особенности применения детонации в двигательных установках // Импульсные детонационные двигатели / под ред. С. М. Фролова. — М.: Торус пресс, 2006. — С. 129–158.
3. Vasil'ev A. A. Optimization of accelerators of deflagration-to-detonation transition // Confined detonations and pulse detonation Engines. — Moscow: Torus press, 2003. — P. 41–48.
4. Васильев А. А. Иницирование газовой детонации при пространственном распределении источников // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 2. — С. 118–124.
5. Васильев А. А. Пространственное возбуждение многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 113–119.
6. Банников Н. В., Васильев А. А. Многоочаговое воспламенение газовой смеси и его влияние на переход горения в детонацию // Физика

- горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 65–69.
7. **Васильев А. А.** Оптимизация перехода горения в детонацию // Инж.-физ. журн. — 2010. — Т. 83, № 3. — С. 528–538.
 8. **Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Смирнова И. П.** Турбулентное смешение газовых струй. — М.: Наука, 1974.
 9. **Knystautas R., Guirao C., Lee J. H., Sulmistras A.** Measurement of cell size in hydrocarbon-air mixtures and predictions of critical tube diameter, critical initiation energy and detonation limits // Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonations / I. R. Bowen, N. Manson, A. K. Oppenheim, R. I. Soloukhin. — N. Y., 1983. — P. 23–37. — (Progress in Astronautics and Aeronautics, V. 94).
 10. **Bull D. C., Elsworth J. E., Shuff P. J., Metcalfe E.** Detonation cell structures in fuel-air mixtures // Combust. and Flame. — 1982. — V. 45, N 1. — P. 7–22.
 11. **Knystautas R., Lee J. H., Guirao C. M.** The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures // Combust. and Flame. — 1982. — V. 48. — P. 63–83.
- Поступила в редакцию 27/VI 2011 г.*
-