

УДК 534.222.2+536.46+661.215.1

ИНИЦИИРОВАНИЕ МНОГОТОПЛИВНЫХ СМЕСЕЙ С БИФУРКАЦИОННЫМИ СТРУКТУРАМИ

А. А. Васильев, В. А. Васильев

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

Теория сильного взрыва использована в качестве базиса для экспериментальной методики определения энергии источника, обеспечивающей инициирование горючей смеси. В качестве теста экспериментально определены критические энергии инициирования сферической детонации E_3^* с помощью электроразряда для стехиометрической смеси ацетилен с кислородом, а также для двухтопливных смесей ацетилен — закись азота — кислород, обладающих бифуркационными свойствами ячеистых структур. Установлено, что для двухтопливной смеси стехиометрического по обоим топливам состава с бифуркационной структурой критическая энергия E_3^* занижена в несколько раз по сравнению с величиной E_3^* для монотопливной смеси, размер ячейки в которой при данном давлении определяется большим масштабом бифуркационных ячеек. Данный результат свидетельствует о снижении значения E_3^* при увеличении количества горячих точек, каковыми являются многочисленные области соударения крупно- и мелкомасштабных поперечных волн в смеси с бифуркационными свойствами.

Ключевые слова: многотопливные смеси, бифуркационные структуры, инициирование, критическая энергия, теория сильного взрыва.

DOI 10.15372/FGV20160601

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение в горючей смеси процессов горения или детонации обычно носит пороговый характер (да-нет) для любого инициатора. В идеализированной модели сильного взрыва, распространяющегося по инертной среде (например, [1, 2]), определяющим параметром, от которого зависят свойства взрывной волны, является энергия взрыва. По аналогии, и для горючей смеси минимальную энергию инициатора, обеспечивающую 100%-е возбуждение режима горения или детонации, общепринято называть критической энергией. Критическая энергия зажигания (во всяком случае, при искровом воспламенении) традиционно выступает как основной параметр пожароопасности смеси. Критическая энергия инициирования детонации E^* идеального по пространственно-временным характеристикам инициатора служит мерой детонационной опасности смесей: чем меньше E^* , тем опаснее смесь.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2016 гг., а также при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-01-00406а).

© Васильев А. А., Васильев В. А., 2016.

Формулировка условия инициирования на основе единственного параметра — критической энергии — очень привлекательна. Однако многофронтная структура реальной детонационной волны (вместо ее идеализированной одномерной модели с гладким фронтом) не позволяет считать проблему инициирования волн горения и детонации полностью решенной: до сих пор слабо изучены вопросы влияния пространственных и временных характеристик инициатора на возбуждение горючей смеси и формирование в ней самоподдерживающихся волн (горения или детонации), в том числе зарядами промежуточной симметрии [3].

Действительно, каждой смеси при данных условиях (давление, температура, состав) присущи некоторые характерные пространственный и временной масштабы r^* и t^* (например, размер зоны индукции или зоны реакции и соответствующие времена индукции или реакции). В то же время при данных условиях взрывчатая смесь поглощает от инициатора в течение конечного промежутка времени t_0 в конечной области пространства $V_0 = f(r)$ некоторое количество энергии E_ν (часть η от первоначально запасенной в инициаторе энергии E_0):

$$E_\nu = \int_0^{t_0} \int_0^{V_0} \varepsilon(t, V) dt dV = \eta E_0, \quad (1)$$

$\varepsilon(t, V)$ — функция, описывающая пространственно-временной закон вводимой энергии, ν — размерность задачи, $\nu = 1, 2, 3$ для плоской, цилиндрической и сферической симметрии соответственно. Очевидно, что для различных инициаторов (электрическая или лазерная искра, взрывающаяся проволочка, заряд взрывчатого вещества, тепловой воспламенитель, поток горячих и активных частиц и т. д.) функция $\varepsilon(t, V)$ имеет свой специфический вид, и в общем случае E_ν является сложной функцией характерных масштабов инициатора и смеси (точнее — их соотношения). Влияние временного и пространственного факторов ввода и передачи энергии от инициатора к горючей смеси, а также особенности возбуждения и развития химической реакции в смеси чрезвычайно важны в задачах иницирования, и прежде всего — для корректного экспериментального определения критической энергии и ее оптимизации.

С формальной математической точки зрения вышеприведенное интегральное равенство представляет собой типичный функционал в вариационной задаче о минимизации энергии E_ν при неизвестных заранее пределах интегрирования. При обоюдном влиянии пространственного и временного факторов вводимой энергии требование ее минимизации до величины E_{\min} одновременно сводится к минимизации плотности мощности до $\varepsilon_{\min} = \varepsilon(r^*, t^*)$. При учете только временного фактора (E_t) одновременно с E_{\min} требуется оптимизировать мощность энерговода $\varepsilon_{\min} = \varepsilon(t^*)$. Влияние пространственного компонента энерговода (E_r) должно сводиться к оптимизации плотности вводимой энергии $\varepsilon_{\min} = \varepsilon(r^*)$ одновременно с E_{\min} .

Напомним, что относительно недавно был экспериментально обнаружен принципиально новый вид структуры газовой детонации: на следовом отпечатке одновременно фиксируются структуры различных масштабов (большая и малая) [4, 5]. Выдвинуто две гипотезы о физической природе данного явления. В первой наличие разномасштабных структур связывают со специфическим воздействием присутствующих в исследуемой системе оксидов азота [4], во второй — с более общими законами раз-

вития неустойчивостей в многокомпонентных реагирующих системах [5]. Последующие исследования подтвердили правомерность второй гипотезы: бифуркационные структуры возникают в многотопливных системах, в которых присутствующий компонент обладает положительным энерговыделением при своем разложении. Именно этот компонент обеспечивает начало энерговыделения непосредственно на головном фронте детонационной волны и приводит к развитию мелкомасштабной неустойчивости на фоне крупномасштабной неустойчивости основного энерговыделения. Был выдвинут и обоснован критерий выбора топливных компонентов многотопливной системы, в которой могут возникнуть бифуркационные структуры детонации. В связи с обнаружением бифуркационных ячеистых структур, когда в системе одновременно фиксируются ячейки разных размеров, принципиальным становится вопрос о том, какой масштаб ячеек ответственен за иницирование смеси. Данная работа является первым исследованием, посвященным вопросам критического иницирования смесей с неоднозначными (многомасштабными) структурами.

Отметим, что проблема определения критической энергии иницирования многофронтной детонации является одной из ключевых в газодинамике реагирующих систем. А отсутствие достоверных данных по иницированию существенно сдерживает создание перспективного детонационного двигателя для авиационной и ракетно-космической отраслей, интенсивной разработкой которого занимаются ведущие мировые державы.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ ИНИЦИАТОРОВ

Широчайший набор горючих смесей — от близких к стехиометрии топливно-кислородных и топливно-воздушных до обогащенных или обедненных — делает невозможным применение какого-то одного типа инициатора (диапазон критической энергии около 15 порядков). Реальные инициаторы имеют индивидуальные пространственно-временные характеристики своего энерговыделения и ввода энергии в горючую смесь. Как следствие, остро возникает проблема сравнения различных источников и определение «полезной» энергии с помощью универсальной методики, одинаково пригодной при использовании как различных инициаторов, так и различных смесей.

Хотя основные принципы определения «полезной» энергии инициатора давно известны (см., например, [6]): учет неполноты использования энергии источника, влияние времени энерговыделения и т. п., во многих работах информация о временных и пространственных характеристиках практически отсутствует. Потому, несмотря на большое количество публикаций, весьма непросто выбрать достоверные данные о критической энергии инициирования. Это связано в первую очередь с нечеткостью трактовки критической энергии инициирования различными авторами, особенно при сравнении различных типов инициаторов. Например, в ряде работ, в которых использовался электроразряд, в качестве энергии инициирования рассматривалась разность начального и конечного значений энергии заряженного конденсатора:

$$E = (CU_1^2 - CU_2^2)/2, \quad (2)$$

где C — емкость, U — напряжение (даже в Государственном стандарте РФ ГОСТ Р МЭК 61241-2-3-99 эта величина записана как базовая, что неверно физически, поскольку всегда есть потери энергии в разрядной цепи). Для электроразряда корректнее определять энергию E как интеграл от мощности $\varepsilon(t) = U(t)I(t)$ за время разряда:

$$E = \int_0^T U(t)I(t)dt, \quad (3)$$

где $I(t)$ — ток в разрядном промежутке (в вышеупомянутом ГОСТе энергия, определяемая интегралом от мощности по времени разряда, указана лишь как вспомогательная величина). В ряде работ делались попытки учитывать потери с помощью коэффициента полезного действия разрядного контура (коэффициент η в формуле (1)), но при этом он считался одинаковым для различных давлений и смесей, что не соответствует реальности. Расширение диапазона энергии осуществляется за счет повышения C , U_0 и конструктивных изменений разрядной цепи (R). Очевидно, что каждое такое нововведение влечет за собой изменение RLC -характеристик разрядного контура и необходимость тщательной тарировки. Поэтому неудивительно, что, например, опубликованные в [7, рис. 1] данные по инициированию смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$ (при $p_0 = 30$ мм рт.

ст.) различными источниками имеют разброс критических значений энергии инициирования до трех порядков! Даже в настоящее время количество надежных экспериментальных данных по E^* невелико, особенно для топливно-кислородных смесей (как это ни странно).

В данной работе «полезная» энергия произвольного источника определяется по интенсивности создаваемой им взрывной волны на стадии сильного взрыва. Подобная методика успешно опробована при инициировании цилиндрической детонации с помощью взрывающейся проволоочки [8]. В данной статье изложены результаты инициирования полусферической волны точечным электроразрядом.

Теория сильного взрыва [1, 2] в инертной среде дает следующее соотношение между мгновенно выделившейся энергией взрыва E_ν , начальной плотностью ρ_0 , координатой взрывной волны r и временем t :

$$r(t) = [E_\nu/(\alpha_\nu \rho_0)]^{1/(\nu+2)} t^{2/(\nu+2)}. \quad (4)$$

В координатах $r^{\nu+2} - t^2$ эта зависимость должна изображаться прямой линией. По ее наклону можно определить энергию E_ν , которой в данном случае следует приписать смысл «полезной» энергии источника.

Параметр α_ν зависит от симметрии задачи ν и показателя адиабаты исходного газа γ_0 и рассчитывается по аппроксимационной формуле [2]

$$\alpha_\nu = k_1(\gamma_0 - 1)^{k_2 + k_3 \lg(\gamma_0 - 1)}.$$

В области $1.2 \leq \gamma_0 \leq 2.0$

$\nu = 1$:

$$k_1 = 0.36594, k_2 = -1.2537, k_3 = -0.18471;$$

$\nu = 2$:

$$k_1 = 0.35246, k_2 = -1.1768, k_3 = -0.13945;$$

$\nu = 3$:

$$k_1 = 0.31246, k_2 = -1.1409, k_3 = -0.11735.$$

При возбуждении сферической ($\nu = 3$) взрывной волны в безграничном пространстве

$$r(t) = [E_3/(\alpha_3 \rho_0)]^{1/5} t^{2/5},$$

или

$$r^5 = [E_3/(\alpha_3 \rho_0)] t^2, \quad (5)$$

откуда

$$E_3 = \alpha_3 \rho_0 [r_j^5 - r_i^5] / \Delta(t^2)_{ij} = E_3^*, \quad (6)$$

где r_i и r_j — координаты фронта взрывной волны в моменты, разделенные интервалом времени Δt_{ij} . Следует особо отметить, что на создание взрывной волны в каждом полупространстве затрачивается половина энергии заряда (в силу симметрии).

При расположении того же заряда на непроницаемой плоскости полусферическая взрывная волна возбуждается в полупространстве, и для правильной оценки параметров воздушной взрывной волны в полупространстве необходимо в формулах (4)–(6) энергию взрыва увеличить (в идеале — вдвое при условии, что вся энергия заряда уходит на создание воздушной волны, что эквивалентно нулевому коэффициенту поглощения энергии заряда твердой средой, на поверхности которой располагался инициирующий заряд; если коэффициент поглощения ненулевой, поправочный коэффициент для энергии взрыва будет меньше двух).

Еще раз подчеркнем, что формулы (4)–(6) справедливы для стадии сильного взрыва, когда противодействием p_0 и различием молекулярных масс μ_i газов пренебрегают (p_0 учитывается на более поздних стадиях движения ударной волны). На участке движения взрывной волны, где противодействием пренебречь нельзя, зависимость (5) перестает быть линейной, ее наклон монотонно возрастает, чему соответствует увеличение энергии охваченного ударной волной газа за счет вовлечения внутренней энергии исследуемой смеси.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

В данной работе исследовались смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$ (базовая монотопливная система) и $C_2H_2 + (2.5 - k/2)O_2 + kN_2O$ (двухтопливная система с бифуркационными свойствами).

Взрывная камера имела форму равновеликого цилиндра (диаметр и высота камеры одинаковы), внутренняя цилиндрическая поверхность плавно состыкована с торцевыми крышками. По оси одной из крышек располагался кран для подсоединения камеры к системам вакуумирования и газопитания (включая регистрацию давления), на оси противоположной крышки располагался кольцевой высоковольтный электрод для инициирования смеси. Наконечник разрядного электрода на выходе во взрывную камеру имел диаметр 1 мм и отделялся от металлического корпуса камеры изолятором из тефлона, втулка которого имела

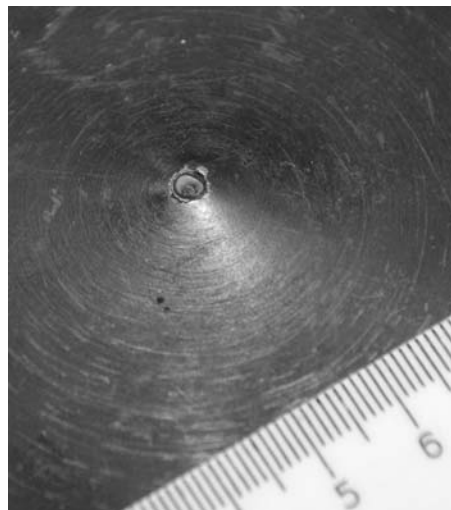


Рис. 1. Фотография наконечника электрода со стороны взрывной камеры (межэлектродный зазор 1 мм)

выходной диаметр 3 мм (толщина изолирующей кольцевой прокладки — 1 мм). Торцы электрода и торцы изолирующей втулки со стороны взрывной камеры устанавливались заподлицо с боковой стенкой взрывной камеры. Фотография торца электрода, обращенного во взрывную камеру, приведена на рис. 1.

В исследованиях применялась теневая установка ИАБ-458, оптически сопряженная с высокоскоростной камерой ВФУ. Фотосъемка процесса инициирования осуществлялась через оптические окна взрывной камеры, ВФУ работала в режиме развертки. Источником света в теневом приборе служила импульсная лампа-вспышка ИФП-250; нож Фуко располагался перпендикулярно оси камеры. Смесь инициировалась высоковольтным генератором подрыва (при разряде конденсатора емкостью $C = 1$ мкФ), заряженного до напряжения $U = 4.5$ кВ (режим R_1 с запасенной энергией 10 Дж) или 9 кВ (режим R_2 с запасенной энергией 40 Дж).

Давление смеси контролировалось масляным U-образным манометром (в области $p_0 < 0.1$ атм) или образцовым вакуумметром с ценой деления $1/250$ атм. Исследования околоритических режимов в области $p_0 < 0.1$ атм проводились при двойной продувке смесью: вакуумирование взрывной камеры до $p \approx 10^{-2}$ мм рт. ст., наполнение камеры смесью до $p \sim p^*$, повторное вакуумирование, напуск смеси до рабочего давления и инициирование.

Смесь составлялась манометрически в

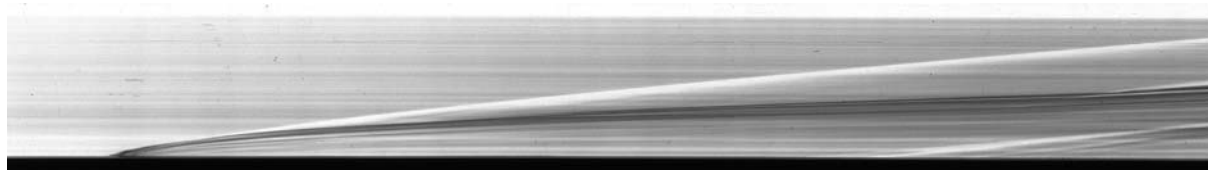


Рис. 2. Шлирен-развертка траектории полусферической взрывной волны, возбуждаемой импульсным электроразрядом в инертной смеси $C_2H_2 + 2.5N_2$, для определения критической энергии инициирования горючей смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$

предварительно вакуумированном стенде примерно за сутки до проведения экспериментов, в качестве компонентов использовались газы из технических баллонов. Закопченная фольга для получения следовых отпечатков многофронтной детонации устанавливалась во взрывной камере вдоль боковой металлической стенки.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ИНИЦИИРОВАНИЯ

Методика исследований на первом этапе заключается в определении (например, для смеси $C_2H_2—O_2$) порогового давления смеси p^* , выше которого данный инициатор с фиксированным запасом энергии (электроразряд — при одинаковых значениях C, U) надежно возбуждает детонационную волну. Согласно теории сильного взрыва, при фиксированной энергии взрыва E_0 параметры ударных волн в различных газах и профили их давления будут одинаковыми (на стадии сильного взрыва), если одинаковы плотности газов ρ_0 и показатели адиабат γ_0 . Тогда для определения критической энергии инициирования многофронтной детонации при данном значении p^* на втором этапе необходимо определить «полезную» энергию E_ν (по ударной волне от этого же источника) в смеси данного топливного компонента с любым двухатомным инертным газом (например, $C_2H_2—N_2$) при давлениях, отличающихся от p^* во столько раз, во сколько раз различаются молекулярные массы исходной смеси (при p^*) и выбранного химически инертного ее аналога. Тем самым удовлетворяется условие одинаковости параметров ρ_0 и γ_0 при фиксированной энергии E_0 .

При исследовании инициирования смеси $C_2H_2 + (2.5 - k/2)O_2 + kN_2O$ с бифуркационными свойствами, после того как на первом этапе определялись значения p^* , на втором этапе осуществлялась замена O_2 на N_2 и N_2O на CO_2 (идеальная замена — одинаковые

показатели адиабаты и молекулярные массы) и определение E^* в инертной смеси $C_2H_2 + (2.5 - k/2)N_2 + kCO_2$.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При возбуждении сферической взрывной волны в инертном газе теория сильного взрыва предсказывает наличие линейного участка в координатах r^5-t^2 , наклон которого определяет энергию инициатора E^* . На рис. 2 для смеси $C_2H_2 + 2.5N_2$ представлена шлирен-развертка траектории полусферической взрывной волны $r(t)$, возбуждаемой импульсным электроразрядом (при режиме R_1). На рис. 3 изображена зависимость $r^5(t^2)$, полученная пересчетом траектории взрывной волны (здесь и далее координата взрывной волны r и время t заменены координатами y и x изображения траектории ударной волны на пленке).

Хорошо видно, что линейный участок су-

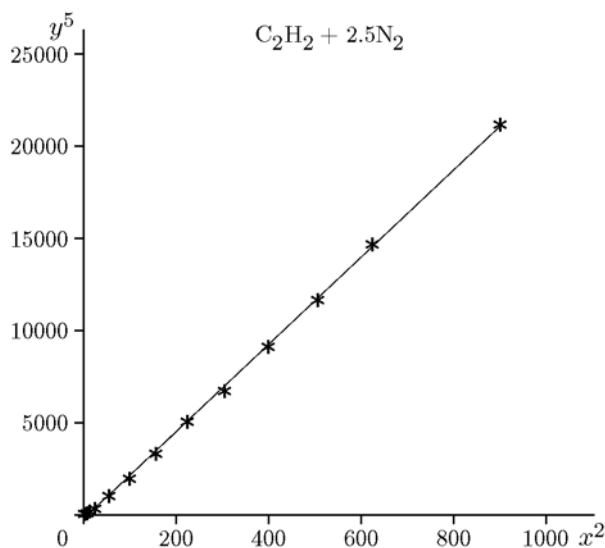


Рис. 3. Взаимосвязь координаты и времени при критическом режиме инициирования (обработка шлирен-развертки с рис. 2)

ществует, а его линейность на большом интервале траектории позволяет определить E^* с достаточной точностью. На рис. 4 аналогичные зависимости $r^5(t^2)$ представлены при различных давлениях и запасах энергии инициатора в ближней от точки инициирования зоне — на расстояниях, на которых в горючей смеси развиваются основные нестационарные процессы инициирования детонации. Подобные зависимости при различных p_0 и E_0 являются тарировочными линиями для определения «полезной» энергии источника, или коэффициента η разрядной цепи в формуле (1) (с учетом вышеизложенных замечаний о сферической и полусферической волнах, которые важны при определении критической энергии инициирования сферической детонационной волны). На рис. 4 видно, что при фиксированной энергии источника (например, режим R_1) увеличение начального давления в пять раз (от 0.02 до 0.1 атм) приводит к уменьшению наклона аппроксимирующей прямой. В свою очередь, увеличение запаса энергии (режим R_2) дает вполне ожидаемый эффект — увеличение наклона аппроксимационной прямой. Полученные при различных значениях p_0 данные по E^*/ρ_0 свидетельствуют о непостоянстве η .

Аппроксимационная линия, по наклону которой определяется критическая энергия ини-

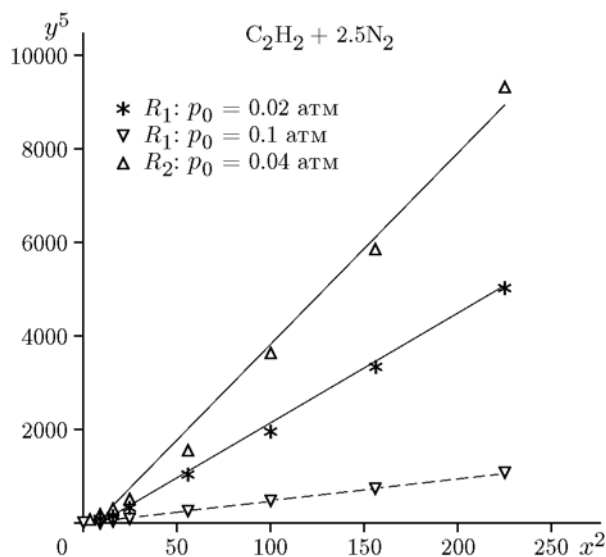


Рис. 4. Пересчитанные зависимости координаты и времени взрывной волны в ближней зоне электроразряда при различных значениях давления смеси и запасенной энергии инициатора

цирования, задается уравнением $Y = AX - B$, т. е. линия не проходит через начало координат по вполне объяснимой причине немгновенности выделяемой инициатором энергии (см. формулу (1)). Если аппроксимационную прямую продолжить до оси x , то точка пересечения с осью $X_i = B/A$ и пересчитанное по ней время t_i будут характеризовать задержку эквивалентного мгновенного инициирования по отношению к реальному немгновенному энерговыделению. Другими словами, в случае немгновенного источника (т. е. $E = f(t)$) время t_i характеризует критическое время выделения «полезной» энергии. Энергия, выделяющаяся после момента t_i вплоть до момента формирования в смеси самоподдерживающейся детонационной волны, уже не будет влиять на процесс инициирования.

Критическая энергия инициирования детонации смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$

Критическое инициирование в режиме R_1 (10 Дж) наблюдалось при начальном давлении $p_{R_1}^* = 0.1$ атм, а в режиме R_2 (40 Дж) — при $p_{R_2}^* = 0.04$ атм. Шлирен-развертка траектории полусферической взрывной волны $r(t)$ при критическом режиме инициирования горючей смеси представлена на рис. 5. Замена O_2 на N_2 позволяет добиться одинаковости показателя γ_0 в горючей смеси и ее инертном аналоге, а для сохранения плотности ($\rho_{\text{смесь}} \approx 106/3.5$, $\rho_{\text{инерт}} \approx 96/3.5$) эксперимент в инертном аналоге следует проводить при давлении $p_0 = p^* \cdot 106/96$. Последующая обработка траектории взрывной волны в инертной смеси с позиций модели сильного взрыва позволяет определить критическую энергию по прямолинейному участку зависимости $r^5(t^2)$. Для данной смеси ($\gamma_0 = 1.3323$) коэффициент $\alpha_3 = 1.032$, тогда при $p_0 = 0.1$ атм $E^* = 6.8$ Дж (68 % от запасенной энергии), а при $p_0 = 0.04$ атм $E^* = 23.2$ Дж ($\eta = 58$ %). Обсуждение результатов изложено ниже.

Критическая энергия инициирования детонации смеси $C_2H_2 + O_2 + 3N_2O$

Критическое инициирование смесей с бифуркационными свойствами в режиме R_1 (10 Дж) наблюдалось при начальном давлении $p_{R_1}^* = 0.4$ атм, а в режиме R_2 (40 Дж) — при $p_{R_2}^* = 0.16$ атм. Для сохранения показателя γ_0 в горючей смеси и ее инертном аналоге необходимо сделать двойную замену: O_2

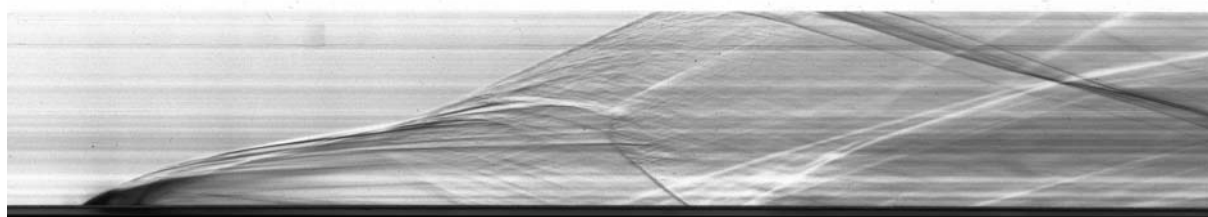


Рис. 5. Шлирен-развертка траектории полусферической взрывной волны при критическом режиме инициирования горючей смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$

на N_2 и N_2O на CO_2 . Для сохранения плотности ($\rho_{смесь} \approx 190/5$, $\rho_{инерт} \approx 186/5$) эксперимент в инертном аналоге следует проводить при $p_0 = p^* \cdot 190/186 \approx p^*$. Для данной смеси ($\gamma_0 = 1.2772$) коэффициент $\alpha_3 = 1.242$, тогда при последующей обработке траектории взрывной волны в инертной смеси с позиций модели сильного взрыва по прямолинейному участку зависимости $r^5(t^2)$ определяется критическая энергия инициирования сферической детонационной волны: $E^* = 1.7$ Дж при $p_0 = 0.4$ атм ($\eta = 17\%$), $E^* = 11.4$ Дж при $p_0 = 0.16$ атм ($\eta = 28\%$).

Скорость волны при критическом режиме инициирования сферической детонации

На рис. 6 приведена зависимость скорости волны при критическом инициировании полусферической детонации, аппроксимированная двумя функциями: на рис. 6,а — полиномом 8-й степени с заметным сглаживанием флуктуаций, на рис. 6,б — кубической сплайн-функцией практически без сглаживания флуктуаций. Основными особенностями графика являются следующие: заметное пересечение волны вблизи точки инициирования; заметное ослабление волны по мере удаления от точки инициирования; постепенное вовлечение химической энергии смеси и смена основного источника энергии (от инициатора к смеси) — достижение минимума скорости при минимальном радиусе волны r_{min} ; разгон волны после минимума и выход на самоподдерживающийся режим за счет энергии смеси — при радиусе волны r_{form} ; уменьшение пульсаций скорости и выход на квазистационарный режим распространения. Такие же стадии характерны и для критического инициирования цилиндрической детонации, различие в величинах r_{min} и r_{form} .

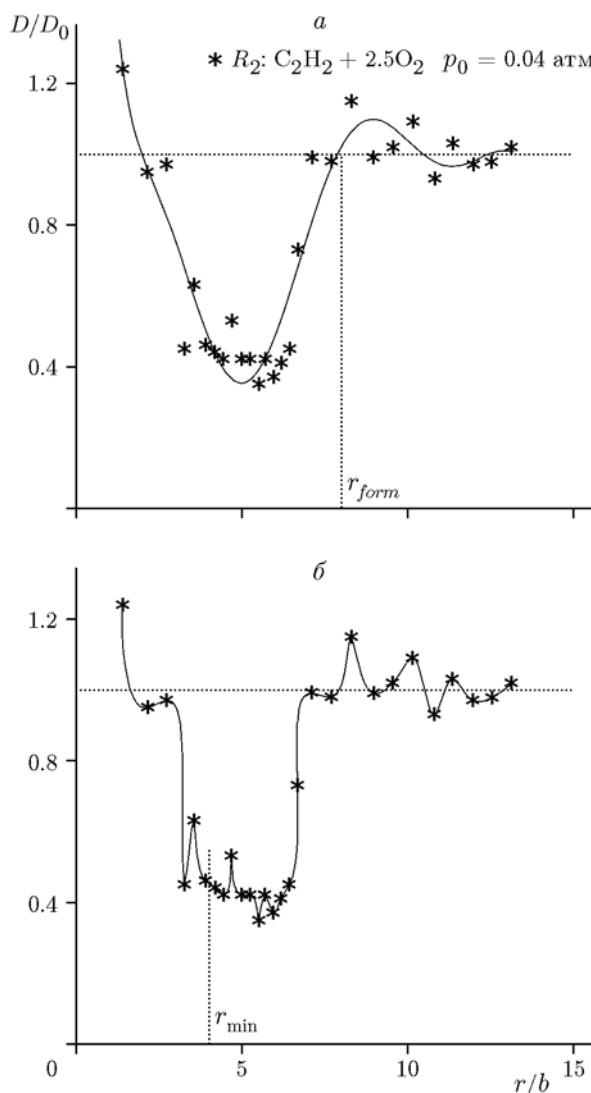


Рис. 6. Зависимость скорости волны от радиуса при критическом инициировании полусферической детонации, аппроксимированная различными функциями (а — полиномом 8-й степени, б — кубической сплайн-функцией)

Ячейка в смеси $C_2H_2-O_2-N_2O$

В большинстве современных моделей энергии инициирования выражается через характерный размер детонационной ячейки (см., например, [9]):

$$E_\nu^* = B_\nu \rho_0 D_0^2 b^\nu.$$

Здесь D_0 — скорость волны Чепмена — Жуге, ρ_0 — плотность исходной смеси, $a = b \operatorname{tg} \varphi$ — взаимосвязь поперечного (a) и продольного (b) размеров детонационной ячейки. Для смесей с одним топливным компонентом (монотопливных) размер ячейки является важнейшим параметром при сравнении взрывоопасности смесей, наряду с критической энергией инициирования. Для смесей с несколькими топливными компонентами (многотопливных систем, например, бензин, керосин, синтез-газ) сохраняется значимость размера ячейки как параметра определения безопасности смесей. Как отмечалось выше, проблема использования размера ячейки в качестве параметра безопасности возникает для многотопливных систем, обладающих бифуркационными структурами, когда в детонационной волне одновременно фиксируются ячейки разных масштабов — большие и малые. Двухтопливная смесь ацетилен — закись азота является одним из представителей систем с бифуркационными свойствами. На рис. 7 при различных значениях k — доля N_2O — представлена зависимость размера детонационной ячейки от начального давления смесей ацетилен — кислород — закись азота стехиометрического состава (по обоим топливным компонентам), обладающих бифуркационными структурами ячеек. Видно, что размер ячеек сдвигается вправо по мере увеличения доли закиси азота. Для сравнения приведены данные о ячейках для смеси водород — закись азота, максимально сдвинутых вправо и вверх в силу меньшей активности водорода по сравнению с ацетиленом.

На рис. 8 представлены экспериментальные данные по размеру детонационной ячейки в стехиометрической смеси $C_2H_2 + O_2 + 3N_2O$ ($k = 3$) с бифуркационными свойствами (треугольники) при различных начальных давлениях совместно с расчетными зависимостями (наклонные штриховые линии) для стехиометрических смесей $C_2H_2 + 2.5O_2$ и $C_2H_2 + 2.5O_2 + 3N_2$ (без бифуркационных свойств). Отметим особо, что расчетные линии на рис. 8

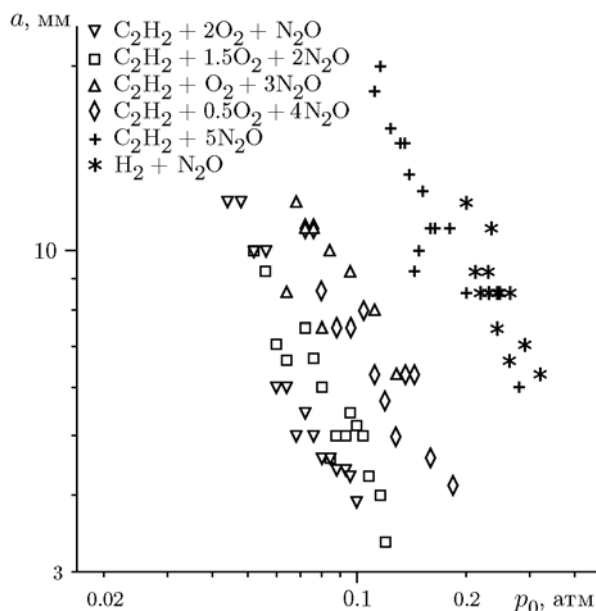


Рис. 7. Зависимость размера детонационной ячейки от начального давления для смесей $C_2H_2 + (2.5 - k/2)O_2 + kN_2O$ с бифуркационными свойствами

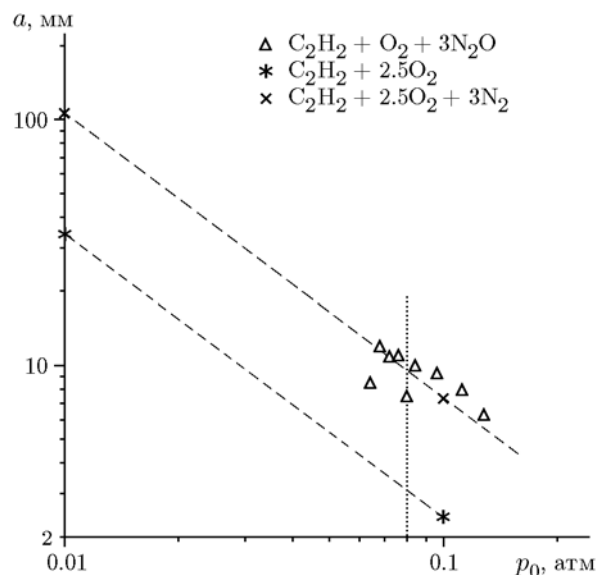


Рис. 8. Экспериментальные данные о размере детонационной ячейки при различных начальных давлениях в стехиометрической смеси $C_2H_2 + O_2 + 3N_2O$ с бифуркационными свойствами совместно с расчетными зависимостями (наклонные штриховые линии) для стехиометрических смесей $C_2H_2 + 2.5O_2$ и $C_2H_2 + 2.5O_2 + 3N_2$ без бифуркационных свойств

хорошо согласуются с экспериментальными данными для этих смесей (например, [10]). Интересно, что в исследованном диапазоне ячейки одинаковы как в смеси с бифуркационными свойствами $C_2H_2 + O_2 + 3N_2O$, так и в ее безбифуркационном аналоге $C_2H_2 + 2.5O_2 + 3N_2$ (традиционная стехиометрическая смесь, разбавленная азотом примерно на треть от характерного для воздуха соотношения между N_2 и O_2). Для большей наглядности на рис. 8 нанесена вертикальная пунктирная линия, например, при $p_0 = 0.08$ атм.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 9 приведен сводный график экспериментально определенных критических энергий инициирования классической смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$, дополненный энергиями инициирования E^* такой же смеси из [7] при использовании электрического (символы 1) и лазерного (2) разрядов в качестве инициатора. Хорошо заметен разброс данных [7], причем не только в значениях (в несколько раз меньших при лазерном инициировании), но и в характере наклона

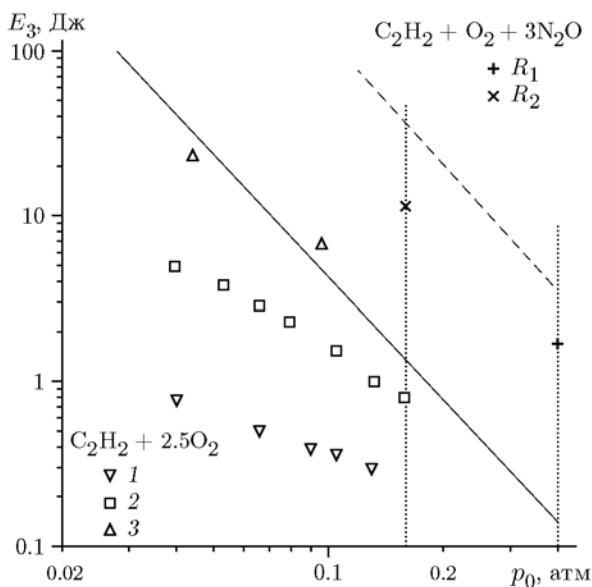


Рис. 9. Сводный график экспериментально определенных значений критической энергии инициирования сферической детонации в смесях ацетилен — кислород — закись азота:

1, 2 — инициирование электрическим (1) и лазерным (2) разрядами, данные [7]; 3 — инициирование электрическим разрядом, данные настоящей работы

аппроксимирующих линий для каждого типа инициатора. Авторы [7] не обсуждали причину подобного расхождения, истинная природа этого пока не ясна и требует детальных исследований.

Тем не менее, следует отметить несколько важных аспектов. Первое — о наклоне зависимости $E^*(p_0)$. На рис. 9 кроме экспериментальных данных приведена расчетная (сплошная) линия $E_3(p_0)$ для инициирования сферической детонации — ее наклон более крутой, чем наклон линий, аппроксимирующих экспериментальные данные [7]. Причиной такого поведения может быть как неидеальная точечность инициатора, так и обсуждавшийся выше аспект возбуждения сферической и полусферической волн (искра между тонкими электродами в центре взрывной камеры или же искра между электродами свечи зажигания, ввернутой в стенку взрывной камеры). Чтобы корректно говорить об инициировании сферической волны, необходимо учитывать геометрию инициатора. При электроразряде важно, чтобы диаметр тонких электродов и межэлектродный зазор были сравнимы, если же разрядный промежуток заметно превышает диаметр электрода, то инициирование на начальной стадии скорее похоже на цилиндрическое, нежели на точечное. Что касается лазерного пробоя, то обычно для улучшения пробоя лазерный луч фокусируют на точку вблизи хорошо отражающей поверхности, что на начальной стадии похоже на полусферическое инициирование. Более того, даже если плазма лазерного пробоя является сферически-симметричной на ранней стадии при очень малом размере вспомогательной отражающей поверхности, то ее сферичность очень быстро нарушается из-за хорошо известного эффекта более быстрого (ускоренного) распространения ударной волны от разряда вдоль лазерного луча по сравнению с другими направлениями.

Вторым важным аспектом является различная длительность лазерного (десятки наносекунд) и искрового (микросекунды и более) разрядов, а также их соотношение при варьировании начального давления, поскольку характеристики разряда заметно зависят от плотности среды. Вполне вероятно, что расхождение в наклоне и величинах энергии инициирования лазерным и электрическим разрядами, наблюдаемое на рис. 9, по данным [7] частично обусловлено этими причинами, хотя

полной ясности пока нет и нужны новые исследования.

Что касается экспериментальных точек данной работы для этой же смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$ (3 на рис. 9), видно, что они лежат ближе к расчетной линии по сравнению с данными [7].

На рис. 9 символами на вертикальных пунктирных линиях отмечены данные об иницировании смеси $C_2H_2 + O_2 + 3N_2O$ с бифуркационными свойствами. Наклонная штриховая линия — расчет для смеси $C_2H_2 + 2.5O_2 + 3N_2$ как безбифуркационного ее аналога. Видно, что экспериментальные значения для смеси $C_2H_2 + O_2 + 3N_2O$ лежат заметно ниже расчетной линии для смеси $C_2H_2 + 2.5O_2 + 3N_2$ (примерно в три раза), хотя размеры ячеек у них оказались неожиданно близкими (см. рис. 8).

К сожалению, на данный момент в распоряжении автора нет надежных кинетических данных для расчета времени задержки воспламенения двухтопливной смеси ацетилен — кислород — закись азота и определения других важнейших параметров (размера ячеек, дифракционного диаметра, критической энергии иницирования плоской, цилиндрической и сферической волн и т. д.). Тем не менее можно сделать следующее осторожное заключение: экспериментальные точки для смеси с бифуркационными свойствами $C_2H_2 + O_2 + 3N_2O$ лежат ниже расчетной кривой, проведенной по данным для большего размера ячеек, что может указывать на вовлечение не только крупномасштабной, но и мелкомасштабной структуры в процесс иницирования детонационной волны в системах с бифуркационными свойствами. Для прояснения этого вопроса требуются дальнейшие исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально определены критические энергии иницирования детонации (полусферической) смесей топливных компонентов ацетилен и закись азота с кислородом. Установлено, что для стехиометрического состава по обоим топливам критическая энергия ини-

цирования смеси с бифуркационной структурой заметно отличается от таковой для смеси, определяемой большим масштабом ячеек. Данный результат свидетельствует о снижении критической энергии иницирования детонации при увеличении количества горячих точек, каковыми являются многочисленные области соударения поперечных волн в смеси с бифуркационными свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1987.
2. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах. — М.: Наука, 1973.
3. Васильев А. А. Ячеистые структуры многофронтной детонационной волны и иницирование (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 1. — С. 9–30.
4. Presles H. N., Desbordes D., Guirard M., Gueraud C. Gaseous nitromethane and nitromethane-oxygen mixture, a new detonation structure // Shock Waves. — 1996. — V. 6. — P. 111–114.
5. Васильев А. А. Монотопливо как источник бифуркационных свойств многотопливных систем // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 2. — С. 14–23.
6. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журн. техн. физики. — 1956. — Т. 26, № 8. — С. 1744–1768.
7. Bach G. G., Knystautas R., Lee J. H. Initiation criteria for diverging gaseous detonation // 13th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1970. — P. 1097–1110.
8. Васильев А. А. Исследование критического иницирования газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 1. — С. 121–131.
9. Vasil'ev A. A. Dynamic parameters of detonation // Shock Waves Science and Technology Reference Library. V. 6: Detonation Dynamics / F. Zhang (Ed.). — Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2012. — P. 213–279.
10. Vasil'ev A. A. Cell size as the main geometric parameter of multifront detonation wave // J. Propul. Power. — 2006. — V. 22, N 6. — P. 1245–1260.

Поступила в редакцию 30/1 2016 г.