

УДК 534.222.2+536.46+661.215.1

ЯЧЕИСТЫЕ СТРУКТУРЫ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ И ИНИЦИИРОВАНИЕ (ОБЗОР)

А. А. Васильев

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

Представлено современное состояние проблемы инициирования горючих смесей. Даны рекомендации по использованию различных формул для оценки критической энергии (как воспламенения смеси, так и инициирования детонации). Отмечено важное значение пространственного и временного компонентов в законе энергоснабжения, особенно для оптимизации инициирования. Сформулированы нерешенные и новые задачи теории горения и детонации.

Ключевые слова: горючая смесь, воспламенение, горение, детонация, инициирование, критическая энергия, пределы распространения, пространственный и временной фактор энергоснабжения инициатора, оптимизация инициирования, ударная волна, переход горения в детонацию, фокусировка.

ВВЕДЕНИЕ

Горение как явление известно миллионы лет, в то время как первые работы по газовой детонации датируются концом XIX в. (примерно 130 лет назад [1]). Продолжительное время детонационная волна (ДВ) рассматривалась как плоская, без какой-либо внутренней структуры, реально же такая ДВ имеет сложную многофронтную структуру, которая была неразрешима существовавшими тогда экспериментальными методами из-за ее очень малого характерного размера. В 20-х годах XX в. для исследователей стало большим сюрпризом экспериментальное обнаружение на закопченной внутренней поверхности стеклянной трубки четкого спиралевидного следа, оставляемого неизвестным элементом детонационного фронта после прохождения ДВ вдоль трубы. Такая волна была названа спиновой (spinning) детонацией и долгое время считалась экзотическим явлением. Для неизвестного элемента спиновой ДВ около 60 лет назад появился новый термин — поперечная волна. Открытие поперечных волн позволило объяснить спиральный след, оставляемый спиновой конфигураци-

ей при ее распространении вдоль трубы, и выяснить затем внутреннюю структуру как спиновой, так и многофронтной ДВ. Следует заметить, что многофронтная структура ДВ в газовых смесях была обнаружена около 55 лет назад.

СТРУКТУРЫ ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА

Современная структура многофронтной детонации существенно отличается от идеализированной структуры с плоским фронтом. Фотография сложной структуры ДВ в области одного из изломов фронта представлена на рис. 1. Детонационная волна движется снизу вверх, поперечная — справа налево. Размер поперечной волны примерно совпадает с размером зоны индукции!

Сложная неоднородная и нестационарная структура фронта ДВ наблюдается не только в газовых системах, но и в некоторых жидких, твердых и гетерогенных взрывчатых веществах и смесях. В последующие годы идеализированные представления о плоском фронте постепенно заменялись на реальную многофронтную структуру с периодическим движением поперечных волн по фронту ДВ.

Несмотря на неоднородную и нестационарную внутреннюю структуру, движение поперечных волн в стационарно распространяющейся ДВ имеет квазипериодический характер, и их траектории образуют упорядоченную структуру типичной ромбовидной формы, отдельный элемент шириной a и длиной b назы-

Работа выполнена в соответствии с программой Президиума РАН № 26 «Горение и взрыв» (проект 26.2), а также при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-01-00436а) и фонда Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (НШ-2695.2014.1).

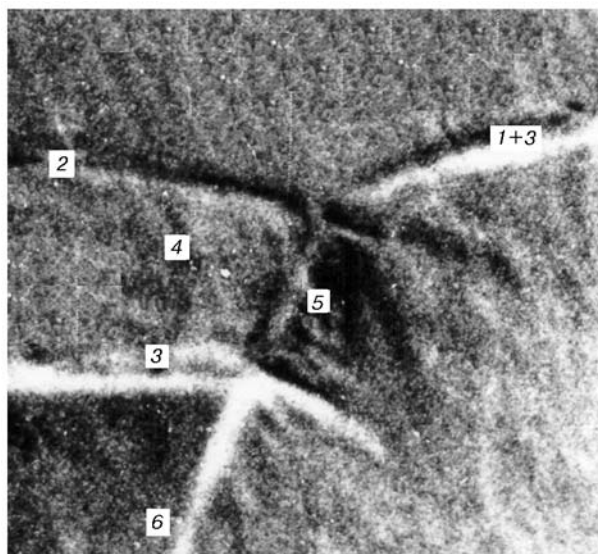


Рис. 1. Структура детонационной волны в области излома фронта:

1, 2 — элементы фронта ударной волны, 3 — фронт горения, 4 — зона индукции за ударной волной, 5 — поперечная волна, 6 — шлейф (пучность акустических возмущений в продуктах детонации)

вается детонационной ячейкой. На рис. 2, *a* приведен типичный для газовых горючих смесей следовой отпечаток многофронтной ДВ с характерной ромбовидной формой элементарной ячейки.

Многочисленные экспериментальные исследования позволили провести условную классификацию степени регулярности ячеек классического типа:

- 1) идеально регулярные, когда все ячейки практически одинаковой формы и одного размера;
- 2) квазирегулярные, когда форма и размер ячейки несколько отличаются друг от друга (их можно рассматривать как промежуточные структуры при перестройке регулярных струк-

тур с одного масштаба на другой);

3) слаборегулярные с заметным разбросом формы и размеров индивидуальных ячеек;

4) нерегулярные, когда практически невозможно выделить доминантную форму ячейки, а ее размер определяется формальным средним значением.

При этом считалось, что в химически активной смеси из нескольких горючих компонентов (многотопливные системы) вырабатывается некоторый осредненный тип структуры ДВ, подпадающий под вышеприведенную классификацию, даже если система многопараметрическая.

Под вышеприведенную классификацию не подпадают новые ячейчатые структуры ДВ, содержащие одновременно крупно- и мелко-масштабные возмущения (рис. 2, *б*), называемые двухразмерными или бифуркационными [2]. Исследования [3] показали, что подобные двухразмерные ячейчатые структуры могут наблюдаться в многотопливных системах (при определенных условиях), где один из присутствующих топливных компонентов разлагается с экзотермическим эффектом. Такие вещества обеспечивают начальную стадию выделения энергии и развитие мелкомасштабной неустойчивости непосредственно на головном фронте ДВ, перед стадией основного энерговыделения смеси, отвечающего за крупномасштабную структуру.

Поперечные волны играют важную роль не только при распространении стационарной многофронтной детонации, но и в нестационарных переходных режимах, таких как иницирование. Наряду с пересмотром структуры ДВ, потребовалось пересматривать и модели иницирования, основанные на представлениях классической теории детонации с гладким фронтом.

В связи с обнаружением бифуркационных структур возникает нетривиальный вопрос о

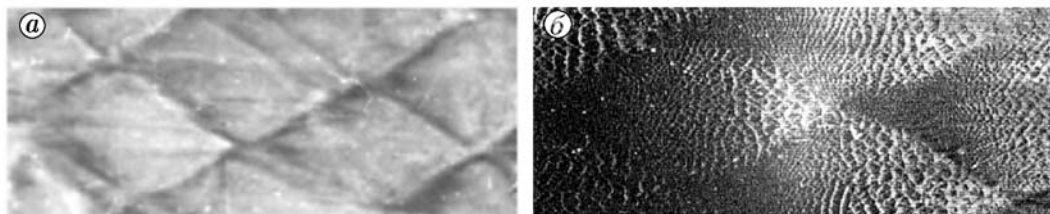


Рис. 2. Классическая (*a*) и бифуркационная (*б*) структуры многофронтной газовой детонации (распространение детонационной волны слева направо)

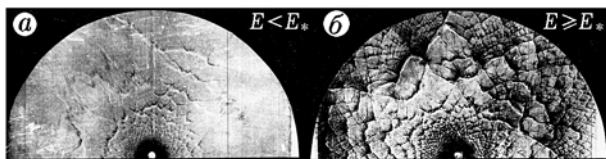


Рис. 3. Следовые отпечатки сильного инициирования при энергии инициатора, меньшей (а) и равной (б) критической энергии инициирования детонации

том, какая из структур — крупномасштабная или мелкомасштабная — ответственна за инициирование детонации.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ

Эффект возбуждения горения или детонации обычно носит «пороговый» характер («да» — «нет») для любого инициатора (рис. 3). В идеализированной модели сильного взрыва определяющим параметром для инертной среды, от которого зависит распространение 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 E_{flame} (во всяком случае, при искровом воспламенении) традиционно выступает как основной параметр пожароопасности смеси. Критическая энергия инициирования детонации E_* идеального с позиции пространственно-временных характеристик инициатора служит мерой детонационной опасности смесей: чем меньше E_* , тем более опасна смесь.

Обычно критическая энергия характеризуется некоторой кривой, проведенной по граничным значениям энергии в области «да» — «нет» на графике энергии инициирования в зависимости от какого-либо параметра смеси (начального давления или температуры, длительности разряда, межэлектродного расстояния и т. д.). Например, на рис. 4 представлены критические энергии зажигания сферического пламени (линия II и вышележащая область) и прямого инициирования сферической детонации (линия I и область выше нее) в водородовоздушных смесях в зависимости от молярной доли водорода. Вертикальная штриховая прямая соответствует стехиометрическому соотношению водорода и воздуха. Аналогичные за-

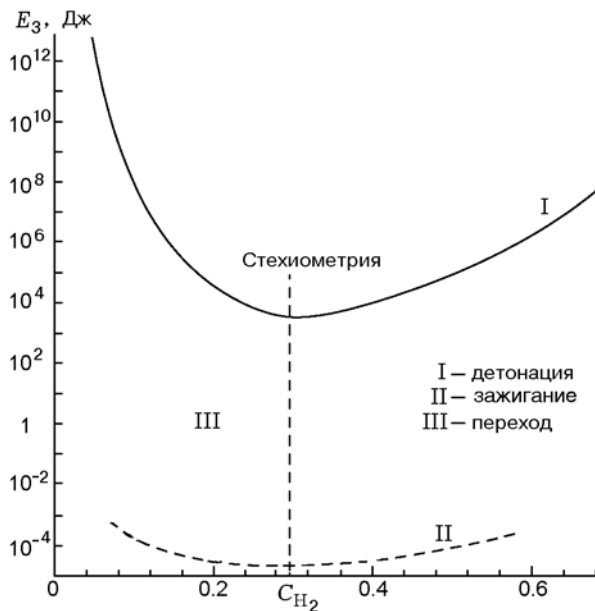


Рис. 4. Критическая энергия зажигания сферического пламени (линия II) и критическая энергия инициирования сферической детонации (область I) выше линии I) в водородовоздушных смесях (область III соответствует возбуждению переходных режимов)

висимости типичны и для других смесей. Например, при использовании водорода как наиболее перспективного топлива (с точки зрения энергетики и экологии) для воспламенения идеально перемешанной стехиометрической водородовоздушной смеси при нормальных условиях требуется примерно 0.017 мДж, а для прямого инициирования детонационного режима — около 4000 Дж (≈ 1 г тротила). Для метановоздушных смесей минимальная энергия зажигания порядка 10^{-3} Дж, а энергия инициирования детонации порядка 10^8 Дж. Следует отметить, что, несмотря на происходящие во многих индустриально развитых странах взрывы метана в шахтах с человеческими жертвами (последний случай — Турция, 2014), до сих пор не проведено экспериментальной проверки достоверного значения критической энергии инициирования детонации в метановоздушных смесях. Оценочные значения лежат в диапазоне от 1 кг ТНТ до сотен тонн.

ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

Перспективы использования детонации в различных технологических процессах (как наиболее быстрого режима сжигания смеси)

наталкиваются на трудности его практической реализации, поскольку прямое инициирование детонации в топливовоздушных смесях, как правило, достигается 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.

Переход горения в детонацию (ПГД) — процесс многопараметрический, поэтому количественный критерий условия ПГД является очень важным и полезным. При этом принципиальное значение для ПГД имеет тип симметрии: расширяющиеся волны (цилиндрические, $\nu = 2$, или сферические, $\nu = 3$) или квазиплоские (распространяющиеся в прямой трубке, $\nu = 1$). При расширении волны без каких-либо искусственных препятствий основным механизмом ускорения является автотурбулизация фронта пламени. Вопрос о возможности спонтанного ПГД в расширяющейся волне (сферической или цилиндрической) по-прежнему остается дискуссионным и не получил четкого экспериментального доказательства. В прямолинейных трубах дополнительно к автотурбулизации важную роль играет взаимодействие пламени с боковыми стенками и, как хорошо известно, ПГД в принципе возможен (особенно для активных смесей топлива и кислорода).

Взаимодействия со стенками (сжатие — разрежение) становятся главными при распространении волн в криволинейных каналах. На рис. 5 приведена фоторазвертка воспламенения смеси (1) и формирования ПГД, возникающего в результате спонтанных микровзрывов 2–3 в нескольких точках, объединения возмущений и формирования детонационной волны 4.

Отметим, что на рис. 4 область III между

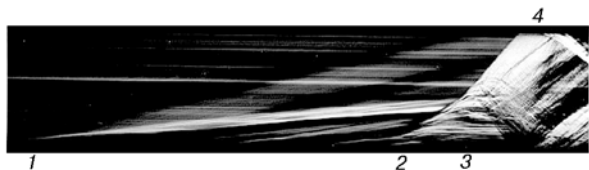


Рис. 5. Фоторазвертка ПГД:

1 — воспламенение, 2, 3 — возникновение спонтанных очагов реакции и формирование ПГД, 4 — детонационная волна

линиями I и II соответствует возбуждению режимов, промежуточных между низкоскоростным ламинарным горением и высокоскоростной самоподдерживающейся детонацией. Между линиями I и II лежит граница осуществления режимов ПГД.

До сих пор проблема ПГД не решена, и в ближайшее время к ней будет приковано внимание ведущих мировых научных центров, исследующих процессы горения и детонации. Взаимный интерес науки и практики должен способствовать решению этой чрезвычайно сложной проблемы.

МОДЕЛИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Известные на сегодняшний день модели (см., например, обзор [4]), позволяющие с той или иной степенью точности оценить критическую энергию инициирования, могут быть классифицированы следующим образом:

- модели одномерного инициирования на основе совместной системы уравнений химической кинетики и одномерной газодинамики с гладким фронтом волны;
- полуэмпирические модели инициирования идеализированной одномерной ДВ;
- модели инициирования многофронтной ДВ.

Численные расчеты на основе уравнений газодинамики и кинетики связаны с именами Г. Г. Черного, В. П. Коробейникова, В. А. Левина, В. В. Маркова, С. Ф. Осинкина, Fujiwara, Clavin, He, Stewart, Ng, Higgins, Eckett и др. Надо отметить, что работы отечественных ученых намного опередили зарубежных. В работах отечественных исследователей проанализированы наиболее характерные особенности инициирования, в том числе специфическими инициаторами (заряд ВВ, взрывающаяся проволока, электроразряд, активные радикалы). Приоритет российской школы в моделировании задач инициирования подтвержден в 2013 г. тем, что один из соавторов серии работ по данной тематике — В. А. Левин — был награжден международной медалью им. Н. Мансона (N. Manson).

К сожалению, научные аспекты инициирования проанализированы в основном для водородных смесей с небольшой вариацией (около десятка) соотношений между H_2 , O_2 и N_2 . Для практических оценок безопасности необходимы тысячи вариантов различных смесей при широком варьировании давления, температуры, концентраций топлива и окислителя и

т. д. Не удивительно, что наряду с созданием теоретических моделей инициирования было предложено около трех десятков различных приближенных (полуэмпирических) моделей, адаптированных для инженерных оценок. Это модели Зельдовича — Когарко — Симонова, Lee — Ramamurthi — Matsui — Bach — Knystautas — Guirao — Benedick — Sulmistras, Edwards — Hooper — Morgan, Sichel, Nicholls, Urtiew — Westbrook, Васильева — Николаева — Ульяничского, Митрофанова — Ждана, Шуленина — Бохона, Борисова — Заманского — Лисянского — Скачкова — Трошина и др.

Для проверки различных моделей необходимо использовать все доступные экспериментальные результаты по инициированию, полученные многочисленными исследователями в России, Канаде, Японии, Франции, Норвегии, США, Англии, Германии: Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, А. А. Борисов, В. В. Адушкин, А. Г. Лямин, В. В. Строганов, А. А. Васильев, Freiwald, Koch, Bull, Elsworth, Shuff, Methalfe, Lee, Knystautas, Guirao, Benedick, Moen, Murray, Bjerketvedt, Thibault, Edwards, Thomas, Nettleton, Desbordes, Ohyagi и многие, многие другие.

В ИГиЛ СО РАН для решения данной проблемы была разработана компьютерная программа «Безопасность», позволяющая рассчитать не только основные газодинамические и кинематические параметры горения и детонации горючих смесей, но и определить важнейший параметр безопасности — критическую энергию инициирования для плоского, цилиндрического и сферического типа симметрии.

Все одномерные модели постулируют, что в любой момент времени размер зоны индукции одинаков за любым элементом фронта. Но в реальной многофронтной ДВ в каждый фиксированный момент времени периоды (или протяженность) зоны индукции сильно различаются (до двух порядков) на различных участках фронта. В этих условиях использование единого времени задержки воспламенения для всего фронта может сильно исказить условие инициирования, поскольку факт зажигания определяется не средней, а локальной температурой в наиболее «горячей» точке. Такими точками в реальной волне являются области столкновения поперечных волн. За счет подобных неодномерных соударений ударно-волновых конфигураций реального детонационного фронта

можно заметно понизить уровень критической энергии (по сравнению с одномерными моделями). Естественным потому представляется предложенный в [5] способ определения критической энергии инициирования многофронтной ДВ (E_{ν^*}) через энергию инициирования ДВ в отдельной ячейке ($E_{0\nu}$):

$$E_{\nu^*} = n_{\nu^*} E_{0\nu},$$

где n_{ν^*} — минимальное количество микроинициаторов, которые при одновременном «подрыве» способны возбудить многофронтную ДВ (модель многоточечного инициирования (model of multipoint initiation) — MPI). Величины $E_{0\nu}$ определяются с помощью модели ячейки [6] через внутреннюю энергию газа в области соударения поперечных волн (локальный микровзрыв) E_2^c :

$$E_2^c = 4\varepsilon^2 \alpha_2 \rho_0 D_0^2 b^2,$$

где ε — параметр модели ячейки, α_2 — коэффициент, ρ_0 — начальная плотность смеси, D_0 — скорость детонации Чепмена — Жуге.

Модель многоточечного инициирования развивалась в ряде работ автора данной статьи и в наиболее завершеном виде представлена в [4]. Согласно последней версии критические энергии для различных типов симметрии ($\nu = 1, 2, 3$) задаются следующими формулами:

$$E_1 = \frac{16\varepsilon^2 \alpha \sqrt{\pi}}{\gamma_0 - 1} \frac{E_{act}}{Q} \rho_0 D_0^2 b = A_1 \rho_0 D_0^2 b,$$

$$E_2 = \frac{16\varepsilon^2 \alpha \sqrt{\pi}}{\gamma_0 - 1} \frac{E_{act}}{Q} \rho_0 D_0^2 b^2 = A_2 \rho_0 D_0^2 b^2,$$

$$E_3 = \frac{512\varepsilon^2 \alpha \operatorname{tg} \varphi}{(\gamma_0 - 1)^2} \left(\frac{E_{act}}{Q} \right)^2 \rho_0 D_0^2 b^3 = A_3 \rho_0 D_0^2 b^3,$$

где E_{act} — эффективная энергия активации индукционного периода (в рамках обобщенного описания с помощью уравнения Аррениуса), Q — химическое энерговыделение смеси в детонационной волне, $\operatorname{tg} \varphi = a/b$, α — параметр модели сильного взрыва, γ_0 — показатель адиабаты исходной смеси.

В работе [7] была предложена новая оценка критической энергии для специфического случая — дифракционного реиницирования многофронтной детонации (diffraction reinitiation of multifront detonation — DRMD). Суть этой

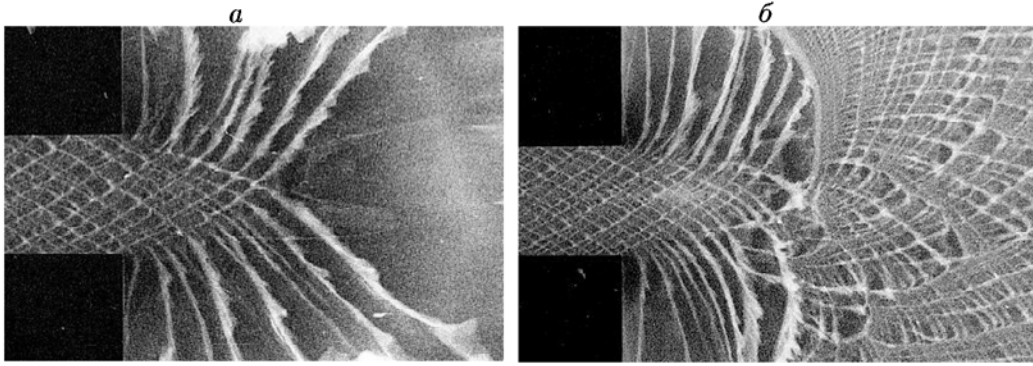


Рис. 6. Фотографии самосвечения детонации при переходе из узкого канала в широкий: *а* — срыв детонации при $l < l_{**}$, *б* — восстановление детонации при $l > l_{**}$

довольно простой (и потому широко используемой в лабораторных исследованиях) методики заключается в следующем: в исследуемый объем взрывчатой смеси «выпускается» предварительно сформированная в прямолинейной трубке (или канале) постоянного сечения квазиплоская ДВ, и она либо трансформируется в расходящуюся (цилиндрическую или сферическую) детонацию, либо вырождается в затухающую взрывную волну. Количественно критерий реиницирования (при фиксированном давлении смеси) формулируется через критический диаметр d_{**} : при диаметре инициирующей трубки $d < d_{**}$ — затухание, при $d > d_{**}$ — реиницирование ДВ. В данном способе d_{**} выступает в качестве энергетического эквивалента энергии сферического инициирования E_{3*} . Для цилиндрического случая вместо диаметра трубки d_{**} используется ширина плоского канала l_{**} . На рис. 6 представлены две фотографии самосвечения детонации при переходе из узкого канала в широкий (скачкообразное изменение граничных условий): *а* — заметное влияние граничных условий и срыв детонации при $l < l_{**}$, *б* — восстановление детонации при $l > l_{**}$. В качестве критериального используется соотношение характерного размера канала l_{**} и характерного размера детонационного фронта — размера ячейки *a*.

В модели DRMD критическая энергия инициирования определяется как работа, совершаемая расширяющимися продуктами детонации на длине пути, равном характерному масштабу многофронтной ДВ — продольному размеру ячейки b (концепция критического слоя). Начальная точка выбирается равной дифракционному радиусу ДВ (являющемуся кри-

тической точкой реиницирования ДВ при дифракции на прямом угле) в момент схождения аксиальных волн разрежения на оси газового заряда:

$$\begin{aligned} E_{3*} &= \int_{R_{3*}}^{R_{3*}+b} p_{CJ} 4\pi r^2 dr = \\ &= 4\pi p_{CJ} [3R_{3*}^2 b + 3R_{3*} b^2 + b^3] = \rho_0 D_0^2 b^3 4\pi \pi_{CJ} \times \\ &\times \frac{2.4 \operatorname{tg}^2 \varphi(d_{**}/a)^2 + 2.7 \operatorname{tg} \varphi(d_{**}/a) + 1}{\gamma_0 M_0^2} = \\ &= B_3 \rho_0 D_0^2 b^3, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{2*} &= \int_{R_{2*}}^{R_{2*}+b} p_{CJ} 2\pi r dr = \pi p_{CJ} [2R_{2*}^2 b + b^2] = \\ &= \rho_0 D_0^2 b^2 \pi \pi_{CJ} \frac{1.8 \operatorname{tg} \varphi(l_{**}/a) + 1}{\gamma_0 M_0^2} = B_2 \rho_0 D_0^2 b^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{1*} &= \int_{R_{1*}}^{R_{1*}+b} p_{CJ} dr = p_{CJ} b = \\ &= \frac{\rho_0 D_0^2 b \pi_{CJ}}{\gamma_0 M_0^2} = B_1 \rho_0 D_0^2 b. \end{aligned}$$

Здесь M_0 — число Маха волны Чепмена — Жуке (CJ), $R_{\nu*}$ — критический радиус дифракции для различных случаев симметрии, $p_{CJ} = \pi_{CJ} p_0$ — давление продуктов детонации,

$a = b \operatorname{tg} \varphi$ — поперечный размер детонационной ячейки. Общая формула:

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

В таком виде формулы для критической энергии в рамках модели DRMD сходны с формулами модели MPI.

Задача о возбуждении расширяющейся многофронтной детонации столь сложна, что только в последние годы появились первые попытки ее численного расчета (см., например, [8–10]). Основная проблема — корректное описание возникновения ячеистых структур на первоначально гладком криволинейном фронте взрывной волны (см. ниже).

ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ (ЗАЖИГАНИЯ) СМЕСИ

Концепция критического слоя [7] полезна не только для детонационного инициирования, но и для искрового зажигания смеси. Критическую энергию воспламенения смеси (во всяком случае — при искровом зажигании) можно определить как работу, совершаемую расширяющимися продуктами горения на пути, равном характерной толщине фронта пламени b_{th} (тепловому масштабу зоны реакции). В качестве стартовой точки выбирается половина характерного масштаба — диаметра гашения пламени d_q , т. е. такого диаметра, который является критическим для гашения волны (при $d < d_q$) или ее последующего самоподдерживающегося распространения (при $d \geq d_q$). Для оценки критического диаметра гашения пламени часто используется критерий Пекле $Pe^* = d_q/b_{th} = \operatorname{const} = 65$. Легко получить формулы для критической энергии зажигания смеси в случае сферической, цилиндрической и плоской симметрии (индекс симметрии $\nu = 3, 2, 1$ соответственно):

$$\begin{aligned} E_{3*} &= \int_{R_{3*}}^{R_{3*}+b_{th}} p_0 4\pi r^2 dr = \\ &= \frac{4}{3} \pi p_0 \left[\frac{3}{4} d_{q3}^2 b_{th} + \frac{3}{2} d_{q3} b_{th}^2 + b_{th}^3 \right] \cong \\ &\cong \pi p_0 (Pe^*)^2 b_{th}^3, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{2*} &= \int_{R_{2*}}^{R_{2*}+b_{th}} p_0 2\pi r dr = \pi p_0 [d_{q2} b_{th} + b_{th}^2] \cong \\ &\cong \pi p_0 Pe^* b_{th}^2, \end{aligned}$$

$$E_{1*} = \int_{R_{1*}}^{R_{1*}+b_{th}} p_0 dr = p_0 b_{th}.$$

Общая формула:

$$E_{\nu*} = B_{\nu} p_0 (Pe^*)^{\nu-1} b_{th}^{\nu} = \frac{B_{\nu}}{Pe^*} p_0 d_q^{\nu}.$$

КРИТЕРИЙ ПГД

В работе [11] был предложен следующий критерий перехода горения в детонацию: ПГД происходит при таких параметрах смеси за ударной волной (УВ), когда химическая реакция в смеси может перевести систему как на детонационную, так и на дефлаграционную ветви адиабаты энерговыделения. Анализ (P, V) -диаграммы горючей смеси свидетельствует, что минимальное значение на детонационной ветви адиабаты энерговыделения достигается в точке $P_V = P_{V_0} = \operatorname{const}$, а на дефлаграционной ветви — в точке, близкой к $P_P = P_{P_0} = \operatorname{const}$. Тогда точка пересечения ударной адиабаты с прямой, проведенной через точки P_{V_0} и P_{P_0} (законы сохранения массы и импульса справедливы и для ПГД), определяет минимальную скорость УВ, приводящей к ПГД. В результате критерий ПГД формулируется в виде

$$M_{\min}^2 = \frac{(\gamma + 1)\pi_* + (\gamma - 1)}{2\gamma} \approx \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \pi_{V_0}.$$

Для большинства смесей достаточно точными значениями минимального числа Маха ударной волны для реализации ПГД являются следующие: $M_{\min} \approx 0.56M_0$ для расходящихся волн (нет отражения от стенок) и $M_{\min} \approx 0.33M_0$ для волн в трубе, где отражения от стенок играют заметную роль в разгоне волны (M_0 — число Маха идеальной ДВ Чепмена — Жуге).

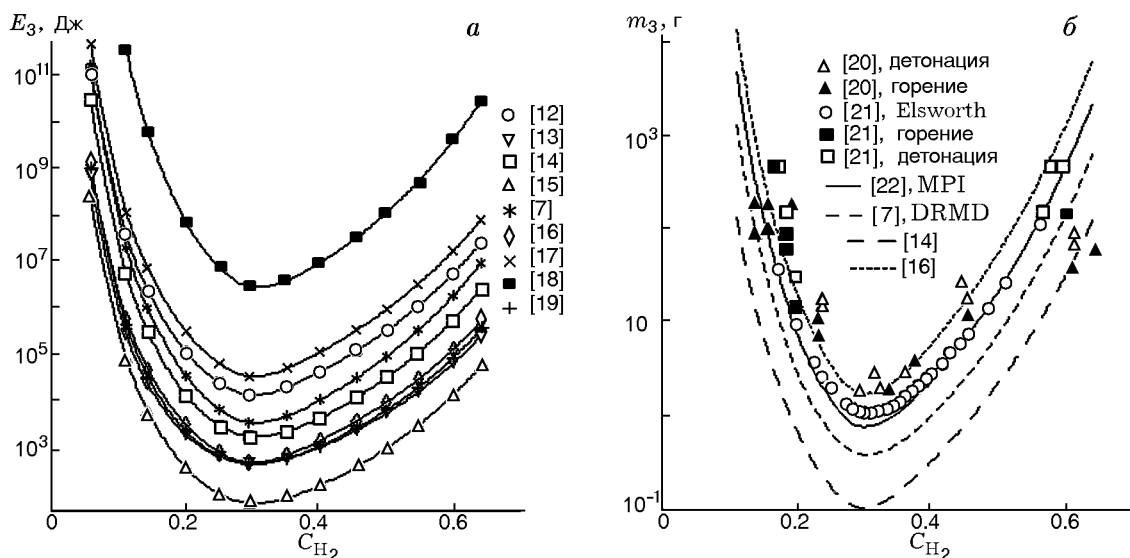


Рис. 7. Критическая энергия инициирования сферической детонации и масса инициирующих зарядов в зависимости от молярной концентрации водорода в смеси с воздухом

СОТНОШЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Анализ известных моделей и полученных на их основе результатов, а также сравнение расчетных данных между собой и с экспериментальными данными позволяют сделать вывод о том, что из множества моделей лишь некоторые можно рекомендовать для практических оценок.

В качестве примера на рис. 7 представлена рассчитанная по различным моделям [7, 12–19] критическая энергия инициирования сферической детонации водородовоздушных смесей при одинаковых условиях (давление, температура, состав, коэффициенты кинетики и т. д.). Видны большие расхождения между результатами различных моделей (рис. 7, а). Расхождение наблюдается и в случае, когда меняются только кинетические данные. Немногие модели предсказывают энергию инициирования, соответствующую экспериментальным данным (рис. 7, б) [20–22].

В вопросе, каким моделям и кинетическим данным следует отдавать предпочтение при прогнозировании условий инициирования детонации, мы исходим из следующего правила: среди любых моделей и кинетических данных выбираются только те, которые обеспе-

чивают максимальное совпадение расчетных и экспериментальных значений одновременно по большинству параметров и их поведению (по критической энергии, размеру ячейки, диаметру дифракционного реинициирования, диаметру спиновой детонации, критическому диаметру детонации и т. д. в зависимости от начального давления, температуры, concentra-

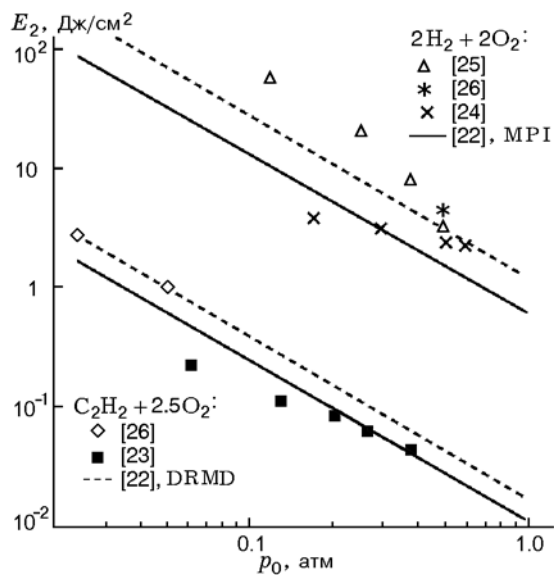


Рис. 8. Критическая энергия инициирования цилиндрической детонации в зависимости от давления смеси

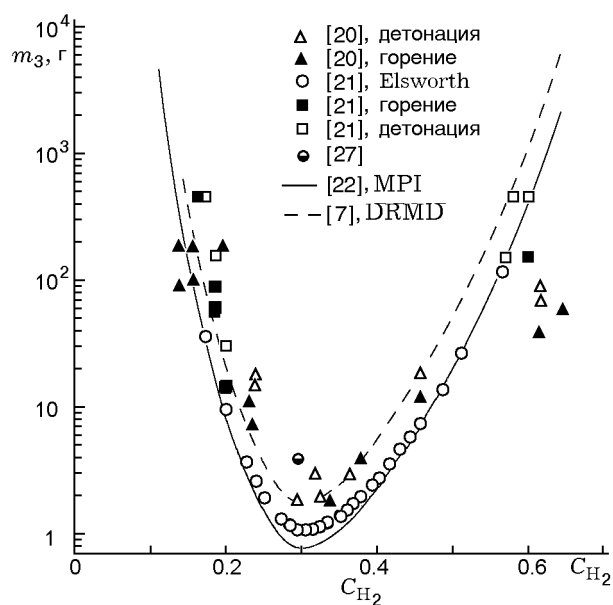


Рис. 9. Критическая масса заряда ВВ для инициирования сферической детонации в водородовоздушных смесях

ции топлива, степени разбавления смеси инертными газами и т. д.). Это правило позволяет рекомендовать лишь ограниченное количество моделей и кинетических данных для практического применения при прогнозировании параметров детонации.

На рис. 8 приведены данные по критической энергии инициирования E_2 цилиндрической ДВ в зависимости от начального давления смеси p_0 (эксперименты [23–26]). На рис. 9 приведены расчетные [7, 22] и экспериментальные [20, 21, 27] данные по критической массе заряда ВВ, необходимой для инициирования сферической детонации в водородовоздушных смесях при различной молярной концентрации водорода в смеси. На рис. 10, 11 собраны данные по инициированию стехиометрических метано-кислородных смесей, разбавленных азотом [28–31]. Отметим, что это единственный случай, когда данные показаны для всех типов симметрии (плоская, цилиндрическая и сферическая). На рис. 12 представлены данные по инициированию ацетиленовоздушных смесей [30, 32]: раздвоение линий связано с тем, что углерод в продуктах начинает переходить из газовой фазы в конденсированную. При этом теплота фазового перехода играет роль дополнительного энерговыделения в ДВ, поддерживая ее (линии E_* для газового углерода идут круче). Во

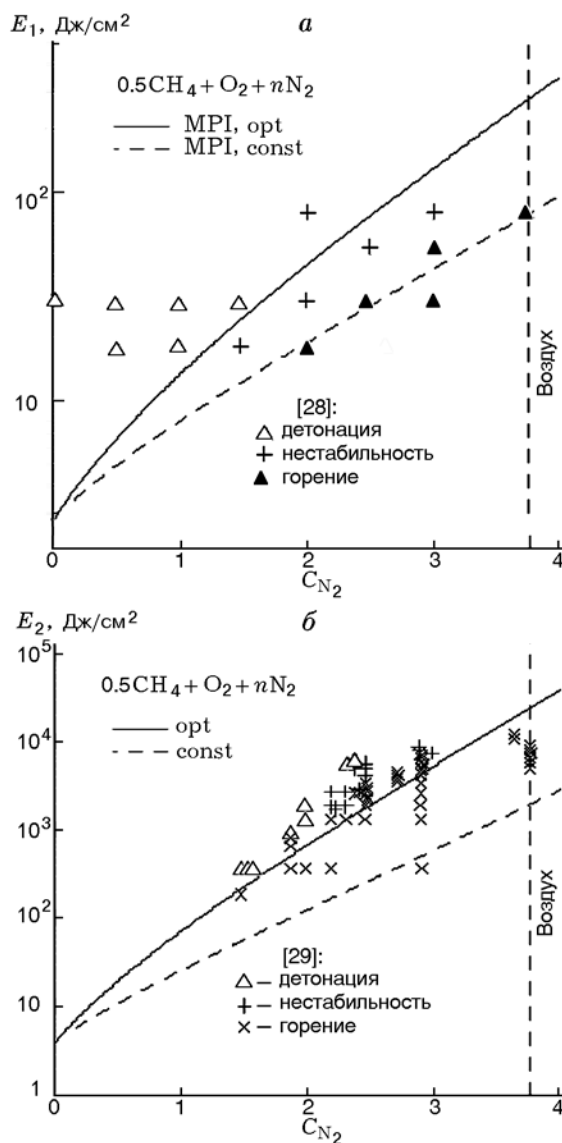


Рис. 10. Энергия инициирования плоской (а) и цилиндрической (б) детонации в метано-кислородной смеси, разбавленной азотом

всех случаях видно хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений.

На рис. 13 представлены данные по критической энергии инициирования сферической детонации E_3 в смесях топлива с кислородом или воздухом в зависимости от молярной концентрации топлива с различной структурой химических связей (водород, метан, ацетилен, аммиак, гидразин, озон, перекись водорода) при стандартных условиях. Подобный график позволяет проводить сравнительный анализ детонационной опасности различных топлив.

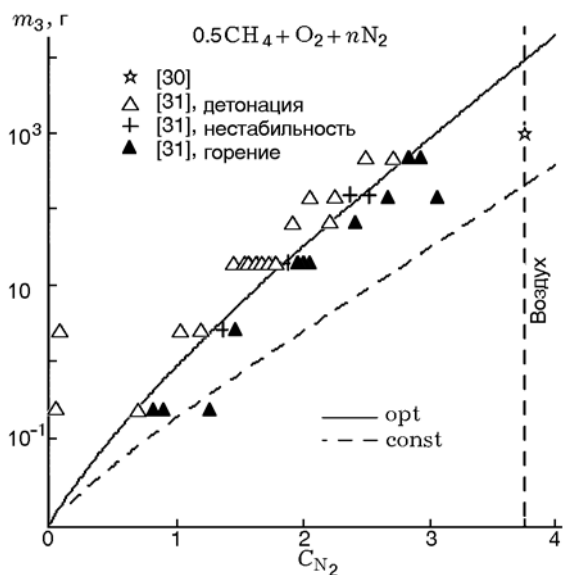


Рис. 11. Масса инициирующих зарядов в зависимости от концентрации азота в метанокислородной смеси

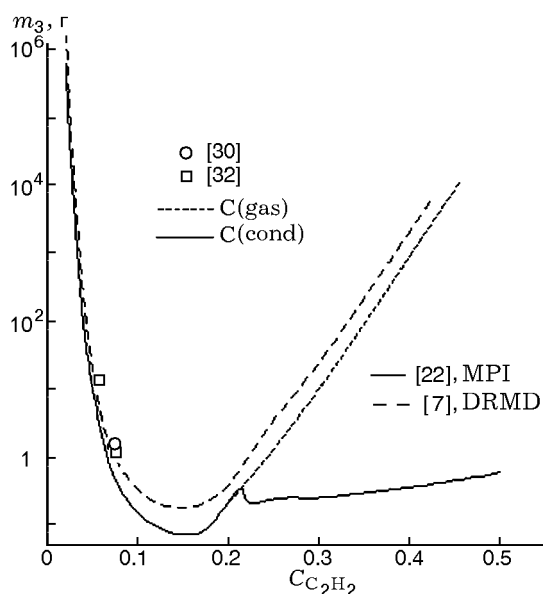


Рис. 12. Масса инициирующих зарядов в зависимости от концентрации ацетилена в смесях топлива с воздухом

СООТНОШЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

На рис. 14 представлены результаты анализа экспериментальных данных по критической энергии зажигания сферического пламени водорода, метана, этана, бутана, пентана, гептана, бензола, метанола, циклогексана и дру-

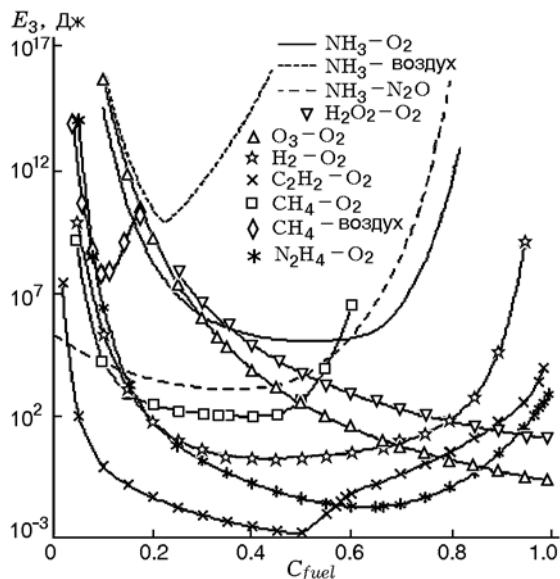


Рис. 13. Критическая энергия инициирования сферической детонации в зависимости от молярной концентрации топлива в смесях с воздухом

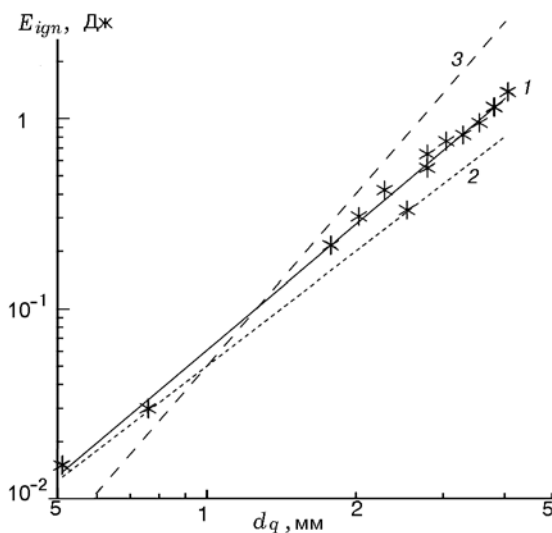


Рис. 14. Критическая энергия зажигания сферического пламени для смесей различных топлив с воздухом

гих топлив в смеси с воздухом. Экспериментальные данные аппроксимируются функцией (линия 1)

$$E_{ign} \sim d_q^{2.2}.$$

Здесь же приведены прямые с квадратичной (2) и кубической (3) зависимостью (цилиндрическая и сферическая симметрия в соответствии с

общей формулой). Видно, что экспериментальные данные не согласуются с формулой для сферического инициирования и ближе к случаю цилиндрической симметрии. Это заставляет обратить особое внимание на корректность отнесения инициатора к тому или иному случаю симметрии, особенно инициаторов с промежуточной симметрией.

Например, электрическая искра считается «точечным» инициатором, возбуждающим сферическую волну в неограниченной смеси. Это оправданно на расстояниях, много больших межэлектродного зазора, но вблизи искрового канала на расстояниях, меньших и сравнимых с межэлектродным расстоянием, искровое инициирование является скорее цилиндрическим. Вероятно, это и есть основная причина расхождения данных, представленных на рис. 15. Требуется дальнейшие исследования для прояснения данной ситуации.

РОЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО И ВРЕМЕННОГО ФАКТОРОВ ИНИЦИАТОРА

Формулировка условия инициирования на основе единственного параметра — критической энергии — очень привлекательна, как и при решении задачи описания взрывной волны в инертном газе при сильном взрыве. Однако не только обнаружение многофронтной структуры реальной ДВ вместо идеализированной одномерной ДВ с гладким фронтом не позволяет считать завершенной проблему инициирования волн горения и детонации. Слабоизученным до сих пор остается вопрос о влиянии пространственных и временных характеристик инициатора на возбуждение горючей смеси и формирование в ней самоподдерживающихся волн (горения или детонации).

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

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

$\varepsilon(r, t)$ — функция, описывающая пространственно-временной закон вводимой энергии, ν — размерность задачи ($\nu = 1, 2, 3$ для плоской, цилиндрической и сферической симметрии соответственно). Например, при инициировании смеси электрическим разрядом $\varepsilon(t) = U(t)I(t)$, где $U(t)$ и $I(t)$ — напряжение и ток на разрядном промежутке. Очевидно, что для различных инициаторов (электрическая или лазерная искра, взрывающаяся проволока, 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 и особенности возбуждения и развития химической реакции в смеси чрезвычайно важны в задачах инициирования, 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 необходимости 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 пространственной компоненты энерговода (E_r) предполагает оптимизацию плотности вводимой энергии $\varepsilon_{\min} = \varepsilon(r^*)$ одновременно с E_{\min} .

ОПТИМИЗАЦИЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ

Проблема инициирования важна как междисциплинарная задача с точки зрения научных, прикладных и экологических аспектов безопасности. Главная цель — определение критической энергии инициирования и оптимизация инициирования с позиций простран-

ственного распределения вводимой в смесь энергии и временных характеристик.

Вариационная задача об энергии E_ν вышеприведенного интегрального соотношения может экспериментально решаться несколькими путями:

1) варьирование длительности энерговода при сохранении пространственных размеров области энерговода: $V_0 = \text{const}$, $t_0 = \text{var}$, тогда плотность мощности трансформируется в мощность — $\varepsilon(t, V) \rightarrow \varepsilon(t)$. Обезразмеренные критические энергии инициирования цилиндрической детонации в зависимости от безразмерной длительности электроразряда представлены на рис. 15 для стехиометрических смесей водорода и ацетилен с кислородом. Видно, что критическая энергия инициирования является единственным критериальным параметром смеси только в случае, когда длительность инициирующего разряда не превышает некоторого критического значения; в противоположном случае для инициирования ДВ требуется тем больше энергия, чем длительнее разряд. Иными словами, при $t_0 < t^0$ (t^0 — характерный временной масштаб смеси) можно говорить о «квазиидеальном» инициаторе: только в этом случае инициирование определяется единственным параметром — критической энергией $E_{\nu*}$! При $t_0 > t^0$ инициатор следует отнести к неидеальным. При любом t_0 критическое инициирование носит пороговый характер: затухание при $E < E_*$ и возбуждение ДВ при $E > E_*$. Основной вывод: каж-

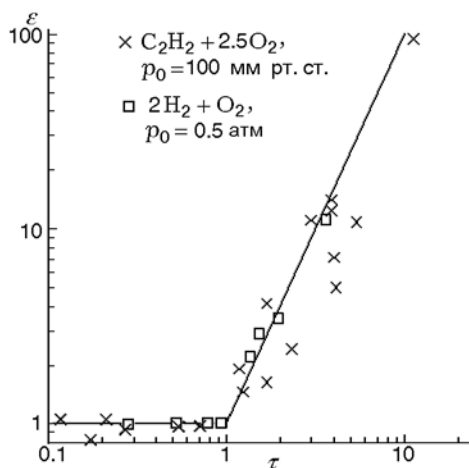


Рис. 15. Зависимость безразмерной критической энергии инициирования цилиндрической детонации от безразмерной длительности электроразряда

дая смесь при фиксированном давлении характеризуется определенным временным параметром t^0 таким, что если время разряда $t_0 \leq t^0$, то требуемая для инициирования энергия $E_t = \text{const} \approx E_{\text{min}}$ принимается в качестве критической энергии инициирования E_* , при $t_0 > t^0$ («затянутый» разряд) E_t превышает E_{min} и растет с увеличением t_0 ;

2) сохранение длительности энерговода и варьирование размера и формы области энерговода: $t_0 = \text{const}$, $V = \text{var}$, $\varepsilon(t, V) \rightarrow \varepsilon(V)$ — плотность мощности заменяется плотностью энергии. Простейшие формы инициаторов при экспериментальном исследовании пространственного распределения вводимой энергии на критическую энергию инициирования показаны на рис. 16. Критические условия инициирования сферической детонации кольцевыми зарядами представлены на рис. 17 [33]. Область ниже штриховой горизонтальной линии соответствует большей эффективности кольцевых зарядов по сравнению со сплошным диском. Подобный эффект большей эффективности распределенных зарядов в сравнении с компактным зарядом наблюдается и при инициировании цилиндрической ДВ двумя параллельными линейными зарядами (рис. 18, z — расстояние между зарядами).

Рис. 19 иллюстрирует влияние временного фактора на энергию инициирования: при варьировании длительности инициирующего импульса $E_t = \text{const}$ при $t_0 < t^0$, при $t_0 > t^0$ энергия E_t возрастает; E_r характеризуется U-образной формой зависимости с оптимальной величиной, т. е. критическая энергия инициирования может быть уменьшена за счет пространственного распределения. Исследования автора по влиянию только пространствен-

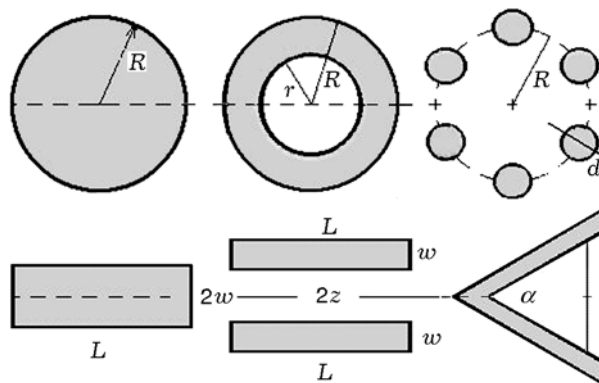


Рис. 16. Формы инициаторов

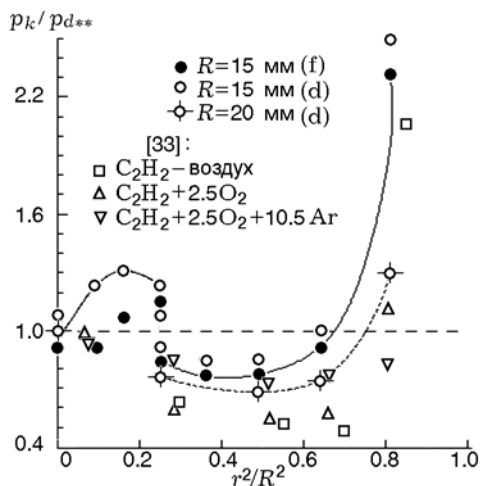


Рис. 17. Иницирование сферической детонации кольцевыми инициаторами разного диаметра:

f — воспламенение смеси, d — возбуждение детонации

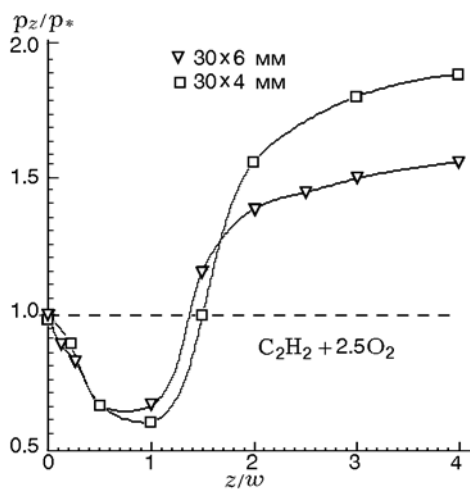


Рис. 18. Иницирование сферической детонации параллельными линейными зарядами

ного распределения вводимой энергии на иницирование ДВ продемонстрировали, что минимальная критическая энергия может быть существенно (на порядок и более) снижена по сравнению с величиной, определяемой при варьировании только временной характеристикой вводимой энергии (линия E_r на рис. 19). Для последнего случая очень важным является вопрос выбора характерного масштаба смеси r^0 и вопрос о величине критической энергии при ультракоротких длительностях иницирующего импульса (пунктирные линии вбли-

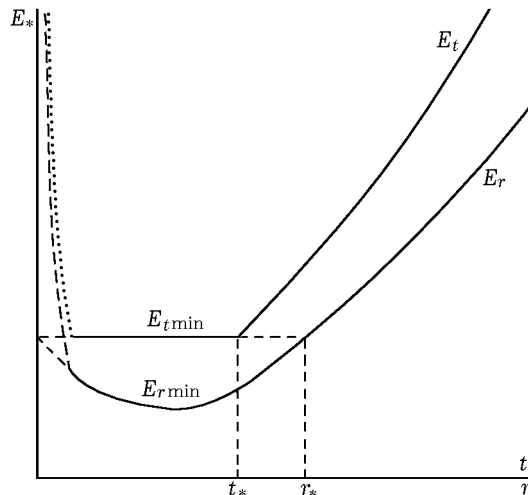


Рис. 19. Влияние временного и пространственного компонентов вводимой от инициатора энергии на условия иницирования горючей смеси

зи вертикальной оси на рис. 19). Следует отметить, что влияние пространственного распределения энергии на возбуждение ДВ неидеальными источниками до сих пор теоретически исследовано довольно скупо. Только экспериментальный эффект сокращения энергии возбуждения при замене заостренных электродов разрядного промежутка на фланцевые (диск) получил практическое применение в методике определения энергии искрового воспламенения смеси [23].

Оптимизация иницирования может быть достигнута с помощью многих приемов, например:

- а) пространственное иницирование, включая многозарядные схемы с варьированием количества зарядов и их пространственного расположения друг относительно друга, а также при одновременном (однотактная схема) или сдвинутом по пространству и времени срабатывании зарядов (двухтактная схема);
- б) иницирование серией импульсов с вариацией амплитуды и длительности индивидуального импульса, а также их скважности;
- в) иницирование при отражении УВ от фокусирующей поверхности, в том числе с использованием многофокусирующих систем;
- г) иницирование струями горячих и активных веществ, включая ионизированные;
- д) применение промоторов;
- е) использование смеси с градиентами параметров (плотности, температуры, состава);

ж) неклассические режимы инициирования.

На рис. 20 приведены типичные схемы инициирования с помощью отражения УВ от вогнутой поверхности. Первые две из них (рис. 20, *a, б*) — классические схемы отражения от плоской поверхности и от цилиндрической (или эллиптической — пунктирный профиль) поверхности. Дополнительный положительный эффект в уменьшении числа Маха падающей УВ может быть достигнут с помощью многофокусирующей системы, включающей в себя несколько вогнутых рефлекторов круглой или эллиптической формы (рис. 20, *в–д*). В этом случае фокусировка отраженных волн создает новые «горячие точки» как микроинициаторы, которые возбуждают смесь непосредственно после фокусировки УВ или несколько позже на следующей стадии взаимодействия вторичных УВ, генерируемых «горячими точками». Центры индивидуальных рефлекторов могут располагаться как вдоль прямой линии (рис. 20, *з*), так и вдоль вогнутой (рис. 20, *д*), а также с некоторым сдвигом z друг относительно друга (рис. 20, *в*). Три последние схемы более эффективны при инициировании ДВ по сравнению со случаями *a, б*.

На рис. 21 представлены экспериментальные данные о предельном числе Маха УВ, при котором наблюдается инициирование смеси: четко фиксируется уменьшение критического числа Маха падающей УВ для инициирования ДВ. Символы (по порядку) соответствуют: одному эллиптическому отражателю с эффективным диаметром 10 мм; пяти соприкасающимся эллиптическим отражателям с аналогичным размером (как на рис. 20, *з*); двум эллиптическим отражателям одинакового эффективного диаметра, сдвинутым друг относительно друга на 10 мм (схема рис. 20, *в*); трем эллиптическим отражателям, расположенным вдоль

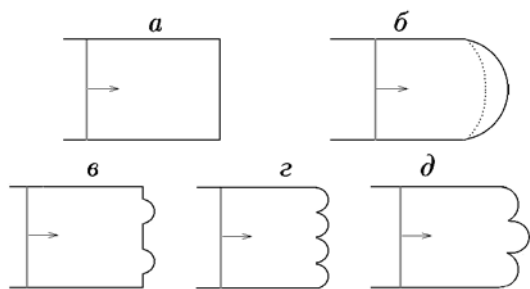


Рис. 20. Схемы инициирования при отражении

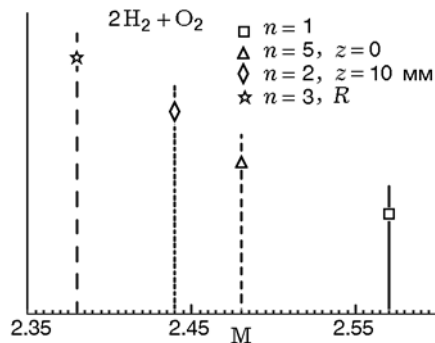


Рис. 21. Предельно низкое для возбуждения детонации число Маха падающей волны при использовании различных отражателей:

эллиптические отражатели изготавливались фрезеровкой (угол фрезы 45° , диаметр 10 мм)

вогнутой эллиптической кривой, — «двойная» фокусировка УВ (как на рис. 20, *д*).

Прямое (сильное) инициирование ДВ в газовой смеси и искровое (слабое) воспламенение смеси имеют несколько общих особенностей:

- пересжатие инициирующей волны вблизи инициатора;
- ослабление волны по мере ее удаления от инициатора;
- критическая стадия возбуждения смеси, после которой процесс детонации (или горения) либо успешно формируется, либо полностью затухает.

Используя эти закономерности поведения взрывной волны, можно оптимизировать реиницирование расходящейся детонации с помощью локального поджатия (например, при отражении от препятствия затухающей взрывной волны). Так, на рис. 22 демонстрируется качественный ход зависимости скорости взрывной волны D от радиуса волны при различных соотношениях энергии источника и критической энергии инициирования детонации: линия 1 соответствует критическому режиму с энергией, равной критической; линия 2 — энергия ниже критической, взрывная волна затухает и вырождается в акустическую; линия 3 — энергия ниже критической, но в затухающей волне искусственно (например, за счет соударения с проницаемой преградой) возбуждается мощный очаг реакции и происходит последующее формирование ДВ. Особыми точками процесса возбуждения ДВ являются точка минимума скорости r_{\min} , где наблюдается бифуркационное поведение волны (восстанов-

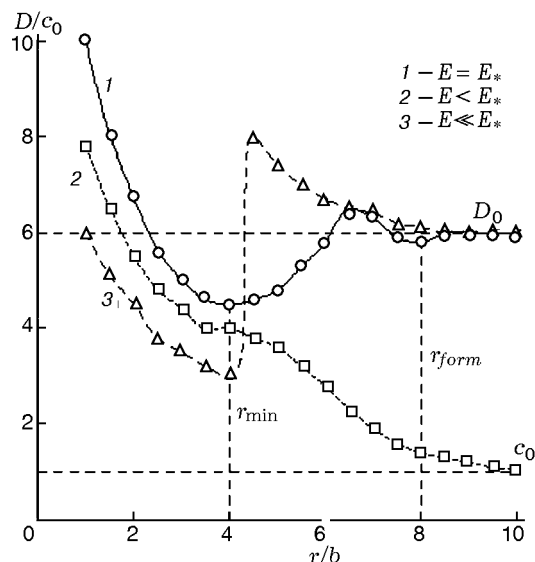


Рис. 22. Зависимость скорости взрывной волны от радиуса волны при различных соотношениях энергии источника и критической энергии инициирования детонации

ление или разрушение ДВ в зависимости от соотношения вложенной энергии и критической энергии инициирования ДВ), и точка r_{form} — радиус формирования самоподдерживающейся ДВ. Последний параметр характеризует минимальный размер газового заряда, необходимый для корректного определения критической энергии инициирования детонации.

На рис. 23 представлена фотография подобного восстановления ДВ при ее дифрак-

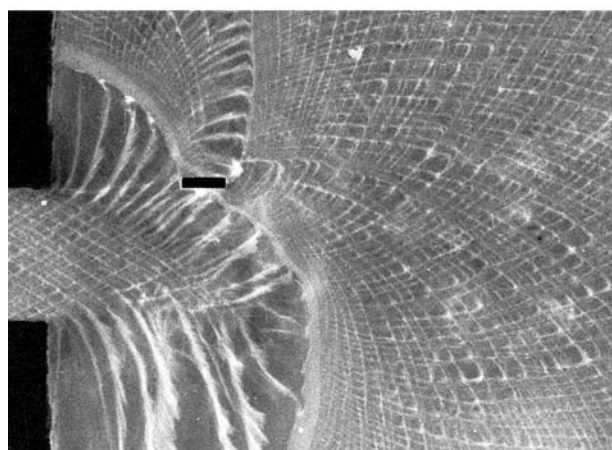


Рис. 23. Фотография восстановления детонационной волны при переходе волны из узкого канала в широкий за счет соударения с препятствием

ции — переходе волны из узкого канала в широкий (слева направо). Детонационный процесс характеризуется ячеистой структурой, образуемой траекториями движущихся в противоположных направлениях поперечных волн детонационного фронта. Бифуркационной точкой дифракции является точка схождения аксиальных волн разрежения на оси симметрии (аналог r_{min} на рис. 22). Волны разрежения возникают за счет резкого расширения потока, невозмущенный ими поток выглядит как треугольник с ячеистой структурой, опирающийся на выходное сечение узкого канала. Экспериментальные условия на рис. 23 соответствуют затуханию ДВ при дифракции без натекания на препятствие и искусственного реиницирования. Видно, что после точки схождения волн разрежения на оси канала (в вершине треугольника) дифрагирующая волна превращается в нестационарную взрывную волну без ячеистой структуры (траектории поперечных волн в виде светящихся линий расходятся без взаимного пересечения). В затухающей волне можно организовать восстановление ДВ за счет натекания и взаимодействия с препятствием: на рис. 23 четко видно возникновение новой ячеистой структуры, являющейся индикатором детонационного характера процесса (горению подобная структура не свойственна).

Тот факт, что при подобном двухтактном возбуждении процесса можно инициировать детонацию с суммарной энергией, меньшей энер-

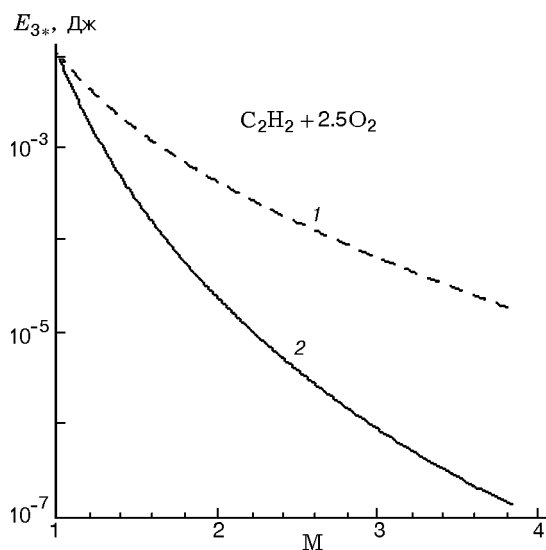


Рис. 24. Иницирование детонации за падающей (1) и отраженной (2) волнами

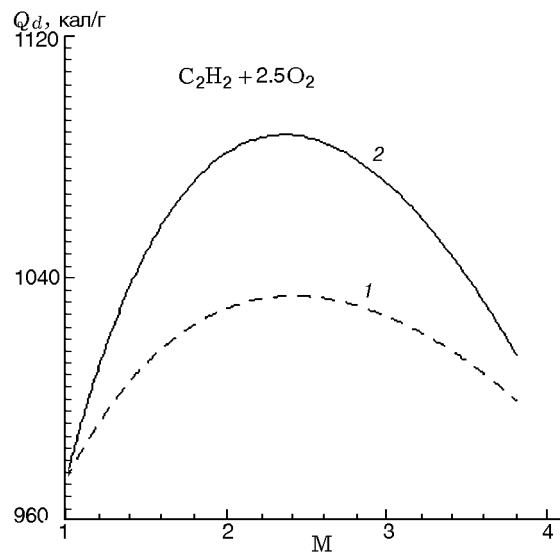


Рис. 25. Энерговыделение при превращении смеси в продукты детонации из состояния за падающей (1) и отраженной (2) волнами

гии одиночного заряда, иллюстрирует рис. 24, на котором представлена критическая энергия инициирования смеси, нагретой ударной волной с данным числом Маха. Представлены варианты инициирования за падающей и отраженной волнами. Четко видно, насколько большим может быть энергетический выигрыш при использовании схемы двухтактного инициирования (первичный — для создания нестационарной УВ, вторичный — для искусственно ПГД в затухающей волне с повышенными параметрами). Классическому однократному инициированию ДВ соответствует $M = 0$.

На рис. 25 приведено изменение удельного химического энерговыделения смеси при ее превращении в продукты детонации из исходного состояния, реализуемого за УВ, падающей и отраженной. Эта зависимость чрезвычайно важна для задач оптимизации горения в сверхзвуковых потоках, поскольку четко свидетельствует о наличии экстремума Q .

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДВ И ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЯЧЕИСТЫХ СТРУКТУР

Когда и где появляется ячеистая структура детонации — это глобальный вопрос о неустойчивости химически активных смесей. Проблема развития и усиления малого возмущения до высоких нелинейных значений за фронтом сильной волны, распространяющейся

в горючей смеси, тщательно проанализирована в последние годы как теоретически, так и численно. Но точный ответ на вопрос о появлении ячеистой структуры отсутствует до сих пор.

Экспериментальные исследования [34] показали, что для смесей $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 + 2\text{Ar}$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ ячеистая структура детонации появляется в пересжатой волне при ее скорости, соответствующей скорости в точке пересечения равновесной адиабаты продуктов детонации и замороженной ударной адиабаты исходной смеси. Для ацетиленовых смесей ($\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$, $2\text{C}_2\text{H}_2 + 3\text{O}_2 + 15\text{Ar}$) это правило не подтвердилось, и необходимы новые исследования этого очень важного вопроса в теории детонации.

В таблице представлены результаты расчетов критического пересжатия для некоторых смесей, при котором тепловыделение становится нулевым. Как можно видеть, критическое число Маха соответствует большим сверхзвуковым значениям.

Исследования околокритических режимов инициирования показали свои качественные особенности и количественные характеристики: высокое избыточное давление волны на начальной стадии, «провал» скорости волны ниже значения D_0 для самоподдерживающейся детонации — до некоторого минимального значения D_{\min} при некотором радиусе волны r_{\min} , резкое размножение количества поперечных волн на фронте ДВ после прохождения минимума, стадия формирования самоподдерживающейся ДВ вблизи точки r_{form} (см. рис. 22). На рис. 26 приведена зависимость количества поперечных волн на фронте волны от ее радиуса для критического режима инициирова-

| Смесь | $(M/M_0)_{Q=0}$ | M_0 |
|--|-----------------|-------|
| $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ | 1.83 | 5.28 |
| $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ | 1.85 | 6.67 |
| $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2$ | 1.85 | 7.34 |
| $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ | 1.56 | 5.09 |
| $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ | 1.48 | 4.85 |
| $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.5\text{O}_2 + 10.5\text{Ar}$ | 1.47 | 5.58 |
| $\text{H}_2 + \text{воздух (стех.)}$ | 1.76 | 4.82 |
| $\text{CH}_4 + \text{воздух (стех.)}$ | 1.89 | 5.07 |
| $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{воздух (стех.)}$ | 1.88 | 5.38 |

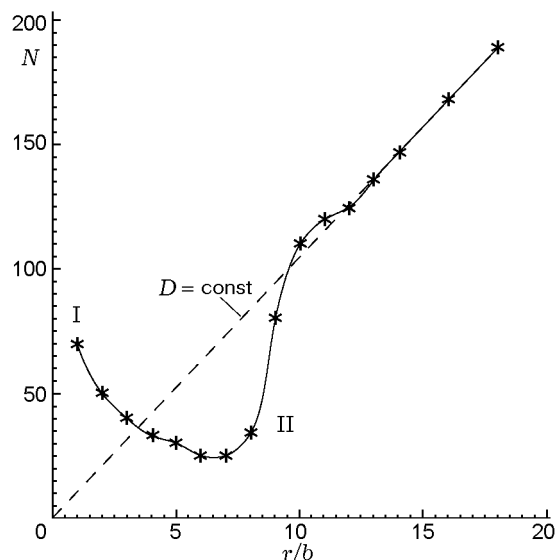


Рис. 26. Количество ячеек на фронте детонационной волны ($N = 2\pi r/a$) в зависимости от радиуса расходящейся волны (нормированного на продольный размер ячейки)

ния ДВ (сравнение — фотография на рис. 3, б). Обозначение I соответствует первому появлению ячейистой структуры на предварительно гладкой расширяющейся волне, II — второму резкому увеличению числа поперечных волн на детонационном фронте. При разрушении детонации наблюдается только высокоскоростное горение (см. рис. 3, а). Радиус формирования r_{form} характеризует минимальный размер газового заряда, необходимый для правильного определения критической энергии инициирования: при $r < r_{form}$ полученные значения E занижены по сравнению с E_* .

НОВЫЕ ЗАДАЧИ ДЕТОНАЦИИ

Обнаружение бифуркационных структур в ряде многотопливных систем требует дальнейших исследований этого феномена. В будущем более тщательно должна быть исследована физическая природа «двухразмерных» ячеек: зависимость размера бифуркационной ячейки от начального давления и температуры, от соотношения концентраций топливных компонентов, коэффициента стехиометрии и т. д. Очень интересен вопрос о концентрационных и геометрических пределах бифуркационных структур по сравнению с моноразмерной структурой.

В связи с обнаружением бифуркационных

ячейковых структур, когда в системе одновременно фиксируются ячейки разных размеров, возникает необходимость проверки различных критериев, установленных для классической моноразмерной структуры детонации, и необходимость внесения корректив во все установленные закономерности, характерные для одномасштабных структур. Прежде всего это касается инициирования детонации: какая ячейка — крупная или мелкая — определяет критическую энергию инициирования в смесях с двухмасштабной ячейковой структурой?

Следует отметить, что применительно к смесям с бифуркационными свойствами требуется пересмотр некоторых критериев, установленных для классических моноразмерных структур. Типичный пример — соотношение критического диаметра дифракции ДВ с размером ячейки ДВ (выход ДВ из узкого канала в широкий при скачкообразном изменении сечения канала). Предварительные эксперименты показали, что такая характеристика, как дифракционный диаметр для оклостехиометрических смесей, определяется только большим масштабом (критическое отношение диаметра трубы и размера большей ячейки близко к аналогичной величине для одномерных структур). Это несколько неожиданный результат, не согласующийся с современным представлением, согласно которому условия инициирования улучшаются при наличии дополнительных «горячих точек». В системах с бифуркационными свойствами таких «горячих точек» больше за счет большего количества поперечных волн в бифуркационных структурах ДВ и, на первый взгляд, влияние должно проявиться весьма заметно. Отсутствие заметного влияния может быть объяснено относительно небольшим размером отдельной «горячей точки» в мелкомасштабной структуре. Другими словами, играет роль не только количество «горячих точек», но и их относительный размер.

При удалении от стехиометрии начинает проявляться воздействие и мелкомасштабной структуры на дифракцию ДВ. Это обусловлено тем, что при удалении от стехиометрии, как правило, наблюдается укрупнение всех ячейковых структур (включая мелкомасштабную), в том числе размеров «горячих точек». При уходе от стехиометрии к пределам относительная роль «горячих точек» возрастает, а роль крупномасштабной структуры несколько уменьшается. Критическое соотношение диаметра тру-

бы и размера большей ячейки становится меньше по сравнению с аналогичной величиной для одномерных структур, возникает второй безразмерный параметр — отношение диаметра трубы к меньшему размеру ячейки. Дифракция ДВ с бифуркационными свойствами представляет собой многопараметрическое явление.

Выполненные на сегодняшний день исследования, проясняя многое, ставят множество вопросов о природе и характеристиках бифуркационных структур. Часть результатов выходит за рамки классических представлений. Пока по этой проблеме имеются лишь единичные публикации, хотя природа таких режимов чрезвычайно интересна как для экспериментаторов, так и для теоретиков.

Вопрос о многомерном характере детонационных ячеек является частью более сложной проблемы определения характерного размера ячеек в многотопливных системах с сильно различающимися кинетическими данными индивидуальных топливных компонентов. Например, каков размер ячейки в системе метан — водород при изменении соотношения между метаном и водородом?

Очень интересен для будущих исследований вопрос о существовании ячеистой структур в гетерогенной ДВ. В качестве первого шага на этом пути можно проанализировать ДВ в смеси, когда из исходного гомогенного состояния она превращается во время химической реакции в гетерогенную систему (например, ДВ с конденсацией углерода в продуктах). Как формулируется условие Чепмена — Жуге для такой ДВ даже в случае плоской симметрии с учетом неопределенной скорости звука гетерогенных продуктов и большого спектра скоростей частиц? Как происходят конденсация и коагуляция атомов углерода в различные экзотические структуры типа нанотрубок, фуллеренов, кластеров и т. д.? Такие структуры возникают за счет конденсации углерода даже в продуктах газовой детонации в богатых ацетиленом смесях (см., например, [35]). Известно, что алмазные наночастицы при определенных условиях формируются в продуктах детонации твердых ВВ.

Существует ли ячеистая структура в углеводородных монотопливах (например, в чистом ацетилене), где энергия конденсации углерода играет главную роль в энерговыделении?

Какова длина эффективной зоны индук-

ции и зоны химической реакции в реальной многофронтной ДВ? Как осредненные (в пространстве и времени) параметры многофронтной детонации соответствуют модели идеализированной плоской ДВ? Каков вид «поверхности Чепмена — Жуге» в многофронтной ДВ и где она находится?

Как многофронтная ДВ распространяется в потоке смеси при различных числах Маха, особенно при сверхзвуковой скорости? В таких потоках не только форма ячеек становится другой (длина ячеек уменьшается или увеличивается в зависимости от направления движения ДВ относительно потока — вверх или вниз по течению соответственно), но при этом наблюдается необычное поведение самой скорости ДВ (завышенные или заниженные значения по сравнению со скоростью Чепмена — Жуге для неподвижной смеси при распространении ДВ вдоль или навстречу сверхзвуковому потоку смеси [36]). Весьма интересны будут результаты исследований околопредельных режимов в сверхзвуковом потоке горючей смеси: будут ли существовать спиновый и галопирующий режимы в этом случае?

Изменение ячеистой структуры в области перехода ДВ из одной смеси в другую с резкой или диффузно размытой контактной границей уже исследовано экспериментально, требуется численное моделирование. Аналогично, смеси с градиентом концентрации (вдоль распространения ДВ или в нормальном направлении) могут быть интересными объектами для двумерного моделирования ячеистой структуры.

Расходящиеся ДВ являются чрезвычайно важным и интересным объектом для моделирования с точки зрения эффектов самоорганизации, когда поперечные волны (ПВ) исчезают и зарождаются на расширяющемся фронте ДВ, причем новые ячейки должны появляться постоянно из-за развития неустойчивости ДВ, чтобы обеспечить экспериментально наблюдаемое постоянство поперечного размера ячеек на расширяющемся фронте. Моделирование размножения ПВ и ячеек в расширяющейся ДВ требует дальнейших усилий. Определяющую роль в развитии неустойчивости при численном моделировании играют форма границ канала и взаимодействие возмущений со стенками, а схожесть расчетных картинок с экспериментальными достигается лишь в каналах постоянного сечения. Что даст модель постепенного усиления возмущений для случая расходя-

щейся волны? Возникнут ли ячеистые структуры при моделировании расходящейся волны? По этому поводу имеются лишь единичные публикации. Возникновение упорядоченной самосогласующейся структуры в сильных волнах при их ослаблении представляет собой одну из фундаментальных проблем сложных газодинамических течений, сопровождаемых химическими реакциями с немонотонным энерговыделением.

Многие аспекты околопредельных режимов все еще требуют дополнительных исследований. Представляет интерес вопрос, как единственная ПВ «вращается» в канале произвольного сечения (квадрат, треугольник, эллипс и т. д.). Для таких каналов уравнение акустики для продуктов реакции не дает чисто вращательной моды, а поперечная волна вместо «квазивращения» должна отражаться от каждой стенки канала. Например, экспериментальные исследования в квадратном канале четко демонстрируют новые особенности распространения ДВ, проявляющиеся в нарушении идентичности движения ПВ вдоль различных стенок квадратного канала, а также возникновение диагональных пульсаций головной ДВ без вращения [37, 38].

Поперечная волна в спиновой конфигурации имеет две тройные точки в области ее контакта с ведущим фронтом УВ и в области шлейфа в продуктах детонации. Когда размер ПВ становится достаточно велик, траектория ПВ на закопченной поверхности выглядит как двойная линия. Интересно, что неустойчивость ДВ в некоторых смесях успевает проявиться даже на ПВ: появляется ячеистая структура в области между двойными линиями траектории ПВ с размером ячейки, значительно меньшим, чем размер ячейки основной структуры. Это явление известно как «тонкая» структура ДВ. Какова пространственная структура предельной (spinning — marginal) ДВ, особенно вблизи оси трубки? Некоторые недавние численные исследования данного вопроса изложены в [39, 40].

Классическая ромбовидная структура ячейки возникает в трубе, когда по крайней мере две ПВ существуют на детонационном фронте и двигаются в противоположных направлениях, периодически сталкиваясь (как в многофронтной ДВ). Интересно, что режим с вращением обеих ПВ в одном направлении не наблюдается экспериментально, хотя теоре-

тических ограничений на это нет! Объяснения этому эффекту нет, возможной причиной такого поведения может быть несохранение момента импульса.

Идея сжигания смеси в режиме детонации появилась много лет назад. Многие исследования последних лет направлены на создание импульсного детонационного двигателя. Б. В. Войцеховский был первым, кто предложил сжигать смесь в режиме детонации с помощью вращающихся волн, например ПВ спиновой конфигурации [41, 42]. Двигатель со стационарно вращающейся ДВ является альтернативой импульсному детонационному двигателю.

Следует особо отметить, что вогнутая поверхность стенки трубы обеспечивает вращательное движение ПВ внутри трубки. В продольной осесимметричной струе горючей смеси (газообразный заряд без ограничивающих стенок) спиновый режим становится невозможным: предельный режим распространения ДВ в свободной цилиндрической струе (без стенок) является типичным многофронтным режимом [43]. Аналогичная ситуация наблюдалась также для горючей смеси в виде свободного слоя над плоской поверхностью.

Очень интересный вопрос возникает в задаче инициирования, когда длительность инициирующего импульса стремится к нулю, а мощность и плотность подводимой энергии стремятся к бесконечности (при точечном возбуждении). Это означает, что сильный точечный взрыв не является оптимальным.

Поскольку физические механизмы, ответственные за распространение низкоскоростного горения и высокоскоростной детонации, сильно различаются, то нетривиальным представляется вопрос об околопредельных режимах и процессах, протекающих в горючей системе в области условий, когда достигается предел детонации, но еще не достигнут предел горения (диапазон скоростей — от сверхзвуковой скорости детонации до низкоскоростного дозвукового горения).

Следует сразу же отметить, что геометрические и концентрационные пределы взаимосвязаны. Это обусловлено тем, что размер ячейки a вблизи концентрационных пределов стремительно возрастает (U-образная линия с минимумом вблизи стехиометрии). На рис. 27 представлена зависимость размера ячейки в водородовоздушной смеси от молярной концен-

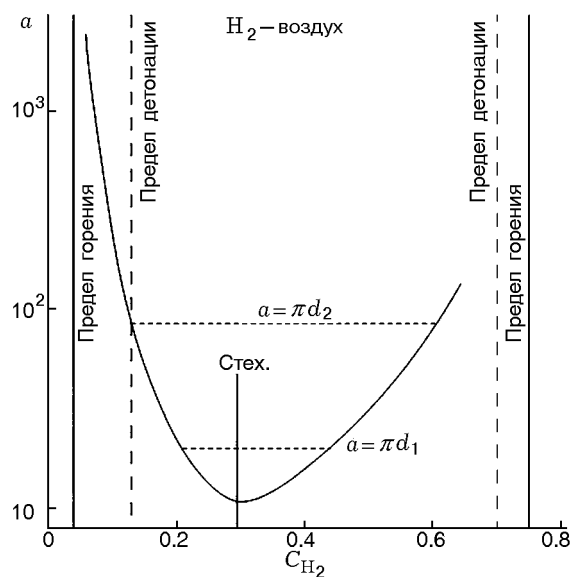


Рис. 27. Геометрические пределы детонации. Зависимость размера ячейки от молярной концентрации водорода в смеси с воздухом

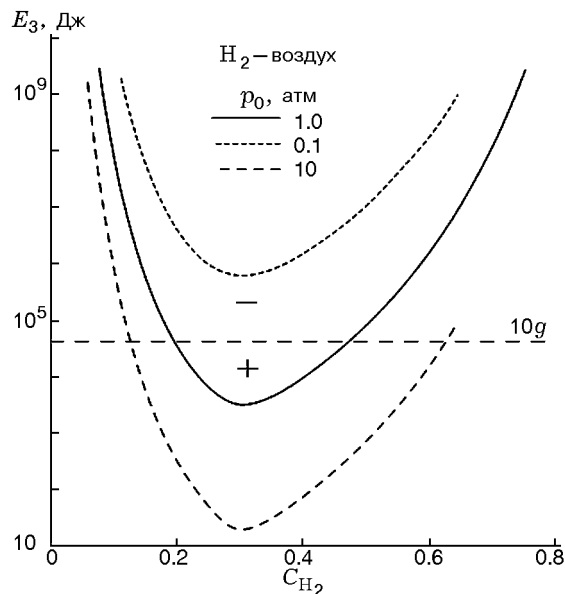


Рис. 28. Концентрационные пределы детонации. Зависимости энергии инициирования от молярной концентрации водорода в смеси с воздухом и от давления

трации водорода. Внутри концентрационных пределов (нижний и верхний, вертикальные линии) протекания горения и детонации процесс идет, вне пределов процесс невозможен. Из рисунка видно, что концентрационные пределы, определяемые в трубе меньшего диаметра d_1 (точки пересечения линии $a(C)$ с нижней горизонтальной штриховой линией), оказываются уже концентрационных пределов, определяемых в трубе большего диаметра d_2 (точки пересечения линии $a(C)$ с верхней горизонтальной штриховой линией). Это означает, что для корректного определения концентрационных пределов горючей смеси экспериментальное оборудование должно быть достаточно большого масштаба (результаты на горелках диаметром 5 и 50 мм не будут совпадать). Справедливо и обратное утверждение: для сжигания смеси в большем диапазоне концентраций необходимо увеличивать характерный размер экспериментального оборудования. При проведении измерений концентрационных и геометрических пределов в лабораторных условиях ошибка может быть весьма большой, особенно для топливовоздушных смесей.

На рис. 28 представлен вариант определения концентрационных пределов одной и той же горючей смеси при использовании одинакового инициирующего заряда, например, массой 10 г ТНТ. Видно, что диапазон измерен-

ных концентраций (точки пересечения U-образных линий критической энергии инициирования сферической детонации E_3 с горизонтальной штриховой линией $E_3 = \text{const}$) различается для разных начальных давлений: чем выше давление, тем шире диапазон концентраций. Справедлив и еще один вывод: диапазон концентраций при фиксированном давлении тем шире, чем больше масса инициирующего ВВ.

Хотелось бы обратить еще раз внимание на возможность уменьшения критической энергии инициирования на несколько порядков при одновременной оптимизации пространственного и временного факторов вводимой энергии. Но следует подчеркнуть особо, что такое уменьшение достигается при вполне определенных соотношениях между пространственными и временными характеристиками инициатора и пространственно-временными параметрами горючей смеси. Высокая эффективность достигается при оптимальном соотношении между этими величинами, в противном случае особой эффективностью не наблюдается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными демонстрирует их

корреляцию для различных топливокислородных и топливовоздушных смесей при изменении давления, температуры, концентрации, симметрии и т. д. Совокупность данных по расчетным и экспериментальным величинам различных горючих смесей свидетельствует, что «многоточечная» (MPI) модель и модель дифракционного реинициирования (DRMD) на сегодняшний день наиболее адекватно соответствуют экспериментальным данным. Близкими по степени соответствия экспериментальных и расчетных данных по инициированию являются одномерные модели [14] и [21] («поверхностной» энергии). Модели MPI и DRMD могут быть использованы в качестве базовых при определении критической энергии инициирования и степени детонационной опасности различных газообразных топлив. Другие модели демонстрируют большее несоответствие как в значениях критической энергии, так и в качественном ее поведении при изменении параметров.

Коллекцию вышеприведенных задач можно рассматривать как тестовые задания для оценки правильности математических моделей и численных алгоритмов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bauer P. A., Dabora E. K., Manson N. Chronology of early research on detonation wave // Prog. Astronaut. Aeronaut. — 1991. — V. 133. — P. 3–18.
2. Presles H. N., Desbordes D., Guirard M., Guerraud C. Gaseous nitromethane and nitromethane-oxygen mixture, a new detonation structure // Shock Waves. — 1996. — N 6. — P. 111–114.
3. Васильев А. А. Монотопливо как источник бифуркационных свойств многотопливных систем // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 2. — С. 14–23.
4. 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.
5. Васильев А. А. Оценка энергии инициирования цилиндрической детонации // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14, № 3. — С. 154–155.
6. Васильев А. А., Николаев Ю. А. Модель ячейки многофронтной газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1976. — Т. 12, № 5. — С. 744–754.
7. Vasil'ev A. A. A new diffraction estimation of critical initiation energy of gaseous detonation // Proc. of the Colloquium on Gas, Vapor, Hybrid and Fuel-air Explosions, Schaumburg, Illinois, USA, September 21–25, 1998. — P. 470–481. — (См. также: Archiv. Combust. — 1998. — V. 18, N 1-4. — P. 149–156).
8. Васильев А. А., Троцюк А. В. Результаты экспериментальных исследований и численного моделирования расширяющейся многофронтной детонационной волны // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 1. — С. 92–103.
9. Ichikawa T., Matsui A. Study of Cell Width and Shock Pressure in Directly Initiated Spherical Detonation. — CD: Proc. of the 22nd ICDERS, Minsk, Belarus, 2009.
10. Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В. Возбуждение и срыв детонации в газах // Инж.-физ. журн. — 2010. — Т. 83, № 6. — С. 1174–1201.
11. Васильев А. А. Оценка критических условий перехода горения в детонацию // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 2. — С. 91–96.
12. Шуленин Ю. В., Бохон Ю. А. Минимальная энергия инициирования газовой детонации в неограниченном объеме // Докл. АН СССР. — 1981. — Т. 257, № 3. — С. 680–683.
13. Борисов А. А., Заманский В. М., Лисянский В. В., Скачков Г. И., Трошин К. Я. Оценка критической энергии инициирования детонации газовых систем по задержкам воспламенения // Хим. физика. — 1986. — Т. 5, № 12. — С. 1683–1689.
14. Ждан С. А., Митрофанов В. В. Простая модель для расчета энергий инициирования гетерогенной и газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 6. — С. 98–103.
15. Ульяницкий В. Ю. Замкнутая модель прямого инициирования газовой детонации с учетом неустойчивости. I. Точечное инициирование // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 3. — С. 101–113.
16. 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 // Prog. Astronaut. Aeronaut. — 1983. — V. 94. — P. 23–37.
17. Бохон Ю. А., Шуленин Ю. В. Минимальная энергия инициирования сферической газовой детонации некоторых смесей водорода // Докл. АН СССР. — 1979. — Т. 245, № 3. — С. 623–626.
18. Трошин К. Я. Энергия инициирования расходящихся детонационных волн // Докл. АН СССР. — 1979. — Т. 247, № 4. — С. 887–889.
19. Westbrook C. K., Urtiew P. A. Chemical kinetic prediction of critical parameters in gaseous detonations // 19th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1982. — P. 615–623.

20. **Макеев В. И., Гостинцев Ю. А., Строганов В. В., Бохон Ю. А., Чернушкин Ю. Н., Куликов В. Н.** Горение и детонация водородовоздушных смесей в свободных объемах // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 5. — С. 16–18.
21. **Benedick W. B., Guirao C. M., Knystautas R., Lee J. H.** Critical charge for direct initiation of detonation in gaseous fuel-air mixtures // Prog. Astronaut. Aeronaut. — 1986. — V. 106. — P. 181–202.
22. **Vasil'ev A. A.** Detonation hazards of gaseous mixtures // Prevention of Hazardous Fires and Explosions. The Transfer to Civil Applications of Military Experiences / V. E. Zarko, V. Weiser, N. Eisenreich, A. A. Vasil'ev (Eds). — Dordrecht; Boston; London: Kluwer Academic Publ., 1999. — P. 93–108.
23. **Lee J. H., Matsui H.** A comparison of the critical energies for direct initiation of spherical detonations in acetylene-oxygen mixtures // Combust. Flame. — 1977. — V. 28. — P. 61–66.
24. **Lee J. H., Ramamurthi K.** On the concept of the critical size of a detonation kernel // Combust. Flame. — 1976. — V. 27. — P. 331–340.
25. **Lee J. H. S.** Dynamic parameters of gaseous detonations // Ann. Rev. Fluid Mech. — 1984. — V. 16. — P. 311–336.
26. **Васильев А. А.** Исследование критического инициирования газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 1. — С. 121–131.
27. **Levin V. A., Osinkin S. F., Markov V. V.** Direct initiation of detonation in a hydrogen-air mixture // Combustion, Detonation, Shock Waves: Proc. of the Zeldovitch Memorial. Russian Sec. of the Combustion Inst. — Moscow, 1994. — V. 2. — P. 363–365.
28. **Ohyagi S., Yoshihashi T., Harigaya Y.** Direct initiation of planar detonation waves in methane/oxygen/nitrogen mixtures // Prog. Astronaut. Aeronaut. — 1983. — V. 94. — P. 3–22.
29. **Nicholls J. A., Sichel M., Gabrijel Z., Oza R. D., Vandermolen R.** Detonability of unconfined natural gas-air clouds // 17th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1978. — P. 1223–1234.
30. **Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г.** Исследование сферической детонации газовых смесей // НТПГВ. — 1965. — № 2. — С. 22–34.
31. **Bull D. C., Elsworth J. E., Hooper G., Quinn C. P.** A study of spherical detonation in mixtures of methane and oxygen diluted by nitrogen // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1976. — V. 9. — P. 1191.
32. **Freiwald H., Koch H. W.** Spherical detonation on acetylene-oxygen-nitrogen mixtures as a function of nature and strength of initiation // 9th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1963. — P. 275–281.
33. **Moen I. O., Sulmistras A., Thomas G. O., Bjerketvedt D., Thibault P. A.** Influence of cellular regularity on the behavior of gaseous detonations // Dynamics of Explosions / J. R. Bowen, J.-C. Leyer, R. I. Soloukhin (Eds). — N.Y.: Amer. Inst. of Aeronaut. and Astronaut., 1986. — P. 220–223. — (Prog. Astronaut. Aeronaut.; V. 106).
34. **Манжалей В. И., Субботин В. А.** Экспериментальное исследование устойчивости пережатой детонации в газе // Физика горения и взрыва. — 1976. — Т. 12, № 6. — С. 935–942.
35. **Васильев А. А., Пинаев А. В.** Образование углеродных кластеров в волнах горения и детонации газовых смесей // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 81–94.
36. **Васильев А. А., Звезгинцев В. И., Наливайченко Д. Г.** Детонационные волны в сверхзвуковом потоке реагирующей смеси // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 5. — С. 85–100.
37. **Vasil'ev A. A.** The quasi-steady regimes of wave propagation in active mixtures // Shock Wave. — 2008. — V. 18, N 4. — P. 245–253.
38. **Hanana M., Lefebvre M. H., Van Tiggelen P. J.** On rectangular and diagonal threedimensional syructures of detonation waves // Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science to Applications / G. Roy, S. Frolov, K. Kailasanath, N. Smirnov (Eds). — M.: ENAS Publ., 1999. — P. 121–130.
39. **Tsuboi N., Hayashi A. K.** Numerical simulation of continuous spinning detonation in a circular tube // Pulsed and Continuous Detonations / G. Roy, S. Frolov, J. Sinibaldi (Eds). — M.: Torus press Ltd, 2006. — P. 186–192.
40. **Tsuboi N., Asahara M., Eto K., Hayashi A. K.** Numerical simulation of spinning detonation in square tube // Shock Wave. — 2008. — V. 18, N 4. — P. 329–344.
41. **Войцеховский Б. В.** Стационарная детонация // Докл. АН СССР. — 1959. — Т. 129, № 6. — С. 1254–1256.
42. **Войцеховский Б. В.** Спиновая стационарная детонация // ПМТФ. — 1960. — № 3. — С. 157–164.
43. **Васильев А. А., Зак Д. В.** Детонация газовых струй // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 4. — С. 82–88.

Поступила в редакцию 9/VI 2014 г.