

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

С помощью методики дифракционного реинициирования многофронтной детонации установлено количественное соотношение между характерными масштабами, определяющими возбуждение и распространение детонационной волны для цилиндрического и сферического случаев симметрии. Выявлено влияние глубины канала на условия реинициирования. Предложена оценка идеальности (малость потерь) цилиндрической многофронтной волны, согласующаяся с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

В рамках классической идеализированной модели детонационной волны (ДВ) с гладким фронтом движение цилиндрической ДВ после мгновенного инициирования вдоль оси z в канале, образованном двумя параллельными плоскостями, перпендикулярными оси z и удаленными друг от друга на расстояние $\Delta z = \delta$, определяется только радиальной координатой r и не зависит от осевой z и азимутальной φ координат, а также и от глубины канала δ . В реальной цилиндрически расходящейся многофронтной ДВ с поперечными волнами и характерным размером ячейки a при $\delta > a$ кроме радиально-азимутального (вдоль r и φ) присутствует движение поперечных волн в осевом направлении.

Соударения поперечных волн между собой (азимутальные и осевые), а также со стенками канала подобны периодически повторяющимся локальным микровзрывам и отвечают за распространение многофронтной ДВ вдоль оси r . Энергия отдельного такого микровзрыва (энергия газа в области соударения двух поперечных волн встречного направления) и некоторое критическое количество подобных микровзрывов (соударений поперечных волн) использованы при разработке модели многоточечного инициирования [1–4]. Эта модель позволяет рассчитать критическую энергию инициирования многофронтной ДВ для любой симметрии $E_{*,\nu}$, в том числе для цилиндрического случая ($\nu = 2$). Величина $E_{*,2}$ для исследуемой смеси достигает асимптотического значения и выступает как характерный параметр многофронтной волны только применительно к инициированию в каналах с $\delta \gg a$, когда относительный

вклад соударений поперечных волн со стенками невелик и уменьшается по мере увеличения отношения δ/a .

В каналах малой глубины δ (порядка a) величина $E_{*,2}$ уже не будет постоянной: при $\delta/a < 1$ потери на трение о стенки и теплоотвод значительны и (с точки зрения потерь) цилиндрическая многофронтная ДВ существенно неидеальна. Предельный случай — распространение ДВ в узких ($\delta/a \ll 1$) зазорах, когда исключается движение поперечных волн вдоль оси z и сохраняются лишь радиально-азимутальные столкновения. Подобные плоские каналы широко используются в исследованиях структуры многофронтной ДВ.

Неоднозначность величины $E_{*,2}$ требует уточнения критерия идеальности цилиндрической детонации, т. е. определения такой критической глубины канала δ_* , что при $\delta \geq \delta_*$ независимо от глубины экспериментального канала $E_{*,2} = \text{const}$. При $\delta < \delta_*$ необходимо компенсировать потери, и потому $E_{*,2}$ будет увеличиваться.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ДВ

Из различных способов возбуждения ДВ в данной работе отдано предпочтение схеме перехода ДВ в объем из инициирующей трубки постоянного размера [5–7] (рис. 1), которую по своей сути следует называть методикой дифракционного реинициирования многофронтной детонации (ДРМД).

Поведение цилиндрической многофронтной ДВ исследовалось: 1) при выходе в объем; 2) при выходе из узкого канала l_{**} в широкий при

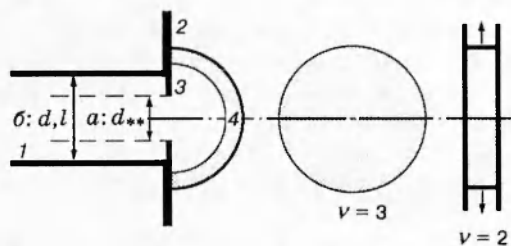


Рис. 1. Схема дифракционного реиницирования многофронтной детонации:

a — классическая, b — модернизированная, с мембраной; справа — вид на натекающую ДВ вдоль оси для сферического ($\nu = 3$) и цилиндрического ($\nu = 2$) случаев симметрии; 1 — инициирующая секция, 2 — основная взрывная камера, 3 — мембрана, 4 — многофронтная ДВ

распространении по зазору постоянной глубины δ (плоский дифракционный канал). В первом случае наряду с традиционной схемой (выход в объем из инициирующей трубки постоянного диаметра $d \geq d_{**}$; границы трубки указаны штриховой линией — рис. 1, a) использовалась и модернизированная схема: инициирующая трубка имела гораздо больший диаметр $d_0 \gg d_{**}$, а в ее выходном сечении установлены тонкие металлические мембраны с осевым отверстием диаметром d_{**} (контур сечения изображен сплошной линией — рис. 1, b). Здесь d_{**} — критический диаметр дифракционного реиницирования сферической ДВ для исследуемой смеси.

Модернизированная схема позволяет относительно просто менять форму инициатора и переходить от одной симметрии к другой. Например, круглое отверстие в мембране (диаметром d_{**}) обеспечивает сферическое инициирование в объеме, а отверстие прямоугольной формы (с размерами $L \times l$) при $L \gg l$ и $l \geq l_{**}$ — цилиндрическое.

Следует заметить, что в модернизированной схеме в силу соотношения $d_0 \gg d_{**} \gg a$ инициирующая ДВ практически всегда идеальна.

Фотосъемка распространения ДВ проводилась с помощью теневого прибора ИАБ-458 и высокоскоростного фоторегистратора (в режиме развертки). Было проведено несколько серий экспериментов по выяснению критических условий реиницирования.

◊ Серия 1а. Переход от сферической к цилиндрической симметрии инициирования ДВ в

объеме: в торце инициирующей трубы диаметром 80 мм устанавливались плоские металлические мембраны (толщиной 3,0 мм) с отверстиями прямоугольной формы с переменным соотношением сторон (от единицы) при условии сохранения площади S . В соответствии с моделью многоточечного инициирования условие $S = \text{const}$ обеспечивает одинаковость условий инициирования ДВ в объеме. При этом нетривиальным является вопрос о том, при каком соотношении размеров инициатора возбуждаемую им волну можно считать цилиндрической.

◊ Серия 1б. Переход к цилиндрическому инициированию ДВ в объеме по схеме «квадрат $L \times L \rightarrow$ прямоугольник $L \times l$ » (до значений $L/l \gg 1$) при варьировании только размера l , когда площадь «заряда» S не сохраняется.

◊ Серия 1в. Цилиндрическое реиницирование ДВ при переходе из инициирующей трубки в зазор постоянной высоты δ , образуемый двумя плоскопараллельными пластинами. Торцы пластин плотно прилегли к поверхности мембраны. Форма отверстий в мембране менялась от квадрата $\delta \times \delta$ до прямоугольника $\delta \times l$ при варьировании l . Отличие от двух предыдущих серий состоит в том, что в зависимости от соотношения δ/a может проявиться эффект неидеальности волны при ее распространении по зазору.

◊ Серия 1г. Цилиндрическое реиницирование ДВ при переходе из инициирующей трубки в зазор через мембрану с отверстием постоянной ширины l ; глубина зазора δ варьируется от $\delta = l$ до $\delta < a$ с большим уровнем потерь (при $l \gg a$).

◊ Серия 2. Экспериментальная проверка влияния потерь на характеристики реиницирования цилиндрической многофронтной ДВ при переходе ДВ из узкого канала в широкий при изменении глубины канала δ осуществлялась в плоских дифракционных каналах одинаковой геометрии. Плоские шлифованные металлические пластины различной толщины δ (0,5; 1; 2; 4; 8 и 16 мм) предварительно собирали в единый пакет. Затем в этом пакете на всю глубину фрезеровали с единой установки канал постоянной ширины $l = 15$ мм длиной 600 мм с резким (угол дифракции $\alpha = 90^\circ$) расширением в обе стороны, что обеспечивало идентичность всех остальных (кроме глубины) размеров каналов. По такой же методике изготавливали каналы шириной $l = 30$ мм. Из пластин толщиной 16, 8, 4 и 2 мм собирали канал $l = 15$ мм с глубиной $\delta = 30$ мм. Следует подчеркнуть,

что глубина δ двумерного канала является дополнительным размерным параметром задачи (наряду с шириной l узкого канала и размером ячейки a многофронтной ДВ) и «усиливает» степень ее неавтономности.

Пластину с дифракционным каналом зажимали между толстой шлифованной стальной плитой и стеклянной пластиной (с герметизацией по внешнему контуру). Между плитой и канальной пластиной устанавливали также фольгу для получения следовых отпечатков дифракции многофронтной ДВ. В каналах глубиной 1,0 и 0,5 мм одновременно со следовой методикой использовали фотосъемку самосвечения ДВ. Съемка велась на неподвижную пленку фотоаппарата при открытом затворе через светофильтр СЗС-18 (его спектральная характеристика пропускания наиболее пригодна для светящихся продуктов детонации углеводородных смесей). Напуск смеси осуществлялся со стороны широкого канала, вблизи инициирующих электродов закреплялся ускоритель перехода горения в детонацию в виде набора периодических препятствий.

Исследования проведены со стехиометрическими смесями ацетилена, водорода и пропан-бутана с кислородом («чистых» и разбавленных аргоном). При фиксированной геометрии исследовали условия реинициирования многофронтной ДВ в широком канале при различных давлениях смеси p_0 . Критическим считалось давление p_* , при котором равновероятно фиксировались реинициирование ДВ и ее затухание после выхода из инициирующей трубки.

Отметим, что эффекты реинициирования в методике ДРМД должны происходить в течение времени схождения волн разрежения до оси газового заряда: $t^0 = 0,5d_{**}/v_{\perp}$ для $\nu = 3$ и $t^0 = 0,5l_{**}/v_{\perp}$ для $\nu = 2$. Основными механизмами реинициирования после начала «геометрического» воздействия на ДВ являются самовоспламенение смеси, соударения ослабленных поперечных волн детонационного фронта друг с другом или искусственное реинициирование многофронтной ДВ на различного рода препятствиях. За время t^0 исходная ДВ удаляется от среза на расстояние $\Delta r \approx Dt^0$. При $d \geq d_{**}$ ($l \geq l_{**}$) вне зоны с размером Δr реинициированная ДВ распространяется в самоподдерживающемся режиме. Потому Δr можно считать аналогом радиуса зоны формирования самоподдерживающейся ДВ r_{ν}^f как характерного масштаба для строго одномерного

инициирования расходящихся цилиндрической или сферической ДВ (см., например, [3, 8]). На таком масштабе энерговыделение инициатора полностью «передает эстафету» химическому энерговыделению смеси.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В [5] по результатам исследований сферического реинициирования смеси при переходе ДВ из трубки в объем предложено соотношение

$$d_{**} \approx 15z^0,$$

где z^0 — характерный размер одномерной стационарной зоны химического превращения в классической модели ДВ с плоским фронтом. Впоследствии в [6, 9] достаточно неопределенная для многофронтной ДВ величина z^0 заменена характерным размером ячейки a :

$$d_{**} \approx 13a. \quad (1)$$

Используя критерий Щелкина [10] («изменение задержки воспламенения становится измеримым с самой задержкой — $\Delta\tau/\tau \geq 1$ ») как условие срыва воспламенения за выпуклым ударным фронтом, в [6] получена близкая к (1) оценка. При этом для реинициирования цилиндрической ДВ сформулировано условие

$$n = l_{**}/a \geq 10, \quad (2)$$

где n — число ячеек на ширине плоского канала l . Отметим, что в [6] влияние глубины канала δ не рассматривается. Согласно (1), (2)

$$l_{**} = 10/13d_{**} \approx 0,8d_{**}. \quad (3)$$

Анализ различных оценок дифракционного реинициирования и обсуждение степени их достоверности даны в [4].

Исследование реинициирования ДВ при ее переходе в объем через отверстия различной формы (серии 1а,б) показало, что при трансформировании квадратного отверстия в прямоугольное (возрастание отношения $k = L/l$ от единицы) параметр реинициирования l_{**}/a достаточно быстро уменьшается в области $1 \leq k \leq k_*$ и практически не меняется при $k \geq k_* \gg 1$. На рис. 2 представлены результаты [11] и данной работы ($k_* = 3$) для топливно-кислородных смесей, а также данные [12, 13] для топливно-воздушных смесей ($k_* \approx 6 \div 10$). Экспериментальное условие реинициирования цилиндрической ДВ в объеме при $L/l > k_*$ выглядит следующим образом:

$$l/a \geq l_{**}/a \approx 3, \quad (4)$$

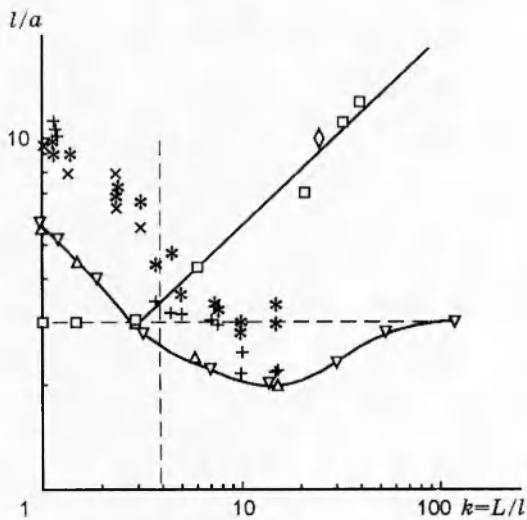


Рис. 2. Результаты экспериментов по дифракционному реиницированию ДВ:

+ , × и * — данные [12, 13] для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + z\text{N}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5(\text{O}_2 + z\text{N}_2)$ и $\text{C}_2\text{H}_4 + 3(\text{O}_2 + z\text{N}_2)$ соответственно ($p_0 = 0,1$ МПа, реиницирование в объеме); остальные символы — для смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$: Δ — реиницирование в объеме при $L = \text{const}$ и переменной l (серия 1б), \square — реиницирование в зазоре при $L = \text{const}$ и переменной l (серия 1в), ∇ — реиницирование в объеме при $S = \text{const}$ и переменных L и l (серия 1а), \circ — реиницирование в плоском канале [6]

что существенно отличается от (2). В области $1 \leq k \leq k_*$ линии l/a для топливно-кислородных и топливно-воздушных смесей имеют примерно одинаковый наклон, но различные численные значения — более высокие для топливно-воздушных смесей. Отметим, что постоянству l_{**}/a соответствует условие $E_{*,2} = \text{const}$.

Эксперименты по схеме 1в показали, что в плоских каналах с большим удалением стенок друг от друга влияние потерь практически отсутствует, вследствие чего линии $l_{**}(p)$ и $a(p)$ параллельны (в логарифмических координатах) и $l_{**}/a \approx \text{const}$ во всем диапазоне $k \geq 1$, причем эта константа совпадает с асимптотическим значением l_{**}/a при $k \geq k_*$ в сериях 1а,б.

Эксперименты по схеме 1г показали, что $l_{**}/a \approx \text{const}$ при варьировании глубины плоского канала δ только для каналов с $\delta \gg a$. При уменьшении δ и увеличении отношения l/δ значение l_{**}/a возрастает. Данные этой серии также отмечены на рис. 2. Еще раз подчеркнем идеальность инициирующей ДВ до перехода в

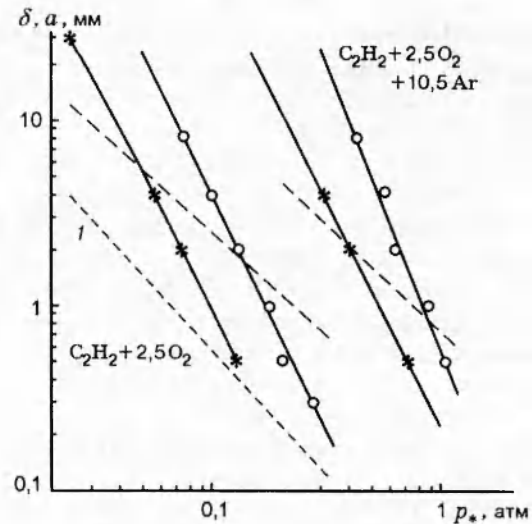


Рис. 3. Условия реиницирования цилиндрической ДВ в плоском канале в зависимости от его глубины δ (серия 2):

* и \circ — данные для каналов $l = 30$ и 15 мм соответственно; штриховые линии — зависимость размера ячейки a от начального давления p_* : линия 1 — предельная глубина канала [мм] для самоподдерживающегося режима распространения (для смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$)

зазор в экспериментах первой серии.

Эксперименты серии 2 в плоских дифракционных каналах, когда неидеальность характерна и для инициирующей волны, показали, что при $l = \text{const}$ $\delta(p_*) \sim p_*^{-3}$ и эта зависимость идет круче линии $a(p_*) \sim p_*^{-1}$ (рис. 3), вследствие чего параметр $l/a = l_{**}/a$ по мере уменьшения δ возрастает (от своего асимптотического значения, примерно равного 3 при $\delta = l$) — подобно данным серии 1г на рис. 2. На рис. 2 приведено также значение $l_{**}/a \approx 10$ для канала $l \times \delta = 25 \times 1$ мм из [6].

Дополнительное влияние потерь энергии и импульса при уменьшении глубины канала δ приводит к увеличению a за счет снижения средней скорости ДВ и несколько снижает крутизну нарастания l_{**}/a : например, для $l = 30$ мм эффективный гидравлический диаметр канала $d^* = 2\delta \times l / (\delta + l)$ при изменении δ в 60 раз (от 30 до 0,5 мм) уменьшается примерно в 30 раз. На рис. 3 приведена также предельная для распространения многофронтной ДВ глубина канала δ^* .

Увеличение l_{**}/a при уменьшении глубины канала δ можно объяснить с точки зрения ведущей роли соударений поперечных волн при

реиницировании детонации: при $\delta > a$ соударения ПВ происходят вдоль всех направлений (вверх — вниз — влево — вправо), а при $\delta < a$ — лишь влево — вправо, т. е. в области $\delta \approx a$ количество реиницирующих центров уменьшается примерно вдвое. Вследствие этого при одинаковых значениях p_0 в каналах малой глубины наблюдается затухание ДВ при дифракционном процессе. Для ее реиницирования в данной геометрии требуется повышение p_0 , причем так, чтобы компенсировать увеличение a в данном канале, связанное с классическими потерями вблизи пределов.

Уместно сделать одно замечание. Двумерные расчеты образования многофронтной структуры из первоначально гладкой двухфронтной ДВ применительно к каналам постоянной ширины позволяют осуществить и последующий этап расчета — дифракцию сформировавшейся многофронтной ДВ (на прямом угле). Подобный расчет на суперЭВМ до недавнего времени был выполнен в единственной работе [14]. За время нахождения данной статьи в редакции журнала «Физика горения и взрыва» автору стало известно о новых расчетных работах по дифракции многофронтной ДВ — [15, 16]. На качественном уровне расчеты [14–16] подтверждают эксперимент, хотя какого-либо нового эффекта в динамике дифракции, не обнаруженного ранее в экспериментах, не предсказано. Например, в [14] утверждается лишь то, что в дифрагирующей цилиндрической ДВ в смеси 30% ($2\text{H}_2 + \text{O}_2$) + 70% инертного разбавителя вероятность новой вспышки возрастает, если на ширине узкого канала укладывается более четырех элементарных ячеек. Из-за сложностей математического моделирования неудивительно, что основным источником информации о дифракционном иницировании многофронтной ДВ до сих пор является эксперимент.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ДИФРАКЦИОННОГО РЕИНИЦИИРОВАНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МНОГОФРОНТОВОЙ ДВ

Для установления взаимосвязи между характерными размерами d_{**} и l_{**} воспользуемся тем, что при иницировании сферической ДВ в методике ДРМД «зарядом» служит фронт квазиплоской ДВ в виде диска диаметром d_{**} (рис. 4, а). Мысленно деформируем диск в квадрат той же площади (сохранение количества иницирующих микровзрывов в соот-

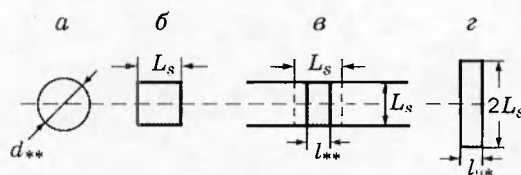


Рис. 4. Схема перехода от сферического к цилиндрическому иницированию

ветствии с моделью многоточечного иницирования) (рис. 4, б). Тогда его характерный размер $L_s = \sqrt{\pi d_{**}}/2$. Если к противоположным сторонам квадрата «приставить» две параллельные плоскости, перпендикулярные плоскости квадрата, то они образуют плоский зазор с расстоянием L_s между пластинами (рис. 4, в). В такой геометрии «заряд» будет возбуждать уже цилиндрическую ДВ. Поскольку плоскости ограничили расхождение волны ровно в два раза, энергия «заряда» перераспределится на свободные направления и ДВ будет заведомо возбуждена. Для возврата к режиму критического иницирования при фиксированном расстоянии L_s между плоскостями необходимо уменьшить второй размер «заряда» до $l = L_s/2$ (см. рис. 4, в). По смыслу l теперь представляет критическую ширину канала при цилиндрическом реиницировании l_{**} :

$$l_{**} = \sqrt{\pi d_{**}}/4 \approx 0,4d_{**}, \quad (5)$$

что заметно отличается от предсказываемого соотношением (3).

Общепринято, что параметры взрывной волны и их профили в любой точке полупространства при подрыве полузаряда на плоскости эквивалентны тем, что наблюдаются в этой же точке при подрыве всего заряда в пространстве. По этой же причине соударение взрывной волны со стенкой эквивалентно симметричному соударению двух волн встречного направления, для которых стенка является плоскостью симметрии (симметрия ударно-волновых соударений на оси канала позволила в [14–16] рассматривать лишь одну из половинок канала и тем самым вдвое уменьшить количество точек расчетной сетки при моделировании многофронтной структуры).

Если в рассматриваемом выше канале мысленно провести плоскость на уровне $L_s/2$, то можно считать, что в силу симметрии поперечные волны, движущиеся вдоль L_s от стенок канала, доходят лишь до этой плоскости и воз-

вращаются обратно к своей стенке. Другими словами, к отдельной стенке канала «привязана» лишь половина поперечных волн. Подобная симметрия дает алгоритм «убирания» стенки при переходе от инициирования ДВ в зазоре к инициированию детонации в объеме.

С энергетической точки зрения каждая стенка канала служит плоскостью симметрии для полузаряда $L_s/2$, поэтому «убирая» стенки и возвращаясь к схеме возбуждения ДВ в объеме, получаем инициирующий заряд в виде прямоугольника $L \times l = 2L_s \times l_{**}$ (рис. 4, з), причем

$$k = 2L_s/l_{**} = 4. \quad (6)$$

Отметим, что площадь такого инициатора $2L_s \times l_{**}$ совпадает с площадью исходного заряда в виде диска диаметром d_{**} , что и обеспечивает равное количество микроинициаторов на поверхности инициирующей волны и идентичность условий возбуждения ДВ в объеме согласно модели многоточечного инициирования ДВ. Вертикальная штриховая линия на рис. 2 проведена согласно (6) и попадает в область значений k_* из [11–13], при которых экспериментальные данные выходят на асимптотическое значение.

Соотношение (6) можно рассматривать как некоторое предельное условие, характеризующее тип симметрии возбуждаемой в объеме детонационной волны при использовании протяженного газового инициатора: возбуждение можно считать квазисферическим при $L/l < 4$ (с необходимым запасом энергии), а при длине газового заряда L (с критическим запасом энергии на единице длины), более чем вчетверо превышающей поперечный размер l , инициирование будет носить квазицилиндрический характер.

УСЛОВИЕ ИДЕАЛЬНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ДВ

Общеизвестны занижение средней скорости D распространения ДВ вдоль трубы (или канала) вблизи пределов (по концентрациям горючего или окислителя, по начальному давлению, по геометрическим размерам трубы и т. д.) и ее сближение со скоростью D_0 идеальной ДВ при удалении от пределов. Асимптотический характер сближения скоростей по мере относительного снижения уровня потерь позволяет сформулировать критерий идеальности ДВ лишь в самом общем виде: $d/a \gg 1$.

В свою очередь, реинициирование ДВ после «возмущения» границы в трубах с $d \geq d_{**}$ позволяет говорить о слабом влиянии граничных условий на распространение ДВ, о малости потерь и, как следствие, о квазиидеальности такой ДВ. Потому условие $d \geq d_{**}$ может выступать и в качестве критерия идеальности ДВ в трубах.

Эквивалентность круглого и квадратного отверстий одинаковой площади с точки зрения реинициирования ДВ позволяет считать потери малыми и в квадратных каналах со стороной $L = \sqrt{\pi}d_{**}/2$. Реинициирование ДВ при переходе из квадратного канала $L \times L$ в зазор той же глубины L тем более удовлетворяет условию малости потерь и идеальности цилиндрической ДВ.

В каналах прямоугольного сечения $L \times l$ потери определяются меньшим размером канала l , потому по аналогии с вышесказанным в качестве критерия идеальности ДВ должно выступать условие $l \geq l_{**}$. В соответствии с изображенной на рис. 4, в схемой заряда, обеспечивающего критическое реинициирование цилиндрической ДВ, для идеальности распространения цилиндрической ДВ глубина канала L должна в два раза (и более) превышать ширину l_{**} . При этом $L/a \gg 1$.

По этому критерию все известные дифракционные исследования в плоских каналах (например, [6, 9, 17]), где глубина канала много меньше ширины, хотя и удовлетворяют случаю цилиндрической симметрии распространения ДВ, относятся тем не менее к неидеальным режимам в смысле воздействия потерь. Следствие этого — более высокие значения l_{**}/a по сравнению с асимптотической (без потерь) величиной.

Предложенная оценка согласуется с экспериментальными данными.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-01073).

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. А. Оценка энергии инициирования цилиндрической детонации // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 3. С. 154–155.
2. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. Критическая энергия инициирования многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 6. С. 94–104.

3. Васильев А. А., Григорьев В. В. Критические условия распространения газовой детонации в резкорасширяющихся каналах // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 117–125.
4. Васильев А. А. Оококритические режимы газовой детонации: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 1995.
5. Зельдович Я. В., Когарко С. М., Симонов Н. Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журн. техн. физики. 1956. Т. 26, № 8. С. 1744–1768.
6. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. О дифракции многофронтной детонационной волны // Докл. АН СССР. 1964. Т. 159, № 5. С. 1003–1006.
7. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
8. Васильев А. А. Исследование критического инициирования газовой детонации // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 1. С. 121–131.
9. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчийн М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
10. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
11. Васильев А. А. Влияние формы инициатора на возбуждение детонации // Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1987. Вып. 80. С. 41–51.
12. Benedick W. B., Knystautas R., Lee J. H. Large-scale experiments on the transmission of fuel-air detonations from two-dimensional channels // Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonations / J. R. Bowen, N. Manson, A. K. Oppenheim and R. I. Soloukhin (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 94. New York, 1983. P. 546–556.
13. Lui Y. K., Lee J. H., Knystautas R. Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice // Combust. Flame. 1984. V. 56. P. 215–225.
14. Hiramatsu K., Fujiwara T., Taki S. A computational study of transmission of gaseous detonation to unconfined space // 20th Symp. (Intern.) on Combust., 1984. (Oral Report).
15. Jones D. A., Kemister G., Tonello N. A., Oran E. S., Sichel M. Numerical simulation of detonation reignition in $H_2 - O_2$ mixtures in area expansions // Proc. 16th Intern. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems. University of Mining and Metallurgy, AGH. «Akapit», Krakow, Poland, 1997. P. 164–167.
16. Kratzel T., Fischer M., Pantow E. Vorticity induced recoupling of a decoupled detonation wave // Ibid. P. 168–171.
17. Edwards D. H., Thomas G. O., Nettleton M. A. The diffraction of a planar detonation wave at an abrupt area change // J. Fluid Mech. 1979. V. 95, N 1. P. 79–96.

Поступила в редакцию 26/II 1997 г.