

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1940, 10, 542.
2. Van Neumann I. ASRD Report, № 549, 1942.
3. Döring W. Ann. Phys., 1943, 43, 421.
4. Duff R. E., Houston E. J. Chem. Phys., 1955, 23, 1268.
5. Дремни А. Н., Похил П. Ф. Докл. АН СССР, 1959, 127, 6, 1245.
6. Дремни А. Н., Похил П. Ф. ЖФХ, 1960, 34, 11.
7. Веретенников В. А., Дремни А. П., Шведов К. К. ФГВ, 1965, 1, 3.
8. Веретенников В. А., Дремни А. Н., Розанов О. К. и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
9. Зубарев В. Н., Папов Н. В., Телегин Г. С. ФГВ, 1970, 6, 1.
10. Дремни А. Н., Шведов К. К. ПМТФ, 1964, 2.
11. Ашаев В. К., Доронин Г. С., Жученко В. С. ФГВ, 1985, 21, 1.
12. Mader C. L., Craig V. G. Report LA-5865, 1975.
13. Kennedy J. E., Nunziato J. W., Hardesty D. R. Acta Astronautica, 1976, 3, 9—10.
14. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Доронин Г. С. и др.— В кн.: Третий Всесоюз. симпозиум по импульсным давлениям.— М., 1979.
15. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Доронин Г. С. и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация.— Черноголовка, 1980.
16. Sheffield S. A., Bloomquist D. R., Tarver C. M. J. Chem. Phys., 1984, 80 (8), 3831.
17. Баум Ф. А., Шехтер Б. П. и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
18. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Балалаев В. В. и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 153.
19. Boull V. M., Gameson R. L., Sultanoff M. Fourth Symp. (Intern.) on Detonation, 1965.
20. Васильев В. А. Канд. дис., 1969.
21. Бойко М. М., Кузнецов О. А., Соловьев В. С. ФГВ, 1972, 8, 4.
22. Зубарев В. Н. Докл. АН СССР, 1984, 277, 4, 845.
23. Дремни А. П.— В кн.: Тр. Ин-та механики МГУ, № 21, 1973.
24. Трофимов В. С., Трофимова Г. П. ФГВ, 1980, 16, 2.
25. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений.— М.: Физматгиз, 1963.
26. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1954.

Поступила в редакцию 7/III 1986

## ДИФРАКЦИЯ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев

(Новосибирск)

Классической задаче газовой динамики о дифракции ударной волны (УВ) на выпуклом угле посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных работ (например, [1] и библиография в ней). Но сравнительно с УВ значительно менее изучен вопрос о дифракции детонационной волны (ДВ). Основная трудность такого исследования заключается в пульсирующем многофронтном характере ДВ в отличие от гладкого фронта УВ. Отдельные эксперименты выполнены лишь для случая перехода детонации из узкой трубы в широкую или в объем при резком изменении сечения (трехмерный случай дифракции на прямом угле,  $\alpha = 90^\circ$ ). В [2] экспериментально установлено, что волна разрежения, возникающая в области скачкообразного изменения сечения, способна при определенных условиях сорвать детонационный процесс и превратить ДВ в нестационарную УВ и фронт пламени. ДВ при выходе в объем затухает, если диаметр трубки  $d$ , по которой детонация подводится к объему, оказывается меньше критического  $d_{**}$ . Следует отметить работы [3, 4], где узкая и широкая трубы стыковались друг с другом с помощью конического перехода. Показано, что при  $d < d_{**}$  срывные процессы можно заметно ослабить и даже добиться сохранения ДВ за счет соответствующего уменьшения угла конуса.

Попытка изучения дифракции ДВ в классической двумерной постановке предпринята в [5], но в силу конструктивных особенностей детонационной трубы ДВ оказалась не самоподдерживающейся, а пересажтой и, естественно, ее поведение во многом напоминало дифракцию УВ (см. также [6]). Наряду с [2, 3] для трехмерной конфигурации в [7] изу-

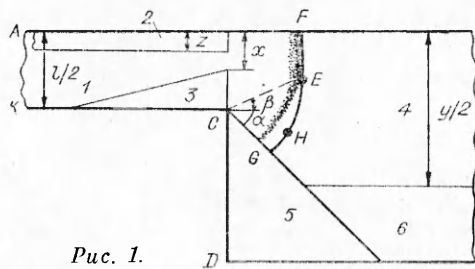


Рис. 1.

чалась дифракция ДВ для двумерного случая при  $\alpha = 90^\circ$  (см. также [8]). И здесь подтвержден вывод о возможности срыва детонации при переходе из узкого канала в широкий. Впоследствии подобные эксперименты выполнены в [9].

Эффектные следовые отпечатки многофронтной детонации

при ее переходе из прямоугольного канала постоянного сечения в расширяющийся получены в [10]. Варьируя начальное давление смеси  $p_0$  и  $\alpha$ , авторы [10] качественно подтвердили вывод [3].

В [2] предложено соотношение

$$d_{**} \approx 15x^0 \quad (1)$$

для оценки критического диаметра выхода, т. е. такого диаметра, когда ДВ после выхода из трубки в объем с  $\alpha = 90^\circ$  не затухает, а трансформируется в сферическую детонацию;  $x^0$  — характерный размер одномерной стационарной зоны химического превращения в ДВ. В [8] достаточно неопределенную в условиях многофронтной детонации величину  $x^0$  предложено заметить на характерный размер ячейки  $a$ :

$$d_{**} \approx 13a. \quad (2)$$

В настоящее время задача дифракции многофронтной детонации на прямом угле и определение взаимосвязи  $d_{**}$  с  $a$  (формула типа (2)) привлекла внимание большого числа исследователей, поскольку данные об  $a$  (или  $d_{**}$ ) применяются при оценках критической энергии иницирования детонации различных газовых смесей [11—15] (обзор этих исследований с обширной библиографией содержится в [15]).

При дифракции гладкой УВ фронт волны разрежения перемещается по фронту УВ от границы  $KC$  (рис. 1) к оси (точка  $E$ ) со скоростью

$$v_{\perp} = \sqrt{c^2 - (D - u)^2} \quad (3)$$

( $c$ ,  $u$  — скорости звука и масса газа за фронтом УВ,  $D$  — скорость УВ) под углом  $\beta$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sqrt{c^2 - (D - u)^2}}{D}. \quad (4)$$

Точка  $E$  достигает оси канала  $AB$  через время  $t = l/2v_{\perp}$ . Участок  $FE$  — невозмущенный прямолинейный,  $ECH$  — зона воздействия центрированной волны разрежения, на  $EH$  фронт УВ искривляется, элемент  $HG$  перпендикулярен стенке  $CG$ . Приближенная теоретическая модель дифракции УВ изложена в [1, 16—18].

Классическая гладкая ДВ с химической реакцией за ней описывается следующими возможными схемами: а) однофронтная модель с мгновенной реакцией на фронте; б) двухфронтная, когда УВ и фронт пламени разделены зоной индукции. Для первой схемы из условия Чепмена — Жуке для ДВ  $D = u_{10} + c_{10}$  и (3) следует, что при дифракции ДВ точка  $E$  не перемещается вдоль фронта ( $v_{\perp} = 0$ ), а все время находится на линии продолжения стенки  $KC$  ( $u_{10}$  — массовая скорость продуктов детонации,  $c_{10}$  — скорость звука). Перемещение  $E$  по фронту при дифракции ДВ возможно лишь для двухфронтной модели ДВ, когда волна разрежения воздействует на ДВ через зону индукции, где  $D < u + c$ .

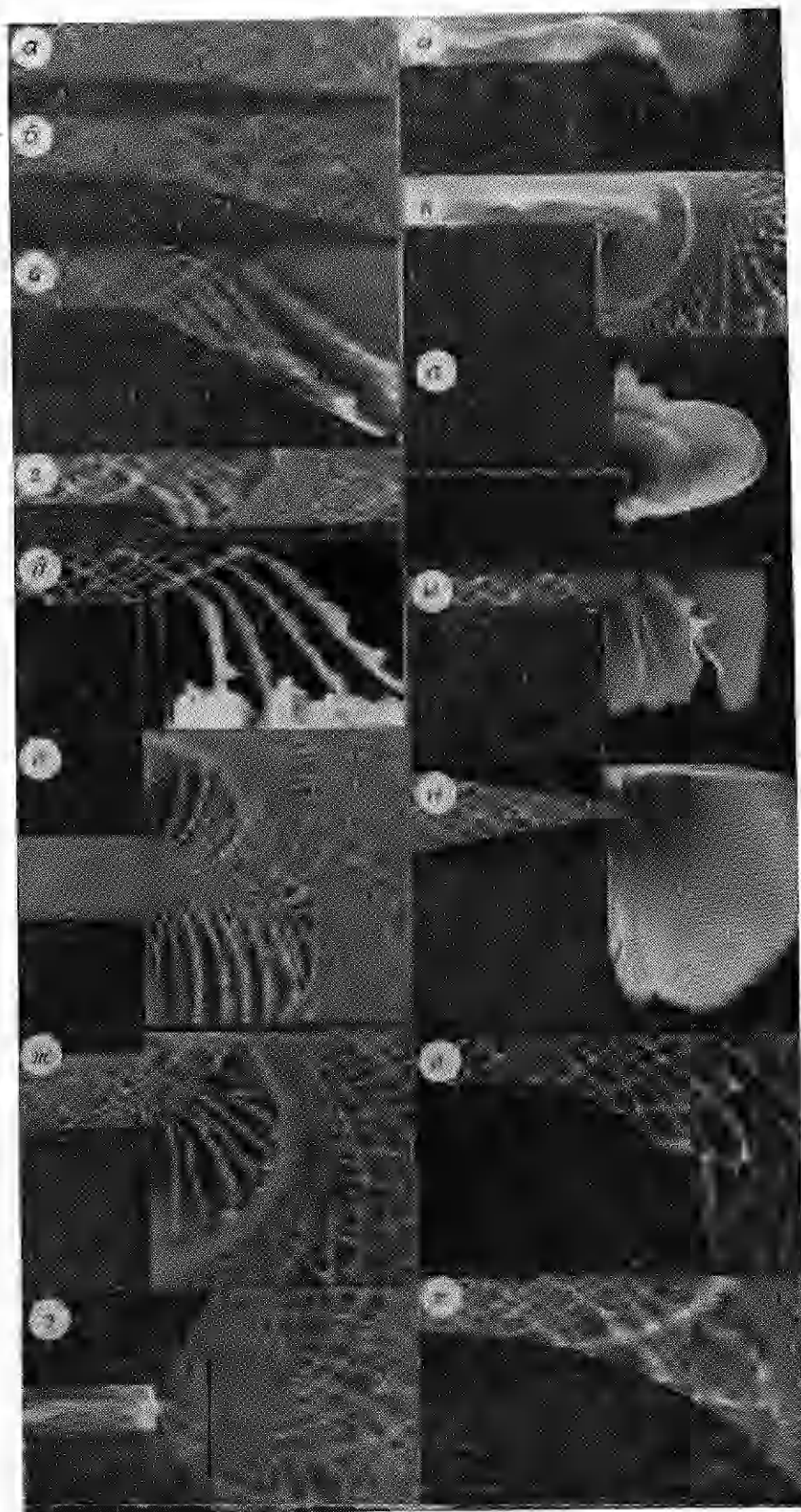
Реальная многофронтная волна с пульсирующим фронтом не соответствует ни одной из идеальных схем. Скорость  $v_{\perp}$  точки  $E$  в отличие от УВ и идеальной ДВ оказывается переменной даже в пределах одной ячейки. Более того, процесс дифракции с равной вероятностью может начаться в любой момент внутри интервала времени  $t_0 = b/D$ , характеризующего частоту соударений поперечных волн (ПВ) (из-за случай-

ного положения точки  $C$  относительно продольного масштаба элементарной ячейки  $b$ ). Смесь в зоне индукции попадает под действие двух волн разрежения: осевой, сопровождающей взрывную волну по мере удаления ее от области соударения ПВ, и боковой, возникающей при дифракции пристеночного элемента фронта ДВ. Совместное их действие приводит к более резкому спаду параметров зоны индукции. Заметное увеличение периода индукции за нестационарным элементом фронта ДВ вплоть до срыва самовоспламенения и перехода к режиму горения приводит к срыву детонации за данным элементом фронта ДВ. Этот процесс распространяется вдоль фронта ДВ к оси и в конечном итоге приводит к ослаблению ДВ и затуханию детонации. Поскольку распространение многофронтной детонации поддерживается периодически повторяющимися соударениями поперечных волн, то и траектория ПВ, последней перед точкой  $C$ , испытавшей соударение со стенкой канала  $KC$  и движущейся затем к оси, служит границей процесса срыва детонации. Если за время движения этой ПВ к оси ни за одним элементом фронта дифрагированной волны не возникает вторичной детонации, то ДВ затухает.

Распространение многофронтной детонации в прямоугольном канале сопровождается характерной ромбовидной структурой самосвечения, подобной ячеистой структуре следовых отпечатков. Оба метода регистрации ячеек (следовой и самосвечения) основаны на повышенных параметрах газа за поперечными волнами детонационного фронта: в следовом используются повышенные давления, в методе самосвечения — более высокие температуры. Особо отметим, что при горении смеси отсутствует характерная структура как на законченных отпечатках, так и на снимках самосвечения, что позволяет просто и однозначно отождествить процессы детонации и горения. В данной работе изложены результаты исследований дифракции многофронтной детонации для наиболее часто встречающихся в газодетонационном эксперименте вариантов. В большинстве экспериментов использовался более удобный метод регистрации самосвечения. Характерные фотографии дифракции представлены на рис. 2. Исследования выполнены на взрывных камерах в форме плоского канала с дифракцией на одну (тип 1) и обе стороны (2).

Взрывная камера (см. рис. 1) представляла собой прямоугольный канал постоянного сечения  $1,5 \times 15$  мм ( $1,5 \times 30$  мм) и длиной 350 мм, скачкообразно переходящий в канал 4 сечением  $1,5 \times 100$  мм и длиной 150 мм. Каналы выфрезеровывались в цельном куске металла, чистота обработки поверхности —  $\nabla 6$ . Для камер второго типа линия  $AB$  (см. рис. 1) — ось симметрии. По аналогии с [2, 7, 8] ширину этого канала обозначим буквой  $l$ , ширина канала 1 эквивалентна  $l/2$ . Сверху камера закрывалась оптическим стеклом, через которое регистрировалось самосвечение детонации. Съемка осуществлялась на неподвижную пленку фотоаппарата при открытом затворе [8] через светофильтр СЗС-18, спектральная характеристика пропускания которого пригодна для светящихся продуктов детонации ацетиленокислородной смеси, применяемой в данных экспериментах. Взрывная камера снабжена системой вакуумирования, контроля и иницирования. Высоковольтный генератор обладал энергией  $E = CU^2/2 \approx 40$  Дж, заведомо достаточной для прямого иницирования детонации. Давление смеси контролировалось образцовым вакууметром с ценой деления 0,004 атм. При фиксированной геометрии канала исследовалось поведение детонационной волны в зависимости от начального давления смеси.

1. Основная серия экспериментов посвящена дифракции многофронтной детонации на выпуклом угле. Исследования выполнены на канале  $1,5 \times 15$  мм первого типа. К линии  $CD$  (см. рис. 1) пристыковывались сменные металлические вставки 5, с помощью которых угол дифракции  $\alpha$  менялся в диапазоне  $0 \div 90^\circ$  (толщина вставок равнялась глубине каналов — 1,5 мм).



*Рис. 2.*

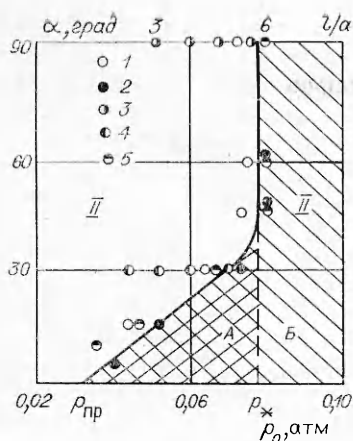


Рис. 3.

На рис. 3 представлены результаты экспериментов: темные точки соответствуют сохранению многофронтной детонации при ее дифракции на выпуклом угле (заштрихованная область II), светлые — срыву детонации с последующим переходом к режиму высокоскоростного турбулентного горения (область I). На линии раздела с равной вероятностью наблюдаются режимы как срыва, так и сохранения детонации. Вероятнее всего это связано со случайным положением вершины угла дифракции (точка C на рис. 1) относительно точки последнего перед дифракцией соударения поперечной волны со стенкой прямолинейного канала  $КС$ . При  $\alpha = 0$  график должен начинаться с предельного давления  $p_{пр}$ , при котором в данном канале возможен самоподдерживающийся режим детонации [19]: при меньших  $p_0$  потери превышают энергосодержание в ДВ и детонация в целом срывается на режим высокоскоростного горения. Как видно из графика, при фиксированном  $p_0 \geq p_{пр}$  по мере увеличения угла дифракции происходит смена режима распространения: при малых  $\alpha$  детонация сохраняется, на границе наблюдаются равновероятно околокритические режимы, наконец, при  $\alpha$ , больше граничного, ДВ срывается. Такое поведение объяснимо возрастанием длительности воздействия и амплитуды волны разрежения при увеличении угла дифракции. Иллюстрацией этому служат рис. 2, а — в, полученные в канале  $1,5 \times 15$  мм при  $p_0 = 0,048$  атм: а)  $\alpha = 5^\circ$  — детонация; б)  $\alpha = 15^\circ$  — критический режим; в)  $\alpha = 30^\circ$  — затухание ДВ.

Наиболее интересен асимптотический характер зависимости  $\alpha(p_0)$ , т. е. наличие некоторого давления  $p_*$ , когда при  $p_0 \geq p_*$  детонационная волна сохраняется при любом  $\alpha > \alpha_*$ , где  $\alpha_*$  — предельный угол дифракции (в данной серии экспериментов  $\alpha_* \approx 45^\circ$ ). Существование  $\alpha_*$  приводит к однозначному соответствию  $p_*$  с давлением перехода детонации из узкого канала в широкий  $p_{*+}$  при  $\alpha = 90^\circ$  (см. выше). Угол  $\alpha_*$  превышает наклон невозмущенных траекторий поперечных волн при распространении детонации в канале постоянного сечения ( $\varphi_0 = \text{const} \approx 30^\circ$ ). Завышение  $\alpha_*$  по сравнению с  $\varphi_0$  связано с тем, что за точкой C идущие от оси ПВ являются элементами цилиндрически расходящейся ДВ, в которой траектории ПВ отклоняются от прямолинейных в сторону увеличения  $\varphi$  (траектории ПВ в цилиндрической ДВ описываются логарифмической зависимостью). Угол наклона ПВ, последней испытавшей соударение со стенкой  $КС$  вблизи C и идущей затем к оси канала, лежит в пределах  $\beta_0 \div \varphi_0$ , где  $\beta_0 = 18,5^\circ$ , согласно (4), — угол, соответствующий дифракции идеальной детонации с гладким фронтом и однородной зоной индукции.

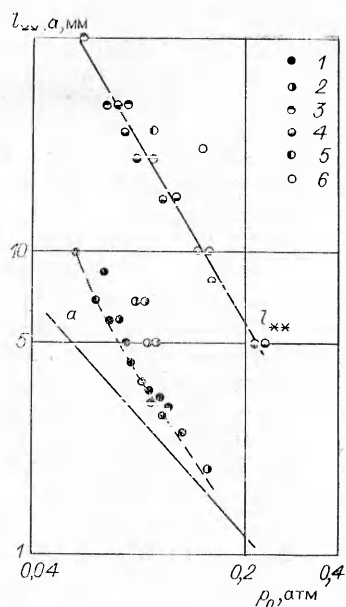


Рис. 4.

2. В экспериментах боковая стенка канала имела единственный излом в точке  $C$ ; волна дифрагировала так, что своими краями все время оставалась перпендикулярной стенкам, что сводило к минимуму их воздействия на реиницирование многофронтной детонации. В каналах с большим числом изломов необходимы дополнительные исследования. Серия экспериментов проведена на камере типа 1 для простейшего случая, моделирующего два прямоугольных канала, состыкованных друг с другом с помощью расширяющегося пасада. Угол расширения  $\alpha$  задавался вставкой 5 (см. рис. 1), стенка широкого канала — элементом 6. При  $\alpha = 30$  и  $90^\circ$  варьировалась полуширина канала  $y/2$ . Эксперименты показали, что стенки широкого канала перестают влиять на реиницирование лишь при условии  $y/l > 3$ . На рис. 3 вдоль линий  $\alpha = 30$  и  $\alpha = 90^\circ$  полутемными точками 3, 4 указаны критические давления, при которых в широком канале наблюдается «сохранение» ДВ за счет влияния стенок при различных соотношениях  $y/l$ . Снимок восстановления детонации за счет соударения со стенкой для  $y/l = 1,5$  и  $\alpha = 30^\circ$  приведен на рис. 2, г для  $p_0 = 0,044$  атм. При удалении стенки (ср. с рис. 2, в) реиницирование ДВ при этом  $p_0$  отсутствует (канал  $1,5 \times 15$  мм).

3. Эксперименты по определению  $p_*$  для сохранения детонации при ее переходе из узкого канала в широкий проведены на взрывных камерах обоих типов, в которых с помощью длинных прямоугольных вставок варьировалась ширина узкого канала  $l$ . Исследован случай  $\alpha = 90^\circ > \alpha_*$  не только с целью более точного определения  $p_*(l)$ , но и возможности сравнения полученных результатов с имеющимися в литературе. На рис. 2, д приведена типичная фотография срыва ДВ при дифракции на угле  $\alpha = 90^\circ$ ,  $p_0$  здесь такое же, как и на рис. 2, а — в, канал  $1,5 \times 15$  мм. На рис. 2, е для  $l = l_{**} = 25$  мм приведен снимок критического режима перехода детонации из узкого канала в широкий при  $p_0 = p_* = 0,080$  атм. Данные эксперименты позволили также получить зависимость размера ячейки многофронтной детонации  $a(p_0)$  и установить взаимосвязь типа (1), (2) для случая дифракции, т. е. связать  $\alpha$  не с  $p_0$  (которое сильно меняется для различных смесей), а с геометрическими характеристиками самого канала. На рис. 4 представлены зависимости  $l_{**}(p_0)$  и  $a(p_0)$  для  $\alpha = 90^\circ$ ;  $l_{**}$  — критическая ширина канала второго типа, для которой при  $p_*$  наблюдается сохранение детонации при выходе в широкий канал. Точки 3, 4 соответствуют экспериментам в каналах первого и второго типа соответственно. Данные об  $a$  приведены для каналов  $30 \times 1,5$  (точки 1) и  $5 \times 1,5$  мм (точки 2). Величины  $a$  в каналах  $5 < l < 30$  мм лежат между ними. В первом приближении линии близки к параллельным и, следовательно,  $l_{**}$  и  $a$  можно связать линейным соотношением

$$l_{**}/a \simeq 6, \quad (5)$$

которое и является для данной смеси критерием сохранения детонации при ее дифракции на углах  $\alpha > \alpha_*$ . При  $\alpha < \alpha_*$  для успешного перехода условие (5) заведомо достаточно. Согласно рис. 3 (координаты  $l_{**}/a - \alpha$ ), для сохранения детонации при уменьшении угла дифракции необходимо и меньшее количество ячеек, укладывающихся на ширине узкого канала (точки 5). Отметим, что соотношение (5) подтверждает данные [20].

Следует сделать одно замечание, касающееся измерения размера ячейки многофронтной детонации. Красивая регулярная картина отпечатков наблюдается в случае, когда движение ПВ синхронизировано с основными модами акустических колебаний сгоревшего газа и на ширине канала укладывается целое число ячеек. Строго регулярные отпечатки получаются при дискретном изменении начального давления смеси. В промежутках между регулярными картинками фиксируется неустойчивая структура ячеек со значительным разбросом их по размерам. На рис. 5 представлена идеализованная схема разрушения регулярной структуры за счет несинхронности соударений ПВ со стенками и, как



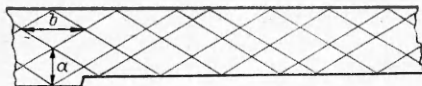


Рис. 5.

следствие этого, неоднозначность элементарных ячеек. Именно поэтому чрезвычайно важно определять  $a$  не в отдельном эксперименте, а в некотором диапазоне изменения  $p_0$  с целью устранения систематической ошибки измерения за счет нерегулярности ячеек.

На рис. 4 сплошной линией приведена зависимость  $a(p_0)$  для широких труб, т. е. вдали от пределов. Результаты для труб и каналов примерно совпадают, когда размер ячейки становится соизмерим с глубиной канала или когда двумерный фронт детонации становится трехмерным. Зависимость  $a(p_0)$  для широких труб дает меньшие значения  $a$  по сравнению с каналами, где велики потери энергии. Именно этой причиной можно объяснить соотношение  $l_{**}/a = 10$ , полученное в [7, 8]. Если же сопоставить  $l_{**} = 25$  мм из [7, 8] (точка 5 на рис. 4) с ячейкой в канале  $l = 25$  мм, то результату [7, 8] следует приписать  $i_{*z}/a = 8$ . В [9] для канала  $l = 22$  мм получено  $l_{**}/a = 13$ , якобы «полностью согласующееся с [7]», хотя из рис. 4 (точка 6) видно, что и для этого случая в качестве  $a$  выбран размер ячейки, соответствующий широким трубам, т. е. вдали от пределов. Отметим, что для адекватного сравнения величин  $i_{*z}/a$  при возбуждении цилиндрической детонации необходимо учитывать глубину плоского канала  $\delta$  [20], т. е. соотношение  $l/\delta$ . Аналогичный вывод содержится в [22] для случая инициирования сферической детонации, когда ДВ выходит в объем через прямоугольное отверстие с размерами  $l \times \delta$ .

4. О роли стенок в процессе реинициирования детонации при ее дифракции упоминалось выше. Рассмотренный вариант соответствует соосности узкого и широкого каналов и симметричному расположению стенок (см. рис. 2, e). Представляет практический интерес несоосная стыковка каналов. Подобная ситуация моделировалась на каналах первого типа с помощью длинных прямолинейных вставок 2 шириной  $z$ , располагаемых вдоль  $AB$  (см. рис. 1). Исследования выполнены для  $\alpha = 90^\circ$ . На рис. 2, ж показано восстановление детонации за счет соударения с несимметричной стенкой ( $z = 5$  мм) при  $p_0 = 0,056$  атм («чистое» инициирование (см. рис. 2, e) при  $p_0 = 0,080$  атм), канал  $1,5 \times 15$  мм. На рис. 6 в зависимости от соотношения  $z/l$  представлен график отношения критического давления  $p_{*z}$  перехода детонации из узкого канала ширины  $l$  при несимметричном расположении стенки (на расстоянии  $z$ ) к критическому давлению перехода  $p_*$  из этого же канала при симметричном расположении стенок и  $z \gg l$ . Видно, что при  $z/l < 1$  близкая стенка оказывает эффективное воздействие на реинициирование детонации (см. рис. 2, ж), с увеличением  $z/l$  роль стенки постепенно ослабевает. Точки [1—8] соответствуют  $l$ , равной 4; 5; 6; 7,5; 10; 20; 23 и 25 мм.

5. При экспериментальном определении  $d_{**}$  для различных газовых смесей или же зависимости  $d_{**}(p_0)$  для отдельной смеси необходим набор детонационных труб разного диаметра  $d$ . Представляет интерес более простая методика: создание детонационной трубы большого диаметра  $d_0$  и установка в выходном сечении этой трубы тонких металлических дисков с осевым отверстием диаметра  $d$ . Диск с отверстием  $d$  эквивалентен с точки зрения инициирования детонации в объеме прямолинейной трубе диаметра  $d$  [14, 21]. Подобное утверждение дополнительно проверено в следующей серии экспериментов: вставка 5 (см. рис. 1) сдвигалась вдоль  $CD$  так, что ее острый край перекрывал часть сечения

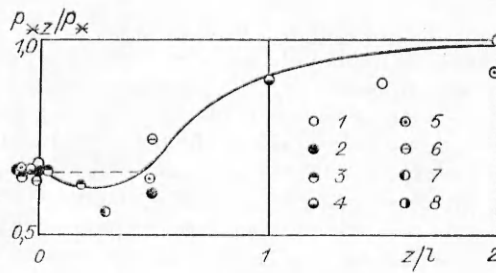


Рис. 6.

основного канала. Аналогично предыдущим опытам определялось критическое давление, при котором в широкой части реиницируется детонация при выходе ДВ из узкого канала.

Эксперименты с различной шириной выходного сечения  $x$  показали, что величина  $p_{**}$  не более чем на 10% отличается от  $p_*$ , полученного на канале постоянной ширины  $x$ , что подтверждает правомочность использования выходных дисков. Однако этот результат справедлив, когда по основному каналу распространяется установившаяся ДВ. Если же перед выходным сечением волна нестационарна или даже сорвана до режима горения, то характер последующего распространения волны в широкой части канала не имеет адекватной связи с  $l$  или  $p_0$ . Так, на рис. 2, з представлен снимок не затухания, а перехода горения в детонацию (ПГД) при использовании выходного фланца (канал  $1,5 \times 15$ ,  $x = 7$  мм,  $p_0 = 0,048$  атм, слабое инициирование), а рис. 2, к — случайный ПГД вблизи стенки при расширении канала ( $1,5 \times 30$  мм,  $p_0 = 0,028$  атм  $\approx p_{пр}$ ). При  $p_0 = 0,016$  атм  $< p_{пр}$  расширение канала приводит к полному срыву горения (см. рис. 2, и;  $1,5 \times 30$  мм). При выходе из канала постоянного сечения и  $p_0 \leq p_*$  нестационарная волна затухает и переходит на режим горения; в редких экспериментах даже наблюдается полное исчезновение свечения (например, рис. 2, м). При наличии перегородки в выходном сечении последняя, наоборот, играет роль турбулизатора, и вместо горения в широкой части наблюдается режим цилиндрической детонации (рис. 2, з). Поэтому чрезвычайно важно при определении критического диаметра выхода  $d_{**}$  (ширины капала  $l_{**}$ ) убедиться в стационарности ДВ перед выходным диском.

6. Дополнительно к случаю самоподдерживающейся детонации выполнены эксперименты по дифракции пересжатой детонации. Пересжатие достигалось за счет уменьшения сечения основного канала с помощью вставок 3 (см. рис. 1), устанавливаемых вблизи выходного сечения узкого канала ( $\alpha = 90^\circ$ ). Достигнутые пересжатия были небольшими ( $< 10\%$  по скорости), вследствие чего критический размер узкого канала  $l_{**}$  для успешного перехода детонации оказался практически одинаковым для самоподдерживающейся и пересжатой ДВ. Однако срывные явления в пересжатой волне проявляются более ярко. Важнейшим результатом этих исследований является тот факт, что волна разрежения, возникающая при дифракции пересжатой детонации способна сорвать не только детонационный процесс до режима турбулентного горения, но даже сорвать и само горение (рис. 2, н; канал  $1,5 \times 30$  мм, угол клина  $10^\circ$ , выходное сечение 6 мм, близко расположенная стенка,  $p_0 = 0,060$ ,  $p_* \approx 0,2$  атм). Редкие случаи срыва горения при дифракции самоподдерживающейся детонации наблюдались лишь для предельных условий распространения детонации, весьма чувствительной к геометрическим воздействиям (рис. 2, л; затухание предельной детонации (одна ПВ в канале  $1,5 \times 3$  мм,  $p_0 = 0,06$  атм) и полный срыв горения; рис. 2, м — затухание околопредельной детонации и срыв горения при  $p_0 = 0,040$  атм  $\approx p_{пр}$  для канала  $1,5 \times 15$  мм).

7. В работе рассмотрен также наиболее сложный случай дифракции многофронтной детонации на выпуклой криволинейной поверхности. Использован канал  $1,5 \times 15$  мм первого типа, вставка 5 на рис. 1 представляла собой элемент круга радиуса  $R$ , причем центр круга располагался на прямой  $CD$ , т. е. в точке  $C$  касательная к криволинейной поверхности являлась продолжением стенки  $KC$ . Для соотношений  $2R/l = 1 \div 16$  определялись критические давления, начиная с которых ДВ сохраняется при дифракции. Зависимость  $l/2R(p_0)$  качественно похожа на кривую  $\alpha(p_0)$  на рис. 3. Одна из фотографий дифракции на криволинейной поверхности приведена на рис. 2, о,  $p$  — околокритические режимы, канал  $1,5 \times 15$  мм при  $p_0 = 0,054$  атм (для  $l_{**} = 30$  мм  $p_* \approx 0,076$  атм);  $R = 45$  мм ( $o$ );  $R = 75$  мм ( $p$ ).

Таким образом, в данной работе изложены основные результаты исследований по дифракции многофронтной детонации. Общее для всех



случаев состоит в том, что для сохранения детонационного режима при дифракции ДВ необходимо, чтобы на ширине канала  $l$  укладывалось некоторое минимальное число ячеек  $n_*$ , т. е.  $l/a > n_*$ ; при  $n < n_*$  возможны срывы детонации, а при определенных условиях срывы не только детонации, но и даже горения.

Полученный материал позволяет определить многофронтную детонационную волну как волну, для которой геометрическое воздействие типа расширения не приводит к срыву процесса при любых углах дифракции  $\alpha$  (область А на рис. 3). ДВ, для которой расширение при определенных условиях ( $0 < \alpha < \alpha_*$ ) приводит к срыву, следует отнести к околопредельной детонации (область В).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн.— М.: Наука, 1977.
2. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. ЖТФ, 1956, 26, 8.
3. Когарко С. М. Изв. АН СССР. ОХН, 1956, 4, 445.
4. Губин С. А., Когарко С. М., Михалкин В. Н. ФГВ, 1982, 18, 5.
5. Гвоздева Л. Г. ПМТФ, 1964, 5, 51.
6. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. и др. Ударные волны в реальных газах.— М.: Наука, 1968.
7. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5.
8. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. Структура фронта детонации в газах.— Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
9. Edwards D. П., Thomas G. O., Nettleton M. A. J. Fluid Mech., 1979, 95, 1, 79.
10. Strehlow R. A., Salm R. J. Acta Astr., 1976, 3, 11—12, 983.
11. Lee J. H., Ramamurthi K. Comb. Flame, 1976, 27, 331.
12. Васильев А. А. Канд. дис.— Новосибирск, 1977.
13. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1979, 15, 6.
14. Васильев А. А., Григорьев В. В. ФГВ, 1980, 16, 5.
15. Lee J. H. Ann. Rev. Phys. Chem., 1984, 16.
16. Whitham G. B. J. Fluid Mech., 1957, 2, 2, 145.
17. Chisnell R. F. J. Fluid Mech., 1957, 2, 3, 286.
18. Skews B. W. J. Fluid Mech., 1967, 29, 2, 297.
19. Васильев А. А. ФГВ, 1982, 18, 2.
20. Васильев А. А. ФГВ, 1978, 14, 3.
21. Thibault P. e. a. 19-th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, 1982.
22. Lui Y. K., Lee J. H., Knystautas R. Comb. Flame, 1984, 56, 215.

Поступила в редакцию 18/III 1986,  
после доработки — 27/I 1987

## МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЖИМОВ ОБРАБОТКИ ВЗРЫВОМ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ МЕТАЛЛОКОНСТРУКЦИЙ

*В. Г. Петушков*

(Киев)

В последние годы сложилось новое направление в технологических приложениях энергии взрыва — обработка сварных соединений в целях улучшения качества, повышения надежности и долговечности металлоконструкций. Энергия взрыва с помощью накладных зарядов локально вводится в наиболее уязвимые места сварных изделий — зоны расположения швов, где обычно сосредоточены дефекты, геометрические концентраторы, сварочные остаточные напряжения (ОН), а свойства металла могут существенно измениться в результате термомодеформационного цикла сварки. Действующими факторами обработки взрывом выступают резкое снижение или благоприятное перераспределение ОН, создание новой системы ОН и упрочнение металла на значительную глубину, сопровождающееся насыщением его термодинамически устойчивыми дефектами кристаллического строения. Она открывает широкие возможности для улучшения служебных свойств сварных соединений и металлоконструкций в целом. Практикой доказано, что обработка взрывом позволяет зна-