

## О ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПРЕДЕЛАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев

(Новосибирск)

Геометрические пределы распространения детонации в твердых и жидких ВВ обычно связывают с критическим диаметром  $d_*$ . Для газовых и гетерогенных систем эти пределы связаны с процессами трения, теплообмена, массоперехода и т. д.

Вопросам критического диаметра для твердых и жидких ВВ посвящено много работ, например [1—4]. Для газовых же взрывчатых смесей этот вопрос практически не изучен. Те исследования [5—6], которые проводились для газов в гладких трубах различного диаметра, в основном сводились к выяснению лишь зависимости дефицита скорости  $\Delta D$  (разности между расчетной скоростью идеальной одномерной детонации Чепмена — Жуге  $D_0$  и экспериментальной скоростью самоподдерживающейся детонации  $D$ ) от диаметра трубы (линейная зависимость  $\Delta D/D_0 = f(1/d)$  предсказана теоретически в [7] в рамках одномерной модели детонации с потерями). Как правило, условия этих экспериментов были далеки от критических (по давлению  $p_0$  или  $d$ ). В первую очередь это связано с тем, что при уменьшении диаметра при фиксированном начальном давлении  $p_0$  (или при неизменном диаметре за счет уменьшения  $p_0$ ) процесс распространения детонационной волны оказывается существенно неоднородным — наблюдается спиновый режим детонации. Исследования этого режима в основном были посвящены структуре фронта детонации, тем не менее в некоторых работах (например, [8—12]) можно найти информацию об условиях и характеристиках спиновой детонации ( $p_0$ ,  $d$ ,  $\Delta D/D$  и т. д.).

Исследования распространения детонации в шероховатых трубах [7] касались лишь концентрационных пределов. Согласно одномерной модели [7], пределы должны были сужаться, но в эксперименте обнаружено их расширение. В первую очередь это связано с температурной неоднородностью течения, возникающей за счет влияния шероховатости стенок. Кроме этого, в трубах с сильной искусственной шероховатостью скорость распространения процесса сильно (40—50%) отличается от скорости в гладких трубах при прочих равных условиях. Существенная неоднородность детонационной волны вблизи пределов заставила авторов [7] признать, что их «одномерная теория предела совершенно неприменима к практическому расчету предела». В настоящее время наряду с теоретической важностью вопрос о значениях  $d_*$  для газовых смесей имеет большое практическое значение в связи с возрастающим использованием газовых смесей в различных технологических процессах.

В данной работе исследован вопрос о геометрических пределах распространения газовой детонации в каналах прямоугольного сечения. Подобные каналы в отличие от круглых труб позволяют устранить спиновый режим распространения детонации при приближении к пределу. Аналогом спиновому режиму в круглых трубах является «граничный» (marginal) режим в прямоугольных каналах [13, 14]. Отличие режимов состоит в том, что поперечная волна вместо вращения вокруг оси трубы по ее периферии в прямоугольном канале движется между боковыми стенками канала. Спиральный след поперечной волны на боковой поверхности круглой трубы преобразуется в ромбовидный отпечаток, характерный для многофронтной детонации вдали от пределов.

Взрывная камера (рис. 1) представляла собой два соосных прямоугольных плоских канала сечением  $5 \times 120$  мм<sup>2</sup>, выфрезерованных в едином листе металла. Каналы соединялись шестью соосными пазами прямоугольного сечения с соотношением глубины и ширины паза 1:6,

обычным для плоских детонационных каналов [8]. Длина пазов 300 мм, глубина  $\delta = 5, 4, 3, 2, 1$  и  $0,5$  мм, чистота обработки — класс 6, т. е. величина шероховатости стенок  $\sim 10$  мкм. Одна из стенок взрывной камеры сделана из толстого оптического стекла (плоскость соприкосновения камеры со стеклом на рис. 1 указана штриховкой, здесь же цифрами указана глубина соответствующих каналов).

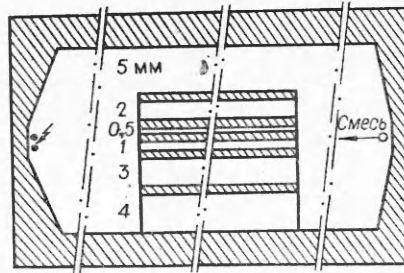


Рис. 1.

Перед каждым опытом камера вакуумировалась и затем наполнялась заранее приготовленной взрывчатой смесью. Напуск смеси и иницирование детонации в ней с помощью высоковольтного разряда осуществлялись в точках, лежащих по разные стороны от перемычки с пазами. Исследования выполнены для смесей  $C_2H_2 + 2,5O_2$  и  $2H_2 + O_2$  (использовались газы из технических баллонов) в диапазоне начальных давлений от  $0,05$  до  $4$  атм, что существенно выше давлений, при которых проводились исследования спиновой и «граничной» детонаций. При этом максимальный статический прогиб стекла в центре при  $p_0 = 4$  атм составил  $7$  мкм. Паз  $5 \times 330$  мм (с глубиной, равной глубине канала) служил базовым для измерения величины скорости детонации и ее стабильности вдали от пределов. Кроме описанной взрывной камеры для проведения экспериментов с  $p_0 > 1$  атм изготовлена аналогичная взрывная камера с пазами глубиной  $1,0, 0,5, 0,4, 0,3, 0,2$  и  $0,1$  мм и одинаковой шириной  $3$  мм (длина пазов  $160$  мм).

С помощью фоторегистратора исследовались режимы распространения волны в этих каналах в зависимости от начального давления. На рис. 2, а приведена фоторазвертка самоподдерживающихся ( $\delta = 5, 4, 3, 2$  мм) и затухающих ( $\delta = 1$  и  $0,5$  мм) режимов детонации (смесь  $C_2H_2 + 2,5O_2$ ,  $p_0 = 0,06$  атм, камера 1). В канале с  $\delta = 5$  и  $4$  мм траектория детонационного фронта выглядит в виде прямой линии без заметных пульсаций. При  $\delta = 3$  мм и особенно  $\delta = 2$  мм уже видно, что детонационная волна распространяется в квазистационарном пульсирующем режиме. В канале с  $\delta = 1$  мм волна вначале «пыталась» идти в пульсиру-

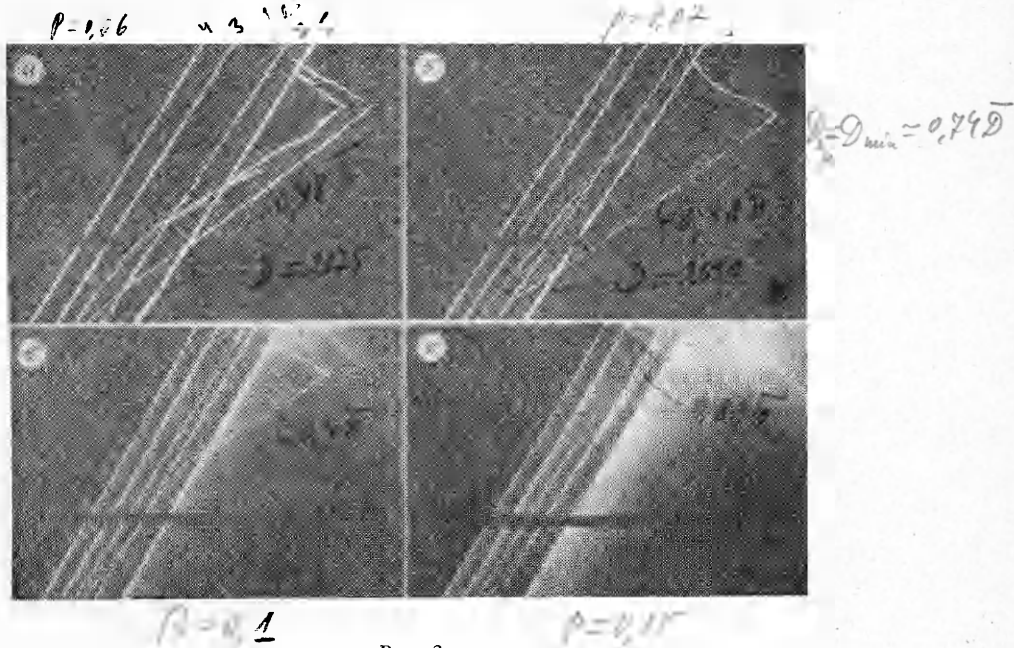


Рис. 2.

щем режиме со средней скоростью  $\approx 0,80\bar{D}$ , но, пройдя примерно  $1/3$  длины канала, быстро уменьшила свою скорость до  $\approx 0,40\bar{D}$ , распространяясь в дальнейшем со скоростью, лишь незначительно изменяющейся около этой величины. В случае  $\delta = 0,5$  мм детонация срывается вблизи начала и фронт самосвечения распространяется со средней скоростью  $\approx 0,48\bar{D}$ , при этом на длине канала скорость фронта самосвечения совершает несколько плавных колебаний относительно среднего уровня. Здесь  $\bar{D}$  — скорость самоподдерживающейся детонации в канале с  $\delta = 5$  мм, далеко от предельного (см. ниже):

$p_0$ , атм	0,06	0,07	0,08	0,10	0,15	0,25	0,35	0,45
$D_0$ , м/с	2266	2283	2290	2301	2322	2350	2368	2382
$\bar{D}$ , м/с	2075	2090	2115	2170	2230	2280	2325	2370

Отметим, что режимы распространения со скоростями, заметно меньшими скорости детонации Чепмена — Жуге  $D_0$ , наблюдались в круглых трубах с искусственной шероховатостью стенок [7].

Режим распространения в канале с глубиной 1 мм при  $p_0 = 0,07$  атм (рис. 2, б) является критическим. Особенность этого режима состоит также в пульсирующем характере распространения, средняя скорость в этом режиме  $\approx 0,82\bar{D}$ . Интересен характер распространения волны вдоль канала: вблизи входа пульсации фронта имеют практически одинаковую протяженность, затем, они укрупняются, достигают некоторого максимального размера и вновь уменьшаются до примерно той же протяженности, что и на входе канала. Средняя скорость распространения волны в области укрупнения пульсаций уменьшается до  $\sim 0,74\bar{D}$ , затем вновь возрастает до своей квазистационарной величины. Подобное поведение скорости распространения и размера пульсации характерно для процессов критического инициирования газовой детонации: волна вблизи инициатора имеет скорость, большую, чем  $D_0$ , затем, затухая, «проходит» через  $D_0$ , достигает некоторого минимального значения  $D_{\min}$  и вновь разгоняется до квазистационарной величины  $\bar{D}$ . В свою очередь, характерный размер ячейки увеличивается по мере выхода волны из пересечения до максимальной величины вблизи минимума скорости и вновь уменьшается по мере асимптотического приближения средней скорости отдельных пульсаций к скорости самоподдерживающейся детонации.

Пульсирующий характер распространения волны фиксируется при  $p_0 = 0,07$  атм и в канале с  $\delta = 2$  мм. Несомненно, что это свойство характерно и для каналов с  $\delta > 2$  мм, в которых из-за большей скорости распространения пульсации уменьшаются настолько, что не воспринимаются фото пленкой, а траектория движения представляет собой прямую линию. В случае  $\delta = 0,5$  мм вблизи входа фиксируется срыв пульсирующей детонации; фронт самосвечения в дальнейшем движется со скоростью  $\approx 0,48\bar{D}$ . Здесь также на длине канала наблюдается несколько плавных колебаний фронта самосвечения.

Дальнейшее увеличение  $p_0$  заметно повышает критическую скорость распространения. Так, при  $p_0 = 0,10$  атм в канале с  $\delta = 1$  мм скорость процесса уже равна  $\sim 0,90\bar{D}$ . При этом в канале с  $\delta = 0,5$  мм примерно до середины длины наблюдается квазистационарный пульсирующий режим со скоростью  $\approx 0,79\bar{D}$ , срывающийся затем на режим горения со скоростью  $\sim 0,4\bar{D}$  (рис. 2, в).

При  $p_0 = 0,15$  атм детонация идет во всех шести каналах (рис. 2, г), причем и здесь в случае  $\delta = 0,5$  мм скорость процесса  $\approx 0,88\bar{D}$ , т. е. заметно превышает критическую. В каналах с  $\delta < \delta_*$  происходит затухание детонации, в дальнейшем фронт самосвечения распространяется со скоростью 800—1000 м/с.

Оценим число Рейнольдса  $Re = \rho u / \eta$  для смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  при  $p_0 = 0,07$  атм и  $\delta = 1$  мм. Здесь  $\rho$  — плотность смеси,  $u$  — массовая скорость,  $\eta$  — динамическая вязкость. Воспользовавшись результатами расчета параметров детонации [15], получим, что в области между ударным

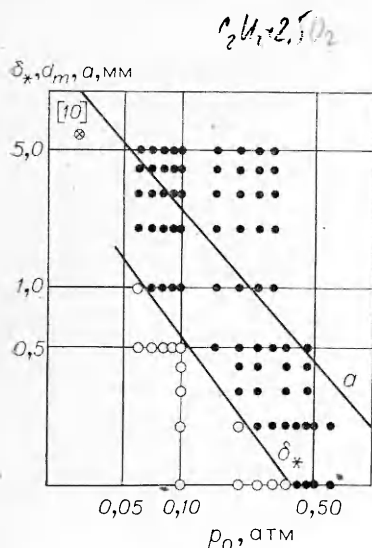


Рис. 3.

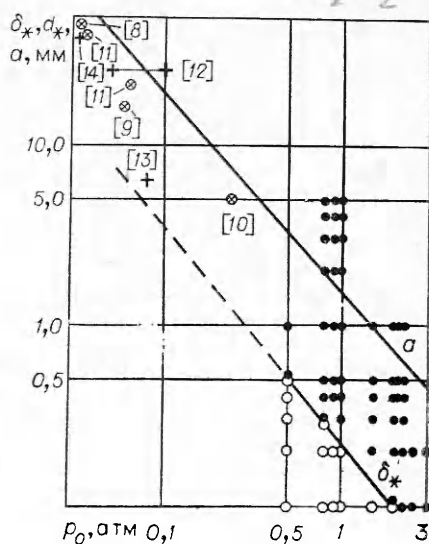


Рис. 4.

фронтом и началом зоны химической реакции  $Re \approx 24000$ , а в плоскости Чепмена — Жуге  $Re \approx 1800$ , т. е. в критическом режиме поток перед зоной реакции является турбулентным, а по окончании химической реакции число Рейнольдса близко к граничному значению, характеризующему смену ламинарного и турбулентного режимов течения.

На рис. 3, 4 приведены результаты экспериментов по определению зависимости критического размера канала  $\delta_*$  от начального давления соответственно для смесей  $C_2H_2 + 2,5O_2$  и  $2H_2 + O_2$  (светлые кружки — затухание, темные — детонация). Здесь же нанесены данные других авторов о диаметре трубки  $d_*$  и размерах прямоугольных каналов, в которых наблюдалась спиновая детонация. Условия, в которых они получены, и их результаты приведены в таблице.

Как видно из рис. 4, данные [14], полученные в квадратном канале, хорошо согласуются с результатами для круглых труб. В таблице и на рис. 4 приведены также результаты работы [13] для «граничного» распространения детонации в прямоугольном канале в смеси  $2H_2 + O_2 + 3Ar$ , поскольку размер ячейки  $a$  в этой смеси слабо отличается от такового в смеси  $2H_2 + O_2$ . Этот результат «граничного» режима также хорошо

Смесь	$d$ , мм	$p_0$ , мм рт. ст.	$\bar{D}$ , м/с	$\bar{D}/D_0$	Литература
$2H_2 + O_2$	5	180	2600	0,94	[10]
	15,9	40—82	—	—	[12]
	16	45	2200	0,82	[9]
	21	48	—	—	[11]
	40	27	2350	0,88	[11]
	45	25	—	—	[8]
	$38,1 \times 38,1$	20—30	—	—	[14]
$2H_2 + O_2 + 3Ar$	$76,2 \times 6,3$	58	—	0,87	[13]
$2H_2 + O_2 + 7Ar$	40	46	1366	0,95	[11]
	80	33	1366	0,95	[11]
$C_2H_2 + 2,5 O_2$	6	22	—	—	[10]

согласуется с полученными результатами. При большем разбавлении аргоном (~70%) различие в  $a$  уже заметно. Оценка числа Рейнольдса для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  (подобно сделанной выше для  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ ) при  $p_0 = 2,0$  атм,  $\delta_* = 0,1$  мм дает значение  $\text{Re} \approx 34000$  перед зоной химической реакции и  $\text{Re} \approx 4200$  по ее окончании, т. е. в этой смеси поток остается турбулентным.

В исследованном диапазоне  $p_0$  зависимость  $\delta_* = f(p_0)$  хорошо описывается формулой  $\delta_* = Ap_0^{-\alpha_1}$ , где  $A = 0,028$ ,  $\alpha_1 = 1,3$  для  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  и  $A = 0,23$ ,  $\alpha_1 = 1,2$  для  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . Для этих же смесей в условиях, далеких от предельных, аналогичной функциональной зависимостью можно описать и характерный размер элементарной ячейки  $a$  [16, 17].

$$a = Bp_0^{-\beta_1}, \quad (1)$$

тогда

$$\delta_*/a = cp_0^{-\alpha}. \quad (2)$$

В результате  $C \approx 0,14$ ,  $\alpha \approx 0,2$  и  $C \approx 0,15$ ,  $\alpha \approx 0,1$  в случае смесей  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$  и  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  соответственно. Если отвлечься от слабой зависимости  $\delta_*/a$  от  $p_0$ , то для исследованных составов в первом приближении критический размер канала  $\delta_*$  близок к размеру поперечной волны  $\lambda = (1/5 \div 1/8)a$ . Реально же  $\delta_* < \lambda$ , ибо для предельных условий зависимости (1), (2) будут иметь другие коэффициенты, поскольку здесь происходит увеличение размера ячейки за счет большего уменьшения скорости самоподдерживающейся детонации.

Таким образом, в результате исследований показано, что критический размер канала для газовой детонации близок к размеру поперечной волны самоподдерживающейся детонации вдали от пределов.

Поступила в редакцию 19/II 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Б. Харитон. Вопросы теории взрывчатых веществ. Вып. 1. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1947.
2. А. Н. Дремни и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
3. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
4. Ф. А. Баум и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
5. H. Guenoche, N. Manson. Revue de l'Institut Francais du Petrole et Annales de Combustibles Liquides, 1954, 9, 214.
6. G. V. Kistiakowsky, H. T. Knight, M. E. Malin. J. Chem. Phys., 1952, 20, 876.
7. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Изд-во техн.-теор. лит., 1955.
8. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчий. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
9. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
10. В. И. Манжадей, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1973, 9, 5.
11. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 4.
12. R. E. Duff. Phys. Fluids, 1961, 4, 1427.
13. R. A. Strehlow, A. J. Crooker. Acta Astr., 1974, 1, 3/4, 303.
14. D. H. Edwards, F. A. Perry, A. T. Jones. J. Fluid Mech., 1966, 26, 2.
15. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчий. ФГВ, 1977, 13, 3.
16. R. A. Strehlow, C. D. Engel. AIAA J., 1969, 7, 3.
17. В. И. Манжадей, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1.