

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Калинин, В. Б. Леонас, И. Д. Родионов. Докл. АН СССР, 1982, 268, 2, 347.
2. А. П. Калинин, В. Б. Леонас, И. Д. Родионов. Хим. физика, 1985, 4, 4, 464.
3. В. Б. Леонас, И. Д. Родионов. УФН, 1985, 146, 1, 7.
4. A. V. Bogdanov, G. V. Dubrovsky. Chem. Phys. Lett., 1979, 62, 1, 89.
5. А. В. Богданов, Ю. Е. Горбачев, Г. В. Дубровский и др. ЖТФ, 1985, 55, 10, 1889.
6. Г. В. Дубровский. ЖТФ, 1982, 52, 10, 1927.
7. S. I. Cubley, E. A. Mason. Phys. Fluids, 1975, 18, 9, 1109.
8. M. D. Pattengill, R. A. La Budde, R. B. Bernstein e. a. J. Chem. Phys., 1971, 55, 12, 5517.

Поступила в редакцию 23/VI 1986

ВЛИЯНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГАЗА И ЖИДКОСТИ НА ПАРАМЕТРЫ И УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ ВОЛНЫ ДЕТОНАЦИИ В СИСТЕМАХ ЖИДКОСТЬ — ПУЗЫРЬКИ ГАЗА

А. В. Пинаев, А. И. Сычев

(Новосибирск)

1. В работах [1—5] обнаружена детонация в газожидкостных системах типа жидкость — пузырьки газа. Детонационный процесс существует в химически активных системах, обладающих свойствами частотной дисперсии и амплитудной нелинейности, и есть следствие проявления коллективного характера взаимодействия пузырьков газа, равномерно распределенных в жидкости.

Отмеченные свойства и особенности поведения пузырьков принципиально отличают данные среды от ранее изученных химически активных систем: одиночного пузырька [6, 7] и цепочки пузырьков [8, 9] в жидкости, воспламеняемых ударной волной (УВ), кавитационных пузырьков в жидких ВВ, образующихся у стенок деформирующейся оболочки при детонации с малой скоростью (система псевдостабильна, разрушается с возникновением нормальной детонации) [10].

Детонационная волна (ДВ) в пузырьковых системах — самоподдерживающийся стационарный процесс, распространяющийся со скоростью, большей равновесной скорости звука в газожидкостной среде, но меньшей скорости звука в жидкости. При детонации с малой скоростью в жидких ВВ удельное тепловыделение (несмотря на то, что в реакцию вступает не более 30% ВВ) значительно выше (> 5 порядков), чем в пузырьковых средах; детонация в ЖВВ распространяется со скоростью, большей скорости звука в жидкости, давление во фронте волны достигает 10^4 атм [10] (при пузырьковой детонации давление в пульсациях 150—400 атм (см. [1—5])).

Очевидно, что рассматриваемые системы структурно отличаются от известных химически активных гомогенных (газообразное, жидкое, твердое ВВ) и гетерогенных (газ — пленка, газ — частицы и др.) систем. Потому естественно, что детонация в пузырьковых средах обладает рядом особенностей, проявляющихся в структуре, свойствах и механизме распространения [2—5]. Отмеченные обстоятельства позволяют выделить детонацию в системах жидкость — пузырьки газа в новый тип детонационного процесса, что определяет научный интерес к данному явлению.

Газожидкостные среды (жидкость — пузырьки газа) широко используются в различных отраслях промышленности (химической, нефтеперерабатывающей, металлургической и др.). В одних случаях такие среды необходимы для ведения технологических процессов (например, жидкофазное окисление углеводородов [11, 12]), в других — как элемент системы обеспечения взрывобезопасности (жидкостные предохранительные затворы [13]), поэтому необходима разработка научных принципов тех-

ники взрывобезопасности для проведения расчета и эксплуатации жидкостных предохранительных затворов и для выбора взрывобезопасных режимов технологических процессов, протекающих в газожидкостных средах.

В предшествующих работах обнаружена детонация в пузырьковых системах I (химически неактивная жидкость — пузырьки взрывчатой газовой смеси) [1—3] и II (жидкое горючее — пузырьки газообразного окислителя) [4, 5]. Показано, что критические условия инициирования и свойства ДВ зависят от параметров начального состояния и физико-химических характеристик жидкого и газового компонентов систем (в частности, в [3—5] установлена значительная роль вязкости жидкости).

Задача настоящей работы — определить условия существования ДВ и выяснить влияние свойств компонентов системы (состава газовой смеси, вида жидкости и ее вязкости) на пределы распространения детонации. Знание пределов пузырьковой детонации, помимо решения практических задач, необходимо для понимания физической картины явления и проверки правильности теоретических моделей.

2. Экспериментальные исследования выполнены в вертикальной ударной трубе (диаметр 35 мм, длина ~ 4 м), заполненной жидкостью с равномерно распределенными пузырьками газа (диаметр 2—4 мм), объемная концентрация которых $0,25 \leq \beta_0 \leq 8\%$. Параметры детонационной волны регистрировали пьезоэлектрическими датчиками давления, свечение газожидкостной среды — фотоэлектронным умножителем.

Изучены системы: I — водоглицериновые растворы $L(\alpha)$ (вязкость жидкостей $1,01 \cdot 10^{-3} \leq \mu \leq 27,1 \cdot 10^{-3}$ Па·с, объемное содержание глицерина в растворе $0 \leq \alpha \leq 70\%$) с пузырьками смесей кислорода с C_2H_2 , H_2 , C_3H_8 и воздуха с ацетиленом (объемная концентрация горючего газа $0 \leq \gamma_1 \leq 100\%$, $11 \leq \gamma_2 \leq 80\%$, $2 \leq \gamma_3 \leq 17\%$ и $7 \leq \gamma_4 \leq 44\%$ соответственно); II — вакуумное масло ВМ-3 с пузырьками кислородно-азотных смесей (объемная концентрация кислорода в смеси $50 \leq \nu \leq 100\%$).

Система II отличается от I наличием процессов смесеобразования, задерживающих и затрудняющих воспламенение химически реагирующих веществ. Несмотря на это обстоятельство, структура ДВ в системах I и II качественно идентична [4] (рис. 1).

Параметры жидкостей приведены в табл. 1: величина μ измерена вискозиметром ВПЖ-2, скорость звука в жидкостях $c_{ж}$ — по скорости распространения слабых УВ (данные получены при $T_0 = 290 \div 293$ К и $p_0 = 1$ атм). Остальные обозначения $\rho_{ж}$ — плотность, c_p — удельная теплоемкость, λ_0 — коэффициент теплопроводности, $a_0 = \lambda_0 / c_p \rho_{ж}$ — коэффициент температуропроводности, σ — поверхностное натяжение. Задавая различное содержание глицерина в растворе, можно, несущественно изменяя другие параметры жидкости, проследить влияние μ на характеристики детонационного процесса.

3. Детонация в пузырьковых системах — автоволновой процесс. В [2, 3] показана независимость характеристик ДВ от интенсивности инициирую-

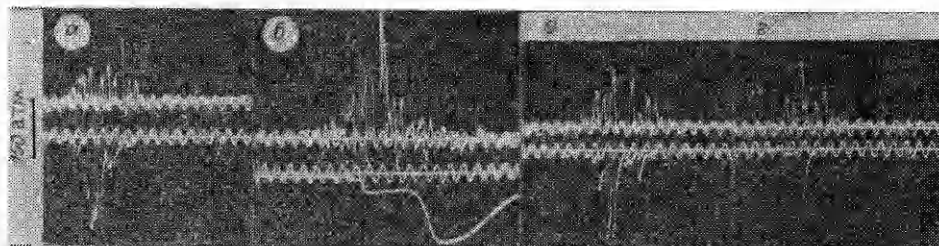


Рис. 1. Осциллограммы профилей давления (верхний луч) и свечения (нижний) в волне пузырьковой детонации.

а) $L(0,5) - (C_2H_2 + 2,5O_2)$; б) (ВМ-3) — O_2 ; в) $L(0,5) - (C_2H_2 + 50O_2)$; г) $L(0,5) - (C_3H_8 + 30O_2)$; $\beta_0 = 1\%$; период синусоиды $T = 10$ мкс.

Таблица 1

α	$\rho_{ж}, \frac{кг}{м^3}$	$\mu \cdot 10^3, Па \cdot с$	$c_{ж}, \frac{м}{с}$	$\lambda_0 \cdot 10^2, \frac{Дж}{(м \cdot с \cdot град)}$	$a_0 \cdot 10^8, \frac{м^2}{с}$	$c_p \cdot 10^{-3}, \frac{Дж}{(кг \cdot град)}$	$\sigma, \frac{Дж}{м^2}$
0	1000	1,01	1500	56,70	13,5	4,2	72,68
0,25	1065	2,27	1600	49,67	12,3	3,8	70,69
0,35	1091	3,20	1640	46,85	11,9	3,6	69,89
0,5	1130	6,84	1700	42,63	11,4	3,3	68,69
0,7	1182	27,10	1780	37,00	10,8	2,9	67,09
1,0	1260	1889	1923	28,56	9,4	2,4	64,70

Примечание. ВМ-3: $\rho_{ж} = 850 \text{ кг/м}^3$, $\mu = 28,2 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $c_{ж} = 1400 \text{ м/с}$.

щей УВ, если ее амплитуда выше некоторой критической (достаточна для воспламенения среды). В [1—3] ударная волна создавалась при сжигании горючей газовой смеси над поверхностью жидкости с пузырьками газа; в [4, 5] между продуктами горения газовой смеси и поверхностью газожидкостной среды находилась пробка негорючего газа (пузырьки воспламеняются при сжигании в УВ, а не вследствие воздействия горячих продуктов горения газовой смеси). Параметры детонации не зависят от длительности (и формы) инициирующей УВ: уменьшение длины секции инициирования ударной трубы (в которой протекает горение газовой смеси) с 1,15 [2, 3] и 0,65 [4] до 0,05 м (настоящие эксперименты) не сказывается на величине скорости и структуре ДВ. Наконец, параметры детонации не зависят и от способа инициирования: в настоящей работе пузырьковая детонация инициирована электрическим разрядом в газожидкостной среде (емкость конденсаторной батареи 2 мкФ, напряжение $\geq 5 \text{ кВ}$).

Итак, характеристики ДВ в системах жидкость — пузырьки газа не зависят от амплитуды, длительности и способа создания инициирующей ударной волны (вообще говоря, от способа инициирования).

На критические условия инициирования ДВ влияют параметры начального состояния и физико-химические характеристики жидкого и газового компонентов. В табл. 2 p_1 — давление в УВ, которая еще инициирует детонацию, здесь $p_1 \geq p_1^*$, где p_1^* — критическая амплитуда

Таблица 2

Системы	p_1 (вз)
$L(0) - (C_2H_2 + 2,5O_2)$	40(2)
$L(0,25) - (C_2H_2 + 2,5O_2)$	17(1), 35(3), 60(6)
$L(0,5) - (5C_2H_2 + O_2)$	75(1)
$L(0,5) - (2,5C_2H_2 + O_2)$	35(1), 40(2)
$L(0,5) - (C_2H_2 + 2,5O_2)$	17(1—6)
$L(0,5) - (C_2H_2 + 20O_2)$	17(1), 35(2), 50(6)
$L(0,5) - (C_2H_2 + 40O_2)$	70(1), 85(6)
$L(0,7) - (C_2H_2 + 2,5O_2)$	17(1—4)
$L(0,35) - (H_2 + 2O_2)$	60(2)
$L(0,5) - (2H_2 + O_2)$	25(1), 40(3), 50(6)
$L(0,5) - (H_2 + 2O_2)$	17(1), 25(4)
$L(0,7) - (H_2 + 2O_2)$	35(3)
$L(0,35) - (C_3H_8 + 10O_2)$	17(1), 25(3), 50(6)
$L(0,5) - (C_3H_8 + 10O_2)$	17(1), 25(3), 35(6)
$L(0,5) - (C_3H_8 + 30O_2)$	17(1), 25(3), 40(6)
(ВМ-3) — O_2	17(1—6)
(ВМ-3) — $(0,75O_2 + 0,25N_2)$	17(1), 60(6)
(ВМ-3) — $(C_2H_2 + 2,5O_2)$	17(1—6)

Примечание. Число в скобках означает β_0 , %.

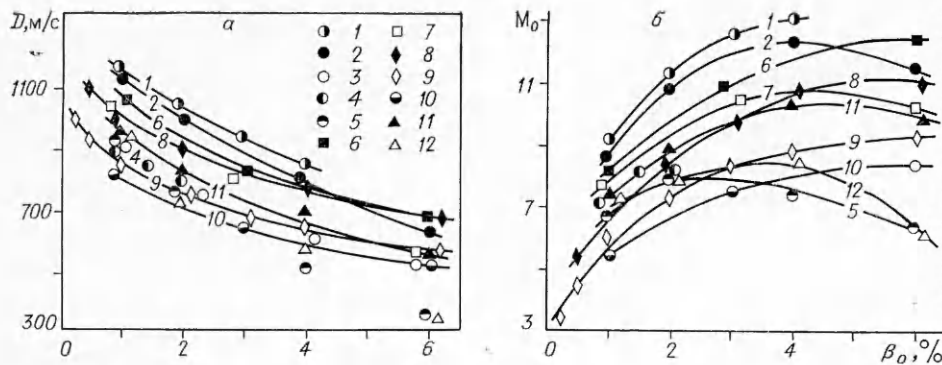


Рис. 2. Зависимости скорости (а) и числа Маха (б) волны детонации от концентрации газовой фазы.

Жидкость: H_2O — 5; $L(0,5)$ — 2—4, 6, 7, 11, 12; $L(0,7)$ — 1; газовая фаза: $(2,5\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2)$ — 4; $(\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2)$ — 1, 2, 5, 8; $(\text{C}_2\text{H}_2 + 4\text{O}_2)$ — 3; $(\text{H}_2 + 2\text{O}_2)$ — 11; $(2\text{H}_2 + \text{O}_2)$ — 12; $(\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2)$ — 6; $(\text{C}_3\text{H}_8 + 3\text{O}_2)$ — 7; O_2 — 9; $(0,75\text{O}_2 + 0,25\text{N}_2)$ — 10.

иницирующей УВ (определять точно p_1^* в каждом случае затруднительно из-за большой трудоемкости). Значения p_1^* растут с повышением β_0 , при обеднении или переобогащении смеси (т. е. увеличении периода индукции τ химической реакции) и с переходом к менее вязким жидкостям. В [4] установлено также, что p_1^* возрастает при повышении начального давления системы и уменьшении диаметра пузырьков.

На рис. 2, а результаты измерений скорости установившейся ДВ, распространяющейся в системах I и II, приведены при различных β_0 (каждая точка — среднее данных нескольких опытов). Начальное давление над поверхностью газожидкостной среды $p_0 = 1$ атм. Факт выхода детонации на стационарный режим контролировали измерением скорости волны на двух участках ударной трубы одновременно (см. [3], рис. 1).

Качественное поведение кривых $D(\beta_0)$ для всех систем общее: с увеличением β_0 D уменьшается. Значение D зависит от свойств газового и жидкого компонентов систем. Изменение состава газовой смеси позволяет проследить влияние газовой фазы на характеристики детонационного процесса.

Некоторые параметры газовых смесей приведены в табл. 3 ($T_0 = 290 \div 293$ К, $p_0 = 1$ атм). Здесь γ_0 — показатель адиабаты, μ_0 — молекулярная масса, Q_p — низший тепловой эффект химической реакции (H_2O — пар) при постоянном давлении на единицу объема газовой смеси; τ — время индукции химической реакции, отнесенное к времени индукции соответствующей стехиометрической смеси с кислородом при одной и той же температуре (для ВМ-3 полагали $\tau = r_1/r_2$, где r_1 и r_2 — концентрации O_2 в системах (ВМ-3) — O_2 и (ВМ-3) — $(0,75\text{O}_2 + 0,25\text{N}_2)$ соответственно). Периоды индукции смесей C_2H_2 , C_2 , C_3H_8 с кислородом рассчитывали по формулам [14—16] (где $R = 1,986$ кал/(град · моль)):

$$\tau_1 = 3,38 \cdot 10^{-11} [\text{O}_2]^{-0,5} \cdot [\text{C}_2\text{H}_2]^{-0,5} \exp(17400/RT), \text{ моль} \cdot \text{с/л},$$

$$\tau_2 = 4,17 \cdot 10^{-11} [\text{O}_2]^{-0,5} \cdot [\text{H}_2]^{-0,5} \exp(18100/RT), \text{ моль} \cdot \text{с/л},$$

$$\tau_3 = 4,4 \cdot 10^{-14} [\text{C}_3\text{H}_8]^{0,57} \cdot [\text{O}_2]^{-1,22} \exp(42200/RT), (\text{моль/см}^2)^{0,65} \cdot \text{с}.$$

Приведенные формулы использованы для сравнения исследуемых газовых смесей.

Данные рис. 2, а и табл. 3 показывают, что с обеднением или обогащением газовой смеси скорость волны детонации уменьшается. Сопоставим системы $L(0,5) - (\text{C}_2\text{H}_2 + 4\text{O}_2)$ и $L(0,5) - (\text{C}_2\text{H}_2 + 7\text{O}_2)$: детонация существует в первой и отсутствует во второй; параметры этих смесей, за исключением Q_p и τ , практически совпадают. Уменьшение Q_p и увеличение τ приводят здесь к исчезновению детонации. В системах $L(0,5) - (2,5\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2)$ и $L(0,5) - (\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2)$, $L(0,5) - (2\text{H}_2 + \text{O}_2)$ и

Таблица 3

Газовая смесь	$\rho_{г},$ кг/м ³	γ_0	$\frac{D_{жк}}{c_p \cdot 10^{-3}}$ (кг·град)	M_0	$\frac{\lambda_0 \cdot 10^2,}{(м \cdot с \cdot град)}$ Дж	$\frac{Q_p,}{мДж}$ м ³	$\bar{\tau}$
C ₂ H ₂	1,08	1,24	1,68	26,04	2,1	9,43(1)	
C ₂ H ₂ + 0,1O ₂	1,1	1,25	1,61	26,58	2,15	10,2(1)	1,57
C ₂ H ₂ + 0,2O ₂	1,12	1,27	1,55	27,03	2,19	10,8(2)	1,21
C ₂ H ₂ + 0,4O ₂	1,15	1,29	1,46	27,74	2,26	11,7(2)	1,0
C ₂ H ₂ + 2,5O ₂	1,26	1,35	1,14	30,30	2,49	15,2	1,0
C ₂ H ₂ + 40O ₂	1,32	1,4	0,94	31,85	2,64	1,3	2,93
C ₂ H ₂ + 70O ₂	1,32	1,4	0,93	31,92	2,64	0,8	3,83
0,44C ₂ H ₂ + 0,56 воздух	1,15	1,33	1,3	27,68	2,4	6,2(1)	2,0
0,07C ₂ H ₂ + 0,93 воздух	1,19	1,39	1,05	28,76	2,59	3,7(1)	3,9
Воздух	1,2	1,4	1,00	28,97	2,63	—	—
H ₂	0,08	1,41	14,24	2,02	18,3	—	—
H ₂ + 0,25O ₂	0,33	1,41	11,58	8,02	15,17	4(2)	1,18
H ₂ + 0,5O ₂	0,5	1,41	9,3	12,01	13,08	6,7	1,0
H ₂ + 2O ₂	0,91	1,4	5,36	22,01	7,87	3,3	1,0
H ₂ + 6O ₂	1,15	1,4	2,82	27,72	4,89	1,4	1,35
H ₂ + 8O ₂	1,19	1,4	2,4	28,67	4,39	1,1(1)	1,5
C ₃ H ₈	1,83	1,14	1,64	44,09	1,73	—	—
C ₃ H ₈ + 5O ₂	1,41	1,36	1,04	34,01	2,5	14,5	1,0
C ₃ H ₈ + 10O ₂	1,38	1,38	0,99	33,1	2,57	7,9	0,64
C ₃ H ₈ + 30O ₂	1,35	1,39	0,94	32,39	2,62	2,8	0,33
C ₃ H ₈ + 50O ₂	1,34	1,4	0,93	32,24	2,63	1,7	0,24
O ₂	1,33	1,4	0,92	32,00	2,65	—	—
0,75O ₂ + 0,25N ₂	1,30	1,4	0,95	31,01	2,64	—	(1,3)
N ₂	1,17	1,4	1,04	28,02	2,62	—	—

Примечание. Для ацетиленовых смесей Q_p вычислено с учетом теплоты распада избыточного (по сравнению со стехиометрическим) количества C₂H₂; (1) — в экспериментах смесь в пузырьках не воспламенялась (ДВ отсутствует); (2) — выделяемая при сжатии пузырьков в ДВ энергия была меньше рассчитанной величины Q_p .

$L(0,5) - (H_2 + 2O_2)$ ($\bar{\tau} = 1$, см. табл. 3) Q_p влияет неоднозначно, в первой D меньше, чем во второй, а в третьей меньше, чем в четвертой. Т. е. величина D зависит и от других параметров газовых смесей (к такому же выводу можно прийти, используя выражения для τ из других работ). Таким образом, скорость ДВ определяет совокупность физико-химических свойств газового компонента.

Разбавление кислорода азотом в системе II ведет к снижению величины D , сравнение систем (ВМ-3) — (C₂H₂ + 2,5O₂) и $L(0,7) - (C_2H_2 + 2,5O_2)$, значения вязкости жидкого компонента которых совпадают, показывает, что скорости в них различаются незначительно, а влияние остальных параметров жидкости на D несущественно (см. рис. 2, а). Отличие значений D в (ВМ-3) — (C₂H₂ + 2,5O₂) и (ВМ-3) — O₂ может объясняться, в частности, необходимостью во втором случае дополнительного смесеобразования.

На рис. 2, б результаты измерений скорости детонации в системах I и II представлены в виде зависимостей числа Маха M_0 волны от β_0 ($M_0 = D/c_0$, где c_0 — равновесная скорость звука в газожидкостной среде). В исследуемом диапазоне начальных данных справедлива формула Маллока $c_0^2 = \gamma_0 p_0 / \beta_0 \rho_0$ ($\rho_0 = \rho_{ж}(1 - \beta_0) + \rho_{г}\beta_0 \approx \rho_{ж}(1 - \beta_0)$ — плотность газожидкостной среды). Кривые $M_0(\beta_0)$ немонотонны: для каждой системы существует β_0 , при которой величина M_0 максимальна (в некоторых системах $M_0 \approx 13$). Параметр M_0 может служить характеристикой

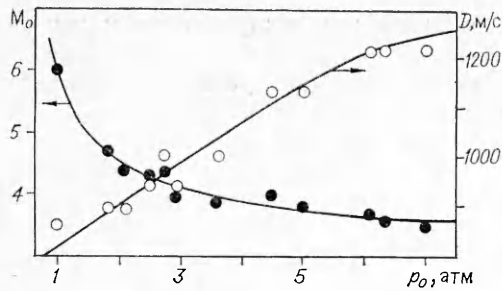


Рис. 3. Зависимости скорости и числа Маха волны детонации от начального давления в системе (ВМ-3) — O_2 ; $\beta_0 = 1\%$.

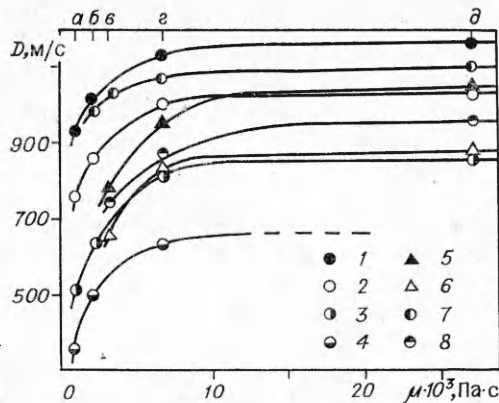


Рис. 4. Влияние вязкости жидкости на скорость ДВ.

$a - \delta$ $\alpha = 0; 0,25; 0,35; 0,5; 0,7$ соответственно; 1—4 — $(C_2H_2 + 2,5O_2)$; 5, 6 — $(H_2 + 2O_2)$; 7, 8 — $(C_3H_8 + 10O_2)$; $\beta_0 = 1$ (1, 5, 7), 2 (2, 6), 3 (3), 4 (3), 6% (4).

реакционной способности данной газожидкостной среды. Влияние p_0 на D и M_0 проиллюстрировано на рис. 3.

Отметим, что параметры пузырьковой детонации гораздо менее чувствительны (по сравнению с гомогенными газовыми смесями) к изменению состава системы. Так, сравнение систем $L(0,5) - (C_2H_2 + 2,5O_2)$ и $L(0,5) - (C_2H_2 + 40O_2)$ (см. табл. 3 и рис. 2, а) показывает, что варьирование физико-химических характеристик газового компонента в широких пределах (в частности, Q_p в 12 раз и τ в 3 раза) приводит к уменьшению D на 25%, структура (длительность) волны при этом практически не меняется (см. рис. 1, а, в). Изменение сорта газовой смеси в системах I или II и смена типа системы также слабо отражаются на структуре (см. рис. 1) и скорости волны детонации (см. рис. 2, а).

Роль свойств жидкого компонента можно проиллюстрировать на примере составов с различным содержанием глицерина. Анализ рис. 2, а показывает, что увеличение α в растворе ведет к возрастанию D . Так как физические свойства водоглицериновых растворов, за исключением μ , отличаются незначительно (см. табл. 1), то отмеченное повышение D однозначно связано с увеличением μ . Более наглядно зависимость $D(\mu)$ прослежена на рис. 4. Заметное влияние μ на D здесь наблюдается при $\mu \leq (10-15) \cdot 10^{-3}$ Па·с.

Действие вязкости жидкого компонента системы, на первый взгляд, парадоксально: с одной стороны, из общих соображений следует, что диссипируемая энергия в процессах, протекающих в жидкости, пропорциональна вязкости жидкости (следствием должно быть снижение D), с другой — налицо факт повышения D с увеличением μ . В [17] показано, что влияние μ и τ на сжатие пузырька пренебрежимо мало, если $\left| 4 \frac{\mu}{R} \frac{dR}{dt} + 2 \frac{\sigma}{R} \right| \ll |p - p_0|$. Согласно [4], в момент воспламенения $R \approx R_0/3$ (R_0 и R — начальный и текущий радиусы пузырька), скорость поверхности пузырька при сжатии $dR/dt \approx 10^2$ м/с. В адиабатическом процессе давление газа в пузырьке $p = p_0 (R_0/R)^{3\gamma}$. Для исследуемых жидкостей (см. табл. 1) имеем: $(0,006 \div 0,17) \cdot 10^5 + (2,0 \div 2,2) \cdot 10^5 \ll 100 \cdot 10^5$ Н/м², т. е. при пузырьковой детонации влияние μ и σ на параметры газа при сжатии пузырька в таком традиционном представлении можно не учитывать, а причину зависимости скорости ДВ от μ следует искать в другом.

Данные оптических исследований поведения пузырьков в ДВ [4] и результаты изучения кавитационных пузырьков [17, 18] показывают, что поверхность пузырька при схлопывании неустойчива. Общая деформация формы пузырька с образованием в некоторых случаях кумулятивной струйки жидкости, пронизывающей пузырек насквозь, происходит из-за неоднородности поля давления в окружающей жидкости (следст-

вие взаимодействия пузырьков в ДВ), а также при поступательном движении пузырька в жидкости. Другой тип искажения — неустойчивость поверхности раздела между жидкостью и газом при ускоренном движении (неустойчивость Тейлора). С уменьшением μ искажения при сжатии усиливаются [4, 19, 20], т. е. увеличивается эффективная площадь поверхности раздела газ — жидкость, количество впрыскиваемой внутрь пузырька жидкости и, как следствие, теплотери нагретого в процессе сжатия и воспламенившегося газа в пузырьке — в результате D снижается (см. рис. 2 и 4). В этом и состоит, по нашему мнению, основной механизм влияния вязкости жидкости на пузырьковую детонацию.

В [4] установлено, что пузырек воспламеняется в области максимального давления, при этом время сжатия — расширения пузырька примерно равно длительности волны (явление резонанса). Выше отмечалось, что длительность ДВ практически не зависит от параметров начального состояния среды (в том числе и от μ). Однако при уменьшении μ темп роста температуры в пузырьке из-за теплотерь падает (процесс его сжатия существенно отличается от адиабатического), время задержки воспламенения экспоненциально возрастает и при некотором значении μ_{\min} становится больше времени сжатия — химически активные вещества в пузырьке не воспламеняются. В результате, с уменьшением μ произойдет срыв детонации, что и наблюдается в эксперименте (см. рис. 4).

Исследования газожидкостных систем, состав газового компонента которых изменялся в широких пределах, позволили установить нижний и верхний концентрационные пределы по содержанию горючего газа γ в пузырьках (НКП $_{\gamma}$ и ВКП $_{\gamma}$ соответственно) для систем I и НКП $_{\nu}$ по содержанию окислителя ν для систем II. Обнаружено также существование НКП $_{\beta_0}$ и ВКП $_{\beta_0}$ по содержанию газового компонента в газожидкостной среде β_0 .

Вне пределов детонации в системах отсутствует — инициирующая УВ может воспламенить среду, но ДВ не образуется; по мере распространения УВ ослабевает и воспламенение среды прекращается.

Установлено, что с уменьшением вязкости жидкого компонента пределы детонации по γ и β_0 и, следовательно, область существования детонации сужаются. Более того, для данных γ и β_0 существует значение μ_{\min} , при котором детонация отсутствует (предел по μ). Так, в системах I при $\alpha = 50\%$ ($\mu = 6,84 \cdot 10^{-2}$ Па · с) детонация существует в диапазонах $1,4 < \gamma_1 < 90\%$, $11 < \gamma_2 < 80\%$, $2\% < \gamma_3$; при $\alpha = 25\%$ ($\mu = 2,27 \cdot 10^{-3}$ Па · с) $4 < \gamma_1 < 67\%$, $3\% < \gamma_3$ в пузырьках водородно-кислородных смесей детонация отсутствует, что можно объяснить более высокими, чем в других смесях, значениями коэффициента теплопроводности (см. табл. 3). Изложенное выше иллюстрирует рис. 5, откуда следует также, что разбавление кислорода азотом в пузырьках резко сужает область существования детонации. Так, детонация в системе ВМ-3 с пузырьками кислородно-азотной смеси отсутствует при $\nu = 65\%$. Сильное влияние азота подтверждается также тем фактом, что в экспериментах не обнаружено воспламенение систем $L(0,5)$ с пузырьками ацетиленовоздушных смесей при инициировании УВ с амплитудой до 90 атм.

Существование НКП $_{\beta_0}$ во всех системах естественно, наличие же ВКП $_{\beta_0}$ обнаружено в жидкостях с малой вязкостью и, как правило, для смесей газов с $\bar{\tau} > 1$. Для таких систем, как уже отмечалось выше, особенно существенны теплотери в процессе сжатия — расширения пузырьков. В [4] установлено, что сжатие пузырька ДВ происходит в поле давления волн, излучаемых соседними пузырьками. С увеличением β_0 (т. е. числа пузырьков) поле давления, в котором сжимается каждый отдельный пузырек, становится все более неоднородным, искажение поверхности пузырька при этом усиливается и теплотери каждого отдельного пузырька возрастают. В результате температура газа в пузырь-

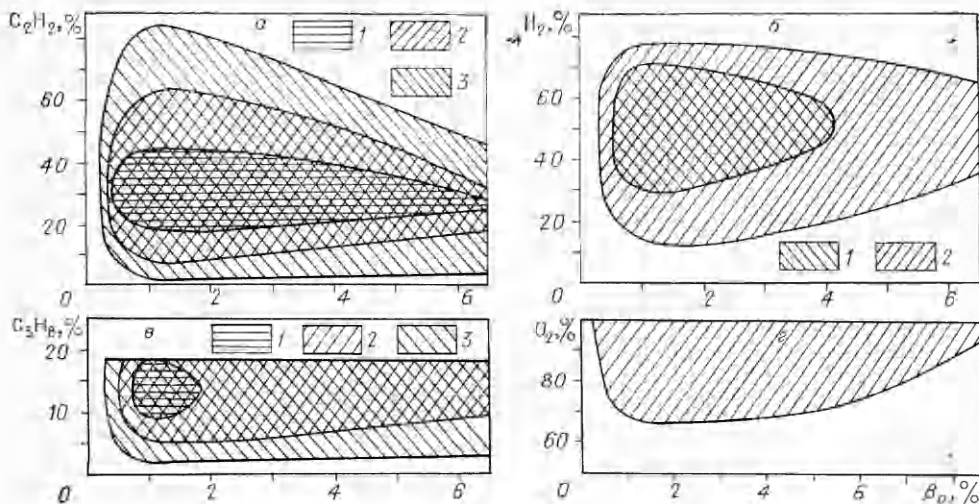


Рис. 5. Области существования ДВ в водоглицериновых жидкостях с пузырьками ацетилено-(а), водородно-(б), пропано-кислородных (в) смесей и в масле ВМ-3 с пузырьками кислородно-азотных смесей (г).

а) 1 — H_2O ; 2 — L (0,25); 3 — L (0,5); б) 1 — L (0,35); 2 — L (0,5); в) 1 — L (0,25); 2 — L (0,35); 3 — L (0,5).

ке может оказаться недостаточной для воспламенения химически реагирующих веществ, т. е. несмотря на рост удельной энергоемкости с увеличением β_0 тепло теряется быстрее и при некотором β_0 детонация затухнет.

На основании проведенной работы можно сделать следующие выводы. При инициировании детонации ударной волной p_1^* растет с увеличением β_0 , p_0 , при обеднении или обогащении газовой смеси в пузырьках — с уменьшением μ , R_0 . Для взрывобезопасности пузырьковых систем рекомендуется использовать маловязкие жидкости и уменьшать размер пузырьков газа. Параметры ДВ не зависят от амплитуды, длительности и способа создания инициирующей ударной волны. Скорость детонации возрастает с уменьшением β_0 и при повышении p_0 . Значения D снижаются при обеднении или обогащении газовой смеси горючим и с уменьшением μ . Число Маха ДВ в зависимости от β_0 имеет немонотонный характер и уменьшается с повышением p_0 .

Установлено, что пределы детонации по концентрации пузырьков, содержанию горючего газа и окислителя в пузырьках с уменьшением μ сужаются; для каждой системы существует μ_{\min} , при котором детонация в системе отсутствует (предел по μ).

Действие вязкости жидкости на параметры, критические условия инициирования и пределы детонации объяснено влиянием μ на величину теплотеря при сжатии — расширении пузырьков.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Сычев, А. В. Пинаев. — В кн.: I Всесоюз. симпоз. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. 1, ч. 1. Черноголовка, 1984.
2. А. И. Сычев. ФГВ, 1985, 21, 3, 103.
3. А. И. Сычев, А. В. Пинаев. ПМТФ, 1986, 1, 133.
4. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1986, 22, 3, 109.
5. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. Докл. АН СССР, 1986, 290, 3, 611.
6. Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2, 311.
7. В. К. Кедринский. ФГВ, 1980, 16, 5, 14.
8. Т. Hasegawa, Т. Fujiwara. 19-th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, 1982.
9. Т. Hasegawa, Т. Fujiwara, М. Yasuhara. 9-th Colloq. (Intern.) on Dynamics of Explosions and Reactive Systems. Book of Abstracts, Poitiers, 1983.
10. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.
11. А. И. Розловский. Вестн. техн. и эконом. информ., 1960, 10, 24.
12. А. И. Розловский, И. Ю. Борисова. Хим. пром., 1964, 3, 199.
13. И. И. Стрижевский, В. Ф. Заказнов. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1966.

14. G. P. Glass, G. B. Kistiakowsky e. a. J. Chem. Phys., 1965, 42, 2.
15. R. A. Strehlow, R. E. Maurer, S. Rajan. AIAA J., 1965, 7, 2.
16. A. Burgat, A. Lifshitz e. a. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
17. Р. Киэпп, Дж. Дэйли, Ф. Хэммит. Кавитация. М.: Мир, 1974.
18. W. Lauterborn.— In: Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics/ W. Lauterborn: Springer — Verlag: Berlin Heidelberg. N. Y., 1980.
19. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, 4, 51.
20. В. С. Тесленко. ПМТФ, 1976, 4, 109.

*Поступила в редакцию 4/VIII 1986,
после доработки — 23/I 1987*

ОЦЕНКА ДАВЛЕНИЯ В ВОЛНЕ НИЗКОСКОРОСТНОЙ ДЕТОНАЦИИ ПРЕССОВАННОГО ТЭНА

*В. Ф. Мартынюк, А. А. Сулимов, М. К. Сукоян, А. В. Обменин
(Москва)*

Стационарная низкоскоростная детонация (НСД) в прессованных ВВ наблюдалась лишь для зарядов, заключенных в оболочку. При этом о стационарности процесса судили по неизменности скорости распространения детонации и конечной деформации внутреннего канала оболочки после прохождения процесса [1]. Надежные данные о профиле давления НСД для зарядов в металлической оболочке по существу отсутствуют, что объясняется трудностью применения традиционных методик измерения давления в этих условиях. В данной работе исследована динамическая картина деформации стальной оболочки при распространении НСД в прессованном тэне плотностью $1,73 \text{ г/см}^3$. Заряд заключался в стальной оболочку с внутренним и внешним диаметрами 10 и 16 мм. Полученные данные позволили оценить профиль давления в волне НСД.

Осуществлялась покадровая (с помощью ждущей лупы времени ЖЛВ-2) съемка процесса расширения внешнего диаметра оболочки на фоне яркого экрана. Скорость съемки составляла 250 000 кадр/с. В зависимости от дисперсности тэна (применялся продукт с размером частиц 400—600 мкм) НСД распространялась со скоростью $u = 2300 \div 2600 \text{ м/с}$. НСД выходит на стационарный режим на расстоянии 40—50 мм от места поджога у закрытого торца и распространяется с постоянной скоростью на всю длину оболочки (200 мм). Стационарность профиля давления за фронтом волны подтверждается неизменностью характера разлета оболочки. На рис. 1 представлены фотографии расширения оболочки, причем фотографии, снятые через 20 мкс, наложены одна на другую. Видно начало расширения оболочки *A* и место прорыва продуктов детонации *B* вследствие потери оболочкой сплошности, которая возникает приблизительно при двукратном увеличении диаметра. При наличии радиальных отверстий в оболочке зафиксировано, что свечение, соответствующее реакции, с точностью, обеспечиваемой скважностью используемого прибора (время экспонирования 2 мкс), совпадает с началом расширения оболочки.

Полученные фотографии использованы для оценки давления в волне НСД. Действительно, из фотографий определяются значения внешнего диаметра оболочки в разных сечениях в различные моменты времени. Внутренний радиус оболочки R вычислялся по измеренным текущим значениям внешнего радиуса, исходя из предположения о несжимаемости материала оболочки. На рис. 2 для установившегося режима распространения НСД представлена зависимость изменения относительного внутреннего радиуса оболочки $(R - R_0)/R_0$ (R_0 — начальный внутренний радиус) от времени от начала ее расширения, определенная для сечений, отстоящих на 50, 60, 70, 80 и 90 мм от места поджигания