

нием формы пламени внутри резонатора является, вероятно, основным направлением дальнейшего развития СО-лазеров на пламени сероуглерода, способным привести к созданию мощных лазерных установок различного применения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Pilloff H. S., Searles S. K., Djeu N. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 9.
2. Linevsky M. J., Carabetta R. A. Appl. Phys. Lett., 1973, 22, 288.
3. Дудкин В. А., Либрович В. Б., Рухин В. Б. ФГВ, 1978, 14, 1, 141.
4. Дудкин В. А., Рухин В. Б. Приборы и техника эксперимента, 1974, 3, 202.
5. Дудкин В. А., Рухин В. Б. Квантовая электроника, 1984, 11, 1183.
6. Дудкин В. А., Либрович В. Б., Рухин В. Б. и др. Тез. докл. на Международном семинаре «Механика и физика плазмы и газовых потоков». — Рига, 1981.
7. Casperson L. W., Shekhan M. S. Appl. Optics., 1975, 14, 2653.
8. Дудкин В. А., Кедров А. Ю. Письма в ЖТФ, 1981, 7, 463.
9. Vetter A. A., Culick F. E. C. Comb. Flame, 1978, 33, 2, 169.

Поступила в редакцию 23/VI 1986

### ИНИЦИИРОВАНИЕ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИСТОЧНИКОВ

А. А. Васильев

(Новосибирск)

Среди большого количества статей по инициированию газовой детонации практически нет ни одной целенаправленной экспериментальной работы, посвященной влиянию пространственного распределения инициатора на критическую энергию инициирования многофронтной детонации  $E_*$ .

Влияние временных характеристик энерговыделения на величину  $E_*$  наглядно продемонстрировано в [1—3], где показано, что энергия инициирования детонации при одинаковых условиях (состав смеси и начальное давление) может варьироваться в пределах нескольких порядков при различных способах возбуждения, отличающихся лишь временем энерговыделения. В [4] для учета пространственной и временной зависимости  $E_*$  введены понятия критических размера инициатора  $r_*$  и времени энерговыделения  $t_*$ , таких, что при размерах области инициирования  $r_0 \leq r_*$  либо временах  $t_0 \leq t_*$  величина  $E_*$  предлагается постоянной и совпадающей с энергией точечного инициатора с мгновенным энерговыделением. При  $r_0 > r_*$  или  $t_0 > t_*$  часть энергии оказывается «лишней», поскольку в инициировании принимает участие лишь область  $r_0 \leq r_*$ . При этом существенная составляющая зависимости энергии инициатора от его размеров и времени энерговыделения может быть представлена, согласно [5], выражениями

$$E_{r_0} = \bar{E}_* (r_0/r_*)^{\nu-0,25}, \quad (1)$$

$$E_{t_0} = E_* (t_0 D_0/r_*)^{\nu-0,25}, \quad (2)$$

где  $\nu = 1, 2, 3$  для плоского, цилиндрического и сферического случаев соответственно. Формула (2) хорошо согласуется с экспериментальными данными [6] для смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  (инициирование электроразрядом). Предположение, что при  $r_0 < r_*$  величина  $E_*$  считается постоянной, не имеет пока экспериментального подтверждения. Более того, даже в области докритических параметров  $r_*$  и  $t_*$   $E_*$  может оказываться непостоянной при различных пространственно-временных зависимостях реального энерговыделения.

В [7] для  $\nu = 3$  проведен численный одномерный расчет инициирования газовой детонации точечным источником с  $\bar{E}_*$ , а также равно-

мерно рассредоточенным источником конечного радиуса  $R$  с тем же запасом энергии. Оказалось, что распределение инициирующего заряда (или распределение энергии выделения) не сказалось на возбуждении детонации. К сожалению, авторы [7] не исследовали вопрос о инициировании детонации однородным зарядом конечного размера с запасом энергии  $E_R < E_*$ , хотя и не исключили возможности, что критическое инициирование может быть осуществлено и в этом случае.

В данной работе изложены отдельные результаты исследований влияния пространственного распределения инициатора на возбуждение многофронтной газовой детонации. Из различных источников инициирования (заряды твердого ВВ, взрывающаяся проволочка, электрический и лазерный разряды и т. д.) предпочтение отдано возбуждению сферической детонации в объеме смеси ( $\nu = 3$ ) с помощью квазиплоской детонационной волны (ДВ), выходящей в объем из трубы диаметром  $d$ . Условие инициирования —  $d \geq d_{**}$ , при  $d < d_{**}$  наблюдается срыв и затухание детонации. По существу, только с помощью этого источника можно в широких пределах и относительно просто варьировать пространственную конфигурацию инициатора. В [8] за энергию такого источника предложено считать работу расширения продуктов детонации за время схождения волны разрежения от периферии газового заряда к оси

$$E_{*3} = \int_0^{d_{**}/2c_*} p_* u_* S dt = \frac{\pi p_* u_*^2}{24c_*} d_{**}^3 = \frac{\pi \pi_* u_*^2}{24c_*} p_0 d_{**}^3, \quad (3)$$

где  $p_*$ ,  $u_*$ ,  $c_*$  — давление ( $\pi_*$  — перепад), массовая скорость и скорость звука продуктов детонации;  $d_{**}$  — критический диаметр выхода, т. е. такой диаметр трубы, при котором ДВ при выходе из трубы в объем ( $\nu = 3$ ) не затухает, а трансформируется в сферическую. Варьировать  $E_*$  можно, согласно (3), либо изменением  $d_{**}$  при  $p_0 = \text{const}$ , либо (при фиксированном  $d_{**}$ ) за счет изменения  $p_0$ ; пространственным перераспределением (варьирование  $d_{**}$ ) с соответствующим изменением  $p_0$  можно добиться  $E_* = \text{const}$ . В данной работе исследован более простой случай возбуждения цилиндрической детонации ( $\nu = 2$ ) при выходе из узкого канала в широкий [9]. По аналогии с (3) в качестве  $E_{*2}$  для такого источника получаем формулу

$$E_{*2} = \frac{\pi_* u_*^2}{8c_*} p_0 l_{**}^2 \quad (4)$$

$l_{**}$  — критическая ширина плоского канала, аналогичная  $d_{**}$ ).

Первая серия экспериментов выполнена на установке, схема которой представлена на рис. 1. Исследовалось возбуждение детонации при переходе из двух плоских каналов в широкий. Относительное расположение каналов менялось с помощью перегородки:  $l$  и  $2z$  — ширина отдельного канала и перегородки, глубина каналов постоянна — 1,5 мм; при  $z = 0$  имеем плоский канал шириной  $2l$ . При фиксированных  $l$  и  $z$  варьировалось начальное давление смеси в диапазоне, обеспечивающем как срыв детонации при выходе, так и возбуждение в широком канале цилиндрической многофронтной волны. Критическое давление  $p_{*z}$  соответствует значениям  $p_0$ , при которых равновероятно возможны процессы срыва и возбуждение детонации. Рабочая смесь —  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ , инициирование осуществлялось высоковольтным генератором подрыва с энергией 40 Дж, давление контролировалось образцовым вакуумметром с ценой деления 0,004 атм, наблюдаемый процесс фотографировался на неподвижную фотопленку методом открытого затвора [9].

Зависимость  $p_{*z}(z/l)$  приведена на рис. 2. Ширина каналов менялась в диапазоне  $3 \leq l \leq 25$  мм, а  $0 < z < 5l$ . В области  $z/l \leq 0,5$  детонация в широком канале возбуждается в основном за счет локального повышения температуры и плотности на линии соударения УВ от отдельных каналов. Соударение приводит к неоднородному перераспределению энергии и возникновению локальных «инициаторов», способных в опре-

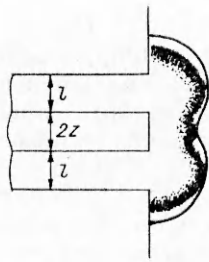


Рис. 1.

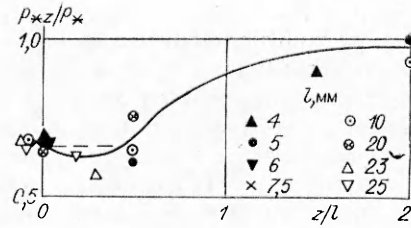


Рис. 2.

деленных условиях возбудить детонацию. При увеличении  $z$  уменьшаются амплитуда сталкивающихся УВ и параметры газа в зоне соударения, что постепенно сводит к минимуму эффект инициирования за счет коллективного воздействия каналов. При больших  $z$  возбуждение осуществляется независимо каждым каналом и  $p_{*z} \rightarrow p_*$ . Наиболее важна на рис. 2 область  $z/l < 0,5$ . Именно здесь некоторые точки указывают на уменьшение  $p_{*z}$  по сравнению с критическим давлением при  $z = 0$ , хотя с точностью до 15% можно считать, что  $p_{*z}/p_* \approx \text{const}$ .

Данные эксперименты указывают, что пространственное неоднородное распределение источников в определенных условиях может оказаться более эффективным при возбуждении детонации по сравнению с одиночным зарядом, представляющим собой алгебраическую сумму отдельных инициаторов в пространственно распределенной схеме возбуждения ДВ.

Подтверждение этому получено во второй серии экспериментов (рис. 3). Начиная с некоторого давления  $p_*$  детонационная волна из трубки диаметром  $d$  через диафрагму с отверстием  $d_{**}$  попадала в центр плоского зазора толщины  $\delta = 1,5$  мм и возбуждала в нем цилиндрическую многофронтную детонацию (при  $\delta \gg d$  схема соответствует выходу детонации через диафрагму в объем). Принципиальное отличие данного случая от предыдущего заключается в том, что из-за малости  $\delta$  ( $\delta < d_{**}$ ) в процессе инициирования цилиндрической детонации не участвуют движущиеся продукты (как в первой серии). Иницирование, по сути, осуществляется однородной областью повышенного давления, образующейся при отражении движущихся продуктов детонации (исходный размер области совпадает с диаметром отверстия в диафрагме). Неоднородное распределение энергии по пространству можно осуществить заменой одного отверстия на несколько (рис. 4), а постоянство энергии обеспечить тем, что их суммарная площадь будет совпадать с площадью исходного одиночного отверстия.

Эксперименты показали, что, например, для трех источников (см. рис. 4, б, в) критическое давление инициирования детонации в зазоре

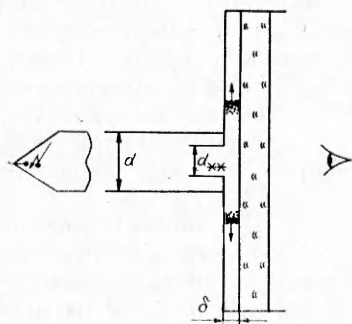


Рис. 3.

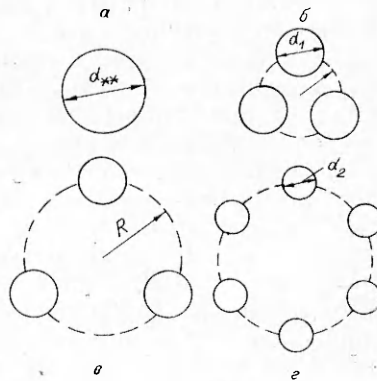


Рис. 4.

$p_{*n}$  стало заметно меньше величины  $p_*$  для одиночного отверстия (см. рис. 4, а), площадь которого равна сумме трех:  $d_{**} = 3,7$  мм,  $p_* = 0,16$  атм,  $d_1 = 2,1$  мм —  $p_{*n} = 0,11$  и  $0,09$  атм при  $R = d_{**}/2$  и  $R = d_{**}$  соответственно. Увеличение числа отверстий с 3 до 6 при  $R = d_{**}$  (см. рис. 4, з) дало  $p_{*n} = 0,13$  атм.

Во всех случаях одиночное отверстие оказалось наименее эффективным в иницировании цилиндрической детонации. Как и в первой серии, в многоточечной схеме детонация возбуждалась на линиях соударения УВ от отдельных отверстий. Именно здесь отмечаются повышенные значения  $T$  и  $\rho$ , вследствие чего возникают локальные очаги иницирования. Соударение УВ приводит к возникновению маховских конфигураций, также способствующих локальному возбуждению детонации.

В работе [10] исследования иницирования детонации в объеме при выходе из круглой трубы дополнены случаем перехода ДВ через диафрагмы с квадратным, треугольным и эллиптическим отверстиями одинаковой площади. При условии  $p_0 = 1$  атм и  $S_0 = \text{const}$  в экспериментах с диафрагмами, где нарушена одномерная симметрия, удается возбудить ДВ в более труднодетонируемых составах (при больших добавках  $N_2$  к смесям  $2H_2 + O_2 + \beta N_2$  и  $C_2H_4 + 3(O_2 + \beta N_2)$ ). Отметим, что по аналогии с выводом формулы (3) для круглого сечения можно получить аналогичные выражения для  $E_*$  и для отверстий другой формы. Оказывается, что при  $S_0 = \text{const}$  энергывыделение от несимметричного инициатора меньше, чем от симметричного, т. е. возбуждаться должны были более легкодетонирующие смеси (эксперимент показал обратное). Поэтому в [10] делается вывод о некорректности предложенной ранее в [8] формулы (3), однако упущено из внимания, что эксперименты следует рассматривать как случай пространственного перераспределения источников и нарушения симметрии инициатора. На основе экспериментов данной работы результаты [10] можно объяснить, например, тем, что при пространственном перераспределении источников и нарушении симметрии иницирование локально более эффективно, нежели при одномерности и однородности источника.

Рассмотрим эксперименты [10] по иницированию детонации в объеме при выходе ее через прямоугольное отверстие длиной  $L$  и шириной  $W$  (обозначения [10]). Величина  $W$  — аналог ширины плоского канала  $l$  при возбуждении цилиндрической детонации. При  $L/W \approx 1$   $W/a \approx 10$ , а для  $L/W > 5$   $W/a \approx \text{const} \approx 3,5$ . При анализе этих данных авторами [10] допущена неточность в обращении с другими литературными источниками: результаты [41] с  $W/a \approx 10$  трактуются, как полученные в квадратном канале ( $L/W = 1$ ), хотя на самом деле они соответствуют плоскому каналу с  $L/W = 25$ . С физической точки зрения требует объяснения зависимость  $W/a$  ( $L/W$ ). Возможное объяснение может заключаться опять же в пространственном перераспределении источника: от симметричного (круглое отверстие) при возбуждении сферической волны до вытянутого вдоль одного направления ( $L/W \rightarrow \infty$ ), что соответствует возбуждению цилиндрической детонации.

В [4, 12] построена модель иницирования многофронтной детонации, основанная на взаимосвязи  $E_*$  с энергией возбуждения детонации в отдельной ячейке  $E_{*0}$  [13]

$$E_* = n_* E_{*0}. \quad (5)$$

Коэффициент  $n_*$  определялся через минимальное число локальных микровзрывов, способных совместно возбудить многофронтную волну. В [4] значение  $n_{*0}$  приравнялось количеству микровзрывов, укладываемых на окружности радиусом  $b$  (продольный размер ячейки), который определяется как критический радиус иницирования  $r_*$  в многоточечной схеме. В качестве  $E_{02}$  и  $E_{03}$  взяты соотношения из модели ячейки [13]:

$$E_{02} \approx 0,22 \rho_0 D_0^2 b^3, \quad E_{03} \approx 0,26 \rho_0 D_0^2 b^3. \quad (6)$$

Топливо	$b$ , мм	$E_{2*} \cdot 10^2$ , г/см*	$E_{3*}$ , г*
$C_2H_2$	13,6 [20]	1,4/5 [14]	0,4/0,8 [22]
$H_2$	15,9 [20]	1,6	0,5/1,1 [23]
$C_2H_4O$	22	4	1,8
$C_2H_4$	39	11	9/15 [24]
МАРР	47	16/76 [21]	15
$C_3H_6$	75 [15]	41	62/40 [24]
$C_3H_8$	77 [15]	44	68/80 [24]
$C_4H_{10}$	80	48	77/100 [24]
$CH_4$	520	2100	22 850

\* В числителе данные расчета, в знаменателе — эксперимента.

Дальнейшие исследования показали [14], что критический радиус инициирования (следовательно,  $v_{v*}$ ) не является универсальной константой для всех газовых смесей, поэтому в [14] предложено определять  $n_*$  из (5) не через  $v_*$ , а через критическое число ячеек, необходимых для успешного выхода детонации, т.е. такого распространения ДВ, когда при резком изменении сечения канала она не затухает, а трансформируется в расходящуюся многофронтную детонацию:

$$v = 2: n_{2*} = \sqrt{\pi} l_{**}/a, \quad (7)$$

$$v = 3: n_{3*} = \pi/2 (d_{**}/a)^2.$$

В [9, 11] получено

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

В работах [15—17] предприняты обширные исследования по проверке последнего соотношения. Авторы [15, 16, 18] на основе экспериментальных данных о  $\dot{a}_{**}$  и  $a$ , полученных независимо друг от друга, считают, что соотношения (8) универсальны для различных газовых смесей, хотя одновременно признают, что для некоторых смесей (например,  $C_2H_2 + \text{воздух}$ ) экспериментальная величина  $d_{**}$  больше рассчитанной по (8). Более того, в [18]  $d_{**}$  и  $a$  определялись одновременно и при этом оказалось, что для исследованных топливно-воздушных смесей  $d_{**}/a = 14 \div 24$ . Универсальность соотношения (8) подвергнута также сомнению в [12, 14, 19].

Параметр  $d_{**}/a$  (или  $l_{**}/a$ ) в формулах (7) зависит от состава смеси и начального давления. Его величина минимальна для наиболее активной химической смеси ацетилена с кислородом. Замена топлива на  $H_2$ ,  $C_3H_8$ ,  $CH_4$  и т. д. или уменьшение активности топливно-кислородных смесей за счет разбавления их азотом приводит к увеличению  $d_{**}/a$  [12]. В настоящее время еще не удается точно предсказать величину  $d_{**}/a$  для конкретной смеси, но в качестве оценки можно рекомендовать  $d_{**}/a \approx 10$  для топливно-кислородных и  $d_{**}/a \approx 20$  для топливно-воздушных смесей. В последнем случае формулы для критических энергий инициирования выглядят следующим образом:

$$E_{1*} = 0,4\rho_0 D_0^2 b, \quad E_{2*} = 8\rho_0 D_0^2 b^2, \quad E_{3*} = 160\rho_0 D_0^2 b^3 \quad (9)$$

или  $E_{3*}/E_{2*} = E_{2*}/E_{1*} = 20b = R_0 \approx b/a \cdot d_{**} \approx 1,67d_{**}$ , где  $R_0 = (E_v/p_0)^{1/2}$  — гидродинамический радиус точечного взрыва.

В таблице приведены расчетные по (9) и экспериментальные данные по критическим энергиям инициирования некоторых топливно-воздушных смесей при стехиометрическом соотношении топлива и окислителя. Расчеты по формулам для  $E_{v*}$  из [5, 8] дают большее расхождение с экспериментальными данными. Размер ячейки для метановоздушной смеси получен в экспериментах по определению спинного диаметра де-

тонации этой смеси. Установлено, что при  $p_0 = 1$  атм спиновый стационарный режим наблюдается в трубе с  $d = 100$  мм, что дает  $a = \pi d \approx 31$  см и  $b = a/\operatorname{tg} \varphi_0 = a/0,6 \approx 52$  см.

На основании формул (9) эксперименты [10] с различными  $L/W$  можно объяснить, например, следующим образом. Пусть мы имеем сферический заряд диаметром  $d_{**}$  с  $E_3 = \rho_0 Q \frac{\pi d_{**}^3}{6}$ . Распределим его в цилиндрический диаметром  $W$ , тогда на единицу длины приходится  $E_2 = \rho_0 Q \frac{\pi W^2}{4}$ . Длина заряда находится из условия сохранения массы

$$L = \frac{2}{3} \frac{d_{**}^3}{W^2}. \quad (10)$$

Сам же размер должен определяться из условия, что  $E_2 \geq E_{2*}$ . Из соотношения  $E_{3*}/E_{2*} = L_0$  получаем

$$\frac{W_{\min}}{a} = \frac{2}{3} \sqrt{\left(\frac{d_{**}}{a}\right)^3} \sqrt{\frac{L_0}{a}}. \quad (11)$$

Для топливно-воздушных смесей  $L_0 \approx 20b \approx 33a$ ,  $d_{**}/a \approx 20$ , тогда  $W_{\min}/a \approx 10$ ; для кислородных смесей  $L_0 \approx 10b \approx 17a$ ,  $d_{**} \approx 10a$  и  $W_{\min}/a \approx 5$ .

Из соотношения (10) получаем

$$\frac{W}{a} = \frac{d_{**}}{a} \frac{0,874}{\sqrt[3]{L/W}}, \quad (12)$$

т. е. при трансформации сечения канала от квадратного до прямоугольного величина  $W/a$  уменьшается, что качественно соответствует данным [10].

Таким образом, пространственное распределение источников инициирования оказывается в определенных условиях эффективнее сосредоточенного заряда симметричной формы. Выполненные исследования говорят в пользу предположения о существовании оптимального распределения источников, такого, что энергия инициирования может быть меньше энергии сосредоточенного заряда. Для определения количественного соотношения требуется проведение обширных исследований по инициированию многофронтной газовой детонации с пространственно распределенным источником.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов П. П. ЖТФ, 1959, 26, 8, 1744.
2. Bach G. G., Knystautas R., Lee J. H. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1970.
3. Lee J. H., Knystautas R., Guirao C. M. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1974.
4. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Уляницкий В. Ю. ФГВ, 1979, 15, 6, 94.
5. Уляницкий В. Ю. ФГВ, 1980, 16, 4, 79.
6. Knystautas R., Lee J. H. Comb. Flame, 1976, 27, 221.
7. Левин В. А., Марков В. В. ФГВ, 1975, 11, 4, 623.
8. Lee J. H., Matsui H. Comb. Flame, 1977, 28, 61.
9. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчилин М. Е. Структура фронта детонации в газах.— Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
10. Liu Y. K., Lee J. H., Knystautas R. Comb. Flame, 1984, 56, 215.
11. Митрофанов В. В., Солоухин Р. П. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5, 1003.
12. Васильев А. А. Канд. дис.— Новосибирск, 1977.
13. Васильев А. А., Николаев Ю. А. ФГВ, 1976, 12, 5, 744.
14. Васильев А. А., Григорьев В. В. ФГВ, 1980, 16, 5, 117.
15. Knystautas R. e. a. 9-th Intern. Coll. Gasdynamic Expl. Reactive Systems, France, 1983.
16. Matsui H., Lee J. H. 17-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1978.
17. Knystautas R., Lee J. H., Guirao C. M. Comb. Flame, 1982, 48, 63.
18. Moon J. O. e. a. 9-th Intern. Coll. Gasdynamic Expl. Reactive Systems, France, 1983.
19. Edwards D. H., Thomas G. O., Nettleton M. A. Progr. Astron. and Aeron. Gasdynamics of Detonations and Explosions V. 75.

20. Bull D. C. e. a. Comb. Flame, 1982, 45, 7.  
 21. Fry R. S., Nicholls I. A. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1974.  
 22. Freiwald H., Koch H. W. 9-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1963.  
 23. Atkinson R., Bull D. C., Shuff R. I. Comb. Flame, 1980, 39, 287.  
 24. Bull D. C., Elsworth I. E., Hooper G. Astron. Acta, 1978, 5, 997.

Поступила в редакцию 5/VI 1986,  
 после доработки — 19/III 1987

## ДЕТОНАЦИЯ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗЕМЛИ

А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин,  
 С. И. Сумской, В. А. Шаргагов  
 (Москва)

Параметры воздушных ударных волн (УВ) от детонации топливно-воздушных смесей, расположенных на одинаковой высоте над поверхностью Земли, в значительной мере зависят от радиуса сферических объемов [1]. В [1] изучались смеси, содержащие 16% ацетилена или 8% этилена от общего объема, изменявшегося от 1,4 до 27 м<sup>3</sup>. Центр баллона с горючей смесью и датчики давления располагались на высоте  $H = 3,5$  м, что исключало влияние поверхности Земли на регистрируемые параметры УВ [1]. Однако экспериментальные зависимости избыточного давления за фронтом УВ  $\Delta p$  от безразмерного расстояния  $\lambda = r/r_0$ , приведенные на рис. 1, отличаются для разных значений начального объема ( $V_0 = 4\pi r_0^3/3$ ).

Одномерные расчеты параметров УВ от детонации сферических объемов [2—4] показывают, что для заданного состава смеси избыточное давление на фронте УВ — однозначная функция  $\lambda$ . С целью выяснения причин, вызывающих увеличение интенсивности УВ от детонации больших объемов смеси, проведено численное моделирование течений в продуктах детонации (ПД) и в воздухе применительно к анализу данных [1].

Использовалась методика двумерных расчетов с применением модифицированной разностной схемы [5]. Изменения в схеме сделаны для устранения возможности появления нефизических значений параметров вблизи контактной поверхности (КП), которая выделялась явным образом. В расчете использовалась разностная сетка в цилиндрических координатах  $Z, R$  размером  $100 \times 120$  ячеек. Центр облака помещался в точку  $Z = H, R = 0$ , поверхности Земли соответствовало  $Z = 0$ . Предполагалось, что в процессе расширения ПД находятся в состоянии химического равновесия и их параметры состояния определялись аппроксимацией данных термодинамических расчетов по методике [4]. Считалось, что продукты детонации не перемешиваются с воздухом и не догорают.

Для детонации объема ацетиленовоздушной смеси ( $r_0 = 1,8$  м) на

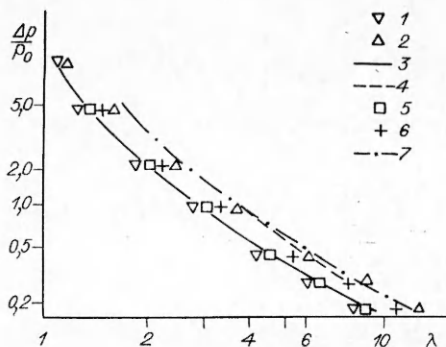


Рис. 1. Зависимость максимального давления за фронтом воздушной УВ от приведенного расстояния.

1, 2 — богатая ацетиленовоздушная смесь ( $V_0 = 1,4$  и  $27$  м<sup>3</sup>) [1]; 3, 4 — расчетные данные для областей I и II; 5, 6 — богатая этиленовоздушная смесь ( $V_0 = 3$  и  $27$  м<sup>3</sup>) [1]; 7 — одномерный расчет для стехиометрической ацетиленовоздушной смеси (приведенное расстояние обезразмерено на начальный радиус богатой смеси с той же массой горючего).