

Приведенные результаты свидетельствуют о заметном влиянии истечения продуктов детонации из взрывной полости на механическое действие взрыва. При этом следует заметить, что степень данного влияния, в свою очередь, определяется объемом открытого порохового пространства в зоне разрушения, т. е. в конечном счете — воздействием взрыва на среду.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов В. П., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1971, 7, 3.
2. Зверев А. А., Фетисов В. С. ПМТФ, 1982, 4.
3. Колобашкин В. М., Кудряшов П. А., Мурзенко В. В. ФГВ, 1985, 21, 6.
4. Дунин С. З., Сироткин В. К. ПМТФ, 1977, 4.
5. Зверев А. А., Ловецкий Е. Е., Фетисов В. С. ПМТФ, 1984, 6.
6. Андрианкин Э. П., Корявов В. П. Докл. АН СССР, 1959, 128, 2.
7. Дунин С. З., Сироткин В. К., Сумин Е. В. ПМТФ, 1979, 3.
8. Ефремов Э. П., Мячина П. И., Родак С. П. и др. — В кн.: Взрывное дело, 1982.
9. Корявов В. П. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, 10.

Поступила в редакцию 27/1 1987,  
после доработки — 5/V 1987

### РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОКУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ

*В. П. Чистяков*

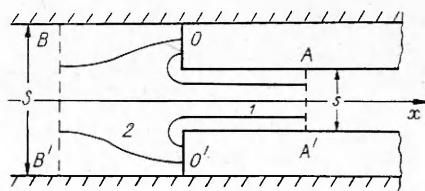
(Новосибирск)

Интерес к изучению параметров газоккумулятивных струй стимулируется не только с чисто научной точки зрения, но и рядом прикладных задач. Газоккумулятивные заряды (ГКЗ) ВВ используются для высокоскоростного метания твердых тел [1], генерации мощных электрических и световых импульсов [2, 3], для упрочнения внутренних поверхностей металлических деталей [4] и др. В указанных задачах необходимо знать газодинамические параметры образующихся газоккумулятивных струй в зависимости от геометрических размеров заряда и условий внешней среды.

Из-за сложности процесса строгое математическое описание в настоящее время отсутствует. Более того, существуют различные точки зрения на механизмы образования высокоскоростных газовых потоков в полостях заряда. Попытки создать приближенные методы расчета параметров газоккумулятивных струй были предприняты в [5, 6]. В [5] получена формула для оценки плотности струи в зависимости от отношения диаметров трубчатого заряда ВВ в предположении, что скорость истечения максимальна и не зависит от отношения диаметров. В этой же работе содержатся результаты численного двумерного расчета детонации ГКЗ в вакууме, сделанные в основном для понимания механизма струеобразования. Однако для практического использования разработанный метод с учетом даже того, что вычисления выполнены для вакуума, довольно сложен. В [6] получены формулы, позволяющие оценить предельную скорость истечения струи в воздух при нормальном давлении для зарядов ВВ с бесконечно большим отношением наружного диаметра к внутреннему. В силу изложенного, основным методом в изучении газоккумулятивных зарядов ВВ в настоящее время остаются экспериментальные исследования.

Довольно широко в литературе представлены экспериментальные зависимости скорости ударной волны (УВ), предшествующей газоккумулятивной струе, от геометрических размеров заряда ВВ [2, 6—9]. Имеются отдельные измерения массовой скорости струи и скорости УВ при различных начальных давлениях окружающего газа [7], а также плотности струи [10]. Однако в силу многопараметричности задачи, связан-

Рис. 1.



ной с влиянием геометрических размеров зарядов ВВ, видом ВВ, влиянием параметров газа, в котором происходит детонация заряда, и т. д., получить зависимость газодинамических параметров струи (плотности, скорости, давления) от указанных выше условий экспериментально крайне затруднительно. Поэтому очень важно, особенно для инженерных целей, иметь простую математическую модель.

В настоящей работе предложен и анализируется приближенный метод расчета газодинамических параметров газодулятивных струй. Полученные результаты справедливы для зарядов ВВ с произвольными цилиндрическими поверхностями.

1. Рассмотрим следующую задачу. Трубочатый заряд ВВ (с площадями сечений  $S$  и  $s$  по наружному и внутреннему диаметру соответственно) помещен в жесткую оболочку (рис. 1). В начальный момент ( $t=0$ ) внутренняя полость заполнена газом. При  $t>0$  с кольцевого среза в сечении  $OO'$  площадью  $S-s$  начинает истекать газ с параметрами продуктов детонации в плоскости Чепмена — Жуге. Затем происходит разделение потока на два: 1 — вправо, 2 — влево. Получающиеся течения, вообще говоря, неоднородны, однако при  $t \rightarrow \infty$  и  $|x| \rightarrow \infty$  стремятся к одномерным. Предполагаем, что асимптотика устанавливается мгновенно. Считается также, что сечения  $AA'$  и  $BB'$  достаточно удалены от зоны струеобразования, так что течения через них одномерные и установившиеся. Такая постановка аналогична задаче о распаде разрыва на скачке сечения с той лишь разницей, что в сечении  $OO'$  истекают продукты детонации [11]. Для объема, ограниченного линиями  $AA'$  и  $BB'$ , интегральные уравнения сохранения массы и импульса для средних значений параметров и уравнения Бернулли для линий тока 1 и 2 имеют следующий вид:

$$\rho_0 D \left( \frac{S}{s} - 1 \right) = \rho_2 u_2 \frac{S}{s} + \rho_1 u_1, \quad (1)$$

$$\rho_0 D \left( \frac{S}{s} - 1 \right) = (\rho_2 u_2^2 + p_2) \frac{S}{s} - (\rho_1 u_1^2 + p_1), \quad (2)$$

$$u_1^2 + \frac{2\gamma p_1}{(\gamma-1)\rho_1} = U^2, \quad (3)$$

$$u_2^2 + \frac{2np_2}{(n-1)\rho_2} = U^2. \quad (4)$$

Здесь  $\rho_0$  — плотность непрореагировавшего ВВ;  $D$  — скорость детонации;  $\rho_1$ ,  $u_1$ ,  $p_1$  и  $\rho_2$ ,  $u_2$ ,  $p_2$  — плотность, скорость, давление струи и «песта» соответственно;  $\gamma$ ,  $n$  — показатели политропы в зоне 1 и 2;  $U^2 = D^2 + 2Q_v$  — константы Бернулли;  $Q_v$  — удельное энергосодержание ВВ. По классической теории сильной детонации

$$D/U = \sqrt{(n^2 - 1)/n^2}. \quad (5)$$

Уравнения (1) — (4) содержат неизвестные —  $\rho_1$ ,  $u_1$ ,  $p_1$ ,  $\rho_2$ ,  $u_2$ ,  $p_2$ .

Система замыкается с помощью следующих предположений. Ударные волны в зоне 2 считаются относительно слабыми, т. е. продукты детонации расширяются квазиизэнтропически. В этом случае

$$p_2 = p_n \rho_2^n / \rho_1^n. \quad (6)$$

( $p_n$  и  $\rho_n$  — давление и плотность в плоскости Чепмена — Жуге). Для большинства реальных ВВ  $n \approx 3$ . Кроме того,  $p_1$  в зоне 1 примем рав-

ным давлением за сильной ударной волной, движущейся впереди струи. Тогда

$$p_1 = \rho_* (\kappa + 1) \cdot (u_1 + D)^2 / 2, \quad (7)$$

где  $\rho_*$  — плотность газа, заполняющего полость перед УВ;  $\kappa$  — показатель политропы. При скорости  $u_1 + D = 5 \div 20$  км/с (что обычно имеет место в экспериментах) для большинства газов эффективное значение  $\kappa \approx 1, 2$  [6]. Подставив выражения (6), (7) в (3), (4), приведем систему (1) — (4) к виду

$$x_1 = \frac{2}{1 - \frac{D}{U}} \frac{\frac{n+1}{2n} x_4 + \frac{n-1}{2n} \frac{1}{x_4} - \frac{D}{U}}{x_3 \left( \frac{n+1}{2n} x_4 + \frac{n-1}{2n} \frac{1}{x_4} \right) + \frac{\gamma+1}{2\gamma} x_3^2 + \frac{\gamma-1}{2\gamma}}, \quad (8)$$

$$x_2 = \frac{2}{1 + \frac{D}{U}} \frac{\frac{\gamma+1}{2\gamma} x_3 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{1}{x_3} + \frac{D}{U}}{x_4 \left( \frac{\gamma+1}{2\gamma} x_3 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{1}{x_3} \right) + \frac{n+1}{2n} x_4^2 + \frac{n-1}{2n}}, \quad (9)$$

$$x_3 = \sqrt{1 - \frac{\gamma(\kappa+1)}{\gamma-1} \frac{\rho_*}{\rho_1^0} \left( x_3 + \frac{D}{U} \right)^2 \frac{1}{x_1}}, \quad (10)$$

$$x_3 = \sqrt{1 - \frac{2n}{n-1} \frac{\bar{r}_H}{\rho_H U^2} \left( \frac{\rho_2^0}{\rho_H} \right)^{n-1} x_2^{n-1}}. \quad (11)$$

Здесь введены безразмерные параметры  $x_1 = \rho_1 / \rho_1^0$ ,  $x_2 = \rho_2 / \rho_2^0$ ,  $x_3 = u_1 / U$ ,  $x_4 = u_2 / U$ ,  $\rho_1^0 = \frac{\rho_0}{2} \left( \frac{s}{s} - 1 \right) \frac{D}{U} \left( 1 - \frac{D}{U} \right)$ ,  $\rho_2^0 = \frac{\rho_0}{2} \left( 1 - \frac{s}{s} \right) \frac{D}{U} \left( 1 + \frac{D}{U} \right)$ .

Из принятых предположений и физических соображений найдем область определения (8) — (11). Для стационарности течений в обеих ветвях потока (см. рис. 1) необходимо, чтобы течения были сверхзвуковыми. В этом случае из (3), (4) следует

$$u_1^2 > U^2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \quad u_2^2 > U^2 \frac{n-1}{n+1}.$$

Следовательно,

$$\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} < x_3 \leq 1, \quad (12)$$

$$\sqrt{\frac{n-1}{n+1}} < x_4 \leq 1. \quad (13)$$

Для указанных диапазонов  $x_3$ ,  $x_4$  из (8), (9) получаем

$$\frac{2}{1 - \frac{D}{U}} \frac{\sqrt{\frac{n^2-1}{n^2} - \frac{D}{U}}}{\sqrt{\frac{n^2-1}{n^2} + 1}} < x_1 < \frac{2}{\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{\gamma-1}{\gamma}}}, \quad (14)$$

$$1 < x_2 < \frac{2}{\sqrt{\frac{n-1}{n+1} + \frac{n-1}{n}}}. \quad (15)$$

При условии (5) левый предел в (14) обращается в нуль. Система (8) — (11) решалась численно методом итераций. Вычисления сделаны для заряда ТГ 50/50, детонирующего в воздухе при нормальном давлении. При этом  $p_H = 24,9$  ГПа,  $\rho_H = 2,2$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho_0 = 1,6$  г/см<sup>3</sup>,  $D = 7,65 \cdot 10^3$  м/с,  $Q_V = 4,6 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $\rho_* = 1,29$  кг/м<sup>3</sup>. Начальные данные варьировались в области, заданной неравенствами (12) — (15). Остальные параметры:  $4/3 \leq \gamma \leq 3$ ,  $2,6 \leq n \leq 3$ ,  $(d_2/d_1)^* \leq d_2/d_1 = \sqrt{S/s} \leq 13$ ,  $\kappa = 1, 2$ . При  $n < 2,6$  и  $d_2/d_1 < (d_2/d_1)^*$  решение перестает существовать, что трактуется как отсутствие струеобразования.

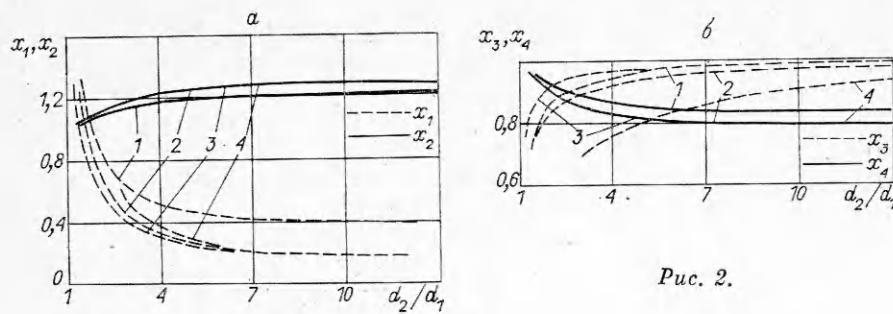


Рис. 2.

Полученные зависимости  $x_1, x_2, x_3, x_4$  от  $d_2/d_1$  представлены на рис. 2. Линии 1–4 построены соответственно для следующих значений:  $n, \gamma, \rho_* = 1,29 \text{ кг/м}^3$ ; 1 —  $n = 3, \gamma = 4/3$ ; 2 —  $n = 2,7, \gamma = 4/3$ ; 3 —  $n = 2,7, \gamma = 2,7$ ; 4 —  $n = 2,7, \gamma = 2,7, \rho_* = 12,9 \text{ кг/м}^3$ . Видно, что  $n$  сильнее влияет на  $x_1, x_2, x_3, x_4$  при больших  $d_2/d_1$ , а  $\gamma$  — при малых. С ростом  $d_2/d_1$  значения  $x_2$  и  $x_3$  растут, а  $x_1$  и  $x_2$  уменьшаются. Из приближенных величин  $x_1, x_3$  вблизи  $(d_2/d_1)^*$  (см. рис. 2) и уравнения (10) можно оценить

$$\frac{d_2}{d_1} = \sqrt{1 + \frac{(1 - x_3^2) \gamma (\kappa + 1) \rho_* \left(x_3 + \frac{D}{U}\right)^2}{(\gamma - 1) x_1 \rho_0 \frac{D}{U} \left(1 - \frac{D}{U}\right)}}.$$

При  $x_1 \simeq 1, x_3 \simeq 0,75$  получим, что для  $\gamma = 4/3$  и  $\rho_* = 1,29 \text{ г/см}^3$  струя перестает образовываться вблизи  $(d_2/d_1)^* \simeq 1,4$ ; с ростом  $\rho_*$  значение  $(d_2/d_1)^*$  увеличивается.

Отметим, что если положить, как в [5],  $x_3 = x_4 = 1$ , то из (8) и (9) следует  $x_1 = x_2 = 1$ , т. е.  $\rho_1 = \rho_1^0, \rho_2 = \rho_2^0$ , что и получено в [5]. Условие  $x_3 = x_4 = 1$ , строго говоря, не выполняется при произвольных значениях  $d_2/d_1$ . Однако в области  $1,5 \leq d_2/d_1 \leq 3$  (наиболее употребляемые на практике значения  $d_2/d_1$ ), как это видно из графиков, для не очень больших плотностей газа —  $\rho_* x_1 \simeq 1, x_2 \simeq 1, x_3 \simeq 1, x_4 \simeq 1$ . В этом случае можно получить приближенное аналитическое выражение для  $x_1$  и  $x_3$ . Для этого линеаризуем уравнения (8)–(11) в окрестности  $x_1 = x_2 = x_3 = x_4 = 1$  и воспользуемся малостью параметров  $\rho_*/\rho_1^0$  и  $\frac{p_H}{\rho_H U^2} \left(\frac{\rho_2^0}{\rho_H}\right)^{n-1}$  в уравнениях (10), (11), тогда находим

$$x_1 = 1 - \frac{2\gamma + 1}{2\gamma} (x_3 - 1) + \frac{1}{2n} \frac{1 + \frac{D}{U}}{1 - \frac{D}{U}} (x_4 - 1), \quad (16)$$

$$x_2 = 1 - \frac{1}{2\gamma} \frac{1 - \frac{D}{U}}{1 + \frac{D}{U}} (x_3 - 1) - \frac{2n + 1}{2n} (x_4 - 1), \quad (17)$$

$$x_3 = 1 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{D}{U}\right)^2 \frac{\gamma (\kappa + 1) \rho_*}{\gamma - 1 \rho_1^0}, \quad (18)$$

$$x_4 = 1 - \frac{n}{n-1} \frac{p_H}{\rho_H U^2} \left(\frac{\rho_2^0}{\rho_H}\right)^{n-1}. \quad (19)$$

Из уравнения (16) с учетом (18), (19) следует

$$x_1 \simeq 1 + \frac{2\gamma + 1}{4(\gamma - 1) \rho_1^0} \left(1 + \frac{D}{U}\right)^2 - \frac{1 + \frac{D}{U}}{1 - \frac{D}{U}} \frac{p_H}{2\rho_H U^2 (n-1)} \left(\frac{\rho_2^0}{\rho_H}\right)^{n-1}. \quad (20)$$

Параметр  $x_3$ , вычисленный по (18), отличается от численных значений для  $d_2/d_1 = 1,5$  меньше чем на 8 %, с ростом  $d_2/d_1$  это различие быстро снижается. Расхождения между параметром  $x_1$ , рассчитанным по (20) и полученным с помощью ЭВМ, в интервале  $1,5 \leq d_2/d_1 \leq 3$  меньше на 10 %.

Переходя в (18) и (20) от безразмерных переменных к размерным параметрам, получим

$$u_1 \simeq U \left[ 1 - \frac{\gamma(x+1)}{(\gamma-1)\left(\frac{S}{s}-1\right)} \frac{\rho_*}{\rho_0} \frac{\left(1 + \frac{D}{U}\right)^2}{\frac{D}{U}\left(1 - \frac{D}{U}\right)} \right], \quad (21)$$

$$\rho_1 \simeq \frac{\rho_0}{2} \left(\frac{S}{s}-1\right) \frac{D}{U} \left(1 - \frac{D}{U}\right) + \frac{(2\gamma+1)(x+1)}{4(\gamma-1)} \rho_* \left(1 + \frac{D}{U}\right)^2 -$$

$$- \frac{p_H}{U^2} \left(\frac{\rho_0}{\rho_H}\right)^n \frac{S}{s} \frac{\left[\frac{D}{2U} \left(1 + \frac{D}{U}\right) \left(1 - \frac{s}{S}\right)\right]^n}{2(n-1)},$$

$$p_1 \simeq \rho_* \frac{x+1}{2} \left[ U + D - U \frac{\gamma(x+1)}{(\gamma-1)\left(\frac{S}{s}-1\right)} \frac{\rho_*}{\rho_0} \frac{\left(1 + \frac{D}{U}\right)^2}{\frac{D}{U}\left(1 - \frac{D}{U}\right)} \right]^2.$$

При  $S/s \rightarrow \infty$ , как видно из (21),  $u_1 \rightarrow U$ , следовательно,

$$u_1 + D \rightarrow (U + D) = D \left( \sqrt{\frac{n^2}{n^2-1}} + 1 \right),$$

что совпадает с формулой, полученной в [6].

2. На рис. 3 показаны расчетная зависимость  $(u_1 + D)/D$  от  $d_2/d_1$  для заряда ТГ 50/50, детонирующего в воздухе при нормальных условиях, при  $x = 1,2$ ,  $k = 1$ ,  $n = 2,73$ ,  $\gamma = 4/3$  и экспериментальные значения из [2, 6]. Две точки для  $d_2/d_1 = 10$  и 7,6 получены автором на зарядах ТГ 50/50 ( $d_1 = 5$  и 6,7 мм). Между вычисленными и экспериментальными данными имеет место качественное соответствие. Различие, по-видимому, можно объяснить взаимодействием струи со стенками заряда и отсутствием в реальных зарядах абсолютной жесткой оболочки.

Если принять, что наружная часть  $(1-k)$  толщины заряда ВВ без оболочки необходима для создания жесткости остальной части заряда, т. е.  $d_2/d_1 = k(d_3/d_1 - 1) + 1$  ( $d_3$  — наружный диаметр заряда без оболочки), то расчетная зависимость  $\frac{u_1 + D}{D} \left(\frac{d_3}{d_1}\right)$  приблизится к экспериментальной. Для иллюстрации на рис. 3 приведена эта функция для  $k = 0,5$ . Видно, что разница между расчетной и измеренной скоростью уменьшилась.

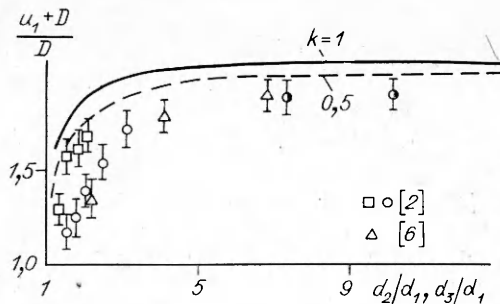


Рис. 3.

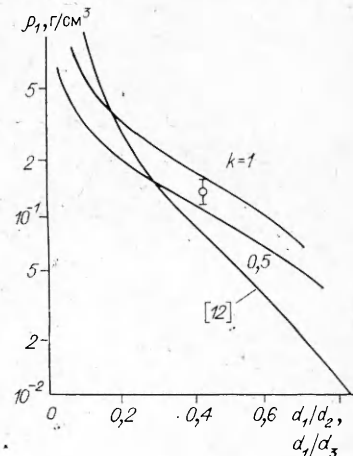


Рис. 4.

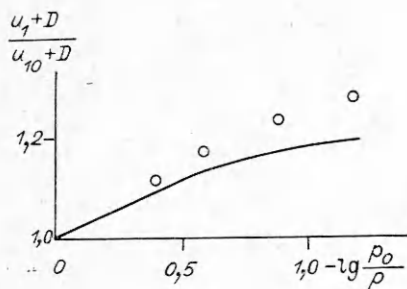


Рис. 5.

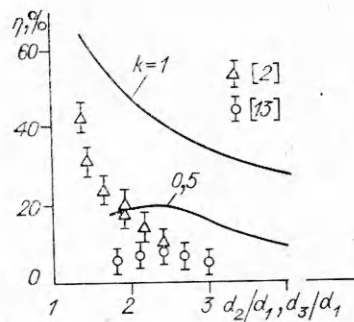


Рис. 6.

На рис. 4 зависимости  $\rho_1(d_1/d_2)$  рассчитаны по полученным формулам при  $k=1$  и  $k=0,5$ . Единственная экспериментальная точка [10] для заряда из ТГ 50/50 ( $d_2/d_1=24/10$ ) оказалась между этими кривыми.

На рис. 5 представлены расчетная и экспериментальная зависимости отношения скоростей  $(u_1+D)/(u_{10}+D)$  от начального давления газа, заполняющего полость (аргон,  $\rho_* = 1,7$  кг/м<sup>3</sup>,  $\kappa = 1,2$  [6],  $u_{10}$  — скорость при нормальном давлении). Зная  $\rho_1$ ,  $u_1$ ,  $Q_V$ , можно вычислить КПД преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию струи:

$$\eta = \frac{\rho_1 (u_1 + D)^2}{2\rho_0 Q_V} \frac{u_1}{D} \frac{s}{S-s} = \frac{(1 - \frac{D}{U}) x_1 x_3 (U x_3 + D)^2}{4 Q_V} \quad (22)$$

На рис. 6 показаны функции  $\eta(d_2/d_1)$  при  $k=1$  и  $\eta(d_3/d_1)$  при  $k=0,5$  для трубчатых зарядов из ТГ 50/50. Здесь же приведены оценки  $\eta$ , полученные в экспериментах с ГКЗ из того же ВВ, помещенных в стальные оболочки [2] и без оболочек [13]. Ход кривых качественно совпадает.

Отметим, что уравнения (1) — (7) описывают течения, образующиеся в полости трубчатых зарядов (рис. 7, а), в полости плоских ГКЗ (рис. 7, б) и в системе, получающейся при коаксиальном помещении сплошного цилиндрического заряда ВВ в жесткую трубу с зазором (рис. 7, в). Для зарядов, представленных на рис. 7, а—в соответственно  $s/S = d_1^2/d_2^2$ ,  $s/S = d_1/d_2$ ,  $s/S = (d_2^2 - d_{ВВ}^2)/d_2^2$ .

Для проверки применимости результатов расчета в полости плоских ГКЗ (см. рис. 7, б) проведено несколько экспериментов с зарядами, состоящими из двух пластин ВВ из литого ТГ 50/50, расположенными параллельно друг другу на некотором расстоянии. Их толщина  $(d_2 - d_1)/2 = 5, 10, 15, 20$  и  $25$  мм, ширина  $100$  и длина  $250$  мм. Зазор между пластинами  $10$  мм. Для предотвращения разгрузки струи с боков, зазор был закрыт стальными массивными брусками.

С помощью скоростного фоторегистратора измерялась скорость ударной волны в зазоре. На рис. 8 приведен график рассчитанной зави-

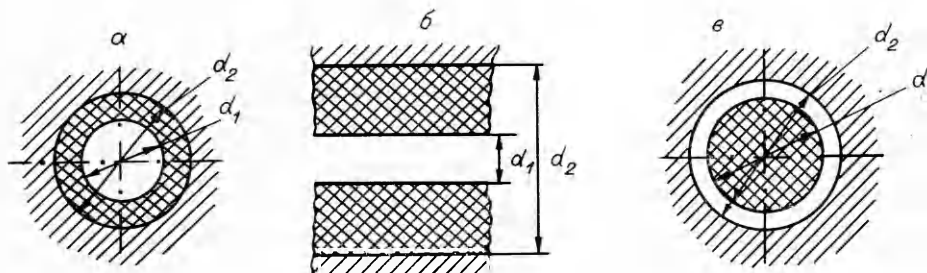


Рис. 7.

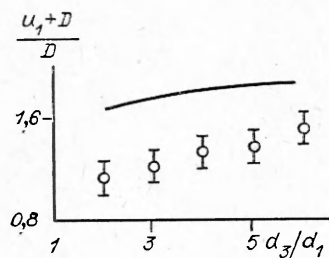


Рис. 8.

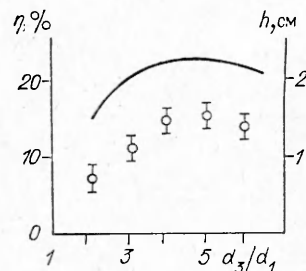


Рис. 9.

симости  $(u_1 + D)/D$  от  $d_3/d_1$  ( $k = 0,5$ ) для плоского ГКЗ. Здесь же нанесены экспериментальные данные. Предположение о пропорциональности энергии струи объему каверны в мишени позволяет получить характер зависимости  $\eta(d_3/d_1)$ . В качестве мишени использовалась плита из Ст. 3. На рис. 9 нанесены отношения объемов каверн к длине зазора и суммарной толщине пластины ВВ. Здесь же представлена зависимость  $\eta(d_3/d_1)$ , вычисленная по формуле (22) при  $k = 0,5$  и  $S/s = d_3/d_1$ . Как видно, ход кривой и экспериментальных данных идентичен, при этом максимумы совпадают.

3. Рассчитаем скорость метания стального шара струей, образующейся при детонации трубчатого заряда ВВ, и сравним ее с экспериментом. Пусть заряд имеет длину  $L$ . На глубину  $x_0$  помещен шар радиуса  $r$ . После инициирования заряда образующаяся струя с параметрами  $u_1, \rho_1, p_1$  ускоряет шар до скорости  $v$ . Сила, действующая на шар, находится из выражения [2, 10]

$$F = mv = 1,43\rho_1 r^2 (v - u_1 - D)^2, \quad (23)$$

где  $m$  — масса шара. Из экспериментов следует, что  $\sim 90\%$  скорости шар набирает при движении в канале. Проинтегрировав уравнение (23), определим скорость, которую приобретает шар, проходя расстояние от точки размещения до конца заряда. Расчетные значения скорости стального шара  $v_1$  и измеренные в экспериментах  $v_*$  [8, 14] представлены в таблице. Видно, что расчет дает несколько завышенные величины, однако точность оценки удовлетворительная.

Таким образом, предложенная газодинамическая модель достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными, позволяет рассчитывать газокумулятивные заряды с произвольными цилиндрическими полостями для получения газокумулятивной струи с необходимыми параметрами. Для дальнейшего уточнения модели необходимо рассмотреть вопрос о соотношении зарядов в жесткой оболочке и без нее (т. е. решить вопрос о выборе величины  $k$ ), учесть взаимодействие струи со стенками полости и использовать более точное уравнение изоэнтропы.

В заключение автор благодарит Г. А. Швецова, В. М. Тешукова, И. А. Стадниченко, С. В. Станкевича за полезные обсуждения.

$L$ , мм	$x_0$	$d_2/d_1$	$2r$ , мм	$\rho_1$ , кг/м <sup>3</sup>	$u_1$ , км/с	$v_*$ , км/с	$v_1$ , км/с
550	100	1,5	2,0	88	13,3	7,25	7,3
400	50	2,4	2,52	110	14,1	5,3	6,0
600	75	2,4	3,5	110	14,1	5,0	6,3
800	100	2,4	4,75	110	14,1	5,3	6,3
800	100	1,5	4,0	88	13,3	5,3	5,4
1360	160	1,6	8,0	95	13,8	5,3	5,5
250	50	3,0	1,0	140	14,8	7,8	8,8
250	50	2,4	1,0	110	14,1	7,3	7,8
250	50	2,0	1,0	88	13,3	6,4	6,9

## ЛИТЕРАТУРА

1. Титов В. М., Фадеев Ю. П., Титова И. С. Докл. АН СССР, 1968, 5, 180.
2. Титов В. М., Швецов Г. А. ФГВ, 1980, 16, 5, 47.
3. Жариков П. Ф., Немчинов И. В., Цикулин М. А. ПМТФ, 1967, 1, 31.
4. Кирко В. И., Чистяков В. П., Швецов Г. А. Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1982, 2, 8.
5. Лобанов В. Ф., Фадеев Ю. П. ФГВ, 1974, 10, 1, 119.
6. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах.— М.: Наука, 1977.
7. Пряхин Г. В., Титов В. М., Швецов Г. А. ПМТФ, 1971, 3.
8. Загуменнов А. С. и др. ПМТФ, 1969, 2, 79.
9. Стадниченко И. А., Титов В. М. и др. ФГВ, 1982, 18, 3.
10. Сильвестров В. В., Урушкин В. П.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 7.— Новосибирск, 1971.
11. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений.— М.: Наука, 1978.
12. Тено J., Sonju O. K. Techn. Rep. AFAPL-TR 74-78, 1974.
13. Чистяков В. П.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 29.— Новосибирск, 1977.
14. Титов В. М., Швецов Г. А. ФГВ, 1970, 6, 3, 401.

*Поступила в редакцию 14/IV 1987,  
после доработки — 30/VII 1987*

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ УЛЬТРАДИСПЕРСНОЙ АЛМАЗНОЙ ФАЗЫ

*В. Ф. Анисичкин, И. Ю. Мальков  
(Новосибирск)*

Свойства относительно крупных кристаллов алмаза, в том числе при высоких давлениях и температурах, достаточно полно изучены [1—3]. Метастабильное состояние алмаза в известных пределах устойчиво. В работе [4] приведены результаты исследований ультрадисперсных порошков алмаза методами рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии. В настоящей работе исследуется термодинамическая устойчивость таких ультрадисперсных алмазов (УДА).

Рассмотрим одиночный, бездефектный кристалл алмаза, находящийся в контакте с другой фазой углерода — графитом. Так как температура Дебая  $\Theta$  алмаза высока ( $\Theta = 2230$  К [5]), воспользуемся приближением Дебая, которое при низких температурах ( $T \ll \Theta$ ) достаточно хорошо описывает термодинамические свойства твердого тела. Согласно [2], полная энергия фононов в решетке алмаза

$$E = 3 \int_0^{\infty} D(\omega) n(\omega) \hbar \omega d\omega$$

или по Дебаю

$$E \approx 58,5N(T/\Theta)^3 kT, \quad T \ll \Theta. \quad (1)$$

Здесь  $D(\omega)$  — функция плотности фононных состояний;  $n(\omega)$  — функция распределения фононов по частотам.

В дальнейшем рассматриваем только фононы с высокой энергией (коротковолновые фононы). По Дебаю, число фононов в кристалле, имеющих энергию  $\hbar\omega$  и выше, будет

$$n_{\phi} = 9N \left( \frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_x^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx, \quad x = \frac{\hbar\omega}{kT}.$$

Учитывая, что в данном случае  $e^x \gg 1$ , получим

$$n_{\phi} \approx 9N \left( \frac{T}{\Theta} \right)^3 \frac{x^2}{e^x}. \quad (2)$$