

дальнейшее усовершенствование измерительной техники и создание термодинамически обоснованных методов математического моделирования таких процессов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Walsh J. M., Rice M. H. J. Chem. Phys., 1957, 26, 4, 815.
2. Mitchell A. C., Keeler R. N. Rev. Sci. Instr., 1968, 36, 4, 513.
3. Hawke R. S., Mitchell A. C., Keeler R. N. Rev. Sci. Instr., 1969, 40, 638.
4. Юшко К. Б., Кришкевич Г. В., Кормер С. Б. Письма ЖЭТФ, 1968, 7, 7, 12.
5. Dick R. D. J. Chem. Phys., 1970, 52, 12, 6021.
6. Lysne P. C. J. Chem. Phys., 1971, 55, 11, 5242.
7. Cook M. A., Rogers L. A. J. Appl. Phys., 1957, 26, 4, 817.
8. Кормер С. Б. УФН, 1963, 94, 4, 641.
9. Воскобойников И. М., Богомолов В. М., Афанасенков А. Н. и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 4, 807.
10. Афанасенков А. Н., Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф. и др. ФГВ, 1974, 10, 3, 392.
11. Dick R. D. J. Chem. Phys., 1981, 74, 1, 4053.
12. Van Thiel M. Compendium of Shock Wave Data. Univ. of California, Livermore, 1966.
13. McQueen R. G., Hopson J. W., Fritz L. N. Rev. Sci. Instr., 1982, 53, 2, 245.
14. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф. Хим. физика, 1984, 3, 7, 1036.
15. Афанасенков А. Н., Богомолов В. М., Воскобойников И. М. ПМТФ, 1969, 4, 137.
16. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
17. Воскобойников И. М. Докт. дис.— М.: ИХФ АН СССР, 1970.
18. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф. ФГВ, 1978, 14, 3, 105.
19. Badd St. E. Rev. Mod. Phys., 1963, 35, 2, 400.

Поступила в редакцию 21/1 1987

#### К ВОПРОСУ О РАСЧЕТЕ ИМПУЛЬСА ПРИ ВЗРЫВЕ НАКЛАДНОГО ЗАРЯДА

А. Е. Войтенко, Э. А. Зельдина  
(Днепропетровск)

Расчет импульса на подложку при взрыве накладного заряда рассматривался в работах [1—4]. Решением вариационной задачи при фиксированных массе и энергии заряда для одномерного разлета продуктов взрыва (ПВ) установлен фундаментальный факт наличия максимального импульса

$$I_* = \sqrt{2\varepsilon} M, \quad (1)$$

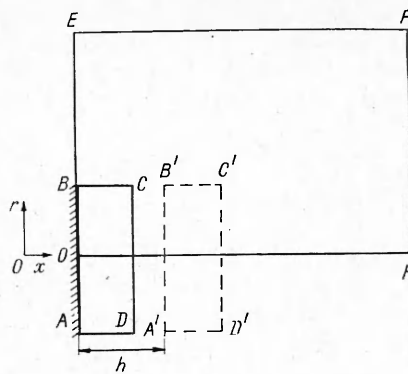
где  $\varepsilon$  — удельная энергия взрыва;  $M$  — масса заряда [1].

Указанный теоретический предел достигался бы при выполнении двух условий: разлет продуктов взрыва в одном направлении и с одинаковой скоростью элементарных объемов («стационарный разлет») [1]. В действительности оба эти условия нарушаются. Реальный импульс  $I$  удобно нормировать на  $I_*$ , вводя в рассмотрение безразмерный импульс [1]:

$$\eta = I/I_*, \quad 0 < \eta < 1. \quad (2)$$

В работе [1] аналитически для одномерного случая показано, что значение  $\eta = 0,866 \div 0,799$  слабо зависит как от показателя изэнтропии ПВ ( $k = 3 \div 1$ ), так и от принятой модели детонации (мгновенная, к подложке, от подложки). Нетрудно показать, что в упрощенной схеме разлета продуктов взрыва по Гарни [3] с однородной плотностью и с линейным распределением скорости от нулевой у подложки до максимальной на свободной границе  $\eta = 0,86$ . В более сложных случаях двумерного разлета ПВ аналитический расчет не возможен, и для определения им-

Рис. 1. Геометрическая интерпретация задачи.  $ABCD$  — цилиндрический заряд диаметром  $d = AB$  и толщиной  $\delta = BC$ ;  $AB$  — твердая подложка;  $OEFH$  — расчетная область;  $A'B'C'D'$  — заряд, удаленный от подложки.



пульса используется представление об «активной массе» заряда [2], с помощью которого наглядно, но упрощенно учитывается боковая разгрузка.

В настоящей работе для двумерного разлета ПВ с помощью соображений теории подобия и размерности и численного моделирования определяются параметры, от которых существенно зависит  $\eta$ , и устанавливается конкретная функциональная зависимость  $\eta$  от этих параметров.

Вычислить импульс, создаваемый ПВ цилиндрического заряда  $ABCD$  (рис. 1) диаметром  $d$  и высотой  $\delta$  на жесткой подложке  $AB$ , можно как интеграл от давления по ее площади и времени либо как интеграл от осевой составляющей скорости по массе разлетающегося газа

$$I = 2\pi \int_0^{\infty} \int_0^{d/2} p(t, O, r) r dr dt = \int_0^M u dm, \quad (3)$$

где  $p(t, O, r)$  — давление на подложку;  $r$  — радиальная координата;  $t$  — время;  $u$  — осевая составляющая скорости;  $dm$  — элементарная масса ПВ. Оба соотношения приводят к одному и тому же результату вследствие закона сохранения импульса.

Далее проверяется предположение, что импульс определяется в основном удельной энергией взрыва  $\epsilon$ , массой  $M$  и размерами заряда, а детали начальных условий движения ПВ, показатель изэнтропы  $k$  и другие параметры малосущественны. Предположение возникает при рассмотрении последнего интеграла в (3). Обращая внимание на поздние стадии разлета ПВ, т. е. на результат действия глубоких волн разрежения, естественно считать, что ПВ «забывают» о начальных условиях их движения.

Приняв в качестве определяющих параметров задачи  $I, M, \epsilon, d, \delta$ , на основе теории размерности [5] получаем

$$I = \sqrt{2\epsilon} M \eta(\delta/d), \quad (4)$$

где  $\eta$  — функция безразмерного аргумента  $\delta/d$ . Как указано выше, для одномерного случая ( $\delta/d \rightarrow 0$ ) справедливость (4) доказана, численное значение  $\eta$  определено и показана его слабая зависимость от  $k$  [4]. Далее функция  $\eta(\delta/d)$  находится для двумерного случая и исследуется ее универсальность. При проведении численных расчетов для определения  $\eta$  использовалась первая часть формулы (3), т. е. вычислялись интегралы от давления.

Система уравнений, описывающая течение ПВ, которые считаются невязким и нетеплопроводным газом, в эйлеровом представлении в цилиндрических координатах имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} &= -\frac{\rho v}{r}, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial r} &= -\frac{\rho uv}{r}, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial r} &= -\frac{\rho v^2}{r}, \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u H)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v H)}{\partial r} &= -\frac{\rho v H}{r}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$E = e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2), \quad H = E + \frac{p}{\rho}, \quad e = \frac{1}{k-1} \frac{p}{\rho},$$

где  $x$  — осевая координата;  $v$  — составляющая вектора скорости по оси  $Or$ ;  $e$  — удельная внутренняя энергия. Последнее выражение в (5) является уравнением состояния ПВ. Для изоэнтропического течения с постоянным  $k$  ему соответствует изоэнтропа

$$p = A\rho^k, \quad A = \text{const}, \quad (6)$$

которая широко используется для описания разлета и действия ПВ конденсированных ВВ в близкой зоне, обычно с  $k = 3$  [1, 2, 6].

Система (5) интегрировалась численно в области  $OEFH$  (см. рис. 1). На жесткой подложке  $OB$  задавались условия непротекания, а на внешних границах области — условия свободного протекания. Границы  $EF$  и  $FH$  располагались так, чтобы «мягкие» граничные условия на них не влияли на картину исследуемого течения. Влияние окружающего заряд воздуха на величину импульса невелико и в расчетах не учитывалось. При задании начальных условий использовались различные модели детонации: мгновенная и от стенки. Начальные условия для ПВ в этих случаях взяты из [2, 3].

Расчет поставленной задачи проводился по схеме Годунова [7] с расщеплением по направлениям  $Ox$ ,  $Or$  на прямоугольной неподвижной сетке, ориентированной по координатным осям. Расщепление по направлениям позволило интегрировать уравнения (5) сначала по направлению  $Ox$  за половинный шаг времени, затем по направлению  $Or$  за вторую половину шага. Интегрирование проводилось сквозным счетом. Расчет каждого шага по времени разбивался на два этапа. На первом решалась одномерная задача о распаде разрыва с начальными данными

$$(\rho, u, p)_1 = (\rho, u, p)_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}, \quad x < x_i,$$

$$(\rho, u, p)_2 = (\rho, u, p)_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}, \quad x > x_i,$$

на втором — с начальными данными

$$(\rho, v, p)_1 = (\rho, v, p)_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}}, \quad r < r_j,$$

$$(\rho, v, p)_2 = (\rho, v, p)_{i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}}, \quad r > r_j,$$

где  $i, j$  — индексы ячеек сетки по осям  $Ox, Or$ . Устойчивость счета обеспечивалась выполнением стандартного условия Куранта.

Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6; число узлов сетки  $60 \times 46$ ; время расчета одного варианта  $\sim 10$  мин.

Основной результат расчета представлен кривой на рис. 2, которая получена в предположении мгновенной детонации с параметрами  $\rho_0 = 1300 \text{ кг/м}^3$ ,  $p_0 = 11,8 \text{ ГПа}$ ,  $k = 3$  (соответствующая скорость детонации по формуле  $p_0 = \rho_0 D^2 / (k + 1)$  равна  $6,025 \text{ км/с}$ ).

Универсальность зависимости  $\eta(\delta/d)$  (см. рис. 2) проверялась сравнением с известными экспериментальными данными. В [2] приведены экспериментально измеренные импульсы для зарядов различных размеров из тротила и флегматизированного гексогена при  $\rho_0 = (1,2 \div 1,5) \times 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $D = 6,025 \div 7,35 \text{ км/с}$ ,  $\epsilon = 4,23$  (тротил) и  $5,82 \text{ МДж/кг}$  (флегматизированный гексоген) (см. рис. 2, 4, 5). Расчетная кривая отличается от результатов эксперимента менее чем на 5%, хотя начальные условия, т. е. поле плотности, давления, скорости при реальном взрыве и в принятой в расчете модели мгновенной детонации отличаются существенно больше. Представленная на рис. 2 зависимость  $\eta(\delta/d)$  с погрешностью до  $\approx 10\%$  может быть аппроксимирована простой формулой  $\eta = \frac{0,8}{(1 + \delta/d)^2}$ .

Универсальность зависимости  $\eta$  проверялась также расчетом различных вариантов разлета ПВ. При варьировании начальной плотности в

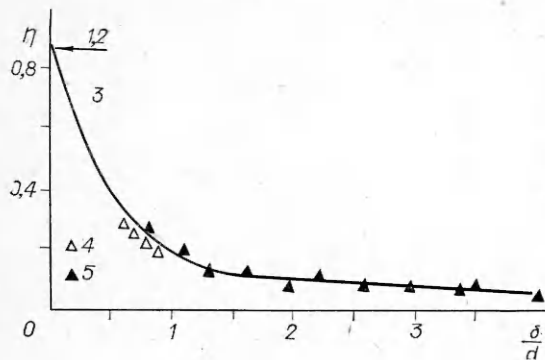


Рис. 2. Зависимость безразмерного импульса от  $\delta/d$ .

Точка 1 — аналитическое решение [1]; точка 2 — модель Гарни [3]; 3 — двумерный расчет. Эксперимент [2]: 4 — гексоген, 5 — тротил.

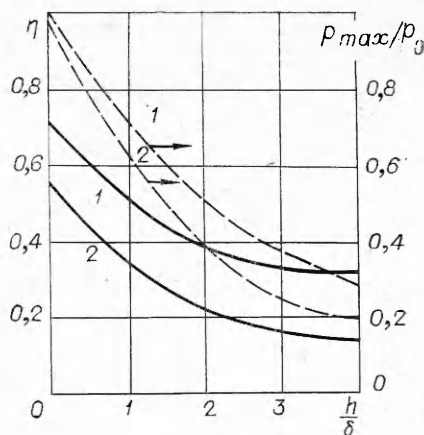


Рис. 3. Зависимость безразмерного импульса и максимального давления в центре подложки от величины  $h/\delta$ .  $\delta/d = 0,125$  (1) и  $0,25$  (2).

пределах  $1300 \div 1500 \text{ кг/м}^3$  и начального давления в диапазоне  $5,9 \div 17,8 \text{ ГПа}$  отклонение расчетных точек от кривой  $\eta$  не превышает 4%. Для одномерного случая ( $\delta/d \rightarrow 0$ ) рассчитанное  $\eta = 0,861$  отличается от известного точного аналитического значения  $\eta = 0,866$  на 0,6%.

Влияние показателя изоэнтропы на  $\eta$  незначительно. При переходе к  $k = 2$  вместо  $k = 3$  величина  $\eta$  меняется менее чем на 3%. Даже при  $k = 1,25$  безразмерный импульс уменьшается только на 20%, так что формула (4) с этой точностью, по-видимому, может быть применена даже для детонирующей смеси газов. Мгновенная детонация и детонация от стенки отличаются по  $\eta$  на  $\approx 2\%$ .

Таким образом, предположение (4) о существенной зависимости импульса только от энергии, массы и формы заряда подтверждается с точностью 5% при сравнении с данными эксперимента и сопоставлении различных вариантов расчета. В [2] сравниваются импульсы ПВ по данным экспериментов и по расчету методом «активной массы». Использование изложенного выше подхода к расчету импульса тех же зарядов показало его лучшую точность. Отметим, что точность метода «активной массы» существенно ухудшается для  $\delta/d \leq 0,5$ .

При решении практических задач в некоторых случаях предполагается отодвигать заряд от подложки, чтобы уменьшить максимальное давление на нее [4]. Для заряда  $A'B'C'D'$  (см. рис. 1), расположенного на расстоянии  $h$  от подложки,  $\eta$  зависит от двух безразмерных аргументов  $\eta = \eta(\delta/d, h/d)$ . На рис. 3 представлены результаты расчета. Видно, что эффект существенного уменьшения давления при удалении заряда от подложки действительно имеет место, однако при этом уменьшается и импульс.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неуставившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1971.
2. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва.— М.: Физматгиз, 1959.
3. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1972.
4. Бестген, Нунн. Вопросы ракетной техники, 1974, 6.
5. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1981.
6. Зубарев В. А., Евстигнеев А. А. ФГВ, 1984, 20, 6.
7. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова.— М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию 12/1 1987