

сонолюминесценции. Таким образом, заключительная фаза сжатия характеризуется дискообразной формой каверны. Интересно отметить, что последующий процесс расширения в эксперименте и в расчетах происходит таким образом, что большая и малая оси эллипсоида снова меняются местами. Сфероид вытягивается вдоль луча, а рост поперечных размеров отстает от роста продольных. По-видимому, в момент сжатия в экспериментальных условиях процесс снова становится сильно неадиабатическим с конденсацией (либо испарением) газа на стенках, и применение проведенного расчета к последующим стадиям движения становится проблематичным. Однако за период первой пульсации соответствие эксперимента и расчетной кривой достаточно хорошее, а обнаруживаемый расчетом факт преобразования большой и малой осей сфероида друг в друга в процессе сжатия весьма интересен с точки зрения возможностей объяснения интенсивности возникающего при этом свечения.

Автор выражает благодарность И. П. Голубничему за полезные обсуждения.

Поступила 27 I 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Бузуков А. А., Попов Ю. А., Тесленко В. С. Экспериментальное исследование взрывного процесса, вызванного фокусировкой моноимпульсного излучения лазера в воде.— ПМТФ, 1969, № 5.
2. Бузуков А. А., Тесленко В. С. Сонолюминесценция при фокусировке лазерного луча в жидкости.— «Письма в ЖЭТФ», 1974, № 5; Акманов А. Г., Беньковский В. Г., Голубничий П. И., Масленников С. И., Шеманин В. Г. Исследование лазерной сонолюминесценции в жидкости.— «Акуст. журн.», 1973, № 5.
3. Овсянников Л. В. Новое решение уравнений гидродинамики.— «Докл. АН СССР», 1965, т. 111, № 1.
4. Dyson F. Dynamics of a spinning gas cloud.— «J. Math. Mech.», 1968, vol. 18, N 1.
5. Анисимов С. И., Лысков Ю. И. О расширении газового облака в вакуум.— ПММ, 1970, № 5.

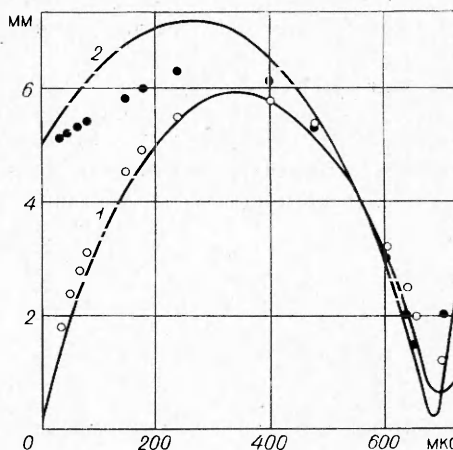
УДК 622.2'5.5

АСИМПТОТИКА РАЗЛЕТА ПРОДУКТОВ СТАЦИОНАРНОЙ ДЕТОНАЦИИ

Л. А. Мержиевский, В. А. Филимонов

(Новосибирск)

Рассмотрим стационарную задачу об истечении продуктов детонации с торца плоского или цилиндрического заряда взрывчатого вещества (ВВ) в вакуум. Пренебрежем искривлением звуковой поверхности (по-

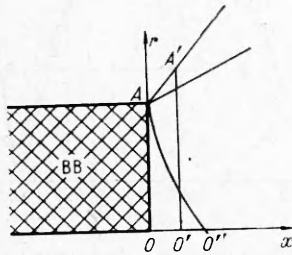


верхности Чепмена — Жуге) и будем считать ее плоской вплоть до границ заряда. Близкие по постановке задачи рассматривались в работах [1—3] как при изучении явления разлета продуктов детонации, так и при рассмотрении вопросов метания пластин и оболочек. Осесимметричная задача об истечении в вакуум идеального газа решена в [4]. Ниже приводятся результаты расчета течения продуктов детонации (ПД) вплоть до значительных удалений от фронта детонации, когда, как следует из самых общих рассуждений, оно принимает простой асимптотический характер. Формулируемая задача с целью изучения таких асимптотик до сих пор не анализировалась.

В системе координат, движущейся со скоростью детонации, течение продуктов описывается системой уравнений

$$(1) \quad \begin{aligned} \partial v / \partial x - \partial u / \partial r &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial x} r^\lambda \rho u + \frac{\partial}{\partial r} r^\lambda \rho v &= 0, \\ u^2 + v^2 + 2h(\rho) &= U^2, \end{aligned}$$

где x, r — продольная и поперечная координаты (фиг. 1); u и v — соответствующие проекции скорости; ρ — плотность; $h(\rho)$ — энтальпия; U — предельная скорость разлета; $\lambda = 0$ в плоском и $\lambda = 1$ в осесимметричном случаях. Расчетная область изображена на фиг. 1; AO —



Ф и г. 1

звуковая поверхность, AQ — предельная линия тока, Ox — плоскость (ось) симметрии.

Для описания течения используются безразмерные величины, так что граничные условия принимают вид

$$(2) \quad \begin{aligned} u = 1, v = 0, \rho = 1 \text{ при } x = 0, 0 \leq r < 1; \\ v = 0 \text{ при } x > 0, r = 0. \end{aligned}$$

Второе условие вытекает из симметричности задачи. Кроме того, в окрестности точки $x = 0, r = 1$ реализуется течение Прандтля — Майера. Для завершения постановки задачи необходимо выбрать уравнение состояния или изэнтропу ПД. При этом

$$h(\rho) = \int dp/\rho,$$

где $p(\rho)$ — давление при постоянной энтропии. В первом приближении ПД расширяются по политропному закону [5]

$$(3) \quad p(\rho) = \rho^\gamma/\gamma,$$

где $\gamma = \text{const} = 3,2-3,4$ для разных ВВ. Однако это приближение справедливо для достаточно больших давлений (порядка нескольких килобар); при меньших давлениях величина γ понижается до $\gamma = 1,35-1,25$. Более точная изэнтропа разгрузки реальных ПД приведена в [6] (гексоген)

$$(4) \quad p(\rho) = \rho^{1,25}(a_0 + a_1\rho + a_2\rho^2 + a_3\rho^3),$$

где $a_i (i = 0, \dots, 3)$ — интерполяционные коэффициенты, а в [7] дано уравнение состояния пентолита

$$(5) \quad p(\rho, E) = A\rho E + B\rho^4 + C \exp(-K/\rho),$$

где E — внутренняя энергия; A, B, C, K — постоянные величины. Сформулированная задача решалась как с использованием (3), так и с уравнениями (4), (5).

Для решения поставленной задачи, описывающей течение газа со сверхзвуковой скоростью, необходимо по начальным данным, заданным на звуковой линии (поверхности), рассчитать параметры течения в некоторой окрестности AO , принадлежащей рассматриваемой области. В плоском случае для этого использовалось решение, приведенное в [1]. В осесимметричном случае задача решена в [4], однако использование решения, приведенного в виде таблиц, затруднительно. Можно получить более удобное представление решения, выбрав в качестве независимых переменных

$$t = x/(1-r), \quad y = 1-r,$$

а искомым функций — величины

$$\theta = \arctg(v/u), \quad z = \ln \rho, \quad \omega = \ln(u^2 + v^2)^{1/2}.$$

В этих переменных система (1) имеет вид ($\lambda = 1$)

$$(6) \quad (t - \operatorname{tg} \theta) \partial \omega / \partial t - y \partial \omega / \partial y - (1 + t) \partial \theta / \partial t + y \operatorname{tg} \theta \partial \theta / \partial y = 0;$$

$$y \operatorname{tg} \theta / (1 - y) + (1 + t \operatorname{tg} \theta) \frac{\partial (z + \omega)}{\partial t} - y \frac{\partial}{\partial y} (z + \omega) +$$

$$+ (t - \operatorname{tg} \theta) \partial \theta / \partial t - y \partial \theta / \partial y = 0,$$

$$\exp(2\omega) + 2h(\exp(z)) = U^2.$$

Для уравнения состояния (3) с учетом незначительного изменения плотности ПД в рассматриваемой области последнее уравнение принимает вид $\exp(2\omega) = 1/2 \ln((\gamma + 1)/(\gamma - 1)) - 2 \exp((\gamma - 1)z/(\gamma - 1))$, где последнее уравнение преобразовано с учетом (3). Граничные условия принимают вид

$$(7) \quad \omega = 0, \quad z = 0, \quad \theta = 0 \quad \text{при } t = 0, \quad 0 < y \leq 1;$$

$$\theta = 0 \quad \text{при } t \geq 0, \quad y = 1;$$

$$\omega = t^2/(\gamma + 1) + 0(t^3) \quad \text{при } y = 0.$$

Последнее условие является разложением в ряд решения, описывающего течение Прандтля — Майера. Будем искать решение в виде рядов

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} F_n(y) t^n, \quad \omega = \sum_{n=1}^{\infty} Q_n(y) t^n, \quad z = \sum_{n=1}^{\infty} S_n(y) t^n.$$

Из (6) с учетом (7), ограничиваясь рассмотрением первых трех членов рядов, получаем

$$F_1 = F_2 = 0; \quad Q_1 = Q_3 = 0; \quad S_1 = S_3 = 0; \quad S_2 = -Q_2;$$

$$F_3 = (2/3)Q_2 - (y/3)dQ_2/dy.$$

Отыскивать $Q_2(y)$ удобнее, введя функцию $G = [6(\gamma - 1)/y^2]Q_2$, которая определяется из решения следующей краевой задачи:

$$(8) \quad d^2G/dy^2 + 1/(y-1) \cdot dG/dy - G^2 = 0,$$

$$\lim_{y \rightarrow 0} y^2 G(y) = 6, \quad dG/dy = 0 \quad \text{при } y = 1.$$

Задача (8) решалась численно. Результаты расчетов аппроксимировались полиномами высоких степеней, что позволило оперировать с аналитическими, хотя и громоздкими, выражениями для решения. Для $Q_2(y)$ получены выражения

$$(9) \quad Q_2(y) = 1/(\gamma + 1) \sum_{n=0}^7 \alpha_n y^n \quad \text{при } 0 \leq y \leq 0,5;$$

$$Q_2(y) = y^2/[6(\gamma + 1)] \sum_{n=0}^6 \beta_n (1 - y)^n \quad \text{при } 0,5 \leq y \leq 1.$$

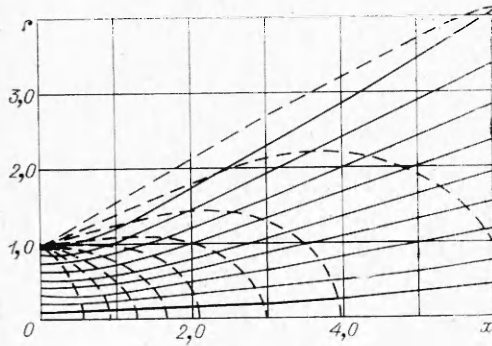
Интерполяционные коэффициенты α_n, β_n приведены в табл. 1. Максимальное отклонение формул (9) от численного решения не превосходит 0,5%.

Система уравнений (1) с граничными условиями (2) и приведенными уравнениями состояния решалась численно методом характеристик.

Таблица 1

n	0	1	2	3	4	5	6	7
α	0,796616	-0,25	0,392498	-0,54775	0,80621	-1,188118	1,4	-
β	1	0,2	0,163333	0,150666	0,152766	0,180308	0,083108	0,036642

В качестве границы расчетной области с вакуумом выбиралась характеристика, достаточно близкая к предельной. Результаты расчета плоской задачи о разлете ПД гексогена (уравнение состояния (4)) с начальной плотностью $\rho_0 = 1,66 \text{ г/см}^3$ в терминах линии тока (сплошные линии, $\psi = 0,1; 0,2; \dots; 0,9$), линии равной плотности (штриховые линии, $\rho = 0,9; 0,8; \dots; 0,1$) приведены на фиг. 2. По мере распространения по ПД волны разгрузки линии тока становятся прямолинейными, а угол наклона каждой линии тока к оси Ox приближается к предельному постоянному значению.



Фиг. 2

В каждом конкретном случае существует функция, описывающая величины предельных углов в зависимости от линии тока $\theta(\psi)$. При выполнении известных ограничений на $\theta(\psi)$ может быть построена обратная функция $\psi(\theta)$. Эта функция будет описывать течение ПД для любых сколь угодно больших значений x .

Рассмотрим теперь параметры течения $q = (u^2 + v^2)^{1/2}$, $\theta = \arctg(v/u)$ и ρ в полярных координатах $R = (x^2 + r^2)^{1/2}$ и $\varphi = \arctg(r/x)$. Очевидно, что $\rho \rightarrow 0$ при $R \rightarrow \infty$; из третьего уравнения системы (1) следует $q = q(\rho) \rightarrow U$ при $\rho \rightarrow 0$.

Так как истечение продуктов детонации происходит в область (плоский или телесный угол), ограниченную предельными линиями тока, а линии тока с ростом R становятся прямолинейными, ясно, что $\theta(R, \varphi) \rightarrow \varphi$ при $R \rightarrow \infty$. Для достаточно больших R представим функцию ρ в виде степенного ряда

$$(10) \quad \rho(R, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n(\varphi) R^{-n}.$$

Расход газа $\Delta\psi$ при $R = \text{const}$ записывается в виде

$$(11) \quad \Delta\psi = \rho(R, \varphi) q(\rho) \cos(\theta(R, \varphi) - \varphi) (2\pi \sin \varphi)^\lambda R^{1+\lambda} \Delta\varphi.$$

Переходя к пределу $R \rightarrow \infty$ с учетом проведенного анализа, можно установить, что определяющее слагаемое в (10) имеет номер $1 + \lambda$ и связано с ψ соотношением

$$A_{1+\lambda} = \frac{1}{U} \lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{1}{(2\pi \sin \varphi)^\lambda} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = \frac{1}{U} \frac{d\psi_0}{d\varphi} = \frac{\mu_0(\varphi)}{U}.$$

Таким образом, при достаточно больших значениях R разлет ПД однозначно описывается параметрами

$$(12) \quad q(R, \varphi) = U, \theta(R, \varphi) = \varphi, \rho(R, \varphi) = \mu_0(\varphi)/(UR^{1+\lambda}).$$

Течение с такими параметрами назовем асимптотическим. Моделью такого течения может служить истечение газа с постоянной скоростью по траекториям, являющимся лучами, исходящими из начала координат, причем величина расхода газа зависит от угловой переменной. Задача об асимптотике разлета продуктов стационарной детонации сводится к отысканию функции $\mu_0(\varphi)$ по параметрам течения, вычисленным в конечной области. По (12) это равносильно отысканию предельной функции $\psi_0(\varphi)$. Для решения задачи используем функцию $\psi(\tilde{R}, \varphi)$, т. е. функцию $\psi(\varphi)$, найденную для некоторого фиксированного конечного значения R . Тогда

$$\mu(R, \varphi) = \frac{1}{(2\pi \sin \varphi)^\lambda} \frac{\partial \psi(R, \varphi)}{\partial \varphi},$$

а используя последнее соотношение из (12) и уравнения состояния (3) — (5), можно рассчитать поле давления $p(R, \varphi)$. Для упрощения дальнейших выкладок удобно аппроксимировать (4), (5) асимптотической формулой

$$(13) \quad p(\rho) = \kappa \rho^\gamma,$$

$\rho \ll 1$; эффективные значения κ и γ приведены в табл. 2. Предположим теперь, что R достаточно большое, и найдем изменение угла наклона линии тока $\Delta\theta$, вызываемое давлением $p(R, \varphi)$. Для этого воспользуемся выражением для приращения поперечной составляющей импульса, полученного за счет градиента давления в этом направлении. С учетом (12), (13) это даст

$$(14) \quad \Delta\theta = - \frac{\kappa}{2^\lambda (\gamma - 1) U^{(\gamma+1)} R^{(\gamma-1)(1+\lambda)}} \frac{1}{\mu(R, \varphi)} \frac{\partial}{\partial \varphi} \mu^\gamma(R, \varphi).$$

Очевидно, что

$$(15) \quad \psi_0(\varphi) = \psi(\tilde{R}, \varphi - \Delta\theta).$$

Из (15) с учетом (14) можно получить

$$\begin{aligned} \Delta\mu(R, \varphi) = \mu_0(\varphi) - \mu(R, \varphi) &= \frac{\kappa}{2^\lambda (\gamma - 1) U^{(\gamma+1)} \sin^\lambda \varphi} \times \\ &\times \frac{1}{R^{(1+\lambda)(\gamma-1)}} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\sin^\lambda \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \mu^\gamma(R, \varphi) \right]. \end{aligned}$$

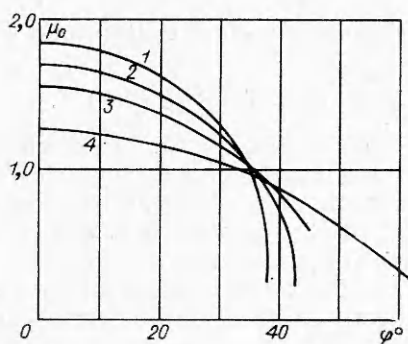
Пусть теперь вычислены функции $\mu(R_1, \varphi)$ и $\mu(R_2, \varphi)$, где R_1 и R_2 — некоторые достаточно большие значения R , тогда предельная функция $\mu_0(\varphi)$ вычисляется по формуле

$$\mu_0(\varphi) = \frac{\mu(R_1, \varphi) R_1^{(\gamma-1)(1+\lambda)} - \mu(R_2, \varphi) R_2^{(\gamma-1)(1+\lambda)}}{R_1^{(\gamma-1)(1+\lambda)} - R_2^{(\gamma-1)(1+\lambda)}},$$

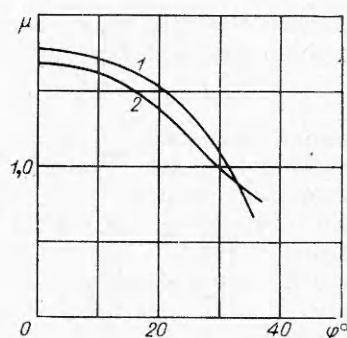
позволяющей по параметрам потока, найденным в результате численного решения поставленной задачи, находить параметры асимптотического течения.

Таблица 2

Тип ВВ	ρ_0 , г/см ³	κ	γ
Гексоген	1,66	0,023	1,25
Гексоген	1,01	0,057	1,25
Пентолит	1,65	0,005	1,35



Ф и г. 3



Ф и г. 4

Графики функций $\mu_0(\varphi)$ для плоского случая (т. е. $\lambda = 0$) приведены на фиг. 3 (уравнение состояния (3), $\gamma = 3; 2,7; 2,4; 2$ для кривых 1 — 4 соответственно) и фиг. 4 (1 — функция $\mu(26, \varphi)$, 2 — $\mu_0(\varphi)$ для ПД гексогена с $\rho_0 = 1,66 \text{ г/см}^3$). Расчеты показывают, что в плоском случае функция $\mu_0(\varphi)/U$, согласно (12), определяющая угловое распределение плотности асимптотического течения, с хорошей точностью аппроксимируется аналитической зависимостью

$$(16) \quad \mu_0(\varphi)/U = m_1 \cos^\nu(m_2\varphi),$$

где m_1, m_2, ν — постоянные, определяемые из расчета. Значения постоянных для некоторых вариантов задачи приведены в табл. 3, здесь же содержатся вычисленные значения U .

Т а б л и ц а 3

Рассматриваемый газ	m_1	m_2	ν	Поток массы в расчетной области, %	U	Относительная ошибка аппроксимации, %
Политропный газ $\gamma = 3,0$	1,30	2,414	0,33	98	1,414	3,9
$\gamma = 2,8$	1,20	2,208	0,40	94	1,453	2,5
$\gamma = 2,7$	1,14	2,104	0,41	92	1,475	1,8
$\gamma = 2,4$	0,99	1,791	0,58	97	1,558	4,1
$\gamma = 2,0$	0,74	1,366	0,80	98	1,732	4
ПД гексогена $\rho_0 = 1,66 \text{ г/см}^3$	1,12	1,8	1,0	90	1,50	4
ПД гексогена $\rho_0 = 1,01 \text{ г/см}^3$	0,86	1,4	1,0	85	1,59	4

Пример решения осесимметричной задачи дан на фиг. 5, где 1 — $\mu_0(\varphi)$ для уравнения состояния (3), $\gamma = 3; 2,3$ — $\mu(10, \varphi)$ и $\mu_0(\varphi)$ для гексогена (4) с $\rho_0 = 1,66 \text{ г/см}^3$.

Как следует из проведенного рассмотрения, для решения поставленной задачи необходим расчет начального участка сверхзвукового течения по параметрам, заданным на звуковой линии. В [8] предлагается рассматривать течение реальных ПД, начинающимся не от звуковой линии, а от некоторой плоскости, на которой $v = 0, M > 1$, M — число Маха. Расчет течения с такими граничными данными значительно упрощает процедуру решения задачи. Путем численного эксперимента исследовано влияние параметра ϵ (при задании начальных данных в виде $v = 0, M = 1 + \epsilon, 0 < \epsilon \ll 1$) на течение ПД и, в частности, на вид предельной функции $\mu_0(\varphi)$. Оказалось, что при достаточно малых ϵ параметры течения и функции $\mu_0(\varphi)$ практически совпадают с соответствующими величинами,

рассчитанными в точной постановке. Например, при $\varepsilon = 0,04$ в области, содержащей 90—95% потока массы ПД, максимальное различие функций $\mu_0(\varphi)$ не превышает 2% как в плоском, так и осесимметричном случае. Таким образом, по крайней мере для нахождения параметров асимптотического течения ПД можно пользоваться слабо сверхзвуковыми граничными условиями, что исключает необходимость громоздкой процедуры расчета начального участка.

В качестве иллюстрации применимости полученных асимптотических характеристик течения ПД рассмотрим задачу о метании шара плоским зарядом ВВ. Будем считать, что начальное удаление шара от поверхности заряда достаточно велико (10 толщин заряда). Силу, действующую на шар, будем описывать законом Ньютона

$$F(v) = \sigma(v) r_0^2 \rho (U - V)^2,$$

где r_0 — радиус шара; ρ — плотность ПД; V — скорость шара; $\sigma(v)$ — экспериментально определяемая функция. Согласно имеющимся экспериментальным данным [9], при установившемся сверхзвуковом обтекании шара $\sigma(v) = \text{const} = 1,436$. В уже употреблявшейся полярной системе координат с использованием (12) движение шара описывается системой уравнений

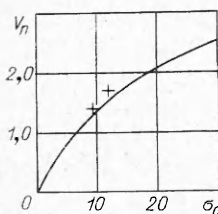
$$\begin{aligned} \frac{dV}{dR} &= \frac{\sigma_0 \mu_0(\varphi)}{RU} \frac{(U \cos(\Phi - \varphi) - V)}{V \cos(\Phi - \varphi)} (U^2 + V^2) - 2UV \cos(\Phi - \varphi)^{1/2}; \\ d\Phi/dR &= (\sigma_0 \mu_0(\varphi)/RU) \operatorname{tg}(\varphi - \Phi)(U^2 + V^2 - 2UV \cos(\Phi - \varphi))^{1/2}; \\ d\varphi/dR &= -\operatorname{tg}(\varphi - \Phi)/R, \end{aligned}$$

где $\sigma_0 = 3\sigma(v)/(4\pi r_1 r_0)$; ρ_1 — плотность материала шара; Φ — угол наклона вектора скорости шара к оси Ox ; $\varphi(R)$ — траектория движения шара. Начальные данные имеют вид $R = R_0$; $\varphi = \theta_1$; $V = D$; $\Phi = 0$, D — скорость детонации ВВ, взятая в безразмерном виде; θ_1 — угол наклона предельной линии тока ПД.

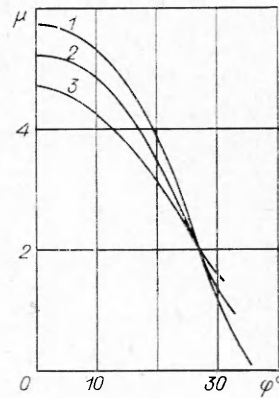
Система уравнений инвариантна относительно растяжения координаты R , поэтому все решения для фиксированного σ_0 подобны:

$$V(R_0, R) = V(1, R/R_0), \quad \varphi(R_0, R) = \varphi(1, R/R_0),$$

т. е. в принятых предположениях результат метания не зависит от начального положения шара R_0 . Поставленная задача решалась численно с использованием аналитической зависимости (16) для ПД гексогена с $\rho_0 = 1,66 \text{ г/см}^3$. Для учета ограниченности размеров заряда и расстояния, на котором в экспериментах фиксируются параметры шара, расчет проводился до $R \approx 5R_0$. Результаты расчета сравнивались с результатами экспериментов по метанию стальных шаров плоским зарядом литого ТГ 50/50 с размерами $110 \times 110 \times 20$ мм. Шары (по несколько штук двух радиусов r_0) располагались на расстоянии 100 мм от поверхности заряда. Параметры ускоренных шаров определялись результатом удара по дюралюминиевой мишени, помещавшейся на расстоянии 500 мм от поверхности заряда. В опытах измерялись углы метания и глубина каверны, по которой с помощью соотношений, приведенных в [10], вычислялась



Ф и г. 6



Ф и г. 5

скорость шаров. На фиг. 6 приведена расчетная зависимость нормальной к поверхности заряда скорости шаров V_n от параметра σ_0 (сплошная кривая); приведены также усредненные по нескольким опытам экспериментальные данные с указанием разброса результатов. Сравнение показало удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных данных.

Авторы выражают благодарность Ю. И. Фадеенко, в обсуждениях с которым возникла и уточнялась постановка рассмотренной задачи.

Поступила 16 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Hill R., Paek D. C. An investigation, by the method of characteristics, of the lateral expansion of the gases behind a detonation slab of explosive.— «Proc. Roy. Soc.», 1947, ser. A, N 1027.
2. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
3. Дерibas А. А., Кузьмин Г. Е. Движение металлической трубки под действием продуктов взрыва.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. VIII. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
4. Кацкова О. Н., Шмыглевский Ю. Д. Осесимметрическое сверхзвуковое течение свободно расширяющегося газа с плоской переходной поверхностью.— В кн.: Вычислительная математика. М., Изд-во АН СССР, 1957.
5. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
6. Лобанов В. Ф., Фадеенко Ю. И. Разлет реальных продуктов детонации с боковой поверхности заряда.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. VII. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
7. Walther W. A., Sternberg H. M. The Chapman—Jouget isentrope and the underwater shock wave performance of pentolit.— In: Proc 4th Symposium (Internat.) on Detonation. White Oak Md., 1965. Washington, Offic Navel Res., 1967.
8. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971, с. 423.
9. Hodges A. I. The drag coefficient of very high velocity spheres.— «J. Aeronaut. Sci.», 1957, vol. 24, N 10, p. 755.
10. Титов В. М., Фадеенко Ю. И. Сквозное пробивание при метеоритном ударе.— «Космические исследования», 1972, т. 10, № 4, с. 589.

УДК 534.222.2

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ДВУХСЛОЙНОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. М. Мардашев

(Новосибирск)

В удлиненных зарядах взрывчатого вещества (ВВ) с продольными каналами может возникнуть сверхскоростной самоподдерживающийся процесс, если в веществе, заполняющем канал, распространяется достаточно интенсивная ударная волна. Для усиления эффекта заряд может быть облицован и изолирован от внешней среды оболочкой. Канальная волна в такой системе выполняет функцию инициирующего источника и поддерживается за счет обжатия центрального потока позади фронта расширяющихся продуктами реакции. Общая схема и принципиальное обоснование этого процесса, названного «двухслойной детонацией», предложены в [1]. Подтверждение реального существования двухслойной детонации содержится в [2—4].