

Не совсем понятны особенности свечения, наблюдавшегося в экспериментах: задержка его возникновения, наличие двух резких фронтов и постоянная скорость распространения. Возможно, что начало свечения совпадает с началом какого-либо фазового перехода в волне разгрузки или имеет другую природу. Во всяком случае область свечения является областью повышенных температур и, следовательно, одним из основных источников термоэлектронов. На это указывает совпадение минимума сигнала с появлением свечения, а также совпадение смены знака сигнала с достижением анода фронтом свечения.

Таким образом, причиной появления зарегистрированных сигналов является термоэлектронная эмиссия. Источником термоэлектронов, по-видимому, являются ионизованные пары железа, появляющиеся при разгрузке ударно-сжатого порошка в вакуум и имеющие температуру в несколько раз выше равновесной.

Авторы выражают признательность сотрудникам лаборатории за полезные обсуждения и Н. А. Костюкову за предоставление возможности ознакомиться с результатами экспериментов по расширению в воздухе порошка, сжатого маховской ударно-волновой конфигурацией.

Поступила 22 II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Coleburn N. L., Solow M., Wiley R. C. Shock-induced luminescence.— J. Appl. Phys., 1965, vol. 36.
2. Blackburn J. H., Seely L. B. Light emitted from shocked granular sodium chloride in a vacuum.— Nature, 1964, vol. 202.
3. Беляков Г. В., Родионов В. Н., Самосадный В. И. О разогреве пористого вещества при ударном нагружении.— ФГВ, 1977, № 4.
4. Русаков М. М. Исследование расширения вещества при разлете после прохождения мощной ударной волны.— ТВТ, 1975, т. 13, № 1.
5. Альтшулер Л. В., Баканова А. А. и др. Испарение ударно-сжатого свинца в волне разгрузки.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, вып. 5.
6. Акишин А. А., Кирюхин В. И. и др. Электронная и ионная эмиссия при соударении микронных металлических частиц со скоростями 1–5 км/с с поверхности твердого тела.— ЖТФ, 1981, т. 51, вып. 4.
7. Матыцин А. И., Ставер А. М., Лямкин А. И. Эмиссия электронов при действии ударных волн на пористое вещество.— В кн.: III Всесоюз. симп. по импульсным давлениям. Тезисы докл. М., 1979.
8. Дерибас А. А., Ставер А. М. Ударное сжатие пористых цилиндрических тел.— ФГВ, 1974, т. 10, № 4.
9. High velocity impact phenomena. N. Y.— L.: Acad. Press, 1970.
10. Термодинамические константы веществ. Вып. VI, ч. 1. М., 1972.
11. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
12. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. М.: Наука, 1966.
13. Фортов В. Е., Леонтьев А. А. Кинетика испарения и конденсации при изэнтропическом расширении металлов.— ТВТ, 1976, т. 14.
14. Альтшулер Л. В., Бушман А. В. и др. Изэнтропы разгрузки и уравнение состояния металлов при высоких плотностях энергии.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 2.
15. Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
16. Нестеренко В. Ф., Ставер А. М. Определение температуры при ударном нагружении границы раздела металлов.— ФГВ, 1974, № 6.

УДК 534.222

ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПЛОТНОСТИ ВВ НА ПАРАМЕТРЫ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

В. В. Кореньков, В. Н. Охитин

(Москва)

Экспериментально влияние плотности ВВ на параметры воздушных ударных волн (УВ) впервые исследовано в [1] на примере сферических зарядов тэна и азида свинца. Численный расчет одномерных взрывных волн в воздухе для зарядов стандартной плотности проводился в [2–5].

В данной работе рассмотрена задача о детонации в воздухе сферического заряда тэна различной плотности.

Численно решалась одномерная система уравнений газовой динамики в переменных Лагранжа [6]:

$$(1) \quad \begin{aligned} \partial u / \partial t &= -1/\rho_0 \cdot (r/\lambda)^2 \partial p / \partial \lambda, \quad \partial r / \partial t = u, \\ \partial \varepsilon / \partial t &= -p \partial (1/\rho) / \partial t, \quad \rho = \rho_0 (\lambda/r)^2 (\partial \lambda / \partial r), \end{aligned}$$

где p , ρ , u , ε — давление, плотность, скорость и удельная внутренняя энергия газа; t — время; r , λ — эйлерова и лагранжева координаты, связанные между собой соотношением

$$\lambda = \left(\lambda_0^3 + 3/\rho_0 \int_{r_0}^r \rho r^2 dr \right)^{1/3};$$

индекс 0 относится к начальной плотности воздуха и координатам поверхности заряда.

Система (1) замыкается уравнением состояния среды в форме $p = p(\rho, \varepsilon)$. Для воздуха использовалось уравнение состояния совершенного газа

$$(2) \quad p = (k_a - 1) \rho \varepsilon$$

с эффективным показателем адиабаты k_a , для которого подобрана аналитическая аппроксимация в широком диапазоне термодинамических параметров

$$k_a = \begin{cases} k_0 - 0,042 (\varepsilon/\varepsilon_k)^2 & \text{при } \varepsilon \leq \varepsilon_k, \\ a_k + (1,36 - a_k) \exp(0,223 (1 - \varepsilon/\varepsilon_k)) & \text{при } \varepsilon > \varepsilon_k, \end{cases}$$

где $a_k = 1 + 0,163/(1 - 0,0573 \ln(\rho/\rho_k))$; $\rho_k = 1,2921$ кг/м³; $\varepsilon_k = 1,116 \cdot 10^3$ Дж/кг; $k_0 = 1,402$.

При необходимости температура воздуха может быть определена из термического уравнения состояния

$$(3) \quad T = p \mu_a / \rho R,$$

где R — универсальная газовая постоянная; μ_a — эффективная молекулярная масса воздуха, определяемая зависимостью

$$\mu_a = \begin{cases} 28,96 & \text{при } \varepsilon \leq \varepsilon_k, \\ 11,5 + 17,46 \exp(0,0445 (1 - \varepsilon/\varepsilon_k)) & \text{при } \varepsilon > \varepsilon_k. \end{cases}$$

Для продуктов детонации (ПД) использовалось двучленное уравнение состояния [7]

$$(4) \quad p = A \rho^n + \gamma \rho \varepsilon,$$

где константы A , n , γ определяются по параметрам Чепмена — Жуге при детонации ВВ стандартной плотности (монокристалла).

Уравнение состояния (4) позволяет определить параметры детонационной волны (ДВ) в ВВ произвольной плотности с учетом изменения теплоты взрыва [8]. В частности, для теха результаты расчетов для параметров на фронте хорошо аппроксимируются зависимостями

$$\rho_*/\rho_n = 0,053 + 1,28 (\rho_{10}/\rho_n), \quad D_*/D_n = 0,225 + 0,775 (\rho_{10}/\rho_n)^{1,2},$$

а в области течения для сферической волны соотношениями

$$(5) \quad \begin{aligned} \rho_z = u_z = 1 - (1 - r_z^{1,15})^{0,5} & \text{ при } r_1 \leq r \leq r_*, \\ u = 0, \quad \rho = \rho_1 & \text{ при } r < r_1, \end{aligned}$$

где $\rho_z = (\rho - \rho_1)/(\rho_* - \rho_1)$; $u_z = u/u_*$; $r_z = (r - r_1)/(r_0 - r_1)$; D — скорость детонации; индексы *, 1, 10, n относятся к параметрам на фронте ДВ, в центральной зоне покоя, исходной и стандартной плотности ВВ. При этом радиус стационарной зоны и плотность ПД в ней равны

$$r_1/r_* = 0,455 - 0,036 (1 - \rho_{10}/\rho_n), \quad \rho_1/\rho_* = 0,616 - 0,348 \exp(-3,54(\rho_{10}/\rho_n)).$$

Остальные параметры ДВ определяются из известных соотношений на фронте и адиабаты разгрузки ПД.

Зависимости (5) удовлетворяют асимптотическим решениям в окрестности фронта ДВ и слабого разрыва и использовались в качестве начальных условий для численного решения задачи о взрыве сферического заряда тэна различной плотности.

Интегрирование системы (1)–(4) проводилось с использованием явной полностью консервативной разностной схемы с порядком аппроксимации $O(h^2 + \tau)$ [9]. Однородность схемы достигается сквозным расчетом зоны контактного разрыва. При этом для сохранения локальной аппроксимации при переходе через контактный разрыв в области ПД использовалась логарифмическая сетка с размером ячеек, уменьшающимся к контактному разрыву. Расчет фронта УВ проводился с использованием характеристик системы (1) совместно с соотношениями динамической совместности, что обеспечивает выделение сильного разрыва и повышает точность расчетов. Для «размазывания» внутренних скачков использовалась искусственная вязкость, вводимая на основе анализа дифференциальных свойств решения [10]:

$$q = \delta \rho \Delta r \frac{\partial u}{\partial r} \left(S_1 a + S_2 \Delta r \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \right),$$

где

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{при } \frac{\partial u}{\partial r} \geq 0 \\ \delta_1 \} & \text{если } \left| \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right| \left| dr - \delta_2 \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \right| \leq 0, \\ \delta_2 \} & \text{при } \frac{\partial u}{\partial r} < 0, \text{ если } \left| \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right| \left| dr - \delta_3 \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \right| > 0; \end{cases}$$

a — скорость звука; S_1, S_2 — коэффициенты при линейной и квадратичной составляющих псевдовязкого давления q ; $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ — коэффициенты дифференциального анализатора.

Наилучшие результаты получены при значениях констант $S_1 = 0,25$; $S_2 = 1$; $\delta_1 = \delta_2 = 2$; $\delta_3 = 3$. Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием сетки с 60 узлами в зоне ПД и 140 узлами в области воздушной УВ, при этом интегральный закон сохранения энергии в задаче соблюдался с точностью 0,5%. Время расчета одного варианта до радиуса фронта УВ $\sim 120 r_0$ при числе Куранта 0,25 порядка 5 мин.

Расчеты проведены для воздуха при температуре $T = 15^\circ\text{C}$ и зарядов тэна плотностью $\rho_{10} = 1600; 1200; 800; 400 \text{ кг/м}^3$, детонационные характеристики которых приведены в табл. 1 (Q — удельная теплота взрыва, k — показатель адиабаты на фронте ДВ).

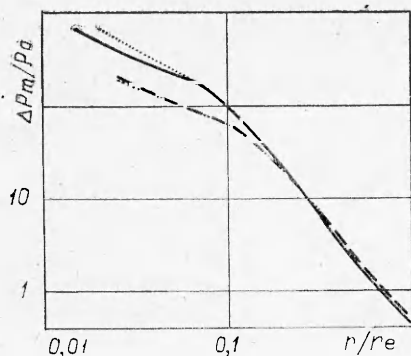
Некоторые результаты расчетов представлены на фиг. 1–4, где нанесены зависимости избыточного давления на фронте ΔP_m , импульса избы-

Т а б л и ц а 1

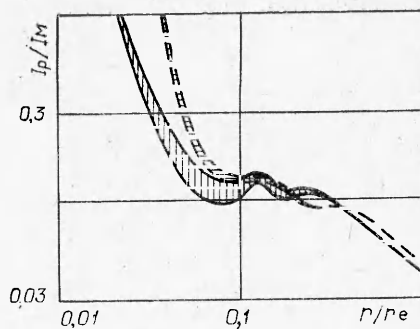
$\rho_{10}, \text{ кг/м}^3$	1600	1200	800	400
$D, \text{ м/с}$	7750	6040	4450	3020
$Q \cdot 10^{-6}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$	5,85	5,65	5,45	5,25
k	2,953	2,80	2,51	1,94
r_0/r_e	0,0137	0,0153	0,0177	0,0226

Т а б л и ц а 2

$\rho_{10}, \text{ кг/м}^3$	1600	1200	800	400
r_{II}/r_0	18,35	17,10	15,28	12,84
$\eta, \%$	87,30	82,95	81,50	79,30
$T_1, \text{ К}$	11 500	9600	8350	6500
$T_2, \text{ К}$	4 800	4000	3400	2900
K_e	1	1,065	1,110	1,165



Ф и г. 1



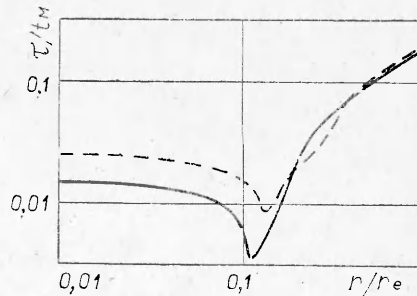
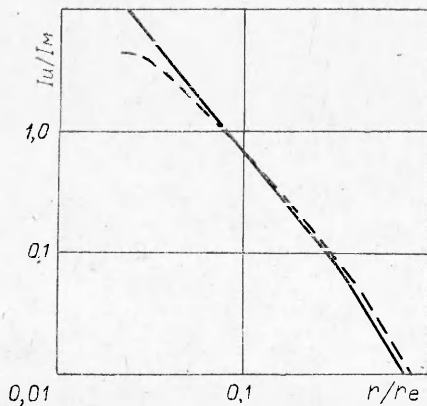
Ф и г. 2

точного давления $I_p = \int_0^{\tau} \Delta p dt$, импульса скоростного напора $I_u = \int \frac{\rho u^2}{2} dt$ и длительности фазы сжатия τ в волне от расстояния r для зарядов с плотностью $\rho_{10} = 1600 \text{ кг/м}^3$ (сплошные линии) и $\rho_{10} = 400 \text{ кг/м}^3$ (штриховые линии). Экспериментальные значения Δp_m [1] нанесены на фиг. 1 точечными линиями. Все результаты представлены в безразмерном виде относительно масштабов: $p_0 = 101325 \text{ Па}$; $\rho_0 = 1,2249 \text{ кг/м}^3$; $u_m = (p_0/\rho_0)^{1/2}$; $r_e = (mQ/p_0)^{1/3}$; $t_m = r_e/u_m$; $I_M = p_0 t_m$. Значения безразмерного радиуса заряда приведены в последней строке табл. 1.

По избыточному давлению на фронте волны (см. фиг. 1) результаты расчетов хорошо совпадают с экспериментальными данными. При этом на расстояниях $r/r_e < 0,3 - 0,4$ не только Δp_m , но и все остальные параметры УВ с уменьшением плотности возрастают. Так, при переходе от плотности $\rho_{10} = 1600 \text{ кг/м}^3$ к $\rho_{10} = 400 \text{ кг/м}^3$ в дальней зоне значения Δp_m , I_u , I_p увеличиваются соответственно на 10; 12 и 15%. Немонотонное изменение I_p и τ (фиг. 2,4) в диапазоне $0,05 < r/r_e < 0,2$ отражает сложный волновой характер течения среды, связанной с формированием и распространением вторичной УВ. Увеличение значения I_p во вторичной УВ выделено на фиг. 2 заштрихованной областью.

В табл. 2 для просчитанных вариантов приведены значения максимального радиуса пузыря продуктов взрыва $r_{п}$, КПД взрыва η , под которым подразумевается доля выделившейся энергии, излучаемая в воздух при первой пульсации ПД, и температуры воздуха на границе с ПД в начальный момент T_1 и в момент достижения пузырем максимального радиуса T_2 .

Несмотря на то, что относительный размер газового пузыря с уменьшением плотности падает, абсолютный его размер растет и при $\rho_{10} = 400 \text{ кг/м}^3$ достигает величины 20,5 радиуса заряда плотностью $\rho_{10} = 1600 \text{ кг/м}^3$. С уменьшением плотности ВВ КПД взрыва также падает,



Ф и г. 4

Ф и г. 3

поэтому возрастание параметров УВ на больших расстояниях можно объяснить только уменьшением необратимых потерь на фронте УВ. Температура воздуха на контактной поверхности с ПД в процессе расширения газового пузыря уменьшается в 2,2–2,4 раза.

Убывание параметров воздушной УВ в области $r/r_e > 0,55$ ($\Delta p_m < < 2p_0$) при любой плотности ВВ примерно одинаковое, что дает возможность ввести энергетический эквивалент относительно заряда стандартной плотности K_e , величина которого приведена в табл. 2. Связь K_e с плотностью ВВ в диапазоне $400 \text{ кг/м}^3 \leq \rho_{10} \leq 1600 \text{ кг/м}^3$ хорошо описывается линейной зависимостью

$$(6) \quad K_e = 1 + 0,1376(1,6 - \rho_{10}/1000).$$

В диапазоне $2 < \Delta p_m/p_0 \leq 10$ величина K_e зависит не только от плотности ВВ, но и от интенсивности УВ и подчиняется зависимости

$$(7) \quad K_e = 1 + 0,0172(10 - \Delta p_m/p_0)(1,6 - \rho_{10}/1000).$$

Введение энергетического эквивалента K_e позволяет пользоваться едиными зависимостями для параметров воздушных УВ в диапазоне $\Delta p_m < 10p_0$ при различной плотности ВВ. Расчеты для других конденсированных ВВ указывают на применимость зависимостей (6), (7) с точностью $\sim 1\%$.

Таким образом, двучленное уравнение состояния для ПД и простейшая аппроксимация термодинамических свойств воздуха позволяют достаточно точно учесть плотность ВВ при расчете параметров воздушных волн.

Поступила 26 IV 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Христофоров Б. Д. Параметры фронта ударной волны в воздухе при взрыве зарядов из тэна и азида свинца разной плотности. — ПМТФ, 1961, № 6.
2. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge. — Phys. Fluids, 1959, vol. 2, N 2.
3. Фонарев А. С., Чернявский С. Ю. Расчет ударных волн при взрыве сферических зарядов ВВ в воздухе. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 5.
4. Маркин В. Т., Носенко Н. И., Сысоев Н. Н. Поле течения за нестационарной ударной волной, образующейся при взрыве сферического заряда. — Учен. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та, 1979, т. 10, № 2.
5. Ждан С. А. Расчет динамической нагрузки, действующей на стенку взрывной камеры. — ФГВ, 1981, № 2.
6. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. Изд. 2-е. М.: Наука, 1975.
7. Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н. Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации. — ПМТФ, 1973, № 2.
8. Охитин В. Н. Влияние плотности ВВ на параметры детонации. — Труды МВТУ № 358. Вопросы физики взрыва и удара. Вып. 3. М.: изд. МВТУ, 1981.
9. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
10. Ивандаев А. И. Об одном способе введения псевдовязкости и его применении к уточнению разностных решений уравнений гидродинамики. — ЖВММФ, 1975, т. 15, № 2.

УДК 539.4

О ВЛИЯНИИ УГЛА ВЫХОДА УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ НА ОБРАЗОВАНИЕ ОТКОЛА В МЕТАЛЛАХ

В. К. Голубев, С. А. Новиков, Л. М. Синуцына, Н. А. Юкина

(Москва)

Исследование откольного разрушения материалов при нагружении пластин взрывом листового заряда ВВ проводилось в работах [1–3]. Возможна некоторая модификация метода, заключающаяся в использовании образца в форме пространственного клина [4]. В этом случае в единичном опыте могут быть определены критические условия нагружения, приводящие к макроскопическому откольному разрушению материала