

теплового взрыва уже в начальный момент времени распространяется в окружающее реакционноспособное пространство.

От  $\tau_n$  зависят также решения, описывающие распространение солитонов. Солитонные решения содержатся в (1) при ядрах

$$k_n(s) = \lambda_n = \text{const}, \quad k'(s) = \frac{\lambda}{\tau_n} \exp\left[-\frac{s}{\tau_n}\right],$$

$$a_{ri} = \frac{a_{ri}(0)}{\tau_n} \exp\left[-\frac{s}{\tau_n}\right]$$

и функций источников  $W_r = \tilde{\xi} \exp(T)$ ,

$$W_r = T^l (1 - T^{m-l}) + \int_0^\infty a'_{ri}(s) T^l(s) ds, \quad m \geq 4, \quad l > 1.$$

На рис. 5 представлены графики, иллюстрирующие образование двух солитонов из одной начальной флуктуации температуры в процессе очагового теплового взрыва. Время образования солитонов  $t = 120$ . Солитоны распространяются в противоположные стороны. Отметим, что солитонные решения отсутствуют в уравнениях параболического типа, на которых построена современная теория горения и теплового взрыва.

Использование интегродифференциальных уравнений целесообразно при описании процессов горения и теплового взрыва, содержащих стадии сильной неравновесности.

Поступила в редакцию 4/III 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Г. Н. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
2. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Успехи химии, 1966, XXXV, 4.
3. А. Г. Мержанов, А. Э. Аверсон. Современное состояние тепловой теории зажигания. Препринт. М.: ИФХ АН СССР, 1970.
4. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1974, 7, 1.
5. Н. В. Змитриенко, С. П. Курдюмов, А. П. Михайлов и др. Возникновение структур в нелинейных средах и нестационарная термодинамика режимов с обострением. Препринт. М.: ИПМ АН СССР, 1976.
6. В. А. Даниленко, В. М. Кудинов, А. С. Макаренко. Влияние эффектов памяти на диссипативные структуры, образующиеся при быстропротекающих процессах. Препринт. Киев: ИЭС им. Е. О. Патона АН УССР, 1938.
7. У. А. Дэй. Термодинамика простых сред с памятью. М.: Мир, 1974.
8. Д. Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971.

#### АНИЗОТРОПИЯ ПОЛЯ УДАРНЫХ ВОЛН НЕСФЕРИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

*В. Ю. Вершинин, Л. В. Дубнов, В. Е. Клаповский, В. Н. Минеев*  
(Москва)

Известно, что поле ударных волн (УВ) в воздухе, создаваемое источником несферической формы, обладает пространственно-временной анизотропией [1, 2], которая связана с характером отражения УВ, исходящих со смежных поверхностей источников. В [3, 4] показано, что такое отражение для кубических и цилиндрических источников нерегулярно.

Цель данной работы — экспериментальное исследование пространственных конфигураций УВ, которые образуются в воздухе от источников различной формы (рис. 1). Исследования проводили с помощью высокоскоростной съемки [5] в диапазоне расстояний от центра масс источников  $R = (3 \div 80)r_0$  ( $r_0$  — радиус сферического источника данной массы с

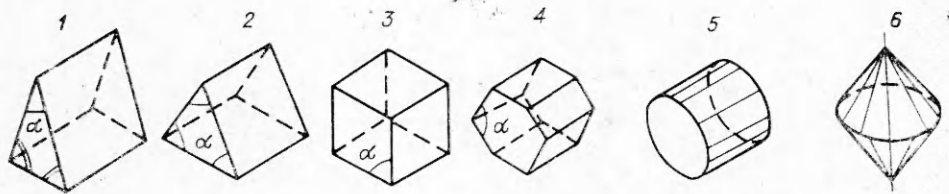


Рис. 1. Источники УВ.

1 —  $\alpha=30^\circ$ ; 2 —  $\alpha=60^\circ$ ; 3 —  $\alpha=90^\circ$ ; 4 —  $\alpha=120^\circ$ ; 5 — цилиндр; 6 — конус.

энерговыведением 1250 ккал/кг). Энерговыведение начиналось в центре источников.

Эксперименты показали, что отражение УВ, исходящих со смежных поверхностей всех исследованных источников при  $R > (3 \div 5)r_0$ , является маховским. На рис. 2 приведена картина взаимодействия УВ, образованных кубическим источником. Различимы две маховские тройные конфигурации, симметричные относительно диагональной плоскости куба, которая играет роль идеальной отражающей поверхности. В каждой тройной точке сходятся исходящая с грани куба («падающая») УВ, маховская, отраженная УВ и контактная поверхность.

Влияние величины угла  $\alpha$  между смежными гранями источника на характер эволюции маховской УВ исследовалось на примере четырех призматических источников одинаковой массы ( $r_0 = 28,8$  мм). Использовались (см. рис. 1) две трехгранные, четырехгранная и шестигранная призмы. Зависимости размера  $h$  маховской ножки от  $R/r_0$  приведены на рис. 3. При  $R < 20r_0$  для всех исследованных значений  $\alpha$  траектория тройной точки относительно идеальной отражающей поверхности имеет криволинейный характер (идеальной отражающей поверхностью для всех призм служит плоскость симметрии двугранного угла  $\alpha$ ). Наибольшая крутизна траектории тройной точки соответствует меньшему двугранному углу  $\alpha = 30^\circ$ . С ростом  $\alpha$  крутизна траектории тройной точки уменьшается. Приведенные на рис. 3 кривые хорошо описываются зависимостями вида  $h/2 = a(R/r_0)^b$  мм, где  $a$  и  $b$  соответственно составляют 50,6 и 1,77 ( $\alpha = 30^\circ$ ), 48,6 и 1,73 ( $\alpha = 60^\circ$ ), 49,4 и 1,65 ( $\alpha = 90^\circ$ ), 54,2 и 1,51 ( $\alpha = 120^\circ$ ).

На рис. 4 приведены  $R - t$ -диаграммы маховской  $R_{II}(t)$  и «падающих» (по нормали к центру грани источника)  $R_I(t)$  УВ. При  $R < 12r_0$  зависимости  $R_I(t)$  для четырех призм совпадают. На характер движения маховской УВ оказывает влияние величина  $\alpha$ . Наиболее быстро удаляется УВ

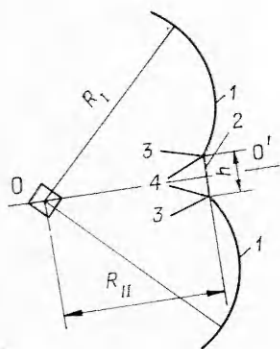


Рис. 2. Картина взаимодействия УВ, исходящих от кубического источника. 1 — УВ, исходящая с грани куба; 2 — маховская УВ; 3 — отраженная УВ; 4 — контактная поверхность;  $OO'$  — идеальная отражающая поверхность.

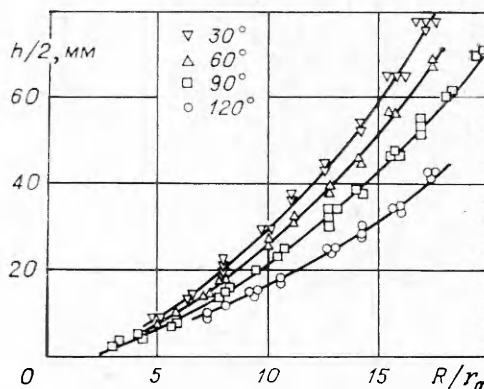


Рис. 3. Траектории тройной точки относительно идеальной отражающей поверхности для четырех призматических источников.

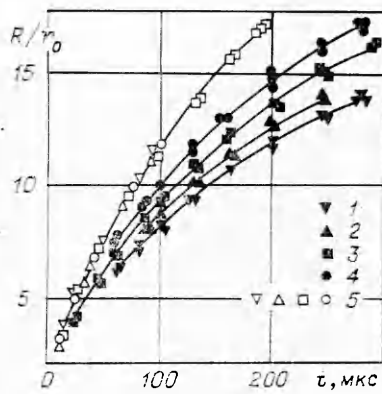
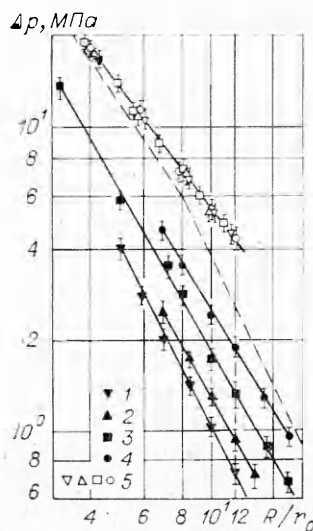


Рис. 4.



← Рис. 5.

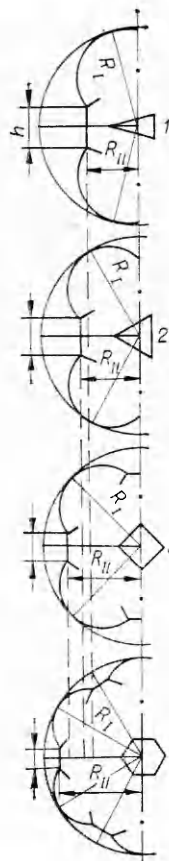


Рис. 4. Движение фронта маховских УВ (1-4) и «падающих» УВ (5) для четырех призматических источников:

1 —  $\alpha=30^\circ$  (0,823 и 0,503); 2 —  $\alpha=60^\circ$  (0,785 и 0,520); 3 —  $\alpha=90^\circ$  (0,824 и 0,527); 4 —  $\alpha=120^\circ$  (0,801 и 0,548); 5 — (0,727 и 0,606). В скобках указаны коэффициенты  $n$  и  $k$  в зависимости (1).

Рис. 5. Конфигурации фронтов УВ, образующихся в ближней зоне от четырех призматических источников одинаковой массы.  $\alpha$ , град: 1 — 30, 2 — 60, 3 — 90, 4 — 120.

Рис. 6. Изменение избыточного давления на фронте маховских (1-4) и «падающих» УВ (5) для четырех призматических источников.

Штриховая линия — сферическая УВ по данным [7]. 1 —  $\alpha=30^\circ$  (97,7 и 1,976); 2 —  $\alpha=60^\circ$  (89,2 и 1,846); 3 —  $\alpha=90^\circ$  (111,4 и 1,794); 4 —  $\alpha=120^\circ$  (111,6 и 1,65); 5 — (107,3 и 1,30). В скобках указаны соответственно коэффициенты  $A$  и  $B$  в зависимости (2).

Маха от центра шестигранной призмы; с уменьшением  $\alpha$  ее движение замедляется.

Суммируя результаты, приведенные на рис. 3, 4, можно схематически представить для ближней зоны ( $R < 20r_0$ ) конфигурации УВ, образуемые призматическими источниками (рис. 5). Отметим особенности этих конфигураций: 1) для всех призм независимо от  $R$  фронты маховских УВ перпендикулярны идеальным отражающим поверхностям, а  $R_{II} < R_I$ , 2) в одинаковые моменты времени величины  $h$  и  $R_{II}$  подчиняются соответственно условиям  $h_{30^\circ} > h_{60^\circ} > h_{90^\circ} > h_{120^\circ}$  и  $R_{30^\circ} < R_{60^\circ} < R_{90^\circ} < R_{120^\circ}$ .

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 4, аппроксимируются степенными функциями вида

$$R/r_0 = nt^k. \quad (1)$$

Дифференцированием функций (1) с учетом ударной адиабаты воздуха [6] определены зависимости избыточного давления на фронтах «падающих» и маховских УВ от приведенного расстояния

$$\Delta p = A(R/r_0)^{-B}. \quad (2)$$

Ошибка в определении  $\Delta p$  не превышает 16%. Зависимость (2) приведена на рис. 6, из которого следует, что в ближней зоне против двугранных углов призматических источников интенсивности маховских УВ меньше не только интенсивностей «падающих», но и УВ, образуемых сферическими источниками одинаковой массы.

Исследования маховской УВ, образуемой кубическим источником при  $R > 20r_0$ , показали, что с расстояния  $R = (28 \div 30)r_0$  начинается за-

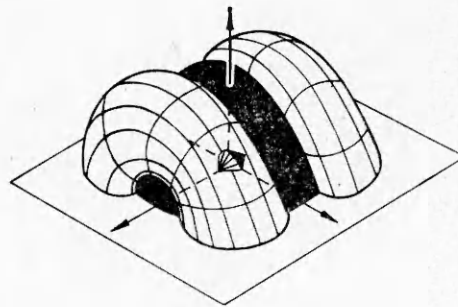
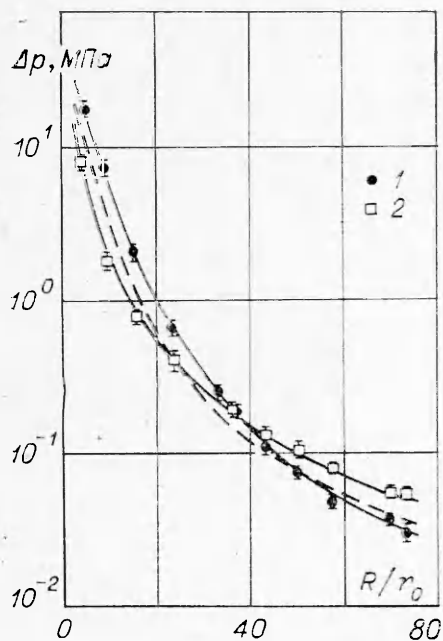


Рис. 8. Конфигурации УВ от конического источника в полупространстве. Фронты маховских УВ зачернены.

Рис. 7. Изменение избыточного давления на фронте «падающей» УВ (1) и маховской УВ (2) от кубического источника. Штриховая линия — сферическая УВ:  $R/r_0 < 15$  — [7],  $R/r_0 > 15$  — [1].

метное искривление ее фронта, характерное для взаимного отражения двух сферических УВ [5]. Выпуклость фронта маховской волны ведет к тому, что разница  $R_I - R_{II}$  при удалении от центра кубического источника уменьшается, хотя в диапазоне  $R \leq 80r_0$  условие  $R_{II} < R_I$  сохраняется. В дальней зоне амплитуды УВ измеряли с помощью ножевых пьезодатчиков давления на основе пьезокерамики ЦТС-19. Полученные данные качественно согласуются с результатами работы [1] для цилиндрического источника. Во всем диапазоне расстояний происходит более резкий спад  $\Delta p(R)$  «падающей» УВ по сравнению с волной Маха (рис. 7), поэтому при  $R = (35 \div 37)r_0$  интенсивности двух волн сравниваются и составляют  $\Delta p_I = \Delta p_{II} = 1,8 \pm 0,12$  МПа. Расстояние  $R = (35 \div 37)r_0$  делит поле УВ кубического источника на две области. При  $R < (35 \div 37)r_0$  равные расстояния  $R_I$  и  $R_{II}$  достигаются вначале «падающей», а затем маховской УВ с интервалом времени  $\Delta t$ , за который волна Маха затухает настолько, что на этих расстояниях  $\Delta p_{II} < \Delta p_I$ . При  $R > (35 \div 37)r_0$  за время  $\Delta t$  амплитуда волны Маха не успевает упасть до значения  $\Delta p_I$ , поэтому при  $R_I = R_{II}$   $\Delta p_{II} > \Delta p_I$ .

Маховские конфигурации зарегистрированы также для цилиндрических источников (см. рис. 1). Для них маховская волна имеет вид усеченного конуса, с помощью которого сопрягаются «падающие» УВ, исходящие с цилиндрической и торцевой поверхностей источника.

Нерегулярное отражение имеет место также в случае конических источников. Например, от источника, состоящего из двух конусов с углом при вершине  $90^\circ$ , имеющих общее основание (см. рис. 1), образуются две тороидальноподобные УВ, которые взаимодействуют в плоскости основания конусов и по оси источника. В результате взаимного отражения этих волн образуются маховские УВ двух типов: цилиндрическая, симметричная относительно осп источника и две менискообразные (рис. 8), которые распространяются вдоль оси источника в противоположные друг от друга стороны.

Итак, источники несферической формы (призмы, цилиндры, конусы) с различными углами между смежными поверхностями генерируют в воздухе пространственные конфигурации УВ, которые состоят из волн, исходящих с поверхностей источника, маховских и отраженных. Параметры этих волн меняются во времени по различным законам.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Садовский.— В кн.: Физика взрыва, № 1. М.: Изд-во АН СССР, 1952.
2. Г. И. Покровский. Взрыв. М.: Недра, 1980.
3. L. Deffet, R. Rucquoi, V. Wouwer. Actes du 2 Congress internat. photographie et cinematographie ultrarapides. Paris, Dunod, 1956.
4. R. A. Strehlow, W. E. Baker. Prog. Energy Combust. Sci., 1976, 2, 1.
5. I. M. Dewey, D. I. McMillin. J. Fluid Mech., 1977, 81, 4.
6. А. Ф. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
7. Ю. И. Рябинин, И. И. Тамм.— В кн.: Физика взрыва, № 5. М.: Изд-во АН СССР, 1956.

## ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ВВ

*К. К. Шведов*

(Черноголовка)

Механическая работа, которую совершает взрыв над окружающей средой, проявляется в различных формах и зависит от многих факторов. Различают [1] бризантные формы работы взрыва, которые непосредственно связаны с параметрами фронта детонационной волны, и фугасные формы, определяемые в основном работой расширения продуктов детонации. Все виды механической работы взрыва существенно зависят от свойств среды и механизма ее разрушения взрывом, а также технологии ведения взрывных работ. Многообразие форм и влияющих на работу взрыва факторов означает, что в принципе невозможно создать единый метод определения относительной работоспособности, основанный на регистрации какого-либо действия на выбранную среду. По этой причине в настоящее время для оценки эффективности ВВ используется ряд экспериментальных методов (свинцовая бомба, баллистический маятник, баллистическая мортира, воронки выброса грунта, давление воздушной волны, обжатие свинцовых столбиков, удельный расход и т. п.) [2]. Эти методы имеют определенные недостатки, связанные, главным образом, с ограниченностью условий испытаний и несоответствием их реальным условиям работы взрыва [3—6].

В работе [7] отмечалось, что к настоящему времени стало возможным и реальным получать экспериментальные данные не только по скорости детонации, но и массовой скорости, давлению и показателю политропы продуктов детонации. Если указанные характеристики определены в идеальных или близких к ним режимах детонации, то они являются характеристиками ВВ, несвязанными с влиянием окружающей среды. Эти характеристики абсолютны и могут быть использованы для расчета различных форм работы взрыва и относительной характеристики эффективности ВВ. В частности, большой интерес представляет оценка той части работы взрыва, которая связана с расширением продуктов детонации (ПД). Согласно [8], идеальная работа расширения газов определяется по выражению

$$A = Q[1 - (V_1/V_2)^{\gamma-1}], \quad (1)$$

где  $Q$  — теплота взрыва;  $V_1$  и  $V_2$  — начальный и конечный объем газов;  $\gamma$  — показатель политропы идеального газа.

Реальная работа расширения может быть рассчитана численно

$$R = -\int p d\rho/\rho^2, \quad (2)$$

исходя из известных параметров детонации и уравнения состояния ПД. Основная трудность в вычислении работы расширения ПД состоит в получении такого уравнения состояния, которое описывало бы поведение продуктов детонации на всех стадиях расширения от давления детонации до атмосферного. Знание одних параметров детонации в точке Жуге ( $p_1, U_1, \rho_1, n$ ) для этих целей недостаточно. Однако для относительной