

3. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, Р. И. Нигматулин и др. Докл. АН СССР, 1982, 263, 3, 594.
4. Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев. Изв. АН СССР, МЖТ, 1982, 2, 159.
5. В. К. Кедринский, Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1961, 1, 27.
6. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, Р. И. Нигматулин и др. Докл. АН СССР, 1977, 235, 2, 292.
7. Ю. П. Гребенкин, В. М. Крячко. Вестн. ЛГУ. Сер. физика, химия, 1978, 22, 4, 79.
8. А. В. Дубовик, В. К. Боболев. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.
9. В. К. Кедринский. ФГВ, 1980, 16, 5, 14.
10. Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1961, 136, 2, 311.
11. Т. Hasegawa, Т. Fujiwara, М. Yasuhara. 9-th Intern. Coll. on Dynamics of Explosions and Reactive Systems. Book of Abstracts. Poitiers, 1983.
12. А. В. Пинаев. ФГВ, 1983, 19, 1, 105.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И АНАЛИЗ ПОДОБИЯ ТЕЧЕНИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ЛИНЕЙНОГО ЗАРЯДА ВВ В АТМОСФЕРЕ

*В. И. Мали, С. А. Новопашин, С. Ф. Чекмарев  
(Новосибирск)*

Исследуется движение продуктов детонации и окружающего газа при детонации линейного заряда ВВ в атмосфере. Основное внимание уделяется течению на больших расстояниях от детонационной волны (много больших радиуса заряда). Ранее течение исследовалось в [1—3] применительно к распространению ударных волн в атмосфере при движении метеоритов, инициированию детонации в других средах, определению воздействия на стенки взрывных камер. В этих работах в основном изучалось движение ударной волны в атмосфере (в воздухе), движение самих продуктов детонации практически не рассматривалось. Для описания зависимости характеристик ударной волны от свойств ВВ использовался принцип энергетического подобия [4]. В данной работе, являющейся продолжением [4], получены экспериментальные данные по движению ударных волн в атмосфере различных газов (воздух, гелий, аргон) и при различных давлениях, а также по движению самих продуктов детонации, в частности границы продуктов детонации. Для анализа подобия течения используется струйная аналогия [4], которая дает возможность установить свойства подобия течения в целом. Выводы о подобии течения иллюстрируются экспериментальными данными. Обсуждается связь подобия течения на основе энергетического принципа и струйной аналогии.

**Методика и условия проведения экспериментов.** Методика проведения экспериментов и оборудование описаны в [4]. Дополнительно для визуализации ударных волн в атмосфере применялся один из вариантов метода расфокусированных диафрагм [5]: между задним окном взрывной камеры и лампой для подсветки устанавливали целевую решетку (ширина щелей 1 мм, расстояния между краями щелей 1 мм, сами щели расположены параллельно заряду ВВ).

В качестве заряда ВВ использовали цилиндрический заряд радиусом  $r_z = 0,65$  мм и длиной около 400 мм, плотность заряда  $\rho_z = 1,5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, скорость детонации  $D \approx 7,1$  км/с. В качестве окружающего газа применяли воздух ( $p_\infty = 1,96 \cdot 10^3 \div 9,8 \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup>), аргон ( $p_\infty = 4,8 \cdot 10^4 \div 9,8 \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup>) и гелий ( $p_\infty = 2,88 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>). Во всех случаях  $T_\infty \approx 290$  К.

На рис. 1 показан характерный пример теневой фотографии (фото-развертки) картины течения, окружающий газ — аргон при  $p_\infty = 9,8 \times 10^4$  Н/м<sup>2</sup>. Скорость фоторазвертки на СФР  $3,75 \cdot 10^3$  об./мин. Если с учетом скорости детонации пересчитать временной масштаб на простран-

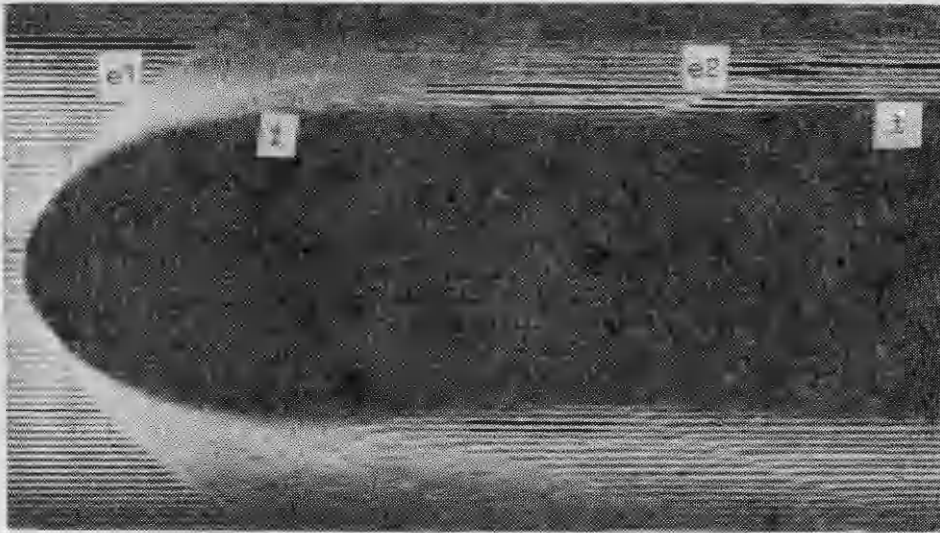


Рис. 1. Теневая фотография картины течения при детонации линейного заряда ВВ;  $e1$  и  $e2$  — первичная и вторичная ударные волны в атмосфере,  $i$  — граница продуктов детонации.

ственный (вдоль заряда), то изображение на рис. 1 должно быть растянуто в продольном направлении примерно в 4 раза.

**Струйная аналогия и анализ подобия течения.** Как указано в [4], в системе координат, связанной с детонационной волной, задача о движении продуктов детонации и их взаимодействии с окружающим газом переходит в задачу о стационарном истечении струи продуктов детонации в спутный поток окружающего газа, движущегося со скоростью детонации  $D$ . По газодинамике последняя задача близка к известной об истечении гиперзвуковой сильнонедорасширенной струи идеального газа в спутный гиперзвуковой поток (см., например, [6]). Отличие состоит в том, что, во-первых, продукты детонации вблизи «среза сопла» (фронта детонации) представляют собой неидеальный газ, во-вторых, по условию Чепмена — Жуке на «срезе сопла» число Маха  $M = 1$ . Эти особенности, однако, играют существенную роль лишь на сравнительно небольших расстояниях от детонационной волны ( $l \lesssim 10 r_3$ ). Поэтому при больших удалениях от детонационной волны для анализа подобия течения при детонации можно применить такой же подход, что и для струй идеального газа. Ниже будем следовать работе [6]. Воспользуемся системой координат, связанной с детонационной волной, обозначив текущий радиус через  $r$ , продольный — через  $r_{np}$ , а расстояние вдоль оси заряда — через  $x$ , здесь  $x = Dt$ . В этой системе координат для достаточно длинного заряда течение может рассматриваться как стационарное. Для простоты положим, что  $r_3 > r_{np}$ , так что фронт детонационной волны представляет собой плоскую поверхность.

Характерный поперечный размер области течения определим как  $R = r_3 \sqrt{I_3/I_\infty}$ , где  $I_3$  и  $I_\infty$  — плотность потока импульса на «срезе сопла» и в «спутном потоке» [6]. Учитывая, что  $I_2 = \rho_2 u_2^2 + p_2 = \rho_3 D^2$ , где индекс 2 отвечает состоянию за детонационной волной («срезом сопла»), а «спутный поток» гиперзвуковой, так что  $I_\infty \approx \rho_\infty D^2$ , получаем

$$R = r_3 \sqrt{\rho_3/\rho_\infty}. \quad (1)$$

Продольный характерный размер определим из выражения

$$X = R/\tau_0, \quad (2)$$

где  $\tau_0$  — характерный угол наклона границы струи продуктов детонации при расширении в вакуум, определяемый свойствами ВВ. Если принять,

что продукты детонации описываются полуэмпирическим уравнением состояния [7], которое справедливо для большой группы твердых ВВ, получаем, что  $\tau_0$  практически зависит от одного параметра

$$\bar{\rho}_3 = \rho_3 / \rho_{3k}, \quad (3)$$

где  $\rho_{3k}$  — максимально возможная плотность заряда, отвечающая кристаллическому состоянию ВВ.

Если задачу рассматривать как нестационарную, то вместо  $X$  (2) будет фигурировать масштаб времени  $T = X/D$ . Введем нормировку для газодинамических параметров. Для окружающего газа ее можно взять такой, как при обтекании тонкого тела гиперзвуковым потоком

$$\frac{x}{X}, \frac{r}{R}, \frac{D-u}{D\tau_0^2}, \frac{v}{D\tau_0}, \frac{\rho}{\rho_\infty}, \frac{p}{\kappa_\infty \rho_\infty M_\infty^2 \tau_0^2}. \quad (4)$$

Здесь  $u$  и  $v$  — составляющие скорости газа в направлениях  $x$  и  $r$ ;  $\kappa$  — отношение теплоемкостей;  $M = D/a$ ;  $a$  — скорость звука; индекс  $\infty$  отвечает невозмущенному состоянию атмосферного газа.

Для продуктов детонации нормировка немного отличается от (4). Она вытекает из анализа разлета цилиндрического сгустка продуктов детонации с учетом равенства поперечной составляющей скорости и давления на границе между продуктами детонации и окружающим газом (аналогично [6])

$$\frac{x}{X}, \frac{r}{R}, \frac{u}{D}, \frac{v}{D\tau_0}, \frac{\rho}{\rho_3} \left( \frac{R}{r^3} \right)^2, \frac{p}{\kappa_\infty \rho_\infty M_\infty^2 \tau_0^2}. \quad (5)$$

Используя выражения (1), (2), (4), (5) и действуя как в [6], находим, что при  $x, r \gg r_3$  и данной нормировке критериями подобия течения являются величины

$$\kappa_\infty, \bar{\rho}_3, K_0 = M_\infty \tau_0, \quad (6)$$

где  $K_0$  — известный гиперзвуковой критерий подобия [8];  $\tau_0 = \tau_0(\bar{\rho}_3)$ .

Отметим два важных обстоятельства, относящихся к подобию течения.

Как показано в [6], в ближнем поле течения, где первичная ударная волна в окружающем газе ( $e1$ ) является сильной, зависимость параметров потока от  $K_0$  (в нормировке (3), (4)) отсутствует, она появляется лишь при достаточном ослаблении волны  $e1$ .

2. Основываясь на результатах работы [6], можно полагать, что геометрия течения, т. е. положения ударных волн и границы продуктов детонации в нормировке (4), (5), будет слабо зависеть от  $\bar{\rho}_3$  (3). Это связано с тем, что влияние  $\bar{\rho}_3$  уже в основном учтено в (4) и (6) через величину  $\tau_0 = \tau_0(\bar{\rho}_3)$ . Очевидно, что данный вывод распространяется и на распределение самих параметров возмущенного окружающего газа, так как в нормировке (3) они определяются только геометрией течения и величинами  $\kappa_\infty$  и  $K_0$ .

**Результаты экспериментов и их обсуждение.** Поскольку в данной работе для экспериментов использовалось одно и то же ВВ, величины  $\tau_0$  (и  $\bar{\rho}_3$ ) имеют неизменные значения. Тогда  $\bar{\rho}_3$  (3) из числа критериев подобия выпадает, а роль  $K_0$  играет величина  $M_\infty$  (6). В этом случае вместо двух различных масштабов (1) и (2) целесообразно использовать единый масштаб, положив, например,  $X_u = R_u = R$  в (1).

На рис. 2 представлены результаты экспериментов для детонации заряда ВВ в воздухе. Сплошными линиями даны средние значения по экспериментальным точкам. Штриховыми линиями схематично показано положение «висячей» ударной волны ( $s$ ) в «струе» продуктов детонации и начало отраженной ударной волны ( $f$ ). Ввиду недостаточной прозрачности продуктов детонации эти элементы не видны на теневых фотографиях. На рис. 3 представлены соответствующие данные для детонации того же заряда ВВ в атмосфере аргона (1, 2) и гелия (3).

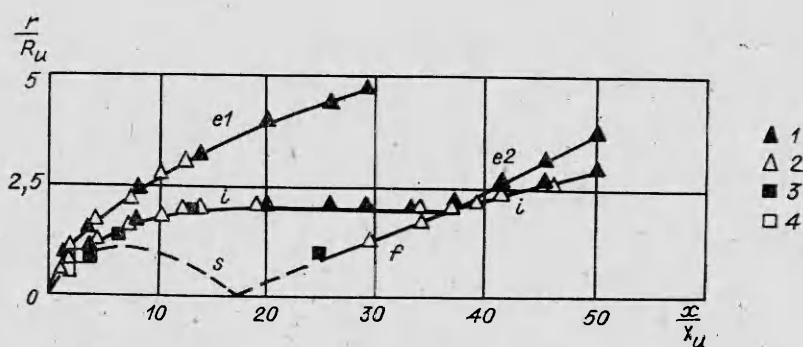


Рис. 2. Структура течения при детонации линейного заряда ВВ в воздухе.  
 $p, \text{ Н/м}^2$ : 1 —  $9,8 \cdot 10^4$ , 2 —  $4,9 \cdot 10^4$ , 3 —  $1,18 \cdot 10^4$ , 4 —  $1,96 \cdot 10^3$ .

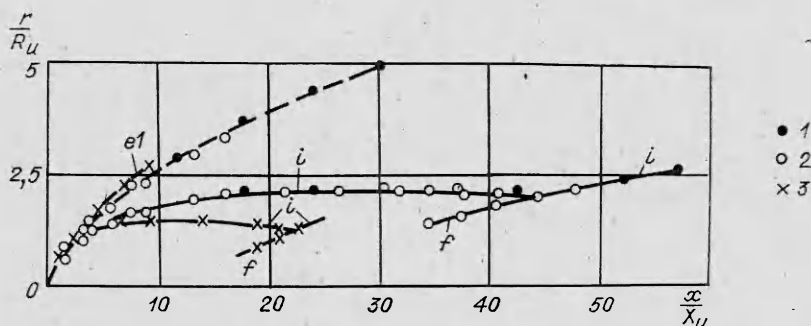


Рис. 3. Структура течения при детонации линейного заряда ВВ в аргоне и гелии.  
 $p, \text{ Н/м}^2$ : 1 —  $9,8 \cdot 10^4$ , 2 —  $4,9 \cdot 10^4$ , 3 —  $2,88 \cdot 10^5$ .

На основании рис. 2, 3 можно сделать следующие заключения:

1) хорошо подтверждаются выводы, сделанные выше при анализе подобия течения: а) при изменении плотности атмосферного газа размеры области течения меняются  $\sim \rho_\infty^{-1/2}$ ; б) на сравнительно небольших расстояниях от детонационной волны, пока первичная ударная волна в атмосфере ( $e1$ ) остается сильной, геометрия течения в масштабах подобия не зависит от  $K_0$  (от  $M_\infty$  на рис. 3), для рис. 3 волна  $e1$  может считаться сильной как для аргона, так и для гелия при  $x \lesssim 4x_u$  (при этом  $(M_\infty \cdot dr_{e1}/dx)^2 \geq 5$ );

2) геометрия течения на больших расстояниях от детонационной волны, а следовательно, и размеры области течения в целом сильно зависят от  $K_0$  (от  $M_\infty$ ), причем с ростом  $K_0$  размеры области течения увеличиваются. Этот вывод согласуется с данными работы [6] для струй идеального газа;

3) величина  $\kappa_\infty$  относительно слабо влияет на геометрию течения. Это видно из сравнения данных рис. 2 и 3 (для аргона), для которых значения  $M_\infty$  близки.

**Соответствие между подобием течения по энергетическому принципу и по струйной аналогии.** При исследовании движения ударной волны в атмосфере, возникающей при детонации длинного цилиндрического заряда ВВ, в [1] введен масштаб течения в виде

$$\Lambda = \sqrt{q/p_\infty}, \quad (7)$$

где  $q$  — энергия, выделяющаяся при взрыве на единицу длины заряда. Показано, что для всей исследованной в [1] группы ВВ справедлива зависимость

$$r_{e1}/\Lambda = \varphi(x/M_\infty \Lambda). \quad (8)$$

Здесь функция  $\varphi$ , вообще говоря, разная для разных  $\kappa_\infty$  (в [1] исследовалась детонация заряда только в воздухе). Формулы (6)–(8) являются

выражением энергетического принципа подобия распространения взрывных волн.

Представим  $\Lambda$  (7) в виде

$$\Lambda = RM_\infty \sqrt{\kappa_\infty \frac{q_l}{r_3^2 \rho_3 D^2}} \quad (9)$$

где  $R$  — масштаб, фигурирующий в струйной аналогии (1), и положим, что

$$\tau_0^2 = \frac{q_l}{r_3^2 \rho_3 D^2} = \pi \frac{\varepsilon}{D^2} \quad (10)$$

Здесь учтено, что  $q_l = \pi r_3^2 \rho_3 \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — энергия взрыва на единицу массы. В соответствии с [7]  $\tau_0 = \tau_0(\rho_3)$ .

С использованием (9), (10) зависимость (8) может быть представлена в виде

$$\frac{r_{e1}}{R} = \kappa_\infty^{1/2} K_0 \Phi \left( \frac{x}{X} \frac{1}{\kappa_\infty^{1/2} K_0^2} \right), \quad (11)$$

где  $X = R/\tau_0$  (2) и  $K_0 = M_\infty \tau_0$  (6). Формула (11) находится в согласии с выводом 2: в масштабах подобия ( $R$  и  $X$ ) положение ударной волны  $e1$  зависит лишь от  $\kappa_\infty$  и  $K_0$ . Более того, для участка, где ударная волна  $e1$  сильная, имеем  $\Phi(y) \sim y^{1/2}$ , поэтому здесь (11) переходит в

$$\frac{r_{e1}}{R} \approx \kappa_\infty^{1/4} \Phi \left( \frac{x}{X} \right),$$

что соответствует выводу о слабой зависимости геометрии течения от  $K_0$  в ближнем поле течения.

Таким образом, энергетическое подобие и подобие на основе струйной аналогии согласуются между собой. Причем, если ограничиться только свойствами ударной волны в атмосфере, принцип энергетического подобия — более общий в том смысле, что приводит к меньшему числу критериев подобия; здесь фигурирует только  $\kappa_\infty$  вместо  $\kappa_\infty$  и  $K_0$  по струйной аналогии. Если же рассматривать свойства подобия всего течения в целом, т. е. не только ударной волны в атмосфере, но и продуктов детонации, то более общие результаты, естественно, дает струйная аналогия.

**Заключение.** Проведенные эксперименты позволили получить информацию о распространении взрывной ударной волны и движении продуктов взрыва при детонации линейного заряда ВВ в атмосфере различных газов. Разработана теория подобия течения, использующая аналогию между течением при детонации линейного заряда ВВ и истечением сверхзвуковой струи газа (струйная аналогия). Для однотипных зарядов ВВ данные экспериментов хорошо подтверждают выводы о подобии течения, касающиеся влияния различных условий в атмосфере. Применительно к распространению взрывной ударной волны показано, что струйная аналогия согласуется с принципом энергетического подобия распространения взрывных волн. В этом частном случае взрывной волны принцип энергетического подобия приводит к более общему соотношению подобия, чем струйная аналогия. Однако струйная аналогия позволяет получить соотношения подобия для всего течения в целом, т. е. в том числе и для движения продуктов детонации. Имея в виду сказанное выше и учитывая, что принцип энергетического подобия пригоден для многих ВВ, можно ожидать, что соотношения подобия, вытекающие из струйной аналогии, также будут справедливы для широкой группы ВВ.

Поступила в редакцию 18/1 1984

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Цикулин. Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел. М.: Наука, 1969.
2. M. N. Plooster. Phys. Fluids, 1970, 13, 11, 2665.
3. А. А. Васильев, С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 6, 99.
4. В. И. Мали, А. К. Ребров, Г. А. Храмов и др. ФГВ, 1981, 17, 3, 122.
5. Л. А. Васильев. Тепевые методы. М.: Наука, 1968.
6. Г. А. Храмов, С. Ф. Чекмарев. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 4, 113.
7. В. Ф. Куропатенко. ЧММСС, 1977, 8, 6, 1968.
8. Л. В. Овсянников. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981.

## О ВЛИЯНИИ ВЛАЖНОСТИ ГРУНТОВ НА ПАРАМЕТРЫ ВЫЕМКИ ВЫБРОСА

*О. А. Арутюнов, С. С. Григорян, Р. З. Камалян  
(Ташкент, Москва)*

Влияние влажности грунтов на различные эффекты подземных взрывов [1—3] интересно тем, что в связи с наблюдаемым существенным изменением физико-механических свойств грунтов из-за различной влажности возникает принципиальная возможность существенного изменения параметров воздействия взрыва на грунт. В [2, 3] установлено, что при росте влажности грунта увеличивается необратимая его деформация, она достигает некоторого максимального значения, а затем уменьшается до минимума при полном водонасыщении. Отсюда следует, что существует некоторая оптимальная величина влажности (разная для различных грунтов), при которой действие взрыва наиболее эффективно. Несомненно, что указанные эффекты должны влиять и на результаты взрывов на выброс в грунтах.

В настоящей работе приведены некоторые результаты экспериментального исследования влияния влажности грунта (лессовидных суглинков) на параметры образующейся выемки выброса при взрыве горизонтальных цилиндрических зарядов.

Для практических целей наиболее интересен конечный результат взрыва, выражающийся в образовании выемки выброса. Основные параметры выемки: видимая ее глубина  $H$ , ширина по верху  $B$  и площадь поперечного сечения  $S$ . Задача исследований — установление характера изменения указанных параметров и расхода ВВ в зависимости от влажности грунтов, т. е. построение зависимостей вида

$$S = S(Q, h, W), \quad H = H(Q, h, W), \quad B = B(Q, h, W), \quad q = Q/S = q(h, W),$$

где  $Q$  — расход ВВ на единицу длины выемки, кг/м;  $h$  — глубина зарядной траншеи, м;  $W$  — влажность грунта, %.

Проанализированы результаты крупномасштабных промышленных взрывов с глубиной зарядной траншеи  $h = 3$  м и массой заряда ВВ  $Q = 150$  кг/м на единицу длины. В качестве заряда ВВ использовался игданит, боевика — аммонит 6ЖВ. Взрывы проводили по общепринятой технологической схеме. Монолиты для лабораторных исследований отби-

Глубина отбора образцов, м	Удельный вес, т/м <sup>3</sup>	Объемный вес грунта, т/м <sup>3</sup>		Влажность, %	Пористость, %
		естественной влажности	сухой		
3,5	2,67	1,73	1,54	12,2	42,3
3,0	2,67	1,76	1,44	21,9	46,1
3,2	2,71	1,84	1,46	26,0	46,1
3,0	2,70	1,87	1,51	23,8	44,1
3,0	2,67	1,66	1,47	12,6	44,9
3,1	2,70	1,89	1,50	25,9	44,4