

реагирующей простой среды в критическом сечении относительная скорость потока равна замороженной скорости звука.

Следовательно, стационарное решение в области между фронтом ударной волны и критическим сечением гладко сшивается с возможным нестационарным потоком за критическим сечением при условии, что передний фронт возмущений распространяется с замороженной скоростью звука. И хотя в реагирующих потоках замороженная скорость звука обычно больше равновесной, это условие, строго говоря, является дополнительным ограничением в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
2. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, А. И. Сербинов и др. Промышленная энергетика, 1964, 10, 12.
3. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 160, 4.
4. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
5. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
6. С. А. Лесняк, М. А. Назаров, Я. К. Трошин и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
7. E. K. Davoga, K. W. Gagland, J. A. Nicholls. Astronautica Acta, 1966, 12, 1.
8. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 5.
9. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1966, 168, 4.
10. В. М. Гендугов. ФГВ, 1972, 8, 1.
11. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3.
12. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий, Я. К. Трошин. ФГВ, 1975, 11, 4.
13. В. М. Гендугов. ФГВ, 1979, 15, 5.
14. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ФГВ, 1984, 20, 4.
15. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1965.
16. А. Д. Марголин, В. М. Маргулис. ФГВ, 1969, 5, 1.
17. Ю. К. Краснов, В. М. Маргулис и др. ФГВ, 1970, 6, 3.
18. В. Н. Вилюнов, В. М. Ушаков, Э. Р. Прагер. ФГВ, 1970, 6, 3.
19. К. К. Куо, А. Г. Чен, Т. Р. Девис. РТК, 1978, 16.
20. М. Кумар, С. М. Ковачик, К. К. Куо. РТК, 1981, 19, 7.
21. В. В. Митрофанов. ФГВ, 1975, 11, 1.
22. И. Т. Бакирев, В. В. Митрофанов. Докл. АН СССР, 1976, 231, 6.
23. А. М. Мардашев. ПМТФ, 1977, 2.
24. V. V. Mitrofanov. Astronautica Acta, 1976, 3, 11—12.
25. И. Б. Вайнштейн. МЖГ, 1979, 2.

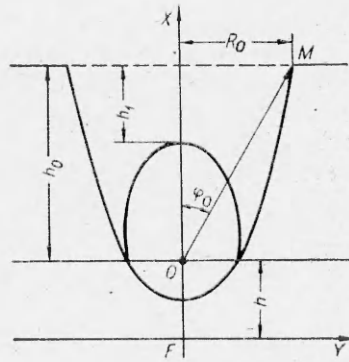
Поступила в редакцию 14/III 1985,
после доработки — 10/X 1985

О ФОРМЕ ВОРОНКИ ВЫБРОСА В ГРУНТАХ

О. А. Арутюнов, В. Г. Дыскин, Р. З. Камалян
(Ташкент)

Задача определения формы воронки выброса относится к числу актуальных проблем взрывного дела. При практических расчетах часто эту проблему упрощают, предполагая, что сечение воронки имеет треугольную [1, 2] или параболическую форму [3]. Такое предположение в ряде случаев соответствует результатам наблюдений. С другой стороны, известны экспериментальные факты, не согласующиеся с таким способом аналитического описания профиля взрывной воронки, и степень несоответствия оказывается значительной [4]. Можно получить аналитическое выражение профиля взрывной воронки с использованием подходящего решения модельной задачи о взрыве в грунте с последующим его уточнением на основе имеющихся экспериментальных данных [5, 6]. Как известно, любая математическая модель задачи о взрыве формулируется на основе постулируемой реологической модели грунта, т. е. некоторой схемы, в которой грунт заменяется средой с заданными гипотетическими свойствами [7]. При этом, чем полнее в модели учтены свойства реального грунта, тем сложнее исходные уравнения, решение кото-

Рис. 1. Схема определения формы истинной воронки выброса.



рых часто связано со значительными математическими трудностями. Ниже излагается упрощенная методика (без применения математической модели) определения формы воронки выброса, дающая вполне удовлетворительные для практических целей результаты.

Рассмотрим задачу о форме истинной воронки выброса, образующейся при взрыве заглубленного сферического заряда. В общем случае сечение взрывной воронки плоскостью, проведенной через центр симметрии заряда, есть плоская фигура, ограниченная некоторой кривой, плавно сопрягающейся с нижней частью взрывной полости [4]. Как показывают эксперименты [4], форма сечения истинной воронки выброса всегда может быть с достаточной точностью аппроксимирована кривой второго порядка. Введем полярную систему координат так, чтобы полюс совпал с геометрическим центром заряда, а полярный угол φ отсчитывался от линии наименьшего сопротивления h_0 (рис. 1). Уравнение кривой в этом случае имеет вид

$$r = p / (1 - e \cos \varphi), \quad (1)$$

где r — радиус-вектор; p — фокальный параметр; e — эксцентриситет.

Выражение (1) при $e < 1$ — уравнение эллипса, при $e = 1$ — параболы, а при $e > 1$ — гиперболы. Для определения вида кривой выразим параметры p и e через h_0 и показатель действия взрыва n . К моменту окончания симметричной стадии взрыва $\varphi = \pi$, $r = r_0$ (r_0 — радиус взрывной полости) и из (1) имеем $p = r_0(1 + e)$, а из рис. 1 $r = OM = h_0 / \cos \varphi_0$. Подставив полученные соотношения в (1), после простых преобразований получим

$$e = (\sqrt{1 + n^2} - \alpha) / (1 + \alpha), \quad (2)$$

где $\alpha = r_0/h_0$; $n = R_0/h_0$ (R_0 — радиус истинной воронки выброса).

Таким образом, значения эксцентриситета e ограничиваются параметрами α и n , которые, в свою очередь, зависят от свойств среды, типа и формы заряда ВВ. Используя экспериментальные зависимости, приведенные в [4], можно получить выражение для определения параметра α при взрыве заряда сферической формы

$$\alpha = \left[\frac{3\xi K_n k f(n)}{4\pi} \right]^{1/3}. \quad (3)$$

Здесь K_n — показатель проницаемости грунта; k — расчетный удельный расход ВВ, кг/м³; $f(n)$ — функция показателя выброса; ξ — коэффициент, показывающий, какая часть камуфлетной полости участвует в образовании истинного объема воронки выброса [4]. В зависимости от соотношений между α и n (2) сечение воронки будет иметь гиперболическую (близкую к треугольной), параболическую или эллиптическую форму. При $n = 0$ воронка выброса не образуется. В этом случае можно ввести параметр, характеризующий степень асимметричности взрывной полости. В качестве такового берется относительное расстояние $\gamma = h_1/h_0$ (см. рис. 1). Тогда значение эксцентриситета определится следующим образом:

$$h_1 = h_0 - r(0) = h_0 - p / (1 - e),$$

или

$$\gamma = 1 - [\alpha(1 + e)] / (1 - e),$$

откуда

$$e = [1 - (\alpha + \gamma)] / [1 + (\alpha - \gamma)]. \quad (4)$$

Как видно из (4), $0 \leq e \leq 1$. При $\alpha + \gamma = 1$ $e = 0$, что соответствует взрыву полного камуфлета.

Таким образом, полученные соотношения позволяют по исходным n и h_0 не только предсказать характер действия взрыва, но и определить форму образующей истинной воронки выброса. Для расчета ее объема воспользуемся уравнением кривой второго порядка относительно системы координат XFY , ось абсцисс которой совпадает с директрисой кривой

$$(1 - e^2)x^2 - 2hx + h^2 + y^2 = 0, \quad h = p/e.$$

Применив формулу объема тела вращения

$$V = \pi \int_a^b y^2 ax, \quad a = h - r_0, \quad b = h_0 + r_0,$$

получим для объема истинной воронки

$$V = \frac{\pi}{3} h_0^3 (1 + \alpha)(n^2 + \alpha \sqrt{1 + n^2 + \alpha}). \quad (6)$$

Из (6) при $\alpha \approx 0$ (плохо простреливающиеся грунты) следует, что воронка имеет коническую форму.

Процесс образования истинной воронки выброса носит промежуточный характер — за ним, как правило, следует более медленный процесс формирования видимой воронки в результате стабилизации ее бортов, что приводит не только к изменению ее формы, но и геометрических размеров: увеличивается радиус и уменьшается глубина. Однако объем воронки при этом остается практически неизменным [4], т. е.

$$V_* - V = 0,$$

(V_* — объем видимой воронки). Используя это важное положение, решим обратную задачу. Определим после взрыва с помощью маркшейдерской съемки объем видимой воронки V_* . Зная исходные значения расчетного показателя действия взрыва n и глубину заложения заряда h_0 , найдем α по формуле

$$\alpha = \frac{V(\omega - n^2)^2 + 4a_*\omega - \omega - n^2}{2\omega}, \quad (7)$$

где $a_* = \frac{3V_*}{\pi h_0^3}$; $\omega = \sqrt{1 + n^2} + 1$. Затем восстановим с помощью (2) форму истинной воронки, и сопоставив ее с формой видимой воронки, можно судить о характере стабилизации бортов.

Для построения расчетных профилей истинных воронок использованы экспериментальные данные [4]. Эксперименты [4] проводились с целью уточнения механизма образования видимых воронок. Заряды из тэна массой 0,2 г взрывались в пластине на различных расстояниях от горизонтальной свободной поверхности. Поскольку оползание бортов в такой среде отсутствует, форма видимой воронки практически соответствует истинной. Параметры α , n и γ рассчитывались по результатам непо-

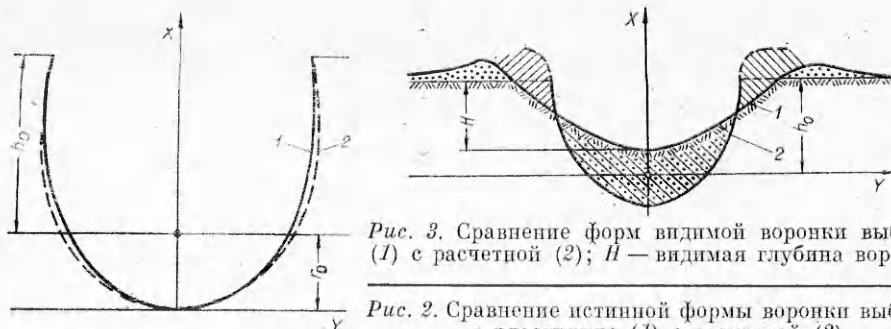


Рис. 3. Сравнение форм видимой воронки выброса (1) с расчетной (2); H — видимая глубина воронки.

Рис. 2. Сравнение истинной формы воронки выброса в пластине (1) с расчетной (2).

средственных измерений радиусов воронок и полостей с фотографией, приведенных в [4]. Результат расчета для $h_0 = 33$ мм, $\alpha = 0,45$, $n = 0,7$ представлен на рис. 2, где видно хорошее соответствие между расчетным и фактическим профилями. На рис. 3 приведен разрез воронки, полученной при взрыве заряда массой 80 кг на глубине 2,5 м с $n = 0,94$. Объем видимой воронки составил 36 м³. На этом же рисунке показан расчетный контур истинной воронки выброса со значениями $\alpha = 0,3$ и $e = 0,77$. В заключение следует отметить удовлетворительное соответствие между полученными результатами и выводами работы [4].

Авторы благодарят С. С. Григоряна за обсуждение и сделанные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика взрыва/Под редакцией К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
2. О. А. Арутюнов, Р. З. Камалян, В. С. Малков. Изв. АН АрмССР. Механика, 1982. 5.
3. А. А. Вовк. Основы прикладной геодинамики взрыва. Киев: Наукова думка, 1976.
4. А. П. Ромашов. Особенности действия крупных подземных взрывов. М.: Недра, 1980.
5. В. М. Кузнецов. Математические модели взрывного дела. Новосибирск: Наука, 1977.
6. Дж. Черри.— В кн.: Механика, № 6. М.: ИЛ, 1967.
7. Н. В. Зволинский, Г. С. Подъяпольский, Л. М. Флитман. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1973, 1.

Поступила в редакцию 26/IV 1985,
после доработки — 5/VIII 1985

ВТОРИЧНОЕ СЖАТИЕ И РАЗГРУЗКА ДЮРАЛЮМИНИЯ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов

(Новосибирск)

Ударные адиабаты металлов в диапазоне напряжений в несколько десятков гигапаскалей определяются в основном их сжимаемостью. Упругие и прочностные свойства металлов проявляются в ходе кривой разгрузки из напряженного состояния на диаграмме напряжение — деформация [1]. Для получения дополнительной информации о напряженном состоянии за фронтом ударной волны (УВ) в [2] предложено строить кривые вторичного сжатия, что позволяет также определять предел текучести за фронтом УВ самосогласованным методом [3].

В [3, 4] кривую разгрузки рассчитывали по $x - t$ -диаграмме процесса соударения ударника с мишенью и по форме импульса продольного напряжения, при этом разгрузка рассматривалась, как простая волна. Это приближение ограничивает тип возможных течений в волне разгрузки, так как такие свойства среды, как вязкость, проявляются в фазовом сдвиге между профилями напряжения и массовой скорости [5]. Другой недостаток этого метода состоит в систематической ошибке, связанной с неконтролируемой толщиной ударника в момент соударения, что приводит к завышению скоростей упругих волн разгрузки [6]. Общий подход для расчета напряжения и удельного объема в любой точке волны предложен в [5]. В этом методе при интерпретации профилей напряжение — время, зарегистрированных в нескольких лагранжевых координатах в образце, используется минимум предположений о среде.

Цель настоящей работы — построение зависимостей продольное напряжение — деформация для волн вторичного сжатия и разгрузки в алюминевом сплаве. По этим зависимостям определялось напряженное состояние за фронтом первой УВ интенсивностью в 40 ГПа и оценивался предел текучести самосогласованным методом. Напряжения в 40 ГПа представляли интерес ввиду того, что являются верхней границей диапазона напряжений, в котором определялась зависимость предела текучести