

ВЛИЯНИЕ УТЕЧКИ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ И УПРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА

А. А. Зверев, В. С. Фетисов

(Москва)

Исследование влияния утечки продуктов детонации (ПД) на механические характеристики камуфлетного взрыва представляет интерес. В [1] проведены эксперименты по влиянию проникновения ПД в поры грунта на величину кинетической энергии, передаваемой грунту. Показано, что утечка заметно снижает передаваемую кинетическую энергию. В [2] отдельные модельные расчеты показали снижение механического действия камуфлетного взрыва при учете утечки ПД. В работе [3] рассматривалась фильтрация газов в упругодеформируемой пористой среде на стадии динамического расширения полости. Показано, что на первой стадии газ распространяется со скоростью, большей скорости звука в твердой фазе. Установлено, что утечка газов приводит к изменению механического действия взрыва.

В настоящей работе получены формулы, позволяющие рассчитать пористость материала за фронтом волны разрушения, возникающей при взрыве, при весьма общих предположениях о поведении среды и характеризующих ее параметров. На основе модельных представлений о фильтрации ПД в пористую среду, сформировавшуюся за фронтом волны разрушения, решена задача о расширении камуфлетной полости и излучении упругой волны камуфлетного взрыва. Показано, что утечка ПД существенно влияет на механические и упругие характеристики камуфлетного взрыва.

Для описания камуфлетного взрыва используем известную схему, основанную на предположении о мгновенной выборке пор на фронте волны разрушения и дилатансионном характере зафронтового пластического течения [4, 5]. Если камуфлетный взрыв проводится в пористой среде, то объем пустот, остающихся за фронтом волны разрушения, будет определяться объемами полости и не полностью закрытых пор. Если среда на фронте волны разрушения дробится, то течение разрушенной среды сопровождается эффектом дилатансии, который приводит к разрыхлению среды и образованию дополнительного порового пространства [4]. Продукты детонации могут заполнять это поровое пространство еще на стадии расширения полости, что приводит к падению давления в ней и к существенному снижению механического действия взрыва. Вопрос о вычислении объема порового пространства среды после взрыва обсуждался в [6, 7]. Используя результаты [6], можно подсчитать объем пор, оставшихся невыбранными на фронте волны разрушения. В [7] предложен метод вычисления плотности среды после взрыва с учетом дилатансии и дана оценка объема пустот, возникающих в результате этого эффекта, справедливая в предположении $R \gg a$, где R — радиус зоны разрушения, a — радиус камуфлетной полости.

В данном случае необходимо выражение для объема пор, справедливое при произвольном соотношении R и a , так как прорыв газов из полости может происходить на начальной стадии взрыва, когда условие $R \gg a$ не выполняется.

Считаем, что после мгновенной детонации заряда от стенок первоначальной полости начинает распространяться волна разрушения. Предполагаем, что на фронте волны разрушения происходит необратимое уплотнение среды и ее разрушение происходит отдельные блоки, необратимое уплотнение связано с частичной выборкой пор. Оставшаяся невы-

бранной пористость не будет изменяться в последующем зафронтовом течении. Эту пористость будем называть внутриблоковой. Разрушенный материал, состоящий из отдельных блоков, плотность которых не меняется, пластически течет. В результате эффекта дилатансии происходит разрыхление среды и образование дополнительного объема пустот. Возникающую таким образом пористость назовем дилатансионной.

Полный объем пустот в любой момент времени

$$V = \int m dV, \quad (1)$$

$$m(r, t) = -\frac{\rho(r, t)}{\rho_T(r, t)} = 1 - (1 - m_0) \frac{\rho(r, t)}{\rho_0(r, t)}, \quad (2)$$

где m_0 — начальная пористость среды; $m = m(r, t)$ — полная пористость среды в точке r в момент времени t ; ρ_0, ρ — начальная и текущая плотность среды; ρ_T — плотность блоков. С учетом сферичности движения имеем

$$V = 4\pi \int_a^R \left[1 - \frac{(1 - m_0)}{\rho_0} \rho(r, t) \right] r^2 dr \quad (3)$$

(a — текущий размер полости; R — положение фронта волны разрушения). После интегрирования (3) с учетом закона сохранения массы получаем

$$V = \frac{4\pi}{3} (R^3 - a^3) - \frac{4\pi}{3} (1 - m_0) (R^3 - a_0^3) \quad (4)$$

(a_0 — начальный размер полости взрыва). Разделим обе части (4) на начальный объем взрывной полости V_0 , тогда (в безразмерном виде)

$$\tilde{V} = m_0(\tilde{R}^3 - 1) - \tilde{a}^3 + 1, \quad (5)$$

$$\tilde{V} = V/V_0, \quad \tilde{a} = a/a_0, \quad \tilde{R} = R/a_0.$$

Формула (5) позволяет вычислять полный объем порового пространства, образующегося за фронтом волны разрушения, на любой момент времени, в том числе и на момент остановки полости. Отметим, что величина V получена при произвольном законе уплотнения среды на фронте волны разрушения и не содержит в явном виде скорость дилатансии. Определив из эксперимента m_0, a_{\max}, R_{\max} , с помощью (5) можно найти полный объем пустот, остающихся в среде после проведения камуфлетного взрыва.

Для объема пустот, определяемого внутриблоковой пористостью, имеем

$$V_6 = 4\pi \int_{a_0}^R [m_0 - \varepsilon(r_0)] r_0^2 dr_0, \quad (6)$$

где $\varepsilon(r_0)$ — уплотнение среды на фронте волны разрушения в лагранжевой точке r_0 . Возьмем зависимость уплотнения ε на фронте от лагранжевой координаты r_0 в виде [2]

$$\varepsilon(r_0) = \varepsilon_0 (a_0/r_0)^\lambda \quad (7)$$

(λ — постоянная; ε_0 — уплотнение при $r_0 = a_0$), тогда для безразмерной аналогично (5) полной внутриблоковой пористости получим выражение

$$\tilde{V}_6 = m_0(\tilde{R}^3 - 1) - \frac{3\varepsilon_0}{3-\lambda} (\tilde{R}^{3-\lambda} - 1), \quad \lambda \neq 3. \quad (8)$$

Зависимость дилатансионной пористости от радиуса дается формулой [4]

$$m_d(r_0, t) = 1 - \left[\frac{r_0}{r(r_0, t)} \right]^{2-n}, \quad (9)$$

где $n = \frac{2-\Lambda}{1+\Lambda}$; Λ — скорость дилатансии. Из (9) легко получить выражение для полного объема дилатансионных пор в случае, когда фронт разрушения уже остановился. Интегрируя (9) по объему разрушенной среды после остановки фронта, найдем безразмерный дилатансионный объем

$$\tilde{V}_d = \frac{3\varepsilon_0}{3-\lambda} (\tilde{R}^{3-\lambda} - 1) - \tilde{a}^3 + 1. \quad (10)$$

Для произвольного момента времени следует численно интегрировать по объему выражение (9) с учетом реальной зависимости $r(r_0, t)$. Сумма $V_0 + \tilde{V}_d$, задаваемая соотношениями (8)–(10), это полный объем пустот по (5).

Таким образом, формулы (5), (8), (10) позволяют определять как полный объем пустот, так и объем пустот, связанный с внутриблоковой и дилатансионной пористостью соответственно. Для этого следует из эксперимента определить m_0 , ε_0 , R , a и показатель уплотнения среды на фронте волны разрушения λ .

При расширении камуфлетной полости продукты детонации могут заполнять пустоты, образующиеся за фронтом волны разрушения. Для последовательного описания этого явления необходимо совместное решение уравнений, описывающих распространение волны разрушения, течение разрушенной среды и фильтрацию ПД. Однако можно провести упрощенное рассмотрение, предполагая, что ПД мгновенно заполняют пустоты за фронтом волны разрушения. Подобное предположение можно оправдать, учитывая, что на начальной стадии скорость фильтрации ПД превышает скорость звука в твердой среде [3]. В дальнейшем считаем, что давление ПД в полости равно давлению газов ПД, заполняющих поровое пространство за фронтом.

Для описания развития взрыва воспользуемся уравнениями, подобно описанными в [5]. До тех пор пока скорость распространения волны разрушения превышает скорость продольных упругих волн, задача описывается уравнениями

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2}{\rho} \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho u) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} = \Lambda \left| \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right|,$$

где u — массовая скорость среды; ρ — плотность; σ_r и σ_φ — радиальная и азимутальная компоненты тензора напряжений.

Предполагается, что за фронтом волны выполнено условие пластичности Прандтля

$$\sigma_r - \sigma_\varphi = k + s(\sigma_r + 2\sigma_\varphi) \quad (12)$$

(k и s — коэффициенты сцепления и трения). На фронте волны разрушения выполняются условия сохранения массы и импульса

$$u(R) = \varepsilon(R) R',$$

$$\sigma_r(R) = -\rho_0 \varepsilon(R) R^2 - \sigma^*, \quad (13)$$

где R — скорость фронта волны разрушения; σ^* — прочность на раздавливание; $\varepsilon(R) = \varepsilon_0 (a_0/R)^\lambda$; предполагается, что величина необратимого уплотнения убывает по мере распространения волны разрушения.

Утечку ПД из расширяющейся камуфлетной полости можно учесть с помощью граничного условия на стенке полости. Считаем, что ПД мгновенно заполняют пустоты, образующиеся за фронтом волны разрушения, тогда условие на стенке полости:

$$\begin{aligned} \sigma_r(a) &= -p_0 (V_0/V_{\text{эфф}})^\gamma, \\ V_{\text{эфф}} &= 4\pi/3 \cdot a^3 + V_{\text{п}}, \end{aligned} \quad (14)$$

$V_{\text{п}}$ — объем пустот, заполняемый продуктами детонации. Этот объем можно определять по формуле (4) (т. е. считать, что ПД заполняют внутриблочную и дилатансионную пористости) и полагать $V_{\text{п}} = V_{\text{д}}$, т. е. ПД заполняют только дилатансионную пористость. Очевидно, что в последнем случае дилатансионный коэффициент проницаемости должен значительно превышать внутриблочную проницаемость. Если же эти проницаемости одного порядка, то следует полагать $V_{\text{п}} = V$. С увеличением времени скорость фронта волны разрушения уменьшается и в некоторый момент времени t_+ величина $R(t_+)$ становится равной скорости продольных волн. С этого момента с фронта волны разрушения начинает излучаться упругая волна, распространяющаяся со скоростью продольных волн c_l . Все физические величины в упругой области выражаются через потенциал упругих смещений $f(\xi)$ ($\xi = ct/a_0 - r/a_0$). С учетом упругой волны условия на фронте волны разрушения принимают вид

$$\begin{aligned} u(R) &= \varepsilon(R) R + v^y(R) [1 - \varepsilon(R)], \\ \sigma_r(R) &= \sigma_r^y(R) - \rho^y(R) \varepsilon(R) [R - v^y(R)]^2, \end{aligned} \quad (15)$$

а потенциал упругих смещений находится из выражения

$$\frac{f'}{R} = \frac{\sigma^* - p_h}{\rho_0 c_l^2} - 2 \frac{1-2\nu}{1-\nu} \left(\frac{f'}{R^2} + \frac{f}{R^3} \right). \quad (16)$$

Здесь p_h — фоновое давление; ν — коэффициент Пуассона; индекс y означает, что соответствующая величина относится к упругой области. Уравнения (3)–(16) с соответствующими граничными условиями (13)–(15) полностью описывают процесс развития взрыва и позволяют определить все интересующие нас величины.

Решение проводилось численно на ЭВМ для следующих параметров среды: $\rho_0 = 2,2$ г/см³, $c_l = 4,67$ км/с, $\sigma^* = 50$ МПа, $\lambda = 1$, $\gamma = 1,4$, $k = 20$ МПа, $s = 0,2$, $m_0 = \varepsilon_0 = 0,06$. На рис. 1 приведена зависимость радиуса фронта волны разрушения от времени. Кривая 1 соответствует $V_{\text{эфф}} = 4/3 \cdot \pi a^3$, а для кривых 2, 3 $V_{\text{п}} = V_{\text{д}}$ и $V_{\text{п}} = V_0 + V_{\text{д}}$ соответственно. Видно, что утечка ПД из расширяющейся полости и связанное с этим более быстрое падение давления газа в ней оказывают заметное влияние на характер движения фронта волны разрушения. В частности, конечный (на момент остановки) размер зоны разрушения уменьшается примерно в 1,5–1,7 раза при учете утечки ПД. Заметим, что случаи на рис. 1, 2 и 3 дают не очень сильное отличие в поведении $R(t)$, т. е. поведении фронта разрушения со временем не сильно зависит от того, какой объем ($V_{\text{д}}$ или $V_{\text{д}} + V_0$) заполняется продуктами детонации.

Изменение давления на фронте волны разрушения с расстоянием показано на рис. 2. Обозначения линий соответствуют рис. 1. Видно, что утечка ПД приводит к заметному изменению затухания напряжений на фронте волны разрушения: затухание $\sigma_r(R)$ становится более сильным. Так, если аппроксимировать зависимость пикового давления на фронте волны разрушений от радиуса фронта выражением $p = p_0 (a_0/R)^\alpha$, то для случая адиабатического расширения полости (см. рис. 2, 1) $\alpha = 2,03$. Учет утечки ПД приводит к возрастанию коэффи-

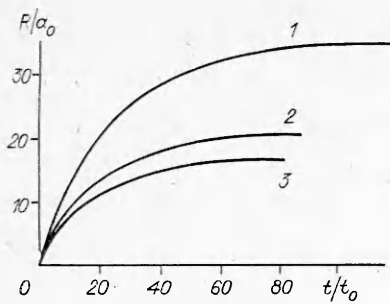


Рис. 1.

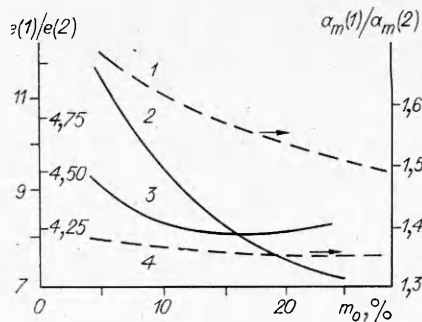


Рис. 3.

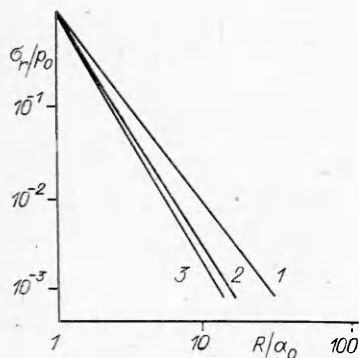


Рис. 2.

центра затухания напряжений до $\alpha = 2,33$ (кривая 2) и 2,44 (кривая 3). Снижение механического эффекта взрыва при учете утечки ПД из расширяющейся полости проявляется и в уменьшении конечного радиуса взрывной полости. На рис. 3 приводится зависимость отношения $a_m(1)/a_m(2)$ от начальной пористости m_0 . Здесь $a_m(1)$, $a_m(2)$ — конечные размеры полости без утечки и с учетом утечки ПД ($1 - V_{эфф} = 4\pi/3a^3 + V_6 + V_d$, $4 - V_{эфф} = 4\pi/3a^3 + V_d$). Видно, что конечный радиус полости существенно уменьшается, если происходит утечка ПД. Так, при учете утечки только в дилатансионные поры $a_m(1)/a_m(2) = 1,35 \div 1,37$. Слабое

затухание линии 2 связано с характером влияния m_0 на объем межблоковых пустот. Увеличение пористости среды приводит к росту размеров газовой полости, расширяющейся за счет выборки пор, и к уменьшению размеров зоны разрушений. Указанные тенденции, а также тот факт, что в данных расчетах $\epsilon_0 = m_0$, объясняют слабую зависимость $V_d(m_0)$ (см. формулу (10)).

Эксперименты, проведенные в песке, показали, что утечка ПД из расширяющейся полости приводила к уменьшению конечного радиуса полости в 1,4 раза [8]. Это значение близко к полученному выше (см. рис. 3, 4). Кривая 1 указывает на более сильное уменьшение конечного размера полости с увеличением $V_{эфф}$, т. е. при учете утечки ПД как в дилатансионные, так и во внутриблоковые поры. Кривая 2 лучше описывает эксперимент [8], поскольку в качестве среды в [8] использовался песок, обладающий только дилатансионной пористостью. Внутриблоковая пористость песка практически равна нулю.

Влияние утечки ПД на характеристики излучаемой при камуфлетном взрыве упругой волны показано на рис. 3, 2, 3, где изображена зависимость отношения $e(1)/e(2)$ от m_0 ($e(1)$ — величина излучаемой на бесконечность упругой энергии при отсутствии утечки ПД; $e(2)$ — аналогичная величина, рассчитанная с утечкой ПД). Кривая 2 соответствует случаю, когда $V_{эфф}$ определяется объемами полости и дилатансионных пор, 3 — объемом дилатансионных и внутриблоковых пор (для нее значения отложены по оси ординат слева). Видно, что утечка ПД может приводить к существенному (в 5—10 раз) уменьшению энергии взрыва, уходящей в упругие волны. Таким образом, сейсмическая эффективность взрыва, определяемая как доля энергии заряда, излучаемая на бесконечность, является чутким параметром, зависящим от утечки ПД. Отметим, что величина e вычислялась по формуле [9]

$$e = \frac{4\pi\rho_0}{c_1} \int_0^{\infty} [f''(\xi)]^2 d\xi.$$

Приведенные результаты свидетельствуют о заметном влиянии истечения продуктов детонации из взрывной полости на механическое действие взрыва. При этом следует заметить, что степень данного влияния, в свою очередь, определяется объемом открытого порохового пространства в зоне разрушения, т. е. в конечном счете — воздействием взрыва на среду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Куликов В. П., Шацкевич А. Ф. ФГВ, 1971, 7, 3.
2. Зверев А. А., Фетисов В. С. ПМТФ, 1982, 4.
3. Колобашкин В. М., Кудряшов П. А., Мурзенко В. В. ФГВ, 1985, 21, 6.
4. Дунин С. З., Сироткин В. К. ПМТФ, 1977, 4.
5. Зверев А. А., Ловецкий Е. Е., Фетисов В. С. ПМТФ, 1984, 6.
6. Андрианкин Э. П., Корявов В. П. Докл. АН СССР, 1959, 128, 2.
7. Дунин С. З., Сироткин В. К., Сумин Е. В. ПМТФ, 1979, 3.
8. Ефремов Э. П., Мячина П. И., Родак С. П. и др. — В кн.: Взрывное дело, 1982.
9. Корявов В. П. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, 10.

Поступила в редакцию 27/1 1987,
после доработки — 5/V 1987

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОКУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ

В. П. Чистяков

(Новосибирск)

Интерес к изучению параметров газоккумулятивных струй стимулируется не только с чисто научной точки зрения, но и рядом прикладных задач. Газоккумулятивные заряды (ГКЗ) ВВ используются для высокоскоростного метания твердых тел [1], генерации мощных электрических и световых импульсов [2, 3], для упрочнения внутренних поверхностей металлических деталей [4] и др. В указанных задачах необходимо знать газодинамические параметры образующихся газоккумулятивных струй в зависимости от геометрических размеров заряда и условий внешней среды.

Из-за сложности процесса строгое математическое описание в настоящее время отсутствует. Более того, существуют различные точки зрения на механизмы образования высокоскоростных газовых потоков в полостях заряда. Попытки создать приближенные методы расчета параметров газоккумулятивных струй были предприняты в [5, 6]. В [5] получена формула для оценки плотности струи в зависимости от отношения диаметров трубчатого заряда ВВ в предположении, что скорость истечения максимальна и не зависит от отношения диаметров. В этой же работе содержатся результаты численного двумерного расчета детонации ГКЗ в вакууме, сделанные в основном для понимания механизма струеобразования. Однако для практического использования разработанный метод с учетом даже того, что вычисления выполнены для вакуума, довольно сложен. В [6] получены формулы, позволяющие оценить предельную скорость истечения струи в воздух при нормальном давлении для зарядов ВВ с бесконечно большим отношением наружного диаметра к внутреннему. В силу изложенного, основным методом в изучении газоккумулятивных зарядов ВВ в настоящее время остаются экспериментальные исследования.

Довольно широко в литературе представлены экспериментальные зависимости скорости ударной волны (УВ), предшествующей газоккумулятивной струе, от геометрических размеров заряда ВВ [2, 6—9]. Имеются отдельные измерения массовой скорости струи и скорости УВ при различных начальных давлениях окружающего газа [7], а также плотности струи [10]. Однако в силу многопараметричности задачи, связан-