

газы заполняют часть объема порового пространства, так что эти цифры на самом деле несколько ниже. Для взрывов малой мощности учет сообщения взрывной полости с поровым пространством немаловажен.

Полная упругая энергия и энергия, излучаемая на бесконечность, определялись интегрированием по времени величин, задаваемых формулами (15) и (16). На рис. 6 показаны зависимости  $E_{\text{упр}}(\sigma^*)$  (кривая 1) и  $e_{\text{изл}}(\sigma^*)$  (кривая 2). Обе величины выражены в процентах к полной энергии взрыва, т. е. кривая 2 соответствует сейсмической эффективности упругого источника. Когда  $\sigma^* = 30$  МПа, излучаемая упругая энергия составляет 32% полной энергии упругой волны. С ростом  $\sigma^*$  она увеличивается, и при  $\sigma^* = 190$  МПа на бесконечность излучается 52,5% упругой энергии.

Таким образом, размеры излучателя упругих волн совпадают с максимальным радиусом области разрушений. Эта величина определяет характерную частоту упругой волны на таких расстояниях от центра взрыва, где еще не сказывается изменение спектрального состава вследствие затухания волны. Наиболее существенно характерная частота упругого сигнала зависит от прочности и начальной пористости среды. Кроме того, сильно влияет на размеры сейсмического излучателя характер уплотнения среды на фронте ударной волны. Энергия упругой волны, а также упругая энергия, излучаемая на бесконечность, определяются прежде всего пористостью и прочностью среды на раздавливание. Для более точной оценки излучаемой упругой энергии необходимо учитывать выход взрывных газов из полости на стадии ее расширения.

Авторы выражают благодарность В. К. Сироткину за полезные замечания и обсуждение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мюллер Р. А., Мерфи Дж. Р. Сейсмические характеристики подземных ядерных взрывов. Ч. 1. Расчет сейсмического спектра.— В кн.: Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974.
2. Николаевский В. И. О связи объемных и сдвиговых деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах.— ДАН СССР, 1967, т. 177, № 3.
3. Зверев А. А., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в переменнo-уплотняющейся дилатирующей среде.— ПМТФ, 1982, № 4.
4. Дуниин С. З., Нагорнов О. В. Излучение упругих волн при камуфлетном взрыве.— ПМТФ, 1982, № 2.
5. Коган С. Я. Сейсмическая энергия и методы ее определения. М.: Наука, 1975.
6. Механический эффект подземного взрыва/Под ред. М. А. Садовского. М.: Недра, 1971.
7. Губкин К. Е., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. О тепломассообмене при взрыве в твердых телах.— ПМТФ, 1978, № 6.
8. Кузнецов В. М., Смирнов А. Г., Шацкевич А. Ф. О механизме отгона воды из ближней зоны при взрыве в водонасыщенных грунтах.— ФТПРПИ, 1982, № 1.

Поступила 5/XII 1984 г.

УДК 622.235 + 622.236.4 + 532.5

#### О ПРОБИВАНИИ ПРЕГРАДЫ ВЗРЫВОМ В ИМПУЛЬСНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПОСТАНОВКЕ

А. В. РУБИНОВСКИЙ

(Устинов)

Для исследования действия взрыва в твердых телах в последнее время применяют импульсную постановку задач гидродинамики (см., например, [1]), считая, что под действием взрыва среда ведет себя как идеальная несжимаемая жидкость.

Существует несколько моделей действия взрыва, в которых используется импульсная постановка. Одна из них — модель взрыва на выброс в грунте [2]; в ней принимается, что при взрыве движется весь грунт, а граница воронки выброса на свободной поверхности определяется из условия равенства на ней скорости некоторой величине  $v_0$ , которую называют критической скоростью. В рамках этой модели О. Е. Власов рассмотрел ряд задач о взрыве на выброс в грунте и пробивании преграды. М. А. Лаврентьев [3] предложил считать, что среда, испытывающая взрывную нагрузку, движется не везде, а только там, где скорости частиц больше  $v_0$ . Там, где скорости меньше  $v_0$ , среда считается твердым телом, а граница раздела — линией тока, на которой  $v = v_0$ . Такая модель позволяет определить не только ширину воронки выброса, но и всю ее границу. Величина  $v_0$  характеризует прочностные свойства среды. Вопрос об определении  $v_0$  рассматривался в [4, 5]. Модель О. Е. Власова впоследствии получила название жидкостной модели (ЖМ), а модель М. А. Лаврентьева — твердожидкостной модели (ТЖМ).

В [6] в рамках ТЖМ поставлена и решена плоская задача о пробивании тонкой преграды поверхностным шнуровым зарядом (ШЗ) постоянной толщины. В дальнейшем решены и другие интересные задачи о пробивании преград (см., например, [7—9]). Однако до сих пор по задачам пробивания не проводилось сравнения результа-

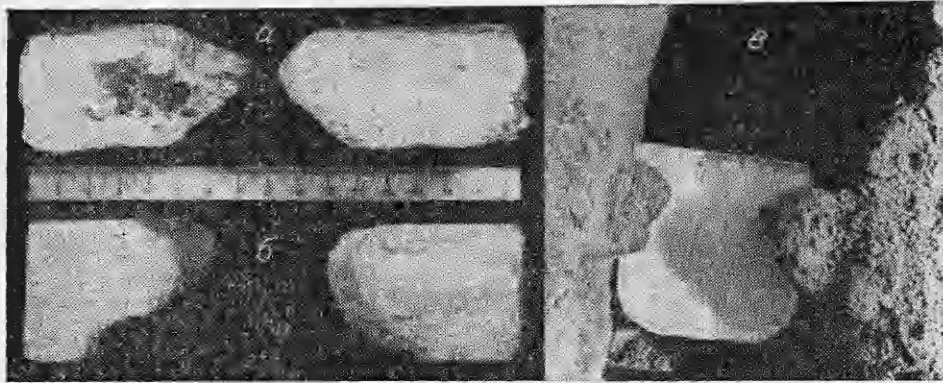


Рис. 1.

тов, полученных по ЖМ и ТЖМ, с экспериментальными данными. Это сделано в настоящей работе.

**1. Описание экспериментов.** В качестве заряда взрывчатого вещества использовался детонирующий шнур ДШ-А радиусом  $2,5 \cdot 10^{-2}$  м, который заглублялся в преграду на величину диаметра. Преграды изготавливали из грунта, из смеси алебастра с песком, пенобетона и пластилина. Преграды из грунта готовили следующим образом: выкапывали две ямы (каждая в виде прямоугольного параллелепипеда) поблизости друг от друга так, чтобы между ними оставались перемычки толщиной от 0,05 до 0,15 м, которые и служили преградами. До взрыва плотность грунта составляла  $2,21 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, а его влажность 18,6%. Преграды из смеси алебастра с песком содержали одинаковое количество компонентов.

На рис. 1, а — в видны профили пробойн в преградах соответственно из смеси алебастра с песком, пенобетона и грунта. Во всех случаях заряд располагался под верхней свободной поверхностью. Анализируя приведенные профили, можно заметить, что ширина пробойны существенно меняется по высоте преграды: она сначала сужается, а затем вновь расширяется, при этом в преградах из грунта и смеси алебастра с песком имеются четкие заострения. В ходе опытов выяснилось, что верхняя часть пробойны образуется за счет выброса материала вверх, а нижняя — за счет выброса материала вниз, при этом для преград с относительно малой толщиной (у грунтовых преград до 0,12 м) откола не наблюдается.

Однако описанная форма пробойны характерна, видимо, лишь для сред, не обладающих достаточными упругими и пластическими свойствами. Так, в формировании пробойны в пластилине большую роль играют пластические деформации, выброс материала при этом незначительный.

Рассмотрим теперь пробивание преграды одиночным ШЗ в рамках гидродинамических моделей.

**2. Постановка и решение задачи по ТЖМ.** Пусть при взрыве бесконечно длинного ШЗ, заглубленного в преграду толщины  $H$  на величину диаметра, образовалась пробойна сечением  $ABCDND'C'B'$  (рис. 2, а, рассматривается плоскость  $z = x + iy$ , перпендикулярная оси заряда,  $BCD$  — часть линии тока, идущей от заряда и разделяющейся в точке  $C$ ). Известно [9], что круглый заряд радиуса  $r$  ( $r \ll H$ ), заглубленный на величину диаметра, можно моделировать диполем, момент которого  $M$  вычисляется по формуле  $M = 4\pi\Pi_0 r/\rho$ , где  $\Pi_0$  — импульс давления на заряде. Пусть диполь расположен в точке  $A$ .

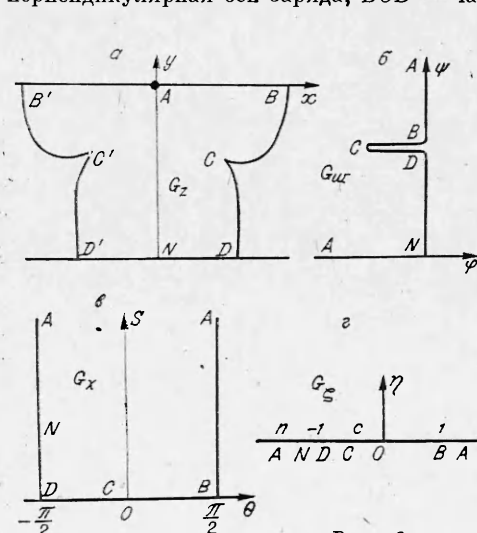


Рис. 2.

Требуется найти форму и размеры пробойны, т. е. линию  $ABCDND'C'B'$ . В силу симметрии относительно оси  $y$  физической области рассмотрим лишь ее правую половину, которую обозначим через  $G_z$ .

Введем безразмерные переменные

$$(2.1) \quad z^* = z\sqrt{v_0/\dot{M}}, \quad w^* = w/\sqrt{Mv_0}, \\ v^* = v/v_0.$$

Решение задачи зависит от одного параметра  $H^*$ . В дальнейшем знак \* у безразмерных переменных опускаем. Задачу будем решать методом конформных отображений теории струй.

Введем в рассмотрение функцию годографа скорости  $\chi(z) = \theta + iS = i \ln(dw/dz)$ , где  $\theta$  — угол между вектором скорости и осью  $x$ ,  $S = \ln v$ .

На отдельных участках границы  $G_z$  для функций  $w(z)$  и  $\chi(z)$  имеем граничные условия:

$$\begin{aligned} \varphi = 0, \theta = \pi/2 \text{ на } AB; \psi = \psi_1, S = 0 \text{ на } BCD; \\ \varphi = 0, \theta = -\pi/2 \text{ на } ND; \psi = 0, \theta = -\pi/2 \text{ на } NA \end{aligned}$$

( $\psi_1$  — не определенная пока постоянная). В силу последних условий области  $G_z$  в плоскостях  $w$  и  $\chi$  будут соответствовать области  $G_w$  и  $G_\chi$  (рис. 2, б и в). Отобразим конформно полуплоскость  $G_z = \{\zeta : \text{Im } \zeta > 0\}$ ,  $\zeta = \xi + i\eta$  (рис. 2, г) на области  $G_w$  и  $G_\chi$  функциями

$$w(\zeta) = \lambda \int_q^\zeta (\tau - d)/R(\tau, q) d\tau, \quad \chi(\zeta) = \arcsin \zeta,$$

где  $\lambda$  — неизвестный пока параметр;  $R(\tau, q) = \sqrt{(\tau^2 - 1)(\tau - q)}$ ; причем под корнем понимается та его ветвь, которая положительна при  $\tau > 1$ . Вычисляя  $w'(\zeta)$  и используя выражение для  $\chi(z)$ , находим

$$(2.2) \quad z(\zeta) = \lambda \int_q^\zeta \frac{(\tau - d) \exp(i \arcsin \tau) d\tau}{R(\tau, q)}.$$

Выражение для  $z(\zeta)$  зависит от трех параметров ( $\lambda, d, q$ ). Из условия  $\text{Re } w(1) = 0$ , которое можно записать в виде

$$\int_{-1}^1 (\tau - d) / |R(\tau, q)| d\tau = 0,$$

выводим

$$d = d(q) = \frac{\int_{-1}^1 \tau d\tau}{\int_{-1}^1 |R(\tau, q)|} \bigg/ \frac{\int_{-1}^1 d\tau}{\int_{-1}^1 |R(\tau, q)|}.$$

Параметр  $\lambda$  вычислим следующим образом. Известно, что если в точке  $z_0$  находится диполь, то  $iM = 2\pi \lim_{z \rightarrow z_0} [(z - z_0)w'(z)]$ . Используя правило Лопитала и учитывая

взяв, что точке  $A$  области  $G_z$  соответствует  $\xi = \infty$ , имеем

$$1 = 2\pi i \lim_{\xi \rightarrow \infty} z'w'/w' = 2\pi\lambda^2 \lim_{\xi \rightarrow \infty} \left( \xi - \sqrt{\xi^2 - 1} \right) \left( \int_q^\infty \frac{(\tau - d) d\tau}{R(\tau, q)} \right)^2.$$

Раскрыв неопределенность, найдем  $4\pi\lambda^2 = 1$ , откуда  $\lambda = \sqrt{1/4\pi}$ . С помощью уравнения  $\text{Im } z(1) = H$  определим  $q$  и, подставив его значение в (2.2), получим при  $\xi \rightarrow \xi$  уравнение границы пробойны.

**3. Решение задачи по ЖМ.** В данном случае, согласно ЖМ, область  $G_z$  имеет вид бесконечной полуполосы (рис. 3, рассматривается лишь правая половина физической области). Поскольку  $\varphi = 0$  на  $AC$  и  $NC$ ,  $\psi = 0$  на  $AN$ , то в плоскости  $w$  области  $G_z$  соответствует четвертый квадрант — область  $G_w$ . Положение точки  $C$  в плоскости  $w$  определится в процессе решения.

Введем безразмерные переменные (2.1). Тогда, как и по ТЖМ, решение задачи зависит от одного параметра — толщины  $H$ . Отобразив  $G_z$  на  $G_w$  и учитывая, что в точке  $z = 0$  находится диполь с единичным моментом, имеем  $w(z) = i[\text{cth}(\pi z/2H)]/4H$ . Дифференцируя  $w(z)$  и приравнявая модуль полученного выражения единице при  $y = 0$  и  $y = -H$ , запишем формулы для определения полуширины пробойны сверху  $L_1 = 2H \text{ arsh}(\sqrt{\pi/8}/H)/\pi$  и снизу  $L_2 = 2H \text{ arch}(\sqrt{\pi/8}/H)/\pi$ .

**4. Сопоставление теоретических результатов с опытными данными.** Во-первых, форма пробойны, полученная по ТЖМ, во многом качественно совпадает с формой пробойны, полученной в экспериментах (рис. 4, пробойны получены по ТЖМ для  $H = 1, 1,75; 3; 7; 11$  — кривые 1—4 соответственно). Кроме того, одинаков механизм образования пробойны: часть пробойны образована за счет выброса материала вверх, а часть — за счет выброса вниз.

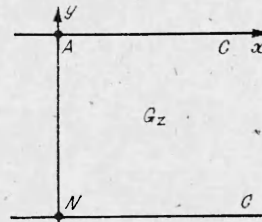


Рис. 3.

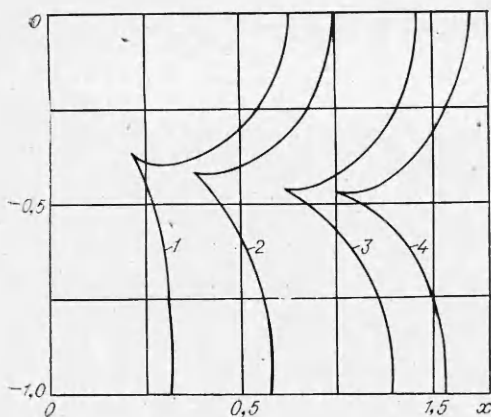


Рис. 4.

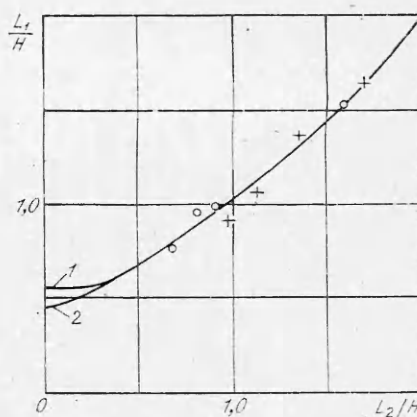


Рис. 5.

Во-вторых, наблюдается хорошее количественное совпадение. На рис. 5 изображены зависимости  $L_1/H = f(L_2/H)$ . Кривая 1 соответствует ЖМ, а 2 — ТЖМ, +, o — результаты экспериментов для преград соответственно из грунта и пластилина.

Зависимости  $L_1/H = f(L_2/H)$ , определенные по ЖМ и ТЖМ, начиная с  $L_2/H \approx 0,4$ , совпадают. Это говорит о том, что, если требуется определить лишь  $L_1$  и  $L_2$ , а не всю границу пробонны, достаточно воспользоваться более простой моделью — ЖМ.

На основании проведенных исследований отметим, что результаты, полученные в рамках ЖМ и ТЖМ, достаточно хорошо согласуются как между собой, так и с экспериментальными данными, причем при надлежащей параметризации имеет место качественное и количественное соответствие.

Автор благодарит Е. Н. Шера и А. В. Поташева за помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. 2-е изд. М.: Наука, 1977.
2. Власов О. Е. Основы действия взрыва. М.: ВИА, 1957.
3. Лаврентьев М. А. Вариационный метод в краевых задачах для уравнений эллиптического типа. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
4. Кузнецов В. М., Поляк Э. Б. Импульсно-гидродинамические схемы расчета взрыва на выброс шнуровых зарядов ВВ.— ФТПРПИ, 1973, № 4.
5. Ivanov V. A. The effect of gravity on crater formation: thickness of ejecta and concentric basins.— In: Proc. Lunar Sci. Conf., 7th. USA, 1976.
6. Кузнецов В. М. О взрыве на поверхности пластины.— ПМТФ, 1962, № 3.
7. Ильинский Н. Б., Салимов Р. Б. К решению одной краевой задачи теории взрыва.— Изв. вузов. Математика, 1975, № 6.
8. Ильинский Н. Б., Поташев А. В., Рубиновский А. В., Фищенко П. А. Решение некоторых задач теории взрыва в импульсно-гидродинамической постановке.— В кн.: Тр. семинара по краевым задачам. Казань: Казанск. ун-т, 1977, вып. 14.
9. Рубиновский А. В. О взаимодействии зарядов на поверхности преграды в струйной гидродинамической модели.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 6.
10. Ильинский П. Б., Поташев А. В., Рубиновский А. В., Фищенко П. А. О двух импульсно-гидродинамических моделях взрыва на выброс. Деп. в ВИНТИ 4 мая 1983, № 2403—83.

Поступила 10/1 1985 г.

УДК 539.4.019

#### ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ОБЪЕКТОВ В ОБЛАСТИ ГЛУБОКИХ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

А. Г. ИВАНОВ  
(Москва)

Изучение процесса разрушения материалов — одна из насущных задач механики. «Особенно важно изучение таких видов разрушения, как быстрое (динамическое), «вязкое» (со значительными пластическими деформациями...)» [1]. В [2—6] с использованием интегрального энергетического критерия разрушения к объекту в целом и без наложения каких-либо ограничений на кинетику развития дефектов структуры найдены условия разрушения тонкостенных цилиндрических и сферических оболочек