

ЛИТЕРАТУРА

1. Wiffin A. C. The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress. II. Tests on various metallic materials.— «Proc. Roy. Soc.», 1948, N A 194, p. 300.
2. Ли и Таппер. Исследование пластической деформации в стальном цилиндре при ударе о жесткую плиту.— Сб. пер. Механика. М., «Мир», 1955, № 2 (30).
3. Полосаткин Г. Д., Кудрявцева Л. А., Глазков В. М. Изучение динамического предела текучести металлов при скоростях удара до 1000 м/с.— «Изв. АН СССР. Металлы», 1966, № 5, с. 121—124.
4. Steverding B., Werkheiser A. H. A model for dynamic fracture.— «J. Mech. Eng. Sci.», 1971, vol. 13, N 3, p. 200—204.
5. Уилкинс М. Л., Гуинан М. У. Удар цилиндра по жесткой преграде.— Сб. пер. Механика. М., «Мир», 1973, № 3.
6. Волошенко-Климовицкий Ю. Я. Динамический предел текучести. М., «Наука», 1965.
7. Taylor G. J. The testing of materials at high rates of loading.— «J. Inst. Civil Engrs.», 1946, vol. 26, N 8. Рус. пер. Испытания материалов при высоких скоростях нагружения.— Сб. пер. Механика. М., «Мир», 1950, № 3.

УДК 622.235.5

ОБ ОДНОМ ВАРИАНТЕ
ТВЕРДОЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ ВЗРЫВА В ГРУНТЕ

Э. Б. Поляк, Е. Н. Шер

(Новосибирск)

Основная идея твердожидкостной модели взрыва в грунте, предложенной в работе [1], состоит в том, что в области, близкой к взрыву, прочностные силы малы по сравнению с давлением и инерционными силами и среду здесь можно считать идеальной. Для этой области характерны большие скорости и смещения (жидкая зона). Вдали от взрыва, где преобладают как раз прочностные силы, скорости и смещения малы и практически среда неподвижна (сейсмическая зона). Эти зоны разделяются переходным слоем. Как первое приближение считается, что этот слой бесконечно тонок и является непротекаемой границей для движущейся идеальной среды. Если пренебречь сжимаемостью грунта, то для несжимаемой идеальной среды в жидкой зоне взрыва применима импульсная постановка, при которой воздействие взрыва описывается через импульс давления, оказываемого продуктами взрыва на среду.

Граница жидкой зоны при этом находится из решения импульсной задачи, если на этой границе задано некоторое дополнительное условие физического характера.

В работе [2] в качестве такого условия предложено считать, что скорость v движения вдоль границы равна некоторой критической величине (1)

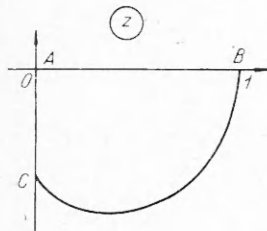
$$v = c.$$

При этом условии получены эффективные решения, позволяющие определить форму воронок выброса в большом числе задач при различной геометрии расположения зарядов (например, в [3—7]).

Сравнение с экспериментальными данными найденных решений на примере взрыва шнурового заряда показало [8], что получаемые теорети-

чески зависимости ширины воронок от заглубления и величины заряда могут при надлежащем выборе c описать экспериментальные результаты. Что же касается формы воронок, то сходство с экспериментом больше качественное.

Для уточнения этого вопроса проделана серия экспериментов с поверхностным шнуровым зарядом. Теоретическая форма воронки, полученная в описанной выше модели взрыва в грунте, изображена на фиг. 1.



Ф и г. 1

Решение этой задачи характерно тем, что форма воронки (в отличие от ее размера) не зависит ни от величины заряда, ни от величины c . Поэтому проверка модели посредством сравнения этого решения с экспериментальным особенно проста.

В качестве зарядов были использованы наполненные гексогеном стеклянные трубочки длиной 1,2 м и внутренним диаметром 7 мм, которые заглублялись в грунт на величину своего радиуса (вровень с поверхностью). После каждого взрыва грунт прорезался перпендикулярно оси заряда тонким металлическим листом с наклеенной на него миллиметровой бумагой, на которую наносился контур воронки выброса. Линия, соответствующая свободной поверхности до взрыва, определялась по установленным заранее реперам.

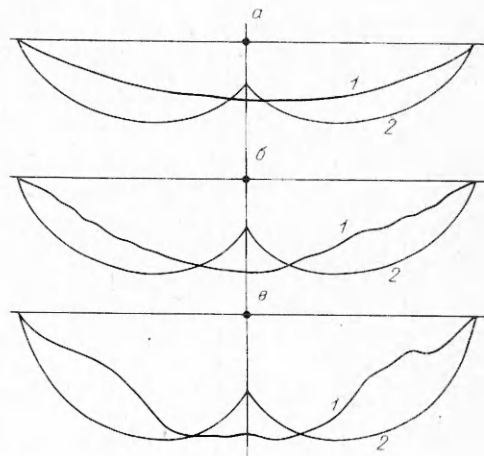
На фиг. 2, $a - e$ кривыми 1 показаны профили воронок, полученные соответственно во влажном уплотненном песке (плотность $\rho = 1,74 \text{ г/см}^3$, влажность $w = 13,7\%$), в водонасыщенном песке ($\rho = 1,86 \text{ г/см}^3$, $w = 20\%$) и водонасыщенном илистом грунте ($\rho = 1,9 \text{ г/см}^3$, $w = 17\%$). В качестве масштабной единицы для каждого профиля выбрана полуширина воронки. Реальная ширина воронки имела соответственно размеры 34; 34; 50 см. Видно, что форма воронок существенно зависит от свойств грунта (водонасыщенности, пластичности).

Такой результат экспериментов приводит к необходимости усовершенствовать модель явления.

Рассмотрим состояние грунта на границе воронки в момент, когда импульс давления от продуктов детонации почти весь передан грунту. При этом скорость грунта у границы v , давление p ($p = -\varphi/\tau$, где φ — потенциал течения в этом месте, τ — время приложения импульса давления, ρ — плотность). В качестве критического условия на границе воронки примем, что сдвиговые усилия, оказываемые со стороны движущегося грунта на неподвижный, равны максимальным сдвиговым усилиям, которые может выдержать неподвижный грунт, — его сдвиговому пределу прочности.

Как известно [9], предельные максимальные сдвиговые напряжения τ_1 в широком диапазоне грунтов можно аппроксимировать законом Кулона — Мора.

В рассматриваемом случае удобно воспользоваться приближенным его выражением $\tau_1 = a_1 + b_1 p$, где p — давление.



Ф и г. 2

В динамике грунтов существует [10] аналогичная линейная зависимость между интенсивностью касательных напряжений T_2 и давлением p . Так как интенсивность касательных напряжений приближенно равна их максимальной величине $\tau_2 (T_2 \approx 1,08\tau_2 + 7\% [11])$, примем, что величина касательных напряжений на границе воронки, вызванных сухим трением движущегося грунта о неподвижный, приближенно определяется выражением $\tau_2 = a_2 + b_2 p$. Кроме сил сухого трения, при движении в грунтах существуют силы вязкого трения. Различные способы введения вязкости в уравнения динамики грунтов можно найти в работах [12—14].

Предполагая, что сдвиговые напряжения τ_3 , обусловленные вязкостью, пропорциональны градиенту скоростей, на границе воронки имеем

$$\tau_3 \approx \mu dv/\partial n \approx \mu v/h,$$

где n — нормаль к границе; h — толщина переходного слоя; μ — коэффициент вязкости.

В качестве критического условия на границе воронки принимаем

$$\tau_1 = \tau_2 + \tau_3.$$

Заменив p его значением $-\varphi/\tau$ и предположив, что τ и h для данного взрыва постоянны, получим линейную связь между скоростью и потенциалом течения

$$(2) \quad v = c + k\varphi.$$

Это условие при $k = 0$ совпадает с ранее принятым (1).

Соотношение слагаемых в (2) зависит от свойств грунта. По-видимому, второе слагаемое менее существенно для сред с малым упрочнением (металлы, грунты с пластическими, глинистыми добавками). К уменьшению влияния этого слагаемого должно приводить и водонасыщение грунта.

С другой стороны, для сухого песка, для которого эффект упрочнения под влиянием давления велик, может также быть большой и величина коэффициента k .

Рассмотрим подробнее задачу о взрыве поверхностного шнурового заряда в твердожидкостной модели с добавочным условием (2) на границе воронки. На фиг. 1 показан разрез в плоскости, перпендикулярной заряду. В силу симметрии задачи ограничимся правой полуплоскостью.

Введем комплексный потенциал течения

$$w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$$

и сформулируем задачу следующим образом. Требуется найти в области ABC аналитическую функцию $w(z)$ и неизвестную часть границы CB по следующим краевым условиям: на свободной поверхности AB $\varphi = 0$, на линии тока ABC $\psi = 0$, на неизвестной границе $|dw/dz| = c(1 - b\varphi)$.

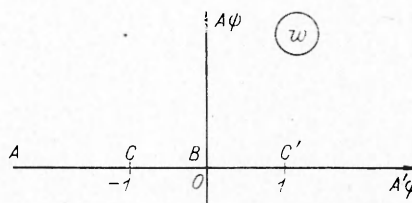
Здесь $b = \text{const} \geq 0$ — дополнительный параметр задачи. Обозначим через $-\alpha$ значение потенциала в точке C и введем безразмерные переменные

$$\bar{w} = w/\alpha, \quad \bar{z} = z/\alpha, \quad \bar{b} = b\alpha$$

(в дальнейшем черточки для простоты опустим). Рассмотрим функцию

$$\omega(w) = \ln(idz/dw).$$

В плоскости w областью течения ABC является 2-й квадрант с соответствием точек, указанных на фиг. 3. Так как $\text{Im } \omega = \pi$ на AB , то по принципу симметрии [15] функцию ω можно продолжить на всю верхнюю полуплос-



Фиг. 3

кость $\text{Im } w > 0$ (в плоскости z это будет продолжением через свободную поверхность). Таким образом, возникает краевая задача, когда требуется найти аналитическую в верхней полуплоскости функцию $\omega(w)$, принимающую на действительной оси следующие значения:

$$\begin{aligned} \text{Im } \omega &= 0 \quad \text{при } -\infty < \varphi < -1, \\ \text{Re } \omega &= -\ln(1 + b|\varphi|) \quad \text{при } |\varphi| < 1, \\ \text{Im } \omega &= 2\pi \quad \text{при } 1 < \varphi < \infty. \end{aligned}$$

Рассмотрим функцию

$$\omega_1 = -2 \ln [e^{-\pi i}(w + \sqrt{w^2 - 1})].$$

На действительной оси она принимает следующие значения:

$$\begin{aligned} \text{Im } \omega_1 &= 0 \quad \text{при } -\infty < \varphi < 1, \\ \text{Re } \omega_1 &= 0 \quad \text{при } |\varphi| < 1, \\ \text{Im } \omega_1 &= 2\pi \quad \text{при } 1 < \varphi < \infty. \end{aligned}$$

Тогда для функции $\omega_2 = \omega - \omega_1$ получаем краевую задачу Келдыша — Седова [15]

$$\begin{aligned} \text{Im } \omega_2 &= 0 \quad \text{при } |\varphi| > 1, \quad \psi = 0, \\ \text{Re } \omega_2 &= -\ln(1 + b|\varphi|) \quad \text{при } |\varphi| < 1, \quad \psi = 0, \end{aligned}$$

решение которой дается формулой

$$(3) \quad \omega_2 = \frac{\sqrt{w^2 - 1}}{\pi} \left[\int_{-1}^0 \frac{\ln(1 - b\tau) d\tau}{(\tau - w)\sqrt{1 - \tau^2}} + \int_0^1 \frac{\ln(1 + b\tau) d\tau}{(\tau - w)\sqrt{1 - \tau^2}} \right].$$

Так как $\omega_1 + \omega_2 = \omega \equiv \ln(idz/dw)$, то для $z(w)$ получаем дифференциальное уравнение

$$idz/dw = e^{-\omega_2} (w + \sqrt{w^2 - 1})^{-2}.$$

Решение этого уравнения в интервале $0 \geq \varphi \geq -1$ при $\psi = 0$ позволяет найти форму воронки. Интегрирования проводились численно. При этом (с помощью формулы Сохоцкого для граничного значения интеграла типа Коши [15]) выражение (3) для ω_2 на границе было приведено к удобному для вычисления виду

$$\begin{aligned} \omega_2 &= -\ln(1 - b\varphi) + \frac{i\sqrt{1 - \varphi^2}}{\pi} \left\{ \int_0^1 \frac{\ln(1 + b\tau) d\tau}{(\tau - \varphi)\sqrt{1 - \tau^2}} + \int_{-1}^0 \left[\frac{\ln(1 - b\tau)}{\sqrt{1 - \tau^2}} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\ln(1 - b\varphi)}{\sqrt{1 - \varphi}} \right] \frac{d\tau}{(\tau - \varphi)\sqrt{1 + \tau}} \right\} + \frac{i}{\pi} \ln(1 - b\varphi) \ln \frac{1 - \sqrt{1 + \varphi}}{1 + \sqrt{1 + \varphi}}. \end{aligned}$$

Расчеты показали, что с ростом параметра b воронки становятся относительно мельче. Кривыми 2 на фиг. 2, a — c показаны формы воронок, полученные при значениях параметра $b = 100; 20; 3$ соответственно. Указанные значения выбраны из условия схождения теоретических форм воронок с экспериментальными.

Как видно из фиг. 2, данная теория позволяет удовлетворительно описать экспериментальные формы воронок, полученные в разных грунтах при взрыве поверхностного шнура заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев М. А. Вариационный метод в краевых задачах для систем уравнений эллиптического типа. М., Изд-во АН СССР, 1962.
2. Кузнецов В. М. О форме воронки выброса при взрыве на поверхности грунта.— ПМТФ, 1960, № 3.
3. Поляк Э. Б., Шер Е. Н. О форме воронки выброса при взрыве шнурового заряда в двухслойной среде.— ПМТФ, 1973, № 2.
4. Кузнецов В. М., Поляк Э. Б., Шер Е. Н. О гидродинамическом взаимодействии шнуровых зарядов ВВ.— ПМТФ, 1975, № 5.
5. Лучко И. А. Исследование некоторых гидродинамических моделей действия взрыва на выброс в грунте. Автореф. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Киев, Ин-т гидромеханики АН УССР, 1974.
6. Ильинский И. Б., Лабуткин А. Г., Салимов Р. Б. Об одном случае взрыва симметричного поверхностного заряда переменной толщины.— ПМТФ, 1976, № 3.
7. Ильинский И. Б., Хайруллин З. Э. Об электро моделировании краевых задач теории взрыва.— В кн.: Труды семинара по краевым задачам. Вып. 12. Казань, изд. Казан. ун-та, 1975.
8. Кузнецов В. М., Поляк Э. Б. Импульсно-гидродинамические схемы расчета взрыва на выброс шнуровых зарядов ВВ.— ФТПРПИ, 1973, № 4.
9. Цытович П. А. Механика грунтов. М., Госстройиздат, 1963.
10. Алексеев В. Д., Григорян С. С., Новгородов А. Ф., Рыков Г. В. Измерение волн напряжений в мягких грунтах.— ПМТФ, 1963, № 2.
11. Качанов Л. М. Основы теории пластичности. М., «Наука», 1969.
12. Ляхов Г. М., Тропин И. Т. Плоские волны в грунтах и горных породах как вязкоупругих средах.— «Изв. АН СССР. МТТ», 1973, № 3.
13. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруговязкой среде с нелинейной зависимостью максвелловской вязкости от параметров вещества.— ПМТФ, 1974, № 5.
14. Кошелев Э. А. О развитии камуфлетной полости при взрыве в мягком грунте.— ПМТФ, 1975, № 2.
15. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М., «Наука», 1965.

УДК 624.131+539.215

**О МЕТОДЕ И РЕЗУЛЬТАТАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРУНТОВ
С УЧЕТОМ ИХ ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ПРИ КРАТКОВРЕМЕННЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ**

З. В. Нарожная, Г. В. Рыков

(Москва)

Предполагается, что сжимаемость грунта при одноосном сжатии описывается законом деформирования типа [1, 2]

$$(1) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = G(\sigma_1 - f(\varepsilon)) + \begin{cases} \frac{1}{E(\varepsilon)} \frac{\partial \sigma_1}{\partial t}, \frac{\partial \sigma_1}{\partial t} \geq 0, \\ \frac{1}{E_*(\sigma, \varepsilon)} \frac{\partial \sigma_1}{\partial t}, \frac{\partial \sigma_1}{\partial t} < 0, \end{cases}$$

где G , E , E_* , f — некоторые монотонно возрастающие функции своих аргументов, $G > 0$ при $\sigma_1 - f(\varepsilon) > 0$, $G \equiv 0$ при $\sigma_1 - f(\varepsilon) \leq 0$.