

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Б. Ильинский, А. Г. Лабуткин, О дальнейшей
разработке твердо-жидкостной модели взрыва на
выброс,
Тр. сем. по краев. задачам, 1982, выпуск 18, 85–94

<https://www.mathnet.ru/kukz222>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.80

22 мая 2025 г., 03:40:03



ЛИТЕРАТУРА

1. Гахов Ф. Д. Краевые задачи. М., 1977.
2. Мусхелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. М., 1968.
3. Сейфуллаев Р. К. Особый интеграл, интеграл типа Коши и краевая задача Римана на негладкой разомкнутой кривой.— Автореферат канд. дисс. Баку, 1979.
4. Запускалова Т. А., Кац Б. А. Краевая задача Римана на спиралеобразном контуре.— Тр. семинара по краевым задачам, вып. 15. Казань. Изд-во Казанск. ун-та, 1978.
5. Запускалова Т. А. Неоднородная краевая задача Римана на спиралеобразном контуре.— Тр. семинара по краевым задачам, вып. 16. Казань. Изд-во Казанск. ун-та, 1979.
6. Gehring F. W. Spirals and the universal Teichmüller space. Acta Math, v. 141, № 1—2, 1978.

Доложено на семинаре 20 декабря 1979 г.

УДК 517.958
624.131 + 539.215

Н. Б. Ильинский, А. Г. Лабуткин

О ДАЛЬНЕЙШЕЙ РАЗРАБОТКЕ ТВЕРДО-ЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ ВЗРЫВА НА ВЫБРОС

Одной из основных задач, возникающих при использовании энергии взрыва на выброс в грунте, является задача определения формы выемки выброса в зависимости от геометрии области, свойств грунта, энергетической характеристики заряда, а также его формы и расположения. Важность этой задачи обусловлена широким применением удлинённых линейно-распределённых или шнуровых зарядов (ШЗ) при строительстве каналов, дамб и т. п.

В практике взрывного дела чаще всего применяется эмпирический способ нахождения размеров выемки выброса, основанный на постановке ряда экспериментов и построении на их основе приближённых расчётных формул. Вопрос о форме выемки выброса при этом либо остаётся открытым, либо эта форма назначается заранее при выводе формул (см., напр., [1]); последнее, естественно, не всегда оправдано.

Наряду с указанным существует и развивается другой подход к исследованию явления взрыва в грунте, учитывающий, по возможности, все стадии взрыва и все происходящие при этом процессы: распространение взрывных волн в грунте, динамику образования воронки, движение грунта и др. Этот способ основан на составлении сложнейших систем уравнений состояния для всего диапазона давлений и температур, на их

анализе и применении для решения самых современных ЭВМ (см., напр., [2]). Пока его используют для расчета единичных мощных (ядерных) взрывов. Для широкого внедрения при расчете взрывов обычных взрывчатых веществ (ВВ) этот способ мало доступен.

Из сказанного ясно, что побуждало многих исследователей к созданию различных моделей взрыва в грунте. При этом стремились, чтобы модель позволяла достаточно полно изучать основные явления взрыва и была сравнительно проста. В этом направлении большие успехи достигнуты в изучении камуфлетных взрывов в грунте (см., напр., обзорную статью [3]), чего нельзя сказать об исследовании задач взрыва на выброс. По поводу последних в упомянутой статье на стр. 38 сказано: „Имеется большое число работ ..., в которых на основе эмпирических зависимостей и на основе грубых предположений делаются выводы о форме и размерах воронки выброса ...“.

По-видимому, наиболее теоретически обоснованной моделью, позволяющей в ряде случаев находить форму выемки выброса при взрыве ШЗ, является твердо-жидкостная модель (ТЖМ) взрыва на выброс, предложенная М. А. Лаврентьевым [4] и примененная впервые к решению конкретных задач В. М. Кузнецовым [5, 6]. Согласно этой модели, основанной на импульсно-гидродинамической постановке [7], граница выемки выброса находится как линия тока, вдоль которой скорость постоянна и равна критической, характеризующей среду. Будучи сравнительно простой, эта модель, естественно, не может описать полностью явление взрыва и потому расчетные выемки в некоторых случаях отличаются от полученных на практике. Основное отличие экспериментальных выемок в грунте от рассчитанных по ТЖМ состоит в разнице показателей действия взрыва и в отсутствии у экспериментальной выемки заострений под зарядом, а также в неортогональном подходе ее откосов к свободной поверхности. Поэтому, в целях совершенствования ТЖМ, в работах [8—10] были проведены исследования экспериментальных выемок выброса в грунте и установлено, что в рамках этой модели скорость на границе реальной выемки должна быть переменной. Главным фактором, оказывающим влияние на распределение скорости, в ТЖМ естественно считать импульсное давление.

В работе [9] теоретически обоснована линейная зависимость на границе выемки скорости v от импульсного давления P , именно, $v = v_* + k\varphi$, где v_* — критическая скорость, $\varphi = -P/\rho$, ρ — плотность среды, k — некоторая постоянная. За счет выбора постоянной k авторам [9] удалось приблизить расчетные выемки к экспериментальным в смысле близости показателей действия взрыва. Однако непосредственно под зарядом и на краях различие сохранилось. В работе [10] проведено теоретическое исследование поведения скорости $v(\varphi)$ на краях выемки и непосредственно под зарядом и показано, что за счет специаль-

ного задания $v(\varphi)$ можно добиться близости расчетных и экспериментальных выемок по всей границе.

В настоящей работе, основываясь на результатах, полученных в [9, 10], и зависимостях $v(\varphi)$, найденных аналоговым методом с реальных выемок, показывается, как целесообразно задавать функцию $v(\varphi)$, чтобы расчетные выемки были близки к экспериментальным. Приведены формулы для случаев заглубленного и поверхностного шнуровых зарядов. Выполнены расчеты, сделаны сравнения.

§ 1. Заглубленный шнуровой заряд

Постановка задачи. На глубине h от свободной поверхности CDC' заложен ШЗ, моделируемый в плоскости $z = x + iy$, перпендикулярной оси заряда, гидродинамическим источником мощности $2q$, помещенным в точке A (рис. 1). Требуется определить границу выемки CBC' , образованную при взрыве этого заряда.

В силу симметрии относительно оси y будем рассматривать лишь правую половину области движения, которую обозначим через G_z , а ее границу $ABCD$ — через Γ_z . В соответствии с ТЖМ взрыва в G_z существует комплексный потенциал $w(z) = \varphi(x, y) + i\psi(x, y)$, ψ — функция тока.

Опираясь на результаты работ [9, 10], будем считать на границе выемки BC (обозначим этот участок через Γ_0) скорость зависящей от импульсного давления и зададим эту зависимость в виде

$$v(\tilde{\varphi}) = v_* f(\tilde{\varphi}), \quad (0 \leq \tilde{\varphi} \leq 1), \quad (1.1)$$

где

$$f(\tilde{\varphi}) = (1 + b\tilde{\varphi})(1 - \tilde{\varphi})^{1/2}\tilde{\varphi}^{1-2\alpha}, \quad (1.2)$$

$\tilde{\varphi} = \varphi/\varphi_0$, φ_0 — значение φ в точке B ($\varphi_0 < 0$), $\pi\alpha$ — угол между касательной к Γ_0 в точке C и осью Ox (см. рис. 1), v_* — постоянная, имеющая размерность скорости, b — безразмерная постоянная. Угол $\pi\alpha$, под которым происходит выброс грунта на периферийном участке выемки, находится по известным формулам (см., напр., [11]). Постоянные v_* и b , характеризующие

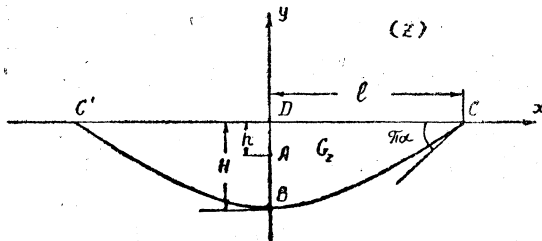


Рис. 1.

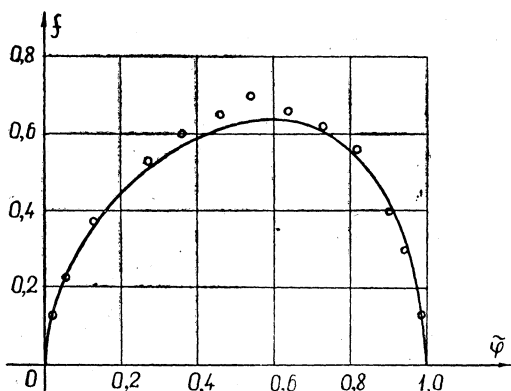


Рис. 2.

прочность грунта и показатель действия взрыва, выбираются на основе экспериментальных данных. Параметр φ_0 находится в процессе решения.

При надлежащем задании параметров v_* , b и α зависимость (1.1) достаточно точно совпадает с зависимостью $v(\tilde{\varphi})$, полученной при обработке реальных выемок. Так, например, на рис. 2 точками изображена зависимость $f(\tilde{\varphi})$, найденная методом электрогидродинамической аналогии (ЭГДА) с реальной выемки, приведенной на рис. 59 г работы [13], а линией — построенная по формуле (1.2) при $b = 0,50$, $\alpha = 1/4$ (подробнее об этом см. ниже).

Введем безразмерные переменные соотношениями

$$v' = v/v_*, \quad w' = w/q, \quad z' = zv_*/q. \quad (1.3)$$

Тогда решение задачи будет зависеть от следующих четырех параметров: h' , α , b , φ'_0 , из которых первые три задаются, а φ'_0 — находится; граничное условие (1.1) переписывается в виде

$$v' = f(\tilde{\varphi}), \quad (0 \leq \tilde{\varphi} \leq 1). \quad (1.4)$$

Описанная задача о нахождении границы выемки выброса сводится в результате изложенного к следующей краевой задаче теории аналитических функций.

Определить неизвестный участок Γ_0 границы $\Gamma_{z'}$ так, чтобы аналитическая в $G_{z'}$ и непрерывная в $\bar{G}_{z'}$ (кроме точки A) функция $w'(z')$ удовлетворяла на $\Gamma_{z'}$ условиям: (1.4) на BC и

$$\varphi' = 0 \text{ на } DC, \quad \psi' = 0 \text{ на } ABC, \quad \psi' = 1 \text{ на } AD. \quad (1.5)$$

В точке A функция $w'(z')$ должна иметь логарифмическую особенность.

Формулы решения задачи. Параметрические уравнения искомого участка Γ_0 границы $\Gamma_{z'}$ имеют вид [10]:

$$x' = \int_{-1}^{\xi} \frac{ds'}{d\xi} \cos[\nu(\xi) + \gamma(\xi)] d\xi, \quad (1.6)$$

$$y' = -H' + \int_{-1}^{\xi} \frac{ds'}{d\xi} \sin[\nu(\xi) + \gamma(\xi)] d\xi, \quad (1.7)$$

где $-1 \leq \xi \leq 1$,

$$\frac{ds'}{d\xi} = \{\pi V \sqrt{(1-\xi)(d-\xi)} f[\tilde{\varphi}(\xi)]\}^{-1},$$

$$\tilde{\varphi}(\xi) = -\frac{1}{\pi\varphi_0} \operatorname{arch} \frac{d+1-2\xi}{d-1}, \quad d = \frac{\operatorname{ch}\pi\varphi_0' + 3}{\operatorname{ch}\pi\varphi_0' - 1}, \quad (1.8)$$

$$\nu(\xi) = -\frac{V\sqrt{1-\xi^2}}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\ln \frac{ds'}{d\tau}}{(\tau-\xi)V\sqrt{1-\tau^2}} d\tau, \quad (1.9)$$

$$\gamma(\xi) = \frac{\pi}{4} + 2 \arcsin \xi - \frac{1}{2} \arcsin \frac{\xi d - 1}{d - 1},$$

$$H' = \int_{-1}^1 \frac{ds'}{d\xi} \sin[\nu(\xi) + \gamma(\xi)] d\xi, \quad (1.10)$$

H' — глубина выемки непосредственно под зарядом, интеграл (1.9) понимается в смысле главного значения по Коши.

Параметр d , связанный с φ_0' второй формулой (1.8), определяется из уравнения

$$h' = \int_d^{\infty} \Omega(\xi, d) \exp[\mu(\xi, d)] d\xi, \quad (1.11)$$

где

$$\Omega(\xi, d) = (\xi - V\sqrt{\xi^2 - 1})^2 \left[\frac{V(\xi^2 - 1)(d^2 - 1) + \xi d - 1}{\xi - d} \right]^{1/2},$$

$$\mu(\xi, d) = -\frac{V\sqrt{\xi^2 - 1}}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\ln \frac{ds'}{d\tau}(\tau, d) d\tau}{(\tau - \xi)V\sqrt{1 - \tau^2}}.$$

§ 2. Исследование натурной выемки

В целях проверки предложенной выше зависимости (1.1) была изучена выемка выброса, приведенная на рис. 59 г работы [13]. Эта выемка образована взрывом заряда аммонита № 6 ЖВ, заложенного на глубину $h \approx 2,9$ м от поверхности неводонасыщенного грунта. Глубина выемки $H \approx 5,5$ м, ширина по верху $2l \approx 20$ м, угол откоса равен $\pi/4$. Погонная масса заряда $C_{\text{пог}} = 96$ кг/м, плотность аммонита № 6 ЖВ $\rho^* = 1,15$ г/см³, радиус заряда $r_0 = \sqrt{C_{\text{пог}}/\pi\rho^*} = 16,3$ см.

Введем новые безразмерные переменные по формулам

$$\bar{z} = z/h, \quad \bar{\omega} = \omega / |\varphi_*|, \quad \bar{v} = v h / |\varphi_*|, \quad (2.1)$$

где h — глубина заложения заряда, φ_* ($\varphi_* < 0$) — потенциал на границе заряда радиуса r_0 . Тогда $\bar{h} = 1$, $\bar{\varphi}_* = -1$, $\bar{r}_0 = 0,056$. Воспользовавшись методом ЭГДА [12], найдем в переменных (2.1) распределение скорости вдоль границы выемки выброса, т. е. $\bar{v} = \bar{v}(\bar{\varphi})$ (таблица 1; на приборе ЭГДА $\bar{v} = \Delta\bar{\varphi}/\Delta\bar{l}$, где $\Delta\bar{l}$ — раствор двойной иглы, $\Delta\bar{\varphi}$ — разность потенциалов на концах этой иглы; $\bar{\varphi}_0 = -0,51$).

Таблица 1

$-\bar{\varphi}$	0.000	0.002	0.005	0.009	0.019	0.028	0.046
\bar{v}	0.000	0.024	0.033	0.046	0.065	0.080	0.116
$-\bar{\varphi}$	0.065	0.140	0.186	0.236	0.278	0.325	0.371
\bar{v}	0.135	0.192	0.216	0.235	0.252	0.238	0.223
$-\bar{\varphi}$	0.418	0.464	0.483	0.506	0.510		
\bar{v}	0.204	0.145	0.115	0.044	0.000		

Вычислим далее значения функции $\bar{g}(\bar{\varphi}) = \bar{v}(\bar{\varphi}) / \sqrt{\bar{\varphi}(1 - \bar{\varphi})}$ на отрезке $0 \leq \bar{\varphi} \leq 1$, где $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}/\bar{\varphi}_0$. Оказывается, что значения этой функции, показанные точками, колеблются около значений некоторой линейной функции вида $\bar{v}_*(1 + b\bar{\varphi})$ (рис. 3). Обработав экспериментальные данные методом наименьших квадратов, найдем $\bar{v}_* = 0,36$, $b = 0,50$.

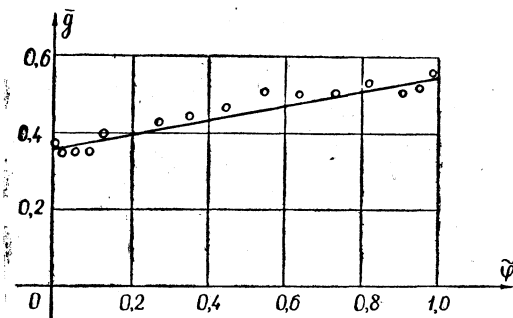


Рис. 3.

Учитывая, что электро моделирование и обработка экспериментальных результатов дают некоторую погрешность, внесем уточнения в значения $\bar{v}(\bar{\varphi})$ и \bar{v}_* , исходя из следующих соображений. Так как длина участка границы BC натурной выемки известна

обозначим ее через L), то непосредственным замером найдем в переменных (2.1) $\bar{L}_{\text{зам}} = 3,97$. С другой стороны, зная $\bar{v}(\bar{\varphi})$, определим расчетную длину $\bar{L}_{\text{расч}}$ по формуле [10]

$$\bar{L}_{\text{расч}} = \int_{\varphi_0}^0 \frac{d\bar{\varphi}}{\bar{v}(\bar{\varphi})} = \frac{-\pi\bar{\varphi}_0}{\bar{v}_* \sqrt{1+b}} = 3,63.$$

Добиваясь совпадения $\bar{L}_{\text{расч}}$ с $\bar{L}_{\text{зам}}$, введем коэффициент поправки $k = \bar{L}_{\text{расч}}/\bar{L}_{\text{зам}} = 0,91$ и изменим \bar{v} и \bar{v}_* в k раз, умножив прежние значения \bar{v} и \bar{v}_* на этот коэффициент (тогда, например, будет $\bar{v}_* = 0,33$).

Покажем далее, что обоснованная теоретически зависимость (1.1), описывающая в рамках ТЖМ распределение скорости вдоль границы реальной выемки выброса, хорошо аппроксимируется найденной экспериментально. Для этого построим сплошной линией график функции

$$f(\tilde{\varphi}) = (1 + 0,50\tilde{\varphi}) \sqrt{\tilde{\varphi}(1 - \tilde{\varphi})} \quad (2.2)$$

(рис. 2). На этом же рисунке изобразим отдельными точками значение $f(\tilde{\varphi}) = \bar{v}(\tilde{\varphi})/\bar{v}_*$, используя результаты замеров. Видно, что экспериментальная зависимость $f(\tilde{\varphi})$ хорошо аппроксимируется аналитической зависимостью (2.2).

В целях иллюстрации предлагаемого метода, естественно построить границу выемки выброса по формулам (1.6), (1.7), взяв за исходное распределение скорости (1.4) функцию $f(\tilde{\varphi})$ в виде (2.2). Для этого вначале надо определить величину заглупления заряда в переменных (1.3), чтобы по h' найти параметр d из уравнения (1.11).

Согласно (1.3) и (2.1) имеем $h' = -\varphi_* \bar{v}_*/q$. Но воспользоваться этой формулой непосредственно не удастся, т. к. пока нет достоверных способов определения импульсного давления на границе заряда и нахождения величины q по данным реального заряда [14]. Однако можно величину h' определить приближенно, исходя из следующих соображений.

Комплексный потенциал течения, образованного источником и расположенным симметрично относительно свободной поверхности стоком, имеет вид

$$\psi(z) = \frac{q}{\pi} \ln \frac{z + ih}{z - ih}.$$

Отсюда потенциал скорости на границе окружности радиуса r_0 ($|z - ih| = r_0$) приближенно записывается в виде

$$\varphi_* = \frac{q}{\pi} \ln \frac{r_0}{2h}.$$

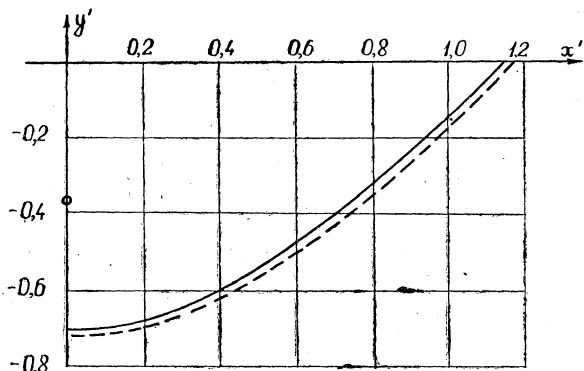


Рис. 4.

Тогда для $h' = -\varphi_* \bar{v}_* / q$ получим

$$h' = \frac{\bar{v}_*}{\pi} \ln \frac{2h}{r_0}. \quad (2.3)$$

Подставляя в (2.3) $\bar{v}_* = 0,33$, $h = 2,9$ м, $r_0 = 16,3$ см, найдем $h' = 0,37$.

Зная h' , из уравнения (1.11) определим $d = 2,702$, при этом $\varphi'_0 = -0,598$, после чего по (1.6), (1.7) построим границу выемки. Полученная граница выемки изображена на рис. 4 сплошной линией (штриховой линией на этом же рисунке показана натурная выемка выброса, приведенная к безразмерным (1.3)). Результаты расчетов показывают, что предлагаемый метод позволяет находить выемки выброса, совпадающие с практическими не только по показателю действия взрыва, но и по форме.

§ 3. Поверхностный шнуровой заряд

Пусть на свободной поверхности $C'DC$ (рис. 1) расположен ШЗ, моделируемый в плоскости, перпендикулярной оси заряда, диполем с моментом M , помещенным в точку D (т. е. точка A на рис. 1 совпадает с точкой D , $h = 0$). Требуется определить границу выемки $C'BC$, образованную при взрыве этого заряда, если на ее границе задана зависимость (1.1). Такая задача с несколько иным условием на границе выемки была рассмотрена в работе [9].

Введем безразмерные переменные

$$v'' = v/v_*, \quad \omega'' = \omega / \sqrt{Mv_*}, \quad z'' = z \sqrt{v_*} / \sqrt{M}. \quad (3.1)$$

Тогда решение задачи можно найти по формулам (1.6) и (1.7), заменив в них x' , y' , H' , s' соответственно на x'' , y'' , H'' , s'' и приняв

$$\frac{ds''}{d\xi} = -\varphi_0'' \{2\sqrt{2(1-\xi)} f[\tilde{\varphi}(\xi)]\}^{-1}, \quad (3.2)$$

$$\tilde{\varphi}(\xi) = \sqrt{\frac{1-\xi}{2}}, \quad \gamma(\xi) = \frac{\pi}{4} + \frac{3}{2} \arcsin \xi; \quad (3.3)$$

выражения для $\nu(\xi)$ и H'' совпадают с (1.9) и (1.10).

Чтобы определить φ_0'' , установим связь между величиной φ_0'' и параметром b , характеризующим среду. Для этого представим комплексный потенциал течения $\omega''(z'')$ в окрестности точки $z''=0$, создаваемого диполем, в виде

$$\omega'' = i/2\pi z'' + U(z''), \quad (3.4)$$

где функция $U(z'')$ ограничена при $z''=0$. Переходя в (3.4) к пределу при $z'' \rightarrow 0$, запишем $i/2\pi = \lim_{z'' \rightarrow 0} z'' \cdot \omega''$ или

$$\frac{i}{2\pi} = \lim_{\zeta \rightarrow \infty} \left[\left(-\omega''^2 \frac{dz''}{d\zeta} \right) \left(\frac{d\omega''}{d\zeta} \right)^{-1} \right]. \quad (3.5)$$

Учитывая выражения $\omega'' = \varphi_0'' \sqrt{(1-\zeta)/2}$,

$$\frac{dz''}{d\zeta} = \exp \left[\chi(\zeta) + i\pi - \frac{3}{2} \ln(\zeta + \sqrt{\zeta^2 - 1}) \right],$$

где

$$\chi(\zeta) = -\frac{\sqrt{\zeta^2 - 1}}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\ln \frac{ds''}{d\tau} d\tau}{(\tau - \zeta) \sqrt{1 - \tau^2}},$$

и вычисляя в (3.5) предел при $\zeta \rightarrow \infty$, получим $-\ln(-\pi\varphi_0'') = \chi(\infty)$ или, принимая во внимание (3.2),

$$\varphi_0''^2 = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\ln [V\sqrt{1-\xi} f(\tilde{\varphi}(\xi))] d\xi}{V1-\xi^2} \right\}. \quad (3.6)$$

Аналогично изложенному в § 2 были обработаны экспериментальные выемки выброса, приведенные в работе [9] на фиг.2 (а, б). Безразмерные переменные использовались в виде (2.1), где вместо h брался радиус r_0 заряда. Результаты измерений показали, что значения скорости вдоль границы выемки хорошо

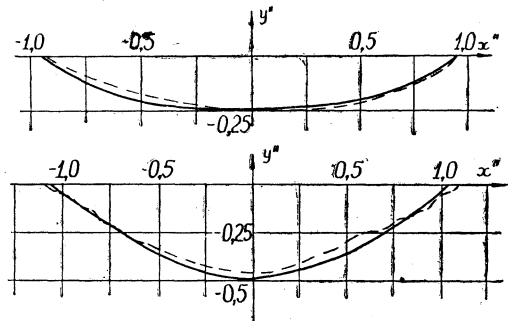


Рис. 5.

аппроксимируются зависимостью (1.1), причем для случая, изображенного на фиг. 2а работы [9], $\bar{v}_* = 1,18 \cdot 10^{-3}$, $b = 3,21$, $\alpha = 0,222$; а для случая, изображенного на фиг. 2б, $\bar{v}_* = 1,53 \cdot 10^{-3}$, $b = 0,62$, $\alpha = 0,222$. Были выполнены расчеты по формулам (1.7), (1.6) с учетом (3.2), (3.3), (3.6) и использованием зависимостей $v'' = \bar{v}/\bar{v}_*$, полученных обработкой выемок из работы [9]. Результаты расчетов представлены в виде графиков на рис. 5, где для сравнения штриховыми линиями показаны экспериментальные выемки выброса, приведенные к безразмерным (3.1).

Авторы благодарят А. В. Поташева за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов А. Г., Казанцев С. П., Андреев Ю. П. Расчет параметров заряда по параболической форме выемки. Использование энергии взрыва на объектах ирригационного и мелиоративного строительства в грунтах. Киев, „Наукова думка“, 1976, с. 62—64.
2. Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. Подземные взрывы.— Механика, новое в зарубежной науке, З. М., „Мир“, 1975, с. 1—162.
3. Зволинский Н. В., Подъяпольский Г. С., Флитман Л. М. Теоретические аспекты задачи о взрыве в грунте.— Физика земли.— Изв. АН СССР“, 1973, № 1, с. 28—47.
4. Лаврентьев М. А. Вариационные методы краевых задач для систем уравнений эллиптического типа. М., Изд-во АН СССР, 1962.
5. Кузнецов В. М. О форме воронки выброса при взрыве на поверхности грунта.— ПМТФ, 1960, № 3, с. 152—156.
6. Кузнецов В. М. Математические модели взрывного дела. Новосибирск, СО, „Наука“, 1977.
7. Власов О. Е. Основы теории действия взрыва. М., Изд-во ВИА, 1957.
8. Кошелев Э. А., Поляк Э. Б., Шер Е. Н. О форме воронки выброса при взрыве поверхностного шнурового заряда.— В кн.: Вопросы механизма разрушения горных пород. Новосибирск, Изд-во Ин-та горн. дела СО АН СССР, 1976, с. 92—99.
9. Поляк Э. Б., Шер Е. Н. Об одном варианте твердо-жидкостной модели взрыва в грунте.— ПМТФ, 1977, № 5, с. 137—141.
10. Ильинский Н. Б. Об одном методе построения выемки выброса при взрыве шнуровых зарядов.— Тр. семинара по краевым задачам, вып. 16. Казань, Изд-во Казанск. ун-та, 1979, с. 71—80.
11. Черный Г. И. Расчеты крутизны откосов взрывных выемок на основе теории предельного равновесия сыпучей среды.— Использование энергии взрыва на объектах ирригационного и мелиоративного строительства в грунтах. Киев, „Наукова думка“, 1976, с. 121—124.
12. Филдчаков П. Ф., Панчишин В. И. Интеграторы ЭГДА. Моделирование потенциальных полей на электропроводной бумаге. Киев, Изд-во АН УССР, 1961.
13. Вовк А. А. Основы прикладной геодинамики взрыва. Киев, „Наукова думка“, 1976.
14. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., „Наука“, 1975.

Доложено на семинаре 25 января 1979 г.