

**ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ
КРУПНЫХ ВЗРЫВОВ НА ВЫБРОС**

*М. А. Садовский,
В. В. Адушкин, В. Н. Родионов, Г. Н. Старцев*
(Москва)

ВВЕДЕНИЕ

Современное представление о развитии подземного взрыва в общих чертах сводится к следующему. В результате детонации заряда образуются газообразные продукты взрыва, давление в которых по порядку величины равно 10^5 кг/см². Расширение газов порождает волну сжатия, посредством которой окружающая среда вовлекается в движение. Огромные напряжения, возникающие при этом в массиве вызывают разрушение окружающей заряд горной породы. В неограниченной среде (свободные поверхности находятся на достаточном удалении) процесс завершается образованием полости, которая окружена раздробленной или пластически деформированной горной породой. Большая часть энергии взрыва расходуется на нагрев разрушенной среды, меньшая доля остается в газообразных продуктах взрыва, заполняющих полость. Энергия сейсмической волны и упругого поля напряжений составляет, как правило, меньше 10% полной энергии взрыва.

При взрыве в пространственно ограниченном массиве симметрия зоны разрушения нарушается: в области, прилегающей к обнаженным поверхностям, дробление и деформация среды более интенсивны. Это объясняется как отражением волны сжатия от свободной границы, что приводит к образованию так называемого откола, так и большей свободой перемещения в направлении к обнаженным поверхностям. Если энергии газообразных продуктов взрыва, заключенных в полости, достаточно, чтобы преодолеть сопротивление разрушенной породы и поднять ее в поле силы тяжести на высоту, соизмеримую с глубиной заложения заряда, то происходит выброс и образуется воронка. Этому может способствовать движение, вызванное волной сжатия. Однако во многих случаях, как показывают оценки [1], роль волны сжатия в процессе выброса является вспомогательной: волна лишь обеспечивает разрушение части массива, которая затем выбрасывается давлением газа.

Размеры воронки выброса зависят от энергии взрыва, свойств газообразных продуктов детонационного превращения ВВ, от глубины заложения, рельефа дневной поверхности, свойств горных пород, слагающих массив, включая их трещиноватость, характер напластований и т. д. Расчет зарядов на выброс основывается на эмпирических зависимостях. Для взрыва сосредоточенного заряда формула расчета заряда выброса обычно записывается в виде

$$C = a_1 W^{3f} (R/W), \quad (1)$$

где C — вес заряда; W — кратчайшее расстояние до свободной поверхности, так называемая линия наименьшего действия; R — радиус воронки выброса на уровне дневной поверхности; a_1 — коэффициент, зависящий от свойств ВВ и горной породы; $f(R/W)$ — функция показателя выброса ($R/W=n$), которая также зависит от свойств горной породы.

Как следует из формулы, пересчет от одного масштаба к другому осуществляется в соответствии с принципом геометрического подобия: вес зарядов, необходимых для образования подобных воронок (одинаковые показатели выброса $n=R/W$), пропорциональны объемам воронок или W^3 . Это фундаментальное положение позволяет прогнозировать результаты крупного взрыва на выброс на основе модельного эксперимента.

Однако увеличение масштабов промышленных взрывов на выброс выявило необходимость внести коррективы в применявшиеся методы расчета. Дело в том, что энергия, затрачиваемая на подъем выбрасываемой горной породы в поле силы тяжести, возрастает с масштабом W пропорционально $\rho g W^4$. Поэтому вес заряда при крупных взрывах должен увеличиваться с масштабом быстрее, чем это предписывается формулой (1). Первые попытки совершенствования методов расчета в этом плане были предприняты в работах [2, 3]. В 1957 г. была проведена большая серия опытных взрывов с целью выявить масштабный эффект при переходе к большим глубинам заложения. Оказалось, что отношение объема воронки к весу заряда начинает заметно снижаться, когда глубина заложения достигает нескольких десятков метров, а вес заряда ВВ — тысячи тонн [1].

Включение в число определяющих параметров ускорения силы тяжести и соответственно отказ от геометрического подобия сильно усложняет построение эмпирических формул расчета заряда выброса. Трудности усугубляются также тем, что количество крупных взрывов на выброс весьма ограничено, а различия в условиях их проведения существенны. Вряд ли можно признать удачным способ обработки экспериментальных данных, который широко используется американскими исследователями [4]. Ссылаясь на первые работы, выполненные в Советском Союзе, они делают попытку найти обобщенные зависимости в координатах $R/c^{1/n}$, $W/c^{1/n}$, уменьшая линейный масштаб с увеличением веса заряда ($n>3$). Этот способ можно считать в какой-то мере оправданным для небольшого диапазона изменения энергии взрыва, но он является принципиально неверным для диапазона, внутри которого энергия изменяется на несколько порядков. Прочность этого способа состоит в том, что обработка экспериментальных данных в рамках теоретически не обоснованной схемы ведет к искаженному представлению о влиянии свойств горных пород и других условий производства взрыва.

Ниже излагаются новый метод моделирования крупных взрывов, результаты экспериментального исследования и сопоставление их с опытными данными природных взрывов на выброс.

СХЕМАТИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ВЫБРОСА И МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ

В соответствии с представлениями, изложенными в работе [1], развитие взрыва на выброс может быть расчленено на три стадии. На первой стадии образуется полость, как при взрыве заряда камуфлета. Перемещение свободной поверхности незначительно. На второй стадии дав-

лением газа в полости разрушенная горная порода выталкивается в направлении линии наименьшего сопротивления. Именно на этой стадии создается запас кинетической энергии, обеспечивающий разлет выбрасываемой породы, и определяются размеры воронки. Последняя стадия — инерциальный разлет кусков.

Наибольшее влияние на движение среды поле силы тяжести оказывает, очевидно, на второй и третьей стадиях. Первая стадия, в течение которой движение осуществляется волной сжатия с амплитудой, превосходящей прочность горной породы, практически не подвержена влиянию силы тяжести вплоть до очень больших глубин заложения.

Имея в виду главную задачу — моделирование процесса образования воронки выброса, целесообразно исключить из рассмотрения первую стадию развития. Тогда в качестве начальных параметров источника будут фигурировать: глубина заложения W , радиус полости r_0 , давление газов p , показатель адиабаты γ и энергия ϵ . Выбрасываемую среду, которая разрушена волной сжатия на первой стадии, можно характеризовать плотностью ρ , прочностью σ и коэффициентом внутреннего трения K . Характерным размером воронки является ее радиус R .

Конструируя безразмерные параметры, можно представить зависимость размеров воронки от энергии газа в полости, глубины заложения и других перечисленных выше характеристик в виде

$$\frac{R}{W} = F\left(\frac{\epsilon}{\rho g W^4}; \frac{\epsilon}{\sigma W^3}; \frac{\epsilon}{p_0 W^3}; \frac{r_0}{W}; \gamma; K\right). \quad (2)$$

Как следует из написанной зависимости, геометрическое подобие имеет место в том случае, когда параметр $\epsilon/\rho g W^4$ может быть исключен из рассмотрения. Очевидно, что необходимым и достаточным условием является малость величины $\rho g W$ по сравнению с p_0 и σ . В другом предельном случае единственным определяющим параметром, содержащим энергию, остается $\epsilon/\rho g W^4$. Это значит, что подобные воронки (R/W одинаково) будут получаться при $\epsilon/\rho g W^4 = \text{const}$, т. е. энергия газа в полости должна возрастать пропорционально W^4 , а не W^3 , как это следовало из геометрического подобия. Если среда остается неизменной, то роль параметра $\epsilon/\rho g W^4$ будет возрастать с увеличением масштаба явления. Воспроизведение процесса образования воронки при крупном взрыве на модельной установке достигается путем увеличения поля тяготения. Для этого используются линейные [5] или центробежные ускорители [2].

Возможен, однако, иной метод моделирования крупных взрывов на выброс. Для этого достаточно уменьшить p_0 , σ и ϵ в модельном эксперименте так, чтобы безразмерные параметры совпадали с натурными.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема установки представлена на рис. 1. Вакуумная камера 1 цилиндрической формы диаметром 0,5 м и длиной 0,5 м имеет прозрачные торцевые стенки из плексигласа. Давление воздуха внутри камеры поддерживается на любом уровне от 10^{-1} мм рт. ст. до атмосферного. Вблизи нижнего предела относительное давление измеряется масляным манометром 5. Отсчет производится от минимального значения, фиксируемого с помощью термпарного вакуумметра 6.

В опытах камера примерно наполовину заполнялась сухим песком. На глубине W от поверхности размещался сферический объем возду-

ха 2, заключенный в тонкую резиновую оболочку. Последняя разрушалась нагреваемой током нихромовой проволокой, которая соприкасалась с оболочкой. Освобождаемый таким образом воздушный пузырь выталкивал песок и образовывал воронку выброса. Давление в пузыре определялось толщиной оболочки и контролировалось специальным манометром 4. Время разрушения оболочки во всех опытах было немно-

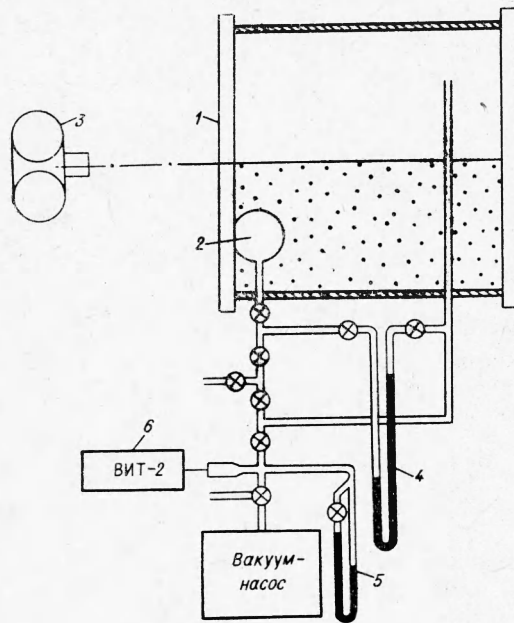


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

го меньше времени развития выброса. Перед разрушением оболочки подводный шланг пережимался и таким образом фиксировался рабочий объем газа.

Процесс выброса регистрировался киносъемочной камерой АКС-1 3. Для удобства съемки пузырь помещался у прозрачной стенки, так, что на кинокадрах виден разрез поднимающегося купола. На рис. 2 показаны кинокадры развития выброса для случая $W = 10,5$ см, радиус пузыря $r_0 = 3,3$ см, давление в камере $p_0 = 3$ мм рт. ст., давление в пузыре $p = 319$ мм рт. ст. Песок имел окрашенные слои, что позволило наблюдать их смещение после выброса. Точность измерения геометрических размеров составляла 10%, а давлений — 5%.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Одной из основных задач исследования, проведенного на установке, являлось определение вида функции (2). На первом этапе такие параметры как γ и K решено было оставить неизменными. Выбор в качестве среды песка обусловлен его малой прочностью. Давление в вакуумной камере, как правило, составляло 0,01 давления в пузыре. Таким образом, число переменных параметров было сокращено:

$$\frac{R}{W} = F\left(\frac{\varepsilon}{\rho g W^4}; \frac{\varepsilon}{\sigma W^3}; \frac{r_0}{W}\right). \quad (3)$$

Параметр $\varepsilon/\rho_0 W^3$ при неизменном отношении p/p_0 эквивалентен параметру r_0/W и поэтому исключен.

Проведены были четыре серии опытов, в каждой из которых фиксировалось $r_0/W = 0,63; 0,42; 0,31; 0,21$, а менялось давление в пузыре от 10 до 500 мм рт. ст. и его радиус от 2 до 5 см. Первичная обработка проводилась в предположении, что параметр $\varepsilon/\sigma W^3$ в силу малости σ не играет существенной роли. Оказалось, что относительный радиус

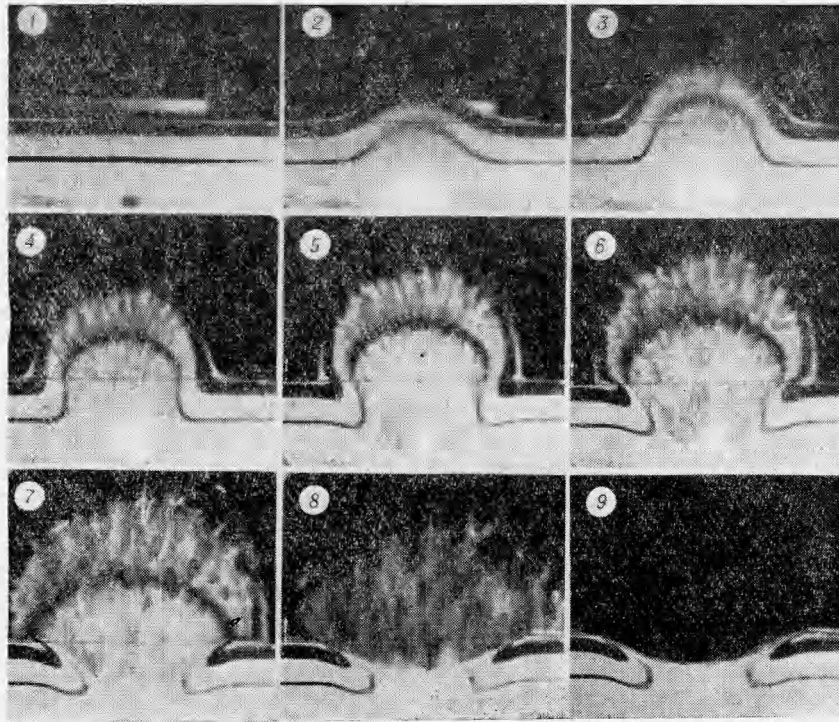


Рис. 2. Кинокадры процесса выброса. Время, истекшее с момента разрушения оболочки (сек):

1 — 0; 2 — 0,06; 3 — 0,09; 4 — 0,12; 5 — 0,15; 6 — 0,18; 7 — 0,24; 8 — 0,36; 9 — 0,48.

воронки R/W не зависит от r_0/W , по крайней мере, в пределах $0,21 \leq r_0/W \leq 0,63$ и полностью определяется энергией в пузыре, т. е. величиной $\varepsilon/\rho g W^4$ [6]. Эмпирическая зависимость хорошо аппроксимируется логарифмической функцией вида

$$\frac{R}{W} = a + b \lg \frac{\varepsilon}{\rho g W^4}. \quad (4)$$

Сопоставление модельных экспериментов с натурными взрывами на выброс требует учета изменения параметров $\varepsilon/\sigma W^3$ и $\varepsilon/\rho_0 W^3$. С тем, чтобы ввести их в найденную зависимость (3), было сделано естественное, хотя и грубое, предположение: суммарное давление, которое противодействует выбросу, может быть представлено в виде $(\rho_0 + \rho g W + \sigma)$. Тогда исходная зависимость (2) приобретает вид

$$\frac{R}{W} = F \left[\frac{\varepsilon}{(\rho g W + \rho_0 + \sigma) W^3}; \gamma; K \right]. \quad (5)$$

Для модельных экспериментов энергия ε вычислялась по формуле

$$\varepsilon = \int_p^{p_0} p dV = \frac{p V}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right],$$

где $\gamma = 1,4$; $V = 4\pi r_0^3/3$; p — давление в полости и p_0 — давление в свободном пространстве камеры.

В процессе деформирования песка связь главных нормальных напряжений определяется законом Кулоновского трения:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = -\sigma + m(\sigma_1 + \sigma_2),$$

где $m = \sin \varphi$ вычисляется через коэффициент внутреннего трения $\varphi = \text{arctg } K$ (φ — угол естественного откоса); а σ — характеризует связанность (прочность) песка.

В работе [1] было показано, что при относительно медленных движениях, когда не нужно учитывать сжимаемость, коэффициент внутреннего трения такой же, как в статике. Величина σ была определена в специальных экспериментах и оказалась равной с точностью $\pm 20\%$ $0,01 \text{ кг/см}^2$. Таким образом, среда характеризуется двумя размерными параметрами ρ и σ и одним безразмерным параметром K .

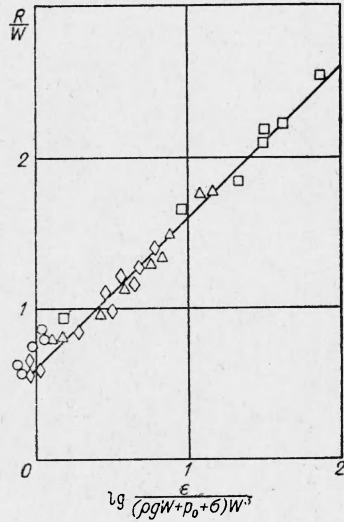


Рис. 3. Зависимость показателя выброса от параметра $\varepsilon/(\rho g W + p_0 + \sigma) W^3$ в модельных экспериментах.

Результаты лабораторного эксперимента, отложенные в координатах R/W ; $\varepsilon/(\rho g W + p_0 + \sigma) W^3$, представлены на графике (рис. 3). Все опытные данные группируются около эмпирической зависимости

$$\frac{R}{W} = 0,6 + \lg \frac{\varepsilon}{(\rho g W + p_0 + \sigma) W^3}. \quad (6)$$

Представляют также интерес предельные значения параметра $\varepsilon_* = \varepsilon/(\rho g W + p_0 + \sigma) W^3$, при которых уже нет выброса, и воронка образуется за счет обрушения полости. Эти данные приведены в табл. 1.

Обращает на себя внимание тот факт, что предельные значения существенно зависят от r_0/W . Как и следовало ожидать, параметр ε_* близок к единице.

Таблица 1

r_0/W	0,63	0,42	0,31	0,21
ε_*	1,5	1,25	0,9	0,75
R/W	0,95	0,8	0,6	0,6

СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ВЗРЫВОВ НА ВЫБРОС

При крупных взрывах основная масса выбрасываемой горной породы обычно достаточно хорошо измельчена — размер отдельного куса много меньше W , что, по-видимому, объясняется наличием напластований и трещиноватости в массиве. Относительно крупные глыбы получаются при небольших взрывах в крепких или вязких горных породах. Чтобы охватить возможно более широкий диапазон изменения масштаба, целесообразно выбрать для сопоставления взрывы на выброс в суглинке и аллювии (песчано-гравийная смесь), при которых всегда достигается хорошее измельчение. Это обстоятельство позволяет считать,

что указанные среды будут вести себя в процессе выброса подобно песку. В дальнейшем при сопоставлении с результатами модельных экспериментов будем полагать, что коэффициенты внутреннего трения песка и разрушенных суглинка и аллювия одинаковы, а прочность последних по сравнению с $p_0 = 1 \text{ кг/см}^2$ пренебрежимо мала.

Энергию газа в полости легко вычислить с помощью адиабаты продуктов взрыва [7], если известен показатель прострела в данной среде,

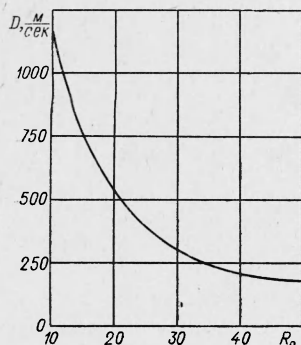


Рис. 4. Изменение скорости продольных волн с глубиной в лессе по данным работы [9].

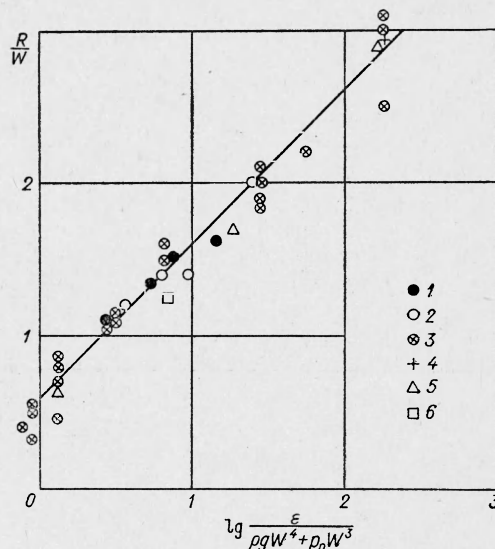


Рис. 5. Сопоставление размеров воронок в модельных экспериментах (прямая линия) с натурными взрывами на выброс.

1 — лесс, $C=0,08 \text{ т}$; 2 — лесс, $C=1 \text{ т}$; 3 — аллювий, $C=0,117 \text{ т}$; 4 — аллювий, $C=1,17 \text{ т}$; 5 — аллювий, $C=18 \text{ т}$; 6 — взрыв «Скутер», аллювий, $C=450 \text{ т}$.

т. е. объем камуфлетной полости, отнесенный к весу заряда. К сожалению, показатель прострела для суглинка определен только при взрыве в поверхностном слое грунта. Прочность подобных горных пород довольно сильно возрастает с глубиной, что необходимо учитывать при вычислении объема полости. В работе [8] показано, что в первом приближении показатель прострела уменьшается обратно пропорционально произведению квадрата скорости распространения продольных волн на плотность.

Типичная зависимость изменения скорости распространения продольных волн с глубиной показана на графике (рис. 4). Опираясь на эту зависимость, были вычислены размеры камуфлетной полости на различных глубинах. В качестве исходного значения взят показатель прострела на глубине 1—2 м, который для лессовидного суглинка равен $\sim 250 \text{ м}^3/\text{т}$. Сводка результатов опытных взрывов в суглинке [1] и аллювии [4] приведена в табл. 2.

На рис. 5 прямой линией показана зависимость, полученная на модели, и различными значками отмечены результаты опытных взрывов. Учитывая приближенный характер оценок энергии газа в полости, следует признать согласие модельных и натуральных экспериментов вполне удовлетворительным.

Сопоставим кинематические характеристики процесса выброса. Кинетическая энергия выбрасываемого грунта подобных взрывов пропор-

Таблица 2

Тип грунта	C, τ	$W, м$	$V/C, м^3/\tau$	$\rho g W^4 + \rho_0 W^3, \text{эрг}$	$\varepsilon, \text{эрг}$	$\varepsilon/(\rho g W^4 + \rho_0 W^3)$	$R, м$	$n=R/W$
Лесс (Ср. Азия) СССР	0,08	2,0	250	$1,06 \cdot 10^{13}$	$16 \cdot 10^{13}$	15,0	3,25	1,63
	0,08	2,5	250	$2,2 \cdot 10^{13}$	$16 \cdot 10^{13}$	7,3	3,85	1,54
	0,08	2,75	250	$3,0 \cdot 10^{13}$	$16 \cdot 10^{13}$	5,35	3,7	1,35
	0,08	3,4	250	$6,15 \cdot 10^{13}$	$16 \cdot 10^{13}$	2,6	3,75	1,1
	1,0	4,0	170	$10,5 \cdot 10^{13}$	$20 \cdot 10^{14}$	19,0	8,0	2,0
	1,0	5,0	170	$22,5 \cdot 10^{13}$	$20 \cdot 10^{14}$	8,9	7,0	1,4
	1,0	6,0	170	$4,26 \cdot 10^{14}$	$20 \cdot 10^{14}$	4,7	8,4	1,4
	1,0	7,0	170	$7,3 \cdot 10^{14}$	$20 \cdot 10^{14}$	2,7	8,5	1,2
Аллювий (США)	0,117	1,0	250	$1,3 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	180	3,1	3,1
	0,117	1,0	250	$1,3 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	180	3,0	3,0
	0,117	1,0	250	$1,3 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	180	2,5	2,5
	0,117	1,5	250	$4,2 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	56	3,3	2,2
	0,117	1,85	250	$8,2 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	28,5	3,9	2,1
	0,117	1,85	250	$8,2 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	28,5	3,7	2,0
	0,117	1,85	250	$8,2 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	28,5	3,5	1,9
	0,117	1,85	250	$8,2 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	28,5	3,4	1,85
	0,117	2,9	250	$35,6 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	6,6	4,6	1,6
	0,117	2,9	250	$35,6 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{13}$	6,6	4,3	1,5
	0,117	3,8	200	$8,8 \cdot 10^{13}$	$27,3 \cdot 10^{13}$	3,1	4,3	1,15
	0,117	3,8	200	$8,8 \cdot 10^{13}$	$27,3 \cdot 10^{13}$	3,1	4,0	1,1
	0,117	3,95	200	$9,9 \cdot 10^{13}$	$27,3 \cdot 10^{13}$	2,8	4,4	1,1
	0,117	4,9	200	$20,8 \cdot 10^{13}$	$27,3 \cdot 10^{13}$	1,3	4,2	0,86
	0,117	4,9	200	$20,8 \cdot 10^{13}$	$27,3 \cdot 10^{13}$	1,3	4,1	0,84
	0,117	4,9	200	$20,8 \cdot 10^{13}$	$27,3 \cdot 10^{13}$	1,3	3,5	0,70
	0,117	4,9	200	$20,8 \cdot 10^{13}$	$27,3 \cdot 10^{13}$	1,3	2,1	0,45
	0,117	5,8	170	$36,4 \cdot 10^{13}$	$32,2 \cdot 10^{13}$	0,89	3,1	0,53
	0,117	5,8	170	$36,4 \cdot 10^{13}$	$32,2 \cdot 10^{13}$	0,89	2,8	0,50
	0,117	5,8	170	$36,4 \cdot 10^{13}$	$32,2 \cdot 10^{13}$	0,89	1,8	0,31
	0,117	6,0	170	$42,1 \cdot 10^{13}$	$32,2 \cdot 10^{13}$	0,77	2,5	0,40
	1,170	2,1	250	$12,4 \cdot 10^{12}$	$23,4 \cdot 10^{14}$	188	6,6	2,95
	18,0	5,2	200	$2,57 \cdot 10^{14}$	$42 \cdot 10^{15}$	163	14,5	2,90
	18,0	10,5	125	$30 \cdot 10^{14}$	$57,5 \cdot 10^{15}$	19	17,0	1,70
18,0	24,5	50	$72,5 \cdot 10^{15}$	$93 \cdot 10^{15}$	1,28	16,5	0,70	
450	38,0	30	$4 \cdot 10^{17}$	$2,9 \cdot 10^{18}$	7,2	47,0	1,25	

циональна $\rho v^2 W^3$, где v — скорость подъема в гипоцентре. Отсюда следует, что отношение скоростей модели v_m и природы v_n должно определяться формулой

$$\frac{v_m}{v_n} = \sqrt{\frac{\rho_n (\rho_m g W_m + \rho_{0m} + \sigma_m)}{\rho_m (\rho_n g W_n + \rho_{0n})}},$$

а отношение времен — формулой

$$\frac{t_m}{t_n} = \frac{W_m}{W_n} \sqrt{\frac{\rho_m (\rho_n g W_n + \rho_{0n})}{\rho_n (\rho_m g W_m + \rho_{0m} + \sigma_m)}}.$$

На рис. 6 приведены зависимости скорости подъема центральной части купола при взрыве «Скутер» ($C=450 \text{ т}$) от времени и соответ-

ствующим образом пересчитанная зависимость, полученная в модельном эксперименте ($W=10,3$ см, $\epsilon=1,75 \cdot 10^8$ эрг; $n=1,24$). Различие в кривых $v(t)$ наблюдается только в начальный период, когда движение определяется содействием волны сжатия, которая в модельных экспериментах отсутствовала.

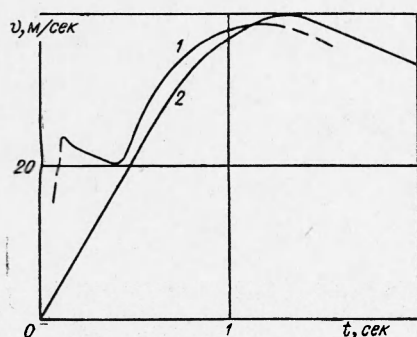


Рис. 6. Зависимость скорости подъема гипоцентральной части купола от времени.

1 — взрыв «Скутер», $n=1,25$; 2 — модельный опыт, $n=1,24$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование взрыва на выброс позволило исследовать зависимость радиуса воронки от глубины заложения заряда и энергии газа в полости. Полученная при этом эмпирическая формула удовлетворительно согласуется с результатами опытных взрывов на выброс в аллювии и суглинке в широком интервале весов заряда (от 80 кг до 450 т). Модельные и натурные эксперименты согласуются также по своим кинематическим характеристикам.

Отчетливо выявлена роль поля силы тяжести в процессе образования воронки выброса и тем самым указан способ расчета энергии взрыва при различных глубинах заложения заряда.

Моделируемость взрыва на выброс по кинематическим параметрам открывает новые пути решения целого ряда инженерных задач, связанных с перемещением грунтовых масс взрывом.

Поступила в редакцию
27/X 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Докучаев, В. Н. Родионов, А. Н. Ромашов. Взрыв на выброс. М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. Г. И. Покровский, И. С. Федоров. Действие удара и взрыва в деформируемых средах. М., 1957.
3. А. Ф. Беляев, М. А. Садовский. Взрыв. БСЭ, т. 7, 1951.
4. M. D. Nagdyke. J. Steoph. Res., 1961, 67, 5.
5. В. В. Викторов, Р. Д. Степанов. Инж. сб., т. XXVIII, 1960.
6. М. А. Садовский, В. В. Адушкин, В. Н. Родионов. Докл. АН СССР, 1966, 167, 6.
7. В. Н. Родионов. К вопросу о повышении эффективности взрыва в твердой среде. М., изд. ИГД им. Скочинского, 1962.
8. В. Н. Родионов, В. М. Цветков. Сб. докладов. Днепропетровск, 1965.
9. В. К. Кулагин. Отчет АН ТаджССР. Душанбе, 1963.