

УДК 539.215

© 1991 г.

А. В. КРЫМСКИЙ, А. С. УДАЛОВ

КОНТАКТНЫЙ ВЗРЫВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА, ЗАГЛУБЛЕННОГО В МЯГКИЙ ГРУНТ

Численному моделированию различных задач о взрывах зарядов взрывчатых веществ (ВВ) посвящено много работ [1-3 и др.]. В большинстве из них не учитывалось проскальзывание продуктов детонации относительно окружающей заряд среды, использовалось условие прилипания на границе контакта сред. При положении заряда вблизи дневной поверхности или над ней условие прилипания позволяет правильно описать явление лишь в самой начальной стадии до развития больших деформаций. Практика показывает, что численное моделирование процессов распространения волн напряжения в сплошной среде сопряжено с решением сложных задач организации алгоритма на ЭВМ, если геометрические характеристики изучаемых динамических явлений нетривиальны. Возникающая при этом главная проблема — организация конечно-разностной схемы может быть решена с помощью специальных таблиц, содержащих информацию о расчетной сетке. Такая организация была реализована в программе, разработанной для численного моделирования задачи, рассматриваемой в настоящей работе.

В результате проведенных исследований влияния свободной поверхности на напряженно-деформируемое состояние грунта вычислено значение эффективной энергии глубоко заложеного заряда, инициирующего при взрыве ударную волну, подобную распространяющейся вдоль оси симметрии при контактном взрыве заряда ВВ. В работе получены соотношения между максимумами скоростей вблизи свободной поверхности и на оси симметрии волны сжатия, а также между пиковыми значениями напряжений в тех же областях.

1. Постановка задачи. Рассматривается задача о контактном взрыве цилиндрического заряда ВВ, заглубленного в мягкий грунт заодно с дневной поверхностью. Предполагается, что область, занятая зарядом ВВ, заполнена покоящимися продуктами детонации постоянной плотности $\rho = 2 \text{ г/см}^3$, находящимися под давлением $P_0 = 100 \text{ Кбар}$. Для продуктов взрыва использовалась модель совершенного газа с показателем адиабаты равным 3. Задача решается в координатах Лагранжа. Система отсчета наблюдателя — цилиндрическая. Ось ox направлена вниз и совпадает с осью симметрии заряда. Ось oy в меридиональной плоскости направлена вдоль свободной поверхности. На ней $\sigma_{11} = 0$. Для мягкого грунта выбрана модель [4], согласно которой сжимаемость среды задается соотношением

$$p = f(\rho, \rho_*) \quad (1.1)$$

где p и ρ — давление и плотность в текущие моменты времени, ρ_* — максимальная плотность материальной частицы среды, достигнутая в прошлом. При $\rho < \rho_*$ реализуется разгрузочная ветвь уравнения сжимаемости. При разгрузке $\rho_* = \text{const}$. Если давление в частице достигает при этом некоторого критического значения p^0 , то предполагается, что оно падает до нуля и остается таковым до тех пор, пока величина $f(\rho, \rho_*)$ не станет положительной, после чего сжимаемость опять определяется соотношением (1.1). В случае увеличения плотности при $\rho = \rho_*$ в настоящей работе

реализована нагрузочная ветвь уравнения сжимаемости

$$p = p_* = f(\rho_*, \rho_*) = (K/n) [(\rho_*/\rho_0)^n - 1]$$

где $K=1$ Кбар, $n=3$, начальная плотность грунта $\rho_0=2$ г/см³. Процесс разгрузки этих частиц описывается линейным законом с разгрузочным модулем $K_1=10$ Кбар.

Если величина ρ_* достигает некоторого предельного значения ρ_L , то она перестает изменяться. В этом случае реализуется однозначная зависимость давления от плотности. Предполагается, что $\rho_L=2,5$ г/см³. Сдвиговое деформирование задается законом упругопластического течения Прандтля — Рейса $Ds_{ij}/Dt + \lambda s_{ij} = 2Ge_{ij}$, где s_{ij} — компоненты девиатора тензора напряжения, e_{ij} — компоненты девиатора тензора скоростей деформации, $G=5$ Кбар — модуль сдвига, D/Dt — производная Яумана по времени [5]. При чисто упругом сдвиговом деформировании $\lambda=0$, а если достигается условие пластичности, то $\lambda \geq 0$.

Условие пластичности при реализации алгоритма на ЭВМ задавалось в виде [6]:

$$I_2 = 0,5 s_{ij} s^{ij} \leq F(p) = \left(b + \frac{kp}{1 + kp/(Y_L - b)} \right)^2$$

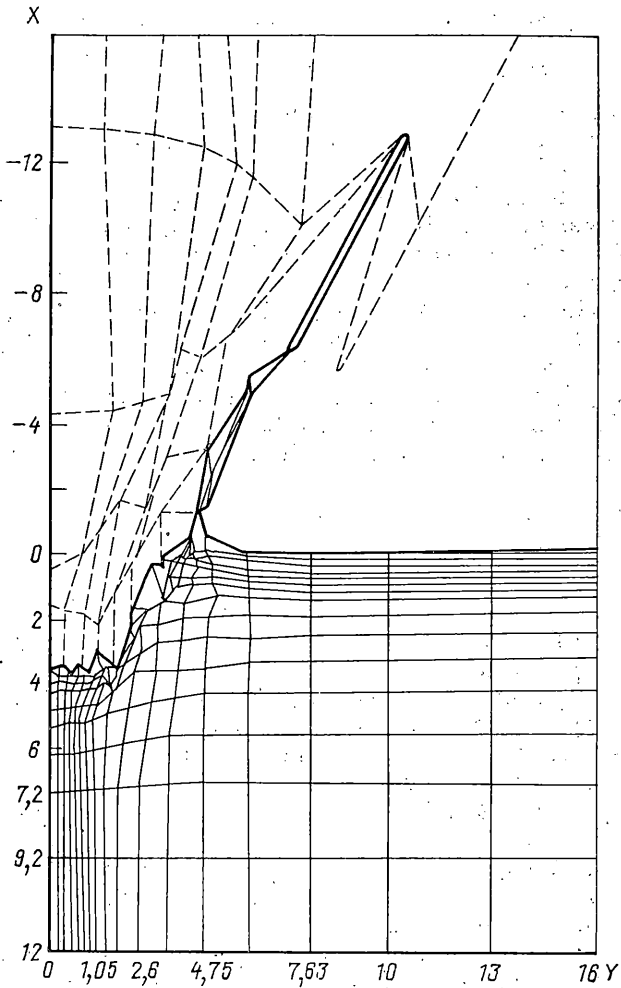
Здесь b , k , Y_L — константы материала, соответственно равные 0,0005 Кбар, 0,735 и 1 Кбар.

Для описания проскальзывания на границе контакта сред производилось раздвоение узлов конечно-разностной сетки. Локальная структура сетки (ЛСС) при таком процессе может существенно изменяться для каждого узла границы. Выбор соседних узлов для расчета частиц по обе стороны от границы раздела сред осуществлялся с помощью ЛСС, для которой большой объем информации хранился в упакованном виде в двух одномерных массивах. Численная реализация проскальзывания, как и в [7], состоит из четырех шагов: сначала производится предварительный расчет движения узлов газа по твердой среде, затем рассчитываются скорости и смещения узлов границы твердой среды. На третьем шаге уточняются положения узлов газа на границе. Поиск узлов грунта, соседствующих с узлом газа на границе отличается от предложенного в [7], что связано с более гибкой организацией вычислительного процесса и использованием ЛСС при расчетах. На четвертом этапе определяются силовые и прочие характеристики ячеек газа и грунта.

2. Результаты численного решения. Учет проскальзывания продуктов взрыва на границе контакта сред позволил осуществлять численные расчеты для достаточно больших значений времени. Для заряда ВВ радиуса $y_0=1,05$ м и высоты $x_0=0,9$ м положения частиц грунта и продуктов взрыва в момент времени $t=10$ мс иллюстрируются на фиг. 1.

Граница раздела между рассматриваемым зарядом и грунтом является поверхностью разрыва, распадающейся в начальный момент времени на волну разряжения продуктов детонации, контактный разрыв и волну сжатия частиц мягкого грунта. Затухание интенсивности волны сжатия иллюстрируется на фиг. 2—3, дающих картину распределения максимальных значений для $|\sigma_{11}|$, $|\sigma_{22}|$ и U вдоль частиц грунта, движущихся по оси симметрии заряда и имеющих координаты Лагранжа $r=0,9-3$ м ($r=x|_{t=0}$). Номерам 1—5 на фиг. 2 соответствуют следующие моменты времени: $t_1=0,7$ мс, $t_2=1,2$ мс, $t_3=1,7$ мс, $t_4=2,2$ мс, $t_5=2,7$ мс.

Линии 1, 2 и 3 на фиг. 3 иллюстрируют зависимости от лагранжевых координат соответственно максимумов для $|\sigma_{11} \cdot 10/P_0|$, $|\sigma_{22} \cdot 10/P_0|$ и U (м/с) вдоль оси симметрии *оx*. Расчеты показали, что в окрестности образующейся воронки происходит сильное затухание волны сжатия. Так, из

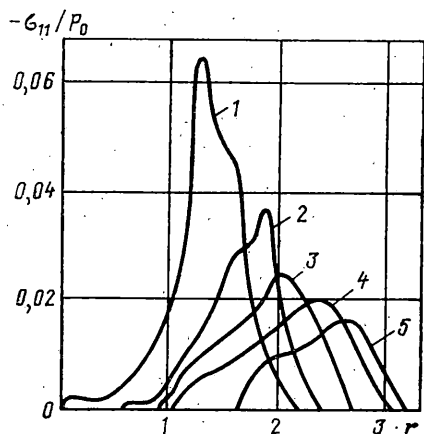


Фиг. 1

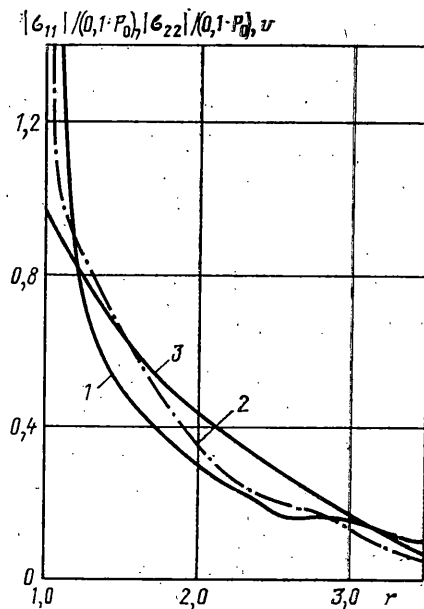
фиг. 2—3 видно, что максимальные скорости частиц грунта, имеющих координаты $r=1,1$ м — 3 м и движущихся вдоль оси симметрии, уменьшаются в 4,6 раза. Пиковые значения для σ_{22} и σ_{11} ослабевают в них соответственно в 5 и 11 раз.

Характерно, что на интервале $1,2 \text{ м} \leq r \leq 2,725 \text{ м}$ кривая 1 на фиг. 3 идет ниже кривой 2 и положение их относительно друг друга изменится лишь для $r > 2,725 \text{ м}$.

Для дальнейшего анализа численного решения задачи выделим сферическую поверхность S радиуса R с центром в начале координат. Пусть β — угол в меридиональной плоскости между осью ox и радиус-вектором R , задающим эту поверхность. Определим на основании результатов численных расчетов зависимость между углом β и углом наклона к оси ox вектора скорости частиц грунта, находящихся на этой поверхности в момент, когда скорость на оси симметрии в точке $x=R$ достигает максимального значения. Для определенности пусть $R=3,2$ м. График этой зависимости представлен на фиг. 4 кривой 3. Обозначим угол между одним



Фиг. 2



Фиг. 3

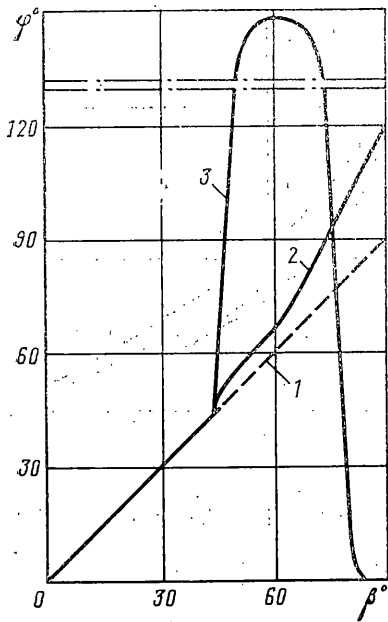
из главных направлений и направлением оси ox через φ . Он, согласно [8], задается равенством

$$\varphi = \text{arctg} \left[\frac{2\sigma_n - 2(\sigma_{22} \cos^2 \alpha_1 + \sigma_{11} \sin^2 \alpha_1)}{(\sigma_{11} - \sigma_{22}) \sin 2\alpha_1} \right]$$

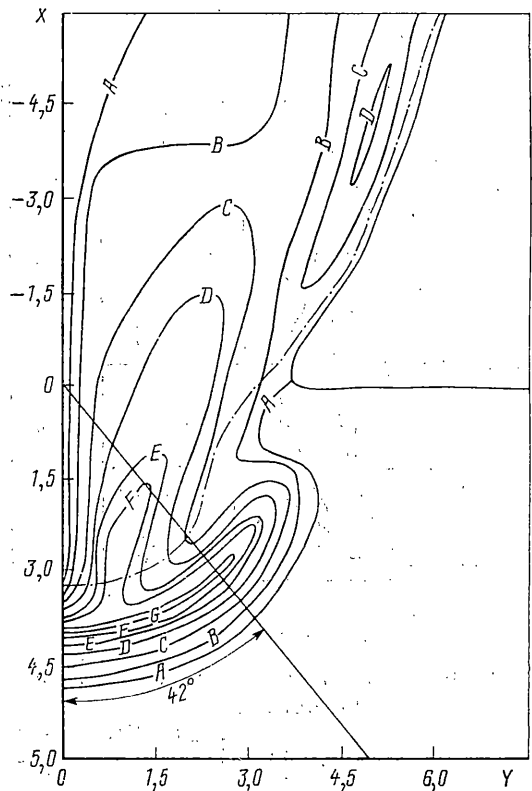
где σ_n — нормальное напряжение, действующее в меридиональной плоскости oxy по площадке, нормаль которой составляет с осью oy фиксированный угол $\alpha_1 = 45^\circ$. Зависимость φ от β иллюстрируется на фиг. 4 кривой 2. Прямая 1 на фиг. 4 задана уравнением $\varphi = \beta$.

Анализ этих зависимостей указывает, что на интервале $0 \leq \beta \leq 42^\circ$ все три линии совпадают. На фиг. 5 показано положение изобар при $t = 9$ мс. Буквам A, B, C, D, E и т. д. соответствуют значения давлений, равные 0,17, 1,7, 3,43, 6,83 бар и т. д. с шагом 3,4 бара. Штрих-пунктирная линия на фиг. 5 соответствует границе раздела сред. Распределение изобар в меридиональной плоскости и характер расположения относительно друг друга графиков зависимостей, иллюстрируемых на фиг. 4, показывают, что в конусе раствором 84° , построенном в начале координат с осью симметрии, совпадающей с осью ox , параметры движения меняются примерно так же, как и при осесимметричном взрыве глубоко заложенного сферического заряда ВВ. Для описания движения грунта в рассматриваемом конусе целесообразно ввести характерный коэффициент δ , отражающий эффективность механического действия заряда ВВ, заглубленного заподлицо с дневной поверхностью.

Так как часть полной энергии заряда уходит в этом случае в вакуум, для получения на оси симметрии адекватных параметров волны достаточно взорвать глубоко заложенный сферический заряд с полной энергией взрыва $E_1 < E_0$, где E_0 — полная энергия взрыва исходного цилиндрического заряда с массой равной C_0 . Эффективность механического действия контактного взрыва определим в виде $\delta = E_1/E_0$. Известно, что симметричное движение мягкого грунта подчиняется закону геометрического подобия [4]. Поэтому, если на плоскости $r-t$ задан годограф движения пика волны сжатия, то при наличии информации о массе одного из двух зарядов, можно определить и массу другого. В самом деле, пусть кривая 1



Фиг. 4



Фиг. 5

располагается выше кривой 2 (линии 1 и 2 соответствуют зарядам C_1 и C_2). Тогда, проведя из начала координат на плоскости $r-t$ прямую, пересекающую кривую 1 в точке (r_1, t_1) , а кривую 2 — в точке (r_2, t_2) , и, воспользовавшись законом геометрического подобия для симметричного движения грунта, получим, что

$$C_2/C_1 = (t_2/t_1)^3 = (r_2/r_1)^3 \quad (2.1)$$

Рассмотрим взрыв глубоко заглубленного сферического заряда ВВ радиуса $R_0=1$ м, имеющего те же термодинамические характеристики, что и цилиндрический заряд ВВ, заглубленный заодно с дневной поверхностью. Сферический заряд также моделируется сильно нагретым, покоящимся в начальный момент времени, газом. На фиг. 6 линия 2 иллюстрирует годограф пика волны сжатия, инициируемой взрывом в грунте указанного глубоко заложеного заряда ВВ.

Как уже было отмечено выше, при контактном взрыве заглубленного заряда ВВ, наблюдается картина осесимметричного распределения параметров движения, реализуемая в конусе раствора 84° .

Построим на плоскости $r-t$ годограф пика волны (кривая 1 на фиг. 6), движущейся в этой области. Луч \mathcal{Z} , выпущенный из начала координат на плоскости $r-t$ пересекает кривые 1 и 2 в точках с абсциссами $r_1=2.4$ м и $r_2=4.5$ м. Поскольку масса сферического заряда C_2 известна, то по формуле (2.1) можно определить и массу заряда C_1 , инициирующего при глубоком заложении симметричное движение, подобное реализующемуся в упомянутом конусе. Учитывая, что энергия взрыва прямо пропорциональна массе заряда, получим, что коэффициент эффективности механиче-

ского действия контактного взрыва заряда C_0 , заглубленного заподлицо с дневной поверхностью, согласно проведенным расчетам равен величине $\delta = (r_1/r_2)^3 C_2/C_0 = 0,24$. Расчеты проводились для различных значений x_0 и y_0 . Анализ численного решения показал, что для тех x_0 и y_0 , для которых $x_0 \approx y_0$, $\delta = 0,22 - 0,24$.

Теперь обратимся к рассмотрению движения частиц грунта, лежащих вне упоминаемого конуса раствора 84° . Обозначим через $\sigma_{11}^{(m)}(x, y)$ и $\sigma_{22}^{(m)}(x, y)$ пиковые значения σ_{11} и σ_{22} в точке с координатами x, y . Введем в качестве характеристик, отражающих поведение частиц грунта вне указанного конуса, параметры F и N . Параметр F представляет собой отношение значения $\sigma_{22}^{(m)}$, достигаемого в точке некоторой прямой, параллельной оси oy , к величине $\sigma_{11}^{(m)}$, вычисленной на оси симметрии на глубине, совпадающей со значением координаты y , в которой вычисляется $\sigma_{22}^{(m)}$, т. е.

$$F(x^1, y^1) = \sigma_{22}^{(m)}(x, y) |_{x=x^1, y=y^1} / \sigma_{11}^{(m)}(x, y) |_{x=y^1, y=0} \quad (2.2)$$

где x^1, y^1 — фиксированные значения координат x и y . Аналогично задается параметр N :

$$N(x^1, y^1) = W^{(m)}(x, y) |_{x=x^1, y=y^1} / U^{(m)}(x, y) |_{x=y^1, y=0} \quad (2.3)$$

где W и U — соответственно горизонтальная и вертикальная составляющие вектора скорости. Индекс m в (2.3), как и в равенстве (2.2), указывает на то, что рассматриваются пиковые значения величин W и U .

Анализ расчетов показал, что функция $F(x, y)$ в окрестности свободной поверхности с ростом y резко падает от значений, близких к 0,4 до значений порядка 0,27. С увеличением глубины x для любого $y \geq \max(x, y_0)$ функция $F(x, y)$ практически равна 0,3. Что же касается функции $N(x, y)$, то для любого $x > 0$ и $y > y_0$ с ростом y она быстро падает до значений, близких к 0,4.

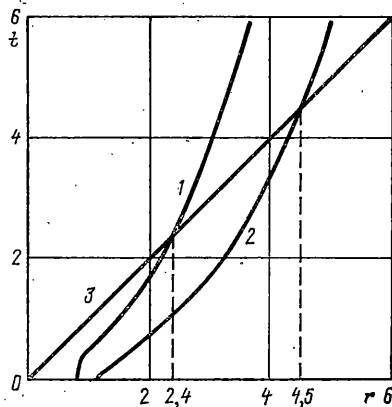
Подводя итог изложенному, отметим, что при изучении поля напряжений в песчаном грунте при взрыве заряда ВВ вблизи дневной поверхности некоторыми авторами [8], [9] был экспериментально установлен осесимметричный характер движения под центром взрыва в конусе раствором 60° . То, что значение угла раствора конуса меньше 84° , по всей видимости, вызвано влиянием воздушной ударной волны, которая в рассматриваемом нами случае отсутствует.

При контактном взрыве сферического заряда ВВ на суглинке плотностью $1,7 \text{ г/см}^3$ и влажностью 20–22% в [9] экспериментально был получен коэффициент эффективности δ , равный 0,23.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить за постоянное внимание к работе С. С. Григоряна и Ю. А. Созоленко.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорян С. С., Евтерев Л. С. Расчет двумерной осесимметричной задачи о сильном контактном взрыве. М.: Изд-во МГУ, 1974. 40 с.
2. Броуд Г. Л., Бьюрк Р. Л. Образование воронок при мегатонном контактном взрыве. // В сб. Действие ядерного взрыва. М.: Мир. 1971. С. 121–162.



Фиг. 6

3. *Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А.* Расширение идеально-пластической, цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации. // ПМТФ. 1974. № 2. С. 152–156.
4. *Григорян С. С.* Об основных представлениях динамики грунтов. ПММ. 1960. Т. 24. Вып. 6. С. 1057–1072.
5. *Седов Л. И.* Понятие разных скоростей тензоров. // ПММ, 1960, Т. 24. Вып. 3. С. 393–398.
6. *Юхансон К., Персон П.* Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир. 1973. 352 с.
7. *Уилкинс М. Л.* Расчет упругопластических течений. // В сб.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–263.
8. *Алексеевко В. Д.* Экспериментальное исследование динамического поля напряжений в мягком грунте при контактном взрыве. // ПМТФ. 1963. № 5. С. 99–106.
9. *Алексеевко В. Д., Рыков Г. В.* Некоторые экспериментальные данные о параметрах волн напряжений в грунтах при подземном и контактных взрывах. // ПМТФ. 1968. № 4. С. 65–67.

Москва

Поступила в редакцию
10.VII.1990