

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дунин С. З., Сироткин В. К. Расширение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилатансионных свойств грунта // ПМТФ.— 1977.— № 4.
2. Дунин С. З., Сироткин В. К., Сумин Е. В. О характере состояния среды в окрестности полости, расширяющейся в дилатирующей среде // ПМТФ.— 1979.— № 3.
3. Terhune B. W., Stubbs T. F., Cherry J. T. Nuclear cratering from a digital computer // Peaceful Nuclear Explosions.— Vienna, 1970.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— 3-е изд., испр. и доп.— М.: Физматгиз, 1965.
5. Николаевский В. Н., Сырников Н. М., Шефтер Г. М. Динамика упругопластических дилатирующих сред // Успехи механики деформируемых сред.— М.: Наука, 1975.
6. Николаевский В. Н. О связи объемных и сдвиговых деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах // ДАН СССР.— 1967.— Т. 177, № 3.
7. Ловецкий Е. Е., Сироткин В. К., Сумин Е. В. Взрыв в зернистой пористой среде с переменной дилатансией // ПМТФ.— 1981.— № 2.
8. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1967.
9. Зверев А. А., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в переменном уплотняющей среде // ПМТФ.— 1982.— № 4.
10. Андрианкин Э. И., Корявов В. П. Ударная волна в переменном уплотняющей пластической среде // ДАН СССР.— 1959.— Т. 128, № 2.
11. Цветков В. М., Сизов И. А., Поликарпов А. А. О поведении хрупкоразрушаемой среды при камуфлетном взрыве // ФТПРПИ.— 1977.— № 4.
12. Николаевский В. Н., Поляничев А. Н. и др. Эффекты дилатансии при подземном взрыве (численное исследование) // ДАН СССР.— 1980.— Т. 250, № 1.
13. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Механический эффект и диссипативные процессы при взрыве в пористой среде // ПМТФ.— 1981.— № 2.
14. Дунин С. З., Сурков В. В. Уравнение состояния газодонасыщенных сред // Изв. АН СССР. Физика Земли.— 1978.— № 11.
15. Carroll M. M., Holt A. C. Static and dynamic pore collapse relation for ductile porous materials // J. Appl. Phys.— 1972.— V. 43, N 4.
16. Вовк А. А., Михалюк А. В., Белинский И. В. Развитие зон разрушения горных пород при камуфлетных взрывах // ФТПРПИ.— 1973.— № 4.

Поступила 23/IV 1987 г.

УДК 622.235

## ИЗЛУЧЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЗАРЯДОВ ВВ С ВОЗДУШНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

Н. И. Волохин, А. М. Масленников

(Москва)

Один из эффективных методов управления взрывом — размещение заряда в промежуточной среде с плотностью, значительно отличающейся от плотности окружающей среды, которая является основным объектом воздействия взрывного импульса. Если в качестве промежуточной применяется среда с малой плотностью и высокой сжимаемостью по сравнению с основной средой, то уменьшается скорость нарастания давления и увеличивается время нарастания импульса. В качестве промежуточной среды, в частности, может использоваться воздушная оболочка вокруг заряда ВВ [1, 2].

Наличие воздушного зазора вокруг заряда химического ВВ существенно влияет на характеристики начального импульса давления, действующего на окружающую среду. При увеличении зазора становятся важными режим распространения ударной волны (УВ) по воздушной оболочке и ее взаимодействие со стенкой полости.

Анализ волновых процессов при взрывах зарядов с воздушными оболочками в среде проведен в [3], где показано, что с увеличением размеров воздушной полости энергия, уносимая УВ при подводном взрыве, быстро убывает. В [4] приведены результаты эксперимента по определению влияния воздушной оболочки на процесс распространения волны сжатия в твердой среде. В качестве среды использовался многократно переплавленный тиосульфат натрия, сходный по своим механическим свойствам с каменной солью. Источник взрыва — микрочастицы из тэна. В [5] показано, что на параметры взрывного воздействия влияет также плотность заряда ВВ, которую можно менять, используя пористые ВВ или применяя воздушные оболочки.

Ряд авторов [1, 2, 5, 6] указывают на то, что малые воздушные оболочки (от 0,5 до 1,5 объемов ВВ) увеличивают механический эффект взрыва и улучшают параметры дробления породы. Это связано с тем, что расширение газов внутри полости на начальном этапе отлично от адиабатического режима и характеризуется меньшим спадом давления по сравнению с адиабатическим режимом расширения [7].

Кроме того, благодаря наличию воздушной оболочки продукты детонации разгоняются и воздействуют на стенку полости уже динамически, так что пиковое давление на стенке полости может стать даже больше, чем исходное давление продуктов детонации. При больших размерах воздушной оболочки происходит сильная диссипация энергии в воздушной оболочке, приводящая к значительному снижению пикового давления на стенке полости. Зона разрушения в твердой среде постепенно уменьшается и взаимодействие УВ со стенкой приобретает чисто упругий характер. Почти вся энергия при этом идет на повышение температуры воздуха внутри полости. Таким образом, варьируя размер воздушной оболочки, можно существенно изменять импульс давления, действующий на твердую среду, и управлять механическим эффектом взрыва.

В экспериментах [4] варьировался параметр  $\xi = R_{\text{п}} / R_{\text{з}}$  ( $R_{\text{п}}$  — радиус первоначальной полости,  $R_{\text{з}}$  — радиус заряда) и изучались характеристики волны сжатия, которая распространяется по твердой среде. Весьма актуальным остается вопрос об излучаемой при этом упругой энергии и ее зависимости от параметра  $\xi$ . С точки зрения сейсмической безопасности интересно получить зависимости максимальной массовой скорости, перемещения, а также приведенного потенциала упругих смещений (функции сейсмического источника) от  $\xi$ , для изучения которых решена численно задача о сферически-симметричном камуфлетном взрыве заряда химического ВВ, окруженного воздушной оболочкой (рис. 1). Предполагалось, что детонация заряда происходит мгновенно. В качестве уравнения состояния продуктов детонации бралась двухзвенная адиабата тротила [8]. Воздух, находящийся между зарядом и средой, считался идеальным газом с показателем адиабаты  $\gamma = 1,4$ . Начальные параметры воздуха соответствовали нормальным условиям. В качестве окружающей среды моделировалась каменная соль с механическими характеристиками, взятыми из [5].

Для описания сферически-симметричного движения газов внутри полости использовались известные уравнения газовой динамики:

$$(1) \quad \begin{aligned} \partial V / \partial t + u \partial V / \partial r &= V(\partial u / \partial t + 2u/r), \\ \partial u / \partial t + u \partial u / \partial r &= -V \partial p / \partial r, \\ \partial e / \partial t + u \partial e / \partial r &= -p(\partial V / \partial t + u \partial V / \partial r). \end{aligned}$$

Здесь  $V$  и  $e$  — удельный объем и удельная энергия среды;  $u$  — скорость;  $p$  — давление;  $t$  — время;  $r$  — эйлерова координата.

Для описания движения твердой среды, окружающей полость, взяты гидродинамические уравнения, учитывающие прочность в эйлеровых координатах:

$$(2) \quad \begin{aligned} \partial V / \partial t + u \partial V / \partial r &= V(\partial u / \partial r + 2u/r), \\ \partial u / \partial t + u \partial u / \partial r &= V(\partial \sigma_r / \partial r + 2\tau/r), \\ \partial e / \partial t + u \partial e / \partial r + p(\partial V / \partial t + u \partial V / \partial r) &= (2/3)\tau V(\partial u / \partial r - u/r), \end{aligned}$$

где  $\sigma_r$  и  $\sigma_\theta$  — радиальная и угловая компоненты тензора напряжений;  $\tau = \sigma_r - \sigma_\theta$  — напряжение сдвига;  $p = -(\sigma_r + 2\sigma_\theta)/3$ .

Для описания поведения среды применялась упругопластическая модель с зависимостью прочности от давления [9]:

$$(3) \quad |\tau| < Y(p), \quad Y(p) = Y_0 + \mu p / (1 + \mu p / (Y_{pL} - Y_0)).$$

Здесь  $Y_0$  — сцепление;  $\mu$  — коэффициент трения;  $Y_{pL}$  — предельное значение сдвиговой прочности.

Уравнение состояния среды использовалось в известной форме Тэта

$$(4) \quad p = \rho_0 c_0^2 / n ((\rho / \rho_0)^n - 1).$$

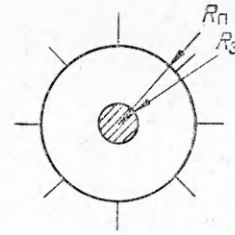
Для численного счета система (1), переписанная в лагранжевых координатах, заменялась на систему уравнений в конечных разностях. Разностная схема типа «крест» имела второй порядок точности на равномерной лагранжевой сетке и была полностью консервативной [10]. Система (2), описывающая движение твердой среды, решалась по разностной методике, использованной в [11]. Для сглаживания возникающих гидродинамических разрывов в обеих схемах бралась комбинированная линейно-квадратичная

вязкость, что обеспечивало возможность сквозного счета. Устойчивости счета добивались соответствующим выбором шага по времени.

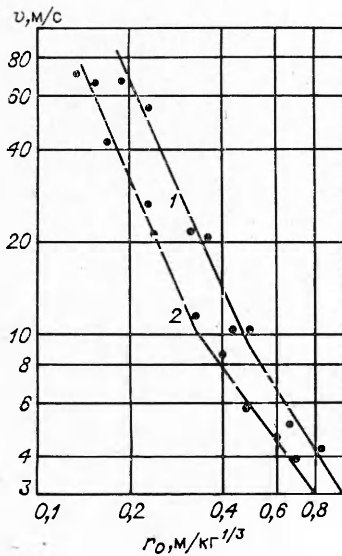
Численное решение системы (1), взятое на границе полости, служило в каждый момент времени граничным условием для численного решения системы (2). Таким образом, использована разностная методика, которая позволила решить задачу о взрыве в твердой среде с учетом сложной газодинамической картины поведения продуктов детонации внутри полости. Предполагалось, что каменная соль — идеально пластический материал с прочностью на сдвиг, равной  $Y_0 = 15$  МПа.

Для определения того, насколько выбранная схема расчета согласуется с экспериментом, на рис. 2 дана расчетная зависимость максимальной массовой скорости среды от приведенного расстояния. Экспериментальные точки взяты из [4] (линии 1 и 2 отвечают  $\xi = 1,5$  и 2). Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов позволяет принять выбранную модель для описания процесса.

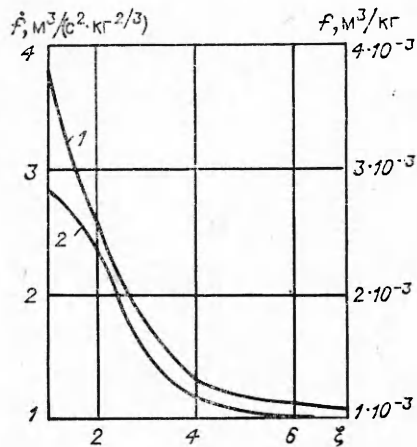
На рис. 3 показана зависимость объема зоны, охваченной пластическим течением, от параметра  $\xi$ . Видно, что при изменении  $\xi$  в диапазоне от 1,0 до 3,5 происходит резкое уменьшение размеров области пласти-



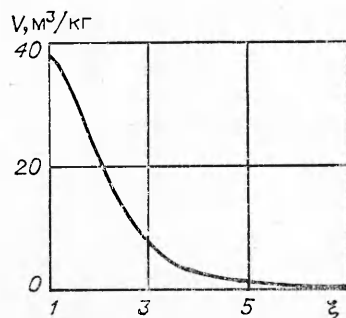
Р и с. 1



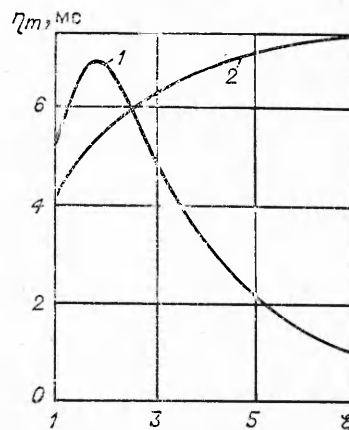
Р и с. 2



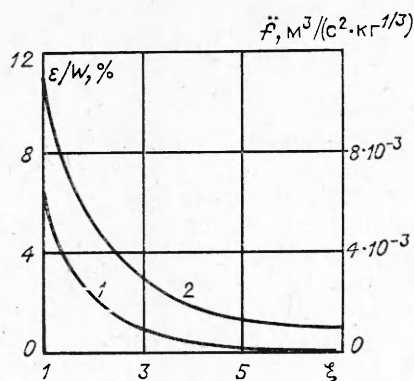
Р и с. 4



Р и с. 3



Р и с. 5



Р и с. 6

При расчетах  $c = 4500$  м/с. С увеличением  $\xi$  происходят уменьшение потенциала и перестройка его формы, связанная со смещением характерной частоты упругого сигнала в сторону более высоких частот. На рис. 4 представлена зависимость максимума функции сейсмического источника (ФСИ) от приведенного радиуса полости  $\xi$  (кривая 2), кривая 1 — изменение максимума производной ФСИ от  $\xi$ , по своему определению она соответствует изменению максимальных перемещений в среде. Смещение частоты сигнала хорошо видно на рис. 5 (кривая 1), где  $\eta_m$  дана как функция  $\xi$ , представляющая собой значение  $\eta$ , при котором потенциал достигает максимума. Эта зависимость немонотонная и может характеризовать изменение периода упругого сигнала, излученного в среду, при вариации  $\xi$ , поскольку  $\eta_m \sim T$ . При малых размерах воздушной оболочки происходит увеличение характерного периода сигнала, после достижения максимума которого начинается резкий спад, что связано с конкуренцией двух механизмов. Как известно, характерный период сигнала пропорционален радиусу упругого излучателя, который уменьшается с ростом  $\xi$ . Вместе с тем если учесть, что импульс, действующий на упругом радиусе, имеет конечное время действия  $T_0$ , то из решения задачи Шарпа легко получить, что  $\eta_m$  с ростом времени будет плавно увеличиваться от  $(1/\omega_0) \arctg(1/\sqrt{1-2\nu})$  (при  $T_0 = 0$ , что соответствует  $\delta$ -образному импульсу) до  $\pi/\omega_0$  (при  $T_0 = \infty$ , что отвечает постоянному напряжению на упругом радиусе). Здесь  $\omega_0$  — характерная частота из задачи Шарпа ( $\omega_0 = 2c_t/R\sqrt{2(1-\nu)}$ ),  $c_t$  — скорость поперечных волн,  $\nu$  — коэффициент Пуассона). Таким образом, увеличение  $\eta_m$  при  $1 < \xi < 2$  связано с ростом времени действия продуктов детонации на стенку полости (рис. 5, кривая 2).

Важное значение при изучении механического эффекта имеет вопрос о доле энергии взрыва, излученной в виде упругих волн. На рис. 6 показано, как зависит излученная сейсмическая энергия от  $\xi$  (кривая 1). Данную зависимость можно аппроксимировать формулой  $\varepsilon/W = 7/\xi^{1,9}$ , удовлетворительно описывающей кривую излученной энергии до  $\xi \sim 3$ . Линия 2 — зависимость максимума второй производной ФСИ от  $\xi$ , это соответствует изменению максимальной массовой скорости. Указанные зависимости дают представление о сейсмическом эффекте взрыва заряда, окруженного воздушной оболочкой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мельников Н. В., Марченко Л. Н. Энергия взрыва и конструкция заряда.— М.: Недра, 1964.
2. Марченко Л. Н. Увеличение эффективности взрыва при дроблении горных пород // ФТПРПИ.— 1982.— № 5.
3. Христофоров Б. Д. Подводный взрыв в воздушной полости // ПМТФ.— 1982.— № 6.
4. Спивак А. А. Волны сжатия в твердой среде при взрыве заряда ВВ в воздушной полости // ФГВ.— 1973.— № 2.

5. Спивак А. А., Кондратьев Ю. В. Влияние плотности заряжения ВВ на параметры взрывного воздействия в твердой среде // ФТПРПИ.— 1979.— № 1.
6. Вовк А. А., Черный Г. И., Михалюк А. В. Основные закономерности взрывов зарядов с воздушными оболочками в грунтах // Использование взрыва в народном хозяйстве.— Киев: Наук. думка, 1970.
7. Волохин Н. И., Масленников А. М. Численное моделирование развития взрыва химического ВВ с использованием воздушной оболочки вокруг заряда // Теоретические вопросы физики взрыва.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
8. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1976.
9. Поведение грунтов под действием импульсных нагрузок/Под ред. А. А. Вовка.— Киев: Наук. думка, 1984.
10. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики.— М.: Наука, 1980.
11. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Механический эффект и диссипативные процессы при взрыве в пористой среде // ПМТФ.— 1981.— № 2.
12. Дунин С. З., Масленников А. М. и др. Излучение упругих волн при взрыве в пористой упругопластической среде // ПМТФ.— 1983.— № 1.

Поступила 6/IV 1987 г.

УДК 539.3

## ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН В СИСТЕМЕ ПЛАСТИНА — СЛОЙ — ПОЛУПРОСТРАНСТВО

*Т. К. Кадыров, М. В. Степаненко*

(Новосибирск)

При решении вопросов защиты сетевых инженерных сооружений от действия движущихся нагрузок может оказаться полезной информация об особенностях распространения гармонических волн в системах, моделирующих реальные объекты с учетом их взаимодействия с фундаментами и основаниями. Одной из моделей, позволяющих выявить особенности динамического взаимодействия структурных элементов, является система пластина — слой — полупространство. Последнее (его называют иногда основанием) рассматривают жестким или деформируемым. Приближенные способы учета податливости оснований в статических задачах приведены в [1].

Ниже исследуются волноводные свойства упругих систем пластина — полупространство, пластина — слой и пластина — слой — полупространство. Между пластиной и слоем (полупространством) осуществляется скользящий контакт, слой и полупространство соединены жестко. Рассматриваются две модели основания — точная (в рамках теории упругости) и приближенная — модель упругой среды с одним вертикальным перемещением. По-видимому, впервые эту модель использовал Х. А. Рахматулин [2] в задаче, не связанной с вопросами взаимодействия конструкций со средой. В [3] приближенные уравнения использованы для расчета статических и ряда динамических задач. В [4—6] при помощи этой модели и близких ее модификаций исследовалась динамика кусочно-однородных сред. Информация о дисперсии гармонических волн в составных системах, полученная в [7—9], имеет непосредственное приложение к задачам геофизики, акустодиагностики, но оставляет в стороне вопросы прочности и несущей способности конструкций, подверженных действию волн, распространяющихся в окружающей среде. Это объясняется тем, что не было выявлено соответствие между характером распространения свободных волн и нестационарными процессами при движущихся нагрузках. Основная заслуга в установлении такой связи принадлежит Л. И. Слепяну, который проанализировал формирование квазистационарных и резонансных режимов и увязал их параметры с параметрами дисперсии в выделенных областях спектра [10]. Резонансные явления в пластинах и оболочках, окруженных акустической средой, исследованы в [10—13], а в плоском слое, контактирующем с упругой средой, — в [14, 15]. Результаты, приведенные ниже, делают возможным качественный анализ формирования резонансных волн в структурно-неоднородных системах без решения нестационарной задачи.

Рассмотрим деформацию сред, входящих в систему. Введем обозначения:  $x$  — продольная координата,  $y$  — нормальная,  $u$  и  $v$  — продольные и нормальные смещения,  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ,  $\sigma_{xy}$  — напряжения. Параметры пластины, слоя и полупространства пометим индексами 0, 1 и 2 соответственно.

Уравнение динамического изгиба пластины на основе классической модели имеет вид

$$(1) \quad \ddot{v}_0 = (\rho_0 h_0)^{-1} R(x, t) - \kappa^2 c_0^2 v_{0,xxxx}^{(IV)}$$

где  $\rho_0$ ,  $h_0$ ,  $c_0 = \sqrt{E_0/\rho_0(1-\nu_0^2)}$  — плотность, толщина и скорость звука