

*В.А.Боровиков, И.Ф.Ванягин*

**ФИЗИКА  
ВЗРЫВНОГО  
РАЗРУШЕНИЯ**

## О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение .....	3
§ 1. Моделирование волны напряжения .....	4
§ 2. Параметры детонационной волны конденсированных взрывчатых веществ .....	10
§ 3. Определение скорости распространения упругих волн, упругих и прочностных характеристик горных пород .....	12
§ 4. Расчет параметров ударной волны на границе раздела заряд-среда .....	15
Параметры ударной волны при плотном зарядании .....	-
Параметры ударной волны при наличии радиального зазора заполненного водой .....	18
Параметры ударной волны при наличии воздушного радиального зазора .....	21
Параметры ударной волны при наличии радиального зазора, заполненного породной мелочью или песком .....	22
§ 5. Расчет параметров волны напряжения в горных породах при взрыве удлиненных зарядов различной конструкции .....	24
§ 6. Расчет параметров волн напряжений при групповом взрывании .....	29
Пример расчета параметров волны напряжения .....	32
Литература .....	48

Министерство высшего и среднего специального образования  
РСФСР

Ленинградский ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции  
и ордена Трудового Красного Знамени  
горный институт им. Г. В. Плеханова

В. А. Боровиков, И. Ф. Ванягин

ФИЗИКА  
ВЗРЫВНОГО  
РАЗРУШЕНИЯ

Учебное пособие

Ленинград  
1974

Назначение учебного пособия – систематизировать расчет параметров волны напряжений при выполнении курсовых проектов и специальной части дипломных работ.

В пособии кратко описана феноменология взрыва, принципы моделирования, способы расчета параметров детонационной волны при использовании конденсированных ВВ. Дается подход к оценке удругих и прочностных характеристики горных пород, в том числе и в условиях сложного напряженного состояния массива. Приведены расчетные методы оценки параметров ударной волны при плотном зарядании и наличии зазоров между ВВ и стенками зарядной камеры в зависимости от свойства заземленной среды (воздуха, воды, буровой мелочи и т.д.). Дан способ оценки поля напряжений и скоростей при взрыве одиночных и грушевых зарядов различной конструкции.

Пособие предназначено для студентов специальности 0210 – физические процессы горного производства – и других горных специальностей, а также для работников горнодобывающей промышленности.

Вопросы программирования на ЭВМ в § 1 написаны И.Ф.Вавягиным, § 2, 3, 4 – В.А.Боровиковым, остальные совместно.

Научный редактор Ю.М.Мисник

Виктор Александрович Боровиков  
Иван Федорович Вавягин

**ФИЗИКА ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ**  
Учебное пособие

Редактор Н.А.Ежикова

---

М-25395.1.2.74. Усл. л. 2, 3. Печ. л. 3. Изд. № 19, з. 2693, т. 500 экз. Цена 28 коп.  
РТП ЛПИ. Ленинград, 198026, 21 лл. вкл. 2

Изд. ЛПИ © 1974

Взрыв в горной породе — явление весьма сложное, связывающее самые разнообразные процессы, начиная с детонации взрывчатого вещества и передачи энергии взрыва в породе на границе раздела взрывчатое вещество—горная порода и кончая разрушением горного массива с образованием полости или выбросом продуктами взрыва разрушенной породы, сопровождающимся возбуждением ударных воздушных и сейсмических волн.

Схематически современное представление о развитии взрыва в горной породе сводится к следующему.

При инициировании заряда ВВ образуется детонационная волна с ударным фронтом, за которым следует зона реакции и область расширяющихся газообразных продуктов взрыва. Детонационная волна и газообразные продукты взрыва, достигнув поверхности раздела заряда, сильно сжимают окружающую заряд среду. В результате в горной породе возникает волна сжатия, распространяющаяся симметрично относительно заряда, и область раздробленной и смятой породы вблизи заряда. Энергия волны сжатия при ее распространении в породе быстро диссипирует (рассеивается), а сама волна сжатия трансформируется сначала в упруго-пластическую волну, а затем в упругую волну.

На границах раздела порода—свободная поверхность волна напряжения, отражаясь, распространяется обратно в глубину породы в виде волны разряжения, вызывая откол и отброс отслоившихся кусков породы. Мощность и число отделяющихся кусков, скорость их отброса есть функция длины и профиля волны напряжения, сопротивления растяжению материала.

Если взрыв происходит вблизи обнаженной поверхности, а энергии газообразных продуктов достаточно для преодоления сил сопротивления разрушенной породы выбросу, образуется воронка взрыва. При этом объем воронки выброса зависит в основном от

плотности пород и от коэффициента трения пород в плоскостях разрыва.

Таким образом, при взрыве в горной породе можно выделить два процесса: 1) нагружение среды излучающейся ударной волной или волной сжатия; 2) деформация и трещинообразование, под этим понимается разрушение породы и формирование полости или воронки выброса породы. Предполагается, что существенная часть энергии взрыва в горных породах расходуется на разрушение и нагрев близлежащей среды, определенная часть остается в газообразных продуктах взрыва. Баланс энергии определяется в каждом конкретном случае свойствами ВВ; среды и условиями взрывания.

В настоящем пособии рассматривается процесс нагружения среды излучающейся волной сжатия или волной напряжения. Даются последовательно необходимые сведения по моделированию процессов распространения волны напряжения, расчетные зависимости по параметрам детонационной волны, упругим и прочностным характеристикам горных пород, параметрам ударной волны на границе раздела заряд-горная порода или заряд-заполнитель: воздуховода-горная порода (при кольцевом зазоре), параметрам волны напряжения в горной породе при одиночном взрыве удлиненного заряда и групповом взрывании зарядов. Для иллюстрации приводится пример расчета параметров волны напряжения при взрыве зарядов различных конструкций.

### § 1. Моделирование волны напряжения

Как следует из опыта определения ударных адиабат различных твердых тел и пород [11], волна сжатия с ударным фронтом в горных породах может реализоваться лишь при давлениях около  $10^5$  кгс/см<sup>2</sup>. Это значит, что размеры области, где фронт волны ударный, очень малы и для химических ВВ в скальных породах ударная волна практически отсутствует.

Диссипация энергии взрыва в горных породах, в отличие от воздуха и воды, определяется не столько величиной жесткос-

ти среды  $\rho c^2$  ( $\rho$  — плотность среды;  $c$  — скорость распространения звука в рассматриваемой среде), сколько прочностной характеристикой породы  $\sigma_x$ , которая обычно на три порядка меньше величины  $\rho c^2$ .

В связи с этим зона интенсивной диссипации при взрыве в горных породах будет по крайней мере на порядок больше, чем зона, определяемая диссипацией на фронте сильной, по сравнению с  $\rho c^2$ , ударной волны, так как радиус этой зоны будет определяться не величиной

$$r_0 = (E/\rho c^2)^{\frac{1}{3}},$$

а величиной

$$r_x = (E/\sigma_x)^{\frac{1}{3}},$$

где  $E$  — энергия взрыва.

Отмеченные обстоятельства существенно усложняют вопрос моделирования взрыва в горной породе по сравнению с моделированием в воде и воздухе. Известно, что при моделировании взрыва в воде и воздухе используется лишь два критерия подобия:

- 1) число гомохронности

$$H_0 = \frac{v t}{l} = idem, \quad (1)$$

где  $v$  — скорость движения частиц среды в рассматриваемой точке;  $t$  — текущее время процесса в этой точке;  $l$  — расстояние этой точки от центра источника взрыва;

- 2) число Эйлера

$$Eu = \frac{p}{\rho v^2} = idem, \quad (2)$$

где  $p$  — давление в рассматриваемой точке;  $\rho$  — плотность среды в этой точке.

Число гомохронности является условием кинематического подобия, связывающим параметры движения  $v$  с линейными  $l$

и временными  $t$  характеристиками процесса, а число Эйлера — условием динамического подобия, связывающим силовые характеристики  $P$  с параметрами движения  $v$  и характеристикой плотности среды  $\rho$ .

Из условий динамической совместности и общих положений теории взрыва вытекает, что начальные значения давления в ударной волне определяются только видом взрывчатого вещества и свойствами окружающей среды. При моделировании взрыва в воде и в воздухе обычно среда принимается постоянной, т.е.  $\rho = \text{const}$ . Если же и взрывчатое вещество не меняется, то начальные давления в ударной волне, в воздухе или в воде будут одни и те же, а из условий динамического подобия — одни и те же и скорости движения частиц  $v$ . Тогда из условий кинематического подобия следует

$$\frac{t_N}{t_M} = \frac{t_M}{t_M} \quad \text{или} \quad \frac{t_N}{t_M} = \frac{L_N}{L_M}, \quad (3)$$

где индексом  $N$  обозначены величины натуре, индексом  $M$  — величины модели.

Это означает, что временные характеристики также подчиняются условию геометрического подобия, т.е. при моделировании движения рассматриваемых сред, вызванных взрывом, масштаб линейных размеров и времени одинаков. Характерным линейным размером, определяющим масштаб явлений при взрыве, является размер зарядов  $W$ . Отсюда вытекает известный закон подобия при взрывах в жидкостях и газах: параметры среды при движении вызванном взрывом, не изменяются, если масштабы длины и времени, которыми эти параметры измеряются, изменяются в то же число раз, что и размеры заряда [18]. Этот закон называют еще расширенным геометрическим законом подобия. Обычно в качестве характерного линейного размера выбирается радиус заряда  $R_{03}$  сферы (для сосредоточенных зарядов) или цилиндра (для удлиненных зарядов). Тогда сходственными точками пространства являются точки, расстояния которых от зарядов находятся в равном отношении к соответствующим радиусам зарядов ( $r/R_{03}$ ), а сходственными моментами времени — моменты времени, отнесенные

к соответствующим радиусам зарядов ( $t/R_{03}$ ). Иногда берут безразмерную величину  $t c_0 / R_{03}$  вместо  $t/R_{03}$  ( $c_0$  - скорость звука в среде).

В этом случае давление и скорость движения частиц в жидкости и газах имеют следующие функциональные зависимости

$$\begin{aligned}
 p &= C_1 f_1 \left( \frac{r}{R_{03}}, \frac{t c_0}{R_{03}} \right); \\
 v &= C_2 f_2 \left( \frac{r}{R_{03}}, \frac{t c_0}{R_{03}} \right).
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Очевидно, максимальное давление на фронте ударной волны

$$p_{max} = C_1 \varphi \left( \frac{r}{R_{03}} \right),
 \tag{5}$$

а импульс ударной волны

$$I = \int_0^t p dt = C_1 \frac{R_{03}}{c_0} \int f_1 \left( \frac{r}{R_{03}}; \frac{t c_0}{R_{03}} \right) d \left( \frac{t c_0}{R_{03}} \right).
 \tag{6}$$

Радиус заряда вычисляется по элементарным зависимостям:  
для сферического заряда ВВ

$$R_{03} = \sqrt[3]{\frac{3G}{4\pi\gamma}}, \text{ м};
 \tag{7}$$

для цилиндрического заряда ВВ

$$R_{03} = \sqrt{\frac{q}{\pi\gamma}}, \text{ м},
 \tag{8}$$

где  $\gamma$  - удельный вес заряда, кг/см<sup>3</sup>;  $G$  - вес заряда, кгс;  $q$  - вес заряда длиной в 1 м, кгс/м;

для сосредоточенного заряда ВВ произвольной формы, приведенного к сферическому,

$$R_{03} = \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{V}{\pi}}, \text{ м},
 \tag{9}$$

где  $V$  — объем сосредоточенного заряда,  $\text{м}^3$ .

Зависимости (4)–(9) справедливы для одного и того же вида ВВ. Их можно распространить и для различных типов заряда ВВ, используя понятие о радиусе заряда, эквивалентного по энергии взрыва. Эквивалентный радиус заряда в этом случае вычисляется по одной из формул:

для сферического и сосредоточенного зарядов

$$R_{03} = \sqrt[3]{\frac{\gamma_2 Q_2}{\gamma_1 Q_1}} \cdot R_{03}^* ; \quad (10)$$

для цилиндрического заряда

$$R_{03} = \sqrt{\frac{\gamma_2 Q_2}{\gamma_1 Q_1}} \cdot R_{03}^* , \quad (11)$$

где  $\gamma_1$  и  $Q_1$  — плотность и теплота взрывчатого превращения первого или эталонного ВВ;  $\gamma_2$  и  $Q_2$  — соответствующие величины второго заряда;  $R_{03}^*$  — фактический радиус второго заряда, вычисляемый по формулам (7) или (9).

За радиус первого заряда берется его фактический радиус. За эталонный заряд в большинстве случаев берут заряд тротила плотностью  $\gamma = 1,6 \text{ г/см}^3$  и теплотой взрывчатого превращения  $Q = 1060 \text{ ккал/кг}$ . Радиус заряда его вычисляется по приведенной Ю.С.Яковлевым [18] зависимости

$$R_{03} = 0,053 \sqrt[3]{G} , \quad (12)$$

где  $G$  — вес заряда, кгс.

При моделировании волн напряжений, распространяющихся в горных породах, следует принимать во внимание затраты энергии на деформацию и перемещение среды, определяемые также и прочностными характеристиками среды и ее весом. Поэтому в общем случае в число определяющих параметров надо ввести дополнительно величины, характеризующие прочностные и другие свойства среды, а также и ускорение силы тяжести  $g$  для учета горного давления.

Это обстоятельство приводит к учету двух дополнительных

критериев подобия по сравнению со взрывом в воздухе или в воде:

1) критерия Фруда

$$Fr = \frac{v^2}{l g} = idem, \quad (13)$$

где  $v$  — скорость смешения частиц среды;  $l$  — линейный размер;  $g$  — ускорение силы тяжести;

2) критерия Коши

$$Ca = \frac{v}{\sqrt{\frac{E}{\rho} \varepsilon}} = idem, \quad (14)$$

где  $E$  — модуль упругости среды;  $\rho$  — плотность среды;  $\varepsilon$  — относительная деформация среды.

Кроме того, необходимо соблюдение равенства прочностных характеристик сред в модели и натуре

$$\sigma_{сж\text{м}} = \sigma_{сж\text{н}}; \quad \sigma_{раст\text{м}} = \sigma_{раст\text{н}}; \quad \sigma_{к\text{м}} = \sigma_{к\text{н}}, \quad (15)$$

где  $\sigma_{сж\text{м}}$ ,  $\sigma_{раст\text{м}}$ ,  $\sigma_{к\text{м}}$  — критические напряжения на сжатие, растяжение и пластической деформирование; индекс м — для модели и индекс н — для натуре.

Для волн напряжения и сейсмозврывных объемных волн сила веса горной массы практически не играет существенной роли. Поэтому при их моделировании в одной и той же среде можно руководствоваться сформулированным выше условием расширенного геометрического подобия и приведенными соотношениями (4)–(12). При наличии различных сред необходимо учитывать критерий Коши, связывающий упругие свойства среды ( $E$ ,  $\rho$ ,  $\varepsilon$ ) со скоростью движения частиц, чтобы соблюдалось равенство

$$\frac{E_{\text{н}}}{\rho_{\text{н}}} \varepsilon_{\text{н}} = \frac{E_{\text{м}}}{\rho_{\text{м}}} \varepsilon_{\text{м}}. \quad (16)$$

При моделировании поверхностных сейсмозврывных волн, как показали многочисленные данные экспериментов, необходимо учитывать влияние веса вышележащей горной породы, т.е. учитывать

критерий подобия Фруда [12].

Соблюдение подобия структурных особенностей материалов сред, как правило, трудно выполнимо. При изучении местного действия взрыва практически всегда имеет место некоторый масштабный эффект, величина которого определяется специальными экспериментами и корректируется натурными опытами.

Таким образом, моделирование волн напряжений и сейсмических волн в горных породах наиболее просто осуществляется при использовании в качестве материала моделей образцов горных пород, в которых будут проводиться натурные взрывы. При этом моделирование производится по формулам (4)–(12). Этот принцип моделирования позволяет использовать данные модельных экспериментов для расчета и анализа действия волн напряженности промышленных взрывов.

## § 2. Параметры детонационной волны конденсированных взрывчатых веществ

Решающим условием эффективного использования ВВ является количество освобождающейся энергии в процессе взрывчатого превращения заряда.

Гидродинамическая теория детонации рассматривает детонационную волну как перемещение скачка давления по заряду, сопровождающееся химической реакцией, энергия которой поддерживает постоянную и максимальную для данного вещества скорость взрывчатого превращения.

При выводе зависимостей, связывающих параметры детонационной волны, используются уравнения, отражающие законы сохранения массы, количества движения и энергии [9].

Гидродинамическая теория позволяет рассчитать параметры детонационной волны или дает возможность на базе одних, полученных экспериментально, получить другие.

Ниже приведены формулы, позволяющие определить основные параметры конденсированных ВВ.

Давление детонационной волны в плоскости Чепмена-Буге может быть подсчитано по формуле

$$p_1 = \frac{\rho_{вв} D^2}{k+1}, \text{ бар}, \quad (17)$$

где  $\rho_{вв}$  — начальная плотность ВВ, г/см<sup>3</sup>;  $D$  — скорость детонации, см/сек;  $k$  — показатель политропы продуктов взрыва.

Плотность продуктов детонации  $\rho_1$  превышает начальную плотность ВВ  $\rho_{вв}$  соответственно отношению

$$\rho_1 = \frac{k+1}{k} \rho_{вв}. \quad (18)$$

Массовая скорость продуктов детонации в плоскости Чепмена-Буге определяется выражением

$$v_1 = \frac{D}{k+1}. \quad (19)$$

Время реакции в детонационной волне является важной характеристикой взрыва, поскольку энергия, поддерживающая процесс распространения детонации, возникает именно в этой зоне.

Время реакции в зависимости от типа ВВ колеблется от одной-двух до десятков микросекунд, а протяженность зоны химической реакции соответственно от единиц до десятков миллиметров.

Между давлением, скоростью детонации и скоростью движения продуктов взрыва существует определенная взаимосвязь:

$$p_1 = \rho_{вв} D v_1. \quad (20)$$

Важнейшим параметром ВВ является скорость детонации, величина которой на основании гидродинамической теории для предельной плотности ВВ выражается формулой

$$D = 64,4 \sqrt{2(k^2+1) q_v}, \text{ м/сек}, \quad (21)$$

где  $q_v$  — теплоота взрыва при постоянном объеме, ккал/кгс.

Рассчитанные по этой формуле значения  $D$  всегда завышены. Поэтому более целесообразно пользоваться экспериментальными значениями скорости детонации  $D$  при плотности ВВ равной единице. Эти значения приводятся в перечне промышленных ВВ. При увеличении плотности индивидуальных ВВ скорость детонации увеличивается в соответствии с рекомендованной Куном [20] усредненной зависимостью

$$D = D_1 + 3500 (\rho_{\text{ВВ}} - 1) , \quad (22)$$

где  $D_1$  — скорость детонации при  $\rho_{\text{ВВ}} = 1 \text{ г/см}^3$ .

Приблизительно эта зависимость может быть использована и для других промышленных ВВ. При этом плотность ВВ определяется без учета веса алюминиевой пудры и прочих добавок.

### § 3. Определение скорости распространения упругих волн, упругих и прочностных характеристик горных пород

Скорость распространения продольной волны в упругой зоне обусловлена деформацией изменения объема и определяется выражениями вида

$$c_p = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} ; \quad (23)$$

$$c_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} ; \quad (24)$$

$$c_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} , \quad (25)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $K$  — коэффициент сопротивления объемным изменениям или объемный модуль упругости, кгс/см<sup>2</sup>;  $\mu$  — коэффициент сопротивления изменению формы или модуль сдвига, кгс/см<sup>2</sup>;  $E$  — модуль упругости или модуль Юн-

га, кгс/см<sup>3</sup>;  $\lambda$  — постоянная Ламе, кгс/см<sup>2</sup>;  $\rho$  — плотность среды, кгс·сек<sup>2</sup>/см<sup>2</sup>.

Скорость распространения поперечной волны связана с деформационными формами и определяется выражениями вида

$$c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (26)$$

или

$$c_s = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2(1-\nu)}} \quad (27)$$

Из сравнения соотношений для скорости продольной и поперечной волн можно заключить, что продольные волны распространяются значительно быстрее, чем поперечные, т.е.

$$\frac{c_p}{c_s} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}} > \sqrt{2} \quad (28)$$

Если  $\lambda = \mu$ , то соотношение скоростей равно  $\sqrt{3}$ .

Зная плотность горной породы  $\rho$ , скорость распространения продольных  $c_p$  и поперечных  $c_s$  волн, можно определить значение модуля объемного сжатия и модуль сдвига, а значит и остальные константы горной породы.

Согласно исследованиям советских и зарубежных ученых, физико-механические свойства горных пород существенно зависят от их напряженного состояния. М.П.Воларовичем, его учениками и сотрудниками [5,6] установлена зависимость скорости распространения продольных и поперечных волн от всестороннего давления. Отмечено характерное для горных пород резкое возрастание скоростей в начальный период нагружения. При дальнейшем увеличении нагружения скорость возрастает уже медленнее. Такое изменение скоростей в основном обусловлено сокращением объема пор. В более пористых и менее плотных породах типа угля и сланца изменение скоростей упругих волн проявляется наиболее сильно, т.е. увеличивается примерно на 50%. В компактных и плотных породах типа гранита, диабазы скорости возрастают незначительно, на 5-8%.

Установлено [6], что скорость продольных волн по отношению к скорости поперечных увеличивается сильнее в условиях сложного напряженного состояния. Величины отношения скоростей продольных и поперечных волн имеют тенденцию возрастания с повышением давления, причем у осадочных пород больше, чем у изверженных.

Определив экспериментально скорость распространения продольных и поперечных волн в условиях различных всесторонних давлений, можно вычислить динамические модули горных пород по формулам теории упругости (23)–(28).

Представляет определенный интерес возможность теоретической оценки упругих констант в зависимости от давления. Теоретические формулы по этому вопросу получены Бёрчем [19] на основе теории конечных деформаций, предложенной Мурнаганом. Ниже приводятся эти формулы, заимствованные из работы П.М.Огибалова и И.А.Кишко [10]:

$$E = E_0 \left[ 1 + \frac{p}{\nu} \frac{(3\lambda + 5\mu)(\lambda + 2\mu)}{(3\lambda + 2\mu)(\lambda + \mu)} \right] ; \quad (29)$$

$$c_p = c_{p_0} \left[ 1 + p/K_0 \left( \frac{\lambda}{\mu} + 3 \right) \right] ; \quad (30)$$

$$K = K_0 \left[ 1 + \frac{12p}{3\lambda + 2\mu} \right] ; \quad (31)$$

$$\nu = \nu_0 \left[ 1 - \frac{p}{\lambda} \cdot \frac{\lambda - \mu}{\lambda + \mu} \right] . \quad (32)$$

Здесь величины  $E_0$ ,  $c_{p_0}$ ,  $K_0$ ,  $\nu_0$  — значения упругих констант при атмосферном давлении.

#### § 4. Расчет параметров ударной волны на границе раздела заряд-среда

При разрушении горных пород взрывом обычно размещают заряды ВВ в камерах, в шпурах или скважинах. При этом возможно либо плотное зарядание, когда заряд плотно соприкасается непосредственно со взрывае­мой горной породой, либо неплотное зарядание, когда есть некоторый кольцевой зазор, отделяющий заряд от взрывае­мой породы. В зависимости от среды, заполняющей кольцевой зазор, он может быть воздушный, водяной и заполненный породной мелочью.

Параметры ударной волны на границе раздела заряд-среда существенно зависят от физических свойств окружающей заряд среды. Поэтому в зависимости от указанных выше условий взрыва­ния заряда будут изменяться и параметры ударной волны, преломленной в поро­ду. А это значит, что будут изменяться зоны действия взрыва и интенсивность разрушения горной породы.

Рассмотрим параметры ударной волны на стенках шпура (скважины) взрывае­мой породы при указанных выше условиях взрыва­ния.

##### Параметры ударной волны при плотном зарядании

Для оценки давления на фронте ударной волны в этом случае будут использоваться соотношения, вытекающие из условия преломле­ния детонационной волны в поро­ду через плоскую стенку, т.е. из условий динамической совмести­мости на фронтах отраженной и преломленной волн. Полученная из этих условий система уравнений замыкается ударной адиа­батой для твердых пород [8]

$$\frac{p_{\phi}}{\rho_{\phi} c_{\phi}} = \frac{1}{\lambda} \left[ \left( \frac{\rho_{\phi}}{\rho_0} \right)^m - 1 \right], \quad (33)$$

где  $\rho_0 c_0$  — плотность и скорость звука в невозмущенной породе перед фронтом волны;  $\rho_{\phi}$  и  $p_{\phi}$  — плотность породы и давление

на фронте преломленной волны;  $A$  и  $m$  — безразмерные численные коэффициенты,

$$\begin{aligned} A = 5,5; \quad m = 5 \quad \text{при} \quad 0,1 < \frac{p}{\rho_0 c_0^2} < 35; \\ A = 3; \quad m = 3 \quad \text{при} \quad \frac{p}{\rho_0 c_0^2} < 0,1. \end{aligned}$$

Максимальное давление в преломленной волне  $p_\varphi$  определяется [7] из уравнений:

для случая, когда акустическая жесткость порога  $\rho_{00} c_0$  больше акустической жесткости заряда  $\rho_{00} D$ ; т.е.  $\rho_{00} c_0 > \rho_{00} D$

$$\sqrt{\frac{p_\varphi}{\rho_0} \left\{ 1 - \frac{1}{\left( A \frac{p_\varphi}{\rho_0 c_0^2} + 1 \right)^{1/m}} \right\}} = v_1 \frac{(p_\varphi - p_1) \sqrt{2k}}{\sqrt{\rho_{00} (k+1) [(k+1)p_\varphi + (k-1)p_1]}}; \quad (34)$$

для случая, когда соотношение акустических жесткостей обратное, т.е.  $\rho_{00} D > \rho_{00} c_0$

$$\sqrt{\frac{p_\varphi}{\rho_0} \left\{ 1 - \frac{1}{\left( A \frac{p_\varphi}{\rho_0 c_0^2} + 1 \right)^{1/m}} \right\}} = v_1 + \frac{2kD}{k^2 - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_\varphi}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right]. \quad (35)$$

В уравнениях (34) и (35)  $k$  — показатель изотропии продуктов детонации ВВ;  $\rho_{00}$  — плотность ВВ, кгс·сек<sup>2</sup>/см<sup>4</sup>;  $v_1$  — скорость частиц продуктов взрыва в детонационной волне, определяемая по формуле (19);  $A, m$  — коэффициенты, принятые для ударной адиабаты в соответствии со значением  $\frac{p_\varphi}{\rho_0 c_0^2}$  в формуле (33);  $p_1$  — максимальное давление в детонационной волне, определенное по формуле

$$p_1 = \frac{\rho_{00} D^2}{k+1} \cdot 1,0197 \cdot 10^{-6}, \text{ кгс/см}^2 \quad (36)$$

( $\rho_{00}$  — плотность ВВ, г/см<sup>3</sup>;  $D$  — скорость детонации, см/сек).

Максимальное давление в преломленной волне  $p_\varphi$  целесообразно определять методом Ньютона по формуле

$$p_\varphi^{(n+1)} = p_\varphi^{(n)} - \frac{f_2(p_\varphi^{(n)}) f_1(p_\varphi^{(n)})}{f_2'(p_\varphi^{(n)}) - f_1'(p_\varphi^{(n)})}, \quad (37)$$

где  $f_1(p_\varphi^{(n)})$  — правая часть зависимости (34) или (35), вычисленная для  $p_\varphi^{(n)}$ , т.е. значения  $p_\varphi$  при  $n$ -м приближении;  $f_2(p_\varphi^{(n)})$  — левая часть уравнений (34) или (35) для  $p_\varphi^{(n)}$ ;  $f_1'(p_\varphi^{(n)})$  и  $f_2'(p_\varphi^{(n)})$  — соответствующие производные правой и левой части уравнений (34) или (35) по  $p_\varphi$ , вычисленные также для значения  $p_\varphi$  при  $n$ -м приближении, т.е. при  $p_\varphi = p_\varphi^{(n)}$ ;  $n = 1, 2, \dots, n, n+1, \dots$

Производные левых частей уравнений (34) и (35) имеют вид

$$f_2'(p_\varphi) = \frac{1}{2\rho_0 f_2(p_\varphi)} \left[ 1 - \frac{1}{\left( \frac{A p_\varphi}{\rho_0 c_0^2} - 1 \right)^{1/m}} \right] + \frac{\rho_0 \Lambda}{\rho_0 c_0^2} \frac{1}{m \left( \frac{A p_\varphi}{\rho_0 c_0^2} + 1 \right)^{1+m/m}} \quad (38)$$

Производная правой части уравнения (34)

$$f_1'(p_\varphi) = - \sqrt{\frac{2k}{\rho_{11}(k+1)}} \cdot \frac{2 \left[ (k+1)p_\varphi + (k-1)p_1 \right] - (p_\varphi - p_1)(k+1)}{2 \left[ (k+1)p_\varphi + (k-1)p_1 \right]^{3/2}} \quad (39)$$

Производная правой части уравнения (35)

$$f_2'(p_\varphi) = - \frac{D}{\rho_1(k+1)} \left( \frac{p_1}{p_\varphi} \right)^{\frac{1+k}{2k}} \quad (40)$$

В качестве отправного значения  $p_\varphi$  следует взять значение  $p_\varphi^{(0)}$ , отвечающее условию акустического преломления, т.е.

$$p_\varphi = p_\varphi^{(0)} = p_1 \cdot k_{np} \quad (41)$$

где  $k_{np}$  — коэффициент преломления волн в акустическом приближении,

$$k_{np} = \frac{2\rho_0 c_0}{\rho_{11} D + \rho_0 c_0} \quad (42)$$

Расчет производится методом последовательных приближений до значения величины поправки, не превышающей 0,01 от  $p_\varphi^{(n)}$ , т.е. по условию

$$\left| \frac{f_2(p_\varphi^{(m)}) - f_1(p_\varphi^{(m)})}{f_2'(p_\varphi^{(m)}) - f_1'(p_\varphi^{(m)})} \right| : \frac{1}{p_\varphi^{(m)}} \leq 0,001 \quad (43)$$

За окончательное значение принимается в этом случае значение  $p_\varphi^{(n+1)}$ -го приближения, т.е.

$$p_\varphi = p_\varphi^{(n+1)}$$

Остальные параметры преломленной волны — плотность, скорость частиц и скорость фронта — определяются по формулам

$$p_\varphi = p_0 \left[ 1 + \frac{A p_0}{p_0 c_0^2} \right]^{1/m}; \quad (44)$$

$$v_\varphi^2 = p_\varphi \left( \frac{1}{p_0} - \frac{1}{p_\varphi} \right); \quad (45)$$

$$N_\varphi = \frac{p_\varphi}{p_0 v_\varphi} = \sqrt{\frac{p_\varphi}{p_0} \left( 1 - \frac{p_0}{p_\varphi} \right)} \quad (46)$$

Параметры ударной волны при наличии зазора,  
заполненного водой

Как известно [15], после взрыва удлиненного заряда к стенке шпура, заполненного водой, подходит ударная волна экспоненциальной формы

$$p = p_{\max} e^{-\frac{t}{\theta}}, \quad (47)$$

где  $p_{\max}$  — величина максимального давления в воде, кг/см<sup>2</sup>;  
 $\theta$  — постоянная времени экспоненциального спада давления, 1/сек;  $t$  — текущее время, сек.

Величины  $p_{\max}$  и  $\theta$  определяются Б.Д.Христофоровым и Э.А.Широковым [15] по экспериментальным зависимостям

$$p_{\max} = \frac{41800}{\bar{R}^{1,08}}, \text{ кг/см}^2, \quad \text{при } 1,2 < \bar{R} \leq 16,2; \quad (48)$$

$$p_{\max} = \frac{16000}{\bar{R}^{0,71}}, \text{ кг/см}^2, \quad \text{при } 16,2 < \bar{R} \leq 230; \quad (49)$$

$$\frac{\theta \alpha_0}{R_{03}} = 1,761 \bar{R}^{-0,43} \quad (50)$$

где  $\bar{R} = \frac{R}{R_{03}}$  — относительный радиус шпура;  $\alpha_0$  — скорость звука в воде.

Для определения параметров преломленной в породе ударной волны используются соотношения, вытекающие из условий динамической совместности на фронте отраженной и преломленной волн, уравнение динамической адиабаты твердых пород (33) и уравнение состояния воды в отраженной волне [1], имеющее вид

$$\frac{\rho_{max}}{\rho_{отр}} = \left( \frac{p_{max} + B}{p_{отр} + B} \right)^{1/n} \quad (51)$$

где  $\rho_{max}$ ,  $p_{max}$ ,  $\rho_{отр}$ ,  $p_{отр}$  — плотность и давление на фронте соответственно для падающей и для отраженной волны;  $B$ ,  $n$  — числовые коэффициенты, зависящие от давления в падающей волне; при  $p_{max} < 30\ 000$  кгс/см<sup>2</sup>  $B = 3048$  кгс/см<sup>2</sup>,  $n = 7,15$ ; при  $p_{max} > 30\ 000$  кгс/см<sup>2</sup>  $B = 4250$  кгс/см<sup>2</sup>,  $n = 6,29$ .

Совместное решение указанной системы уравнений позволяет получить трансцендентное уравнение для определения максимального давления в преломленной в горную породу ударной волне [1] в виде, аналогичном формуле (34):

$$\sqrt{\frac{p_{\Phi}}{\rho_0} \left[ 1 - \frac{1}{\left( \frac{A p_{\Phi}}{\rho_0 c_0} + 1 \right)^{1/m}} \right]} = v_m \sqrt{\frac{p_{\Phi} - p_{max}}{\rho_{max}} \left[ 1 + \left( \frac{p_{max} + B}{p_{\Phi} + B} \right)^{1/n} \right]} \quad (52)$$

где  $p_{max}$  — максимальное давление в падающей волне, определяемое по формуле (46) или (47);  $\rho_{max}$  и  $v_{max}$  — плотность и скорость частиц воды на фронте падающей ударной волны.

Значения  $\rho_{max}$  и  $v_{max}$  определяются из условий динамической совместности в зависимости от значения  $p_{max}$  по следующим формулам:

$$\text{при } p_{max} > 30\ 000 \text{ кгс/см}^2$$

$$\rho_{max} = \rho_0 \left[ 1 + \frac{p_{max}}{B} \right]^{1/n} = \rho_0 \left[ 1 + \frac{p_{max}}{4250} \right]^{1/6,29} \quad (53)$$

$$v_{max} = \left\{ \frac{B}{\rho_{max}} \left[ \left( \frac{\rho_{max}}{\rho_0} \right)^n - 1 \right] \left( \frac{\rho_{max}}{\rho_0} - 1 \right) \right\}^{1/2} = \left\{ \frac{4250}{\rho_{max}} \left[ \left( \frac{\rho_{max}}{\rho_0} \right)^{6,29} - 1 \right] \left( \frac{\rho_{max}}{\rho_0} - 1 \right) \right\}^{1/2} \quad (54)$$

при  $\rho_{max} < 30\,000$  кг/см<sup>2</sup>

$$\rho_{max} = \rho_0 \left[ 1 + \frac{P_{max}}{B} \right]^{1/n} = \rho_0 \left[ 1 + \frac{P_{max}}{3045} \right]^{1/7,15}; \quad (55)$$

$$v_{max} = \left\{ \frac{P_{max}}{\rho_{max}} \left[ 1 - \frac{1}{\left( 1 + \frac{P_{max}}{B} \right)^{1/n}} \right] \right\}^{1/2} = \left\{ \frac{P_{max}}{\rho_{max}} \left[ 1 - \frac{1}{\left( 1 + \frac{P_{max}}{3045} \right)^{1/7,15}} \right] \right\}^{1/2}, \quad (56)$$

где  $\rho_0$  — плотность невозмущенной воды.

Максимальное давление в преломленной волне по формуле (52) определяется способом последовательных приближений, так же, как это указано выше для плотного заряжания. Значения  $\rho_{\varphi}^{(n)}$  выбираются аналогичным образом по формулам (41) и (42), где вместо данных для ВВ надо взять данные для воды, т.е. вместо  $\rho_{as}$  надо взять акустическую жесткость воды

$$\rho_0 \alpha_0 = 1,49 \cdot 10^5 \text{ кгс-сек/м}^3 = 0,149 \text{ кгс-сек/см}^3.$$

Выражение для производной левой части уравнения (52) имеет тот же вид, что и для уравнений (34) и (35).

Производная правой части уравнения (50) примет вид

$$f'_{\varphi}(p) = - \frac{1 + \left( \frac{p_{max} + B}{p_{\varphi} + B} \right)^{1/n} \left[ 1 - \frac{p_{\varphi} - p_{max}}{n(p_{\varphi} + B)} \right]}{2\rho_{max} \sqrt{\frac{p_{\varphi} - p_{max}}{\rho_{max}} \left[ 1 + \left( \frac{p_{max} + B}{p_{\varphi} + B} \right)^{1/n} \right]}}. \quad (57)$$

Число приближений также ограничивается условием (43) и при его выполнении за окончательное значение  $p_{\varphi}$  принимаем  $(n+1)$ -е приближение, т.е.  $p_{\varphi} = p_{\varphi}^{(n+1)}$ .

Остальные параметры преломленной волны определяются по тем же формулам, что и для случая плотного заряжания, т.е. по формулам (44)–(46).

Параметры ударной волны при наличии воздушного  
радиального зазора

Избыточное давление на фронте воздушной волны от ударного заряда определяется по экспериментальной зависимости

$$\Delta p_{max} = (1 - \frac{0,812}{\bar{R}}) \cdot (\frac{6588}{\bar{R}^2} + \frac{326}{\bar{R}^{2,74}}), \text{ кг/см}^2, \quad (58)$$

справедливой для  $\bar{R} > 1,8$ .

Остальные параметры воздушной ударной волны определяются из условий динамической совместности

$$v_{max}^2 = \Delta p_{max} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_{max}} \right); \quad (59)$$

$$v_{max} = N_{max} \frac{\rho_{max} - \rho_0}{\rho_{max}}; \quad (60)$$

$$\Delta p_{max} = \rho_0 N_{max} v_{max}. \quad (61)$$

Максимальное давление в преломленной волне определяется из условия отражения воздушной волны от жесткой стенки, т.е. по известной формуле Измайлова:

$$p_{\varphi} = \Delta p_{отр} = 2 \Delta p_{max} + \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \frac{\Delta p_{max}^2}{\Delta p_{max} + \frac{2\kappa}{\kappa - 1} p_0}, \quad (62)$$

где  $\kappa = 1,41$  — показатель адиабаты воздуха, представленного в основном двухатомным газом;  $p_0$  — атмосферное давление.

Остальные параметры определяются по формулам (59)–(61), где вместо  $\Delta p_{max}$ ,  $v_{max}$ ,  $\rho_{max}$  надо подставить значения величин преломленной волны  $p_{\varphi}$ ,  $v_{\varphi}$  и  $\rho_{\varphi}$ . Эпюра преломленной волны в момент преломления будет иметь такой же вид, что и воздушная ударная волна.

Параметры ударной волны при наличии радиального зазора, заполненного породной мелочью или песком

В этом случае сначала определяется максимальное давление на границе заряд-породная мелочь по формулам (34) или (35) в зависимости от соотношения акустических жесткостей заряда и породной мелочи. Для зарядов конденсированных ВВ ее акустическая жесткость будет практически выше жесткости породной мелочи и рассчитывать надо по формуле (35). Методика расчета подробно описана выше для случая плотного зарядания.

После определения максимального давления на границе заряд-породная мелочь определяет максимальное давление волны, подходящей к стенке шпура, т.е. к границе породная мелочь - горная порода. Многочисленные эксперименты показывают, что ударная волна, проходя через рыхлые породы типа песок, буровая мелочь и т.п., сильно затухает. Значение максимального давления в ударной волне, подошедшей к стенке шпура, может быть оценено приближенно по зависимости

$$p_{max} = p'_{max} \left( \frac{R_{os}}{R} \right)^2, \quad (63)$$

где  $p'_{max}$  - максимальное давление в ударной волне на границе заряд-породная мелочь.

Остальные параметры подходящей волны вычисляются по формулам (41)-(46), т.е.

$$\rho_{max} = \rho_{б.м} \left[ 1 + \frac{A p_{max}}{\rho_{б.м} c_{б.м}} \right]^{1/m}; \quad (64)$$

$$v_{max}^2 = p_{max} \left( \frac{1}{\rho_{б.м}} - \frac{1}{\rho_{max}} \right); \quad (65)$$

$$N_{max} = p_{max} \frac{1}{\rho_{б.м} v_{max}}; \quad (66)$$

где  $\rho_{б.м}$  - плотность буровой мелочи;  $c_{б.м}$  - скорость звука в буровой мелочи.

Максимальное давление в преломленной в горную породу волне в данном случае можно приближенно определить из условия

акустического преломления волны по зависимостям, аналогичным формулам (41) и (42)

$$p_{\varphi} = p_{\max} k_{\text{пр}} ;$$

$$k_{\text{пр}} = \frac{2 \rho_0 c_0}{\rho_0 c_0 + \rho_{\max} N_{\max}} , \quad (67)$$

где  $\rho_0 c_0$  - акустическая жесткость горной породы;  $\rho_{\max} N_{\max}$  - соответственно плотность и скорость на фронте ударной волны в породной мелочи.

Остальные параметры преломленной волны определяются по формулам (44)-(46).

В дальнейшем можно уточнить коэффициент преломления  $k_{\text{пр}}$ , введя в формулу (67) вместо  $\rho_0$  и  $c_0$  соответствующие значения  $\rho_{\varphi}$  и  $N_{\varphi}$ , полученные по формулам (44)-(46), и получить значение параметров преломленной волны во втором приближении, т.е. по зависимостям

$$p_{\varphi}^{(1)} = p_{\max} k_{\text{пр}}^{(1)} ;$$

$$k_{\text{пр}}^{(1)} = \frac{2 \rho_{\varphi} N_{\varphi}}{\rho_{\varphi} N_{\varphi} + \rho_m N_m} . \quad (68)$$

Аналогично можно получить значения параметров преломленной волны в третьем и последующих приближениях до заданной точности. Обычно для оценки числа приближений исходят из точности определения  $p_{\varphi}$ , которая должна допускать ошибку не более 1%, т.е.

$$\delta p_{\varphi} = \frac{p_{\varphi}^{(n+1)} - p_{\varphi}^{(n)}}{p_{\varphi}^{(n)}} \leq 0,01 . \quad (69)$$

В этом случае расчет заканчивается на  $(n+1)$ -м приближении. Практически достаточно трех приближений.

§ 5. Расчет параметров волны напряжения в горных породах при взрыве удлиненных зарядов различной конструкции

Ударная волна, преломившаяся в горную породу на границе раздела заряд-горная порода, при дальнейшем распространении в ней очень быстро вырождается в волну напряжения с нерезким характером нарастания напряжения до максимального его значения.

Е.И.Шемякиным [16,17] теоретически показано, что характер затухания амплитуд волны напряжения для сред с трением происходит по следующим законам:

1) для случая сферической симметрии

$$G_r = \frac{c}{r^{2-\alpha^*}} ; \quad (70)$$

2) для случая цилиндрической симметрии на расстояниях, сравнимых с длиной заряда

$$G_r = \frac{c}{r^{\frac{2-\alpha^*}{2}}} . \quad (71)$$

Коэффициент  $\alpha^*$  определяется коэффициентом Пуассона  $\nu$  по зависимости

$$\alpha^* = \frac{\nu}{1-\nu} . \quad (72)$$

Эксперименты с удлиненными зарядами конечной длины показывают, что коэффициент затухания при  $r$ , равный  $n = \frac{2-\alpha^*}{2}$ , реализуется на близких расстояниях от оси заряда, не превосходящих длины заряда. На больших расстояниях от него  $n$  ближе к случаю сферической симметрии, т.е. к значению  $n = 2 - \alpha^*$ . В зоне упругих деформаций коэффициент затухания приближается к единице.

Максимальное напряжение в волне, согласно экспериментальным данным, в случае плотного заряжения [2,14] затухает с

расстоянием, примерно пропорционально относительному расстоянию  $\bar{r} = \frac{r}{R_{03}}$  в степени  $n = 1,08$ . Поэтому максимальное напряжение для указанного случая зарядания может быть оценено по приближенной зависимости

$$\sigma_{r_{max}} = \sigma_{r_{max}} \Big|_{\text{гр. разд}} \cdot \frac{1}{\bar{r}^{1,08}}; \quad \sigma_{\varphi} = (1 - 2\gamma^2) \sigma_{r_{max}}, \quad (73)$$

где  $\sigma_{r_{max}} \Big|_{\text{гр. разд}} = p_{\varphi}$  — давление в ударной волне на границе раздела заряд-порода, вычисляемое по зависимостям, приведенным в § 4.

Расчитанные по этой формуле данные с учетом формул (33) и (36) удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными [2,14].

При наличии радиального зазора, по-видимому, также можно использовать экспериментальные данные, представленные в виде зависимости (73). Тогда для оценки максимального давления в волне напряжения зависимость (73) примет вид

$$\sigma_{r_{max}} = \sigma_{r_{max}} \Big|_{\text{гр. разд}} \cdot \left( \frac{R_{03}}{r - R} \right)^{1,08}, \quad (74)$$

где  $\sigma_{r_{max}} \Big|_{\text{гр. разд}} = \sigma_{r_{max}} \Big|_{r=R}$  — давление на фронте ударной волны на границе раздела заполнитель-горная порода;  $\bar{R} = \frac{R}{R_{03}}$  — относительный радиус шпура.

Проведенные расчеты для водяного и воздушного радиальных зазоров также дают результаты, близкие к полученным экспериментально.

Следовательно, формулы (73) и (74) могут быть рекомендованы для приближенной оценки максимального давления в волне напряжения при рассмотренных случаях зарядания удлиненных зарядов.

Остальные параметры волны напряжения могут быть получены из эпоры волны напряжения, т.е. зависимости

$$\sigma_r(\bar{r}, t) = f(\bar{r}, t). \quad (75)$$

Для сосредоточенных сферических зарядов при плотном зарядании экспериментально была установлена [4] следующая зави-

симость для формы эпюры напряжение-время:

$$\sigma_r(\bar{r}, t) = \sigma_{r, \max}(\bar{r}) \cdot e^{-\alpha(t-\tau_n)} \frac{\sin \beta t}{\sin \beta \tau_n}, \quad (76)$$

где  $\sigma_{r, \max}(\bar{r})$  — максимальное значение напряжения в волне на расстоянии  $\bar{r}$  от центра взрыва;  $\alpha$  — коэффициент, характеризующий характер нарастания и спада напряжения во времени, зависит от расстояния  $\bar{r}$  и определяется по некоторой приближенной формуле

$$\alpha R_{03} = a_1 + a_2 \bar{r}; \quad (77)$$

$\beta$  — коэффициент, определяющий длительность импульса волны напряжения и зависящий от расстояния по аналогичной формуле

$$\beta R_{03} = \frac{\pi}{\tau_n} R_{03} = d_1 + d_2 \bar{r}; \quad (78)$$

$\tau$  — время с момента прихода волны в заданную точку на расстоянии  $r$ ;  $\tau_n$  — длительность волны напряжения;  $\tau_n$  — время нарастания напряжения до его максимального значения, определяемое расстоянием  $\bar{r}$  примерно по зависимости

$$\frac{\tau_n}{R_{03}} = b_1 + b_2 \bar{r}. \quad (79)$$

Экспериментальные данные [2] показывают, что и при удлиненных зарядах форма эпюры волны напряжений может быть описана зависимостью (76) с коэффициентами  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\tau_n$ , отличными от соответствующих коэффициентов для сосредоточенного заряда, но описываемые аналогичными зависимостями (77)–(79).

Для определения формы эпюры волны, возникающей при взрыве удлиненного заряда, производится расчет на ЭВИМ "Промийн-2" в предположении, что поле напряжений от удлиненного заряда можно представить как некоторое суммарное поле напряжений от непрерывного ряда сосредоточенных элементарных зарядов, которые последовательно инцидируют со скоростью, равной скорости детонации удлиненного заряда.

Анализ и математическая обработка расчетных данных эпюр

волн напряжений для различных расстояний  $r$  сводится к получению численных значений коэффициентов в формулах (77)–(79). В качестве примера даны следующие значения коэффициентов  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\tau_n$  эпюры волны напряжений при взрыве в мраморе удлиненных зарядов и плотном их зарядании:

$$\alpha K_{03} = 0,45 - 0,225 \cdot 10^{-2} \bar{r} ; \quad (80)$$

$$\beta K_{03} = 0,31 - 12,2 \cdot 10^{-4} \bar{r} ; \quad (81)$$

$$\frac{\tau_n}{K_{03}} = 0,55 + 3,6 \cdot 10^{-2} \bar{r} . \quad (82)$$

Зависимости (76) и (80)–(82) в первом приближении могут быть рекомендованы для других горных пород типа мрамор, известняк, гранит и т.п. Значения  $\sigma_{r_{\max}}$  и  $\sigma_{r_{\max}}^*$  в этом случае определяют в соответствии с зависимостью (73) и соответствующими зависимостями § 4.

Существуют и другие математические зависимости для описания формы эпюры волны напряжений.

В ряде случаев используют для этой цели затухающую синусоиду

$$\sigma_r(t) = \sigma_{r_{\max}} \cdot e^{-\left(t - \frac{\tau_0}{2}\right)} \sin \frac{\pi}{\tau_0} t \cdot \varepsilon_0(t - \tau_0) , \quad (83)$$

где  $\sigma_{r_{\max}}$  – максимальное значение волны напряжений;  $\tau_0$  – длительность положительной фазы волны напряжений;  $t$  – текущее время;  $\varepsilon_0(t)$  – единичная разрывная функция нулевого корня

$$\begin{aligned} \varepsilon_0(t) &= 0 & \text{при } t < 0 ; \\ \varepsilon_0(t) &= 1 & \text{при } t \geq 0 . \end{aligned} \quad (84)$$

Экспериментальные эпюры хорошо аппроксимируются экспоненциальными зависимостями в виде

$$\sigma_r(t) = \sigma_{r_{\max}} (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda t_0}) \cdot \varepsilon_0(t - \tau_0) , \quad (85)$$

где  $k$  и  $c$  — численные коэффициенты, управляющие формой нарастания  $\sigma_r$  до  $\sigma_{r, \max}$  и убывания эпюры до нуля, которые определяются из эксперимента.

В частности, существует зависимость

$$\sigma_r(t) = \sigma_{r, \max} \left( e^{-\frac{\omega t}{13}} - e^{-\sqrt{2} \omega t} \right) \cdot \varepsilon_0 (t - \tau_+), \quad (86)$$

где  $\omega = \frac{2\pi}{\tau_+}$ .

Приведенные зависимости можно также использовать для приближенного построения эпюр при неплотном зарядении с радиальным зазором и различными заполнителями.

Для оценки массовой скорости частиц горной породы в волне напряжения можно использовать известное соотношение

$$\sigma_r = \rho_0 c_0 v_r. \quad (87)$$

Отсюда имеем

$$v_r(\bar{r}, t) = \frac{\sigma_r(\bar{r}, t)}{\rho_0 c_0} = \frac{\sigma_{r, \max}}{\rho_0 c_0} e^{-\alpha(\tau - \tau_+)} \frac{\sin \beta \tau}{\sin \beta \tau_+}. \quad (88)$$

Максимальное значение смещения частиц горной породы в волне напряжения можно определить, интегрируя эпюру массовой скорости, т.е.

$$w_r = \int_0^{\tau_+} v_r dt = \frac{v_{r, \max}}{2} \tau_+. \quad (89)$$

Максимальное значение ускорения частиц горной породы в волне напряжения определяется дифференцированием эпюры массовой скорости, т.е.

$$a_r = \frac{dv_r}{dt} = \frac{v_{r, \max}}{\tau_+}. \quad (90)$$

### § 6. Расчет параметров волны напряжений при групповом взрывании

При взрыве группы удлиненных зарядов суммарное напряжение в любой точке среды может быть определено путем геометрического наложения составляющих волн напряжений с учетом времени распространения волны от каждого заряда в заданную точку при условии, если расстояние между зарядами больше, чем удвоенный радиус зоны упругих деформаций или радиус зоны разрушения от этих зарядов. При наличии меньшего расстояния между зарядами имеет место дополнительная потеря энергии взрыва. Поэтому вес каждого отдельного заряда  $q_i$  группы может быть охарактеризован некоторым эффективным весом заряда  $q_{эф}$ . Таким образом, при наложении волн напряжений следует учитывать не истинную величину заряда, а ее эффективную величину или соответствующий ему эффективный радиус заряда  $R_{эф}$ .

Учитывая это, параметры волны напряжения от каждого отдельного заряда взрывающейся группы зарядов определяются по следующим зависимостям:

$$\sigma_r(r, t) = \sigma_{r_{max}} e^{-\alpha(r-\tau_n)} \frac{\sin \beta \tau}{\sin \beta \tau_n} \quad (91)$$

$$\sigma_{r_{max}} = \sigma_{r_{max}} \Big|_{r=R} \left( \frac{1}{r/R_{эф} \cdot R/R_{эф}} \right)^{1,07} = \sigma_{r_{max}} \Big|_{r=R} \left( \frac{R_{эф}}{Rr-R} \right)^{1,07} \quad (92)$$

В этих формулах значения  $\sigma_{r_{max}} \Big|_{r=R}$ ;  $\alpha$ ;  $\tau$ ;  $\tau_n$ ;  $\beta$  те же, что и в § 5 и определяются по приведенным там формулам с зависимостями от рассмотренных конструкций зарядов.

Эффективный радиус заряда  $R_{эф}$  определяется по формулам:

$$R_{эф} = \sqrt{\frac{q_{эф}}{\pi \rho_{эф}}} = \sqrt{\frac{\gamma_1 q_1}{\pi \rho_{эф}}} = \frac{1}{\gamma} R_{эф};$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{\gamma_1}};$$

$$\gamma_1 = \frac{q_{эф}}{q_1} = \frac{1}{n^{1/3}} \left[ 1 + \frac{(n^{1/3} - 1)}{80} \bar{l} \right] \quad (93)$$

Выражение для  $\gamma$ , получено из зависимости, приведенной [13] Б.Г.Рулевым и Д.А.Хариным

$$\frac{q_{эф}}{q_1} = \frac{1}{n} \frac{1-\alpha}{1-\alpha} \left[ 1 + \left( n \frac{1-\alpha}{\alpha} - 1 \right) \frac{L}{L_{пред}} \right], \quad (94)$$

где  $q_1$  - вес отдельно взятого заряда в группе (предполагается, что все веса отдельных рассредоточенных зарядов одинаковы и находятся на одинаковых друг от друга расстояниях  $l$ );  $q_{эф}$  - эффективный вес заряда;  $n$  - число зарядов в группе;  $\alpha$  - показатель при весе заряда в зависимости, определяющей амплитуду волны напряжения, в нашем случае  $\alpha = 3/4$ ;  $L$  - расстояние между зарядами;  $L_{пред}$  - предельное расстояние между зарядами, когда нет их взаимного влияния, Б.Г.Рулев [12] рекомендует определять  $L_{пред}$  по формуле

$$L_{пред} = 2,4 R_{разр} = 24 R_{оз}, \quad (95)$$

где  $R_{разр}$  - радиус зоны разрушения скальных пород.

Формулы (91)-(95) учитывают взаимное влияние зарядов друг на друга. Для получения суммарного напряжения в заданной точке наблюдения необходимо геометрически сложить все волны напряжений, распространившиеся от каждого заряда группы с учетом времени их распространения. Для этого на плане наносится схема расположения зарядов и заданных точек наблюдения, где должны быть определены напряжения. Определяются расстояния от зарядов до точек наблюдения и их направления относительно произвольно выбранной системы координат. Обычно за одну из осей системы, например ось  $X$ , берут линию расположения зарядов при однорядном расположении их или одну из таких линий при многорядном расположении зарядов. Вторую ось, ось  $Y$ , выберут перпендикулярно этой линии в горизонтальной плоскости. Начало координат удобно связать с крайним в линии взрываемой группы зарядов.

Напряженное состояние в любой точке среды обычно определяется тремя взаимно-перпендикулярными составляющими. При наличии осевой симметрии, когда группа удлиненных зарядов

располагается параллельно друг другу и перпендикулярно свободной поверхности, для характеристики напряженного состояния достаточно двух взаимно-перпендикулярных составляющих напряжений, например,  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  в принятой выше системе координат [14].

Таким образом, напряженное состояние любой точки среды определяется суммой проекций радиальных  $\tilde{\sigma}_r$  и тангенциальных  $\tilde{\sigma}_\varphi$  напряжений на оси принятой системы координат, т.е.

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \sum_{i=1}^n (\tilde{\sigma}_r \cos^2 \alpha_i + \tilde{\sigma}_\varphi \sin^2 \alpha_i); \\ \sigma_y &= \sum_{i=1}^n (\tilde{\sigma}_r \sin^2 \alpha_i + \tilde{\sigma}_\varphi \cos^2 \alpha_i),\end{aligned}\quad (96)$$

где  $\alpha_i$  - угол, составленный направлением вектора от  $i$ -го заряда к точке наблюдения с осью  $X$ ;  $i = 1, \dots, n$  - индекс номера заряда от начала координат;  $n$  - число зарядов.

Обозначения  $\tilde{\sigma}_r$  и  $\tilde{\sigma}_\varphi$  указывают, что здесь подразумевается не простое сложение величин  $\sigma_r \cos^2 \alpha_i$ ;  $\sigma_r \sin^2 \alpha_i$ ;  $\sigma_\varphi \cos^2 \alpha_i$ ;  $\sigma_\varphi \sin^2 \alpha_i$ , а с учетом запаздывания волн по фазе.

Время прихода волн в заданную точку, определяющее запаздывание волн по фазе, при одновременном взрыве всех зарядов в группе вычисляется по формуле

$$t_{пр} = \frac{r_i}{c_p}, \quad \text{сек.} \quad (97)$$

где  $r_i$  - расстояние  $i$ -го заряда от точки наблюдения, м;  $c_p$  - скорость распространения продольных волн, м/сек;

В этом случае в заданную точку наблюдения первой приходит волна напряжения от ближнего заряда, последней - от наиболее удаленного заряда.

Для получения суммарной эспры необходимо произвести наложение волн, пришедших в рассматриваемую точку наблюдения от каждого заряда, с учетом запаздывания

$$\Delta t_i = t_{пр_i} - t_{пр_0} \quad (98)$$

где  $t_{пр_i}$  — время прихода волны от  $i$ -го заряда ( $i = 1, 2, \dots, n$ );  $t_{пр_0}$  — время прихода волны от ближайшего к рассматриваемой точке заряда.

Наложение волн производится графическим методом в координатах: по оси ординат откладываются напряжения  $\sigma_{r_i}$  и  $\sigma_{q_i}$ , по оси абсцисс — время с момента прихода волны от ближайшего заряда

$$\tau = t - t_{пр_0}, \quad (99)$$

где  $t$  — текущее время с момента взрыва.

Из полученной таким образом суммарной эшеры определяются все необходимые параметры: время нарастания  $\tau_n$  до максимума, максимальное значение  $\sigma_{r_{max}}$ ,  $\sigma_{q_{max}}$ , длительность волны напряжения  $\tau_+$  и т.д.

#### Пример расчета параметров волны напряжения

1. Расчет параметров волны напряжения при взрыве в мраморе удлиненного заряда аммонита № 6 при плотном зарядании и с кольцевыми зазорами, заполненными воздухом, водой и кварцевым песком.

Характеристики ВВ: плотность ВВ  $\rho_{ВВ} = 1,06 \text{ г/см}^3$ ; радиус заряда  $R_{03} = 16 \text{ мм}$ ; теплота взрывчатого превращения  $Q = 1028 \text{ ккал/кг}$ ; скорость детонации  $D = 3600 \text{ м/сек}$  при  $\rho_{ВВ} = 1 \text{ г/см}^3$ ;

Характеристики горной породы: плотность мрамора  $\rho_m = 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ кгс}\cdot\text{сек}^2/\text{см}^4$ ; скорость распространения волны — продольной  $c_p = 4,42 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ , поперечной  $c_s = 2,65 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ .

Характеристика сред — заполнителей кольцевого зазора: плотность воздуха  $\rho_{вз} = 0,125 \cdot 10^{-8} \text{ кгс}\cdot\text{сек}^2/\text{см}^4$ ; скорость распространения звука в воздухе  $c_{вз} = 0,34 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ ; плотность воды  $\rho_{в} = 1,025 \cdot 10^{-6} \text{ кгс}\cdot\text{сек}^2/\text{см}^4$ ; скорость звука в воде  $c_{в} = 1,46 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ ; плотность кварцевого песка  $\rho_{пм} =$

$$= 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ кгс} \cdot \text{сек}^2 / \text{см}^4; \text{ скорость звука в песке } c_{\text{пш}} = \\ = 0,16 \cdot 10^5 \text{ см/сек.}$$

2. Определение упругих свойств мрамора и сред - заполнителей кольцевого зазора.

Для горной породы: по заданным плотности  $\rho_p = 2,8 \cdot 10^{-6}$  кгс·сек<sup>2</sup>/см<sup>4</sup>; скорости продольной  $c_p = 4,42 \cdot 10^5$  см/сек и поперечной  $c_s = 2,65 \cdot 10^5$  см/сек волн, по приведенным в § 3 соотношениям рассчитываются остальные значения упругих постоянных ( $E$ ,  $K$ ,  $\mu$ ,  $\nu$  и  $\lambda$ ), т.е.

$$\nu = \frac{1 - 2c_s^2}{2(1 - \gamma^2)} = \frac{1 - 2 \cdot 0,36}{2(1 - 0,36)} = \frac{1 - 0,72}{2 \cdot 0,64} = \frac{0,28}{1,28} = 0,219$$

$$\text{где } \gamma = \frac{c_s}{c_p} = \frac{2,65 \cdot 10^5}{4,42 \cdot 10^5} = 0,6;$$

$$E = \frac{c_p^2 \rho_p (1 + \nu)(1 - 2\nu)}{1 - \nu} = \frac{4,42^2 \cdot 2,8 \cdot 10^4 \cdot 1,219 \cdot 0,562}{0,781} = \\ = 480 \cdot 10^3 \text{ кгс/см}^2;$$

$$\mu = c_s^2 \rho_p = 2,65^2 \cdot 2,8 \cdot 10^4 = 196 \cdot 10^3 \text{ кгс/см}^2;$$

$$K = c_p^2 \rho_p - 4/3 \mu = 548 \cdot 10^3 = (548 - 261) 10^3 = 287 \cdot 10^3 \text{ кгс/см}^2;$$

$$\lambda = c_p^2 \rho_p - 2 \mu = 548 \cdot 10^3 - 392 \cdot 10^3 = 156 \cdot 10^3 \text{ кгс/см}^2.$$

Акустическая жесткость мрамора, необходимая для расчетов преломления и отражения волн напряжений,

$$\rho_p c_p = 4,42 \cdot 10^5 \cdot 2,8 \cdot 10^{-6} = 1,24 \text{ кгс} \cdot \text{сек/см}^3.$$

Для сред, используемых в качестве заполнителей кольцевых зазоров, по заданным значениям плотности и скорости звука производится расчет акустических жесткостей:

БИБЛИОТЕКА

919654

а) для кварцевого песка

$$\rho_{\text{кв}} c_{\text{кв}}^2 = 1,7 \cdot 10^{-6} \cdot 0,16 \cdot 10^5 = 0,0272 \text{ кгс} \cdot \text{сек} / \text{см}^2 ;$$

б) для воды

$$\rho_{\text{в}} c_{\text{в}}^2 = 1,025 \cdot 10^{-6} \cdot 1,46 \cdot 10^5 = 0,15 \text{ кгс} \cdot \text{сек} / \text{см}^2 ;$$

в) для воздуха

$$\rho_{\text{вз}} c_{\text{вз}}^2 = 0,125 \cdot 10^{-8} \cdot 0,34 \cdot 10^5 = 0,0426 \cdot 10^{-3} \text{ кгс} \cdot \text{сек} / \text{см}^2 .$$

Вычисляются необходимые для дальнейших расчетов значения жесткостей сред:

а) для мрамора

$$\rho_{\text{м}} c_{\text{м}}^2 = 2,8 \cdot 10^{-6} \cdot 4,42^2 \cdot 10^{10} = 5,48 \cdot 10^5 \text{ кгс} / \text{см}^2 ;$$

б) для породной мелочи

$$\rho_{\text{пм}} c_{\text{пм}}^2 = 1,7 \cdot 10^{-6} \cdot 0,16^2 \cdot 10^{10} = 0,00435 \cdot 10^5 \text{ кгс} / \text{см}^2 ;$$

в) для воды

$$\rho_{\text{в}} c_{\text{в}}^2 = 1,025 \cdot 10^{-6} \cdot 1,46^2 \cdot 10^{10} = 0,224 \cdot 10^5 \text{ кгс} / \text{см}^2 ;$$

г) для воздуха

$$\rho_{\text{вз}} c_{\text{вз}}^2 = 0,125 \cdot 10^{-8} \cdot 0,34^2 \cdot 10^{10} = 0,0145 \cdot 10^2 \text{ кгс} / \text{см}^2 .$$

3. Расчет параметров детонационной волны на границе заряд-горная порода и заряд-заполнитель.

По приближенной зависимости (22) определяется скорость детонации заряда аммонит № 6 плотностью  $\rho_{\text{вв}} = 1,06 \text{ г} / \text{см}^3$ :

$$D = D_1 + 3500(1,06 - 1) = 3600 + 210 = 3810 \text{ м} / \text{сек} .$$

По формулам (17)–(19) вычисляются основные параметры детонационной волны ( $K$  принимается равным 3, как для конденсированных ВВ):

а) давление на фронте детонационной волны

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{\rho_{\text{вв}} D^2}{4} 1,0197 \cdot 10^{-6} = \frac{1,06 \cdot 3,8 \cdot 10^{10}}{4} 1,0197 \cdot 10^{-6} = \\ &= 41000 \text{ кгс} / \text{см}^2 ; \end{aligned}$$

б) плотность продуктов детонации

$$\rho_1 = \frac{k+1}{k} \rho_{\text{вв}} = \frac{4}{3} \rho_{\text{вв}} = \frac{4}{3} 1,12 \cdot 10^{-6} \text{ кгс} \cdot \text{сек}^2 / \text{см}^4 ;$$

в) массовая скорость продуктов детонации на фронте волны

$$v_1 = \frac{D}{k+1} = \frac{D}{4} = \frac{361000}{4} = 90250 \text{ см/сек} ;$$

г) акустический импеданс, необходимый для расчета преломления детонационной волны в породе

$$\rho_1 D = 1,5 \cdot 10^{-6} \cdot 3,81 \cdot 10^5 = 0,57 \text{ кг} \cdot \text{сек} / \text{см}^3 .$$

Зависимости, приведенные в § 4-6, необходимые для дальнейших расчетов параметров волн напряжений, получены для заряда тротила плотностью  $\rho_T = 1,6 \text{ г/см}^3$  и теплотой взрывчатого превращения  $Q_T = 1060 \text{ ккал/кг}$ . Чтобы воспользоваться этими зависимостями, надо найти эквивалентный по энергии взрыва тротила радиус заряда аммонита № 6

$$R_{\text{вв}} = R_{\text{от}}^* \sqrt{\frac{\rho_{\text{вв}} Q_{\text{вв}}}{\rho_T Q_T}} = 0,016 \frac{1,06 \cdot 1028}{1,6 \cdot 1060} = 0,013 \text{ м} = 13 \text{ мм} ,$$

где  $R_{\text{от}}^* = 13 \text{ мм}$  - эквивалентный радиус заряда аммонита № 6;  $R_{\text{от}}^* = 16 \text{ мм}$  - его фактический радиус заряда;  $\rho_{\text{вв}} = 1,06$  и  $Q_{\text{вв}} = 1028$  - плотность и теплота взрывчатого превращения аммонита № 6;  $\rho_T = 1,6$  и  $Q_T = 1060$  - соответствующие величины для тротила.

4. Расчет параметров ударной волны на границе раздела заряд-среда.

Расчет параметров ударной волны на границах раздела заряд-гранит (плотное зарядение), заряд-кварцевый песок и вода-гранит сводится к решению трансцендентных уравнений (34), (35) и (52) с использованием промежуточных зависимостей (33), (36)-(40), (47)-(51) и (53)-(57). Для решения этих уравнений целесообразно использовать малые цифровые вычислительные машины типа "Проминь". В этом случае уточнять корень уравнений

$p_{\phi}$  (давление на фронте преломленной в породе волны у стенки шпура) следует методом Ньютона по формуле (37). Причем за первое приближение берется значение  $p_{\phi}^{(1)}$ , отвечающее условию акустического преломления, т.е. по формулам (41) и (42).

Расчет по формуле Ньютона следует проводить до значений  $p_{\phi}^{(n+1)}$ , отличающихся от предыдущего  $p_{\phi}^{(n)}$  на величину погрешности, составляющей от  $p_{\phi}^{(n)}$  не более 0,1%, т.е. по условию (43). Для вычисления давления в преломленной ударной волне по этим уравнениям составлены блок-схемы программ.

Блок-схема программы вычисления  $p_{\phi}$  на границе раздела заряд-кварцевый песок (для кольцевого зазора, заполненного породной мелочью) аналогична блок-схеме программы для границы раздела заряд-горная порода с дополнительной схемой программы вычисления  $p_{\phi}$  на границе раздела породная мелочь-горная порода.

Расчет параметров ударной волны на границе воздушный зазор-горная порода более прост, чем предыдущие расчеты и сводится к вычислениям зависимостей (58)-(62).

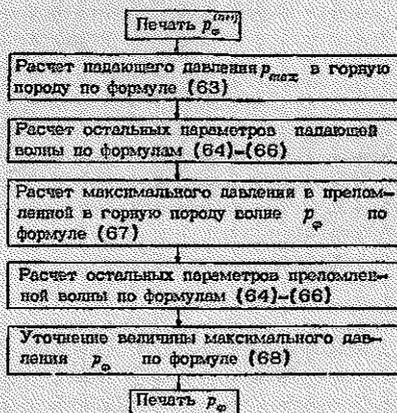
Программы по этим блок-схемам для ЭВМ "Промань" приведены ниже. В эти программы включены также и последующие расчеты параметров волны напряжения, при ее распространении в горной породе по формулам, приведенным в § 5 и 6.

5. Расчет параметров волны напряжения в горной породе при плотном зарядании и с кольцевыми зазорами, заполненными водой, воздухом и кварцевым песком.

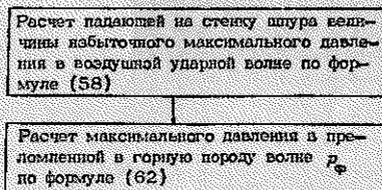
Максимальное напряжение радиальной составляющей волны напряжения определяется по формулам (73) и (74) соответственно для случаев плотного зарядания и зарядания с кольцевыми зазорами. При этом величина  $\sigma_{r, \max} |_{gr-rad}$  берется равной  $p_{\phi}$  на границе раздела заряд-горная порода при плотном зарядании и на границе заполняющая среда-горная порода при кольцевом зазоре.

Блок-схема программы этих расчетов сводится к последовательному решению указанных зависимостей для различных расстояний  $r$  от оси заряда (шпура) и различных радиусов шпура  $R$ .

Ниже приводятся программы для вычисления  $\sigma_{r, \max}$  и  $\sigma_{\phi, \max}$  на ЭВМ "Промань" для рассматриваемых случаев зарядания;



Дополнительная блок-схема при заполнении зазора породной мелочью



Блок-схема вычисления  $p_{\phi}$  при воздушном кольцевом зазоре

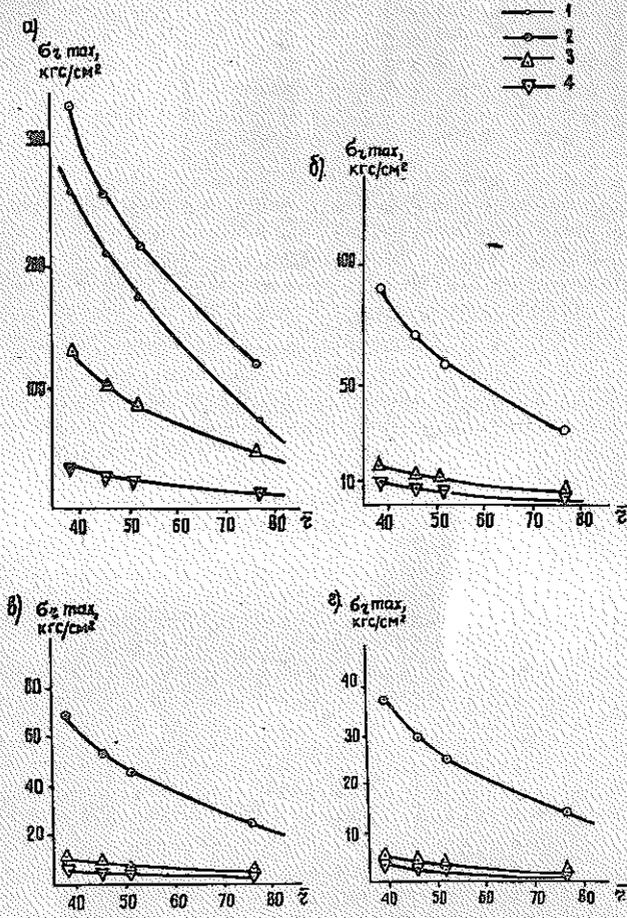


Рис. 1. График изменения радиальной составляющей напряжения  $\sigma_{r,max}$  в функции относительного расстояния в среде, заполняющей кольцевой зазор: а —  $\bar{R} = 1,54$ ; б —  $\bar{R} = 4,62$ ; в —  $\bar{R} = 6,75$ ; г —  $\bar{R} = 9,25$ .

1 — плотное зарядание; 2 — водяной кольцевой зазор; 3 — зазор, заполненный кварцевым песком; 4 — воздушный кольцевой зазор

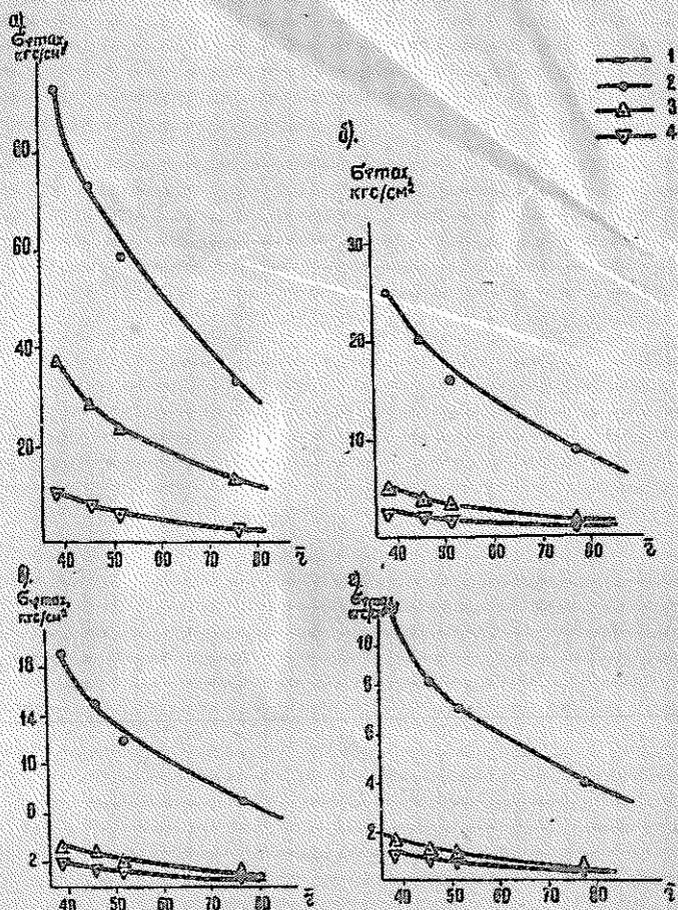


Рис. 2. График изменения тангенциальной составляющей напряжения  $\sigma_{\tau, \max}$  в функции относительного расстояния и среды, заполняющей кольцевой зазор: а -  $R = 1,54$ ; б -  $R = 4,02$ ; в -  $R = 5,75$ ; г -  $R = 9,25$

1 - плотное зарядание; 2 - водный кольцевой зазор; 3 - зазор, заполненный кварцевым песком; 4 - воздушный кольцевой зазор

таблица результатов расчета  $\sigma_r$  и  $\sigma_{r_{max}}$ , полученные при вычислении по этим программам и исходным данным примера расчета; графики изменения  $p_r$  в функции радиуса шпура  $R$  и  $\sigma_{r_{max}}$  и  $\sigma_{r_{max}}$  в функции расстояния от оси заряда  $r$  (см. рис. 1 и 2). Расчеты произведены для относительных расстояний  $r$ , равных 38,5; 45,4; 51,6; 76,7 и для кольцевых зазоров с относительными радиусами шпура  $R$ , равными 1,54; 4,62; 5,75 и 9,25.

Программа для определения  $\beta_r$ ,  $\beta_{\text{гид}}$ ,  $\beta_{\text{гид}}^*$  для плотного заряжания на ЭИВМ  
 "Проминь-2"

Память	Команды							
01 $p = 0,41 \cdot 10^5$	00 Чт	03	40 Чт	50	80 Выч	1 67	120 Выч	43
02 $\sigma = 0,85 \cdot 10^5$	1 Дел	04	1 Дел	63	1 Дел	87	1 Дел	43
03 $f = \rho \cdot D = 0,57$	2 Умп	11	2 Дел	49	2 Дел	41	2 Выч	08
04 $\beta_r = \beta_{\text{гид}} = 1$	3 Сл	86	3 Умп	07	3 Дел	41	3 УП	1 23
05 $\beta_{\text{гид}}^* = 1$	4 Зп	40	4 Умп	43	4 Дел	41	4 Чт	42
06 $\lambda = 0,55 \cdot 10^1$	5 Чт	16	5 Зп	64	5 Умп	53	5 Ост	01
07 $1/m = 0,2$	6 Дел	40	6 Чт	62	6 Дел	33	6 Чт	12
08 $0,1 \cdot 10^{-2}$	7 Зп	41	7 Сл	64	7 Чт	68	7 Зп	13
10 $1 - 2\gamma^2 = 0,28$	8 Умп	01	8 Дел	87	8 Бп	112 128	Чт П	13
11 $N = 0,133(3) \cdot 10^1$	9 Зп	42	9 Дел	39	9 Чт	43	9 Дел	15
12 $\lambda_r = +0 + 01700$	10 Чт	06	50 Дел	51	90 Дел	01	130 Зп	56
13 $\lambda_r$	1 Дел	05	1 Зп	65	1 Зп	48	1 Ост	01
14 $\lambda_r = +0 + 02100$	2 Зп	50	2 Чт	04	2 Лп		2 Лп	
15 $\lambda_r = 0,18 \cdot 10^2$	3 Чт	30	3 Выч	03	3 Зп	55	3 Умп	58
16 $0,233(3) \cdot 10^1$	4 Выч	86	4 УП	1 89	4 Чт	44	4 эпр	
17 $r_1 = 0,5 \cdot 10^3$	5 Зп	44	5 Чт	45	5 Дел	87	5 Зп	59
18 $r_1 = 0,59 \cdot 10^3$	6 Чт	30	6 Умп	43	6 Дел	30	6 Чт	42
19 $r_1 = 0,67 \cdot 10^3$	7 Сл	86	7 Зп	52	7 Умп	55	7 Дел	59
20 $r_1 = 0,1 \cdot 10^4$	8 Зп	46	8 Чт	44	8 эпр		8 Зп	60
30 $\kappa = 0,3 \cdot 10^1$	9 Чт	30	9 Умп	01	9 Зп	69	9 Ост	01
31 $\rho = 0,38 \cdot 10^6$	20 Умп	87	60 Сл	52	100 Выч	86	140 Чт	60
32 $\sqrt{\rho} = 0,167 \cdot 10^{-2}$	1 Дел	45	1 Чт		1 Умп	31	1 Умп	10
33 $\sqrt{\rho} = 0,112 \cdot 10^{-2}$	2 Зп	46	2 Зп	41	2 Умп	46	2 Зп	61
39 $\mu_r = 0,28 \cdot 10^{-5}$	23 Чт	42	3 Чт	46	3 Дел	44	3 Ост	01
88 $\lambda = 0,107 \cdot 10^1$	4 Зп	43	4 Чт		4 Сл	02	4 Чт	13
	5 Умп	50	5 Зп	53	5 Зп	54	5 СлФ	90
	6 Сл	86	6 Чт	43	6 Чт	69	6 Зп	13
	7 Зп	63	7 Выч	01	7 Дел	48	7 Выч	14
	8 Лп		8 Зп	66	8 Дел	45	8 УП	1 128
	9 Умп	07	9 Умп	53	9 Умп	31	9 Ост	
	30 эпр		70 Дел	41	110 Дел	01		
	31 Зп	49	1 Дел	33	1 Зп	68		
	2 Чт	86	2 Выч	02	112 Чт	65		
	3 Дел	49	3 Зп	54	3 Сл	62		
	4 Выч	86	4 Чт	66	4 Зп	57		
	5 Зп	62	5 Умп	45	5 Чт	51		
	6 Умп	43	6 Зп	67	3 Выч	54		
	7 Чт		7 Чт	87	7 Дел	57		
	8 Дел	32	8 Умп	41	8 Выч	43		
	9 Зп	51	9 Умп	41	9 Зп	42		

Программа для определения  $\beta_{\text{max}}$  и  $\beta_{\text{min}}$  при эзоре, заданном породной моделью. Для вычисления  $\beta_{\text{max}}$  на графике зарез-шоречная модель используется 126 команд из программы для плотного эзирования с оставшейся на 126 командах; вводятся дополнительные память и дальнейший расчет производится по этой программе

Дополнительная память		К о м а н д ы	
09 $I_{\text{max}} =$	00 Чт 42	23 Зп 62	48 Зп 36
35 $A_1 = +0 + 0700$	01 Окт 01	24 Окт 01	47 Быв1 37
36 $A_1 =$	02 Чт 04	25 ЧтП 13	48 УП1 11
37 $A_1 = +0 + 0740$	03 Сп 09	26 Окт 01	49 Окт
42 $p_0 =$	04 Зп 60	27 Зп 63	
70 $R_1 = 02 \cdot 10^2$	05 Чт 04	28 Быв1 60	
71 $R_1 = 06 \cdot 10^2$	06 Сп 04	29 Зп 64	
72 $R_1 = 075 \cdot 10^2$	07 Дек 60	30 Чт 42	
73 $R_1 = 012 \cdot 10^3$	08 Зп 59	31 Дек 64	
	09 Чт 35	32 Лт	
	10 Зп 36	33 УМп 58	
	11 Чт 12	34 exp	
	12 Зп 13	35 УМп 62	
	13 ЧтП 36	36 Окт 01	
	14 Зп 60	37 УМп 10	
	15 Окт 01	38 Окт 01	
	16 Чт 15	39 Чт 13	
	17 Дек 60	40 СпФ 90	
	18 Зп 61	41 Зп 13	
	19 УМп 81	42 Быв1 14	
	20 УМп 54	43 УП1 25	
	21 Зп 62	44 Чт 36	
	22 УМп 59	45 Сп 90	



Программа на ЭВМ "Промышль-2" (Промышль-1) для расчета напряжений  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  и  $\sigma_z$  для конструкции  
заряда с кольцевым воздушным зазором

Память	Команда		
01 $A_2 + 0 + 01500$	00 Чр 01	22 Чр 09	66 Умл 43
02 $A_2$	01 Зп 02	23 Дел 33	67 Зп 45
03 $A_2 + 0 + 01900$	02 Чр 04	24 Сл 35	68 Овр 01
04 $A_2 + 0 + 03000$	03 Зп 05	25 Умл 34	69 Чр 05
05 $A_2$	04 ЧрП 02	26 Зп 36	70 Сл 90
06 $A_2 + 0 + 02400$	05 Зп 30	27 Сл 38	71 Зп 05
07 $A_2 = 0,812$	06 Овр 01	28 Зп 37	72 Выч1 06
08 $B = 0,6388 \cdot 10^4$	07 Дел 10	29 Чр 11	73 Умл 48
09 $C = 0,326 \cdot 10^3$	08 Зп 31	30 Выч1 86	74 Чр 02
10 $R_1 = 0,13 \cdot 10^4$	09 Умл 31	31 Зп 38	75 Сл 90
11 $\pi = 0,141 \cdot 10^1$	10 Зп 32	32 Чр 11	76 Зп 02
12 $\pi = 0,107 \cdot 10^1$	11 Умл 31	33 Сл 11	77 Выч1 03
13 $\beta = 0,265 \cdot 10^1$	12 $\sqrt{\quad}$	34 Дел 38	78 УП1 02
14 $\alpha = 0,442 \cdot 10^1$	13 $\sqrt{\quad}$	35 Сл 36	79 Овр
15 $R_2 = 0,20 \cdot 10^2$	14 Зп 33	36 Сл 39	
16 $R_3 = 0,60 \cdot 10^2$	15 Чр 07	37 Чр 11	
17 $R_4 = 0,75 \cdot 10^2$	16 Дел 31	38 Сл 86	
18 $R_5 = 0,12 \cdot 10^3$	17 Выч2 86	39 Дел 38	
20 $\eta = 0,5 \cdot 10^3$	18 Зп 34	40 Умл 36	
21 $r_1 = 0,59 \cdot 10^3$	19 Чр 06	41 Умл 36	
22 $r_2 = 0,67 \cdot 10^3$	20 Дел 32	42 Дел 39	
23 $r_3 = 0,1 \cdot 10^4$	21 Зп 35	43 Сл 37	
			44 Зп 40
			45 Овр 01
			46 ЧрП 05
			47 Зп 41
			48 Овр 01
			49 Чр 30
			50 Выч 2 41
			51 Зп 42
			52 Чр 10
			53 Дел 42
			54 Лн
			55 Умл 12
			56 опр
			57 Умл 40
			58 Зп 43
			59 Овр 01
			60 Чр 13
			61 Дел 14
			62 Зп 44
			63 Умл 44
			64 Умл 87
			65 Выч2 86



## Литература

1. Боровиков В.А. Взрывание микрозарядами как метод управления энергией взрыва. Изв вузов, Горн. журн., 1973, № 3.
2. Боровиков В.А., Ванягин И.Ф. Исследование параметров волны напряжения при взрывании удлиненных зарядов в горных породах. Тезисы докладов Всесоюз. конф. по физике горн. пород. Изд.МГИ, 1973.
3. Боровиков В.А. и др. К вопросу изучения взаимодействия встречных полей напряжения. В сб. научн. тр., вып. 113. Изд.Магнитогорск. горно-металлург. ин-та, 1972.
4. Ванягин И.Ф., Мыркин В.Г. Некоторые результаты экспериментального исследования распространения волн напряжений в скальных породах В сб.: Народно-хозяйств. использование энергии взрыва. Новосибирск, 1959.
5. Волярович М.П. Исследование упругих свойств горных пород при высоких всесторонних давлениях. Тр. Ин-та физики Земли АН СССР, 1962, № 23.
6. Волярович М.П., Фан Вей-цин. Исследование упругих свойств горных пород статическими и динамическими методами при высоких всесторонних давлениях. Тр. Ин-та физики Земли АН СССР, 1962, № 23.
7. Гоголев В.М. и др. О ближней зоне взрыва сосредоточенного заряда. В сб.: Тр. У сесс. уч. совета по народнохоз. использ. взрыва. Фрунзе, изд-во "Илим", 1968.
8. Гоголев В.М. и др. Приближенное уравнение состояния твердых тел ПМТФ, 1968, № 5.
9. Ландау Л.Н., Станюкович К.П. Об изучении петогашки конденсированных ВВ. ДАН СССР, 1945, № 9.
10. Огибалов П.М., Кийко И.А. Очерки по механике высоких параметров. Изд. МГУ, 1966.
11. Родионов В.И., Адушкин В.В. Механический эффект подземного взрыва. М., "Недра", 1971.
12. Рулев Б.Г. Подобие волны сжатия при взрывах в грунте. ПМТФ, 1963, № 3.
13. Рулев Б.Г., Харин Д.А. О направленном сейсмическом действии рассредоточенных однородных взрывов. В сб.: Взрывное дело, 64/21. М., "Недра", 1968.
14. Хаукаев А.Н. Энергия волн напряжений при разрушении пород взрывом. М., Госгортехиздат, 1962.

15. Христофоров Б.Д., Широков Э.А. Параметры ударной волны при подводном взрыве штурового заряда. ПМТФ, 1962, № 5.
16. Шемякин Е.И. О волнах напряжений в прочных горных породах. ПМТФ, 1963, № 3.
17. Шемякин Е.И. О волнах напряжений, возникающих в прочных горных породах. ВНИМИ, 1965, № 59.
18. Яковлев Ю.С. Основы гидродинамики взрыва. Л., "Судостроение", 1957.
19. Birch F. Journ. Appl. Phys., 9, 1938.
20. Cook M.A. The Science of High Explosives, New York, 1958.

Цена 28 коп.