

излучению, уходящему в радиальную линию). По-видимому, близким к оптимальному будет случай, когда время ускорения сгустка равно половине периода основной моды.

Из рис. 5 можно сделать вывод, что зависимость эффекта автоускорения от энергии частиц при $\gamma \gg 1$ мало существенна.

Как следует из полученных результатов, эффект автоускорения в цилиндрическом резонаторе может быть весьма значительным. Так, в сгустке с начальной энергией порядка 3 Мэв и током 10^5 а после прохождения одного резонатора с $\frac{d}{R} \simeq 1$ значительная часть пучка будет иметь энергию $4,5\text{--}5,5 \text{ Мэв}$, а после прохождения цепочки резонаторов энергия может быть увеличена до десятков мегаэлектрон-вольт.

Касаясь перспектив существенного повышения энергии, следует отметить, что цилиндрический резонатор является лишь простейшим и далеко не оптимальным элементом для пере-

распределения энергии внутри сгустка. С практической точки зрения представляет интерес определение такой структуры, предназначенной для автоускорения, в которой энергия возможно большего числа частиц была целиком передана сравнительно небольшой части пучка.

Поступила в Редакцию 20/II 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Link, IEEE, Trans. Nucl. Sci., June 1967.
2. Я. С. Ицхоки. Импульсные устройства. М., «Советское радио», 1959.
3. В. Н. Лопухин. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М., Гостехиздат, 1953.
4. О. А. Колпаков, В. И. Котов. «Ж. техн. физ.», 34, 1387 (1964).
5. Л. А. Ванштейн. Электромагнитные волны. М., «Советское радио», 1957.
6. Э. Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон. Курс современного анализа. Т. 1. М., Физматгиз, 1962.

Некоторые результаты наблюдений при подземных ядерных взрывах

В. Н. РОДИОНОВ, В. М. ЦВЕТКОВ

УДК 621.039.9

Механический эффект подземного ядерного взрыва характеризуется, с одной стороны, параметрами излучаемых волн, с другой стороны, размерами областей необратимо деформированной среды: объемом полости, размерами зон дробления и воронки выброса.

Экспериментальное определение максимального объема полости, который может заметно отличаться от конечного объема [1], а также размеров зоны разрушения связано с наибольшими трудностями. В то же время эти параметры являются наиболее существенными для оценки выхода энергии в сейсмическую волну.

Представляется весьма важным использовать информацию, которую содержат волны сжатия в непосредственной близости от зоны разрушения, для определения параметров необратимой деформации среды при подземных взрывах.

1. Результаты наблюдений при взрывах в каменной соли

Рассмотрим экспериментальные результаты, полученные при взрывах в каменной соли, которые были обследованы наиболее полно. В литературе освещены два американских взры-

ва в соли: «Салмон» [2, 3] и «Гном» [4]. Ниже приводятся также данные по одному взрыву в соли, произведенному в Советском Союзе.

Основные параметры всех трех взрывов приведены в табл. 1, где они расположены в порядке убывания выделившейся энергии. Здесь же указаны объемы образованных взрывом полостей, которые были измерены через значительный промежуток времени (примерно месяц) после взрыва.

Каменная соль отличается довольно высокой однородностью и во всех случаях имеет приблизительно одинаковые механические характеристики: плотность $\rho = 2,15 \text{ г/см}^3$; скорость продольных волн $c = 4,5 \text{ км/сек}$; коэффициент Пуассона $\nu = 0,25 \div 0,32$. Прочность каменной соли в условиях естественного залегания не измерялась. Лабораторные испытания образцов соли на раздавливание дают величину $\sim 400 \text{ кг/см}^2$.

Наиболее полные данные о механическом действии взрыва в соли были получены при взрыве «Салмон». Приведенные на рис. 1 значения максимальной массовой скорости в зависимости от расстояния, полученные при взрыве

Основные параметры взрывов

Таблица 1

Номер взрыва	Энергия взрыва E , кт TNT	Глубина взрыва h , м	Условия проведения взрыва	Конечный объем полости V , тыс. м ³
Первый («Салмон»)	5,3	828	В скважине	20
Второй («Гном»)	3,5	360	В камере объемом 30 м ³	23
Третий	1,1	160	В скважине	10

«Салмон», могут быть описаны формулой

$$v_{\max} = 10 \left(\frac{E^{1/3}}{r} \right)^{1,6} \quad (1)$$

Максимальные смещения в волне сжатия (рис. 2) можно аппроксимировать формулой

$$u_{\max} = 1,35 E^{1/3} \left(\frac{E^{1/3}}{r} \right)^{1,6} \quad (2)$$

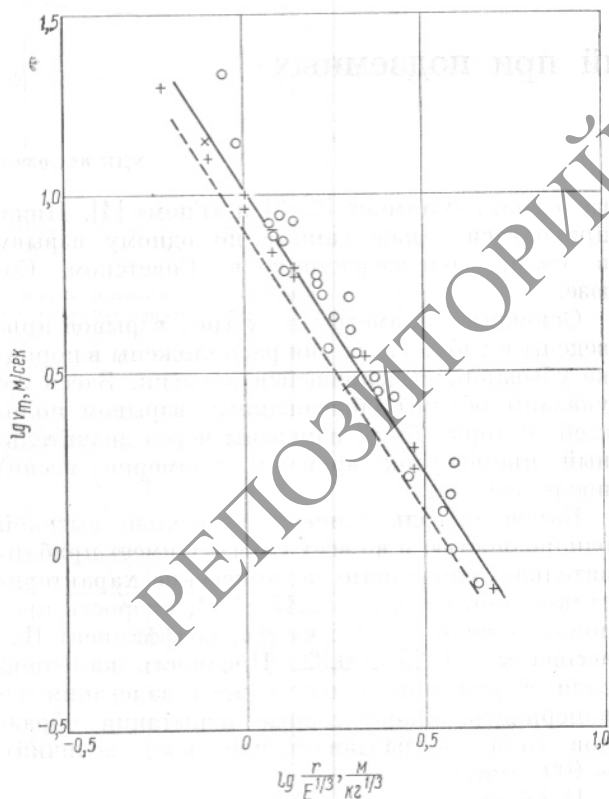


Рис. 1. Зависимость максимальной массовой скорости среды от расстояния:
○ — I взрыв; + — III взрыв; — — расчет по формуле (1);
— — усредненная зависимость для II взрыва по формуле (3).

Здесь E — энергия взрыва, килограммы тротила; r — расстояние от центра взрыва, м; $v_{\max}$ — максимальная массовая скорость, м/сек; $u_{\max}$ — максимальное перемещение, мм.

При взрыве «Салмон» были проведены многочисленные измерения остаточных смещений. Несмотря на большой разброс измеренных величин, эти данные представляют исключительный интерес. Они приведены на рис. 2.

Экспериментальные данные, полученные при двух других взрывах, представлены на тех же рисунках. Они близки к соответствующим результатам взрыва «Салмон», лишь максимальная скорость перемещения при II взрыве («Гном») на одинаковых приведенных расстояниях оказалась несколько меньше:

$$v_{\max} = 8 \left(\frac{E^{1/3}}{r} \right)^{1,6} \quad (3)$$

Значения объемов полостей (см. табл. 1) в пересчете на 1 кт TNT заметно различаются для всех трех взрывов.

2. О волне сжатия и поведении среды вне зоны разрушения

Амплитуда волны сжатия, которую можно оценить по формуле

$$\sigma_{\max} = \rho v_{\max} c,$$

на расстояниях $r/E^{1/3} > 1$ имеет величину, которая меньше напряжений, разрушающих среду, и поэтому должна, казалось бы, описываться с помощью уравнений теории упругости.

Однако легко обнаружить заметные отличия регистрируемой волны сжатия от упругой волны: затухание амплитуды скорости перемещения с расстоянием происходит значительно быстрее ($1/r^1$), чем это должно быть в совершенно упругой среде; остаточные смещения изменяются с расстоянием (см. рис. 2) также несколько быстрее, чем $1/r^2$, и, следовательно, в волне сжатия осуществляется необратимое объемное уплотнение; скорость распространения максимальной амплитуды волны сжатия несколько меньше скорости распространения вступления. Важно установить взаимосвязанность указанных признаков проявления неупругости среды.

Допустим, что твердая среда является совершенно упругой и одинаковой как внутри зоны, охваченной волной сжатия, так и вне ее. Пусть только на фронте волны происходит небольшое необратимое уплотнение при сжатии, пропорциональное амплитуде, так что скорость рас-

пространения фронта волны отличается от скорости продольных волн на малую величину. Для упрощения выкладок будем считать, что на некоторой поверхности радиуса R_0 нам задано смещение, возрастающее во времени и стремящееся к некоторой предельной величине:

$$U(t, R_0) = \begin{cases} \frac{B}{R_0^2} (1 - e^{-\frac{t}{\theta}}), & t \geq 0; \\ 0, & t < 0. \end{cases} \quad (4)$$

Определим сначала движение в совершенно упругой среде. Для сферически симметричного случая потенциал смещения имеет вид

$$\varphi = \frac{1}{r} f(\xi), \quad \xi = t - \frac{r - R_0}{c}. \quad (5)$$

По заданной функции $U(t, R_0)$ находим

$$f(\xi) = -B \left[1 - \frac{e^{-\frac{\xi}{\theta}}}{1 - \frac{R_0}{c\theta}} + \frac{\frac{R_0}{c\theta} e^{-\frac{c\xi}{R_0}}}{1 - \frac{R_0}{c\theta}} \right]. \quad (6)$$

Скорость перемещения v определяется соотношением

$$v = -\frac{f''(\xi)}{cr} - \frac{f'(\xi)}{r^2}. \quad (7)$$

Если фронт волны распространяется со скоростью c_Φ , меньшей скорости упругих волн c , движение упругой фазы выразим с помощью потенциала:

$$\varphi = \frac{f_1(\xi)}{r} + \frac{f_2(\bar{\xi})}{r}, \quad \bar{\xi} = t + \frac{r - R_0}{c_\Phi}. \quad (8)$$

Появление функции f_2 связано с тем, что фронт волны уже не является характеристикой уравнений движения, и поэтому фронт будет оказывать влияние на все движение. Функции f_1 и f_2 связаны условием на фронте волны

$$u(t, R_\Phi) = -\frac{f_1'(\xi_\Phi)}{cR_\Phi} - \frac{f_1(\xi_\Phi)}{R_\Phi^2} + \frac{f_2'(\bar{\xi}_\Phi)}{cR_\Phi} - \frac{f_2(\bar{\xi})}{R_\Phi^2} = 0. \quad (9)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \xi_\Phi &= \frac{R_\Phi - R_0}{c} \beta; \\ \bar{\xi}_\Phi &= \frac{2(R_\Phi - R_0)}{c} = \frac{2}{\beta} \xi_\Phi; \\ \beta &= \frac{c - c_\Phi}{c_\Phi}; \\ R_\Phi - R_0 &= c_\Phi t. \end{aligned} \quad (10)$$

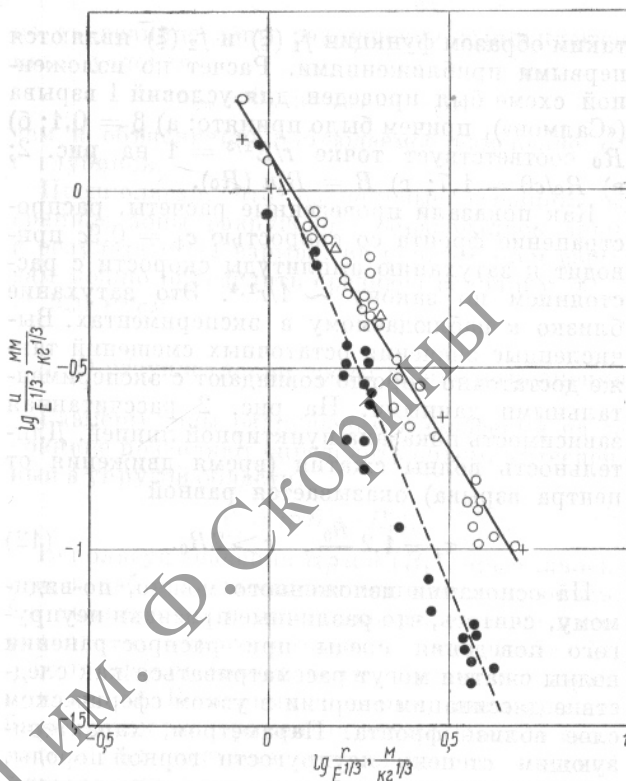


Рис. 2. Зависимость перемещений среды от расстояния:

○, △, + — максимальные перемещения соответственно для I, II, III взрывов; ● — остаточные перемещения для I взрыва; — — зависимость, вычисленная по формуле (2); - - - расчет по схеме раздела 2.

После преобразований уравнения (9) получаем

$$\begin{aligned} \left(\bar{\xi} + \frac{2R_0}{c} \right) f_2'(\bar{\xi}) - 2f_2(\bar{\xi}) &= \\ = \left(\bar{\xi} + \frac{2R_0}{c} \right) f_1' \left(\frac{\beta \bar{\xi}}{2} \right) + f_1 \left(\frac{\beta \bar{\xi}}{2} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Отсюда видно, что для $\beta \ll 1$ функция $f_2(\bar{\xi})$ определяется в широком диапазоне изменения своего аргумента, если только известно поведение функции $f_1(\xi)$ в окрестности $\xi = 0$. Это обстоятельство позволяет легко построить решение методом последовательных приближений. Взяв за основу решение задачи для совершенно упругой среды ($c_\Phi = c$) и разложив $f_1(\xi)$ и $f_1'(\xi)$ в ряд вблизи $\bar{\xi} = 0$, можно получить уравнение для определения $f_2(\bar{\xi})$. Решение этого уравнения довольно громоздко, и мы не будем его выписывать. Затем, зная $f_2(\bar{\xi})$, можно определить вид функции $f_1(\xi)$, используя выражения (4) и (8) при $r = R_0$, где $\xi = \bar{\xi} = t$. Полученные

таким образом функции $f_1(\xi)$ и $f_2(\xi)$ являются первыми приближениями. Расчет по изложенной схеме был проведен для условий I взрыва («Салмон»), причем было принято: а) $\beta = 0,1$; б) R_0 соответствует точке $r/E^{1/3} = 1$ на рис. 2; в) $R_0/c\theta = 1,7$; г) $B = R_0^2 u(R_0)$.

Как показали проведенные расчеты, распространение фронта со скоростью $c_\phi = 0,9c$ приводит к затуханию амплитуды скорости с расстоянием по закону $\sim 1/r^{1,4}$. Это затухание близко к наблюдаемому в экспериментах. Вычисленные значения остаточных смещений также достаточно хорошо совпадают с экспериментальными данными. На рис. 2 рассчитанная зависимость показана пунктирной линией. Длительность волны сжатия (время движения от центра взрыва) оказывается равной

$$\tau_+ = 1,2 \frac{R_0}{c}, \quad r > 2R_0. \quad (12)$$

На основании изложенного можно, по-видимому, считать, что различные признаки неупругого поведения среды при распространении волны сжатия могут рассматриваться как следствие диссипации энергии в узком сферическом слое вблизи фронта. Параметром, характеризующим степень неупругости горной породы, может служить отношение скорости распространения максимальной амплитуды к скорости распространения упругих волн.

3. Об одном способе отыскания границы зоны разрушения

Из рассмотрения рис. 2 следует, что существуют по крайней мере две зоны, качественно различающиеся по характеру движения: на расстояниях $r/E^{1/3} < 1$ (где r выражено в метрах, а E — в кг TNT) максимальные и остаточные смещения совпадают, а при $r/E^{1/3} > 1$ вслед за смещением от центра наблюдается смещение к центру взрыва. Естественно предположить, что указанное качественное различие связано с разрушением среды в зоне $r/E^{1/3} < 1$. Действительно, в том случае, когда происходит разрушение среды, возвратное движение может быть вызвано только напряжениями на внешней границе разрушенной зоны, так как азимутальные напряжения $\sigma_{\phi\phi} = \sigma_{\theta\theta}$ в зоне разрушения являются сжимающими. Напротив, в зоне упругих или почти упругих деформаций радиальное смещение приводит к возникновению растягивающих азимутальных напряжений, которые стремятся после прохождения волны сжатия вернуть среду в исходное состояние.

Отсюда следует, в частности, что в зоне разрушения должны наблюдаться относительно небольшие по протяженности трещины, связанные со сдвиговыми деформациями. Образование единичных радиальных трещин большой длины возможно только за пределами этой зоны.

Как показал лабораторный эксперимент [1], под действием упругих напряжений σ_{rr} на внешней границе зоны разрушения возможны значительные смещения к центру и в разрушенной среде. Однако эти смещения происходят значительно медленнее, чем при расширении полости, так как запас упругой энергии на порядок меньше энергии взрыва. Эти медленные движения приборами не регистрируются, так как время записи приборами ограничено.

Таким образом, границей зоны разрушения R_p будем называть сферическую поверхность, на которой остаточные смещения впервые (если перемещаться от периферии к центру) становятся равными максимальным. Другими словами, на этой поверхности скорость радиальных смещений только положительна. К сожалению, непосредственное определение границы разрушенной среды по экспериментальным данным возможно только для взрыва «Салмон». В остальных случаях измерения остаточного смещения либо не проводились, либо были недостаточно надежны.

В связи с этим для отыскания границы разрушения предлагается использовать следующий прием. Решение задачи о распространении волны в почти упругой среде, о котором говорилось в предыдущем разделе, позволяет связать радиус зоны разрушения или зоны неупругих деформаций R_p , принимаемый равным R_0 , и продолжительность положительной фазы волны сжатия τ_+ соотношением (12). Удобней, однако, пользоваться сходным по смыслу параметром θ , который определяется следующим образом:

$$\theta = \frac{u_{ост}}{v_{макс}} = \frac{u_{макс}}{v_{макс}}, \quad (13)$$

так как при $r = R_p$ остаточные перемещения равны максимальным

$$u_{ост} = u_{макс}.$$

Эксперимент показывает, что максимальная скорость и максимальное перемещение изменяются с расстоянием по одному закону. Это значит, что параметр θ может быть найден по измеренным значениям $v_{макс}$ и $u_{макс}$ на любых расстояниях от центра взрыва $r > R_p$.

Зная из эксперимента параметр θ , находим радиус зоны разрушения. Для взрыва «Салмон»

Параметры среды на границе зоны разрушения

Таблица 2

Номер взрыва	θ , мсек	R_p , м	$u(R_p)$, мм	σ^* , кг/см ²
Первый	23,5	180	220	600
Второй	25,5	195	138	350
Третий	14	107	130	600

размер зоны разрушения, рассчитанный таким образом, совпадает с тем значением, которое соответствует точке пересечения максимальных и остаточных перемещений. Зная размер зоны разрушения и перемещение среды на $r = R_p$, можно вычислить и прочность среды $\sigma^* = -\sigma_{rr}|_{r=R_p}$ с помощью соотношения теории упругости.

Подсчитанные значения σ^* (см. табл. 2) по порядку величины оказались близкими к прочности каменной соли при осевом сжатии образцов. Несколько меньшее значение прочности в опыте «Гном», возможно, связано с какими-либо специфическими свойствами массива соли. Наряду с этим тривиальным объяснением возможно и другое. Допустим, что разрушение каменной соли происходит при достижении некоторого предельного напряжения на сдвиг σ_s . Тогда условие разрушения на границе упругой области можно записать в виде

$$\sigma_{rr} - \sigma_{\phi\phi} = -\sigma_s.$$

В упругой среде должны выполняться соотношения для радиальных и азимутальных напряжений:

$$\sigma_{\phi\phi} = -\frac{1}{2}\sigma_{rr}.$$

Учитывая горное давление ρgh , получаем

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr} &= -\frac{2}{3}\sigma_s - \rho gh; \\ \sigma_{\phi\phi} &= \frac{1}{3}\sigma_s - \rho gh. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Из последнего выражения видно, что с глубиной азимутальное напряжение уменьшается и из растягивающего превращается в сжимающее. В связи с этим можно полагать, что на небольших глубинах разрушение среды начинается с образования радиальных трещин и лишь потом происходит раздавливание. Вместе с тем на большой глубине предварительный разрыв среды радиальными трещинами исключен. Это значит, что при взрыве на малой глуби-

не на границе зоны разрушения выполняются иные условия:

$$\sigma_{\phi\phi} = 0 \quad \text{и} \quad \sigma_{rr} = -\sigma_s,$$

чем и объясняется наблюдаемое изменение σ^* с глубиной.

Предполагая, что радиальные трещины на границе зоны разрушения образовались лишь в результате III взрыва, по первым двум взрывам можно определить среднюю величину $\sigma_s = 520 \text{ кг/см}^2$.

4. О разуплотнении среды в зоне разрушения

Размеры зоны разрушения и смещения на ее границе позволяют определить объем, вытесненный в упругой области:

$$V = 4\pi R_p^2 u(R_p).$$

Используя значения R_p и $u(R_p)$, представленные в табл. 2, вычислим вытесненный объем. Он оказывается в несколько раз больше измеренного конечного объема полости (табл. 3).

Этот эффект может быть обусловлен двумя причинами. Во-первых, как было показано лабораторным экспериментом, полость может сжиматься под действием напряжений на внешней границе зоны разрушения. Объем полости изменялся много времени спустя после ее образования, так что фактически неизвестны максимальные размеры полости в тот момент, для которого определялся вытесненный объем. Во-вторых, нельзя исключить и возможность уменьшения плотности среды в зоне разрушения, поскольку деформации велики, а напряжения, сжимающие разрушенную среду, по порядку величины равны пределу прочности. Разуплотнение среды в процессе деформирования было доказано экспериментально при исследовании взрыва в песчаном грунте [5]. Этот эффект был также отмечен при лабораторных исследованиях образцов горных пород в процессе их разрушения [6].

Несложные оценки позволяют выяснить роль каждого из указанных процессов.

Максимальный объем полости $V_{\text{макс}}$, как следует из результатов работы [1], определяется энергией взрыва, прочностными и упругими свойствами среды:

$$p_{\text{макс}} V_{\text{макс}} = \eta E, \quad (15)$$

где η — доля энергии взрыва, идущая на образование взрывной полости; величина η приблизительно постоянна и равна 0,6 как в случае хрупкого разрушения, так и в случае пластического течения; $p_{\text{макс}}$ — характеристика, зависящая от прочности и упругих свойств среды.

Сопоставление максимального и конечного объемов полости с вытесненным объемом

Таблица 3

Номер взрыва	Вытесненный объем V , тыс. м ³	Конечный объем V_K , тыс. м ³	$\sigma_{rr} = 2\sigma_{\phi\phi}$		$\sigma_{rr} - \sigma_{\phi\phi} = -\sigma_s$	
			$V_{\text{макс}}^*$, тыс. м ³	α	$V_{\text{макс}}^*$, тыс. м ³	α
Первый	90	20	22	0,25	50	0,55
Второй	65	23	23	0,35	31	0,48
Третий	20	10	4,5	0,25	10	0,50

Она соответствует минимальному давлению, которое способно дробить (или пластически деформировать) окружающую среду, раздвигая стенки полости. Одновременно $p_{\text{макс}}$ есть максимальное давление, которое может быть удержано в полости, окруженной раздробленной горной породой.

Для случая кулоновского трения ($\sigma_{rr} = 2\sigma_{\phi\phi}$) имеем

$$p_{\text{макс}} = \sigma^* \left[\frac{4}{3} \frac{\pi R_p^3}{V_{\text{макс}}} \right]^{1/3} \quad (16)$$

Для случая пластического течения ($\sigma_{rr} - \sigma_{\phi\phi} = -\sigma_s$)

$$p_{\text{макс}} = -\sigma_{rr} + \frac{2}{3} \sigma_s \ln \left[\frac{4}{3} \frac{\pi R_p^3}{V_{\text{макс}}} \right] \quad (17)$$

Здесь σ_{rr} определяется с учетом горного давления по формуле (14). По формулам (15) — (17) рассчитаны значения максимального объема полости, которые приведены в табл. 3. Там же приведена величина α , равная отношению максимального объема полости к вытесненному объему, которая характеризует разуплотнение среды в зоне разрушения (или пластических деформаций).

Как видно из таблицы, использование закона Кулона ($\sigma_{rr} = 2\sigma_{\phi\phi}$) для описания течения разрушенной каменной соли приводит к противоречию с опытными данными. Так, для III взрыва максимальный объем полости оказывается заметно меньше конечного объема.

Результаты, полученные в предположении, что за пределом прочности соль ведет себя как идеально пластический материал, выглядят более правдоподобно. Сопоставление объемов полости (максимального и конечного) показывает, что сжатие полости тем больше, чем глубже располагается центр взрыва. Условия возникновения движения среды к центру, а также продолжительность этого процесса оценить по имеющимся экспериментальным данным не представляется возможным. Можно только предположить, что сжатие происходит достаточно медленно, чтобы под действием горного давления в среде с течением времени успевало происходить перераспределение напряжений.

Поступила в Редакцию 1/VIII 1969 г.

В окончательной редакции 11/XII 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Родионов, И. А. Сизов, В. М. Цветков. В сб. «Взрывное дело», № 64/21. Сейсмика и воронка выброса при подземных взрывах. М., «Недра», 1968.
2. G. Werth, Ph. Randolph. J. Geophys. Res., 71, 3405 (1966).
3. L. Rogers. Ibid., p. 3415.
4. W. Werth. Bull. Seismol. Soc. America, 52, 981 (1962).
5. В. Н. Родионов, А. Н. Ромашов, А. П. Сухотин. «Докл. АН СССР», 123, № 4 (1958).
6. А. П. Ставрогин. Тр. Центр. н.-и. ин-та информ. и техн.-экон. исслед. угольной пром-сти. Технология добычи угля подземным способом, № 5 (17), 1968.