ЛИТЕРАТУРА

1. **Лунц Я. Л.** Распространение сферических упругопластических волн.— ПММ, 1949, т. 13, № 1.
2. **Зволинский Н. В.** Об излучении упругой волны при сферическом взрыве в грунте.— ПММ, 1960, т. 24, № 1.
3. **Григорян С. С., Пачевский Я. А.** О действии сильного подземного взрыва в плотной горной породе.— ДАН СССР, 1973, т. 212, № 2.
4. **Механический** эффект подземного взрыва/Под ред. М. А. Садовского.— М., 1971.
5. **Коротков П. Ф., Просвирнина Б. М.** Численное исследование взрыва в упругопластической среде и некоторые вопросы моделирования.— ДАН СССР, 1976, т. 228, № 1.
6. **Якупов Р. Г.** Сферическая взрывная волна в грунтах.— ФГВ, 1976, т. 12, № 5.
7. **Сагомонян А. Я., Гарбер П. М.** Взрыв сферического слоя заряда в пластически сжимаемой среде.— Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика и механика, 1974, № 3.
8. **Рахматулин Х. А., Сагомонян А. Я., Алексеев Н. А.** Вопросы динамики грунтов.— М.: Изд-во МГУ, 1964.
9. **Атабаев К., Мамадалиев Н.** Распространение одномерной пластической волны в среде с линейной и ломаной разгрузками.— ПМТФ, 1981, № 3.
10. **Мамадалиев Н., Юсупов А. И.** О распространении одномерных упругопластических волн в грунтах.— ПМТФ, 1982, № 5.
11. **Мамадалиев Н., Молев В. П.** О распространении двумерной пластической волны в нелинейно-сжимаемой полуплоскости.— ПМТФ, 1977, № 4.

Поступила 12/II 1985 г.

УДК 532.539+624.131

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ВЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ В ГРУНТАХ

А. А. Вовк, И. А. Лучко, Г. М. Ляхов,
В. А. Плаксий, Н. С. Ремез

(*Москва, Киев*)

Цель многих исследований в области динамики грунтов, горных пород, льда, снега и других многокомпонентных пористых сред в последние годы — построение моделей для описания волновых процессов. При этом оказалось недостаточным основываться на применении классической теории пластичности или линейной вязкоупругости. Экспериментальное изучение распространения и взаимодействия взрывных и слабых продольных волн, а также деформирования образцов при разных скоростях нагружения показывает, что свойства многокомпонентных пористых сред более многообразны, их надо рассматривать как нелинейные вязкопластические среды с переменной вязкостью.

Ниже на основе модели [1], учитывающей эти свойства, получено численное решение осесимметричной задачи о распространении взрывной волны в грунте. Определены параметры волны на разных расстояниях от взрыва, получена зависимость интенсивности угасания волны от содержания компонентов, построены графики $p(\varepsilon)$ объемного деформирования частиц при распространении волны. Проведено сопоставление результатов расчета на ЭВМ с данными опытов, подтверждающее применимость модели к различным грунтам.

Численное решение задачи о распространении сферической взрывной волны, согласно модели [1], дано в [2], а о деформировании грунта заданной переменной нагрузкой — в [3].

При численном решении задачи использована конечно-разностная схема счета с искусственной вязкостью, разработанная для упругопластических сред [4] и распространенная на нелинейные вязкоупругие и вязкопластические среды [2].

1. В соответствии с моделью [1] грунт рассматривается как трехкомпонентная среда. Первый компонент — свободное поровое пространство, заполненное воздухом, второй — вода, третий — твердые минеральные частицы. Обозначим α_1, α_2, α_3 начальное объемное содержание соответствующих компонентов, $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$. Сжимаемость первого компонента определяется условием разрушения и переукладки твердых и жидких частиц при нагружении, она существенно меньше сжимаемости порового воздуха. Вязкие свойства и диссипация энергии связаны с немгновенностью процесса переукладки, с внутренним трением.

Объемная деформация среды ε определяется объемной деформацией компонентов ε_i. Обозначим ρ_0 плотность среды, а ρ_i — компонентов:

$$\varepsilon = \alpha_1\varepsilon_1 + \alpha_2\varepsilon_2 + \alpha_3\varepsilon_3,\quad \rho_0 = \alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3.$$

Уравнения статического сжатия компонентов при $\dot{p} \to 0$ аппроксимируются уравнениями Тэта:

свободное поровое пространство

$$p - p_0 = f_S(\varepsilon_1) = \frac{\rho_0 C_S^2}{\gamma_S}\left[(\varepsilon_1 + 1)^{-\gamma_S} - 1\right];$$

остальные компоненты

$$p - p_0 = \frac{\rho_i C_i^2}{\gamma_i}\left[(\varepsilon_i + 1)^{-\gamma_i} - 1\right] \quad (i = 2, 3).$$

Здесь $p - p_0$ — давление; $\rho_i C_i^2$, $\rho_0 C_S^2$ — модули объемного сжатия компонентов. Уравнение динамического сжатия свободного порового пространства при $\dot{p} \to \infty$ принято в виде

$$p - p_0 = f_D(\varepsilon_1) = f_S(\varepsilon_1) + k\varepsilon_1, \ k < 0.$$

Уравнения сжимаемости остальных компонентов не зависят от скорости нагружения.

При этих условиях уравнение объемного сжатия среды

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{V}}{V_0} = \varphi(p, V)\,\dot{p} - \frac{\alpha_1 \lambda(p, V)}{\eta}\,\psi(p, V), \tag{1.1}$$

где

$$\varphi(p, V) = \alpha_1\left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1}\right)^{-1} - \sum_{i=2}^{3}\frac{\alpha_i}{\rho_i C_i^2}\left[\frac{\gamma_i(p - p_0)}{\rho_i C_i^2} + 1\right]^{-\frac{1+\gamma_i}{\gamma_i}};$$

$$\lambda(p, V) = \frac{df_S}{d\varepsilon_1}\left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1}\right)^{-1}, \ \psi(p, V) = p - p_0 - f_S(\varepsilon_1);$$

$$\varepsilon = \frac{V - V_0}{V_0}; \ V_0 = \frac{1}{\rho_0}; \ \varepsilon_1 = \frac{1}{\alpha_1}\left\{\frac{V}{V_0} - \sum_{i=2}^{3}\left[\frac{\gamma_i(p - p_0)}{\rho_i C_i^2} + 1\right]^{-\frac{1}{\gamma_i}}\right\} - 1;$$

η — коэффициент объемной вязкости.

В модели учитывается различие уравнений сжатия и разгрузки свободного порового пространства. Уравнения сжатия и разгрузки остальных компонентов принимаются одинаковыми. Разгрузка свободного порового пространства происходит согласно соотношениям

$$\varepsilon_1 + 1 = \left[\frac{\gamma_R(p - p_0)}{\rho_0 C_R^2} + 1\right]^{-\frac{1}{\gamma_R}} + \left[\frac{\gamma_S(p_m - p_0)}{\rho_0 C_S^2} + 1\right]^{-\frac{1}{\gamma_S}} - \left[\frac{\gamma_R(p_m - p_0)}{\rho_0 C_R^2} + 1\right]^{-\frac{1}{\gamma_R}}, \quad 1 + \varepsilon_{1m} = \left[\frac{\gamma_S(p_m - p_0)}{\rho_0 C_S^2} + 1\right]^{-\frac{1}{\gamma_S}}. \tag{1.2}$$

Разгрузка начинается, когда деформация свободного порового пространства достигает максимального значения ε_{1m}. Уравнение объемной разгрузки среды имеет вид (1.1), где

$$\varphi(p, V) = \alpha_1\left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1} - \frac{df_S}{d\varepsilon_1} + \frac{df_R}{d\varepsilon_1}\right)^{-1} - \sum_{i=2}^{3}\frac{\alpha_i}{\rho_i C_i^2}\left[\frac{\gamma_i(p - p_0)}{\rho_i C_i^2} + 1\right]^{-\frac{1+\gamma_i}{\gamma_i}},$$

$$\lambda(p, V) = \left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1} - \frac{df_S}{d\varepsilon_1}\right)\left(\frac{df_D}{d\varepsilon_1} - \frac{df_S}{d\varepsilon_1} + \frac{df_R}{d\varepsilon_1}\right)^{-1}, \quad \psi(p, V) = p - p_0 - f_R(\varepsilon_1),$$

$$f_R(\varepsilon_1) = \frac{\rho_0 C_R^2}{\gamma_R}\left[\left\{\varepsilon_1 + 1 - \left[\frac{\gamma_S(p_m - p_0)}{\rho_0 C_S^2} + 1\right]^{-\frac{1}{\gamma_S}} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \left[\frac{\gamma_R(p_m - p_0)}{\rho_0 C_R^2} + 1\right]^{-\frac{1}{\gamma_R}}\right\}^{-\gamma_R} - 1\right].$$

Условие пластичности соответствует условию Мизеса—Шлейхера

$$(1.3)\quad S_r = \frac{k^*(p - p_0)}{1 + \dfrac{k^*(p - p_0)}{p^* - p_0}},\quad S_r = \sigma_r + p - p_0,\quad p - p_0 = -\frac{1}{3}(\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z).$$

Величины k^* и p^* определяются по экспериментальным значениям коэффициента бокового давления $k_\tau = \sigma_\theta/\sigma_r$. Принято, что радиальное σ_r, боковое σ_θ и осевое σ_z напряжения связаны условием

$$(1.4)\qquad \sigma_z = \frac{1}{2}(\sigma_r + \sigma_\theta).$$

Ниже рассматривается камуфлетный взрыв цилиндрического заряда при условии, что взрывчатое превращение ВВ и расширение продуктов детонации происходят по схеме мгновенной волновой детонации. При детонации во всем объеме заряда мгновенно устанавливаются давление p_n и плотность продуктов детонации ρ_n, равная начальной плотности ВВ. В дальнейшем рассматривается волновой процесс, включающий распространение по грунту взрывной волны, а по продуктам детонации — волн разрежения и сжатия. Расширение продуктов детонации происходит по двучленному изэнтроническому уравнению состояния [5—7]

$$(1.5)\qquad p - p_0 = A\rho^n + B\rho^\gamma.$$

Для тротила $\rho_n = 1600$ кг/м³, $Q = 1000$ ккал/кг, $n = 3{,}12$, $\gamma = 1{,}25$, $A = 0{,}88$ Н/м² (кг/м³)$^{-n}$, $B = 0{,}62\cdot10^5$ Н/м² (кг/м³)$^{-\gamma}$.

При описании движения продуктов детонации часто используется одночленное изэнтропическое уравнение состояния $p - p_0 = A\rho^n$, в котором при больших плотностях продуктов взрыва $n = 3$. Однако при достаточно большом расширении показатель степени n должен уменьшиться примерно в 2 раза до значения, соответствующего разреженному газу. Это обстоятельство ограничивает применение последнего уравнения областью высоких давлений. В (1.5) при высоких давлениях определяющим является первый член, а при малых — второй, что позволяет применять уравнение во всем процессе расширения продуктов взрыва.

Основные уравнения движения сплошной среды в переменных Эйлера r, t имеют вид

$$(1.6)\qquad \frac{\partial\rho}{\partial t} + u\frac{\partial\rho}{\partial r} + \rho\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u\rho}{r} = 0,$$

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r}\right) - \frac{\partial\sigma_r}{\partial r} - \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0,$$

где u — скорость частиц.

Соотношения (1.1), (1.3), (1.4), (1.6) образуют замкнутую систему уравнений движения грунта. Замкнутая система уравнений движения продуктов детонации включает (1.6) и (1.5).

Начальные условия задачи: $u = 0$, $p = p_n$, $\rho = \rho_n$ при $0 \leqslant r \leqslant r_0$; $u = 0$, $\rho = \rho_0 = 1/V_0$, $p = p_0$ при $r_0 < r$, где r_0 — радиус заряда ВВ. На границе камуфлетной полости напряжение σ_r и скорость u непрерывны.

Используемая при решении задачи на ЭВМ схема счета с искусственной вязкостью позволяет учитывать соотношения на скачке неявно. По-

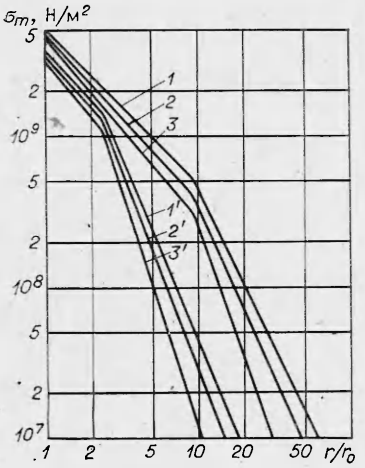

Рис. 1

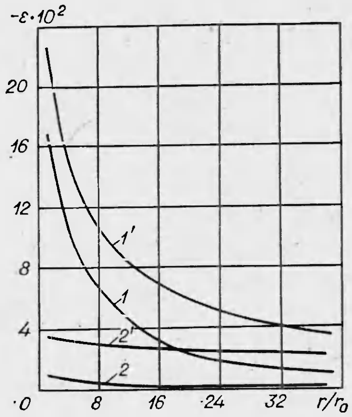

Рис. 2

верхность разрыва заменяется тонким переходным слоем, в котором величины меняются быстро, но непрерывно. В то же время соотношения на фронте ударной волны остаются в силе для переходного слоя. Условие устойчивости соответствует видоизмененной форме устойчивости Неймана и Рихтмайера [8].

2. Решение проведено для двух грунтов — неводонасыщенного песка средней плотности и водонасыщенной глины. Расчетные характеристики песчаного грунта: плотность $\rho_0 = 1660$ кг/м³, влажность $w = 0{,}12$, $\alpha_1 = 0{,}3$, $\alpha_2 = 0{,}18$, $\alpha_3 = 0{,}52$, $\rho_0 C_S^2 = 9 \cdot 10^6$ Н/м², $k = -4 \cdot 10^7$ Н/м², $\rho_0 \cdot C_D^2 = 4{,}9 \cdot 10^7$ Н/м², $\gamma_S = 10$, $\gamma_R = \gamma_S + 1$, $\eta = 2000$ Нс/м².
Характеристики глины: $\rho_0 = 2030$ кг/м³, $w = 0{,}37$, $\alpha_1 = 0{,}03$, $\alpha_2 = 0{,}33$, $\alpha_3 = 0{,}64$, $\rho_0 C_S^2 = 3 \cdot 10^7$ Н/м², $k = -3{,}7 \cdot 10^9$ Н/м², $\rho_0 C_D^2 = 3{,}77 \cdot 10^9$ Н/м², $\gamma_S = 4$, $\gamma_R = \gamma_S + 1$, $\eta = 1200$ Нс/м². Эти значения примерно соответствуют параметрам глины, в которой проводились опыты с цилиндрическими зарядами ВВ [9].

Для обоих грунтов принимается $\rho_2 = 1000$ кг/м³, $C_2 = 1500$ м/с, $\rho_3 = 2650$ кг/м³, $C_3 = 5000$ м/с, $\gamma_2 = 7$, $\gamma_3 = 5$. Радиус заряда ВВ 0,1 м.

Коэффициент объемной вязкости η — переменная величина. В расчетах приняты осредненные постоянные его значения, избранные по аналогии с суглинистыми и песчаными грунтами [1, 6]. Расчеты [2] показывают, что изменение η в 50 раз меняет основные параметры волны при сферическом взрыве на расстояниях, где максимальное напряжение σ_r порядка $100 \cdot 10^5$ Н/м², лишь на 20—30%.

Рассмотрим результаты расчета. На рис. 1 линиями *1—3* представлены зависимости максимальных значений σ_r, p и σ_θ от относительного расстояния r/r_0 (здесь и на рис. 2 цифры без штрихов соответствуют глине, со штрихами — песку). Расчеты показывают, что угасание волн на разных расстояниях происходит с разной интенсивностью. При этом интенсивность может с расстоянием убывать и возрастать. В неводонасыщенном песке с большим α_1 интенсивность угасания на всех расстояниях существенно выше, чем в водонасыщенной глине с малым α_1. Подобная зависимость угасания волны от α_1 соответствует опытам [6].

На рис. 2 приведена зависимость максимальной объемной деформации ε_m (*1* и *1'*) и остаточной деформации ε_R (*2* и *2'*) от расстояния в глине и в песке. В среде с большим объемом свободного порового пространства ε_m и ε_R на всех расстояниях существенно больше. На малых расстояниях в обоих грунтах $\varepsilon_m \gg \varepsilon_R$, на больших различие этих величин значительно меньше. Вблизи газовой камеры $\varepsilon_R < \alpha_1$. При больших давлениях у границы заряда ВВ после сжатия происходит разуплотнение грунта. Эти результаты соответствуют опытным данным.

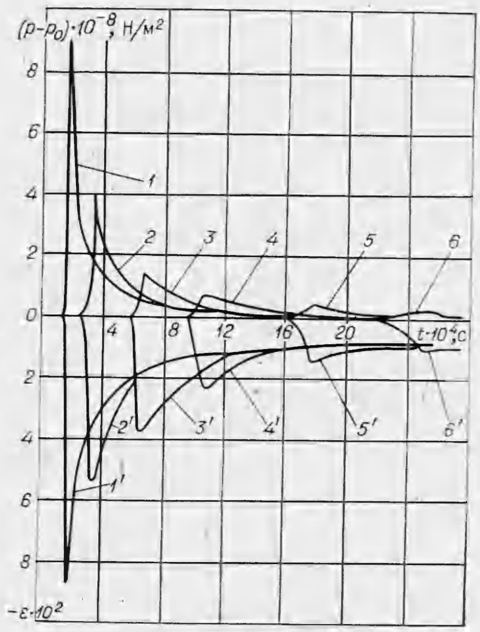

Рис. 3

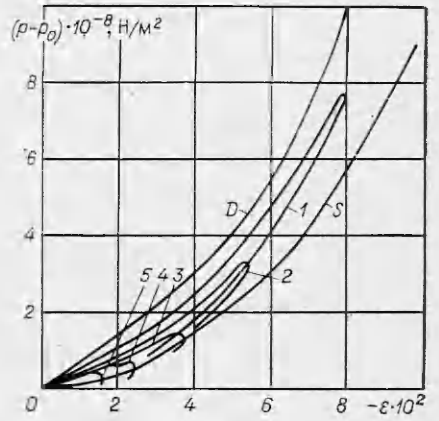

Рис. 4

$t\cdot 10^{-3}$, с	r_n/r_0	
	Песок	Глина
0,5	2,5	2
1	3,4	2,7
2	4,4	3,4
4	5,4	4,2
6	5,9	4,6
8	6,5	—
10	7	—

На рис. 3 показано изменение давления и деформации (линии без штрихов и со штрихами) во времени в частицах глинистого грунта при прохождении волны. Кривые *1,1'—6,6'* отвечают $r/r_0 = 5{,}47$; 9,07; 15,07; 21,07; 30,67 и 39. Вблизи заряда ВВ взрывная волна ударная, давление нарастает скачком. С удалением от места взрыва происходит ее размывание, время нарастания давления до максимума и ее общая длительность растут. Волна превращается в непрерывную волну сжатия. Убывание с расстоянием максимального давления происходит интенсивнее, чем максимальной деформации.

На рис. 4 D и S — предельные динамическая и статическая диаграммы объемного сжатия глинистого грунта, соответствующие $\dot{p} \to \infty$ и $\dot{p} \to 0$. Кривые *1—5* определяют изменение состояния среды при прохождении волны на тех же расстояниях, что и на рис. 3. Они построены по зависимостям $p(t)$ и $\varepsilon(t)$ (рис. 3) исключением времени. С удалением от взрыва диаграммы объемного сжатия частиц $p(\varepsilon)$ удаляются от динамической диаграммы и приближаются к статической согласно увеличению времени нарастания давления.

На рис. 5 D и S — предельные диаграммы объемного сжатия песчаного грунта, а кривые *1—5* — диаграммы объемного сжатия и разгрузки, реализуемые на тех же расстояниях, что и в глине на рис. 4. Здесь кривые $p(\varepsilon)$ также приближаются к предельной статической диаграмме по мере удаления точек от взрыва. В песке более, чем в глине, заметно запаздывание развития деформаций относительно давления, что связано с большей свободной пористостью. Диаграммы сжатия в глине проходят существенно ближе к оси напряжений, чем в песке, вследствие меньшей сжимаемости глинистого грунта.

При решении задачи определялось также изменение со временем безразмерного радиуса газовой камеры (полости) r_n/r_0, где r_n — размерный радиус камеры. Результаты расчета приведены в таблице. Предельный радиус в песке и глине $\sim$8,5 и 6.

Объем газовой камеры зависит от сжимаемости грунта: с уменьшением сжимаемости он уменьшается. Предельные значения радиуса соответствуют опытным данным [6].

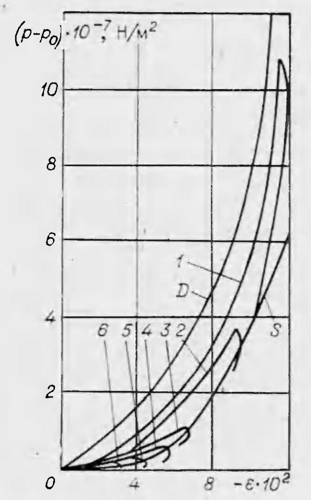

Рис. 5

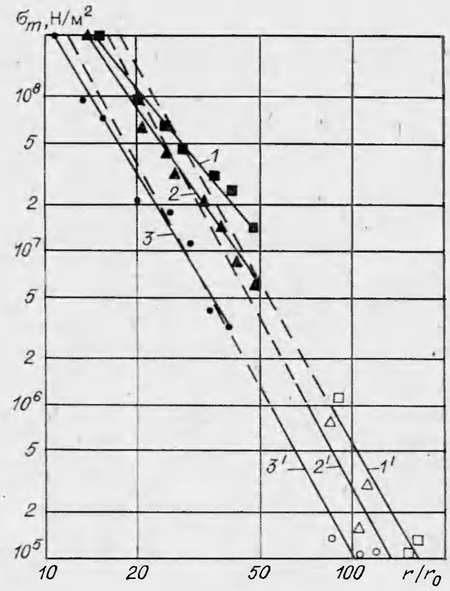

Рис. 6→

На рис. 6 дана зависимость максимальных значений главных напряжений от расстояния в глинистом грунте. Кривые *1*, *1'* — *3*, *3'* относятся к σ_r, σ_z и σ_θ, цифры без штрихов — к расчетам, а со штрихами — к экспериментам [9]. Опыты проводились в глинистом грунте (Гжель) с тем же содержанием компонентов, что приняты в расчетах. Экспериментальные точки получены при $r/r_0 > 80-90$, а расчетные — при $r/r_0 < 50$. Для удобства сравнения линии *1'* — *3'* продолжены до расчетных точек. Сопоставление свидетельствует об удовлетворительном соответствии расчета и эксперимента.

Модель среды [1] отражает основные свойства грунтов, определяющие их поведение при действии взрывных нагрузок. С ее помощью можно получить численные решения ряда динамических задач, имеющих практический интерес. Однако для этого необходимо экспериментальное определение уравнений и постоянных модели для различных сред.

Согласие расчетных и опытных данных показывает также, что конструирование модели нелинейной вязкопластической среды возможно без введения функционалов, определяемых историей деформирования. Это обстоятельство сильно упрощает решение динамических задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ляхов Г. М.** Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах.— М.: Наука, 1982.
2. **Крымский А. В., Ляхов Г. М.** Волны при подземном взрыве.— ПМТФ, 1984, № 3.
3. **Лучко И. А., Ляхов Г. М., Плаксий В. А., Ремез Н. С.** Моделирование в динамике неводонасыщенного грунта твердой пористой многокомпонентной вязкопластической средой. Препринт № 83.07.— Киев: Ин-т проблем прочности АН УССР, 1983.
4. **Уилкинс М. Л.** Расчет упругопластических течений.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.
5. **Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н.** Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации.— ПМТФ, 1973, № 2.
6. **Ляхов Г. М.** Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах.— М.: Недра, 1974.
7. **Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др.** Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
8. **Рихтмайер Р., Мортон К.** Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
9. **Григорян С. С.** Исследования по механике грунтов. Дис. д-ра физ.-мат. наук.—М.: МГУ, 1965.

Поступила 28/III 1985 г.