8. В качестве примера рассмотрим задачу диагностики в случае, когда априори известно, что среда является слабо неоднородной, но изотропной. Это предположение существенно сокращает число искомых характеристик. Их остается только четыре: λ^ε, μ^ε, β^ε, K^ε, так как для изотропной термоупругой среды

$$C^\varepsilon_{1111} = C^\varepsilon_{2222} = C^\varepsilon_{3333} = \lambda^\varepsilon + 2\mu^\varepsilon, \quad C^\varepsilon_{1212} = C^\varepsilon_{1313} = C^\varepsilon_{2323} = 2\mu^\varepsilon,$$

$$C^\varepsilon_{1112} = C^\varepsilon_{1113} = C^\varepsilon_{1123} = C^\varepsilon_{1223} = C^\varepsilon_{2213} = C^\varepsilon_{1323} = C^\varepsilon_{2212} = C^\varepsilon_{2223} = C^\varepsilon_{1213} = C^\varepsilon_{3313} =$$
$$= C^\varepsilon_{3312} = C^\varepsilon_{3323} = 0, \quad C^\varepsilon_{1122} = C^\varepsilon_{1133} = C^\varepsilon_{2233} = \lambda^\varepsilon, \quad \beta^\varepsilon_{ij} = \delta_{ij}\beta^\varepsilon, \quad K^\varepsilon_{ij} = \delta_{ij}K^\varepsilon.$$

Уравнения (7.1), (7.2) в этом случае имеют вид

$$[K^\varepsilon\psi^{(n)}_{,1}]_{,1} + [K^\varepsilon\psi^{(n)}_{,2}]_{,2} + [K^\varepsilon\psi^{(n)}_{,3}]_{,3} = g^{(n)}, \tag{8.1}$$

$$n = \overline{1, m}, \quad [(\lambda^\varepsilon + 2\mu^\varepsilon)\varphi^{(n)}_{1,1} + \lambda^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{2,2} + \varphi^{(n)}_{3,3})]_{,1} + [\mu^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{1,2} + \varphi^{(n)}_{2,1})]_{,2} +$$
$$+ [\mu^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{1,3} + \varphi^{(n)}_{3,1})]_{,3} - (\beta^\varepsilon\psi^{(n)})_{,1} = f^{(n)}_1, \quad [\mu^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{1,2} + \varphi^{(n)}_{2,1})]_{,1} + [(\lambda^\varepsilon + 2\mu^\varepsilon)\varphi^{(n)}_{2,2} +$$
$$+ \lambda^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{1,1} + \varphi^{(n)}_{3,3})]_{,2} + [\mu^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{2,3} + \varphi^{(n)}_{3,2})]_{,3} - (\beta^\varepsilon\psi^{(n)})_{,2} = f^{(n)}_2,$$
$$[\mu^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{1,3} + \varphi^{(n)}_{3,1})]_{,1} + [\mu^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{2,3} + \varphi^{(n)}_{3,2})]_{,2} + [(\lambda^\varepsilon + 2\mu^\varepsilon)\varphi^{(n)}_{3,3} +$$
$$+ \lambda^\varepsilon(\varphi^{(n)}_{1,1} + \varphi^{(n)}_{2,2})]_{,3} - (\beta^\varepsilon\psi^{(n)})_{,3} = f^{(n)}_3.$$

Будем определять только μ^ε. Для этого достаточно провести одно тестовое испытание, т. е. $n = 1$, в дальнейшем этот индекс будет опущен.

В качестве начальных условий возьмем

$$\varphi_1 = x_3, \quad \varphi_2 = 0, \quad \varphi_3 = 0, \quad \psi = 0. \tag{8.2}$$

Нетрудно видеть, что так подобранные φ_1, φ_2, φ_3, ψ удовлетворяют статическим уравнениям термоупругости для среды с постоянными термоупругими характеристиками. Подставляя (8.2) в (8.1), получим

$$\mu^\varepsilon_{,2} = f_1, \quad \mu^\varepsilon_{,1} = f_3, \quad 0 = f_2, \quad 0 = g. \tag{8.3}$$

Поскольку из (8.1) мы получили четыре уравнения для определения одной функции μ^ε, то на функции f_1, f_2, f_3, g накладываются ограничения, следующие из самого вида уравнений (8.3): $f_{1,1} = f_{3,3}$, $f_2 \equiv 0$, $g \equiv 0$. Учитывая условия (7.3), которые в данном случае принимают вид $\mu^\varepsilon(x_1, x_2, 0) = 0$, получим

$$\mu^\varepsilon(x_1, x_2, x_3) = \int_0^{x_3} f_1(x_1, x_2, \eta)\, d\eta.$$

Физический смысл величины μ^ε требует, чтобы $\mu^0 + \mu^\varepsilon > 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Романов В. Г.** Обратные задачи распространения сейсмических и электромагнитных волн.— В кн.: Методы решения некорректных задач и их приложения. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982.
2. **Новацкий В.** Теория упругости. М.: Мир, 1975.
3. **Гарипов Р. М., Кардаков В. Б.** Задача Коши для волнового уравнения с непространственным начальным многообразием.— ДАН СССР, 1973, т. 213, № 5.
4. **Резницкая К. Г.** Связь между решениями задачи Коши для уравнений различного типа и обратные задачи.— В кн.: Математические проблемы геофизики. Вып. 5, ч. 1. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1974.

Поступила 11/VII 1983 г.

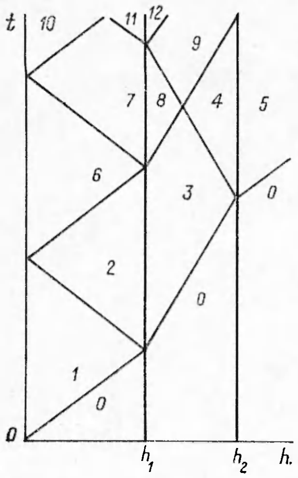
УДК 622.026 + 650.834

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН В ВЯЗКОУПРУГОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ, ВКЛЮЧАЮЩЕМ ПОГЛОЩАЮЩИЙ СЛОЙ

К. С. СУЛТАНОВ

(Ташкент)

В [1] предложена модель для горных пород и грунтов, учитывающая две предельные нелинейные диаграммы сжатия — статическую ($\dot\varepsilon \to 0$) и динамическую ($\dot\varepsilon \to \infty$), а также диаграммы, определяющие разгрузки среды. Эти диаграммы относятся



Фиг. 1

к одноосному деформированному состоянию, деформация рассматривается как объемная.

В случае продольных (слабых) волн можно предположить, что остаточные деформации не возникают, диаграммы статического и динамического сжатия линейны. При таких предпосылках модель плотных сред с учетом объемной вязкости и пластичности [1] переходит в модель линейной вязкоупругой среды. Ранее на основе этих моделей были рассмотрены задачи о взаимодействии ударных волн в вязких средах с недеформируемой неподвижной и смещающейся преградой [2, 3]. Некоторые вопросы погашения сейсмовзрывных волн, возникающих при сильных взрывах и землетрясениях, приводятся к постановке задачи о прохождении продольных волн через поглощающий слой. Ниже приведено решение задачи о распространении продольных волн в вязкоупругом полупространстве, имеющем поглощающий слой или препятствие. Решение задачи получено методом характеристик на ЭВМ с применением расчетной схемы, предложенной в [1, 4].

Закономерности распространения продольных волн в однородных вязкоупругих средах рассмотрены в [5—7]. Волновые задачи для упругих слоистых сред исследованы в [8—11].

Постановка задачи и метод решения. Расчетная схема задачи в переменных Лагранжа (h — масса, t — время) приведена на фиг. 1. Рассматривается полупространство, включающее слой $h_1 - h_2$. Уравнения состояния полупространства и слоя считаются линейно-вязкоупругими, но с разными физико-механическими характеристиками. Далее индексы $i = 1, 2, 3$ относятся соответственно к средам перед слоем, к слою и за слоем.

Поведение линейной вязкоупругой среды (стандартно линейное тело) определяется уравнением

$$\dot{\varepsilon}_i + \mu_i\varepsilon_i = \dot{\sigma}_i/E_{Di} + \mu_i\sigma_i/E_{si}, \quad \mu_i = E_{Di}E_{si}/(E_{Di} - E_{si})\eta_i, \tag{1}$$

где σ_i и ε_i — продольные составляющие тензоров напряжения и деформации; E_{Di} — модуль динамического, а E_{si} — статического сжатия; η_i — коэффициент объемной вязкости; μ_i — параметр вязкости, $\dot{\varepsilon}_i = d\varepsilon_i/dt$; $\dot{\sigma}_i = d\sigma_i/dt$.

Волна создается в начальном сечении $h = 0$ нагрузкой, изменяющейся по закону

$$\sigma_1 = \sigma_{\max}\sin(\pi t/\theta) \text{ при } 0 \leqslant t \leqslant \infty, \tag{2}$$

где $\sigma_{\max}$ — максимальное значение нагрузки; θ — полупериод колебания. Частоты колебаний $f = 1/(2\theta)$ и $\omega = \pi/\theta$.

По среде от начального сечения распространяется падающая волна, которой в плоскости h, t соответствует область *1* (фиг. 1). Скорость фронта падающей волны c_{01}. После достижения падающей волной слоя при $h = h_1$ образуется отраженная волна (область *2*), которая в свою очередь, отражаясь от начального сечения $h = 0$, образует область *6* и т. д. Скорость распространения всех фронтов в среде перед слоем равна c_{01}. При взаимодействии падающей волны со слоем в последней образуется проходящая волна (область *3*), скорость фронта которой c_{02}. После достижения фронтом проходящей волны задней границы слоя h_2 образуются отраженная волна (область *4*) и излученная волна в среде за слоем (область *5*). Скорость всех фронтов в слое равна c_{02}. Скорость фронта излученной волны c_{03}. В дальнейшем после многократных отражений и преломлений фронтов волн образуются области *7—10* и т. д.

Основные уравнения движения сред в переменных Лагранжа имеют вид

$$\partial u_i/\partial t - \partial\sigma_i/\partial h = 0, \quad \partial u_i/\partial h - \partial\varepsilon_i/\rho_0\partial t = 0, \tag{3}$$

где u_i — скорость частиц (массовая скорость); ρ_{0i} — начальные плотности сред.

Решение задачи сводится к интегрированию в каждой среде системы (3), замыкаемой уравнением (1) с граничными условиями: в начальном сечении выполняется (2), а на фронте падающих и проходящих волн, где не проявляются вязкие свойства среды:

$$\sigma_i = -c_{0i}\rho_{0i}u_i = 0, \quad u_i = -c_{0i}\varepsilon_i = 0, \quad c_{0i} = \sqrt{E_{Di}/\rho_{0i}}, \tag{4}$$

c_{0i} — скорость начала возмущения (фронта), определяемая динамической диаграммой сжатия. На границах раздела сред h_1 и h_2 выполняется условие непрерывности

$$\sigma_1 = \sigma_2, \quad u_1 = u_2 \quad \text{и} \quad \sigma_2 = \sigma_3, \quad u_2 = u_3. \tag{5}$$

Система уравнений (3), замыкаемая уравнением (1), гиперболическая, характеристические соотношения которой имеют вид

$$d\sigma_i + c_{0i}\rho_{0i}du_i = -c_{0i}^2\rho_{0i}g(\sigma_i, \varepsilon_i)\,dt \quad \text{при} \quad \dot{h} = \pm c_{0i}\rho_{0i}, \tag{6}$$

$$d\sigma_i - c_{0i}^2 d\varepsilon_i = -c_{0i}^2 \rho_{0i} g(\sigma_i, \varepsilon_i)\, dt \quad \text{при} \quad \dot h = 0,$$

$$g(\sigma_i, \varepsilon_i) = \sigma_i/\eta_i - E_{Di}E_{si}(\varepsilon_i - \sigma_i/E_{Di})/(E_{Di} - E_{si})\eta_i.$$

Перейдем к безразмерным переменным Лагранжа и безразмерным параметрам

(7) $$x = \mu_1 h/c_{01}\rho_{01}, \quad \tau = \mu_1 t, \quad \sigma_i^0 = \sigma_i/\sigma_{\max}, \quad \varepsilon_i^0 = \varepsilon_i/\varepsilon_{m1},$$

$$u_i^0 = u_i/u_{m1}, \quad \varepsilon_{m1} = \sigma_{\max}/E_{D1}, \quad u_{m1} = -\sigma_{\max}/c_{01}\rho_{01}.$$

В этих переменных основные уравнения примут вид

$$\frac{\partial u_i^0}{\partial \tau} + \frac{\partial \sigma_i^0}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u_i^0}{\partial x} + p_i^2 \frac{\partial \varepsilon_i^0}{\partial \tau} = 0,$$

$$\dot\varepsilon_i^0 + p_i \varepsilon_i^0 = \dot\sigma_i^0 + p_i \gamma_i \sigma_i^0; \quad p_i = \mu_i/\mu_1, \quad \gamma_i = E_{Di}/E_{si}.$$

При $\gamma_i \to 1$ уравнение состояния среды переходит к уравнению упругой среды Гука.

Граничные условия:

(8) $$\sigma_1^0 = \sin \omega^0 \tau \quad \text{при} \quad x = 0 \quad \text{и} \quad 0 \leqslant \tau \leqslant \infty,$$

$$\sigma_i^0 = \varepsilon_i^0 = u_i^0 = 0 \quad \text{при} \quad x = k_i \tau,$$

где ω^0 — безразмерная круговая частота, $\omega^0 = \pi/\mu_1\theta = \omega/\mu_1$; $k_i = c_{0i}\rho_{0i}/c_{01}\rho_{01}$. На границе раздела сред $\sigma_1^0 = \sigma_2^0$ и $u_1^0 = u_2^0$; $\sigma_2^0 = \sigma_3^0$ и $u_2^0 = u_3^0$.

Характеристические соотношения:

$$d\sigma_i^0 \pm k_i du_i^0 = (\varepsilon_i^0 - \gamma_i \sigma_i^0)\, p_i d\tau \quad \text{вдоль линий} \quad dx = \pm k_i d\tau,$$

$$d\sigma_i^0 - d\varepsilon_i^0 = (\varepsilon_i^0 - \gamma_i \sigma_i^0)\, p_i d\tau \quad \text{вдоль линий} \quad dx = 0.$$

При переходе от одной среды к другой наклон характеристик меняется так же, как линии фронтов волн. Для всех сред при этом время и пространственная координата остаются общими как в размерных, так и в безразмерных величинах. Обезразмеривание уравнений (1)—(6) с помощью безразмерных переменных и безразмерных величин (7) приводит к тому, что полученные безразмерные значения σ_i^0 и u_i^0 для всех сред взаимно сопоставимы, а ε_i^0 не сопоставимы, так как при обезразмеривании по параметрам первого слоя после несложных преобразований (6) получится $\varepsilon_1^0 = \varepsilon_1/\varepsilon_{m1}$, $\varepsilon_2^0 = \varepsilon_2/\varepsilon_{m2}$ и $\varepsilon_3^0 = \varepsilon_3/\varepsilon_{m3}$. Деформации, полученные для разных сред, взаимно сопоставимы только в своих размерных значениях.

Параметры волны в средах зависят от 19 размерных постоянных E_{Di}, E_{si}, η_i, ρ_{0i}, c_{0i}, $\sigma_{\max}$, θ, h_1, h_2 ($i = 1, 2, 3$). При переходе к безразмерным переменным задача содержит 12 безразмерных параметров $\mu_1\theta$, γ_i, k_i, p_i, x_1 и x_2. Это позволяет результаты расчета одного варианта на ЭВМ в безразмерных переменных применять к ряду комбинаций размерных постоянных задачи.

Результаты расчета и их анализ. Расчеты на ЭВМ БЭСМ-6 проводились для вариантов, приведенных в таблице. При выборе вариантов основывались на экспериментальных значениях размерных постоянных задачи. В грунтах γ меняется в интервале от 1,5 до 5, а μ — от 150 до 1500 $с^{-1}$ [1]. Для горных пород γ лежит в интервале от 1 до 3, а μ — от 10^4 до 10^8 $с^{-1}$ [1, 12, 13]. Если значение μ_1 принимаем равным 10^3 $с^{-1}$, то варианты в таблице соответствуют довольно широкому диапазону частот исходной нагрузки, т. е. от 0,05 до 50 $с^{-1}$, а при $\mu_1 = 10^4$ $с^{-1}$ от 0,5 до 500 $с^{-1}$.

Считаем свойства сред перед и за слоем одинаковыми, что соответствует $k_1 = k_3 = 1$ и $\gamma_1 = \gamma_3$. В целях сокращения количества вариантов принимаем $p_i = k_i$. Если $\gamma_2 > \gamma_1$, то получится задача о распространении продольных волн в полупространстве, включающем поглощающий слой, так как увеличение γ соответствует возрастанию различия между динамической и статической диаграммами сжатия, т. е. увеличивается коэффициент поглощения среды и уменьшается скорость распространения возмущения [7]. В случае $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$ получим однородное полупространство. Если $\gamma_2 < \gamma_1$, то получим полупространство, которое включает деформируемую преграду.

Общую закономерность распространения продольных волн в средах рассмотрим на примере расчета варианта 3 (фиг. 2). Кривые *0—7* относятся к безразмерным расстояниям x, равным соответственно 0; 3; 5; 7; 10; 18; 26; 34. Границы слоя расположены в сечениях $x_1 = 5$ и $x_2 = 10$. Заданная нагрузка, создающая волну в начальном сечении, является стационарной и в соответствии с уравнением (8) изменяется по синусоидальному закону (кривая *0*). В остальных сечениях изменения σ^0 во времени, как видно из фиг. 2, неустановившиеся.

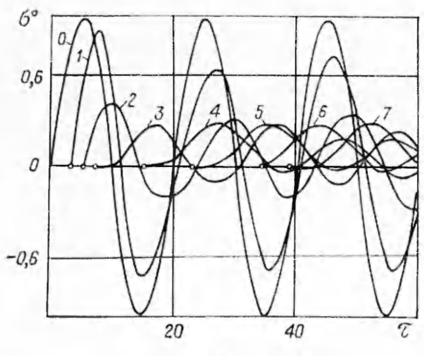
Номер варианта	$\mu_1\theta$	γ_1, γ^3	γ_2	k_2	x_1	x_2	Номер варианта	$\mu_1\theta$	γ_1, γ_3	γ_2	k_2	x_1	x_2
1	10	1,1	2	0,8	5	10	14	10^2	1,1	4	0,5	100	200
2	10	1,1	4	0,6	5	10	15	10	2	4	0,8	5	10
3	10	1,1	4	0,5	5	10	16	10	2	4	0,6	5	10
4	10	1,1	4	0,2	5	10	17	10	1,02	4	0,6	5	10
5	10	1,1	4	0,5	50	70	18	10	1,02	2	0,6	5	10
6	10^2	1,1	4	0,5	50	70	19	10^2	1,02	4	0,6	5	10
7	$3\cdot10^2$	1,1	4	0,5	50	70	20	10^2	2	1,02	2,0	5	10
8	$5\cdot10^2$	1,1	4	0,5	50	70	21	10^3	2	1,02	2,0	5	10
9	10^3	1,1	4	0,5	50	70	22	10	2	1,02	2,0	5	7
10	10^4	1,1	4	0,5	50	70	23	10	2	1,02	2,0	5	10
11	10^2	1,1	4	0,5	100	120	24	10	2	1,02	2,0	5	15
12	10^2	1,1	4	0,5	150	170	25	10	2	1,02	2,0	5	25
13	10^2	1,1	4	0,5	200	220							

Во всех сечениях максимальное значение напряжения σ^0_n в первом вступлении волны больше, чем в последующих вступлениях. Время достижения σ^0_m для первого вступления с удалением от начального сечения, т. е. с ростом x, растет. При прохождении волны через слой значения σ^0_m за слоем для первого вступления, а также для последующих вступлений изменяются в зависимости от параметров и свойств слоя.

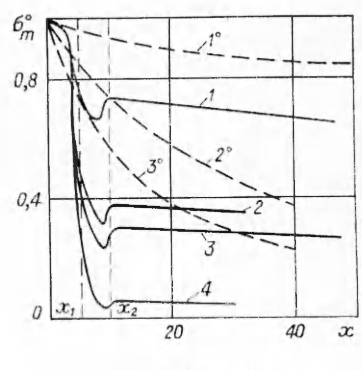
Рассмотрим изменения значения σ^0_m в фиксированных сечениях среды перед слоем, в самом слое и за слоем в зависимости от параметров слоя. Во всех рассмотренных вариантах зависимости $\sigma^0_n(x)$ построены по значениям σ^0_m для первого вступления волны.

Влияние отношений модулей динамического и статического сжатия слоя ($\gamma_2 = E_{D_2}/E_{s_2}$) на значения σ^0_n в средах при $\mu_1\theta = 10$, $x_1 = 5$ и $x_2 = 10$ приведены на фиг. 3. Нумерация кривых здесь и далее соответствует нумерации вариантов, приведенных в таблице. Значения γ_2, выбранные в вариантах 1—4, соответствуют поглощающим средам по отношению к средам перед и за слоем. Кроме этого, одному и тому же γ_2 могут соответствовать разные k_2, так как γ_2 является отношением E_{D2} к E_{s_2}. Уменьшение k_2 при постоянном γ_2 соответствует уменьшению волнового сопротивления (импеданса) слоя или уменьшению скорости распространения волны в слое.

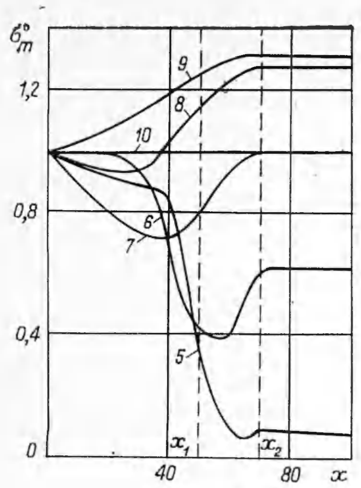
Кривые *1°—3°* на фиг. 3 относятся к зависимостям $\sigma^0_n(x)$ при $\gamma = 1,1$; 2; 4 соответственно ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$). В этих случаях максимальное безразмерное напряжение σ^0_m монотонно убывает с расстоянием, и чем больше значение γ, тем больше интенсивность угасания. Изменение γ_2 при постоянном $\gamma_1 = \gamma_3$ меняет ход кривых *1°—3°*. При увеличении γ_2 значение σ^0_n резко начинает падать в сечениях среды перед слоем и продолжает убывать в начальных сечениях самого слоя (кривые *1—4*), так как при взаимодействии волны с поглощающим слоем отраженная от слоя волна является волной разрежения. По достижении фронтом падающей волны задней границы слоя но-



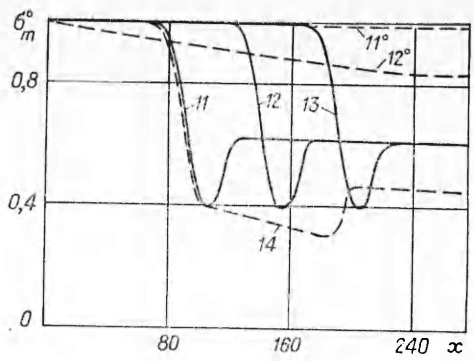
Ф и г. 2



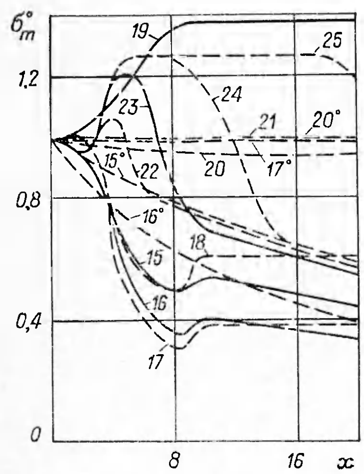
Ф и г. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

является отраженная волна сжатия. Наложение проходящих и отраженных волн вызывает возрастание σ_m^0 на задних сечениях слоя. Далее, в сечениях среды за слоем изменения зависимостей $\sigma_m^0(x)$ аналогичны кривой 1^0, только лишь с отличием уровня значений σ_m^0. Увеличивая значение γ_2 т. е. выбирая материалы, обладающие различными вязкими свойствами, можно добиться большего понижения уровня напряжения за слоем (кривые *1*, *2*). При уменьшении скорости распространения продольных волн в слое, что соответствует увеличению пористости материала слоя, еще больше понижается значение σ_m^0 за слоем (кривые *3*, *4*). Когда значение скорости распространения волны в слое равно одной пятой части скорости распространения волны в средах перед и за слоем ($k_2 = 0{,}2$), значение σ_m^0 за слоем практически угасает до 95% (кривая *4*). Отсюда видно, что при некоторых значениях γ_2 и k_2 можно добиться полного поглощения проходящей волны через слой. Однако это зависит от частоты проходящих продольных волн.

Влияние на значение σ_m^0 частоты колебания нагрузки $f = 1/(2\theta)$ рассмотрено на примере расчетов вариантов 5 — 10 (фиг. 4). При постоянном $\mu_1 = 10^3$ с$^{-1}$ варианты 5—10 относятся к частотам волны, равным 50; 5; 1,67; 1; 0,5 и 0,05 с$^{-1}$ соответственно, а при $\mu_1 = 10^4$ с$^{-1}$ — равным 500; 50; 16,7; 10; 5 и 0,5 с$^{-1}$. В этих вариантах границы слоя расположены в сечениях $x_1 = 50$ и $x_2 = 70$ (заштрихованная область на фиг. 4). При этом $\gamma_1 = \gamma_3 = 1{,}1$, $\gamma_2 = 4$ и $k_2 = 0{,}5$.

При прохождении высокочастотных волн через поглощающий слой значение σ_m^0 за слоем значительно убывает (кривая *5*). Уменьшение частоты волны в 10 раз вызывает увеличение σ_m^0 за слоем примерно в 6 раз (кривые *5* и *6*). Дальнейшее уменьшение частоты волны сильно меняет ход кривых $\sigma_m^0(x)$. При прохождении низкочастотных волн через поглощающий слой волновой процесс развивается медленно и является квазистатическим. В этих случаях за время прохождения волны поглощающий слой успевает деформироваться значительно, в результате значение σ_m^0 в слое возрастает (кривые *8*, *9*). Для очень низкочастотных волн влияние слоя на параметры волны отсутствует (кривая *10*).

Отношение длины волны λ к толщине слоя r через безразмерные параметры определяется выражением $\lambda/r = 2\mu_1\theta/(x_2 - x_1)$.

В рассмотренных вариантах 5—10 на фиг. 4 отношение λ/r равно 1; 10; 30; 50; 100 и 1000 соответственно. Из фиг. 4 видно, что при значении $\lambda/r < 30$ параметры волны за слоем затухают, а при $\lambda/r \geqslant 30$ либо возрастают, либо остаются без изменения. Чтобы добиться более эффективного затухания волны за слоем при прочих равных условиях, толщина слоя должна определяться из условия $r = 0{,}1\lambda$, м.

Удаление слоя от начального сечения вызывает уменьшение значения σ_m^0 за слоем (кривая *3* на фиг. 3 и кривая *5* на фиг. 4). Однако это явление наблюдается только для высокочастотных волн при $\lambda/r < 10$.

Влияние безразмерного расстояния x_1 на значение σ_m^0 за слоем при постоянной толщине слоя и при $\lambda/r = 10$ показано на фиг. 5. Здесь $\mu_1\theta = 100$, $\gamma_1 = \gamma_3 = 1{,}1$,

$\gamma_2 = 4$, $k_2 = 0{,}5$. Кривые *11⁰* и *12⁰* относятся к зависимости $\sigma_m^0(x)$ в однородной среде при $\gamma = 1{,}1$ и 4, а $\mu_1\theta = 100$.

В этих случаях расстояние от начального сечения до передней границы слоя x_1 или место расположения поглощающего слоя не влияет на значение σ_m^0 за слоем (кривые *11—13*). Ход кривых $\sigma_m^0(x)$ для вариантов 11—13 аналогичен зависимостям $\sigma_m^0(x)$, рассмотренным на фиг. 3.

При увеличении толщины слоя, что соответствует также уменьшению соотношения λ/r, значение σ_m^0 затухает в процессе распространения волны в самом поглощающем слое, что приводит к большому уменьшению σ_m^0 за слоем (кривая *14*).

Влияние изменения γ_1 и γ_3, а также γ_2 на зависимости $\sigma_m^0(x)$ показано на фиг. 6. Кривые 15^0—17^0 и 20^0 относятся к затуханию максимального напряжения в фиксированных сечениях однородной ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$) среды при $\mu_1\theta = 10$ и $\gamma = 2$; 4; 1,02 (кривые 15^0—17^0 соответственно). Кривая 20^0 относится к $\gamma = 1{,}02$ и $\mu_1\theta = 100$.

При $\lambda/r < 10$ изменения γ_1 и γ_3 незначительно влияют на σ_m^0 за слоем (кривая *2* на фиг. 3 и кривые *16*, *17* на фиг. 6). Здесь на затухание напряжения за слоем значительно влияют γ_2 и k_2 (кривые *15*, *17* и *18*). Увеличение частоты волны также сильно меняет ход кривой $\sigma_m^0(x)$ (кривые *17* и *19*).

В случае $\gamma_2 > \gamma_1 = \gamma_3$ слой превращается в деформируемую преграду. Если принять $\gamma_2 = 1{,}02$, то это есть упругая преграда, находящаяся в вязкоупругом полупространстве. Экранирование продольных волн упругой преградой исследовано в расчетах вариантов 20—25. Как видно из результатов расчета, продольные волны при прохождении через упругую преграду за преградой практически сохраняют те же значения σ_m^0, что и при отсутствии преграды (кривые 15^0 и *22—24*). Толщина упругой преграды также практически не влияет на значение параметров волны за ней (кривые *22—25*). На параметры низкочастотных продольных волн влияние упругой преграды несущественно (кривые 20^0 и *20*, *21*). При очень низких частотах продольные волны практически не замечают упругую преграду (кривые 20^0 и *21*).

Закономерности изменения параметров u_m^0 и ε_m^0 при прохождении продольных волн через поглощающий слой и упругую преграду в полупространстве аналогичны закономерностям изменений σ_m^0, приведенных на фиг. 2—6.

Таким образом, параметры продольных волн в полупространстве меняются при наличии в нем поглощающего слоя в зависимости от физико-механических свойств и толщины слоя, а также от частоты падающих волн. При распространении продольных волн в линейных слоисто-неоднородных вязкоупругих средах в определенных соотношениях длины волны к толщине слоя поглощающий слой играет роль частотного фильтра. При прохождении упругих преград продольные волны затухают незначительно.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ляхов Г. М.** Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М.: Недра, 1974.
2. **Ляхов Г. М., Султанов К. С.** Взаимодействие волны с преградой с учетом объемной вязкости грунта.— ФГВ, 1977, № 4.
3. **Ляхов Г. М., Султанов К. С.** Взаимодействие волны в вязкопластической среде с преградой.— ПМТФ, 1978, № 4.
4. **Хоскин Н. Э.** Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1974.
5. **Коган С. Я.** Краткий обзор теорий поглощения сейсмических волн.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1966, № 11.
6. **Родин Г.** Сейсмология ядерных взрывов. М.: Мир, 1974.
7. **Ляхов Г. М., Султанов К. С.** Продольные волны в линейных вязкоупругих средах.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1978, № 8.
8. **Бреховских Л. М.** Волны в слоистых средах. М.: Мир, 1973.
9. **Шульга Н. А.** Отражение упругих волн от ортотропного регулярно-слоистого полупространства.— ПМ, 1979, т. 15, № 5.
10. **Шульга Н. А., Антоненко В. М.** Распространение волн поперек структуры многокомпонентного слоистого композита.— ПМ, 1982, т. 18, № 2.
11. **Сан С. Т., Ахенбах Дж., Геррман Г.** Гармонические волны в слоистой среде, распространяющиеся в направлении слоистости.— Тр. Амер. о-ва инж.-мех., 1969, № 2.
12. **Беликов Б. П., Александров К. С., Рыжова Т. В.** Упругие свойства породообразующих минералов и горных пород. М.: Наука, 1970.
13. **Duvall G.** Propagation of plane shock waves in a stress — relaxing medium.— In: Stress Waves in Anelastic Solids. Berlin, 1964.

Поступила 24/VII 1983 г.