

УДК 539.3

ВЛИЯНИЕ ВЯЗКИХ ПОТЕРЬ НА АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ В ПОРИСТО-УПРУГОЙ СРЕДЕ

Н. С. ГОРОДЕЦКАЯ, Т. В. СОБОЛЬ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 10.02.2010

На основе метода Ньютона найдены решения дисперсионных уравнений для проницаемой и непроницаемой свободной границы пористо-упругого полупространства, насыщенного вязкой сжимаемой жидкостью. Получены зависимости затухания объемных и поверхностных волн от частоты при изменении как физических параметров среды, так и граничных условий. Установлено, что фазовые скорости быстрой продольной, поперечной и поверхностной волн слабо зависят от частоты. В отличие от них, скорость медленной продольной волны оказывается существенно частотно зависимой.

На базі методу Ньютона знайдені розв'язки дисперсійних рівнянь для проникної й непроникної вільної межі пористо-пружного півпростору, насиченого в'язкою стисливою рідиною. Отримані залежності згасання об'ємних і поверхневих хвиль від частоти при зміні як фізичних параметрів середовища, так і граничних умов. Установлено, що фазові швидкості швидкої поздовжньої, поперечної й поверхневої хвиль слабо залежать від частоти. На відміну від них, швидкість повільної поздовжньої хвилі виявляється істотно частотно залежною.

The solutions of the dispersion equations for permeable and impermeable free boundary of a porous-elastic half-space saturated by a viscous compressed liquid have been found on the basis of the Newton's method. For attenuation of the volume and surface waves, frequency dependencies have been obtained at variation of both the physical parameters of medium and boundary conditions. Phase velocity of the fast longitudinal, transversal and surface waves are found to be weakly dependent from frequency. In contrary, the velocity of the slow longitudinal wave demonstrates the substantial frequency dependence.

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные волны, распространяющиеся на значительные расстояния и несущие важную информацию о свойствах среды – традиционный объект исследования в сейсмологии, акустоэлектронике, геофизике. Еще в XIX столетии Рэлей обнаружил существование волны, которая распространяется вдоль свободной границы упругого полупространства и экспоненциально убывает в глубину, не перенося туда энергию. Для описания волновых процессов в пористо-упругом полупространстве используют широко известную и экспериментально проверенную модель Био. Она предсказывает существование трех волн – двух продольных и одной сдвиговой, за счет взаимодействия которых на границе может быть сформирована поверхностная волна.

Важным моментом в теории Био является учет различных механизмов затухания. В пористо-упругой среде затухание волн обусловлено потерями энергии двух различных типов – диссипацией в каждой из фаз (в упругом скелете и в жидкости) и диссипацией, возникающей за счет их взаимодействия и связанной с течением вязкой жидкости по порам упругого скелета. Впервые Био [1], а впоследствии Столл [2] предположили, что общее затухание может быть описано как суперпо-

зиция эффектов, вызываемых указанными причинами. Полученные различными исследователями экспериментальные данные подтвердили это предположение [2–4].

Диссипация в упругом скелете (по аналогии с вязкоупругой средой) учитывается посредством введения комплексных модулей сдвига $\tilde{\mu} = \mu(1 + i\delta_s)$ и всестороннего сжатия $\tilde{K}_b = K_b(1 + i\delta_l)$ [5, 6], мнимые части которых определяются через логарифмический декремент затухания для поперечной и быстрой продольной волн соответственно. В общем случае величины μ , K_b и δ_s , δ_l – частотно зависимые и нелинейные функции амплитуд напряжений [7]. Потери в жидкости учитываются через комплексную объемную вязкость.

Второй механизм затухания обусловлен относительным движением фаз и определяется силой межфазного взаимодействия. Вызванное движением жидкости по порам относительно упругого скелета затухание определяется сдвиговой вязкостью жидкости, проницаемостью и поправочным множителем, который учитывает частотную зависимость вязкого сопротивления потоку.

Как правило, в разных частотных диапазонах преобладают различные механизмы затухания волн в пористо-упругой среде. На низких частотах затухание в пористой среде в основном определя-

ется потерями в скелете, а на более высоких – доминируют вязкие потери, обусловленные течением поровой жидкости. Следует отметить, что разделение на низкие и высокие частоты носит довольно условный характер, поскольку влияние различных механизмов затухания определяется не только частотой, но и физическими характеристиками фаз. В частности, хорошо известно из эксперимента, что в песках на низких частотах преобладают потери в скелете грунта, а на высоких – вязкие потери. В то же время, с увеличением жесткости скелета возрастает влияние вязких потерь на все более низких частотах. В глинах, где жесткость и проницаемость малы, потери в скелете доминируют почти всегда. В песчаниках вклады трения поровой жидкости и вязкости скелета в диссипацию – величины одного порядка [2]. Отметим также, что затухание в песках значительно больше, чем в песчаниках и глинах.

Несмотря на то, что для некоторых сред невозможно разделить различные механизмы затухания по частотным диапазонам, отдельный учет затухания в каждой из фаз и затухания, обусловленного их взаимодействием, позволяет выделить определяющие факторы влияющие на фазовую скорость и затухание поверхностных волн. Отметим также, что игнорирование диссипативных эффектов в пористой среде приводит не только к изменению количественных характеристик поверхностных волн, но и к качественным ошибкам при определении зависимостей фазовых скоростей волн от параметров среды.

Поскольку правильная интерпретация экспериментальных данных, полученных при изменении акустических параметров поверхностных волн, очень важна для различных практических приложений, в настоящее время появилось значительное количество публикаций, посвященных изучению поверхностных волн в пористых средах (без учета затухания – работы [8–10] и с учетом затухания, обусловленного течением вязкой жидкости – работы [11–15]). Заметим, что в статье [11] рассматривались только пористые среды, для которых скорость поперечной волны меньше, чем скорость медленной продольной волны. В [12, 13] изучались только конкретные пористо-упругие среды и никаких обобщений не делалось. В статье [16] представлен достаточно полный обзор исследований, посвященных анализу распространения поверхностной волны в пористо-упругой среде. Рассмотрена зависимость фазовой скорости и затухания от частоты, коэффициента Пуассона, проницаемости, модуля сдвига, пористости, трещиноватости скелета, однако и здесь рассматривались

только отдельные среды. В работе [17] показано, что фазовая скорость волны Рэлея в однородной упругой среде [18] меньше, чем скорость поверхностной волны в пористо-упругой среде. Экспериментальные данные относительно распространения поверхностной волны вдоль свободной границы пористо-упругой среды были получены в [3, 3].

В данном исследовании рассматриваются фазовые скорости и затухание трех объемных волн и поверхностной волны для различных параметров пористо-упругой среды. Соответственно изучаются частотные зависимости фазовой скорости и затухания.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим пористо-упругое изотропное полупространство $-\infty < x < \infty$, $z \geq 0$ со свободной поверхностью $z=0$, заполненное вязкой сжимаемой жидкостью. Для свободной границы пористо-упругого полупространства возможны два типа граничных условий – поверхность с открытыми или закрытыми порами. Для случая открытых пор (проницаемая граница) граничные условия имеют вид [19]

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}^s(x, 0) = 0, \quad \sigma_{xz}^s(x, 0) = 0, \\ \sigma^f(x, 0) = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Первые два соотношения выражают отсутствие приложенных к упругой фазе напряжений, а последнее говорит об отсутствии напряжений, приложенных к жидкой фазе. Если же поры закрыты (непроницаемая граница), граничные условия изменяются:

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(x, 0) = 0, \quad \sigma_{xz}(x, 0) = 0, \\ \sigma_{ij} = \sigma_{ij}^s + \sigma^f \delta_{ij}, \quad \bar{u}_z(x, 0) = \bar{U}_z(x, 0). \end{aligned} \quad (2)$$

Первое из них означает равенство нулю приложенных к жидкой и к упругой фазам полных нормальных напряжений; второе – отсутствие касательных напряжений, приложенных к упругой фазе; третье – неперетекание жидкости на границе.

Уравнение движения в перемещениях имеет вид

$$\begin{aligned} \mu \Delta \mathbf{u} + (H - \mu) \text{grad div } \mathbf{u} - C \text{grad div } \mathbf{w} = \\ = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \rho_f \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2}, \\ C \text{grad div } \mathbf{u} - M \text{grad div } \mathbf{w} = \\ = \rho_f \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \frac{\alpha \rho_f}{m} \frac{\partial^2 \mathbf{w}}{\partial t^2} - F \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь m – пористость; $\mathbf{w} = m(\mathbf{u} - \mathbf{v})$; H, C, M – коэффициенты, определяемые через характеристики среды [2, 20]:

$$\begin{aligned} H &= \frac{(K_s - K_b)^2}{D - K_b} + K_b + \frac{4\mu}{3}, \\ M &= \frac{K_s^2}{D - K_b}, \quad C = \frac{K_s(K_s - K_b)}{D - K_b}, \\ D &= K_s \left[1 + m \left(\frac{K_s}{K_f} - 1 \right) \right]; \end{aligned} \quad (4)$$

K_s – модуль всестороннего сжатия упругого скелета; K_f – модуль всестороннего сжатия поровой жидкости; K_b – модуль всестороннего сжатия пористой среды; μ – модуль сдвига пористой среды; α – извилистость. Посредством величины α определяется коэффициент динамической связи упругого скелета и жидкости $\rho_{12} < 0$:

$$\rho_{12} = (1 - \alpha) m \rho_f.$$

Средняя плотность ρ связана с плотностями упругого скелета ρ_s и жидкости ρ_f соотношением

$$\rho = (1 - m)\rho_s + m\rho_f.$$

Кроме того, $F = f(\omega)\rho_f\nu_f/K_{pr}$, где ν_f – кинематическая вязкость; K_{pr} – проницаемость; $f(\omega)$ – частотно-зависимая функция, определяемая характером движения жидкости по порам упругого скелета:

$$\begin{aligned} f &= \frac{kT(k)}{4(1 - 2T(k)/ik)}, \\ k &= a_2 \sqrt{\frac{\omega}{\nu_f}}, \quad T(k) = \frac{\text{ber}'(k) + i \text{bei}'(k)}{\text{ber}(k) + i \text{bei}(k)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Функции $\text{ber}(k)$, $\text{bei}(k)$ представляют собой действительную и мнимую части функций Кельвина; ω – круговую частоту; a_2 – структурный коэффициент. Последний имеет размерность длины и зависит от размера и формы пор, и определяется экспериментально; так, согласно работе [21],

$$a_2 = \eta \sqrt{\frac{K_{pr}}{m}}, \quad (6)$$

где η – коэффициент учитывающий геометрию пор. Для песков можно принять $\eta = 3.2$ [3].

Разложим вектор смещения в жидкости и в упругом скелете на скалярный и векторный потенциалы [11]:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \nabla\phi_s + \text{rot}\psi_s, & \text{div}\psi_s &= 0, \\ \mathbf{v} &= \nabla\phi_f + \text{rot}\psi_f, & \text{div}\psi_f &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

При этом скалярный потенциал допускает представление

$$\phi_s = \phi_0 + \phi_1. \quad (8)$$

Функции ϕ_j определяются как решения уравнений Гельмгольца:

$$\Delta\phi_j + k_j^2\phi_j = 0, \quad k_j^2 = \frac{\omega^2}{c^2}z_j, \quad j = 0, 1. \quad (9)$$

Здесь z_j – корни квадратного уравнения

$$A_1 z_j^2 - B_1 z_j + C_1 = 0 \quad (10)$$

с коэффициентами

$$A_1 = q_{22}q_{11} - q_{12}^2, \quad C_1 = \Gamma_{11}\Gamma_{22} - \Gamma_{12}^2 + i\Gamma,$$

$$B_1 = q_{11}\Gamma_{22} + q_{22}\Gamma_{11} - 2q_{12}\Gamma_{12} + i\Gamma,$$

где

$$q_{11} = \frac{H - 2Cm + Mm^2}{H}; \quad q_{22} = \frac{Mm^2}{H};$$

$$q_{12} = \frac{Cm - Mm^2}{H}; \quad c^2 = \frac{H}{\rho};$$

$$\rho_{11} = (1 - m)\rho_s - \rho_{12}; \quad \rho_{22} = m\rho_f - \rho_{12};$$

$$\Gamma_{ij} = \frac{\rho_{ij}}{\rho}; \quad \Gamma = \frac{m^2\rho_f\nu_f}{K_{pr}\rho\omega}.$$

Для потенциала ϕ_f справедливо уравнение

$$\phi_f = M_0\phi_0 + M_1\phi_1,$$

с коэффициентами ($i = \sqrt{-1}$)

$$M_{0,1} = \frac{\Gamma_{11}q_{22} - \Gamma_{12}q_{12} - A_1 z_{0,1} + (q_{22} + q_{12})i\Gamma}{\Gamma_{22}q_{12} - \Gamma_{12}q_{22} + (q_{22} + q_{12})i\Gamma}. \quad (11)$$

Для векторного потенциала ψ_s уравнение Гельмгольца имеет вид

$$\Delta\psi_s + k_2^2\psi_s = 0, \quad \psi_f = M_2\psi_s,$$

$$k_2^2 = \frac{\omega^2\rho}{\mu} [\Gamma_{11} + M_2\Gamma_{12} + (1 - M_2)i\Gamma], \quad (12)$$

$$M_2 = \frac{-\Gamma_{12} + i\Gamma}{\Gamma_{22} + i\Gamma}.$$

Таким образом, получены волновые уравнения для быстрой и медленной продольных волн (9), а также для поперечной волны (12). Для нахождения дисперсионных уравнений для поверхностной волны представим ее в виде распространяющейся вдоль свободной поверхности и экспоненциально затухающей в глубину волны, образованной за

счет взаимодействия на границе объемных волн волн всех трех типов [13].

Для проницаемой свободной границы дисперсионное уравнение имеет вид

$$\alpha_2 \xi^2 \left[\frac{k_2^2}{2} (\alpha_0 - \alpha_1) - e_1 (\alpha_0 k_1^2 - \alpha_1 k_0^2) \right] + e_1 \beta^2 (k_1^2 - k_0^2) = 0, \quad (13)$$

а для непроницаемой –

$$\alpha_0 \alpha_1 \alpha_2 \xi^2 (M_1 - M_0) + \xi^2 (1 - M_2) (\alpha_1 \tau_0 - \alpha_0 \tau_1) - \beta [(\alpha_1 \tau_0 (1 - M_1) - \alpha_0 \tau_1 (1 - M_0))] = 0. \quad (14)$$

Здесь ξ – волновое число поверхностной волны;

$$\alpha_{0,1,2} = \sqrt{\xi^2 - k_{0,1,2}^2}; \quad e_1 = \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu};$$

$$\beta = \xi^2 - \frac{k_2^2}{2}; \quad k_{0,1}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} z_{0,1} = \frac{\omega^2}{c_{0,1}^2};$$

$$\tau_{0,1} = \xi^2 - \frac{H - Cm + M_{0,1} Cm}{2\mu} k_{0,1}^2.$$

Соотношения (13) и (14) при переходе к чисто упругой среде преобразуются в уравнение Рэлея для упругого полупространства [22].

Дисперсионные уравнения решались численно методом Ньютона. В качестве начального приближения была выбрана низкочастотная асимптотика искомого корня уравнения (10) при $\omega \rightarrow 0$, $\Gamma \rightarrow \infty$:

$$z_1 \approx 1 - \frac{i}{\Gamma} (q_{11} q_{22} - q_{12}^2 - \Gamma_{11} \Gamma_{22} - \Gamma_{12}^2),$$

$$z_0 \approx \frac{i\Gamma}{q_{11} q_{22} - q_{12}^2} + \frac{\Gamma_{11} q_{22} + \Gamma_{22} q_{11} - 2\Gamma_{12} q_{12}}{q_{11} q_{22} - q_{12}^2} - 1$$

соответственно; для поперечной волны справедливо

$$k_2^2 \approx \frac{\omega \rho}{\mu} \left(1 + \frac{i}{\Gamma} (\Gamma_{12} + \Gamma_{22})^2 \right).$$

В низкочастотном пределе часть дисперсионного уравнения (13), имеющая порядок Γ , приобретает вид

$$\left(2 - \frac{\omega^2}{\xi^2} \frac{1}{c_{0s}^2} \right)^2 - 4 \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\xi^2} \frac{1}{c_{0s}^2}} \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\xi^2} \frac{1}{c_{0p}^2}} = 0.$$

Здесь $c_{0s} = \mu/\rho$; $c_{0p} = H/\rho$. В случае $c_2 < c_0$ это уравнение имеет действительный корень, который принимался за начальное приближение при расчетах.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для примера рассмотрим насыщенные жидкостью пористо-упругие среды со следующими характеристиками:

- поровая жидкость (вода) – $\rho_f = 1000$ кг/м³, $K_f = 2.25 \cdot 10^9$ Па, $\nu_f = 10^{-6}$ м²/с;
- упругий скелет – $m = 0.2$, $\rho_s = 2480$ кг/м³, $K_s = 4.99 \cdot 10^{10}$ Па, $K_{pr} = 10^{-10}$ м², $\alpha = 1.25$.

Значения модуля сдвига упругого скелета μ варьировались в пределах от $0.01 K_f$ до $2 K_f$.

В качестве начального приближения принималась скорость квазиповерхностной волны, найденная по соотношению для поверхностной волны в идеально упругой среде [22]:

$$c_r = \frac{0.87 + 1.12\nu}{1 + \nu} c_2. \quad (15)$$

Вначале рассмотрим свободную проницаемую границу (рис. 1). Здесь и везде далее скорости всех волн нормированы на $c = \sqrt{H/\rho}$, а частота – на критическое значение $\Omega = \omega/\omega_c$ ($\omega_c = m\nu_f/K_{pr}$). Как следует из графиков, скорость поверхностной волны изменяется весьма незначительно: для низкочастотной области характерно незначительное ее уменьшение. Это хорошо видно на рис. 2, где частотные зависимости фазовой скорости поверхностной волны на проницаемой границе (при двух разных значениях μ/K_f) показаны в увеличенном масштабе. На существование диапазона частот, в котором наблюдается уменьшение скорости поверхностной волны, указывалось также в работе [23]. Отметим, что для среды с отношением $\mu/K_f = 0.01$ этот эффект выражен существенно слабее, чем для более жесткой среды ($\mu/K_f = 2$).

Наблюдаемое снижение скорости поверхностной волны на свободной границе пористо-упругого полупространства на низких частотах объясняется значительной дисперсией медленной продольной волны. В низкочастотном пределе фазовые скорости быстрой продольной и поперечной волн стремятся к постоянным величинам, а медленной продольной – к нулю как $\sqrt{\omega}$ [1, 21]. С ростом частоты для всех рассмотренных сред фазовая скорость поверхностной волны медленно увеличивается (см. рис. 1), но всегда остается меньше скорости поперечной волны. При сравнении со скоростью медленной продольной волны наблюдается иная ситуация. Поскольку скорость поверхностной волны слабо зависит от частоты, а медленной продольной – сильно, то можно выделить и те диапазоны, в которых $c_3 > c_0$, и те, где $c_3 < c_0$.

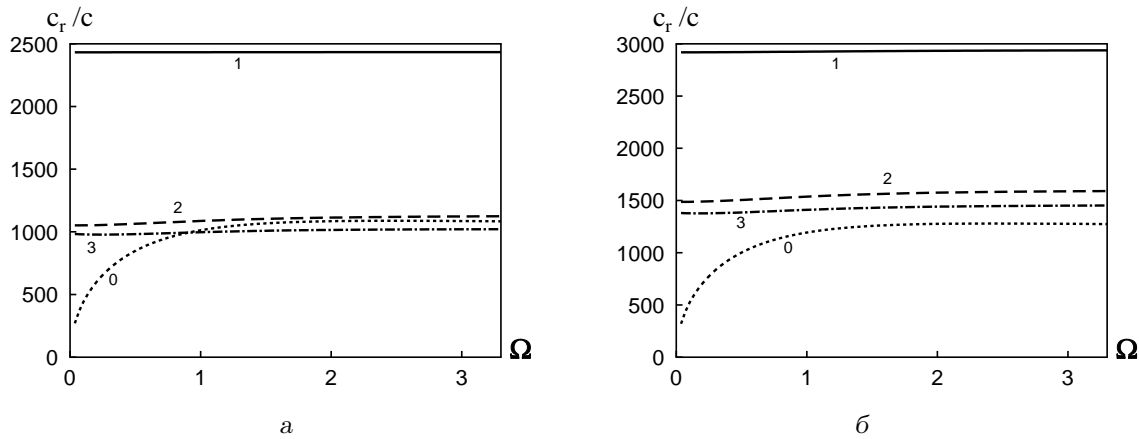


Рис. 1. Частотные зависимости фазовых скоростей медленной и быстрой продольных (0, 1), поперечной (2) и поверхностной (3) волн (проницаемая граница):
 $a - \mu/K_f = 1, \quad б - \mu/K_f = 2$

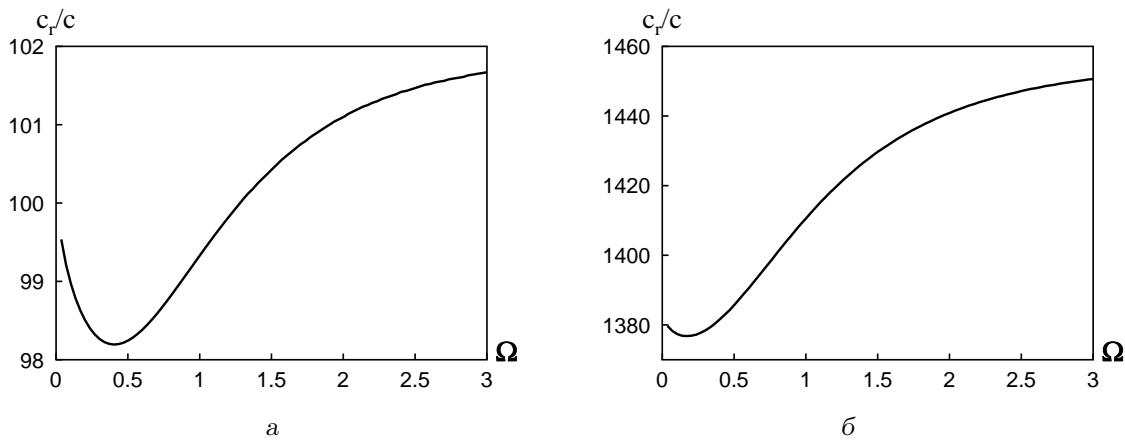


Рис. 2. Частотная зависимость фазовой скорости поверхностной волны (проницаемая граница):
 $a - \mu/K_f = 0.01, \quad б - \mu/K_f = 2$

С увеличением модуля сдвига эта зависимость сходится к нулю. Очевидно, что для всех частот скорость поверхностной волны всегда меньше скорости быстрой продольной волны.

Затухание поверхностной волны ($\text{Im } \xi$) существенно зависит от частоты (увеличивается с ее ростом) и от модуля сдвига упругого скелета (уменьшается с его ростом). Этот вывод следует из анализа рис. 3 (как явствует из обозначений, разные кривые соответствуют различным отношениям μ/K_f). Вообще говоря, при учете диссипации поверхностная волна затухает вдоль направления распространения и переносит часть энергии в глубину. При этом вдоль направления распространения она затухает слабее, чем медленная продольная волна, но сильнее, чем поперечная и быстрая

продольная волны (рис. 4). Как явствует из графиков, увеличение модуля сдвига скелета приводит к уменьшению затухания поверхностной волны, которое обусловлено вязким взаимодействием между поровой жидкостью и скелетом.

Теперь рассмотрим пористо-упругое полупространство с непроницаемой границей (рис. 5). И в этом случае для рассмотренных сред во всем частотном диапазоне скорость поверхностной волны меньше скорости быстрой продольной волны. Что касается сравнения со скоростью медленной продольной волны, здесь наблюдается иная ситуация. Поскольку скорость поверхностной волны слабо зависит от частоты, а медленной продольной – сильно, то можно выделить жесткие среды, в которых $c_3 > c_0$, и мягкие, в которых $c_3 < c_0$.

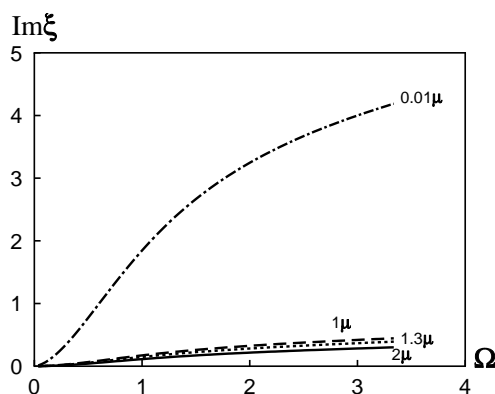


Рис. 3. Частотные зависимости затухания поверхностной волны для различных K_f (проницаемая граница)

Отметим, что в высокочастотном пределе скорости объемных волн в пористо-упругой среде вновь стремятся к постоянным величинам.

На рис. 6 показаны частотные зависимости затухания вдоль направления распространения для случая закрытых пор. Наблюдаемая здесь картина аналогична случаю проницаемой границы: затухание поверхностной волны зависит от частоты, увеличиваясь с ее ростом. Кроме того, вдоль направления распространения поверхностная волна всегда затухает слабее, чем медленная продольная.

Для рассмотренных выше пористо-упругих сред поверхностная волна затухает сильнее, чем поперечная и быстрая продольная, как для проницаемой, так и для непроницаемой границы. Однако при изменении материальных параметров эта закономерность может нарушаться. В частности, при увеличении коэффициента Пуассона затухание поверхностной волны может быть слабее, чем поперечной, но все же сильнее, чем затухание быстрой продольной волны.

Сравнивая рис. 1 и 5, отметим, что тип свободной границы практически не влияет на скорость поверхностной волны. При $\mu/K_f=0.01$ различие между случаями проницаемой и непроницаемой границ составляет всего (2...3) %, а при $\mu/K_f \geq 1$ – до 10 %. Для обоих типов свободной границы наблюдается слабая зависимость скорости поверхностной волны от частоты с низкочастотным минимумом. Модуль сдвига упругого скелета является одним из основных параметров, определяющих величину c_3 .

Сравнение рис. 3 и 6 показывает, что для непроницаемой границы поверхностная и медленная продольная волны затухают в направлении рас-

пространения сильнее, чем для проницаемой границы. Однако это отличие также незначительно и в рассмотренном диапазоне частот составляет не более 10 %. Что касается затухания быстрой продольной и поперечной волн, то здесь различие составляет не более (1...2) %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы фазовая скорость и затухание поверхностных волн, распространяющихся вдоль свободной границы пористо-упругого насыщенного вязкой жидкостью полупространства. Для численного решения дисперсионного уравнения использовался метод Ньютона.

Установлено, что при учете затухания, обусловленного движением вязкой жидкости по поровому пространству, волновая картина существенно изменяется в зависимости от того, проницаема граница или нет. Фазовая скорость поверхностной волны как для проницаемой, так и для непроницаемой границ слабо зависит от частоты. В области низких частот фазовые скорости быстрой продольной и поперечной волн также довольно слабо зависят от частоты и пропорциональны ее квадрату. В то же время, соответствующая фазовая скорость медленной продольной волны изменяется как корень квадратный из частоты, т. е. демонстрирует сильную частотную зависимость. Таким образом, на низких частотах в среде с затуханием поверхностная волна формируется в основном за счет взаимодействия быстрой продольной и поперечной волн. С ростом частоты влияние медленной продольной волны на формирование поверхностной волны увеличивается.

Для проницаемой границы можно выделить диапазоны частот, в которых скорость поверхностной волны больше скорости медленной продольной волны (преимущественно, на низких частотах) и диапазоны, в которых она меньше ее. Однако указанная зависимость наблюдается не для всех сред. Для непроницаемой же границы скорость поверхностной волны во всем частотном диапазоне больше скорости медленной продольной волны. Независимо от того, проницаема граница или нет, скорость поверхностной волны всегда меньше скоростей быстрой продольной и поперечной волн.

Затухание поверхностной волны и медленной продольной волны для непроницаемой границы во всем частотном диапазоне происходит слабее, чем в пористо-упругом полупространстве с проницаемой границей. При этом затухание волн с ростом частоты увеличивается. Поверхностная волна затухает слабее, чем медленная продольная волна

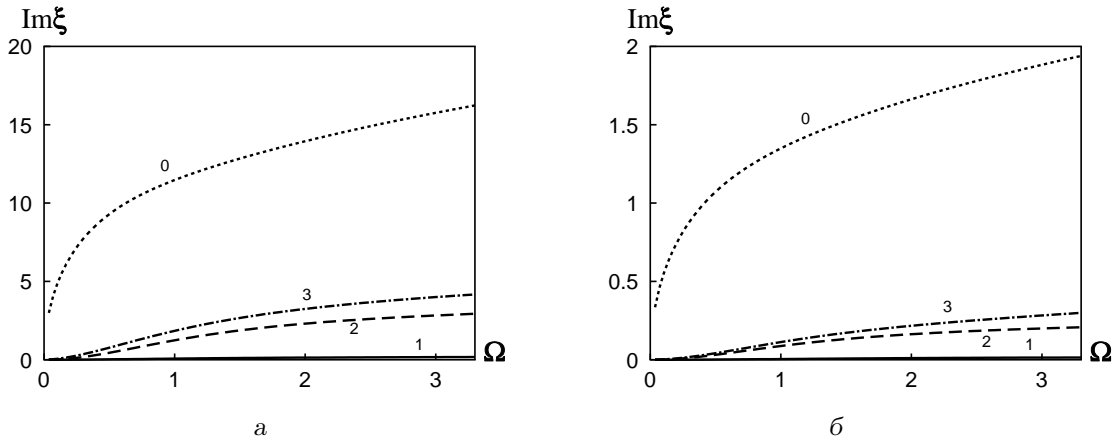


Рис. 4. Частотные зависимости затухания медленной и быстрой продольных (0, 1), поперечной (2) и поверхностной (3) волн (проницаемая граница):
 $a - \mu/K_f = 0.01$, $b - \mu/K_f = 2$

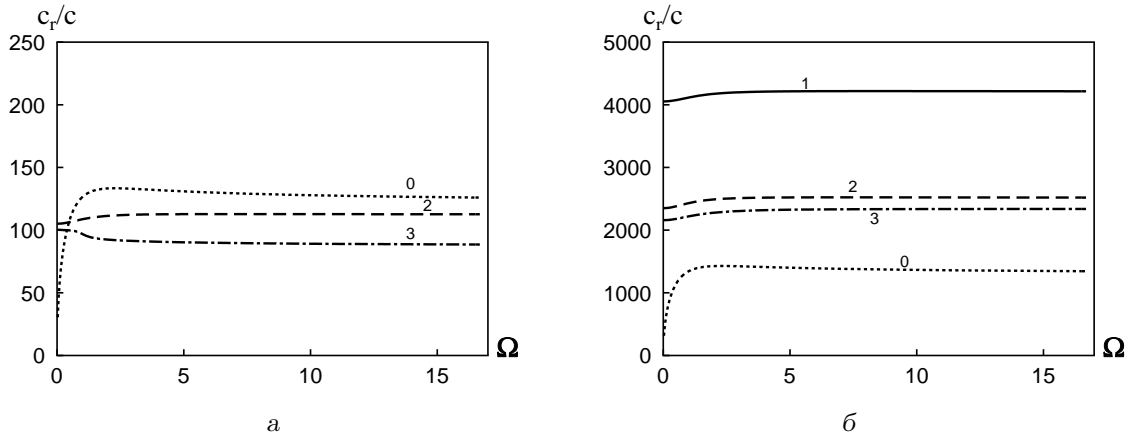


Рис. 5. Частотные зависимости фазовых скоростей медленной и быстрой продольных (0, 1), поперечной (2) и поверхностной волн (3) (непроницаемая граница):
 $a - \mu/K_f = 0.01$, $b - \mu/K_f = 1$

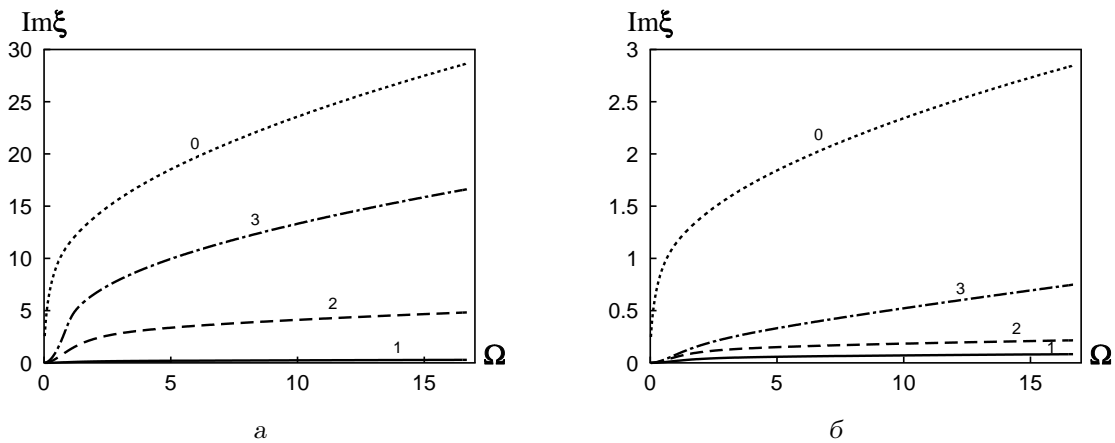


Рис. 6. Частотные зависимости затухания медленной и быстрой продольных (0, 1), поперечной (2) и поверхностной волн (3) (непроницаемая граница):
 $a - \mu/K_f = 0.01$, $b - \mu/K_f = 1$

и сильнее, чем быстрая продольная и поперечная волны в случае проницаемой границы.

Таким образом, можно сделать вывод, что фазовая скорость поверхностной волны слабо зависит от частоты, в то время как ее затухание демонстрирует сильную частотную зависимость.

1. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in fluid-saturated porous solid // J. Acoust. Soc. Amer.– 1956.– **28**, № 2.– P. 168–178.
2. Столл Р. Д. Акустические волны в водонасыщенных осадках // Акустика морских осадков.– М., 1977.– С. 28–46.
3. Badiey M., Cheng A. H.-D., Mu Y. From geology to geoacoustics: Evaluation of Biot–Stoll sound speed and attenuation for shallow water acoustics // J. Acoust. Soc. Amer.– 1998.– **103**, № 1.– P. 309–320.
4. Oqushwitz P.R. Application of the Biot theory. II. Suspensions // J. Acoust. Soc. Amer.– 1985.– **77**, № 2.– P. 440–452.
5. Stoll R. D., Kan T.-K. Reflection of acoustic waves at water-sediment interface // J. Acoust. Soc. Amer.– 1981.– **70**, № 1.– P. 149–156.
6. Yamamoto T. Acoustic propagation in the ocean with a poro-elastic bottom // J. Acoust. Soc. Amer.– 1983.– **73**, № 5.– P. 1578–1596.
7. Rasolofosaon P. N. J. Plane acoustic waves in linear viscoelastic porous media: Energy, particle displacement and physical interpretation // J. Acoust. Soc. Amer.– 1991.– **89**, № 4, Pt. 1.– P. 1532–1551.
8. Jones J. P. Rayleigh waves in a porous, elastic, saturated solid // J. Acoust. Soc. Amer.– 1961.– **33**, № 7.– P. 959–962.
9. Tajuddin M. Rayleigh waves in a poroelastic half-space // J. Acoust. Soc. Amer.– 1984.– **75**, № 3.– P. 682–684.
10. Городецкая Н. С., Соболев Т. В. Особенности поверхностных волн на свободной границе пористо-упругого полупространства // Акуст. вісн.– 2008.– **11**, № 1.– С. 3–11.
11. Косачевский Л. Я. О распространении упругих волн в двухкомпонентных средах // Прикл. мат. мех.– 1959.– **23**, № 6.– С. 1115–1123.
12. Ильясов Х. Х. Распространение неизлучающих волн вдоль свободной поверхности пористой флюидонасыщенной среды // Ж. выч. мат. физ.– 2004.– **44**, № 12.– С. 2268–2275.
13. Городецкая Н. С. Волны на границе пористо-упругого полупространства. I. Свободная граница // Акуст. вісн.– 2005.– **8**, № 1-2.– С. 28–41.
14. Городецкая Н. С., Соболев Т. В. Особенности распространения поверхностных волн в пористо-упругом, насыщенном жидкостью полупространстве // Тр. акуст. симпози. КОНСОНАНС-2005.– К.: Ин-т гидромеханики НАН Украины.– 2005.– С. 21.
15. Городецкая Н. С., Соболев Т. В. Особливості двох типів поверхневих хвиль на вільній границі пористо-пружного півпростору // 7-ий Укр.-поль. симпози. “Актуальні задачі механіки неоднорідних структур”.– Львів.– 2007.– С. 48–49.
16. Beskos D. E., Papadakis C. N. Dynamics of saturated rocks. III. Rayleigh waves // J. Eng. Mech.– 1989.– **115**, № 5.– P. 1017–1034.
17. Deresiewicz H. The effect of boundaries on wave propagation in a liquid-filled porous solid. IV. Surface waves in a half-space // Bull. Seism. Soc. Amer.– 1962.– **52**, № 3.– P. 627–638.
18. Фарнелл Дж. Свойства упругих поверхностных волн // Физическая акустика. Том 6.– М.: Мир, 1973.– С. 139–202.
19. Deresiewicz H., Skalak R. On uniqueness in dynamic poroelasticity // Bull. Seism. Soc. Amer.– 1963.– **53**, № 4.– P. 783–788.
20. Gassmann F. Elastic waves through a packing of spheres // Geophys.– 1951.– **16**.– P. 673–685.
21. Biot M.A. Theory of propagation of elastic waves in fluid-saturated porous solid. Part II. Higher frequency range // J. Acoust. Soc. Amer.– 1956.– **28**, № 2.– P. 179–191.
22. Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах.– М.: Наука, 1981.– 278 с.
23. Albers B. Surface waves in two-component poroelastic media on impermeable boundaries – Numerical analysis in the whole frequency domain. – Lecture notes // WIAS-Preprint.– 2004.– № 862.– P. 1–20.