АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 6

УДК 550.50

© 1992 г. В.П. Бандов, В.Ш. Халилов

МИКРОСТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В НАСЫЩЕННОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

В работе рассмотрен механизм динамического взаимодействия фаз в модели насыщенной пористой среды. Идеализированная модель деформации скелета в виде плотной упаковки упругих равных сфер, погруженных в сжимаемую жидкость, позволила установить ряд деформационных особенностей исследуемой среды. В частности, влияние геометрической структуры межфазной границы и наличия упругих свойств поровой жидкости на сжимаемость среды. Идеализированная модель динамики жидкости в виде порового плоского канала, заполненного вязкой жидкостью, с подвижными границами, позволила рассчитать структуру поровых течений при распространении волны. Установлена зависимость интенсивности фильтрационных перетоков от свойств среды и параметров волны. Показано их влияние на скорость распространения и затухание волны.

В соответствии с известной теорией Био М.А. [1] при распространении упругой волны в насыщенной жидкостью пористой среде на ее фронте могут возникнуть фильтрационные течения жидкости, которые обусловливают так называемую волну второго рода [2].

Авторы экспериментальных исследований [3, 7, 8] однозначно подтверждают возможность существования эффекта фильтрационных перетоков на фронте упругой волны в пористой среде. Например, в работе [8] показано, что отличие скорости продольной волны в насыщенной и ненасыщенной породе может достигать 50%. В работе [7] установлена зависимость сжимаемости насыщенной породы от частоты.

В работе [3] введена эмпирическая величина $\omega\tau$, где ω – частота волны, τ – время полного перетекания жидкости из области сжатия в область разряжения. Феноменологическое описание данного явления представлено в работах [1, 2].

Представляет интерес более детальное исследование механизма распространения упругой волны в насыщенной пористой среде. Одна из главных причин поиска альтернативных путей моделирования таких сред – в имеющейся неоднозначности интерпретации экспериментальных данных, например по дисперсии скорости звука, зависимости затухания от частоты и т.д.

Более детальную информацию о структуре фильтрационных течений, о зависимости параметров волны и свойств среды в настоящее время возможно получить лишь в рамках идеализированных моделей. В этой связи следует отметить работу [4], в которой в результате удачного выбора идеализации, позволившей выделить главный эффект, отбросив несущественные, было выведено уравнение состояния насыщенной пористой среды с учетом микроструктуры.

Ниже рассмотрены две модели, учитывающие динамическое взаимодействие фаз для насыщенной жидкостью пористой среды. Первая из этих моделей – плотная упаковка упругих равных сфер, погруженных в сжимаемую жидкость, – позволила установить ряд деформационных особенностей, в частности влияние геометрической структуры межфазной границы и упругих свойств поровой жидкости на сжимаемость среды. Вторая модель – поровый плоский канал с подвижными границами, заполненный вязкой жидкостью, – позволила рассчитать структуру внутрипоровых течений при распространении волны, установить зависимость интенсивности фильтрационных пере-

токов от свойств среды и параметров волны. Ранее подобные расчеты не проводились и указанные связи не учитывались.

Напомним вначале некоторые известные результаты, полученные для упругих двухфазных систем типа: пористая среда – жидкость. В известной работе [1] было показано, что деформационные свойства такой системы могут быть описаны с помощью так называемых эффективных напряжений [2]:

$$G_{ij}^{f} = G - p\delta_{ij}, \tag{2}$$

где G_{ij} – внешние напряжения, приложенные к твердой фазе, p – давление в поровой жидкости, δ_{ij} – символ Кронекера. Био М.А. использовал эффективные напряжения при построении уравнений сохранения импульса, ссылаясь на то, что величина G_{ij}^{f} может быть легко измерена. В этом случае, действительно, форма уравнений упрощается, а учет деформационных особенностей среды переходит в эмпирические константы (у Био М.А. – четыре упругих модуля). Однако при этом теряется возможность конкретизации тензора напряжений твердой фазы, хотя бы в осредненном по пространству виде, и вместе с тем отсутствуют микроструктурные особенности деформирования, учет которых важен при записи уравнений сохранения. Более последовательным оказался подход с детальным учетом микроструктуры и расчетом осредненного тензора напряжений. Согласно работе [6], особенность такой среды в том, что в ней обе составляющие фазы существенно непрерывны, вследствие чего возможны независимые изменения величин, определяющих состояние фазы (напряжение, плотность, смещения и т.д.).

Кроме того, при сжатиях находящаяся в порах жидкость может вытекать из порового объема, уменьшая его, что приводит к изменению величины сжимаемости среды [6], так как деформация элементарного объема среды осуществляется за счет изменения объема порового пространства.

Величина же деформации среды, в том числе порового пространства, определяет величину порового давления [6]. При этом даже в случае, когда фильтрационные перетоки отсутствуют, величины давления в порах и напряжения в твердой фазе отличны. В самом деле, изменение порового пространства в общем случае нетождественно изменению объема поровой жидкости, такому, чтобы оно обеспечивало в нем возникновение напряжения, соответствующего напряжению в твердой фазе.

Таким образом, при описании деформационных свойств двухфазной системы пористая среда – жидкость необходим учет структурного строения межфазной границы (или порового пространства).

Последнее утверждение проиллюстрируем на примере расчета величины относительного объемного содержания фаз ϵ для двух видов геометрического строения частиц, показанных на рис. 1, *а*, *б*. Пусть твердая фаза упруго деформируется по Гуку $\theta_1 = G/[3E(1-2m)]$, а жидкая – по Тейту $\theta_2 = P/(aP_0)$, где $\theta_{1,2}$ – относительное изменение объема твердой фазы и жидкости, G – след тензора напряжений, E – модуль Юнга, m – коэффициент Пуассона, а P_0, a – упругие параметры жидкости. Запишем по определению для жидкой фазы выражение $\epsilon = v_2/(v_1 + v_2)$, где v – удельный объем. Нетрудно показать, что в этом случае мы получим для структуры рис. 1,*а* зависимость

$$\epsilon = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_0 + (1-\epsilon_0)\,\Gamma(G,P)},$$

где

$$\Gamma(G,P) = \frac{1 - G/[3E(1-2m)]}{1 - P/(aP_0)}.$$

Для структуры рис. 1,*б*, выделяя одиночную кубическую ячейку, включающую одну деформированную частицу, а также используя результаты задачи Герца о контакте

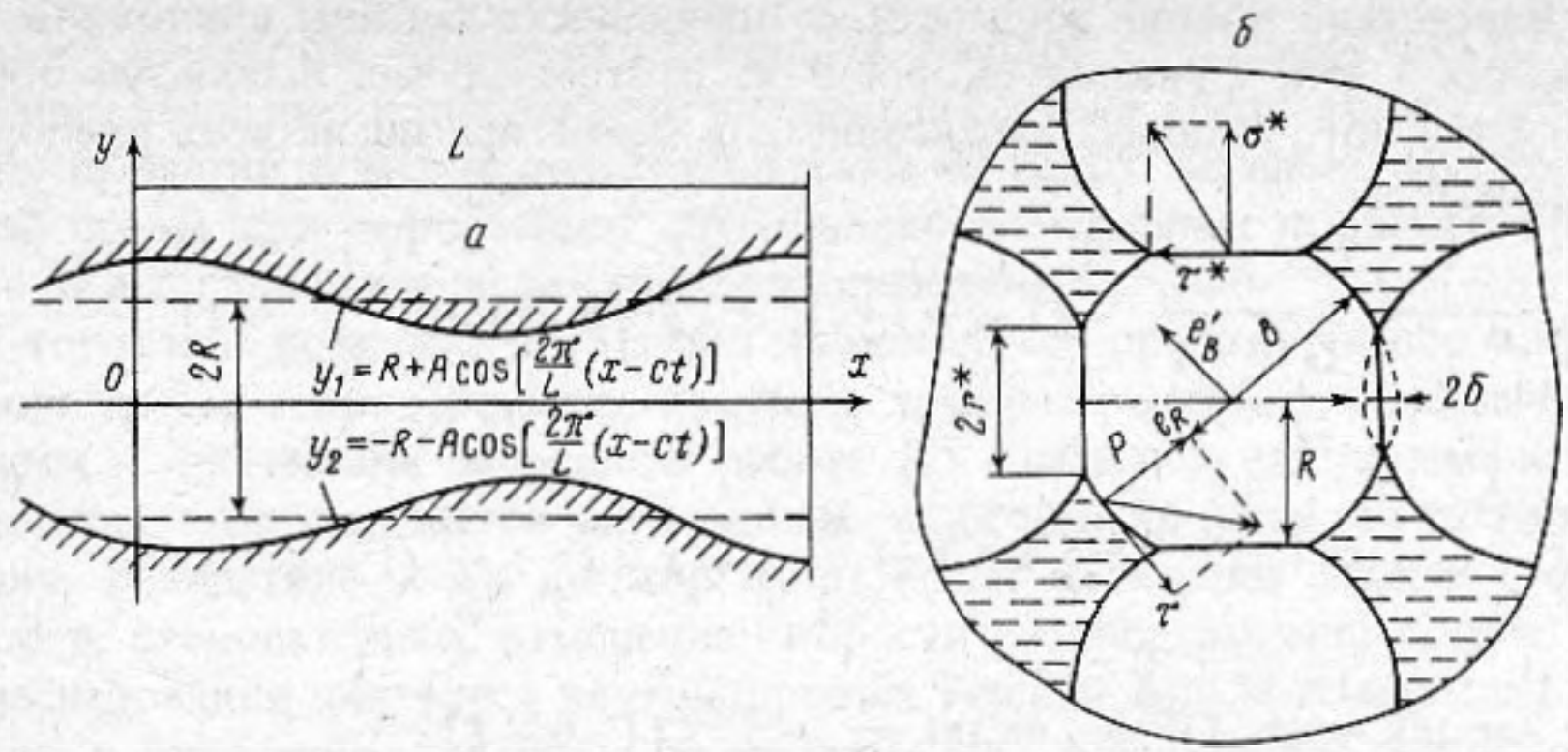

Рис. 1. Гидродинамическая и деформационная микроструктурная модели

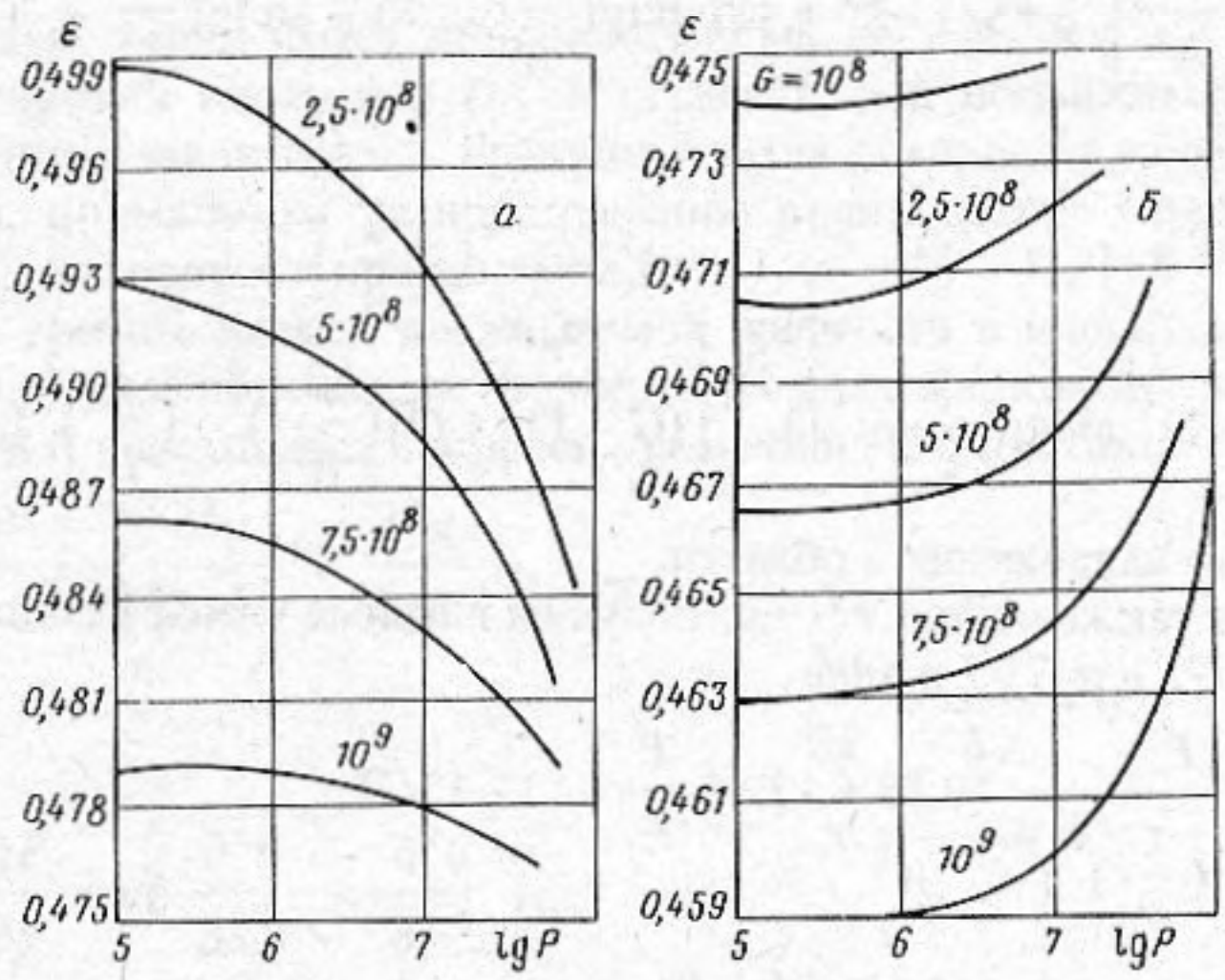

Рис. 2. Зависимость изменения пористости при деформации от порового p и горного G давлений: *а* – модель 1а, *б* – модель 1б

упругих сфер, рассчитаем изменение порового объема и запишем окончательно выражение для ϵ в виде

$$\epsilon = 1 - \frac{0{,}525(1-P) - 2{,}355Q^4[(1-P)^{1/3} - Q^{2/3}]}{(1-Q^2)^3},$$

где $P = p/E$, $Q = (G-p)/E$ при $G \geqslant p \geqslant 0$. На рис. 2,*а*, *б* показаны зависимости $\epsilon(P, G)$ для соответствующих моделей. Анализ графиков на рис. 2 показывает, что данная зависимость носит нелинейный характер и существенно обусловлена видом структуры. Следует отметить, что структура рис. 1,*а* весьма условна, а структура рис. 1,*б*, несмотря на ее значительную идеализацию, близка к реальной, например к структуре горной породы.

Указанные особенности обусловливают специфику деформационных свойств двухфазной среды в целом, существенным образом влияя на формирование тензора напряжений твердой фазе. Заметим также, что в [6] приведен пример расчета осредненного тензора напряжений в условиях упругой формации зернистой среды соответствующей структуре рис. 1,*б*.

Пусть при тех же, что и в работе [6], условиях жидкая фаза имеет осредненную по поровому пространству скорость $\mathbf{v}$ в направлении одной из осей сферических коор-

динат θ, φ. Вследствие течения жидкости на поверхности частицы приложены касательные напряжения τ как функция скорости v. В этом случае, используя обобщенное решение Трефтца [6], запишем выражение для девиатора после всех преобразований с учетом симметрии

$$\langle G_{R\varphi}\rangle = \frac{\tau^f}{4\pi(1-\frac{G^f}{\tau^f})^{1/2}} - (1-\sqrt{1-\xi^2} + 2\xi(\pi + 2\operatorname{arctg}(\frac{1}{\xi^2}-1)^{1/2} -$$

$$- 2\operatorname{arctg}(\frac{1}{\xi^2}-1)^{1/2} + 1(1-\xi^2)^{3/2} + 3\pi[\frac{2}{3} - \sqrt{1-\xi^2} + \frac{1}{3}(1-\xi^2)^{3/2} +$$

$$+ \frac{\xi}{2}[\pi + 2\operatorname{arctg}(\frac{1}{\xi^2}-1)^{1/2} - 2\operatorname{arctg}(\frac{1}{\xi^2}-1)^{1/2}](-6-\xi)\Big\} -$$

$$- \frac{\tau}{4\pi[1+(\frac{P}{\tau})^2]^{1/2}}\Big\{\xi + \sqrt{1-\xi^2} + 4\xi[\operatorname{arctg}(\frac{1}{\xi^2}-1) - \operatorname{arctg}(\frac{1}{\xi^2}-1)^{1/2} +$$

$$+ (1-\xi^2)^{3/2} - \xi^3 + 3\pi[\sqrt{1-\xi^2} - \frac{1}{3}(1-\xi^2)^{3/2} - \xi + \frac{\xi}{3}] +$$

$$+ 2\xi(\operatorname{arctg}(\frac{1}{\xi^2}-1)^{1/2}\operatorname{arctg}(\frac{1}{\xi^2}-1)^{-1/2}](G-\xi)\Big\} + O[(\frac{P}{E})^2\cdot(\frac{\tau}{E})^2],$$

где τ^f – касательные напряжения в области.

Упрощая далее, а также считая $\tau^f \to 0$, получим главные члены разложения для двух компонент тензора G_{RR} и $G_{R\varphi}$ в виде

$$\langle G_{RR}\rangle = -\frac{P}{[1+(\frac{\tau}{P})^2]^{1/2}}(0{,}83 + 12{,}45\frac{P}{E} - 12{,}45G), \tag{1}$$

$$\langle G_{R\varphi}\rangle = \frac{\tau}{2[+(\frac{P}{\tau})^2]^{1/2}} + \frac{5{,}23\tau(G-P)}{E[1+(\frac{P}{\tau})^2]^{1/2}}.$$

Данные выражения есть пространственно осредненные компоненты тензора напряжений твердой фазы. Они в общем виде нелинейно зависят от напряжения, приложенного к твердой фазе, и от давления в жидкости. Оценивая величину касательных напряжений при условиях, характерных для горных пород: $P = 10^7$ Па, $\mu = 10^{-4}$ кг/(м · с), $\upsilon = 10^{-3}$ м/с, проницаемость $k = 10^{-12}$ м^2, получим, что величина τ изменяется в пределах $10^{-1} \leqslant \tau \leqslant 10$ (Па), а отношение $\delta = \tau/P$ весьма мало. Только при высокоскоростном потоке жидкости и одновременно малом давлении P данная величина δ будет близка к единице. Анализ выражений (1) показывает, что величина $G - P$ в значительной степени определяет вид осредненных компонент тензора. Возвращаясь к выражению Терцаги, отметим, что свойство эмпирических введенных эффективных напряжений подтверждается с помощью представленного здесь микроструктурного анализа, а именно: деформация частиц в окрестности контакта, определяемая разностью $G - P$, вносит основной вклад в деформацию всего элементарного объема среды. Аналогично, если пористая среда есть сплошной континуум с сообщающимися трещинами, то деформация в окрестности окончания трещин, обусловленная также разностью $G - P$, вносит основной вклад в деформацию всего совокупного объема. Таким образом, за счет многосвязности, неоднородности пространства для определенной заданной структуры пор и их размеров, а также вследствие различия напряжения в фазах и их

независимого изменения тензор напряжения в твердой фазе имеет весьма специфический вид. Максимальные концентрации напряжений имеют место вблизи границ трещин или контакта частиц и могут достигать весьма больших значений. Изменение объема суммарной среды при деформации обусловлено изменением порового пространства, зависящее от величины типа эффективных напряжений Терцаги.

Кроме того, как показано в [5], при произвольной ориентации пор в пространстве деформация среды сопровождается жестким трением соприкасающихся берегов пор, приводящим к диссипации энергии. В работе [7] показано, что динамическое сжатие горной породы сопровождается вытеканием жидкости из областей сжатия в области расширения. Вследствие этого должно иметь место изменение сжимаемости от насыщения пор и, следовательно, изменение скорости распространения волны. Напомним, что для исследования динамики внутрипоровых течений Био М.А. идеализировал поровые каналы в виде прямолинейных цилиндрических капилляров. Волновое движение жидкости в канале моделизировалось колебательным смещением стенок канала вдоль его оси.

Пусть поровый канал имеет вид, показанный на рис. 1,*а*, т.е. предствляет собой плоский бесконечный вдоль оси OX и ограниченный подвижными стенками Y_1, Y_2 канал, заполненный жидкостью. Границы канала совершают колебательное движение в направлении, нормальном распространению волны таким образом, что верхняя и нижняя границы находятся в противофазе.

Рассмотрим течение вязкой несжимаемой жидкости в плоском одиночном канале, вызванное движением подвижных границ. Смещение жидкости в исследуемой области $x \geqslant 0$, $-R \leqslant y \leqslant R$ описывается системой уравнений Навье–Стокса

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right),$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \qquad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right),$$

Здесь u, v – компоненты вектора скорости, P – давление, $\nu = \mu/\rho$ – кинематическая вязкость жидкости. Заметим, что отбрасывание нелинейных членов в полной системе уравнений Навье–Стокса основано на допущении $L \gg d$, где $L = c/\omega$ – длина волны, c – ее скорость, ω – частота. Осредненный размер порового канала d связан с проницаемостью пористой среды, например соотношением Эргуна $K = d^2\epsilon^3/[150(1-\epsilon)^2]$, в нашей модели $d = 2R$. Дифференцируя первое уравнение в (2) по X, второе по Y и сложив их с учетом уравнения неразрывности, получим систему

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x},$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = 0. \qquad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y}\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y},$$

Поставив граничные условия для уравнения Лапласа системы (3). Относительное изменение объема жидкости связано с давлением через уравнение Тейта. С другой стороны, из микроструктуры рис. 1,*а* для фиксированного сечения канала по оси OX можем записать

$$\theta_2 = \frac{\partial y_1}{\partial y} = \frac{A}{R}\exp\{i(kx - \omega t)\},$$

где $k = 2\pi/L$ – волновой вектор. Таким образом, краевые условия по давлению взяты в предположении сжимаемости жидкости, хотя в целом в модели учитывается ее несжимаемость (2). Тогда для упрощенной формы уравнения Тейта величину давления на границе представим в виде $P(x, -R) = P(x, R) = P_* \exp\{i(kx - \omega t)\}$, где $P_* = A a P_0/R$, a, P_0 – упругие параметры жидкости, A – амплитуда колебаний.

Граничные условия для первого уравнения Пуассона системы (3) запишем в виде $U(x, -R, t) = U(x, R, t) = 0$. Здесь также использовано упрощенное представление о фиксированном положении границ $y_1 = -R$; $y_2 = R$, что адекватно условию $A \leqslant R$. Граничные условия для третьего уравнения определим исходя из движения границ области в виде

$$v(x, -R, t) = -i\omega A \exp\{(i(kx - \omega t)\},$$

$$v(x, R, t) = i\omega A \exp\{i(kx - \omega t)\}.$$

Решение уравнения Лапласа для давления P в полуограниченной области $x \geqslant 0$, $-R \leqslant y \leqslant R$ с указанными выше граничными условиями имеет вид

$$P(x, y, t) = \frac{P_0 \exp\{i(kx - \omega t)\}\,[\exp(ky) - \exp(-ky)]}{\exp(kR) + \exp(-kR)}. \tag{4}$$

Для первого уравнения Пуассона системы (3) вместе с граничными условиями, добавляя также начальное условие $U(x, y, 0) = 0$, ищем решение задачи в виде ряда $U(x, y, t) = \sum_{m=1}^{\infty} U_m(y)\, T_m(x, t)$, где $U_m = C_0 \sin[\sqrt{\lambda m}(y + R)]$. Тогда из граничного условия следует $\lambda m = \pi m^2/2R^2$, $m = 1, 2, \ldots$ Коэффициент C_0 находится из условия нормировки функции U_m: $\|Um\| = 1$, где $\|Um\|^2 = \int_{-R}^{R} C_0^2 \sin^2[\sqrt{\lambda m}(y + R)]\, dy$: $C_0 = R^{-1/2}$. Представим правую часть уравнения в виде

$$-\frac{ik}{\rho} P(x, y, t) = \sum_{m=1}^{\infty} fm_1(x, t)\, Um(y).$$

Отсюда находим $fm(x, t) = iB \exp\{i(kx - \omega t)\}$, где

$$B = \frac{-kP_0(I_1 + I_2)}{\rho[\exp(kR) + \exp(-kR)]\, R^{1/2}},$$

$$I_1 = \frac{d}{\pi m}\,[\exp(kR)(-1)^{m+1} - \exp(-kR)]/[1 + (\frac{dk}{\pi m})^2],$$

$$I_2 = \frac{d}{\pi m}\,(i - 1)^{m+1} \exp(-kR)/[1 + (\frac{dk}{\pi m})^2].$$

Подставляя значение f_m в исходное уравнение, получаем уравнение относительно функции $T_m(x, t)$:

$$\frac{\partial T_m}{\partial t} - \nu(\frac{\partial^2 T_m}{\partial x^2} - \lambda_m T_m) = f_m$$

с условием $T_m(x\ 0) = 0$. Используя для его решения преобразование Лапласа, получим

$$T_m(x, t) = \frac{iB}{\nu(\lambda m + k^2) - i\omega}\,[\exp\{i(kx - \omega t)\} -$$

$$- \exp\{-\nu(\lambda m + k^2)\, t\}\, \exp\{ikx\}].$$

Вычисляя $\mathrm{Re}|T_m|$, найдем окончательное выражение для продольной компоненты

скорости

$$U(x,y,t)=\sum_{m=1}^{\infty} R^{-1/2}\sin[\sqrt{\lambda_m}(y+R)]\ B\left\{\frac{-\omega}{\nu^2(\lambda_m+k^2)+\omega^2}\ (\cos(kx-\omega t)-\right.$$

$$-\exp(-\nu(\lambda_m+k^2)t)\cos kx-\ \frac{\nu(\lambda_m+k^2)}{\nu^2(\lambda_m+k^2)^2+\omega^2}\ \times$$

$$\left.\times\ (\sin(kx-\omega t)-\exp(-\nu(\lambda_m+k^2)t)\sin kx)\right\}.$$

Третье уравнение системы (3) разбивается на две задачи. Первая имеет вид

$$\frac{\partial v_1}{\partial t}-\nu\Delta v_1=f_2,$$

$$v_1(x,-R,t)=v_1(x,R,t)=v_1(x,y,0)=0.$$

Она решается аналогично предыдущей, и ее решение имеет вид

$$v_1(x,y,t)=\sum_{m=1}^{\infty} R^{-1/2}\sin[\lambda_m(y+R)]\ B\ \frac{\nu(\lambda_m+k^2)}{\nu(\lambda_m+k^2)^2+\omega^2}\ \times$$

$$\times\ (\cos[kx-\omega t]-\exp(-\nu(\lambda_m+k^2)t)\cos kx)-$$

$$-\ \frac{\omega}{\nu^2(\lambda_m+k^2+\omega^2)}\sin[kx-\omega t]-\exp(-\nu(\lambda_m+k^2)t)\sin kx)\ .$$

Вторая задача

$$\frac{\partial v_2}{\partial t}-\nu\Delta v_2=0;\quad v_2(x,y,0)=0,$$

$$v_2(x,-R,t)=-i\omega A\exp\{i(kx-\omega t)\},$$

$$v_2(x,R,t)=i\omega A\exp\{i(kx-\omega t)\}$$

после замены

$$v_2(x,y,t)=\exp\{i(kx-\omega t)\}\,(v_2^1(x,y,t)+\ \frac{y}{R}$$

сводится к

$$\frac{\partial v_2'}{\partial t}-\nu[\ \frac{\partial^2 v_2'}{\partial x^2}+\ \frac{\partial^2 x_2'}{\partial y^2}+2ikv_2'+v_2'(-k^2+\ \frac{i\omega}{v}\ )]=\ \frac{2y}{d}\ (i\omega-k^2v);$$

$$v_2'(x,y,0)=-\ \frac{y}{R}\ ,\quad v_2'(x,-R,t)=v_2'(x,R,t)=0.$$

Используя для ее решения преобразования, аналогичные используемым ранее, получим окончательно $v_2(x,y,t)=\sum_{m=1}^{\infty}(2R^{1/2}/\pi_m)$

$$[(-1)^{m+1}+1]\ \frac{1}{\nu^2(k^2+\lambda_m)^2+\omega^2}\{[\nu^2k^2(k^2+\lambda_m)+\omega^2][\exp(-\nu(k^2+$$

$$+\lambda_m)t\cos\omega t-1]-\exp(-\nu(k^2+\lambda_m)t)\cos\omega t\,2R^{1/2}_{\pi_m}[(-1)^{m+1}+$$

$$+\omega\nu\lambda_m]\ \exp(-\nu(\lambda_m-k^2)t)\sin\omega t\ .$$

На рис 3 показаны профили смещения жидкости в поровом канале для различных сечений x в области $0\leqslant x\leqslant L$ и в различные моменты времени $0\leqslant t\leqslant 2\pi\omega^{-1}$. Расчеты проводились для следующих значений исходных параметров:

$C=2\cdot10^3$ м/с, $d=10^{-5}$ м, $\mu=2\cdot10^{-2}$ кг/(м · с), $\rho=10^3$ кг/м^3.

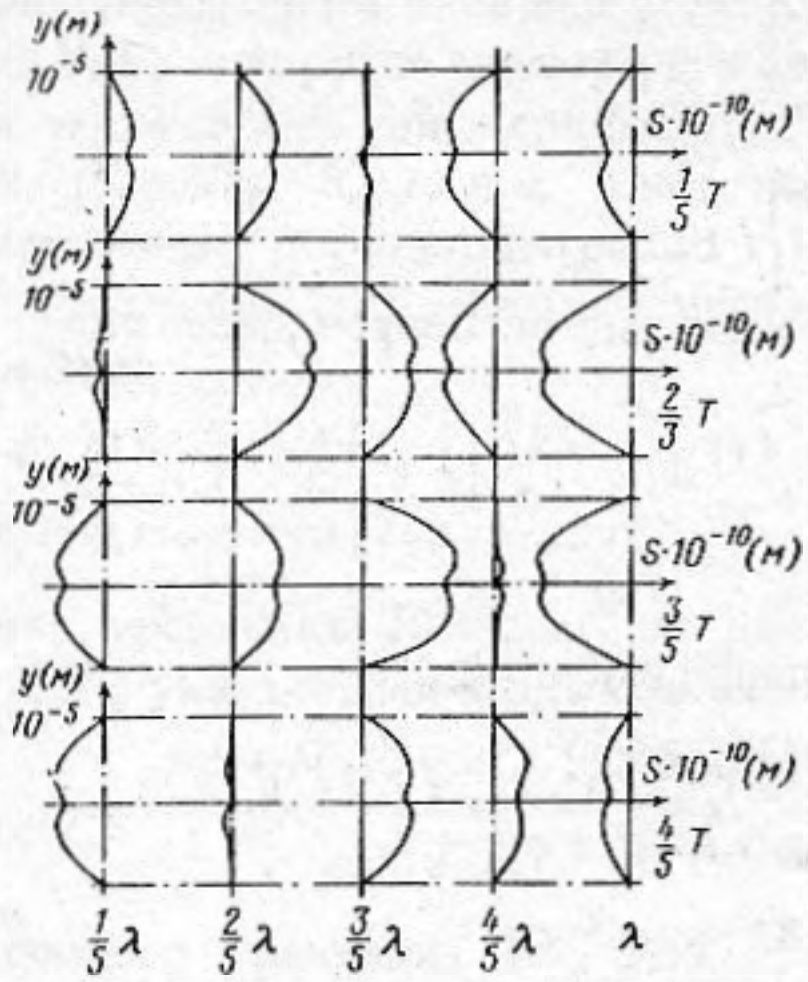

Рис. 3

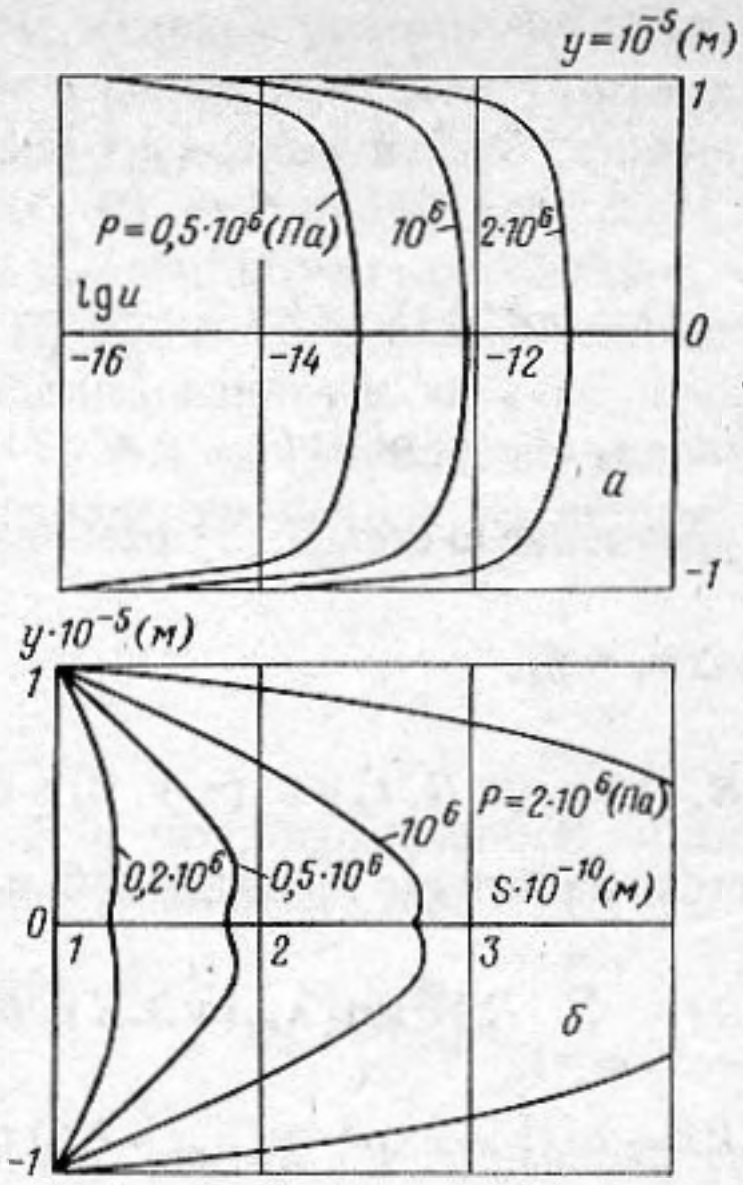

Рис. 4

Рис. 3. Профили смещения жидкости в поровом пространстве на фронте волны

Рис. 4. Смещение жидкости в порах $S(y)$ (*б*) и скорость смещения $U(y)$ (*а*) на фронте волны при различных амплитудах давления p

Заметим, что данные величины соответствуют условиям, характерным для горных пород, насыщенных жидкостью. Варьировалась амплитуда волны, частота, размер канала. Из рис. 3 следует, что при распространении упругой волны по насыщенной жидкостью пористой среде жидкость в поровом пространстве совершает колебательные движения вдоль оси OX. Смещения жидкости растут в течение полупериода волны и достигают максимума в области наибольшего искривления порового канала. Далее имеют место возвратные течения в направлении, противоположном распространению волны. Две зоны конверсии располагаются в окрестности максимального и минимального сжатия. Величина скорости смещения жидкости в целом повторяет характер изменения величины смещения в пространстве и во времени, со сдвигом по фазе на четверть периода. На рис. 4 приведены зависимости величины скорости смещения (*а*) и смещения жидкости (*б*) от амплитуды волны. При этом относительные смещения жидкости в порах не столь значительны, чтобы внести существенный вклад в диссипацию. Так как в процессе деформирования существенно изменение порового объема, то фильтрационные перетоки на фронте волны только оказывают влияние на действие механизма жесткого трения берегов пор и трещин. Когда перетоки незначительны, вклад в диссипацию вносит только часть трущихся участков. При интенсификации перетоков увеличивается число трущихся поверхностей пор, что приводит к увеличению диссипации. Таким образом, получает подтверждение линейная зависимость коэффициента затухания от частоты [5], а также слабая дисперсия скорости звука. Кроме того, представленный механизм взаимодействия дает качественную информацию о возможном нелинейном эффекте зависимости скорости распространения волны от амплитуды.

Очевидно, что представленных результатов недостаточно для построения замкнутой математической модели динамики насыщенных пористых сред, однако они могут быть использованы при решении прикладных задач.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Био М.А.* Механика деформирования и распространения акустических волн в пористой среде//Механика сб. пер. и реф. иностр. период. лит-ры. 1963. № 6. С. 103–135.
2. *Николаевский В.Н., Баснев К.С., Горбунов А.Т., Зотов Г.А.* Механика насыщенных пористых сред. М.: Недра, 1970.
3. *McCame C., Mc Cam D.M.* The attenuatuion of compressional waves in Marine Sediments//Geophysics. 1969. V. 34. № 6. P. 882–892.
4. *Thurston C.W., Deresiewier H.* Analysis of a Compression Test of a Model of a Granular Media//Amer. Soc. Mechan. Eng. Trans. 1959. № 2.
5. *Walch Y.B.* Seismie Wave Attenpuation in Rock Due to Friction//J. Geophys. Res. 1966. V. 71. № 10. P. 2591–2599.
6. *Халиков Г.А., Халилов В.Ш.* Упругая деформация зернистой среды насыщенной жидкостью// ПМТФ. 1985. № 5. С. 129–134.
7. *Tittman B.R., Bulau J.R.* Abdel–Cawadm Dissipation of elastie waves in fluid Saturated rocks Physics and chemistry of porous media//Ann. Inst. Phys. 1984.
8. *Nur A., Simmons G.* The Effectof Saturation on velocity in low Porous Rocks//Earth and Planet. Sci. Zetters. 1969. № 7. P. 183–193.
9. *Кузнецов О.Л., Симкин Э.М., Халиков Г.А., Халилов В.Ш.* Двухволновая структура фронта упругой волны в насыщенной зернистой среде//Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 6. С. 799–804.

Башкирский государственный университет
им. 40-летия Октября

Поступила в редакцию
24.04.90
После исправления
26.02.92

V.P. Bandov, V.Sh. Khalilov

MICROSTRUCTURE PECULIARITIES OF WAVES PROPAGATION IN SATURATED POROUS MEDIUM

The paper deals with the mechanism of dynamic interaction of phases in a model of a saturated porous medium. Using an idealized model of a skeleton deformation represented by a close packing of elastic equal–sized spheres in a compressible fluid, we have been able to determine a number of deformations features of the medium under investigation. In particular, such feature is the influence of geometrical structure of interphase border and elastic properties of porous liquid upon the medium compressibility. The idealized model of dynamics of a fluid in the form of a porous flat channel filled with a viscous liquid with mobile boundaries have made possible the calculation of the structure of interphase border flows accompaned by wave propagation. The dependence of filtrations transfers on medium properties and wave parameters have been found out. The influence of filtration transfers on the velocity of wave propagation and its decay is shown in this paper.