Электронный журнал «Техническая акустика»
http://webcenter.ru/~eeaa/ejta/

2 (2002) 13.1–13.12

Ю. М. Заславский

Институт прикладной физики Российской академии наук
Россия, 603950, Н. Новгород ул. Ульянова, 46, e-mail: zaslav@hydro.appl.sci-nnov.ru

Об эффективности возбуждения быстрой и медленной волн Био в водо- и газонасыщенных средах

Получена 29.10.2002, опубликована 10.12.2002

Выполнен теоретический анализ характеристик акустических волн Био, распространяющихся в пористых средах, применительно к случаям насыщения порового пространства жидкостью и в случае газового заполнения пор. Численное исследование дисперсии фазовой скорости и коэффициента поглощения Р-волн 1-го и 2-го рода выполнено на основе теории Био для упругих волновых процессов в двухкомпонентной среде. Проведён расчёт уровня и мощности излучения быстрой и медленной Р-волн источником типа центр пульсирующего давления применительно к случаям насыщения безграничной пористой среды как жидкостью, так и газом, причём переход от одного случая к другому осуществляется специальным подбором безразмерных параметров модели среды. Показано преобладание быстрой Р-волны в условиях жидкого заполнения пор и при заполнении пор газом.

ВВЕДЕНИЕ

С середины прошлого века обсуждается вопрос о возможности существования и распространения двух типов продольных акустических волн или Р-волн первого и второго рода в средах, содержащих «открытые» поры. Наличие двух типов волн сжатия в среде, состоящей из скелета и флюида, предсказано ещё Я. И. Френкелем [1] и существенно развито в работах М. А. Био [2, 3]. Детальный анализ различных акустических характеристик Р-волн 1-го и 2-го рода, в том числе скорости распространения и коэффициента затухания, выполнен известными авторами В. Н. Николаевским [4], Косачевским Л. Я. [5] и развивается далее рядом специалистов в настоящее время. В отличие от исследований фазовой, групповой скорости распространения и коэффициента затухания указанных волн, не столь многочисленны работы по анализу эффективности возбуждения Р-волн обоих типов, а также посвящённых рассмотрению особенностей пространственной структуры этих волн при возбуждении вибраторами пространства или полупространства, образованного пористой флюидонасыщенной средой.

Такой анализ проведён только в некоторых частных случаях, например, при моделировании вибровоздействия на грунт сейсмическим вибратором, где рассчитано поле упругих колебаний, порождаемых силовым источником, установленным на поверхности полуограниченной газонасыщенной пористой среды [6, 7]. При этом теоретические расчёты касались модели рыхлых грунтов, где может наблюдаться превышение скоро-

стью акустической волны в воздухе скорости волн сжатия в грунте. На такие соотношения скоростей нередко указывается в работах по экспериментальным исследованиям сейсмических параметров грунтов [8]. При решении задач волнового возбуждения в двухкомпонентных средах требуется более детальный анализ влияния смены параметров упругости и плотности флюида в порах среды на характеристики акустических волн обоих типов. Представляет также интерес получить сравнительные данные по эффективности излучения указанных волн источником типа центр пульсирующего давления в простейших условиях безграничной среды. Многочисленные натурные эксперименты [9] по регистрации сейсмического отклика в грунте на воздействие взрывных и вибрационных источников свидетельствуют о заметном различии в сигналах при расположении пункта излучения в пластах с высокой флюидонасыщенностью и в противоположном случае, когда среда характеризуется обеднённым флюидосодержанием, хотя упругие характеристики скелета и параметры проницаемости в сравниваемых ситуациях близки по значениям. Подход, предложенный Био, в принципе позволяет получить качественные представления по сформулированным вопросам. Однако ввиду отсутствия в литературе непосредственного ответа на вопрос о соотношении скоростей и о коэффициентах затухания упругих волн P-1 и P-2 в средах, существенно различающихся по поровому заполнению, а также об эффективности их излучения источником, в настоящей работе предпринята попытка его решения на основе указанного подхода.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН СЖАТИЯ

В работе [3] показано, что упругая дилатация скелета e и жидкой фракции ε в поле P-волн, бегущих по двухкомпонентной флюидонасыщенной среде с открытыми порами, подчиняется системе двух волновых уравнений:

$$\begin{aligned} \nabla^2(Pe+Q\varepsilon) &= \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11}e+\rho_{12}\varepsilon)+bF(\kappa)\frac{\partial}{\partial t}(e-\varepsilon), \\ \nabla^2(Qe+R\varepsilon) &= \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12}e+\rho_{22}\varepsilon)-bF(\kappa)\frac{\partial}{\partial t}(e-\varepsilon), \end{aligned} \tag{1}$$

где P, Q, R — упругие модули скелета и флюида, а также модуль их «связи», $\rho_{11}, \rho_{12}, \rho_{22}$, — комбинация плотностей скелета и флюида, причём предполагаются следующие соотношения с реальными плотностью скелета ρ_s, плотностью флюида ρ_f и пористостью среды β: $\rho_{11}+\rho_{12}=\rho_s(1-\beta)$, $\rho_{12}+\rho_{22}=\beta\rho_f$. Функция $F(\kappa)$ описывает частотно зависимые диссипативные процессы при перемещениях жидкой компоненты относительно стенок открытых цилиндрических пор скелета в предположении гармонических по времени осцилляций под действием волны частоты f и определяется через некоторую другую функцию $T(\kappa)=\dfrac{\frac{d}{dk}(ber(0,\kappa)+ibei(0,\kappa))}{(ber(0,\kappa)+ibei(0,\kappa))}$ следующей фор-

мулой: $F(\kappa)=\frac{1}{4}\frac{\kappa T(\kappa)}{1-\frac{2}{i\kappa}T(\kappa)}$, $\kappa=\sqrt{\frac{f}{f_c}}$, а $f_c=\frac{b}{2\pi\rho(\gamma_{12}+\gamma_{22})}$ — так называемая характерная или критическая частота, $\rho=\rho_{11}+2\rho_{12}+\rho_{22}$, $b=8\mu\beta\xi/a^2$, μ — динамический коэффициент вязкости жидкости, ξ — коэффициент, описывающий степень извилистости пор, a — средний радиус пор, γ_{12},γ_{22} — безразмерные коэффициенты, определяемые соотношением плотностей обеих компонент среды. Из системы уравнений (1) может быть получено дисперсионное уравнение, связывающее фазовую скорость распространения волны с круговой частотой $\omega=2\pi f$. Дисперсионное уравнение для величины, обратной квадрату фазовой скорости V распространения волн в безграничной двухкомпонентной среде, $z=\frac{V_\alpha^{\ 2}}{V^2}$, $V_\alpha=\sqrt{\frac{P+2Q+R}{\rho}}$ — некоторая характерная скорость, представим в обозначениях, используемых в цитируемой статье:

$$(\sigma_{11}\sigma_{22}-\sigma_{12}^{\ 2})z^2-(\sigma_{22}\gamma_{11}+\sigma_{11}\gamma_{22}-2\sigma_{12}\gamma_{12})z+(\gamma_{11}\gamma_{22}-\gamma_{12}^{\ 2})+\frac{ib}{\omega\rho}F(\kappa)(z-1)=0, \qquad (2)$$

где $\sigma_{11},\sigma_{22},\sigma_{12}$ — безразмерная комбинации модулей упругости скелета и флюида, образующих двухкомпонентную среду, $\gamma_{11},\gamma_{22},\gamma_{12}$ — аналогичная, упомянутая ранее безразмерная комбинация параметров плотности скелета и флюида.

Другая запись этого уравнения, используемая в [3], имеет следующий вид:

$$(z-z_1)(z-z_2)+iM(z-1)=0, \qquad (3)$$

где $z_1=V_\alpha^{\ 2}/V_1^2$, $z_2=V_\alpha^{\ 2}/V_2^2$, V_1,V_2 $(V_1>V_2)$ — фазовые скорости чисто упругих P-волн 1-го рода (быстрая волна) и 2-го рода (медленная волна) в пористой среде, а величина $M=\frac{\varepsilon_1+i\varepsilon_2}{\sigma_{11}\sigma_{22}-\sigma_{12}^{\ 2}}$, причём ε_1 и ε_2 — величины, определяемые с точностью до множителя реальной и мнимой частью функции $F(\kappa)$, делённой на отношение частот f/f_c.

Дисперсионное уравнение в форме (2) или (3) позволяет исследовать характеристики распространения акустических волн: фазовую скорость распространения волн сжатия как функцию частоты, а также получить соответствующую зависимость для коэффициента затухания волны. Фазовые скорости P-волн двух типов по найденным решениям для $z_{1,2}$ определятся как $c_{l1,2}=V_\alpha/\mathrm{Re}\sqrt{z_{1,2}}$, а коэффициенты затухания этих волн как $\alpha_{1,2}=\omega\,\mathrm{Im}\sqrt{z_{1,2}}/V_\alpha$. При этом должны выполняться условия: $c_{l1}(\omega=0)=V_1$, $c_{l2}(\omega=0)=V_2$. Отметим, что в настоящей работе основной интерес представляют различия перечисленных выше характеристик, относящихся к двум случаям — к полностью флюидонасыщенной пористой среде, и к другому случаю — к газонасыщенной среде с теми же упругими параметрами скелета, как и в сравниваемой флюидонасыщенной.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ПАРАМЕТРОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЯ Р-ВОЛН

Таким образом, обращаясь к решению уравнений (2), (3), будем иметь в виду рассмотрение двух практически интересных случаев: 1 — среда с заполнением открытых пор жидкостью (водой) и 2 — среда с заполнением пор практически невесомым, но упругим газом (воздух). В первом случае для того, чтобы получить приближённое соответствие пористым породам типа водонасыщенный песчаник или известняк [10] (плотностью скелета ρ_1 = 2,3…2,5 г/см^3, скоростью в скелете Р-волн $c_1 \approx$ 3000 м/с), приняты следующие значения безразмерных упругих параметров $\sigma_{11} = 0{,}88,\ \sigma_{22} = 0{,}088,\ \sigma_{12} = 0{,}016$ и аналогичные безразмерные параметры плотности $\gamma_{11} = 0{,}757,\ \gamma_{22} = 0{,}303$, $\gamma_{12} = -\,0{,}0303$. По оценкам в этом случае величина критической частоты, зависящая от кинематического коэффициента вязкости, от суммы $\gamma_{12} + \gamma_{22}$, от пористости и параметра извилистости, приходится на интервал от нескольких герц до первых десятков Гц. Характерная безразмерная скорость как в этом, так и во втором рассмотренном случае, нами принята равной $V_\alpha \cong 3$ км/с. Во втором случае, когда та же порода является газонасыщенной, аналогичные значения соответствующих параметров выбраны следующими: $\sigma_{11} = 1$, $\sigma_{22} = 0{,}000005$, $\sigma_{12} = 0{,}000005$, $\gamma_{11} = 1{,}0004$, $\gamma_{22} = 0{,}0004,\ \gamma_{12} = -\,0{,}0004$, причём оценки показывают, что для газового заполнения пор критическая частота может находиться в интервале первых килогерц. Очевидно, что выбранные параметры моделей водонасыщенной и газонасыщенной сред могут лишь лучше, или хуже соответствовать наблюдаемым, например, в реальных экспериментах, но решаемая здесь задача состоит в сравнении качественного вида частотных зависимостей для коэффициента затухания и скорости распространения волн сжатия обоих типов в двух рассматриваемых ситуациях, которые предполагаются быть полученными в результате численных расчётов, опирающихся на теорию Био. Возможность интерпретации результатов численных расчётов также будет свидетельствовать о приемлемости сделанного выбора параметров. При решении уравнений (2), (3) использованы численные алгоритмы, входящие приложениями в пакет MATHCAD 2001. На всех частотных зависимостях, представленных далее графиками, по оси абсцисс отложена относительная частота, т. е. величина $\omega_{отн} = \omega/\omega_c$.

Так, на рис. 1а изображены две кривые коэффициента затухания, соответствующие двум указанным типам волн, которые показывают, что в среде с порами, насыщенными жидкостью, быстрая волна при распространении затухает существенно меньше, чем медленная волна. Степень затухания волн Р-2 на всех частотах расчётного интервала оказывается на порядок более высокой, чем у волн Р-1. Отметим стремление к нулю коэффициентов затухания обоих типов волн, проявляющееся в виде резкого падения обеих кривых вблизи нулевых значений частоты. Дополнительное исследование показывает, что характер стремления к нулю описывается с большой степенью точности зависимостью вида $\sim\sqrt{\omega}$. На рис. 1б представлены соответствующие характеристики частотной дисперсии фазовой скорости распространения волн сжатия. Скорости рас-

пространения волн P-1 и P-2 с ростом частоты асимптотически стремятся к некоторым постоянным значениям. Для волны P-1 это значение несколько превышает характерную скорость V_α, а для P-2 оно примерно вдвое ниже V_α. Сравнивая данные о затухании, можно заключить, что в такой среде в процессе распространения на больших удалениях от источника останется только P-волна 1-го рода.

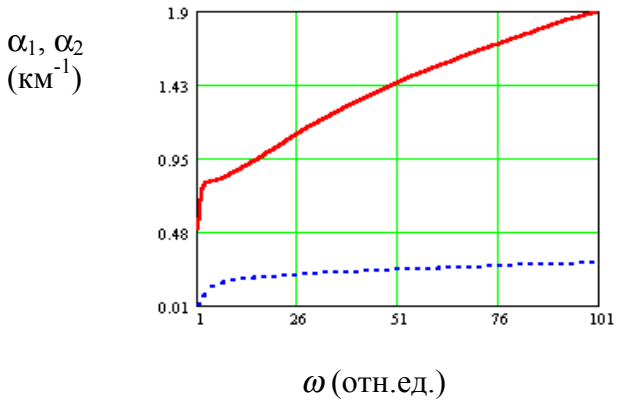

Рис. 1а. Зависимость коэффициента затухания P-волн 1-го и 2-го рода от частоты в водонасыщенной среде
волна P-2 — сплошная кривая, волна P-1 — пунктирная кривая

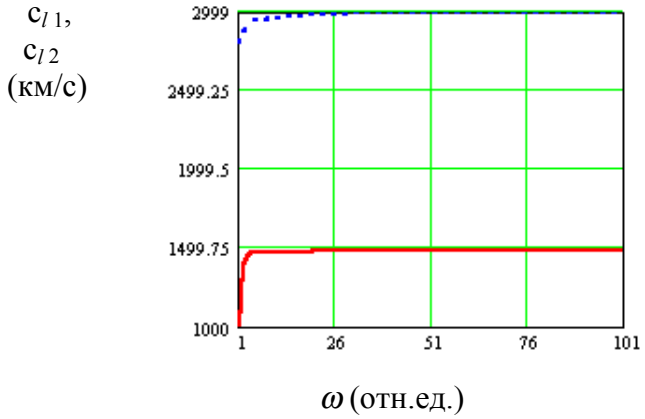

Рис. 1б. Зависимость скорости распространения P-волн 1-го и 2-го рода от частоты в водонасыщенной среде
волна P-2 — сплошная кривая, волна P-1 — пунктирная кривая

На рис. 2а коэффициенты затухания P-волн обоих типов в случае распространения в газонасыщенной пористой среде даны в виде константы, как результат практического совпадения этих двух величин. Тем самым показана их частотная независимость, примерное равенство, а также исчезающе малая их величина. На рис. 2б демонстрируются постоянные значения скорости этих волн, свидетельствующие об отсутствии дисперсии, но в отличие от примерного равенства параметров диссипации значения скорости распространения волн P-1 и P-2 сильно различаются величиной: $c_{l1} \approx 3$ км/с, $c_{l2} \approx 0{,}34$ км/с. Из рис. 2а легко видеть, что ввиду одинакового значения коэффициента затухания P-волн 1-го и 2-го рода нельзя отдать предпочтение при распространении ни

хания Р-волн 1-го и 2-го рода нельзя отдать предпочтение при распространении ни той, ни другой волне.

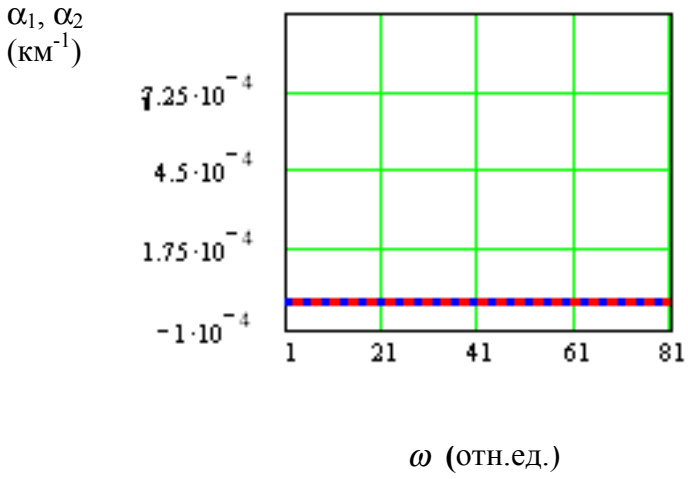

Рис. 2а. Коэффициенты затухания Р-волн 1-го и 2-го рода в газонасыщенной среде
сплошная и пунктирная линии для волн Р-2 и Р-1 совпали

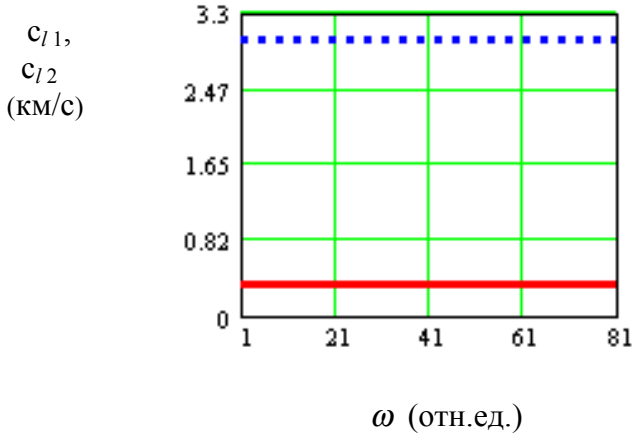

Рис. 2б. Скорости распространения Р-волн 1-го и 2-го рода в газонасыщенной среде
волна Р-2 — сплошная линия, волна Р-1 — пунктирная линия

Далее целесообразно рассчитать амплитуду Р-волн обоих типов в произвольной точке наблюдения, возбуждаемых в безграничной двухкомпонентной пористой среде простейшим сосредоточенным в точке пульсирующим источником типа центр давления, а также мощность, уносимую упругим излучением в виде каждого из возбуждаемых типов волн, поскольку в случае поглощающей среды парциальные мощности излучения являются критерием эффективности работы источника. Предполагается, что указанный переменный во времени источник действует с заданной объёмной скоростью на твёрдый каркас и одновременно с некоторой в общем случае иной объёмной скоростью на

флюид. Известно [5], что для описания упругих колебаний сжатия в двухфазной среде возможно введение двух скалярных потенциалов $\varphi^{(1)}, \varphi^{(2)}$, с помощью которых волновые перемещения в сферически симметричном поле могут быть представлены следующим образом:

$$u = \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial r} + \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial r}, \quad v = M_1 \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial r} + M_2 \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial r}, \tag{4}$$

где r — радиус, соединяющий точки источник-приёмник; u, v — радиальные компоненты волновых перемещений в P-волнах 1-го и 2-го рода (верхние индексы 1, 2) в твёрдом каркасе и в жидкой фракции соответственно, а комплексные коэффициенты M_1, M_2 даются выражениями [3, 5]:

$$M_1 = \frac{-\gamma_{12} + z_1\sigma_{12} - M(\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}{}^2)}{\gamma_{22} - z_1\sigma_{22} - M(\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}{}^2)}, \quad M_2 = \frac{-\gamma_{12} + z_2\sigma_{12} - M(\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}{}^2)}{\gamma_{22} - z_2\sigma_{22} - M(\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}{}^2)}. \tag{5}$$

Пространственная зависимость потенциалов $\varphi^{(1)}, \varphi^{(2)}$, очевидно, должна иметь вид:

$$\varphi^{(1)} = \frac{A}{r}\exp(ik_{l1}r), \quad \varphi^{(2)} = \frac{B}{r}\exp(ik_{l2}r), \tag{6}$$

причём радиальные колебания каркаса u и флюида v в волне P-1 и в волне P-2, в соответствии с (4), запишутся как

$$\begin{aligned} u &= \frac{A}{r^2}(ik_{l1}r - 1)\exp(ik_{l1}r) + \frac{B}{r^2}(ik_{l2}r - 1)\exp(ik_{l2}r), \\ v &= M_1\frac{A}{r^2}(ik_{l1}r - 1)\exp(ik_{l1}r) + M_2\frac{B}{r^2}(ik_{l2}r - 1)\exp(ik_{l2}r). \end{aligned} \tag{7}$$

Неизвестные коэффициенты A, B найдутся из условий для амплитуды объёмной скорости источника $\dot{U}_0$, действующей на каркас, и объёмной скорости $\dot{V}_0$, действующей на флюид, причём обе эти величины в общем случае не равны друг другу. Эти условия таковы:

$$\begin{aligned} \dot{U}_0 &= \lim_{r\to 0} - i\omega 4\pi r^2 u = i\omega 4\pi(A + B), \\ \dot{V}_0 &= \lim_{r\to 0} - i\omega 4\pi r^2 v = i\omega 4\pi(M_1 A + M_2 B). \end{aligned} \tag{8}$$

Определяя из системы уравнений (8) коэффициенты A, B, приходим к выражениям для радиальных упругих смещений u, v в P-1, P-2 волнах:

$$\begin{aligned} u &= \frac{i(\dot{V}_0 - M_2\dot{U}_0)}{\omega(M_2 - M_1)}\frac{(ik_{l1}r - 1)}{4\pi r^2}\exp(ik_{l1}r) - \frac{i(\dot{V}_0 - M_1\dot{U}_0)}{\omega(M_2 - M_1)}\frac{(ik_{l2}r - 1)}{4\pi r^2}\exp(ik_{l2}r), \\ v &= \frac{iM_1(\dot{V}_0 - M_2\dot{U}_0)}{\omega(M_2 - M_1)}\frac{(ik_{l1}r - 1)}{4\pi r^2}\exp(ik_{l1}r) - \frac{iM_2(\dot{V}_0 - M_1\dot{U}_0)}{\omega(M_2 - M_1)}\frac{(ik_{l2}r - 1)}{4\pi r^2}\exp(ik_{l2}r). \end{aligned} \tag{9}$$

Заметим, что волновые числа k_{l1}, k_{l2} здесь определяются решениями уравнения (3) и каждое содержит как реальную, так и мнимую части, описывающие затухание волн. Представленные зависимости (9) упрощаются в предположении равных амплитуд объёмных скоростей, то есть при $\dot{U}_0 = \dot{V}_0 = \dot{Q}$. Для простейших условий работы пульсирующего источника — акустического монополя в однофазной упругой среде, которая рассмотрена, например, в работе [11], показано, что мощность, излучаемых им упругих P-волн, даётся известной формулой:

$$W = \frac{\rho\omega^2\dot{Q}^2}{8\pi c_l}. \tag{10}$$

Применительно к рассматриваемому случаю легко записать соответствующие выражения для излучаемой мощности волн P-1, бегущих в скелете и во флюиде, и для мощности волн P-2, распространяющихся по той же двухфазной среде, независимо от первых. Так, из формул (9) следует, что вместо объёмной скорости $\dot{Q}$ теперь для подсчёта мощности той части волны P-1, которая бежит по скелету, необходимо использовать значение $\dot{Q}\left|\frac{1-M_2}{M_2-M_1}\right|$, а для подсчёта мощности волны того же типа, бегущей по флюиду, следует принять выражение $\dot{Q}\left|\frac{M_1(1-M_2)}{M_2-M_1}\right|$.

Аналогичная замена значений объёмных скоростей источника должна быть выполнена при подсчёте мощности, уносимой волной P-2. В итоге приходим к выражениям для излучаемых мощностей в каждый из рассмотренных волновых типов:

$$\begin{aligned} W^{(1)} &= \frac{\rho\omega^2\dot{Q}^2}{8\pi c_{l1}}\left\{\left|\frac{1-M_2}{M_2-M_1}\right|^2 + \left|\frac{M_1(1-M_2)}{M_2-M_1}\right|^2\right\}, \\ W^{(2)} &= \frac{\rho\omega^2\dot{Q}^2}{8\pi c_{l2}}\left\{\left|\frac{M_2(1-M_1)}{M_2-M_1}\right|^2 + \left|\frac{1-M_1}{M_2-M_1}\right|^2\right\}. \end{aligned} \tag{11}$$

Частотные зависимости мощности излучения быстрых и медленных волн в водонасыщенной и в газонасыщенной среде рассчитаны с использованием соотношений (11) при одинаковых параметрах упругости скелета.

На рис. 3 а,б даны графики мощностей излучения $W^{(1)}$, $W^{(2)}$, нормированные на общий множитель $\frac{\rho\omega^2}{8\pi c_{l1,2}}\dot{Q}^2$, в зависимости от частоты ω, измеряемой в относительных единицах. На рис. 3а представлен случай водонасыщенной среды, а на рис. 3б — случай газонасыщенной среды. Обращает на себя внимание наличие сравнительно узкого максимума в частотной зависимости нормированной мощности излучения обеих волн, характерное для случая водонасыщенной среды. Причём в указанном интервале частот пиковое значение $W^{(2)} \approx 2W^{(1)}$, то есть мощность излучения источником мед-

ленных P-волн несколько превышает мощность быстрых волн. Однако, вследствие существенно большего затухания волны P-2, наблюдаемой реально будет только волна P-1. Кроме того, наложение характеристик излучения и поглощения приведёт к преобладанию узкого интервала частот в спектре уходящей волны при достаточной широкополосности излучения источника. В этой связи можно напомнить об указании на возможность существования так называемых «доминантных» частот, встречающееся в некоторых работах [12]. Примерное равенство уровней мощности, излучаемой в виде упругих быстрой и медленной волн, имеет следствием то, что показатель затухания оказывается единственным критерием, позволяющим сделать заключение о доминировании волны P-1 по мощности в водонасыщенной среде.

Для газонасыщенной среды двумя аналогичными независящими от частоты константами на графике рис. 3б представлены уровни мощности излучения волн P-1 и P-2 пульсирующим источником, причём $W^{(1)} >> W^{(2)}$ (в относительных единицах, соответственно 0,684 и 0,002). Это обстоятельство позволяет говорить о преобладании в такой среде волн P-1 над P-2, поскольку показатели затухания здесь практически одинаковы и не могут служить критерием ввиду исчезающей малости их значения. Напомним, что в теории Био учитывается механизм диссипации, связанный только с потерями на взаимное скольжение жидкой фазы вдоль стенок пор. Таким образом, сопоставляя данные по эффективности генерации волн с данными по показателю волнового затухания, видим, что в противоположность случаю водонасыщенной среды решающей здесь является эффективность возбуждения волны.

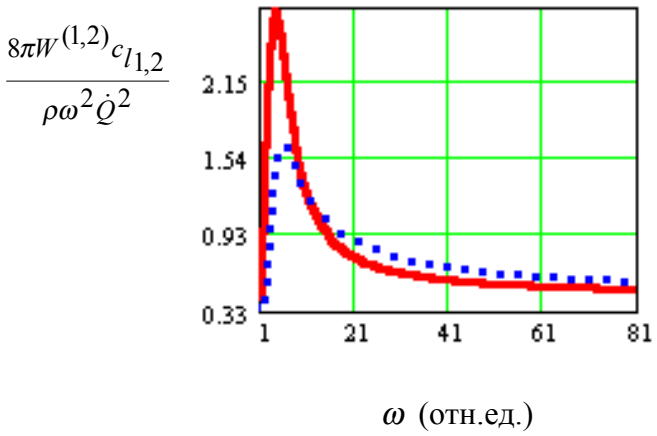

Рис. 3а. Частотная зависимость нормированной мощности излучения источника в водонасыщенной среде
сплошная кривая — волна P-2, пунктирная кривая — волна P-1

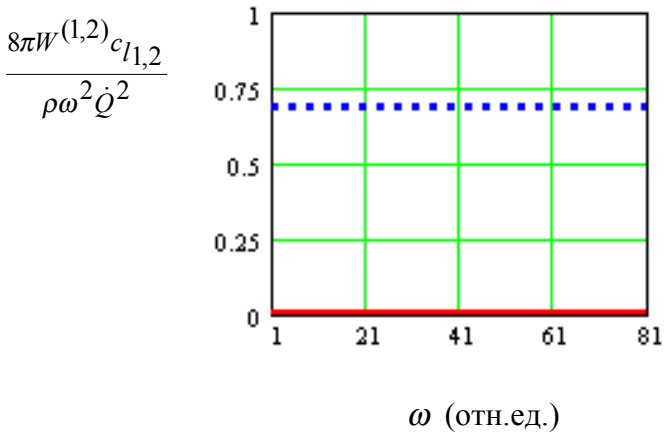

Рис. 3б. Нормированная мощность излучения источника в газонасыщенной среде
сплошная кривая — волна P-2, пунктирная кривая — волна P-1

ВЫВОДЫ

Полученная совокупность данных облегчает прогноз экспериментальной наблюдаемости того или иного типа акустических волн в условиях реальных пористых сред, возможно близких к двум идеальным моделям (водонасыщенной и газонасыщенной) среды, применительно к которым справедлива общая концепция волн Био.

По результатам проведённого численного анализа могут быть сделаны следующие выводы, вытекающие из рассмотрения как этапа возбуждения волн источником, так и этапа распространения. В водонасыщенной пористой среде, преимущественно распространяющимся по ней типом волны является P-волна 1-го рода. При одинаковой объёмной скорости источника, воздействующей на скелет и флюид, в газонасыщенной среде с теми же упругими характеристиками скелета, ввиду изложенного выше, также преобладает P-волна 1-го рода. Для первого случая результат физически объясняется тем, что P-волна 1-го рода не испытывает столь значительных потерь при распространении по влагозаполненной среде, как волна 2-го рода. Это происходит вследствие почти полной синхронности (синфазности) низкочастотных колебаний частиц на границе стенки и флюида, в то время как P-волна 2-го рода подвержена значительной диссипации из-за противофазности колебаний твёрдой и жидкой фракции, т. е. вследствие взаимных перемещений частиц на границе. В случае газонасыщенности пористой среды существенно меньшая плотность газа обуславливает практическое отсутствие диссипации, то есть акустического затухания волн P-1 и P-2, и наличие этой фракции в порах не вызывает дисперсии фазовой скорости быстрой и медленной волн, хотя при этом сохраняется резкое различие самих значений скорости распространения.

Таким образом, выводы должны учитывать как эффективность излучения P-волн обоих видов простейшим пульсирующим источником в безграничной пористой среде, так и сформулированные выше «приоритеты», связанные с мерой затухания волн. В

водонасыщенной среде мощность излучения быстрой и медленной волн в среднем близки по величине, но имеет место различие по затуханию, а в газонасыщенной среде наоборот — при примерно равном, но ничтожном затухании обоих волновых типов, преобладает мощность излучения быстрой волны, что естественно и в этом случае приводит к доминированию в среде волны P-1. При этом полученный результат имеет место только при условии равных значений объёмной скорости пульсаций источника, воздействующих на твёрдую и газовую фракцию.

Полученные результаты позволяют неформально подойти к пониманию трудно объяснимого, часто встречающегося в экспериментальной атмосферной акустике явления, заключающегося в чрезмерно завышенных регистрируемых уровнях проникания звука из воздушной среды в сыпучий грунт. Считая, что проходящая в грунт волна является волной P-2, можно несколько снизить резкое различие акустических импедансов атмосферы и грунта. Дополнительно к этому необходимо ещё учесть существенное различие эффективной величины объёмных скоростей ($\dot{V}_0 >> \dot{U}_0$ в выражениях (9)) источника-громкоговорителя, работающего вблизи границы раздела сред и действующего в основном на газовую фазу. Вероятно, на этом пути следует искать разрешение известного парадокса.

Можно ожидать и практическую полезность выполненных исследований, например, применительно к анализу особенностей структуры и волнового состава упругих полей, создаваемых скважинными низкочастотными и среднечастотными виброисточниками в затрубном пространстве. Очевидно, что упругие поля скважинных источников, помещённых на глубину слоёв более насыщенных влагой или жидкими углеводородами, будут отличаться по характеристикам от полей источников, работающих в слоях, имеющих при той же степени пористости меньшее насыщение или полностью газонасыщенных. Поскольку с уменьшением или увеличением степени влагосодержания (ниже или выше некоторой пороговой) среда может рассматриваться или как газонасыщенная, или как водонасыщенная, к которым формально применима концепция Био, то справедливость такого утверждения следует из представленных результатов, относящихся к этим крайним случаям. Разница в волновых излучательных характеристиках может рассматриваться как физический признак степени флюидонасыщения среды, измеряемый экспериментально. Аналогичная ситуация возникает вследствие миграции жидкой фракции по области, занятой нефтезалежью. Там смена областей пространства с различной концентрацией флюидосодержания происходит в порах пласта при отборе флюида из коллектора. Таким образом, контроль состояния среды при нефтедобыче, вероятно, может выполняться с помощью сейсмоакустических методов, использующих излучение, последующий приём и анализ отражённых упругих волн. Очевидно, что на практике ситуация сложнее, ввиду того, что на соотношение амплитуд волн сжатия обоих типов будут сказываться не только параметры поглощения и характеристики излучения источником, но и процессы преобразования волн P-1 в волны P-2 и S- на границе разделов. Поэтому в дальнейшем целесообразно количественно оценить степень отражения и рассеяния, а также получить характеристики, связанные с взаимной трансформацией волн P-1, P-2 и с возбуждением S-волн на границе, разделяющей об-

ласти с резкой сменой параметров насыщения среды, роль которых может оказаться решающей при проведении сейсмоакустического зондирования флюидонасыщенных областей в недрах. Первоначально один из вариантов соответствующего анализа был предпринят в статье [5], а в монографии [13] упоминается и о более поздних аналогичных работах. В настоящее время развёрнуты интенсивные исследования, затрагивающие, в том числе, и данную тему [14]. Получение таких результатов является столь же важным для практики, как изучение параметров скорости, затухания и условий оптимального возбуждения рассмотренных сейсмоакустических волн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-17089) и Shell International (проект № 2067/CP-1429 МНТЦ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. К теории сейсмических и сейсмоэлектрических явлений во влажной почве. Изв. АН СССР. Сер. географ и геоф. 1944, т. 8, № 4.
2. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range. J. Acoust. Soc. Am. 1956, 28, 2, 168–178.
3. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher-frequency range. J. Acoust. Soc. Am. 1956, 28, 2, 179–191.
4. Nikolaevskij V. N. Mechanics of porous and fractured media. Singapore. World Scientific. 1990.
5. Косачевский Л. Я. О распространении упругих волн в двухкомпонентных средах. ПММ. 1959, 23, № 6, 1115–1123.
6. Заславский Ю. М. Генерация акустических волн виброисточником, установленным на поверхности грунта. Акуст. ж. 1995, 41, № 3, 446–450.
7. Заславский Ю. М. Пространственно-угловое распределение сейсмоакустических волн, возбуждаемых виброисточником в полуограниченной газонасыщенной пористой среде. Изв. вузов. Радиофизика. 1997, XL, № 5, 638–643.
8. Чичинин И. С. Вибрационное излучение сейсмических волн. М.: Недра, 1984. 224 с.
9. Берзон И. С. Высокочастотная сейсмика. М.: Недра, 1957.
10. Сейсморазведка. Справочник геофизика / Под ред. И. И. Гурвича, В.П. Номоконова. М.: Недра, 1981. 464 с.
11. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. литературы, 1973. 496 с.
12. Николаевский В. Н. Механизм вибровоздействия на нефтеотдачу месторождений и доминантные частоты. ДАН СССР. 1989, т. 307, №3, 570–575.
13. Уайт Дж. Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. М.: Недра, 1986. 264 с.
14. Proc. of the second Biot conference on poromechanics. Grenoble, France, 26–28 August 2002.