

УДК 532.529:534.2

АКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПЕРФОРИРОВАННЫХ СКВАЖИН КОРОТКИМИ ВОЛНАМИ

И. Г. Хусаинов

Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета,
453103 Стерлитамак
E-mail: Khusainov7@mail.ru

Исследованы процессы отражения и прохождения гармонических волн и волн конечной длительности через границу перфорированного участка обсаженной скважины, заполненной жидкостью. Предложена модель плоского нестационарного течения жидкости в скважине (в квазиодномерном приближении) и фильтрационного поглощения жидкости пористой средой, окружающей скважину. Исследовано влияние качества перфорации (длины перфорационных каналов) на эволюцию волн, отраженных от границы перфорированного участка скважины.

Ключевые слова: акустическое зондирование, перфорированная скважина, перфорационные каналы.

Введение. Важным этапом сооружения скважины является вскрытие пересекаемых ею продуктивных пластов, подлежащих испытанию при разведке или освоению для промышленной эксплуатации. Качественное вскрытие пластов перфорацией необходимо для правильной оценки продуктивности разведочных скважин и достижения максимально возможной отдачи продуктивных пластов, сокращения сроков сооружения и освоения скважин, эффективного использования скважины в течение длительного периода эксплуатации [1].

В работе [2] рассмотрена теоретическая задача локального акустического зондирования перфорированного участка скважины. Распространение волн в скважинах, окруженных проницаемой пористой средой и имеющих проницаемые участки, изучено в [3, 4]. Дистанционный и локальный способы акустического контроля перфорированных участков газовых скважин рассмотрены в [5].

В данной работе предложен дистанционный способ акустического зондирования перфорированного участка скважины, заполненной жидкостью, с помощью коротких волн. Проведено исследование процессов отражения и прохождения гармонических волн и волн конечной длительности через границу раздела участков с непроницаемыми и перфорированными стенками скважины. Показано, что качество перфорации оказывает существенное влияние на отражение и прохождение акустических сигналов через перфорированный участок скважины.

1. Основные уравнения. Пусть продуктивный пласт сообщается со стволом обсаженной скважины через отверстия, выполненные в колонне с помощью пулевой перфорации. Предполагается, что образовавшиеся после перфорации каналы на поверхности

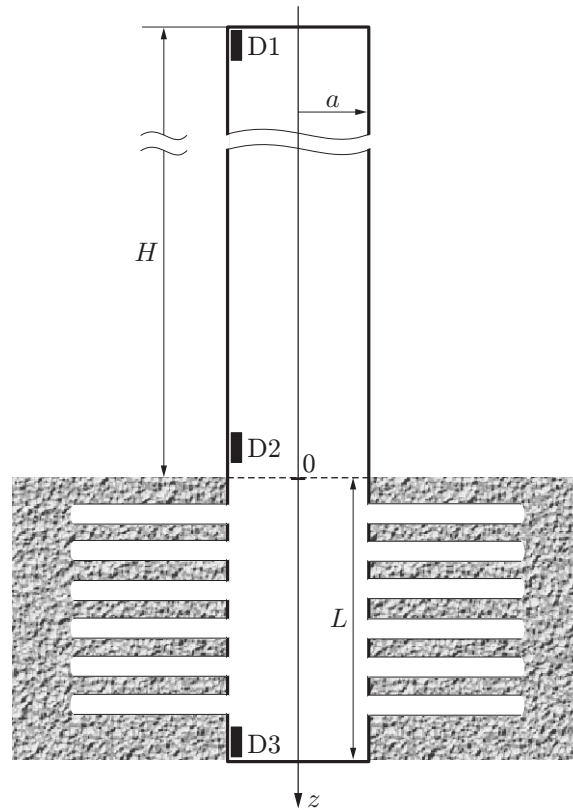


Рис. 1. Схема обсаженной скважины с перфорированным участком:
D1–D3 — датчики давления

стенки скважины расположены равномерно с плотностью n на единицу площади и имеют одинаковые длину l и радиус b . Примем следующие допущения: скважина и несжимаемый скелет окружающего ее пористого пространства заполнены одной и той же линейно сжимаемой жидкостью с уравнением состояния

$$p = C^2 \rho. \quad (1.1)$$

Здесь p , ρ — возмущения давления и плотности жидкости соответственно; C — скорость звука в жидкости. Кроме того, будем полагать, что волна распространяется вдоль оси скважины, а длина волны λ в скважине значительно меньше длины проницаемого участка L ($\lambda \ll L$) и больше радиуса скважины a ($\lambda \gg a$) и расстояния между двумя соседними перфорационными каналами.

В сечении скважины на границе раздела участков с непроницаемыми (первая зона) и перфорированными (вторая зона) стенками длиной H и L соответственно акустические свойства системы изменяются скачкообразно. Ось z расположена параллельно оси скважины, при этом граница раздела находится в сечении с координатой $z = 0$ (рис. 1). Рассмотрим случай, когда проницаемый участок снизу граничит с герметичной стенкой (например, перфорированный участок находится вблизи дна скважины).

В первой зоне возмущение давления и скорость удовлетворяют следующим уравнениям неразрывности и импульсов [4]:

$$\frac{1}{C^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{2\tau}{a}. \quad (1.2)$$

Здесь ρ_0 — плотность жидкости в невозмущенном состоянии; w — осевая скорость среды;

a — радиус скважины; τ — касательное вязкостное напряжение на внутренней поверхности стенки скважины [4]:

$$\tau = \frac{\mu}{(\pi\nu)^{1/2}} \int_{-\infty}^t \frac{1}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial w}{\partial t'} dt', \quad \nu = \frac{\mu}{\rho_0},$$

μ , ν — динамическая и кинематическая вязкости жидкости соответственно. Последнее выражение справедливо, если при распространении волновых возмущений влияние вязкости существенно лишь в тонком пограничном слое вблизи стенки скважины. При этом длительность импульса давления t_* должна удовлетворять условию $\sqrt{t_*\nu} \ll a$.

Для перфорированного участка скважины (вторая зона) уравнения неразрывности и импульса имеют вид [2]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{2n\pi b^2}{a} \rho_0 u, \quad \rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad 0 < z < L. \quad (1.3)$$

Здесь u — скорость перетока жидкости из скважины в перфорационные каналы. Так как во второй зоне эволюция волны в основном определяется процессом фильтрации жидкости из перфорационных каналов в окружающее пористое пространство, то в уравнении импульса (1.3) действием вязкостных напряжений можно пренебречь ($\tau = 0$). Правая часть уравнения неразрывности описывает процесс утечки (или притока) жидкости из скважины через перфорационные каналы при распространении волн.

Для определения скорости перетока жидкости из скважины в перфорационные каналы запишем уравнение сохранения массы внутри перфорационного канала [2]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\rho_0}{l} u - 2 \frac{\rho_0}{b} v. \quad (1.4)$$

Здесь v — скорость фильтрации флюида через стенки перфорационного канала, которая определяется на основе решения внешней фильтрационной задачи. Давление вокруг перфорационного канала удовлетворяет уравнению пьезопроводности [6]

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = \chi \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r' \frac{\partial p'}{\partial r'} \right), \quad \chi = \frac{kC^2\rho_0}{\mu m}, \quad r' > b, \quad (1.5)$$

где p' — возмущение давления в окрестности перфорационного канала; r' — радиальная координата; m , k — коэффициенты пористости и проницаемости окружающей скважину пористой среды соответственно; χ — коэффициент пьезопроводности.

Используя условие непрерывности давления на границе $r' = b$, для уравнения (1.5) запишем граничное условие

$$p' = p, \quad r' = b. \quad (1.6)$$

Будем полагать, что в окрестности соседних перфорационных каналов имеются одинаковые поля давления и переток жидкости через границу между соседними перфорационными каналами отсутствует. Тогда второе граничное условие для уравнения пьезопроводности имеет вид

$$\frac{\partial p'}{\partial r'} = 0, \quad r' = r_*, \quad (1.7)$$

где r_* — половина среднего расстояния между двумя соседними перфорационными каналами.

С помощью закона Дарси определим скорость фильтрации жидкости u' в пористом пространстве в окрестности перфорационного канала [7]:

$$u' = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p'}{\partial r'}, \quad r' > b$$

(при $r' = b$ $u' = v$).

2. Отражение и прохождение гармонических волн через перфорированный участок. Пусть гармоническая волна падает по направлению нормали к плоской границе раздела. Тогда движение в непроницаемой зоне ($z < 0$) определяется наложением падающей и отраженной волн, описываемых следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} p^o &= A_p^o \exp(iKz - i\omega t), & w^o &= A_w^o \exp(iKz - i\omega t), \\ p^r &= A_p^r \exp(-iKz - i\omega t), & w^r &= A_w^r \exp(-iKz - i\omega t). \end{aligned} \quad (2.1)$$

В перфорированной зоне ($0 < z < L$) имеется только прошедшая волна с характеристиками

$$p^g = A_p^g \exp(iK_p z - i\omega t), \quad w^g = A_w^g \exp(iK_p z - i\omega t). \quad (2.2)$$

В (2.1), (2.2) K — комплексное волновое число для первой зоны ($z < 0$); K_p — комплексное волновое число для второй зоны ($0 < z < L$); ω — круговая частота возмущений; A_p^o , A_p^r , A_p^g и A_w^o , A_w^r , A_w^g — амплитуды давления и скорости падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно; i — мнимая единица.

Согласно граничному условию (1.6) на границе $r' = b$ $p' = p^g$. Тогда из (2.2) следует, что возмущение давления в окрестности перфорационных каналов и скорость фильтрации жидкости определяются в виде

$$p' = A_{p'}(r') \exp(iK_p z - i\omega t), \quad u' = A_{u'}(r') \exp(iK_p z - i\omega t), \quad b < r', \quad (2.3)$$

где $A_{p'}(r')$, $A_{u'}(r')$ — амплитуды возмущения давления и скорости фильтрации жидкости в окрестности перфорационных каналов.

Связи между падающей, отраженной и прошедшей волнами определим граничными условиями на поверхности раздела участков с непроницаемыми и перфорированными стенками. Из условия равенства давлений по обе стороны от границы (непрерывности давления при переходе через границу) и условия равенства нормальных скоростей в обеих областях следует

$$p^o + p^r = p^g, \quad w^o + w^r = w^g. \quad (2.4)$$

С учетом (2.1) из уравнений (1.2) для непроницаемой зоны получаем дисперсионное уравнение

$$K = \omega \sqrt{1 + 2/y_\nu} / C, \quad y_\nu = \sqrt{-i\omega a^2 / \nu}. \quad (2.5)$$

Чтобы вывести дисперсионное уравнение для перфорированного участка, найдем связи между амплитудами. С учетом (2.2), (2.3) из уравнений (1.3), (1.4) получаем систему, связывающую амплитуды p^g , u , p' :

$$A_u = i \frac{a}{2\pi n b^2 \omega \rho_0} \left(\frac{\omega^2}{C^2} - K_p^2 \right) A_p^g, \quad A_p^g = \frac{iC^2 \rho_0}{\omega} \left(\frac{A_u}{l} + \frac{2k}{b\mu} \left(\frac{dA_{p'}}{dr'} \right) \Big|_{r'=b} \right). \quad (2.6)$$

Для амплитуды распределения давления жидкости в окрестности перфорационного канала получаем уравнение Бесселя [8]

$$\frac{d^2 A_{p'}}{dr'^2} + \frac{1}{r'} \frac{dA_{p'}}{dr'} - q^2 A_{p'} = 0, \quad q^2 = -\frac{i\omega}{\chi}. \quad (2.7)$$

Из граничных условий (1.6), (1.7) для амплитуд давлений следует

$$A_{p'} = A_p^g, \quad r' = b; \quad (2.8)$$

$$\frac{dA_{p'}}{dr'} = 0, \quad r' = r_*. \quad (2.9)$$

Решая уравнение Бесселя (2.7) с граничными условиями (2.8), (2.9) и используя связи между амплитудами (2.6), получаем дисперсионное уравнение для перфорированного участка скважины

$$K_p = \frac{\omega}{C} \sqrt{1 + \frac{2\pi n b^2 l}{a} - i \frac{4\pi n l C^2 k y}{\omega \nu a}} \Psi(y). \quad (2.10)$$

Функция $\Psi(y)$ определяется по формуле

$$\Psi(y) = \frac{K_1(y_*) I_1(y) - I_1(y_*) K_1(y)}{K_1(y_*) I_0(y) + I_1(y_*) K_0(y)}, \quad y_* = \sqrt{-\frac{i\omega r_*^2}{\chi}}.$$

Здесь $K_\gamma(y)$ — функция Макдональда; $I_\gamma(y)$ — функция Бесселя первого рода порядка γ .

Связи между амплитудами давлений и скоростей падающей, отраженной и прошедшей волн получаем из уравнений (1.2), (1.3) и граничных условий (2.4):

$$\omega A_p^o - \rho_0 C^2 K A_w^o = 0, \quad \omega A_p^r + \rho_0 C^2 K A_w^r = 0, \quad K_p A_p^g - \omega \rho_0 A_w^g = 0; \quad (2.11)$$

$$A_p^o + A_p^r = A_p^g, \quad A_w^o + A_w^r = A_w^g. \quad (2.12)$$

Из выражений (2.11), (2.12) для коэффициентов отражения $N = A_p^r/A_p^o$ и прохождения $M = A_p^g/A_p^o$ волн через границу раздела участков с непроницаемыми и перфорированными стенками следует

$$N = (1 - d)/(1 + d), \quad M = N + 1, \quad d = K_p K C^2 / \omega^2. \quad (2.13)$$

Здесь комплексный параметр d определяет процесс фильтрации через перфорационные каналы и касательное вязкостное напряжение на внутренней поверхности непроницаемой стенки скважины.

В случае если гармоническая волна падает в направлении нормали к плоской границе раздела со стороны перфорированной зоны, также справедливы граничные условия (2.4). В этом случае для коэффициентов отражения и прохождения волн через границу раздела получаем выражение, аналогичное выражению (2.13):

$$N_p = (d - 1)/(d + 1), \quad M_p = N_p + 1. \quad (2.14)$$

Выражение (2.13) применимо в том случае, если длина волны значительно меньше протяженности перфорированного участка скважины ($\lambda \ll L$). Принимая зависимость длины волны от частоты в виде $\lambda \approx 2\pi C/\omega$, получаем условие $\omega \gg \omega_*$ ($\omega_* = 2\pi C/L$), определяющее границу области применимости выражения (2.13). Для скважины, заполненной водой, при длине перфорированного участка, равной 5 м, имеем $\omega_* \approx 1,8 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

На рис. 2 показаны зависимости модуля $|N|$ и аргумента β_N коэффициента отражения от частоты возмущения. В численных расчетах использовались следующие значения параметров скважины, жидкости и пористой среды: $a = 6 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $n = 100 \text{ м}^{-2}$, $b = 6,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $C = 1500 \text{ м/с}$, $\nu = 1,06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $m = 0,1$, $k = 10^{-12} \text{ м}^2$. Во всем рассмотренном частотном диапазоне действительная часть коэффициента отражения является отрицательной величиной. Это означает, что волновое сопротивление перфорированного участка меньше волнового сопротивления непроницаемого участка. При высоких частотах значение действительной части коэффициента отражения стремится к нулю при обоих рассмотренных значениях параметра l . При низких частотах модуль коэффициента отражения существенно зависит от параметра l . При $\omega < 10^3 \text{ с}^{-1}$ коэффициент отражения практически не зависит от частоты. Это обусловлено тем, что глубина проникания волны в пористое пространство $r'_\omega = \sqrt{\chi/\omega}$ ограничена расстоянием r_* . Несмотря на то что при $\omega < 10^3 \text{ с}^{-1}$ $r'_\omega > r_*$, возмущение проникает только до глубины r_* , после чего происходит быстрое

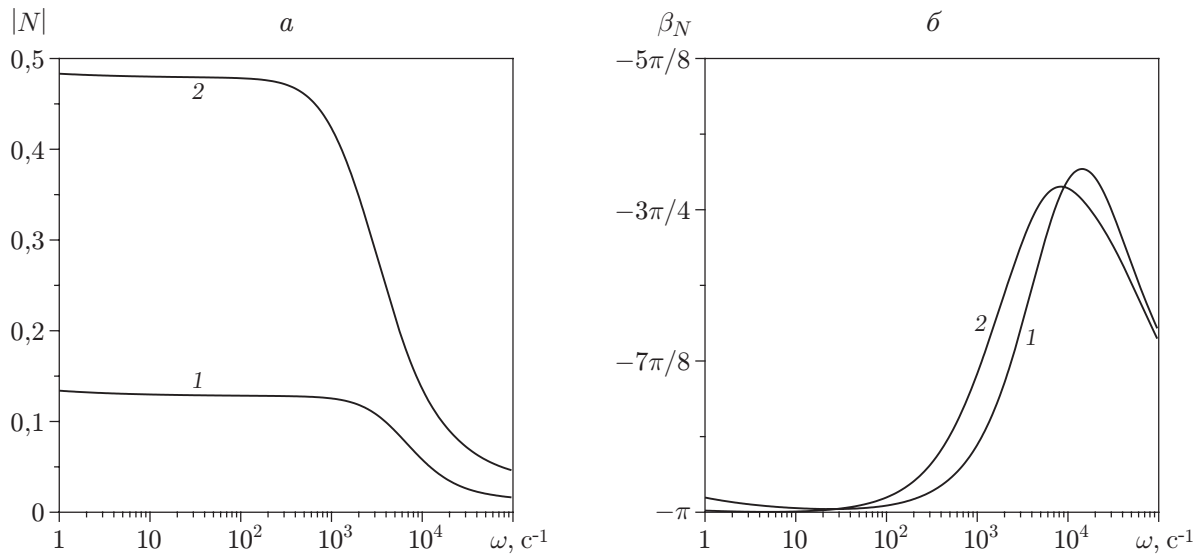


Рис. 2. Зависимости модуля коэффициента отражения (*а*) и его аргумента (*б*) от частоты на границе $z = 0$ при различных значениях параметра l :
 1 — $l = 0,1$ м, 2 — $l = 0,3$ м

выравнивание давлений внутри перфорационных каналов и в окружающей их пористой среде.

3. Отражение и прохождение волн конечной длительности через перфорированный участок. На основе выражений для коэффициентов отражения и прохождения (2.13), а также дисперсионных уравнений (2.5), (2.10) рассмотрим эволюцию волн конечной длительности, отражающихся от перфорированного участка скважины и проходящих через него.

Пусть на границе $z = -H$ генерируется импульс давления, имеющий колоколообразную форму, с амплитудой ΔP_0 :

$$p^o(t) = \Delta P_0 \exp\left(-\left(\frac{t - t_m}{t_*/2}\right)^2\right).$$

Здесь t_* , t_m — характерная протяженность импульса и момент времени, в который достигается максимальная амплитуда первоначального импульса.

В рамках линейного анализа любую волну конечной длительности можно представить в виде суперпозиции (суммы или интеграла) других волн с различными частотами. Обычно колебания, произвольно зависящие от времени, рассматриваются с помощью разложения Фурье, т. е. представляются в виде суперпозиции колебаний с одной гармоникой, зависящих от времени. В акустике такой выбор обусловлен тем, что для волн с малой амплитудой синусоидальная зависимость от времени сохраняется при распространении волны, отражении и преломлении, рассеянии от препятствий и т. п. При этом эффекты, возникающие вследствие негармоничности возмущения, представляют собой совокупность эффектов, создаваемых каждой из составляющих его гармоник [9].

Разложение волн на гармонические составляющие с помощью спектрального разложения Фурье является прямым преобразованием Фурье, восстановление волны по ее спектру — обратным преобразованием Фурье. Для численной реализации прямого и обратного преобразований Фурье был использован метод дискретного преобразования Фурье [10, 11]. Число гармоник выбиралось исходя из условия распространения импульса без искажения, в случае когда дисперсия и диссипация волн отсутствуют. Контроль точности расчетов осуществлялся путем перерасчета задачи с удвоенным числом гармоник.

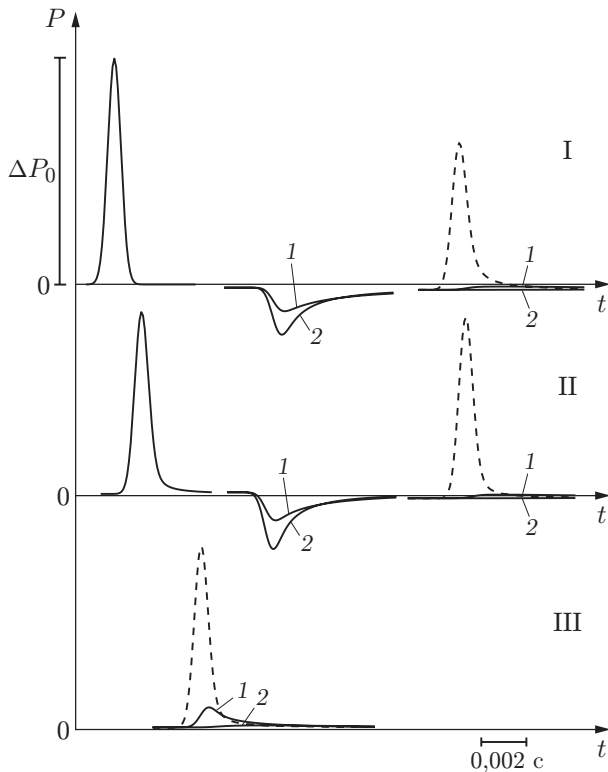


Рис. 3

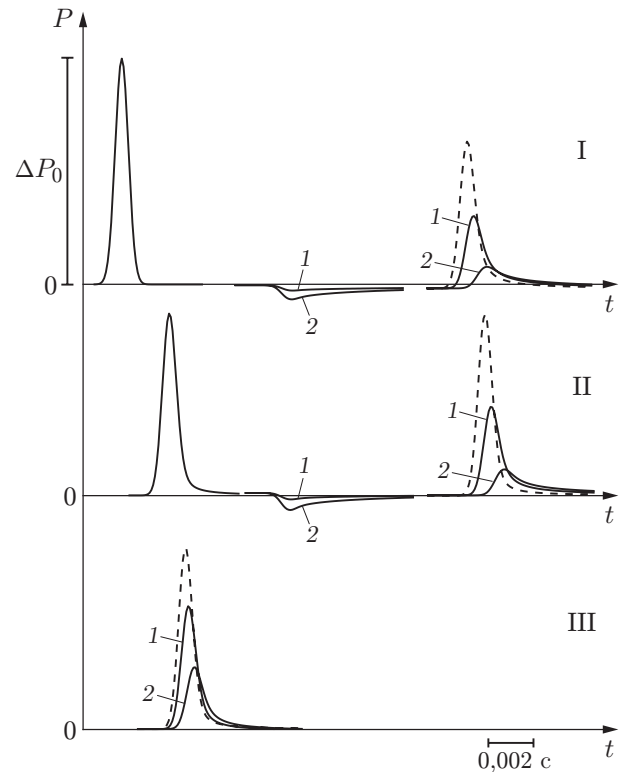


Рис. 4

Рис. 3. Влияние длины перфорационного канала на отражение акустического сигнала от перфорированного участка, расположенного вблизи дна скважины ($m = 0,1$, $k = 10^{-12} \text{ м}^2$):

I–III — осциллограммы, полученные с помощью датчиков D1–D3; сплошные линии — при наличии перфорированного участка, штриховые — при отсутствии перфорированного участка; 1 — $l = 0,1 \text{ м}$, 2 — $l = 0,3 \text{ м}$

Рис. 4. Влияние длины перфорационного канала на отражение акустического сигнала от перфорированного участка скважины, окруженной низкопроницаемой пористой средой ($m = 0,1$, $k = 10^{-13} \text{ м}^2$) (обозначения те же, что на рис. 3)

Результаты численной реализации процессов отражения и прохождения импульса давления через перфорированный участок, находящийся вблизи дна скважины, представлены на рис. 3, 4. В численных расчетах использовались следующие значения параметров: $L = 5 \text{ м}$, $t_* = 0,002 \text{ с}$.

Осциллограммы I–III на рис. 3, 4 соответствуют показаниям датчиков D1, D2, D3 (см. рис. 1), расположенных в точке, где генерируется сигнал, вблизи границы раздела и перед дном скважины. Первый всплеск на осциллограмме с датчика D1 соответствует исходному сигналу, генерируемому на расстоянии $H = 500 \text{ м}$ от перфорированного участка. К моменту достижения проницаемого участка амплитуда этого импульса уменьшается вследствие влияния вязкости жидкости (первый всплеск на осциллограмме с датчика D2). Второй всплеск на осциллограмме с датчика D2 соответствует сигналу, отраженному от поверхности $z = 0$. Затем отраженный сигнал возвращается к датчику D1 (второй всплеск на осциллограмме с датчика D1). Неотразившаяся часть импульса проходит через границу раздела и распространяется в перфорированном участке скважины. По мере распространения в перфорированном участке импульс затухает вследствие влияния фильтрационных

эффектов. Сигнал, достигший герметичной стенки (всплеск на осциллограмме с датчика D3), после отражения от нее как от абсолютно жесткой поверхности (т. е. с коэффициентом отражения, равным единице) распространяется в обратном направлении. Если затухание не очень существенное, то импульс достигает границы проницаемого участка. Далее ситуация повторяется: одна часть сигнала отражается от границы раздела, а другая часть проходит через нее (третий всплеск на осциллограмме с датчика D2). Характеристики сигнала, отраженного от герметичной стенки и прошедшего через границу раздела, рассчитываются с использованием выражения (2.14). Прошедший сигнал возвращается к источнику сигнала (третий всплеск на осциллограмме с датчика D1).

Из рис. 3, 4 следует, что длина перфорационного канала l оказывает значительное влияние на характер эволюции волн конечной длительности, отраженных от границы перфорированного участка и от дна скважины. Увеличение параметра l в три раза приводит приблизительно к такому же увеличению амплитуды “перевернутого” импульса (второй всплеск на осциллограмме с датчика D1) и к аналогичному уменьшению амплитуды импульса, отраженного от дна скважины (третий всплеск на осциллограмме с датчика D1).

Поскольку качество вскрытия скважины с помощью перфорации определяется величиной параметра l , полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности использования предлагаемого метода для экспресс-контроля качества вскрытия скважины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорян Н. Г. Вскрытие нефтегазовых пластов стреляющими перфораторами. М.: Недра, 1982.
2. Шагапов В. Ш., Хусаинов И. Г., Ишмухаметова А. А. О возможности определения качества перфорации скважины локальным акустическим зондированием // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 1. С. 52–57.
3. Шагапов В. Ш., Булатова З. А. К теории локального акустического зондирования при скважинных областях горных пород // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 142–150.
4. Shagapov V. Sh., Khlestkina N. M., Lhuillier D. Acoustic waves in channels with porous and permeable walls // Transport Porous Media. 1999. V. 35. P. 327–344.
5. Шагапов В. Ш., Булатова З. А., Щеглов А. В. К возможности акустического зондирования газовых скважин // Инж.-физ. журн. 2007. № 3. С. 21–26.
6. Баренблатт Г. И. Движение жидкостей и газов в природных пластах / Г. И. Баренблатт, В. М. Ентов, В. М. Рыжик. М.: Недра, 1984.
7. Басниев К. С. Подземная гидромеханика: Учеб. для вузов / К. С. Басниев, И. Н. Кочина, В. М. Максимов. М.: Недра, 1993.
8. Карслоу Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. М.: Наука, 1964.
9. Хлесткина Н. М. Акустика каналов с пористыми и проницаемыми стенками: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Тюмень, 1994.
10. Гапонов В. А. Пакет программ быстрого преобразования Фурье с приложениями к моделированию случайных процессов. Новосибирск, 1976. (Препр. / СО АН СССР. Ин-т теплофизики; № 14-76).
11. Ярославский Л. П. Методы цифровой голографии / Л. П. Ярославский, Н. С. Мерзляков. М.: Наука, 1977.