

## К ТЕОРИИ ДИСТАНЦИОННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПЕРФОРИРОВАННЫХ ГАЗОВЫХ СКВАЖИН

Шагапов В.Ш., Булатова З.А., Щеглов А.В.

*Стерлитамакская государственная педагогическая академия*

*Анализируется возможность дистанционного способа зондирования качества вскрытия перфорированных призабойных зон газовых скважин с помощью акустических сигналов. С этой целью в работе представлены результаты исследований по эволюции акустических волн в цилиндрических каналах, имеющих перфорированный участок. Установлены количественные и качественные особенности динамики волн в зависимости от качества перфорации. Получены результаты, показывающие, что качество вскрытия горных пород существенно влияют на эволюцию акустических сигналов.*

### Введение

Одним из эффективных способов оперативного контроля состояния призабойной зоны скважин являются акустические методы, основанные на особенностях динамики сигналов в перфорированных участках каналов (скважин) из-за фильтрационных процессов.

Впервые теоретический анализ распространения высокочастотных акустических волн в скважинах, окруженных пористой средой, представлены в работе [1]. Большинство исследований [2], [3] посвящены изучению гидроволн в обсаженных скважинах, т.е. в скважинах, не имеющих проницаемый участок. Коллекторские свойства по параметрам затухания высокочастотных волн в трубах теоретически рассмотрены в [4]-[6], а экспериментально – [7]-[9]. В работах [10],[11] изучено влияние трещиноватых пористых сред на динамику волн в каналах, заполненных жидкостью. Основные разработки в длинноволновом диапазоне используемых акустических волн (длина волны значительно больше диаметра канала  $\lambda \gg 2a$ ) выполнены в [12]. В работах [13]-[16] изучены некоторые аспекты распространения и затухания акустических волн в каналах, окруженных однородным проницаемым пространством.

Здесь обсуждается дистанционный способ акустического контроля перфорированных участков газовых скважин (рис. 1, а). Согласно этому способу предполагается, что исходный сигнал создается на некотором расстоянии от обследуемого участка и передается по волноводу, которым может служить,

например, обсаженная стенка скважины. Предполагается, что длительность зондирующего сигнала значительно меньше времени его распространения по исследуемому проницаемому участку скважины. В данной задаче необходимо выделить следующие зоны распространения акустической волны: волновод, проницаемый перфорированный участок и пористый пласт вокруг скважины (рис.1,б).

В волноводе на распространение возмущения оказывают влияние процессы, связанные с наличием внутреннего трения (вязкости) и теплопроводности в пристеночном слое скважины. При прохождении сигнала через границу между обсаженной и открытой (перфорированной) зонами скважины происходит частичное отражение и прохождение волны через границу  $z = 0$ . В последующем при распространении по перфорированной зоне происходит затухание волнового сигнала за счет фильтрационных эффектов в окружающую пористую среду. Поэтому необходимо рассмотреть внешнюю по отношению к скважине задачу в пористой среде, и определить недостающие физические параметры (такие как, скорость фильтрации газа через перфорированную стенку скважины, граничащую с пористым пластом).

По параметрам эха волнового сигнала от призабойной зоны скважины вскрытой перфорацией при изменении коллекторских характеристик (проницаемость и пористость) прежде всего можно судить о качестве вскрытия (глубине, плотности перфорации). Кроме того, отраженные сигналы от границы между обсаженной и перфорированной зонами и от дна необсаженной зоны несут информацию о протяженности и глубине залегания вскрытого пласта.

### **Основные уравнения**

Как уже было отмечено, будем рассматривать возмущения, характерная временная длительность которых значительно меньше времени их распространения по участку с проницаемыми и непроницаемыми стенками. Тогда процесс эволюции таких возмущений можно разбить на отдельные этапы, характерные для распространения возмущений по обсаженному и по перфорированному участкам соответственно. Кроме того, необходимо отдельно

учесть процесс перехода волновых сигналов через границу между этими участками.

Координатную ось направим вертикально вниз. При этом начало координат совпадает с границей, разделяющей скважину на участки с перфорированными ( $z > 0$ ) и непроницаемыми ( $z < 0$ ) стенками. Запишем уравнение неразрывности для "обсаженного" участка с непроницаемыми стенками ( $-h_1 < z < 0$ )

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

Полагаем, что сжатие и растяжение газа при распространении возмущений в скважине происходит в режиме близком к адиабатическому, а температурный перепад между газом и стенкой скважины реализуется в тонком пограничном слое вблизи стенки. Тогда на основе первого начала термодинамики и решения уравнения теплопроводности может быть получено следующее уравнение

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{C^2} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + (\gamma - 1) \frac{2q}{a} \right), q = \sqrt{\frac{v^{(T)}}{\pi}} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \frac{p(z, \tau')}{\sqrt{t - \tau'}} d\tau', \quad (2)$$

$$C = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}, \gamma = \frac{c_g}{c_g - R_g}, v^{(T)} = \frac{\lambda_g}{\rho_0 c_g}.$$

Уравнение неразрывности (1) с учетом (2) в более общем виде с учетом того, что в "начальный" момент времени  $t_0 \rightarrow \infty$  среда покоилась ( $p^{(1)} = p = 0$ ), уравнение (?) можно привести в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( p + 2 \frac{\sqrt{v^{(T)}} (\gamma - 1)}{a \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^t \frac{p(z, \tau')}{\sqrt{t - \tau'}} d\tau' \right) + \rho_0 C^2 \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Кроме теплообмена, на распространение сигналов оказывают влияние процессы диссипации, связанные с наличием внутреннего трения (вязкости), которое проявляется лишь в тонком пограничном слое вблизи стенки скважины. Уравнение импульсов, с учетом сил вязкого трения о стенки скважины имеет вид

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{2\tau}{a}, \quad (4)$$

где  $\tau$  – касательное вязкостное напряжение на внутренней поверхности стенки канала, которое может быть определено из соотношения [17]

$$\tau = \frac{\mu_g}{\sqrt{\pi v^{(\mu)}}} \int_{-\infty}^t \frac{\partial w / \partial t'}{\sqrt{t - \tau'}} d\tau', v^{(\mu)} = \frac{\mu_g}{\rho_0}$$

Использование выражения (4) справедливо, когда вязкость проявляется лишь в тонком пограничном слое вблизи твердой стенки цилиндрической скважины при распространении волновых возмущений. Для этого в свою очередь необходимо, чтобы временная длительность импульса давления  $t_*$  удовлетворяла условию  $\sqrt{t_* \nu^{(\mu)}} \ll a$ .

Уравнение сохранения массы на вскрытом участке ( $0 < z < h_2$ ) в линеаризованном приближении может быть записано как

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{2\pi b^2 \rho_0}{a} u. \quad (5)$$

Уравнение импульсов на этом участке запишем в виде

$$\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial t} = 0. \quad (6)$$

Для описания процесса фильтрации в каналы перфорации запишем уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial t} (\pi b^2 l \rho) = \rho_0 \pi b^2 u - 2\pi b l \rho_0 u^{(1)}. \quad (7)$$

Для описания интенсивности процесса фильтрации газа в окружающее пористое пространство ( $0 < z < h_2, r > a$ ) при прохождении волны через участок с перфорированными стенками примем закон Дарси

$$\frac{\partial p^{(1)}}{\partial t} = \nu^{(p)} \frac{1}{r^{(1)}} \frac{\partial}{\partial r^{(1)}} \left( r^{(1)} \frac{\partial p^{(1)}}{\partial r^{(1)}} \right). \quad (8)$$

Систему уравнений необходимо дополнить граничным условием

$$r^{(1)} \rightarrow \infty, p^{(1)} = 0. \quad (9)$$

При прохождении возмущений через границу, разделяющую обсаженный и перфорированный участки скважины, эволюция акустического сигнала будет сопровождаться частичным отражением. Поэтому на границе  $z = 0$  необходимо записать соотношения

$$p^{(O)} + p^{(R)} = p^{(G)}, w^{(O)} + w^{(R)} = w^{(G)}, \quad (10)$$

вытекающие из условий непрерывности давления и неразрывности среды. Верхние индексы (O), (R) и (G) в (10) соответствуют значениям возмущений в падающей, отраженной и прошедшей волнах.

### Дисперсионные уравнения

Решение уравнений на каждом из участков скважины будем искать в виде бегущей гармонической волны, распространяющейся вдоль оси канала

$$W = A_w \exp[i(Kz - \omega t)], i = \sqrt{-1}, C_p = \frac{\omega}{\operatorname{Re}(K)}, \delta = \operatorname{Im}(K). \quad (11)$$

Из условия существования решений вида (11) из уравнений (3)-(7) следует дисперсионное выражение для обсаженного участка скважины

$$K^{(l)} = \pm \frac{\omega}{C} \sqrt{\left(1 + 2 \frac{(\gamma - 1)}{y^{(T)}}\right) \left(1 + \frac{2}{y^{(\mu)}}\right)}, \left\{ y^{(\mu)} = \sqrt{-\frac{i\omega a^2}{\nu^{(\mu)}}}, y^{(T)} = \sqrt{-\frac{i\omega a^2}{\nu^{(T)}}} \right\}. \quad (12)$$

Здесь знаки (+) и (-) соответствуют волнам, распространяющимся в скважине в положительном и отрицательном направлении.

Для получения дисперсионного уравнения на вскрытом участке, необходимо рассмотреть фильтрационную задачу в пористой среде вокруг перфорации скважины. Подставив в уравнения (5)-(7) решение в виде бегущей волны (11), можно получить следующую систему уравнений

$$\begin{aligned} A_u^{(1)}(R) &= \frac{b}{2l} A_u + \frac{i\omega b}{2\rho_0 C^2} A_p^{(1)}, A_p^{(1)}(R) = \frac{1}{y_b} R \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial A_p^{(1)}(R)}{\partial R} \right), (R > 1) \\ y_b^2 &= -\frac{i\omega b^2}{\nu^{(p)}} - \frac{\omega^2 b^2}{C^2}, \nu^{(p)} = \frac{k^{(1)} \rho_0 C^2}{m^{(1)} \mu_g}, R = \frac{r}{b}, A_u^{(1)} = A_u, R = 1. \end{aligned} \quad (13)$$

Отметим, что первое слагаемое в выражении для  $y_b$  отвечает за вязкостное сопротивление при фильтрации газа в пористом пространстве, а второе - за инерционные эффекты. Общее решение уравнений (13) имеет вид [18]

$$\begin{aligned} A_p^{(1)}(R) &= AI_0(y_b R) + BK_0(y_b R), \\ K_0(y_b R) &= \int_0^{-\infty} \exp(-y_b R \operatorname{ch}(r')) dr', \\ I_0(y_b R) &= J_0(iy_b R). \end{aligned} \quad (14)$$

Для того, чтобы решение (14) удовлетворяло граничному условию (9) необходимо положить  $A = 0$ . Тогда на основе уравнений (13) можно определить константу  $B$

$$B = \frac{A_p}{K_0(y_b R)} \quad (15)$$

Используя отношение амплитуд  $A_p/A_u$  из (5) и (13) для необсаженной зоны скважины ( $z < 0$ ), получим следующее дисперсионное уравнение

$$K^{(II)} = \pm \frac{\omega}{C} \sqrt{1 + \frac{2\pi n b^2 l}{a} - \frac{4\pi n l k^{(1)} C^2}{v \omega a} i y_b \ln(K_0(y_b))}. \quad (16)$$

Для коэффициентов отражения ( $N = A_p^{(R)}/A_p^{(O)}$ ) и прохождения ( $M = A_p^{(G)}/A_p^{(O)}$ ) через границу  $z = 0$  с учетом (10) и (11) нетрудно получить

$$N = \frac{K^{(I)} - K^{(II)}}{K^{(I)} + K^{(II)}}, M = \frac{2K^{(I)}}{K^{(I)} + K^{(II)}} \quad (17)$$

На рис.2 рассчитанные по выражениям (17) зависимости модулей  $|M|, |N|$  и аргументов  $arg(M), arg(N)$  коэффициентов отражения и прохождения волн от их частоты, а также годографов в каналах ( $T = 380K, a = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}, p = 10 \cdot 10^6 \text{ Па}, h_2 = 5 \text{ м}, m^{(1)} = 0.2$ ), заполненных метаном. На всем частотном диапазоне модуль коэффициента отражения изменяется от 1 до 0. Для области высоких частот ( $\omega \rightarrow \infty$ ) коэффициент отражения  $N \rightarrow 0$ , а коэффициент прохождения  $M \rightarrow 1$ . Из представленных графиков видно, что действительная часть коэффициента отражения на всем частотном диапазоне - величина положительная ( $arg(N) > \pi$ ), за исключением случая отсутствия перфорации. Причем с увеличением параметров перфорации (радиуса и длины канальцев, а также плотности перфорации) растет также модуль коэффициента прохождения акустического сигнала; а модуль коэффициента отражения уменьшается. В частотном диапазоне, представленном на рис. 2 для высокочастотных волн ( $\omega \rightarrow \infty$ ), происходит почти полное прохождение ( $M \rightarrow 1$ ) и соответственно акустический сигнал "не чувствует" проницаемого участка, т. е. коэффициент отражения стремится к нулю ( $N \rightarrow 0$ ).

На рис.3 представлены зависимости фазовой скорости  $C_p$  и коэффициента затухания  $\delta$  акустических возмущений от частоты в непроницаемом (рис. 3, а) и перфорированном (рис. 3, б) участках, окруженных пористой средой ( $k^1 = 10^{-12} \text{ м}^2, m = 0.2$ ) при различных параметрах перфорации (длина и радиус канальцев, плотность перфорации). Из анализа данных графиков можно сделать вывод, что в обсаженной зоне вязкость и теплопроводность не могут существенно

искажить сигнал. Рис. 3 показывает, что при увеличении параметров перфорации скважины фазовая скорость растёт, а коэффициент затухания уменьшается. На всем частотном диапазоне коэффициент затухания возмущения в перфорированной зоне скважины на три порядка выше, чем в обсаженной. Поэтому фильтрация газа гораздо сильнее влияет на затухание акустических возмущений, чем вязкость и теплопроводность. Это обстоятельство позволяет получать информацию о коллекторских характеристиках пласта и качестве перфорации.

### Динамика волн конечной длительности

На основе выражений (17) для коэффициентов отражения и прохождения, а также дисперсионных соотношений (12) и (16) рассмотрим эволюцию волн конечной длительности при прохождении через проницаемый участок цилиндрического канала. Пусть в левой области от границы раздела двух участков ( $z < 0$ ) через границу  $z = -h_1$  запускается сигнал конечной длительности  $p = \tilde{p}^{(0)}(t)$ . Тогда, используя преобразование Фурье, для дошедшего до границы ( $z = 0$ ) импульса имеем

$$p^{(0)}(0, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(0)}(\varphi) \exp(iK(\omega)h_1) \exp(i\omega(t - \varphi)) d\omega d\varphi$$

Аналогичные соотношения можно записать для отраженного от границы и прошедшего через границу  $z = 0$  импульсов

$$p^{(R)}(0, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(0)}(0, \varphi) N(\omega) \exp(i\omega(t - \varphi)) d\omega d\varphi$$

$$p^{(G)}(0, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{p}^{(0)}(0, \varphi) M(\omega) \exp(i\omega(t - \varphi)) d\omega d\varphi$$

В качестве исходного волнового сигнала примем импульс давления колоколообразной формы с амплитудой  $\Delta p_0$ :  $\tilde{p}^{(0)} = \Delta p_0 \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{t_*/6}\right)^2\right)$ .

На рис. 4 приведены расчетные осциллограммы, иллюстрирующие эволюцию волнового сигнала, запущенного с расстояния  $h_1 = 500$  м от проницаемого участка. При этом проницаемый участок находится вблизи дна

скважины. Осциллограммы 1, 2, 3 и 4 соответствуют показаниям датчиков  $D_1, D_2, D_3$  и  $D_4$ , расположенных: в точке запуска сигнала, вблизи границы раздела при  $z < 0$ , в начале проницаемого участка и на дне. Исходный сигнал представляет собой импульс давления колоколообразной формы единичной амплитуды. Временная протяженность исходного импульса равна  $t_* = 10^{-3} c$ . Для представленного примера окружающая цилиндрический канал ( $a = 5 \cdot 10^{-3} m$ ) пористая среда ( $m^{(1)} = 0.2, k^{(1)} = 10^{-12} m^2$ ) однородная; длина проницаемого участка равна  $h_2 = 5m$ ; параметры перфорации  $l = 0.4m, b = 5 \cdot 10^{-3}m, n = 200$ . Первый всплеск в осциллограмме датчика  $D_1$  выражает исходный сигнал, запущенный с расстояния  $h_1 = 500m$  от перфорированного участка. Этот импульс достигает перфорированного участка несколько ослабленным из-за проявления вязкости газа и тепловых потерь в процессе его распространения в канале (первый всплеск в осциллограмме датчика  $D_2$ ). Второй всплеск на этой же осциллограмме - отраженный сигнал от перфорированного участка. Далее часть сигнала возвращается к датчику  $D_1$  (второй всплеск в осциллограмме датчика  $D_1$ ), другая часть распространяется в участке скважины с перфорированными стенками (первый всплеск в осциллограмме датчика  $D_3$ ). В волноводе (обсаженной зоне) вязкость и теплопроводность слабо искажают акустический сигнал. По мере распространения в перфорированном участке, этот сигнал затухает из-за проявления фильтрационных эффектов. Сигнал, дошедший до жесткой стенки (первый всплеск в осциллограмме датчика  $D_4$ ), после отражения распространяется в обратном направлении. Если амплитуда сигнала достаточно велика, то он доходит до границы проницаемого участка (второй всплеск в осциллограмме датчика  $D_3$ ). Далее ситуация повторяется: часть сигнала отражается от границы раздела, а часть проходит через нее (третий всплеск в осциллограмме датчика  $D_2$ ). Если после этого прошедший сигнал имеет достаточно заметную амплитуду, то он возвращается к источнику сигнала (третий всплеск в осциллограмме датчика  $D_1$ ). Динамика отражения вторичных волн в перфорированной зоне продолжается до тех пор, пока акустические сигналы

полностью не затухнут из-за фильтрации газа в окружающую пористую среду. Представленные расчетные осциллограммы иллюстрируют возможность оценки глубины залегания проницаемого пласта (по второму всплеску в осциллограмме датчика  $D_1$ ) и его протяженность (третий всплеск в осциллограмме датчика  $D_1$ ). Кроме того, по величинам амплитуды вернувшихся сигналов можно судить о качестве перфорации (длина и радиус канальцев, плотность перфорации).

### Заключение

Приведенные результаты расчетов акустических волн в перфорированных газовых скважинах показывают, что обсаженный участок в большинстве случаев является волноводом, мало искажающим акустические сигналы. В перфорированном участке качество перфорации (длина и радиус канальцев, плотность перфорации) оказывает в ряде случаев заметное влияние на эволюцию сигналов. Это обстоятельство позволяет надеяться, что рассмотренные здесь идеи могут быть использованы, при определенных ситуациях, для контроля качества перфорации прискважинных областей горных пород.

### Литература

1. Biot M. A. Propagation of elastic waves in a cylindrical bore containing a fluid // J. Appl. Phys. 1952. Vol. 23. No 9. Pp. 497-509.
2. Бурого Н. А., Ибатов А. С., Крауклис П. В., Крауклис Л. А. Дисперсия трубной и лэмбовской волн, используемых при акустическом каротаже // Записки научного семинара ЛОМИ. 1980. Т. 99. С. 37-45.
3. Summers G. S. and Broading R. A. Continuous velocity logging // Geophysics. 1952. Vol. 17. No 3. Pp. 202-212.
4. Крауклис П. В., Щербакова Т. В., Исаков И. И. Исследование свойств нормальных волн при акустическом каротаже нефтяных и газовых скважин // Прикл. геофизика. 1982. № 102. С. 57-66.
5. Лайтхилл Джеймс. Волны в жидкостях. Пер. с англ. М.: Мир, 1981.
6. Пергамент А. Х., Петренко Ф. А., Плющенко Б. Д., Турчанинов В. И. Численное моделирование акустического каротажа скважин. М.; Препринт ИПМ РАН, №70, 1997, Москва. С. 28.

7. Исаков И. И. Исследование регистраций волны Лэмба в скважине // М.: Недра, 1979.
8. Смольянинова Е. И. Изучение околоскважного пространства на основе использования кинематики и динамики гидроволн: Дис. канд. геол.-минерал. наук. М., 1983.
9. Kozyar V. F., Glebotcheva N. K. and Medvedev N. Y. Permeable Reservoir Rock Determination by Stoneley Wave Parameters (Results of Industrial Tests) // Trans. SPWLA, 39th Annual Symposium. 1998. Pp. 81-89.
10. Карус Е. В., Кузнецов О. Л. Критерии выявления зон повышенной трещиноватости с помощью широкополосного акустического каротажа // Изв. вузов. Геология и разведка. 1977. № 1. С. 43-52.
11. Tang X. M. and Cheng C. H. A dynamic model for fluid flow in open borehole fractures // J. Geophys. Res. B. 1989. No 6. Pp. 7567-7576.
12. Уайт Дж. Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн. М.: Недра, 1986.
13. Shagapov V. Sh., Khlestkina N. M. and Lhuillier D. Acoustic waves in channels with porous and permeable walls // Transport in Porous Media. 1999. Vol, 35. No 3. Pp. 327-344.
14. Булатова З. А., Гумерова Г. А., Шагапов В. Ш. Об эволюции волн в каналах, имеющих участки с проницаемыми стенками и окруженных неоднородной пористой средой // Акустический журнал. 2002. Т. 3. С. 23-31.
15. Булатова З. А., Шагапов В. Ш. К теории акустического зондирования прискважинных областей пористых и проницаемых горных пород // Геофизический журнал. 2002. Т. 24, № 2. С. 79-91.
16. Nigmatullin R. I., Gubaydullin A. A. and Shagapov V. Sh. Numerical Investigation of Shock and Thermal Waves in Porous Saturated Medium with Phase Transitions // Porous Media: Physics, Models, Simulation (World Scientific Publishing). 1999. Pp. 15-21.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
18. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972.

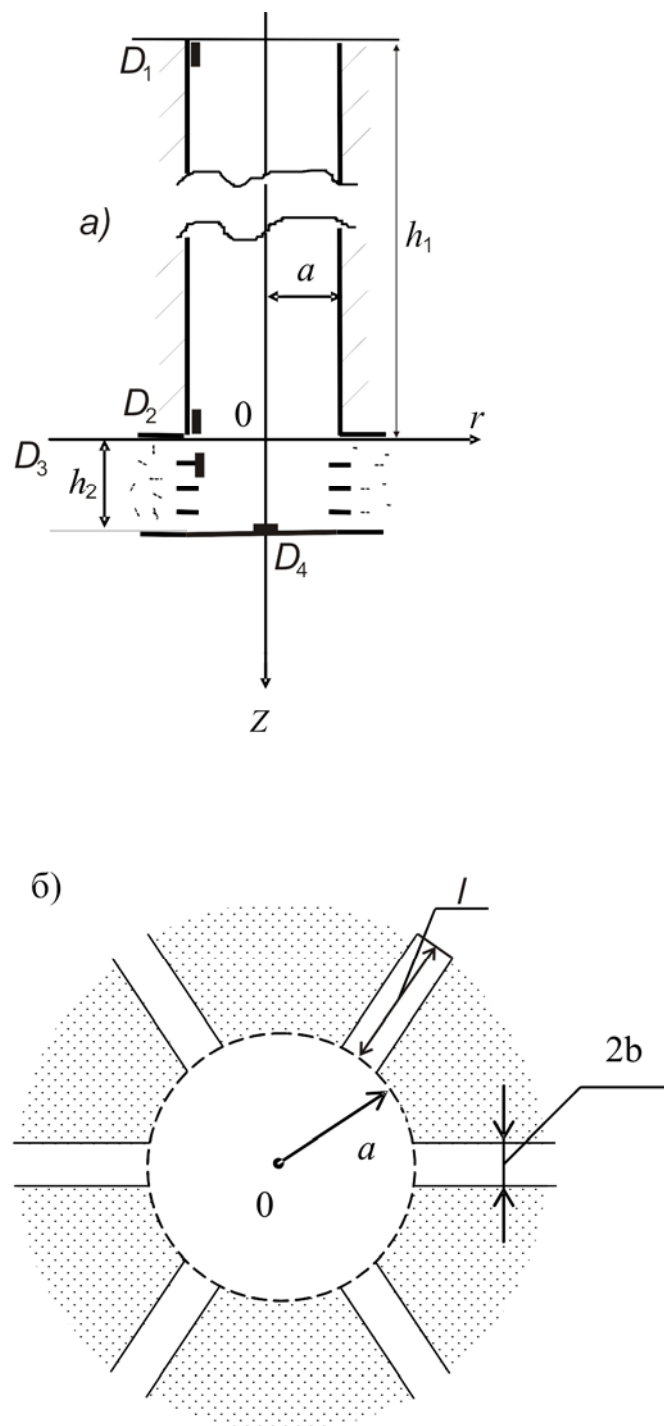


Рисунок 1. Схема канала с проницаемым участком (а) и различные возможные структуры окружающей канал пористой среды: однородная (б) и с "коркой" (в):  $D_1 - D_4$  - датчики.

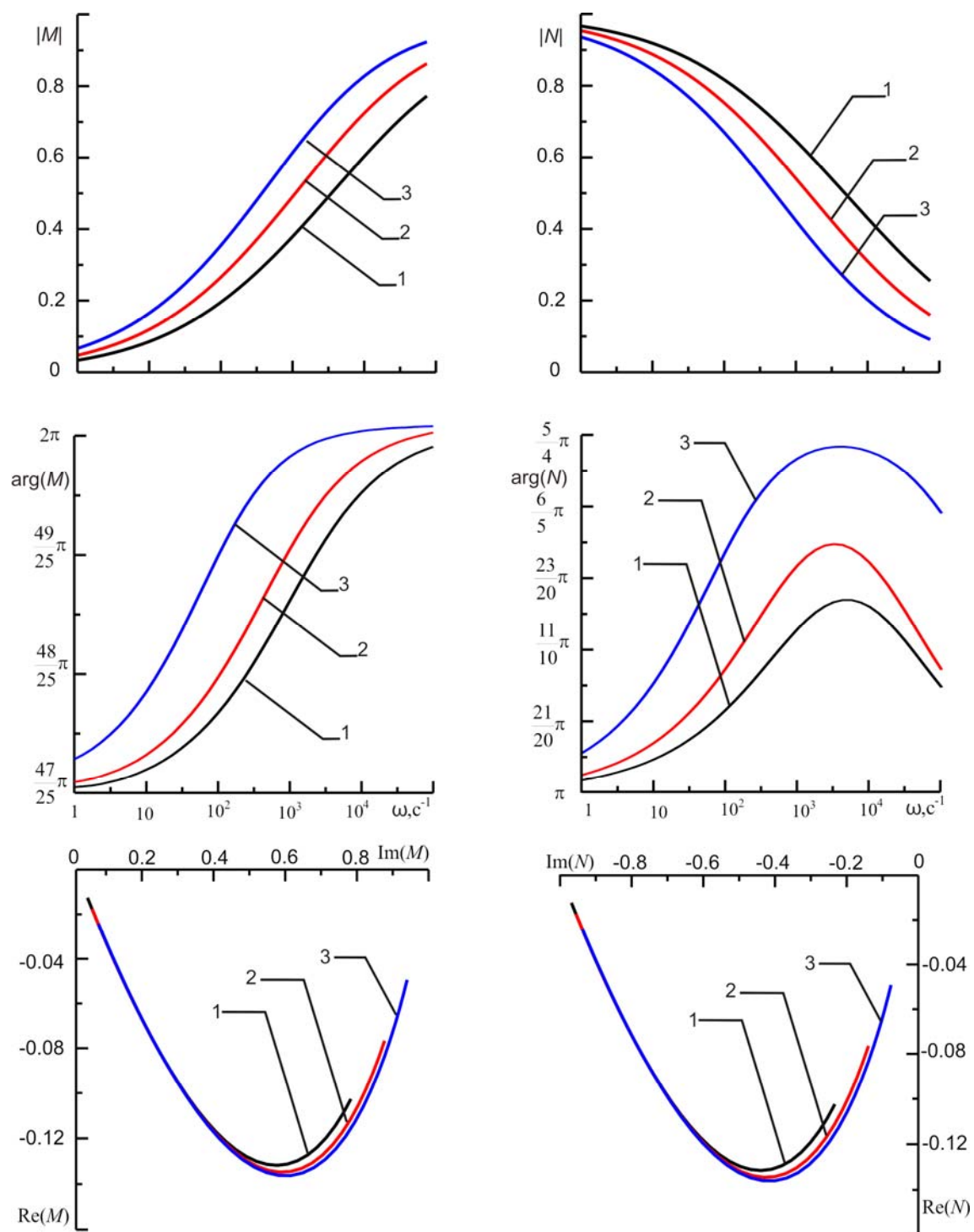


Рисунок 2. Модули (а), аргументы (б) и годографы (в)  
коэффициентов прохождения и отражения волны  
 $T = 380\text{K}$ ,  $p = 10^7 \text{Па}$  : 1- $l=0.1$  м; 2- $l=0.2$  м; 3- $l=0.4$  м

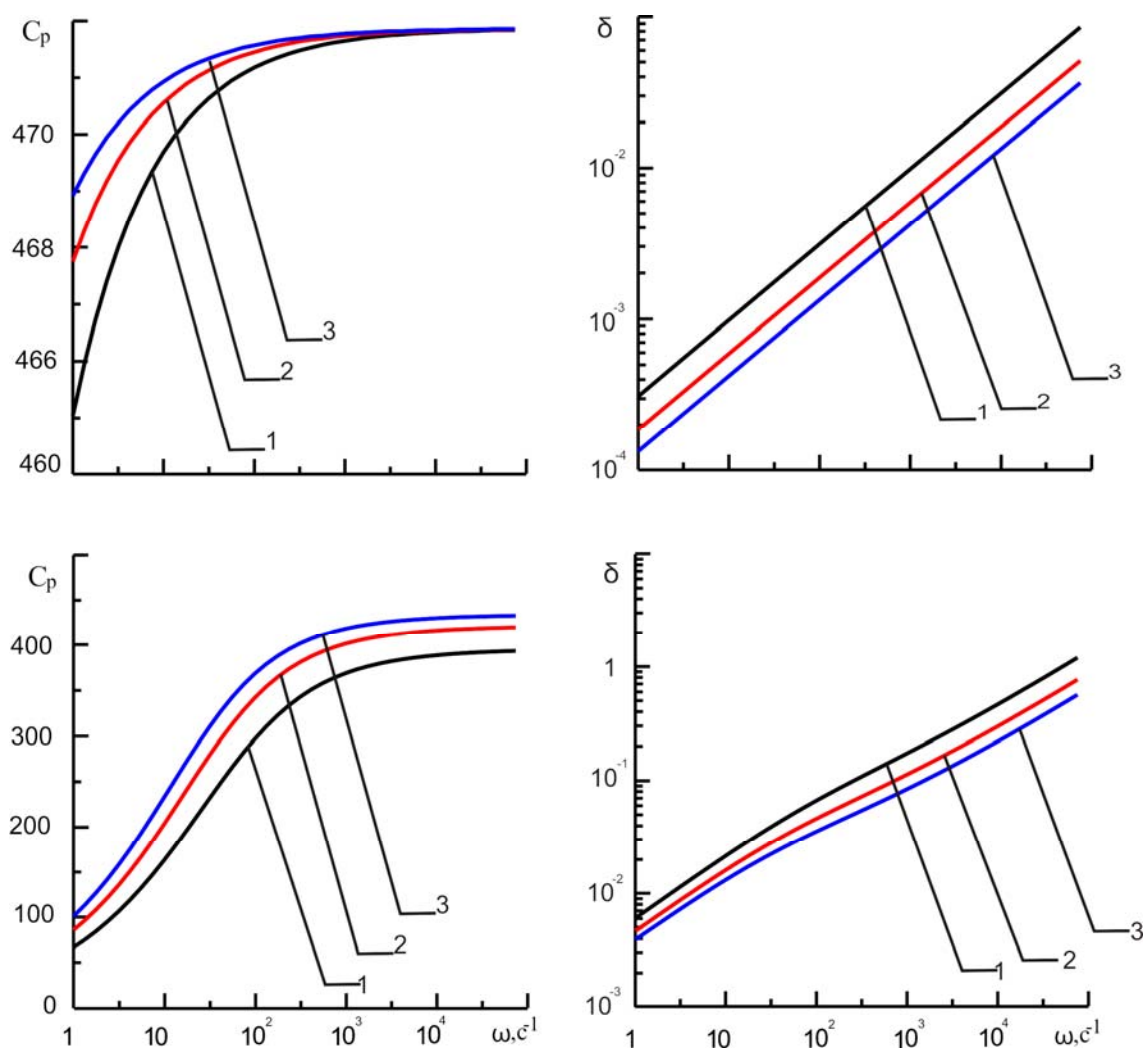


Рисунок 3. Фазовая скорость и коэффициент затухания для возмущений от частоты для непроницаемого (а) и проницаемого (б) участков, построенные для различных радиусов скважины.  
 1- $a=0.01$  м; 2- $a=0.03$  м; 3- $a=0.05$  м.

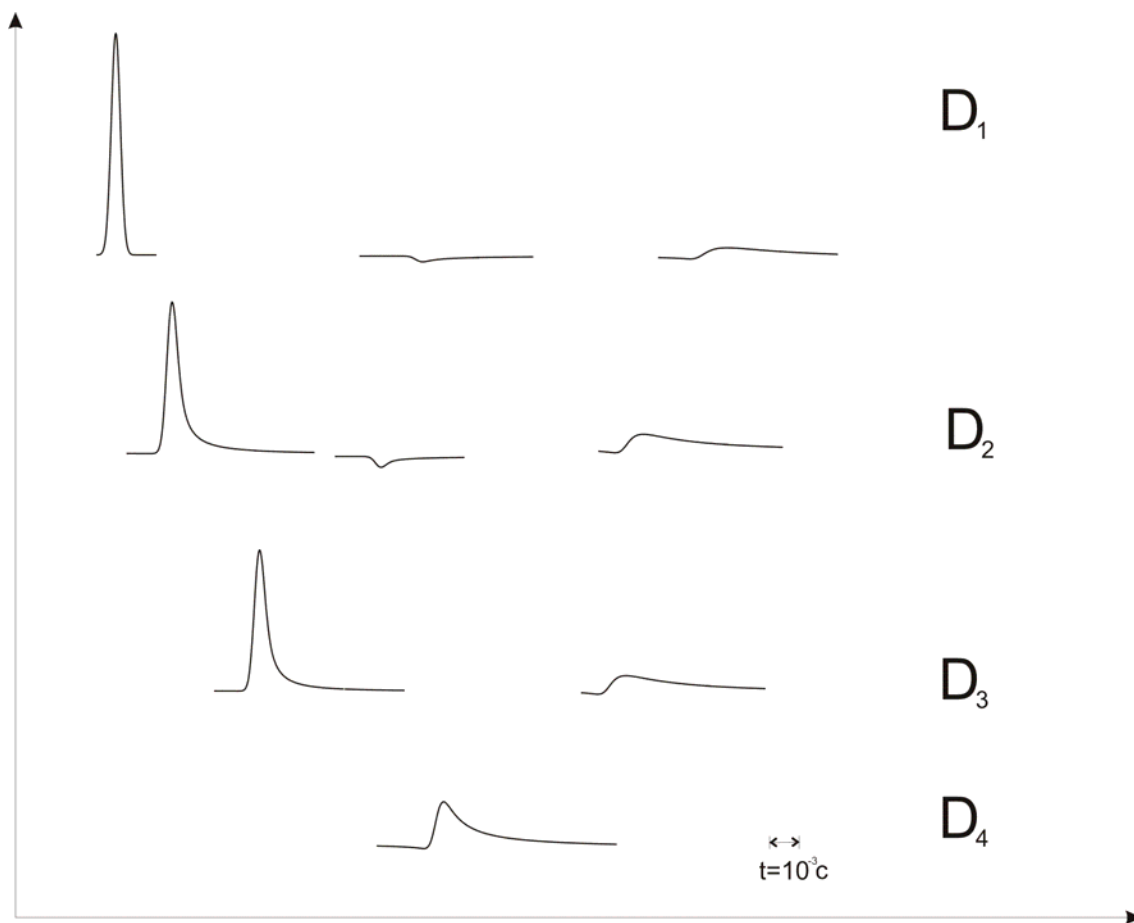


Рисунок 4. Динамика импульсного сигнала в скважине при  $T = 380K$ ,  $p = 10^7$  Па