АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2012, том 58, № 6, с. 776–784

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 534.6.08

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПОРИСТОГО ДОРОЖНОГО ПОКРЫТИЯ АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

© 2012 г. В. Ю. Валяев, А. В. Шанин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119991 Москва, Ленинские горы
E-mail: andrey_shanin@mail.ru

Поступила в редакцию 16.05.2012 г.

В простейшем случае пористое дорожное покрытие известной толщины характеризуется следующими параметрами: пористостью, извилистостью и сопротивлением потоку. Ставится задача оценки этих параметров по акустическому сигналу, отраженному покрытием. Показано, что данная задача может быть решена с помощью эксперимента, проводимого во временной области (т.е. при регистрации импульсного отклика среды). Для улучшения проникновения звука в пористый слой звуковая волна запускается под скользящим углом к поверхности. Детально описана процедура вычисления импульсного отклика в рамках теоретической модели Морзе–Ингарда.

Ключевые слова: пористая среда, слоистая среда, М-последовательность.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что пористое дорожное покрытие обладает улучшенными по сравнению со сплошным покрытием дренажными свойствами, а также обеспечивает снижение уровня шума на 3–5 дБ [1]. Актуальна задача неразрушающего контроля такого покрытия акустическими методами, т.е. оценки основных параметров покрытия (толщины пористого слоя, пористости, сопротивления потоку и извилистости). Созданы соответствующие стационарные и мобильные установки [2, 3], представляющие собой источник звука и микрофон, расположенные над исследуемой поверхностью.

В настоящей работе описывается сходная установка, в которую, однако, внесены существенные изменения. А именно: тестирование исследуемой поверхности производится звуковой волной, распространяющейся под скользящим углом к поверхности, а не по нормали, как это делается в существующих установках. При этом достигается существенное значение коэффициента прохождения звуковой волны из воздуха в пористую среду (при нормальном падении этот коэффициент не превышает 0.2). Кроме того, в настоящей работе рассмотрение проводится во временной области, т.е. теоретическое рассмотрение сводится к отысканию отклика системы на функцию источника $w(t)$, взятую в виде тета-функции Хэвисайда. Эксперимент построен таким образом, что он дает временной профиль данного импульсного отклика. Оценка неизвестных параметров пористой среды сводится к подбору значений параметров, обеспечивающих наилучшее сходство между теоретическим предсказанием и экспериментом.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Дорожное покрытие будем описывать как пористую среду с неподвижной матрицей. Воспользуемся моделью Морзе–Ингарда [4]. Введем давление воздуха в пористой среде p и среднюю (по объему, занятому пористой средой) колебательную скорость u. Будем считать, что скорость и давление подчиняются системе уравнений

$$\rho_0 \frac{T}{\Omega}\frac{\partial u}{\partial t} = -\Phi u - \nabla p,$$
$$\frac{\Omega}{c_0^2}\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 \nabla u, \qquad (1)$$

где Ω – пористость материала (отношение объема, занятого воздухом, к объему, занятому пористой средой), Φ – сопротивление потоку (кг/м^{3}с), T – извилистость (tortuosity), c_0 – скорость звука в воздухе, ρ_0 – равновесная плотность воздуха. Типичные значения безразмерных параметров есть

$$\Omega = 0.05\text{–}0.3,$$
$$T = 2\text{–}10.$$

Уравнения для звука над дорожным покрытием получаются из (1), если положить $\Omega = 1$, $T = 1$, $\Phi = 0$.

Пористое покрытие занимает область $-H < z < 0$ декартовых координат (x, y, z). Область $z > 0$ занята воздухом, при $z = -H$ имеется твердая подложка. На границе $z = 0$ выполняются граничные условия непрерывности давления и вертикальной компоненты скорости

Рис. 1. Схема измерения импульсного отклика пористого дорожного покрытия.

$$p(x, y, -0) = p(x, y, +0), \quad (2)$$

$$u_z(x, y, -0) = u_z(x, y, +0). \quad (3)$$

На границе с подложкой выполняется условие

$$u_z(x, y, -H) = 0. \quad (4)$$

Рассматривается задача о возбуждении волн в среде монопольным источником, находящимся в точке (0, 0, h_s), $h_s > 0$. Приемник расположен в точке (L, 0, h_m), т.е. на расстоянии L по горизонтали от источника (см. рис. 1). Рассматривается стационарная задача (т.е. распространение гармонической волны с частотой f), а также переходный процесс, соответствующий функции источника в виде скачка (тэта-функции Хэвисайда). Очевидно, переходный процесс можно описать, применив преобразование Фурье по времени к решению стационарной задачи.

Модель Морзе–Ингарда, используемая в настоящей статье, является наиболее простой феноменологической моделью, описывающей распространение звука в пористой среде с жесткой матрицей. Имеется обширная литература (напр. [5–8]), в которой строятся более сложные модели. В основном усложнение модели идет по пути отыскания зависимости эффективных параметров среды (T, Φ и иногда ρ) от частоты. Более общая теория [9] описывает пористую среду с деформируемой матрицей. Имеются исследования, описывающие различные типы волн в такой среде с учетом слоистой структуры [10, 11].

Поле точечного источника в воздухе описывается неоднородным уравнением непрерывности

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \nabla u = \rho_0 w(t)\delta(x)\delta(y)\delta(z - h_s),$$

где $w(t)$ – функция источника. В случае стационарной задачи полагаем $w(t) = Be^{-i\omega t}$, $\omega = 2\pi f$, и опускаем экспоненциальную зависимость всех величин от времени. Решение стационарной задачи представляет собой сумму прямой и отраженной волн

$$P = P_d + P_r.$$

Поле P_d на приемнике вычисляется по формуле монопольного источника

$$P_d = -\frac{i\omega\rho_0 \exp\{ik_0 r\}}{4\pi r} W,$$

где

$$r = \sqrt{L^2 + (h_s - h_m)^2}, \quad k_0 = \omega/c_0.$$

Отраженное поле дается интегралом Фурье–Бесселя

$$P_r = W\frac{\rho_0\omega}{4\pi}\int_0^\infty \frac{R(\omega, k_\parallel)}{\gamma_0(\omega, k_\parallel)} \times \quad (5)$$

$$\times \exp\{i(h_s + h_m)\gamma_0(\omega, k_\parallel)\} J_0(k_\parallel L) k_\parallel dk_\parallel,$$

где

$$\gamma_0(\omega, k_\parallel) = \sqrt{k_0^2 - k_\parallel^2}.$$

Величина $R(\omega, k_\parallel)$ представляет собой коэффициент отражения плоской волны круговой частоты ω, падающей под углом $\theta = \arccos(k_\parallel c_0/\omega)$ на поверхность пористой среды, W – амплитуда источника.

Коэффициент отражения дается формулой

$$R(\omega, k_\parallel) =$$

$$= \left(1 - \frac{\rho_0\omega}{Z(\omega, k_\parallel)\gamma_0(\omega, k_\parallel)}\right) \Bigg/ \left(1 + \frac{\rho_0\omega}{Z(\omega, k_\parallel)\gamma_0(\omega, k_\parallel)}\right), \quad (6)$$

где

$$Z(\omega, k_\parallel) = i\frac{\varsigma k_1(\omega)}{\gamma_1(\omega, k_\parallel)\mathrm{tg}(H\gamma_1(\omega, k_\parallel))}. \quad (7)$$

Величина

$$\zeta = \frac{\rho_0 c_0}{\Omega}\sqrt{T}\sqrt{1 + i\frac{\Phi\Omega}{\rho_0 T\omega}} \quad (8)$$

представляет собой волновой импеданс пористой среды, величина

$$k_1(\omega) = \frac{\omega}{c_0}\sqrt{T}\sqrt{1 + i\frac{\Phi\Omega}{\rho_0 T\omega}} \quad (9)$$

есть волновое число в пористой среде,

$$\gamma_1(\omega, k_\parallel) = \sqrt{k_1^2(\omega) - k_\parallel^2}. \quad (10)$$

Формулы (5)–(10) описывают решение стационарной задачи. Пусть теперь волна возбуждается

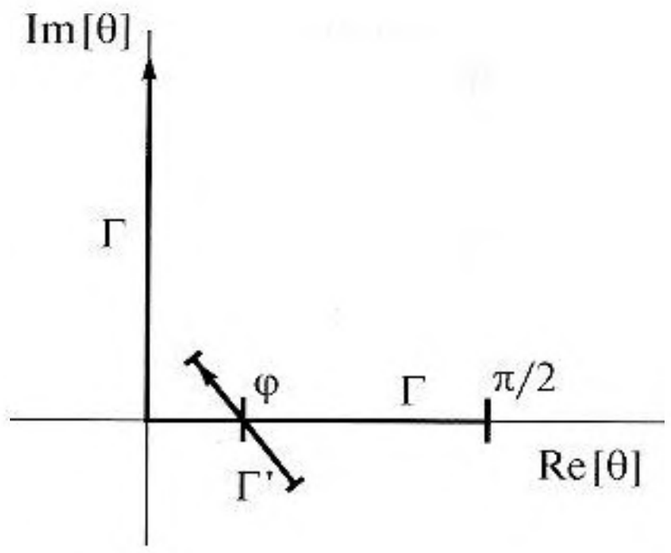


Рис. 2. Контура интегрирования.

импульсом, описываемым функцией $w(t)$. Введем Фурье-образ функции источника

$$W(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} w(t)e^{i\omega t}dt.$$

Очевидно, звуковое давление на приемнике в прямой волне дается формулой

$$p_d(t) = \frac{\rho_0}{4\pi r}\frac{d}{dt}w(t - r/c_0), \tag{11}$$

а в отраженной волне

$$p_r(t) = \frac{\rho_0}{2\pi}\mathrm{Re}\left[\int_0^{\infty}\omega W(\omega)e^{-i\omega t}\int_0^{\infty}\frac{R(\omega, k_\parallel)}{\gamma_0(\omega, k_\parallel)}\times\right.$$
$$\left.\times\exp\{i(h_m + h_s)\gamma_0(\omega, k_\parallel)\}J_0(k_\parallel L)k_\parallel dk_\parallel d\omega\right]. \tag{12}$$

ТЕХНИКА ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛА (12)

Интеграл (12) может быть существенно упрощен. Примем во внимание, что расстояние L в эксперименте (5–10 м) много больше длины волны в диапазоне частот, представляющем наибольший интерес с точки зрения дорожного шума (0.3–5 кГц). Появляется возможность использовать асимптотическое представление для функции Бесселя

$$J_0(k_\parallel r) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k_\parallel L}}\cos(k_\parallel L - \pi/4). \tag{13}$$

В свою очередь, при $\omega > 0$ косинус может быть представлен как сумма двух экспонент, одна из которых соответствует расходящейся волне, а другая – сходящейся волне

$$J_0(k_\parallel r) \approx$$
$$\approx \sqrt{\frac{1}{2\pi k_\parallel L}}\left(\exp\{ik_\parallel L - i\pi/4\} + \exp\{-ik_\parallel L + i\pi/4\}\right). \tag{14}$$

В настоящей статье производятся преобразования с первой экспонентой, в результате чего удается показать, что внутренний интеграл в (12) имеет точку стационарной фазы. В итоге интегрирование производится по окрестности этой точки. Аналогичные манипуляции со второй экспонентой в (14) не приводят к интегралу с точкой стационарной фазы, поэтому вкладом этой экспоненты можно пренебречь.

Итак, ограничимся первым членом в (14). Введем параметр

$$D = \sqrt{L^2 + (h_s + h_m)^2},$$

представляющий собой длину пути волны между источником и приемником, испытывающей отражение от поверхности. Представление (12) перепишется в виде

$$p_r(t) = -\frac{\rho_0}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{2\pi c_0 L}}\mathrm{Re}\left[\int_0^{\infty}\omega W(\omega)e^{-i\omega t - i\pi/4}\times\right.$$
$$\left.\times\int_\Gamma R(\omega, k_\parallel)e^{iD\omega/c_0\cos(\theta-\varphi)}\sqrt{\omega\cos\theta}d\theta d\omega\right]. \tag{15}$$

Здесь

$$k_\parallel = \frac{\omega}{c_0}\cos\theta, \quad \varphi = \arccos\left(\frac{L}{D}\right),$$

контур Γ показан на рис. 2. Во внутреннем интеграле в (15) будем считать $D\omega/c_0$ большим параметром. Экспоненциальный множитель в этом интеграле имеет стационарную точку при $\theta = \varphi$. В случае, если остальные множители являются достаточно гладкими вблизи этой точки, можно использовать метод стационарной фазы, фиксируя значение этих множителей при $\theta = \varphi$. Оценим область $\Delta\theta$, в которой неэкспоненциальные множители должны мало меняться. Очевидно,

$$\Delta\theta \sim \sqrt{\frac{2c_0}{D\omega}}.$$

В соответствии с (6), необходимым условием малого изменения R на этом интервале является условие

$$\Delta\theta \ll \varphi. \tag{16}$$

В описываемом ниже эксперименте $\varphi \sim 0.01$–0.1, $D \sim 10$ м. Условие (16) перестает выполняться на частотах порядка одного килогерца. Следовательно, методом перевала в данном случае пользоваться нельзя. Вместо этого участок контура Γ деформируется во фрагмент контура стационарной фазы Γ' (см. рис. 2). Длина фрагмента Γ' выбирается равной нескольким $\Delta\theta$. Предполагается, что интеграл вдоль Γ (внутренний интеграл в (15)) можно заменить интегралом по фрагменту Γ' и ошибка будет экспоненциально малой. Экспоненциальный множитель при этом представляется в виде

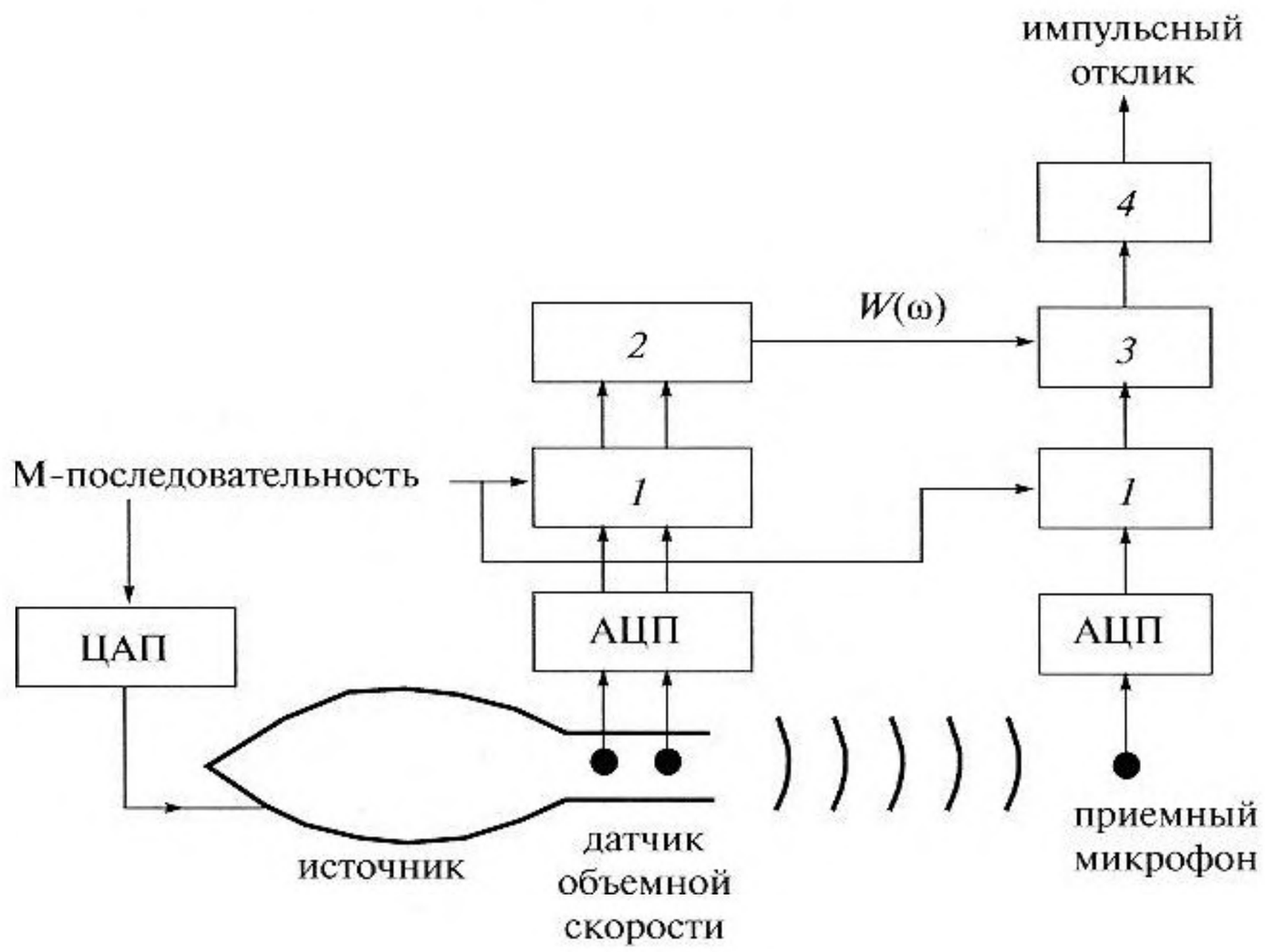


Рис. 3. Блок-схема обработки сигналов, использованная в эксперименте.

$$\exp\{iD\omega/c_0\cos(\theta-\varphi)\} \approx \exp\left\{i\frac{D\omega}{c_0}\left(1-\frac{(\theta-\varphi)^2}{2}\right)\right\}.$$

После численного взятия внутреннего интеграла по θ вычисляется внешний интеграл (15) по ω, что дает оценку временного профиля импульса звукового давления на приемнике $p(t)$.

В рассматриваемых ниже примерах в качестве функции источника берется функция Хэвисайда

$$G(t) = \begin{cases} 1, & t > 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases},$$

пропущенная через фильтр низких частот. Соответственно, Фурье-образ $W(\omega)$ имеет вид

$$W(\omega) = \frac{i}{2\pi\omega}F(\omega/(2\pi)), \qquad (17)$$

где частотный отклик фильтра $F(f)$ выбран в виде

$$F(f) = \frac{A}{2}(1-\mathrm{th}((1-f_{\max})/f_w)). \qquad (18)$$

Частота отсечки $f_{\max}$ выбрана равной 4000 Гц, ширина переходной зоны f_w равна 2000 Гц, а амплитудный коэффициент A выбирается таким образом, чтобы прямое поле на расстоянии 1 м было численно равно единице, т.е.

$$\frac{\rho_0}{8\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}F(\omega/(2\pi))d\omega = 1. \qquad (19)$$

Фильтрация, во-первых, позволяет избежать импульсов с большими пиковыми величинами, а во-вторых, соответствует условиям эксперимента, в котором частотная полоса ограничена возможностями определения функции $w(t)$.

Таким образом, при численном моделировании вычисляется функция $W(\omega)$ по формуле (17), затем вычисляется прямое поле по формуле (11) и приближенно вычисляется отраженное поле по формуле (15), причем внутренний интеграл берется по фрагменту Г'.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Геометрия эксперимента соответствует рис. 1. В качестве источника использовался прибор Bruel&Kjaer 4295 OmniSource с датчиком, позволяющим измерять колебательную скорость на выходе из источника (4299 Volume Velocity Adaptor). Адаптер представляет собой короткий отрезок трубы с двумя микрофонами, расположенными на оси. Расстояние между микрофонами, равное 2 см, определяет наивысшую частоту, на которой возможно определение колебательной скорости (8.5 кГц). Для регистрации сигнала использовался 0.5 дюймовый микрофон Bruel&Kjaer, обладающий достаточно ровной амплитудной и фазовой характеристикой в широком диапазоне частот.

Эксперимент по определению импульсного отклика проводился с использованием метода М-последовательности. Схема эксперимента показана на рис. 3 (подробно эта схема описана в [12]). М-последовательность представляет собой

двухуровневый псевдослучайный сигнал большой длительности (в эксперименте использовалась посылка длиной 4 с частотой оцифровки 32 кГц). Столь большая длительность позволяет добиться хорошего соотношения сигнал/шум в присутствие естественных акустических помех на открытом воздухе. Известно, что автокорреляционная функция М-последовательности весьма близка к дельта-функции. М-последовательность подается на ЦАП и воспроизводится источником (разумеется, с искажениями, вызванными несовершенством источника). Приемный тракт оцифровывает и записывает звуковое давление на микрофоне, расположенном в точке приема, а также на двух микрофонах, расположенных в горловине датчика объемной скорости. Вычисляется кросс-корреляция сигналов каждого из микрофонов с исходной М-последовательностью. На корреляционные функции накладывается временное окно, после чего с каждым из сигналов выполняется преобразование Фурье. Из сигналов, полученных от микрофонов датчика объемной скорости, по формуле метода двух микрофонов вычисляется Фурье-спектр объемной скорости. Отношение спектров давления в точке приемника и колебательной скорости дает передаточную функцию дифракционного процесса. Выполняется фильтрация, соответствующая (18). Обратное преобразование Фурье дает (профильтрованный) импульсный отклик системы. Этот отклик сравнивается с теоретическим предсказанием.

Блок-схема обработки сигналов показана на рис. 3. На этом рисунке цифрами обозначены следующие модули:

1. Вычисление корреляционной функции и накладывание временного окна. Вычисление преобразования Фурье.

2. Вычисление Фурье-образа объемной скорости по формуле двух микрофонов.

3. Вычисление передаточной функции (отношения Фурье-образа давления на приемнике к Фурье-образу объемной скорости). Накладывание фильтра (18) в частотной области.

4. Вычисление обратного преобразования Фурье.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4а–4г показаны экспериментальные графики и результаты численного моделирования для следующих значений параметров:

а) $L = 5$ м, $h_s = 1.37$ м, $h_m = 1.0$ м,

б) $L = 10$ м, $h_s = 1.37$ м, $h_m = 0.37$ м,

в) $L = 10$ м, $h_s = 0.08$ м, $h_m = 1.0$ м,

г) $L = 10$ м, $h_s = 0.08$ м, $h_m = 0$ м.

При моделировании во всех случаях выбирались параметры

$$H = 0.04\ \text{м}, \quad \Omega = 0.2, \quad T = 4, \quad \Phi = 100000\ \text{кг/(м}^3\text{с)}.$$

Толщина пористого слоя и пористость были сообщены строительной организацией, извилистость и сопротивление потоку подбирались так, чтобы теоретический и экспериментальный графики лучше всего соответствовали друг другу. Приводятся графики фильтрованного импульсного отклика системы. На первых двух графиках легко выделить прямой импульс, импульс, отраженный от границы воздуха и пористой среды, и импульс, отраженный от подложки. Графики расположены в порядке убывания параметра φ, который принимает значения 0.44, 0.17, 0.11, 0.008. Из графиков следует, что теоретическая модель в широком диапазоне частот и углов падения удовлетворительно описывает поведение пористой среды.

Следующей задачей было оценить возможности метода по определению неизвестных параметров. Для этого необходимо составить представление о чувствительности формы импульсного отклика к изменению основных параметров среды. На рис. 5–7 показаны графики, иллюстрирующие изменение теоретически рассчитанной формы импульсного отклика при изменении одного из параметров относительно значений, приведенных выше. Из графиков видно, что извилистость T (при известной толщине H) можно оценить по положению импульса, отраженного от подложки; сопротивление потоку – по величине импульса, отраженного от подложки; пористость – по величине импульса, отраженного от верхней поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена схема эксперимента, целью которого является оценка неизвестных параметров пористого дорожного покрытия. Эксперимент проводится на открытом воздухе. Методом М-последовательности определяется импульсный отклик слоя пористой среды при скользящем угле падения. Определение параметров производится с помощью подбора параметров теоретической модели, дающего наилучшее сходство экспериментальных и теоретических импульсных откликов. В качестве теоретической модели выбрана модель Морзе–Ингарда. Показано, что она дает удовлетворительное сходство с экспериментом.

Работа поддержана грантом Правительства РФ № 11.G34.31.0066, грантом поддержки ведущих

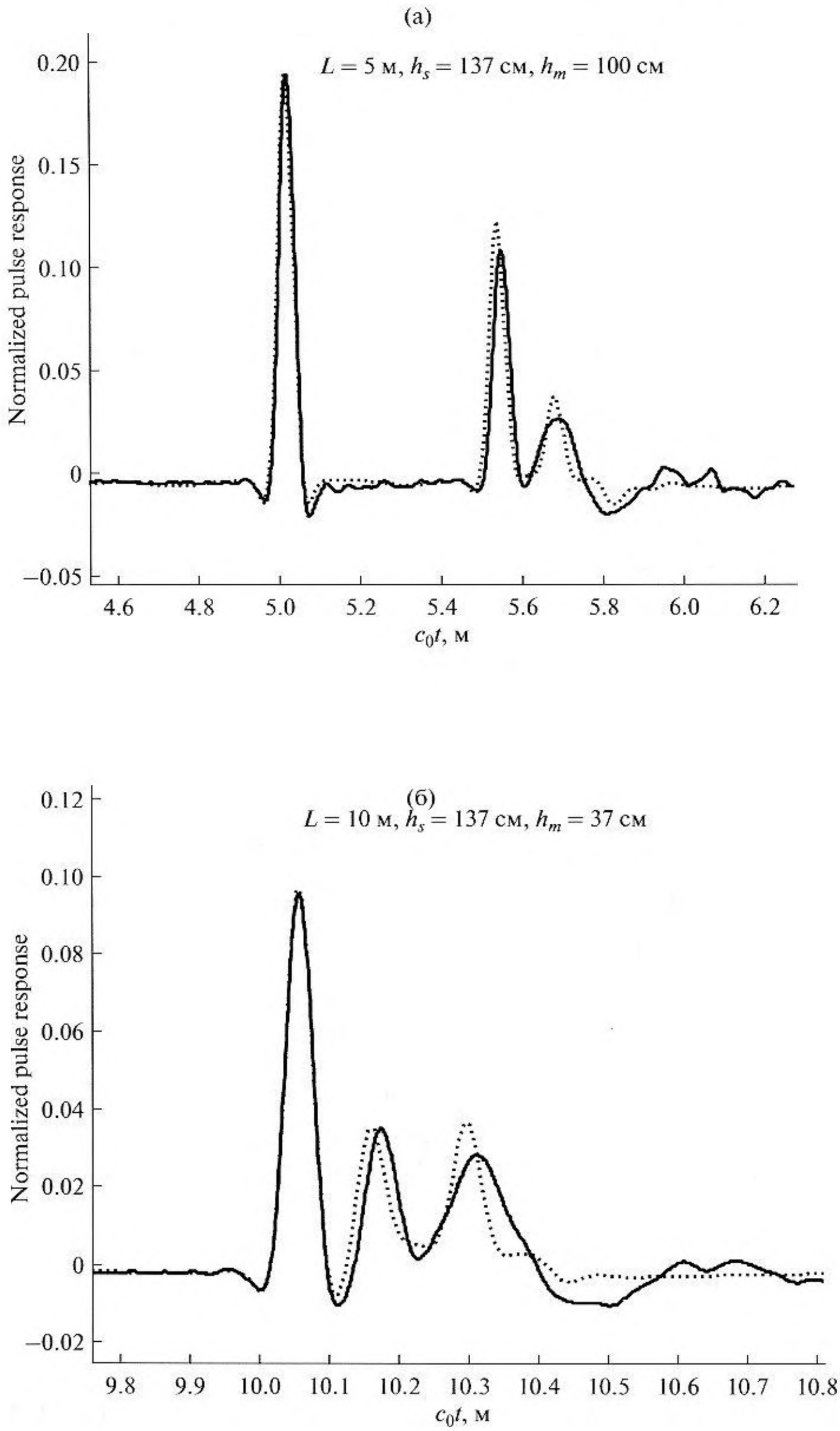
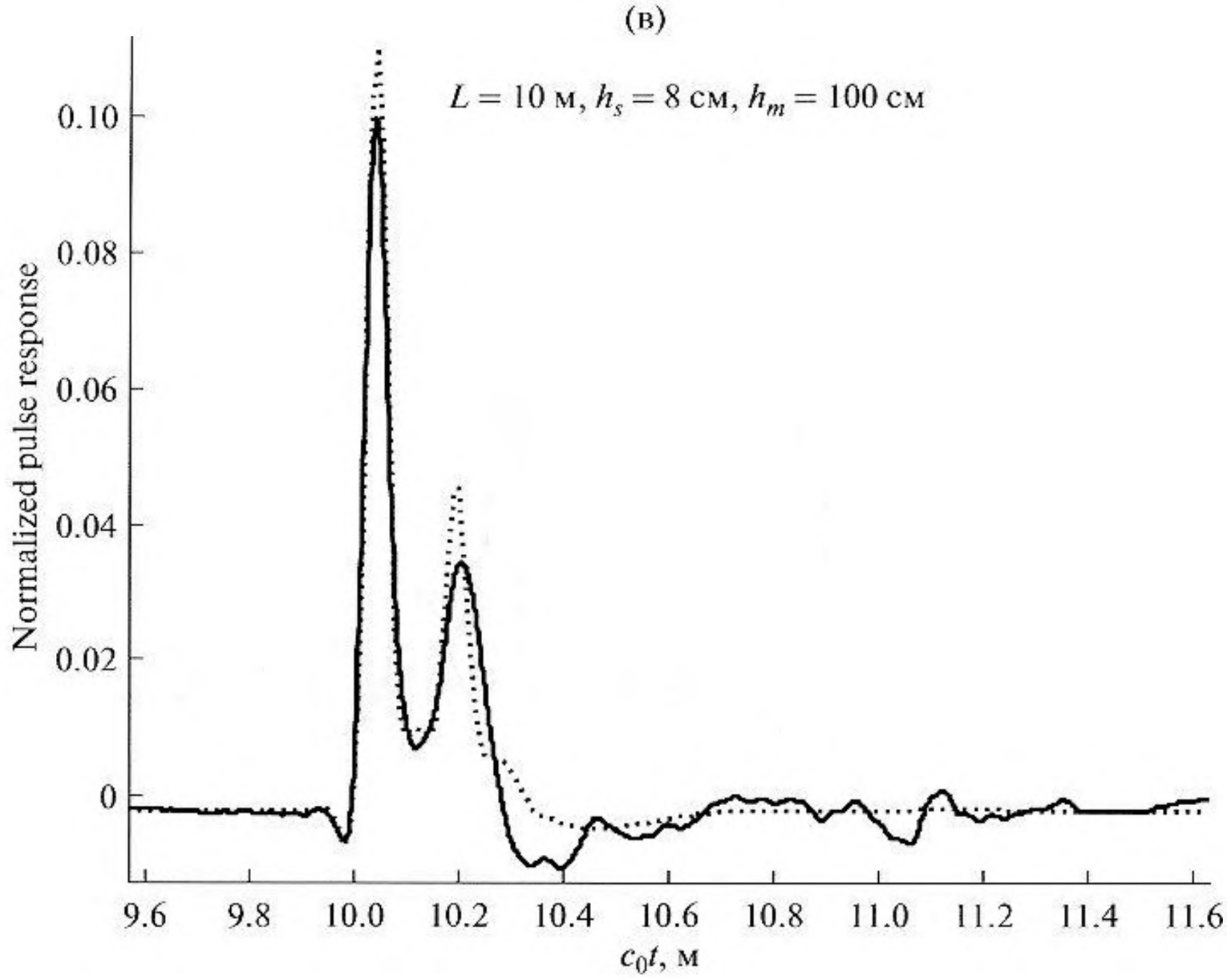


Рис. 4. Результаты фитинга экспериментальных данных. Сплошная линия – экспериментальные данные, пунктирная линия – численное моделирование.



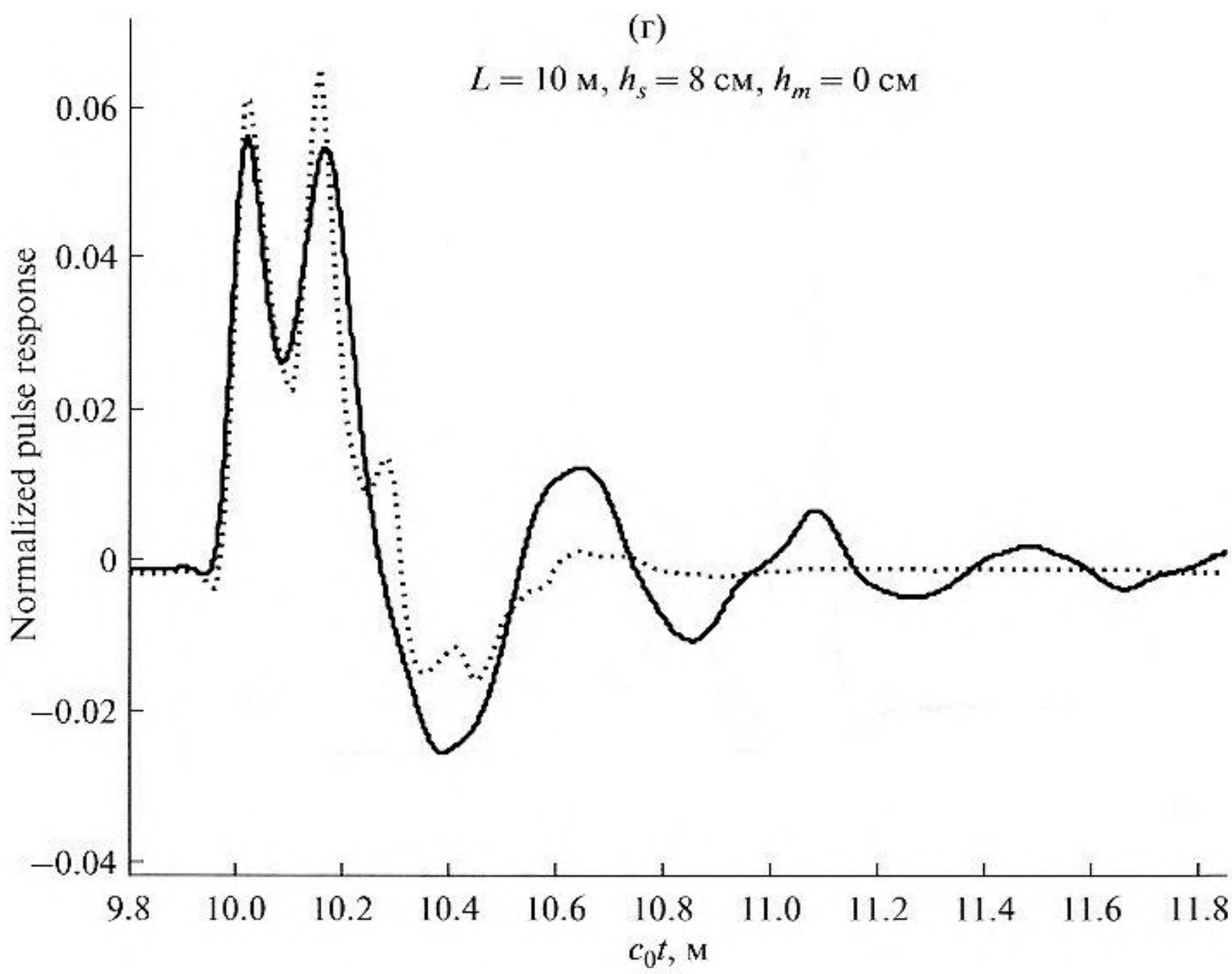


Рис. 4 . Окончание.

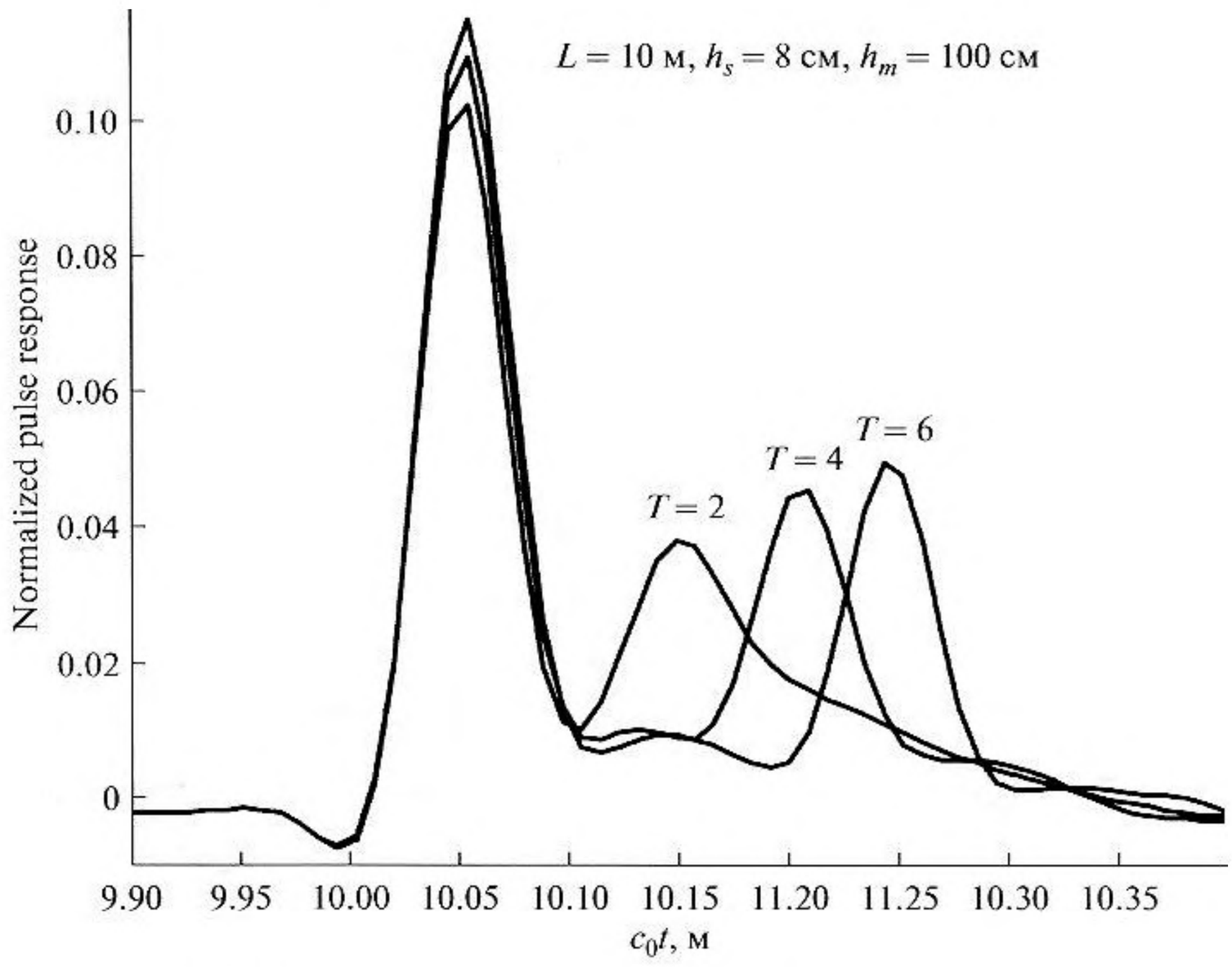


Рис. 5. Определение параметра T по импульсному отклику.

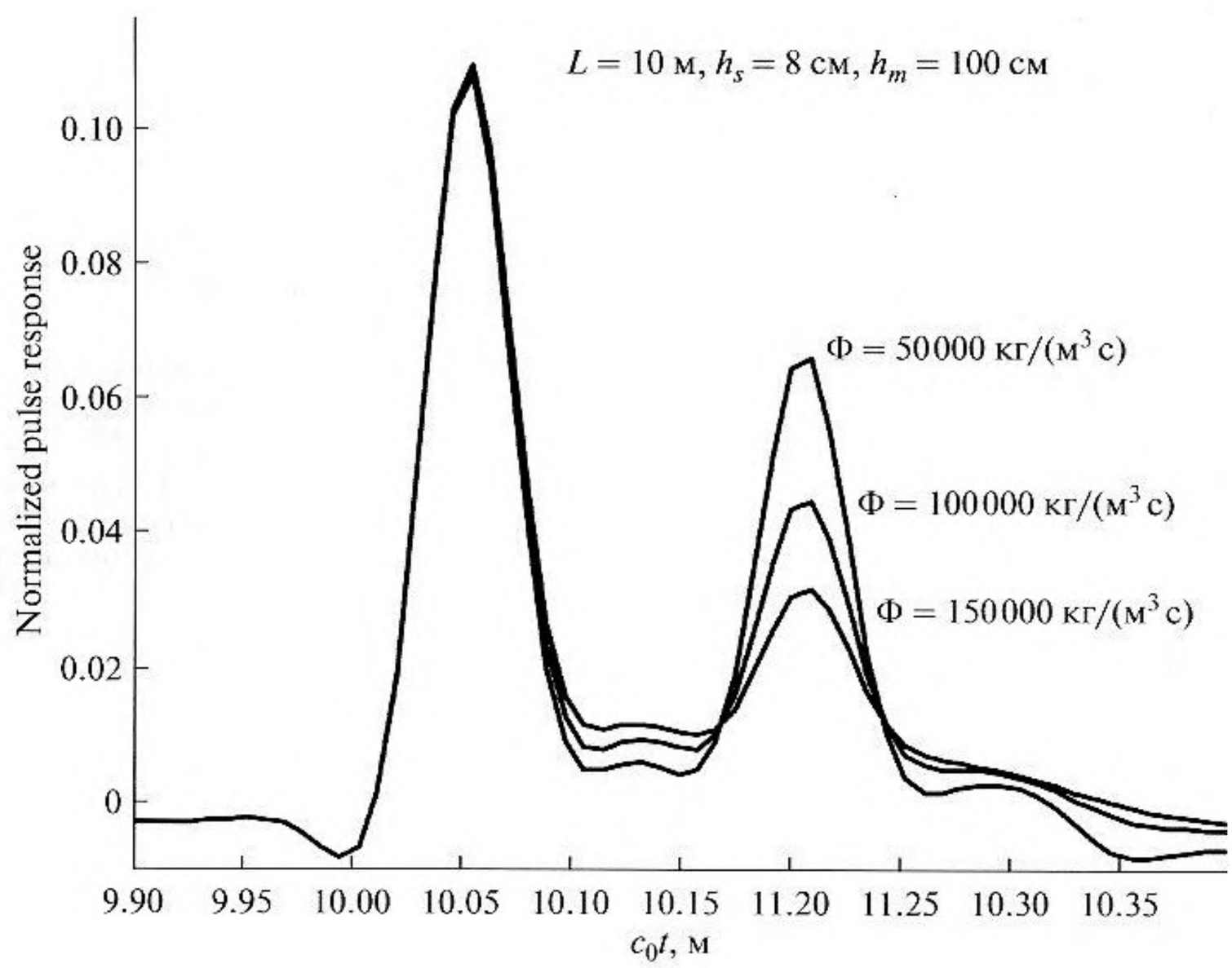


Рис. 6. Определение параметра Ф по импульсному отклику.

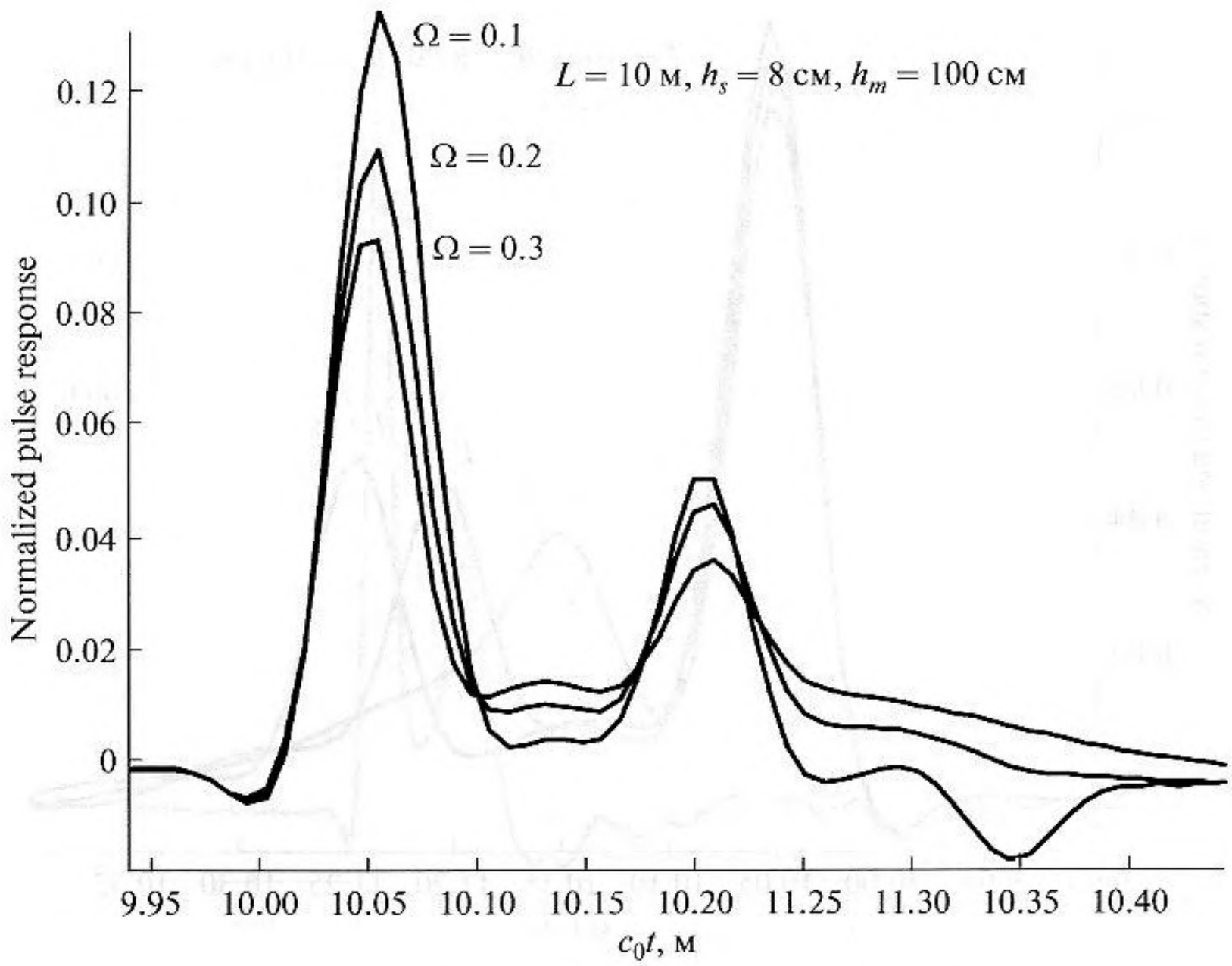


Рис. 7. Определение параметра Ω по импульсному отклику.

научных школ № 2631.2012.2 и грантом РФФИ № 12-02-00114.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Berengier M.C.* Traffic noise propagation: Absorbing pavement and screening effect. Internoise 92, 1992. Toronto, Canada. P. 143–146.
2. *Garai M., Berengier M., Guidorzi P., L'Hermite Ph.* Procedure for measuring the sound absorption of road surfaces in situ. Euro Noise'98, 1998. Munchen, Germany.
3. *Morgan P.A., Watts G.R., Phillip S.M.* Trials of a mobile MLS technique for characterizing road surface absorption. The 2001 International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering, 2001. Hague, Netherlands.
4. *Morse P.M., Ingard K.U.* Theoretical Acoustics. NY: McGraw-Hill, 1968. 949 p.
5. *Attenborough K.* Acoustical characteristics of rigid fibrous absorbents and granular materials // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 73. № 3. P. 785–799.
6. *Li K.M., Waters-Fuller T., Attenborough K.* Sound propagation from a point source over extended-reaction ground // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 2. P. 679–685.
7. *Anfosso-Ledee F., Dangla P., Berengier M.* Sound propagation above a porous road surface with extended reaction by boundary element method // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122. № 2. P. 731–736.
8. *Champoux Y., Stinson M.R.* On acoustical models for sound propagation in rigid frame porous materials and the influence of shape factors // J. Acoust. Soc. Am. 1992. V. 92. № 2. P. 1120–1131.
9. *Biot M.A.* Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. № 4. P. 1482–1498.
10. *Губайдулин А.А., Болдырева О.Ю.* Распространение волн вдоль границы насыщенной пористой среды и жидкости // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 2. С. 201–211.
11. *Глушков Е.В., Глушкова Н.В., Фоменко С.И.* Влияние пористости на характеристики волн релеевского типа в многослойном полупространстве // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 2. С. 234–245.
12. *Шанин А.В., Валяев В.Ю.* Метод последовательностей максимальной длины в акустическом эксперименте // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 420–425.