АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2018, том 64, № 2, с. 155–161

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

УДК 534.6.08

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ

© 2018 г. А. А. Белоус*, А. И. Корольков, А. В. Шанин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119991 ГСП-1 Москва, Ленинские горы
**e-mail: artem.belous@gmail.com*

Поступила в редакцию 01.03.2017 г.

Представлен метод экспериментального определения частотной зависимости коэффициента отражения звукопоглощающего материала при падении под углом. С помощью техники *M*-последовательности и монопольного источника измеряются импульсные отклики вспененного меламина для разных углов падения акустической волны. Частотные зависимости коэффициента отражения, полученные при различных углах падения, сравниваются с зависимостями, теоретически рассчитанными по модели Био, и с зависимостями, полученными при помощи приближенного обращения интеграла Фурье–Бесселя.

Ключевые слова: звукопоглощение, монопольный источник, коэффициент отражения

DOI: 10.7868/S0320791918020028

ВВЕДЕНИЕ

Задача экспериментального измерения коэффициента отражения (поглощения) материалов является одной из важнейших в архитектурной акустике. Классическим методом измерения звукопоглощения является метод, основанный на измерении времени реверберации в реверберационной камере [1] с помещенным в нее исследуемым материалом. Форма камеры подбирается таким образом, чтобы звуковое поле в ней имело диффузный характер. На основе формулы Сэбина вычисляется интегральная оценка коэффициента отражения исследуемого материала. Результатом становится оценка частотной зависимости коэффициента отражения в диффузном поле. Данный метод требует постройки дорогих сооружений и принципиально неточен, поскольку предположения, сделанные при получении реверберационной формулы, недостижимы на практике [2]. Другим классическим методом является метод импедансной трубы, также называемой акустическим интерферометром. Метод импедансной трубы вариативен: в качестве входного сигнала можно использовать монохроматический [3] или широкополосный [4] сигнал; один [5], два [6] или более [7, 8] микрофонов для измерения давления в трубе; также существует множество техник обработки результатов эксперимента [9]. Но результатом измерения может стать только частотная зависимость коэффициента отражения при нормальном падении.

Эти методы годятся для исследования свойств материала, но их нельзя использовать на месте при натурных измерениях, например, в помещении, где материалы уже смонтированы. Настоящие натурные измерения возможны только при исследовании амплитуды акустического поля, отраженного от уже смонтированного материала. Подробный обзор методов измерения коэффициента поглощения и импеданса при этих измерениях приведен в [10]. Первыми такую технику применили Ингард и Болт [11] и Андо [12] с монохроматическим сигналом в заглушенной камере. Наиболее простые методики не позволяют измерить угловую зависимость коэффициента отражения и используют монохроматические сигналы, что увеличивает время измерения [13]. В процессе развития техники начали использоваться импульсные сигналы [14, 15]. Их использование позволило добиться лучшего разрешения отраженного сигнала от падающего по времени. Создание стабильного импульсного во времени источника с идеальной повторяемостью, а также защита микрофона от повреждения импульсным сигналом представляют сложную техническую проблему. Холлин и Джонс использовали корреляцию между шумовым сигналом, излучаемым источником, и сигналом, принимаемым микрофоном, чтобы избавиться от паразитных шумов [16].

В работе [17] отмечены недостатки использования импульсных источников звука (плохая по-

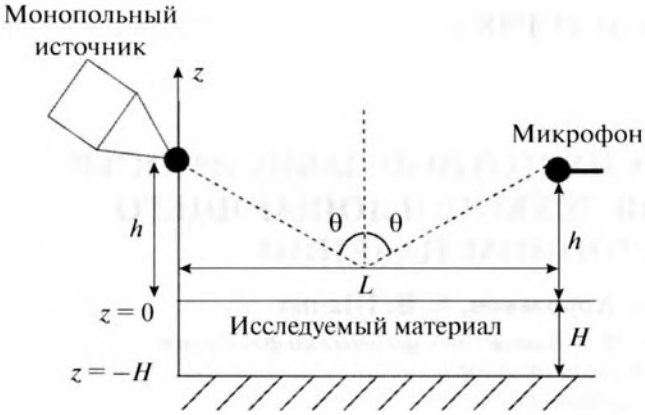

Рис. 1. Схема эксперимента.

вторяемость, нелинейность и сложность обработки экспериментальных данных). В [17] измерялся импульсный отклик исследуемого материала при помощи метода последовательностей максимальной длины только при нормальном падении. Прямой и отраженный сигналы в импульсном отклике вырезались с помощью гладкой оконной функции, исследовалось влияние формы оконной функции. Затем получалась частотная зависимость коэффициента отражения с помощью фурье-преобразования от вырезанного фрагмента.

В [17] в качестве источника использовался маленький динамик. Использование такого источника приводит к необходимости подбирать динамик с ровной частотной характеристикой в широком диапазоне, чтобы импульсный отклик был узким и было возможно разрешить часть импульсного отклика, соответствующую отражению от исследуемого материала. Динамик кроме ровной характеристики должен иметь небольшие размеры, чтобы считаться точечным источником. Кроме того, он должен иметь мощность, достаточную для того, чтобы сигнал не затух по пути до приемника. А для справедливости оценки коэффициента отражения как отношения отраженного поля к падающему нужно считать падающее поле полем плоской волны, для чего следует располагать точечный источник на значительном расстоянии от исследуемого материала. Поэтому такой подбор может быть сложным. Настоящая работа лишена такого недостатка, поскольку используется монопольный источник на основе мощного динамика большого диаметра, а объемная скорость на выходе из источника измеряется при помощи метода двух микрофонов, и частотная характеристика динамика не влияет на результат.

Техника, описанная в [17], была развита и использована для измерения коэффициента поглощения при наклонном падении [18]. Существует также техника измерения коэффициентов отражения при наклонном падении, основанная на двумерном пространственном фурье-преобразовании сигналов, измеренных в двух параллельных плоскостях, лежащих близко к поверхности испытуемого материала [19, 20].

В настоящей работе предлагается методика экспериментального определения частотной зависимости коэффициента отражения при падении под углом, основанная на анализе импульсного отклика исследуемого материала. Измерения ведутся с помощью монопольного источника, выполненного из динамика и конусовидного концентратора, восстановление угловой зависимости производится посредством обращения интеграла Фурье–Бесселя. Исследовано отличие коэффициента отражения, вычисленного при помощи деления спектра отраженного поля на спектр падающего поля, от коэффициента отражения, вычисленного при помощи обращения этого интеграла. Проверка новой методики производится на хорошо исследованном звукопоглощающем материале – вспененном меламине. Этот материал представляет собой вспененный пластик на основе полимера меламин–формальдегидной смолы и описывается известной математической моделью Био [21, 22]. Материал используется для тепло- и звукоизоляции. Свойства вспененного меламина хорошо известны и измерены в ряде работ [23, 24]. В настоящей работе используется псевдошумовой сигнал, что позволяет получить импульсный отклик, не сталкиваясь с техническими проблемами, связанными с использованием импульсного источника. Отраженный сигнал выделяется из импульсного отклика при помощи умножения отклика на гладкую оконную функцию, аналогично [17]. Главным недостатком предлагаемой в настоящей работе методики авторы считают необходимость тщательной сравнительной калибровки используемых микрофонов. Эта сложность может быть преодолена, если вместо трех микрофонов использовать один микрофон, повторяя эксперимент для каждого его расположения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуемый материал занимает область $-H < z < 0$ декартовой системы координат (x, y, z). Область $z > 0$ занята воздухом, на $z = -H$ находится акустически твердая стенка (рис. 1).

Акустические волны в среде возбуждает монопольный источник, находящийся в точке $(0,0,h)$, $h > 0$. Приемник расположен в точке $(L,0,h)$.

Поле точечного источника опишем неоднородным волновым уравнением

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = \rho_0 \frac{\partial W(t)}{\partial t}\delta(x)\delta(y)\delta(z-h), \qquad (1)$$

где $W(t)$ – объем воздуха, который производит источник в единицу времени, измеряется в м^3/с; c_0 – скорость звука в воздухе.

Измеряется набор импульсных откликов для углов падения θ_n. Из каждого импульсного отклика при помощи преобразования Фурье вычисляется частотная характеристика $P_n(\omega)$ отраженного от образца поля для каждого угла падения θ_n. Требуется из частотных характеристик получить частотную зависимость коэффициента отражения от образца при данном угле падения.

ОПИСАНИЕ ПОЛЯ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ. ИНТЕГРАЛ ФУРЬЕ–БЕССЕЛЯ

Рассмотрим стационарную задачу распространения гармонической волны с частотой f. В этом случае $W(t) = Be^{-i\omega t}$, $\omega = 2\pi f$. Экспоненциальную зависимость всех величин от времени опустим. Решение стационарной задачи будет представлять собой сумму прямого и отраженного полей:

$$P = P_d + P_r. \tag{2}$$

Прямое поле P_d на приемнике вычисляется по формуле монопольного источника [25]:

$$P_d(\omega, r) = \frac{-i\omega\rho_0 \exp\{ik_0 L\}}{4\pi r} w(\omega), \tag{3}$$

где $w(\omega)$ – фурье-образ $W(t)$, $k_0 = \dfrac{\omega}{c_0}$, $\omega = 2\pi f$.

Отраженное поле дается интегралом Фурье–Бесселя [20, 21]:

$$P_r(\omega, 2h, L) = w(\omega)\frac{\omega\rho_0}{4\pi}\times$$
$$\times\int_0^\infty \frac{k_\parallel R(\omega, \arcsin(k_\parallel/k_0))J_0(k_\parallel L)}{\sqrt{k_0^2 - k_\parallel^2}} e^{i\sqrt{k_0^2-k_\parallel^2}(2h)} dk_\parallel, \tag{4}$$

где $k_\parallel = k_0 \sin\varphi$ – величина проекции волнового вектора на плоскость Oxy, $\varphi = \arcsin\left(\dfrac{k_\parallel}{k_0}\right)$, R – коэффициент отражения плоской волны, падающей под углом $\varphi = \arcsin(k_\parallel/k_0)$ к нормали. Коэффициент отражения определяется свойствами материала и его толщиной. Как было сказано выше, в настоящей работе исследуется вспененный меламин, который описывается моделью Био для пористых сред [21, 22]. Для материалов, которые описываются этой моделью, было получено аналитическое выражение для коэффициента отражения в [26].

В эксперименте непосредственно измеряется полное поле $P_r + P_d$ для разных положений источника и приемника. Затем путем обработки из него выделяется величина P_r, из нее строится оценка для коэффициента отражения. Простейшая оценка коэффициента отражения может быть получена путем деления P_r на поле монопольного источника (3). Такая оценка, очевидно, будет справедлива только в том случае, когда источник находится достаточно далеко от поверхности исследуемого материала. Действительно, в этом случае поле, излучаемое источником, близко к полю плоской волны, которое отражается с коэффициентом, близким к R. Оценим с помощью формулы (4) точность такой оценки для случая нормального падения. Учитывая, что $J_0(0) = 1$, и оценивая оставшийся интеграл с помощью метода перевала, получим

$$P_r(\omega, 2h, 0) = R(\omega, 0)P_d(\omega, 2h) +$$
$$+ P_d(\omega, 2h)R'(\omega, 0)\sqrt{\frac{\pi i}{2k_0(2h)}} + O([k_0(2h)]^{-2}), \tag{5}$$

где штрих обозначает частную производную по второму аргументу. В эксперименте $2h \sim 1$ м, следовательно, оценка коэффициента отражения по первому члену в (5) будет справедлива на частотах выше 500 Гц. Кроме того, второй член в (5) позволяет апостериорно оценить корректность аппроксимации путем вычисления производной R'.

ОТЫСКАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ОБРАЩЕНИЯ ИНТЕГРАЛА ФУРЬЕ–БЕССЕЛЯ

Более точная оценка для коэффициента отражения может быть построена с помощью приближенного обращения интеграла Фурье–Бесселя. Переходя от переменной $k_\parallel$ к переменной $\varphi = \arcsin\left(\dfrac{k_\parallel}{k_0}\right)$ в (4), получим

$$\tilde{P}_r(\omega, \theta, h) = w(\omega)\frac{\omega\rho_0}{4\pi}\times$$
$$\times\int_\Gamma k_0 \sin\varphi R(\omega, \varphi) J_0(2k_0 h \sin\varphi/\operatorname{tg}\theta) e^{2ik_0 h\cos\varphi} d\varphi, \tag{6}$$

где $\tilde{P}_r(\omega, \theta, h) = P_r(\omega, 2h, 2h/\operatorname{tg}\theta)$, а контур Γ изображен на рис. 2. Пусть из эксперимента известен набор функций $P_n = \tilde{P}_r(\omega, \theta_n, h)$ при заданных θ_n, $1 \le n \le N$. В интеграле (6) заменим $R(\varphi)$ на некоторую интерполяцию

$$\tilde{R}(\omega, \varphi) = \sum_{m=1}^{N} R_m(\omega)\, E_m(\varphi), \tag{7}$$

где E_m – интерполяционные функции, а $R_m(\omega)$ – функции, подлежащие определению. Подставляя (7) в (6) и проводя интегрирование, получим следующее матричное уравнение:

$$P_n = M_{nm} R_m, \tag{8}$$

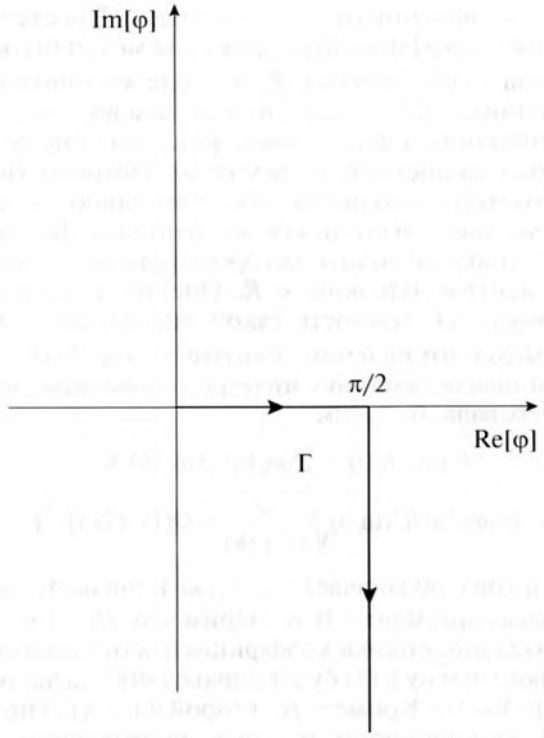

Рис. 2. Контур интегрирования Γ в интеграле (6).

где

$$M_{nm} = w(\omega)\frac{\omega\rho_0}{4\pi}\times$$
$$\times\int_{\Gamma} k_0 \sin\varphi E_m(\varphi) J_0(2k_0 h \sin\varphi/\operatorname{tg}\theta_n) e^{2ik_0 h\cos\varphi} d\varphi. \quad (9)$$

Решая уравнение (8), определим неизвестные коэффициенты R_m и, пользуясь формулой (7), получим оценку для коэффициента отражения. Корректность построенной оценки сильно зависит от выбранных интерполяционных функций. Если на заданном наборе θ_n коэффициент отражения меняется плавно, то на участке $[0;\pi/2]$ функции E_n могут быть выбраны кусочно-линейными:

$$E_n(\varphi) = \begin{cases} 0, \varphi \le \theta_{n-1}, & \varphi \ge \theta_{n+1}, \\ \dfrac{\theta_{n+1}-\varphi}{\theta_{n+1}-\theta_n}, & \theta_n < \varphi < \theta_{n+1}, \\ \dfrac{\varphi-\theta_n}{\theta_{n+1}-\theta_n}, & \theta_{n-1} < \varphi < \theta_n. \end{cases} \quad (10)$$

Отметим, что если E_n выбраны в соответствии с (10), то коэффициенты $R_m(\omega)$ являются приближением к коэффициенту отражения $R(\omega,\theta_m)$.

Остановимся на деталях численной реализации. Важной задачей является выбор последней функции $E_n(\varphi)$ при мнимых φ. Авторы настоящей статьи выбрали $E_n(\varphi) = 1$, $\operatorname{Im}[\varphi] < 0$. Данный выбор был обусловлен следующими соображениями. При $h \ne 0$ такой выбор слабо влияет на результат ввиду экспоненциального затухания подынтегрального выражения в (9). Однако при $h = 0$, когда быстрого затухания нет, мы получаем постоянный коэффициент отражения при мнимых углах, что соответствует модели Био (на касательных углах падения меламин ведет себя как граница Дирихле).

Хорошо известно, что задача построения решения уравнения

$$R_m = M_{nm}^{-1} P_n \quad (11)$$

является некорректно поставленной, так как матрица M_{nm} является плохо обусловленной, и непосредственное ее численное обращение может вести к значительным численным ошибкам. Поэтому при решении уравнения (8) применялась регуляризация Тихонова:

$$R_m = (M_{nm}^T M_{nm} + \lambda I)^{-1} M_{nm}^T P_n, \quad (12)$$

где I – единичная матрица, а параметр λ выбирался исходя из численных экспериментов. На частотах от 500 до 2000 Гц выбиралось значение $\lambda = 0.2$, на более высоких частотах регуляризация не требовалась.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Геометрия эксперимента соответствует рис. 1. Параметры h и L подбирались таким образом, чтобы расстояние, проходимое отраженным сигналом, было порядка одного метра.

В качестве монопольного источника использовался аналог Bruel & Kjaer 4295 Omnisource, выполненный из фанерного короба с клиновидным концентратором (рис. 3). К источнику крепился адаптер для измерения объемной скорости. Адаптер представлял собой отрезок металлической трубы диаметром 3.5 см с двумя отверстиями для микрофонов, расстояние между которыми 2 см. Это расстояние определяет наивысшую частоту, для которой возможно определение колебательной скорости (8.5 кГц). Это ограничение следует из метода двух микрофонов [4]. Для регистрации поля и измерения объемной скорости использовались 6-миллиметровые микрофоны Audix TM1, обладающие достаточно ровной частотной характеристикой в широком диапазоне частот.

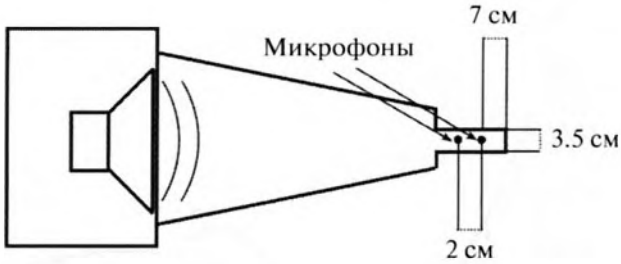

Рис. 3. Схема монопольного источника.

Импульсный отклик определялся с помощью метода M-последовательности. Подробно данная методика описана в [27]. Остановимся здесь лишь на основных моментах. M-последовательность – это двухуровневый квазишумовой сигнал с количеством отсчетов $2^M - 1$, где для данной работы $M = 19$ (длительность около 11 секунд с частотой дискретизации 48 кГц). M-последовательность подается на ЦАП и воспроизводится источником. Затем принимаются сигнал с микрофона, расположенного в точке приема, и пара сигналов с двух микрофонов, помещенных в адаптер объемной скорости. Вычисляется кросс-корреляция каждого из сигналов с исходной M-последовательностью. На корреляционные функции накладывается временное окно, чтобы выделить начальные участки принятого сигнала и отрезать весь остальной сигнал. Затем с каждым из сигналов производится преобразование Фурье. Из сигналов, полученных с микрофонов в адаптере, вычисляется фурье-спектр объемной скорости при помощи формулы двух микрофонов с учетом поправки Вайнштейна, описывающей отражение от открытого конца волновода [28]. Отношение спектра давления в точке приема к спектру объемной скорости источника дает частотный отклик всего акустического тракта.

Далее выполняется фильтрация фильтром низких частот с частотой отсечки 4500 Гц и шириной 500 Гц. Фильтрация позволяет избежать импульсов с большими пиковыми величинами. Для удобства результат нормируется таким образом, чтобы амплитуда пика от прямого сигнала была единичной при расстоянии от источника до микрофона 1 м. После фильтрации к полученному сигналу применяется обратное преобразование Фурье, которое дает профильтрованный импульсный отклик.

Поскольку эксперимент имел хорошую повторяемость, была возможность улучшить соотношение сигнал/шум, вычитая из отклика, полученного при наличии отражения от исследуемого материала, отклик свободного поля без материала. Сначала проводился эксперимент с отражением от исследуемого материала (рис. 4, пунктирная линия).

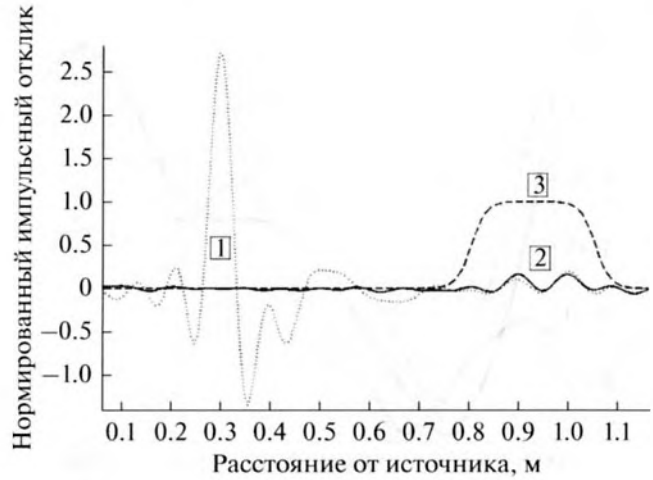

Рис. 4. Пример импульсного отклика. По горизонтальной оси отложено расстояние от источника, по вертикальной оси отложена амплитуда импульсного отклика. Пунктирная линия соответствует сигналу до вычитания отклика свободного поля; сплошная линия – сигналу после вычитания; штриховая линия – маске, необходимой для выделения участка, соответствующего отражению от меламина. Пик 1 соответствует прямому сигналу от источника; пара пиков 2 соответствует сигналу, отраженному от меламина (один пик от поверхности меламина, другой от подложки, на которую он наклеен); маска 3 предназначена для выделения отраженного сигнала.

Затем исследуемый материал и жесткая подложка убирались, и импульсный отклик измерялся снова. Так получался отклик свободного поля, который вычитался из отклика, полученного с отражением от материала, и так повышалось отношение амплитуд сигнала и шума в отклике (рис. 4, сплошная линия). Из полученного таким образом импульсного отклика при помощи гладкой маски (рис. 4, штриховая линия) вырезалась часть, соответствующая отраженному сигналу. Фурье-образ вырезанной части представляет собой отраженное поле P_r.

Проводилась серия таких экспериментов для разных углов падения θ. С помощью методов, описанных в предыдущем разделе, строилась оценка для коэффициента отражения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для проверки работоспособности предлагаемой методики и построенной экспериментальной установки были проведены эксперименты по измерению импульсного отклика исследуемого материала с углами θ = 0°,15°,30°,45°,60° (рис. 1).

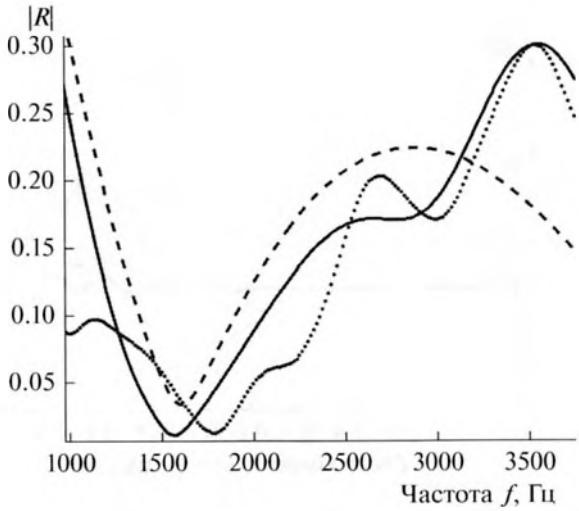

Рис. 5. График зависимости модуля коэффициента отражения $|R|$ при угле падения, равном 0°. Штриховой линией обозначен результат, полученный с помощью формулы (5), пунктирной линией – с помощью формул (7), (8), сплошной линией – результат теоретического расчета на основе модели Био.

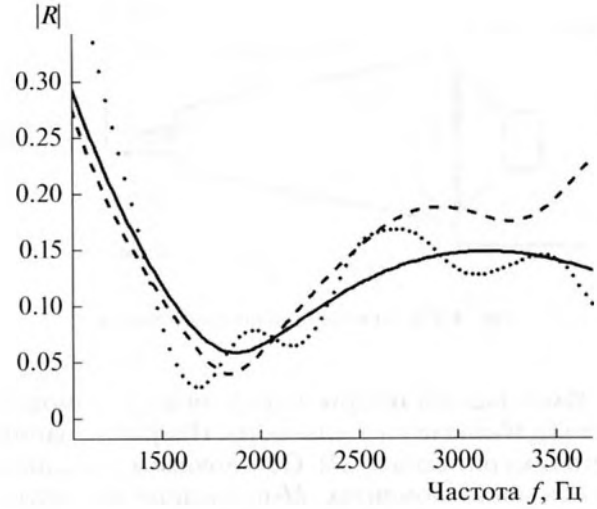

Рис. 6. График зависимости модуля коэффициента отражения $|R|$ при угле падения, равном 30°. Штриховой линией обозначен результат, полученный с помощью формулы (5), пунктирной линией – с помощью формул (7), (8), сплошной линией – результат теоретического расчета на основе модели Био.

Из модели Био известно, что с изменением угла θ величина коэффициента отражения меняется плавно, поэтому такого небольшого набора углов должно быть достаточно. К сожалению, измерения для больших углов φ были затруднены ввиду наложения прямого и отраженного сигналов в импульсном отклике. Кроме того, имелись проблемы, связанные с конечным размером образца: на низких частотах образец оказывался меньше размера первой зоны Френеля. Если расстояние от источника до образца около 0.5 м, сторона образца должна быть около 1.5 м.

Таблица 1.

Пористость (*англ.* porosity) Φ	0.99
Сопротивление потоку (*англ.* flow resistivity) σ, Н м$^{-4}$ с	12000
Термическая проницаемость (*англ.* thermal permeability) k_0'	1.5×10^{-9}
Масштаб вязкости (*англ.* viscous dimension) Λ, м	100×10^{-6}
Тепловой масштаб (*англ.* thermal dimension) Λ', м	400×10^{-6}
Извилистость (*англ.* tortuosity) α	1.01
Плотность материала ρ_s, кг/м^3	9
Сдвиговый модуль N, кПа	$86(1+0.05i)$
Коэффициент Пуассона ν	0.276

После окончания измерений получается набор частотных характеристик $P_n = \tilde{P}_r(\omega, \theta_n, h)$ для каждого угла падения θ_n. После того как по формулам (5) и (7), (8) были получены оценки для коэффициента отражения, они сравнивались с такой же зависимостью, вычисленной по модели Био с учетом толщины образца при помощи переходной матрицы. Метод описан в [26].

Результаты сравнения действительных частей коэффициентов отражения для нескольких частот представлены на рис. 5–7. Штриховой линией обозначен результат, полученный с помощью формулы (5), пунктирной линией – с помощью формул (7), (8) с кусочно-линейными интерполяционными функциями (10), сплошной линией – результат теоретического расчета на основе модели Био [21, 22]. В качестве параметров модели Био использовались параметры, измеренные экспериментально в работе [23] (см. табл. 1).

Как видно из рис. 5–7, при углах падения, для которых проводился эксперимент, описанная методика дает удовлетворительное соответствие с теорией Био и может быть использована для измерения угловых зависимостей коэффициентов отражения для имеющихся и новых звукопоглощающих материалов. Некоторое несоответствие экспериментальных и теоретических результатов авторы объясняют внутренними шумами экспе-

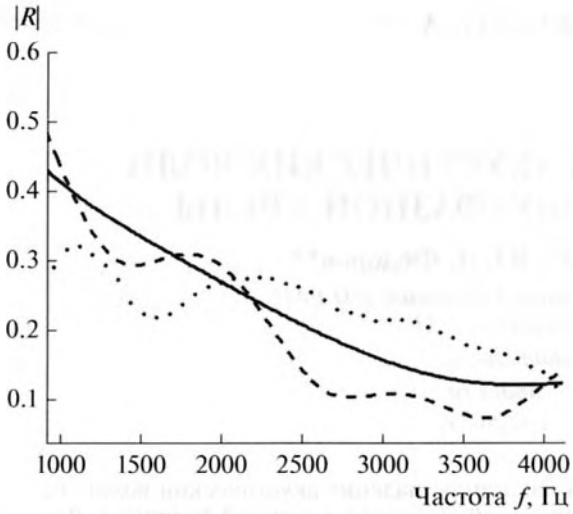

Рис. 7. График зависимости модуля коэффициента отражения $|R|$ при угле падения, равном 60°. Штриховой линией обозначен результат, полученный с помощью формулы (5), пунктирной линией – с помощью формул (7), (8), сплошной линией – результат теоретического расчета на основе модели Био.

риментальной установки, ошибками в измерении геометрии эксперимента и тем, что образец исследуемого материала был собран из различных прямоугольных кусков, слегка различающихся по форме и свойствам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Blauert J., Xiang N.* Acoustics for Engineers. Berlin: Springer-Verlag, 2008. 231 p.
2. *Kosten C.W.* International comparison measurement in the reverberation room // Acta Acustica. 1960. V. 10. P. 400–411.
3. *Beranek L.L.* Precision measurement of acoustic impedance // J. Acoust. Soc. Am. 1940. V. 12. P. 3–13.
4. ASTM E1050. Standard test method for impedance and absorption of acoustical materials using a tube, two microphones and a digital frequency analysis system. ASTM, Philadelphia, USA, 1990.
5. *Fahy F.J.* Rapid method for the measurement of sample acoustic impedance in a standing wave tube // J. Sound Vibr. 1984. V. 97. № 1. P. 168–170.
6. *Seybert A.F., Ross D.F.* Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique // J. Acoust. Soc. Am. 1977. V. 61. № 5. P. 1362–1370.
7. *Chung J.Y., Blaser D.A.* Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 68. № 3. P. 907–913.
8. *Chung J.Y., Blaser D.A.* Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. II. Experiment // J. Acoust. Soc. Am. 1980. V. 68. № 3. P. 914–921.
9. *Chu W.T.* Impedance tube measurements – A comparative study of current practices // Noise Control Engineering Journal. 1991. V. 37. № 1. P. 37–44.
10. *Brandao E., Lenzi A., Paul S.* A review of the in situ impedance and sound absorption measurement techniques // Acta Acustica united with Acustica. 2015. V. 101. P. 443–463.
11. *Ingard U., Bolt R.H.* A free field method of measuring the absorption coefficients of acoustic materials // J. Acoust. Soc. Am. 1951. V. 23. № 5. P. 509–516.
12. *Ando Y.* The interference pattern method of measuring the complex reflection coefficient of acoustic materials at oblique incidence // Proc. 6th I.C.A. 1968. Paper E33.
13. *Yuzawa M.* A method of obtaining the oblique incident sound absorption coefficient through an on-the-spot measurement // Appl. Acoust. 1975. V. 8. P. 27–41.
14. *Davies J.C., Mulholland K.A.* An impulse method of measuring normal impedance at oblique incidence // J. Sound Vibr. 1979. V. 67. № 1. P. 135–149.
15. *Кинцл З.* Исследование звукопоглощения участков стен импульсным методом // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 1. С. 49–53.
16. *Hollin K.A., Jones M.H.* The measurement of sound absorption coefficient in situ by a correlation technique // Acustica. 1977. V. 37. P. 103–110.
17. *Garai M.* Measurement of the sound-absorption coefficient in situ: the reflection method using periodic pseudo-random sequences of maximum length // Appl. Acoust. 1993. V. 39. P. 119–139.
18. *Mommertz E.* Angle-dependent in-situ measurements of reflection coefficients using a subtraction technique // Appl. Acoust. 1995. V. 46. P. 251–264.
19. *Tamura M.* Spatial Fourier transform method of measuring reflection coefficients at oblique incidence. I: Theory and numerical examples // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 88. № 5. P. 2259–2264.
20. *Tamura M.* Spatial Fourier transform method of measuring reflection coefficients at oblique incidence. II: Experimental results // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97. № 4. P. 2255–2262.
21. *Biot M.A.* Theory of propagation of elastic waves in fluid saturated porous solid. I. Low-frequency range // J. Acoust. Soc. Am. 1956. V. 28. № 2. P. 168–178.
22. *Biot M.A.* Theory of propagation of elastic waves in fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range // J. Acoust. Soc. Am. 1956. V. 28. № 2. P. 179–191.
23. *Geebelen N., Boeckx L., Vermeir G., Lauriks W., Allard J.-F., Dazel O.* Measurement of the rigidity coefficients of a melamine foam // Acta Acustica united with Acustica. 2007. V. 93. P. 783–788.
24. *Cuenca J., Van der Kelen C., Goransson P.* A general methodology for inverse estimation of the elastic and anelastic properties of anisotropic open-cell porous materials – with application to a melamine foam // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. 084904.
25. *Исакович М.А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.
26. *Allard J.F., Atalla N.* Propagation of Sound in Porous Media: Modelling Sound Absorbing Materials, Second Edition. Wiley, 2009.
27. *Валяев В.Ю., Шанин А.В.* Метод последовательностей максимальной длины в акустическом эксперименте // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 420–425.
28. *Вайнштейн Л.А.* Теория дифракции и метод факторизации. М: Сов. Радио, 1966. 431 с.