

ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 534.6.08

МЕТОД ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ МАКСИМАЛЬНОЙ ДЛИНЫ В ДИФРАКЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

© 2011 г. А. В. Шанин, В. Ю. Валяев

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет

E-mail: andrey_shanin@mail.ru

Поступила в редакцию 17.12.10 г.

Описана методика экспериментального изучения дифракции акустических волн с использованием последовательностей максимальной длины. Данный метод позволяет измерять импульсный отклик системы, что делает его удобным инструментом дифракционного эксперимента. Для примера приводятся результаты наблюдения краевых волн, возникающих на основании цилиндра при нормальном падении на него акустической волны. Проведено сравнение результатов измерений с результатами численного моделирования.

Ключевые слова: М-последовательность, краевые волны, метод двух микрофонов, дифракция звуковых волн.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение дифракции акустических волн представляет собой важную задачу, решение которой сопряжено с рядом трудностей. Использование протяженных во времени сигналов требует проведения эксперимента в безэховом помещении, что не всегда возможно. При использовании импульсных сигналов разрешающая способность ограничивается длиной импульса. Для повышения разрешающей способности применяют корреляционные методы, например, с использованием частотно модулированных сигналов [1].

Используемый в нашей работе метод последовательностей максимальной длины (MLS) также относится к корреляционным методам. Этот метод давно и успешно используется для решения разнообразных экспериментальных задач [2–4]. Из приложений этого метода, близких к тематике данной статьи, выделяются приложения к изучению акустики помещений [5–7]. Однако результаты применения MLS к экспериментальному изучению дифракции представлены в литературе относительно слабо. Например, в работе [8] MLS-метод применяется для исследования дифракции акустической волны на боковой поверхности цилиндра, расположенного над импедансной поверхностью. В работе [9] описывается экспериментальное исследование распространения акустических волн над вогнутыми поверхностями. В этих работах использовались коммерческие MLS-системы, и в них отсутствует подробное описание методики проведения эксперимента.

В данной работе подробно описывается применение MLS к акустическому дифракционному

эксперименту. В ней, кроме того, предлагается метод восстановления импульсного отклика, относящегося к дифракционному процессу и не связанного со структурой источника. Метод использует измерение объемной скорости на выходе из источника с помощью двух микрофонов.

МЕТОДИКА

Последовательности максимальной длины

Последовательность максимальной длины представляет собой псевдослучайную периодическую двоичную последовательность, автокорреляционная функция которой очень близка к периодически повторяющемуся единичному импульсу [10]. Говоря точнее, последовательность $\{S_k = \pm 1\}$ порядка M имеет период $L = 2^M - 1$, а ее автокорреляционная функция $\{A_k\}$ имеет вид

$$A_k = \frac{1}{L} \sum_{n=1}^L S_n S_{n+k} = \begin{cases} 1, & k = 0, \\ -1/L, & k = 2 \dots L - 1. \end{cases} \quad (1)$$

Это свойство MLS позволяет использовать ее для измерения импульсного отклика линейных систем с постоянными параметрами. Если подать на вход системы сигнал в виде М-последовательности и вычислить свертку выходного и входного сигналов, получится сигнал, представляющий собой отклик системы на автокорреляционную функцию М-последовательности. То есть сигнал, близкий к импульсному отклику системы.

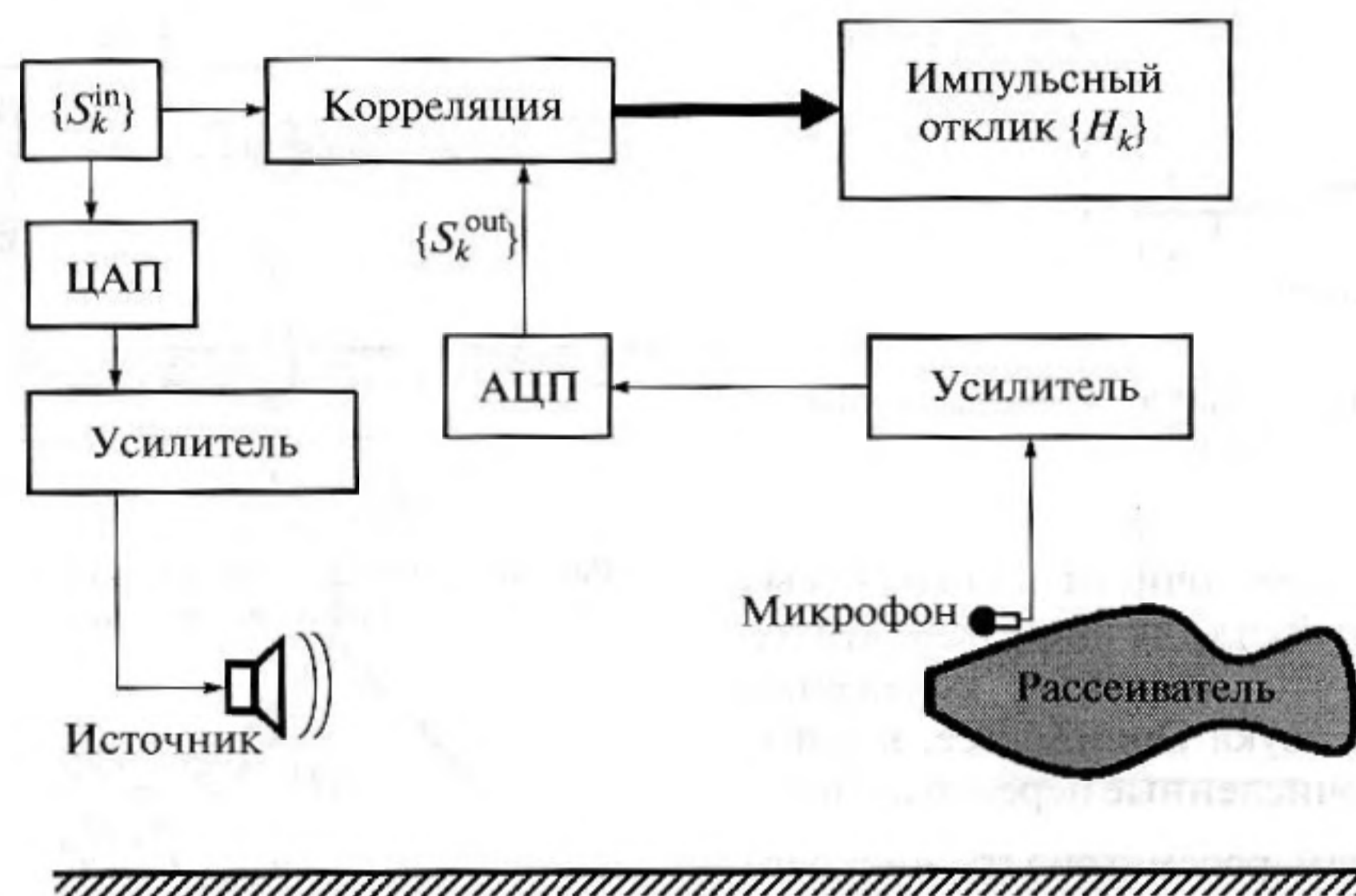


Рис. 1. Схема эксперимента.

Схема эксперимента

Общая схема эксперимента представлена на рис. 1. На вход системы подается M-последовательность $\{S_k^{in}\}$. Этот входной сигнал через ЦАП и усилитель поступает в источник акустических волн. Микрофон располагается вблизи рассеивателя или на его поверхности. Сигнал с микрофона усиливается и преобразуется в цифровой вид. После этого вычисляется циклическая свертка функции $\{S_k^{\delta}\}$ полученного сигнала $\{S_k^{out}\}$ с входным сигналом:

$$H_k = \frac{1}{L} \sum_{n=1}^L S_n^{in} S_{k-n}^{out} \quad (2)$$

Следует отметить, что для такой постановки эксперимента не требуется использовать безэховые помещения, поскольку полезный сигнал от рассеивателя появляется в импульсном отклике системы раньше помех, приходящих от акустического окружения. Для надежного разделения полезного и паразитного сигналов следует располагать рассеиватель на достаточном удалении от пола и прочих предметов, а затем применять окно во временной области, отсекая паразитные сигналы.

Сигнал $\{H_k\}$ представляет собой импульсный отклик *всей* системы, т.е. включает в себя, помимо чисто волновой части, еще и отклики источника и электрических трактов. Вопрос выделения из него полезной части рассматривается ниже.

Оборудование и параметры эксперимента

В данной работе в качестве входного сигнала использовалась M-последовательность порядка $M = 17$. Частота дискретизации ЦАП и АЦП составляла $F_s = 32768$ Гц. Такие параметры дают длительность входного сигнала $T = (2^M - 1)/F_s \approx 4$ с.

Источником служил Briel&Kjaer 4295 Omni-Source с адаптером, позволяющим измерять колебательную скорость на выходе из источника (4299 Volume Velocity Adaptor). Схема источника с адаптером приведена на рис. 2.

Источник представляет собой электродинамическую головку, помещенную в продолговатый пластиковый корпус. Такая конструкция позволяет создавать акустическое поле, близкое к полю точечного монополюсного источника. Адаптер представляет собой пластиковую трубку кругового сечения, плотно пригнанную к выходному отверстию источника. Внутри трубки помещены два микрофона, сигналы с которых используются для восстановления колебательной скорости на выходе из источника.

Для регистрации сигнала использовался Briel&Kjaer 4957 1/4 inch Array Microphone, характеристики которого близки к характеристикам микрофонов в адаптере.

Выделение импульсного отклика, связанного только с дифракционным процессом

Как уже было сказано, сигнал $\{H_k\}$ представляет собой свертку импульсного отклика, связанного с дифракционным процессом, с импульсными откликами источника, микрофона и электриче-



Рис. 2. Схема источника с адаптером для измерения объемной скорости на выходе из источника.

ских трактов. Необходимо очистить сигнал, выделив лишь импульсный отклик дифракционного процесса. Заметим, что основные искажения вносятся источником звука OmniSource, в котором происходят многочисленные переотражения.

Для простоты будем рассматривать дискретные сигналы $\{A_k\}$ и $\{H_k\}$ как непрерывные сигналы $A(t)$ и $H(t)$. При этом будем считать, что Фурье-образы таких сигналов определены для дискретного набора частот. Введем следующие функции: $H^{\text{trans}}(t)$ — импульсный отклик излучающей части (ЦАП, усилителя и самого источника), определяемый соотношением

$$W(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\tau) H^{\text{trans}}(t - \tau) d\tau, \quad (3)$$

где $W(t)$ — объемная скорость на выходе из источника; $H^{\text{prop}}(t)$ — импульсный отклик, описывающий распространение волны от источника до микрофона (именно он нас и интересует), определяемый соотношением

$$p(t) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\tau) H^{\text{prop}}(t - \tau) d\tau, \quad (4)$$

где $p(t)$ — давление в точке наблюдения; $H^{\text{recv}}(t)$ — импульсный отклик приемной части (микрофона, усилителя и АЦП), определяемый соотношением

$$H(t) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\tau) H^{\text{recv}}(t - \tau) d\tau. \quad (5)$$

Будем обозначать Фурье образ сигнала $\zeta(t)$ как ζ_{ω} . Тогда для наших сигналов будем иметь:

$$W_{\omega} = A_{\omega} H_{\omega}^{\text{trans}}, \quad (6)$$

$$p_{\omega} = W_{\omega} H_{\omega}^{\text{prop}}, \quad (7)$$

$$H_{\omega} = p_{\omega} H_{\omega}^{\text{recv}}. \quad (8)$$

Если удастся измерить объемную скорость на выходе из источника $W(t)$, то можно будет исключить импульсный отклик излучающей части с помощью перехода в частотную область:

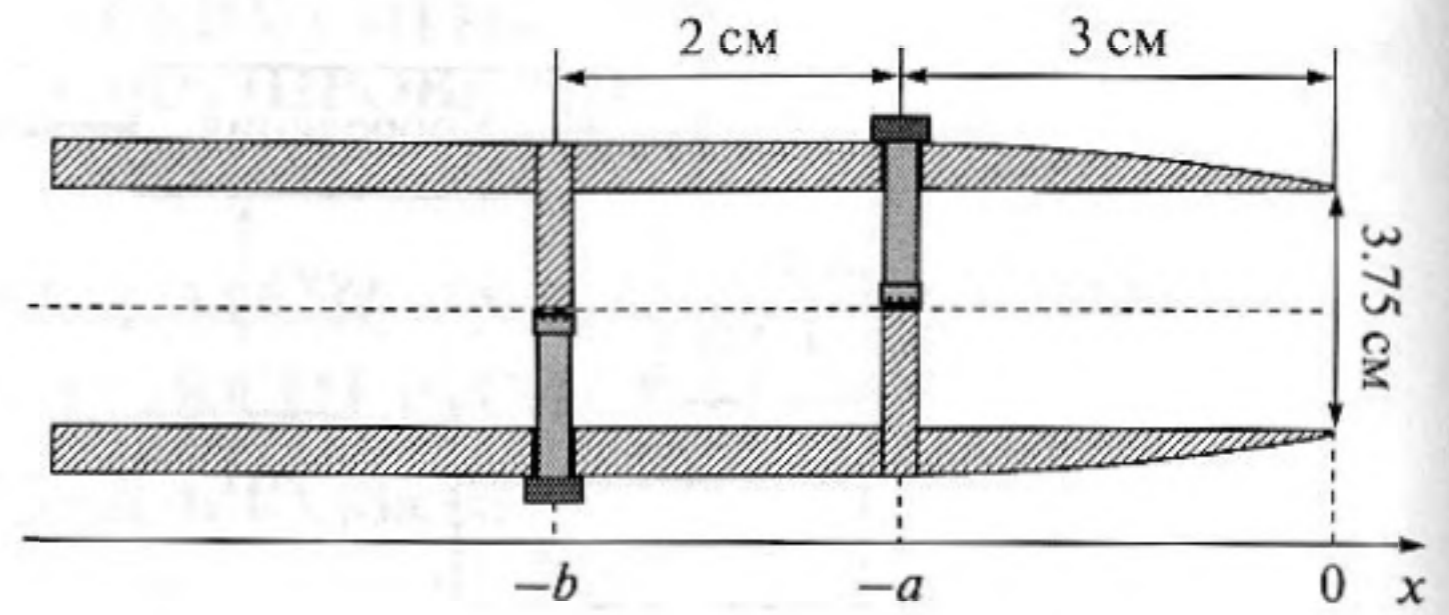


Рис. 3. Схема адаптера для измерения объемной скорости на выходе из источника.

$$H_{\omega}^{\text{prop}} = \frac{H_{\omega}}{W_{\omega} H_{\omega}^{\text{recv}}}. \quad (9)$$

Измерение объемной скорости на выходе из источника

Как сказано ранее, для измерения объемной скорости на выходе из источника может быть применен адаптер с двумя микрофонами. Схема используемого адаптера приведена на рис. 3.

Для вычисления объемной скорости предположим, что внутри адаптера распространяются только поршневые моды. Обоснованность этого предположения обсуждается ниже. При таком предположении для каждой частоты ω давление в трубке может быть представлено в следующем виде:

$$p_{\omega}(x) = A e^{-ikx} + B e^{ikx}, \quad (10)$$

где A и B — амплитуды волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлении оси x соответственно. Здесь предполагается гармоническая зависимость от времени вида $e^{i\omega t}$.

Измеряются давления $p_1(t)$ и $p_2(t)$ в точках $x = -b$ и $x = -a$ соответственно. Для их Фурье-образов можно записать:

$$p_{1\omega} = A e^{ikb} + B e^{-ikb}, \quad (11)$$

$$p_{2\omega} = A e^{ika} + B e^{-ika},$$

откуда

$$A = \frac{p_{1\omega} e^{-ikb} + p_{2\omega} e^{ika}}{e^{2ika} - e^{2ikb}}, \quad (12)$$

$$B = \frac{p_{1\omega} e^{ik(2a+b)} - p_{2\omega} e^{ik(a+2b)}}{e^{2ika} - e^{2ikb}}.$$

Давление на выходе из источника выражается из (10) следующим образом:

$$p_{0\omega} = A + B. \quad (13)$$

Пользуясь уравнением Эйлера, для колебательной скорости v получим:

$$\left(\frac{dv}{dt}\right)_{\omega} = \frac{ik}{\rho_0} (-A e^{-ikx} + B e^{ikx}), \quad (14)$$

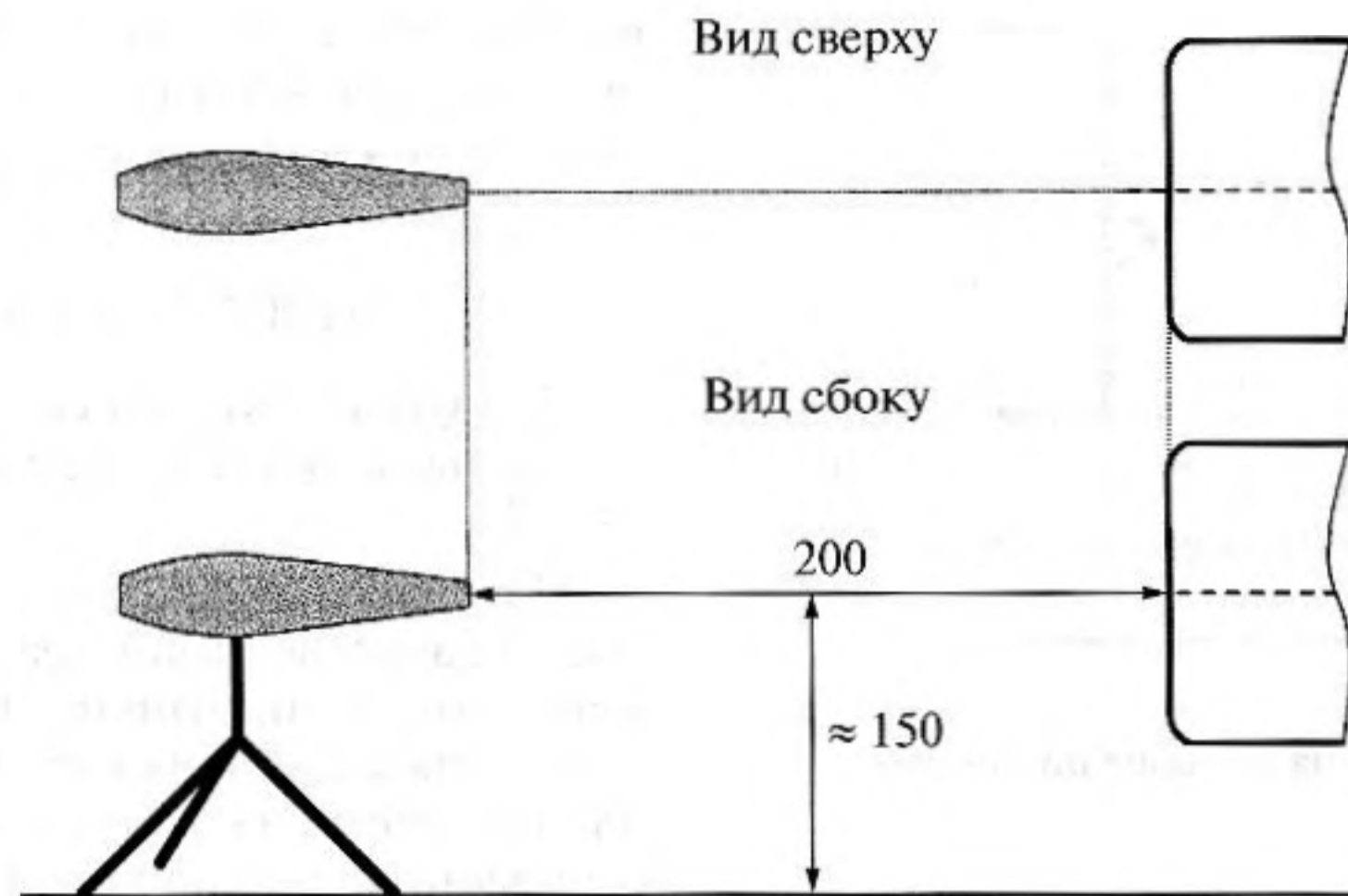


Рис. 4. Схема эксперимента по изучению дифракции на торце цилиндра.

откуда

$$v_\omega = \frac{1}{\rho_0 c} (-Ae^{-ikx} + Be^{ikx}). \quad (15)$$

Для объемной скорости имеем:

$$W_\omega = \frac{\pi r^2}{\rho_0 c} (-A + B), \quad (16)$$

где r — радиус трубки адаптера.

Полученная формула дает относительно неплохие результаты, однако вносит заметные фазовые искажения. Причиной этих искажений служит то, что трубка не является достаточно тонкой, а значит, ее конец нельзя считать точечным источником. Используя теорию Вайнштейна об излучении волн из открытого конца волновода [11], можно получить формулу, подходящую для данного случая. Для этого в (16) надо заменить B на $-A$, т.е.

$$W_\omega = -\frac{2\pi r^2 A}{\rho_0 c}. \quad (17)$$

Вычисленная таким образом объемная скорость будет содержать в себе также АЧХ приемных трактов адаптера. В действительности микрофоны в адаптере близки по своим характеристикам к микрофону, используемому нами для регистрации поля вблизи рассеивателя, а АЧХ усилителей в приемных трактах близки к идеальным в интересующем нас диапазоне частот. Поэтому формула (9) может быть переписана следующим образом:

$$H_\omega = W_\omega H_\omega^{\text{прор}}. \quad (18)$$

Рассмотрим ограничения предлагаемого метода. Очевидной трудностью является то, что формулы (12) имеют смысл только для частот $f < f_c$, где граничная частота f_c определяется расстояни-

ем между микрофонами: $f_c = c_0/(2(b-a))$. Это частота, при которой знаменатель обращается в нуль. В нашем случае $f_c = 8.57$ кГц. Таким образом, все сигналы при обработке должны быть пропущены через ФНЧ.

Другие трудности связаны с модами высших порядков, распространяющимися в трубке адаптера. Эти моды могут влиять на результат двумя способами. Во-первых, они могут излучать звук вовне. Во-вторых, они могут создавать сигнал на микрофонах адаптера, внося ошибки в измерение объемной скорости.

Моды высших порядков имеют следующую структуру:

$$p(x, \xi, \varphi) = \exp(\pm\gamma x) \begin{cases} \sin n\varphi \\ \cos n\varphi \end{cases} J_n(k_{m,n}\xi), \quad (19)$$

где (ξ, φ) — цилиндрические координаты с осью, совпадающей с осью трубки адаптера, J_n — функции Бесселя, $k_{m,n}$ — корни уравнения $J'_n(k_{m,n}r) = 0$, а $\gamma = \sqrt{\omega^2/c_0^2 - k_{m,n}^2}$.

Если точка наблюдения расположена вблизи оси системы, что соответствует нашему случаю, то, в силу ортогональности, моды высших порядков не будут давать вклада в излучаемое поле.

Все моды, кроме поршневой, имеют свои частоты отсечки, что позволяет оценить их постоянные затухания. Моды с номером $n \neq 0$ не будут влиять на сигналы микрофонов адаптера, поскольку они расположены на оси трубки. Поэтому наиболее «опасной» модой будет мода с $J_0(k_{1,0}\xi)$. Простой анализ показывает, что частота отсечки этой моды близка к 11.1 кГц. Для частоты сигнала 5 кГц это соответствует чисто мнимому значению $\gamma = 180i \text{ м}^{-1}$. При такой постоянной

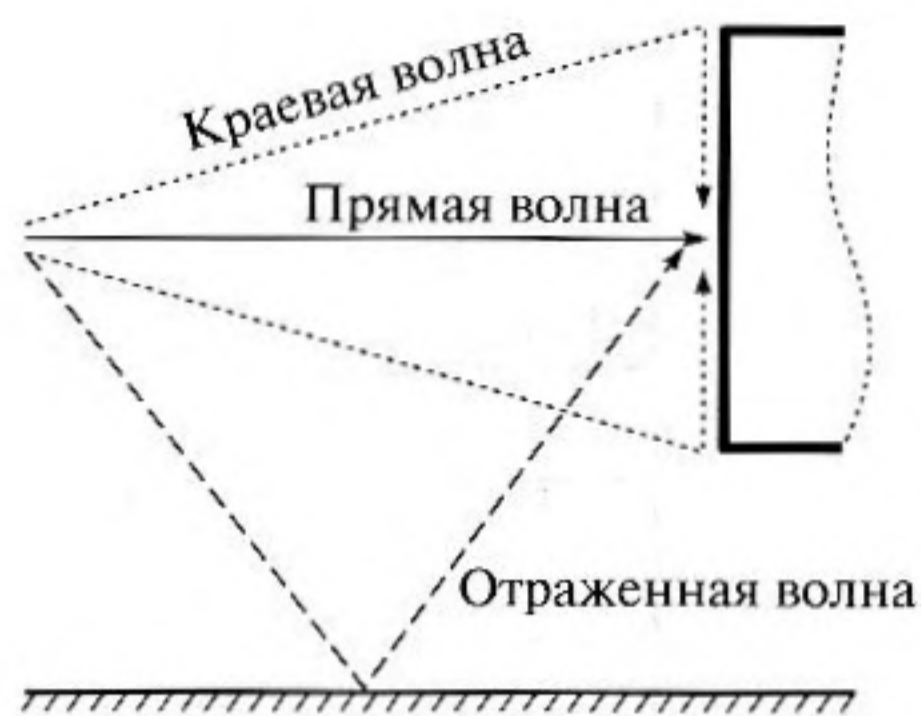


Рис. 5. Волновая картина на торце цилиндра.

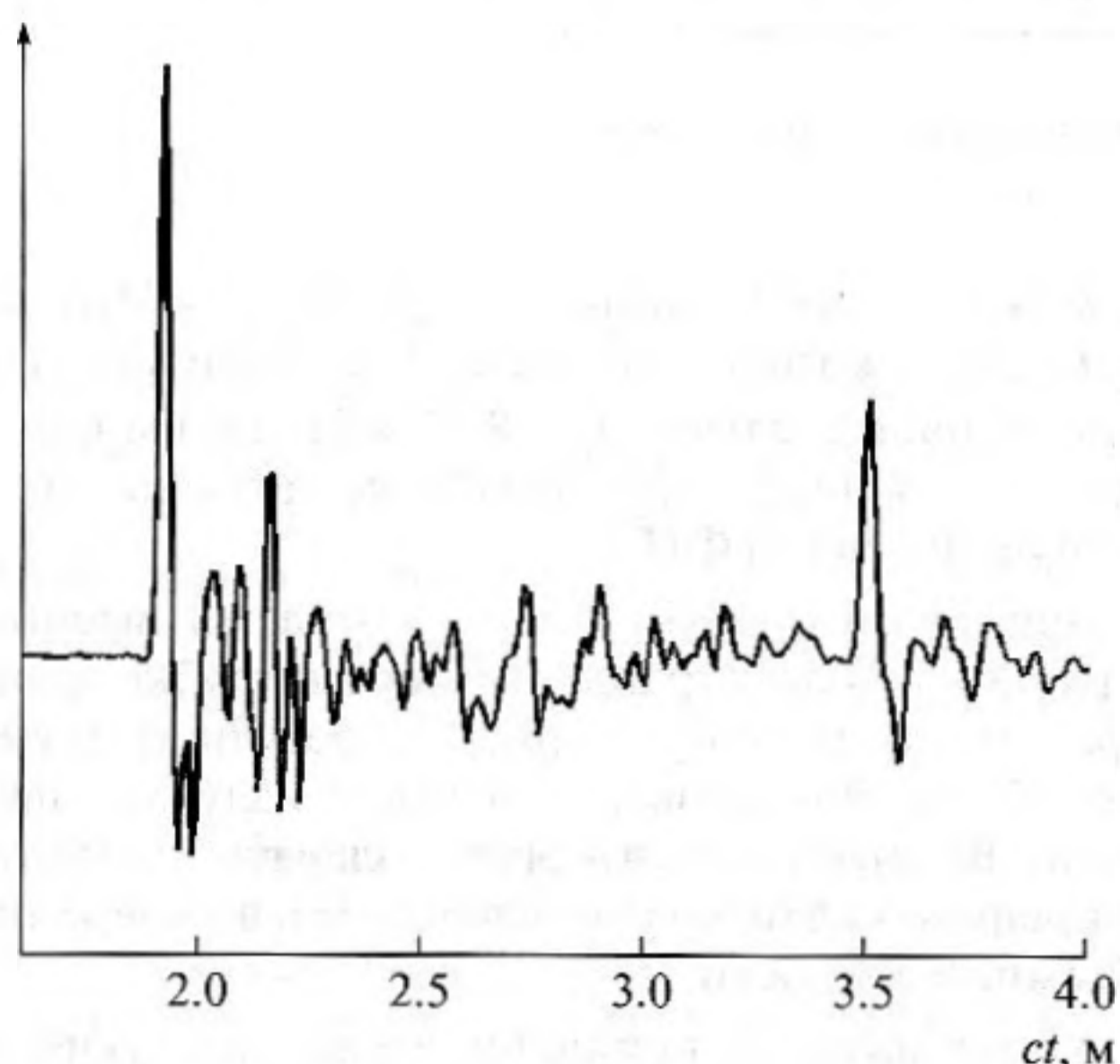


Рис. 6. Измеренная импульсная функция $H(t)$.



Рис. 7. Измеренная импульсная функция $H^{\text{prop}}(t)$ в сравнении с результатами численного моделирования.

распространения волна быстро затухает. Таким образом, для частот ниже 5 кГц моды высших порядков можно не рассматривать.

ПРОВЕРКА МЕТОДИКИ

Для отработки описанной методики был проведен эксперимент, схема которого приведена на рис. 4.

Изучалась дифракция волны на торце цилиндра. В качестве цилиндра использовалась пластиковая бочка с плотно пригнанной крышкой. Диаметр бочки составлял 65 см. Бочка была подвешена в корсете из тонкой проволоки. Микрофон был расположен на поверхности торца в центре.

В описанных условиях на начальном участке времени поле на торце цилиндра формируется прямой волной, волной отраженной от пола и краевой волной, рассеянной на краях цилиндра (рис. 5).

На рис. 6 показана измеренная импульсная функция $H(t)$. Видно, что отклик всей системы имеет сложную форму, малоприспособленную для анализа. Такая форма сигнала вызвана многократными переотражениями в источнике.

На рис. 7 показана импульсная функция $H^{\text{prop}}(t)$ (после фильтрации ФНЧ с частотой отсечки 5 кГц), вычисленная по формуле (18). Также на этом рисунке приведен сигнал, полученный в результате численного моделирования методом конечных элементов.

Видно хорошее согласие результатов моделирования и эксперимента. В сигнале четко различимы показанные на рис. 5 волны. Таким образом, предлагаемая методика дифракционного акустического эксперимента демонстрирует свои полезные качества.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stanton T.K. et al. Acoustic diffraction by deformed edges of finite length: Theory and experiment // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122. № 6. P. 3167–3176.
2. Буров В.А., Шмелев А.А. Численное и физическое моделирование процесса томографии на основе акустических нелинейных эффектов третьего порядка // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 4. С. 466–480.
3. Буров В.А. и др. Восстановление картины кровотока в процессе томографирования акустического нелинейного параметра. Численное и физическое моделирование // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 5. С. 712–754.
4. Буров В.А. и др. Акустическая томография нелинейного параметра с помощью малого числа преобразователей // Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 6. С. 760–776.

5. *Paulo J.P. et al.* A hybrid MLS technique for room impulse response estimation // *Appl. Acoust.* 2009. V. 70. P. 556–562.
6. *Vorlander M., Kob M.* Practical Aspects of MLS Measurements in Building Acoustics // *Appl. Acoust.* 1997. V. 52. P. 239–258.
7. *Vorlander M., Mommertz E.* Guidelines for the application of the MLS acoustics and in outdoor measurements // *Proceed Inter-Noise 1997.*
8. *Lui W.K., Li K.M.* The scattering of sound by a long cylinder above an impedance boundary // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 127. № 2. P. 664–674.
9. *Wang Q., Li K.M.* Sound propagation over concave surfaces // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V. 106. № 5. P. 2358–2366.
10. *Биркгоф Г., Барти Т.* Современная прикладная алгебра. Минск: Лань, 2005. 400 с.
11. *Вайнштейн Л.А.* Теория дифракции и метод факторизации. М: Сов. Радио, 1966. 431 с.