М.В. Хасанова¹, * С.А. Цысарь², Д.А. Николаев², О.А. Сапожников^{1†} Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет ¹кафедра акустики ²кафедра фотоники и физики микроволн Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2 (Статья поступила 18.09.2017; Подписана в печать 20.09.2019)

Исследуется возможность экспериментальной реализации акустического поля в форме бегущей плоской волны с целью измерения коэффициента поглощения и скорости звука в среде распространения. Для этого предлагается использовать плоский пьезоэлектрический источник и проводить измерения в импульсном режиме на небольших расстояниях от излучающей поверхности. В результате теоретического моделирования, основанного на точном решении волнового уравнения на оси круглого поршневого излучателя, выявлены пространственные и временные интервалы для существования режима плоской волны. Показано, что предложенный метод позволяет измерить коэффициент поглощения ультразвука в жидкостях и мягких биологических тканях в мегагерцовом диапазоне частот с использованием излучателей сантиметровых размеров.

РАСS: 43.58.Vb, 43.38.Fx, 43.30.Zk. УДК: 534.621.5, 534-8. Ключевые слова: ультразвуковая диагностика, коэффициент поглощения, плоские волны, пьезоэлектрический излучатель.

введение

Диагностика физиологических особенностей и патологий биологических тканей может быть основана на измерениях скорости звука и коэффициента поглощения акустических волн [1]. Эти параметры определяют закон дисперсии среды и вводятся для плоских волн. В реальном эксперименте создать такие волны невозможно, поскольку для этого потребовался бы источник бесконечных размеров. Однако режим плоских волн реализуем, если использовать излучатель большого размера в импульсном режиме. В этом случае на небольших расстояниях, которые определяются временем прихода сигнала с краёв источника, акустическое поле можно считать имеющим вид плоской бегущей волны. Указанная возможность исследуется в настоящей работе.

1. СОЗДАНИЕ ПЛОСКОВОЛНОВОГО РЕЖИМА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИСТОЧНИКА КОНЕЧНОГО РАЗМЕРА

Рассмотрим излучатель в виде плоской пластины, колеблющейся как единое целое. Математическая постановка задачи описания акустического поля, создаваемого таким источником, сводится к решению волнового уравнения с граничным условием, соответствующим равномерному распределению нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности источника и равенству нулю этой скорости на участке плоскости вне источника (поршневой излучатель в жестком экране). Эта задача хорошо изучена в случае непоглощающей среды [2].

Учёт поглощения наиболее просто может быть сделан на основе решения для гармонического поршневого источника. Пусть нормальная компонента колебательной скорости на источнике имеет зависимость $v(t) = \frac{V}{2}e^{-i\omega t} + \frac{V^*}{2}e^{i\omega t}$, где V — комплексная амплитуда скорости, ω — циклическая частота. Звуковое поле, излучаемое гармоническим источником, может характеризоваться акустическим давлением $p' = \frac{P}{2}e^{-i\omega t} + \frac{P^*}{2}e^{i\omega t}$, где P — комплексная амплитуда давления. Рассмотрим круглый поршневой излучатель, для которого $V = V_0$ постоянна на круге радиуса a и равна нулю вне его. Как известно, в этом случае зависимость комплексной амплитуды акустического давления на оси симметрии излучателя от расстояния x имеет следующее выражение [3]:

$$P(x) = \rho_0 c_0 V_0 \left(e^{ikx} - e^{ikR} \right),$$
 (1)

где ρ_0 и c_0 — плотность и скорость звука в среде, k — волновое число, а $R = \sqrt{x^2 + a^2}$ — расстояние от точки наблюдения до края излучателя. Важно отметить, что в выражении (1) первое слагаемое $\sim e^{ikx}$ имеет вид плоской волны, которая излучалась бы бесконечной большим плоским излучателем. В случае гармонического возбуждения отделить плоскую волну от возмущений, приходящих с края источника, невозможно. Однако ситуация меняется при импульсном возбуждении. Решение задачи при произвольной зависимо-

^{*}E-mail: m.v.khasanova@gmail.com

[†]E-mail: oleg@acs366.phys.msu.ru

сти v(t) в силу линейности сводится к суперпозиции решений для спектральных составляющих. В частности, в случае идеальной среды с законом дисперсии $k = \omega/c_0$ из решения (1) получаем для акустического давления на оси p(x,t) следующее выражение:

$$p(x,t) = \rho_0 c_0 \left[v \left(t - x/c_0 \right) - v \left(t - R/c_0 \right) \right], \quad (2)$$

Отсюда видно, что при импульсном возбуждении излучателя, начинающемся при t = 0, при регистрации сигнала в точке с координатой x имеется временной интервал $x/c_0 \leq t < \sqrt{x^2 + a^2}/c_0$, в пределах которого второе слагаемое, описывающее краевую волну, ещё не проявилось, и поэтому сигнал имеет вид $p(x,t) = \rho_0 c_0 v (t - x/c_0)$, т.е. акустическое возмущение является в чистом виде плоской волной.

Интервал реализации плосковолнового режима имеет длительность $\Delta t = \sqrt{x^2 + a^2}/c_0 - x/c_0$, которая максимальна и равна a/c_0 при x = 0, а с увеличением расстояния укорачивается, стремясь при $x \gg a$ к величине $a^2/(2c_0x)$. На практике нужно иметь в виду, что реальный источник имеет конечную ширину частотной полосы или имеет конечное (ненулевое) время установления излучаемого сигнала. Кроме того, при распространении акустических волн в среде с частотно-зависимыми свойствами появлется дополнительное расплывание формы волны во времени. Это означает, что в начальной части интервала Δt будет происходить процесс установления. Лишь после его завершения можно говорить об установившемся плосковолновом режиме. Поэтому в эксперименте для наблюдения плоских волн требуется использовать излучатели большого размера и проводить измерения на малых расстояниях. Целью настощей работы является проведение расчётов для поиска условий реализации режима плоских волн для типичного излучателя мегагерцового диапазона.

2. ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ

Для измерения коэффициента поглощения и скорости звука на заданной частоте необходимо создать плоскую синусоидальную волну. Однако такая волна, как уже отмечалось, будет искажена возмущениями, приходящими с краев излучателя. С другой стороны, если излучатель при t < 0 был выключен, а при t = 0на него начинает подаваться синусоидальный сигнал, то по истечении некоторого переходного периода излучаемая волна станет чисто синусоидальной волной. Это означает, что если возбудить пьезоизлучатель электрическим радиоимпульсом с прямоугольной огибающей, то излучаемая волна примет вид радиоимпульса со сглаженной огибающей, центральная часть которого будет корректно представлять форму гармонической волны. Время установления режима гармонической волны определяется добротностью излучателя и частотной зависимостью поглощения звука в среде.

Чтобы учесть указанные особенности, рассмотрим следующую модельную временную зависимость для нормальной скорости поршневого излучателя:

$$v(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ v_0 (1 - e^{-t/\tau}) \sin \omega_0 t, & 0 \le t \le \tau_0 \\ v_0 (1 - e^{-\tau_0/\tau}) e^{-(t - \tau_0)/\tau} \sin \omega_0 t, & t > \tau_0 \end{cases}$$
(3)

Рис. 1: Зависимость нормальной компоненты скорости от времени на поверхности поршневого излучателя

Здесь τ — время установления колебаний в излучателе, τ_0 — длительность импульса, ω_0 — циклическая частота. Для указанных параметров выбирались следующие значения: $f_0 = \omega_0/(2\pi)=1$ МГц, $\tau = 3/f_0$, $\tau_0 = 15/f_0$. Временной профиль сигнала, описываемого формулой (3), показан на рис. 1. Начальная часть импульса описывает процесс установления сигнала после включения источника. Часть, помеченная полосой, здесь и на последующих рисунках помечает участок стационарной синусоидальной волны. Вслед за ней следует участок, описывающий процесс затухания импульса после выключения источника. При измерениях коэффициента затухания и скорости звука на часток.

Для нахождения формы акустической волны на оси круглого поршневого излучателя перейдем к спектральному описанию: $v(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} V_m e^{-i\omega_m t}$, где $\omega_m = 2\pi m/T$ — их частоты, $T \gg \Delta t$ — период следования импульсов (импульс периодически продолжен). Комплексные амплитуды гармоник сигнала V_m выражаются через v(t): $V_m = \frac{1}{T} \int_0^T v(t) e^{i\omega_m t} dt$. Согласно (1), соответствующий сигнал акустического давления на оси рассчитывается следующим образом:

УЗФФ 2017

	η	<i>c</i> ₀ , м/с	$\alpha_0 _{\frac{\omega_0}{2\pi}=1}$ F, CM-1	<i>ρ</i> ₀ , г/см3
Вода	2	1500	0.0003	1
Печень	1.2	1600	0.082	1.04
Мышечная ткань	0.6	1585	0.23	1.07

Таблица I: Физические характеристики различных биологических сред [5]



Рис. 2: Зависимость акустического давления от времени на разных расстояниях на оси круглого поршневого излучателя диаметром 100 мм при излучении радиоимпульса на частоте 1.12 МГц: a - x = 0 см, $\delta - x = 20$ мм, s - x = 80 мм



Рис. 3: Зависимость акустического давления от времени на расстоянии x = 20 мм при распространении в разных средах: a - воде, 6 - печени, в - мышечной ткани

$$p(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \rho c V_m \left(e^{ik_m x} - e^{ik_m \sqrt{x^2 + a^2}} \right) e^{-i\omega_m t}$$
, где
 $k_m = k \left(\omega_m \right)$ При численном молелировании сигналы

 $k_m = k (\omega_m)$. При численном моделировании сигналы v (t) и p(t) дискретизировались во времени, и использовалось быстрое преобразование Фурье.

Закон дисперсии в общем случае представим в виде $k = k(\omega) = \omega/A(\omega) + i\alpha(\omega)$, где $A(\omega) - фазовая$ $скорость звука, <math>\alpha(\omega) -$ коэффициент затухания звука. В жидкостях и мягких биологических тканях коэффициент поглощения с хорошим приближением аппроксимируется степенной зависимостью: $\alpha(\omega) = \alpha_0 (\omega/\omega_0)^{\eta}$, где ω_0 — некоторая характерная частота, $\alpha_0 = \alpha(\omega_0)$. Дисперсия скорости звука обычно мала и может быть выражена из $\alpha(\omega)$ с использованием локальных дисперсионных соотношений следующим образом [4]: $c(\omega) = c_0 + \frac{2c_0^2\alpha_0}{\pi\omega_0(\eta-1)} [(\omega/\omega_0)^{\eta-1} - 1]$. В качестве примера ниже рассмотрены несколько сред, характерные параметры для которых приведены в табл. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 представлены результатов расчёта формы акустической волны на оси при распространении в воде. На входе в среду (рис. 2,a) импульс прямой волны, представляющий чисто плоскую волну, отделен от следующего за ним импульса краевой волны. На расстоянии 20 мм (рис. 2,6) импульсы начинают накладываться друг на друга, однако стационарный участок прямой волны по-прежнему отделен от краевой волны, т.е. режим плоской синусоидальной волны все еще реализуется. На большем расстоянии (рис. 2,6) уже наступает почти полное наложение сигналов прямой и краевой волн, и стационарный участок уже отсутствует.

На рис. 3 сравниваются профили акустического давления на оси на том же расстоянии х=20 мм для различных сред, параметры которых приведены в табл. 1. Как видно, стационарный участок имеет различную амплитуду для различных сред. Таким образом, имеется простая возможность измерения коэффициента поглощения на заданной частоте. Отметим также, что с ростом коэффициента поглощения среды отношение амплитуд краевой и прямой волн уменьшается.



Рис. 4: 1 — Генератор, 2 — осциллограф, 3 — бассейн с исследуемой жидкостью, 4 плоский излучатель, 5 — гидрофон



Рис. 5: Корпус пьезокерамического поршневого преобразователя



Рис. 6: Экспериментальная зависимость акустического давления от времени на разных расстояниях на оси круглого поршневого излучателя диаметром 100 мм при излучении радиоимпульса на частоте 1.12 MFц: а -z = 10 мм, б -z = 20 мм, в -z = 30 мм, г -z = 40 мм, д -z = 50 мм, е -z = 60 мм, ж -z = 70 мм, з -z = 80 мм, и -z = 90 мм

4. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема эксперимента показана на рис. 4. Поршневой преобразователь помещался в резервуар, заполненный дегазированной и деминерализованной водой. На преобразователь подавалось электрическое напряжение от генератора сигналов. Поле давления принималось с помощью игольчатого гидрофона ONDA HNA-0400; гидрофон был подключен к осциллографу через предусилитель.

УЗФФ 2017



Рис. 7: Экспериментальная зависимость акустического давления от времени в поперечной плоскости излучателя при фиксированном *z* = 10 мм от круглого поршневого излучателя диаметром 100 мм при излучении радиоимпульса на частоте 1.12 МГц: а — *z* = -20 мм, 6 — *z* = 0 мм, в — *z* = 20 мм



Рис. 8: Экспериментальная зависимость акустического давления от времени в поперечной плоскости излучателя при фиксированном z = 30 мм от круглого поршневого излучателя диаметром 100 мм при излучении радиоимпульса на частоте 1 МГц: a — = -20 мм, б — = 0 мм, в — = 20 мм

Система микропозиционирования x, y, z использовалась для перемещения гидрофона в трех взаимно ортогональных направлениях с точностью 0.01 мм. Эта система управлялась персональным компьютером с помощью контроллера шаговых двигателей. Компьютер также использовался для записи сигнала гидрофона, передаваемого с осциллографа.

На рис. 5 представлена схема пьезокерамического преобразователя, который использовался в эксперименте. Важно отметить, что этот излучатель был сконструирован таким образом, чтобы поле, которое он создает, было однородным, и в начальный момент времени характер колебаний был поршневым, без дефектов. В этом факте заключается уникальность эксперимента.

Температура в бассейне была 22°С, резонансная частота излучателя 1.12 МГц. Для эксперимента была выбрана частота следования сигналов 10 мс, амплитуда 10 В, а сигнал имел вид участка синусоиды длительностью в 3 периода.

Для эксперимента необходимо было найти ось излучателя. Для этого было произведено сканирование вблизи излучателя в перпендикулярной плоскости, и найдена координата оси излучателя.

С шагом в 0.5 мм, начиная с расстояния в 10 мм между излучателем и гидрофоном, было произведено измерение поля на оси излучателя. На рис. 6 видно, что на малых расстояниях до 50 мм хорошо выражена прямая волна, а после 50 мм краевые волны начинают взаимодействовать с прямой. Следовательно, эксперимент подтвердил моделирование.

Также был проведен эксперимент в поперечной плоскости излучателя. Начало отсчета в центре излучателя, далее гидрофон перемещался справа налево по прямой, параллельной дну бассейна. На рис. 7 и 9 видно, что в случае x= -20 и 20 мм краевая волна приходит раньше, так как проходит меньшее расстояние, и это доказывает, что измерения нужно проводить на оси излучателя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе методом численного моделирования показано, что не только в идеальной среде, но и в среде с поглощением типа мягких биологических тканей при импульсном возбуждении поршневого излучателя акустический сигнал состоит из двух следующих друг за другом импульсов, первый из которых представляет собой плоскую волну (прямая волна), а второй соответствует волне, приходящей с краев источника. Найден возможный диапазон расстояний и соответствующих временных интервалов, в рамках которых возможно выделение прямой волны и проведение на ее основе измерений коэффициента поглощения среды. Проведен эксперимент в воде и показано, что на малых расстояниях действительно можно выделить плоскую волну. Если возбуждение осуществлять импульсом достаточно малой длительности, то вблизи поверхности преобразователя наблюдаемый на оси сигнал будет выглядеть в виде двух отдельных импульсов. Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-00261, грантом Президента РФ по программе поддержки ведущих научных школ № НШ-7062.2016.2, РНФ № 17-72-10284.

- Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г. (редакторы). Ультразвук в медицине. Физические основы применения. М.: Физматлит, 2008.
- [2] Harris G.R. J. Acoust. Soc. Am. 1981. 70, N1. P. 10.
- [3] Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1960.
- [4] Кащеева С. С., Хохлова В. А., Сапожников О. А., Аверкью М., Крам Л. Акуст. журн. 2000. **46**, № 2. С. 211.
- [5] Zhang J., Dunn F. J. Acoust. Soc. Am. 1987. 81, N5. P. 1635.

Theoretical research and experimental demonstration of the possibility of creating a plane-wave regime using a large piezoelectric source

M. V. Khasanova^a, S. A. Tsysar, D. A. Nikolaev, O. A. Sapozhnikov^b

Department of Acoustics, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia E-mail: ^am.v.khasanova@gmail.com, ^boleg@acs366.phys.msu.ru

The possibility of experimental realization of an acoustic field in the form of a traveling plane wave is studied with the purpose of measuring the absorption coefficient and the speed of sound in a propagation medium. To do so, it is proposed to use a flat piezoelectric source and to perform measurements in the pulsed mode at short distances from the radiating surface. As a result of theoretical modeling based on the exact solution of the wave equation on the axis of a circular piston radiator, spatial and time intervals for the existence of a plane wave mode are revealed. It is shown that the proposed method allows to measure the absorption coefficient of ultrasound in liquids and soft biological tissues in the megahertz frequency range using radiators of centimeter sizes.

PACS: 43.58.Vb, 43.38.Fx, 43.30.Zk. *Keywords*: ultrasound diagnostics, absorption coefficient, plane waves, piezoelectric source. *Received 18 September 2017*.

Сведения об авторах

1. Хасанова Мадина Валерьевна — студентка; e-mail: m.v.khasanova@gmail.com.

2. Цысарь Сергей Алексеевич - канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры фотоники и физики микроволн.

3. Николаев Дмитрий Александрович — студент кафедры фотоники и физики микроволн.

4. Сапожников Олег Анатольевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; e-mail: oleg@acs366.phys.msu.ru.