

УДК 534

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НОРМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ ВДОЛЬ КОНТРОЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2003 г. О. А. Сапожников, Ю. А. Пищальников, А. В. Морозов

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

119992 Москва, Ленинские горы

E-mail: oleg@acs366.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 8.05.02 г.

В пьезоэлектрических источниках ультразвука, наряду с колебаниями по толщине, часто возбуждаются трудно контролируемые паразитные волны Лэмба. Это приводит к тому, что распределение нормальной скорости на излучающей поверхности оказывается неизвестным и, тем самым, становится невозможным точное предсказание излучаемого ультразвукового поля. Целью настоящей работы является развитие и экспериментальная проверка нового метода нахождения распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя. Метод состоит в измерении амплитуды и фазы акустического давления вдоль некоторой контрольной поверхности и расчете акустического поля на излучателе путем соответствующего интегрирования с использованием интеграла Рэлея. Точность и устойчивость метода проиллюстрированы численно. Проведен эксперимент с фокусирующим пьезоэлектрическим преобразователем. В качестве контрольной поверхности использовалась плоскость, перпендикулярная оси акустического пучка. Ультразвуковое поле в указанной плоскости сканировалось игольчатым гидрофоном, перемещаемым с помощью системы микропозиционирования. Измерения показали, что предложенный метод позволяет с хорошей точностью предсказывать структуру акустического поля, излучаемого источником с заранее неизвестным неоднородным распределением нормальной скорости.

ВВЕДЕНИЕ

Пьезоэлектрические излучатели широко применяются в устройствах визуализации и ультразвуковой терапии, неразрушающего контроля и акустической микроскопии. Для теоретического предсказания соответствующих акустических полей требуется знать распределение нормальной компоненты скорости и акустического давления на излучающей поверхности. Наиболее часто используется приближение интеграла Рэлея, согласно которому акустическое давление в заданной точке пространства выражается в виде суперпозиции сферических волн с амплитудами, пропорциональными нормальной компоненте скорости в соответствующих точках излучателя [1]. Обычно для простоты предполагается, что колебание пьезопластины определяется толщиной модой, т.е. однородно вдоль излучающей поверхности. Однако точность такого приближения невелика, так как в пьезокерамических преобразователях толщинные колебания сопровождаются другими трудно контролируемыми модами, в частности волнами Лэмба [2, 3]. Поэтому распределение нормальной скорости вдоль поверхности излу-

чателя является неоднородным. Теоретическое предсказание структуры упругих колебаний пьезопластины затруднено тем, что краевые условия, зависящие от особенностей крепления пластины к корпусу, а также электромеханические параметры пьезокерамики известны лишь с ограниченной точностью. На первый взгляд, используя метод оптической интерферометрии, можно провести прямые измерения нормальной скорости колебаний поверхности излучателя. Однако такие измерения возможны лишь для источника, находящегося в воздухе, при излучении же в воду большую роль играет акустооптическое взаимодействие в жидкости, в результате сигнал интерферометра не удастся явно связать со смещением поверхности [2]. Таким образом, при использовании пьезоэлектрических источников распределение нормальной скорости (и, тем более, акустического давления) вдоль поверхности фактически является неизвестным.

В данной работе предлагается метод восстановления распределения нормальной скорости и акустического давления на поверхности излучателя. Идея метода заключается в использовании

обратимости волнового процесса во времени [4]. Процесс восстановления состоит из двух этапов. Сначала проводится измерение амплитуды и фазы волны вдоль некоторой контрольной поверхности, расположенной перед излучателем. Затем фаза волны обращается и проводится численный расчет акустического поля на поверхности излучателя с использованием интеграла Рэлея по указанной контрольной поверхности. Похожие подходы предлагались ранее для расчета акустических полей преобразователей. Один из них основан на представлении излучателя в виде многоэлементной антенной решетки. Измеренное в эксперименте акустическое давление в различных точках контрольной плоскости представляется в виде суммы сферических волн от отдельных элементов решетки, а затем решается получившаяся система алгебраических линейных уравнений относительно значений колебательной скорости на указанных элементах [5]. Метод имеет очевидное ограничение, связанное с необходимостью численного решения систем комплексных линейных уравнений очень высоких порядков. Например, при проведении измерений на сетке размером 100×100 точек количество уравнений составит 10000, что делает решение задачи на персональном компьютере практически невозможным. Другой метод основан на использовании углового спектра, рассчитанного по результатам измерений параметров волны вдоль контрольной плоскости, перпендикулярной акустической оси. Теоретически знание углового спектра позволяет точно рассчитать поле в других точках пространства, в частности, восстановить распределение источников на излучающей поверхности. При практической реализации точность восстановления пространственного распределения источников может быть ограничена неоднородностями, большими длинами волны, так как мелкомасштабные детали распределения соответствуют экспоненциально затухающим (неоднородным) компонентам углового спектра. При учете неоднородных волн точность оказывается довольно высокой. Такой подход составляет основу так называемого метода акустической голографии ближнего поля (Nearfield Acoustic Holography) [6–8]. К сожалению, его применимость ограничена сравнительно низкочастотными волнами, для которых возможно измерение поля на расстояниях от излучателя, меньших или сравнимых с длиной волны. В мегагерцовом диапазоне частот (медицинские приложения, неразрушающий контроль) расстояние между плоскостью измерения и излучателем, как правило, намного превышает длину волны. Из-за этого информация о высокочастотных компонентах углового

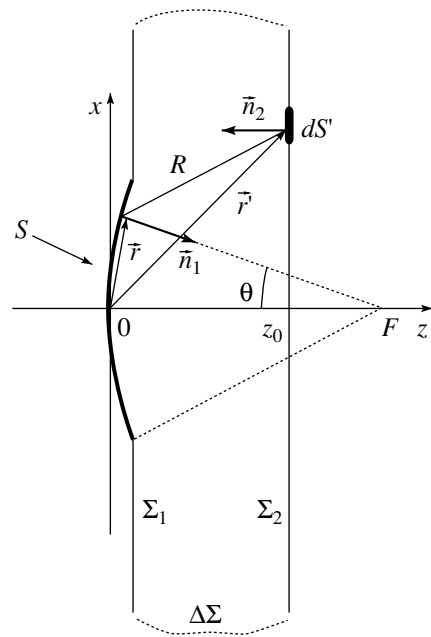


Рис. 1. Геометрия задачи.

спектра теряется и для устойчивости алгоритма восстановления неоднородные компоненты углового спектра приходится полагать равными нулю [9–11]. Как уже отмечалось, это приводит к некоторому сглаживанию восстановленного распределения по сравнению с истинным. Подобное ограничение свойственно и способу, рассматриваемому в данной работе. Однако стоит отметить, что, по сравнению с методом углового спектра, в предлагаемом подходе требуется лишь однократное вычисление двойного интеграла (в методе углового спектра операция двойного интегрирования проводится дважды). Кроме того, поверхность, на которой проводятся измерения параметров волны, в методе с обращением фазы может быть и неплоской. Это преимущество может оказаться очень полезным при исследовании преобразователей, излучающих сильно расходящиеся акустические пучки.

ТЕОРИЯ

Рассмотрим акустический излучатель, помещенный в плоский экран. Поверхность излучателя с экраном обозначим через Σ_1 (см. рис. 1). Пусть Σ_2 – некоторая плоскость, параллельная экрану, на которой измерено акустическое давление $p_2(\mathbf{r}, t)$. Возможно ли восстановление акустического поля $p_1(\mathbf{r}, t)$ на поверхности Σ_1 по известному распределению $p_2(\mathbf{r}, t)$? Положительный ответ на этот вопрос вытекает из обратимости

волнового процесса во времени. Действительно, волновое уравнение в недиссипативной среде $\Delta p - c^{-2}\partial^2 p/\partial t^2 = 0$ не меняется при замене $t \rightarrow -t$. Если окружить излучатель замкнутой поверхностью, являющейся идеальным зеркалом с обращением времени (или, иначе, с обращением волнового фронта), то после отражения от такого зеркала волна, возвратившись к излучателю, восстановит свои исходные параметры. В качестве такой замкнутой поверхности можно взять поверхность, состоящую из Σ_1 , Σ_2 и удаленной на бесконечность боковой поверхности $\Delta\Sigma$ (рис. 1). Но вклад от $\Delta\Sigma$ отсутствует, так как телесный угол, под которым она видна, стремится к нулю. Вкладом от поверхности Σ_1 также можно пренебречь, так как излучение в этом направлении мало. Следовательно, можно считать, что знания акустического давления на плоскости Σ_2 достаточно для восстановления поля на излучателе. Точность метода ограничена размером порядка длины волны, т.е. более мелкомасштабные неоднородности сглаживаются. Действительно, восстановление поля в заданной точке излучателя может быть представлено как процесс фокусировки обращенного по фазе поля, так что неизбежно возникает известное дифракционное ограничение на размер фокального пятна.

Ограничимся рассмотрением монохроматического источника. Акустическое давление в этом случае может быть представлено в виде $p(\mathbf{r}, t) = |A|\cos(\omega t - \varphi) = (Ae^{-i\omega t} + A^*e^{i\omega t})/2$, где $|A|$ и φ – амплитуда и фаза волны, ω – циклическая частота, $A(\mathbf{r}) = |A|e^{i\varphi}$ – комплексная амплитуда волны. По предположению, акустическое давление на контрольной плоскости Σ_2 является известным из измерений. Если на Σ_2 мысленно поместить зеркало, обращающее время, то акустическое давление в отраженной волне будет иметь вид $p(\mathbf{r}, -t) = (Ae^{i\omega t} + A^*e^{-i\omega t})/2 = (A_{\text{обр}}e^{-i\omega t} + A_{\text{обр}}^*e^{i\omega t})/2$, т.е. амплитуда обращенной во времени волны будет комплексно сопряжена к амплитуде исходной волны: $A_{\text{обр}} = A^*$. Для расчета отраженной волны слева от Σ_2 можно воспользоваться интегралом Кирхгофа–Гельмгольца, выражающим амплитуду акустического поля, излучаемого некоторой поверхностью, через распределение нормальной скорости и акустического давления вдоль этой поверхности. Как известно, в случае плоской излучающей поверхности интеграл Кирхгофа–Гельмгольца может быть сведен к интегралам, содержащим распределение либо только нормальной скорости, либо только акустического давления [12]. В частности, при использовании

распределения акустического давления интеграл Кирхгофа–Гельмгольца имеет вид

$$A_{\text{обр}}(\mathbf{r}) = 2 \int_{\Sigma_2} A_{\text{обр}}(\mathbf{r}') \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n_2(\mathbf{r}')} dS', \quad (1)$$

где $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}/4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – функция Грина свободного пространства, k – волновое число, $\mathbf{n}_2(\mathbf{r}')$ – внешняя единичная нормаль к поверхности Σ_2 , dS' – элемент этой поверхности (рис. 1). Вспоминая, что $A_{\text{обр}} = A^*$, приходим к выражению для амплитуды исходной волны слева от плоскости Σ_2 через известное значение амплитуды волны на Σ_2 :

$$A(\mathbf{r}) = 2 \int_{\Sigma_2} A(\mathbf{r}') \frac{\partial G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n_2(\mathbf{r}')} dS'. \quad (2)$$

Помещая радиус-вектор \mathbf{r} на поверхность Σ_1 , получим отсюда искомую амплитуду акустического давления на излучателе и экране. Для нахождения нормальной компоненты скорости используем уравнение движения. Пусть $V_n(\mathbf{r})$ – комплексная амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости \mathbf{v} . Из уравнения движения $\rho_0 \partial \mathbf{v} / \partial t = -\nabla p$ следует: $V_n(\mathbf{r}) = -(i/\omega \rho_0) \partial A / \partial n_1$, где ρ_0 – плотность среды, \mathbf{n}_1 – единичная нормаль к поверхности Σ_1 . С учетом (2) имеем:

$$V_n(\mathbf{r}) = -\frac{2i}{\omega \rho_0} \int_{\Sigma_2} A(\mathbf{r}') \frac{\partial^2 G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n_1(\mathbf{r}) \partial n_2(\mathbf{r}')} dS'. \quad (3)$$

Выражения (2) и (3) представляют теоретическую основу метода. Как видно, акустическое давление и нормальная компонента скорости на излучающей поверхности могут быть довольно просто восстановлены по измеренному распределению амплитуды и фазы акустического давления вдоль некоторой контрольной плоскости Σ_2 . Удаление плоскости Σ_2 от излучателя теоретически может быть произвольным.

Отметим, что формула (3) была получена в предположении, что излучатель является плоским. Для неплоских излучателей имеется погрешность, связанная с переотражениями волны от искривлений излучающей поверхности. Однако для излучателей с поверхностью малой кривизны и больших волновых размеров, которые и представляют интерес в большинстве практических приложений, соответствующие поправки не должны быть существенными.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В СЛУЧАЕ ФОКУСИРОВАННОГО
ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Имея в виду описанный в следующем разделе эксперимент, рассмотрим акустический излучатель в форме сферической чаши (поверхность S на рис. 1). Такие вогнутые пьезопластины широко используются для создания фокусированных ультразвуковых пучков в медицинских приложениях и при неразрушающем контроле. Благодаря аксиальной симметрии излучателя нет необходимости проводить измерения амплитуды и фазы акустического поля во всей плоскости Σ_2 , достаточно одномерных измерений в зависимости от поперечной координаты.

Будем интересоваться лишь нормальной компонентой скорости на поверхности излучателя. Обозначив

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{2i}{\omega\rho_0} \frac{\partial^2 G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n_1(\mathbf{r})\partial n_2(\mathbf{r}')}, \quad (4)$$

перепишем выражение (3) в виде:

$$V_n(\mathbf{r}) = \int_{\Sigma_2} A(\mathbf{r}') K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS'. \quad (5)$$

Здесь A – измеренная комплексная амплитуда синусоидальной волны в плоскости Σ_2 . Учтем аксиальную симметрию задачи. Положение точки наблюдения на сферической поверхности излучателя будем характеризовать углом θ между осью симметрии и прямой, проходящей через точку наблюдения и центр кривизны поверхности излучателя. Для вычисления интеграла (5) в плоскости Σ_2 введем полярную систему координат (ξ, ψ) : $\mathbf{r}' = (\xi \cos \psi, \xi \sin \psi, z_0)$. Проводя в выражении (4) дифференцирование по нормальям с учетом их направлений (рис. 1), приходим к следующему выражению для ядра (4):

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \tilde{K}(\xi, \psi, \theta) = -\frac{i}{\omega\rho_0} \frac{e^{-ikR}}{2\pi} \left\{ (3\gamma + \cos \theta) \left(\frac{1}{R^3} + \frac{ik}{R^2} \right) - \gamma \frac{k^2}{R} \right\}, \quad (6)$$

где

$$R = \left\{ F^2 + \xi^2 + (F - z_0)^2 - 2F\xi \sin \theta \cos \psi - 2F(F - z_0) \cos \theta \right\}^{1/2}$$

– расстояние между точкой наблюдения \mathbf{r} и точкой на поверхности \mathbf{r}' , также введено обозначение $\gamma = [F(1 - \cos \theta) - z_0][F - \xi \sin \theta \cos \psi - (F - z_0) \cos \theta]/R^2$. Контрольная плоскость Σ_2 расположена на расстоянии z_0 , а центр кривизны излучающей по-

верхности – на расстоянии F от центра источника (рис. 1).

Интеграл (5) принимает вид

$$V_n(\theta) = \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\xi_{\max}} \tilde{K}(\xi, \psi, \theta) A(\xi) \xi d\xi, \quad (5a)$$

где $V_n(\theta)$ – амплитуда нормальной скорости на поверхности излучателя в точках, соответствующих углу θ , $A(\xi)$ – амплитуда давления в контрольной плоскости на расстоянии ξ от оси симметрии, а ξ_{\max} – радиус области измерения. Зависимость V_n и A лишь от одной переменной отражает аксиальную симметрию. Для приближенного вычисления интеграла (5a) круг измерения радиуса ξ_{\max} разбивается на малые участки примерно одинаковой площади и проводится соответствующее суммирование.

При практической реализации предложенного метода возникает ряд вопросов, в частности, где лучше поместить контрольную плоскость, в каких пространственных пределах и с каким шагом следует измерять акустическое давление в контрольной плоскости, как влияет ошибка определения скорости звука на точность восстановления и т.п. Чтобы ответить на эти вопросы, проводилось численное моделирование. Рассматривался фокусированный монохроматический излучатель. Используя интеграл Рэлея [13]

$$A(\mathbf{r}') = -i \frac{\rho_0 \omega}{2\pi} \int_{\Sigma_1} \frac{V_n(\mathbf{r}) e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dS, \quad (7)$$

численно определялась амплитуда акустического давления $A(\mathbf{r}')$ в различных точках контрольной плоскости. Исходное распределение нормальной компоненты скорости выбиралось однородным: $V_n(\mathbf{r}) = 1$. Полагая, что данные расчета $A(\mathbf{r}')$ представляют некоторый эксперимент, по формуле (5) проводилось восстановление распределения нормальной скорости на поверхности излучателя. Результаты сравнивались с исходным (равномерным) распределением $V_n(\mathbf{r})$.

На рис. 2 представлены восстановленные амплитуда и фаза скорости $V_n(\mathbf{r})$ на поверхности излучателя при различных положениях контрольной плоскости. По оси абсцисс отложен угол, под которым видны точки поверхности излучателя, при этом угол $\theta = 0^\circ$ соответствует центру, а $\theta = 14^\circ$ – краю излучателя. Параметры расчета выбирались соответствующими эксперименту: частота ультразвука $f = 1.1$ МГц, скорость звука $c_0 = 1476$ м/с, поперечный радиус области измерения $\xi_{\max} = 6$ см, диаметр излучателя 10 см, радиус кривизны поверхности излучателя $F = 22$ см, шаг измерения

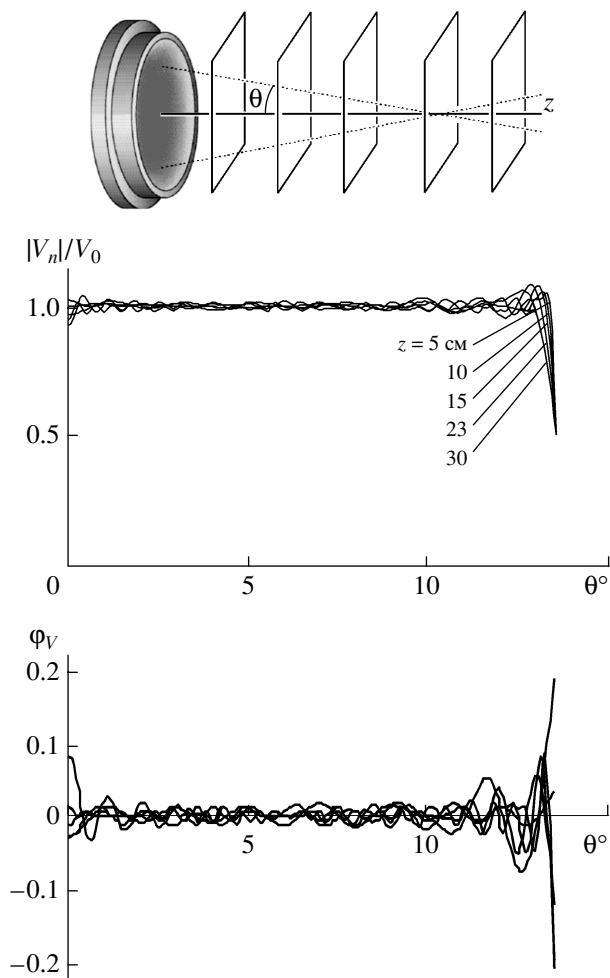


Рис. 2. Восстановленные распределения нормированной амплитуды $|V_n|/V_0$ и фазы Φ_V (в радианах) нормальной компоненты скорости на поверхности излучателя при различных положениях контрольной плоскости: $z_0 = 5, 10, 15, 23$ и 30 см от поверхности преобразователя. По оси абсцисс отложен угол, под которым видны из фокуса точки поверхности излучателя, при этом угол $\theta = 0^\circ$ соответствует центру, а $\theta = 14^\circ$ – краю излучателя.

вдоль контрольной плоскости 0.3 мм. Как видно из приведенных результатов, выбор местоположения контрольной плоскости, в которой проводятся измерения акустического давления, фактически не влияет на результаты восстановления нормальной скорости на преобразователе.

Другим источником ошибки восстановления распределения $V_n(\mathbf{r})$ может являться неточность определения скорости звука. Для того чтобы оценить насколько сильно это может сказаться на работоспособности предложенного метода, проводилось соответствующее численное исследование. Как уже описывалось, по интегралу Рэлея в предположении равномерного распределения ко-

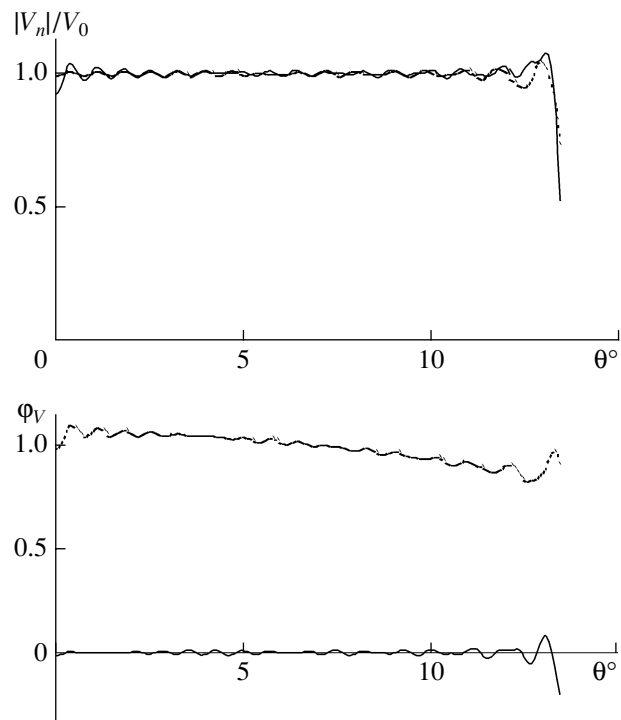


Рис. 3. Изменение распределений нормированной амплитуды $|V_n|/V_0$ и фазы Φ_V (в радианах) нормальной компоненты скорости на поверхности излучателя при внесении ошибки скорости звука $c_0 = 1476$ м/с на $\Delta c = 25$ м/с, что соответствует изменению температуры воды на 10°C .

лебательной скорости на поверхности излучателя рассчитывалось распределение поля в контрольной плоскости. Исходя из этого “измеренного” распределения комплексной амплитуды давления проводилось восстановление скорости на излучателе по формуле (5), однако уже при другом, возмущенном значении скорости звука. На рисунке 3 представлены результаты восстановления нормальной скорости при внесении погрешности скорости звука $\Delta c = 25$ м/с, что соответствует изменению температуры воды на 10°C . Для сравнения пунктирной линией отображен расчет для невозмущенного значения скорости звука $c_0 = 1476$ м/с. Так как скорость звука изменилась, то фаза приобретает некоторый сдвиг. Однако видно, что исходное равномерное распределение амплитуды скорости практически не чувствительно к вариации скорости звука и восстанавливается с хорошей точностью.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Вогнутый пьезокерамический преобразователь с радиусом кривизны $F = 22$ см, диаметром 10 см и резонансной частотой $f = 1.1$ МГц помещался в кювету размером $60 \times 24 \times 30$ см, запол-

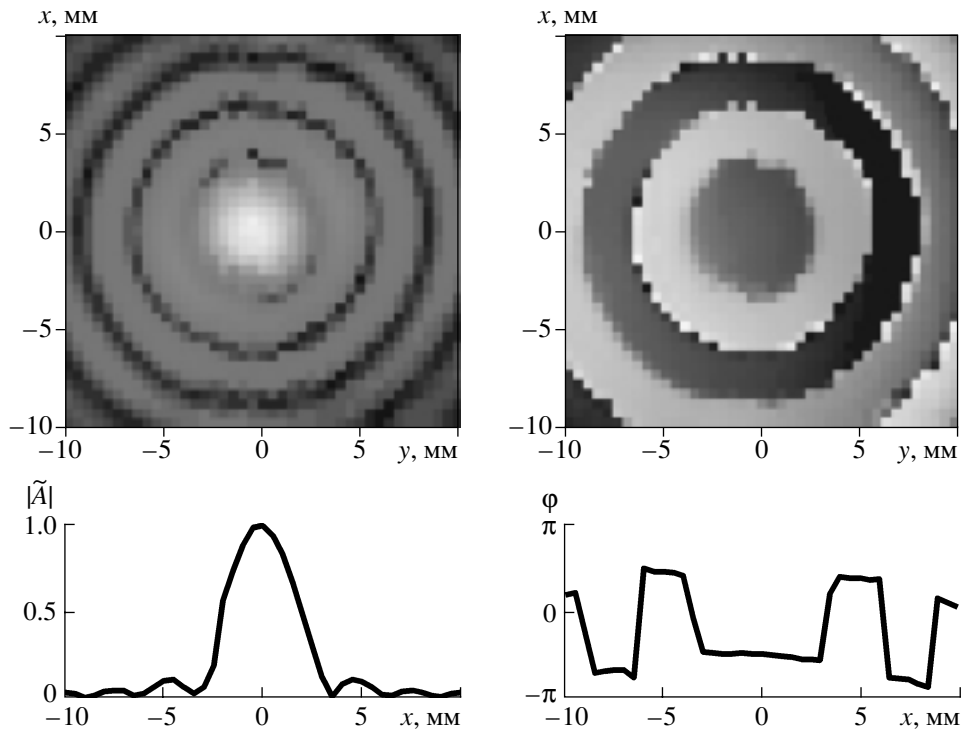


Рис. 4. Измеренные распределения нормированной амплитуды $|\tilde{A}| = |A|/A_0$ и фазы φ акустического давления в фокальной плоскости $z = 220$ мм. На верхних графиках приведены соответствующие двумерные распределения в поперечных координатах (x, y) , градации серого цвета характеризуют значения амплитуды и фазы, при этом более светлые области соответствуют большим значениям. Точка $(x, y) = (0, 0)$ соответствует положению гидрофона на оси излучателя. На нижних графиках показаны одномерные зависимости амплитуды и фазы (в радианах) от поперечной координаты x .

ненную отстоявшейся водопроводной водой. Акустическое давление измерялось игольчатым гидрофоном с диаметром чувствительного участка 0.4 мм (PVDFZ44-0400, SEA). После предварительного усиления сигнал гидрофона регистрировался цифровым осциллографом (Tektronix 520A, Beaverton, Oregon). Гидрофон мог перемещаться с точностью 0.01 мм в трех ортогональных направлениях с помощью системы микропозиционирования (Velmex-Unislide, Bloomfield, NY). Управление системой микропозиционирования и считывание сигналов осциллографа осуществлялись компьютером с помощью программ, написанных на языке LabVIEW (National Instruments, Austin, TX). Для того чтобы избежать влияния реверберации, измерения проводились в импульсном режиме. На излучатель от генератора (Hewlett-Packard 33120A) подавался высокочастотный электрический импульс с прямоугольной огибающей. Для моделирования режима непрерывной волны длительность импульсов и временное окно измерений выбирались так, чтобы уже завершились переходные процессы в излучателе и гидрофоне, но еще не пришли отраженные сигналы от корпуса гидрофона, стенок кюветы и т.п.

Эксперимент проводился следующим образом. Сначала находилось положение оси симметрии излучателя (ось Oz на рис. 1), направление которой в общем случае не совпадало с направлением ни одной из осей системы микропозиционирования. Для этого на некотором расстоянии от преобразователя проводилось сканирование распределения амплитуды давления акустического поля в плоскости, примерно ортогональной оси излучателя. По результатам измерений программа строила на экране монитора соответствующие линии равных амплитуд. Они имели вид концентрических окружностей, центр которых, по предположению, лежал на оси симметрии преобразователя. Далее гидрофон помещался в указанную точку (центр), и проводилось измерение временной задержки прихода фронта сигнала. Затем гидрофон сдвигался на некоторое расстояние от излучателя, опять проводилась процедура сканирования, находилась вторая точка, лежащая на оси, измерялась соответствующая задержка фронта сигнала. Координаты двух указанных точек однозначно задавали положение оси симметрии, а по измеренным временным задержкам и расстоянию между точками определялась скорость звука в воде. Далее с помощью специально написанных

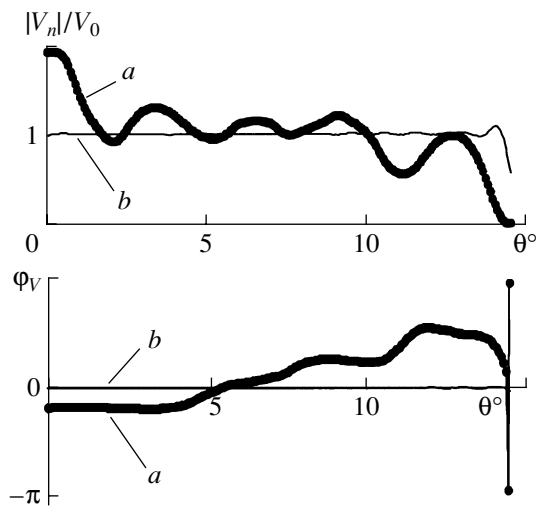


Рис. 5. Распределения нормированной амплитуды $|V_n|/V_0$ и фазы ϕ_V колебательной скорости вдоль поверхности излучателя, восстановленные на основе измеренной зависимости акустического давления от поперечной координаты x на расстоянии $z_0 = 214$ мм от излучателя (кривая *a*). Тонкой линией (кривая *b*) показаны распределения, восстановленные на основе теоретического распределения давления, создаваемого на этом расстоянии поршневым излучателем. Угол $\theta = 0^\circ$ соответствует центру излучателя, $\theta = 14^\circ$ – его краю.

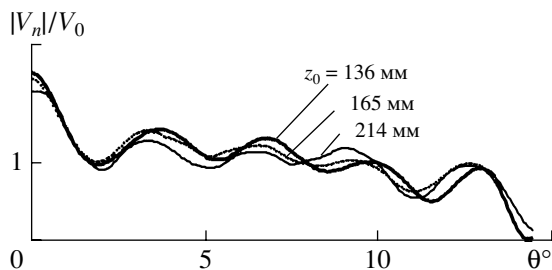


Рис. 6. Сравнение распределений амплитуды скорости на поверхности преобразователя, восстановленных по измерениям давления вдоль нормали к акустической оси на расстояниях $z_0 = 136, 165$ и 214 мм от излучателя.

программ проводилось сканирование поля в плоскости, нормальной к найденному направлению оси симметрии. Одно из таких измеренных распределений амплитуды и фазы акустического давления показано на рисунке 4. Двумерные изображения сверху показывают характер распределения амплитуды (слева) и фазы (справа) акустического давления. Фаза измерялась относительно сигнала, подаваемого на излучатель от генератора. Из измеренных распределений видно, что акустическое поле обладает хорошей аксиальной симметрией. Это означает, что время эксперимента можно существенно сократить, заменив

двумерное сканирование в плоскости одномерным сканированием вдоль любого направления, ортогонального оси симметрии. Соответствующие одномерные распределения амплитуды и фазы приведены в нижней части рисунка 4.

После измерений поперечного распределения амплитуды и фазы акустического давления в контрольной плоскости рассчитывались соответствующие значения комплексной амплитуды поля. Следуя предложенному методу, по формулам (5а) и (б) численно восстанавливалось распределение комплексной амплитуды скорости на поверхности излучателя. На рисунке 5 приведен полученный результат в виде зависимости амплитуды и фазы нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности излучателя в зависимости от угла θ . Восстановление проводилось по измерениям акустического давления на расстоянии $z_0 = 214$ мм от излучателя. Как видно, найденные распределения амплитуды и фазы колебательной скорости оказались неравномерными. Наблюдаются явно выраженные максимумы и минимумы, обусловленные волнами Лэмба в пьезопластине [2]. В частности, имеет место максимум амплитуды скорости в центре преобразователя ($\theta = 0^\circ$), который почти в два раза превышает “среднюю” амплитуду колебательной скорости. Для сравнения тонкой линией показаны результаты численного моделирования в предположении однородного исходного распределения скорости (см. предыдущий раздел).

Отметим, что восстановление скорости, выполненное на основе измерений акустического давления на других расстояниях от преобразователя, дало аналогичные результаты. На рисунке 6 приведены распределения нормальной скорости, восстановленные по измерениям давления на расстояниях 136, 165 и 214 мм от излучателя. Полученные кривые качественно одинаково описывают картину скорости на преобразователе, в частности, примерно совпадают положения и амплитуды максимумов и минимумов распределения. Незначительные расхождения обусловлены тем, что реальные излучатели не являются строго аксиально-симметричными, и потому, вообще говоря, для восстановления нужно проводить измерения акустического давления не вдоль одной прямой, а в целой плоскости.

Используя интеграл Рэлея (7), по восстановленному распределению нормальной компоненты скорости на преобразователе можно рассчитать акустическое поле в любой точке пространства. Сравнивая это поле с измеренным в эксперименте, можно косвенным образом проверить правильность кривых рисунка 5. С этой це-

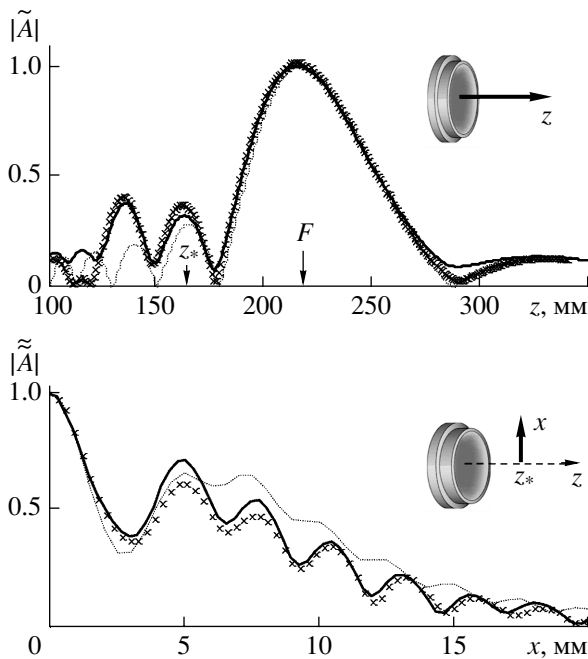


Рис. 7. Сравнение измеренного акустического давления с расчетом. На верхнем графике приведена зависимость нормированной амплитуды акустического давления $|\tilde{A}| = |A|/A_F$ вдоль оси излучателя. На нижнем рисунке показана зависимость нормированной амплитуды давления $|\tilde{A}| = |A|/A_*$ от поперечной координаты x для $z = z_* = 165$ мм. Здесь $A_F = A(z = F)$ и $A_* = A(z = z_*)$ – значения амплитуды акустического давления в фокусе и на оси излучателя при $z = z_*$ соответственно. Измеренные значения амплитуды акустического давления отмечены крестами. Сплошная линия рассчитана на основе восстановленного распределения нормальной колебательной скорости на поверхности излучателя, выполненного по измерениям давления при $z_0 = 214$ мм. Штриховая линия – расчет для поршневого распределения.

лю были проведены дополнительные измерения амплитуды волны. На рисунке 7 сверху приведено распределение акустического давления вдоль оси излучателя, а на нижнем рисунке – соответствующее распределение давления по нормали к оси на расстоянии $z_0 = 165$ мм от излучателя. Толстой сплошной линией показан расчет давления, выполненный по восстановленному распределению колебательной скорости на излучателе, а точками нанесены экспериментально измеренные значения. Отметим, что при расчете использовалось распределение, восстановленное на основе измерений давления на другом расстоянии ($z_0 = 214$ мм) от преобразователя. Для сравнения штриховой линией приведен расчет для равномерного распределения нормальной колебательной скорости на поверхности излучателя. Видно,

что расчет, выполненный для восстановленного распределения скорости, гораздо лучше описывает реальную картину поля. Незначительные расхождения между расчетом и экспериментом могут быть объяснены нарушением аксиальной симметрии поля преобразователя (рис. 4), что, как уже отмечалось, не учитывалось нами в этой работе. Отметим, что описанный выше метод был реализован и для других излучателей. Результаты получились аналогичными, что позволяет сделать вывод о возможности восстановления распределения нормальной скорости на поверхности преобразователя развитым в этой работе методом.

Работа была поддержана РФФИ (гранты № 02-02-16999 и № 02-02-17029), CRDF (грант № RP2-2384-MO-02) и NIH-Fogarty (R03-TW006150-01).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pierce A.D.* Acoustics. Acoust. Soc. of Amer., 1989.
2. *Cathignol D., Sapozhnikov O.A., Zhang J.* Lamb waves in piezoelectric focused radiator as a reason for discrepancy between O'Neil formula and experiment // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. V. 101. № 3. P. 1286–1297.
3. *Cathignol D., Sapozhnikov O.A., Theillere Y.* Comparison of acoustic fields radiated from piezoceramic and piezocomposite focused radiators // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1999. V. 105. P. 2612–2617.
4. *Fink M.* Time reversed acoustics // *Physics Today.* 1997. V. 50. P. 34–40.
5. *Fan X., Moros E.G., Straube W.L.* Acoustic field prediction for a single planar continuous-wave source using an equivalent phased array method // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1997. V. 102. № 5. P. 2734–2741.
6. *Williams E.G., Maynard J.D.* Holographic imaging without the wavelength resolution limit // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45. P. 554–557.
7. *Williams E.G., Maynard J.D., Skudrzyk E.* Sound source reconstruction using a microphone array // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1980. V. 68. P. 340–344.
8. *Williams E.G.* Fourier Acoustics: Sound Radiation and NAH. London: Academic Press, 1999. 306 p.
9. *Stepanishen P.R., Benjamin K.C.* Forward and backward projection of acoustic fields using FFT methods // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1982. V. 71. P. 803–811.
10. *Schafer M.E., Lewin P.A.* Transducer characterization using the angular spectrum method // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1989. V. 85. P. 2202–2214.
11. *Clement G.T., Hyhynen K.* Field characterization of therapeutic ultrasound phase arrays through forward and backward planar projection // *J. Acoust. Soc. Amer.* 2000. V. 108. P. 441–446.
12. *Шендеров Е.Л.* Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989.
13. *Катиньоль Д., Сапожников О.А.* О применимости интеграла Рэлея к расчету поля вогнутого фокусирующего излучателя // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 6. С. 816–824.

Reconstruction of the Normal Velocity Distribution on the Surface of an Ultrasonic Transducer from the Acoustic Pressure Measured on a Reference Surface

O. A. Sapozhnikov, Yu. A. Pishchal'nikov, and A. V. Morozov

Physics Faculty, Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

e-mail: oleg@acs366.phys.msu.rus

In piezoceramic ultrasonic transducers, the thickness vibrations are usually accompanied by the excitation of Lamb waves, which are difficult to control. Therefore, the normal velocity distribution over the radiating surface is unknown. As a result, the ultrasonic field generated by the transducer cannot be predicted with the desired accuracy. The purpose of this study is to develop and experimentally validate a new method for evaluating the normal velocity distribution over the surface of an ultrasonic transducer. The method consists in measuring the amplitude and phase of the acoustic pressure field over a certain reference surface and then calculating the acoustic field at the transducer by using the Rayleigh integral. The accuracy and stability of the method are illustrated numerically. The method is tested experimentally with a focused piezoceramic transducer. In the experiment, the reference surface is represented by a plane perpendicular to the axis of the acoustic beam. The ultrasonic field is scanned by a needle microphone, which is moved by a micropositioner. The measurements show that the method provides an accurate prediction of the acoustic field generated by a source with an unknown nonuniform normal velocity distribution.