

УДК 534.6.08

ЗВУКОВИДЕНИЕ В ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ТВЕРДОТЕЛЬНУЮ АКУСТИЧЕСКУЮ ЛИНЗУ С КОРРЕКЦИЕЙ АБЕРРАЦИЙ

© 2021 г. С. А. Петросян¹, *, Д. А. Николаев¹, С. А. Цысарь¹, В. Д. Свет²,
А. И. Цеханович¹, А. Д. Кренделёва¹, О. А. Сапожников¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

²Открытое акционерное общество “Акустический институт имени академика Н.Н. Андреева”, Москва, Россия

*E-mail: sa.petrosjan@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 09.12.2020 г.

После доработки 25.01.2021 г.

Принята к публикации 26.02.2021 г.

Представлены результаты исследования метода звуковидения в жидкости с помощью комбинации акустической линзы и двумерной фазированной антенной решетки с возможностью коррекции вносимых линзой aberrаций за счет обработки фазовой информации. Представлены результаты теоретического моделирования и экспериментального исследования по визуализации объектов, расположенных в воде.

DOI: 10.31857/S0367676521060223

ВВЕДЕНИЕ

В задачах звуковидения требуется осуществить построение ультразвукового (УЗ) изображения объектов, расположенных на некотором удалении от приемо-передающей системы. В большом количестве приложений успешно применяются одномерные, а в последние годы и двумерные многоэлементные приемо-передающие антенные решетки. При расположении области исследования на расстоянии сравнимом с диаметром решетки удается достичь высокого поперечного разрешения, определяемого шириной угловой апертуры. Имеются, однако, приложения, в которых приемо-передающее устройство по той или иной причине невозможно приблизить к области визуализации. Примером является УЗ визуализация в агрессивной жидкости, когда решетку приходится удалять от объекта исследования и даже помещать в другую среду. В таких случаях при использовании традиционных подходов УЗ изображения объектов имеют низкое качество, обусловленное тем, что и зондирование, и регистрация рассеянных волн происходит в относительно малом диапазоне углов. Возможным решением в таких ситуациях является использование акустической линзовой системы, расположенной вблизи объекта визуализации. В этом случае диапазон углов зондирования может быть заметно расширен, а приемо-передающая система может быть расположена на значительном удалении от линзы без потери пространственного разрешения. Применение аку-

стических линз и зеркал, кроме того, дает возможность управлять направлением распространения зондирующего импульса и масштабировать изображение, что позволяет увеличить размеры регистрирующих элементов без потери качества визуализации [1]. Если же среда за плоской частью линзы является оптически прозрачной, то возможно использовать бесконтактный оптический метод регистрации вибраций и распределения амплитуды нормальной компоненты колебательной скорости с помощью лазерного доплеровского вибromетра непосредственно на плоской поверхности линзы [2].

Для построения УЗ изображения при импульсном зондировании через толстую линзу в настоящей работе предлагается метод расчета распространения акустического поля с учетом как дифракции, так и рефракции. Используется два способа анализа ультразвукового поля – на основе интеграла Рэлея [3, 4] и на основе углового спектра [5].

Для экспериментальной проверки предложенного метода построения УЗ изображений была создана экспериментальная установка. В ней в качестве объекта визуализации использовался расположенный в жидкости пьезоэлектрический излучатель, на поверхность которого наносился узор из поглощающего материала. Напротив этого излучателя располагалась толстая твердотельная линза. С противоположной стороны осуществлялся прием ультразвуковых сигналов с использованием синтезированной двумерной решетки при-

емников. Указанный синтез осуществлялся путем растрового перемещения одиночного гидрофона вдоль участка плоской поверхности. Двумерное распределение ультразвукового поля, зарегистрированное такой решеткой, использовалось в качестве входных данных для теоретически разработанных алгоритмов построения изображения.

ТЕОРИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

При облучении объекта зондирующим акустическим импульсом рассеянный на неоднородностях нестационарный акустический сигнал регистрируется датчиками, образующими приемную двумерную решетку. Построение изображения требует решения обратной задачи. Она может быть сведена к прямой задаче распространения акустических волн от приемной решетки к объекту, если обратить фазу (или, в случае импульсных сигналов, время) принятого решеткой акустического поля. В случае наличия между объектом и приемной решеткой акустической линзы построение изображения объекта может быть осуществлено с использованием приближения тонкой линзы [6]. Такой подход в случае использования толстых линз с сильно искривленной поверхностью приводит к появлению абберационных искажений, связанных с отличием реальной линзы от тонкой.

Для более точного (безабберационного) решения задачи построения изображений следует более корректно описать обратное распространение волны от приемной решетки через линзу до области расположения объекта. С этой целью ниже предлагается использовать либо интеграл Рэлея [3, 4], либо метод углового (пространственного) спектра [5] для пересчета поля в трех областях. На первом шаге (I) проводится расчет с измерительной поверхности до плоской поверхности линзы в воде, затем (II) рассчитывается распространение поля в материале линзы с плоской на вогнутую поверхность, и на третьем шаге (III) проводится пересчет поля с вогнутой поверхности линзы в воде до плоскости расположения объекта.

Расширяя представление действительной волновой функции на комплексную плоскость, условимся для определенности далее считать временную часть волновой функции, описывающую гармоническое колебание с частотой ω , определенной в виде $e^{-i\omega t}$.

Метод интеграла Рэлея

Рассмотрим источник гармонических колебаний с частотой ω , расположенный на плоскости S_1 . При известном характере колебаний с распределением комплексной амплитуды нормальной компоненты колебательной скорости u или акустического давления P вдоль плоскости S_1 аку-

стическое поле в любой точке полупространства с радиус-вектором \vec{r}_2 описывается интегралами Рэлея:

$$P(\vec{r}_2) = \frac{-i\rho\omega}{2\pi} \iint_{S_1} u(\vec{r}_1) \frac{e^{ikR}}{R} dS_1, \quad (1)$$

$$P(\vec{r}_2) = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_1} P(\vec{r}_1) \frac{\partial}{\partial n_1} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) dS_1, \quad (2)$$

где $k = \frac{\omega}{c}$ – волновое число, ρ – равновесная плотность среды, P – распределение амплитуды акустического давления, \vec{r}_1 – координаты точек поверхности S_1 , $R = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ – расстояние между точкой наблюдения \vec{r}_2 и элементом поверхности dS_1 с радиус-вектором \vec{r}_1 , \vec{n}_1 – единичная нормаль элемента поверхности dS_1 , направленная к точке наблюдения. При расчете частной производной по нормали \vec{n}_1 и введения дополнительного вектора формула (2) запишется в следующем виде:

$$P(\vec{r}_2) = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_1} P(\vec{r}_1) (\vec{m}_{12} \cdot \vec{n}_1) \left(\frac{-ik}{R} + \frac{1}{R^2} \right) e^{ikR} dS_1, \quad (3)$$

где $\vec{m}_{12} = (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)/R$ – единичный вектор, направленный от элемента поверхности dS_1 с радиус-вектором \vec{r}_1 к точке наблюдения \vec{r}_2 [7, 8]. Однако, если поменять местами излучающую поверхность S_1 и поверхность S_2 , на которой необходимо восстановить акустическое давление с радиус-вектором \vec{r}_2 , т.е. рассмотреть обратное распространение волны, то уравнение (3) будет эквивалентным при замене $i\omega$ на $-i\omega$, а $\vec{r}_1, \vec{r}_2, S_1, S_2$ на $\vec{r}_2, \vec{r}_1, S_2, S_1$, соответственно.

Так как в данной задаче рассматриваются поверхности с радиусом кривизны много большим, чем характерная длина волны зондирующего импульса, то погрешность метода интеграла Рэлея будет незначительной, и решение будет достаточно точным, ограничиваясь дифракционным пределом [9].

Метод углового спектра

Для решения задач рассеяния широкое распространение в силу удобства расчета поля с плоскости на плоскость получил метод углового (пространственного) спектра. Данный метод основан на разложении поля, заданного на поверхности, по плоским волнам и применении математического аппарата двумерного пространственного преобразования Фурье, который позволяет выполнять анализ изменений углового спектра излучения при распространении в пространстве

[10, 11]. Применяя данный метод, удобно построить УЗ картину в плоскости, удаленной на произвольное расстояние от исходной, распределение давления на которой измерено акустическими датчиками в эксперименте. При наличии линзы между этими плоскостями, как было отмечено выше, требуется проводить расчет поля на границах областей, одна из которых (вогнутая поверхность линзы) не является плоской. Поэтому удобно записать формулы расчета поля с помощью углового спектра не с плоскости на плоскость, а в более общем виде для произвольного набора точек в пространстве.

$$\frac{e^{ik|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|}}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|} = \frac{i}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[i\left(k_x(x_2 - x_1) + k_y(y_2 - y_1) + (z_2 - z_1)\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}\right)\right]}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} dk_x dk_y. \quad (4)$$

После подстановки (4) в формулу (1) получим выражение для амплитуды акустического давления:

$$P(\vec{r}_2) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} S(k_x, k_y) e^{i(k_x x_2 + k_y y_2 + z_2 \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2})} dk_x dk_y, \quad (5)$$

где угловой спектр будет задан выражением

$$S(k_x, k_y) = \frac{\rho c}{\sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}}} \iint_{S_1} u(\vec{r}_1) \times e^{i(k_x x_1 + k_y y_1 + z_1 \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2})} dS_1. \quad (6)$$

Для расчета интеграла Рэлея (2) методом углового спектра аналогичным образом раскладывается множитель $\frac{\partial}{\partial n_1} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) = \frac{((\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \cdot \nabla F(\vec{r}_1))}{R \cdot |\nabla F(\vec{r}_1)|} \times \left(\frac{-ik}{R} + \frac{1}{R^2} \right) e^{ikR}$ по угловому спектру в полупространстве $z_2 \geq z_1$, где выражение $F(\vec{r}_1) = 0$ является уравнением поверхности S_1 . Заметим, что существование нераспространяющихся (неоднородных) волн учитывается при $k_x^2 + k_y^2 > k^2$; такие волны имеют чисто мнимое волновое число и экспоненциально затухают в направлении положительных z , но при наличии высокочувствительной приемной системы могут быть использованы [13]. В настоящей работе учет таких волн не проводится.

Расчет поля в приближении тонкой линзы

Для построения изображения в приближении тонкой линзы удобно воспользоваться описанным выше методом углового спектра, позволяющим быстро рассчитывать поле с плоскости на

В отличие от интегралов Рэлея (1), (2), которые, как отмечалось выше, представляют поле в виде суперпозиции излучения точечных источников, расположенных на поверхности S_1 в точках $\vec{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$, метод углового спектра оперирует разложением по плоским волнам. Для перехода к такому разложению множитель под интегралом $\frac{e^{ikR}}{R}$ можно также представить как разложение по угловому спектру в общем виде в полупространстве $z_2 \geq z_1$ [12]:

плоскость, поскольку физическая кривизна вогнутой поверхности линзы не учитывается. Таким образом, нужно рассчитать поле с поверхности приемной решетки на поверхность тонкой линзы (I), дополнительно учесть эффект фокусировки линзы (II), и на финальном шаге рассчитать поле с той же плоскости линзы на плоскость расположения исследуемого объекта (III), где шаги (I) и (III) рассчитываются методом углового спектра.

Учет влияния линзы на втором шаге (II) осуществляется следующим образом. Сначала, используя приближение тонкой линзы без учета аббераций, рассчитывается фокусное расстояние для плоско-вогнутой линзы [6]:

$$F = \frac{R}{1 - \frac{c_1}{c_2}}, \quad (7)$$

где c_1 и c_2 – скорость звука в окружающей среде и в материале линзы, соответственно, R – радиус кривизны вогнутой поверхности линзы. Далее определяется коэффициент передачи тонкой линзы $T(x, y)$ без учета отражения и потерь в параксиальном приближении ($x^2, y^2 \ll R^2$) [6], который представляет собой фазовый множитель следующего вида:

$$T(x, y) = \frac{P_2(x, y, z_L)}{P_1(x, y, z_L)} = \exp\left(-i \frac{k(x^2 + y^2)}{2F}\right). \quad (8)$$

Здесь P_1 и P_2 – распределения комплексной амплитуды акустического давления в плоскости линзы на входе и выходе (относительно поверхности приема), соответственно, x и y – декартовы координаты в плоскости линзы, z – координата в направлении, перпендикулярном плоскости линзы, $z = z_L$ – плоскость линзы.

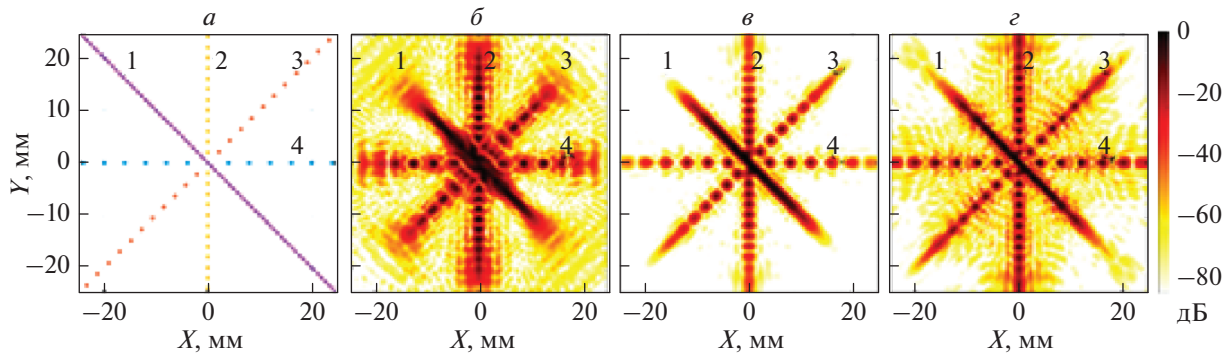


Рис. 1. Заданное модельное расположение точечных источников, где цифрами 1, 2, 3, 4 отмечены оси расположения источников с расстояниями между ними 1, 2, 3 и 4 мм, соответственно (а). Восстановленные УЗ изображения точечных источников: при использовании приближения тонкой линзы (б), при расчете методом интеграла Рэлея (в) и методом углового спектра (г).

Построение модельного изображения

Для начальной проверки качества построения изображений была создана численная модель в виде помещенного в фокальную плоскость линзы набора точечных монохроматических синфазных источников на частоте 1.5 МГц с расстояниями между ними равными 1, 2, 3 и 4 мм (рис. 1а). На основе этой модели рассчитывалось поле на поверхности за линзой, имитирующей поверхность приемной решетки в эксперименте. Затем полученные данные использовались в качестве граничных условий для решения обратной задачи распространения волн и построения УЗ изображения заданного набора точечных источников представленными выше методами (интегралом Рэлея, угловым спектром и в приближении тонкой линзы).

Набор входных данных для решения обратной задачи рассчитывался путем построения лучей от каждого точечного источника. Расчет траектории луча при прохождении через линзу проводился с учетом преломления (в соответствии с законом Снеллиуса) и отражения по формулам Френеля для коэффициента прохождения продольной волны. Сдвиговые волны не учитывались, так как именно продольная волна соответствовала первому прошедшему (импульсному) сигналу, который затем использовался для построения изображения в эксперименте. Из каждого точечного рассеивателя на поверхность линзы попадало около 10^5 – 10^6 лучей, которые затем анализировались на плоскости приемников, расположенной на расстоянии 29.4 мм от плоской поверхности линзы. Следуя методу геометрической акустики, суммарная интенсивность лучей, попавших в квадратную ячейку сетки, длина стороны которой $\lambda/2$, где λ — длина волны в жидкой среде, пересчитывалась в амплитуду прошедшей волны, а задержка вдоль луча — в фазу волны. Подобный расчет проводился для всех точечных рассеивателей, а затем полу-

чившиеся распределения комплексной амплитуды от каждого точечного источника суммировались, давая искомое двумерное распределение поля от набора точечных источников.

Второй этап моделирования заключался в построении изображений указанных точечных источников представленными выше методами. Геометрия модели, которая соответствовала геометрии эксперимента, представлена на рис. 2а. На первом шаге (I) восстанавливалось распределение акустического давления на плоской поверхности линзы, с поперечным шагом 0.5 мм, используя метод интеграла Рэлея (2) и метод углового спектра (5) с учетом преломления и коэффициентов прохождения на границе вода–алюминий. Для корректного учета коэффициента прохождения из среды 1 в среду 2 в условиях решения обратной задачи комплексная амплитуда давления волны, прошедшей в точку (x, y) на поверхности линзы, не умножается на коэффициент прохождения T_{12} из среды 1 в среду 2, как это происходит при прямом распространении, а делится на коэффициент прохождения T_{21} из среды 2 в среду 1 в следующем виде:

$$T_{21}(x, y) = \frac{2\rho_1 c_1 / \cos\varphi_1}{\rho_1 c_1 / \cos\varphi_1 + \rho_2 c_2 / \cos\varphi_2}, \quad (9)$$

где φ_1 — угол падения обратной волны в первой среде, а φ_2 — угол преломления во второй среде, рассчитанный из закона Снеллиуса в точке (x, y) на границе раздела сред. Таким образом, энергетический коэффициент прохождения при обратном распространении будет больше единицы, так как формально при обращении времени к прошедшей через границу раздела волне добавится идущая назад бывшая отраженной волна.

На втором шаге (II) восстанавливалось распределение комплексной амплитуды давления на

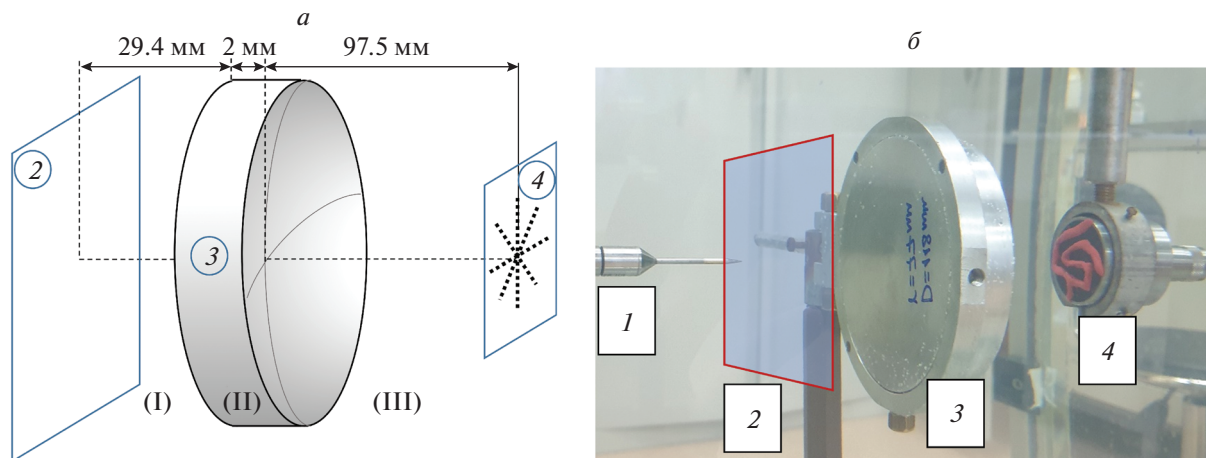


Рис. 2. Геометрия численного и физического эксперимента (а). Фотография экспериментальной установки (б). Цифрами на (а), (б) отмечены: 1 – игольчатый гидрофон, 2 – поверхность синтезированной приемной апертуры, 3 – плоско-вогнутая линза, 4 – излучатель с визуализируемым объектом.

вогнутой поверхности линзы, радиус кривизны которой был равен 77 мм. В приближении тонкой линзы распределение комплексной амплитуды давления, полученное на первом шаге (I), просто умножается на соответствующий фазовый коэффициент (8). Для безабберационного расчета поля на вогнутой поверхности линзы на расстоянии 2 мм от ее центральной точки методом интеграла Рэлея использовалась формула (2), а методом углового спектра – формула (5). На третьем заключительном шаге (III) рассчитывалось поле в плоскости на расстоянии 97.5 мм от линзы, где были расположены излучатели, методом интеграла Рэлея (3) и методом углового спектра (5). Распределение действительной амплитуды акустического давления в этой плоскости представляет собой УЗ изображение заданных в модели точечных источников в монохроматическом случае.

На рис. 1 представлены результаты расчета восстановленного распределения амплитуды давления описанными методами. Было проведено сравнение УЗ изображений с исходным заданным модельным распределением (рис. 1а) для определения качества его восстановления и оценки точности методов. Видно, что при использовании приближения тонкой линзы (рис. 1б) влияние aberrаций искажает изображение, особенно на удалении от оси линзы, в отличие от предлагаемых методов, компенсирующих aberrации (рис. 1в, 1г).

Сравнение представленных результатов демонстрирует хорошее количественное и качественное соответствие решений предлагаемых методов, что свидетельствует как о физической корректности решений, так и о целесообразности применения описанных методов для решения задачи восстановления распределения акустического поля в

области объекта и получения УЗ изображения его профиля с применением линзовой системы.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для экспериментальной верификации предложенного алгоритма проведены измерения в воде с использованием акустической линзы для визуализации неоднородностей на поверхности акустического плоского излучателя. Неоднородности формировались нанесением на его поверхность поглощающего ультразвук пластилина в виде фигуры определенной формы. Широкополосный излучатель (V392, Panametrics, США) представлял собой круглую плоскую пьезопластину диаметром 38 мм с резонансной частотой 1.5 МГц. Он располагался на фокусном расстоянии линзы со стороны вогнутой части и соосно с ней (рис. 2б). Плоско-вогнутая линза выполнена из алюминия и имеет диаметр 118 мм. Одна поверхность плоская, а вторая – сферическая с радиусом кривизны 77 мм. Фокусное расстояние такой линзы в приближении формулы (7) составляет 97.5 мм. Толщина линзы в центральной точке равна 2 мм. С другой стороны линзы на расстоянии 29.4 мм от ее плоской поверхности осуществлялась регистрация акустического поля с использованием многоэлементной синтезированной решетки. Синтез многоэлементного приемника проводился путем сканирования игольчатым гидрофоном (HNA-0400, Onda, США), который перемещался автоматической трехкоординатной системой позиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания) вдоль поверхности параллельно плоской части линзы. В процессе сканирования линза и излучатель оставались неподвижными. На излучатель с генератора (33250A, Agilent, США) подавался радиоимпульс, состоявший из 5 пери-

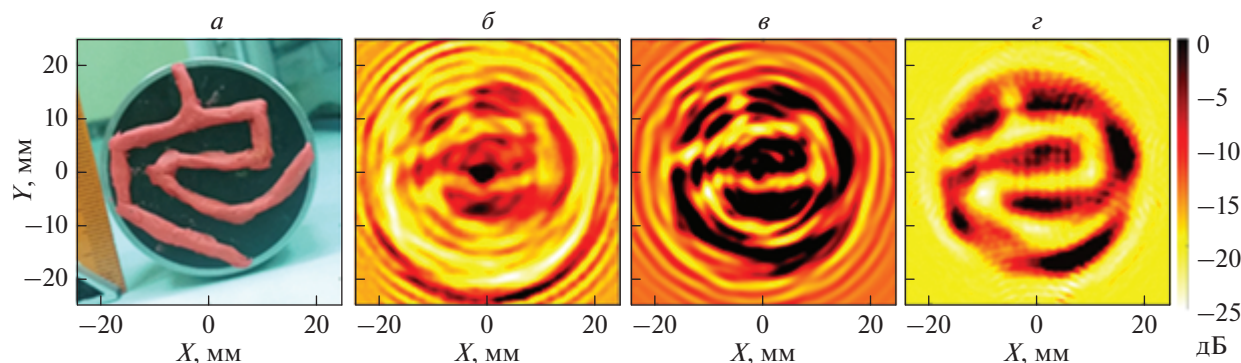


Рис. 3. Фотография излучающей поверхности плоского излучателя с нанесенным объектом для визуализации из пластилина (а). УЗ изображения объекта на поверхности излучателя, рассчитанные в приближении тонкой линзы (б), с помощью метода интеграла Рэля (в) и метода углового спектра (г).

одов синусоидального сигнала частотой 1.5 МГц и амплитудой 5 В; частота следования импульсов составляла 250 Гц. Область сканирования представляла собой квадратную поверхность со сторонами 10 см, шаг сканирования в поперечном направлении был равен 0.5 мм, что составляло примерно половину длины волны на центральной частоте сигнала. Сигналы с гидрофона поступали через предусилитель на осциллограф (TDS5034B, Tektronix, США), где усреднялись для каждого пространственного положения гидрофона по 48 реализациям для уменьшения шумов, после чего сохранялись в памяти компьютера для последующей обработки.

На рис. 3а представлена фотография излучателя с нанесенным узором. На рис. 3б показан результат построения УЗ изображения с использованием приближения тонкой линзы. Для использованного в эксперименте импульсного сигнала расчет методами интеграла Рэля и углового спектра проводился для набора спектральных компонент в диапазоне от 0.90 до 1.81 МГц с шагом 10 кГц, и после обратного время-частотного преобразования Фурье восстанавливалось распределение действительных значений акустического давления непосредственно у поверхности излучателя с неоднородностью в воде в разные моменты времени. В определенные моменты времени с интервалом в половину периода несущей частоты контур неоднородности проявляется наиболее отчетливо. На рис. 3в, 3г представлены УЗ изображения (действительное распределение акустического давления в логарифмической шкале), рассчитанные с помощью метода интеграла Рэля и метода углового спектра соответственно в один из таких моментов времени, когда объект виден с высоким контрастом. Полученные изображения хорошо описывают контур неоднородности и его размеры и существенно выигрывают в качестве по сравнению с изображением, полученным в приближении тонкой линзы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что с применением твердотельной плоско-вогнутой акустической линзы можно получить безаберрационное УЗ изображение объекта, помещенного в жидкость. УЗ изображение строилось на основе расчета распределения акустического давления, для чего применялись методы интеграла Рэля и углового спектра, в которых учитывались характеристики линзы и ее реальная геометрия. Показано, что методы являются эффективными. Проведенные сравнения показывают хорошее качественное и количественное согласование полученных УЗ изображений с реальным объектом исследования, что свидетельствует как о физической корректности решений, так и о целесообразности применения описанных методов для решения задачи звуковидения в жидкости с применением линзовой системы. Важно отметить, что при использовании методов интеграла Рэля и углового спектра для восстановления УЗ изображения через линзовую систему учитывается ее форма, что компенсирует абберации линзы, влияющие на качество изображения.

Использование такой системы позволит масштабировать изображение объекта исследования и переносить его на необходимое расстояние, что является перспективным для возможных прикладных задач УЗ визуализации в агрессивных жидкостях. В частности, это сделает возможным размещение акустических приемных элементов на значительном расстоянии от объекта исследования в области, где воздействие агрессивной среды сведено к минимуму.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 19-32-90022 и № 18-02-00991). Авторы признательны В.А. Рожкову за помощь в изготовлении твердотельной акустической линзы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байков С.В., Свет В.Д., Сизов В.И. // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 5. С. 596.
2. Стуленков А.В., Коротин П.И., Суворов А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 6. С. 824; Stulenkov A.V., Korotin P.I., Suvorov A.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 6. P. 678.
3. Гаврилов Л.Р., Сапожников О.А., Хохлова В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 10. С. 1386; Gavrilov L.R., Sapozhnikov O.A., Khokhlova V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 10. P. 1232.
4. Сапожников О.А., Пицальников Ю.А., Морозов А.В. // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 3. С. 416.
5. Stepanishen P.R., Benjamin K.S. // JASA. 1982. V. 71. P. 803.
6. Каневский И.Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. М.: Наука, 1977. 336 с.
7. Цысарь С.А., Синельников Е.Д., Сапожников О.А. // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 1. С. 104.
8. Sapozhnikov O.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W. // JASA. 2015. V. 138. No. 3. P. 1515.
9. Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.
10. Алдошина И.А. Электродинамические громкоговорители. М.: Радио и связь, 1989. 272 с.
11. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.
12. Sapozhnikov O.A., Bailey M.R. // JASA. 2013. V. 133. No. 2. P. 661.
13. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989. 664 с.

Imaging in a liquid through a solid-state acoustic lens with aberration correction

**S. A. Petrosyan^{a,*}, D. A. Nikolaev^a, S. A. Tsysar^a, V. D. Svet^b, A. I. Tsekhanovich^a,
A. D. Krendeleva^a, O. A. Sapozhnikov^a**

^a*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia*

^b*Andreyev Acoustics Institute, Moscow, 117036 Russia*

**e-mail: sa.petrosjan@physics.msu.ru*

A method of sound vision in a liquid using a combination of an acoustic lens and a 2D phased array with the possibility of aberration correction based on phase data processing is proposed. We present the results of theoretical modeling and experimental study on visualization of objects located in water using an aluminum flat-concave acoustic lens and a synthesized array of receivers.