

---

---

**ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ.  
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

---

---

УДК 534.6.08

## ФОРМИРОВАНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЧЕРЕЗ СЛОИ С НЕИЗВЕСТНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

© 2020 г. С. А. Титов<sup>a, b, \*</sup>, П. В. Зинин<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук (НТЦ УП РАН),  
ул. Бутилова 15, Москва, 117342 Россия

<sup>b</sup> Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской академии наук (ИБХФ РАН),  
ул. Косыгина 4, Москва, 119334 Россия

\*e-mail: sergetitov@mail.ru

Поступила в редакцию 22.05.2019 г.

После доработки 23.10.2019 г.

Принята к публикации 29.10.2019 г.

Представлен метод формирования ультразвуковых изображений в устройствах визуализации с фазированными решетками, основанный на разложении регистрируемого пространственно-временного сигнала в спектр плоских импульсных волн. Рассмотрен случай, когда между ультразвуковой решеткой и областью визуализации находится ряд промежуточных слоев с неизвестными толщинами и скоростями звука. Метод основан на измерении задержек составляющих спектра плоских волн, прошедших через слои и отраженных от границы области визуализации, и компенсации этих задержек при суммировании составляющих спектра, рассеянных на неоднородностях в области визуализации.

*Ключевые слова:* ультразвуковая визуализация, слоистые объекты, пространственно-временной сигнал, спектр плоских волн, ультразвуковая решетка

**DOI:** 10.31857/S0320791920020124

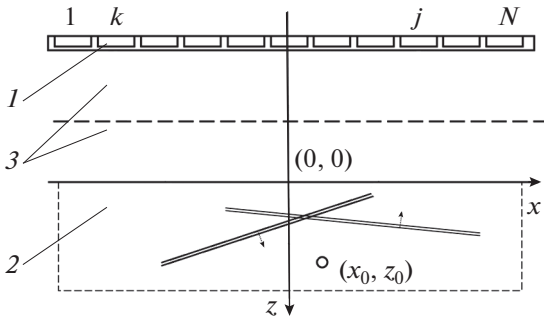
### ВВЕДЕНИЕ

При ультразвуковых исследованиях часто возникает необходимость формировать изображение области, которая отделена от ультразвуковой решетки набором промежуточных слоев с неизвестными толщинами и скоростями звука в них (рис. 1). Стандартный метод построения изображений основан на расчете времен распространения волн от передающего элемента решетки до визуализируемой точки ( $x_0, z_0$ ) и от этой точки до приемного элемента с последующим суммированием принимаемых сигналов для всех пар приемо-передающих элементов после компенсации рассчитанных задержек [1–3].

Указанные задержки достаточно просто рассчитать, если решетка располагается непосредственно на границе области визуализации. Однако при наличии промежуточных слоев для каждого элемента решетки и точки фокусировки сначала необходимо найти точки пересечения лучами границ слоев [4–6]. Для одиночного слоя нахождение каждой такой точки пересечения требует решения системы уравнений, а для нескольких слоев возрастающий объем и сложность вычислений приводит к затруднительности практической реализации метода [7, 8]. Упростить решение

данной проблемы можно путем разложения сигнала решетки в спектр плоских гармонических волн, однако в описанных алгоритмах учитывается в лучшем случае только один промежуточный слой [9–13]. Следует также отметить, что для реализации данного метода толщины слоев и скорости звука в них должны быть известны с достаточной точностью.

Недавно было предложено использовать плоские импульсные волны для ультразвуковой визуализации объектов фазированными решетками через набор промежуточных слоев [14]. Преимущество такого подхода заключается в том, что плоские волны, проходя через слои, не меняют своей формы, а направление их распространения в области визуализации определяется скоростью звука в ней и управляющими сигналами решетки, но не зависит от параметров слоев. Данная работа посвящена теоретическому обоснованию метода визуализации с помощью разложения пространственно-временного сигнала решетки в спектр плоских импульсных волн, разработке алгоритма обработки сигнала и экспериментальному подтверждению метода.



**Рис. 1.** Схема устройства ультразвуковой визуализации: 1 – ультразвуковая решетка; 2 – область визуализации; 3 – промежуточные слои.

### ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ МЕТОДА

Пусть система ультразвуковой визуализации (рис. 1) построена на одномерной решетке элементов, излучение и прием ультразвуковых волн которыми описывается передаточными функциями  $H(k_1, \omega)$  и  $H(k_2, \omega)$  соответственно, где  $\omega$  – частота, а  $k_1, k_2$  – горизонтальные составляющие волновых векторов излучаемой и принимаемой плоских волн, соответственно. Тогда в линейном приближении выходной сигнал решетки как функция времени  $t$  и положений передающего и приемного элементов  $x_1$  и  $x_2$  может быть представлен в виде обратного фурье-преобразования [2, 15]:

$$v(-x_1, x_2, t) = F_{k_1, k_2, \omega}^{-1} [S(k_1, k_2, \omega) H(k_1, \omega) H(k_2, \omega)], \quad (1)$$

где коэффициент  $S(k_1, k_2, \omega)$  показывает связь между спектральными компонентами зондирующей и рассеянной волн, определенными в плоскости решетки. Предположим, что в этом сигнале могут быть выделены отклик  $v_r(-x_1, x_2, t)$ , отраженный от верхней границы визуализируемой области  $z = 0$ , и отклик  $v_{in}(-x_1, x_2, t)$ , образованный рассеянием на неоднородностях внутри этой области. При прохождении плоской волны с параметрами  $(k_1, \omega)$  через набор слоев меняется ее амплитуда, и волна приобретает фазовую задержку

$$\varphi(k_1) = \sum_m d_m k_{zm1}, \quad (2)$$

где  $d_m$  – толщина  $m$ -ного слоя,  $k_{zm1}$  – вертикальная составляющая волнового вектора:

$$k_{zm1} = \sqrt{\frac{\omega^2}{C_m^2} - k_1^2}, \quad (3)$$

и  $C_m$  – скорость звука в слое. Предположим также, что  $k_1$  не превосходит критических значений для материалов всех слоев и можно ограничиться

рассмотрением распространения только продольных волн. Материалы слоев могут быть анизотропными, в этом случае скорости звука  $C_m$  зависят от направления распространения плоской волны. Соотношения, аналогичные (3), могут быть записаны для волны с параметрами  $(k_2, \omega)$ , распространяющейся в обратном направлении от объекта к решетке. Тогда спектральный отклик, образованный рассеянием на неоднородностях внутри области визуализации, может быть представлен в виде:

$$S_{in}(k_1, k_2, \omega) = T(k_1) T(k_2) H(k_1, \omega) \times H(k_2, \omega) \exp\{i(\varphi(k_1) + \varphi(k_2))\} S_0(k_1, k_2, \omega), \quad (4)$$

где  $T$  – амплитудный коэффициент, учитывающий прохождение через границы слоев, а функция рассеяния  $S_0$  неоднородностей в слое отнесена к плоскости  $z = 0$ . Для идеального точечного отражателя с координатами  $(x_0, z_0)$  эта функция учитывает фазовые сдвиги при распространении волн из начала системы координат до этой точки и обратно:

$$S_0(k_1, k_2, \omega) = \exp(i(k_1 + k_2)x_0) \exp(i(k_{z1} + k_{z2})z_0). \quad (5)$$

Для отклика, прошедшего через набор слоев и отраженного от верхней границы визуализируемого объема, имеет место зеркальное отражение, поэтому:

$$S_r(k_1, k_2, \omega) = R(k_1) H(k_1, \omega) \times H(k_2, \omega) \exp\{2i\varphi(k_1)\} \delta(k_1 - k_2), \quad (6)$$

где  $R$  – амплитудный коэффициент, учитывающий прохождение через слои и отражение от границы,  $\delta$  – дельта функция.

На основе соотношений (4), (6) можно реализовать следующий метод формирования изображения. По спектру  $S_r$  сигнала  $v_r$  производится определение фазы произведения  $H^2(k, \omega) \exp\{2i\varphi(k)\}$  в полосе временных и пространственных частот, ограниченной передаточной функцией элементов решетки. Затем значения этой фазы для разных комбинаций вычитаются из фазы спектральной плотности  $S_{in}$  сигнала  $v_{in}$ , компенсируя тем самым фазовые искажения, вносимые слоями и элементами решетки. Полученный таким образом спектр может быть использован для формирования изображения в соответствии с известными методами, основанными на коррекции изменений пространственно-временного спектра, возникающими при его распространении вглубь визуализируемой области, и вычислении обратного фурье-преобразования [11–13].

Однако при компенсации набега фазы в промежуточных слоях возникает проблема, связанная с неоднозначностью фазы измеряемых спек-

тров и затруднительностью получения ее развернутого значения для зашумленных трехмерных данных. Поэтому в данной работе использовалось разложение сигналов в спектр импульсных, а не гармонических плоских волн. Такое разложение двумерного пространственно-временного сигнала решеткой было успешно применено для измерения параметров слоя [16]. Обобщение такого преобразования для трехмерного сигнала имеет вид:

$$W(s_1, s_2, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v(-x_1, x_2, \tau + s_1 x_1 + s_2 x_2) dx_1 dx_2, \quad (7)$$

где переменные  $s_1, s_2$  имеют смысл проекций векторов медленности падающей и рассеянной плоских волн на ось  $x$ , соответственно. Подставляя (1) в (7) и учитывая известное свойство:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(ik_{x1}x_1 - i\omega s_1 x_1) dx_1 = 2\pi \delta(k_{x1} - \omega s_1), \quad (8)$$

для спектра откликов плоских волн можно получить выражение:

$$W(s_1, s_2, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\omega s_1, \omega) H(\omega s_2, \omega) \times S(\omega s_1, \omega s_2, \omega) \exp(-i\omega \tau) d\omega. \quad (9)$$

Учитывая, что элементы решетки являются узкими и обладают широкой диаграммой направленности, их передаточную функцию можно представить в виде произведения временного импульсного отклика  $p(t)$  и пространственного множителя  $H(s)$ . Тогда спектр (9) можно представить в виде свертки по временному параметру  $\tau$ :

$$W_{in}(s_1, s_2, \tau) = T(s_1)T(s_2)H(s_1)H(s_2)p(\tau) \times \delta(\tau - \tau_L(s_1) - \tau_L(s_2) - \tau_x - \tau_z), \quad (10)$$

где

$$\tau_L(s) = \sum_m d_m (\sqrt{C_m^{-2} - s^2}) \quad (11)$$

задает время распространения плоской волны через слои, а величины

$$\tau_x = x_0(s_1 + s_2), \quad (12)$$

$$\tau_z = (\sqrt{C_L^{-2} - s_1^2} + \sqrt{C_L^{-2} - s_2^2})z_0 \quad (13)$$

определяют задержку волн при распространении в области визуализации до отражателя и обратно в горизонтальном и вертикальном направлениях, соответственно. Компонента спектра плоских волн, отраженных от верхней границы, на основе (6) имеет вид:

$$W_r(s_1, s_2, \tau) = R(s)H^2(s)p(\tau)\delta(\tau - 2\tau_L(s)), \quad (14)$$

где  $s = s_1 = s_2$ .

Для построения изображения исследуемой области сначала по рассчитанному спектру отклика границы  $W_r$  определяют задержку  $\tau_L(s)$  в зависимости от параметра  $s$ . Далее в спектре отклика от внутренних неоднородностей  $W$  производят компенсацию задержек  $\tau_L(s_1), \tau_L(s_2)$  для падающей и отраженной плоских волн, соответственно. Для получения изображения точки с координатами  $(x, z)$  необходимо также компенсировать задержки  $\tau_x(x), \tau_z(z)$  и провести интегрирование по  $s_1, s_2$ :

$$I(x, z) = \iint W(s_1, s_2, \tau) \times \delta(\tau + \tau_L(s_1) + \tau_L(s_2) + \tau_x + \tau_z) ds_1 ds_2. \quad (15)$$

Если имеется точечный отражатель, находящийся в точке  $(x_0, z_0)$ , тогда формируемое изображение равно:

$$I(x, z, \tau) = \iint A(s_1, s_2)p(\tau - \Delta\tau_x - \Delta\tau_z) ds_1 ds_2, \quad (16)$$

где  $A$  – амплитудная медленно меняющаяся функция и

$$\Delta\tau_x = (x_0 - x)(s_1 + s_2), \quad (17)$$

$$\Delta\tau_z = (\sqrt{C_L^{-2} - s_1^2} + \sqrt{C_L^{-2} - s_2^2})(z_0 - z). \quad (18)$$

Выражение (16) определяет по существу импульсный отклик рассматриваемой системы визуализации. На его основе можно получить оценку размеров импульсного отклика  $\delta x, \delta z$ , определяющих разрешающую способность в поперечном и продольном направлениях, соответственно.

Пусть временной сигнал  $p(t)$  имеет характерный период осцилляций  $T$ , а длительность, сравнимую с  $2T$ . Тогда при  $z = z_0$  подынтегральная функция  $p(\tau - \Delta\tau_x)$  имеет в области интегрирования временной линейный сдвиг, наклон которого пропорционален разности  $(x_0 - x)$ . Результат интегрирования имеет максимум при  $x \approx x_0$  и становится малым, если на размере области интегрирования  $s_m$  временной сдвиг достигает половины периода  $T/2$ :

$$|x - x_0| = \delta x \leq T/(2s_m). \quad (19)$$

Значение  $s_m$  ограничено максимальным апертурным углом  $\theta_m$  рассматриваемой системы формирования изображений  $s_m \approx C_L^{-1} \sin \theta_m$ , откуда можно получить оценку

$$\delta x = \lambda(2 \sin \theta_m)^{-1}, \quad (20)$$

где  $\lambda = C_L T$  – характерная длина волны. Полученная оценка согласуется с известным значением разрешающей способности [17, 18].

Для оценки протяженности импульсного отклика в продольном направлении  $\delta z$  следует заметить, что в силу ограниченности длительности импульса  $p(\tau)$  интеграл (16) при  $x = x_0$  становится

малым, если временной сдвиг  $\Delta\tau_z$  достигает значения  $T/2$ . Поэтому вертикальный размер импульсного отклика можно оценить следующим образом:

$$\delta z = \Delta\tau_z C_L = TC_L/2 = \lambda/2. \quad (21)$$

Проведенное выше рассмотрение выполнено для непрерывных переменных, однако пространственно-временные сигналы, регистрируемые решеткой, являются дискретными. Пространственная частота дискретизации, которая задается периодом расположения элементов в решетке, должна быть достаточно большой, чтобы не происходило наложение составляющих пространственного спектра сигналов и возникновение помех в формируемых изображениях [19]. Предположим, что используемая решетка удовлетворяет стандартному ограничению на величину периода. Однако недостаточное число точек отсчета в дискретном представлении спектра плоских импульсных волн также может приводить к генерации помех, поэтому необходимо рассмотреть этот вопрос подробнее.

Если точка, где расположен отражатель, имеет горизонтальную координату  $x_0$ , а фокусировка производится в точку  $x$ , последовательные слагаемые в дискретном представлении выражения (15) имеют относительные временные задержки вида  $(x_0 - x)\Delta s$ , где  $\Delta s$  – шаг дискретизации в спектральной области. Если сдвиг сравним или больше характерного временного периода сигнала  $T$ , то при суммировании множества таких откликов не происходит их полного взаимного подавления и имеет место генерация помехи. Поскольку разность координат  $|x_0 - x|$  ограничена горизонтальным размером области визуализации  $2x_m$ , ограничение на интервал дискретизации  $\Delta s$  можно представить в виде:

$$\Delta s \ll \frac{T}{2x_m}. \quad (22)$$

Аналогичным образом для точек, разнесенных по вертикали на расстояние  $z_m$ , относительная задержка также должна быть меньше периода:

$$\left(\sqrt{C_L^{-2} - s^2} - \sqrt{C_L^{-2} - (s + \Delta s)^2}\right) z_m \ll T. \quad (23)$$

Используя параксиальное приближение и учитывая, что максимальное значение параметра  $s$  не превосходит  $C_L^{-1}$ , условие может быть представлено в виде:

$$\Delta s \ll \frac{T}{z_m}. \quad (24)$$

Таким образом, чем больше размер области визуализации, тем более мелким должен быть шаг дискретизации спектра  $\Delta s$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

В эксперименте использовалась плоская 64-элементная решетка, изготовленная компанией Imasonic [20]. Ультразвуковые элементы решетки имели размеры  $0.5 \times 12$  мм и были расположены с периодом 0.6 мм. Центральная частота и относительная полоса частотной характеристики решетки составляли  $f_0 = 5$  МГц и 70%, соответственно. Возбуждение элементов решетки и прием отраженных сигналов осуществлялись с помощью разработанной 64-канальной электронной схемы, каналы которой могли работать на передачу и прием. Каждый канал был снабжен генератором импульсов с амплитудой 30 В и регулируемой длительностью, а в режиме приема посредством аналогового мультиплексора подключался к аналого-цифровому преобразователю с тактовой частотой 133 МГц и разрядностью 12 бит. Сигналы записывались независимо для всех возможных пар передающих и приемных каналов, характерное время записи полного набора  $64 \times 64$  сигналов составляло 2...4 с. Записанные данные передавались в персональный компьютер для дальнейшей обработки посредством USB интерфейса.

Схема эксперимента представлена на рис. 2. Ультразвуковая решетка 1 была расположена на пластинке 2 из полистирола толщиной 25.4 мм. В качестве тестового образца использовался дюралюминиевый блок 5, отделенный от полистироловой пластинки стойками 4 с высотой 4.16 мм. Эта конструкция помещалась в резервуар 3 с водой, которая заполняла зазор между пластинками. В дюралюминии были выполнены 5 сквозных отверстий, расположенных параллельно поверхности блока и элементам ультразвуковой решетки. Центры отверстий располагались на глубинах 12, 10, 8, 6 и 4 мм с периодом по оси  $x$  3 мм. Диаметр отверстий составлял 0.8 мм, что меньше длины волны ультразвука в дюралюминии 1.2 мм на цен-

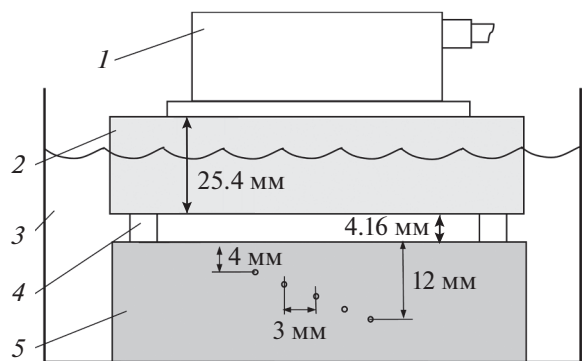


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 – ультразвуковая решетка; 2 – пластинка из полистирола; 3 – резервуар с водой; 4 – стойки; 5 – дюралюминиевый блок с тестовыми отверстиями.

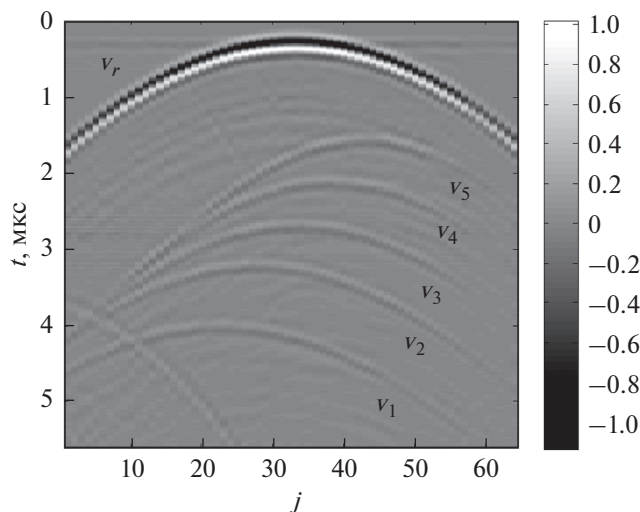


Рис. 3. Сигнал  $v_{kj}(t)$  ( $k = 32$ ), измеренный для тестового образца; амплитуда сигналов от отверстий  $v_1-v_5$  увеличена в 3 раза.

тральной частоте. Толщина блока составляла 25 мм и существенно превосходила длину ультразвуковых элементов решетки, что позволяло избежать влияния боковых граней блока на распространение волн.

На рис. 3 представлен фрагмент пространственно-временного сигнала  $v_{kj}(t)$ , принятого всеми элементами решетки при использовании элемента с номером  $k = 32$  в качестве передающего. Уровень записанного знакопеременного сигнала представлен оттенками серого в соответствии со шкалой, показанной справа. В сигнале выделяется отклик  $v_r$ , отраженный от поверхности раздела вода–дюралюминий, и отклики  $v_1-v_5$ , отраженные от тестовых отверстий.

Спектр плоских волн  $W(s_1, s_2, \tau)$ , рассчитанный по измеренному пространственно-временному сигналу  $v_{kj}(t)$ , показан на рис. 4 для значения  $s_2 = 0$ . В спектре наблюдается компонента  $W_r$ , даваемая откликом  $v_r$  от поверхности блока, и 5 компонент  $W_1-W_5$ , образованных отражениями от тестовых отверстий. С целью повышения наглядности представления данных на изображении амплитуда откликов от отверстий увеличена в 50 раз. Диапазон параметров  $|s_1|, |s_2|$ , для которых производился расчет спектра плоских волн, был ограничен величиной 0.13 мкс/мм, которое несколько меньше критического значения для алюминия  $1/C_L \approx 0.16$  мкс/мм. Считая, что размер области визуализации  $2x_m, z_m$  составляет 20 мм, оценки (22), (24) ограничивают шаг дискретизации величиной  $\Delta s = 0.01$  мкс/мм. В расчетах он был выбран равным  $\Delta s = 0.13/20 = 0.0065$  мкс/мм.

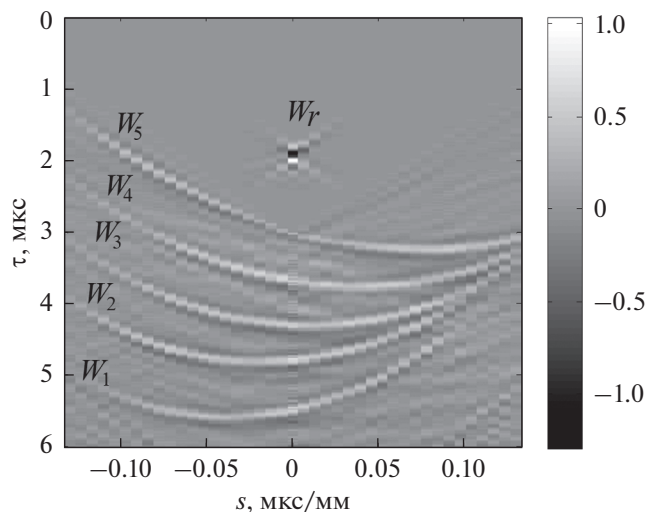


Рис. 4. Спектр плоских волн  $W(s_1, 0, \tau)$ , амплитуда откликов от отверстий  $W_1-W_5$  увеличена в 50 раз.

Компонента спектра  $W_r$  соответствует зеркальному отражению плоских волн от поверхности раздела, поэтому она имеет заметную величину только при  $s_1 \approx s_2$ . На рис. 5 показан этот отклик, по которому согласно (14) была определена зависимость задержки плоских волн в слоях  $\tau_L(s)$ . Используя полученные зависимости, изображение блока с отверстиями было построено в соответствии с выражением (15). На полученном изображении (рис. 6) видно, что вертикальное и горизонтальное положения откликов корректно воспроизводят координаты тестовых отверстий. Оценка ширины протяженности импульсного отклика, произведенная по формулам (20) и (21),

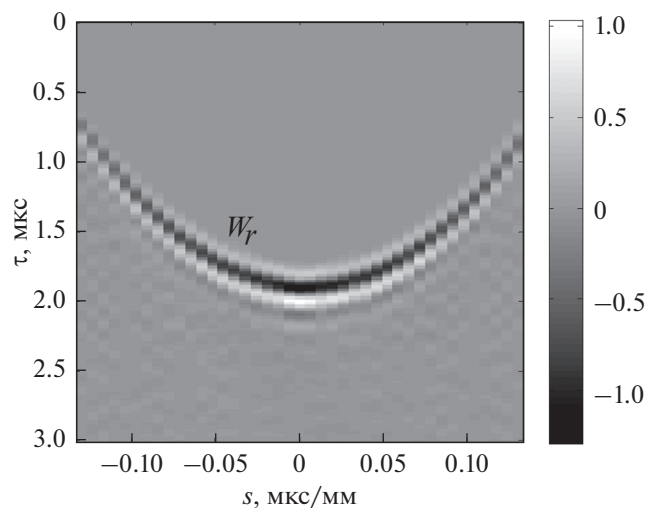


Рис. 5. Спектр  $W_r(s, \tau)$  плоских волн, отраженных от верхней границы визуализируемой области.

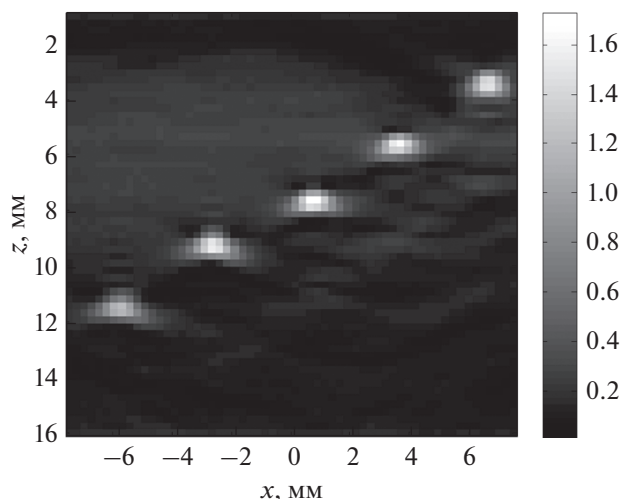


Рис. 6. Построенное изображение тестового объекта.

дает  $\delta x = 0.8$  мм и  $\delta z = 0.6$  мм соответственно, что согласуется с полученными результатами.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод формирования ультразвуковых изображений для конфигурации, в которой между визуализируемой областью и ультразвуковой решеткой располагается ряд слоев с неизвестными толщинами и значениями скоростей звука в них. Метод основан на разложении регистрируемого решеткой полного пространственно-временного сигнала в спектр плоских импульсных волн. На основе построенной теоретической модели показано, что задержки составляющих спектра, приобретаемые при прохождении через дополнительные слои, могут быть измерены по отклику, отраженному от границы области визуализации, и компенсированы при построении изображения. Показано также, что метод обеспечивает пространственную разрешающую способность, отвечающую классическому пределу, а максимальное значение шага дискретизации спектра, ограничиваемое условием отсутствия помех наложения, обратно пропорционально размеру области визуализации.

Для экспериментальной апробации метода использовался алюминиевый блок с тестовыми отверстиями, который исследовался через дополнительные слои из полистирола и воды. Экспериментальные результаты демонстрируют работоспособность метода и корректность полученных теоретических оценок.

Следует отметить, что в работе был рассмотрен случай визуализации двумерной области с помощью одномерной ультразвуковой решетки. Такой случай наиболее часто встречается в практике ультразвуковых исследований. Вместе с тем пред-

ложенный метод может быть распространен на трехмерный случай. При этом возрастает размерность пространственно-временного сигнала, регистрируемого двумерной решеткой, однако общий принцип формирования изображений сохраняется.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Szabo T.L. Diagnostic ultrasonic imaging: inside out. Amsterdam: Elsevier Academic Press, 2004. P. 171–212.
2. Байков С.В., Молотилов А.М., Свет В.Д. Физико-технические аспекты получения ультразвуковых изображений структур головного мозга через толстые кости черепа. I. Теоретические и модельные исследования // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 3. С. 332–341.
3. Анненкова Е.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А. Построение ультразвуковых изображений мягких сферических рассеивателей // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 167–177.
4. Weston M., Mudge P., Davis C., Peyton A. Time efficient auto-focusing algorithms for ultrasonic inspection of dual-layered media using Full Matrix Capture // NDT&E Int. 2012. V. 47. P. 43–50.
5. Jeune L.L., Robert S., Villaverde E.L., Prada C. Plane Wave Imaging for ultrasonic non-destructive testing: Generalization to multimodal imaging// Ultrasonics. 2016. V. 64. P. 128–138.
6. Hoyle E., Sutcliffe M., Charlton P., Rees J. Virtual source aperture imaging with auto-focusing of unknown complex geometry through dual layered media // NDT&E Int. 2018. V. 98. P. 55–62.
7. Dziejewicz J., Gachagan A. Computationally efficient solution of Snell’s law of refraction // IEEE Trans. on UFFC. 2013. V. 60(6). P. 1256–1259.
8. Cruza J.F., Camacho J., Moreno J.M., Jose M., Fritsch C. Ultrafast hardware-based focal law calculator for automatic focusing // NDT&E Int., 2015. V. 74. P. 1–7.
9. Merabet L., Robert S., Prada C. 2-D and 3-D reconstruction algorithms in the Fourier domain for plane-wave imaging in nondestructive testing // IEEE Trans. on UFFC. 2019. V. 66(4). P. 772–788.
10. Cruza J.F., Camacho J., Fritsch C. Plane-wave phase-coherence imaging for NDE // NDT&E Int. 2017. V. 87. P. 31–37.
11. Chen Y., Lou Y., Yen J. Dynamic transmit-receive beamforming by spatial matched filtering for ultrasound imaging with plane wave transmission // Ultrason. Imag. 2017. V. 39 (4). P. 207–223.
12. Garcia D., Tarnec L., Muth S., Montagnon E., Poree J., Cloutier G. Stolt’s f-k migration for Plane Wave Ultrasound Imaging // IEEE Trans. UFFC. 2013. V. 60(9). P. 1853–1867.
13. Lukomski T. Full-matrix capture with phased shift migration for flaw detection in layered objects with complex geometry // Ultrasonics. 2016. V. 70. P. 241–247.
14. Тутов С.А. Применение плоских импульсных акустических волн в устройствах с фазированными решетками для ультразвуковой визуализации в

- слоистых средах // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. Вып. 16. С. 41–47.
15. *Titov S.A., Maev R.G., Bogatchenkov A.N.* Wide-aperture, line-focused ultrasonic material characterization system based on lateral scanning // IEEE Trans. UFFC. 2003. V. 50 (8). P. 1046.
16. *Титов С.А., Маев Р.Г.* Определение параметров изотропного слоя по пространственно-временным сигналам ультразвуковой решетки // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 5. С. 648–656.
17. *Кайно Г.* Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990. 656 с.
18. *Бычков А.С., Черепецкая Е.Б., Карабутов А.А., Макаров В.А.* Улучшение пространственного разрешения изображения в оптоакустической томографии с помощью конфокальной антенны // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 71–77.
19. *Steinberg B.D.* Principles of aperture and array system: including random and adaptive arrays // New York: Wiley, 1976. 350 P.
20. <http://www.imasonic.com>.