

УДК 534.8+620
PACS: 43.60.+d

Получение изображений дефектов с учетом многократного отражения ультразвуковых импульсов от границ объекта контроля

Базулин Е.Г.

ООО «Научно-производственный центр «Эхо+»

123458, Москва, ул. Твардовского, д. 8, Технопарк «Строгино»

E-mail: bazulin@echoplus.ru

В статье рассмотрена задача получения изображения дефектов по эхосигналам, многократно отражённым от границ объекта контроля. Рассмотрена модификация алгоритма ПСП и SAFT для получения изображения дефектов в объекте контроля с плоскопараллельными границами. Указана причина, по которой преобразователем, работающим на поперечных волнах в совмещённом режиме, невозможно получить информацию о глубине залегания дефекта. Показано, что регистрация сигналов в режиме двойного сканирования, получение множества парциальных изображений методом SAFT и их объединение в итоговое изображение позволяет решить эту задачу. Для получения объединённого изображения применялось сложение модулей парциальных изображений, расчёт их медианы. Из-за проблем с точностью определения скорости звука и толщины конкретного объекта контроля, когерентное сложение - потенциально самый эффективный из рассмотренных выше способов объединения, - не позволило получить высококачественное изображение. Приведены результаты численного моделирования получения изображения точечных дефектов. Представлены результаты модельных экспериментов по получению изображения паза высотой 1 мм в металлической плите толщиной 20 мм. Показано, что измерение эхосигналов в режиме двойного сканирования и получение изображения методом DS-M-SAFT позволяет определить глубину залегания дефекта.

Ключевые слова: ультразвуковой неразрушающий контроль, SAFT, метод ПСП, AR-модель спектров эхосигналов, двойное сканирование.

1. Введение

В практике неразрушающего ультразвукового контроля (НУЗК) встречаются ситуации, когда информация о дефектах переносится только эхосигналами после многократных отражений от границ объекта контроля. Как правило, это связано с конструкционными особенностями объектов контроля, когда пьезопреобразователь или антенную решётку невозможно вплотную приблизить к контролируемому сварному соединению. Ручной ультразвуковой контроль таких объектов с определением типа и размеров дефекта весьма сложен из-за большого количества зарегистрированных импульсов и требует от дефектоскописта высо-

кой, если не высочайшей, квалификации. Особый практический интерес представляет контроль внутреннего сварного соединения «патрубок-обечайка» так называемого тройника с накладкой (ТСН), который можно проконтролировать только с расстояния более 300 мм. В этом случае информация о дефектах переносится исключительно эхоимпульсами после их отражения границ ТСН от десяти до тридцати раз.

Применение стандартных антенных решёток [1, 2, 3] не даст значительного эффекта из-за того, что на таких больших расстояниях соизмеримых с размерами дальней зоны фокусировка ультразвука практически отсутствует. Поэтому для регистрации эхосигналов можно воспользоваться традиционной схемой, когда преобразователь сканирует по поверхности объекта контроля на большой пространственной апертуре, а изображение дефектов восстанавливается достаточно простыми алгоритмами, основанными на решении обратной скалярной задачи рассеивания в Борновском приближении [4, 5]. К алгоритмам такого класса относится метод **Synthetic Aperture Focusing technique (SAFT)** [6, 7, 8] и метод **проекции в спектральном пространстве (ПСП)**, который в зарубежной литературе называется **Fourier Transformation Synthetic Aperture Focusing technique (FT-SAFT)** [9, 10, 11]. Последний метод особенно эффективен из-за высокой скорости получения изображения дефектов по набору эхосигналов, измеренных в совмещённом режиме, когда излучение и прием ультразвуковых импульсов проводится одним преобразователем. При восстановлении изображений дефектов методом ПСП предполагается, что излучение и приём происходят в неограниченном пространстве. Это приводит к тому, что многократно отражённые импульсы формируют множество бликов на разных глубинах, что затрудняет анализ типа дефекта и глубины его залегания. Классическому методу SAFT свойственен такой же недостаток.

В работе [12] предпринята попытка решить задачу получения изображения дефектов по одному или нескольким эхосигналам многократно отражённым от границ объекта контроля. Было показано, что если скорость звука и толщина объекта контроля известна с точностью меньше 0.5%, то по изображению, полученному модифицированным методом SAFT при работе преобразователя в совмещённом режиме, можно определить глубину залегания дефекта.

В статье рассмотрена задача получения изображения дефектов по эхосигналам многократно отражённым от границ объекта контроля. Рассмотрена модификация алгоритма ПСП и SAFT для получения изображения дефектов в объекте контроля с плоскопараллельными границами. Указана причина, по которой преобразователем, работающим на поперечных волнах в совмещённом режиме, невозможно получить информацию о глубине залегания дефекта. Показано, что регистрация сигналов в режиме двойного сканирования, получение

множества парциальных изображений методом SAFT и их объединение в итоговое изображение позволяет решить эту задачу. Для получения объединённого изображения применялось сложение модулей парциальных изображений, расчёт их медианы и когерентное сложение. Восстановление изображений по эхосигналам полученным, как в результате численного моделирования, так и в результате модельных экспериментов по получению изображения паза высотой 1 мм в металлической плите толщиной 20 мм подтвердило работоспособность предложенного метода.

2. Постановка задачи

Обратная задача рассеивания [5] заключается в том, чтобы по известным источникам поля $q(\vec{r}_i, f)$ в области S_i , измеряя принятое поле $p(\vec{r}_r, f)$ в области S_r , найти функцию $\varepsilon(\vec{r})$, описывающую отражающие свойства неоднородности в области S (Рис. 1). Интегральная форма уравнения рассеивания (уравнение Липмана-Швингера) на частоте f записывается как

$$p(\vec{r}_r, f) = p_i(\vec{r}_r, f) + \int_S g(\vec{r}_r - \vec{r}, f) \varepsilon(\vec{r}) p(\vec{r}, f) d\vec{r}, \quad \vec{r} \in S, \vec{r}_r \in R^3. \quad (1)$$

Первичное облучающее поле $p_i(\vec{r}_r, f)$, которое определяется известным источником поля $q(\vec{r}_i, f)$, рассчитывается по формуле

$$p_i(\vec{r}_r, f) = \int_{S_i} g(\vec{r}_r - \vec{r}_i, f) q(\vec{r}_i, f) d\vec{r}_i. \quad (2)$$

В случае, когда поле $p(\vec{r}_r, f)$ может быть измерено лишь в некоторой области пространства $\vec{r}_r \in S_r$ не пересекающейся с областью S залегания дефектов, а это как раз случай практических задач, уравнение (1) распадается на систему из двух уравнений

$$p(\vec{r}_r, f) = p_i(\vec{r}_r, f) + \int_S g(\vec{r}_r - \vec{r}, f) \varepsilon(\vec{r}) p(\vec{r}, f) d\vec{r}, \quad \vec{r}_r \in S_r, \quad (3)$$

$$p(\vec{r}, f) = p_i(\vec{r}, f) + \int_S g(\vec{r} - \vec{r}_s, f) \varepsilon(\vec{r}_s) (p_i(\vec{r}_s, f) + p(\vec{r}_s, f)) d\vec{r}_s, \quad \vec{r}, \vec{r}_s \in S. \quad (4)$$

Здесь функции $p_i(\vec{r}_r, f)$ и $p_i(\vec{r}, f)$ предполагаются известными, поле $p(\vec{r}_r, f)$ измерено, а определению подлежат коэффициент перерассеивания $\varepsilon(\vec{r})$ и полное поле $p(\vec{r}, f)$ в области S залегания рассеивателей. Сложность решения задачи заключается в том, что помимо определения искомых параметров неоднородностей $\varepsilon(\vec{r})$ требуется «попутно» определять

функцию $p(\vec{r}, f)$ во всей области восстановления изображения (ОВИ), что делает задачу нелинейной.

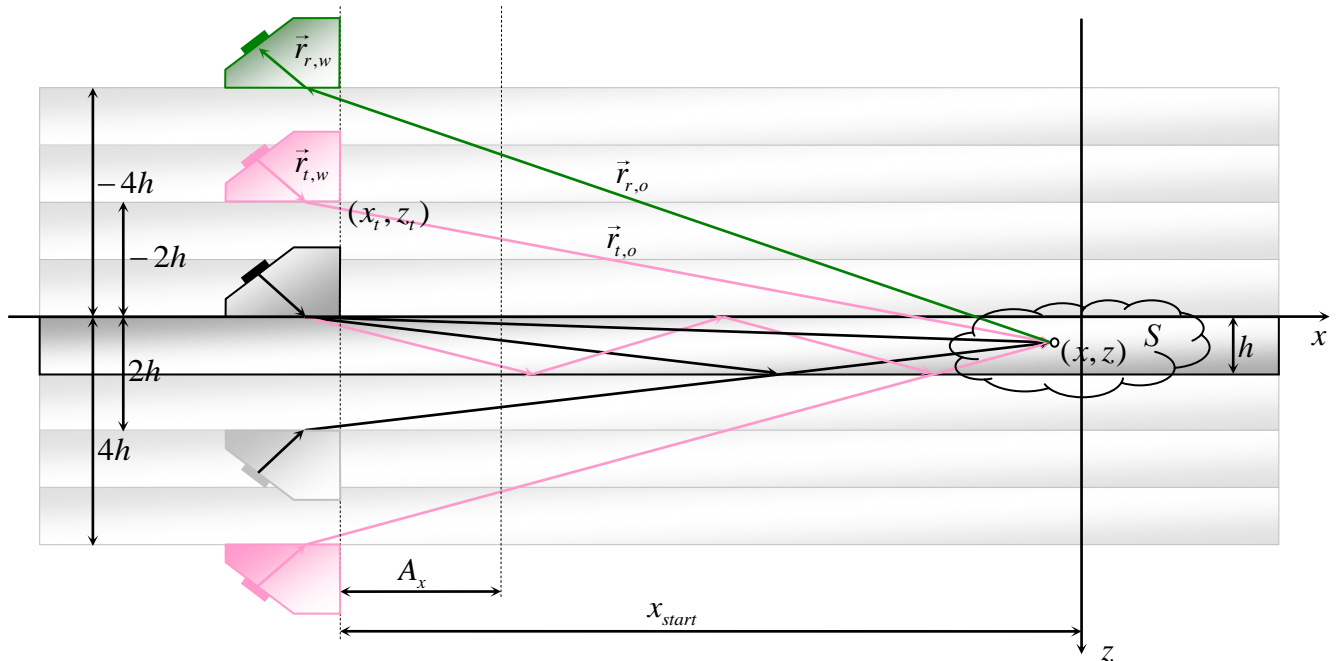


Рис. 1 Схема проведения измерений в совмещенном режиме в плоскопараллельной пластине толщиной h . Преобразователь и его мнимые образы показаны в начале пространственной апертуры.

В практике ультразвукового контроля обычно используется Борновское приближение, когда амплитуда рассеянного поля полагается много меньше амплитуды падающего поля, то есть $p(\vec{r}, f) \ll p_i(\vec{r}, f)$. Со строго математической точки зрения это условие на практике выполняется далеко не всегда, но переход от нелинейной задачи к более простой линейной задаче в практике неразрушающего контроля зачастую оказывается более значащим фактором. При регистрации эхосигналов в совмещённом режиме уравнение (1) можно записать в виде свертки

$$p(\vec{r}, f) = \int_S G(\vec{r} - \vec{r}_r, f) \varepsilon(\vec{r}) p_i(\vec{r} - \vec{r}_r, f) d\vec{r} = \int_S G(\vec{r} - \vec{r}_r, f)^2 \varepsilon(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (5)$$

Функция Грина, соответствующая приему для однородного двумерного бесконечного пространства для частоты f , имеет вид [5]:

$$G(\vec{r}, f) = \frac{i}{4} H_0^{(2)}(k|\vec{r}|) \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{i}{2\pi k}} \frac{e^{ik|\vec{r}|}}{\sqrt{|\vec{r}|}}, \quad (6)$$

где $k = 2\pi f / c$ – волновое число при излучении на частоте f в среде со скоростью звука c , $H_0^{(2)}$ – функция Ганкеля второго рода нулевого порядка.

По аналогии с формулами (3) и (4) обратную задачу в импульсном режиме для Борновского приближении, можно представить в следующем виде

$$p(\vec{r}_r, t) = p(\vec{r}_t, \vec{r}_r, t) = \int_s G(\vec{r}_t, \vec{r}, t) \varepsilon(\vec{r}) p(\vec{r}, t) d\vec{r}, \quad (7)$$

$$p(\vec{r}, t) = \int_T G(\vec{r}_t, \vec{r}, t) q(\vec{r}_t, t) d\vec{r}_t, \quad (8)$$

где G - импульсная функция Грина однородного пространства.

Формулы (7) и (8) позволяют решить прямую задачу, то есть, по известной функции $\varepsilon(\vec{r})$ и заданной функции источников $q(\vec{r}_t, t)$ рассчитать рассеянное поле $p(\vec{r}_r, t)$. Чтобы воспользоваться формулами (7) и (8) для объекта контроля с неровными и абсолютно мягкими верхней и нижней границами, нужно построить соответствующую функцию Грина G . Для объекта с плоскопараллельными границами, который далее и будем рассматривать, задача значительно упрощается, так как граничным условиям можно удовлетворить, вводя множество мнимых преобразователей [13].

Траекторию, по которой распространяется импульс при излучении, можно описать в виде последовательности векторов $\{\vec{r}_{t,w}, \vec{r}_{t,o}\}$, а при приёме - в виде последовательности $\{\vec{r}_{r,w}, \vec{r}_{r,o}\}$ (см. Рис. 1). Координаты центра пьезопластины относительно передней грани корпуса преобразователя обозначим как (x_w, z_w) , а скорость звука в призме обозначим с помощью символа c_w (Рис. 2). Символом c_o обозначим скорость распространения звука в объекте контроля. В общем случае ультразвуковой импульс может распространяться как продольная волна со скоростью звука c_l или как поперечная волна со скоростью c_t . В приближении геометрической оптики [14] функцию $G(\vec{r}_t, \vec{r}, t)$ для излучения при m_t отражениях от границы объекта контроля и функцию $G(\vec{r}_r, \vec{r}, t)$ для приёма при m_r отражениях можно записать в виде

$$\begin{aligned} G(\vec{r}_t, \vec{r}, t) &= \Theta(\alpha) D_{w,o}(\beta) V^{m_t}(\beta) \frac{s(t - t_t(\vec{r}_t, \vec{r}))}{|\vec{r}_{t,w}| + |\vec{r}_{t,o}|}, \quad t_t(\vec{r}_t, \vec{r}) = \frac{|\vec{r}_{t,w}|}{c_w} + \frac{|\vec{r}_{t,o}|}{c_o}, \\ G(\vec{r}_r, \vec{r}, t) &= \Theta(\alpha) D_{o,w}(\beta) V^{m_r}(\beta) \frac{s(t - t_r(\vec{r}_r, \vec{r}))}{|\vec{r}_{r,w}| + |\vec{r}_{r,o}|}, \quad t_r(\vec{r}_r, \vec{r}) = \frac{|\vec{r}_{r,w}|}{c_w} + \frac{|\vec{r}_{r,o}|}{c_o}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $s(t)$ - вид излучённого эталонного сигнала, $t_t(\vec{r}_t, \vec{r})$ и $t_r(\vec{r}_r, \vec{r})$ - времена пробега импульса по траектории при излучении и при приёме, $\Theta(\alpha)$ - диаграмма направленности пьезоэлемента в призме, α - угол луча к нормали пьезоэлемента, а $D_{w,o}(\beta)$ и $D_{o,w}(\beta)$ - коэффициенты прозрачности по давлению для угла преломления β при прохождении волны из призмы в объект контроля и наоборот (Рис. 2). Символом $V^m(\beta)$ обозначим коэффициент отражения, учитывающий тип падающей и отражённой волны. Формулы (7), (8) и (9) позволяют рассчитать поле, рассеянное дефектами $\varepsilon(\vec{r})$ известной формы для заданной функции источников $q(\vec{r}_t, t)$.

Будем полагать, что объект контроля толщиной h с плоскопараллельными границами контролируется либо преобразователем, работающим в совмещённом режиме, либо неподвижным излучателем и движущимся приёмником. Причём область сканирования много больше толщины объекта контроля $A_x \gg h$ и находится на значительном расстоянии $x_{start} \gg h$ от области залегания дефектов S (Рис. 1), так что на прямом луче зарегистрировать эхосигналы невозможно.

Так как при распространении ультразвука поперечная волна многократно отражается от границ объекта контроля, то эффект незеркального отражения может исказить изображение. В статье [15] показано, что влиянием эффекта незеркального отражения можно пренебречь.

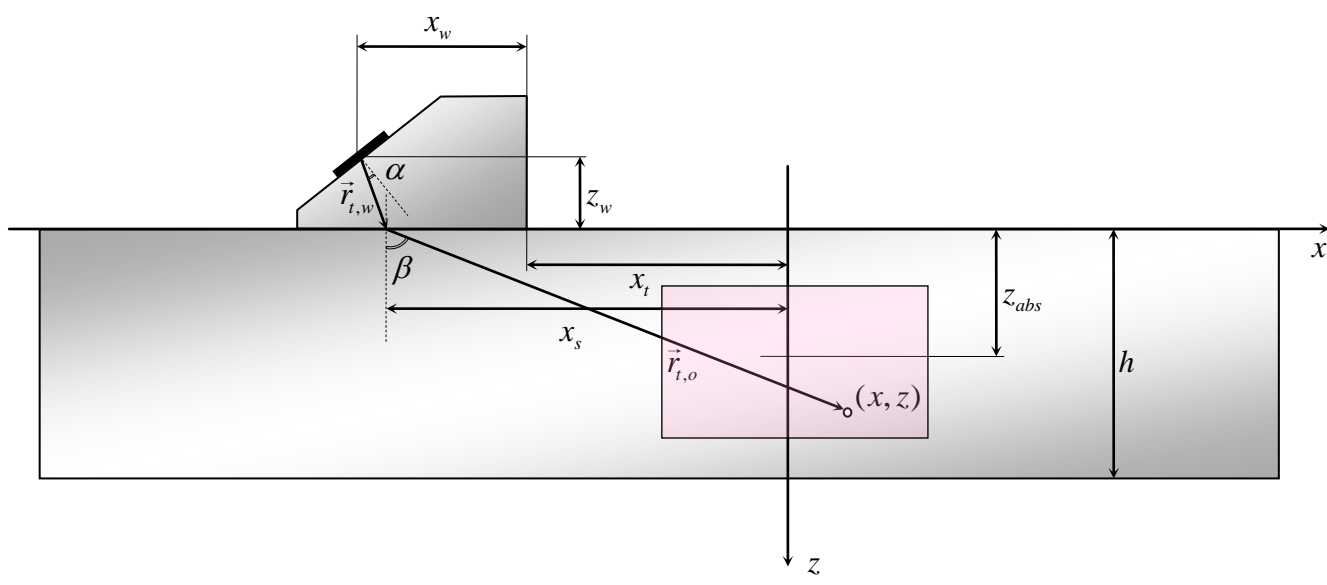


Рис. 2 К расчёту функции $G(\vec{r}_t, \vec{r}, t)$ для излучателя. Квадратом розового цвета отмечена область восстановления изображения.

Для определения пути распространения импульсов можно воспользоваться принципом Ферма [16], гласящим, что распространение света или звука из одной точки в другую в пространстве с заданным распределением скорости $c(x, z)$ проходит по траектории, вдоль которой свет проходит за минимальное время. Этот подход позволяет учитывать такие обстоятельства, как многократные отражения от неровных границ объекта контроля, трансформацию типов волн при отражениях и преломлениях на границах разных сред. В этом случае формула (9) усложняется, но возможности алгоритма SAFT для восстановления изображения дефектов значительно расширяются. Таким образом, определив координату x_s точки пресечения траектории $\{\vec{r}_{t,w}, \vec{r}_{t,o}\}$ с поверхностью объекта контроля (Рис. 2), время задержки $t_i(\vec{r}_i, \vec{r})$ можно рассчитать по формуле (9), в которой длины векторов для мнимого излучателя для случая $z < 0$ (m_t - чётное число отражений) можно рассчитать как

$$|\vec{r}_{t,w}| = \sqrt{(x_t + x_w - x_s)^2 + z_w^2}, \quad |\vec{r}_{t,o}| = \sqrt{(x - x_s)^2 + (-m_t h - z)^2}. \quad (10)$$

Для случая $z > 0$ (m_t - нечётное число отражений) для расчёта $|\vec{r}_{t,o}|$ нужно воспользоваться формулой

$$|\vec{r}_{t,o}| = \sqrt{(x - x_s)^2 + ((m_t + 1)h - z)^2}. \quad (11)$$

Зная количество отражений m , найти глубину мнимого преобразователя можно по формуле

$$\begin{cases} z_t = (m + 1)h, & m - \text{нечётное} \\ z_t = -mh, & m - \text{чётное.} \end{cases} \quad (12)$$

Расчёт времён задержек при приёме ультразвуковых импульсов выполняется по аналогичным выражениям.

2.1. Описание акустических схем

Для обозначения акустических схем, определяемых положением мнимых излучателя и приёмника, воспользуемся матричным представлением. Все возможные акустические схемы, то есть положения мнимых излучателей и приёмников, будем записывать как элементы матрицы A_s в виде пары чисел с указанием количества отражений от границ при излучении m_t и приёме m_r . Например, матрицу акустических схем при учёте отражений от нуля до трёх (см. Рис. 1) можно записать в виде.

$$A_s = \begin{vmatrix} (0;0) & (0;1) & (0;2) & (0;3) \\ (1;0) & (1;1) & (1;2) & (1;3) \\ (2;0) & (2;1) & (2;2) & (2;3) \\ (3;0) & (3;1) & (3;2) & (3;3) \end{vmatrix} \quad (13)$$

В первой строке матрицы перечислены все варианты пар расположения реального излучателя и мнимых приёмников для разного числа отражений от границ объекта контроля при приёме m_r . Главная диагональ матрицы A_s описывает акустические схемы, когда преобразователь мнимый или реальный сам излучает и сам же принимает импульсы, то есть преобразователь работает в совмещённом режиме. Диагональ выше и ниже главной диагонали соответствует ситуации, когда излучение и приём происходят мнимыми преобразователями расположенные выше и ниже оси x . На Рис. 1 пара таких преобразователей, соответствующих акустической схеме (3; 2), отмечены красным цветом. Это очень важная схема, при которой отражение происходит от поверхности трещины и это должно позволить восстановить изображение трещины. Следующие две диагонали, описывают акустические схемы, для которых расстояние между излучателем и приёмником по глубине равно $2h$. Например, элементу (3; 0), соответствует акустическая схема, когда излучение происходит мнимым преобразователем, отмеченным зелёным цветом на Рис. 1, а приём происходит реальным преобразователем. Акустические схемы вне главной диагонали будем называть перекрестными.

Число отражений m_i и m_r от границ объекта контроля определяет геометрию размещения мнимых излучателя и приёмника:

- если m_i и m_r чётные числа, то излучатель и приёмник находятся выше объекта контроля, то есть $z_i < 0$ и $z_r < 0$;
- если m_i и m_r нечётные числа, то излучатель и приёмник находятся ниже объекта контроля, то есть $z_i > 0$ и $z_r > 0$;
- если пара m_i и m_r составлена из чётного и нечётного числа, то излучатель и приёмник находятся выше и ниже объекта контроля.

Количество диагоналей, учитываемых при восстановлении изображений, будем называть «глубиной». Нулевая глубина определяет акустические схемы только для совмещённого режима. Понятно, что «глубина» определяется шириной диаграммы направленности излучателя и приёмника. Узкая диаграмма направленности приводит к быстрому уменьшению амплитуды принятого сигнала для акустических схем при удалении от главной диагонали матрицы (13). Отметим также, что матрица акустических схем для случая совмещённой схемы «симметричная», то есть эхосигналы, излучённые и принятые по схеме $(m_i; m_r)$, идентичны эхосигналам, излучённым и принятым по схеме $(m_r; m_i)$.

Если регистрировать эхосигналы по раздельной схеме, то матрица акустических схем A_s уже не будет «симметричной». Действительно, для дефекта, не находящегося на глубине $h/2$, излучение неподвижным преобразователем из точки на глубине $-2h$ и приём на глубине $2h$ движущимся преобразователем происходят с другими временными задержками, нежели для случая излучения с глубины $2h$, а приёма на глубине $-2h$ движущимся приёмником. Эта особенность поведения эхосигналов, в отличие от совмещённого режима, является большим достоинством раздельной схемы при попытке определить глубину залегания дефекта, так как увеличивает количество акустических схем, по которым можно получать парциальные изображения.

3. Получение изображений дефектов методом ПСП

Решение уравнения (5) для совмещённого режима основано на обобщенной теореме о проекциях [17]. Будем предполагать, что эхосигналы при работе в гармоническом режиме на частоте f измеряются вдоль линии \vec{r}_r , поворнутой на угол α в системе координат xz , так как это показано на Рис. 3. Расстояние от линии \vec{r}_r до центра системы координат xz обозначим R .

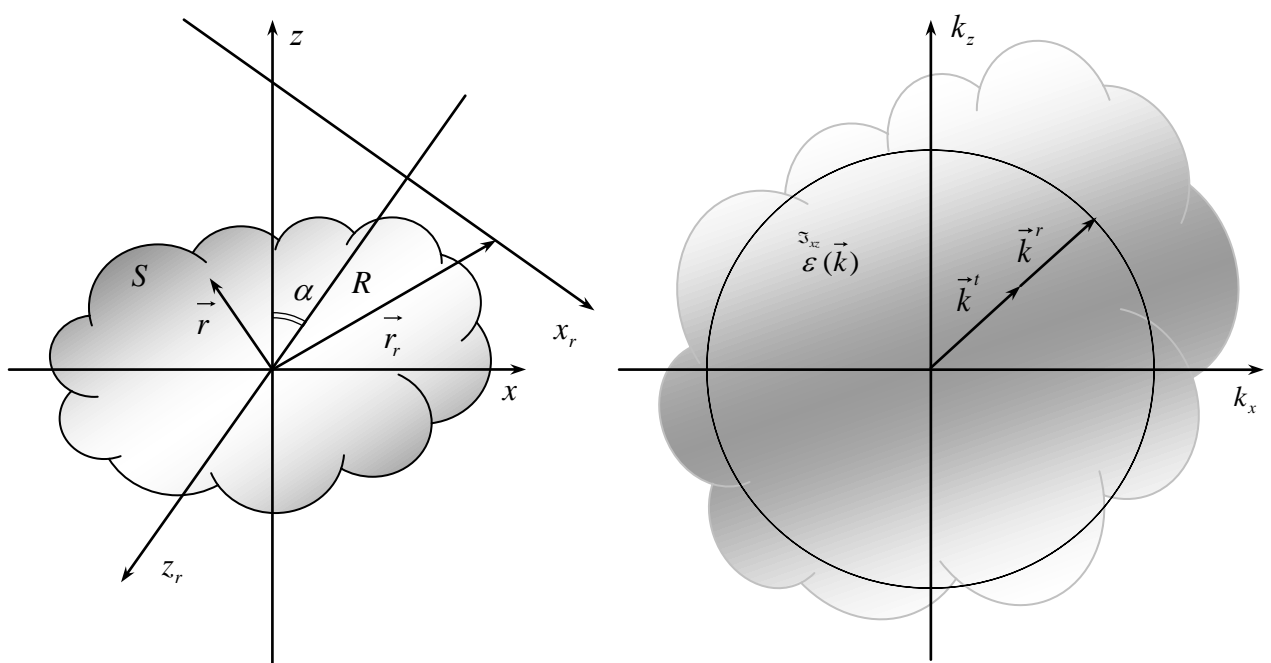


Рис. 3 К объяснению работы метода ПСП. На левом рисунке показана геометрия проведения измерений в совмещённом режиме, а на правом представала структура данных в спектральном пространстве.

Суть метода ПСП заключается в том, что измеряется рассеянное поле $p(\vec{r}_r, f, \alpha)$ и вычисляется его спектр $\mathfrak{F}_x(p(\vec{r}_r, f, \alpha))$. Оператор проекции \mathbf{P} переносит значения функция $\mathfrak{F}_x(p(\vec{r}_r, f, \alpha))$ из точки $(k_x^{tr}, 0)$ в точку $(k_x^{tr}, k_z^{tr}) = (k_x^{tr}, \sqrt{(k^{tr})^2 - (k_x^{tr})^2})$, то есть одномерная функция трансформируется в двумерную. Спектры в области пространственных частот для всех ракурсов должны быть приведены к единой системе координат (k_x, k_z) с помощью аффинного преобразования

$$\begin{cases} k_x = -k_x^{tr} \sin \alpha_j + k_z^{tr} \cos \alpha_j \\ k_z = k_x^{tr} \cos \alpha_j + k_z^{tr} \sin \alpha_j \end{cases} \quad (14)$$

То есть, по измеренной голограмме $p(\vec{r}_r, f)$ можно рассчитать часть двумерного спектра неизвестной функции $\varepsilon(\vec{r})$ на окружности (сфера Эвальда) радиусом $k^{tr} = k^t + k^r$. Одночастотный многоракурсный метод ПСП для восстановления изображения дефектов при регистрации рассеянного поля для N_α ракурсов на частоте f можно записать

$$\varepsilon(\vec{r}, f) = \mathfrak{F}_{xz}^{-1} \left(\sum_{j=1}^{N_\alpha} \mathfrak{F}_{xz} \varepsilon_{\alpha_j}(k_x, k_z) \right), \quad (15)$$

$$\mathfrak{F}_{xz} \varepsilon_{\alpha_j}(k_x, k_z) = \mathbf{P} \left(\mathfrak{F}_x(p(k_x^{tr}, f, \alpha_j)) \right),$$

$$\mathfrak{F}_x(p(k_x^{tr}, f, \alpha_j)) = e^{ik_z^{tr} R} \mathfrak{F}_x(p(\vec{r}_r, f, \alpha_j)),$$

где $\mathfrak{F}_x(p(k_x^{tr}, f, \alpha_j))$ - спектр рассеянного поля пересчитанного на линию x_r для ракурса α_j .

Символом \mathfrak{F}_x обозначен оператор прямого преобразования Фурье, а \mathfrak{F}_{xz}^{-1} оператор обратного двумерного преобразования Фурье.

Очевидно, что восстановленное изображение тем ближе соответствует форме границы дефекта, чем большую часть спектра $\mathfrak{F}_{xz} \varepsilon(\vec{k})$ удастся определить. Для этих целей эффективно использование многочастотного режима, когда суммируются изображения, восстановленные на N_f частотах в некотором диапазоне $\Delta f = (f_{\min}, f_{\max})$

$$\varepsilon(\vec{r}, \Delta f) = \sum_{n=1}^{N_f} \varepsilon(\vec{r}, f_n). \quad (16)$$

Как правило, анализируется модуль комплексной функции $\varepsilon(\vec{r}, \Delta f)$, который в дальнейшем и будет называться изображением дефектов

$$I(\vec{r}) = |\varepsilon(\vec{r}, \Delta f)|. \quad (17)$$

Отметим очень важный момент - восстанавливая изображения дефектов по эхосигналам, измеренным реальным контактным преобразователем, нужно обязательно учесть то обстоятельство, что звук распространяется в призме, на которую наклеен пьезоэлемент (Рис. 2). Если с помощью метода угловых спектров пересчитать спектр поля (15) с глубины z_w на поверхность объекта контроля и учесть смещение пьезопластины на величину x_w по формуле

$$p(k_x^{tr}, f, \alpha_j) = e^{i\sqrt{k_w^2 - k_x^2} z_w + ik_x x_w} e^{ik_z^R} \mathfrak{I}_x(p(\vec{r}_r, f, \alpha_j)), \quad (18)$$

где $k_w = 2 \frac{2\pi f}{c_w}$ - удвоенное волновое число в материале призмы, то можно получить максимально сфокусированное изображение с правильными координатами бликов, как по оси x , так и по оси z при задании привязки начала апертуры A_x по передней грани пьезопреобразователя.

Обычно в практике НУЗК имеется возможность провести измерения поля $p(\vec{r}_r, f, \alpha)$ только по поверхности объекта контроля, то есть по одному ракурсу $\alpha = 0$. В этом случае от окружности останется сегмент шириной определяемой максимальным и минимальным углом диаграммы направленности преобразователя (верхний сегмент на Рис. 4).

Для того, чтобы модифицировать метод ПСП для случая объекта с плоскопараллельными границами нужно использовать функцию Грина, построенную для такого объекта [13]. При расчёте функции $p(k_x^{tr}, f, \alpha = 0)$ нужно с помощью множителя $e^{ik_z z_{abs}}$ пересчитать спектр голограмм на новую глубину z_{abs} , совпадающую с центром ОВИ, отмеченной на Рис. 2 квадратом розового цвета. Для мнимого положения ПЭП, расположенного на глубине $2h$, фазовый множитель нужно записать в следующем виде $e^{ik_z(z_{abs} + 2h)}$. Важно отличать случай, когда мнимый ПЭП находится под объектом контроля: тут кроме пересчёта на нужную глубину, надо перевернуть изображение по оси z . Для этого нужно задать угол ракурса равный π . Если нужно учесть множество переотражений, иначе говоря, пересчитать на заданную глубину поля всех мнимых преобразователей, то в методе ПСП нужно вместо выражения (15) использовать следующие выражения

$$p(k_x^{tr}, f, 0) = \mathfrak{I}_x(p(\vec{r}_r, f)) \sum_{m=N_{\min}}^{N_{\max}} e^{ik_z(z_{abs} + m2h)}, \quad p(k_x^{tr}, f, \pi) = \mathfrak{I}_x(p(\vec{r}_r, f)) \sum_{m=N_{\min}}^{N_{\max}} e^{ik_z(z_{abs} - m2h)}. \quad (19)$$

Такой подход позволит увеличить область (Рис. 4), в которой известно значение функции $\varepsilon(\vec{r}, \Delta f)$.

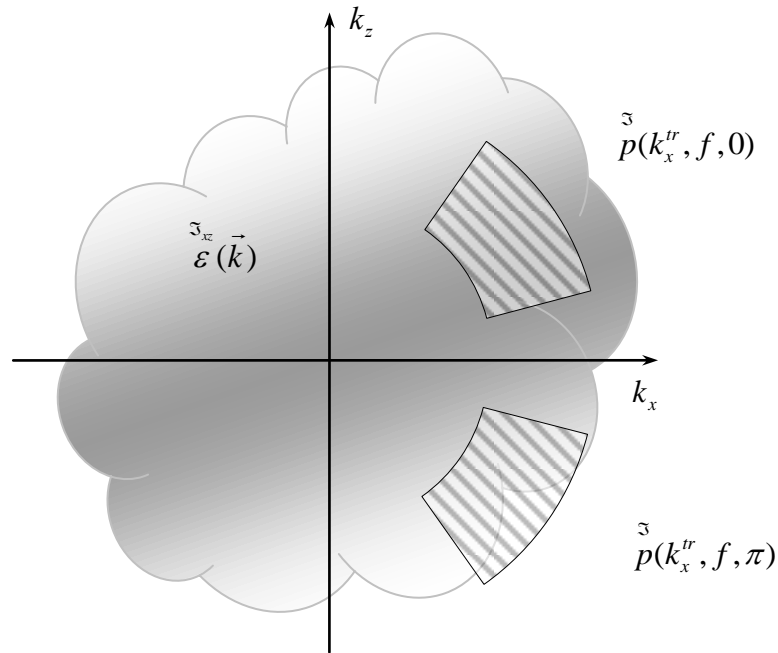


Рис. 4 Структура данных в спектральном пространстве для метода М-ПСП.

Такую модификацию метода ПСП, с учётом формулы (19), будем называть методом М-ПСП. Принципиальное ограничение метода М-ПСП состоит в том, что непонятно каким образом его можно модифицировать, чтобы получать изображения для случая **несовпадающих** излучателя и приёмника, то есть для перекрёстных акустических схем, описываемых элементами не главной диагонали матрицы (13).

3.1. Учёт многократного отражения по технологии «гармошка»

Учесть отражения от границ объекта контроля можно по изображению дефектов, полученному обычным методом ПСП по формуле (16), но в большом диапазоне глубин. Тогда все изображения соответствующие мнимым преобразователям над объектом контроля (ракурс $\alpha = 0$) нужно сдвинуть на $m2h$ в область от 0 до h и сложить между собой, а все изображения соответствующие мнимым преобразователям под объектам контроля (ракурс $\alpha = \pi$) нужно проинвертировать по оси z , сдвинуть на $(2m-1)h$ и также сложить. Общая сумма и будет представлять итоговое изображение. Схематически эту операцию можно представить так: восстановленное изображение дефектов $I(x, z)$ складывается в «гармошку» по линиям сгиба кратным толщине объекта контроля h , так как это показано на Рис. 5. Значения изображений в местах пересечения линии со стрелкой и «гармошки», которые отмечены окружностями малого радиуса, суммируются и формируют окончательное изображение в области, показанной розовым четырёхугольником.

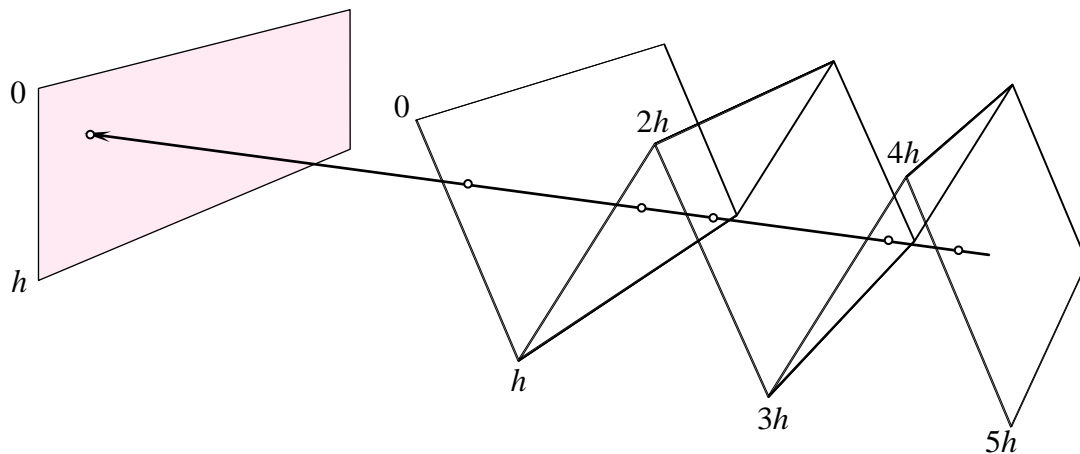


Рис. 5 Схематическое представление учёта плоскопараллельных границ по технологии «гармошка».

При таком способе обработки теряется информация о фазе и, как следствие, ухудшается разрешающая способность, а отношение амплитуд полезных и паразитных бликов практически не возрастает. Но с другой стороны снижаются требования к точности определения толщины объекта контроля и скорости звука в нём. Впрочем, технологию «гармошка» можно применять, как к восстановленным изображениям $I(x, z)$ с потерянной фазой, так и на этапе, когда результат $\varepsilon(\vec{r}, \Delta f)$ ещё комплексный. Во втором случае результат будет очень близок к результату, полученному методом М-ПСП с учётом формулы (19).

4. Получение изображений дефектов методом SAFT

После решения прямой задачи по формулам (7) и (8), можно простым способом получить оценку потенциала рассеивания $\hat{\varepsilon}(\vec{r})$. Для этого, размещая точечный дефект в точке \vec{r}_i в произвольной точке ОВИ, то есть, полагая в формулах (7), (8) и (9) $\varepsilon(\vec{r}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$, можно рассчитать оценку принятых эхосигналов $\hat{p}(\vec{r}_i, \vec{r}_r, t; \vec{r}_i)$ на заданной пространственно-временной апертуре. После решения прямой задачи для оценки $\hat{\varepsilon}(\vec{r}_i)$ можно воспользоваться формулой, подобной формуле по которой рассчитывается функция корреляции

$$\hat{\varepsilon}(\vec{r}_i) = \iint p(\vec{r}_i, \vec{r}_r, t) \hat{p}(\vec{r}_i, \vec{r}_r, t; \vec{r}_i) d\vec{r}_r dt . \quad (20)$$

Упростить задачу с вычислительной точки зрения можно, предположив, что, во-первых, излучение и приём происходит в точке, и, во-вторых, пренебречь изменением амплитуд в формуле (9). И, наконец, в-третьих, функцию эталонного сигнала $s(t)$ можно заменить на δ -функцию в точке, где значение эхосигнала $s(t)$ максимально. Эти допущения поз-

воляют оценку измеренного поля $\hat{p}(\vec{r}_i, \vec{r}_r, t; \vec{r}_i)$ провести по простейшей формуле $\delta(t - t_i(\vec{r}_i, \vec{r}_i) - t_r(\vec{r}_r, \vec{r}_i))$, где $t_i(\vec{r}_i, \vec{r}_i)$ и $t_r(\vec{r}_r, \vec{r}_i)$ рассчитываются по формулам (10) и (11). Поэтому алгоритм восстановления изображения (20) можно в упрощённом виде записать как

$$\hat{\varepsilon}(\vec{r}_i; \vec{r}_i, \vec{r}_r) = \iint p(\vec{r}_r, t) \delta(t - t_i(\vec{r}_i, \vec{r}_i) - t_r(\vec{r}_r, \vec{r}_i) + t_{\max}) d\vec{r}_r dt, \quad (21)$$

где t_{\max} - время нарастания эталонного сигнала $s(t)$. Процесс восстановления изображения состоит в том, что для заданной точки \vec{r}_i из массива измеренных эхосигналов $p(\vec{r}_i, \vec{r}_r, t)$ «выдёргиваются» и суммируются все его значения в соответствии с рассчитанными задержками $t_i(\vec{r}_i, \vec{r}_i)$ и $t_r(\vec{r}_r, \vec{r}_i)$. Такой метод получения изображения дефектов далее будет традиционно называться SAFT, хотя справедливее назвать его корреляционным. Его можно использовать как для обработки эхосигналов измеренных в раздельном режиме, так и при измерениях в совмещённом режиме, когда $\vec{r}_i = \vec{r}_r$. Для анализа изображения дефектов нужно рассчитать огибающую функцию $\hat{\varepsilon}(\vec{r}_i; \vec{r}_i, \vec{r}_r)$, которая по аналогии с выражением (17) будет называться изображением

$$I(\vec{r}_i; \vec{r}_i, \vec{r}_r) = |\hat{\varepsilon}(\vec{r}_i; \vec{r}_i, \vec{r}_r) + i\mathfrak{A}(\hat{\varepsilon}(\vec{r}_i; \vec{r}_i, \vec{r}_r))|,$$

где \mathfrak{A} - построчное преобразование Гильберта.

5. Получение изображений дефектов методом M-SAFT и DS-M-SAFT

Формула (21) не учитывает эффекта отражения импульсов от границ объекта контроля, и получаемое изображение практически совпадает с изображением полученным методом ПСП по формуле (16). При таком способе восстановления изображений $I(\vec{r}_i; \vec{r}_i = \vec{r}_r)$ блики будут формироваться на глубинах пропорциональных числу отражений от границ объекта контроля.

Но при восстановлении изображений по перекрёстным акустическим схемам метод SAFT демонстрирует огромное преимущество перед методом ПСП. Как было показано ранее, метод М-ПСП позволяет корректно перевести в интервал глубин $(0, h)$ только блики соответствующие акустическим схемам с главной диагонали матрицы (13). Между тем, огромный объём информации, переносимой по перекрёстным акустическим схемам, когда мнимый излучатель не совпадает с мнимым приёмником, трансформируется в «неприкаянные» блики. Метод SAFT, в отличии от ПСП, позволяет получать изображения, когда при излучении происходит m_i , а при приёме m_r отражений от границ объекта контроля. Для этого при расчёте времён задержек в формуле (10) и (11) нужно использовать координаты, как мнимого

излучателя, так и мнимого приёмника. Это позволит получить парциальное изображение по акустической схеме $(m_i; m_r)$ с помощью формулы

$$\hat{\varepsilon}_{m_i, m_r}(\vec{r}_i; \vec{r}_i, \vec{r}_r) = \iint p(\vec{r}_r, t) \delta(t - t_i(\vec{r}_i, \vec{r}; m_i) - t_r(\vec{r}_r, \vec{r}; m_r) + t_{\max}) d\vec{r}_r d\vec{r}_i dt. \quad (22)$$

Изображение, полученное по этой формуле, во-первых, сформировано только в пределах реальной толщины объекта контроля. Во-вторых, блики, соответствующие эхосигналам по акустической схеме $(m_i; m_r)$, будут восстановлены в правильном месте, а эхоимпульсы «неродных» акустических схем сформируют «неприкаянные» блики в других местах. Получая изображения для заданных $(m_i; m_r)$ можно получить множество парциальных изображений, в каждом из которых в местах расположения дефектов будут правильные блики. Если «неприкаянные» блики, сформированные эхосигналами по другим акустическим схемам, будут восстанавливаться в разных местах, то это позволит выделить правильные блики и по ним определить глубину залегания дефектов.

Объединить парциальные изображения в одно можно несколькими способами. **Первый** способ объединения в форме когерентного сложения можно записать как

$$I(\vec{r}_i; \vec{r}_i) = \left| \sum_{m_i, m_r} \hat{\varepsilon}_{m_i, m_r}(\vec{r}_i; \vec{r}_i) + i\mathcal{A} \left(\sum_{m_i, m_r} \hat{\varepsilon}_{m_i, m_r}(\vec{r}_i; \vec{r}_i) \right) \right|. \quad (23)$$

Он должен дать лучший результат, но только в том случае, если скорость звука и толщина известны с точностью не менее чем 0.5%. Причем точность определения свойств объекта контроля тем выше, чем дальше ОВИ удалена от области регистрации эхосигналов. **Второй** способ объединения не требует знания скорости звука и толщины с высокой точностью и представляет собой простое сложение модулей парциальных изображений

$$I(\vec{r}_i; \vec{r}_i) = \sum_{m_i, m_r} \left| \hat{\varepsilon}_{m_i, m_r}(\vec{r}_i; \vec{r}_i) + i\mathcal{A}(\hat{\varepsilon}_{m_i, m_r}(\vec{r}_i; \vec{r}_i)) \right|. \quad (24)$$

К сожалению, итоговое изображение будет иметь высокий уровень амплитуды «неприкаянных» бликов и разрешающую способность характерную для изображения полученного по совмещённой схеме. **Третий** способ представляет собой объединение модулей парциальных изображений как медиану

$$I(\vec{r}_i; \vec{r}_i) = \underset{m_i, m_r}{\text{mediana}} \left| \hat{\varepsilon}_{m_i, m_r}(\vec{r}_i; \vec{r}_i) + i\mathcal{A}(\hat{\varepsilon}_{m_i, m_r}(\vec{r}_i; \vec{r}_i)) \right|. \quad (25)$$

Однако и этот способ имеет недостаток. Парциальные изображения только точечных дефектов будут иметь неподвижные правильные блики и не пропадут в объединённом изображении. В случае реальных дефектов их изображение может быть сильно искажено, и поэтому часть бликов в объединённом изображении может просто пропасть. Алгоритм получения

парциальных изображений по формуле (22) и объединение их в итоговое изображение по одной из формул (23), (24) или (25) будем называть методом M-SAFT. Эффективность его применения определяется тем, насколько сильно разбегаются «неприкайнные» блики, сформированные по «неродным» акустическим схемам.

Изображения, полученные по эхосигналам, измеренным в режиме двойного сканирования, обладают двумя важнейшими свойствами [18], которые отличают их от изображений, полученных при работе преобразователя с одной пьезопластиной в совмещённом режиме. Во-первых, более высоким отношением сигнал/шум и, во-вторых, меньшим уровнем амплитуды бликов, сформированных перерассеянными импульсами и импульсами, изменившими тип волны при отражении. Поэтому оператору проще анализировать восстановленные изображения дефектов.

Наличие переменной \vec{r}_i в формуле (22) подчёркивает, что изображение может быть получено в раздельном режиме, когда излучатель находится в точке \vec{r}_i . Проведя измерения эхосигналов $p(\vec{r}_r, t; \vec{r}_i)$ в раздельной схеме для N_r положений излучателя, можно реализовать метод двойного сканирования во временной области по простой формуле

$$\hat{\varepsilon}_{m_i, m_r}(\vec{r}_i; \vec{r}_i, \vec{r}_r) = \sum_{l=1}^{N_r} \iint p(\vec{r}_r, t; \vec{r}_{i,l}) \delta(t - t_t(\vec{r}_i, \vec{r}; m_i) - t_r(\vec{r}_r, \vec{r}; m_r) + t_{\max}) d\vec{r}_r d\vec{r}_i dt. \quad (26)$$

Алгоритм получения изображений по формуле (26) будем называть методом DS-SAFT. Получение парциальных изображений для разных акустических схем $(m_i; m_r)$ методом DS-SAFT и объединение их в итоговое изображение по одной из формул (23), (24) или (25) будем называть методом DS-M-SAFT. Его способность подавлять «неприкайнные» блики определяется тем, насколько сильно они разбегаются при восстановлении по «неродным» акустическим схемам.

Предложенные методы M-SAFT и DS-M-SAFT просты и достаточно легко реализуются с помощью современной элементной базы и вычислительной техники. Более качественные изображения, получаемые методом DS-M-SAFT, должны позволить построить надёжную систему автоматизированного контроля с распознаванием типа дефектов и определением их размеров.

Следует отметить, что огромный потенциал методов семейства SAFT заключается не в простых и идентичных по своей сути формулах (22) или (26), а в возможности, решая прямую задачу, рассчитывать времена задержек для самых разнообразных акустических ситуаций. Такой подход позволяет получать изображения по эхосигналам с учётом многократного отражения от не плоских границ объекта контроля, как без учёта трансформации типов волн,

так и с учётом трансформаций. С помощью метода SAFT, рассчитывая задержки через дополнительный слой между призмой и объектом контроля, легко получить изображения дефектов при контроле в иммерсионном режиме. Метод SAFT позволяет решать задачу восстановления изображения дефектов в объекте контроля содержащего, несколько областей с разными скоростями звука [19].

6. Почему нельзя определить глубину залегания дефекта для совмещённой схемы?

Будем рассматривать случай регистрации эхосигналов в режиме тандем, когда излучатель может быть смещён относительно приёмника вдоль оси x на расстояние равное b . Если $b = 0$, то регистрация эхосигналов проходит в совмещённом режиме. Рассмотрим акустические схемы на второй диагонали матрицы (13). На Рис. 1 для примера представлена акустическая схема (0; 2) для случая $b = 0$, когда излучение происходит мнимым преобразователем, отмеченным зелёным цветом, а приём происходит реальным преобразователем. Для упрощения будем полагать, что точка координаты центра пластины (x_w, z_w) находится на подошве призмы. Если дефект находится на донной поверхности объекта контроля, то есть имеет координаты $(0, h)$, то время задержки для акустической схемы $(m; m+2)$, где m чётное число, для положения приёмника в точке x можно рассчитать по элементарной формуле

$$t_{(m;m+2)}(x, b) = \frac{\sqrt{(x-b)^2 + (-(m+1)h)^2}}{c} + \frac{\sqrt{x^2 + (-(m+3)h)^2}}{c}, \quad x \in (x_{start}, x_{start} + A_x). \quad (27)$$

Время прихода эхоимпульса от дефекта, расположенного в той же точке $(0, h)$, но для мнимых излучателя и приемника, расположенных на глубине $-(m+1)h$, можно записать как

$$t_s(x, b) = \frac{\sqrt{(x-b)^2 + (-(m+2)h)^2}}{c} + \frac{\sqrt{x^2 + (-(m+2)h)^2}}{c}, \quad x \in (x_{start}, x_{start} + A_x). \quad (28)$$

Разницу между задержками, определяемыми по формулам (27) и (28), запишем в виде

$$\Delta_m(x, b) = t_{(m;m+2)}(x, b) - t_s(x, b). \quad (29)$$

Можно показать, что при условии $m \gg 1$ значение функции $\Delta_m(x, b)$ будет стремиться к нулю. На Рис. 6 представлен вид функции $\Delta_m(x, b)$ для $m = 20$, что соответствует **двадцати** отражениям от границ объекта контроля при излучении и **двадцати двум** при приёме. Видно, что только при малых расстояниях x до дефекта, когда изображение дефекта можно получить на прямом луче или при однократном отражении от дна функция $\Delta_m(x, b)$

достигает величины примерно 2 мкс. Регистрация в режиме тандем при увеличении базы b существенно увеличивает разницу времён задержек в области малых x .

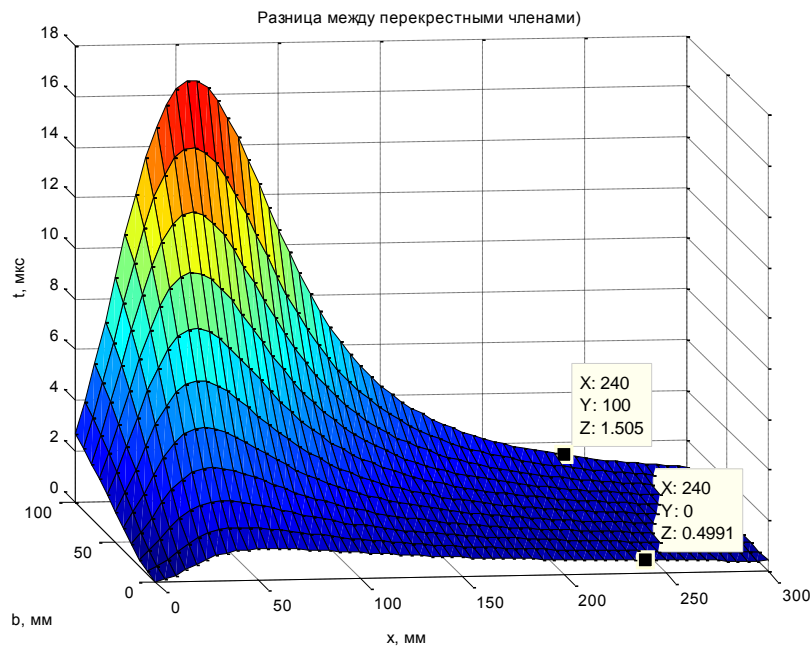


Рис. 6 Вид функции $\Delta_m(x, b)$ для $m = 20$.

Однако, для рассматриваемого нами случая, когда область сканирования значительно удалена от области залегания дефектов ($x > 300$), функция $\Delta_m(x, b)$ для совмещённого режима становится меньше 0.5 мкс. И, чем больше x и чем меньше b , тем ближе к нулю стремится значение функции $\Delta_m(x, b)$. Это означает, что эхосигналы соответствующие перекрёстной акустической схеме ($m; m+2$) и эхосигналы от преобразователя, работающего в совмещённом режиме на глубине $-(m+1)h$, практически не будут отличаться. Поэтому изображения дефектов восстановленные методом ПСП (формула (15)) или даже методом M-SAFT (формула (22) и одна из формул (23), (24) или (25)) будут иметь «неприкаянные» блики на глубинах кратных толщине объекта контроля h и в тех же координатах по оси x , что и правильные блики. Это делает крайне затруднительным определение глубины залегания дефекта по изображению, восстановленному по эхосигналам многократно отражённым от границ объекта контроля.

Для выхода из создавшейся ситуации можно предложить, как минимум, три пути.

Первый путь заключается в том, чтобы повысить продольное разрешение эхосигналов, например, за счёт построения AR-модели его спектра [20]. Это приведёт к тому, что правильные блики будут фокусироваться лучше, чем «неприкаянные», и по амплитудному при-

знаку можно будет попытаться определить - какой блик «неприкаянный», а какой правильный. **Второй** путь заключается в регистрации эхосигналов по схеме тандем, при которой увеличивается значение функции $\Delta_m(x, b)$. **Третий** подход заключается в том, чтобы перейти к схеме двойного сканирования [21], для которой вид функции $\Delta_m(x, b)$ таков, что «неприкаянные» блики формируются на глубинах не кратных h и при значениях x , отличных от значений правильных бликов.

7. Численный эксперимент

Для отладки алгоритма и тестирования программы, реализующей метод DS-M-SAFT, были проведены расчёты эхосигналов для режима двойного сканирования. Излучающий и приёмный преобразователи полагались однотипными и состояли из призмы с углом наклона 38.5 градусов и материала с продольной скоростью звука равной 2.61 мм/мкс, что соответствует углу ввода равному 50 градусов для поперечных волн. Скорость продольной и поперечной волны в объекте контроля толщиной 20 мм полагались равными 5.9 и 3.21 мм/мкс. Центр пьезопластины шириной 4 мм находился в точке (x_w, z_w) с координатами (18, 6) мм относительно передней грани преобразователя. Рабочая частота преобразователя была равна 5 МГц, а ширина импульса по уровню 1% была равна 0.625 мкс.

Излучатель с шагом 10.0 мм перемещался 16 раз из точки -250 мм, а приёмник для каждого положения излучателя перемещался 200 раз из точки -250 мм с шагом 0.8 мм. Координаты трёх точечных дефектов были заданы как (0.0, 5.0), (4.0, 10.0) и (-4.0, 15.0) мм. При расчётах эхосигналов учитывались конечные размеры излучателя и приёмника и эффекты преломления на границе призмы и объекта контроля. При расчёте на излучение и приём использовались акустические схемы с числом отражений от **четырёх** до **одиннадцати** глубиной **четыре**, то есть всего 51 схема.

На Рис. 7 представлены изображения, восстановленные в программе «Авгур 5.2» методом DS-SAFT (формула (26) и одна из формул (23), (24) или (25)) по эмулированным эхосигналам. На правом рисунке показано изображение, полученное по эхосигналам в отдельном режиме при положении излучателя в точке -250 мм, а справа как сумма шестнадцати парциальных изображений. Амплитуда паразитных бликов уменьшилась на порядок! Без эффекта накопления понять, где реально находятся дефекты, невозможно. Изображение, полученное методом DS-SAFT, уверено позволяет определить как количество дефектов, так и места их расположения. Кроме того, это изображение идеально подходит для приведения его к интервалу по глубине от 0 до h при использовании технологии «гармошка» (см. раздел

3.1). На Рис. 7 справа красными пунктирными линиями показаны линии сгиба изображения, кратные толщине объекта контроля, а стрелками слева - направление оси z .

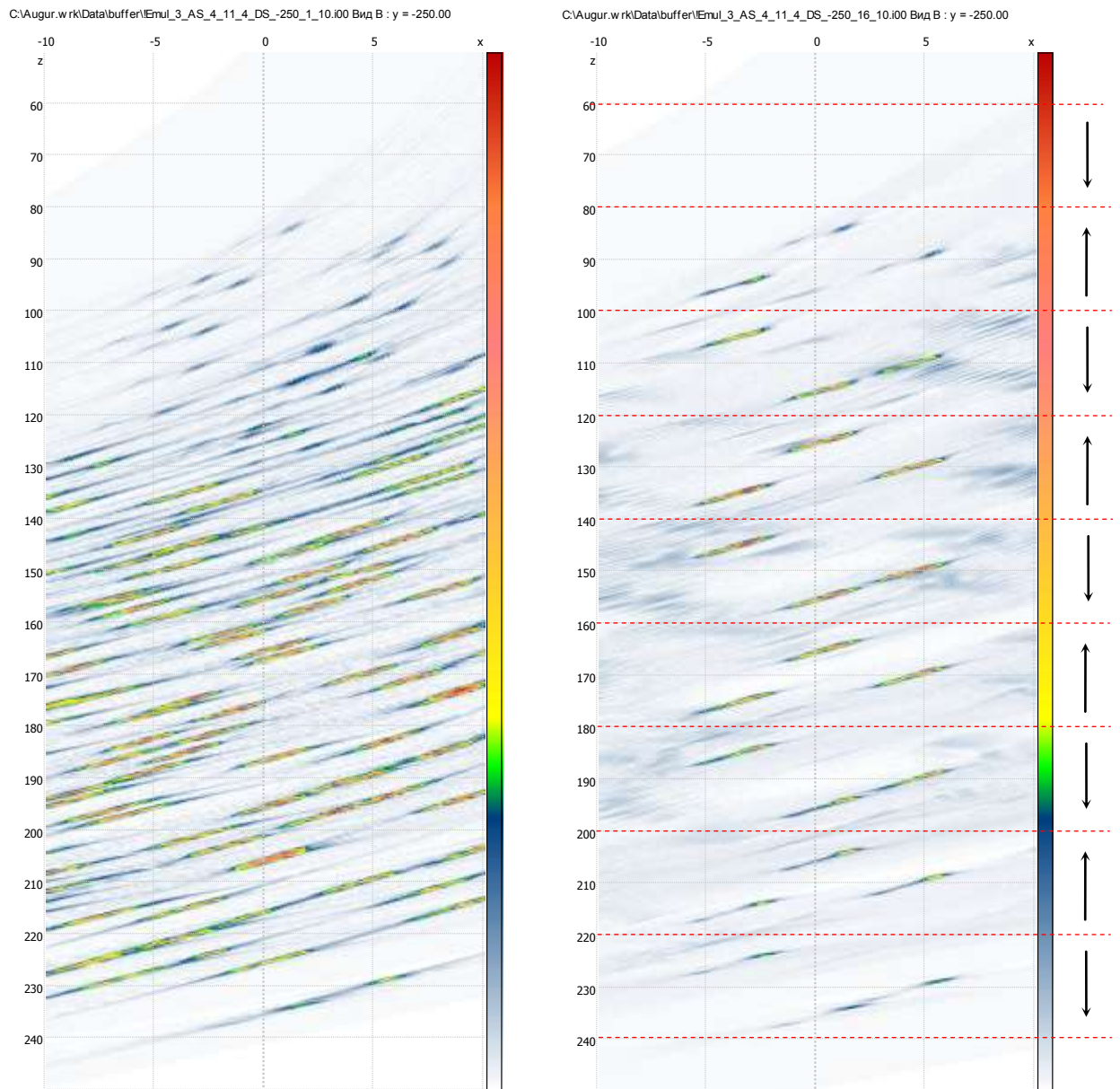


Рис. 7 Изображение трёх точечных дефектов без учёта отражений от границ объекта контроля восстановленные методом DS-SAFT. Слева – изображение, полученное для одного положения излучателя для одного положения излучателя, а справа - как комплексная сумма парциальных изображений для шестнадцати положений излучателя.

Далее были восстановлены парциальные изображения с учетом количества отражений – от **четырёх** до **одиннадцати** отражений глубиной **два** (34 схемы) согласно формуле (26). На Рис. 8 показаны результаты объединения **544** парциальных изображений трёх точечных дефектов с учётом отражений от границ объекта контроля для шестнадцати положений излучателя. Слева сверху – как медиана всех парциальных изображений (25), справа сверху – как сумма амплитуд парциальных изображений (24), внизу – как комплексная сумма парци-

альных изображений (23). Амплитуда «неприкаянных» бликов уменьшилась практически на порядок.

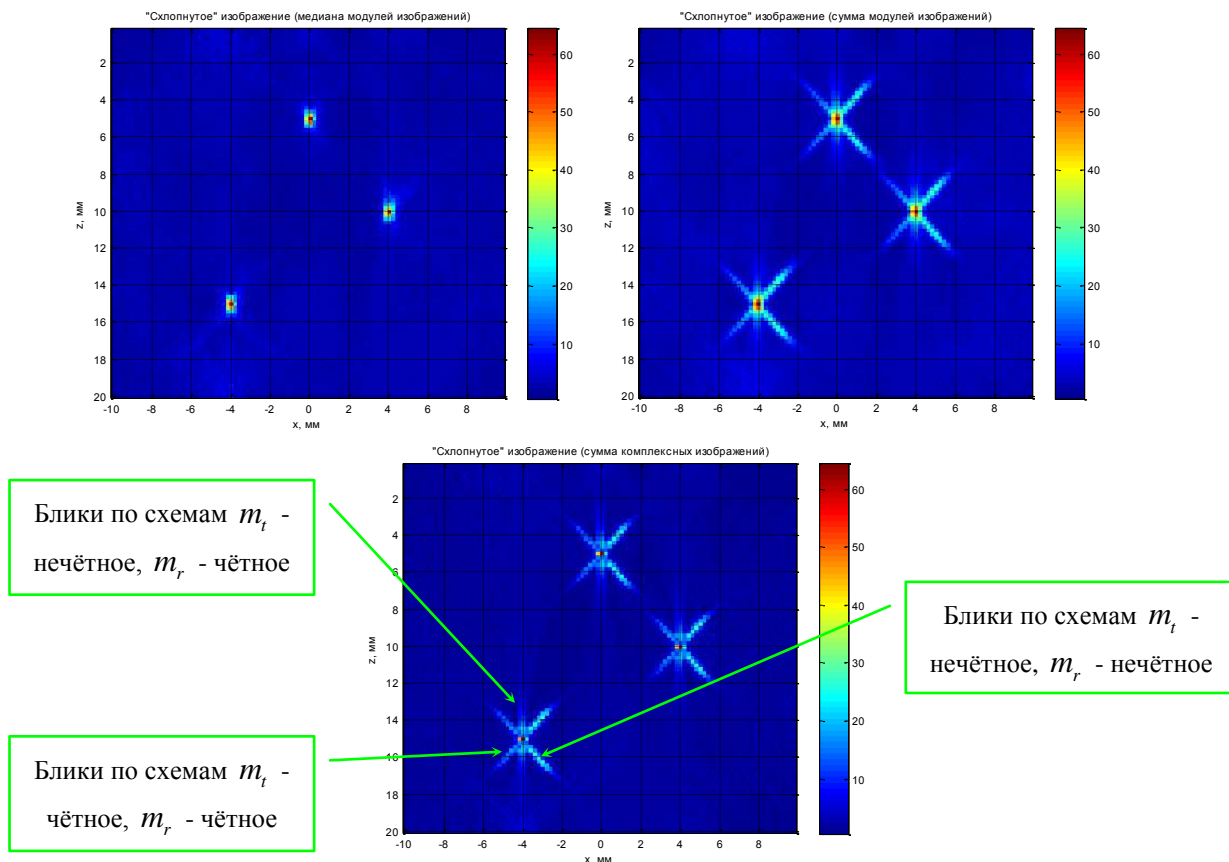


Рис. 8 Объединённые парциальные изображения трёх точечных дефектов с учётом отражений от границ объекта контроля для шестнадцати положений излучателя. Слева сверху – как медиана всех парциальных изображений, справа сверху – как сумма амплитуд парциальных изображений, внизу – как комплексная сумма парциальных изображений.

Следует отметить несколько важных моментов. **Во-первых**, объединённое изображение в виде медианы всех парциальных изображений привело к впечатляющему результату – функция рассеивания точки (ФРТ) имеет симметричный вид и ширину 0.8 мм по уровню 0.7, что примерно равно длине волны. Однако, такой эффектный результат достигается при восстановлении изображения точечных дефектов. При восстановлении изображения объёмного дефекта больших размеров объединение в виде медианы может привести к «рассыпанию» блика. **Во-вторых**, комплексное сложение приводит к тому, что ширина ФРТ по уровню 0.7 имеет предельное, равное четверти длины волны, значение 0.2 мм. «Основной лепесток» ФРТ практически равен размеру одного пикселя, но её вид, напоминающий букву «Ж», делает анализ изображения реальных дефектов весьма затруднительным. Поэтому, для симметризации вида ФРТ и уменьшения уровня «боковых лепестков» понадобится дополни-

тельная обработка объединённого изображения. Вертикальная черта Ж-образной ФРТ сформирована по акустическим схемам, когда излучатель и приёмник расположены выше и ниже объекта контроля. В этом случае число отражений m_i - нечётное (или чётное), а m_r - чётное (или нечётное). Наклонные части блика ФРТ сформированы по схемам, когда и излучатель и приёмник находятся, либо вверху, либо внизу объекта контроля.

8. Модельный эксперимент

Модельные эксперименты проводились с помощью когерентного ультразвукового дефектоскопа серии «Авгур», разработанного и изготовляемого в «Научно-производственном центре «Эхо+»».

Восстанавливались изображения модели трещины в виде выфрезерованного паза длиной 50 мм, высотой 1 мм и шириной 2 мм, расположенного около нуля оси x (см. Рис. 1) в стальной плите толщиной $h = 20$ мм. Скорость продольной волны задавалась как 3.21 мм/мкс. Для излучения и приёма ультразвука использовались однотипные преобразователи с резонансной частотой 2.5 МГц и углом ввода поперечной волны 50 градусов. Пространственная апертура сканирования приёмника начиналась с $x_{start} = -510$ мм и состояла из 144 отсчётов с шагом 0.79 мм.

8.1. Регистрация в совмещённом режиме

На Рис. 11 слева показано изображение, полученное методом SAFT по исходным эхосигналам без учёта многократных отражений. Обладая априорной информацией о глубине залегания модели трещины можно утверждать, что правильные блики, сформированные элементами на главной диагонали матрицы (13), находятся на глубинах $(2m+1)h$, где $m = 0, 1, 2, \dots$. К сожалению, по причине рассмотренной в разделе 6, на глубинах $2mh$, где $m = 0, 1, 2, \dots$, находится ложные блики, сформированные по акустическим схемам на вторых диагоналях от главной диагонали матрицы A_s . Поэтому по данному изображению можно уверенно зафиксировать наличие дефекта, но невозможно определить глубину его залегания.

Следует отметить, что блики хоть и располагаются друг от друга на глубинах кратных толщине плиты, но сдвинуты по глубине вверх на 5 мм. По-видимому, это связано с низкой точностью задания скорости звука в конкретном объекте контроля и большим расстоянием от области излучения и приёма до дефекта.

8.2. Регистрация в совмещённом режиме и применение метода сверхразрешения

Как предлагалось в разделе 6, для подавления амплитуды «неприкаянных» бликов можно уменьшить длину импульсов за счёт построения AR-модели спектров эхосигналов. Распространение ультразвука на такие большие расстояния искажает форму эхосигнала из-за зависимости затухания от частоты, что нужно учитывать в алгоритмах получения изображения дефектов [22]. Линейную частотную зависимость затухания от частоты можно описать следующим образом

$$d(f) = e^{-\delta_f f}, \quad (30)$$

где δ_f коэффициент затухания. Из-за частотной зависимости $d(f)$ спектр измеренных эхосигналов, прошедших в объекте контроля расстояние более чем 200 мм, может измениться и существенно отличаться от спектра эталонного эхосигнала $s(t)$. Как показано в работе [20], перед экстраполяцией спектра эхосигнала нужно обязательно устранить неравномерность полосы пропускания в частотном диапазоне преобразователя. Это можно сделать с помощью инверсной или Винеровской фильтрации. Без этой операции спектр эхосигналов не будет приведён к равномерному виду, и, следовательно, метод экстраполяции, основанный на построении AR-модели спектра, корректно не сработает. Учесть затухание по формуле (30) для эталонного сигнала затруднительно, так как значение коэффициента δ_f неизвестно. На Рис. 10 слева чёрным цветом показан спектр эталонного эхосигнала, а красным - после пересчёта его спектра с учетом линейной дисперсии для $\delta_f = 1 \text{ МГц}^{-1}$.

Однако можно оценить спектр эталонного эхосигнала без информации о коэффициенте δ_f . Для этого нужно найти модули спектров эхосигналов $p(\vec{r}_r, t)$ во всех точках пространственной апертуры и усреднить их по всем \vec{r}_r

$$\tilde{s}(f) = \langle |\mathfrak{F}_t(p(\vec{r}_r, t))| \rangle \quad (31)$$

Полученный результат можно рассматривать как модуль спектра эталонного сигнала и использовать его для инверсной фильтрации. На Рис. 10 справа чёрным цветом показан усреднённый по модулю спектр эхосигналов $\tilde{s}(f)$, который использовался далее при инверсной фильтрации. Отметим, что частотный диапазон сместился в область низких частот примерно на 0.2 МГц. Для устранения резких выбросов усреднённый спектр $\tilde{s}(f)$ дополнительно усреднялся по двадцати пяти точкам. Красным цветом на Рис. 9 ещё раз показан спектр эта-

лонного сигнала после его перерасчёта по формуле (30). Видно, что таким способом вполне можно оценить конкретное значение коэффициента δ_f .

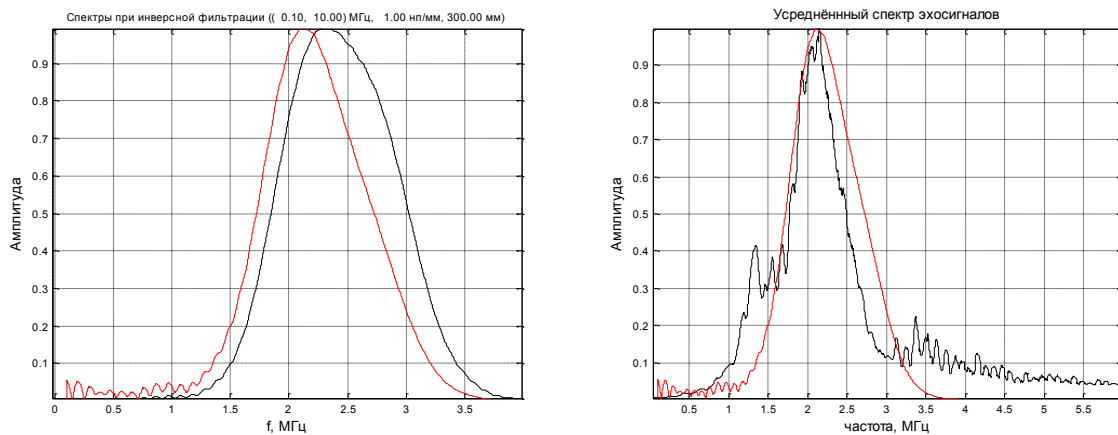


Рис. 9 Спектр эталонного сигнала на левой панели показан линией чёрного цвета, а линией красного цвета показан спектр эталонного сигнала после учёта дисперсии по формуле (30) для расстояния по лучу 300 мм и для $\delta_f = 1 \text{ МГц}^{-1}$. На правой панели линией чёрного цвета показана оценка спектра эталонного сигнала после усреднения $\bar{s}(f)$, а линией красного цвета — спектр эталонного сигнала после учёта дисперсии по формуле (30).

Но уточнять значение коэффициента δ_f не понадобилось, так как оценка спектра эталонного эхосигнала $\bar{s}(f)$ как среднее по набору эхосигналов оказалась вполне работоспособной. На Рис. 10 пунктирной линией чётного цвета показана огибающая исходного эхосигнала в одной точке пространственной апертуры, а красной линией показана огибающая после построения AR-модели его спектра при оценке коэффициентов по Бергу. Предполагалось что спектр с исходного интервала (1.2; 2.8) МГц расширился до интервала (1; 10) МГц, а порядок AR-модели был равен 600. После обработки разрешающая способность эхосигнала возросла примерно в шесть раз.

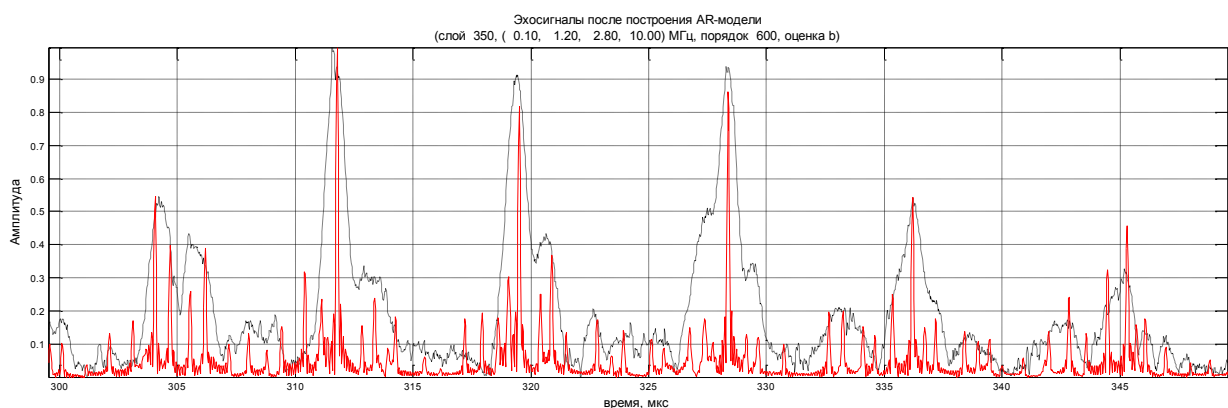


Рис. 10 Пунктирной линией чёрного цвета показан фрагмент огибающей исходного эхосигнала в одной точке пространственной апертуры, а линией красного цвета показана огибающая эхосигнала после построения AR-модели его спектра с оценкой коэффициентов по Бергу.

К сожалению, повышение лучевой разрешающей способности даже в **шесть** раз не позволило уменьшить амплитуду «паразитных» бликов и, следовательно, определить глубину залегания дефекта. На Рис. 11 показано изображение, полученное по эхосигналам при оценке коэффициентов AR-модели по Бергу. На этот рисунок наброшена маска профиля, нарисованная линиями чёрного цвета для 15 отражений от границ плиты. Точечные линии чёрного цвета показывают зеркальное отражение границ объекта контроля. Хорошо видно, что лучевое разрешение улучшилось примерно в шесть раз, а фронтальное разрешение, наоборот, ухудшилось примерно в два раза. К сожалению, амплитуды бликов, сформированных по перекрёстным схемам, уменьшились не так сильно, что бы можно было уверенно определить глубину залегания модели трещины.

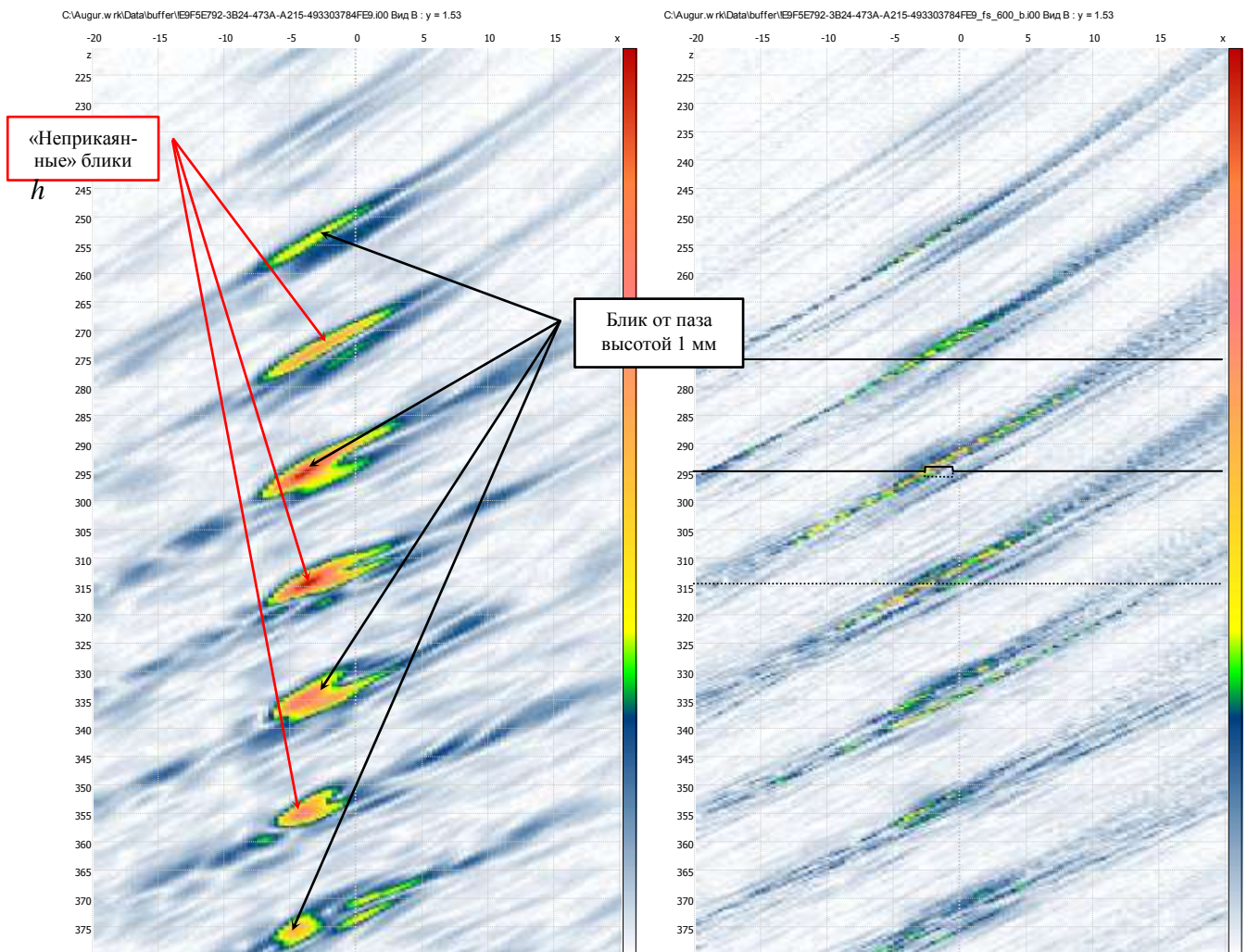


Рис. 11 На рисунке слева показано изображение полученное по исходным эхосигналам методом SAFT без учёта отражений от границ объекта контроля, а справа по эхосигналам после построения AR-модели спектра с оценкой коэффициентов по Бергу.

8.3.Регистрация методом тандем и применение метода сверхразрешения

Как упоминалось в разделе 6, для уменьшения амплитуды «неприкаянных» бликов можно увеличить значение функции $\Delta_m(x, b)$, регистрируя эхосигналы по схеме тандем при $b \gg 0$. Результаты проведённых экспериментов даже с уменьшением длины импульсов за счёт построения AR-модели спектров эхосигналов дали результат похожий на тот, что описан в разделе 8.2 и поэтому не представляет интереса для подробного изложения.

8.4.Регистрация методом двойного сканирования

Следующие эксперименты проводились при регистрации эхосигналов в режиме двойного сканирования. Восстанавливалось изображение всё той же модели трещины в виде пропила. Для излучения и приёма ультразвука использовались однотипные преобразователи с резонансной частотой 2.5 МГц и углом ввода поперечной волны 50 градусов. Пространственная апертура сканирования приёмника начиналась с $x_{start} = -510$ мм и состояла из 144 отсчётов с шагом 0.79 мм, а пространственная апертура излучателя начиналась с $x_{start} = -515.5$ мм и состояла из $N_r = 12$ отсчётов с шагом 10 мм. Для обеспечения достаточных размеров областей сканирования излучатель и приемник были разнесены по оси y на 42.5 мм. Это обстоятельство было учтено в алгоритме восстановления изображения дефектов (26).

На Рис. 11 слева показано изображение, восстановленное методом SAFT по эхосигналам, измеренным в совмещённом режиме, а справа изображение, восстановленное методом DS-SAFT по эхосигналам, измеренным в режиме двойного сканирования, как сумма двенадцати парциальных изображений для каждого положения излучателя. При восстановлении не учитывались отражения импульсов от границ плиты, и корректно восстанавливались блики только по акустическим схемам соответствующим главной диагонали матрицы. Так как амплитуда «паразитных» бликов и их расположение для схемы двойного сканирования принципиально изменились в сравнении с совмещённой схемой, можно уверенно определить глубину залегания модели трещины. Особенно при совместном анализе изображений восстановленных методом SAFT и методом DS-SAFT.

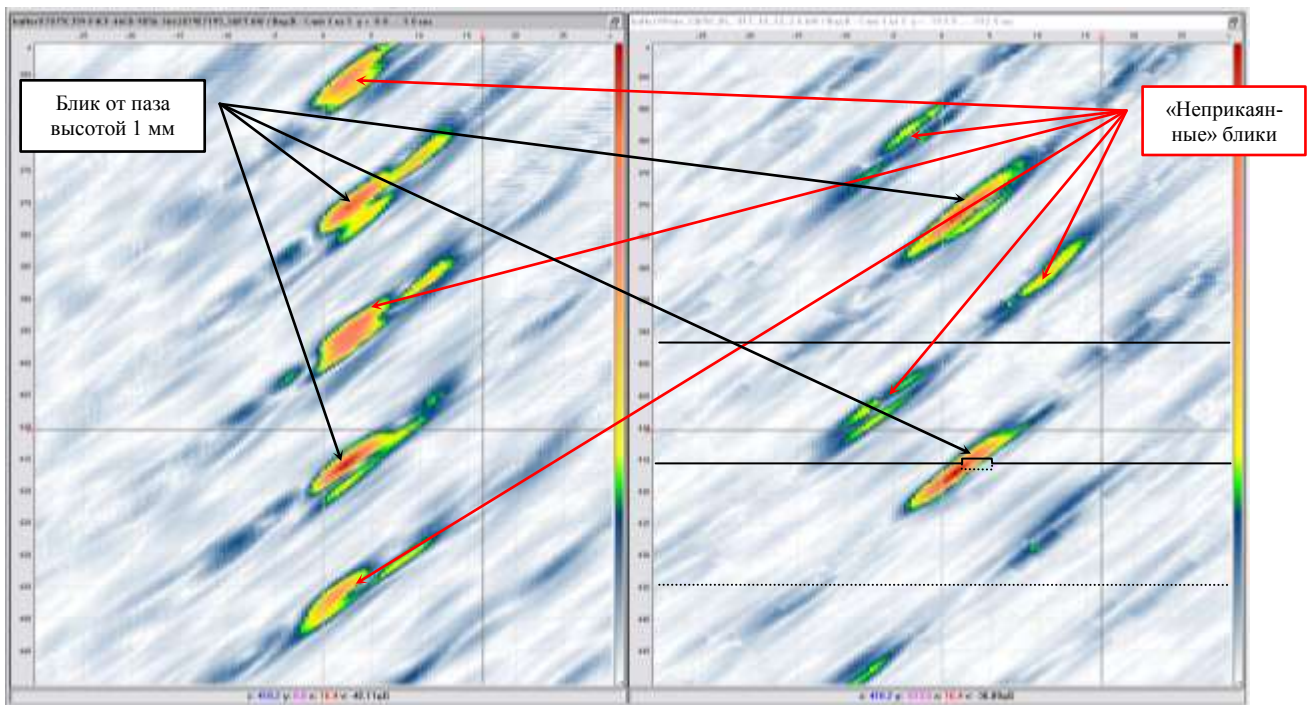


Рис. 12 Изображение модели трещины в виде пропила высотой 1 мм без учёта отражений от границ объекта контроля. Слева – изображение, полученное для совмещённого режима, а справа - как комплексная сумма парциальных изображений для двенадцати положений излучателя.

Получение изображений методом DS-M-SAFT с учётом отражения от границ объекта контроля и с корректным учётом акустических схем для разных диагоналей матрицы даёт ещё более интересный результат. На Рис. 13 представлены результаты совместной обработки изображений с учётом отражений от **пятнадцати** до **двадцати пяти** глубиной два (всего 49 схем) для двенадцати положений излучателя. Таким образом, для объединения использовалось **588** парциальных изображений. По изображению (Рис. 12, верхний ряд слева), полученному как медиана модулей всех парциальных изображений, можно, во-первых, указать, что дефект расположен с внутренней стороны, и, во-вторых, оценить высоту трещины примерно в 2 мм. Маска дна объекта контроля отображена на рисунке линиями белого цвета. Сложение модулей парциальных изображений (Рис. 12, верхний ряд справа) так же позволяет оценить глубину залегания дефекта, но оценка высоты модели трещины более чем в 2 мм, заметно отличается от реальной высоты модели трещины. Отсутствие точной информации о поперечной скорости звука привело к тому, что когерентное сложение (Рис. 12, нижний ряд в центре) не проявило себя эффективно. Наоборот, по изображению невозможно определить на внешней или на внутренней поверхности находится паз.

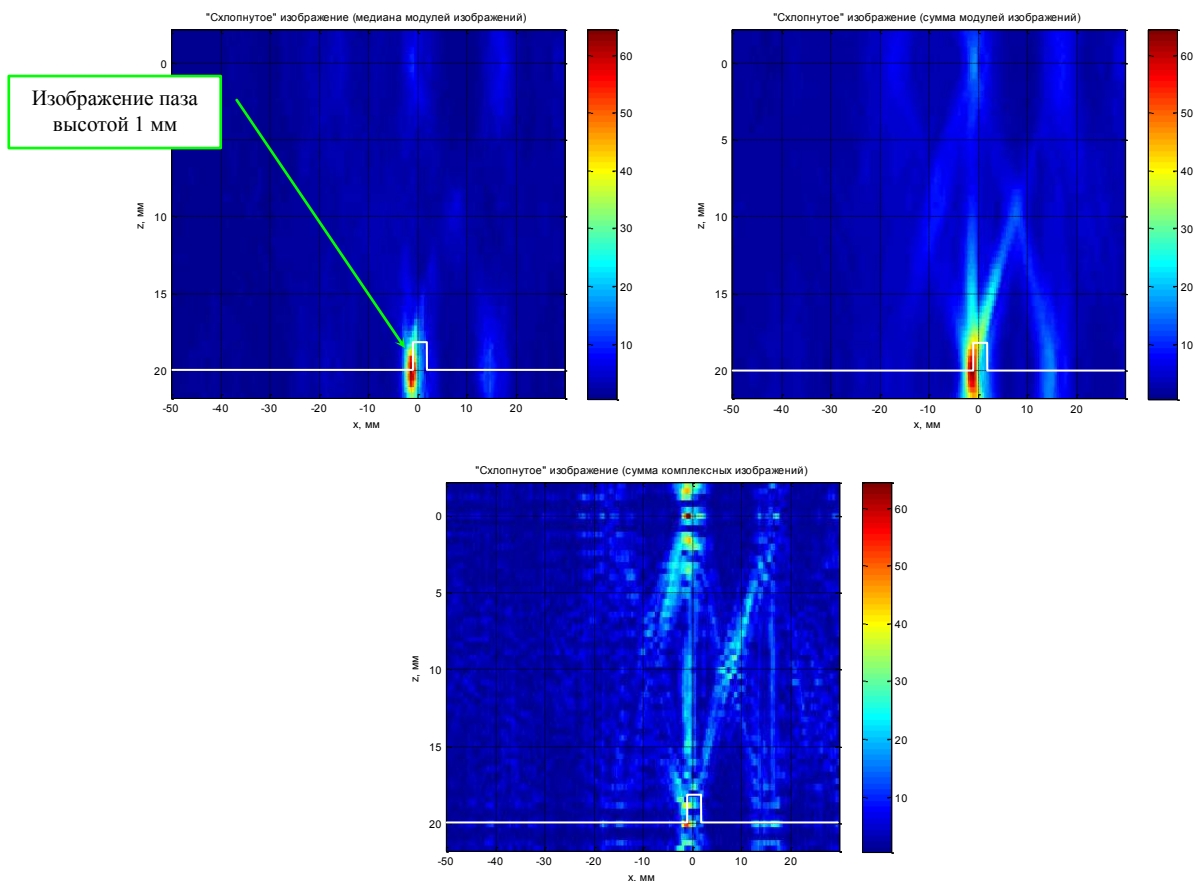


Рис. 13 Объединённые парциальные изображения модели трещины в виде паза высотой 1 мм с учётом отражений от границ объекта контроля для шестнадцати положений излучателя. Слева вверху – как медиана всех парциальных изображений, справа вверху – как сумма амплитуд парциальных изображений, внизу в центре – как комплексная сумма парциальных изображений.

9. Выводы

Подводя итоги исследований изложенных в представленной статье, можно сделать следующие выводы:

- По изображению, восстановленному, либо методом SAFT, либо методом ПСП, по эхосигналам, измеренным преобразователем на поперечных волнах в совмещённом режиме, невозможно получить информацию о глубине залегания дефекта при многократном отражении от плоскопараллельных границ объекта контроля.
- Регистрация эхосигналов методом тандем и применение методов сверхразрешения для повышения продольного разрешения также не позволили определить на внешней или внутренней границе находится модель трещины.
- Решить задачу можно, регистрируя эхосигналы в режиме двойного сканирования, восстанавливая парциальные изображения методом DS-M-SAFT для разных акустических

схем и анализируя объединённое изображение. Численные и модельные дефекты показали, что использование режима двойного сканирования при регистрации эхосигналов и метода DS-M-SAFT позволяет определять глубину залегания дефекта.

10.Список литературы

- 1 Интернет-сайт компании «**Harfang Microtechniques Inc**»: <http://www.harfang.ru/content/x-32.html>
- 2 Интернет-сайт компании «**Olimpus**»: <http://www.ndtmarket.ru/?m=2&id=306&idk=268>
- 3 Шевалдыкин В.Г., Алёхин С.Г., Бишко А.В. и др. Заглянуть в металл. Теперь это просто. - В мире неразрушающего контроля, 2008, №1(39), с. 46-53.
- 4 Буров В.А., Горюнов А.А., Сасковец А.В., Тихонова Т.А. Обратные задачи рассеяния в акустике (обзор). – Акустический журнал, 1986, т. 32, № 4, с. 433-449.
- 5 Горюнов А.А., Сасковец А.В. Обратные задачи рассеяния в акустике. - М.: Издательство МГУ, 1989. - 152 с.
- 6 Hall T.E., Doctor S.R., Reid L.D., Littfield R.J., Gilber R.W. Implementation of real-time ultrasonic SAFT system for inspection of nuclear reactor components. - Acoustical Imaging, 1987, vol. 15, p. 253-266.
- 7 Marklein, R., K. Mayer, R. Hannemann, T. Krylow, K. Balasubramanian, K. J. Langenberg, and V. Schmitz Linear and nonlinear inversion algorithms applied in nondestructive evaluation. - Inverse Problems, 2002, vol. 18, № 6, p. 1733-1759.
- 8 Осетров А.В. Теория пространственно-временной дифракционной томографии при сканировании одиночного приемно-излучателя по плоскости. – Акустический журнал, 1991, т. XXXVII, № 3, с. 528-534.
- 9 Mayer K., Markelein R., Langenberg K.J., Kreutter T. Three-dimensional imaging system based on Fourier transformation synthetic aperture focusing technique. - Ultrasonics, 1990, № 28, p. 241-255.
- 10 Takahashi F., Nagashima Y., Tanaka I., Igeta M., Nakada S. Ultrasonic Sizing and Recognition of Cracks and Porosities in Weld Metals Using Acoustical Holographic Inspections. - First International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurized Components, 20-22 October 1998, Amsterdam, Netherlands.
- 11 Бадалян В.Г., Базулин Е.Г. Цифровое восстановление изображения рассеивателей методом проекции в спектральном пространстве. - Акустический журнал, 1988, т. 34, № 2, с. 222-231.
- 12 Базулин Е.Г. Получение изображений дефектов когерентными методами с учетом многократного отражения от плоскопараллельных границ объектов контроля при ультразвуковом контроле. - Дефектоскопия, 2007, №7, с. 48-70.

-
- 13 Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
 - 14 Кравцев Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. - М.: Наука, 1980, с. 304
 - 15 Базулин Е.Г. Когерентное восстановление изображений дефектов с учётом эффекта незеркального отражения ультразвуковых импульсов от границ объекта контроля. - Дефектоскопия, 2010, №10, с. *-*. (послано в печать)
 - 16 Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ. Изд.2, испр. М.: Наука, 1973. 720 с.
 - 17 Devaney A.J. Fundamental limitation inverse source and scattering problem in NDT. – Review of progress in quantitative nondestructive evaluation, 1986, vol. 5A, p. 303-317.
 - 18 Базулин Е.Г. Применение метода двойного сканирования в ультразвуковом неразрушающем контроле металлов для восстановления изображений модельных дефектов. - Дефектоскопия, 2007, №3, с. 54-68.
 - 19 Shlivinski A, Langenberg K.J Defect imaging with elastic waves in inhomogeneous-anisotropic materials with composite geometries. - Ultrasonics, 2007, vol. 46, № 1, p. 89-104
 - 20 Базулин Е.Г. Получение изображения рассеивателей с продольным сверхразрешением по многочастотным цифровым акустическим голограммам при построении AR-модели спектров эхосигналов. - Акустический журнал, 1993, том 39, №2, с. 213-222.
 - 21 Базулин Е.Г. О возможности использования в ультразвуковом контроле двойного сканирования для повышения качества изображения рассеивателей. - Акустический журнал, 2001, том 47, №6, с. 741-745.
 - 22 Бархатов В.А. Решение одномерной обратной акустической задачи с учетом дисперсии звука и частотно-зависимого затухания. - Дефектоскопия, 2009, №1, с. 40-53.