

ЗАРУБЕЖНАЯ РАДИО, ЭЛЕКТРОНИКА

5 / 1991

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ
НАУЧНО-
ТЕХНИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ

ОРГАН
ВСЕСОЮЗНОГО
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА
РАДИОТЕХНИКИ, ЭЛЕКТРОНИКИ И СВЯЗИ
ИМ. А. С. ПОПОВА

ЖУРНАЛ ОСНОВАН
В ДЕКАБРЕ 1947г

СОДЕРЖАНИЕ

Статьи

- Осетров А. В. Акустическая томография 3
Наливайко Д. А., Сахненко К. Д.
Решение задач относительной навигации в JTIDS 30
Сокол В. А., Воробьева А. И., Врублев-
ский И. А., Паркун В. М. Печатные платы
на металлических основаниях 43
Абрамов В. М. Новые информационные
технологии в электронной обработке печатной продукции 65
Степанова Л. Н. Полупроводниковые аналоги
индуктивности и радиоэлектронные устройства на их основе 79
- Бытовая зарубежная радиоэлектроника**
Аксенов А. И., Нефедов А. В. Зарубежные
ИМС и их отечественные аналоги 92
Руденко М. И. Компакт-диски —
звездный час "бриллиантового"
звучания музыкальных записей 101



МОСКВА «РАДИО И СВЯЗЬ»

Интенсивное развитие в последние десятилетия вычислительной техники и методов обработки информации привело к созданию новых направлений науки, одним из которых является акустическая томография. Развитие акустической томографии происходило на основе ряда известных достижений, полученных ранее в рентгенодиагностике и радиолокации для акустических волн и сред, взаимодействующих с акустическими волнами. Пересекаясь с некоторыми результатами, непосредственно полученными акустиком, такое развитие привело к весьма своеобразному смешению стилей и отсутствию в настоящее время установившейся терминологии. В зависимости от того, где лежат научные интересы каждого автора, используется та или иная система терминов. В данном обзоре под акустической томографией понимается направление акустики, занимающееся формированием (получением, восстановлением) акустических томограмм, т. е. масштабных изобра-

жений акустических характеристик в определенных сечениях трехмерных объектов. К акустическим характеристикам относят параметры объектов, влияющие на распространение, отражение, рассеяние акустических волн (плотность, скорость звука, отражающая способность и т. п.).

Методы акустической томографии преимущественно используются в медицинской диагностике, неразрушающем контроле изделий, геофизике, а также в гидроакустике. Наибольшее развитие акустическая томография получила в медицине как один из наименее вредных способов диагностики различных заболеваний у людей. На второе место условно следует поставить акустическую томографию для неразрушающего контроля (в неразрушающем контроле не всегда требуется формирование изображений отдельных сечений объекта, и поэтому часто используются более примитивные акустические методы, чем томографические).

Анализ последних публикаций [1-75] в области акустической томографии позволяет предложить следующую условную классификацию (рис. 1).

Различают отражательную эхотомографию (2) и реконструктивную томографию (5), последнюю часто называют вычислительной. Многие авторы, ранее занимавшиеся реконструктивной рентгеновской томографией, под акустической томографией понимают лишь реконструктивную. Этому есть простое объяснение. В рентгенотехнике томография явилась следующим шагом по отношению к обычным рентгеновским снимкам, в которых на пленку проектировался целиком трехмерный объект, т. е. большое число его сечений. В томографии [1-4] за счет облучения объекта с разных сторон из набора проекций удавалось извлечь информацию о каждом сечении объекта в отдельности (т. е. получить томограммы). Отсюда возникла трактовка томографии как метода реконструкции изображения по проекциям. Первые варианты реконструктивной акустической томографии были полным аналогом рентгеновской; так в акустике возник термин "томография". Однако то, что нельзя было по техническим соображениям сделать в рентгенотехнике, сравнительно легко реализовывалось в акустике и прежде всего - фокусировка звуковых волн. Поэтому томограмму удалось получить, развивая традиционные акустические методы интроскопии. Возникло первое терминологическое несоот-

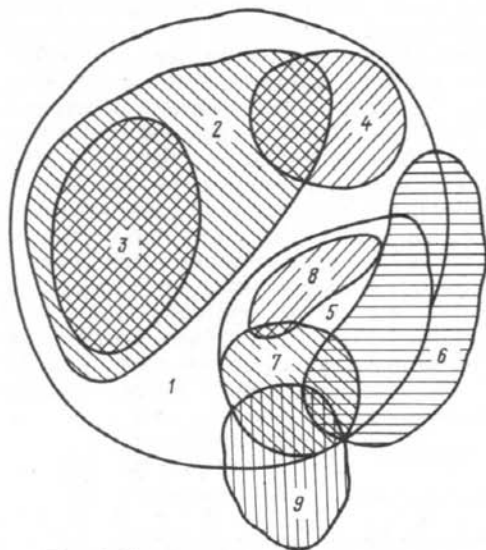


Рис. 1. Соотношение различных методов акустической томографии:

1-методы акустической томографии, 2-отражательная эхотомография, 3- эхотомография с динамической фокусировкой, 4-доплеровская томография, 5-реконструктивная (вычислительная) томография, 6-методы синтезированной апертуры, 7-дифракционная реконструктивная томография, 8-реконструктивная томография, учитывающая рефракцию звука, 9-акустическая голография

ветствие. Если оценивать результат, т.е. изображение сечения объекта, можно выделить понятие акустической томографии в широком смысле слова. В узком же смысле слова акустической томографией называют лишь реконструктивную, хотя указанное разделение и является весьма условным.

По способу сбора информации акустическую томографию делят на отражательную (приемник принимает сигнал, отраженный от неоднородности) и трансмиссионную (приемник звука находится с противоположной стороны объекта по отношению к излучателю). Реконструктивная томография первоначально была лишь трансмиссионной, хотя современные алгоритмы, рассмотренные далее в разд. 3, могут основываться как на трансмиссионном, так и на отражательном принципе получения исходной информации. Дальнейшее развитие реконструктивной томографии в акустике шло по пути учета эффектов рефракции и дифракции, имеющих существенное влияние на качество получаемого изображения.

Другая ветвь, приведшая к образованию акустической томографии, связана с оптикой (рис. 2).

Оптическая голография стала базисом для возникновения голографии акустической [11], последняя, благодаря особенностям сбора информации и возможности непосредственного измерения амплитудно-фазовых распределений акустических полей, претерпела значительные изменения. Современная акустическая голография практически перестала быть двухступенчатым процессом, основанным на измерении интерференционной картины исследуемого поля с опорным. Если измерения поля проводятся с учетом фазы, то такую исходную информацию уже называют голограммой. Ряд цифровых голографических методов восстановления изображения практически невозможно отличить от методов рекон-

структивной томографии. Отличие заключается, пожалуй, лишь в предьстории. С появлением многочастотной голографии и высокоскоростных аналого-цифровых преобразователей (АЦП) измеренное пространственно-временное распределение отраженного от неоднородности или прошедшего сигнала стало называться темпоральной голограммой, и оснований квалифицировать алгоритм именно как голографический стало еще меньше. Единственное небольшое отличие большинства голографических алгоритмов восстановления изображений заключается в постоянстве положения излучателя при проведении измерений. Вместе с тем голография не является подмножеством томографии, существует ряд голографических методов, не связанных с получением изображений (например, голографическое определение расстояний и т.п.).

Еще одна составная часть акустической томографии связана с методами синтезированной апертуры, пришедшими в акустику из радиолокации. Методы синтезированной апертуры используются в основном в неразрушающем контроле и рассматриваются в разд. 2.

Прежде чем переходить к содержательной части, перечислим основные обзорные публикации, связанные с акустической томографией. Отражательная эхотомография наиболее полно отражена в специальном выпуске "Акустоскопия" журнала ТИИЭР, а цифровые процессоры, благодаря которым получаемое изображение иногда называют томограммой (так называемые цифровые конверторы изображения), описаны в одной из статей этого выпуска [9]. По реконструктивной акустической томографии следует указать ряд обзоров [5, 8, 14], алгоритмы реконструкции также описаны в [6, 7, 10]. Обзор голографических методов и алгоритмов имеется в [11, 12, 14]. Ряд современных методов томогра-

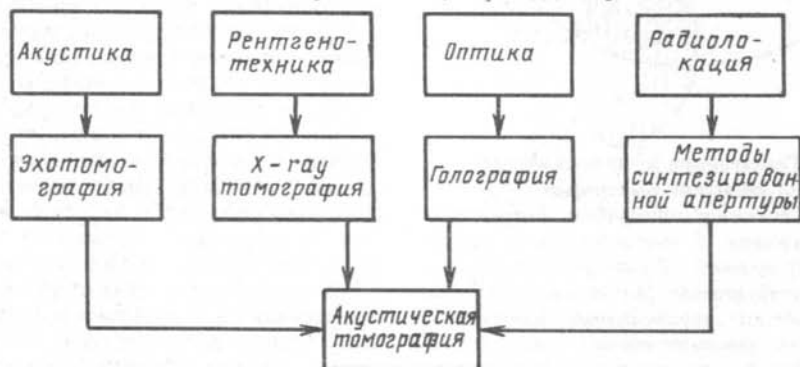


Рис. 2. Основные источники и составные части акустической томографии

фии рассмотрен также в [15], а в [13] приведен обзор методов определения протяженных дефектов. Вместе с тем большое количество последних публикаций зарубежных специалистов по акустической томографии не систематизировано.

Восстановление акустического изображения заключается в определении распределения какой-либо функции, описывающей свойства исследуемого объекта (например, плотности) в определенной заранее известной области V , ограниченной поверхностью Ω . Информация, на основании которой восстанавливается изображение, получается при измерении акустического поля, создаваемого источниками, находящимися за пределами области V . Таким образом, характерной особенностью обратных задач акустики, возникающих при восстановлении изображений, является отсутствие пространственного совпадения области расположения первичных источников и области расположения вторичных источников, в качестве последних рассматриваются сами неоднородности.

В строгой математической постановке томографическое восстановление изображений рассматривается как задача совместного решения системы неоднородных дифференциальных уравнений, левые части отдельных уравнений системы совпадают, а правые меняются за счет изменения местоположения и (или) конфигурации первичных источников. То есть объект, изображение которого ищут, не меняется, но лишь облучается звуком каждый раз по-разному. В левую часть этих уравнений входят параметры, характеризующие акустические свойства объекта, зависящие от вида объекта. При этом первой и главной составной частью решения обратной задачи является выбор типа неоднородностей, которые будут исследоваться. Наиболее распространены следующие виды неоднородностей.

1. Неоднородности, граничные условия для которых соответствуют граничным условиям Дирихле или Неймана. Такие виды неоднородностей чаще всего встречаются при восстановлении изображений в неразрушающем контроле (пузырьковые вкрапления в металле или вкрапления шлака). Для их описания вводят характеристическую функцию [10, 28]

$$\gamma(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{внутри рассеивателя,} \\ 0 & \text{вне рассеивателя.} \end{cases}$$

Ввиду того, что отражение звука от таких неоднородностей сводится к отражению от их границ, вводят в рассмотрение также функцию $\Delta\gamma(\mathbf{r})$ [10] (Δ - оператор Лапласа), описывающую местоположение границ не

однородностей.

2. Для водоподобных сред широко используют понятие неоднородностей скорости звука. При этом [49, 50] $\gamma_c(\mathbf{r}) = [c^2(\mathbf{r}) - c_0^2]/c^2(\mathbf{r})$, где $c(\mathbf{r})$ - распределение скорости звука; c_0 - скорость звука в среде, окружающей неоднородность. Часто вводят в рассмотрение неоднородности сжимаемости [45, 49, 61] $\gamma_k(\mathbf{r}) = [k(\mathbf{r}) - k_0]/k_0$, где $k(\mathbf{r}) = 1/[\rho(\mathbf{r})c^2(\mathbf{r})]$; $k_0 = 1/(\rho_0 c_0^2)$. Если $\rho(\mathbf{r}) = \text{const}$, то $\gamma_k(\mathbf{r}) = -\gamma_c(\mathbf{r})$, что условно принимается в некоторых задачах восстановления изображений на основе предположения о том, что флуктуации скорости звука - более чувствительная характеристика.

3. Функция неоднородностей плотности вводится по формуле [45]

$$\gamma_\rho(\mathbf{r}) = [\rho(\mathbf{r}) - \rho_0]/\rho(\mathbf{r}),$$

где ρ_0 - плотность в среде, окружающей неоднородность.

4. Иногда рассматриваются также и другие функции, описывающие акустические неоднородности, но они нашли существенно меньшее применение. Так, в [51] неоднородности скорости звука представляются в виде $[c(\mathbf{r}) - c_0]/c(\mathbf{r})$, т. е. относительно самих скоростей, а не их квадратов. Рассматриваются неоднородности коэффициентов Ламэ [10], описывающих твердую изотропную среду, а также неоднородности поглощения звука [8].

5. При использовании методов отражательной эхотомографии и ряда методов синтезированной апертуры вообще нельзя установить вид отображаемой неоднородности. Считается, что томограмма фиксирует эффективную отражательную способность каждой точки объекта, хотя это очень условное и нестрогое понятие [28].

В реконструктивной томографии чаще всего однозначно определяется вид акустической неоднородности. В соответствии с видом неоднородности выбирается и определенное дифференциальное или интегральное уравнение, описывающее задачу рассеяния звука на неоднородностях. Алгоритм реконструкции представляет собой способ численного решения задачи, которой соответствует выбранное уравнение, при этом можно проанализировать допущения, заложенные как в самом исходном уравнении, так и при построении конкретного алгоритма. Наиболее распространенные приближения в исходном уравнении следующие: пренебрежения эффектами рефракции и (или) дифракции звука, рассмотре-

ние какой-либо одной неоднородности (например, скорости звука) при наличии нескольких (например, еще и неоднородности плотности), использование первых приближений Борна или Рытова или их более высоких порядков. При построении алгоритмов реконструктивной томографии приближения определяются необходимостью оптимизации времени восстановления. Так, часто стремятся свести задачу восстановления к набору известных и быстро вычисляемых интегральных преобразований. Для этого конечные интегральные преобразования заменяют бесконечными, а при вычислениях используют дискретизацию. Подробнее все упомянутые приближения и, в особенности, в исходном уравнении рассматриваются в разд. 3. Следует, однако, отметить, что совокупность приближений практически не поддается анализу а целесообразность алгоритма доказывается экспериментом или численным моделированием.

В нереконструктивной томографии в гораздо большей степени используются эвристические процедуры при получении томограмм. И в основе этих процедур — представление неоднородности как системы пространственно независимых отражателей. При этом, строго говоря, вообще неизвестно, какая акустическая неоднородность отображается на экране монитора, так как отражающая способность какой-то точки объекта является функцией очень многих параметров: направления распространения

зондирующей волны, размера фокусного пятна, направленности звука, вида самой неоднородности и т.д. Такая неопределенность служит одной из причин неудовлетворенности как практиков, так и исследователей эхотомографией и интенсивных исследований в области реконструктивной томографии.

Сказанное демонстрирует сложность установления и сравнения характеристик различных методов томографии. По-прежнему наибольшее распространение имеет продольное (осевое) и поперечное (радиальное) разрешения, характеризующие минимальные расстояния в различных направлениях между двумя точками объекта, воспринимаемыми отдельно на томограмме. Хотя иногда [16] предлагается использовать и другие критерии. Однако величины разрешений лишь частично характеризуют качество изображения. Имеет значение еще и уровень спекл-шума, и возможность идентификации протяженных неоднородностей, и соответствие отображаемой характеристики неоднородности реально существующей, а также многие другие параметры. В последующих разделах при описании различных методов томографии будут сделаны соответствующие замечания.

1. ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ ЭХОТОМОГРАФИЯ

Основные принципы работы отражательных томографов, формирующих узконаправленный или фокусирующий звук, не

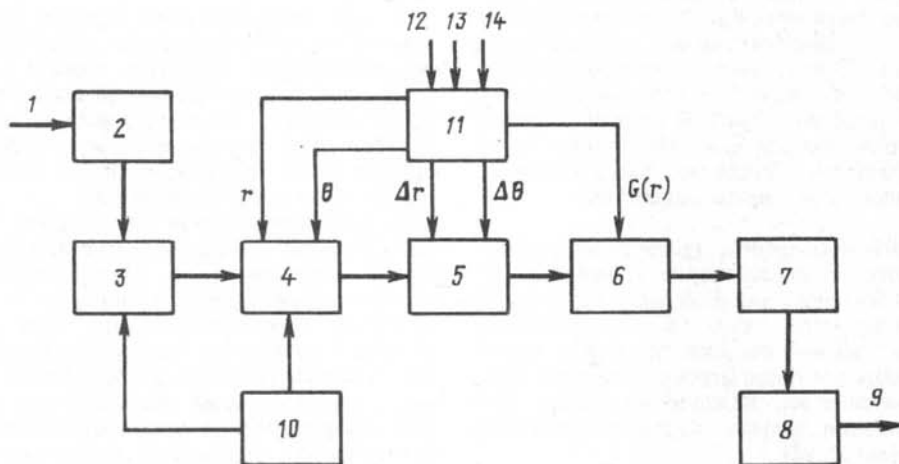


Рис. 3. Функциональная схема цифрового конвертора изображения:

1 — входной аналоговый сигнал, 2 — логарифмический усилитель, 3 — аналого-цифровой преобразователь, 4 — оперативная память, 5 — интерполятор, 6 — компенсатор затухания, 7 — буфер на одну строчку изображения, 8 — цифро-аналоговый преобразователь, 9 — сигнал на входе монитора, 10 — логика управления записью в оперативную память, 11 — главный процессор, 12 — значение увеличения, 13 — выбранная глубина, 14 — вид функции компенсации

претерпели существенного изменения за последние несколько лет. В основном совершенствовались лишь электронное оборудование и технология изготовления самих акустических датчиков. В данном разделе кратко описаны последние достижения в области создания цифровых конверторов изображения и некоторые аспекты обработки отраженных акустических сигналов.

Одним из центральных узлов в ультразвуковых отражательных томографах, функционирующих в реальном масштабе времени, является цифровой конвертер изображения (digital scan converter). Он позволяет преобразовывать исходную поступающую информацию (т.е. пространственно-временную зависимость отраженного сигнала) в томограмму (т.е. в масштабированный образ сечения реального объекта), отображаемую на экране стандартного видеоконтрольного устройства (ВКУ). Подобные цифровые процессоры позволяют не только отображать текущую томограмму, но и "замораживать" изображение, т.е. постоянно отображать на экране ВКУ определенную выбранную томограмму. Другой важной чертой цифровых процессоров является возможность интерполяции (она рассмотрена ниже) и пространственной или временной фильтрации, которые улучшают визуальную восприимчивость изображения. Однако до последнего времени цифровые конвертеры ограничивали возможности преобразования "замороженного" изображения лишь модификацией черно-белой шкалы и масштабиро-

го (в два и в четыре раза) увеличения изображения. В [17] сообщается о создании принципиально нового цифрового конвертора изображения, который позволяет в "замороженном" изображении менять характер компенсации затухания по глубине и выбирать любую часть изображения для полного отображения на экране. Для этого преобразования координат осуществляются после запоминания всего объема исходной информации.

На рис. 3 представлена функциональная схема цифрового конвертора изображения. Входной аналоговый сигнал после дискретизации запоминается оперативной памятью 4. Данные, хранящиеся в этой памяти, непрерывно преобразовываются из полярной системы координат (угловое положение датчика θ - расстояние r от точки изображения до датчика) в декартовую систему координат $x-y$, соответствующую отображаемой томограмме, в зависимости от задаваемых данных о масштабе изображения, глубине изображения и параметрах функции $G(r)$, компенсирующей пространственное затухание звука. Главный процессор 11 при построении томограммы для каждой ее точки в координатах $x-y$ рассчитывает адреса четырех близлежащих измеренных точек в координатах $r-\theta$, информация об этих точках пересылается из памяти 4 в интерполятор 5, где и происходит расчет интерполированного уровня (рис. 4). Весь процесс интерполяции и коррекции затухания позволяет вычислять 512×512 точек томограммы за стандартное время отображения кадра на экране ВКУ телевизионного типа. Таким образом, съем информации и отображения становятся независимыми процессами, что позволяет оптимизировать размеры и характер изображения после окончания измерений. Еще одной особенностью спецпроцессора является возможность работы также и в режиме линейного сканирования (это реализовано как частный случай секторного сканирования).

В [18] предложена еще одна модификация конвертора изображения. В качестве преимуществ отмечается возможность подключения стандартного телевизионного монитора, возможность наблюдения томограммы в движении и развитая система обработки первичной измеряемой информации и получаемой томограммы, что позволяет улучшить разрешение.

В [19] методы получения томограммы, основанные на фокусировке звука и применяющиеся в медицинской диагностике, предлагается использовать в неразрушающем контроле. Возникающие при этом сложности связаны с необходимостью фоку-

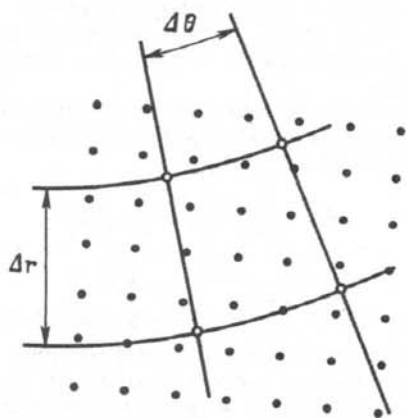


Рис. 4. К пояснению интерполяции в отражательной эхотомографии.

В светлых точках измеряется отраженное поле, в темных точках строится изображение на экране видеоконтрольного устройства

сировки при наклонном вводе звука (используются поперечные волны). Линейная решетка, используемая для возбуждения и приема звука и располагаемая на поверхности контролируемого изделия, имеет 64 преобразователя с расстоянием между центрами соседних преобразователей 2 мм. Поле томограммы из-за наклонного ввода звука имеет форму параллелограмма. Основная техническая проблема состоит в необходимости создания больших времен задержек с высокой точностью для фокусировки наклонного пучка, поэтому фокусировка звука осуществляется только в режиме излучения.

Для обеспечения хорошего разрешения в отражательных эхотомографах, во-первых, используют сфокусированный звук (в последнее время реализуется динамическая фокусировка), а, во-вторых, отраженный сигнал подвергают фильтрации. При этом поперечное разрешение обеспечивается в основном за счет направленности излучения и (или) приема, а продольное разрешение - в основном за счет использования широкополосного импульса и временной фильтрации. Особенности фокусировки звука отражены в [22], а временной фильтрации - в [20]. Для уменьшения массогабаритных характеристик приборов в неразрушающем контроле вместо временной фильтрации применяется также другой путь - возбуждение излучателей сложным электрическим сигналом, обеспечивающим излучение акустического сигнала, приближенного к δ -импульсу (т.е. имеющего равномерную частотную характеристику в максимально возможной для акустического датчика полосе частот) [21].

Важной проблемой при получении акустических изображений является уменьшение их пятнистости или ряби; существует даже специальный термин "шум пятнистости", или спекл-шум (speckle noise). Пятнистость изображения возникает из-за отображения структуры (зернистости) среды, в которой определяются неоднородности. Гораздо предпочтительнее, чтобы вместо пятнистого фона изображения существовал однородный некогерентный фон, т.е. понижалась контрастность спекл-шума. Для разрушения пятнистости требуется в алгоритмы обработки вносить операции, позволяющие частично разрушить когерентный (т.е. с учетом фазовых соотношений) механизм формирования изображения. Наиболее распространены следующие методы [23].

1. Некогерентное сложение отраженных сигналов. Результирующий сигнал $s_1(t)$

определяется по формуле

$$s_1(t) = \sum_{i=1}^n \hat{x}_i(t), \quad (1)$$

где $\hat{x}_i(t)$ - огибающая сигнала $x_i(t)$ в i -м положении приемника; n - количество положений приемника. Сигналы $x_i(t)$ должны быть некогерентными, т.е. взятыми на достаточном пространственном или угловом расстоянии.

2. Мультипликативная обработка отраженных сигналов. Возможны следующие два варианта:

$$s_2(t) = \left[\prod_{i=1}^n x_i(t) \right]^{1/n}, \quad (2)$$

$$s_3(t) = \left[\prod_{i=1}^n \hat{x}_i(t) \right]^{1/n}. \quad (3)$$

Общим недостатком алгоритмов, использующих выражения (1)-(3), является ухудшение поперечного разрешения, так как вместо когерентной фокусировки приемника применена некогерентная фокусировка. Таким образом, приходится искать компромисс между качеством изображения искомым неоднородности и уровнем спекл-шума. Например, при реализации формулы (1) в случае некоррелированных пространственных выборок уровень шума пятнистости уменьшается в \sqrt{n} раз.

Совмещая аддитивную и мультипликативную обработку отраженных сигналов, можно, уменьшив уровень спекл-шума, сохранить уровень полезного сигнала, т.е. разрушение когерентности проводить лишь по отношению к спекл-шуму. Подобный путь предложен в [23], причем обработка сигналов осуществляется в реальном масштабе времени.

Круглый преобразователь разбивается на 32 сектора, а результирующий сигнал формируется по формуле

$$s_4(t) = \frac{8}{\sum_{i=1}^8 \{ [x_i(t) + x_{i+16}(t)] \times [x_{i+8}(t) + x_{i+24}(t)] \}},$$

где x_i - сигнал на выходе i -го сектора преобразователя. Противоположные сектора соединены между собой, образуя 16 приемников. Сигналы от взаимно перпендикулярных приемников перемножаются (с учетом фазовых соотношений), затем ищется огибающая, а уже потом осуществляется последовательная суперпозиция сигналов. Аппаратура, реализующая подобную обработку, названа процессором "Мальтийский крест". В [23] приводятся результаты эксперимен-

тальных исследований, доказывающие перспективность предложенного способа. Отметим, что в режиме излучения круглый преобразователь излучает как единое целое.

Кроме описанных временных методов борьбы со спекл-шумом, используются и частотные [24, 25], заключающиеся в обработке сигналов по нескольким частотным диапазонам с последующим суммированием результата. Шумы в различных частотных диапазонах при этом считаются некоррелированными.

Хорошее разрешение, достигаемое за счет фокусировки, не является однозначно положительным фактом. Направленный звук приводит к уменьшению достоверности при отображении протяженных неоднородностей, пространственно-избирательно отражающих звук [13]. Для идентификации подобных неоднородностей используются системы со сложным сканированием [26, 27]. Например, в [27] вместо одного преобразователя используется семь-шесть, расположенных в вершинах правильного шестиугольника, а один в его центре. Пространственное разнесение точек приема излучения и сложное управление поворотами датчиков позволяют идентифицировать протяженные неоднородности.

2. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДАМИ СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРЫ И СВЯЗАННЫМИ С НИМИ МЕТОДАМИ

Первоначально рассмотрим разновидность метода синтезированной апертуры, обычно используемую в системах акустического изображения [28–30]. Если r_s - радиус-вектор положения акустического приемопередатчика, сканируемого по определенной траектории по поверхности контролируемого объекта, а r - радиус-вектор текущей точки в исследуемой части объекта, то изображение $I(r)$ по методу синтезированной апертуры вычисляется в соответствии со следующей формулой:

$$I(r) = \frac{1}{n(r)} \sum_{i=1}^{n(r)} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{si}|^{2 \times} \times s(2|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{si}|/c_0, \mathbf{r}_{si}), \quad (4)$$

где $s(t, \mathbf{r}_{si})$ - сигнал, отраженный от неоднородностей и принимаемый акустическим преобразователем, расположенным в точке с радиус-вектором \mathbf{r}_{si} ; $n(r)$ - число положений преобразователя, сигнал от которых попадает в точку r . Принцип метода иллюстриру-

ется рис. 5.

Если излучатель излучает δ -импульс в угловом раскрытие α , то прием отраженного сигнала в момент времени t_0 означает, что неоднородность равновероятно может быть расположена на дуге радиуса $r_0 = 2t_0 c_0$ с центром в месте положения излучателя. Дуги, построенные при разных положениях приемопередатчика, пересекаются в месте расположения отражателя. Таким образом, суперпозиция сигналов $s(t, \mathbf{r}_{si})$, $i=1, 2, \dots, n$, сдвинутых каждый на соответствующее время, даст увеличение уровня изображения в месте положения отражателя.

Качество изображения деградирует как при увеличении длительности импульса, так и при уменьшении угла α . Причем, как показано в [29], продольное разрешение имеет порядок длительности импульса, а поперечное - порядок размера излучателя (независимо от глубины залегания отражателя).

Для анализа преимуществ и недостатков описанного метода синтезированной апертуры перечислим допущения, заложенные в алгоритм восстановления изображения [28].

1. Волновое поле считается скалярным, т.е. не учитываются различные виды распространяющихся волн и их трансформация друг в друга.

2. Дефект или неоднородность представляется в виде совокупности одиночных не взаимодействующих скалярных точечных рассеивателей, которые функционируют как точечные источники после их облучения падающим полем.

3. Поле считается излученным от скалярного точечного источника и отраженное поле также принимается точечным источником.

4. Излучаемый импульс считается приближающимся к бесконечно широкополосно-

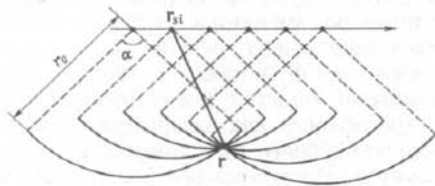


Рис. 5. К пояснению метода синтезированной апертуры. Темные дуги - парциальные изображения точечного отражателя при каждом положении приемопередатчика

му, т.е. во временной области импульс близок к δ -импульсу.

При выполнении этих условий метод синтезированной апертуры, первоначально предложенный как эвристическая процедура, может рассматриваться как один из частных случаев реконструктивной акустической томографии, описанной подробнее в следующем разделе.

Проанализируем кратко перечисленные приближения. Ограниченность импульса и конечные размеры приемопередатчика (последние два приближения) приводят к уже отмеченной деградации изображения, т.е. к конечным величинам продольного и поперечного разрешений. Первое приближение почти всегда используется в системах томографии при неразрушающем контроле, при этом предпринимаются определенные усилия, чтобы по возможности не возбуждать и не принимать одновременно и продольные, и поперечные волны. Наиболее уязвимым является второе предположение, так как оно приводит к ряду особенностей при восстановлении протяженных неоднородностей. Как указывается во многих публикациях [28 - 30], метод синтезированной апертуры основывается на предположении истинности следующего выражения:

$$p_s(\mathbf{r}, t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \gamma_0(\mathbf{r}') \frac{f(t - 2|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} d\mathbf{r}', \quad (5)$$

где $p_s(\mathbf{r}, t)$ - рассеянное поле, измеряемое акустическим приемником; $f(t)$ - временная зависимость излучаемого акустического импульса; $\gamma_0(\mathbf{r})$ - искомая функция неоднородностей.

Неопределенность выражения (5) заключается в неясности, что представляет собой функция $\gamma_0(\mathbf{r})$. Условно можно считать, что это отражающая способность точки, если справедливо выше упомянутое второе приближение. Обычно же в неразрушающем контроле, где чаще всего и используется метод синтезированной апертуры, для задания неоднородностей используют характеристическую функцию $\gamma(\mathbf{r})$. Установить соответствие между $\gamma_0(\mathbf{r})$ из (5) и характеристической функцией в общем случае невозможно. Вместе с тем понятие отражающей способности как характеристики неоднородностей более информативная величина в методе синтезированной апертуры, чем, скажем, для отражательных томографов с динамической фокусировкой. В первом случае из-за слабонаправленного излучения и приема восприятие неоднородностей идет по многим лучам, тогда как во втором имеется в виду лишь нормальная отража-

тельная способность (перпендикулярная лучу).

Рассмотрим некоторые разновидности и тенденции развития метода синтезированной апертуры в акустической томографии.

1. В [34] предлагается пространственно разносить излучатель (\mathbf{r}_{pi}) и приемник. При этом формула восстановления изображения аналогичная (4), имеет вид

$$I(\mathbf{r}) = \frac{1}{n(\mathbf{r})} \sum_{i=1}^n |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{si}| |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{pi}| \times \\ \times s[2(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{si}| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{pi}|)/c_0, \mathbf{r}_{si}, \mathbf{r}_{pi}],$$

где $s(t, \mathbf{r}_{si}, \mathbf{r}_{pi})$ - сигнал, принимаемый акустическим преобразователем, расположенным в точке \mathbf{r}_{si} . Дуги полуокружностей, показанные на рис. 5, при использовании пространственно-разнесенного приема-излучения трансформируются в дуги эллипса, фокусы которого лежат в точках положения излучателя и приемника.

В таком виде метод синтезированной апертуры не нашел широкого распространения. Усложнение схемы получения информации целесообразно при необходимости идентифицировать наклонные дефекты [26], отраженный сигнал от которых не возвращается в точку излучения даже при слабонаправленном излучении.

2. В целях уменьшения времени ряд авторов [36, 37] по-другому вводят компенсацию затухания с расстоянием, не используя под знаком суммы в (4) операцию умножения, т.е.

$$I(\mathbf{r}) = C(\mathbf{r}) \sum_{i=1}^n s(2|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{si}|/c_0, \mathbf{r}_{si}), \quad (6)$$

причем в случае плоского сканирования функция $C(\mathbf{r})$ зависит лишь от глубины залегания текущей точки изображения. В большинстве систем реального времени, основанных на методе синтезированной апертуры, используется именно выражение (6), суммирование и выбор адреса нужной для суммирования ячейки осуществляются аппаратно.

3. В ряде публикаций [28, 35] для получения изображения, более адекватного самой неоднородности, предлагается применять преобразование Гильберта. Причем преобразование Гильберта можно использовать как до суммирования, т.е. по отношению к функции $s(t, \mathbf{r}_s)$, так и после суммирования, т.е. по отношению к функции $I(\mathbf{r})$. В первом случае это означает, что в (4) под s подразумевается огибающая отраженного сигнала. Несмотря на удобства выделения огибающей путем детектирования, в ряде

исследований [35] рекомендуется непосредственное использование преобразования Гильберта. Тогда легче различить сигналы от двух близко расположенных отражателей, чем при традиционном детектировании и сглаживании. Использование преобразования Гильберта после суммирования предполагает формирование итоговой томограммы по следующей формуле:

$$\tilde{I}(\mathbf{r}) = |I(\mathbf{r}) + \mathcal{H}\{I(\mathbf{r})\}|,$$

где $\mathbf{r} = (x, y)$; \mathcal{H} - символ преобразования Гильберта, которое берется только по одной переменной, соответствующей продольному разрешению (при сканировании по плоскости - по глубине).

Действительно, так как обычно излучаемый импульс содержит несколько полупериодов сигнала заполнения (из-за ограниченной полосы пропускания акустического преобразователя), эти полупериоды переходят в итоговую томограмму и затрудняют восприятие неоднородностей. Нахождение огибающей по томограмме позволяет уменьшить или устранить множественные изображения одного дефекта.

4. В отличие от рассмотренного в начале

раздела алгоритма синтезированной апертуры, который обычно обозначают как SAFT (synthetic aperture focusing technique), в [28] обсуждается также алгоритм FT-SAFT (Fourier-transform SAFT); в последнем все вычисления проводят в Фурье-пространстве (как для временных частот, так и для пространственных). Отделить по формальным признакам этот алгоритм от реконструктивной томографии практически невозможно.

5. В [31] указывается путь восстановления дефектов, которые воспринимаются за счет отражения звука от границы объекта, противоположной поверхности сканирования. Для этого необходимо учесть три пути приема отраженного от дефекта сигнала: 1) излучатель - дефект - приемник; 2) излучатель - граница объекта - дефект - приемник; 3) излучатель - граница объекта - дефект - граница объекта - приемник. Учет всех траекторий лучей не вносит принципиальных отличий в алгоритм вычислений, лишь увеличивает затраты времени на получение изображения.

Анализ ряда публикаций [30-33, 36, 37], в которых описываются примеры практической реализации метода синтезированной

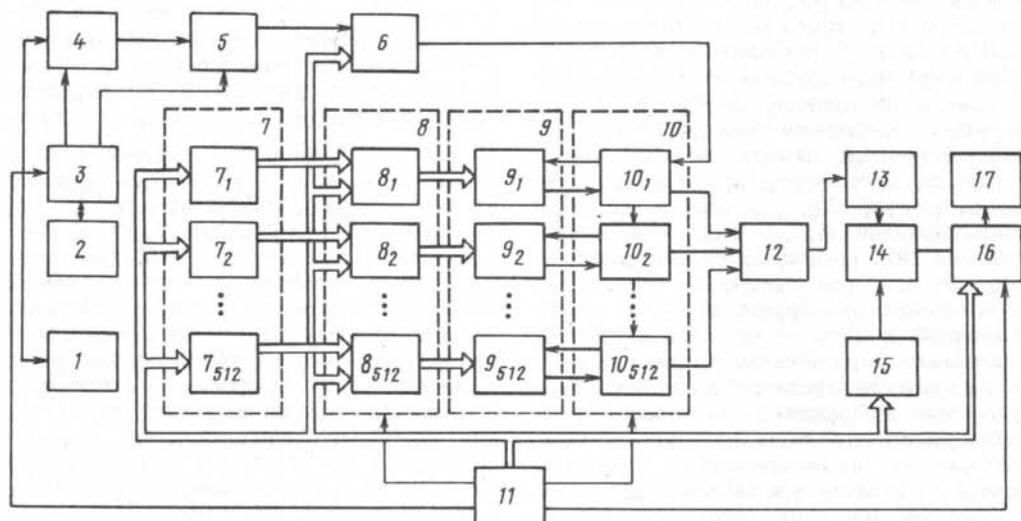


Рис. 6. Функциональная схема томографической системы реального времени с синтезированной апертурой:

1 - акустический преобразователь, 2 - сканатор, 3 - контроллер подсистемы измерений, 4 - генератор с усилителем, 5 - аналого-цифровой преобразователь, 6 - память аналого-цифрового преобразователя (1024x8 бит), 7₁ ... 7₅₁₂ - адресная память (каждая часть 1024x11 бит), 8₁ ... 8₅₁₂ - адресные переключатели, 9₁ ... 9₅₁₂ - информационная память (каждая часть 1024x8 бит), 10₁ ... 10₅₁₂ - логические ключи, 11 - контроллер подсистемы восстановления изображения, 12 - сумматор, 13 - детектор, 14 - умножитель, 15 - память коррекции ослабления звука (1024x8 бит), 16 - буферная память (1024x8 бит), 17 - аппаратара отображения изображения

апертуры для получения томографических изображений, показывает, что существующая элементная база позволяет формировать томограммы в реальном масштабе времени. Системы строятся по жесткому принципу с аппаратной реализацией практически всех вычислений, т.е. создаются специализированные процессоры. В качестве примера опишем одну из самых современных подобных систем [36, 37], предназначенную для получения изображения неоднородностей в объектах с плоской границей.

Система (рис. 6) состоит из трех подсистем: измерительной подсистемы (1-6), подсистемы восстановления изображения (7-16) и подсистемы индикации (17).

Восстановление двумерного изображения (томограммы) в реальном масштабе времени обеспечивается при скорости сканирования вплоть до 0,1 м/с. При сканировании преобразователя движется и изображение на экране видеоконтрольного устройства. Каждая из подсистем функционирует автономно, а связь между ними осуществляется через оперативную память; информация после измерения записывается в информационную память 9, а после восстановления в память кадра, содержащуюся в блоке 17. Обновление информационной памяти происходит путем записи содержимого памяти АЦП 6 в часть 9₁ информационной памяти с одновременным сдвигом всего содержимого памяти по правилу 9₁ → 9₂, 9₂ → 9₃, ..., 9₅₁₁ → 9₅₁₂, содержащее последней части 9₅₁₂ информационной памяти не сохраняется (запись осуществляется при помощи логических ключей 10₁, ..., 10₅₁₂ и адресных переключателей 8₁, ..., 8₅₁₂). В памяти 6 хранятся 1024 временных отсчета отраженного сигнала при последнем положении акустического преобразователя, а в информационной памяти — при 512 последних положениях акустического преобразователя. Аналогично передается информация и к подсистеме отображения. На каждом цикле восстанавливается лишь последний столбец изображения, записываемый в буферную память 16, а затем и в память кадра, организованную по типу стека, т.е. запись столбца изображения вызывает сдвиг всех предыдущих, что визуально трансформируется в перемещение изображения на экране видеоконтрольного устройства. Таким образом, реализуется следующая последовательность операций:

1. Излучение акустического сигнала.

2. Аналого-цифровое преобразование отраженного сигнала и запись в память АЦП 6.

3. Перезапись из памяти АЦП 6 в инфор-

мационную память со сдвигом.

4. Восстановление одного столбца изображения.

5. Перезапись из буферной памяти 16 в память кадра.

Точность сканирования не хуже 0,1 мм, временной интервал дискретизации 40,80 или 160 нс, разрядность АЦП равна 8.

Рассмотрим идею аппаратной реализации восстановления изображения, сходную во всех подобных системах. При использовании формулы (6) требуется знать для каждого i -го значения индекса величину аргумента $2|\Gamma - \Gamma_{si}|/c_0$ функции s , где Γ определяет глубину расположения текущей точки j восстанавливаемого изображения, т.е. номер j -го элемента в буферной памяти 16. Если обозначить $A_{ij} = 2|\Gamma_j - \Gamma_{si}|/(c_0 \Delta t)$, где Δt временной интервал дискретизации, то величины A_{ij} округленные до ближайшего целого, будут определять номер временного отсчета при i -м положении приемопередатчика, т.е. адрес соответствующего элемента в информационной памяти. Вычисление адресов A_{ij} выполняется при проектировании и их номера помещаются в постоянное запоминающее устройство, а вычисления по формуле (6) сводятся в этом случае к выполнению операций суммирования и итогового умножения также на заранее известный множитель. В устройстве, показанном на рис. 6, величины A_{ij} хранятся в адресной памяти 7 и через адресные переключатели 8 подаются на адресные входы информационной памяти 9, затем производится суммирование и умножение.

Несмотря на простоту и удобство описанных выше алгоритмов синтезированной апертуры, нельзя однозначно благоприятно характеризовать получаемые этими методами изображения. Существующий резерв заключается в выполнении временной фильтрации отраженных сигналов. Введение подобных дополнительных операций приводит к более четкому очертанию неоднородностей и одновременному улучшению как продольного, так и поперечного разрешения. Как показывают выполненные экспериментальные и теоретические исследования [38], оставаясь в рамках линейных методов обработки сигналов (а соответственно и приемлемого для практических целей времени получения томограмм), можно улучшить поперечное разрешение в 1,3 ... 2 раза, а продольное — приблизительно в 1,5 раза. Используемые при этом алгоритмы основаны на вычислении сверток и быстрых преобразований Фурье и вплотную перехо-

дят в алгоритм так называемой многочастотной акустической голографии [11]. Как уже упоминалось, метод синтезированной апертуры имеет строгое обоснование в пределе излучения δ -импульса, т.е. сигнала, имеющего равномерный амплитудно-фазовый спектр в широкой (в пределе бесконечной) полосе частот. Так как излучить такой сигнал невозможно, желательно оперировать с эффективным сигналом, имеющим равномерный спектр в максимально возможной полосе частот, т.е. чтобы весовые множители, соответствующие различным частотным составляющим, участвующим в восстановлении изображения, выравнивали неравномерность спектра реально излучаемого сигнала. Подобная операция и реализуется в методах совместной пространственно-временной фильтрации [38, 39, 42, 43]. Модель измерений принимается в следующем виде (для двумерного случая) [38]:

$$s(x, t) = \iint h(x-x', y', t-2y'/c_0) \times \\ \times \tilde{O}(x'y') dx' dy' + n(x, t), \quad (7)$$

где $s(x, t)$ — измеряемый сигнал; $O(x, y)$ — искомая функция неоднородностей; $h(x, y, t)$ функция рассеяния точки (point spread function); $n(x, t)$ — аддитивный шум; c_0 — скорость звука в исследуемой среде. Недостатком (7) является зависимость функции h от глубины залегания дефекта, хотя эта зависимость не является определяющей (считается [38], что 20 %-ная ошибка в задании y не приводит к существенному ухудшению изображения). Модель (7) не снимает существенное ограничение, связанное с возможностью представления неоднородности в виде совокупности точечных невзаимодействующих отражателей. При бесконечных пределах интегрирования и $n(x, t) = 0$ (7) в окрестности плоскости $y = y_0$ приводится к следующему эквивалентному выражению:

$$S(k_x, \omega) = H(k_x, y_0, \omega) \tilde{O}(k_x, 2\omega/c_0), \quad (8)$$

где $S(k_x, \omega) = F^2[s(x, t)]; H(k_x, y_0, \omega) =$

$$= F^2[h(x, y, t)]; \tilde{O}(k_x, k_y) = F^2[O(x, y_0, t)].$$

Для устойчивого определения $\tilde{O}(k_x, k_y)$ из (8) обычно используют винеровскую фильтрацию, согласно которой

$$\tilde{O}(k_x, 2\omega/c_0) = \frac{H^*(k_x, y, \omega)}{|H(k_x, y, \omega)|^2 + \Phi^2} S(k_x, \omega). \quad (9)$$

Здесь Φ — регуляризирующая величина, зависящая от отношения сигнал—шум.

Процесс восстановления изображения сводится к:

- нахождению $S(k_x, \omega)$ путем двумерного фурье-преобразования функции $s(x, t)$;
- винеровской фильтрации по формуле (9);
- вычислению искомой функции $O(x, y)$ как двумерного обратного преобразования $\tilde{O}(k_x, k_y)$.

Строго говоря, в общем случае указанную последовательность операций следует выполнять для каждого фиксированного значения y . Функцию $h(x, y, t)$ наиболее целесообразно определять на тест-образцах, у которых $O(x, y) = \delta(x, y - y_0)$. В этом случае $s(x, t) = h(x, y_0, t - 2y_0/c_0)$.

Описанный алгоритм вплотную примыкает к многочастотной голографии, в которой, во-первых, аналитически определяют функцию $h(x, y, t)$ и, во-вторых, при проведении измерений считают неподвижным источник звука, а отраженное поле измеряют с помощью приемника или приемной решетки [40, 41].

В [44] в целях уменьшения времени измерения процедуру временной фильтрации предложено выполнять в более грубом виде. При этом отраженный сигнал заменяют совокупностью прямоугольных импульсов, имитирующих δ -функцию, с амплитудой, равной максимальной амплитуде отраженного сигнала в пределах каждого импульса, и постоянной длительностью Δt . Затем осуществляют операцию свертки для каждого положения приемоизлучателя, причем функция $h(t)$ используемого фильтра имеет вид

$$h(t) = \begin{cases} 1, & |t| \leq \Delta t/2; \\ -0,5, & \Delta t/2 < |t| < 3\Delta t/2; \\ 0 & \text{при остальных } t. \end{cases}$$

А уже после фильтрации к отфильтрованным данным применяют описанный в начале раздела алгоритм метода синтезированной апертуры.

Приведенные в [44] результаты экспериментов для цилиндрических объектов демонстрируют перспективность такого промежуточного алгоритма.

3. РЕКОНСТРУКТИВНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ

Исторически развитие реконструктивной акустической томографии связано с преломлением результатов, полученных в рентгеновской томографии [1–3, 45].

Однако исследователи сразу же столкнулись с принципиальным отличием акустических томографических изображений от

соответствующих рентгеновских для тех же сред: визуально акустические изображения воспринимались как расфокусированные, достигаемое при этом разрешение оказывалось на порядок хуже и как для медицинской диагностики, так и для неразрушающего контроля было часто недостаточным. Подобный результат объясняется значительными погрешностями при лучевой аппроксимации волнового акустического поля и приближением о прямолинейном характере акустических лучей.

Большинство более поздних исследований связано с учетом рефракции [46, 48] и дифракции [45, 49–75] в алгоритмах восстановления изображений. Если для рентгеновских лучей характерный размер неоднородности, подлежащей идентификации, значительно больше длины электромагнитной волны и эффектами дифракции можно пренебречь с высокой степенью точности, то для акустической волны длина звука и размер неоднородностей часто величины одного и того же порядка. Таким образом, требования распознавать акустические неоднородности с разрешением, близким к длине волны звука, неминуемо приводит к необходимости учитывать эффекты дифракции. Были разработаны методы, названные дифракционной акустической томографией [46, 49, 50]. Они содержали ряд существенных аппроксимаций, главной из которых было сведение нелинейной обратной задачи дифракции к линейному виду за счет использования приближения Борна или Рытова. Дальнейшие исследования показали ограниченность этого подхода и стимулировали разработку целой серии методов для обратных задач акустики, также учитывающих дифракцию, но использующих меньшее количество предположений [71–75]. Несмотря на условность границ, особенно, между методами дифракционной томографии и более точными методами решения обратных задач, можно выделить ряд характерных черт, используемых в дифракционной томографии:

1. Учет эффектов дифракции.
2. Облучение объекта с разных пространственных положений (многоакурсность).
3. Использование первых приближений Борна или Рытова.
4. Сведение обратной задачи определения неоднородностей к ряду преобразований Фурье или смежных преобразований (вычисление свертки, преобразования Радона).

Вторая и четвертая черты перешли из рентгеновской томографии, а третья и (или) четвертая черты отсутствуют в более совершенных методах решения обратных задач

акустики.

Именно благодаря возможности, с одной стороны, учесть дифракцию, а с другой — использовать алгоритмы быстрых вычислений методы дифракционной акустической томографии широко исследуются и имеют хорошие перспективы практического применения.

Первоначально кратко опишем принципы реконструктивной томографии без учета дифракции. Исследуемый объект облучается под разными углами φ (рис. 7) плоской волной и при каждом φ с противоположной стороны объекта измеряется определенная физическая характеристика $W(\varphi, x')$. (Для акустической томографии это либо величина поглощения, либо время распространения звуковой волны от момента излучения плоской волны до момента приема звука в данной точке с противоположной стороны объекта.) Фундаментальное предположение, на котором основываются недифракционные методы реконструктивной томографии, базируется на справедливости следующего соотношения [1, 2, 47], связывающего измеряемую функцию $W(\varphi, x')$ с искомой функцией $O(x, z)$, описывающей изображение, т.е. распределение акустических неоднородностей (в случае отсутствия неоднородностей $O(x, z)=0$):

$$W(\varphi, x') = \int_L O(x, z) dl, \quad (10)$$

где L — траектория прямолинейного луча от плоскости, с которой излучается плоская волна, до точки (φ, x') в которой измеряется функция $W(\varphi, x')$.

Интеграл в (10) — это интеграл по лучу. На рис. 7 один из таких лучей AB выделен жирной линией. Если под $O(x, z)$ понимать поглощение звука на единице длины на фиксированной частоте ω , то интеграл описывает суммарное поглощение звука при прохождении звуком траектории луча. Тогда $W(\varphi, x') = \ln[P_0/P_{\text{и}}(\varphi, x')]$, где P_0 — амплитуда акустического давления в плоской волне до достижения ею исследуемой области; $P_{\text{и}}(\varphi, x')$ — амплитуда акустического давления в точке (φ, x') . При этом подразумевается, что излучаемая волна является гармонической или излучается длинный импульс с тем, чтобы обеспечить проведение измерений на установившемся участке переходного процесса, вызванного началом и концом импульса.

Если под $O(x, z)$ подразумевать функцию неоднородностей $O(x, z) = [c(x, z) - c_0]/c(x, z)$, где c_0 — скорость звука среды в отсутствие неоднородностей; $c(x, z)$ — скорость звука в

окрестности точки (x, z) , то $W(\varphi, x') = c_0 \Delta t(\varphi, x')$.

Здесь $\Delta t(\varphi, x') = D/c_0 - t_p(\varphi, x')$; D/c_0 — время распространения звука от излучателя до приемника в отсутствие неоднородностей; D — расстояние между плоскостью излучателя и плоскостью измерений (см. рис. 7); t_p — реальное время распространения звука по лучу. В этом случае для определения $W(\varphi, x')$ по существу требуется проведение фазовых измерений, в отличие от амплитудных, если под $O(x, z)$ понимать поглощение.

Анализ фундаментального предположения (10) позволяет оценить преимущества и недостатки описываемой реконструктивной томографии. К недостаткам относятся два существенных приближения, следующие из (10):

1. Аппроксимация траектории распространения луча прямой линией, т.е. отсутствие учета отклонения луча при распространении в неоднородной среде (рефракция).

2. Пренебрежение эффектами дифракции, проявляющимися в случае, если искомая неоднородность имеет малые волновые размеры.

Вместе с тем методы реконструктивной томографии, первоначально основанные на трансмиссионном способе получения информации, благоприятно дополняют методы отражательной томографии, рассмотренные выше в разд. 2. При реконструктивной томографии происходит накопление при распространении по лучу воздействия неоднородностей; таким образом, слабая, но протяженная неоднородность должна хорошо

идентифицировать на итоговом изображении, а сильная неоднородность за счет отражения от ее границы будет приводить к отклонению луча и, следовательно, на изображении граница окажется размазанной. Следовательно, при трансмиссионной реконструктивной томографии предпочтительнее восстанавливать слабые неоднородности. (Заметим, что в отражательных томографах наиболее четко отображаются резкие границы неоднородностей.)

В акустической томографии известны три типа алгоритмов реконструкции изображений: алгоритмы, основанные на разложении в конечные ряды (series expansion algorithms), и алгоритмы с использованием интегральных преобразований; последние, в свою очередь, также имеют две разновидности в зависимости от того, в пространственной или в частотной области реконструируется изображение [56] (рис. 8).

Указанное подразделение справедливо как для лучевой, так и для дифракционной томографии. Алгоритмы разложения в конечные ряды основаны на замене интегрального уравнения типа (10) или более сложных (при дифракционной томографии) на конечную сумму. Изображение получается в результате численного решения систем уравнений. Следует отметить, что реконструктивная томография начиналась с этих алгоритмов, но в данное время их популярность очень невелика. Это вызвано прежде всего разработкой алгоритмов, основанных на интегральных преобразованиях, что позволяет уменьшать время восстановления изображения. В обзоре основное внимание уделено алгоритмам, основанным на интегральных преобразованиях, что соответствует тенденциям в научных публикациях. Алгоритмы разложения в конечные суммы подробно описаны в [7] и смогут конкурировать с остальными лишь при резком увеличении производительности вычислительной техники или при решении задач, где они являются единственными (например, в алгоритмах, учитывающих рефракцию). Алгоритмы, основанные на интегральных преобразованиях, сводятся либо к вычислению преобразований Фурье (алгоритмами БПФ быстрого преобразования Фурье), либо к вычислению сверток. В связи с этим выражения для вычислений в пространственной и частотной областях взаимно обратимы и выбор того или иного алгоритма происходит с учетом анализа требуемой степени быстроты и простоты.

Алгоритмы реконструктивной недифракционной томографии основаны на теореме о центральном сечении или теореме о проек-

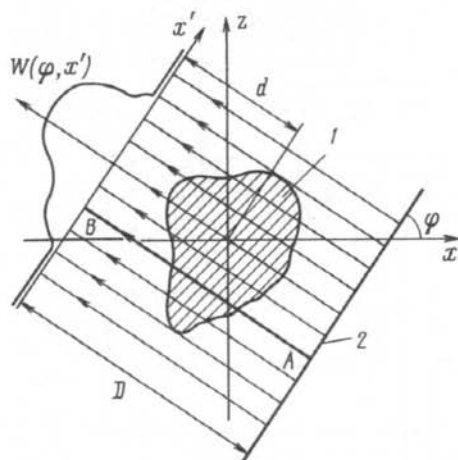


Рис. 7. Схема измерений в акустической реконструктивной томографии:

1 — исследуемая область неоднородностей, 2 — источник плоской волны

ционном слое (projection – slice theorem) [45]:

$$\text{где } \tilde{W}(\varphi, k_x) = \tilde{O}(k_x \cos \varphi, k_x \sin \varphi), \quad (11)$$

$$\tilde{W}(\varphi, k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\varphi, x') \exp(-ik_x x') dx';$$

$$\tilde{O}(k_x, k_z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} O(x, z) \exp(-ik_x x - ik_z z) dx dz.$$

Теорема о центральном сечении связывает Фурье-образ $\tilde{O}(k_x, k_z)$ функции неоднородности $O(x, z)$ с фурье-образом $\tilde{W}(\varphi, k_x)$ измеряемой функции $W(\varphi, x')$. Теорема о центральном сечении легко доказывается непосредственной подстановкой выражений для функций, входящих в равенство (11), если уравнение (10) представить в следующей более удобной форме:

$$W(\varphi, x') = \iint_{-\infty}^{+\infty} O(x, z) \delta(x \cos \varphi + z \sin \varphi - x') dx dz,$$

где $\delta(x)$ – δ -функция Дирака.

Теорема о центральном сечении названа так потому, что правая часть (11) при $\varphi = \text{const}$ представляет собой центральное (т.е. проходящее через начало координат) сечение двумерного преобразования Фурье. Таким образом, измеренная при одном

значении угла функция $W(\varphi, x')$ позволяет получить одно сечение образа $O(k_x, k_z)$ функции неоднородностей. Совокупность измерений в диапазоне углов $0 \leq \varphi < 180^\circ$ дает возможность полностью определить функцию $\tilde{O}(k_x, k_z)$ и, следовательно, используя обратное двумерное преобразование Фурье, искомую функцию $O(x, z)$.

Выражение (10) называется преобразованием Радона [2], а функция $W(\varphi, x')$ – радновским образом функции $O(x, z)$. С этих позиций соотношение (11) связывает преобразование Радона с преобразованием Фурье. Выражение (11) позволяет в явном виде представить зависимость функции $O(x, z)$ от $W(\varphi, x')$ и, таким образом, найти решение задачи реконструктивной недифракционной томографии. Перечислим два важных условия корректности такого пути:

1. Необходимо проводить измерения $W(\varphi, x')$ в широком диапазоне углов $0 \leq \varphi < 180^\circ$. В противном случае функция $\tilde{O}(k_x, k_z)$ становится известной только в ограниченном спектре пространственных частот k_x, k_z , что, в свою очередь, затрудняет определение функции $O(x, z)$ путем обратного двумерного преобразования Фурье.

2. При фиксированном угле φ функцию $W(\varphi, x')$ необходимо измерять при значи-

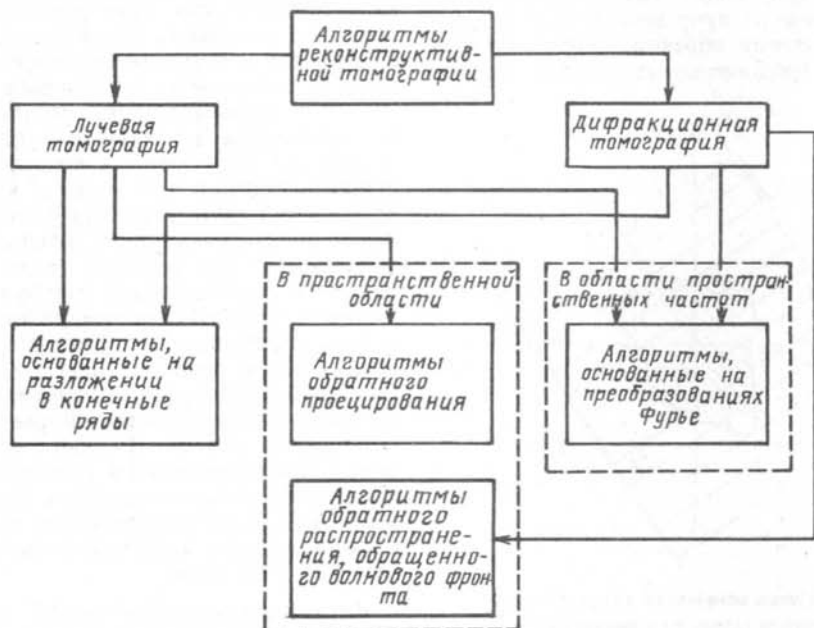


Рис. 8. Виды алгоритмов реконструктивной томографии

тельных вариациях переменной x' так, чтобы за пределами диапазона измерений можно было аппроксимировать функцию $W(\varphi, x')$ нулем. В противном случае становится некорректным вычисление необходимой далее в алгоритме функции $W(\varphi, k_{x'})$ с использованием преобразований Фурье.

Современные исследования в области реконструктивной акустической томографии развиваются в направлении уменьшения влияния или исключения отдельных предположений модели (учет рефракции и дифракции) и смягчения требований на полноту измеряемой информации. Кроме того, в рамках повышения информативности итогового изображения строятся алгоритмы, одновременно определяющие несколько видов неоднородностей — обычно неоднородности скорости звука (сжимаемости) и плотности [49], а также алгоритмы, более удобные с точки зрения проведения акустических измерений [49, 50].

Первоначально рассмотрим методы, ограничивающиеся лучевой моделью распространения звука. Для уменьшения влияния рефракции, т.е. отклонения звуковых лучей от прямолинейной траектории, используются два пути: расчет реальных траекторий акустических лучей [46] или эвристический учет некоторых эффектов рефракции [48].

Методы, в которых рассчитывается рефракция звуковых лучей, т.е. их реальные траектории, приводят к значительным затратам на время вычислений, так как для восстановления неоднородностей скорости звука методами томографии требуется знать лучевую картину поля, а для построения лучевой картины поля требуется, в свою очередь, знание распределения скорости звука. Поэтому обычно используются итеративные процедуры, на каждом шаге которых корректируется изображение на основании расчетов лучевой картины поля по изображению, полученному на предыдущем шаге. Подобные методы, называемые методами расчета траектории луча (ray-tracing methods), основаны на интегрировании дифференциальных уравнений, которые получаются из уравнения эйконала, описывающего распространение звука в неоднородной среде:

$$\nabla S(\mathbf{r}) \cdot \nabla S(\mathbf{r}) = [c_0/c(\mathbf{r})]^2 = n^2(\mathbf{r}), \quad (12)$$

где $S(\mathbf{r}) = \text{const}$ — волновые поверхности.

Непосредственное интегрирование дифференциального уравнения (12) с помощью численной процедуры (метод Рунге — Кутты и ему подобные) обычно не используется, а с целью экономии времени применяют бо-

лее простую схему. Анализ соответствующих алгоритмов содержится в [46].

Уравнение (12) записывается в виде

$$-\frac{d}{ds} \left[n(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right] = \nabla n(\mathbf{r}), \quad (13)$$

где s — криволинейная координата вдоль луча.

В окрестности фиксированного значения s радиус-вектор \mathbf{r} разлагается в ряд Тейлора, причем

$$\mathbf{r}(s+\Delta s) \approx \mathbf{r}(s) + \frac{d\mathbf{r}}{ds} \Delta s + \frac{1}{2} \frac{d^2\mathbf{r}}{ds^2} \Delta s^2.$$

В последнем соотношении выражение для второй производной берется из (13), в результате получается следующее уравнение:

$$\mathbf{r}(s+\Delta s) = \mathbf{r}(s) + \frac{d\mathbf{r}}{ds} \Delta s + \frac{1}{2n(\mathbf{r})} \times \\ \times \left[\nabla n(\mathbf{r}) - \left[\nabla n(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right] \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right] \Delta s^2. \quad (14)$$

Уравнение (14) можно решать, считая $d\mathbf{r}/ds \approx [\mathbf{r}(s) - \mathbf{r}(s-\Delta s)]/\Delta s$, или с использованием более сложных аппроксимаций, подробно описанных в 46 и основанных на законе Снелиуса.

В реконструктивной акустической томографии часто используют не плоский протяженный излучатель, создающий плоскую волну, а сканируемый направленный излучатель конечных размеров, создающий волну, близкую к сферической. При этом, так как не изменяется время распространения звука между расположенными друг против друга излучателем и приемником, возможно использование описанного выше алгоритма реконструктивной томографии [47]. Однако, оценивая отклонения излучаемой волны от прямолинейной траектории, можно скомпенсировать влияние рефракции [48]. Для этого с противоположной от излучателя стороны объекта прием осуществляется при каждом угловом и пространственном положении излучателя не одним приемником, а тремя с целью определения приемника, сигнал на выходе которого максимальный. В соответствии с максимальным значением прошедшего сигнала выбирается и определенный луч, а остальные два луча, показанные на рис. 9, игнорируются.

Выбранному лучу приписывается свое угловое положение φ_i и пространственное x_i .

При координатах центрального приемника (x_0, φ_0) координаты двух смежных приемников $(x_0 \pm \Delta s/2, \varphi_0 \pm \Delta \alpha)$ величины $\Delta s, \Delta \alpha$ показаны на рис. 9. В [48] предложено при

измерениях угловое положение задавать через 6° , а пространственное — через 2 мм (при диаметре излучателя 20 мм, частоте резонанса 2 МГц). За счет возможного отклонения лучей функция $W(\varphi, x')$ может иметь дискретность 2° по углу и 1 мм по координате x' .

С начала восьмидесятых годов в периодической литературе стали появляться публикации [45], в которых учитывались эффекты дифракции на неоднородностях при получении алгоритмов восстановления изображений. Как и в недифракционной акустической томографии, развивались в основном два направления: алгоритмы интерполяции в фурье-области (Fourier space interpolation algorithms) и алгоритмы фильтрации в пространственной области (filtered backpropagation algorithms). При интерполяции в фурье-области достигается на порядок большая скорость восстановления изображения, хотя сами алгоритмы значительно сложнее. Дифракционную акустическую томографию можно рассматривать как прямое обобщение недифракционной томографии еще и потому, что в основе алгоритмов дифракционной томографии лежит так называемая обобщенная теорема о проекционном слое (generalized projection-slice theorem), частным случаем которой является выражение (11).

Первоначально рассмотрим алгоритмы, основанные на определении неоднородностей скорости звука. Основное исходное дифференциальное уравнение имеет вид [49, 50]

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + k^2 p(\mathbf{r}) - k^2 O(\mathbf{r}) = -F(\mathbf{r}), \quad (15)$$

где $p(\mathbf{r})$ — акустическое давление (комплексная амплитуда) в точке \mathbf{r} ; $k = \omega/c_0$ — волновое число излучаемой волны частоты ω и скорости звука c_0 в пространстве без неод-

нородностей; $F(\mathbf{r})$ — функция источников;

$$O(\mathbf{r}) = [c^2(\mathbf{r}) - c_0^2] / c_0^2 = 1 - n^2(\mathbf{r}), \quad (16)$$

где $n(\mathbf{r}) = c(\mathbf{r})/c_0$ — рефракционный индекс.

Дифференциальное уравнение (15) решается при условии, что области источников и неоднородностей не пересекаются. Тогда (15) эквивалентно следующему уравнению Фредгольма второго рода:

$$p(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}') k^2 O(\mathbf{r}') p(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (17)$$

Если учесть, что измеряется функция $p(\mathbf{r})$ на какой-либо поверхности, то видно, что искомая функция $O(\mathbf{r})$ входит в (17) нелинейным образом. Для решения обычно используют приближения Борна или Рытова, сводящие задачи к линейному виду. Вводят понятие падающего поля $p_i(\mathbf{r})$, описывающее распределение акустического давления в отсутствие неоднородностей (когда $O(\mathbf{r}) \equiv 0$), таким образом, $p_i(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}') F(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$, где $G(\mathbf{r})$ — функция Грина уравнения Гельмгольца.

При использовании первого приближения Борна давление представляют в виде $p(\mathbf{r}) = p_s(\mathbf{r}) + p_i(\mathbf{r})$, $|p_s(\mathbf{r})| \ll |p_i(\mathbf{r})|$, где $p_s(\mathbf{r})$ — рассеянное поле.

При использовании второго приближения Рытова $p(\mathbf{r}) = p_i(\mathbf{r}) \exp[i\psi(\mathbf{r})]$, где $\psi(\mathbf{r})$ — комплексная фаза, $|\psi(\mathbf{r})| \rightarrow 0$.

В результате линеаризации получается следующее основополагающее интегральное уравнение:

$$D(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r}-\mathbf{r}') k^2 O(\mathbf{r}') p_i(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (18)$$

где

$$D(\mathbf{r}) = \begin{cases} p_s(\mathbf{r}) & \text{для первого приближения Борна;} \\ i p_i(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) & \text{для первого приближения Рытова.} \end{cases}$$

Первые приближения Борна или Рытова, используемые при получении уравнения (18), соответствуют так называемым слабым рассеивателям. Слабые рассеиватели — это неоднородности, акустический импеданс которых так близок к акустическому импедансу среды, окружающей рассеиватель, что акустическое поле в пределах рассеивателя может быть адекватно описано падающим полем источника, излучающего звук. Рассеиватель описывается как слабый, потому что амплитуда рассеянного поля по отношению к падающему мала. Несмотря на то, что приближения Борна и Рытова из-

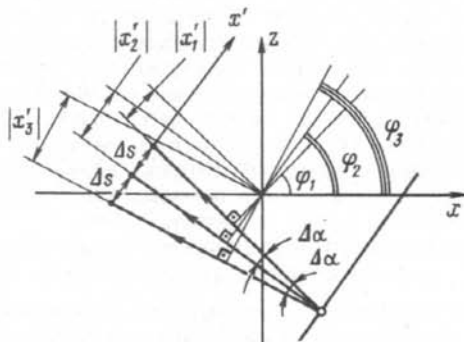


Рис. 9. Пояснение алгоритма лучевой реконструктивной томографии, учитывающего рефракцию звука

вестны давно, не уменьшается число приближений, в которых так или иначе исследовались последствия этих публикаций [51–56]. Численный анализ способен выявить целесообразность использования в конкретной задаче томографии одного из этих двух приближений. Что касается общих рекомендаций, то предлагается, по крайней мере, для медицинской томографии использовать приближение Рытова. Приближение Борна считается более грубым, хотя и предпочтительным с точки зрения простоты измерений. (Для измерения функции $\psi(\mathbf{r})$ требуется обеспечивать выполнение разветвления фазы для устранения разрывов.)

Уравнение (18) — это уравнение типа свертки, поэтому в дифракционной томографии разработаны алгоритмы, позволяющие находить функцию $O(\mathbf{r})$ из (18), учитывая набор функции $p_i(\mathbf{r})$, т.е. вид и (или) направление распространения исходной акустической волны, и измеренного поля $D(\mathbf{r})$ на определенной поверхности (обычно на плоскости или цилиндре). В предельных случаях, часто используемых при восстановлении изображения, (18) сводится к совокупности преобразований Фурье.

Перечислим наиболее известные способы измерений, исследованные в литературе.

1. Схема измерений полностью соответствует описанной выше схеме недифракци-

онной акустической томографии — излучаемая волна является плоской, измерения проводятся на параллельной плоскости с противоположной стороны объекта [45, 57, 61].

Учитывая, что $p_i(\mathbf{r}) = p_0 \exp(ik_0 \mathbf{r})$, $\mathbf{k}_0 = (k_{0x}, k_{0z})$, $G(\mathbf{r}) = (i/4) H_0^{(1)}(k|\mathbf{r}|)$, $H_0^{(1)}$ — функция Ганкеля первого рода нулевого порядка, из (18) имеем

$$\tilde{D}(\varphi, k_{x'}) = \frac{ik_z^2 p_0 \exp(ik_z d)}{2k_z} \times \tilde{O}(k_{x'} - k_{0x}, k_{z'} - k_{0z}), \quad (19)$$

где φ определяет направление распространения плоской волны; $\tilde{D}(\varphi, k_{x'}) = F\{D(\varphi, x')\}$; $\tilde{O}(k_x, k_z) = F^2\{O(x, z)\}$; F — символ преобразования Фурье; $k_{x'}^2 + k_{z'}^2 = k_{0x}^2 + k_{0z}^2 = k^2$; $k' = (k_{x'}, k_{z'})$; d — расстояние от начала координат до плоскости измерений.

Соотношение (19) иллюстрируется рис. 10. Слева показана схема сбора информации, заключающаяся в измерении вдоль прямой x' функции $D(\varphi, k_{x'})$. Прямой в

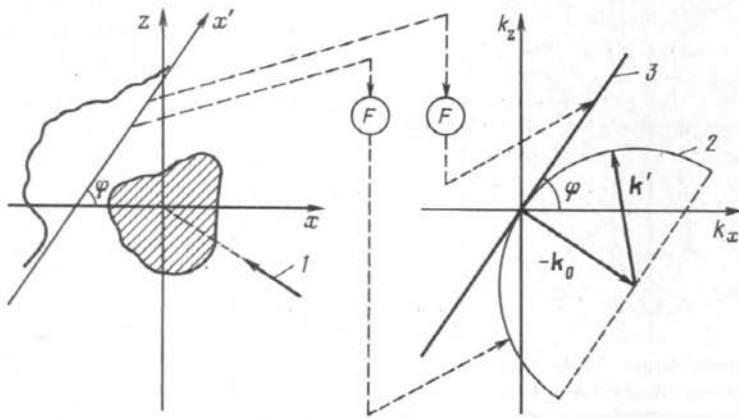


Рис. 10. Иллюстрация обобщенной теоремы о проекционном слое при параллельности плоскости измерений и источника плоской волны:

1 — направление распространения плоской акустической волны, 2 — образ прямой $k_{x'}$ в фурье—пространстве $k_x - k_z$ при учете эффектов дифракции, 3 — образ прямой $k_{x'}$ в фурье—пространстве $k_x - k_z$ без учета дифракции (в лучевой реконструктивной томографии)

плоскости (x, z) соответствует полуокружности радиуса k в плоскости (k_x, k_z) , показанная с правой стороны рисунка. Вдоль этой полуокружности располагаются значения функции, в которую множителем входит фурье-преобразование $D(\varphi, x')$ (в соответствии с формулой (19)). При этом аргумен-

ты функции $\bar{O}(k_x, k_z)$ в (19) могут быть выражены в следующей векторной форме: $k' - k_0$, где k характеризует распространение плоской волны, а k' — переменная величина, у которой k_x' меняется от $-k$ до k , а $|k'| = \text{const}$. Для сравнения на рис. 10 показано также аналогичное соответствие для случая недифракционной томографии (прямой в плоскости (x, z) соответствует прямой с тем же углом наклона в плоскости (k_x, k_z)).

Соотношение (19) известно [45] как обобщенная теорема о проекционном слое. Для нахождения функции $O(x, z)$ требуется знать функцию $\bar{O}(k_x, k_z)$, что достигается путем проведения измерений при разных углах поворота φ измерительной системы; в

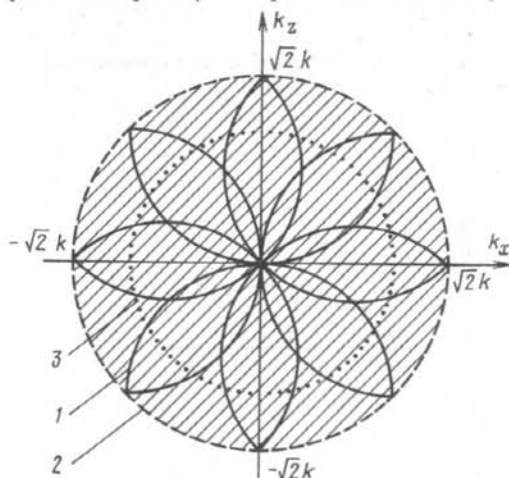


Рис. 11. Область фурье-образа функции неоднородностей (заштрихована), определяемая при многокурсном облучении при измерениях акустического давления в плоскости, перпендикулярной направлению распространения плоской волны излучения: 1 — образ прямой k_x при фиксированном направлении облучающей волны, 2 — граница зоны, в которой определяются значения $\bar{O}(k_x, k_z)$ на основании результатов измерений, 3 — множество центров окружностей, дуги которых образуют заштрихованную область

плоскости (k_x, k_z) формируется набор полуокружностей, заполняющий определенную часть плоскости. В рассматриваемой схеме сбора информации формируется круг радиуса $\sqrt{2}k$ (рис. 11).

При практических вычислениях либо непосредственно определяют двумерное обратное преобразование Фурье по области, заштрихованной на рис. 11, т.е. изображение восстанавливают по схеме: измерение $D(\varphi, x') \rightarrow$ вычисление $\bar{D}(\varphi, k_x) \rightarrow$ заполнение $\bar{O}(k_x, k_z) \rightarrow$ вычисление $O(x, z)$ либо, подставляя все формулы друг в друга, получают в явном виде выражение для $O(x, z)$ как функции от $D(\varphi, x')$ и выполняют вычисления по этой формуле.

Первоначально рассмотрим особенности первого вида алгоритмов, называемых алгоритмами интерполяции в фурье-области. Основная сложность и главная особенность подобных алгоритмов заключается в определении $O(x, z)$ по $\bar{O}(k_x, k_z)$ с учетом того,

что функция $\bar{O}(k_x, k_z)$ задана в непривычной координатной сетке — на совокупности пересекающихся полуокружностей. Для вычисления же быстрого преобразования Фурье требуется использовать декартовую систему координат. Поэтому приходится декартовым координатам (k_x, k_z) сопоставлять координаты (k_x', φ) . Легко показать, что в общем случае паре (k_x, k_z) соответствуют две пары $(k_x^{(1)}, \varphi^{(1)})$, $(k_x^{(2)}, \varphi^{(2)})$ причем $k_x^{(1)} \leq 0$, $k_x^{(2)} \geq 0$. Отсутствие взаимнооднозначного соответствия при координатных преобразованиях объясняется наличием пересекающихся дуг полуокружностей (см. рис. 11).

Из анализа рис. 10 следует [57]:

$$\begin{cases} k_x^{(1)} = k \sin\{2 \arcsin[\sqrt{k_x^2 + k_z^2} / (2k)]\}, \\ \varphi^{(1)} = \arctg(k_z / k_x) + \arcsin[\sqrt{k_x^2 + k_z^2} / (2k)], \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} k_x^{(2)} = -k \sin\{2 \arcsin[\sqrt{k_x^2 + k_z^2} / (2k)]\} \\ \varphi^{(2)} = \arctg(k_z / k_x) + \pi - \arcsin[\sqrt{k_x^2 + k_z^2} / (2k)] \end{cases}$$

При реализации алгоритмов интерполяции для каждой точки координатной сетки (k_x, k_z) находят соответствующие точки в координатах (k_x, φ) и далее выполняют интерполяцию, так как при измерениях φ и k_x определяются дискретно. Наиболее целесообразной является билинейная интерполяция.

Для нахождения выражения в явном виде для функции $O(x, z)$ в обратном преобразовании Фурье осуществляют замены переменных в соответствии с (20). В результате получается следующее выражение:

$$O(x, z) = \frac{k}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-k}^k D^-(\varphi, k_x) |k_x| \times \exp \left[j(\sqrt{k^2 - k_x^2} - k)(z' - d) \right] \exp(k_x x') dk_x, \quad (21)$$

где $x' = x \cos \varphi + z \sin \varphi$; $z' = -x \sin \varphi + z \cos \varphi$; d — расстояние от плоскости измерений до начала координат координатной системы (x, z) .

Выражение (21) обычно представляют в виде композиции следующих двух преобразований: фильтрации каждой проекции

$$\Pi_{\varphi}(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} D(\varphi, x') G_1(x - x', z - d) dx', \quad (22)$$

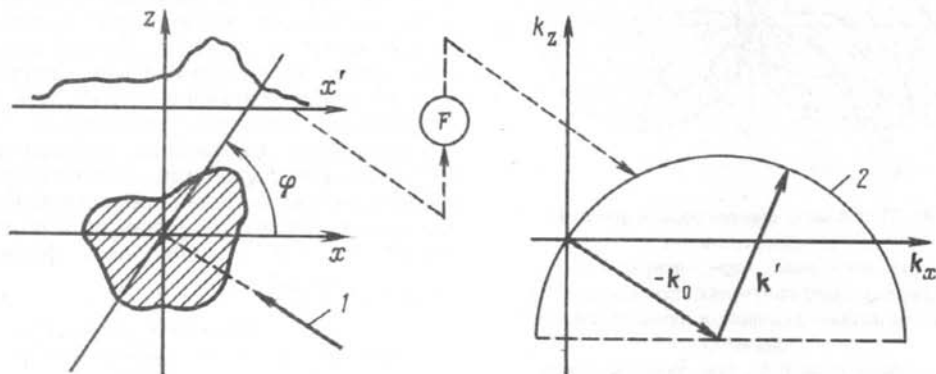


Рис. 12. Иллюстрация обобщенной теоремы о проекционном слое при проведении измерений в одной и той же плоскости:

1 — направление распространения плоской акустической волны, 2 — образ прямой k_x в фурье-пространстве $k_x - k_z$

где

$$G_1(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-k}^k \exp[jk_x x + (\sqrt{k^2 - k_x^2} - k)z] dk_x$$

и суперпозиции отфильтрованных проекций

$$O(x, z) = \frac{k}{4\pi} \int_0^{2\pi} \Pi_{\varphi}(x \cos \varphi + z \sin \varphi - x \sin \varphi + z \cos \varphi) d\varphi. \quad (23)$$

Выражения (22), (23) обычно сопоставляются в аналогичными для недифракционной реконструктивной томографии. Сравнение [45] показывает, что признаком дифракционной томографии является появление операций фильтрации (22). Поэтому описанный алгоритм реконструкции изображения в литературе именуется filtered backprojection algorithm, в отличие от filtered backprojection algorithm в случае недифракционной томографии; для последнего $\lim_{\lambda \rightarrow 0} \Pi_{\varphi}(x', z') = D(x', \varphi)$.

Отметим, что описанные выше два алгоритма (как в пространственной, так и в частотной области) основываются на том

факте, что за пределами круга радиуса $\sqrt{2} k$ функции $\tilde{O}(k_x, k_z)$ обращается в нуль. Это по существу означает низкочастотную аппроксимацию акустического изображения. Учет более высоких пространственных частот приводит к восстановлению изображе-

ния со сверхразрешением [11], что не нашло пока распространения в дифракционной акустической томографии.

Рассмотренная классическая схема проведения измерений имеет ряд существенных недостатков: она не обеспечивает удобства проведения измерений и их высокую скорость. Поэтому в более поздних исследованиях ряд авторов [49, 50, 56, 59, 60, 62] уделили пристальное внимание разработке алгоритмов при другом характере входной информации.

2. Для объектов с плоской границей удобно, чтобы граница совпадала с плоскостью измерений, а изменялось лишь направление облучения объекта плоской волной. Соответствующие такому случаю алгоритмы, описанные в [50], основываются на обобщенной теореме о проекционном слое (19). Отличие заключается только в диапазоне изменения переменной k_x ; диаметр полуокружности в плоскости (k_x, k_z) замыкающей края полуокружности параллелен оси абсцисс (рис. 12). Совокупность полуокружностей, образующихся при облучении объекта под разными углами, образует два круга, каждый радиусом k (рис. 13). В данном случае имеется взаимнооднозначное соответствие между координатами k_x, k_z и

координатами $k_x \varphi$ в терминах которых выполняются измерения. Для первого и четвертого квадрантов

$$\begin{cases} \varphi = \arcsin \left[\sqrt{k_x^2 + k_z^2} / (2k) \right] + \arctg(k_z / k_x), \\ k_x = k_x - k \sin \varphi \end{cases} \quad (24)$$

для второго и третьего квадрантов

$$\begin{cases} \varphi = \pi - \arcsin \left[\sqrt{k_x^2 + k_z^2} / (2k) \right] + \arctg(k_z / k_x), \\ k_x = k_x - k \sin \varphi. \end{cases} \quad (25)$$

Выражения (24), (25) позволяют выполнять аппроксимацию в фурье-области, функция $\tilde{O}(k_x, k_z)$ считается равной нулю за пределами области, заштрихованной на рис. 13; в остальном алгоритм аналогичен уже описанному выше.

3. Проведение измерений при облучении объекта такой акустической волной во многих случаях неудобно. Гораздо предпочтительнее вместо модели плоской волны использовать модель точечного источника.

В [59] рассмотренная выше схема измерений обобщается на случай измерения поля на плоскости при расположении точечных источников на параллельной плоскости с противоположной стороны объекта. Так как исследование ограничивается двумерным случаем, под точечным источником подразумевается излучение звука бесконечной линией. Целесообразность такого подхода подробно рассматривается с позиций проведения геофизических измерений. С точки зрения алгоритма восстановления изменения незначительны и связаны с использованием известного разложения цилиндрической волны по плоским. Массив измерений будет характеризоваться функцией $D(x'', x')$ соответствующей $D(\varphi, x')$, где x'' — координаты точечного излучателя. Для использования выражения, аналогичного (19), требуется выполнить лишнее фурье-преобразование: не только по переменной x' , что предусматривалось ранее, но и по переменной x'' , т.е. сформировать функцию $\tilde{D}(k_{x''}, k_{x'})$. Тогда

$$\begin{aligned} \tilde{D}(k_{x''}, k_{x'}) &= \frac{\pi k^2 \rho \exp(ik_{x''} z' - ik_{x'} z'')}{k_{x''} k_{x'}} \times \\ &\times \tilde{O}(k_{x''} - k_{x''}, k_{x'} - k_{x'}), \end{aligned} \quad (26)$$

где $k_{x''}^2 + k_{z''}^2 = k_{x'}^2 + k_{z'}^2 = k^2$; $z = z'$ — плоскость измерений $z = z''$ — плоскость расположения точечных источников; $\tilde{D}(k_{x''}, k_{x'}) = F^2\{D(x'', x')$

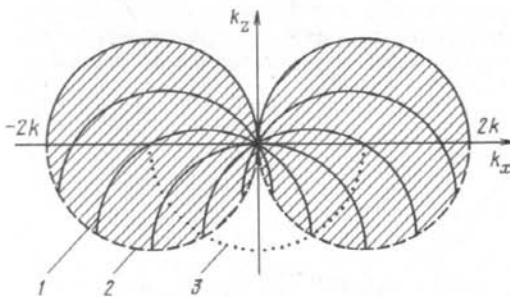


Рис. 13. Область фурье-образа функции неоднородностей

(заштрихована), определяемая при многокурсовом облучении при измерениях акустического давления в одной и той же плоскости:

1 — образ прямой k_x при фиксированном направлении облучающей волны, 2 — граница

зоны, в которой определяются значения $\tilde{O}(k_x, k_z)$ на основании результатов измерений, 3 — множество центров окружностей, дуги которых образуют заштрихованную область

x'); F^2 — двумерное преобразование Фурье. В (26) считается, что излучаемая волна p_i описывается выражением

$p_i(r) = i\pi p_0 H_0^{(1)}(k|r|)$, где $H_0^{(1)}$ — функция Ганкеля первого рода нулевого порядка.

В дальнейшем алгоритм аналогичен рассмотренному ранее. Область вычисляемых значений функции $\tilde{O}(k_x, k_y)$ имеет вид, показанный на рис. 13.

4. В [49, 60] разработаны алгоритмы дифракционной томографии для цилиндрической геометрии измерений. Для выполнения измерений используются независимо сканируемые по окружности радиуса R приемник и излучатель (рис. 14). При каждом угловом положении излучателя измеряют акустическое поле при всех угловых положениях приемника, затем меняют угловое положение излучателя. Таким образом, функция D , введенная в (19), является функцией двух угловых координат σ, β а аналогом расстояния d является радиус R . Фундаментальное соотношение (18) в цилиндрической системе координат представляется в виде

$$D(\beta, \sigma) = -\frac{ik^2}{4} \int r_0 dr_0 \int \alpha(r_0, \sigma_0) p_i(r_0, \sigma_0, \beta) \times \sum_m \exp[im(\sigma - \sigma_0)] H_m^{(1)}(kR) J_m(kr_0 d\sigma_0),$$

где J_m — функция Бесселя первого рода

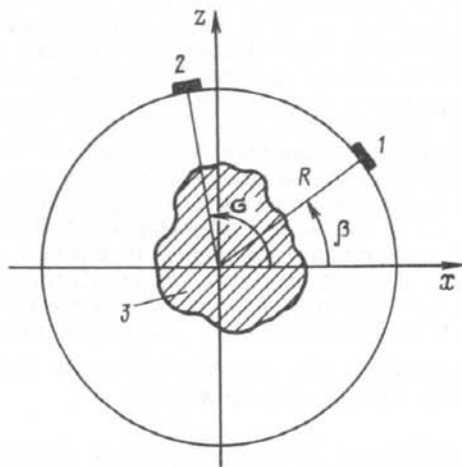


Рис. 14. Геометрия измерений при цилиндрической многолучевой реконструктивной томографии:

1 — источник звука, 2 — приемник звука, 3 — область неоднородностей

порядка m ; $H_m^{(1)}$ — функция Ганкеля первого рода порядка m .

При вычислениях первичного поля $p_i(r_0, \sigma_0, \beta)$ функцию источников $F(r_0, \sigma_0, \beta)$, входящую в дифференциальное уравнение (15), представляют в виде $F(r_0, \sigma_0, \beta) = 4\pi \delta(-r_0 - R) g[R(\sigma_0 - \beta)]$, функция g характеризует размер излучателя и, следовательно, его направленные свойства.

По своей сущности алгоритм восстановления напоминает обычный алгоритм дифракционной томографии. Однако за счет сложной геометрии измерительной установки и неплоской излучаемой волны расчетные формулы значительно сложнее. Алгоритм условно разбивается на три этапа:

1) по измеренной функции $D(\beta, \sigma)$ нахождение функции

$$\tilde{D}(\beta, k_\sigma) = 2ik^{-2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{i^n \exp(ink_\sigma)}{H_n^{(1)}(kR)} \times \int_0^{2\pi} D(\beta, \sigma) \exp(-in\sigma) d\sigma, \quad (27)$$

2) определение функции

$$\tilde{O}(k_\beta, k_\sigma) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^n}{\tilde{g}_n} \frac{H_n^{(1)}(kR)}{H_n^{(1)}(kR)} \times$$

$$\times \exp(-ink_\beta) \int_0^{2\pi} \tilde{D}(\beta, k_\sigma) \exp(in\beta) d\beta, \quad (28)$$

$$\text{где } \tilde{g}_n = \int_0^{2\pi} g(\eta) \exp(-inn\eta/R) d\eta,$$

3) определение искомого изображения

$$\alpha(r) = \frac{k^2}{8\pi^2} \iint \tilde{O}(k_\beta, k_\delta) |\sin(k_\delta - k_\beta)| \times \exp(ikr_0 \cdot r) dk_\delta dk_\beta, \quad (29)$$

$$\text{где } r = (\cos k_\delta - \cos k_\beta, \sin k_\delta - \sin k_\beta)$$

По сравнению с алгоритмом, для которого объект облучается плоской волной, а измерения выполняются на плоскости, при использовании цилиндрической геометрии измерений требуется пересчитать поле с окружности на плоскость, а затем выполнить подобный пересчет с источника конечных размеров на источник плоской волны.

Соотношения (27) – (29) как раз и позволяют осуществить такой пересчет, при этом величина k_σ является аналогом k_x в (19), а k_β определяет направление эквивалентной плоской волны. Выражение (29) является обратным двумерным преобразованием Фурье, т.е. позволяет перейти от пространственных частот к реальной координатной плоскости.

Основное достоинство описываемого алгоритма заключается в максимальной его приближенности к практическому использованию. Так, реализация измерений может выполняться путем размещения определенного количества неподвижных датчиков на окружности радиуса R через равные угловые интервалы и измерения сигналов с этих датчиков при последовательном излучении каждым датчиком акустических сигналов [60].

Большое количество публикаций [56, 58–62] основано на рассмотрении уже описанных комбинаций. Так, например, часто изменяют не только направление излучения плоской волны, но и ее частоту. Анализ выражения (19) и рис. 10–13 показывает, что это приводит к построению в фурье-области окружностей различных радиусов (радиус соответствует величине k). Таким образом заполняется фурье-пространство функции неоднородностей. Другой путь может заключаться в комбинации многоракурсного облучения и многоракурсного приема звука. (Если объект является прямоугольным бруском, то целесообразно проводить измерения рассеяния неоднородностями акустического поля на разных плоскостях бруска.) В любых случаях алгоритм измерения стремится построить таким образом, чтобы дуги окружностей заполняли как можно большую площадь в фурье-области. Если фурье-область функции $O(x, z)$ оказывается заполненной частично, то при восстановлении функции неоднородностей обычно считают $O(k_x, k_z) = 0$ в незаполненных областях. В результате изображение имеет неравномерное разрешение по различным направлениям.

Важным преимуществом дифракционной акустической томографии является возможность различения характеристик исследуемых объектов. Наиболее часто ставится задача отдельной идентификации неоднородностей сжимаемости и плотности. (Напомним, что в описанных выше алгоритмах вводились неоднородности показателя преломления или скорости звука – выражение (16), при этом распределение плотности считалось постоянным.) При одновременном

рассмотрении неоднородностей сжимаемости и плотности скалярное волновое уравнение, описывающее рассеяние звука, по-прежнему имеет вид (15), только для водоподобных сред функция $O(\mathbf{r})$ записывается в следующей форме [49, 61]:

$$O(\mathbf{r}) = -[\gamma_{\mathbf{K}}(\mathbf{r}) + \gamma_\rho(\mathbf{r})] - \frac{1}{2}k^{-2}\nabla^2\gamma_\rho(\mathbf{r}), \quad (30)$$

где $\gamma_{\mathbf{K}}(\mathbf{r}) = [\mathbf{k}(\mathbf{r}) - \mathbf{k}_0]/k_0$ – неоднородности сжимаемости; $\mathbf{k}(\mathbf{r}) = 1/[\rho(\mathbf{r})c^2(\mathbf{r})]$ – пространственное распределение сжимаемости; k_0 – сжимаемость в отсутствие неоднородностей; $\gamma_\rho(\mathbf{r}) = [\rho(\mathbf{r}) - \rho_0]/\rho_0$; $\rho(\mathbf{r})$ – пространственное распределение плотности; ρ_0 – плотность в отсутствие неоднородностей.

Как показано в [49], функции $O(\mathbf{r})$ в пространственной области соответствует следующая функция $\tilde{O}(\mathbf{K})$ в области пространственных частот:

$$\tilde{O}(\mathbf{K}) = -[\tilde{\gamma}_{\mathbf{K}}(\mathbf{K}) + \tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K})] + \frac{1}{2}k^{-2}|\mathbf{K}|^2\tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K}), \quad (31)$$

где $\mathbf{K} = (k_x, k_y, k_z)$ (для двумерного случая $\mathbf{K} = (k_x, k_z)$);

$$\tilde{\gamma}_{\mathbf{K}}(\mathbf{K}) = F^n\{\gamma_{\mathbf{K}}(\mathbf{r})\}; \quad \tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K}) = F^n\{\gamma_\rho(\mathbf{r})\};$$

n – размерность задачи ($n=2$ или $n=3$).

Выражение (30) справедливо при любой схеме сбора информации – как для первого приближения Борна, так и для первого приближения Рытова. Интересная особенность неоднородностей сжимаемости и плотности заключается в том, что, если не учитывать дифракцию, последний член в (31) обращается в нуль и восстанавливаемое изображение представляет собой неразделяемую суперпозицию полей неоднородностей плотности и сжимаемости. В дифракционной реконструктивной томографии именно благодаря последнему слагаемому в (31), включающему частотный множитель, удается различить и отдельно идентифицировать эти два вида неоднородностей. В [49, 61] предложено проводить измерения на двух и более частотах. Если обозначить через k_1 и k_2 волновые числа, соответствующие частотам ω_1 и ω_2 ($k_{1,2} = \omega_{1,2}/c_0$) и ввести параметр k как аргумент функции $O(\mathbf{K})$, имеем систему двух уравнений:

$$\tilde{O}(\mathbf{K}, k_i) = -[\tilde{\gamma}_{\mathbf{K}}(\mathbf{K}) + \tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K})] + \frac{1}{2k_i^2}|\mathbf{K}|^2\tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K}), \quad (32)$$

$$i=1, 2,$$

относительно двух переменных $\tilde{\gamma}_{\mathbf{K}}$ и $\tilde{\gamma}_\rho$. Решая систему (32), получаем

$$\tilde{\gamma}_\rho(\mathbf{K}) = 2k_1^2 k_2^2 [\tilde{O}(\mathbf{K}, k_2) - \tilde{O}(\mathbf{K}, k_1)] /$$

$$/ [|\mathbf{K}|^2 (k_2^2 - k_1^2)], \quad (33)$$

$$\tilde{\gamma}_k(\mathbf{K}) = -\gamma_\rho(\mathbf{K}) + [k_2^2 \tilde{O}(\mathbf{K}, k_2) - k_1^2 \tilde{O}(\mathbf{K}, k_1)] /$$

$$/ (k_2^2 - k_1^2). \quad (34)$$

Осуществление вычислений по выражениям (33), (34) не представляет сложности, лишь когда $|\mathbf{K}|$ не слишком мало. При малых $|\mathbf{K}|$ существенное влияние начинают оказывать шумы и погрешности измерений; для уменьшения влияния последних в [49] предложено решать переопределенную систему (32), считая $i = 1, 2, \dots, n$, где n — число частот, на которых проводятся измерения. Кроме того, функция сжимаемости в общем виде является комплексной, так как она учитывает и поглощение звука. Поглощение является частотно-зависимым. Поэтому, строго говоря, вместо $\tilde{\gamma}_k(\mathbf{K})$ следует писать $\gamma_k(\mathbf{K}, k)$. Пренебрежение частотной зависимостью функции γ_k также вносит дополнительные погрешности при вычислениях по выражениям (33), (34).

Рассмотренные методы дифракционной томографии предполагают, что акустическая неоднородность, при восстановлении которой справедливы первые приближения Борна или Рытова, располагается в одномерном изотропном пространстве. Поэтому в ряде исследований стараются расширить области использования дифракционной томографии. Так, в [62] алгоритмы восстановления обобщаются на случай расположения неоднородностей в полупространстве, когда акустические преобразователи, излучающие и принимающие звук, отделены от исследуемой неоднородности границей, разделяющей среды с различными величинами скорости звука. Таким образом, вводятся в рассмотрение отражение и преломление акустических волн на границе, за которой требуется определить акустическое изображение. Акустическое поле измеряется на плоскости $z = z' > 0$, параллельной границе раздела (граница раздела соответствует плоскости $z = 0$). Падающая волна считается плоской, распространяющейся в верхнем полупространстве под углом θ_1 к оси z . В нижнем полупространстве волна будет распространяться под углом θ_2 в соответствии с законом Снелиуса: $k_1 \sin \theta_1 = k_2 \sin \theta_2$, где $k_{1,2} = \omega/c_{1,2}$; ω — частота излучаемой волны; c — скорость звука (первый индекс соответствует полупространству, в котором проводятся измерения, второй — полупрост-

ранству, в котором определяется распределение неоднородностей). Соотношение, аналогичное (19), т. е. связывающее пространственный спектр неоднородностей с пространственно-частотным спектром измеряемой функции, принимает вид [62]

$$\tilde{O}(k_x - k_2 \sin \theta_2, k_z - k_2 \cos \theta_2) =$$

$$= \frac{i}{k^2 p_0 T} (k_{z1} + k_{z2}) \times$$

$$\exp(-ik_{z1} z') \tilde{D}(\theta_1, k_x),$$

где $k_{z1} = \sqrt{k_1^2 - k_x^2}$; $k_{z2} = \sqrt{k_2^2 - k_x^2}$, z' — расстояние от границы раздела сред до плоскости измерений; коэффициент преломления

$$T = \frac{2k_1 \cos \theta_1}{k_1 \cos \theta_1 + k_2 \cos \theta_2}.$$

Остальные обозначения соответствуют таковым для выражения (19).

Еще один подход к дифракционной томографии описан в [63]. Он рассчитан на определение функции неоднородностей по ограниченному количеству проекций. Традиционный подход с использованием многомерного обратного преобразования Фурье предполагает, что Фурье-образ $\tilde{O}(k_x, k_z)$ функции неоднородностей известен в достаточно больших диапазонах изменения переменных k_x, k_z . Если же по условиям эксперимента измеряется малое число проекций, то пространство $k_x - k_z$ слабо заполнено, и разрешение томограммы оказывается недостаточным. В предположенном алгоритме [63] вводится определенное, не слишком большое число слоев (в пределах десяти), на которые разделяется область неоднородностей, каждый слой считается однородным. Вместо нахождения функций $O(x, z)$ требуется лишь знать функции $O_l(x)$, $l = 1, 2, \dots, n$, n — число слоев. Такая дискретизация позволяет по одной из переменных заменить обратное преобразование Фурье решением системы уравнений, т. е. снять по

существо требование знания функции $\tilde{O}(k_x, k_z)$ в широких диапазонах изменения переменных. Несмотря на справедливость такого подхода, он ограничен из-за плохой обусловленности матрицы решаемой системы уравнений и вплотную примыкает к методам, обеспечивающим сверхразрешение [11], со всеми их недостатками.

В [64] обратная задача решается без введения приближений Борна или Рытова.

Вместо этого акустической неоднородности, облучаемой источником звука, ставится в соответствие функция вторичных источников, алгоритмы нахождения последней подробно рассматриваются. Учитывается, что функция вторичных источников и характеризует произвольную акустическую неоднородность (неоднородность может быть упругой, представлять сильный рассеиватель и т. п.); решение получено при проведении измерений в дальней зоне неоднородности. Хотя, на первый взгляд, рассматриваемая постановка задачи реконструктивной томографии более общая, чем при введении конкретных видов неоднородностей, более детальное изучение показывает, что введение функции вторичных источников и соответствующего линейного дифференциального уравнения эквивалентно решению задачи в рамках первого приближения Борна, так как линеаризация Борна приводит к аналогичному дифференциальному уравнению. Отличие заключается лишь в том, что искомая функция вторичных источников однозначно не связывается с каким-либо видом неоднородностей.

Важным приближением описанных выше алгоритмов реконструктивной дифракционной акустической томографии является тот факт, что искомая неоднородность считается расположенной в однородном изотропном пространстве с постоянными значениями плотности ρ_0 и скорости звука c_0 . А сама неоднородность рассматривается как область изменения плотности и скорости звука по отношению к ρ_0 и c_0 . В такой постановке встает проблема правомерности второго важного используемого приближения, связанного с линеаризацией обратной задачи (первые приближения Борна или Рытова). Можно ли считать степень изменения плотности и скорости над фоновыми значениями достаточно малыми? Ответ на изолированный вопрос о правомерности использования линеаризации, как правило, положительный, что доказывается экспериментальными исследованиями [69] и математическим моделированием [65–68] (об этом уже говорилось выше в обзоре). Однако при практическом использовании методов реконструктивной томографии неоднородные слои, находящиеся до искомой неоднородности, могут выполнять нежелательную функцию как фокусировки, так и расфокусировки звуковых волн, приводя к возникновению погрешностей, не учитываемых во многих алгоритмах дифракционной томографии. Для таких слоев проблематична также и корректность первых приближений Борна или Рытова. Именно поэтому даль-

нейшие исследования в области реконструктивной томографии идут по пути учета неоднородного характера самой фоновой среды [71]. Это более совершенное приближение тем не менее приводит к резкому усложнению алгоритмов восстановления изображения. Если можно считать, что уже для классической дифракционной томографии существуют хорошо исследованные алгоритмы, то для неоднородной среды такие алгоритмы только начинают разрабатываться и нет сколь-нибудь ясного прогноза на их перспективность. С физической точки зрения эти усложненные алгоритмы означают по существу учет при восстановлении изображения как эффектов дифракции, так и рефракции звука.

В [70] предложен метод, носящий промежуточный компромиссный характер и имеющий ограниченные области применения. Для учета рефракционных искажений в области расположения искомой неоднородности предложено поместить набор отражателей, имеющих различную частотную зависимость отражающей способности. С помощью разработанного итерационного алгоритма осуществляется фокусировка на преобладающей на данном частотном диапазоне отражателе. Тем самым учитываются рефракционные искажения при распространении звука от системы преобразователей до неоднородности и обратно. Изображение ищется как совокупность изображений, полученных в окрестности каждого отражателя. Осуществляя алгоритмическую фокусировку звука в окрестности отражателей, координаты которых известны, считают, что погрешность на рефракцию звука, близкая к нулю в месте положения отражателя, не становится слишком большой в его окрестности.

Более строгий алгоритм разработан в [71]. Распределение акустических неоднородностей представляется в виде суперпозиции фоновых распределений $c_0(x, z)$ и $\rho_0(x, z)$ (рассмотрение ведется на двумерном примере) и флюктуаций этих функций: индекса горизонтальной плотности

$$\beta_x(x, y) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\ln \frac{\rho(x, z)}{\rho_0(x, z)} \right],$$

индекса вертикальной плотности

$$\beta_z(x, z) = \frac{\partial}{\partial z} \left[\ln \frac{\rho(x, z)}{\rho_0(x, z)} \right]$$

и рефракционного индекса

$$O(x, z) = 1 - c_0^2(x, z)/c^2(x, z),$$

где $\rho(x, z)$, $c(x, z)$ — истинные распределения плотности и скорости звука. В ходе

процесса восстановления происходит одновременное определение как функций $c_0(x, z)$ и $\rho_0(x, z)$, так и функций $\beta_x(x, z)$, $\beta_z(x, z)$, $O(x, z)$, причем вначале определяются фоновые распределения, чтобы определение остальных функций неоднородностей было корректно осуществлять с помощью приближений Борна. При такой постановке уравнение (15) принимает вид

$$\begin{aligned} \rho_0(x, z) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\rho_0(x, z)} \frac{\partial p(x, z)}{\partial x} \right] + \\ + \rho_0(x, z) \frac{\partial}{\partial z} \times \\ \times \left[\frac{1}{\rho_0(x, z)} \frac{\partial p(x, z)}{\partial z} \right] + \\ + \frac{\omega^2}{c_0^2(x, z)} p(x, z) = -F(x, z) + \\ + \beta_x(x, z) \frac{\partial p(x, z)}{\partial x} + \\ + \beta_z(x, z) \frac{\partial p(x, z)}{\partial z} + \\ + O(x, z) \frac{\omega^2}{c_0^2(x, z)} p(x, z), \end{aligned}$$

т. е. более сложную форму неоднородного уравнения Гельмгольца. Функция Грина такого уравнения, используемая в алгоритме восстановления, также резко усложняется. Вместо функции Грина $G(x, z, \xi, \eta) =$

$= (i/4) H_0^{(1)}(\omega \sqrt{(x-\xi)^2 + (z-\eta)^2} / c_0)$ для случая $\rho_0(x, z) = \rho_0$ и $c_0(x, z) = c_0$, для случая $\rho_0(x, z) = \rho_0(z)$, $c_0(x, z) = c_0(z)$ (т. е. если учитывать зависимость скорости и плотности только от одной координаты) имеем

$$\begin{aligned} G(x, z, \xi, \eta) \approx \frac{i}{4\pi} \sqrt{\frac{\rho_0(z)}{\rho_0(\eta)}} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[i \int_{\eta}^z q(\omega, v) dv]}{\sqrt{q(z, v) q(\eta, v)}} e^{iv(x-\xi)} dv, \end{aligned}$$

где $q(u, v) = [\omega/c_0(u)] \sqrt{1 - v^2 c_0^2(u)/\omega^2}$.

Предложенный в [71] рекурсивный алгоритм заключается в послойном представлении среды и последовательном вычислении значений функции неоднородностей и фоновых распределений для каждого слоя. Для слоев, лежащих ниже текущего, фоновые функции полагаются константами. Метод рассчитан на использование приближений Борна и решения интегральных уравнений фурье-методом. Все формулы здесь не приводятся, во-первых, их-за их

громоздкости, а во-вторых, из-за того, что, как отмечено авторами [71], цель их статьи не указать практический путь решения обратной задачи, а лишь продемонстрировать основные идеи; для практического использования еще требуется анализ точности, устойчивости и эффективности описанной процедуры.

Ряд алгоритмов решения обратных задач акустики, позволяющих получать томограммы, рассматриваются в [10], там же приведен обширный список литературы. При этом за счет значительного усложнения алгоритмов восстановления изображения удается отказаться от некоторых допущений, принимаемых в дифракционной томографии. В частности, вместо первого приближения Борна используются приближения более высокого порядка или непосредственно решается нелинейное уравнение с использованием итерационных алгоритмов. В [72] исходное интегральное уравнение сводится к системе алгебраических уравнений, а в [75] для решения используется метод граничных уравнений. В указанных работах основное внимание уделяется математическим аспектам обратных задач рассеяния звука на неоднородностях [72 - 75].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Акустическая томография является в настоящее время бурно развивающимся направлением, растет число возможных применений томографических систем и непрерывно увеличивается число научных публикаций. Естественно, что ряд вопросов, связанных с томографией, не нашел отражения в обзоре. Это касается доплеровской томографии, некоторых применений алгоритмов дифракционной томографии (например, в исследовании тепловых полей), а также многих частных задач. Кратко упомянуты также строгие методы решения обратных задач акустики, в основном, из-за пока ограниченной перспективы их использования в устройствах реконструктивной томографии.

Определенный отпечаток на научные публикации налагает система финансирования научных исследований. Большая часть работ, приводимых в списке литературы, относится к медицинским приложениям акустической томографии. Именно поэтому идентификация характерных для медицинских исследований неоднородностей плотности и сжимаемости, а также скорости звука изучена гораздо лучше, чем идентификация характеристической функции или распределений параметров Ламэ, характеризующих твердые среды. Почти не иссле-

дуются также вопросы томографии при учете распространения и взаимной трансформации различных типов волн (продольных и поперечных).

Отчетливо проявляются тенденции в развитии томографии. Наиболее широко в медицине используется отражательная эхотомография (разд. 1), а в неразрушающем контроле — методы синтезированной апертуры (разд. 2). Собственно реконструктивная томография применяется пока ограниченно (в основном, лишь в геофизических исследованиях). Однако анализ приводимых публикаций показывает хорошие перспективы реконструктивной акустической томографии. По существу, близится к завершению разработка таких алгоритмов восстановления изображений, которые могли бы использоваться в акустических томографиях для контроля реальных объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. — М.: Мир, 1983.
2. Бейтц Р., Мак-Доннел М. Восстановление и реконструкция изображений. — М.: Мир, 1989.
3. *Mathematical aspects of computerised tomography*, eds. G. T. Herman, F. M. M. — Berlin: Springer-Verlag, 1980.
4. Rosenfeld A., Kak A. C. *Digital picture processing*. — N. Y.: Academic Press, 1982.
5. Гринлиф Дж. Ф. — ТИИЭР, 1983, т. 7 N 3.
6. Луитт Р. М. — ТИИЭР, 1983, т. 71, N 7.
7. Цензор Я. — ТИИЭР, 1983, т. 71, N 3.
8. Мюллер Р. К., Кавех М., Уэйд Г. — ТИИЭР, 1979, т. 67, N 4.
9. Офир Дж., Маклад Н. Ф. — ТИИЭР, 1979, т. 67, N 4.
10. Буров В. А., Горюнов А. А., Сасковец А. В., Тихонова Т. А. — *Акуст. журн.*, 1986, т. 32, N 4.
11. Осетров А. В. — *Заруб. радиоэл.*, 1987, N 11.
12. Wade G. — In: *Acoustical Imaging*, v. 15, New York — London, 1987, p. 1 — 28.
13. Вошлкин А. К. — *Дефектоскопия*, 1990, N 1.
14. Schueler C. F., Lee H., Wade G. — *IEEE Trans.*, 1984, v. SU-31, N 4.
15. Herment A., Guglielmi J. P., Peronneau P., Dumeé Ph. — *Ultrason. Imag.*, 1989, v. 11, N 1.
16. Lee H. — *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1988, v. 84, N 6.
17. Richard B., Roucaurol J. — C., Perrin J. In: *Acoustical Imaging*, v. 15, New York London, 1987, p. 227 — 238.

18. Jiangguo M., Suping W., Yuxing H. — In *Proc. 10th Annual Int. Conf. of the IEE Eng. Med. and Biol. Soc.*, New Orleans, 1988, 4 — 7/XI, v. 1/4, p. 456 — 457.
19. Alais P., Kummer P., Nouailhas B., Pons F. — In: *Acoustical Imaging*, v. 15, New York-London, 1987, p. 239 — 252.
20. Clark G. A., Tilly D. M., Cook W. D. — *NDT Int.*, 1986, v. 19, N 3.
21. Ohta K., Watanade T., Kojima Ch., Yamada H. — *Jap. J. Appl. Phys.*, 1986, v. 25, Supp. N 1.
22. Manes G., Tortoli P., Andreuccetti F., Avitabile G., Atzeni C. — *IEEE Trans.*, 1988, v. UFFC-35, N 1.
23. Smith S. W., von Ramm O. T. — *Ultrason. Imag.*, 1988, v. 10, N 2.
24. Li Y., Ying Ch.-Fu. — *Ultrasonics*, 1987, v. 25, N 2.
25. Galloway R. L., Mc Dermott B. A. — *IEEE Trans.*, 1988, v. UFFC-35, N 1.
26. Mak D. K. — *Nondestruct. Test. Commun.*, 1989, v. 4, N 4.
27. Hsu D. K., Thompson D. O., Wormley S. J. — *IEEE Trans.*, 1987, v. UFFC-34, N 5.
28. Langenberg K. J., Berger M., Kreutter Th., Mayer K., Schmitz V. — *NDT Int.*, 1986, v. 19, N 3.
29. Thomson R. N. — *Ultrasonics*, 1984, v. 22 N 1.
30. Ishii J., Sasaki S., Kubota J. — In: *Acoustical Imaging*, v. 15, New York-London, 1987, p. 169 — 182.
31. Doctor S. R., Hall T. E., Reid L. D. — *NDT Int.*, 1986, v. 19, N 3.
32. Hall T. E., Doctor S. R., Reid L. D., Littlefield R. J., Gilbert R. W. — In: *Acoustical Imaging*, v. 15, New York — London, 1987, p. 253 — 266.
33. Ishii J., Sasaki S. — *Nondestruct. Test. Commun.*, 1987, v. 3, N 4 — 5.
34. Mak D. K. — In: *Acoustical Imaging*, v. 15, New York — London, 1987, p. 331 — 340.
35. Bell Z. W. — In: *Rev. Progr. Quant. Nondestruct. Eval.*, London, 1985, v. 4A p. 327 — 332.
36. Ozaki Y., Sumitani H., Tomoda T., Tanaka M. — *IEEE Trans.*, 1988, v. UFFC-35 N 6.
37. Ozaki Y., Sumitani H., Tomoda T., Tanaka M. — In: *Non-Destruct. Test.*, v. 4, Oxford, 1988, p. 2489 — 2498.
38. Burch S. F. — *Ultrasonics*, 1987, v. 25, N 5.
39. Chaloner C. A., Bond L. J. — *NDT Int.*, 1986, v. 19, N 3.
40. Teo T.-J., Reid J. M. — *Ultrason. Imag.*, 1986, v. 8, N 3.
41. Nagai K. — *Jap J. Appl. Phys.*, 1986,

- v. 25, Supp. N 1.
42. Ylitalo J., Alasaarela E., Koivukan gas J. — IEEE Trans., 1989, v. UFFC-36 N 3.
 43. Hayward G., Lewis J. E. — Ultrasonics, 1989, v. 27, N 3.
 44. Moshfeghi M., Hanstead P. D. — Ultrasonics, 1985, v. 23, N 5.
 45. Devaney A. J. — In: Inverse problem of acoustic and elastic waves, Philadelphia, 1984, p. 250 — 273.
 46. Denis F., Gimenez G., Peyrin F. — In: Acoustical Imaging, v. 15, New York — London, 1987, p. 371 — 382.
 47. Hutchins D. A., Hu J. K., Young R. P., Stoner R., Jansen D., Zhang Q. L. — J. Acoust. Soc. Amer., 1989, v. 85, N 2.
 48. Rao K. S., Srinivasan T. M. — Archives Acoustics, 1987, v. 12, N 3 — 4.
 49. Witten A., Tuggle J., Waag R. C. — J. Acoust. Soc. Amer., 1988, v. 83, N 4.
 50. Lan C. Q., Xu K. K., Wade G. — IEEE Trans., 1985, v. SU-32, N 1.
 51. Beydoun W. B., Tarantola A. — J. Acoust. Soc. Amer., 1988, v. 83, N 3.
 52. Soumekh M., Kaveh M. — IEEE Trans., 1986, v. UFFC-33, N 1.
 53. Leeman S., Chandler P., Ferrari L. A., Seggie D. A. — In: Progr. Underwater Acoust., New York — London, 1987, p. 35 — 41.
 54. Chaloner C., Bond L. J. — Electron. Lett 1986, v. 22, N 3.
 55. Chaloner C., Bond L. J. — IEE Proc., 1987, v. A134, N 3.
 56. Lo T.-W., Toksoz M. N., Xu S.-H., Wu R.-S. — Geophysics, 1988, v. 53, N 7.
 57. Pan S. X., Kak A. C. — IEEE Trans., 1983, v. ASSP-31, N 5.
 58. Nahamoo D., Pan S. X., Kak A. C. — IEEE Trans., 1984, v. SU-31, N 4.
 59. Harris J. M. — IEEE Trans., 1987, v. G 25, N 4.
 60. Witten A., Tuggle J., Waag R. C. — Appl. Phys. Lett., 1988, v. 53, N 1.
 61. Devaney A. J. — J. Acoust. Soc. Amer., 1985, v. 78, N 1.
 62. Duchene B., Lesselier D., Tabbara W. — IEEE Trans., 1987, v. UFFC-34, N 5.
 63. Lan C., Li X., Wade G. — IEEE Trans., 1988, v. UFFC-35, N 6.
 64. Abraham Ph. B., Gaumond Ch. F. — J. Acoust. Soc. Amer., 1987, v. 82, N 4.
 65. Duchene B., Lesselier D., Tabbara W. — IEEE Trans., 1988, v. UFFC-35, N 4.
 66. Robinson B. S., Greenleaf J. F. — J. Acoust. Soc. Amer., 1986, v. 80, N 1.
 67. Wu R.-S., Toksoz M. N. — Geophysics, 1987, v. 52, N 1.
 68. Celius L. J., Stamnes J. J. — Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1987, v. 808.
 69. Ylitalo J., Researcher J. — UTT Symp., 1989, N 93.
 70. Ikeda O. — J. Acoust. Soc. Amer., 1989, v. 85, N 4.
 71. Goutsias J. I., Mendel J. M. — J. Acoust. Soc. Amer., 1987, v. 81, N 5.
 72. Sacks P. E. — SIAM J. Appl. Math., 1988, v. 48, N 5.
 73. Colton D., Monk P. — Quart. J. Mech. and Appl. Math., 1987, v. 40, N 2.
 74. Kirsch A., Kress R., Monk P., Zinn A. — Inverse Probl., 1988, v. 4, N 3.
 75. Miyashita T., Ueda E., Shikata H. — Jap J. Appl. Phys., 1988, v. 27, Supp. N 1.

"СОПРОИР"

МАЛОЕ МНОГОПРОФИЛЬНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ ПРИМЕТ ПРЕДЛОЖЕНИЯ ОТ ЗАРУБЕЖНЫХ ФИРМ НА СОЗДАНИЕ СОВМЕСТНОГО ПРЕДПРИЯТИЯ

с профилем деятельности:

внедрение современных технологий и модернизация производства с целью выпуска экспортно-пригодной готовой продукции;
реализации готовой продукции на отечественном и зарубежном рынках.

"Сопроир" принимает заявки от отечественных предприятий и организаций на проектно-сметные и строительно-монтажные работы, а так же предложения по гальванической обработке металла.

Предложения направлять по адресу:

101000, Москва, Почтамт, а/я 693,
редакция журнала "Зарубежная радиоэлектроника",
(для МПП "Сопроир")