

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СКОРОСТИ ЗВУКА И ПОГЛОЩЕНИЯ В ФАНТОМАХ МЯГКИХ БИОТКАНЕЙ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ТОМОГРАФИРОВАНИЯ

© 2015 г. **В. А. Буров**, Д. И. Зотов, О. Д. Румянцева

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

119991 ГСП-1, Москва, Ленинские горы

Тел.: (495) 939-30-81; Факс: (495) 932-88-20; E-mail: burov@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 17.04.2014 г.

Работа посвящена реализации в конкретном томографическом устройстве двухшагового алгоритма, предназначенного для восстановления пространственных распределений скорости звука и коэффициента поглощения, прежде всего в мягких биотканях. Для формирования входных данных первого и второго шагов используется корреляционный алгоритм, основанный на определении временного сдвига времени распространения сигнала в присутствии объекта. Представляются результаты восстановления на основе данных, измеренных для объектов-фантомов с помощью разработанного экспериментального образца ультразвукового томографа. Обсуждаются проблемы, возникающие при восстановлении с низким разрешением первым шагом алгоритма, и иллюстрируется высокая пространственная разрешающая способность, достигаемая на втором шаге.

Ключевые слова: ультразвуковой медицинский томограф, пространственные распределения скорости звука и коэффициента поглощения, восстановление с низким и высоким разрешением.

DOI: 10.7868/S032079191502001X

1. СОСТОЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ТОМОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ (РАЗРАБОТКИ ПОСЛЕДНИХ ЛЕТ)

Под обратными задачами рассеяния понимается восстановление характеристик пространственных неоднородностей исследуемого объекта. В рассматриваемых ниже акустических задачах к таким характеристикам относятся фазовая скорость звука и поглощение. Объект зондируется первичными полями, падающими на него. Исходными данными для процесса восстановления является измеренное рассеянное акустическое поле в некотором множестве экспериментов. Быстрый прогресс в этой области связан с использованием идей общей теории обратных задач рассеяния, разрабатывавшихся в математической физике, в первую очередь в приложении к квантовому рассеянию элементарных частиц [1–3], а также к физике нелинейных волн типа солитонов. В настоящей работе внимание сконцентрировано на прикладных и вычислительных аспектах решения акустических обратных задач, возникающих при их практическом применении в медицинской томографии мягких биотканей, — прежде всего при томографическом ультразвуковом обследовании молочной железы с целью выявления зародившейся патологии на ранней стадии. В акустиче-

ских томографах предполагается регистрация экспериментальной информации при многоракурсном облучении исследуемого объекта первичными зондирующими волнами и многоракурсном же приеме сигналов, прошедших через объект. Именно многоракурсность информации, в сочетании с соответствующими алгоритмами обработки, позволяет с помощью акустических томографов не только восстанавливать изображение объекта (что имеет место и в УЗИ-системах), но и получать *количественные* характеристики этих изображений. В отличие от УЗИ-систем, ставших уже традиционными, акустические томографы (маммографы) пока находятся в стадии разработки. В связи с этим первая часть настоящей статьи содержит краткий обзор состояния дел в тех немногочисленных научных группах мира, которые в настоящее время занимаются разработкой акустических маммографов. Во второй части упоминаются некоторые особенности акустического маммографа, разрабатываемого на кафедре акустики МГУ, и описываются результаты первых экспериментов, проведенных на его основе.

Трехмерные системы акустического томографирования в настоящее время находятся еще в процессе развития как в техническом, так и в алгоритмическом плане [4–7]. Разрабатываемые практические системы в своем большинстве представ-

ляют собой объединение большого числа двумерных систем, так как обмен между слоями предполагается слабым и почти не учитывается [8, 9]. В более развитой схеме трехмерной томографии [5–7] на первом этапе предполагается использовать лучевые и борновские подходы.

Решение трехмерных обратных задач требует очень мощных вычислительных средств. Так, результаты практической реализации монохроматических алгоритмов Р.Г. Новикова, предназначенных для восстановления трехмерных акустических неоднородностей конечного объема [10, 11], показали, что помимо большой чисто математической сложности таких алгоритмов возникают серьезные трудности их программной и вычислительной реализации, связанные с очень большим объемом вычислительных операций. Алгоритм, основанный на подходе, названном его автором М.И. Белишевым “методом граничного управления (Boundary Control method – the BC method)” [12, 13], также встретился с аналогичными трудностями. По свидетельству Л.Н. Пестова, развившего этот подход вплоть до программной его реализации [14], объем вычислений даже при решении задачи восстановления сравнительно простого рассеивателя становится чрезвычайно большим. На необходимость использования суперкомпьютерных технологий для решения прикладных томографических задач обращено внимание в работе [15].

Следующая проблема, носящая не только технический, но и более фундаментальный характер, состоит в создании достаточно высокого входного отношения сигнал/помеха в системе. Получение изображения трехмерного рассеивателя значительных волновых размеров требует окружения его префокусирующими преобразователями малых размеров (около $\frac{\lambda_0}{2} \times \frac{\lambda_0}{2}$, где λ_0 – характерная длина волны), площадью в доли мм². Эти преобразователи должны создавать достаточно интенсивную первичную волну во всем объеме рассеивателя (обычно несколько литров, т.е. до 10⁴ см³), а приемники, имеющие такую же малую площадь и высокий импеданс, должны обеспечить хорошее соотношение “сигнал рассеянной волны/помеха”. Кроме того, большое количество преобразователей связано с применением многошаговой системы мультиплексирования, также набирающей шум и различного рода помехи. Тем не менее, практическая необходимость создания систем трехмерной интроскопии (особенно медико-диагностического назначения) настоятельно требует рассмотрения перспектив практической реализации подобных устройств и детального анализа принципов их построения.

Разработка непосредственно трехмерной системы была начата и, по-видимому, продолжается вплоть до настоящего времени группой, работаю-

щей в ФРГ, г. Карлсруэ [4–7]. После предварительной разработки [4] очевидные сложности создания такой системы привели авторов первоначально к отказу от учета неоднородностей среды в процессе обработки сигналов, и среда полагалась однородной с некоторыми средними значениями скорости. Это, в свою очередь, вынудило на первом этапе разработки ограничиться лишь отраженными сигналами, так как добавление просветных сигналов привело бы к их дефазировке относительно сигналов отражения. Кроме того, слабость зондирующего поля вынудила сузить диаграмму направленности преобразователей (т.е. увеличить их апертуру) до 30° вместо желательных 90°–100°, уменьшив размер области качественного восстановления до нескольких сантиметров. Тем не менее, многие характеристики созданного данной группой экспериментального образца весьма совершенны:

- широкая полоса частот (рабочий диапазон 2.5–3.5 МГц);
- большое число (≈ 1600) преобразователей, организованных в приемные группы (48 шагов мультиплексирования);
- высокая частота опроса (10 МГц, а позднее и 20 МГц).

Эти параметры ясно продемонстрировали основную сложность – оперативный сбор информации и ее обработка в описываемом экспериментальном образце томографа [4] занимали несколько часов.

Следующий вариант экспериментального образца [5], разработанный этой же группой, решал ряд проблем, связанных со сложностью создания трехмерных систем. Так, антенная решетка не была сплошной, а состояла из трех “этажей” кольцевых разреженных антенн, каждая из которых включала в себя 16 блоков; каждый блок объединял в себе 24 излучающих и 96 приемных преобразователей. Кольцевая система в процессе съема данных (требовавшего восемь часов!) занимала шесть угловых положений. Таким образом, итоговая, отчасти синтезированной, апертура заменяла собой префокусирующую систему из 2304 излучателей и 9216 приемников. Работа томографа проводилась в режиме “на отражение” на частоте 2.7 МГц, но при этом в процессе обработки сигналов учитывалась неоднородность фазовой скорости, оцениваемой из данных о временах пролета. Тем самым, применялся своего рода двухшаговый метод. Как и в первом варианте, излучатели обеспечивали высокое отношение сигнал/помеха лишь в небольшом объеме в центре антенной решетки. Экспериментальный образец был испытан на различных фантомных образцах. Другой вариант томографа предполагал расположение преобразователей по внутренней поверхности половины эллипсоида [6]. В целом, приведенные результаты четко говорят обо всем наборе сложных проблем, связанных с реализацией полноразмерной систе-

мы трехмерного акустического томографирования.

Наиболее продвинутый экспериментальный образец трехмерной системы [7] содержал 628 излучателей и 1413 приемников, объединенных в 480 параллельных каналов с частотой опроса 20 МГц и оцифровкой 12 бит. Полное заполнение приемоизлучающей апертуры осуществлялось за четыре положения эллиптической антенны. Синтезированная аппаратная функция такой системы была близка к сферически изотропной с диаметром около 0.25 мм на частоте 2.5 МГц. Общее время съема данных не превышало двух минут. Обращает на себя внимание широкая полоса используемых частот (до 1.5 МГц), а также хорошая отдача по излучению — до 6 кПа на расстоянии 12 см при амплитуде возбуждения около 50 В (ширина диаграммы до 40°).

Большая сложность полной трехмерной волновой томографии является основной причиной поисков более простых решений. Простейшим выходом представляется прямой синтез трехмерного изображения из множества двумерных томограмм [9]. Однако этот путь также связан с рядом сложностей. Главная из них заключается в том, что двумерная томограмма, полученная путем ультразвукового облучения, неизбежно имеет конечную толщину. Причиной этого является то, что изображение биологического объекта с линейными размерами в десятки сантиметров требует применения ультразвуковых полей с частотой в один или несколько мегагерц и с длиной волны в один миллиметр или доли миллиметра. Более высокие частоты слишком сильно поглощаются. Ближняя зона излучателей и приемников, тем не менее, должна простираться на все сечение органа, т.е. толщина h озвученного слоя не может быть меньше значения $h \geq \sqrt{L\lambda_0}$, где L — протяженность требуемой зоны, равная диаметру томографируемой области. Это означает, что $h \geq 1$ см. Тем самым, томография в одной плоскости ограничивает разрешение в направлении, перпендикулярном к этой плоскости, диаметром лучевой трубки, т.е. значением $\sqrt{L\lambda_0}$. В результате получаемое трехмерное изображение имеет резко различное разрешение в плоскости исходных томограмм (доли миллиметра) и в перпендикулярном направлении. Повышение разрешения, хотя бы частичное, позволяет затем синтезировать трехмерный образ объекта. Такой синтез не является строгим решением трехмерной обратной задачи, так как в этом случае обычно пренебрегается волновым обменом между слоями, который может быть существенным в случае контрастных рассеивателей сравнительно малых волновых размеров, присутствующих в слоях. Помимо этого, градиенты фазовой скорости в направлении, перпендикулярном плоскости томографирования, приводят к выходу излучения (и зоны чувствительности) из слоя и к искажению ис-

ходных двумерных томограмм. Таким образом, вторая существенная проблема состоит в том, что исходные двумерные томограммы не вполне независимы. Они связаны рассеянными полями, которые переходят из слоя в слой, по крайней мере, во втором борновском приближении, и создают взаимные искажения.

Выход в том и другом случаях состоит в хотя бы частичном учете волнового характера процесса формирования ультразвукового томографического изображения. При этом не удастся полностью сгладить различие в разрешающей способности в плоскости первичных томограмм и в ортогональном к ней направлении, но удастся сблизить их значения. Такие методы получили название “ $2\frac{1}{2}$ -мерная томография”. К ним относятся и методы, описанные, например, в [8, 16]. Информативные достоинства трехмерных образов диагностируемого объекта побуждают к попыткам постепенного совершенствования $2\frac{1}{2}$ -мерных систем томографии.

Одними из наиболее успешных представляются системы, которые разработаны группой исследователей, объединенных двумя институтами США: Karmanos Cancer Institute, Detroit, United States и Alfred E. Mann Institute for Biomedical Engineering, Los Angeles, United States. Одним из разработанных экспериментальных образцов, основанным на принципах лучевой томографии, был томограф [17]. Две линейные решетки, которые состояли из широкополосных преобразователей, способных работать в полосе от единиц до 30 МГц, малых размеров (0.4 × 0.4 мм) располагались напротив друг друга и совершали вращение вокруг томографируемой области. Измерялось время распространения сигнала и затухание сигнала по сравнению с водой. Обработка, аналогичная преобразованию Радона, использующая алгоритм обратного проектирования (Filtered backprojection) Деванея (Devaney A.J.), давала изображение органа на различных частотах. Увеличение помехоустойчивости и сокращение времени съема данных достигалось путем применения фазоманипулированных сигналов и согласованной фильтрации, что позволяло проводить излучение несколькими преобразователями одновременно. Применение высоких частот сужало диаметр лучевой трубки до единиц миллиметров, но, вместе с тем, создавало дополнительные трудности, связанные с высоким поглощением в ткани и отклонением оси лучевой трубки от прямой линии. Это искажало изображение, снижало разрешающую способность и уменьшало амплитуду принимаемого сигнала, приводя к ошибке в оценке поглощения. Такие отклонения в оценках принципиальны, так как классификация новообразований, т.е. их злокачественность, проводилась по характеру частотной зависимости коэффициента поглощения. Видимо, эти проблемы привели к тому, что основные исследо-

вания велись на частотах ниже 8 МГц. Тестирование на фантомах молочной железы не могло вызвать подобные искажения, так как фоновой средой фантома являлся агар-агар, в который были внесены малые включения из пластика, имитирующие новообразования.

Вторым источником ухудшения изображения являлись ошибки в оценке времени распространения. Усовершенствование метода оценки этого параметра [9] потребовало разработки достаточно изоциренных алгоритмов, давших заметное улучшение получаемых изображений слоев. Использовалась кольцевая антенная решетка из 256 преобразователей. Синтез трехмерного изображения осуществлялся на основе объединения нескольких десятков двумерных томограмм. При этом анализ изменения характера изображения по мере изменения координаты, перпендикулярной к слою, позволяет несколько повысить разрешение в этом направлении по сравнению с диаметром лучевой трубки. Тем не менее, достичь разрешения, обеспечиваемого решением обратной волновой задачи, по-видимому, не представляется возможным.

Очевидно, подобные соображения побудили исследователей, работавших в разное время и в разном составе над усовершенствованием экспериментальных образцов томографов, использовать не только лучевые, но и волновые методы. Весьма успешной была попытка, предпринятая в рамках совместной работы нескольких исследовательских центров, в том числе и Karmanos Cancer Institute [18]. Здесь рабочая частота экспериментального образца была снижена до значений 0,4–1,5 МГц, а алгоритм итерационного типа [18–20] использовал в качестве исходной оценки распределения параметров в исследуемой области, полученные в лучевом режиме. Дальнейшие итерации велись после разделения данных о рассеянном поле на частотные компоненты с шагом 20 кГц (определяется величиной, обратной к длительности временного интервала анализируемого рассеянного сигнала ≈ 35 мкс). Для каждой из частот методом конечных разностей вычислялось рассеянное поле (исходя из результата оценки рассеивателя на предыдущей итерации) и находился сигнал невязки с наблюдаемым полем. Этот сигнал “переизлучался” (алгоритмом типа backpropagation) в сторону восстанавливаемого рассеивателя, причем в сигнале невязки “снималась” несущая волна с помощью сигнала первичного падающего поля. Фактически итерационная поправка вносилась в каждый пространственный отсчет предыдущей оценки объекта. Таким образом, находились картины пространственного распределения фазовой скорости и поглощения [18] для каждого значения дискретизованной частоты, что позволяло проводить классификацию ткани по характеру этих зависимостей, выделяя участки, которые соответствуют частотному поведению, свойственному злокачественным новообразованиям.

Приведенные результаты позволяют говорить о несомненном успехе этого метода. Как и в других разработках, перемещение плоскости томографирования вдоль направления, ортогонального к этой плоскости, с шагом 1 мм позволяет синтезировать трехмерный образ объекта. При этом разрешение вдоль данного направления составляет 3–5 мм, что несколько хуже разрешающей способности в плоскости томографирования (≈ 2 мм). Результаты исследований в рамках развития ультразвуковых способов диагностики в институте Karmanos приведены в [19]. Место и информативная важность ультразвуковых методов в системах комплексного диагностирования подробно обсуждаются в работе [20]. В ней показано, что эти методы предоставляют очень важную и отчасти незаменимую информацию для принятия правильного диагностического решения.

В алгоритме другого типа [21] предлагается сначала из измеренных времен пролета оценить пространственное распределение скорости звука с грубым разрешением; учет эффектов рефракции улучшает качество такой оценки. После этого для получения итогового изображения используется волновая обработка, которая делается в приближении однократного рассеяния на неоднородном фоне с привлечением техники синтезированной апертуры и пространственной фильтрации.

Более поздняя работа [22] имеет в определенном смысле программное значение. Авторы отдают предпочтение времяпролетным (не волновым) методам, поставив своей главной целью создание быстро работающей и приемлемой по цене сети ранних диагностических учреждений. В связи с этим предлагается серьезное улучшение точности определения времени распространения путем введения данных не только об *абсолютных* временах распространения (что требует точных методов оценки момента вступления сигналов), но и об *относительных* временах, т.е. о разности времен распространения между одним излучателем и двумя близко расположенными приемниками [22, 23]. Эта разность времен распространения оценивается корреляционными методами для большого количества “троек” преобразователей (один излучатель и два приемника). Вся совокупность таких данных объединяется в единой большой системе линейных уравнений, решение которой (например, МНК-методом) позволяет снизить ошибку оценок времен распространения. Тогда процесс томографирования ограничивается только этими просветными данными, а также данными по поглощению.

Авторы работы [24] полагают, что качество времяпролетной томографии определяется не только размером первой зоны Френеля, но и рядом других факторов. К ним относятся точность измерения времени распространения сигнала, плотность лучевого покрытия (зависящая от количества используемых приемоизлучающих элементов), от-

ношение сигнал/помеха. Кроме того, показано, что использование при обработке времяпролетной томографии на основе изогнутых лучей (bent-ray travel-time tomography) дает заметное улучшение разрешения по сравнению с времяпролетной томографией на основе прямолинейных лучей, не учитывающих эффекты рефракции. Это важно иметь в виду для достижения хороших характеристик. Дело в том, что предельная разрешающая способность времяпролетной томографии обычно связывается с размером первой зоны Френеля. Однако лучевая теория игнорирует влияние окололучевой структуры, определяемой конечной шириной частотной полосы сигнала. В то же время, учет всех вышеперечисленных факторов дает возможность видеть на томограмме включения с размерами, которые меньше первой зоны Френеля до трех–четырех раз.

Работа [25] дает представление о возможностях томографа нового типа, в котором центральная рабочая частота повышена до 3 МГц, а вместо 256 приемозлучающих элементов антенной решетки используются 2048. В результате получаемое двумерное изображение томографируемого слоя молочной железы становится более контрастным, уменьшаются артефакты и повышается разрешающая способность.

Другой работоспособный алгоритм и образец $2\frac{1}{2}$ -мерного ультразвукового маммографа были разработаны [26] группой авторов, на протяжении многих лет занимающихся исследованиями в этой области. Так, работы S.A. Johnson, относящиеся к итерационным методам решения обратных задач рассеяния, появились в печати в начале 70-х годов [27–29]. В дальнейшем авторы этой разработки в разных публикациях выступали в различных составах, но относительно недавно вышедшая статья [26] содержит как описание устройства, так и результаты его испытаний с реальными пациентами. В устройстве используются многоэлементные линейные антенные решетки (каждая состоит из 512 преобразователей), работающие как в режиме излучения (излучается квазиплоская волна), так и в режиме приема (раздельно каждым преобразователем с поперечным размером 0.325 мм) в широкой полосе частот (0.3–2.5 МГц). Такие две параллельные решетки находятся на расстоянии около 20 см друг от друга и совершают дискретное вращение (180 положений с шагом в 2°) вокруг исследуемой молочной железы, находящейся между этими решетками. Съем данных в одной горизонтальной плоскости занимает около 20 мин, а обработка на персональном компьютере Pentium 2.4 ГГц требует 24 мин процессорного времени.

Таким образом, используются данные о рассеянии в направлении “вперед” под углами менее 60° . Этот режим позволяет рассчитывать прямые опор-

ные задачи в параболическом приближении для набора частот, лежащих в рабочей полосе. На этапе решения обратной задачи вычислительная программа осуществляет поиск минимума невязки между экспериментальными данными на множестве частот и текущей теоретической оценкой соответствующих данных, которая получается для текущих оцененных значений характеристик исследуемого органа. Процедура многокурсового и многочастотного режима позволяет избежать ложных решений, соответствующих локальным (побочным) минимумам невязки. Градиентно-итерационный поиск начинается с низких частот (начальные параметры берутся из данных, полученных на основе времени распространения звукового импульса), а затем для каждой более высокой частоты результат предыдущей оценки используется для вычисления сопряженного градиента, дающего значения текущих поправок. Используется априорное ограничение, – рассматривается только поглощение в ткани. Ценным результатом являются полученные оценки скорости ультразвука в различных патологических тканях, включая злокачественные образования. В злокачественных образованиях такие оценки заметно выше обычных значений и достигают величин вплоть до 1600 м/с при одновременном росте поглощения до 3 дБ/см на частоте около 2 МГц. Эти результаты согласуются с данными других исследований. Однако процедура оценки поглощения встретила с трудностью, отмечавшейся и другими авторами, – ложное завышение поглощения за счет рефракции падающего излучения в направлении, перпендикулярном к плоскости томографирования.

В образце ультразвукового маммографа [26] используется принцип озвучивания фиксированного слоя томографируемого органа и приема сигнала, усредненного по толщине этого слоя. Соответственно, на этапе обработки экспериментальных данных при построении минимизируемого функционала используются двумерные уравнения Липпмана–Швингера. В следующей модификации ультразвукового маммографа [30, 31] по-прежнему имеются две параллельные линейные антенные решетки, с помощью одной из которых озвучивается фиксированный слой. При этом приемная решетка состоит из преобразователей, расположенных уже в несколько рядов внутри озвученного слоя, вместо одного ряда в [26]. Например, в [30] высота излучающих преобразователей составляет около 20 мм, а в приемной решетке общей высотой 16 мм имеется шесть рядов, в каждом из которых 160 приемников, т.е. всего 960 приемников. В [31] общее количество приемников увеличено до 1536. Процесс дискретного вращения параллельных решеток и последующего подъема всей системы по вертикали для получения данных рассеяния от следующего слоя, частично перекрывающего предыдущий слой, аналогичен используемому в [26]. Характерное время

сьема данных для всех слоев составляет около восьми минут [31].

Прием размещения нескольких рядов приемников внутри озвученного слоя позволяет использовать прежнюю логику процедуры обработки, однако уже на основе трехмерных уравнений. В качестве начального приближения для пространственных распределений скорости звука и поглощения используются оценки, полученные в каждом слое при двумерной обработке. Учет процесса перерасеяния волн между различными вертикальными уровнями внутри озвученного слоя устраняет ложные оценки значений скорости звука и поглощения, которые могут возникать при двумерной обработке. Итоговое пространственное распределение скорости звука имеет разрешение не хуже 1.5 мм при использовании данных на шести частотах в интервале от 0.8 до 1.25 МГц; распределение поглощения восстанавливается хуже [31]. Кроме того, в рассматриваемой модификации томографической системы имеются три дополнительных приемоизлучающих массива, предназначенных для сбора данных в режиме отражения. Обработка таких данных на основе лучевого алгоритма, но с учетом уже полученных распределений скорости звука и поглощения, позволяет увидеть мелкоструктурные образования с размером менее 1 мм.

2. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ДВУХШАГОВОГО ТОМОГРАФИРОВАНИЯ МЯГКИХ БИОТКАНЕЙ

Ниже внимание сконцентрировано на прикладных аспектах, связанных с медицинской акустической томографией мягких биологических тканей для ранней диагностики новообразований [32] с помощью опытного образца ультразвукового медицинского томографа [33], разработанного на кафедре акустики МГУ. Восстановление выполнено на основе экспериментальных данных, измеренных в реальном томографическом эксперименте с объектами-фантомами. Используемые при томографировании интенсивности импульсных первичных волн невелики — до 0.1 Вт/см². Поэтому нелинейные эффекты взаимодействия волн достаточно слабы, и на приемниках регистрируются сигналы, многократно рассеянные без изменения частоты (т.е. линейно в этом смысле) на акустических неоднородностях, присутствующих внутри исследуемого объекта. Итогом томографии такого типа являются картины количественного распределения скорости звука и поглощения, восстановленные на основе всей совокупности измеренных полей при разных ракурсах облучения и приема. Восстановление этих распределений обеспечивает высокое пространственное разрешение, что позволяет врачу-диагносту сделать заключение о наличии и характере патологии. Так, значения скорости звука и поглощения замет-

но увеличены в онкологически пораженных тканях по сравнению со здоровыми тканями [18, 26].

Обсуждаемые ниже алгоритмы предназначены для обработки данных, которые поступают с упомянутого опытного образца томографа. Используется двумерная круговая томографическая схема, в которой приемоизлучающие преобразователи располагаются на окружности; внутри окружности находится томографируемый объект. Рабочие частоты применяемого импульсного режима зондирования объекта лежат в мегагерцовом диапазоне. Преобразователи, работающие как в режиме излучения, так и в режиме приема, представляют собой сектор пьезокерамического тонкостенного цилиндра с радиусом $R_{\text{trans}} = 9.5$ мм и центральной рабочей частотой около 1.25 МГц при ширине рабочей полосы около 300 кГц. Выпуклая рабочая поверхность преобразователей согласована по импедансу с водой (используемой в качестве иммерсионной жидкости) через четвертьволновой слой. Поскольку исследуемый объект имеет линейные размеры 10–20 см, для восстановления значений скорости звука и поглощения в нем нужно иметь экспериментальные данные рассеяния от нескольких сотен приемоизлучающих преобразователей. В томографе реально установлены только 26 преобразователей, однако антенная решетка разрежена специальным образом, т.е. преобразователи расположены на окружности неравномерно, в предварительно рассчитанных позициях; конкретные номера этих позиций и принцип их выбора описаны в [33]. Разреженная решетка позволяет работать с преобразователями, имеющими значительные волновые размеры и большую рабочую поверхность, за счет чего обеспечивается их низкий электрический импеданс. Такие преобразователи в режиме излучения возбуждаются электрическими импульсами малого напряжения, а их малый импеданс снижает уровень наводок в режиме приема. Кроме того, антенная решетка может вращаться, и за один полный оборот она занимает последовательно 256 дискретных угловых позиций (индекс $n = \overline{0, 255}$) с равномерным угловым шагом дискретизации $2\pi/256$. В каждой фиксированной угловой позиции антенной решетки n осуществляется сбор экспериментальных данных, когда один из преобразователей излучает и при этом все 26 преобразователей принимают; $\tilde{S} = \overline{1, 26}$ — индекс излучателя, $\tilde{R} = \overline{1, 26}$ — индекс приемника. Подобным образом используются все 26 излучателей, после чего антенная решетка поворачивается на один угловой шаг и процесс измерения повторяется. Благодаря сочетанию разреженной решетки и вращения, получаемый полный объем экспериментальных данных оказывается эквивалентным объему данных, который был бы получен с неподвижной антенной решетки, содержащей 256 приемоизлучающих преобразователей. Поскольку при вращении одно и то же поло-

жение пары преобразователей “излучатель—приемник” реализуется неоднократно, то возникает дублирование данных. Среднее количество экземпляров данных, соответствующих фиксированному положению “излучатель—приемник”, оценивается следующим образом. Для неподвижной решетки, состоящей из 256 эффективных приемоизлучающих преобразователей, полное количество принятых импульсов равно 256^2 . В то же время, для разреженной решетки с вращением, состоящей из 26 преобразователей, полное количество принятых импульсов при 256 углах поворота составляет 256×26^2 , т.е. примерно в 2.5 раза больше по сравнению с неподвижной решеткой. Таким образом, средний коэффициент дублирования данных составляет ≈ 2.5 .

Процедура обработки экспериментальных данных и получение в итоге распределений скорости звука и поглощения в томографируемом объекте (органе пациента) состоит из нескольких этапов, которые далее условно будут называться нулевым, первым и вторым шагом. Ввиду аппаратных погрешностей и возможной зависимости характеристик иммерсионной жидкости от температуры окружающей среды, процессу собственно реконструкции изображения должны предшествовать некоторые процессы вспомогательных измерений, позволяющие компенсировать влияние упомянутых факторов на качество реконструкции. На нулевом шаге определяются параметры непосредственно томографической установки, которые не связаны с присутствием исследуемого органа. Это, во-первых, скорость звука и коэффициент поглощения в иммерсионной жидкости, в которую погружается исследуемый орган, при данной температуре в отсутствие пациента. Способ определения упомянутых параметров изложен в [32]. Во-вторых, оцениваются геометрические и фазовые поправки, связанные с неидеальным расположением эффективных центров преобразователей на окружности, а также с погрешностями излучения и приема сигналов. В-третьих, нужно определить отклонение положения геометрического центра антенной решетки от положения центра вращения антенны в целом. Первый и второй шаги посвящены непосредственному восстановлению пространственных распределений скорости звука и поглощения в исследуемом объекте. Для этого используется двухшаговый метод [34, 35]. В двухшаговом алгоритме на первом шаге формируются входные данные путем определения временного сдвига корреляционным методом при мешающем воздействии сигналов от побочных лучевых трубок, и затем воспроизводятся крупномасштабные детали рассеивателя. На втором шаге уточняются мелкие детали рассеивателя, т.е. тонкая структура. Близкий по логике подход используется также в [9]. Кроме того, в рассматриваемом томографе возможен режим, при котором одновременно с восстановлением картины распределения скоро-

сти звука и поглощения восстанавливается картина кровотока в исследуемом органе [36] как дополнительная диагностическая характеристика.

2.1. Корреляционное определение временного сдвига сигналов в присутствии томографируемого объекта

На первом шаге процедуры восстановления нужно оценить неизвестные распределения крупномасштабных пространственных деталей рассеивателя, т.е. фактически сильно “сглаженные” по пространству истинные распределения. Характерный размер таких деталей (масштаб изменения пространственно-сглаженных распределений акустических характеристик) определяется диаметром лучевой трубки $\sqrt{L\lambda_0}$ и составляет не менее нескольких длин волн, т.е. 5–10 мм при работе в мегагерцовом диапазоне частот и $L \approx 10$ –20 см. Первый шаг необходим, поскольку значения скорости звука и коэффициента поглощения могут изменяться в широких пределах не только для биотканей различного типа, но и для однотипных биотканей различных пациентов. Как следствие, первое борновское приближение для восстановления рассеивателя в отсутствие первого шага реконструкции оказывается неработоспособным.

Входными данными первого шага являются разность времен распространения сигнала в присутствии исследуемого объекта t_{RS} и в его отсутствие t_{RS}^0 (для восстановления крупномасштабного распределения скорости звука), а также отношение эффективных амплитуд соответствующих сигналов A_{RS} , A_{RS}^0 (для восстановления распределения коэффициента поглощения) при всестороннем озвучивании объекта и использовании всех угловых позиций антенной решетки, характеризующих номером n . Здесь индекс n в обозначениях величин $t_{RS} - t_{RS}^0$ и A_{RS}/A_{RS}^0 для краткости опущен. Такие данные предварительно формируются по разработанному алгоритму [32], который основан на корреляционном сравнении сигналов, регистрируемых приемниками в отсутствие исследуемого объекта и в его присутствии. При этом важно, что сравнивать сигналы необходимо не на протяжении их основной части, а на протяжении только первых полутора–двух периодов после момента прихода сигнала на приемник, пока еще отсутствует вступление сильных рассеянных сигналов от объекта (т.е. отсутствует влияние сигналов от боковых лучевых трубок на форму принимаемого сигнала) [32].

Пусть в каждой фиксированной угловой позиции антенной решетки, задаваемой номером n , зарегистрированы сигналы от пар “излучатель \tilde{S} —приемник \tilde{R} ” в отсутствие томографируемого объекта $u_0(n, \tilde{R}, \tilde{S}, t) \equiv u_0(n, \tilde{R}, \tilde{S}, t)$ и в его присут-

ствии $u(n, \mathbf{r}_{\tilde{R}}, \mathbf{r}_{\tilde{S}}, t) \equiv u(n, \tilde{R}, \tilde{S}, t)$; $\mathbf{r}_{\tilde{S}}$, $\mathbf{r}_{\tilde{R}}$ — радиус-векторы эффективных центров излучателя и приемника соответственно. В излагаемом ниже алгоритме осуществляется корреляционное сравнение сигналов $u_0(n, \tilde{R}, \tilde{S}, t)$ и $u(n, \tilde{R}, \tilde{S}, t)$ при фиксированных индексах $(n, \tilde{R}, \tilde{S})$, и далее эти индексы при описании будут опущены. Предварительно из сигналов $u_0(t)$ и $u(t)$ исключается постоянная составляющая, которая благодаря большой длительности сигналов рассчитывается как среднее по времени значение соответствующего сигнала. Строится взаимная корреляционная функция этих сигналов (нормировочный коэффициент здесь не играет роли)

$$K(\tau) \equiv \int u(t)u_0(t + \tau)dt, \quad (1)$$

и ставится задача найти такой временной сдвиг $\tau = \tau^{\max}$, при котором достигается максимум функции $K(\tau)$. Полагается, что этот временной сдвиг связан с разностью времен распространения сигнала в присутствии и отсутствие объекта как

$$\tau^{\max}(n, \tilde{R}, \tilde{S}) = -(t_{\tilde{R}\tilde{S}} - t_{\tilde{R}\tilde{S}}^0). \quad (2)$$

В рассматриваемой задаче коррелировать следует именно действительные сигналы, а не их комплексные аналитические версии. Причина этого в том, что мнимая часть в комплексной аналитической версии формируется преобразованием Гильберта, которое является нелокальным. Тогда помехи, присутствующие в исходном действительном сигнале, будут привносить (нелокальным образом) искажения в мнимую часть, что, в свою очередь, может исказить значение τ^{\max} , соответствующее максимуму результата коррелирования. Кроме того, необходимо иметь в виду, что имеет место сильный вклад в общий сигнал, прошедший через исследуемый объект, за счет сигналов от боковых лучевых трубок. Как уже упоминалось выше, сигналы от боковых лучевых трубок, т.е. рассеянные вперед (по отношению к данной паре “излучатель—приемник”) поля, могут сильно изменять фазу и смещать максимум сигнала $u(t)$ по сравнению с соответствующим образом сдвинутым сигналом $u_0(t + \tau^{\max})$, где τ^{\max} удовлетворяет соотношению (2). Возможный выход из данной ситуации — коррелировать сигналы не на протяжении их основной части, а на протяжении только тех первых периодов после момента вступления сигнала, пока еще не наступило существенное вмешательство сильных рассеянных сигналов. С помощью методики использования адаптивного порога и функции временного окна в исходных действительных сигналах $u_0(t)$ и $u(t)$ предварительно выделяются только первые полтора—два периода. А именно, после начала оцифровки сигнала на приемнике рассматриваются первые 30—40 временных отсчетов, в которых при-

существует только шумовая помеха, а полезный сигнал еще заведомо не пришел. Определяется значение адаптивного порога, т.е. критерия присутствия полезного сигнала с амплитудой заведомо большей, чем амплитуда шума; этот критерий позволяет выделить местоположение первых периодов сигнала. В качестве адаптивного порога принимается отрицательная величина $P_0 = -10n_{\text{нс}}$, которая больше по абсолютной величине, чем рассчитанное среднее $n_{\text{нс}}$ от абсолютного значения шума в этих 30—40 отсчетах, но меньше максимального абсолютного значения сигнала на первых его периодах. На основе определенного значения P_0 , индивидуального для каждого из сигналов, выделяется рабочая область, содержащая первые два—три периода сигнала. Правильное определение значения порога необходимо для адекватной работы корреляционного алгоритма, так как, во-первых, при задании излишне низкого значения порога алгоритмом будут обрабатываться шумы, а при излишне большом пороге — периоды сигнала, испытывающие воздействие боковых лучевых трубок. Кроме того, важно, чтобы в обоих сигналах $u_0(t)$ и $u(t)$ выделялось обязательно одинаковое количество первых периодов, которые далее будут участвовать в операции коррелирования. В противном случае искомым временной сдвиг τ^{\max} будет оцениваться с ошибкой, кратной длительности периода сигнала, из-за нарастания амплитуды сигнала на первых периодах. Именно для более точного определения первого периода сигнала, содержащего первый положительный экстремум (обозначен цифрой 1 на рис. 1) и первый отрицательный экстремум (цифра 2 на рис. 1), порог берется не в положительной части сигнала, а в отрицательной ($P_0 < 0$). Это связано с тем, что используется одинаковая полярность керамики излучающего и приемного преобразователей, а также положительная полярность первого полупериода сигнала излучения. Тогда амплитуда первого отрицательного экстремума сигнала больше, чем первого положительного экстремума, из-за более позднего времени прихода на приемник отрицательного экстремума и соответствующего нарастания огибающей сигнала.

Для выделения первых периодов сигнала u (аналогично для u_0) находится номер того временного отсчета, в котором отрицательное значение сигнала начинает превышать по абсолютной величине адаптивный порог (цифра 3 на рис. 1), а также номер временного отсчета для третьего экстремума сигнала после превышения порога (цифра 4 на рис. 1). Номер отсчета для каждого экстремума определяется путем перебора дискретизованных значений сигнала (начиная с номера, соответствующего исходному превышению порога) и поиска отсчета с номером i , в котором значе-

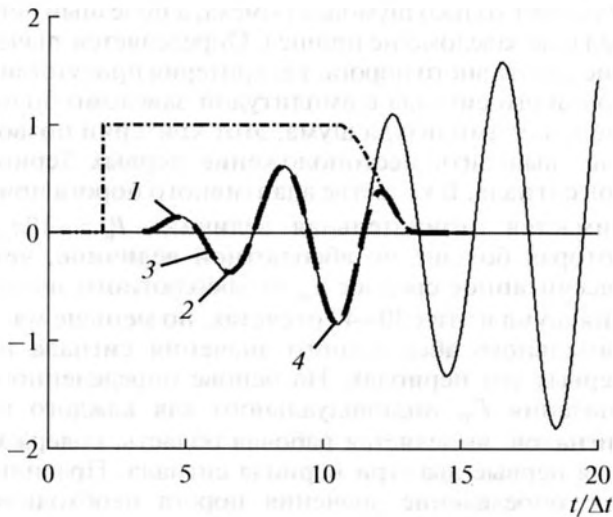


Рис. 1. Предварительное формирование сигнала для операции коррелирования по первым периодам: фрагмент начального участка исходного принимаемого сигнала (тонкая сплошная линия) и его форма (толстая пунктирная линия) после перемножения с функцией временного окна (изображена штрихпунктиром). Цифры обозначают: 1 – первый положительный экстремум сигнала; 2 – первый отрицательный экстремум; 3 – момент превышения адаптивного порога; 4 – начало подавления сигнала.

ние действительного сигнала u удовлетворяет условию $\text{sign}(u_i - u_{i-1}) \neq \text{sign}(u_{i+1} - u_i)$. После этого генерируется функция временного окна (изображена штрихпунктиром на рис. 1). Данная функция отлична от нуля только на определенном временном интервале и в начале данного интервала имеет единичную амплитуду; далее, начиная с определенного момента (соответствующего цифре 4 на рис. 1), амплитуда функции окна спадает до нуля по косинусоидальному закону. Перемножение рассматриваемого сигнала $u(t)$ с функцией временного окна осуществляет “вырезание” вступительной части сигнала и последующее плавное подавление сигнала на протяжении 0.5–1 периода, начиная с третьего экстремума данного сигнала после порога. Окно одновременно обнуляет ту чисто шумовую часть сигнала, которая более чем на два периода опережает момент времени, соответствующий амплитуде сигнала с пороговым значением (цифра 3 на рис. 1). В итоге получается “обрезанный” сигнал $u^{\text{cut}}(t)$.

Далее осуществляется операция коррелирования типа (1), но уже для двух “обрезанных” действительных сигналов (в отсутствие и в присутствии исследуемого объекта) $u_0^{\text{cut}}(t)$ и $u^{\text{cut}}(t)$, в которых предварительно выделены только первые периоды:

$$K(\tau) \equiv \int u^{\text{cut}}(t) u_0^{\text{cut}}(t + \tau) dt, \quad (3)$$

$$K(\tau^{\text{max}}) = \max_{\tau} K(\tau).$$

Для определения временного сдвига τ^{max} удобнее вместо условия (3) использовать условие на производную $K'(\tau)$:

$$\frac{\partial K(\tau)}{\partial \tau} \equiv K'(\tau) \equiv \int u^{\text{cut}}(t) \frac{\partial u_0^{\text{cut}}(t + \tau)}{\partial \tau} dt,$$

$$K'(\tau^{\text{max}}) = 0.$$

Поскольку максимум у корреляционной функции $K(\tau)$ “тупой”, то это затрудняет определение τ^{max} . При коррелировании же сигнала с производной опорного сигнала, что эквивалентно нахождению производной корреляционной функции, определить момент перехода функции $K'(\tau)$ через ноль удобнее.

Определяемый корреляционным алгоритмом по первым периодам (3) временной сдвиг τ^{max} позволяет далее оценить, помимо разности времен распространения (2), эффективный коэффициент изменения амплитуды сигнала в присутствии объекта κ^{bg} :

$$\kappa^{\text{bg}} \approx \frac{\int u^{\text{cut}}(t) u_0^{\text{cut}}(t + \tau^{\text{max}}) dt}{\int [u_0^{\text{cut}}(t)]^2 dt}. \quad (4)$$

На заключительном этапе корреляционного алгоритма формируется рассеянное поле на неоднородном фоне $u_{\text{sc}}^{\text{bg}}(t)$, используемое для восстановления тонкой структуры рассеивателя на втором шаге процедуры обработки в томографе. С этой целью в качестве падающего поля $u_0^{\text{bg}}(t)$, однако на неоднородном крупномасштабном фоне, принимается сигнал $u_0(t + \tau^{\text{max}})$, прошедший через воду, но сдвинутый sinc-интерполяцией на τ^{max} и умноженный на амплитудный коэффициент κ^{bg} из (4). Оцененный сигнал $u_0^{\text{bg}}(t)$ вычитается из полного сигнала $u(t)$, прошедшего через объект и зарегистрированного на приемнике:

$$u_{\text{sc}}^{\text{bg}}(t) = u(t) - u_0^{\text{bg}}(t), \quad u_0^{\text{bg}}(t) \approx \kappa^{\text{bg}} u_0(t + \tau^{\text{max}}),$$

$$\kappa^{\text{bg}} \approx \frac{\int u^{\text{cut}}(t) u_0^{\text{cut}}(t + \tau^{\text{max}}) dt}{\int [u_0^{\text{cut}}(t)]^2 dt}. \quad (5)$$

Подобная оценка $u_0^{\text{bg}}(t)$ оправдана тем, что фон, для которого строится падающее поле, является крупномасштабным. Тем самым, $u_0^{\text{bg}}(t)$ отличается от $u_0(t)$ только временной задержкой, вызванной неоднородностями фазовой скорости звука, и амплитудой, из-за поглощения (последствия влияния на эту амплитуду эффектов рефракции, имеющих место на крупномасштабном фоне, бу-

дут обсуждаться ниже). Сформированный таким образом сигнал $u_{sc}^{bg}(t)$ получается из-за рассеяния исходного сигнала на мелкомасштабных деталях (тонкой структуре) томографируемого объекта и, тем самым, несет информацию об этих деталях. Надо обратить внимание, что эффективное значение амплитуды фонового поля κ^{bg} оценивается в (4), (5) с помощью “обрезанных” сигналов, т.е. путем корреляционного сравнения амплитуд именно первых периодов сигналов, один из которых прошел только через иммерсионную жидкость, а другой – через объект. В то же время, в формировании $u_0^{bg}(t)$ и $u_{sc}^{bg}(t)$ участвует полное, необрезанное поле $u_0(t + \tau^{max})$.

2.2. Восстановление крупномасштабных и мелкомасштабных неоднородностей скорости звука и поглощения

Значения $\tau^{max} = \tau^{max}(n, \tilde{R}, \tilde{S})$ и $\kappa^{bg} = \kappa^{bg}(n, \tilde{R}, \tilde{S})$ выступают в качестве входных данных для *первого шага* томографической процедуры восстановления; $n = \overline{0, 255}$; $\tilde{S}, \tilde{R} = \overline{1, 26}$. А именно, разность времен распространения сигналов в присутствии объекта $t_{\tilde{R}\tilde{S}}$ и в его отсутствие $t_{\tilde{R}\tilde{S}}^0$ составляет $t_{\tilde{R}\tilde{S}} - t_{\tilde{R}\tilde{S}}^0 = -\tau^{max}(n, \tilde{R}, \tilde{S})$, см. (2). Коэффициент $\kappa^{bg}(n, \tilde{R}, \tilde{S}) \cong A_{\tilde{R}\tilde{S}} / A_{\tilde{R}\tilde{S}}^0$ трактуется на первом шаге как отношение эффективных амплитуд $A_{\tilde{R}\tilde{S}}, A_{\tilde{R}\tilde{S}}^0$ соответствующих сигналов в присутствии и в отсутствие объекта. Упомянутые входные данные первого шага для удобства последующей обработки подвергаются пересортировке, т.е. переходу от индексов $(n, \tilde{R}, \tilde{S})$ к объединенному номеру (R, S) в абсолютной нумерации преобразователей $S, R = \overline{1, 256}$, соответствующей неподвижной антенной решетке. Значения $t_{RS} - t_{RS}^0$ и $-\ln(A_{RS} / A_{RS}^0)$, приводимые далее в терминах номеров $S, R = \overline{1, 256}$, подаются на вход алгоритма первого шага. По этим данным оцениваются крупномасштабные распределения скорости звука $c_0(\mathbf{r})$ и амплитудного коэффициента поглощения на каждой из рабочих частот $\alpha_0(\mathbf{r}, \omega)$ или же амплитудного коэффициента поглощения $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$, усредненного по частоте ω в рабочем частотном диапазоне с шириной $\Delta\omega$.

Восстановление осуществляется, для сравнения, двумя алгоритмами. Один из них является переложением алгоритма рентгеновского томографирования в расходящихся пучках для акустических данных. Этот алгоритм, описанный в [34, 35] и называемый квази рентгеновским, не учитывает эффекты рефракции акустических полей. Другой (альтернативный) алгоритм, описывае-

мый ниже, представляет собой решение методом наименьших квадратов системы линейных уравнений, формируемой путем рассмотрения временных сдвигов сигналов при восстановлении $c_0(\mathbf{r})$ и рассмотрения изменения амплитуды сигнала при восстановлении $\alpha_0(\mathbf{r}, \omega)$ или $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$. Этот алгоритм будет условно называться МНК-алгоритмом. В его основе лежат следующие соотношения, имеющие место в лучевом приближении:

$$\int_{\mathbf{r}_S \rightarrow \mathbf{r}_R} \frac{1}{c_0(\mathbf{r})} dl_r - \frac{|\mathbf{r}_R - \mathbf{r}_S|}{c_0} = t_{RS} - t_{RS}^0;$$

$$\int_{\mathbf{r}_S \rightarrow \mathbf{r}_R} \overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega} dl_r - \overline{\alpha_0}^{\Delta\omega} |\mathbf{r}_R - \mathbf{r}_S| = -\ln(A_{RS} / A_{RS}^0).$$

Здесь и далее соотношения для коэффициента поглощения приводятся, для определенности, в терминах $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$; при рассмотрении $\alpha_0(\mathbf{r}, \omega)$ вид соотношений не изменяется, но под A_{RS}^0 и A_{RS} понимаются значения, полученные из монохроматических составляющих сигналов. Значения скорости звука c_0 и коэффициента поглощения $\overline{\alpha_0}^{\Delta\omega}$ в иммерсионной жидкости в отсутствие пациента уже известны [32]. Интегрирование в (6) осуществляется вдоль оси лучевой трубки $\mathbf{r}_S \rightarrow \mathbf{r}_R$, которая соединяет точки S и R , характеризуемые радиус-векторами эффективного центра излучателя \mathbf{r}_S и эффективного центра приемника \mathbf{r}_R соответственно (здесь точки S и R обозначаются так же, как и соответствующие индексы преобразователей); dl_r – длина элемента траектории в окрестности точки \mathbf{r} . Переход к дискретному аналогу уравнений (6) и рассмотрение различных пар “излучатель–приемник R ” приводит к системе уравнений относительно неизвестных $c_0(\mathbf{r})$ и $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$. Ниже рассматривается упрощенный вариант соотношений (6), в котором эффекты рефракции не учитываются, так же как и в квазирентгеновском алгоритме. В этом случае интегралы $\int_{\mathbf{r}_S \rightarrow \mathbf{r}_R} \frac{1}{c_0(\mathbf{r})} dl_r$, $\int_{\mathbf{r}_S \rightarrow \mathbf{r}_R} \overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega} dl_r$ рассматриваются вдоль *прямых* трасс, соединяющих различные пары “излучатель–приемник”. Тогда обоим соотношениям (6) можно придать единообразный вид:

$$\int_{\mathbf{r}_S \rightarrow \mathbf{r}_R} \mathfrak{S}(\mathbf{r}) dl_r = \mathcal{D}_{RS}, \tag{7}$$

где $\mathfrak{S}(\mathbf{r}) = \frac{1}{c_0(\mathbf{r})} - \frac{1}{c_0}$, $\mathcal{D}_{RS} = t_{RS} - t_{RS}^0$ при восстановлении скорости звука; $\mathfrak{S}(\mathbf{r}) = \overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega} - \overline{\alpha_0}^{\Delta\omega}$,

$\mathcal{D}_{RS} \equiv -\ln(A_{RS}/A_{RS}^0)$ при восстановлении коэффициента поглощения.

При дискретизации соотношений (7) учитывается геометрия используемой томографической установки. Идеальные положения эффективных центров приемоизлучающих преобразователей соответствуют окружности радиуса $R_0 = 0.1536$ м с центром в начале координат. Томографируемое двумерное сечение объекта полностью находится внутри круга меньшего радиуса $R_{\text{grid}} = 0.128$ м с тем же центром. Вводимые ниже дискретизованные сетки в декартовой системе координат, которые используются на первом и втором шагах процедуры восстановления рассеивателя, задаются именно на основе значения R_{grid} . Поскольку на первом шаге ищутся крупномасштабные (с размерами не менее нескольких длин волн) распределения скорости звука и поглощения, то достаточно найти *независимые* дискретизованные значения $\{\mathfrak{Z}(\mathbf{r}_m)\}$ соответствующей функции $\mathfrak{Z}(\mathbf{r})$. Дискретизованные значения $\{\mathbf{r}_m\}$ являются центрами грубой сетки, получаемой разбиением квадрата со стороной $2R_{\text{grid}} = 0.256$ м на 32×32 квадратные ячейки со стороной $q_1 = 2R_{\text{grid}}/32 = 32\Delta x = 8$ мм. Размер q_1 задается примерно равным разрешающей способности, ожидаемой на первом шаге процедуры восстановления рассеивателя. Приведенный для сопоставления масштаб $\Delta x = 2R_{\text{grid}}/1024 = 0.25$ мм соответствует тому мелкому шагу дискретизации координатной сетки, при котором получается итоговое изображение на втором шаге. Кроме того априори известно, что вне области возможного нахождения томографируемого объекта, ограниченной кругом радиуса R_{grid} , находится иммерсионная жидкость со скоростью звука c_{imm} и амплитудным коэффициентом поглощения $\alpha_{\text{imm}}^{\Delta\omega}$. Вообще говоря, значения c_{imm} и $\alpha_{\text{imm}}^{\Delta\omega}$ неизвестны и подлежат определению, поскольку они могут отличаться от соответствующих значений в отсутствие пациента c_0 и $\alpha_0^{\Delta\omega}$ из-за возможного изменения температуры иммерсионной жидкости при помещении в нее органа пациента. Тем самым, в системе, формируемой на основе (7) для определения крупномасштабных распределений скорости звука и поглощения, неизвестные c_{imm} и $\alpha_{\text{imm}}^{\Delta\omega}$ считаются постоянными. Они входят в эту систему наряду с остальными неизвестными — значениями $\{\mathfrak{Z}(\mathbf{r}_m)\}$ в центрах ячеек грубой сетки, причем рассматриваются только центры $|\mathbf{r}_m| \leq R_{\text{grid}}$. Однако дискретизация интегралов в (7) вдоль трасс, соединяющих пары точек “излучатель—приемник”, должна выполняться более тонко. Этой цели служит процедура трассировки, которая заключается в следующем.

Дополнительно вводится промежуточная сетка, т.е. более мелкая сетка со стороной ячеек $q_{11} = 2R_{\text{grid}}/256 = 4\Delta x = 1$ мм. Предварительно определяются номера $i = \{i_{RS}\}$ тех ячеек промежуточной сетки, которые пересекаются фиксированным отрезком $[SR]$, соответствующим фиксированной прямолинейной трассе “излучатель S —приемник R ”, и лежат внутри окружности радиуса R_{grid} или же имеют с этой окружностью хотя бы одну общую точку. На рис. 2а ячейки промежуточной сетки заштрихованы серым цветом (количество ячеек промежуточной сетки на рис. 2 изображено условно). Для каждой такой ячейки с номером i рассчитываются длина элемента траектории (трассы) Δl_i внутри этой ячейки и декартовы координаты центральной точки данного элемента траектории $\mathbf{r}_i = \{x_i, y_i\}$, а также координаты центра $\mathbf{r}_{m1} = \{x_{m1}, y_{m1}\}$ той ячейки грубой сетки, которой принадлежит точка \mathbf{r}_i . На рис. 2б точка с радиус-вектором \mathbf{r}_{m1} обозначена как B_1 . Отклонения координат вектора $\mathbf{r}_i = \{x_i, y_i\}$ от вектора $\mathbf{r}_{m1} = \{x_{m1}, y_{m1}\}$ составляют $h_x \equiv x_i - x_{m1}$, $h_y \equiv y_i - y_{m1}$ (рис. 2б); индексы i и $m1$ в обозначениях h_x , h_y для краткости опускаются. Кроме того, рассчитывается общая длина $\Delta l_{RS}^{\text{imm}}$ тех двух участков траектории, которые луч проходит в иммерсионной жидкости на пути “излучатель S —приемник R ” вне ячеек $i = \{i_{RS}\}$ промежуточной сетки. На рис. 2а такие два участка, идущие от точки S и от точки R , выделены более толстой линией. Исходя из сказанного, дискретный аналог выражения (7) таков:

$$\sum_{i \in \{i_{RS}\}} \mathfrak{Z}(\mathbf{r}_i) \Delta l_i +_{\text{imm}} (\Delta l_{RS}^{\text{imm}} - 2R_{\text{trans}}) = \mathcal{D}_{RS}, \quad (8)$$

где $\mathfrak{Z}_{\text{imm}} = \frac{1}{c_{\text{imm}}} - \frac{1}{c_0}$ или $\mathfrak{Z}_{\text{imm}} = \frac{\alpha_{\text{imm}}^{\Delta\omega}}{c_{\text{imm}}} - \frac{\alpha_0^{\Delta\omega}}{c_0}$. В (8) длина $\Delta l_{RS}^{\text{imm}}$ уменьшена на $2R_{\text{trans}}$ для учета конечного радиуса R_{trans} цилиндрического рабочего сектора излучающего и приемного преобразователей. Значения $\mathfrak{Z}(\mathbf{r}_i)$ в (8) вдоль траектории выражаются через значения $\{\mathfrak{Z}(\mathbf{r}_m)\}$ в центрах ячеек грубой сетки с помощью билинейной интерполяции. Для этой цели используется значение $\mathfrak{Z}(\mathbf{r}_{m1})$ в центре B_1 ячейки грубой сетки, а также еще три значения $\mathfrak{Z}(\mathbf{r}_{m2})$, $\mathfrak{Z}(\mathbf{r}_{m3})$, $\mathfrak{Z}(\mathbf{r}_{m4})$ в соответствующих центрах B_2 , B_3 , B_4 соседних ячеек грубой сетки. Центры B_2 , B_3 , B_4 характеризуются радиус-векторами $\mathbf{r}_{m2} = \{x'_{m1}, y'_{m1}\}$, $\mathbf{r}_{m3} = \{x_{m1}, y'_{m1}\}$, $\mathbf{r}_{m4} = \{x'_{m1}, y_{m1}\}$, где $|x'_{m1} - x_{m1}| = |y'_{m1} - y_{m1}| = q_1$. Эти три соседние ячейки выбираются из того условия, что знаки координат вдоль каждой из декартовых осей для разностных векторов $(\mathbf{r}_{m2} - \mathbf{r}_{m1})$, $(\mathbf{r}_{m3} - \mathbf{r}_{m1})$, $(\mathbf{r}_{m4} - \mathbf{r}_{m1})$ должны быть такими же, как знаки соответствую-

ших координат для разностного вектора $(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_m)$. Тогда

$$\tilde{\mathfrak{S}}(\mathbf{r}_i) = \sum_{m=\{m1,m2,m3,m4\}} b_{i,m} \tilde{\mathfrak{S}}(\mathbf{r}_m), \quad (9)$$

где $b_{i,m1} = 1 - \frac{|h_x|}{q_1} - \frac{|h_y|}{q_1} + \frac{|h_x||h_y|}{q_1 q_1}$, $b_{i,m2} = \frac{|h_x|}{q_1} - \frac{|h_x||h_y|}{q_1 q_1}$,
 $b_{i,m3} = \frac{|h_y|}{q_1} - \frac{|h_x||h_y|}{q_1 q_1}$, $b_{i,m4} = \frac{|h_x||h_y|}{q_1 q_1}$.

Подстановка (9) в (8) приводит к системе линейных уравнений для нахождения $\{\tilde{\mathfrak{S}}(\mathbf{r}_m)\}$ и $\tilde{\mathfrak{S}}_{imm}$:

$$\sum_{m=\{m1,m2,m3,m4\}} \left[\sum_{i=\{i_{RS}\}} \Delta l_i b_{i,m} \right] \tilde{\mathfrak{S}}(\mathbf{r}_m) + (\Delta l_{RS}^{imm} - 2R_{trans}) \tilde{\mathfrak{S}}_{imm} = \mathcal{D}_{RS}. \quad (10)$$

При решении системы (10) предполагается, что вся область томографирования (круг радиуса R_{grid}) попадает внутрь основной части главного лепестка диаграммы направленности каждого излучателя. При каждом фиксированном излучателе измерения осуществляются только теми приемниками, которые лежат в пределах центральной части главного лепестка диаграммы направленности данного излучателя (сектор с угловой шириной около 80°). Такая схема, в сочетании с определенным выше шагом дискретизации ячеек грубой сетки q_1 , обеспечивает количество независимых экспериментальных данных, которое больше, чем количество неизвестных. Для приведенных выше параметров задачи количество неизвестных не превышает $\approx 32^2$; общее количество данных для первого шага (с учетом их дублирования) составляет $N_{tot} \approx 256 \times K_{\bar{s}} K_{\bar{R}}$, где $K_{\bar{s}} = 26$ – количество излучателей при каждой (из 256) фиксированной угловой позиции антенной решетки, $K_{\bar{R}} \approx 26 \times 80^\circ/180^\circ \approx 11$ – количество приемников, попадающих в угловой сектор эффективного озвучивания при фиксированном излучателе. Не все N_{tot} данных являются независимыми из-за присутствия дублированных данных, однако количество независимых данных $N_{indep} \approx 256^2 \times 80^\circ/180^\circ$ в $K'_{redund} \approx 30$ раз больше количества неизвестных. Тем самым, система линейных уравнений (10) избыточна, и искомые пространственные распределения получаются в виде МНК-решения.

С целью уменьшения влияния погрешностей экспериментальных данных на искомые распределения дублированные входные данные $t_{RS} - t_{RS}^0$ и $-\ln(A_{RS}/A_{RS}^0)$, соответствующие одной и той же паре номеров (R, S) , но полученные при разных угловых позициях антенной решетки n , в простейшем варианте (использованном ниже при обработке экспериментальных томографических данных) предварительно усредняются по n и в таком усредненном виде выступают в качестве правых

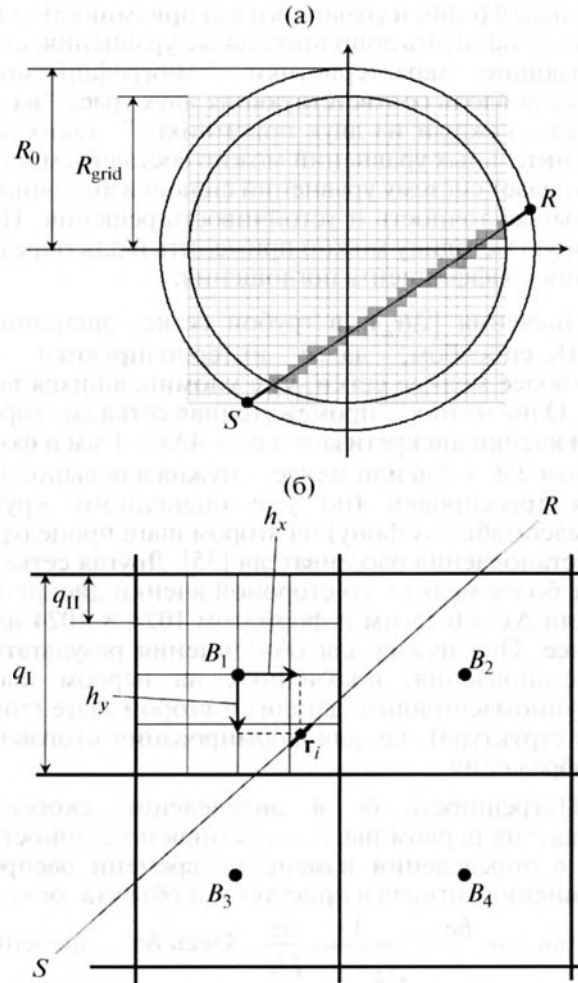


Рис. 2. Пояснение принципа трассировки вдоль прямолинейного отрезка “излучатель S –приемник R ”, используемой на первом шаге реконструкции:

- (а) общий вид трассы;
- (б) фрагмент из четырех ячеек грубой сетки (их границы изображены толстыми линиями); элемент траектории с центром в точке \mathbf{r}_i и длиной Δl_i внутри ячейки промежуточной сетки выделен толстой линией.

частей системы (10). В принципе, при формировании системы (10) дублированные данные можно было бы рассматривать по отдельности, составляя уравнения для каждого отдельного экземпляра данных. Оба варианта использования дублированных данных способствуют уменьшению влияния независимых помех и погрешностей, присутствующих в экспериментальных данных. Кроме того, описанная система уравнений может быть существенно расширена по принципу работ [22, 23]. Так, в [22] корреляционным образом определяется сдвиг во времени прихода сигнала, испущенного одним и тем же приемником и прошедшего через объект, на два разных приемника. Сдвиги, найденные для разных “троек” преобра-

зователей (один излучатель и два приемника), позволяют написать дополнительные уравнения, связывающие характеристики томографируемого объекта вдоль соответствующих двух трасс “излучатель—каждый из двух приемников”. Таких дополнительных уравнений можно составить много, что делает систему уравнений сильно избыточной, повышая точность и устойчивость решения. Подобную методику можно применить и для определения коэффициента поглощения.

Значения $\{\mathfrak{N}(r_m)\}$ в грубой сетке, оцененные МНК-способом, далее интерполируются на две более мелкие сетки, уже упоминавшихся выше. Одна из них – промежуточная сетка со стороной ячейки дискретизации $q_{11} = 4\Delta x = 1$ мм и форматом 256×256 или менее – нужна для выполнения трассировки (по уже оцененному крупномасштабному фону) на втором шаге процедуры восстановления рассеивателя [35]. Другая сетка – еще более мелкая, со стороной ячейки дискретизации $\Delta x = 0.25$ мм и форматом 1024×1024 или менее. Она нужна для объединения результатов восстановления, полученных на первом шаге (крупномасштабные детали) и втором шаге (тонкая структура), т.е. для формирования итогового изображения.

Погрешность δc в определении скорости звука c на первом шаге, вызванная погрешностями в определении изменения времени распространения сигнала в присутствии объекта, оценивается как $\frac{\delta c}{c} \cong \frac{1}{\sqrt{K'_{\text{redund}}}} \frac{\delta \tau}{L/c}$. Здесь $\delta \tau$ – значение

погрешности в определении разности времен распространения сигнала $(t_{RS} - t_{RS}^0)$ корреляционным методом; L/c – характерное время распространения сигнала через объект с линейным размером L ;

K'_{redund} – коэффициент избыточности независимых данных при восстановлении c на первом шаге.

При $L \approx 0.2$ м, $c \approx 1500$ м/с, $K'_{\text{redund}} \approx 30$ и мажорантном значении погрешности в определении временного сдвига корреляционным методом $\delta \tau \approx 0.3 \Delta t \approx 0.06$ мкс (Δt – шаг дискретизации во времени, равный четверти периода на несущей частоте) имеем $\frac{\delta c}{c} \approx 10^{-4}$, т.е. влияние неточностей

знания $(t_{RS} - t_{RS}^0)$ невелико. Гораздо существеннее ошибка, возникающая при оценке крупномасштабных распределений в связи с тем, что эффекты рефракции не учитываются. Однако эта ошибка в определенной мере компенсируется на втором шаге процедуры обработки [34, 35].

Изложенные выше методики были реализованы в экспериментальном образце ультразвуковой медицинской томографической установки. В качестве иммерсионной жидкости использо-

валась вода (поглощение в ней пренебрежимо мало). Излучаемый импульс имел несущую частоту 1.25 МГц. Изначально с задающего генератора на усилитель подавался импульс в виде отрезка меандра длительности $5T_0$, где T_0 – период меандра, равный периоду на несущей частоте. При этом преобразователь, подключенный к выходу усилителя, за счет процесса начального нарастания сигнала и дальнейшего его затухания в колебательном контуре усилителя, излучал в иммерсионную жидкость зондирующий акустический сигнал длительности $\approx 15T_0$, т.е. около 12 мкс при несущей частоте 1.25 МГц. Ширина полосы частот излучаемого сигнала составляла примерно 300 кГц по уровню 0.7. Мощность сигнала, излучаемого в воду, составляла примерно 30 мВт/см² на расстоянии 1 см от поверхности излучателя. Чувствительность преобразователей по приему составляла примерно 10 мкВ/Па. Каждый регистрируемый сигнал содержал 2048 временных отсчетов при шаге дискретизации $\Delta t = T_0/4$. Характерное отношение сигнал/помеха для сигналов, рассеянных вперед, составляло около 50 дБ, что вполне приемлемо для решения обратной задачи.

На рис. 3 и 4 представлены результаты восстановления на первом шаге двумерных сечений плоскостью томографирования для различных объектов, имитирующих присутствие биологической ткани. На рис. 3 представлены сечения двух сваренных вкрутую яиц; большая ось правого яйца располагалась перпендикулярно плоскости томографирования, а большая ось левого яйца – горизонтально. В другом эксперименте в качестве имитатора биологической ткани был взят объект из пластисола – кубик с поперечным сечением (38×38) мм² (рис. 4). Пластисол или, в другой транскрипции, пластизоль – плавкий полимер с акустическими параметрами, близкими к параметрам реальной мягкой биоткани. Сначала для восстановления использовался МНК-алгоритм (10). Как и ожидалось, изображения объектов имеют низкое пространственное разрешение, соответствующее толщине лучевой трубки 0.5–1 см, однако на оцененном распределении скорости звука $c_0(\mathbf{r})$ в вареных яйцах (рис. 3а) четко различимы оболочка из белка и отличающийся от нее по акустическим характеристикам желток. На рис. 4а распределение $c_0(\mathbf{r})$ также с приемлемым качеством отражает форму, характерные крупные детали и размеры объектов из пластисола. По сравнению с изображением распределения $c_0(\mathbf{r})$ для яиц, в которых скорость звука больше, чем в воде (рис. 3а), для кубика из пластисола распределение $c_0(\mathbf{r})$ свидетельствует, что скорость звука в пластисоле меньше, чем в воде (рис. 4а). Численные значения распределений $c_0(\mathbf{r})$ во всех случаях близки к истинным.

Восстановление распределения амплитудного коэффициента поглощения оказалось более про-

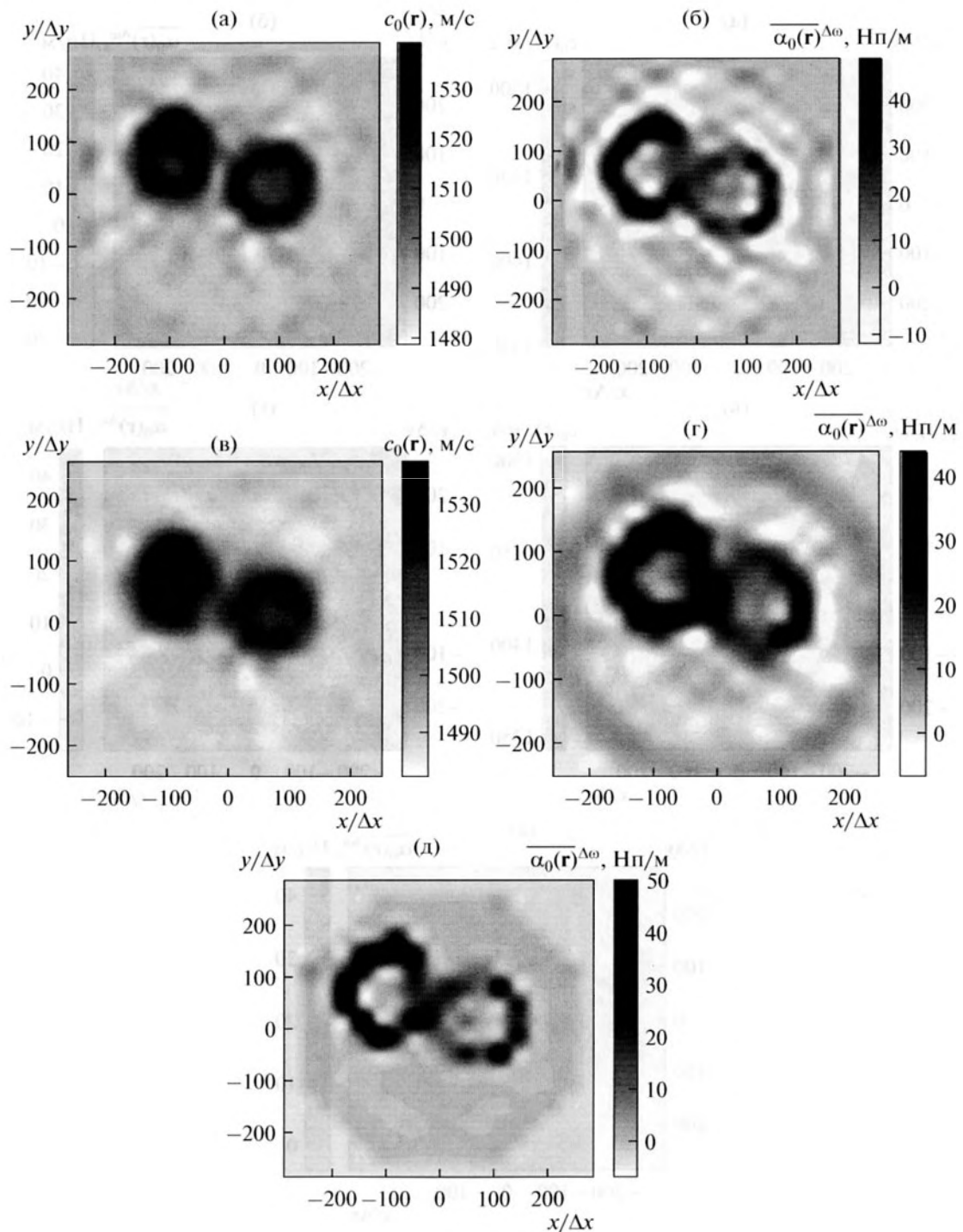


Рис. 3. Двумерные томограммы, восстановленные с грубым разрешением на первом шаге по реальным экспериментальным данным; один пространственный отсчет составляет $\Delta x = \Delta y = 0.25$ мм. В качестве имитатора биологической ткани взяты два вареных яйца; большая ось правого яйца располагалась перпендикулярно плоскости томографирования, а левого яйца – горизонтально:

- скорость звука (а) и амплитудный коэффициент поглощения (б), восстановленные МНК-алгоритмом без привлечения дополнительных требований на решение;
- скорость звука (в) и коэффициент поглощения (г), восстановленные квазирадиогенным алгоритмом;
- коэффициент поглощения (д), восстановленный МНК-алгоритмом с использованием дополнительных требований на решение.

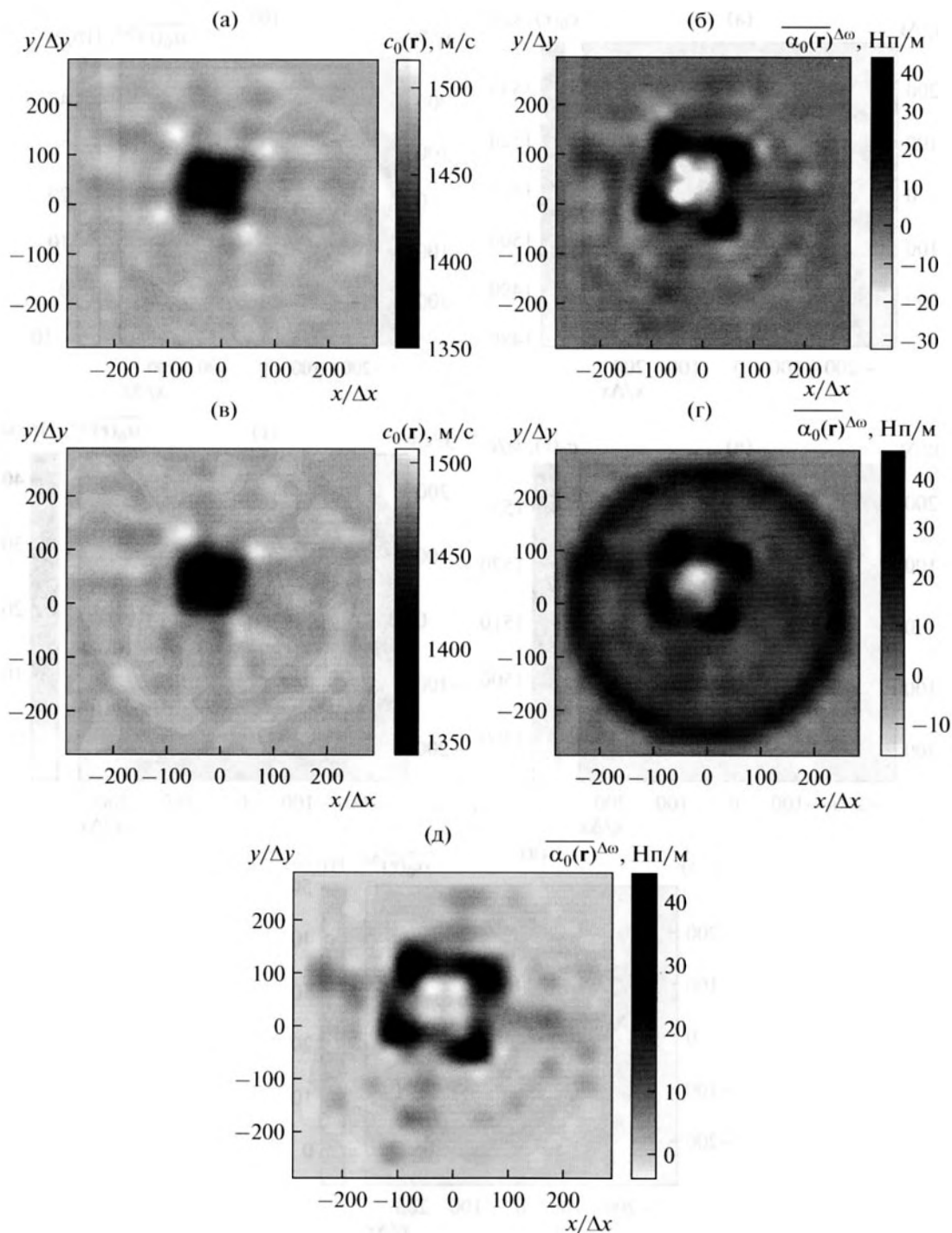


Рис. 4. Двумерные томограммы, восстановленные с грубым разрешением на первом шаге по реальным экспериментальным данным; один пространственный отсчет составляет $\Delta x = \Delta y = 0.25$ мм. В качестве имитатора биологической ткани взят кубик из пластиола с поперечным сечением (38×38) мм²:

- скорость звука (а) и амплитудный коэффициент поглощения (б), восстановленные МНК-алгоритмом без привлечения дополнительных требований на решение;
- скорость звука (в) и коэффициент поглощения (г), восстановленные квазиинтерферометрическим алгоритмом;
- коэффициент поглощения (д), восстановленный МНК-алгоритмом с использованием дополнительных требований на решение.

блематичным (рис. 3б, 4б). Дело в том, что амплитуда сигнала, проходящего через объект, изменяется не только за счет поглощения, но и за счет эффектов рефракции, которые особенно сильны на границе объекта [37]. Эффекты рефракции могут приводить даже к усилению амплитуды принятого сигнала для некоторых пар “излучатель–приемник” по сравнению со случаем отсутствия объекта. Как следствие, значения коэффициента поглощения, оцененные без учета рефракции, получаются отрицательными для некоторых пространственных областей, т.е. как бы соответствующими коэффициенту усиления $\alpha_0(\mathbf{r}) < 0$, а не поглощения. В работе [26] отмечается другой важный артефакт, который, напротив, может приводить к завышенным значениям коэффициента поглощения. А именно, при решении обратной *двумерной* задачи возможная утечка энергии волны в третьем измерении, присутствующая в реальном эксперименте, не учитывается и, как следствие, трактуется как повышенное поглощение в плоскости томографирования. Итак, при восстановлении возможно возникновение ложных зон усиления и поглощения. По этой причине пространственное распределение, восстанавливаемое в результате первого шага, не является в общем случае распределением только амплитудного коэффициента поглощения. Оно характеризует некоторое эффективное изменение амплитуды волны не только за счет поглощения, но и за счет эффектов рефракции. Поэтому далее оно условно будет называться эффективным амплитудным коэффициентом, хотя для него будет использовано прежнее обозначение $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$.

Для сравнения восстановление распределений скорости звука и поглощения осуществлялось также квази рентгеновским алгоритмом [34, 35]. И МНК-алгоритм (рис. 3а, 3б; рис. 4а, 4б), и квази рентгеновский алгоритм (рис. 3в, 3г; рис. 4в, 4г) дают близкие результаты, учитывая низкую разрешающую способность первого шага. Тем не менее, МНК-алгоритм, основанный на системе линейных уравнений, имеет преимущество над квази рентгеновским алгоритмом при работе с пациентами, поскольку обследуемый орган человека, опущенный в иммерсионную жидкость, может изменять температуру последней. В свою очередь, изменится скорость звука в иммерсионной жидкости. Эту новую скорость нельзя определить достаточно точно квази рентгеновским алгоритмом, поскольку из-за ограниченной ширины основного лепестка диаграммы направленности приемо-излучающих преобразователей не удается получить достоверные входные данные, используемые на первом шаге, для тех пар “излучатель–приемник”, в которых излучатель и приемник расположены близко друг к другу. Однако данные от этих пар несут информацию о характеристиках иммерсионной жидкости, так как прямой сигнал от из-

лучателя до приемника проходит только через иммерсионную жидкость, минуя исследуемый орган пациента. Квази рентгеновский алгоритм трактует данные, отсутствующие по упомянутой причине, как будто соответствующие одинаковым сигналам и, следовательно, неизменной скорости звука в присутствии и в отсутствие органа пациента. Это искажает результат восстановления, если скорость на самом деле изменялась. Напротив, МНК-алгоритм лишен этого недостатка, поскольку используемая в нем система линейных уравнений формируется только на основе реально измеренных данных; одновременно учитывается, что непосредственно к преобразователям примыкает слой иммерсионной жидкости с примерно постоянными, но подлежащими определению значениями скорости звука и поглощения. Это позволяет найти скорость звука и поглощения (если поглощение не является пренебрежимо малым, и требуется его определение) в иммерсионной жидкости уже в присутствии органа пациента. Кроме того, МНК-алгоритм строится на основе того же самого принципа трассировки, который далее используется на втором шаге процедуры восстановления. Тем самым, МНК-алгоритм лучше сочетается, по логике нахождения оценки крупномасштабных фоновых распределений, с процедурой обработки второго шага, что в итоге должно обеспечить хорошее качество восстановления тонкой структуры рассеивателя.

В процедуру оценки пространственного распределения эффективного амплитудного коэффициента $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$ может быть введена регуляризация с целью уменьшения описанных выше побочных эффектов, вызванных рефракцией. Регуляризацию можно выполнить по-разному. Первоначально предполагалось регуляризовать матрицу при неизвестных значениях $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$ в сформированной МНК-системе путем добавления к диагональным элементам этой матрицы малой постоянной добавки (коэффициента регуляризации, равного определенной доли от среднего значения диагональных элементов регуляризуемой матрицы). Однако численные значения получаемой при этом МНК-оценки существенно зависят от значения коэффициента регуляризации. Тем самым, при таком подходе коэффициент регуляризации нужно подбирать эмпирически, исходя из сопоставления получаемых в итоге оценок с ожидаемыми численными значениями распределения $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$. Этого недостатка удастся избежать при другом способе регуляризации, заключающемся в следующем. Прежде формирования МНК-оценки, к уравнениям (10) при $\mathfrak{S}(\mathbf{r}) = \overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega} - \alpha_0$, $\mathfrak{S}_{imm} = \overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega} - \alpha_0$ добавляются уравнения,

означающие неотрицательность искомым значений амплитудного коэффициента $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$, $\overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega}$:

$$\begin{aligned}\overline{\beta\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega} &= \beta \left| \overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega} \right| \equiv \beta \sqrt{\left\{ \overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega} \right\}^2}, \\ \overline{\beta\alpha_{imm}}^{\Delta\omega} &= \beta \left| \overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega} \right| \equiv \beta \sqrt{\left\{ \overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega} \right\}^2},\end{aligned}\quad (11)$$

где $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega} \equiv \overline{\mathfrak{S}(\mathbf{r}) + \alpha_0}^{\Delta\omega}$; $\overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega} \equiv \overline{\mathfrak{S}_{imm} + \alpha_0}^{\Delta\omega}$. Весовой коэффициент $\beta > 0$ регулирует степень влияния условий (11) на МНК-решение объединенной системы (10), (11). В силу нелинейности условий (11) относительно неизвестных итоговое решение приходится искать итерационно, линейаризуя на каждой итерации с номером j уравнения (11):

$$\begin{aligned}\overline{\beta\alpha_0(\mathbf{r})}_{(j)}^{\Delta\omega} &= \beta \left| \overline{\alpha_0(\mathbf{r})}_{(j-1)}^{\Delta\omega} \right|, \\ \overline{\beta\alpha_{imm}}_{(j)}^{\Delta\omega} &= \beta \left| \overline{\alpha_{imm}}_{(j-1)}^{\Delta\omega} \right|,\end{aligned}$$

где начальной оценкой значений $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}_{(j)}^{\Delta\omega}$ и $\overline{\alpha_{imm}}_{(j)}^{\Delta\omega}$

служит $\overline{\alpha_0}^{\Delta\omega}$. После нахождения МНК-оценки при фиксированной итерации j , т.е. оцененные значения $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}_{(j)}^{\Delta\omega}$ и $\overline{\alpha_{imm}}_{(j)}^{\Delta\omega}$, которые получились отрицательными, переопределяются на нулевые значения, после чего происходит переход к следующей итерации. Результаты восстановления распределений $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$ с применением описанного приема приведены на рис. 3д, 4д.

Кроме того, априори известно, что вне области возможного нахождения томографируемого объекта, ограниченной кругом радиуса R_{grid} , находится иммерсионная жидкость со скоростью звука c_{imm} и амплитудным коэффициентом поглощения $\overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega}$. Вообще говоря, значения c_{imm} и $\overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega}$ неизвестны и подлежат определению, поскольку они могут отличаться от соответствующих значений в отсутствие пациента из-за возможного изменения температуры иммерсионной жидкости при помещении в нее органа пациента. В системе, формируемой на первом шаге для определения крупномасштабных пространственных распределений скорости звука и поглощения, неизвестные $1/c_{imm}$ и $\overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega}$ считаются постоянными. Они входят в эту систему наряду с остальными неизвестными – значениями $1/c_0(\mathbf{r})$ и $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$ в центрах ячеек грубой сетки. Однако в экспериментах в качестве иммерсионной жидкости использовалась вода, поглощение в которой на расстояниях, участвующих в процессе томографирования, при рабочих частотах в мегагерцовом диапазоне пренебрежимо мало. В связи с этим в формируемую систему уравнений (10), (11) “принудительно” вво-

дилось дополнительное условие $\overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega} = 0$, которое после умножения на весовой коэффициент $\beta_{imm} > 0$ приобретает вид $\beta_{imm} \overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega} = 0$. Такой прием в случае большого значения β_{imm} обеспечивает то, что в МНК-решении итоговой системы уравнений оцененные значения $\overline{\alpha_{imm}}^{\Delta\omega}$ действительно становятся практически нулевыми.

На втором шаге процедуры восстановления найденные крупномасштабные распределения скорости звука $c_0(\mathbf{r})$ и поглощения $\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}$ играют роль уже известного неоднородного фона. Далее стоит задача восстановления с высокой точностью и высоким разрешением (в идеале – вплоть до четверти характерной длины волны) тонкой структуры объекта. Тонкая структура, описываемая функцией $V(\mathbf{r})$, представлена деталями пространственных распределений скорости звука $c(\mathbf{r})$ и амплитудного коэффициента поглощения $\alpha(\mathbf{r}, \omega)$ (это характеристики, которые нужно найти в итоге) с размером от нескольких десятых долей длины волны до нескольких длин волн. А именно, решается обратная скалярная волновая задача по восстановлению характеристик рассеивателя на неоднородном фоне. Алгоритм восстановления второго шага подробно изложен в [35]. При использовании импульсном режиме восстанавливаемая функция $V(\mathbf{r})$ имеет вид

$$\begin{aligned}V(\mathbf{r}) \approx & \left(\frac{c_0^2}{c_0^2(\mathbf{r})} - \frac{c_0^2}{c^2(\mathbf{r})} \right) M_c + c_0^2 \sqrt{\rho(\mathbf{r})} \nabla^2 \left(\frac{1}{\sqrt{\rho(\mathbf{r})}} \right) M_\rho + \\ & + c_0^2 \left(\frac{\overline{\alpha(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}}{c(\mathbf{r})} - \frac{\overline{\alpha_0(\mathbf{r})}^{\Delta\omega}}{c_0(\mathbf{r})} \right) M_\alpha,\end{aligned}$$

где c_0 – скорость звука в однородной иммерсионной среде без исследуемого объекта; M_c , M_ρ , M_α – размерные числовые комплексные коэффициенты, зависящие только от частотного спектра зондирующих сигналов и приведенные в [35]. Привлечение технологии CUDA позволило получать из измеренных экспериментальных данных входные данные для первого и второго шагов за три минуты и далее восстанавливать итоговое изображение форматом 1024×1024 отсчетов всего за шесть минут (часть операций выполнялась с одинарной точностью, часть – с двойной; обрабатывался полный набор данных, т.е. с учетом всех дублирующихся данных).

В эксперименте по восстановлению двухшаговым алгоритмом тонкой структуры на неоднородном фоне имитатором биологической ткани служило сваренное вкрутую и очищенное от скорлупы куриное яйцо. Тонкая структура создавалась с помощью медной проволоки диаметром 0.3 мм, которой в двух местах прокалывалось яйцо. При проколах проволока располагалась перпендикулярно плоскости томографирования. После прокола в первом месте проволока была вынута из

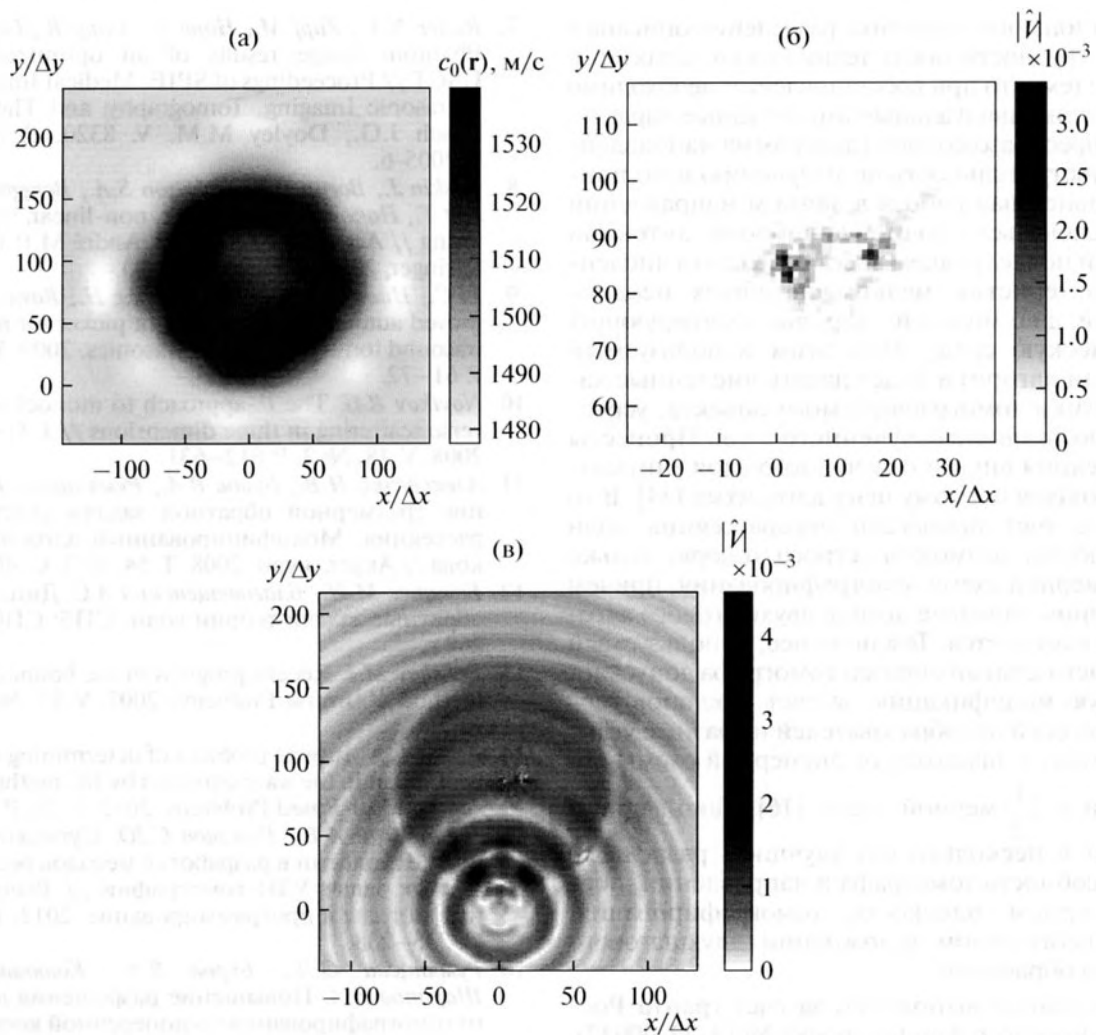


Рис. 5. Двумерные томограммы для рассеивателя в виде куриного яйца, проткнутого в двух местах медной проволокой; $\Delta x = \Delta y = 0.25$ мм: пространственное распределение скорости звука, восстановленное на первом шаге с низким разрешением (а); модуль функции, восстановленной на втором шаге и описывающей тонкую структуру рассеивателя (б); восстановление в приближении однократного рассеяния на однородном фоне (в).

яйца, и образовавшаяся полость заполнялась водой; после прокола во втором месте проволока оставалась внутри яйца в процессе снятия экспериментальных данных. Как и ожидалось, двумерная томограмма, получаемая на первом шаге процедуры восстановления (рис. 5а), имеет низкое пространственное разрешение, в соответствии с толщиной лучевой трубки 0.5–1 см. Однако на изображении, полученном на втором шаге (рис. 5б), видны оба места проколов яйца медной проволокой, причем размеры проколов близки к ожидаемому разрешению второго шага (около одного дискретного отсчета итоговой мелкой сетки, равного 0.25 мм), что соответствует действительности. Амплитуды оценки $|\hat{Y}|$ в местах проколов разные, поскольку один прокол был заполнен водой, а в другом оставалась проволока. В то же время восстановление в приближении однократного

рассеяния в предположении однородного фона, т.е. без первого шага, дает неудовлетворительный по качеству результат (рис. 5в).

Привнесение в фантом металлической проволоки не является вполне адекватной моделью для мелкомасштабных неоднородностей биологической среды. В данном случае полученные с помощью таких неоднородностей результаты показывают принципиальную возможность восстановления акустических характеристик с высоким разрешением. Однако полученные томограммы обладают на настоящем этапе рядом недостатков. Во-первых, на оцененных распределениях скорости звука и амплитудного коэффициента поглощения присутствуют искажения, связанные, по-видимому, с отсутствием строгого учета рефракционных эффектов. Во-вторых, возникает ряд трудностей при попытке выделить из функции $\hat{Y}(\mathbf{r})$ отдельно распределение скорости звука и отдельно распреде-

ление поглощения; методика разделения описана в [35]. Эти трудности носят технический характер и связаны с тем, что при восстановлении необходимо учитывать индивидуальные амплитудные характеристики преобразователей (диаграмма направленности, чувствительность по излучению и по приему). Дальнейшая работа в данном направлении будет заключаться в точной калибровке антенной решетки и последующем восстановлении численных характеристик мелкомасштабных неоднородностей для моделей, хорошо имитирующих биологическую среду. При этом используемый двумерный алгоритм будет давать численные характеристики томографируемого объекта, усредненные по толщине озвученного слоя. Процессы перерасеяния внутри озвученного слоя учитываются благодаря первому шагу алгоритма [34]. В то же время, учет процессов перерасеяния волн между слоями возможен, строго говоря, только при трехмерной схеме томографирования, причем в трехмерном варианте логика двухшагового алгоритма не изменяется. Тем не менее, используемый экспериментальный образец томографа допускает несложную модификацию за счет наклонов вертикальных осей преобразователей на разные углы, что приводит к переходу от двумерной схемы томографии к $2\frac{1}{2}$ -мерной схеме [16]. Такой прием позволяет в несколько раз улучшить разрешающую способность томографа в направлении, перпендикулярном плоскости томографирования, при незначительном усложнении двухшагового алгоритма обработки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-22-00042).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фаддеев Л.Д.* Обратная задача квантовой теории рассеяния II // Сб.: Современные проблемы математики. М.: ВИНТИ, 1974. Т. 3. С. 93–180.
2. *Шадан К., Сабатье П.* Обратные задачи в квантовой теории рассеяния. Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 408 с.
3. *Новиков Р.Г., Хенкин Г.М.* $\bar{\delta}$ -уравнение в многомерной обратной задаче рассеяния // УМН. 1987. Т. 42. № 3 (255). С. 93–152.
4. *Stotzka R., Widmann H., Müller T., Schlote-Holubek K., Gemmeke H., Ruiter N., Göbel G.* Prototype of a new 3D ultrasound computer tomography system: transducer design and data recording // Proceedings of SPIE. Medical Imaging 2004: Ultrasonic Imaging and Signal Processing. Eds. Walker W.F. and Emelianov S.Y. Bellingham, WA: SPIE, 2004. V. 5373. P. 70–79.
5. *Hopp T., Schwarzenberg G.F., Zapf M., Ruiter N.V.* A MATLAB GUI for the analysis and reconstruction of a signal and image data of a SAFT-based 3D Ultrasound Computer Tomograph // Internat. J. Advances in Software. 2009. V. 2. № 1. P. 11–21.
6. *Ruiter N.V., Zapf M., Hopp T., Dapp R., Göbel G.* 3D ultrasound computer tomography (USCT) // European Radiology. 2009. V. 19. Suppl. 4. P. S913–S918.
7. *Ruiter N.V., Zapf M., Hopp T., Dapp R., Gemmeke H.* Phantom image results of an optimized full 3D USCT // Proceedings of SPIE. Medical Imaging 2012: Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy. Eds. Bosch J.G., Doyley M.M. V. 8320. P. 832005-1–832005-6.
8. *Wisikin J., Borup D.T., Johnson S.A., Berggren M., Abbott T., Hanover R.* Full-wave, non-linear, inverse scattering // Acoust. Imaging. Ed. André M.P. Dordrecht: Springer, 2007. V. 28. P. 183–193.
9. *Li C., Huang L., Duric N., Zhang H., Rowe C.* An improved automatic time-of-flight picker for medical ultrasound tomography // Ultrasonics. 2009. V. 49. № 1. P. 61–72.
10. *Novikov R.G.* The $\bar{\delta}$ -approach to monochromatic inverse scattering in three dimensions // J. Geom. Anal. 2008. V. 18. № 2. P. 612–631.
11. *Алексеевко Н.В., Буров В.А., Румянцева О.Д.* Решение трехмерной обратной задачи акустического рассеяния. Модифицированный алгоритм Новикова // Акуст. журн. 2008. Т. 54. № 3. С. 469–482.
12. *Белишев М.И., Благовещенский А.С.* Динамические обратные задачи теории волн. СПб: СПбГУ, 1999. 268 с.
13. *Belishev M.I.* Recent progress in the boundary control method // Inverse Problems. 2007. V. 23. № 5. P. R1–R67.
14. *Pestov L.N.* Inverse problem of determining absorption coefficient in the wave equation by BC method // J. Inverse and Ill-Posed Problems. 2012. V. 20. P. 103–110.
15. *Гончарский А.В., Романов С.Ю.* Суперкомпьютерные технологии в разработке методов решения обратных задач УЗИ-томографии // Вычислительные методы и программирование. 2012. Т. 13. № 1. С. 235–238.
16. *Румянцева О.Д., Буров В.А., Конюшкин А.Л., Шаранов Н.А.* Повышение разрешения двумерного томографирования по поперечной координате и раздельное восстановление упругих и вязких характеристик рассеивателя // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 4–5. С. 606–622.
17. *Marmarelis V.Z., Jeong J., Shin D.C., Do S.* High-resolution 3-D imaging and tissue differentiation with transmission tomography / Acoustical Imaging. Ed. André M.P. Dordrecht: Springer, 2007. V. 28. P. 195–206.
18. *Pratt R.G., Huang L., Duric N., Littrup P.* Sound-speed and attenuation imaging of breast tissue using waveform tomography of transmission ultrasound data // Proceedings of SPIE. Medical Imaging 2007: Physics of Medical Imaging. Eds. Hsieh J., Flynn M. 2007. V. 6510. 65104S.
19. *Duric N., Littrup P., Chandiwala-Mody P., Li C., Schmidt S., Myc L., Rama O., Bey-Knight L., Lupinacci J., Ranger B., Szczepanski A., West E.* In-vivo imaging results with ultrasound tomography: report on an ongoing study at the Karmanos Cancer Institute // Proceedings of SPIE. Medical Imaging 2010: Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy. Eds. D'hooge J., McAleavey S.A. 2010. V. 7629. 76290M.
20. *Boyd N.F., Martin L.J., Bronskill M., Yaffe M.J., Duric N., Minkin S.* Breast tissue composition and susceptibility to breast cancer // J. National Cancer Institute. 2010. V. 102. № 16. P. 1224–1237.
21. *Huthwaite P., Simonetti F.* High-resolution imaging without iteration: a fast and robust method for breast

- ultrasound tomography // *J. Acoust. Soc. Am.* 2011. V. 130. № 3. P. 1721–1734.
22. Roy O., Li C., Duric N. Travel time denoising in ultrasound tomography // *Proceedings of SPIE. Medical Imaging 2012: Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy.* Eds. Bosch J.G., Dooley M.M. 2012. V. 8320. P. 832006-1–832006-9.
 23. Li C., Duric N., Rama O., Burger A., Polin L., Nehorochik N. Double difference tomography for breast ultrasound sound speed imaging // *Proceedings SPIE. Medical Imaging 2011: Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy.* Eds. D'hooge J., Dooley M.M. 2011. V. 7968. P. 796802-1–796802-7.
 24. Duric N., Li K. Resolution limitation of travel time tomography: beyond the first Fresnel zone // *Proceedings of SPIE. Medical Imaging 2013: Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy.* Eds. Bosch J.G., Dooley M.M. 2013. V. 8675. P. 86751D-1–86751D-10.
 25. Duric N., Littrup P., Schmidt S., Li C., Roy O., Beyknight L., Janer R., Kunz D., Chen X., Goll J., Wallen A., Zafar F., Allada V., West E., Jovanovic I., Li K., Greenway W. Breast imaging with the SoftVue Imaging system: first results // *Proceedings of SPIE. Medical Imaging 2013: Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy.* Eds. Bosch J.G., Dooley M.M. 2013. V. 8675. P. 86750K-1–86750K-8.
 26. Wiskin J., Borup D.T., Johnson S.A., Berggren M. Non-linear inverse scattering: high resolution quantitative breast tissue tomography // *J. Acoust. Soc. Am.* 2012. V. 131. № 5. P. 3802–3813.
 27. Johnson S.A., Tracy M.L. Inverse scattering solutions by a sinc basis, multiple source, moment method – Part I: Theory // *Ultrasonic Imaging.* 1983. V. 5. № 4. P. 361–375.
 28. Tracy M.L., Johnson S.A. Inverse scattering solutions by a sinc basis, multiple source, moment method – Part II: Numerical evaluations // *Ultrasonic Imaging.* 1983. V. 5. № 4. P. 376–392.
 29. Johnson S.A., Zhou Y., Tracy M.L., Berggren M.J., Stenger F. Inverse scattering solutions by a sinc basis, multiple source, moment method – Part III: Fast algorithms // *Ultrasonic Imaging.* 1984. V. 6. № 1. P. 103–116.
 30. Wiskin J., Borup D., Johnson S., Berggren M., Robinson D., Smith J., Chen J., Parisky Y., Klock J. Inverse scattering and refraction corrected reflection for breast cancer imaging // *Proceedings of SPIE. Medical Imaging 2010: Ultrasonic Imaging, Tomography, and Therapy.* Eds. D'hooge J., McAleavey S.A. 2010. V. 7629. P. 76290K-1–76290K-11.
 31. Wiskin J., Borup D., Johnson S., André M., Greenleaf J., Parisky Y., Klock J. Three-dimensional nonlinear inverse scattering: quantitative transmission algorithms, refraction corrected reflection, scanner design and clinical results // *Proceedings of Meetings on Acoust.* 2013. V. 19. 075001.
 32. Burov V.A., Zotov D.I., Karavay M.F., Rumyantseva O.D. Ultrasound tomography of soft biological tissues containing strong inhomogeneities // *Phys. Wave Phenom.* 2013. V. 21. № 1. P. 74–80.
 33. Пархоменко П.П., Каравай М.Ф., Сухов Е.Г., Фалеев Б.А., Дмитриев О.В., Дроздов С.А., Комаров О.В., Бабин Л.В., Попов А.С., Буров В.А., Раттэль М.И., Бобов К.Н., Конюшкин А.Л., Румянцова О.Д. Ультразвуковой томограф и кольцевая антенная решетка для ультразвукового томографа / Патент на изобретение № 2145797. Приоритет от 23.06.1999. Москва, 2000.
 34. Буров В.А., Гришина И.М., Лапшенкина О.И., Морозов С.А., Румянцова О.Д., Сухов Е.Г. Восстановление тонкой структуры акустического рассеивателя на фоне искажающего влияния его крупномасштабных составляющих // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. № 6. С. 738–750.
 35. Буров В.А., Zotov Д.И., Румянцова О.Д. Восстановление пространственных распределений скорости звука и поглощения в мягких биотканях по модельным данным ультразвукового томографирования // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 4. С. 443–456.
 36. Буров В.А., Матвеев О.В., Нестерова Е.В., Румянцова О.Д. Восстановление картины распределения вектора скорости кровотока в процессе акустического томографирования // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. № 5. С. 607–623.
 37. Jones J.P., Leeman S., Nolan E., Lee D. Reflection and scattering of acoustical waves from a discontinuity in absorption // *Acoustical Imaging.* Eds. André M.P., Jones J.P., Lee H. Dordrecht; Heidelberg; London; New York: Springer Science + Business Media B.V., 2011. V. 30. P. 279–283.