——— ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА ——

УДК 534.222.2

ПОСТРОЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЯГКИХ СФЕРИЧЕСКИХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

© 2016 г. Е.А. Анненкова*, С.А. Цысарь*, О.А. Сапожников*, **

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова 119991 ГСП-1, Москва, Ленинские горы E-mail: a-a-annenkova@yandex.ru **Центр промышленного и медицинского ультразвука, Лаборатория прикладной физики, университет штата Вашингтон, WA 98105 Сиэтл, США

Поступила в редакцию 25.03.2015 г.

Рассмотрены особенности ультразвуковой визуализации газовых пузырьков в жидкости или среде типа мягкой биологической ткани в условиях, когда размер рассеивателей сравним с длиной волны. В качестве экспериментальной модели стационарных газовых пузырьков предложено использовать образцы из пенопласта. Экспериментально получены диаграммы рассеяния ультразвука на пенопластовой сфере в воде. Показано, что результаты измерений находятся в хорошем согласии с предсказаниями классической теоретической модели рассеяния плоской волны на абсолютно мягкой сфере. Проведен ряд экспериментов, иллюстрирующих особенности визуализации пузырьков миллиметровых размеров. Использован коммерческий ультразвуковой сканер Terason; объектами исследования были образцы из желатина с внедренными пенопластовыми сферами. Результаты моделирования и экспериментов показали, что при визуализации пузырьков с диаметром меньше 1 мм прямое измерение диаметра рассеивателей оказывается невозможным, поскольку пузырьки различного диаметра дают изображения в виде ярких пятен одинакового размера, равного разрешающей способности сканера. Для устранения указанной трудности рекомендовано использовать результаты проведенного в работе теоретического моделирования, выявившего монотонный рост интенсивности рассеянного в обратном направлении сигнала с увеличением радиуса пузырька. Предложен режим ультразвуковой визуализации, в котором для дифференциации пузырьков различных размеров используется яркость рассеянных сигналов.

Ключевые слова: ультразвуковая диагностика, рассеяние, миллиметровые пузырьки газа. **DOI:** 10.7868/S0320791916020027

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультразвуковая визуализация активно применяется в неразрушающем контроле и медицине [1, 2]. Построение изображений основано на анализе эхо-импульсов, возникающих при рассеянии коротких зондирующих сигналов на неоднородностях среды. В задачах медицинской диагностики ультразвук распространяется в слабо неоднородных мягких биологических тканях, где рассеяние достаточно мало, и поэтому построение изображений базируется на слабых рассеянных сигналах. Сильные сигналы при обработке данных рассеяния искусственно ограничиваются, в результате чего рассеиватели разной силы могут иметь одинаковые изображения (в виде ярких областей).

Имеются диагностические ситуации, при которых важно визуализировать и дифференцировать не только слабые, но и сильные рассеиватели. Примером таких объектов являются парогазовые пузырьки различных размеров, от микронных до миллиметровых, которые возникают в биоткани

при терапии мощным фокусированным ультразвуком. При превышении порога акустической кавитации в среде возникают газовые пузырьки размером от нескольких микрон до нескольких десятков микрон, а если ультразвук нагревает ткань до кипения, то появляются более крупные парогазовые пузыри, которые могут вырасти в диаметре до нескольких миллиметров [3, 4]. Как мелкие кавитационные, так и крупные пузырьки, появляющиеся при кипении ткани, являются сильными рассеивателями, поэтому на ультразвуковом изображении в В-моде они проявляются в виде ярких пятен с размером, превышающим разрешающую способность сканера. По виду этих пятен, как правило, трудно что-либо сказать о размере пузырьков, т.е. сложно определить, какое из явлений - акустическая кавитация или кипение — возникло в ткани в области терапевтического воздействия. В зависимости от размера и особенностей динамики пузырьков в акустическом поле возникают различные биологические эффекты, поэтому умение дифференцировать пузырьки разных размеров по их ультразвуковому изображению имеет практическую значимость.

Отметим, что если кавитационные пузырьки микронных размеров могут рассеивать ультразвук резонансным образом [5, 6], то более крупные пузырьки, образующиеся при кипении, ведут себя скорее как неподвижные пустые полости для волн мегагерцового диапазона в воде. Для того чтобы выявить зависимость сигнала обратного рассеяния от размера пузырька, необходимо провести моделирование процесса рассеяния ультразвуковых импульсов на неподвижной пустой полости. Численное моделирование данного процесса может основываться на известной теоретической модели рассеяния плоской звуковой волны на абсолютно мягкой сфере [7]. Эта модель представляет собой важный пример точно решаемых дифракционных задач.

Сушествует не так много работ, посвяшенных проблеме диагностики сильно рассеивающих объектов с размерами порядка или даже меньше разрешающей способности прибора, несмотря на то, что в определенных ситуациях такие объекты могут появляться в организме человека или животного и оказывать влияние на биологические процессы. В этой связи стоит упомянуть работы по акустической микроскопии, в которых для получения изображения используется сканирование области исследования высокочастотным одноэлементным преобразователем, сопряженным с акустической линзой. В ряде работ в этой области рассматривались некоторые аспекты формирования изображения сферических рассеивателей [8, 9]. Подобные, хотя и не совпадающие задачи возникают при визуализации пузырей многоэлементными преобразователями медицинских диагностических сканеров. Настояшая работа относится именно к этой области исслелований.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА

Экспериментальное исследование рассеяния ультразвука на газовом пузырьке миллиметрового размера в обычных условиях проводить довольно трудно, так как под действием архимедовой силы пузырек очень быстро всплывает, а применение каких-либо удерживающих приспособлений неизбежно искажает сферическую форму рассеивателя. Поэтому при изучении рассеяния желательно заменить газовый пузырек сферой из механически жесткого, но акустически мягкого (по сравнению с водой) материала. Одним из таких материалов является пенопласт, плотность которого гораздо меньше плотности воды. Для проверки возможности использования пенопласта в качестве материала для акустической модели газовой среды был проведен ряд экспериментов по сопоставлению отражательных свойств пенопласта и воздуха, целью которых было проверить, действительно ли коэффициент отражения звуковой волны от пенопласта в воде близок к коэффициенту отражения от воздуха и имеет значение, близкое к –1. В общем случае коэффициент отражения от подобных сред может отличаться от указанного значения [10].

Схема первого эксперимента иллюстрирована фотографиями на рис. 1. Плоский ультразвуковой преобразователь диаметром 38 мм (Model V392-SU, Olympus, Waltham, MA, USA) ориентировался своей нормалью вертикально вверх и располагался в ванне с дегазированной водой на расстоянии 5.5 см от свободной границы вода-воздух. Преобразователь возбуждался высокочастотным напряжением с генератора сигналов (Model 33120A, Agilent Technologies Inc., Santa Clara, CA). Регистрация напряжения на преобразователе производилась с помощью осциллографа (Tektronix 520A, Beaverton. Oregon. USA). На частоте 1 МГи производилось излучение импульса из 20 периодов с прямоугольной огибающей, и записывался отраженный от поверхности эхо-сигнал. Затем на поверхность воды с погружением в 1-2 мм горизонтально устанавливалась плоская сторона блока из пенопласта. и аналогично записывался отраженный от пенопласта импульс (рис. 1). Поперечный размер отражающей поверхности (около 10 см) намного превышал диаметр ультразвукового пучка (около 4 см). Отметим, что во избежание образования слоя воздуха между пенопластом и водой блок пенопласта вначале полностью погружался в воду, поворачивался так, чтобы отражающая сторона была какое-то время вертикальной, при этом эта поверхность протиралась для устранения застрявших пузырьков, и лишь затем осуществлялось окончательное горизонтальное позиционирование отражающей поверхности. Типичный результат наблюдений показан на рис. 2. Практически полное совпадение не только амплитуды, но и фазы двух отраженных импульсов свидетельствует о том, что коэффициенты отражения от границ вода-воздух и вода-пенопласт близки друг к другу, и, следовательно, пенопласт действительно ведет себя как акустически мягкий материал.

Некоторым недостатком описанного эксперимента может показаться тот факт, что при измерениях отраженный сигнал усредняется по поверхности преобразователя. Чтобы снять это ограничение, был проведен другой эксперимент, в котором измерения сигналов проводились без усреднения по пространству. Измерения проводились с использованием того же преобразователя в качестве ультразвукового источника, но прием отраженного сигнала осуществлялся отдельным гидрофоном. Излучатель ориентировался своей нормалью в горизонтальном направлении. Так же, как и в описанном выше эксперименте, измерения проводи-



Рис. 1. Эксперимент по сравнению коэффициентов отражения волн от плоских границ воздуха и пенопласта.



Рис. 2. Звуковые импульсы, отраженные от границ вода—воздух (черная линия) и вода—пенопласт (серая линия). Некоторое опережение прихода сигнала от пенопласта (порядка 0.5 мкс) объясняется небольшим погружением отражающей поверхности относительно исходного уровня воды.

лись в два этапа — с пенопластовым блоком и без него, однако сравнивались другие характеристики, а именно, двумерные распределения амплитуды и фазы волны в отраженном и свободно распространяющемся пучках на одинаковом расстоянии от источника.

При исследовании акустических свойств пенопласта плоская отражающая поверхность устанавливалась под углом 45° к направлению падающего пучка так, чтобы отраженный пучок продолжал распространяться в горизонтальном направлении перпендикулярно исходному падающему пучку. Двумерное поперечное распределение амплитуды и фазы волны измерялось в вертикальной плоскости, перпендикулярной оси отраженного пучка, вне зоны падающего пучка. Измерения проводились с помощью гидрофона с размером чувствительного участка 0.15 мм (Model GL-0150, SEA, CA, USA). Отметим, что длина волны ультразвука на рабочей частоте составляла 1.5 мм, т.е. датчик мог считаться точечным. Гидрофон был установлен на управляемой компьютером системе микропозиционирования (Velmex Inc., Bloomfield, NY, USA), позволяющей проводить сканирование поля в пространстве с точностью до 2.5 мкм. Шаг сканирования составлял 0.5 мм. После проведения указанных измерений параметров отраженного пучка блок из пенопласта вынимался из воды, гидрофон ориентировался в направлении источника и располагался на таком расстоянии,



Рис. 3. Распределения фаз и амплитуд полей падающей волны и волны, отраженной от пенопласта.

чтобы на оси пучка задержка фронта принимаемого сигнала совпадала с той, которая была зафиксирована для отраженного от пенопласта сигнала в первой части эксперимента. Затем вновь проводилось сканирование поля в поперечной плоскости, т.е. находилось двумерное распределение амплитуды и фазы волны свободно распространяющегося пучка.

Результаты измерений показаны на рис. 3. Распределения фаз рассматриваемых полей показывают, что плоскость сканирования с высокой точностью располагалась вдоль волнового фронта пучка (градиент фазы невелик, около 1 рад/см), т.е. обе поверхности сканирования были практически перпендикулярны оси пучка. Поперечное распределение амплитуды в свободно распространяющемся пучке имеет ровную круглую структуру. В отраженном пучке эта структура несколько искажается, что может быть объяснено наличием небольших шероховатостей на поверхности пенопласта. Указанное искажение не позволяет провести сравнение локальных значений полей в двух случаях. В то же время, имеется возможность сравнить мощность падающего и отраженного пучков. С этой целью для каждого из измеренных распределений амплитуд с точностью до одинакового множителя, определяемого чувствительностью гидрофона, была посчитана полная мощность. Поскольку измеренное поперечное изменение фазы в обоих случаях оказалось малым, мощность могла считаться пропорциональной интегралу от квадрата амплитуды. В результате проведенного расчета оказалось, что мощность отраженного пучка составила примерно 91% от мощности падающего пучка. Это значение близко к 100%, т.е. пенопласт действительно отражает, как акустически мягкий материал. Некоторое уменьшение полной мощности отраженного пучка может быть объяснено тем, что из-за неровностей поверхности пенопластовой пластины часть отраженного сигнала не попала в область сканирования (это видно на нижней части распределения амплитуды отраженного сигнала, показанного на рис. 3).

3. РАССЕЯНИЕ НА СФЕРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ

3.1. Экспериментальная часть

Поскольку описанный выше эксперимент с протяженным плоским образцом из пенопласта подтвердил, что по своим акустическим свойствам пенопласт близок к воздуху, можно ожидать, что и маленькие сферические образцы из пенопласта будут рассеивать ультразвук, как пустые полости. Для проверки был проведен ряд экспериментов по получению диаграмм рассеяния модели мягкой сферы. В качестве модели брался пенопластовый шарик радиусом 5 мм. Он закреплялся в жесткой рамке на тонкой акустически невидимой нити (нейлоновая леска диаметром 50 мкм) с помощью клея, чтобы избежать всплытия при погружении в воду (рис. 4).

Экспериментальная установка состояла из тех же элементов (генератор, ультразвуковой преобразователь, осциллограф, гидрофон, система микропозиционирования), что и в описанных ранее экспериментах. Измерения проводились в следующем порядке. Сначала в присутствии сферического рассеивателя в области за ним проводилось растровое сканирование поперечной структуры ультразвукового поля, в каждой точке измерялась амплитуда *A*_{total} и фаза φ_{total} сигнала, т.е. находилось поперечное распределение комплексной амплитуды $P_{\text{total}} =$ $= A_{\text{total}} \exp(i \varphi_{\text{total}})$ полного поля, состоящего из падающего и рассеянного. Затем в той же области, но без рассеивателя, проводилось аналогичное сканирование поля и измерялась амплитуда A_{inc} и фаза ϕ_{inc} , и находилось распределение комплексной амплитуды падающего поля $P_{\text{inc}} = A_{\text{inc}} \exp(i\varphi_{\text{inc}})$. Далее комплексная амплитуда рассеянного поля *P*_{scat} находилась как разность измеренных величин: $P_{\text{scat}} = P_{\text{total}} - P_{\text{inc}}$. Отсюда следует выражение для амплитуды рассеянной волны A_{scat} = $=\sqrt{A_{\text{total}}^2 + A_{\text{inc}}^2 - 2A_{\text{total}}A_{\text{inc}}\cos(\phi_{\text{total}} - \phi_{\text{inc}})}$, что дает возможность сравнения с теорией (см. ниже). Фаза рассеянной волны также может быть измерена, но она по сравнению с амплитудой гораздо чувствительнее к небольшим изменениям положения точек измерения и температуры среды, поэтому соответствующие распределения могут заметно различаться.

АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 62 № 2 2016

Рис. 4. Пенопластовый шарик радиусом 5 мм на леске толщиной 50 мкм, натянутой в жесткой П-образной рамке.

3.2. Теоретическая модель для исследования рассеяния звука на мягких сферических объектах

Как отмечалось во ВВЕДЕНИИ, теория акустического рассеяния на мягкой сфере хорошо известна [7]. Приведем кратко основные формулы, которые нами использовались при проведении сравнения теории с экспериментом. Пусть в среде распространяется плоская гармоническая волна единичной амплитуды, акустическое давление которой в сферической системе координат выражается в виде $p_{\rm inc} = \exp[-i(\omega t - kr\cos\theta)]$, где ω – частота гармонической волны, k – волновое число, r – расстояние от начала координат, θ – угол между направлением распространения волны и направлением на точку наблюдения. Если ввести комплексную амплитуду P_{inc} в соответствии с представлением $p_{inc} = P_{inc} \exp(-i\omega t)$, то для нее справедливо представление в виде ряда:

$$P_{\rm inc} = e^{ikr\cos\theta} = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)i^{-n}j_n(kr)P_n(\cos\theta), \quad (1)$$



Рис. 5. График зависимости нормированной амплитуды давления рассеянной волны от расстояния между центром сферы и областью сканирования. Точками отмечены расстояния, на которых были проведены экспериментальные исследования диаграмм рассеяния: 10, 25 и 50 мм.

где $j_n(kr)$ — сферические функции Бесселя, $P_n(\cos\theta)$ — полиномы Лежандра *n*-го порядка. Пусть в начале координат располагается сферический рассеиватель. Комплексная амплитуда рассеянной волны также выражается в виде аналогичного ряда:

$$P_{\text{scat}} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta), \qquad (2)$$

где $h_n^{(1)}(kr)$ — сферические функции Ханкеля 1-го рода *n*-го порядка. В случае абсолютно мягкого рассеивателя радиуса *a* коэффициенты ряда имеют следующее выражение:

$$A_n = -\frac{(2n+1)i^{-n}j_n(ka)}{h_n^{(1)}(ka)}.$$
(3)

Отметим, что приближение плоской падающей волны плохо выполняется во всей области пространства, поскольку реальный ультразвуковой пучок не только ограничен в поперечном направлении, но и имеет неоднородную структуру. В то же время, вблизи рассеивателя можно с хорошей точностью воспроизвести плоскую волну, если на масштабе рассеивателя неоднородность ультразвукового поля невелика. Именно это условие создавалось в описанных выше экспериментах, в которых рассеиватель помещался на оси пучка в той области, где структура волны была близка к плоской волне. Близость к плоской волне проверялась экспериментально путем сканирования поля в области расположения рассеивателя. Отметим, что в этих условиях выражение (1) для падающей волны выполняется лишь локально, вблизи рассеивателя, но зато выражение (2) для рассеянной волны может считаться достаточно точным глобально, т.е. и на больших расстояниях от рассеивателя. Это позволяет провести корректное сравнение теории и эксперимента.

Теоретическое моделирование комплексной амплитуды рассеянной волны по формулам (2), (3)

проводилось в среде программирования Fortran. Разработанная программа позволяет строить диаграммы направленности абсолютно мягких сферических рассеивателей разных радиусов.

3.3. Сравнение теории и эксперимента

Измерения проводились с рассеивателями разных размеров; результаты показывают схожесть структуры рассеянного поля. Для примера рассмотрим рассеиватель радиусом 5 мм. Предварительно по формулам (2), (3) была рассчитана зависимость амплитуды давления рассеянной волны от расстояния между центром сферы и областью сканирования на оси пучка в направлении "рассеяния вперед" (рис. 5). Видны область ближнего поля, в которой происходят осцилляции, и область дальнего поля, где давление монотонно убывает с увеличением расстояния от рассеивателя. Дифракционный переход от ближней зоны к дальней происходит на удалении 17 мм от рассеивателя. На основе рассчитанной зависимости были выбраны расстояния, представляющие наибольший интерес для экспериментальных исследований диаграмм рассеяния. Первая точка соответствует минимуму ближней зоны (10 мм), который характеризуется "провалом" в центре диаграммы рассеяния. Вторая точка – это начало дальней зоны (25 мм), третья – в области установившейся дальней зоны (50 мм).

Проанализируем полученные поперечные распределения амплитуды волны на разных расстояниях от рассеивателя (рис. 6). На расстоянии r = 10 мм теория предсказывает темное пятно в центре (рис. 6а), которое вызвано дифракцией в ближнем поле. Примечательно, что эксперимент четко подтверждает эту особенность рассеянного поля. Более того, на всех расстояниях измеренное распределение амплитуды рассеянной волны в центральной части картины количественно совпадает с теоретическим распределением. Единственное расхождение заключается в наличии у экспериментальных картин дополнительных побочных колец, которые ослабевают с увеличением расстояния r. Появление указанных "паразитных" колец в эксперименте может быть объяснено влиянием переотражений акустических волн между рассеивателем и гидрофоном. Этого артефакта трудно избежать на малых расстояниях. На больших расстояниях этот эффект ослабевает, и эксперимент мало отличается от теории. Таким образом, сферические рассеиватели из пенопласта действительно хорошо моделируют абсолютно мягкие рассеиватели, каковыми являются пузырьки газа.



Рис. 6. Теоретическая и экспериментальная диаграммы рассеяния мягкого сферического рассеивателя радиусом 5 мм, расположенные на расстояниях (а) d = 10 мм, (б) 25 мм и (в) 50 мм от центра рассеивателя на плоскостях (а) -10 мм $\leq x, y \leq 10$ мм и (б, в) -15 мм $\leq x, y \leq 15$ мм.

4. УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МЯГКИХ СФЕРИЧЕСКИХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

4.1. Схема расчета рассеяния импульсного сигнала

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что акустические свойства пенопласта достаточно близки к акустическим свойствам воздуха, и это позволяет использовать пенопластовые образцы в качестве моделей пузырьков газа для исследования методики получения ультразвуковых изображений пузырьков в воде или фантомах биоткани.

В большинстве задач ультразвуковой диагностики используются импульсные сигналы $p_{inc}(t)$. Типичный сигнал имеет вид радиоимпульса с высокочастотным заполнением и гауссовой огибающей. Такой сигнал можно записать в виде

$$p_{\rm inc}(t) = p_0 \exp\left(-t^2/\tau_0^2\right) \sin \omega_0 t. \tag{4}$$

Здесь p_0 — характерная амплитуда импульса, t — время, τ_0 — длительность импульса, ω_0 — центральная циклическая частота. Для расчета рассеянного поля по формулам (2), (3) падающий импульс нужно представить в виде интеграла Фурье, являющегося суперпозицией гармонических волн, и рассмотреть отдельно рассеяние каждой спектральной составляющей. Тогда результирующая рассеянная волна в любой точке пространства будет являться суперпозицией рассеянных волн каждой частоты в этой точке.

На практике вместо интеграла Фурье используется конечное число членов ряда Фурье, для этого сигнал периодически продолжается с некоторым периодом T и рассчитываются коэффициенты соответствующего ряда:

$$P_{\rm inc}^{(m)} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} p_{\rm inc}(t) e^{im\frac{2\pi}{T}t} dt.$$
 (5)

После подстановки (4) в (5) в пределе $\omega_0 T \ge 1$ получим следующее выражение для амплитуд гармоник:

$$P_{\rm inc}^{(m)} = \frac{p_0}{2i} \sqrt{\pi} \frac{\tau_0}{T} \times \left\{ \exp\left[-\left(\frac{(\omega_m + \omega_0)\tau_0}{2}\right)^2 \right] - \left(6\right) - \exp\left[-\left(\frac{(\omega_m - \omega_0)\tau_0}{2}\right)^2 \right] \right\},$$

где $\omega_m = 2\pi m/T$ — частота соответствующей гармоники. Падающая волна (4), представляющая

диагностический ультразвуковой импульс, есть суперпозиция плоских волн разных частот с известными амплитудами. В сферических координатах падающая плоская волна имеет вид $p_{\text{inc}} = \sum p_{\text{inc}}^{(m)}$, где $p_{\text{inc}}^{(m)} = P_{\text{inc}}^{(m)} e^{-i(\omega_m t - k_m r \cos \theta)}$, $k_m = \omega_m / c$, т.е. задача сводится к рассмотренному выше классическому случаю рассеяния плоской гармонической волны. В данной работе описанный алгоритм использовался для теоретического анализа рассеяния диагностических импульсов на мягких сферических рассеивателях. При расчетах использовались типичные значения параметров, использовались в системах ультразвуковой медицинской диагностики: длительность импульса $\tau_0 = 2$ мкс, центральная частота $\omega_0/(2\pi) = 3$ МГц, период их следования T = 100 мкс.

4.2. Алгоритм построения изображения

Для построения ультразвукового изображения рассеивателя в среде программирования Matlab была разработана программа, аналогичная применяемым в ультразвуковом сканере с *N*-элементной приемно-излучающей фазированной решеткой. Хотя в своей основе разработанный алгоритм является стандартным, для большей ясности он здесь кратко описан, поскольку разные разработчики ультразвуковых сканеров обычно добавляют специфические приемы в реализации общего алгоритма.

Построение изображения разбивается на несколько шагов. На первом шаге из результатов численного расчета рассеяния диагностического импульса на мягкой сфере находятся сигналы рассеяния на каждом из N преобразователей. В качестве падающей волны использовался импульс вида (4). Для каждого n = 1, ..., N рассчитывается задержка

$$\tau^{(n)} = \frac{z_0 + \sqrt{z_0^2 + (x_n - x_0)^2}}{2},$$
(7)

где (x_0, z_0) — координаты рассеивателя в плоскости визуализации, $(x_n, 0)$ — координаты *n*-го преобразователя. Результатом первого шага является массив данных в виде набора рассеянных сигналов, пришедших на преобразователи:

$$U^{(n)}(t) = U_0(t - \tau^{(n)}).$$
(8)

На следующем шаге производится оцифровка сигналов с шагом $h_t = 50$ нс, в результате чего формируется двумерный массив данных рассеяния:

$$U^{(n)}(t) \to U^{(n,m)} = U^{(n)}(t = mh_t).$$
(9)

Для возможности выделения огибающей исходного сигнала вводится аналитический сигнал W(t) = U(t) + iV(t), где U(t) – исходный (синфазный) сигнал, V(t) – его квадратурная компонента, связанная с исходным сигналом преобразованием Гильберта. Для каждого $U^{(n, m)}$ находится ортогональное дополнение сигнала $V^{(n, m)}$. В итоге имеется комплексный массив из аналитических сигналов $W^{(n,m)} = U^{(n,m)} + iV^{(n,m)}$. Огибающая описывается модулем аналитического сигнала.

Для построения изображения вводится сетка на плоскости (x, z) с шагом h = 0.5 мм. Для каждой точки $(x_l = lh, z_k = kh)$, задаваемой парой индексов (l, k), и для каждого элемента антенной решетки nнаходится время задержки

$$t_{lk}^{(n)} = \frac{z_k + \sqrt{z_k^2 + (x_n - x_l)^2}}{c}.$$
 (10)

Через данное время сигнал, дошедший до точки (x_l, z_k) , возвращается на элемент *n*. Для каждого элемента от 1 до *N* находится значение аналитического сигнала $W^{(n,m)}$ в момент времени $t_{lk}^{(n)}$. Как правило, значение $t_{lk}^{(n)}$ не совпадает со значениями $t = mh_t$. Поэтому производится линейная интерполяция, т.е. находятся два ближайших к $t_{lk}^{(n)}$ значения ряда с индексами $\left[t_{lk}^{(n)}/h_t\right] = m_{lk}^{(n)}, m_{lk}^{(n)} + 1$ (квадратные скобки означения в них строится взвешенное значения $F_{lk}^{(n)}$:

$$F_{lk}^{(n)} = \left(m_{lk}^{(n)} - \frac{t_{lk}^{(n)}}{h_{t}} + 1\right) W\left(n, m_{lk}^{(n)}\right) + \left(\frac{t_{lk}^{(n)}}{h_{t}} - m_{lk}^{(n)}\right) W\left(n, m_{lk}^{(n)} + 1\right).$$
(11)

Заключительным этапом алгоритма является суммирование задержанных сигналов от всех элементов решетки и вычисление яркости картины B_{lk} в данной точке изображения как квадрата модуля полного аналитического сигнала:

$$B_{lk} = \left| \sum_{n=1}^{N} F_{lk}^{(n)} \right|^{2}.$$
 (12)

Описанный вариант построения изображения соответствует излучению многоэлементной решеткой плоской волны. Несколько сложнее обстоит дело в случае посылки волны, сфокусированной на расстоянии F от поверхности ультразвукового сканера. В этом случае изображение строится путем последовательной посылки акустических импульсов и записи соответствующих рассеянных сигналов вдоль каждого из лучей 1, 2, ..., N.

На основе описанного алгоритма были выполнены расчеты ультразвукового изображения рассеивателя, расположенного в разных точках. Для примера на рис. 7 показано изображение точечного рассеивателя в точке с координатами (x, z) == (32 мм, 60 мм) при использовании разных режимов работы сканера — в режиме облучения области исследования плоской волной и при облучении

АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 62 № 2 2016



Рис. 7. Модельное изображение точечного рассеивателя с координатами (x, z) = (32 мм, 60 мм) в режиме излучения квазиплоской волны (а) и излучения сфокусированной волны с фокусным расстоянием F = 60, 30, 90 мм, (6), (B), (г) соответственно.

фокусированной волной (рис. 7). В соответствии с общими особенностями построения ультразвуковых изображений [11, 12], изображение рассеивателя, построенное в режиме облучения фокусированной волной, при его расположении в фокусе волны получается наиболее локализованным. Если рассеиватель удален от фокуса на некоторое расстояние (ближе к сканеру или дальше от него) или же применяется режим облучения плоской волной, то изображение рассеивателя размывается в поперечном направлении. В любом случае размер яркого пятна, соответствующего локализованному рассеивателю, получается больше размера рассеивателя, т.е. определить размер по яркостной картинке не представляется возможным.

4.3. Визуализация сферических рассеивателей из пенопласта. Способ измерения истинных размеров рассеивателей

Для сопоставления теоретических расчетов изображения сильных рассеивателей с наблюдениями был проведен ряд экспериментов по получе-

АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 62 № 2 2016

нию ультразвуковых изображений мягких рассеивателей сферической формы. В качестве измерительного прибора был использован ультразвуковой сканер Terason Ultrasound System с антенной решеткой 10L5, состоящей из 128 элементов, с рабочей частотой 3 МГц. Изображение можно было наблюдать на мониторе компьютера, включающего в себя также блок генерации сигналов и блок обработки данных. В качестве исследуемого объекта (модели биоткани) использовался желатин, а в качестве сильных рассеивателей, имитирующих газовые пузырьки, — сферические образцы из пенопласта разного диаметра.

В одном из экспериментов были взяты два образца из пенопласта диаметрами 1 и 0.5 мм. Было обнаружено, что размеры полученных ультразвуковых изображений практически не различаются (рис. 8), т.е. разрешающая способность ультразвукового сканера не позволяла получить изображение объекта с размером, соответствующим реальному: размеры изображений обоих "пузырьков" превышали истинные размеры.

АННЕНКОВА и др.



Рис. 8. Сравнение экспериментальных изображений двух моделей пузырьков размерами 0.5 и 1 мм.



Рис. 9. Зависимость коэффициента f(ka) от ka при различных углах θ по формуле (15).

Для того чтобы обойти указанное ограничение, можно использовать априорную информацию о закономерностях рассеяния ультразвуковой волны на мягкой сфере. Обратимся вновь к теории рассеяния звука на абсолютно мягкой сфере и рассмотрим зависимость амплитуды рассеянного сигнала от размера рассеивателя. Для упрощения расчетов в дальнем поле $(r \rightarrow \infty)$ используем асимптотику функции Ханкеля:

$$h_n^{(1)}(kr) \approx (-i)^{n+1} \frac{e^{ikr}}{kr}.$$
 (13)

АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 62 № 2 2016

Тогда формула для давления рассеянного поля вдали от рассеивателя может быть представлена в виде

$$p_{\rm scat} \approx e^{-i\omega t} f(ka, \theta) \frac{e^{ikr}}{kr},$$
 (14)

где

$$f(ka,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(-i)^{2n+1} \frac{j_n(ka)}{h_n(ka)} P_n(\cos\theta). \quad (15)$$

Здесь, как и ранее, a – радиус рассеивателя, θ – угол рассеяния ($\theta = 0^{\circ}$ соответствует рассеянию вперед). С точки зрения эхо-импульсной визуализации полезно проанализировать, как изменяется коэффициент $f(ka, \theta)$ для разных значений радиуса рассеивателя при углах рассеяния $\theta = 180^{\circ}$ (рассеяние назад), 170°, 160°, 150° (рис. 9). Как показывает расчет, наблюдается возникновение осциллирующего характера зависимости коэффициента $f(ka, \theta)$ в направлениях, отстоящих на некоторый угол от рассеяния строго назад. Иначе говоря, при увеличении радиуса рассеивателя или частоты посылаемого ультразвукового сигнала давление рассеянного поля является монотонно возрастающей функцией только для рассеяния назад, в остальных случаях давление растет не монотонно.

Тот факт, что при рассеянии назад зависимость силы рассеяния от размера рассеивателя является монотонно растущей функцией, чрезвычайно важен для рассматриваемых здесь задач визуализации пузырьков. Действительно, такая зависимость позволяет однозначно определить размер рассеивателя по амплитуде рассеянного назад сигнала (именно такие сигналы используются в ультразвуковых сканерах для построения изображений). Для использования такого метода требуется предварительно откалибровать ультразвуковой сканер на мягком рассеивателе известного размера. Описанные выше эксперименты показали, что в качестве таких эталонных рассеивателей могут быть использованы сферы из пенопласта. Далее при сканировании области с пузырьками неизвестных размеров их изображения могут сопоставляться по яркости с изображением эталонных пузырьков, и на основе уровня рассеянного сигнала может быть определен размер рассеивателя.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложена и исследована модель неподвижного газового пузырька в воде в виде пенопластового сферического образца. Проведено численное моделирование рассеяния звуковых импульсов на абсолютно мягкой сфере. Показано, что теоретические диаграммы направленности мягкого сферического рассеивателя практически совпадают с экспериментальными

АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 62 № 2 2016

данными для пенопластового образца. Разработана программа, реализующая два режима работы ультразвукового сканера: с падающей плоской волной и с падающей сфокусированной волной. Результаты расчетов, полученные при использовании данной программы, подтвердили, что объекты меньше разрешающей способности прибора имеют ультразвуковые изображения, превышающие истинные размеры рассматриваемого объекта. Проведены эксперименты с реальным ультразвуковым сканером и моделями из пенопласта, подтверждающие данные особенности. Теоретические расчеты для абсолютно мягкой сферы показали, что возможен способ определения истинного размера рассеивателя по его яркости на ультразвуковом изображении.

Работа поддержана грантом РНФ № 14-15-00665.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Кайно Г.* Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990.
- Ультразвук в медицине. Физические основы применения. Под ред. К. Хилла, Дж. Бэмбера, Г. тер Хаар. М.: Физматлит, 2008.
- 3. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
- Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M., Crum L., Xu Z., Fowlkes B., Cain Ch., Khokhlova V. Disintegration of tissue using HIFU // Acoustics Today. 2012. 24–36.
- 5. *Лапин А.Д*. Резонансное рассеяние звука пузырьком газа в жидком слое // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 3. С. 426–427.
- 6. *Маков Ю.Н*. Оболочечные микропузырьки: развитие эхо-контрастных систем в медицинской акустике, динамические модели с нелинейно-упругими оболочками // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 4–5. С. 536–545.
- 7. *Морз* Ф. Колебания и звук. М.: ГИТТЛ, 1949. С. 386–388.
- Zinin P., Weise W., Lobkis O., Boseck S. The theory of three-dimensional imaging of strong scatterers in scanning acoustic microscopy // Wave Motion. 1997. V. 25. P. 213–236.
- Weise W., Zinin P., Briggs A., Wilson T., Boseck S. Examination of the two-dimensional pupil function in coherent scanning microscopes using spherical particles // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 1. P. 181–191.
- 10. Донцов В.Е., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Отражение волн давления на границе жидкость-трехфазная среда // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 6. С. 783-788.
- 11. *Kremkau F.W.* Diagnostic ultrasound: principles and instruments. Saunders Elsevier, 2006. 521 p.
- 12. Szabo T.L. Diagnostic ultrasound imaging. Elsevier Academic Press, 2004. 549 p.