



Московский государственный университет
имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

На правах рукописи

Николаев Дмитрий Александрович

**Импульсная акустическая голография как метод измерения
параметров сред и характеристики ультразвуковых
источников и приемников**

Специальность: 01.04.06 – акустика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н.
Сергей Алексеевич Цысарь

Научный консультант:
д.ф.-м.н., доцент
Олег Анатольевич Сапожников

МОСКВА – 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
<i>Глава 1</i> ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ТРАКТА.....	16
§ 1.1 Теоретические аспекты импульсной акустической голографии.....	16
1.1.1 Метод интеграла Рэлея.....	17
1.1.2 Метод углового спектра.....	20
1.1.3 Нахождение углового спектра акустического поля на основе голограммы	23
1.1.4 Абсолютная калибровка излучателя.....	26
§ 1.2 Характеризация двумерной УЗ решетки	28
1.2.1 Экспериментальное исследование	29
1.2.2 Результаты и обсуждение	33
1.2.3 Выводы ко второму параграфу	37
1.2.4 Примечание	37
§ 1.3 Пространственная коррекция голограммы.....	38
1.3.1 Теория.....	39
1.3.2 Численная проверка метода.....	44
1.3.3 Экспериментальная проверка метода.....	49
1.3.4 Выводы к третьему параграфу	52
§ 1.4 Определение степени перекоса осей системы позиционирования.	52
1.4.1 Теория.....	53
1.4.2 Эксперимент.....	57
1.4.3 Выводы к четвертому параграфу	62
§ 1.5 Выводы к первой главе	62
<i>Глава 2</i> ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ГИДРОФОНОВ	64
§ 2.1 Введение	64
§ 2.2 Теория	68
2.2.1 Связь радиационной силы и полной акустической мощности пучка.....	68
2.2.2 Определение чувствительности гидрофона на основе измерений акустической голограммы и радиационной силы	71
§ 2.3 Экспериментальная проверка метода.....	72
2.3.1 Измерение радиационной силы.....	73
2.3.2 Зависимость радиационной силы от расстояния до поглотителя и времени измерений	76
2.3.3 Коэффициент отражения от поглотителя.....	78
2.3.4 Измерение голограммы излучателя	79
2.3.5 Измерение диаграммы направленности гидрофонов.....	82

2.3.6	Определение чувствительности гидрофонов	84
2.3.7	Измерение КПД преобразователя	86
2.3.8	Характеризация излучателя	90
§ 2.4	Выводы ко второй главе	92
Глава 3	ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ	93
§ 3.1	Введение	93
§ 3.2	Теория	95
3.2.1	Описание акустического поля в поглощающей среде методом углового спектра	95
3.2.2	Описания прохождения волны через плоскопараллельный слой	97
3.2.3	Случай наклонного расположения слоя	102
3.2.4	Определение коэффициента поглощения слоя на основе полной мощности акустического пучка	103
§ 3.3	Эксперимент	105
3.3.1	Экспериментальная установка и образцы	105
3.3.2	Измерение и обработка временного сигнала	107
3.3.3	Измерение пропагатора	109
§ 3.4	Экспериментальные результаты	112
3.4.1	Колебательная скорость поверхности источника. Структура УЗ пучка	112
3.4.2	Пропагатор для слоев различной толщины	115
3.4.3	Коэффициент поглощения и скорость звука	116
§ 3.5	Обсуждение результатов	118
3.5.1	Коэффициент поглощения	118
3.5.2	Фазовая скорость	120
3.5.3	Влияние размера гидрофона на измерение пропагатора	122
§ 3.6	Выводы к третьей главе	123
	ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	124
	БЛАГОДАРНОСТИ	125
	ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	126
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	129

ВВЕДЕНИЕ

Ультразвук (УЗ) в настоящее время находит все больше применений во многих областях науки, техники и медицины. Значительная распространенность приложений ультразвука вызвана его хорошей проникающей способностью, а также безопасностью его применения. Развивающимся перспективным направлением УЗ акустики является высокоинтенсивный терапевтический ультразвук (HITU, High-intensity therapeutic ultrasound) [1], в частности высокоинтенсивный фокусированный ультразвук (HIFU, High-Intensity Focused Ultrasound) [2], с помощью которого возможно механическое или тепловое воздействие на ткани организма. HIFU успешно применяется в качестве хирургического инструмента в операциях литотрипсии, гистотрипсии, гемостаза [3, 4, 5]. Стоит также отметить другие направления использования ультразвука в медицине, такие как направленная доставка лекарств, лечение травм сухожилий, стимуляция восстановления костей УЗ низкой интенсивности и т.д.

Ультразвук также широко применяется в задачах неразрушающего контроля – это оценка целостности деталей [6], определение геометрических характеристик деталей [7], определение упругих характеристик материалов [8] и т.д. В промышленности ультразвук используется в большом количестве процессов, таких как очистка материалов, сварка пластмасс и металлов, резка, распыление и т.д. [9, 10].

Значительная распространенность использования ультразвука ведет к необходимости разработки уточненных стандартов к применяемому оборудованию в целях увеличения качества диагностики и степени избирательности воздействия. В первую очередь это актуально в медицинских приложениях, где необходимым условием использования устройств для УЗ диагностики и терапии является разработка подходов стандартизации создаваемых ими волновых полей [11, 12].

Надежность и удобство используемых в настоящее время методов калибровки УЗ приемников и источников часто недостаточны. При использовании HIFU преобразователей с неточной калибровкой цели УЗ операций могут быть не достигнуты из-за недостаточной подаваемой мощности. В некоторых ситуациях неточная калибровка устройств может привести к негативному воздействию на организм [13], например, к тепловой травме здоровых тканей [14]. Существующие методы калибровки УЗ оборудования имеют существенные ограничения в точности, особенно для HIFU [15]. Большинство методов калибровки HIFU преобразователей ограничиваются измерением только частных характеристик, определяющих излучаемое УЗ поле [12], с помощью

которых невозможно получить точное распределение акустического давления в пространстве и во времени.

Аналогичная ситуация наблюдается и с многоэлементными УЗ решетками, которые широко применяются в медицинской диагностике и неразрушающем контроле. При использовании таких решеток элементы обычно считаются идеальными, что зачастую является достаточно грубым приближением. В реальности важно уметь контролировать состояние различных элементов, их способность излучать и принимать сигналы в нужном диапазоне частот. Желательно также оценивать состояние защитных и согласующих слоев на излучающей поверхности, качество электрических контактов между пьезоэлектрическими элементами и питающими их проводами и т.д. При определении характера излучаемого УЗ поля разработчики иногда ограничиваются набором электрических характеристик элементов с использованием различных приближений (например, предположения о поршневом характере колебаний поверхности элементов), что для ряда применений может быть неприемлемо по уровню точности предсказываемого поля. Например, в задачах диагностики [16] это может привести к неточному определению координат акустических рассеивателей.

Учитывая выше сказанное, очевидно, что разработка новых методов калибровки, отвечающих современным требованиям точности и безопасности УЗ оборудования, является чрезвычайно актуальной задачей.

Осуществить абсолютную калибровку акустического излучателя – это значит найти связь между излучаемым акустическим давлением или колебательной скоростью частиц в каждой точке пространства и подаваемым на излучатель электрическим напряжением. При этом предполагается, что излучатель погружен в однородную среду с известными акустическими характеристиками (обычно в качестве которой выступает вода). Зная связь акустического давления с питающим электрическим сигналом, можно получить частные величины, характеризующие излучатель [17]: мощность акустического излучения, для фокусирующего излучателя фокальное расстояние, фокальное усиление, давление в фокусе, размер и форму фокального пятна, наличие и расположение паразитных фокусов, тепловую дозу и т.д.

Производители УЗ излучателей обычно сообщают такие характеристики, как геометрические размеры источника, фокусное расстояние, рабочую частоту и акустическую мощность, но пока еще не в состоянии предоставить точную информацию о структуре колебательной скорости излучающей поверхности. Указанные производителем номинальные параметры излучателя могут быть использованы для расчета УЗ поля в пространстве в приближении равномерности амплитуды нормальной компоненты

колебательной скорости на его излучающей поверхности (поршневое приближение) [18, 19]. Колебание поверхности в общем случае является неравномерным [20, 21] из-за особенностей крепления электрических контактов, характера тыльной нагрузки, а также неизбежного возбуждения в пьезопластине волн лэмбовского типа [22, 23]. Поскольку структура колебаний зависит от особенностей конструкции преобразователя, влияние которых на колебание пьезопластины трудно предугадать, точное предсказание распределения колебательной скорости на пьезопластине как правило невозможно. Следовательно, рассчитанное акустическое поле в «поршневом» приближении может значительно отличаться от реального.

Для более точного описания пространственно-временной структуры УЗ поля следует избегать поршневого приближения и исходить из реального распределения нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности излучателя. Действительно, указанное распределение может быть использовано в качестве граничного условия в математической задаче решения акустического волнового уравнения. Данное граничное условие позволяет с высокой точностью рассчитать акустические поля в пространстве перед излучателем как в линейном, так и нелинейном режимах распространения [24, 25]. Например, для многоэлементных УЗ решеток максимально точное знание характера колебаний поверхности может помочь отслеживать возникновение и характер нежелательных боковых лепестков и паразитных максимумов при фокусировке ультразвука [26], а для устройств больших волновых размеров, применяемых в хирургии и мощных промышленных приложениях, как можно точнее рассчитывать интенсивность ультразвука и размеры фокальных областей.

Определить характер колебаний поверхности излучателя можно с помощью известных методов, например, метода лазерной виброметрии [27] или метода шпирен-визуализации [23]. Но оба метода не позволяют непосредственно получить количественное распределение поля в жидкой рабочей среде: первый метод работает в воздухе, а акустооптическое взаимодействие в жидкости, вносит существенные помехи [28, 29]; второй метод позволяет просто получить качественную картину УЗ пучка в прозрачной жидкости, но для получения количественных распределений необходимо применение сложной и высокоточной томографической схемы.

Распределение колебательной скорости на излучателе также может быть экспериментально найдено методом акустической голографии [30], измеренного двумерного поперечного распределения параметров акустического поля (амплитуда и фаза волны на определенной частоте) на протяженном участке поверхности, расположенном перед излучателем [31, 32].

Метод акустической голографии на данный момент является наиболее полным методом измерения пространственной структуры акустического пучка и оказался настолько эффективным, что недавно был рекомендован как стандарт по характеристике УЗ преобразователей [33]. На основе измеренной голограммы акустического поля и известных свойств среды, в которой происходит распространение акустической волны, возможно количественно определить давление и нормальную составляющую скорости частиц на поверхности преобразователя. Таким способом можно также количественно определять особенности излучения поверхности датчиков [34], дефекты поверхности, места припоя или прижима контактов, выявлять поверхностные волны, распространяющиеся в пьезопластине преобразователя. Знание указанных характеристик может существенно повысить эффективность использования УЗ приборов как в медицинских, так и промышленных приложениях. С помощью граничного условия на поверхности датчика, полученного с помощью метода голографии, можно также проводить расчет прохождения акустической волны при возбуждении тональным электрическим сигналом на определенной частоте через сложную неоднородную среду (например, ткани и органы) и получать реальное пространственное распределение акустического давления в среде.

Расширением метода голографии является метод нестационарной (импульсной) акустической голографии [21, 35], с помощью которого путем проведения измерений в режиме излучения коротких импульсов можно получить широкополосную характеристику излучающей системы. Нестационарная (импульсная) голограмма позволяет определить набор стационарных (монокроматических) голограмм, характеризующих пространственную структуру поля при возбуждении излучателя тональным электрическим сигналом на определенном наборе частот. Зная данную характеристику, можно рассчитать пространственно-временное распределение акустического поля при подаче широкополосного электрического сигнала на излучатель.

Применение нестационарной голографии не ограничивается только характеристикой излучателей, она может быть применена для исследования свойств всего измерительного акустического тракта, включающего в себя источник, приемник, среду распространения и систему позиционирования, с помощью которой проводится сканирование акустического поля в случае синтеза приемной апертуры. Корректно спланированный эксперимент позволяет с помощью голографических методов исследовать характеристики каждого из элементов акустического тракта в отдельности.

В течение последних лет голографический подход активно развивался и совершенствовался. Экспериментальная установка для измерения голограммы обычно

включает в себя характеризуемый излучатель, подключенный к генератору, приемник, подключенный к измерителю напряжения и систему позиционирования, с помощью которой производится перемещение гидрофона. Безусловно, на качество измерения оказывают влияние особенности функционирования каждого элемента измерительной установки и выбор параметров измерений. Все эти факторы могут исказить регистрируемое поле, что будет вносить систематическую ошибку в рассчитываемую голографическим методом структуру акустического поля в пространстве, в частности на поверхности излучателя [32]. Следовательно, необходимо контролировать многие детали эксперимента.

Среди факторов, которые могут в ряде конфигураций вносить существенные ошибки в голограмму, следует выделить систематические и случайные ошибки, связанные с характеристиками голограммы [32], влияние среды, в которую погружен излучатель и гидрофон. Для дальнейшего увеличения достоверности голографического подхода необходимо проводить работу по минимизации этих ошибок. Факторами, которые не исследовались подробно до настоящего времени, являются неопределенность пространственной ориентации голограммы и неопределенность геометрических характеристик системы позиционирования. Экспериментальному исследованию этих факторов посвящены § 1.3 и § 1.4 соответственно.

Основными источниками неточностей в УЗ измерениях, связанными с приемником УЗ излучения – гидрофоном, являются пространственное усреднение по его поверхности, что проявляется в неоднородной характеристике направленности гидрофона [36, 37], а также неопределенность калибровки гидрофонов [38].

В настоящий момент одним из наиболее точных методов абсолютной калибровки гидрофонов мегагерцового диапазона частот является метод оптической интерферометрии. Основная идея метода подробно описана в работах [39, 40]. В этом способе с помощью интерферометра проводится измерение колебаний мембраны под действием плоской акустической волны. Далее на место мембраны помещается калибруемый гидрофон. Сравнением электрического отклика гидрофона на акустическую волну определенной частоты и измеренной колебательной скорости проводится калибровка. Одним из недостатков такого способа является необходимость использования сложного оптического оборудования, поэтому он доступен не для всех акустических лабораторий. Другой ограничивающий фактор – возможное искажение результатов измерений колебания поверхности мембраны в жидкости вследствие акустооптического взаимодействия в среде распространения.

Характеристики гидрофонов могут постепенно изменяться вследствие деградации чувствительного элемента гидрофона, связанной со старением и постепенным разрушением чувствительного пьезоэлемента в ходе многочасовых измерений. Также возможно разрушение проводящего металлического напыления гидрофона из-за электролиза с другим металлом, помещенным в воду, которая становится электролитом. Следовательно, для обеспечения максимальной точности измерений калибровку гидрофонов необходимо проводить регулярно.

Процедура абсолютной калибровки гидрофонов может также быть основана на определении полной мощности акустического излучения преобразователем, которая определяется калориметрическим методом [41]. Другим способом калибровки может служить метод, основанный на измерении радиационной силы, которую оказывает акустический пучок на поглотитель или отражатель [42], [43]. Метод на основе измерения радиационной силы получил более широкое применение из-за простоты реализации и более точных результатов.

Для калибровки гидрофонов измерение акустической мощности или радиационной силы необходимо дополнить измерением структуры УЗ пучка с помощью гидрофона. Метод на основе измерения полной акустической мощности за счет сканирования амплитуды акустического поля предложен в работе [44]. В работе [45] авторы усовершенствовали данный подход на основе измерения акустической голограммы, учитывающей пространственное распределение фазы волны, что позволило повысить точность калибровки. Измеренная голограмма в данном методе связана с измеренной радиационной силой через коэффициент, включающий в себя амплитудную чувствительность гидрофона. К сожалению, широкополосная калибровка в таком подходе затруднительна, так как для этого требуется измерение большого количества монохромных голограмм, что является трудоемким и времязатратным процессом.

Во второй главе настоящей диссертационной работы для процедуры калибровки предложено использовать нестационарную голографию, подробно описанную в Глава 1. Проведен детальный анализ данного подхода и факторов, влияющих на измерения. Важным фактором, вносящим существенную ошибку в результат измерения чувствительности гидрофона и не рассмотренным в предыдущих работах, является направленность гидрофона. Угловой спектр реального акустического пучка может быть достаточно широким [46], особенно в случае использования фокусирующих излучателей. Следовательно, измеренную акустическую голограмму следует корректировать с учетом диаграммы направленности приемника. В результате показано, что измерение радиационной силы акустического пучка на наборе частот совместно с нестационарной

голограммой дает возможность получить калибровку гидрофона в широком частотном диапазоне с точность 3–5%.

Глава 3 диссертации посвящена акустической характеристизации материалов. Для увеличения предсказательной способности расчетов структуры поля акустических импульсов в неоднородной среде необходимо с высокой точностью знать акустические характеристики материалов, в которых распространяется волна. Большинство используемых методов измерения акустических свойств твердых и гелеобразных материалов, как правило, обладает заметной погрешностью (от 10%) [47]. Помимо этого, ряд методов требует наличия образцов больших объемов (порядка литра), в то время как в некоторых случаях, например, при исследовании биологических материалов, доступные образцы могут иметь значительно меньший объем.

В диссертации предлагается новый способ определения частотной зависимости скорости звука и коэффициента поглощения материалов с использованием образцов небольшого размера. Подход сводится к использованию импульсной акустической голографии, который можно использовать для реализации плосковолнового режима в широком диапазоне частот при передаче ультразвука через слой конечной апертуры даже в условиях сложной (не плосковолновой) структуры УЗ поля. В линейном режиме, в силу принципа суперпозиции, поле можно представить в виде набора плоских волн, распространяющихся через поглощающий слой независимо. Это дает возможность работать с каждой из них отдельно. Таким образом решается проблема использования плосковолнового приближения в реальных УЗ пучках, а также появляется возможность существенно повысить точность определения параметров материала, так как точность определения структуры поля методом акустической голографии может достигать нескольких процентов.

Актуальность работы

Значительное расширение областей промышленности и медицины, использующих новые ультразвуковые (УЗ) устройства, ведет к необходимости разработки уточненных стандартов к применяемому оборудованию, работающему в мегагерцовом диапазоне частот. Точность широко используемых в настоящее время методов калибровки часто недостаточна для практических целей, что делает особо актуальным предлагаемый в работе новый способ характеризации акустических преобразователей на основе измерения нестационарной (импульсной) акустической голограммы волнового поля. Особенно полезной является возможность нахождения пространственно-временной структуры колебаний поверхности акустических источников. Это позволяет определить базовые

характеристики ультразвуковых преобразователей, такие как чувствительность, диаграмма направленности, АЧХ, ФЧХ и другие. В диссертации разрабатывается подход, основанный на методе акустической голографии, и выявляются основные факторы, влияющие на точность измерений характеристик ультразвуковых преобразователей. Одним из таких факторов является количественная информация о характеристиках приемников акустического сигнала (чувствительность и диаграмма направленности на различных частотах), которые используются для измерения голограмм. На настоящий момент один из наиболее точных методов абсолютной калибровки гидрофонов мегагерцового диапазона частот основан на использовании оптической интерферометрии. Существенным недостатком такого метода является необходимость применения сложного оптического оборудования, которое недоступно для многих акустических лабораторий при проведении регулярной калибровки. В связи с этим актуальной является задача разработки новых способов экспериментального определения характеристик источников и приемников. Для этого в работе предлагается проводить комбинирование данных измерений акустической голограммы источника и измерений радиационной силы, с которой излучаемый ультразвуковой пучок действует на поглощающую мишень.

Помимо упомянутых выше задач характеристики УЗ источников и приемников, в приложениях ультразвука актуальной является задача разработки новых прецизионных методов измерения акустических характеристик материалов, в том числе и биологических сред. Для измерения акустических свойств материалов традиционно применяются плоские излучатели; при этом для расчета коэффициента затухания и скорости звука используется плосковолновое приближение, не учитывающее реальную неоднородную структуру акустического пучка в ближней дифракционной зоне. В результате этого могут возникать систематические отклонения, особенно при использовании образцов небольшого объема. Предлагаемый в работе метод, основанный на акустической голографии, учитывает эффект дифракции и поэтому может быть эффективно применен не только для плоских, но и для фокусирующих излучателей. Это делает возможным исследование свойств материалов в образцах небольших размеров, что является актуальным, например, при характеристике биологических образцов, размеры которых обычно ограничены.

Целями диссертационной работы являются разработка экспериментальных подходов для новых методов характеристики источников и приемников ультразвукового излучения мегагерцового диапазона частот, определения влияния неидеальности систем позиционирования приемников на точность акустических измерений, а также разработка

нового метода по определению акустических параметров различных материалов. Для достижения обозначенных целей решались следующие **задачи**:

1. Расширить метод акустической голографии на случай импульсных полей. Разработать экспериментальную схему для прецизионного измерения нестационарной акустической голограммы излучателя.
2. Выявить факторы, влияющие на точность характеристики акустических преобразователей. Разработать метод пространственной коррекции акустической голограммы за счет ее поворота и смещения.
3. Экспериментально применить метод импульсной акустической голографии для измерения распределений колебательной скорости на поверхности многоэлементного УЗ преобразователя в широкой полосе частот.
4. Разработать метод измерения углов, определяющих взаимную ориентацию осей системы позиционирования, на основе импульсной акустической голографии. Экспериментально проверить данный метод.
5. Разработать метод измерения чувствительности приемника на основе комбинации измерения импульсной голограммы и измерения радиационной силы, оказываемой акустическим пучком на поглотитель.
6. Измерить чувствительность гидрофонов разных типов с помощью разработанного метода и провести сравнение с данными заводской калибровки.
7. Разработать метод определения акустических характеристик материала с использованием плоскопараллельных образцов в широкой частотной полосе на основе измерения импульсной голограммы акустического поля. Найти акустические характеристики резиноподобного материала и подтвердить возможность использования малых образцов на основе сравнения данных измерений для образцов одинаковой толщины, но разных поперечных размеров.

Объект и предмет исследования

Объектами исследования в диссертационной работе являются источники и приемники УЗ пучков мегагерцового диапазона частот, способные генерировать и принимать как слабые УЗ поля, так и поля терапевтических уровней. Предметами исследования являются пространственно-временная структура УЗ полей, новые принципы калибровки УЗ оборудования и акустической характеристики материалов.

Методология исследования

Для широкополосной характеристики преобразователей по измеряемой акустической голограмме использовались аналитические и численные модели,

построенные на основе интеграла Рэлея и метода пространственного (углового) спектра. Измерение чувствительности гидрофона основывалось на решении задачи механического силового воздействия акустического пучка на плоский поглотитель. Методы измерения углов между осями системы микропозиционирования и определения акустических характеристик материалов базировались на спектральном разложении акустического пучка на плоские монохроматические волны и выделении наиболее информативных компонент.

В рамках решения каждой задачи проводились численные расчеты путем создания необходимого алгоритма в среде Matlab, а также осуществлялась экспериментальная проверка с использованием автоматизированных комплексов под управлением программ в среде LabView. Используемые для каждой задачи материалы приводятся и описываются в соответствующих разделах работы.

Научная новизна работы заключается в разработке следующих новых методов в рамках подготовки диссертации.

1. Разработана методика характеристики акустических преобразователей на основе нестационарной (импульсной) акустической голографии, которая позволяет определять пространственно-временной акустический отклик УЗ системы.
2. Разработан способ измерения углов между механическими осями системы позиционирования и их компенсации с помощью измеренной голограммы излучателя.
3. Разработан способ широкополосной калибровки гидрофонов на основе комбинации метода импульсной акустической голографии и измерения радиационной силы акустического пучка.
4. Разработан новый метод измерения акустических характеристик материалов с помощью образцов малого объема на основе измерения нестационарной акустической голограммы фокусирующего излучателя.

Практическая значимость работы

1. Импульсная акустическая голография может служить основой построения измерительного комплекса для высокоточной характеристики полей УЗ источников для различных применений в медицине и промышленности.
2. Практическая значимость метода измерения чувствительности гидрофонов заключается в формулировании методики и критериев для построения высокоточных систем калибровки гидрофонов.
3. Разработанный способ измерения акустических характеристик материалов может быть применен при использовании образцов небольшого объема (порядка 1 мл) в

рамках различных приложений ультразвука, в том числе для измерения характеристик биологических материалов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Импульсная голография мегагерцового диапазона частот в жидкости позволяет количественно определять пространственно-временные отклики излучателя, приемника и исследуемой среды на импульсное возбуждение.
2. Двойная импульсная голограмма позволяет определять и компенсировать ошибки установки углов осей системы позиционирования с точностью до 0.1° .
3. Комбинация импульсной голографии с измерением радиационной силы позволяет проводить широкополосную калибровку гидрофонов с точностью 3 – 5%, не уступающей существующим методам калибровки приемников мегагерцового диапазона частот.
4. Импульсная акустическая голография позволяет проводить измерения акустических характеристик материалов, используя образцы небольшого размера, без применения плосковолнового приближения.

Достоверность и обоснованность представленных в диссертационной работе результатов подтверждается проверочными численными и физическими экспериментами, а также соответствием результатов экспериментов априорной информации, теоретическим расчетам и результатам, полученным в работах других авторов.

Апробация работы

Вошедшие в диссертацию материалы докладывались на XV, XVI, XVII Всероссийских школах-семинарах «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова (г. Можайск, 5 – 10 июня 2016 г., 27 мая – 1 июня 2018 г., 23 – 28 августа 2020 г.), 7-й Зимней школе по терапевтическом ультразвуку (Лезуш, Франция, 3 – 8 марта 2019 г.), Международном конгрессе по ультразвуку (International Congress on Ultrasonics, Брюгге, Бельгия, 3 – 6 сентября 2019 г.), 3-й Всероссийской акустической конференции (Санкт-Петербург, 21 – 25 сентября, 2020 г.), XXXII сессии Российского акустического общества (Москва, 14 – 18 октября, 2019 г.) Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2020», (Москва, 10 – 27 ноября, 2020 г.).

Работа, представленная автором в рамках настоящей диссертации, была поддержана РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90022 «Конкурс на лучшие проекты фундаментальных научных исследований, выполняемые молодыми учеными,

обучающимися в аспирантуре» и стипендией Американского акустического общества (ASA International Student Grant).

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 23 печатных работах, в том числе 4 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, 3 публикациях в других рецензируемых научных изданиях и 16 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций. Список работ автора приведен в конце диссертации перед списком литературы.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично либо при его определяющем участии.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из общего вводного раздела, трех глав и заключения. Каждая глава включает в себя краткое введение с обзором литературы в рамках поставленной задачи, оригинальную часть и выводы. Работа содержит 137 страниц, включает 52 рисунка, 2 таблицы и 113 библиографических ссылок.

Содержание диссертации

Во Введении обоснована актуальность исследуемой проблемы, приведен краткий обзор литературы, сформулированы цели работы и описано ее краткое содержание по главам. В первой главе проведено исследование применения нестационарной акустической голографии для характеристики УЗ преобразователей и предложен способ ее пространственной коррекции, представлен разработанный способ прецизионного определения углов между осями системы позиционирования. Во второй главе исследован способ калибровки гидрофонов на основе «взвешивания» акустического пучка (измерения радиационной силы пучка с помощью весов) и измерения его нестационарной акустической голограммы. В третьей главе представлен новый способ измерения акустических свойств материалов на основе измерения нестационарной акустической голографии. В Заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава 1

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ТРАКТА

§ 1.1 *Теоретические аспекты импульсной акустической голографии*

Голографией в широком смысле называют запись полной информации о волне (голограммы). В случае гармонической волны записывается не только амплитуда, но и фаза волны. Согласно общим свойствам решения волнового уравнения, такую запись достаточно осуществить на некоторой поверхности, окружающей визуализируемый объект. Для акустических волн было предложено и реализовано несколько вариантов голографии по аналогии с оптическим принципом записи [48, 49, 50], однако позже с быстрым развитием методов записи и обработки сигналов стало понятно, что в акустике можно избежать использования интерференции со вспомогательным опорным пучком, поскольку благодаря относительно низкой частоте сигналов удастся достаточно просто осуществить прямую запись амплитуды и фазы волны в каждой точке поверхности измерений и затем воссоздать исходное поле численным образом. Более того, в случае несинусоидальных сигналов можно записать полную временную форму сигналов в точках указанной поверхности. Математически проблема сводится к решению обратной задачи нахождения неизвестных значений поля в точках пространства, включая точки поверхности источника, на основе известных значений поля в точках некоторого участка поверхности, расположенного перед источником. Большое количество публикаций посвящено акустической голографии ближнего поля, для которой характерно проведение записи голограммы на относительно близком расстоянии от источника, порядка длины волны [31, 51]. Этот вариант голографии получил заметное развитие в воздушной акустике, где он уже используется для нахождения распределений скорости или давления на вибрирующих поверхностях различных устройств [52]. При этом проводится учет неоднородных волн, которые, как известно, несут информацию о мелкомасштабных деталях поля на источнике [53].

В большинстве приложений ультразвука в медицине и неразрушающем контроле размеры преобразователей намного превышают длину волны, а исследуемые участки среды находятся от источника на расстоянии много большем длины волны, поэтому

проводить учет неоднородных волн, в отличие от ряда голографических задач гидроакустики килогерцового диапазона [48, 49], нет необходимости. В основу развиваемого варианта акустической голографии [35] положен принцип обращения волнового фронта, основанный на инвариантности волнового уравнения в непоглощающей среде относительно операции обращения времени [54].

Далее представлен необходимый для изложения работы математический аппарат импульсной акустической голографии на основе интеграла Рэлея [55] и пространственного спектрального разложения волны [46]. В силу линейности задачи данные методы легко обобщаются на случай нестационарных (в частности, импульсных) источников. В этом случае в каждой точке голограммы записывается не амплитуда и фаза сигнала (как это делается при исследовании монохроматических источников), а полный временной профиль волны.

1.1.1 Метод интеграла Рэлея

Рассмотрим излучающую в направлении оси z поверхность Σ . (рис. 1.1). Окружим ее поверхностью $\Sigma' + \Delta\Sigma$. В общей постановке задачи давление на этой поверхности задано в виде функции $p(\mathbf{r}', t)$.

Для расчета поля удобно использовать спектральный подход. Согласно теореме Фурье, волновая функция $p(\mathbf{r}', t)$ может быть представлена в виде суммы гармонических сигналов. Проведем спектральное разложение сигнала в каждой точке пространства $\mathbf{r}'$ и таким образом получим комплексную амплитуду волны для частоты ω в виде

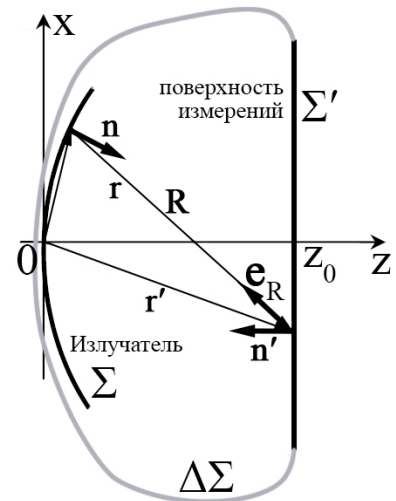


Рис. 1.1. Геометрия задачи.

$$P(\omega, \mathbf{r}') = \int_{-\infty}^{\infty} p(t, \mathbf{r}') e^{i\omega t} dt, \quad (1.1)$$

Пространственная структура поля каждой гармоники представляет собой зависимость действительной амплитуды и фазы этой гармоники от координат, которую удобно свести к пространственной зависимости комплексной амплитуды, считая функцию $P(\omega, \mathbf{r}')$ комплексной. Функция $P(\omega, \mathbf{r}')$, полностью охватывающая акустический пучок, является монохроматической акустической голограммой. В силу линейности задачи

распространения монохроматического сигнала проводится для каждой частоты независимо.

Уравнение Гельмгольца $\Delta P(\omega, \mathbf{r}') + (\omega/c)^2 P(\omega, \mathbf{r}') = 0$, где c – скорость звука на частоте ω , имеет решение в виде интеграла Кирхгофа-Гельмгольца [56], который определяет комплексную амплитуду акустического давления внутри поверхности, на которой задано акустическое давление и ее производная по нормали $\mathbf{n}$ к поверхности. В силу линейности задачи можно таким образом определить комплексную амплитуду для любой частоты сигнала ω :

$$P(\omega, \mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma' + \Delta\Sigma} \left\{ -\frac{e^{ikR}}{R} \frac{\partial P(\omega, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{n}'} + P(\omega, \mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}'} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) \right\} d\Sigma', \quad (1.2)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, $\mathbf{r}$ – точка внутри области, образованной поверхностями Σ' и $\Delta\Sigma$, $\mathbf{r}'$ – точки на поверхности $\Sigma' + \Delta\Sigma$, $\mathbf{n}'$ – единичная нормаль к поверхности $\Sigma' + \Delta\Sigma$. Известно, что если поверхность, на которой задано давление, плоская, то интеграл Кирхгофа-Гельмгольца может быть упрощен до интегралов Рэлея, которые содержат либо только производную от давления, либо только акустическое давление. В текущей постановке задачи излучающая поверхность находится внутри области $\Sigma' + \Delta\Sigma$, поэтому для расчета давления внутри области $\Sigma' + \Delta\Sigma$ (рис. 1.1) следует провести процедуру обращения волнового фронта в выражении (1.2), также выбрав подходящую функцию Грина. Таким образом получим следующее выражение:

$$P_{rev}(\omega, \mathbf{r}) = 2 \int_{\Sigma + \Delta\Sigma} P_{rev}(\omega, \mathbf{r}') \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{n}'} d\Sigma', \quad (1.3)$$

где $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp(ikR)/(4\pi R)$ – функция Грина свободного пространства, $P_{rev}(\omega, \mathbf{r}')$ – обращенная во времени комплексная амплитуда давления. Учитывая, что $P_{rev}(\omega, \mathbf{r}') = P^*(\omega, \mathbf{r}')$, получим выражение для расчета волны внутри области $\Sigma' + \Delta\Sigma$ через известное распределение давления на этой поверхности. Интегрирование в общем случае необходимо проводить вдоль замкнутой поверхности $\Sigma' + \Delta\Sigma$, но в случае использования источников больших волновых размеров, энергия пучка которых сконцентрирована вблизи акустической оси излучателя z , обычно в практических случаях достаточно провести интегрирование в поперечной оси z плоскости с поперечным размером Σ' , примерно равной апертуре излучателя:

$$P(\omega, \mathbf{r}) = \int_{\Sigma'} P(\omega, \mathbf{r}') K_{P_{\Sigma'} \rightarrow P_{\Sigma}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Sigma', \quad (1.4)$$

где $K_{P_{\Sigma} \rightarrow P_{\Sigma}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 2 \partial G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}') / \partial \mathbf{n}'$. В частности, поместив вектор $\mathbf{r}$ на поверхность Σ , из (1.4) можно рассчитать комплексную амплитуду акустического давления на излучателе. Из уравнения движения $\rho_0 \partial v / \partial t = -\nabla p$ [57] легко получить выражение для нормальной комплексной амплитуды колебательной скорости частиц $V_n(\omega, \mathbf{r}) = 1 / (i\omega\rho_0) \partial p / \partial \mathbf{n}$, где ρ_0 – плотность среды. Используя второй вид записи для интеграла Рэлея (1.2), получим выражение для расчета давления через нормальную колебательную скорость

$$P(\omega, \mathbf{r}) = \int_{\Sigma'} V_n(\omega, \mathbf{r}') K_{V_n \rightarrow P_{\Sigma}} d\Sigma', \quad (1.5)$$

где $K_{V_n \rightarrow P_{\Sigma}} = \omega\rho_0 / (i2\pi) G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – ядро интегрального оператора. Аналогичным образом с учетом (1.4), получим выражение для расчета нормальной составляющей колебательной скорости к поверхности Σ через комплексную амплитуду давления $P(\omega, \mathbf{r}')$

$$V_n(\omega, \mathbf{r}) = \int_{\Sigma'} P(\omega, \mathbf{r}') K_{P_{\Sigma} \rightarrow V_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Sigma', \quad (1.6)$$

где $K_{P_{\Sigma} \rightarrow V_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{2}{i\omega\rho_0} \frac{\partial^2 G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{r}) \partial \mathbf{n}'(\mathbf{r}')}$, где $\mathbf{n}$ – единичная нормаль к поверхности Σ .

С помощью формул (1.4), (1.6) возможно полностью описать акустическое поле внутри поверхности $\Sigma' + \Delta\Sigma$, включая поверхность излучателя, по измеренному распределению акустического давления на поверхности Σ' . Стоит отметить, что при расчете колебательной скорости на поверхности неплоского излучателя может появиться искажение, связанное с переотражением от его поверхности, но в предположении малой кривизны и больших волновых размеров во многих случаях допускается пренебречь этими эффектами [21].

После расчета производных по нормали ядра выражений (1.4) и (1.6) принимают следующий вид:

$$K_{P_{\Sigma} \rightarrow V_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi i \omega \rho R^3} \left[(\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') \cdot (1 + ikR) - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_R) \cdot (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{e}_R) \cdot (3 + 3ikR - R^2 k^2) \right] e^{-ikR}, \quad (1.7)$$

$$K_{V_n \rightarrow P_{\Sigma}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{2\pi R^2} (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{e}_R) (1 + ikR) e^{-ikR}, \quad (1.8)$$

где $\mathbf{e}_R = (\mathbf{r} - \mathbf{r}') / R$ – единичный направляющий вектор, « $\cdot$ » обозначает скалярное произведение векторов. Практический интерес представляет случай расчета колебательной скорости и давления на поверхности фокусирующего и плоского излучателя из измеренной плоской голограммы (рис. 1.1). В таком случае для

фокусирующего излучателя с фокусным расстоянием F $\mathbf{n}' = (0, 0, -1)$,
 $\mathbf{n} = \left(-x/F, -y/F, \sqrt{1 - (x^2 + y^2)/F^2}\right)$, для плоского излучателя – $\mathbf{n}' = (0, 0, -1)$, $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$.

Аналогично (1.6) можно найти проекцию колебательной скорости на любое заданное направление:

$$V_L(\omega, \mathbf{r}) = \int_{\Sigma'} P(\omega, \mathbf{r}') K_{P_{\Sigma'} \rightarrow V_L}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Sigma', \quad (1.9)$$

$$K_{P_{\Sigma'} \rightarrow V_L} = \frac{2}{i\omega\rho} \frac{\partial^2 G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial \mathbf{n}_L \partial \mathbf{n}'}, \quad (1.10)$$

где $\mathbf{n}_L$ – единичный направляющий вектор.

Метод интеграла Рэлея особенно удобен при исследовании колебаний поверхности источника и/или поверхности измерений неплоской формы, например, фокусирующих [21, 32]. Как указано выше, импульсная голография позволяет проводить такое исследование в широкой частотной полосе, которая может достигать ширины полосы излучения преобразователя. Для этого следует провести расчет давления или колебательной скорости на поверхность излучателя по формулам (1.4) и (1.6), используя монохроматические голограммы, полученные из импульсной голограммы с помощью (1.1). Для нахождения временной зависимости давления и колебательной скорости в точке пространства $\mathbf{r}$ необходимо провести обратное преобразование Фурье выражений (1.4) и (1.6):

$$p(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Sigma'} P(\omega, \mathbf{r}') K_{P_{\Sigma'} \rightarrow P_{\Sigma}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Sigma' e^{-i\omega t} d\omega, \quad (1.11)$$

$$V_n(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Sigma'} P(\omega, \mathbf{r}') K_{P_{\Sigma'} \rightarrow V_n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Sigma' e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1.12)$$

1.1.2 Метод углового спектра

Другой широко используемый эквивалентный способ расчета распространения акустической волны основан на методе разложения волны на пространственные гармоники (угловой спектр) [46, 58, 59]. Такой способ применяется как для расчета распространения акустических полей от плоских источников [60, 61], так и для обратного пересчета [62] – т.е. для голографического восстановления посредством обратного распространения. Также метод углового спектра можно обобщить на случай цилиндрических или сферических источников [34, 63].

Сформулируем аналитические закономерности прямого и обратного распространения поля УЗ давления, меняющегося со временем по негармоническому закону, с использованием аппарата Фурье-акустики. Рассмотрим плоскость $z = 0$, расположенную непосредственно у поверхности плоского УЗ источника в воде. Распределение акустического давления $p(t, x, y, z = 0)$ в этой плоскости определяется характером колебаний поверхности источника, который, вообще говоря, является неизвестным. Аналогично предыдущему параграфу, расчет удобнее провести в частотном пространстве. В силу линейности задачи каждая гармоническая компонента сигнала $P(\omega, x, y, z)$ распространяется независимо от других. В рамках метода углового спектра данная зависимость может быть сведена к $S(\omega, k_x, k_y, z)$ путем перехода от пространственных координат (x, y, z) к смешанным (k_x, k_y, z) помощью двумерного пространственного преобразования Фурье:

$$S(\omega, k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, x, y, z) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy, \quad (1.13)$$

$$P(\omega, x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} p(t, x, y, z) e^{i\omega t} dt. \quad (1.14)$$

Найденное представление волнового поля $S(\omega, k_x, k_y, z)$ в случае идеальной среды, когда волновое число k является действительной величиной, имеет вид суперпозиции плоских волн вида $S(k_x, k_y) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, где соответствующий волновой вектор $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2})$ для разных пространственных частот (k_x, k_y) имеет одну и ту же длину $|\mathbf{k}| = k = \omega/c$, но разные углы наклона по отношению к координатным осям. Поэтому функция $S(\omega, k_x, k_y)$ называется «угловым спектром» [64].

Пользуясь введенными обозначениями, нетрудно через исходное поле на плоскости $z = 0$ с помощью уравнения Гельмгольца выразить угловой спектр гармонической компоненты поля на плоскости, удаленной от источника на расстояние z

$$S(\omega, k_x, k_y, z) = S(\omega, k_x, k_y, 0) \Pi(\omega, k_x, k_y, z), \quad (1.15)$$

$$\Pi(k_x, k_y, z, \omega) = e^{i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z}. \quad (1.16)$$

Таким образом, угловые спектры поля акустического давления на параллельных плоскостях z связаны через пропагатор $\Pi(k_x, k_y, z, \omega)$, что позволяет легко пересчитывать поле с одной плоскости на другую. При этом полученные выражения сразу

позволяют решить и обратную задачу в классической постановке голографии: при известном из измерений поле на плоскости голограммы $z = z_H$ найти поле на источнике. Из (1.15), (1.16) получим явное выражение для углового спектра на поверхности источника $z = 0$:

$$S(\omega, k_x, k_y, 0) = S(\omega, k_x, k_y, z_H) \Pi^{-1}(\omega, k_x, k_y, z_H). \quad (1.17)$$

Удобно с использованием обратных к (1.13), (1.14) преобразований и соотношения (1.17) записать итоговые выражения для расчета временной зависимости давления на источнике $p(t, x, y, 0)$ на основе измеряемого давления вдоль плоской поверхности голограммы $p(t, x, y, z_H)$:

$$p(t, x, y, 0) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \iint_{\Sigma_k} S(\omega, k_x, k_y, z_H) e^{-i(\omega t - k_x x - k_y y + \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z_H)} dk_x dk_y \right\} d\omega, \quad (1.18)$$

$$S(\omega, k_x, k_y, z_H) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} p(t, x, y, z_H) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt \right\} dx dy. \quad (1.19)$$

Строго говоря, для записи точного решения (1.18) область интегрирования следует распространить на всю плоскость пространства обратных координат, что позволяет учесть неоднородные (эванесцентные, нераспространяющиеся) волны [31]. Однако указанные неоднородные волны в рамках рассматриваемых задач мегагерцового диапазона быстро затухают при удалении от излучателя, и, как правило, дают вклад на уровне шумов (в отличие от упомянутых во Введении задач голографии ближнего поля). При этом показатель экспоненты для неоднородных волн – положительное действительное число, что при неизбежных шумах, вносимых в функцию $S(\omega, k_x, k_y, z_H)$, при восстановлении голограммы излучателя приведет к экспоненциальному росту ошибок в определении исходного поля при решении обратной задачи. Поэтому в задачах больших волновых размеров неоднородные волны исключаются из рассмотрения, что в методе углового спектра достигается использованием только спектральных компонент, находящихся в пределах круга излучения $(k_x, k_y) \in \Sigma_k : k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$.

Как было отмечено выше, расчет поля с использованием полученных формул возможен только для плоскопараллельных поверхностей. При проведении реальных измерений, однако, отклонение поверхностей преобразователя и голограммы от взаимной параллельности неизбежно, что формально делает предложенный метод не применимым непосредственно к реальным условиям. Данный факт, тем не менее, не является серьезной проблемой в силу того, что даже монохроматическая голограмма представляет собой

набор данных о полной трехмерной пространственной структуре поля в интересующей области, а значит, даже в случае взаимной непараллельности поверхностей информация о поле вдоль требуемой поверхности может быть восстановлена с использованием описанного метода углового спектра. Так, например, при линейных отклонениях порядка длины волны на поперечном масштабе голограммы, при прямом применении метода ошибка реконструкции составляет единицы процентов [32], а в случае больших отклонений или при необходимости корректировки возникающей большей ошибки она может быть скомпенсирована введением дополнительных фазовых множителей в преобразовании (1.19), что было проанализировано в работе [65]. Однако такой подход является приближенным и может вносить существенные искажения в структуру поля, точный метод коррекции на основе углового спектра предложен и исследован в § 1.3.

Метод углового спектра с использованием операций БПФ значительно превосходит метод интеграла Рэлея по скорости численного расчета, что является значительным преимуществом при многочастотном расчете протяженных голограмм. Однако, в большинстве случаев с использованием доступной к настоящему времени вычислительной мощности скорость расчетов не является проблемой, так что выбор того или иного метода не принципиален.

1.1.3 Нахождение углового спектра акустического поля на основе голограммы

При проведении измерений импульсной голограммы в каждой точке $\mathbf{r}$ области сканирования производится запись импульсного сигнала, регистрируемого гидрофоном. Получившийся результат с точностью до линейного преобразования типа свертки, характеризующего отклик гидрофона, представляет собой акустический сигнал $p(t, \mathbf{r})$. Он используется для нахождения спектральных компонент $P(\omega, \mathbf{r})$. Из измерения сигналов в большом количестве точек участка поверхности, пересекаемого УЗ пучком, можно рассчитать голограммы акустического поля на различных частотах в пределах спектральной полосы излучаемого сигнала [35].

Поскольку регистрируемые в эксперименте сигналы дискретизируются и во времени, и в пространстве, приведенные выше формулы для аналоговых сигналов необходимо перевести в их дискретные аналоги. Эта процедура требует выбора пространственных и временных окон, в пределах которых регистрируется сигнал, и шагов дискретизации. Выбор окна соответствует периодизации анализируемого сигнала, что, в свою очередь, задает дискретный набор частот, соответствующих гармоникам ряда Фурье.

В частности, спектральное преобразование $P(\omega, \mathbf{r}') = \int_{-\infty}^{\infty} p(t, \mathbf{r}') e^{i\omega t} dt$ принимает вид дискретного преобразования Фурье

$$P^{(m)}(\mathbf{r}) = h_t e^{im \frac{2\pi}{T} t_0} \sum_{n=0}^{N-1} p^{(n)}(\mathbf{r}) e^{i2\pi m \frac{n}{N}}, \quad (1.20)$$

где h_t – шаг дискретизации по времени, $T = Nh_t$ – протяженность временного окна, N – количество точек дискретизации, t_0 – момент времени, соответствующий началу временного окна. Исходный временной сигнал и его спектр связаны с соответствующими дискретными представлениями следующим образом: $p(t_n, \mathbf{r}) = p^{(n)}(\mathbf{r})$ для $t_n = t_0 + nh_t$, где $n = 0, 1, \dots, N-1$, и $P(\omega_m, \mathbf{r}) = P^{(m)}(\mathbf{r})$ для $\omega_m \geq 0$, $P(\omega_m, \mathbf{r}) = P^{(m+N)}(\mathbf{r})$ для $\omega_m < 0$, где $\omega_m = m \cdot \Delta\omega$, $m = -N/2, \dots, 0, \dots, N/2-1$, а

$$\Delta\omega = 2\pi/T \quad (1.21)$$

– шаг дискретизации по циклической частоте, соответствующий периодизации сигнала с периодом T . Вычисление дискретного преобразования (1.20) может быть выполнено с использованием стандартных алгоритмов быстрого преобразования Фурье [66].

Согласно формуле (1.13), акустическое поле в любой точке пространства полностью определяется угловым спектром $S(\omega, k_x, k_y, z)$, который является преобразованием Фурье от поверхностного распределения акустического давления на источнике $P(\omega, x, y, z)$.

Как было указано в 1.1.1, формально носителем функции поперечных координат $P(\omega, x, y, z)$ является вся бесконечная координатная плоскость (x, y) , для излучателя большого волнового размера акустическое поле представляет собой локализованный в поперечном направлении волновой пучок. Поэтому можно считать, что указанный пучок пересекает участок конечного размера, сравнимого с диаметром излучателя. Кроме того, при удалении от источника эванесцентные компоненты углового спектра затухают, и поэтому пучок состоит лишь из распространяющихся компонент, частоты которых удовлетворяют условию $k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$. Согласно критерию Найквиста, функция с ограниченным спектром полностью определяется ее дискретными значениями в узлах пространственной сетки, шаг которой не превышает половину длины волны. Из этого следует важный для практики вывод о том, что для записи голограммы достаточно измерить амплитуду и фазу волны в ограниченном количестве точек на участке поверхности, который пересекается волновым пучком. Удобно эти точки располагать в узлах квадратной сетки. Поскольку шаг такой сетки должен составлять половины длины

волны или меньше, для больших (по сравнению с длиной волны) источников необходимое количество точек записи может оказаться значительным. Например, для источников сантиметровых размеров, работающих в воде в мегагерцовом диапазоне частот, размер голограммы имеет порядок 100×100 точек. УЗ приемных устройств с таким большим количеством элементов пока не существует, но эта проблема обходится путем синтеза двумерной решетки приемников с использованием одного приемника, последовательно помещаемого в узлы синтезируемой решетки. На практике указанный процесс регистрации голограммы автоматизируется с использованием систем позиционирования с компьютерным управлением [55].

Комплексные амплитуды частотных компонент $P(\omega_m, \mathbf{r})$ являются функциями пространственных координат. Аналогично процедуре дискретизации по времени, описанной выше применительно к сигналу в заданной точке, при сканировании поля гидрофоном производится дискретизация сигнала и по поперечным пространственным переменным. Рассмотрим в плоскости голограммы $z = z_H$ квадратную область сканирования размером $D \times D$, так что $-D/2 \leq x \leq D/2$, $-D/2 \leq y \leq D/2$. Координаты точек, в которых производится измерение сигнала гидрофоном, записываются в следующем виде: $x = l_x h$, $l_x = -L/2, \dots, 0, 1, \dots, L/2 - 1$, $y = l_y h$, $l_y = -L/2, \dots, 0, 1, \dots, L/2 - 1$, где L – количество точек дискретизации вдоль каждого направления, h – шаг дискретизации, т.е. $D = Lh$. Соответствующие дискретные значения

$$P(\omega_m, \mathbf{r}) = P(\omega_m, l_x h, l_y h, z_H) = P_{l_x l_y}^{(m)} \quad (1.22)$$

позволяют записать дискретный аналог формулы (1.13):

$$S_{j_x j_y}^{(m)} = h^2 \sum_{l_x = -L/2}^{L/2-1} \sum_{l_y = -L/2}^{L/2-1} P_{l_x l_y}^{(m)} e^{-i \frac{2\pi}{L} (j_x l_x + j_y l_y)}, \quad (1.23)$$

где $j_x = -L/2, \dots, 0, 1, \dots, L/2 - 1$, $j_y = -L/2, \dots, 0, 1, \dots, L/2 - 1$. Величины $S_{j_x j_y}^{(m)}$ задают исходный угловой спектр в дискретном наборе частот:

$$S(\omega = m \cdot \Delta\omega, k_x = j_x \cdot \Delta k, k_y = j_y \cdot \Delta k, z_H) = S_{j_x j_y}^{(m)}, \quad (1.24)$$

$$\Delta k = 2\pi/D \quad (1.25)$$

– шаг дискретизации по пространственным частотам. Так же как и в случае описанной выше дискретизации по времени, выписанные формулы представляют классическое дискретное преобразование Фурье. В силу периодичности дискретных спектров имеем: $P_{l_x - L, l_y}^{(m)} = P_{l_x, l_y - L}^{(m)} = P_{l_x, l_y}^{(m)}$; поэтому в формуле (1.23) суммирование в обеих суммах

можно проводить от 0 до $L-1$, т.е. использовать более привычную форму дискретного преобразования Фурье.

1.1.4 Абсолютная калибровка излучателя

Выходным сигналом гидрофона является электрическое напряжение, которое в случае акустических полей низкой интенсивности линейно связано с акустическим давлением. Результатом измерения в поперечной оси z плоскости является голограмма $U(\omega, x, y)$ в единицах электрического напряжения. После расчета структуры колебания поверхности излучателя методом интеграла Рэлея или углового спектра известна его голограмма $\tilde{V}_n(\omega, \mathbf{r})$ и $\tilde{P}(\omega, \mathbf{r})$, которые выражены в единицах В·м/(Па·с) и В соответственно, где $\mathbf{r} = (x, y, z)$ принадлежит поверхности излучателя. Для определения основных структурных особенностей колебания поверхности источника голограммы в относительных единицах обычно бывает достаточно.

Для получения голограммы излучателя $V_n(\omega, \mathbf{r})$ и $P(\omega, \mathbf{r})$ в единицах м/с и Па, измеренную голограмму необходимо скорректировать с учетом чувствительности гидрофона и его направленности. Наиболее просто такое преобразование можно провести для гармонической плоской волны. В этом случае угловой спектр измеренной голограммы $S_0(\omega, k_x, k_y)$ следует скорректировать следующим образом:

$$S_0(\omega, k_x, k_y) = S_U(\omega, k_x, k_y) / M(\omega, k_x, k_y), \quad (1.26)$$

$$S_U(\omega, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy U(\omega, x, y) e^{-ik_x x - ik_y y}, \quad (1.27)$$

где $U(\omega, x, y)$ – комплексная амплитуда сигнала электрического напряжения гидрофона в монохроматическом режиме работы излучателя как функция поперечных координат, $M(\omega, k_x, k_y)$ – функция, описывающая отклик гидрофона на плоскую гармоническую волну вида $p \sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$, распространяющуюся под углом к оси гидрофона. Обычно спектральный отклик гидрофона задается по отношению к плоской волне, распространяющейся перпендикулярно поверхности чувствительного участка гидрофона (т.е. вдоль оси гидрофона), а зависимость от направления распространения описывается диаграммой направленности:

$$M(\omega, k_x, k_y) = M_0(\omega) D(\omega, k_x, k_y), \quad (1.28)$$

где $M_0(\omega) = M(\omega, 0, 0)$ – чувствительность гидрофона по отношению к плоской волне, распространяющейся вдоль оси гидрофона, $D(\omega, k_x, k_y)$ – диаграмма направленности, зависящая от направления распространения волны, при этом $D(\omega, 0, 0) = 1$. Диаграмма направленности реального гидрофона может быть достаточно сложной [37], и в случае широкого углового спектра пучка ее необходимо учитывать.

Диаграмму направленности $D(\omega, \varphi, \theta)$, как правило, задают в виде нормированной зависимости чувствительности от углов падения на гидрофон плоских волн определенной частоты. В сферической системе координат углы однозначно определяются через пространственные частоты следующим образом:

$$\varphi = \arcsin(k_y/k_x), \quad \theta = \arccos(\sqrt{k_x^2 + k_y^2}/k). \quad (1.29)$$

Выполнив обратное преобразование Фурье по пространственным частотам полученного углового спектра $S_0(\omega, k_x, k_y)$, получим голограмму в единицах давления:

$$P_0(\omega, x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\Sigma_k} S_0(\omega, k_x, k_y) e^{ik_x x + ik_y y} dk_x dk_y. \quad (1.30)$$

Проводя расчет из данной голограммы на поверхность излучателя одним из методов, описанных выше, получим структуру колебания поверхности излучателя $V_{n0}(\omega, \mathbf{r})$ и $P_0(\omega, \mathbf{r})$ в единицах м/с и Па соответственно. Выполнив обратное преобразование Фурье по времени, получим акустический отклик излучателя на электрическое возбуждение $U_0(t)$, которое подавалось на излучатель во время измерений голограммы:

$$V_{n0}(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V_n(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1.31)$$

Данная частная характеристика зависит от подаваемого на преобразователь электрического сигнала во время измерений голограммы. Для нахождения универсальной характеристики излучателя голограмму излучателя следует поделить на спектр подаваемого электрического сигнала:

$$V_{n00}(\omega, \mathbf{r}) = V_{n0}(\omega, \mathbf{r}) / \int_{-\infty}^{\infty} U_0(t) e^{i\omega t} dt. \quad (1.32)$$

Данная характеристика описывает характер колебаний поверхности при подаче на излучатель монохроматического сигнала на частоте ω с амплитудой 1 В. Зная $V_{n00}(\omega, \mathbf{r})$, легко найти характер колебания поверхности излучателя при подаче на излучатель произвольного электрического сигнала $U(t)$:

$$V_n(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ V_{n00}(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{i\omega t} dt \right\} d\omega. \quad (1.33)$$

Описанный метод калибровки достаточно просто реализуется в случае одноэлементного излучателя, и он также может быть эффективно применен для характеристики многоэлементных преобразователей. При этом необходимо учитывать электрическое и акустическое взаимодействие между каналами [67].

Голограмма точно описывает структуру колебаний поверхности многоэлементного преобразователя и излучаемое акустическое поле только для набора сигналов, подаваемых на излучатель, равных с масштабным множителем сигналам, при подаче которых происходило измерение голограммы. Полученную голограмму можно использовать для расчета излучения преобразователем при его возбуждении другим набором сигналов, путем выделения элементов на голограмме поверхности излучателя и умножения их на спектр нового сигнала на этом элементе (1.33). В таком случае могут возникнуть отклонения от реальной голограммы, которые могут привести, например, к переоценке давления в фокусе [68]

Для решения данной проблемы необходимо измерить голограмму каждого элемента при отключенных остальных. Полученная голограмма элемента показывает, как излучает сам элемент и другие вследствие взаимодействия с возбуждаемым элементом. Данный набор голограмм элементов необходимо преобразовать с учетом новых подаваемых на излучатель сигналов с помощью (1.33) и просуммировать их. В итоге полученная голограмма будет учитывать взаимодействие между элементами.

Измерить голограммы всех элементов можно за одно сканирование при последовательном возбуждении элементов. Такой способ характеристики показан на примере диагностической решетки в следующем параграфе.

§ 1.2 *Характеризация двумерной УЗ решетки*

В текущем параграфе для определения чувствительности элементов УЗ решетки на излучение и определения соответствия элемента и номера канала УЗ системы применен метод импульсной акустической голографии на основе расчета методом углового спектра (1.1.2).

Многоэлементные УЗ решетки широко применяются в медицинской диагностике и неразрушающем контроле. В большинстве современных УЗ сканеров используются одномерные (линейные) УЗ решетки, которые за счет специальной фазировки сигналов различных элементов дают возможность осуществить эхо-импульсную визуализацию в

двумерной области – плоском участке, перпендикулярном элементам решетки. Улучшение получаемых ими изображений по сравнению с простейшим методом построения DAS (*delay and sum*) достигается за счет применения новых алгоритмов обработки сигналов [69, 70] и методов распознавания [71, 72]. В последние годы наметилась тенденция к использованию двумерных решеток, которые позволяют существенно улучшить УЗ визуализацию или точность воздействия не только благодаря охвату трехмерной области, но в силу того, что с их помощью можно эффективно компенсировать аберрации при использовании УЗ методов в неоднородных средах [73].

1.2.1 Экспериментальное исследование

В эксперименте была исследована двумерная приемо-передающая УЗ решетка (Меделком, Литва) с центральной частотой около 2 МГц, состоящая из 384 пьезоэлектрических элементов (рис. 1.2).

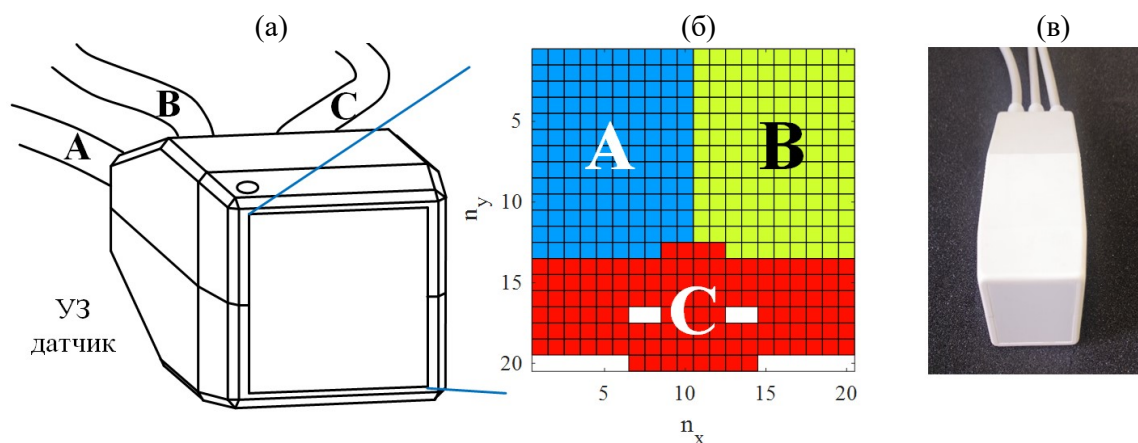


Рис. 1.2. (а, в) Двумерный УЗ датчик. Размер рабочей области 30х30 мм. (б) Схема расположения 384 активных элементов на лицевой поверхности датчика, разделенных на три сектора А, В и С по 128 каналов.

Форма матрицы – квадратная, плоская, размером 20×20 элементов (общее количество элементов 400). Вид каждого элемента матрицы – квадрат размером 1.45×1.45 мм. Зазор между соседними элементами – 0.05 мм (период матрицы 1.5 мм). Из имеющихся 400 элементов рабочими являются 384 элемента, разбитые на три группы А, В и С по 128 элементов (рис. 1.2б), каждая из которых управляется с помощью отдельного кабеля, обеспечивающего подключение к выходу системы Verasonics (тип разъема соответствует стандарту Cannon ZIF DL5-260PW6A).

Центральная частота в режиме приема-передачи при минимальном значении реактивной составляющей импеданса лежит в диапазоне 1.9–2.3 МГц. Относительная ширина полосы частот в режиме приема-передачи по уровню 6 дБ при минимальном

значении реактивной составляющей импеданса – не менее 40%. Корпус решетки с подходящими к нему тремя кабелями гидроизолирован для обеспечения возможности погружения в воду при комнатной температуре на глубину до 1 м.

Измерение голограммы проводились на специальном экспериментальном стенде. Исследуемый УЗ датчик опускался в резервуар с дегазированной водой и был неподвижно закреплен. Напротив него располагался УЗ датчик – капсульный гидрофон HGL-0200 (Onda, США) со встроенным предусилителем электрического сигнала (рис. 1.3а). Номинальный диаметр чувствительного участка гидрофона равен 0.2 мм, паспортная чувствительность на частоте 2 МГц составляет 0.21 В/МПа.

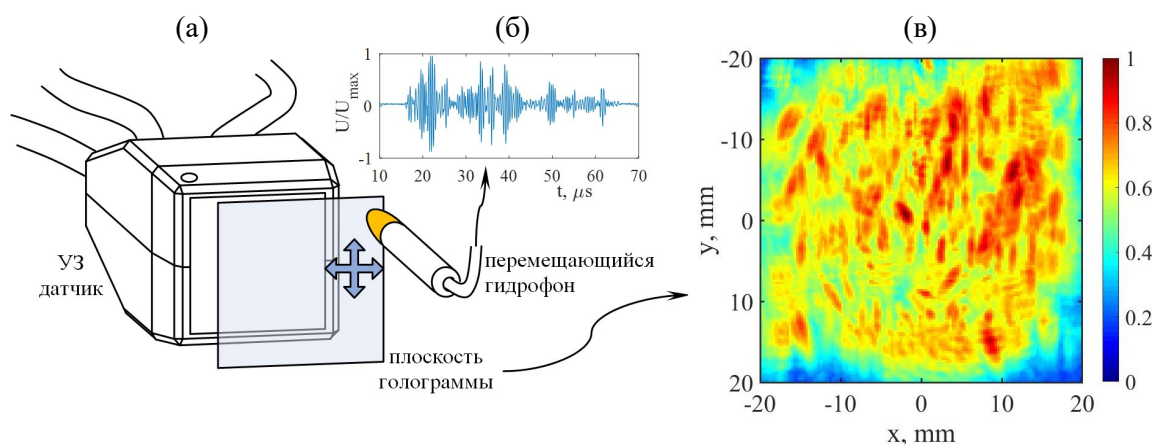


Рис. 1.3. (а) Схема проведения измерений. (б) Типичный временной профиль электрического сигнала на гидрофоне в одной из точек голограммы при последовательном возбуждении излучателя. (в) Распределение пикового значения вдоль поверхности голограммы.

Гидрофон в процессе измерений перемещался контролируемым образом в автоматическом режиме. Для этого использовалась система микропозиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания), позволяющая проводить пространственное трехмерное сканирование с шагом 1 мкм и гарантируемой точностью позиционирования 6 мкм за счет использования системы обратной связи с применением магнитных линейных энкодеров на каждой из трех осей.

Голограмма УЗ поля записывалась путем регистрации сигнала гидрофона в узлах плоской квадратной сетки с шагом 0.25 мм, ориентированной параллельно излучающей поверхности датчика и расположенной от него на расстоянии 25 мм. Соответствующее количество узлов сетки выбиралось равным 241×241 , т.е. размер участка сканирования составлял 60.25×60.25 мм, что превышало поперечный размер УЗ пучка: размер рабочей зоны исследуемого датчика составляет 30×30 мм при возбуждении всех его элементов. Центр области сканирования устанавливался напротив центра УЗ датчика, что обеспечивало практически полное попадание акустического пучка в область сканирования.

Позиционная система располагалась над резервуаром размером $1 \times 0.5 \times 0.5$ м, который для проведения измерений заполнялся дегазированной фильтрованной водой. Фильтрация, дегазация и бактерицидная обработка (УФ лампой) осуществлялась с помощью системы подготовки воды PA WTS (Water Treatment System, Precision Acoustics, Великобритания). Сигнал гидрофона поступал на осциллограф (TDS5054B, Tektronix, США), подключенный к компьютеру. Централизованное управление процессом измерений осуществлялось компьютером по программе, написанной в среде LabView, входящей в состав системы позиционирования Precision Acoustics.

Сигнал записывался в пределах временного окна длительностью 100 мкс: указанной длительности было достаточно для записи регистрируемого гидрофоном импульсного акустического сигнала с разрешением по частоте (1.21) $\Delta f = \Delta \omega / (2\pi) = 10$ кГц. Запись сигнала гидрофона происходила с шагом дискретизации 40 нс, что для выбранного временного окна составляет 2500 точек записи. Для снижения уровня шумов для каждой точки производилось усреднение по 32 реализациям периодически повторяющегося сигнала. Типичный вид регистрируемого гидрофоном электрического сигнала в одной из точек плоскости голограммы при импульсном возбуждении элементов УЗ датчика представлен на рис. 1.36 (показано окно в 60 мкс, содержащее сигнал).

Исследуемый датчик подсоединялся к двум системам Verasonics V-1 (Verasonics Inc., США) с возможностью управления 256 каналами каждой. Две группы элементов решетки А и В (рис. 1.2а, б) подключались с помощью двух разъемов к первой системе Verasonics, а группа элементов С подключалась третьим разъемом ко второй системе Verasonics. Использовались два режима: при одном все элементы датчика возбуждались синхронно одинаковыми сигналами, представляющими собой три периода электрического напряжения с формой в виде меандра с частотой 2 МГц и пиковым напряжением 10 В, а во втором режиме элементы трех групп возбуждались теми же сигналами, но с задержкой $(n-1) \cdot 392$ нс, где n – номер канала выхода системы Verasonics в пределах 1...128 для каждой из трех групп. Синхронизация двух систем осуществлялась внешним генератором 33250А (Agilent, США). Указанные импульсные сигналы периодически повторялись с частотой 100 Гц.

Результатом измерений являлась импульсная голограмма, представлявшая собой набор из 58081 записей временного профиля сигнала гидрофона в различных положениях, соответствующих узлам измерительной сетки размером 241×241 . Характерное распределение пиковых значений на плоскости голограммы во втором режиме излучения (в рамках временного окна 100 мкс для каждого пространственного положения)

представлено на рис. 1.3в. На основе этих данных с использованием алгоритма обратного распространения в соответствии с описанным в 1.1.2 методом углового спектра проводилась процедура реконструкции распределения колебаний поверхности исследуемого датчика. В результате находились распределения временной зависимости акустического давления и нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности исследуемой решетки. На основе вычисления спектров указанных зависимостей находились также пространственные распределения амплитуд сигналов, соответствующих колебаниям поверхности решетки при непрерывном (гармоническом) возбуждении на разных частотах в пределах эффективной полосы излучения датчика.

Помимо измерений с помощью гидрофона, проводились эхо-импульсные измерения для каждого элемента решетки. Для этого один сектор элементов А, В или С подключался к системе Verasonics V-1, для которой был сформирован протокол излучения с использованием вышеописанного сигнала для возбуждения только одного элемента из подключенной 128 элементной группы. Сигнал излучался в воду, где на удалении 50 мм располагалась плоская поверхность латунного блока, расположенная параллельно поверхности преобразователя. Отраженный от границы сигнал попадал на поверхность преобразователя, после чего регистрировался 128 каналами приемного тракта УЗ системы, подключенными к текущей группе элементов. Запись сигналов со всех элементов данной группы, а не только излучающего, позволила выявить замкнутые друг на друга элементы, работающие параллельно. Изначально данные измерения проводились с целью сопоставления распределений чувствительности элементов в режиме излучения-приема с распределением, получаемым в результате голографической реконструкции, которое соответствует распределению чувствительности в режиме излучения. Как оказалось, в таблице разводки контактов разъема к элементам преобразователя имелось несоответствие, которое не позволяло провести корректное сравнение распределений. Использование второго режима излучения совместно с измерением голограммы позволило установить корректную связь «номер канала – элемент» для всех 384 активных элементов.

На заключительном этапе в качестве дополнительного контроля получаемых распределений были проведены измерения электрической емкости всех активных элементов с подведенными кабелями. Измерения осуществлялись на контактах разъемов в соответствии с установленной связью контактов разъема с пьезоэлементами каждой группы с помощью цифрового измерителя RLC E7-8.

1.2.2 Результаты и обсуждение

В соответствии с описанным методом, на основе измеряемых голограмм (рис. 1.3б, в) проводилась реконструкция поля на поверхности преобразователя. Расчет углового спектра для каждой спектральной полосы (при разложении по временным гармоникам) проводился численным образом на основе выражения (1.19), где интегральные преобразования Фурье заменялись на набор операций быстрого преобразования Фурье (БПФ). Пространственно-временная область расчета дополнялась нулями во избежание эффекта наложения спектров. Реализация алгоритма численного расчета поля на поверхности преобразователя была осуществлена в среде MATLAB. По результатам расчета поля на поверхности излучателя были получены распределения для двух описанных выше режимов излучения: синфазного и последовательного возбуждения элементов преобразователя. Результат реконструкции поля на поверхности преобразователя, работающего во втором режиме, представлен на рис. 1.4. Слева показано двумерное распределение пиковых значений акустического давления, нормированное на максимум в данной плоскости. В данном режиме излучения все пьезоэлементы отчетливо различаются, в частности, видны неактивные элементы и различия в уровне излучения активных элементов.

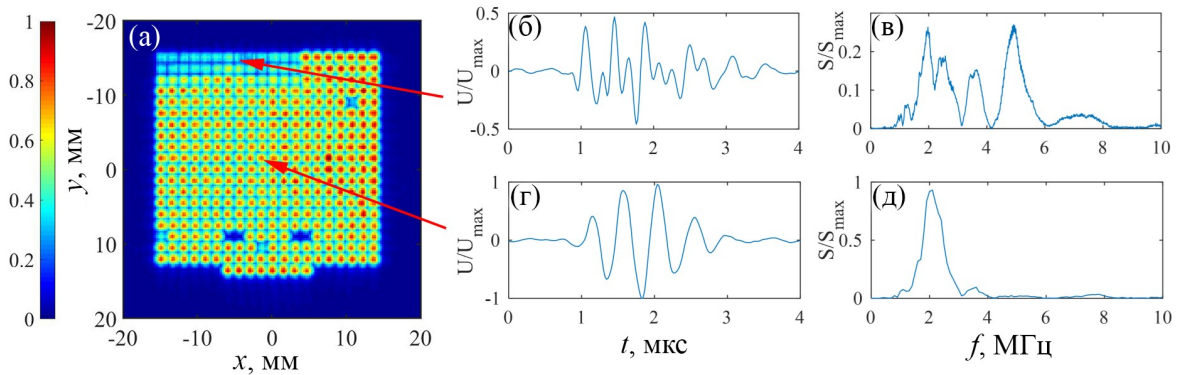


Рис. 1.4. (а) Нормированное распределение пиковых значений поля на поверхности источника, рассчитанное из голограммы на рис. 1.3в. Временные профили сигнала в центрах указанных стрелками элементов излучателя: (б) из дефектной и (г) нормальной областей; (в, д) соответствующие им частотные спектры.

На краю рабочей поверхности, в районе зоны А и частично В, имеется явно выраженный дефектный участок, который затрагивает около 40 элементов решетки. В пределах этого участка в рабочем диапазоне частот 1 – 3 МГц колебания элементов почти полностью подавлены по сравнению с остальными элементами. Для анализа характера колебаний элементов (указаны стрелками на рис. 1.4а) из состава дефектного и нормального участков на рис. 1.4б, г представлены временные профили излучаемых сигналов. Отчетливо видно, что общий уровень сигнала на элементе дефектной области

значительно ниже, а структура колебаний имеет нерегулярный вид. При рассмотрении спектрального состава сигналов (рис. 1.4в, д) заметным является пик в районе 5 МГц, который отсутствует у элементов нормальной области.

Удобно проиллюстрировать полученное на поверхности излучателя распределение не в виде двумерной картины пиковых значений сигнала, как на рис. 1.4, а в виде набора монохроматических голограмм, соответствующих распределению действительной амплитуды акустического давления, создаваемого поверхностью излучателя в воде, для выбранных спектральных компонент. На рис. 1.5 показаны такие голограммы для частот от 1 до 9 МГц с шагом 1 МГц для синфазного режима излучения всеми элементами.

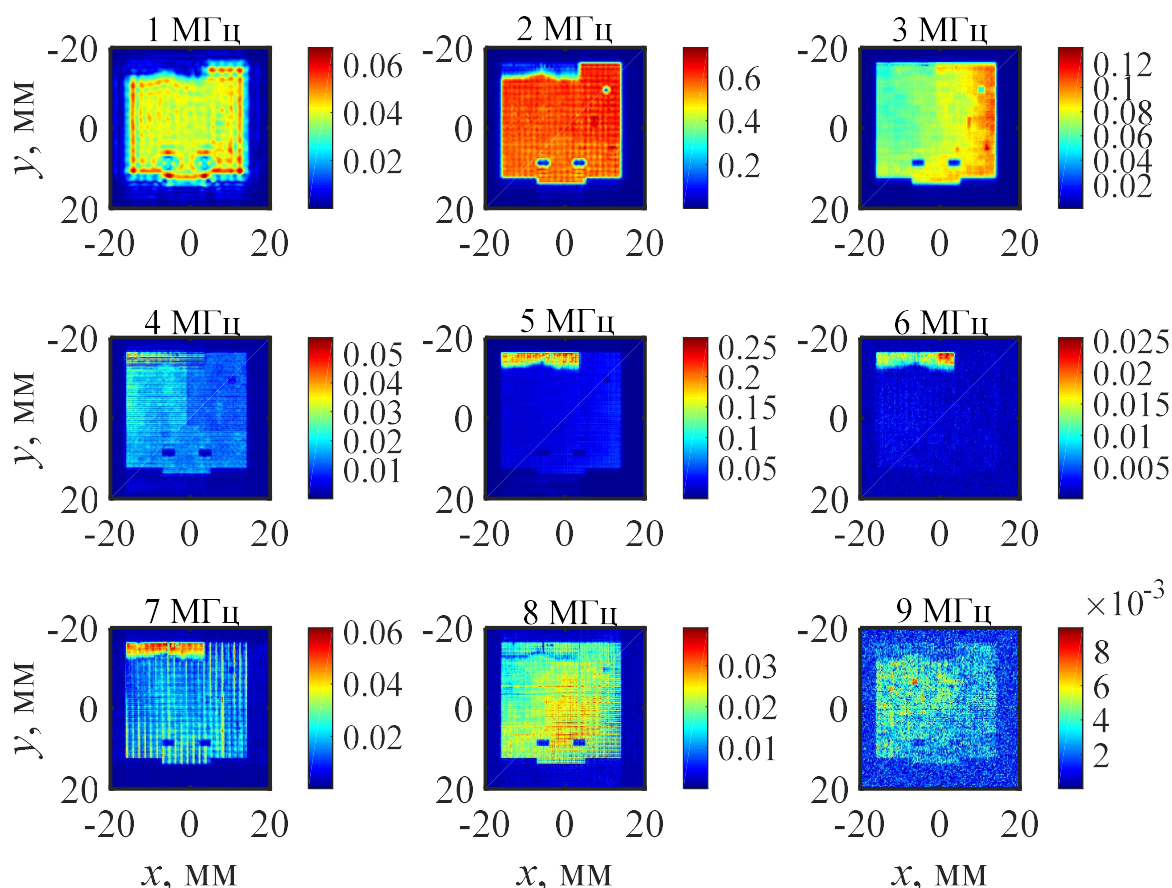


Рис. 1.5. Распределения действительных амплитуд поля на поверхности источника для монохроматических компонент в диапазоне 1–9 МГц с шагом 1 МГц, рассчитанное из голограммы для режима синфазного излучения всеми элементами. Нормировка цветовой шкалы – единая на абсолютный максимум поля в плоскости среди всех частот.

Следует отметить, что представленный набор составляет лишь малую часть всей импульсной голограммы, которая обычно состоит из нескольких тысяч спектральных компонент. В данном случае, в отличие от режима излучения с последовательным возбуждением (рис. 1.4а), отдельные элементы в пределах рабочей зоны не так различимы, что хорошо видно на распределении для центральной частоты 2 МГц

(рис. 1.5). Это связано с тем, что при синфазном возбуждении вся поверхность излучателя вместе с согласующим слоем и заполненными компаундом зазорами между элементами колеблется как единая пьезокompозитная пластина, в то время как при последовательном возбуждении элементов активная область излучения локализована на площади, ограниченной колеблющимся элементом, с практически нулевым уровнем в областях между элементами. В данном случае проводится сравнение распределения пиковых значений временных профилей сигналов (рис. 1.4а) и распределения спектральной компоненты (2 МГц на рис. 1.5), что, строго говоря, не является корректным, но полезно для иллюстрации различия двух режимов излучения, так как соответствующее приведенному на рис. 1.4а распределение спектральной компоненты на центральной частоте 2 МГц визуально его повторяет.

Представление импульсной голограммы в виде набора монохроматических голограмм (рис. 1.5) позволяет проанализировать поведение дефектной области по сравнению с остальными элементами на разных частотах, что зачастую является более удобным, чем пространственно-временное представление (рис. 1.4). Так, хорошо видно, что в основной полосе частот около 2 МГц дефектная область практически не излучает, в то время как в диапазоне высоких частот (5, 6, 7 МГц на рис. 1.5) она излучает заметно сильнее, чем остальные элементы. На частоте 8 МГц выделяется граница между дефектной и рабочей областями.

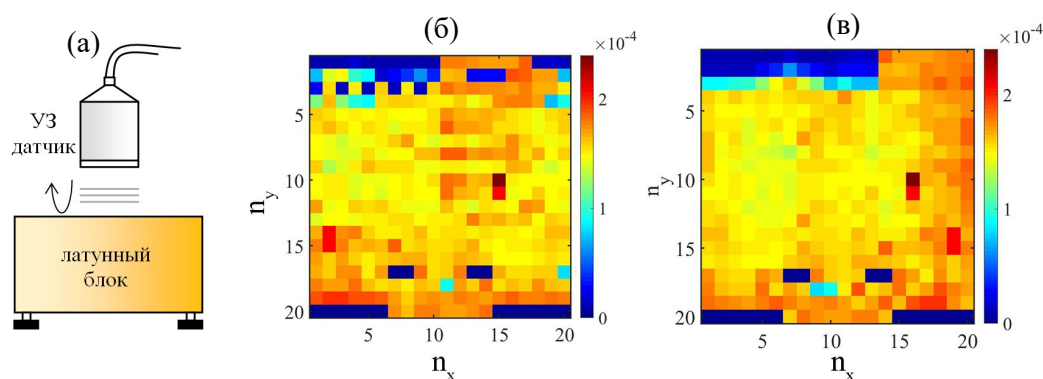


Рис. 1.6. (а) Схема измерений для определения относительной чувствительности элементов эхо-импульсным методом. (б) Распределение амплитуды принимаемого эхо-сигнала по поверхности датчика: при использовании прилагаемой схемы соответствия номера канала и положения элемента; (в) при определении соответствия с помощью метода импульсной голографии.

Для контроля получаемых из голограммы распределений были проведены поэлементные эхо-импульсные измерения с отражением от латунного блока в воде (рис. 1.6а), а также измерения электрической емкости элементов, методика которых описана в предыдущем разделе. Полученные результаты эхо-импульсных измерений с использованием прилагаемой к преобразователю схемы разводки каналов к элементам

представлены на рис. 1.6б. В силу нерегулярной структуры получаемых распределений было принято решение сопоставить номера каналов с соответствующими элементами с использованием второго режима излучения при последовательном возбуждении элементов. Для этого измерялась голограмма, проводилась реконструкция поля на поверхности излучателя во временном представлении, и выделялись моменты времени, в которые излучает только один элемент в пределах каждого сектора А, В и С. Из протокола излучения выбирался номер канала, который в этот момент был активен, и присваивался активному элементу на голограмме поверхности излучателя. Таким образом была определена новая схема соответствия канала и пьезоэлементов, по которой было построено распределение чувствительности в эхо-импульсном режиме (рис. 1.6в), соответствующее реальному.

Итоговые распределения для удобства сравнения приведены на рис. 1.7. Видно хорошее согласование структуры поля на поверхности излучателя на центральной частоте (рис. 1.7а), распределения чувствительности элементов в эхо-импульсном режиме (рис. 1.7б) и распределения электрической емкости элементов с подводящим кабелем и разъемом (рис. 1.7в). На всех трех распределениях элементы дефектной области выделяются на фоне элементов рабочей зоны.

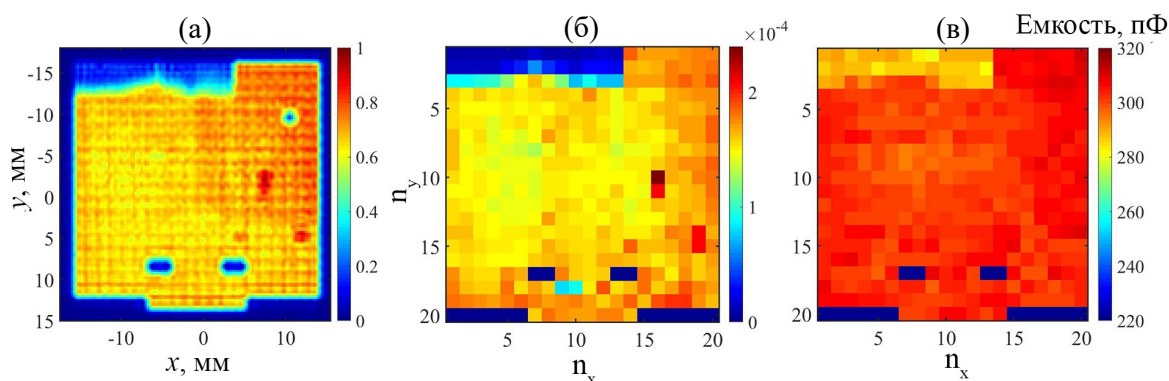


Рис. 1.7. Сравнение распределений по результатам: (а) голографической реконструкции поля на поверхности двумерной решетки для частоты 2 МГц в синфазном режиме излучения; (б) поэлементных эхо-импульсных измерений с использованием латунного блока на частоте 2 МГц; (в) поэлементных измерений электрической емкости.

Указанный дефект с большой вероятностью не был связан с какими-либо проблемами в электрическом соединении – он, по-видимому, обуславливался механическими причинами, поскольку (а) нижняя граница дефектного участка неровная и проходит не по линии разграничения элементов и (б) дефектная область затрагивает две группы элементов (А и В), которые подсоединяются через различные разъемы системы Verasonics. Указанный дефект, скорее всего, не является деламацией между согласующими слоями, поскольку, как уже отмечалось, в диапазоне частот 3.7 – 7 МГц

этот участок, наоборот, является хорошо излучающим, а остальная область оказывается подавленной. Вероятной причиной дефекта может быть отличная от номинальной толщина согласующих слоев в этом месте.

Следует отметить, что на участках поверхности вне дефектной области колебания различных элементов с высокой точностью одинаковы, за исключением некоторых малых участков. Одиночный неактивный элемент, отчетливо заметный в секторе В на центральной частоте (рис. 1.7а), связан с дефектом излучающего канала второй системы Verasonics, так как при подключении этого сектора к первому разъему другой системы (рис. 1.7б) элемент становится активен; целостность кабеля и отсутствие проблем с контактом элемента также подтверждается практически однородным уровнем электрической емкости (рис. 1.7в).

1.2.3 Выводы ко второму параграфу

Показана возможность использования импульсной акустической голографии для определения характера колебаний поверхности многоэлементной двумерной УЗ решетки с целью обнаружения дефектов и калибровки по уровню излучаемого поля в различных режимах. При измерении в полосе частот 0.1–10 МГц продемонстрировано, что предложенный метод обладает высокой пространственно-временной разрешающей способностью. Показано, что данный метод может быть использован для выявления схемы соответствия номера канала излучающей системы с положением элемента на поверхности преобразователя, что может быть полезным в случае отсутствия заводской схемы. Полученные с помощью метода импульсной акустической голографии результаты хорошо согласуются с результатами независимых поэлементных эхо-импульсных измерений и измерений электрической емкости.

Предложенный метод является перспективным для характеристики практически любых УЗ преобразователей, работающих в сложных режимах, позволяя получать количественные пространственно-временные распределения не только на поверхности излучателя, но и в любой области в рамках ограничений точности метода [32].

1.2.4 Примечание

Как отмечалось в разделе 1.1.4, с помощью голограммы поверхности излучателя можно количественно определить излучаемый преобразователем акустический сигнал. В случае импульсной голограммы рассчитанные из нее монохроматические голограммы

следует нормировать на соответствующую компоненту спектра подаваемого электрического сигнала (1.32). Зная данную характеристику излучателя можно рассчитать пространственно-временную структуру акустического поля при возбуждении излучателя электрическим сигналом определенной формы $U(t)$. В описанном выше эксперименте не представлялось возможным измерить временную форму подаваемого на элементы сигнала, поэтому данная процедура не проводилась. В качестве примера в главе 2 проведено измерение голограммы одноэлементного излучателя и полная процедура его калибровки.

§ 1.3 *Пространственная коррекция голограммы*

Голограмма обычно измеряется миниатюрным приемником в большом количестве точек плоского участка, размер которого желательно выбирать несколько больше диаметра УЗ пучка, чтобы обеспечить полную регистрацию проходящего через плоскость измерения акустического поля. В случае аксиально-симметричного излучателя плоский участок голограммы удобно расположить напротив излучателя по его центру и ориентировать перпендикулярно акустической оси. В реальности обеспечить такое идеальное расположение голограммы относительно излучателя не удастся, неизбежно появление сдвигов и небольших углов между акустической осью и нормалью к плоскости голограммы. В таком случае при пересчете акустического поля на поверхность излучателя возникнет отклонение от реального распределения на поверхности излучателя из-за того, что поверхность, на которую проводится расчет не совпадает с поверхностью излучателя. Данное отклонение будет влиять на достоверность последующих расчетов из голограммы излучателя. На практике при измерениях голограммы данный эффект сложно контролировать и выявлять.

Следует отметить, что не только при идеальном, но и при наклоненном или сдвинутом положении акустическая голограмма содержит полную информацию о структуре поля. В этом смысле точная ориентация участка записи голограммы не принципиальна, важно лишь, чтобы указанный участок пересекался всем исследуемым пучком. Однако при анализе поля и особенно при нахождении параметров волны на поверхности излучателя удобнее предварительно привести измеренную голограмму к координатам излучателя путем ее пересчета на плоскость, центрированную и перпендикулярную его оси.

В текущем параграфе предлагается метод пространственной коррекции акустической голограммы, зарегистрированной на произвольно ориентированном

плоском участке перед аксиально-симметричным УЗ излучателем, для повышения точности определения структуры поля. Суть метода заключается в определении расположения оси излучателя по измеренной голограмме, переносе данных голограммы на плоскость, перпендикулярную найденной оси, и центрировании относительно нее с использованием алгоритма коррекции в виде соответствующих поворотов и сдвигов. Скорректированная голограмма позволяет восстановить параметры акустического поля на поверхности УЗ источника и тем самым дает возможность нахождения реальной структуры колебаний излучающей поверхности. Рассмотрен также упрощенный алгоритм коррекции в случае малых углов наклона исходной голограммы к оси источника с узким угловым спектром, схожий с представленным в работе [65]. Точность развитых алгоритмов проанализирована численно на примере одиночного фокусирующего излучателя с равномерным распределением колебательной скорости на его поверхности и продемонстрирована экспериментально для кольцевой 12-элементной решетки.

1.3.1 Теория

Рассмотрим аксиально-симметричный УЗ источник. Как следствие, создаваемое им поле также является аксиально-симметричным. Ось симметрии будем называть «акустической» осью. Будем называть «идеальной» голограмму, зарегистрированную на плоском участке, центр которого находится на акустической оси, а нормаль ориентирована параллельно указанной оси. Единственным параметром, определяющим взаимное расположение идеальной голограммы и источника, является расстояние между ними, поэтому, зная его, можно рассчитать структуру колебаний излучателя. При произвольном расположении измеренной голограммы соответствующий расчет также возможен, но является более затруднительным, поскольку в этом случае необходимо знать несколько параметров, задающих взаимное расположение излучателя и голограммы, и задача расчета колебательной скорости на излучающей поверхности становится громоздкой как в теоретическом, так и в численном плане. Голограмму, которая измеряется в общем случае в эксперименте и отличается от идеальной некоторым сдвигом и поворотом, будем называть «реальной».

Поскольку и реальная, и идеальная голограммы являются полными записями одного и того же волнового поля, они могут быть пересчитаны друг в друга при их известной взаимной ориентации в пространстве. На практике акустическая голограмма измеряется путем сканирования акустического поля с помощью 3-координатной системы микропозиционирования. В этом случае для задания ориентации реальной и идеальной

голограмм естественно использовать декартову систему координат, оси которой расположены вдоль трех направлений перемещения. Будем называть указанные оси X, Y, Z «механическими» осями и считать, что измерение голограммы произведено в результате сканирования поля в плоскости (X, Y) (рис. 1.8).

Первым этапом в решении задачи построения идеальной голограммы является нахождение акустической оси излучателя в механической системе координат. Пусть S_0 – плоский участок, на котором записана исходная голограмма, то есть комплексная амплитуда волны в плоскости (X, Y) . Поскольку исследуемое поле является аксиально-симметричным, распределение амплитуды волны в этой плоскости будет также иметь симметрию с выделенным центром даже при наклонном расположении участка записи относительно акустической оси. При измерении голограммы расположим начало механической системы координат $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ вблизи этого центра. Точность совпадения центра симметрии пучка с началом координат будет определяться шагом сканирования, однако точное совпадение на этом этапе не принципиально. При измерении голограммы, близкой к идеальной, и таком выборе начала координат ось Z будет близка к акустической оси. По данным измеренной голограммы рассчитывается распределения амплитуды волны на оси Z с помощью интеграла Рэлея или метода углового спектра. В силу близости оси Z к акустической оси полученное распределение будет примерно совпадать с распределением давления вдоль акустической оси и содержать дифракционные максимумы и минимумы.

Далее рассчитываются вспомогательные поперечные распределения давления на двух плоских участках S_1 и S_2 , параллельных плоскости исходной голограммы и расположенных на расстояниях $z = z_1$ и $z = z_2$, в которых амплитуда волны имеет локальные максимумы (рис. 1.8). Как и при нахождении поля на оси Z , расчет поля на участках S_1 и S_2 можно провести с помощью интеграла Рэлея или метода углового спектра. В результате на участках S_1 и S_2 вспомогательных плоскостей можно

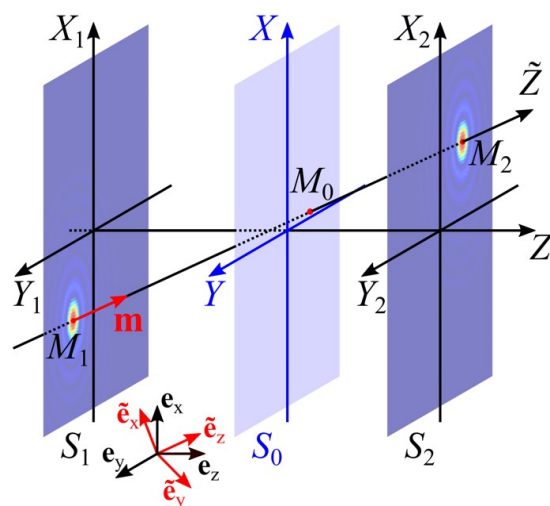


Рис. 1.8. Схема построения акустической оси излучателя $\tilde{z}$.

определить с высокой точностью координаты $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ и $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$ максимумов поля M_1 и M_2 , через которые проходит акустическая ось.

По найденным координатам точек M_1 и M_2 далее рассчитываются координаты $\mathbf{r}_0$ точки M_0 пересечения акустической осью излучателя плоскости исходной голограммы, а также координаты направляющего единичного вектора $\mathbf{m}$ акустической оси:

$$\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0) = \mathbf{r}_1 - (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \frac{z_1 - z_0}{z_2 - z_1}, \quad (1.34)$$

$$\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z) = \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|}. \quad (1.35)$$

Здесь $z_0 = 0$ в силу исходного выбора начала координат. Вектора $\mathbf{r}_0$ и $\mathbf{m}$ полностью задают искомую акустическую ось. Максимальные ошибки $\Delta \mathbf{r}_0$ и $\Delta \mathbf{m}$ в определения координат векторов $\mathbf{r}_0$ и $\mathbf{m}$ будут определяться выбором шагов Δx и Δy сетки вспомогательных голограмм и расстояния h между ними: $\Delta \mathbf{r}_0 = (\Delta x / 2, \Delta y / 2, 0)$ и $\Delta \mathbf{m} = \frac{1}{h} \left(\Delta x, \Delta y, \sqrt{(m_x^2 \Delta x^2 + m_y^2 \Delta y^2) / m_z^2} \right)$.

Приведенное выше описание проводилось в механической декартовой системе координат, соответствующей трем направлениям перемещения в 3-координатной системе микропозиционирования. Для восстановления идеальной голограммы перейдем теперь к новой декартовой системе координат $(\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z})$, начало которой лежит в точке M_0 , а ось $\tilde{Z}$ совпадает с акустической осью излучателя. Оси $\tilde{X}$ и $\tilde{Y}$ лежат в плоскости, перпендикулярной оси излучателя, поэтому их направление можно специально не оговаривать в силу аксиальной симметрии задачи; удобно выбрать их близкими к соответствующим осям X и Y . Для удобства описания двух систем введем орты $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ исходной (механической) системы координат и орты $\tilde{\mathbf{e}}_x, \tilde{\mathbf{e}}_y, \tilde{\mathbf{e}}_z$ новой системы, «привязанной» к излучателю (рис. 1.8). Согласно сказанному выше:

$$\tilde{\mathbf{e}}_z = \mathbf{m}. \quad (1.36)$$

Орты $\tilde{\mathbf{e}}_x$ и $\tilde{\mathbf{e}}_y$ в старом базисе можно ввести, например, следующим образом:

$$\tilde{\mathbf{e}}_y = \frac{\tilde{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{e}_x}{|\tilde{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{e}_x|} = \frac{1}{\sqrt{m_z^2 + m_y^2}} (0, m_z, -m_y), \quad (1.37)$$

$$\tilde{\mathbf{e}}_x = \tilde{\mathbf{e}}_y \times \tilde{\mathbf{e}}_z = \frac{1}{\sqrt{m_z^2 + m_y^2}} (m_z^2 + m_y^2, -m_x m_y, -m_x m_z), \quad (1.38)$$

где « $\times$ » обозначает векторное произведение.

Заметим, что выбранный таким образом новый базис может быть получен из старого путем двух последовательных поворотов: сначала вокруг оси X на угол α , а затем вокруг новой, получившейся после поворота оси $\tilde{Y}$ на угол β , которые определяются следующими выражениями:

$$\alpha = -\arcsin(\tilde{\mathbf{e}}_y \cdot \mathbf{e}_z) = \arcsin\left(\frac{m_y}{\sqrt{m_x^2 + m_y^2}}\right); \beta = -\arcsin(\mathbf{e}_x \cdot \tilde{\mathbf{e}}_z) = -\arcsin(m_x), \quad (1.39)$$

Первый поворот делает ось $\tilde{Y}$ перпендикулярной вектору $\mathbf{m}$, а второй – ось $\tilde{X}$ перпендикулярной векторам $\mathbf{m}$ и $\tilde{\mathbf{e}}_y$. Здесь и далее положительный угол поворота голограммы или системы координат вокруг какой-либо оси соответствует повороту по часовой стрелке в правой системе координат, если смотреть в направлении, противоположном оси, вокруг которой происходит вращение.

На втором этапе построения идеальной голограммы используется связь двух описанных выше систем координат. Перевод голограммы из одной системы в другую удобно выполнить в рамках метода углового спектра (см. 1.1.2).

$$S(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p_0(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (1.40)$$

$$p(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\Sigma_k} S(k_x, k_y) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} dk_x dk_y, \quad (1.41)$$

волновой вектор в системе координат (X, Y, Z) имеет вид

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}). \quad (1.42)$$

Перейдем в новую систему координат $(\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z})$ с центром в точке M_0 . Радиус-вектор точки пространства при этом выражается следующим образом: $\mathbf{r} = \tilde{x}\tilde{\mathbf{e}}_x + \tilde{y}\tilde{\mathbf{e}}_y + \tilde{z}\tilde{\mathbf{e}}_z + \mathbf{r}_0$. В новой системе координат выражение (1.41) преобразуется к виду:

$$P(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\Sigma_k} S(k_x, k_y) e^{i[\tilde{x}(\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{e}}_x) + \tilde{y}(\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{e}}_y) + \tilde{z}(\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{e}}_z) + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0)]} dk_x dk_y, \quad (1.43)$$

где $P(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = p(x, y, z)$ – комплексная амплитуда волны, записанная в новых координатах. Скалярные произведения в показателе экспоненты легко вычисляются на основе соотношений (1.36) – (1.38).

Выберем в качестве плоскости задания идеальной голограммы $P_0(\tilde{x}, \tilde{y})$ плоскость $\tilde{z} = 0$, проходящую через точку M_0 . При таком выборе $P_0(\tilde{x}, \tilde{y}) = P(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z} = 0)$, и поэтому из выражения (1.43) следует искомое представление для идеальной голограммы:

$$P_0(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\Sigma_k} S(k_x, k_y) e^{i[\tilde{x}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x) + \tilde{y}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_y) + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0)]} dk_x dk_y, \quad (1.44)$$

где слагаемые в показателе экспоненты задаются выражениями (1.34) – (1.38) и (1.42).

Отметим, что в случае малости угла между нормалью к исходной голограмме и акустической осью излучателя, а также узости углового спектра волны, выражение (1.44) упрощается:

$$P_0(\tilde{x}, \tilde{y}) \approx e^{-ik(m_x \tilde{x} + m_y \tilde{y})} p_0(\tilde{x} + x_0, \tilde{y} + y_0). \quad (1.45)$$

Как видно, в указанном приближении переход от измеренной голограммы $p_0(x, y)$ к идеальной голограмме $P_0(\tilde{x}, \tilde{y})$ соответствует перемещению центра координат исходной голограммы в точку M_0 и умножению на фазу плоской волны, распространяющейся в направлении вектора $\mathbf{m}$. Как отмечалось, первым условием справедливости приближения (1.45) является требование малости угла поворота, что соответствует условию $\sqrt{m_x^2 + m_y^2} \ll 1$. На практике это условие относительно нетрудно выполнить, т.к. при должной аккуратности излучатели диаметром несколько сантиметров даже вручную могут быть ориентированы относительно осей системы позиционирования с ошибкой, не превышающей нескольких градусов. Второе условие заключается в локализации углового спектра в узкой области частот $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} \ll k$. Его выполнимость зависит от параметров излучателя. Например, при использовании фокусирующих излучателей угловой спектр волны может быть достаточно широким и, следовательно, применение выражения (1.45) для поворота голограммы будет менее точным, т.е. нужно будет использовать более полную формулу перехода (1.44).

Следует отметить, что для осуществления точного поворота и центрирования измеренной голограммы не удастся использовать алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ), поскольку при сведении интеграла в формуле (1.44) к форме обратного преобразования Фурье, то есть при разложении подынтегрального выражения на множители $S_1(k_x, k_y, \mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, эквивалентный спектр $S_1(k_x, k_y, \mathbf{r})$ будет зависеть от координат вектора $\mathbf{r}$. Таким образом, для точной корректировки голограммы необходимо реализовывать дискретное преобразование Фурье (ДПФ) со спектром, зависящим от

координат, а спектр $S(k_x, k_y)$ исходной голограммы вычисляется с помощью БПФ. Ввиду большого числа точек в голограмме, ее точная корректировка может занимать значительное время, особенно для больших голограмм, в то время как приближенный поворот и центрирование по формуле (1.45) могут быть осуществлены быстро простым умножением голограммы на соответствующую экспоненциальную матрицу. Особенно это важно при расчетах большого числа гармоник в импульсной голограмме, где количество гармоник может достигать до нескольких сотен, так как поворот голограммы осуществляется для каждой монохроматической голограммы отдельно. Поэтому представляет интерес изучение обоих методов корректировки, а также анализ ошибки, вносимой при использовании приближенной формулы (1.45).

1.3.2 Численная проверка метода

Численный эксперимент по анализу предложенного алгоритма получения идеальной голограммы и восстановления распределение нормальной компоненты колебательной скорости на излучающей поверхности проводился на примере одноэлементного сферического излучателя в виде вогнутой сферической чаши с радиусом кривизны $F = 80$ мм, диаметром $D = 100$ мм и рабочей частотой $f_0 = 2$ МГц (рис. 1.9). Выбранные частота, форма и размеры излучателя соответствовали параметрам кольцевой фазированной решетки, описанной в следующем экспериментальном разделе.

На поверхности S излучателя задавалось равномерное распределение колебательной скорости единичной амплитуды и с помощью интеграла Рэлея (1.5) рассчитывалось давление на поверхности S_0 неидеальной голограммы. Угол между нормалью к S_0 и осью излучателя $O\tilde{Z}$ выбирался ненулевым, а центр участка S_0 был смещен относительно оси излучателя.

Для расчета неидеальной голограммы S_0 по формуле (1.5) необходимо знать уравнение плоскости, в которой лежит данная голограмма. Оно было получено из уравнения плоскости, в которой лежит идеальная голограмма S_i , путем ее двух

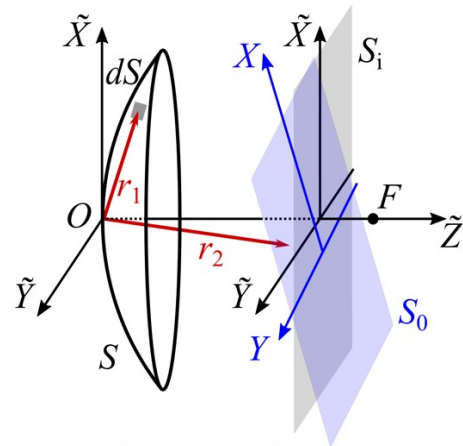


Рис. 1.9. Схема расположения излучателя в виде сферического сегмента относительно плоского участка исходной голограммы S_0 и участка идеальной голограммы S_i .

последовательных поворотов: сначала вокруг оси $\tilde{Y}$, а затем вокруг новой, получившейся после первого поворота, оси X ; а также смещения центра координат в плоскости повернутой голограммы. Таким образом, для однозначного задания положения плоскости реальной голограммы использовалось 5 параметров: расстояние от центра источника O до центра идеальной голограммы S_i , углы ее поворотов вокруг осей $\tilde{Y}$ и новой оси X , а также смещение центра голограммы по осям X и Y (рис. 1.9).

После вычисления распределения давления в плоскости S_0 (рис. 1.9) по формуле (1.5) применялся описанный алгоритм поиска акустической оси излучателя, затем осуществлялся поворот и центрирование голограммы точным (1.44) и приближенным (1.45) методами. Из рассчитанных двух новых голограмм и из исходной неидеальной голограммы с помощью интеграла Рэлея восстанавливалось распределения амплитуды и фазы нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности в виде сферического сегмента, отсекаемого используемой голограммой от сферы радиуса $F=80$ мм с центром на предполагаемой акустической оси и расположенной на некотором расстоянии от голограммы. Предполагалось, что акустическая ось проходила перпендикулярно плоскости скорректированной голограммы через ее центр M_0 , а в отсутствии коррекции – перпендикулярно плоскости исходной голограммы через ближайший к центру симметрии поля узел сетки. Расстояние от голограмм до сферической поверхности определялось путем совмещения максимумов распределений амплитуды давления на оси, рассчитанных с помощью интеграла Рэлея для номинальных параметров источника и восстановленных из используемых голограмм. Вне поверхности сферического сегмента, отсекаемого голограммой, амплитуда и фаза колебательной скорости полагалась равной нулю.

Плоскость неидеальной голограммы S_0 была получена из плоскости идеальной голограммы S_i отстоящей от центра O излучателя на 70 мм (рис. 1.9). Размер голограммы был выбран равным 301×301 точек с шагом $dx = dy = 0.35$ мм, что соответствовало 0.47 длины волны в воде на рабочей частоте излучателя.

Рассматривались три варианта отклонения исходной голограммы от идеальной. В первом случае неидеальная голограмма задавалась путем поворота и смещения идеальной голограммы на относительно большие, по сравнению с характерными экспериментальными значениями, величины: углы поворота вокруг осей $\tilde{Y}$ и X составляли 4° и -4° соответственно, а центр голограммы смещался в точку $(x_0, y_0) = (2, 4)$ мм. Во втором случае рассматривался случай малых углов поворота и

смещения идеальной голограммы: углы поворота вокруг осей $\tilde{Y}$ и X составляли 1° и -1° соответственно, а центр голограммы сместился в точку $(x_0, y_0) = (1, 1)$ мм. В третьем случае, для количественной оценки точности восстановления колебательной скорости на поверхности излучателя при использовании точного и приближенного методов корректировки, вычислялись голограммы, не смещенные относительно идеальной, но повернутые вокруг оси $\tilde{X}$ на изменяющийся угол $0^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$.

Для первого случая большого поворота и смещения плоскости идеальной голограммы, результаты расчета давления в центральной части полученной неидеальной голограммы, а также после ее приближенной и точной коррекции, представлены на рис. 1.10. При отсутствии коррекции (рис. 1.10а), отчетливо видно смещение центра голограммы и нарушение симметрии распределений как для амплитуды, так и для фазы давления. После приближенной коррекции (рис. 1.10б), распределения амплитуды и фазы давления стали центрированы. Угловая асимметрия в распределение фазы по углу вокруг оси пучка существенно уменьшилась, однако сохранилась неизменной в распределении амплитуды, поскольку приближенная коррекция (1.45) представляет собой перенос центра системы координат и умножение на фазовый множитель. После точной коррекции (рис. 1.10в) амплитуда и фаза стали симметричными относительно центра голограммы.

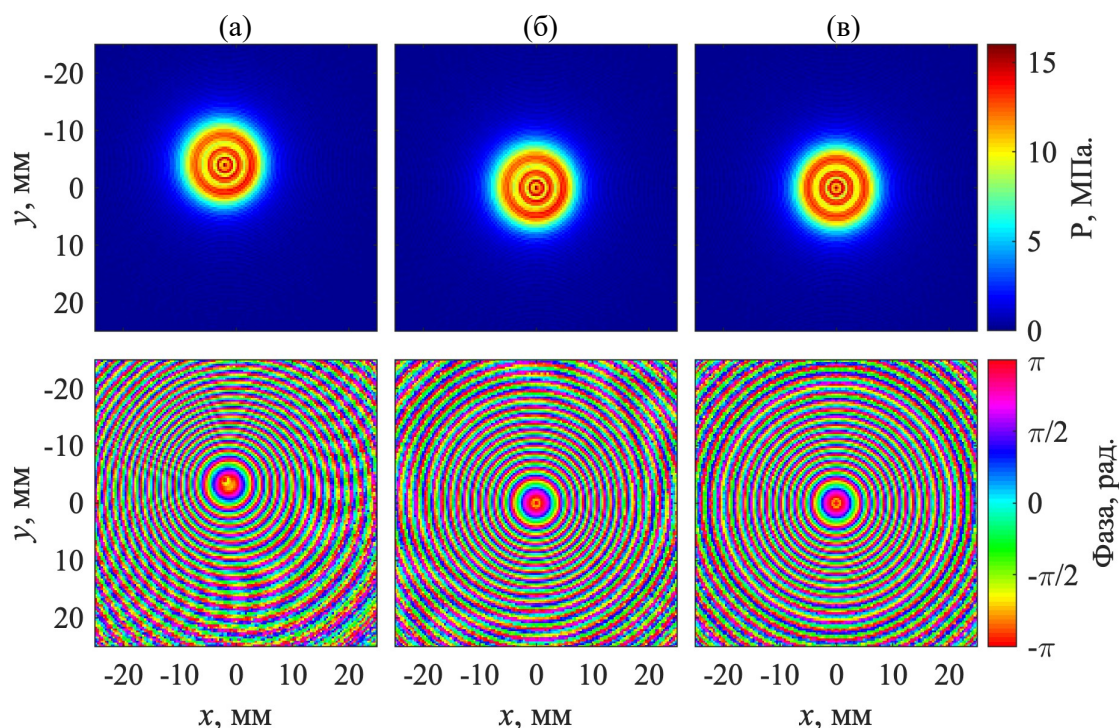


Рис. 1.10. Распределение амплитуды (вверху) и фазы (внизу) в плоскости (а) исходной голограммы S_0 , (б) голограммы, скорректированной приближенным методом голограммы, (в) голограммы, скорректированной точным методом.

На рис. 1.11 представлены исходно заданные распределения амплитуды и фазы нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности излучателя (рис. 1.11а) и восстановленные из полученных голограмм (рис. 1.10). При восстановлении без коррекции голограмма центрировалась путем смещения центра координат в узел сетки, наиболее близкий к центру симметрии поля голограммы. Как видно (рис. 1.11б), бóльшая неточность в нахождении координат центра практически не повлияла на равномерность восстановленного распределения амплитуды давления на поверхности сферы, но произошло ожидаемое смещение поверхности излучателя вдоль сферической поверхности, на которой проводился расчет. В случае приближенной корректировки голограммы (рис. 1.11в) распределение амплитуды отличается от исходно заданного (рис. 1.11а) как неравномерностью вдоль поверхности, так и нерезкой границей излучателя. При этом наблюдаемые отличия стали даже сильнее, чем в случае отсутствия корректировки голограммы, что свидетельствует о неточности подхода. Распределение фазы стало более равномерным, однако также отличается от исходного. При точной корректировке голограммы рассчитанная структура колебаний излучателя практически не отличается от исходной (рис. 1.11г). Заметна лишь небольшая неоднородность в распределении амплитуды на краях излучателя, которая появляется вследствие неучета неоднородных волн при использовании метода углового спектра в решении (1.41). В реальных измерениях дополнительную ошибку в определение данных величин также могут внести ошибки измерения голограммы [32].

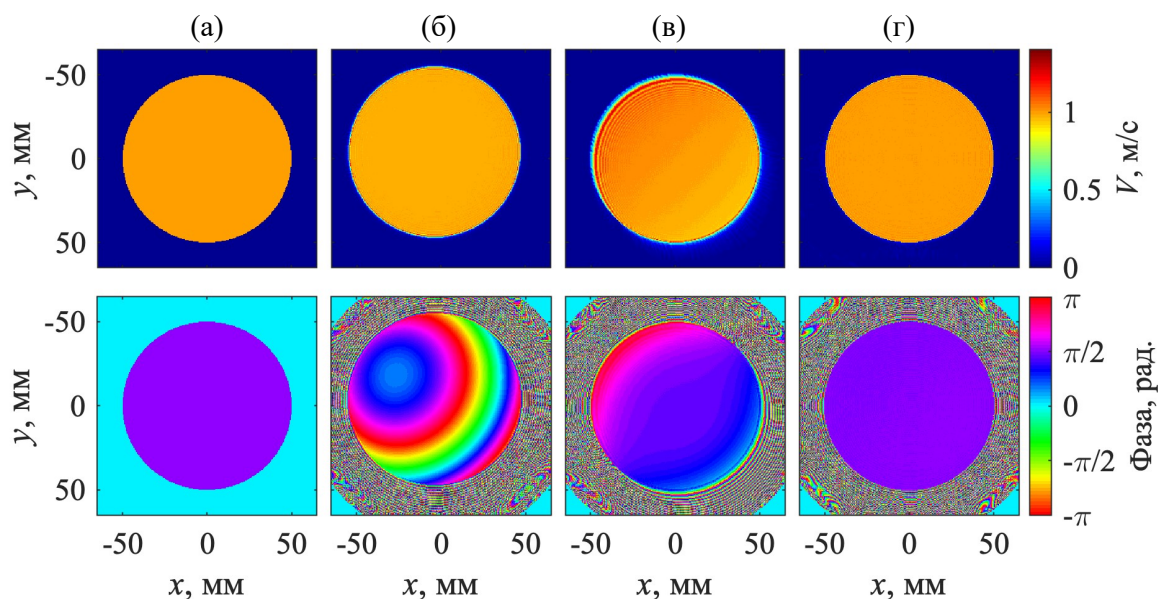


Рис. 1.11. Распределение амплитуды (вверху) и фазы (внизу) нормальной компоненты колебательной скорости на излучателе: (а) изначально заданное; (б) рассчитанное из исходной голограммы, (в) голограммы, скорректированной приближенным методом, (г) голограммы, скорректированной точным методом.

Для второго случая малых углов поворота и смещения исходной голограммы относительно идеальной результаты восстановления амплитуды и фазы колебательной скорости на излучателе представлены на рис. 1.12. В целом, в восстановленных распределениях хотя и в меньшей степени, но наблюдаются те же отличия, что и в случае больших поворотов и смещений. Интересно отметить, что хотя в данном случае применение приближенного метода является более обоснованным, распределения как амплитуды, так и фазы колебательной скорости на излучателе (рис. 1.12в), полученные из приближенно скорректированной голограммы, по-прежнему отличаются от исходных (рис. 1.12а). Связано это с тем, что угловой спектр поля рассматриваемого сильнофокусирующего излучателя является достаточно широким.

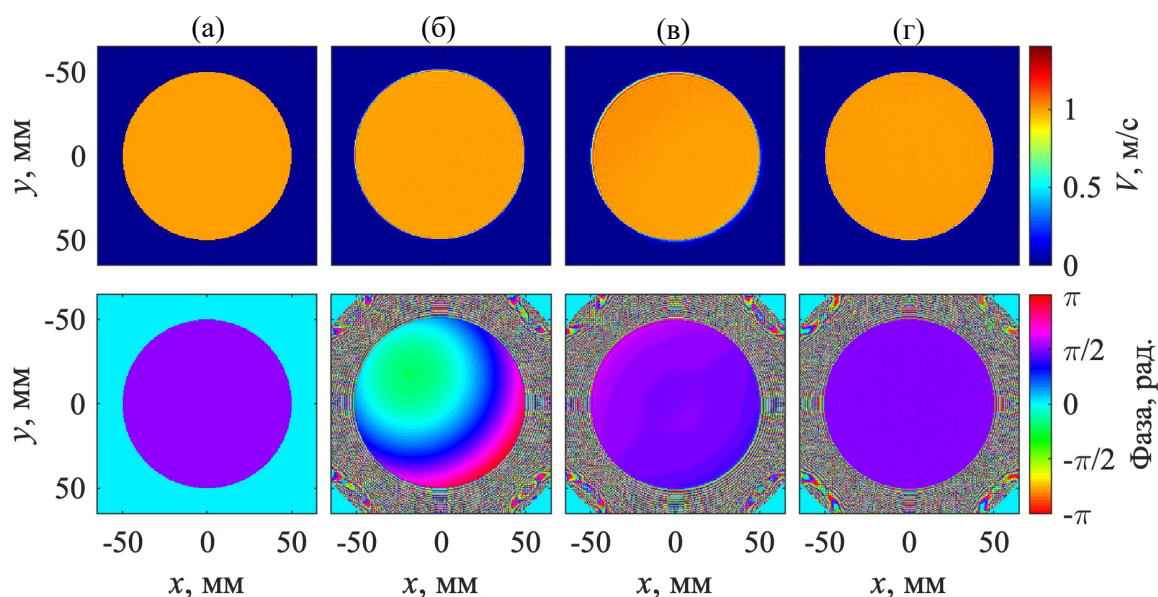


Рис. 1.12. Распределение амплитуды (вверху) и фазы (внизу) нормальной компоненты колебательной скорости на излучателе: (а) изначально заданное; (б) рассчитанное из исходной голограммы, (в) приближенно скорректированной голограммы, (г) точно скорректированной голограммы.

Для третьего случая различных углов α поворота голограммы относительно идеальной и использовании точного и приближенного методов ее коррекции была проведена количественная оценка величины ошибки определения колебательной скорости на поверхности излучателя. Из полученных голограмм вычислялась колебательная скорость на предполагаемой поверхности излучателя без коррекции и после приближенного и точного поворотов голограммы. Как указывалось выше, вследствие неучета неоднородных волн [58] даже при расчете поля с излучателя на идеальную голограмму и обратно распределение колебательной скорости на излучателе не будет идентичным исходному. Поэтому возникающая при точном и приближенном поворотах

ошибка $\varepsilon(\alpha)$ в рассчитанном на излучателе распределении колебательной скорости $V_n(\alpha)$ рассматривалась относительно восстановленного распределения $V_n(\alpha = 0)$:

$$\varepsilon(\alpha) = \frac{1}{N} \sum_n^N |V_n(\alpha) - V_n(\alpha = 0)|, \quad (1.46)$$

где N – количество точек сетки на поверхности сферического сегмента, отсекаемого голограммой от сферы радиуса $F = 80$ мм, на которой ищется распределение скорости.

Сравнение введенной таким образом ошибки для описанных трех случаев представлено на рис. 1.13. По мере увеличения угла между нормалью к голограмме и осью излучателя, ошибка в определении колебательной скорости на поверхности излучателя, возникающая после приближенной коррекции голограммы растет значительно быстрее чем в случае точной коррекции. Появление небольшой ошибки при использовании точного метода

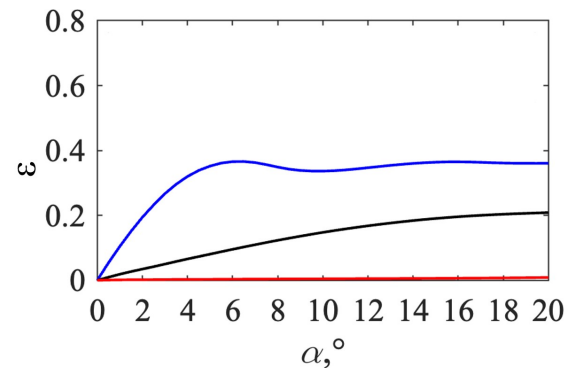


Рис. 1.13. Зависимость ошибки ε от угла наклона голограммы к оси излучателя α при отсутствии коррективки (синим), при точной (красным) и приближенной (черным) коррективке голограммы.

коррективки связано как с неточностью определения направления акустической оси и, соответственно, координат векторов $\mathbf{r}_0$ и $\mathbf{m}$ (1.34), (1.35), так и с тем фактом, что при бóльших углах поворота ввиду фиксированного размера голограммы на ее поверхность попадает меньше энергии пучка, поэтому она будет содержать в себе меньше информации об акустическом поле.

1.3.3 Экспериментальная проверка метода

Экспериментальная верификация предложенного метода проводилась для кольцевого фокусирующего пьезокомпозитного преобразователя (Imasonic, Франция) (рис. 1.14), имеющего форму вогнутой сферической чаши с круглым центральным отверстием. Преобразователь имеет следующие номинальные параметры: внутренний и

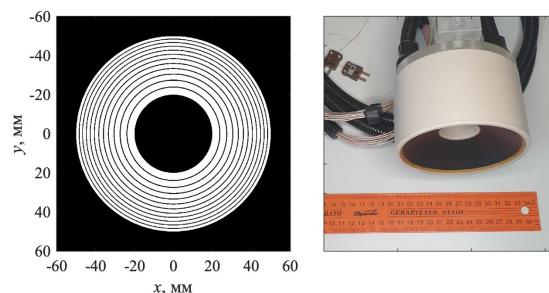


Рис. 1.14. Диаграмма (слева) и фотография (справа) исследуемой УЗ фазированной решетки.

внешний диаметры $D_1 = 40$ мм и $D_2 = 100$ мм, соответственно, фокусное расстояние (радиус кривизны) $F = 80$ мм, резонансная частота $f_0 = 2$ МГц. Излучающая поверхность преобразователя разделена на 12 кольцевых сегментов с равной площадью $S = 5.2 \text{ см}^2$ и зазором толщиной $dr = 0.5$ мм, что позволяет использовать его в качестве кольцевой фазированной решетки.

Излучатель погружался в резервуар с водой, подготовленной аналогично эксперименту, описанному в пункте 1.2.1. На каждый из элементов фазированной решетки подавалось электрическое напряжение от 12-канального генератора [4]. Напротив решетки был выставлен игольчатый гидрофон HNA-0400 (Onda, США) с диаметром чувствительного участка 0.4 мм. Чувствительность гидрофона с учетом встроенного предусилителя электрического сигнала составляла 1.197 В/МПа на частоте 2 МГц. Гидрофон в процессе измерений перемещался автоматическим образом с помощью системы микропозиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания). Электрический сигнал гидрофона поступал на осциллограф TDS5054B (Tektronix., США).

Было проведено измерение двух голограмм: первая голограмма записывалась при расположении преобразователя параллельно плоскости измерения голограммы с точностью около 1° , вторая голограмма – после поворота излучателя на 10° вокруг оси Y голограммы. Вращение осуществлялось с помощью поворотного механизма системы позиционирования с номинальной точностью выставления угла до 0.2° . Голограмма записывалась путем регистрации сигнала гидрофона в узлах плоской квадратной сетки с шагом 0.4 мм, расположенной на расстоянии 15 мм от фокального максимума в сторону излучателя. Соответствующее количество узлов сетки было выбрано равным 221×221 . Центр области сканирования в обоих случаях устанавливался вручную в центре акустического пучка.

Все кольцевые элементы излучателя возбуждались синфазно электрическим импульсом, состоящим из $N=5$ периодов на частоте $f_0 = 2$ МГц, амплитудой 1 В, период повторения сигнала $T=4$ мс. Сигнал в каждой точке голограммы записывался в пределах временного окна длительностью 100 мкс с шагом дискретизации 20 нс. Проводилось усреднение по 48 реализациям периодически повторяющегося сигнала. Результатом измерений являлась импульсная голограмма, из которой с помощью спектрального разложения выделялась голограмма на резонансной частоте излучателя, которая далее нормировалась на соответствующую составляющую спектра сигнала напряжения на элементах. После учета чувствительности гидрофона было получено распределение комплексной амплитуды давления в паскалях в плоскости измеряемой голограммы,

соответствующее режиму работы решетки в монохроматическом режиме на резонансной частоте при напряжении на элементах равном 1 В.

В первом случае близкого к идеальному расположения измеряемой голограммы при ее коррекции потребовалось перенести центр координат в точку $(0.1, 0.27)$ мм, совершить поворот вокруг оси X на -0.15° и затем вокруг $\tilde{Y}$ на 0.44° . Распределения амплитуды и фазы колебательной скорости, восстановленные на предполагаемой поверхности излучателя, описанной ранее, как после приближенной (рис. 1.15а), так и после точной (рис. 1.15б) корректировок оказались внешне практически неотличимыми.

Во втором случае, когда ось излучателя была повернута относительно осей системы позиционирования на большой угол, для восстановления идеальной голограммы центр координат был перенесен в точку $(-0.08, 0.15)$ мм, а исходная голограмма повернута вокруг оси X на -0.19° и вокруг оси $\tilde{Y}$ на -9.57° . Расстояния от приближенно и точно скорректированных голограмм до фокуса получились равными 13.60 мм и 15.08 мм соответственно. В этом случае приближенный способ корректировки голограммы дает неудовлетворительные результаты (рис. 1.15в). Заметим, что распределение колебательной скорости на излучателе, полученное даже из точно скорректированной голограммы (рис. 1.15г), несколько отличается от рассчитанного при небольшом угле поворота (рис. 1.15б). Данное расхождение вызвано неучетом диаграммы направленности гидрофона (см. 1.1.4), что внесло дополнительные искажения при измерении голограммы на повернутой плоскости [74].

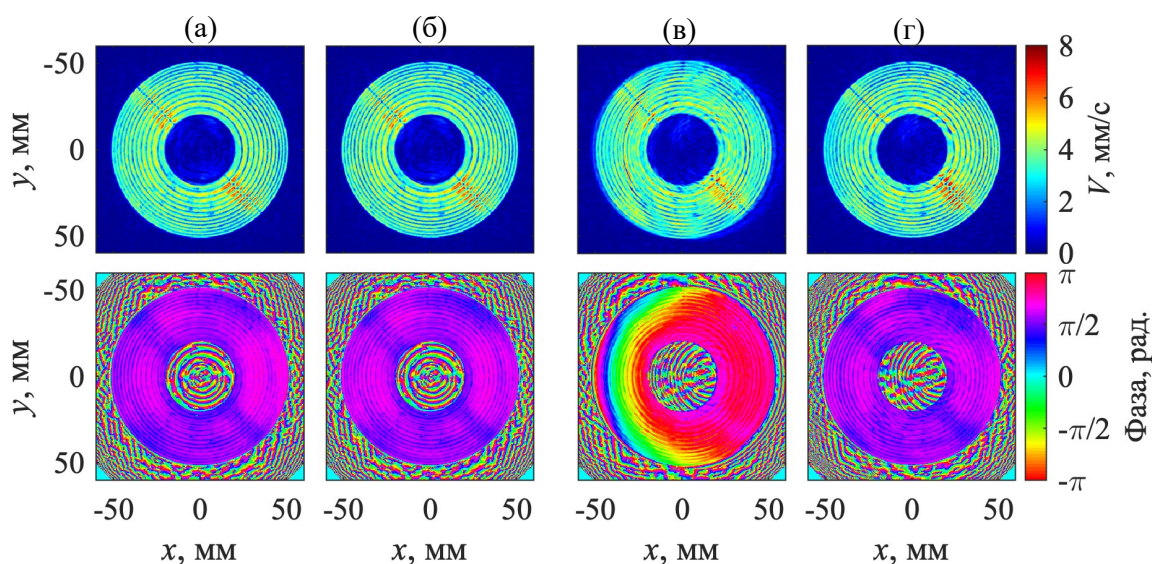


Рис. 1.15. Распределений амплитуды (вверху) и фазы (внизу) нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности решетки, вычисленные из голограмм, измеренных при небольшом (а, б) и большом (в, г) угле поворота плоскости голограммы относительно акустической оси решетки и повернутых приближенным (а, в) и точным (б, г) методами.

1.3.4 Выводы к третьему параграфу

В настоящем параграфе предложен метод пространственной коррекции акустических голограмм излучателей, обладающих аксиальной симметрией, для практического использования при характеристике колебаний поверхности самих излучателей и создаваемых ими полей. Метод позволяет построить голограмму на плоскости, перпендикулярной оси излучателя и центрированной относительно нее, что представляется наиболее удобным для последующего задания граничных условий на поверхности излучателя в задачах численного эксперимента, реконструкции поля и сравнения с данными измерений в координатах излучателя. Проанализирована ошибка точного и приближенного методов коррекции голограммы при различных углах между осью излучателя и нормалью к исходной голограмме. Показано, что несмотря на то, что приближенный метод коррекции является гораздо более простым в реализации и быстрым в плане расчета, его использование для источников с широким угловым спектром даже при малых углах наклона плоскости голограммы к оси излучателя может вносить существенные ошибки при реконструкции идеальной голограммы. Таким образом, для практических приложений медицинского ультразвука, требующих высокой точности определения структуры колебаний поверхности излучателя и создаваемого им поля, корректировка акустической голограммы точным методом является предпочтительной.

§ 1.4 *Определение степени перекоса осей системы позиционирования.*

Для нахождения пространственной структуры УЗ поля можно проводить измерения параметров волны с помощью приемника (гидрофона или микрофона), перемещающегося от точки к точке в исследуемой трехмерной области пространства или использовать метод акустической голографии для полной записи акустического поля.

В любом случае указанные измерения требуют регистрации сигнала в большом количестве точек пространства. Поэтому на практике акустический приемник последовательно устанавливается в заданные точки пространства с помощью системы позиционирования (позиционера) с компьютерным управлением. Позиционеры, тем самым, являются важной частью измерительных установок. В таких системах, как правило, осуществляется прецизионное перемещение используемого устройства вдоль некоторых линейных направляющих с использованием шаговых двигателей. В системах 3-мерного позиционирования имеется три таких направляющих. Они располагаются взаимно перпендикулярно, образуя декартову систему механических осей.

При сборке позиционера не всегда можно гарантировать перпендикулярность механических осей с необходимой точностью. Кроме того, за время эксплуатации системы возможно появление дополнительного отклонения осей. Поскольку интерпретация результатов, полученных с использованием таких систем, проводится в предположении взаимной перпендикулярности механических осей, то существующее в действительности неизвестное отклонение осей от ортогональности может привести к появлению систематической ошибки в позиционировании приемника и, как следствие, к неточному пространственному измерению характеристик акустического поля [75].

Если углы перекося механических осей позиционера известны, то нетрудно провести коррекцию результатов измерений и тем самым избежать ошибок. Углы между механическими осями можно найти с помощью прямого измерения тем или иным измерительным устройством. Однако такое измерение требует привлечения дополнительного оборудования, что зачастую неудобно. Кроме того, довольно сложно гарантировать достаточную точность, особенно в небольших системах позиционирования с узким диапазоном перемещения вдоль измерительных осей. В настоящем параграфе предлагается новый прецизионный способ измерения углов между механическими осями и коррекции вносимых ими ошибок с помощью импульсной акустической голографии.

1.4.1 Теория

Перекося механических осей системы позиционирования относительно ортогональной системы координат (СК) будем описывать тремя углами $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ (рис. 1.16а). Будем помечать тильдой координаты вдоль перекошенных осей, т.е. осей системы позиционирования. При задании указанных углов будем считать, что оси $0x$ и $0\tilde{x}$ совпадают, ось $0\tilde{y}$ расположена в плоскости (x, y) и образует с осью $0y$ угол α_3 , а направление оси $0\tilde{z}$ задается углами α_1 и α_2 ее наклона относительно плоскостей (y, z) и (x, z) соответственно.

Для демонстрации основных особенностей искажения результатов измерений из-за перекося осей позиционера был проведен модельный эксперимент. Предполагалось, что в плоскости (x, y) был расположен двумерный многоэлементный акустический преобразователь в виде квадратной решетки с количеством элементов 40×40 . Элементы имели квадратную форму размером $L_x = L_y = 1$ мм были разделены зазорами шириной $d = 0.25$ мм. Амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости в пределах

каждого элемента предполагалась постоянной (поршневой источник). Излучение каждым элементом происходило в монохроматическом режиме на частоте $f_0 = 2$ МГц различной относительной фазой для обеспечения возможности электронной фокусировки акустического поля.

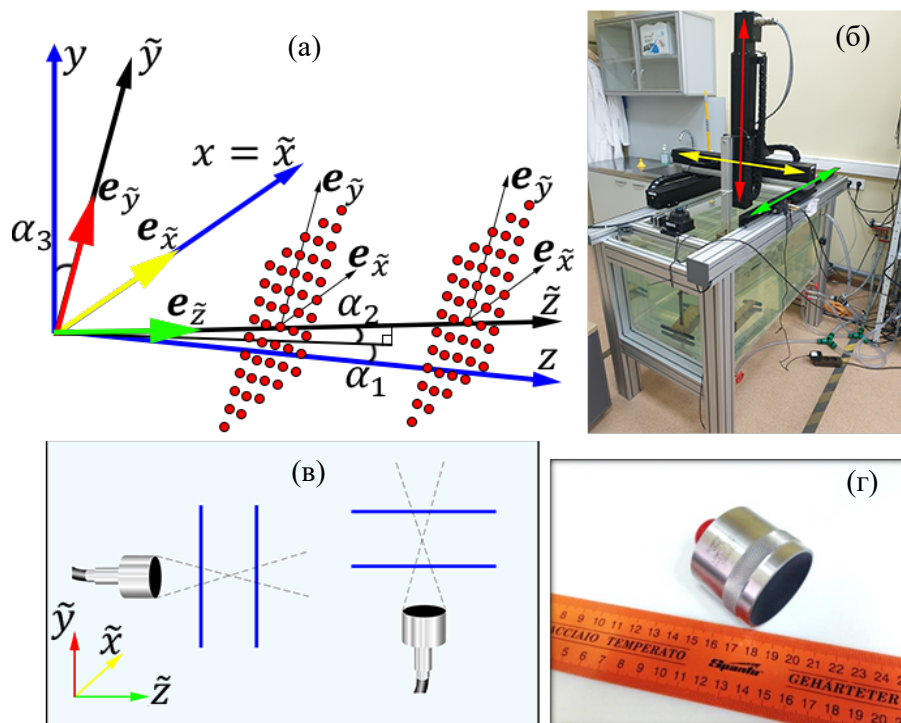


Рис. 1.16. (а) Ортогональная (синие оси) и неортогональная (черные оси) СК. Красными точками показаны координаты, в которых происходит запись сигнала на двух голограммах в неортогональной СК $\alpha_1 = \angle(y\tilde{z}, yz)$, $\alpha_2 = \angle(x\tilde{z}, xz)$, $\alpha_3 = \angle(\tilde{y}, y)$. (б) Система позиционирования. (в) Схема измерений, две голограммы измерены параллельно плоскости $(\tilde{x}, \tilde{y})$, две другие – параллельно плоскости $(\tilde{x}, \tilde{z})$. (г) Акустический пьезопреобразователь, использованный в эксперименте.

С помощью интеграла Рэлея (см. 1.1.1) были рассчитаны двумерные распределения комплексной амплитуды акустического давления (голограммы) на плоском участке, параллельном поверхности излучателя, на расстоянии $z = H = 10$ мм от указанного излучателя. Расчет проводился для случаев отсутствия и наличия небольшого перекоса между осями, т.е. в точках, задаваемых координатами $(x, y, z = H)$ и $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z} = H)$. Далее из полученных голограмм была рассчитана комплексная амплитуды акустического давления в пространстве перед двумерной решеткой; при этом расчет поля из голограммы, записанной в точках с координатами перекосенной СК, проводился в предположении, что соответствующие сигналы записаны в идеальной СК. Тем самым имитировалась ситуация, когда оператор измерительной системы использует позиционер

с перекошенными осями, но не знает об этом (или знает, но пренебрегает этим) и поэтому при расчете поля из голограммы предполагает, что оси позиционера перпендикулярны.

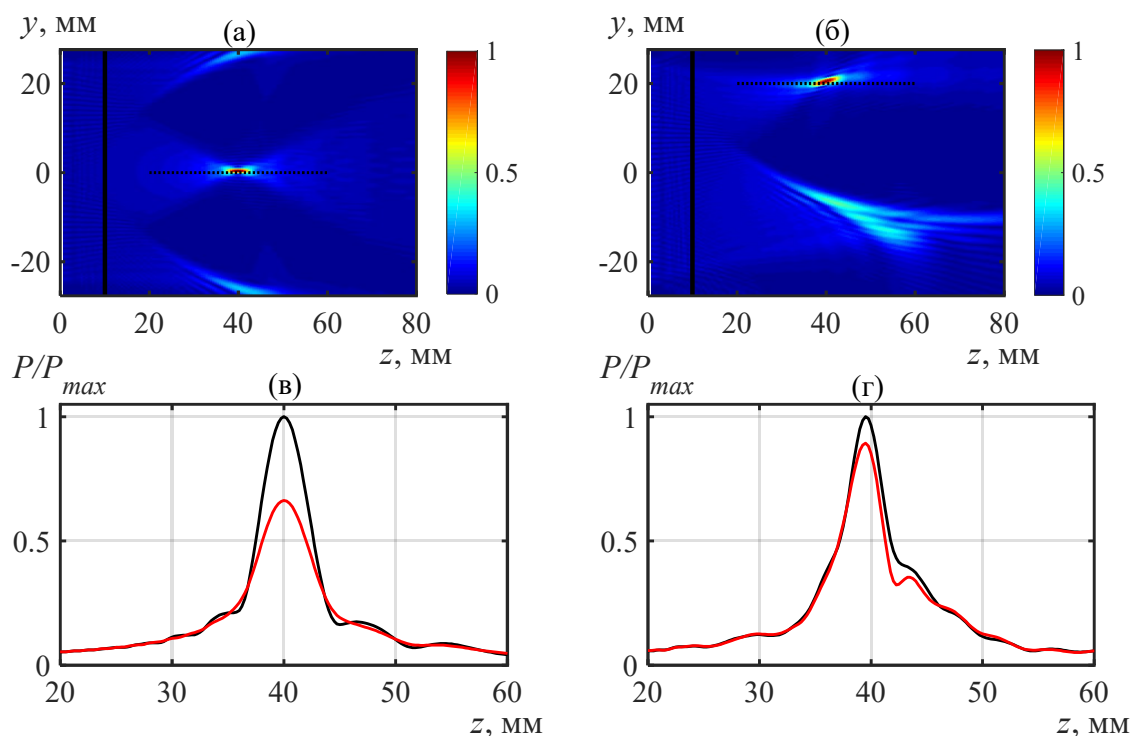


Рис. 1.17. Акустическое давление модельного многоэлементного излучателя при фокусировке в точку (а) $(0,0,40)$ мм, (б) $(0,20,40)$ мм. Излучатель расположен в плоскости (x,y) при $z=0$. Вертикальной линией показано положение голограммы, с которой проведен расчет, горизонтальной пунктирной линией показана ось, распределение давления вдоль которой представлено на (в) и (г) соответственно, где черным цветом показаны профили давления при учете искривления осей СК, красным – без учета.

Рассматривался режим «электронной» фокусировки, при котором фазы сигналов на излучающих элементах решетки подбирались такими, чтобы излучаемое поле фокусировалось в заданную точку пространства. Описанный расчет был проведен для двух случаев электронной фокусировки: при фокусировке в точку с координатами $(0,0,40)$ мм и в точку $(0,20,40)$ мм. Соответствующие нормированные распределения амплитуды поля акустического давления в плоскости (y,z) показаны на рис. 1.17а,б. Для первого случая перекоос осей был задан следующим: $\alpha_1=1^\circ$, $\alpha_2=1^\circ$, $\alpha_3=0$, а для второго случая $\alpha_1=0$, $\alpha_2=0$, $\alpha_3=1^\circ$. На рис. 1.17в,г показаны амплитуды акустического давления, рассчитанные вдоль линий (указаны на рис. 1.17а,б) из искривленной и неискривленной голограмм. Наличие ненулевых углов α_1 и α_2 приводит к сдвигу всей структуры давления поперек оси z , а ненулевой α_3 заметным образом искажает пространственную структуру на удалении от оси излучателя, проходящей через его середину. Из проведенного

моделирования можно сделать вывод, что перекося осей системы позиционирования может существенно исказить результаты измерений и его необходимо учитывать.

Для удобства теоретического описания введем орты перекошенной системы координат – сонаправленные с механическими осями системы позиционирования единичные векторы $\mathbf{e}_{\tilde{x}}, \mathbf{e}_{\tilde{y}}, \mathbf{e}_{\tilde{z}}$. Все координаты будем задавать в неискаженной СК.

Получим связь координат ортогональной (x, y, z) и неортогональной $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ СК:

$$\mathbf{e}_{\tilde{x}} = (1, 0, 0), \mathbf{e}_{\tilde{y}} = (\sin \alpha_3, \cos \alpha_3, 0), \mathbf{e}_{\tilde{z}} = \left(\sin \alpha_1, \sin \alpha_2, \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_1 - \sin^2 \alpha_2} \right), \quad (1.47)$$

$$x = \tilde{x} + \tilde{y} \sin \alpha_3 + \tilde{z} \sin \alpha_1; y = \tilde{y} \cos \alpha_3 + \tilde{z} \sin \alpha_2; z = \tilde{z} \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_1 - \sin^2 \alpha_2}. \quad (1.48)$$

Рассмотрим запись спектральной амплитуды $P(\omega, \mathbf{r})$ акустического давления в виде углового спектра в произвольной точке декартовой системы координат (см. 1.1.2):

$$P(\omega, x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \iint_{\Sigma_k} S_0(\omega, k_x, k_y) e^{ik_x x + ik_y y + i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z} dk_x dk_y, \quad (1.49)$$

$$S_0(\omega, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, x, y, z=0) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy. \quad (1.50)$$

Выразим угловой спектр $S_0(\omega, k_x, k_y)$ в искривленной СК, используя связь координат двух систем (1.48). Якобиан перехода в (1.50) от переменных x, y к переменным $\tilde{x}, \tilde{y}$ равен $|D(x, y)/D(\tilde{x}, \tilde{y})| = \cos \alpha_3$, поэтому

$$S_0(k_x, k_y, \omega) = \cos \alpha_3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}=0, \omega) e^{-i\tilde{k}_x \tilde{x} - i\tilde{k}_y \tilde{y}} d\tilde{x} d\tilde{y} = \cos \alpha_3 \tilde{S}_0(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y), \quad (1.51)$$

$$\tilde{k}_x = k_x; \tilde{k}_y = k_y \cos \alpha_3 + k_x \sin \alpha_3. \quad (1.52)$$

С учетом (1.48), (1.49), (1.51) и (1.52) получим решение уравнения Гельмгольца в искривленной системе координат. Якобиан перехода от переменных k_x, k_y к переменным $\tilde{k}_x, \tilde{k}_y$ в данном случае равен $|D(k_x, k_y)/D(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y)| = 1/\cos \alpha_3$. Таким образом имеем:

$$P(\omega, \tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \iint_{\Sigma_k} \tilde{S}_0(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y) e^{i\tilde{k}_x \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}} \times \\ \exp \left(i\tilde{z} \left(\tilde{k}_x (\sin \alpha_1 - \tan \alpha_3 \sin \alpha_2) + \frac{\sin \alpha_2}{\cos \alpha_3} \tilde{k}_y + \sqrt{k^2 - \tilde{k}_x^2 - \left(\frac{\tilde{k}_y}{\cos \alpha_3} - \tilde{k}_x \tan \alpha_3 \right)^2} \right) \right) d\tilde{k}_x d\tilde{k}_y = \quad (1.53) \\ \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \iint_{\Sigma_k} \tilde{S}_{z_0}(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, \omega) e^{i\tilde{k}_x \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}} d\tilde{k}_x d\tilde{k}_y$$

Отношение угловых спектров голограмм $\Pi(\omega, k_x, k_y)$, измеренных в искривленной СК на плоскости $\tilde{z} = Z_0$ и на параллельной плоскости $\tilde{z} = 0$, является пропагатором для соответствующей компоненты углового спектра и имеет следующий вид:

$$\Pi(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y) = \frac{\tilde{S}_{Z_0}(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y)}{\tilde{S}_0(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y)} = \exp(i\Phi(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y)) = \exp\left(-i(\tilde{k}_x x_0 + \tilde{k}_y y_0) + i\sqrt{1 - \sin^2 \alpha_1 - \sin^2 \alpha_2} \sqrt{k^2 - \tilde{k}_x^2 - \left(\frac{\tilde{k}_y}{\cos \alpha_3} - \tilde{k}_x \tan \alpha_3\right)^2} Z_0\right) \quad (1.54)$$

где $x_0 = -(\sin \alpha_1 - \tan \alpha_3 \sin \alpha_2) Z_0$; $y_0 = -\sin \alpha_2 / \cos \alpha_3 Z_0$. Отметим, что функция $\Phi(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, \omega)$ при фиксированной частоте ω представляет собой семейство эллипсоидальных замкнутых кривых и не зависит от геометрии используемого преобразователя и его расположения относительно плоскостей голограмм. Следовательно, в измерениях по определению перекося осей системы позиционирования можно выбирать преобразователь из соображений удобства, необходимого времени измерений и т.д. Тем не менее, следует заметить, что определение фазовой функции Φ возможно в таких областях $(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y)$, где амплитуды измеренных угловых спектров $|\tilde{S}_0(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y)|$ и $|\tilde{S}_{Z_0}(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y)|$ заметно отличны от нуля. Этот факт следует учитывать при выборе источника УЗ поля.

Таким образом, измерив две голограммы на разных расстояниях от преобразователя, можно получить пропагатор, зависящий от двух аргументов, угловых частот в неортогональной СК $\tilde{k}_x, \tilde{k}_y$. Углы $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ и расстояние между голограммами Z_0 являются параметрами, которые необходимо определить из пропагатора и, таким образом, количественно определить неортогональность самой системы позиционирования, на которой было выполнено измерение.

1.4.2 Эксперимент

В работе измерялся перекося механических осей системы позиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания) (рис. 1.16б). Перекося вносился искусственно, чтобы иметь возможность исследовать разные углы перекося. Проведены три серии измерений, в каждой из которых ось $\tilde{y}$ была отклонена от оси y на различный угол α_3 . В измерениях использован акустический пьезопреобразователь V392 (Panametrics, США) (рис. 1.16г) с

диаметром $D = 38.1$ мм, фокусным расстоянием $F = 63.5$ мм и рабочей частотой $f_0 = 1$ МГц. Излучатель погружался в резервуар с дегазированной водой и с точностью порядка градуса располагался параллельно плоскости голограммы, что достигалось путем его предварительного выравнивания относительно механических осей системы позиционирования на поворотной крепежной платформе. Как было отмечено выше, функция $\Phi(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y)$ в выражении (1.54) не зависит от взаимного расположения излучателя относительно голограммы, поэтому точность установки излучателя в рамках предлагаемого подхода не играет значимой роли. При этом важно, чтобы при измерениях исходное положение не изменялось, что достигалось жестким закреплением источника. Указанное выравнивание излучателя проводилось для того, чтобы в область голограммы, которая обычно располагается почти перпендикулярно акустической оси источника [76], попадала максимально возможная для данной геометрии энергия акустического пучка.

В одной серии измерений с заданным углом α_3 были записаны четыре голограммы: две из них были расположены параллельно плоскости $(\tilde{x}, \tilde{y})$ при горизонтальном расположении оси источника (рис. 1.16в), две – параллельно плоскости $(\tilde{x}, \tilde{z})$ при вертикальном расположении оси. Одна голограмма была измерена на расстоянии 1.5 см до фокуса, другая – за фокусом на таком же расстоянии. С помощью генератора 33250А (Agilent, США) на излучатель подавалось напряжение в виде радиоимпульса с прямоугольной огибающей с амплитудой $U = 5$ В, состоявшего из трех периодов синусоидального сигнала частоты $f_0 = 1$ МГц. Использовался период повторения $T = 4$ мс. Все голограммы измерялись идентично и имели одинаковые характеристики: размер 201×201 точек, шаг $dx = dy = 0.5$ мм. В каждой точке временной профиль сигнала записывался с помощью гидрофона HNA-0400 (Onda, США) и осциллографа TDS5034В (Tektronix, США), количество усреднений в каждой точке составляло $N_{av} = 48$, время усреднения $T_{av} = 400$ мс. Шаг дискретизации $dt = 20$ нс. Длительность временного окна составляла $T = 100$ мкс, что обеспечивало запись информативной части сигнала с разрешением по частоте (1.21) $\Delta f = \Delta\omega / (2\pi) = 10$ кГц.

В результате расчета спектра сигнала был получен набор монохроматических голограмм поля. В работе применялся широкополосный преобразователь, что позволило использовать большой набор монохроматических голограмм для повышения точности определения углов перекося осей. Ближняя к излучателю голограмма в виде нормированной амплитуды и фазы акустического давления на частоте $f = 1$ МГц

показана на рис. 1.18а,г соответственно. На основе полученных голограмм также возможен расчет колебательной скорости поверхности излучателя. В главе 3 в эксперименте применен этот же излучатель, и данная процедура проведена в 3.4.1.

Исходя из значений спектральной плотности сигнала в опорных точках голограммы, например, в центре, можно определить частотный диапазон, в котором будет проводиться определение функции $\Phi(\omega, \tilde{k}_x, \tilde{k}_y)$ (1.54). Этот диапазон, в первую очередь, обусловлен полосой излучаемого преобразователем сигнала. В настоящей работе он был выбран в пределах $f \in (0.4, 1.6)$ МГц, что с шагом по частоте $\Delta f = 10$ кГц составило $N_f = 121$ спектральную компоненту.

Из полученных дальней и ближней монохроматических голограмм были рассчитаны соответствующие угловые спектры сигнала по формуле (1.50). Модуль углового спектра для ближней к излучателю голограммы представлен на рис. 1.18б, фаза – на рис. 1.18д. Далее найдено поточечное отношение угловых спектров, фаза которого для частоты 1 МГц показана на рис. 1.18в. Дополнительно на рис. 1.18е показана фаза теоретического отношения угловых спектров (1.54) при нулевых углах $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. Стоит еще раз отметить, что проводить измерения ближней и дальней голограмм следует при одном и том же положении излучателя, изменение его положения между измерениями дальней и ближней голограмм внесет дополнительную ошибку в определяемые углы.

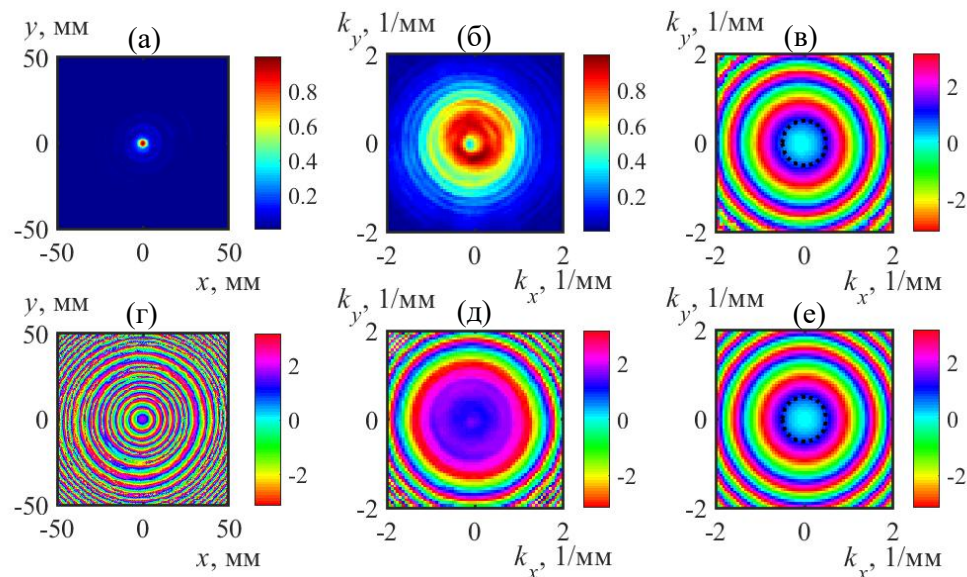


Рис. 1.18. (а) Нормированная амплитуда и (г) фаза ближней к преобразователю монохроматической голограммы акустического давления на частоте $f = 1$ МГц. (б) Модуль и (д) фаза углового спектра той же монохроматической голограммы. (в) Фаза отношения дальней и ближней к преобразователю угловых спектров, полученных из эксперимента. (е) Фаза теоретического отношения угловых спектров (1.54) при нулевых углах. Пунктирной линией обозначается область радиусом k_0 , в которой проводился поиск углов по формуле (1.55).

Углы $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ были определены путем минимизации квадратичной поточечной разницы экспериментальной и теоретической фазы пропагатора. Углы в формуле (1.54) для $\Phi(\omega, k_x, k_y)$ варьировались вокруг нулевого значения, и определялись углы, при которых сумма квадратов поэлементной разницы экспериментальной Π_E и теоретической фаз пропагатора Π_T в заданной круговой области была минимальна:

$$\min_{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3} \sum_{k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2} \left(\Pi_E(\omega, k_x, k_y) - \Pi_T(\omega, k_x, k_y) \right)^2 \quad (1.55)$$

Радиус круга k_0 , в котором происходит расчет по формуле (1.55), определялся таким образом, чтобы дисперсия значений углов в зависимости от частоты (рис. 1.19а,б,в) была минимальна. При меньших значениях k_0 бóльшая дисперсия вызвана малым количеством пространственных частот, которые используются для поиска углов для каждой частотной компоненты, при больших значениях k_0 бóльшая дисперсия вызвана включением в расчет угловых компонент с низкой спектральной плотностью вблизи границы области излучения, которые являются источником значительных случайных отклонений. Оптимальный радиус области оказался равным $k_0 = 0.5 \text{ м}^{-1}$, при котором в окружность попало 225 угловых компонент.

В формуле (1.54), в отличие от α_1, α_2 , зависимость от параметра α_3 является слабой, и по экспериментальным голограммам, записанным вдоль $(\tilde{x}, \tilde{y})$ на разных расстояниях z , точное определение α_3 является затруднительным. Чтобы с сопоставимой точностью найти α_3 , следует объединить измерения при разных ориентациях голограммы и излучателя относительно системы позиционирования (рис. 1.16в). Имея два наиболее точно определенных угла α_1 и α_2 , задающих поперечную голограмме ось при ориентации голограммы параллельно плоскости $(\tilde{x}, \tilde{y})$, и углы α'_1 и α'_2 при расположении голограммы параллельно плоскости $(\tilde{x}, \tilde{z})$, можно определить угол α_3 по следующей формуле в приближении малых углов:

$$\alpha_3 = \arcsin \sqrt{\sin^2 \alpha'_1 + \sin^2 \alpha'_2 - \sin^2 \alpha_1} \quad (1.56)$$

На рис. 1.19 показана полученная частотная зависимость трех углов для трех серий измерений. Можно заметить, что в окрестности частот $f = 0.67, 1.32$ МГц отклонение значений углов от своих средних значений существенно выше, чем в остальной области. Это связано с тем, что спектральная мощность сигнала (рис. 1.19г) на этих частотах мала из-за выбранной формы подаваемого импульса и особенностей преобразователя. Значения

углов на разных частотах можно считать определенными независимо, поэтому, усредняя их в оптимальном диапазоне частот, можно минимизировать случайные отклонения и получить значения углов с высокой точностью. В табл. 1.1 приведены значения трех углов со среднеквадратичным отклонением для трех серий измерений.

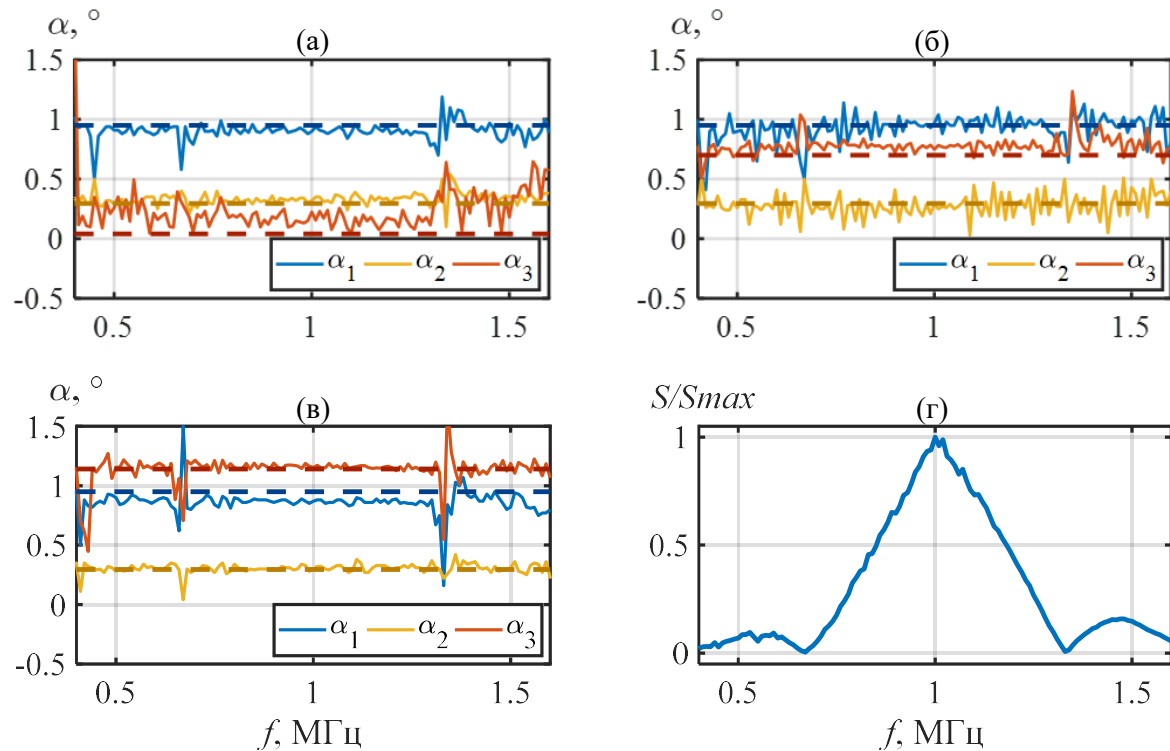


Рис. 1.19. Углы α_1 , α_2 , α_3 , полученные из голограмм на разных частотах в трех сериях измерений: (а) без дополнительного перекоса, (б) дополнительный перекоос оси $\Delta\alpha_3 \approx 0.8^\circ$, (в) дополнительный перекоос $\Delta\alpha_3 \approx 1.1^\circ$. Пунктирными линиями показаны углы, измеренные геометрическим методом с использованием лазера. (г) Спектр акустического сигнала в центре ближней голограммы.

Рабочий ход вдоль осей использованной в работе системы позиционирования достаточно протяженный ($\Delta L_{max}^x = 0.3$ м, $\Delta L_{max}^y = 0.3$ м, $\Delta L_{max}^z = 0.4$ м), поэтому с хорошей точностью можно измерить углы перекоса оптическим методом. Для этого на системе позиционирования закреплялся лазерный источник, и в крайних положениях по каждой из осей отмечались проекции лазерного луча на прозрачные стенки водяного резервуара. Далее был определен угол между прямыми, соединяющими противоположные точки, лежащие на одной оси. На рис. 1.19 пунктирными линиями показаны результаты таких измерений. Они хорошо согласуются с результатами расчета из голограмм табл. 1.1. Погрешность определения углов оптическим способом определялась размером проекции лазерного пятна и расстоянием между крайними точками, что для описываемого случая составило величину $\Delta\alpha = 0.2^\circ$. Для систем позиционирования с меньшим диапазоном линейных перемещений данная ошибка будет больше.

		α_1 , град.	α_2 , град.	α_3 , град.
Измерения из голограммы	Нет доп. перекоса, $\Delta\alpha_3 \approx 0^\circ$	0.91 ± 0.03	0.33 ± 0.03	0.17 ± 0.06
	Перекас $\Delta\alpha_3 \approx 0.8^\circ$	0.96 ± 0.08	0.26 ± 0.09	0.78 ± 0.03
	Перекас $\Delta\alpha_3 \approx 1.1^\circ$	0.87 ± 0.02	0.31 ± 0.02	1.16 ± 0.02
Измерения с использованием лазера	Нет доп. перекоса, $\Delta\alpha_3 \approx 0^\circ$	0.9 ± 0.2	0.3 ± 0.2	0 ± 0.2
	Перекас $\Delta\alpha_3 \approx 0.8^\circ$	0.9 ± 0.2	0.3 ± 0.2	0.7 ± 0.2
	Перекас $\Delta\alpha_3 \approx 1.1^\circ$	0.9 ± 0.2	0.3 ± 0.2	1.1 ± 0.2

Табл. 1.1. Углы перекоса осей системы позиционирования, полученные в трех сериях измерений и полученные геометрическим методом.

1.4.3 Выводы к четвертому параграфу

В текущем параграфе проведено исследование влияния неортогональности осей системы позиционирования на точность пространственной характеристики акустического поля. Описан и экспериментально проверен новый способ определения отклонения осей системы позиционирования от ортогональности. Результаты эксперимента и моделирования показывают, что для достоверного определения трех углов неортогональной системы координат необходимо провести измерения при разных ориентациях голограммы и излучателя относительно системы позиционирования. Определенные таким методом углы обладают меньшей погрешностью по сравнению с геометрическим методом измерения в условиях имеющейся системы. Используя полученные данные можно легко скорректировать измеренные на данной системе позиционирования голограммы излучателей. Также следует отметить, что имеется возможность усовершенствовать данную методику, уменьшив количество измерений, для чего следует проводить измерение голограмм в плоскостях, которые не параллельны плоскостям, образованными осями системы позиционирования.

§ 1.5 *Выводы к первой главе*

В текущей главе дано теоретическое обоснование метода импульсной акустической голографии в задаче широкополосной характеристики УЗ преобразователей. Экспериментальное исследование проведено на примере УЗ решетки, у которой с помощью данного метода выявлены дефекты конструкции.

Предложен метод пространственной коррекции голограммы, с помощью которой возможно устранить ошибку, связанную с неточной ориентацией голограммы излучателя относительно поверхности преобразователя. Эффективность данного метода продемонстрирована в эксперименте с помощью кольцевой фокусирующей решетки.

Описан и экспериментально проверен новый способ определения отклонения осей системы позиционирования от ортогональности. Учет данного фактора помогает устранить систематическую ошибку в позиционировании приемника, управляемого системой позиционирования. Данный метод экспериментально проверен на примере реальной системы позиционирования.

Глава 2

ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ГИДРОФОНОВ

В текущей главе представлен метод широкополосной калибровки гидрофонов, основанный на регистрации акустической голограммы волнового пучка в импульсном режиме и измерении частотной зависимости акустической радиационной силы, действующей на поглотитель большого диаметра. Метод обоснован теоретически и продемонстрирован экспериментально на примере калибровки игольчатого и капсульного гидрофонов в мегагерцовом диапазоне частот. Проанализированы факторы и источники ошибок, влияющие на корректность измерения чувствительности гидрофонов.

§ 2.1 *Введение*

При использовании УЗ устройств мегагерцового диапазона частот в ряде задач промышленности и медицины необходимо количественно контролировать характеристики создаваемых ими полей. Важными являются задачи измерения временного профиля акустических импульсов и пространственного распределения интенсивности волновых пучков, излучаемых акустическими устройствами, что требуется как для определения степени и характера воздействия на среду интенсивного ультразвука, так и для улучшения качества изображений в диагностике [77, 78]. Для таких задач широко применяются пьезоэлектрические гидрофоны, что в настоящее время является основой метрологии в УЗ акустике. Основным компонентом пьезоэлектрических гидрофонов является небольшой чувствительный элемент, преобразующий акустический сигнал в электрический. В большинстве случаев применение гидрофонов превосходит по практичности применения и точности подходы, основанные на акустооптическом взаимодействии и измерении радиационной силы излучения, которые были доминирующими подходами в метрологии в первые десятилетия развития ультразвука [79].

Для измерений удобно использовать акустические приемники (гидрофоны), которые обладают равномерной диаграммой направленности и равномерной частотной характеристикой чувствительности в полосе частот исследуемых волн. Неравномерность частотной характеристики может привести к серьезному искажению формы регистрируемого импульсного сигнала, что, в свою очередь, может привести к

потенциально большим ошибкам в оценке параметров акустического поля, например, значений пикового давления [38]. Для обеспечения локальности измерений гидрофон должен иметь как можно меньший размер по сравнению с длиной волны на рабочих частотах. Однако уменьшение размера приводит к снижению чувствительности, которая падает с уменьшением площади чувствительного элемента. Поэтому при производстве гидрофонов важно соблюдать баланс, выбирая достаточно малый размер чувствительного элемента при приемлемом уровне чувствительности и равномерности характеристик. Кроме того, элемент должен быть не толще нескольких сотен мкм, чтобы гарантировать, что его толщинный резонанс выходит за пределы интересующего диапазона частот. Данные факторы долгое время затрудняли производство гидрофонов с постоянными характеристиками.

Ранние конструкции гидрофонов, предназначенные для измерений полей мегагерцовых частот, представляли собой пьезокерамические тонкие диски диаметром несколько сотен микрон, прикрепленные к металлическим сплошным или полым цилиндрам [80]. Такие гидрофоны подходили для измерения полей непрерывных или узкополосных сигналов, но наличие переотражений в корпусе и их многомодовая характеристика сделали их неприемлемыми для измерения широкополосных диагностических импульсов. Кроме того, из-за этих же факторов направленность миниатюрных керамических гидрофонов оказалась непредсказуемой [81].

С появлением ПВДФ пленок удалось существенно улучшить характеристики гидрофонов на их основе. Были разработаны три основные геометрии гидрофонов: мембранного, игольчатого и капсульного типа [82]. В первом варианте полимерная ПВДФ пленка устанавливается в рамку диаметром несколько сантиметров, при этом диаметр центрального активного элемента составляет доли миллиметра. Во втором варианте активный элемент устанавливается на конце полой цилиндрической трубки. В третьем варианте реализована переходная геометрия между мембранной и игольчатой геометриями. Частотная характеристика таких гидрофонов стала намного более плавной, поскольку многомодовая характеристика, проявляющаяся в небольших керамических элементах, по существу отсутствовала в полимерных мембранных и игольчатых гидрофонах. Все типы гидрофонов широко применяются в зависимости от геометрии задачи и условий измерений.

Гидрофоны игольчатого типа вместе с мембранными гидрофонами нашли самое широкое применение в биомедицинских УЗ измерениях. Одним из преимуществ геометрии игольчатого гидрофона является возможность ее применения в ограниченном пространстве. Игольчатый гидрофон также имеет преимущество при измерениях вблизи

источника и при непрерывном возбуждении, т.к. не вызывает артефакты реверберации в отличие от мембранного гидрофона и, следовательно, обеспечивает более чистый сигнал с меньшими возмущениями поля. Другое преимущество связано с направленностью, поскольку хорошо спроектированные игольчатые гидрофоны демонстрируют диаграммы направленности, близкие к предсказанным поршневой моделью. Напротив, конструкции мембранного типа могут иметь подчеркнутые боковые лепестки, особенно в нижнем мегагерцовом диапазоне частот.

Даже при абсолютно идентичной технологии изготовления гидрофонов их характеристики могут сильно различаться. Поэтому возникает потребность проводить калибровку каждого гидрофона. Разработка точных и достаточно простых методов широкополосной калибровки гидрофонов до сих пор является актуальной задачей. Основным способом абсолютной калибровки гидрофонов на мегагерцовых частотах в настоящее время является метод, основанный на лазерной интерферометрии [40, 39]. С помощью оптического интерферометра проводится измерение колебательной скорости светоотражающей, но прозрачной для акустических волн тонкой мембраны, помещенной в жидкость на некотором удалении от УЗ преобразователя – в области, где устанавливается режим плоской волны. Акустическое давление в точке, где пробный лазерный луч отражается от мембраны, рассчитывается далее из измеренной колебательной скорости путем ее умножения на акустический импеданс жидкости. После этого светоотражающая мембрана убирается, на ее место помещается гидрофон и проводится запись его электрического сигнала. Сопоставлением найденного оптическим способом абсолютного значения акустического давления с электрическим сигналом гидрофона осуществляется калибровка. Калиброванные указанным методом гидрофоны удобно использовать для вторичной калибровки других гидрофонов методом замещения, т.е. путем сравнения сигналов, зарегистрированных в одной и той же точке акустического поля калибруемым и эталонным гидрофоном с известными характеристиками [83].

Характеристики гидрофонов могут изменяться с течением времени вследствие деградации гидрофона, связанной со старением и постепенным разрушением чувствительного пьезоэлемента в ходе многочасовых измерений. В частности, возможно разрушение проводящего металлического напыления гидрофона из-за кавитации или возникновения электролиза в воде. Поэтому полезна разработка недорогих и достаточно точных способов абсолютной калибровки, которые можно осуществлять в акустических лабораториях без использования дорогостоящего оптического оборудования.

Проведение абсолютной калибровки может быть основано на определении полной мощности акустического излучения преобразователем [47]. Знание с высокой точностью

излучаемой акустической мощности требуют современные международные стандарты как диагностических, так и терапевтических УЗ систем [42], поэтому развиты несколько основных способов ее измерения, в числе которых калориметрический метод [41] и метод, основанный на измерении радиационной силы, оказываемой акустическим пучком на поглотитель или отражатель ультразвука [43, 84]. Метод на основе измерения радиационной силы получил более широкое применение благодаря простоте реализации и высокой точности. Полная акустическая мощность в таком случае определяется через известную связь между величиной радиационной силы F и акустической мощностью $W = \gamma c F$, где c – скорость звука, γ – безразмерный корректирующий множитель, зависящий от пространственной структуры акустического поля и типа мишени [85]. Этот множитель равен единице в случае плоской волны и полностью поглощающей мишени, в случае отражающей мишени он меньше единицы, а в случае фокусирующего излучателя, наоборот, превышает единицу. Коэффициент γ обычно рассчитывается в приближении геометрической акустики и в предположении равномерного распределения акустического давления на излучателе. В реальности эти допущения могут оказаться слишком грубыми и привести к заметным ошибкам [22]. Более точный подход, тем самым, требует знания пространственной структуры исследуемого УЗ пучка.

Для калибровки гидрофонов измеренную акустическую мощность необходимо дополнить измерением мощности с помощью гидрофона, после чего сопоставить полученные результаты. Метод на основе измерения полной акустической мощности путем сканирования акустического поля предложен в работе [44]. В работе [45] указанный подход был усовершенствован с помощью метода акустической голографии, который позволяет учитывать реальную структуру акустического пучка и не использовать плосковолновое приближение. Измеренная радиационная сила (или мощность) при этом сопоставляется с силой (или мощностью), рассчитанной из голограммы с точностью до множителя, зависящего от чувствительности гидрофона, что и позволяет определить искомую чувствительность. К сожалению, широкополосная калибровка в таком подходе затруднительна, так как для этого требуется измерение большого количества монохроматических голограмм, что является трудоемким и времязатратным процессом.

В настоящей главе предлагается развитие подхода, предложенного в [45], на основе использования импульсной акустической голографии. Основная идея нового метода основана на том, что измерение импульсной голограммы позволяет сразу получить большой набор (до нескольких тысяч) монохроматических голограмм, характеризующих пространственную структуру поля при возбуждении излучателя тональными

электрическими сигналами в определенном диапазоне частот. Регистрация голограммы в импульсном режиме тем самым позволяет откалибровать гидрофон для большого набора частот, если наряду с измерением голограммы на указанных частотах провести измерение радиационной силы, оказываемой акустическим пучком на поглотитель большого диаметра (превышающего поперечный размер УЗ пучка).

При проведении калибровки гидрофонов с использованием метода акустической голографии важно учитывать, что угловой спектр реального акустического пучка может быть достаточно широким [46], особенно в случае использования фокусирующих излучателей. В этих условиях акустическая голограмма может заметно исказиться из-за неоднородной направленности гидрофона. Учет диаграммы направленности позволяет избежать соответствующей ошибки [74].

Для изложения предлагаемой идеи сначала будет представлена теоретическая основа метода широкополосной калибровки гидрофонов путем рассмотрения связи полной акустической мощности пучка и измеряемой компонентой радиационной силы, действующей на протяженный поглотитель, с последующим выводом аналитического выражения чувствительности гидрофона через структуру акустического поля, получаемую из голограммы, и указанную компоненту радиационной силы для набора частот. Вторая часть текущей главы посвящена экспериментальной верификации метода путем проведения измерений радиационной силы, акустической голограммы и диаграммы направленности для игольчатого и капсульного гидрофонов.

§ 2.2 Теория

2.2.1 Связь радиационной силы и полной акустической мощности пучка

Зададим давление и колебательную скорость частиц монохроматической акустической волны в точке $\mathbf{r}$ пространства в момент времени t в следующем виде:

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left[p(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \right]; \tilde{\mathbf{v}}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left[\mathbf{v}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \right], \quad (2.1)$$

где $p(\mathbf{r}), \mathbf{v}(\mathbf{r})$ – комплексные амплитуды давления и вектора колебательной скорости соответственно, ω – циклическая частота волны. Связь комплексных амплитуд скорости и давления вытекает из линеаризованного уравнения движения $\rho \partial \tilde{\mathbf{v}} / \partial t = -\nabla \tilde{p}$ и имеет следующий вид:

$$\mathbf{v} = \nabla p / (i\rho\omega). \quad (2.2)$$

Радиационная сила, действующая на объект с замкнутой поверхностью Σ , может быть выражена следующим образом [86]:

$$\mathbf{F} = \oint\oint_{\Sigma} \left\langle \left(\frac{\rho \tilde{\mathbf{v}}^2}{2} - \frac{\tilde{p}^2}{2\rho c^2} \right) \mathbf{n} - \rho \tilde{\mathbf{v}}(\tilde{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n}) \right\rangle d\Sigma, \quad (2.3)$$

где ρ, c плотность и скорость звука среды, $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по периоду волны, $\mathbf{n}$ – внешняя нормаль к элементу поверхности $d\Sigma$. Из (2.1), (2.3) получим:

$$\mathbf{F} = \oint\oint_{\Sigma} \left\langle \left(\frac{\rho |\mathbf{v}|^2}{4} - \frac{|p|^2}{4\rho c^2} \right) \mathbf{n} - \frac{\rho}{2} \operatorname{Re}(\mathbf{v}^* (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})) \right\rangle d\Sigma. \quad (2.4)$$

Выражение для полной акустической мощности волны, попадающей в объем, ограниченный поверхностью Σ , имеет следующий вид:

$$W = \oint\oint_{\Sigma} (\mathbf{I} \cdot \mathbf{n}) d\Sigma, \quad (2.5)$$

где $\mathbf{I}$ – интенсивность акустической волны, т.е. усредненный по времени вектор Умова-Пойнтинга [64]:

$$\mathbf{I} = \langle \tilde{p} \tilde{\mathbf{v}} \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p \mathbf{v}^*). \quad (2.6)$$

Для измерения радиационной силы был использован плоский поглотитель, который располагался поперек акустического пучка и имел достаточно большой поперечный размер, что обеспечивало практически полное попадание распространяющегося акустического пучка на поглотитель. Этот случай описывают формулы (2.3) и (2.5), если выбрать поверхность Σ в виде бесконечного в поперечном направлении цилиндра, с такой высотой, чтобы поглотитель оказался внутри объема, а излучатель вне его. Давление и колебательная скорость на боковых и задней поверхности цилиндра в этом случае полагаются нулевыми. Рассмотрим плоскость с внешней нормалью $\mathbf{n} = (0, 0, -1)$, и определим осевую (вдоль z) компоненту радиационной силы и полную мощность:

$$F_z = \frac{\rho}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{|p|^2}{\rho^2 c^2} + |v_z|^2 - |v_x|^2 - |v_y|^2 \right\} dx dy, \quad (2.7)$$

$$W = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re}(p v_z^*) dx dy. \quad (2.8)$$

Сила F_z в предположении отсутствия потерь в среде будет одинаковой для любой плоскости z . В случае распространения в среде плоской волны вдоль оси z , для которой $v_z = p/(\rho c)$, $v_x = v_y = 0$, связь между силой и мощностью упрощается: $F_z = W/c$. Используя выражение (2.2) и связь между комплексными амплитудами давления и

колебательной скорости $|v_0| = |p|/(\rho c)$, $|v_z|^2 = |v_0|^2 - |v_x|^2 - |v_y|^2$ легко получить выражение для радиационной силы только через акустическое давление:

$$F_z = \frac{1}{2\rho} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{|p|^2}{c^2} - \frac{|\partial p / \partial x|^2 + |\partial p / \partial y|^2}{\omega^2} \right\} dx dy. \quad (2.9)$$

Рассмотрим запись спектральной амплитуды акустического давления $p(\omega, x, y, z)$ (здесь добавлен аргумент ω , соответствующий частоте волны) в произвольной точке пространстве в терминах углового спектра (см. 1.1.2):

$$p(\omega, x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\Sigma_k} S_0(\omega, k_x, k_y) e^{ik_x x + ik_y y + i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z} dk_x dk_y, \quad (2.10)$$

$$S_0(\omega, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(\omega, x, y, z=0) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy. \quad (2.11)$$

Согласно уравнению (2.2) получим выражения для вектора колебательной скорости $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$:

$$\mathbf{v}(\omega, x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2 \rho c} \iint_{\Sigma_k} \frac{\mathbf{k}}{k} S_0(\omega, k_x, k_y) e^{ik_x x + ik_y y + i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z} dk_x dk_y. \quad (2.12)$$

где $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2})$. Подставим уравнения (2.10) и (2.12) в (2.7) и (2.8), поменяем порядок интегрирования по пространству и угловым частотам, далее используем выражение для спектрального разложения функции Дирака. В результате получим представления для радиационной силы и полной акустической мощности через угловой спектр акустического пучка:

$$F_z(\omega) = \frac{1}{8\pi^2 \rho c^2} \iint_{\Sigma_k} \left(1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2} \right) |S_0(\omega, k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y, \quad (2.13)$$

$$W(\omega) = \frac{1}{8\pi^2 \rho c} \iint_{\Sigma_k} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}} |S_0(\omega, k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y. \quad (2.14)$$

Из этих выражений видно, что, несмотря на нелинейную природу радиационной силы и акустической мощности, вклад в общую величину отдельных плоских волн происходит независимо. Если акустический пучок является квазиплоской волной, т.е. заметный вклад в угловой спектр дают компоненты с малыми пространственными частотами $|k_x|, |k_y| \ll k$, то связь радиационной силы и акустической мощности упрощается и вырождается в соответствующее выражение для плоской волны: $F_z = W/c$.

2.2.2 Определение чувствительности гидрофона на основе измерений акустической голограммы и радиационной силы

Повторим необходимую для дальнейшего описания информацию, данную в 1.1.4. В общем случае чувствительность гидрофона зависит и от частоты, и от направления распространения регистрируемой плоской волны, поэтому распределение сигнала гидрофона в плоскости сканирования (плоскости записи голограммы) дает не истинный угловой спектр, а спектр, умноженный на некоторый коэффициент, зависящий не только от частоты ω , но и от пространственных частот k_x и k_y . Поэтому угловой спектр может быть записан в следующем виде:

$$S_0(\omega, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega, x, y) e^{-ik_x x - ik_y y} / M(\omega, k_x, k_y) dx dy, \quad (2.15)$$

где $U(\omega, x, y)$ – комплексная амплитуда сигнала электрического напряжения на выходе гидрофона в монохроматическом режиме как функция поперечных координат, $M(\omega, k_x, k_y)$ – функция, описывающая отклик гидрофона на плоскую гармоническую волну, распространяющуюся под углом к оси гидрофона:

$$M(\omega, k_x, k_y) = M_0(\omega) D(\omega, k_x, k_y), \quad (2.16)$$

где $M_0(\omega) = M(\omega, 0, 0)$ – чувствительность гидрофона при нормальном падении пробной плоской волны, $D(\omega, k_x, k_y)$ – диаграмма направленности, $D(\omega, 0, 0) = 1$. Как уже отмечалось в 1.1.4, диаграмма направленности реального гидрофона может быть достаточно сложной [37] и, в случае широкого углового спектра пучка ее необходимо учитывать.

Из выражений (2.13) и (2.14) видно, что отношение F_z/W не зависит от чувствительности гидрофона M_0 . Следовательно, при известной диаграмме направленности гидрофона полную акустическую мощность можно рассчитать из измеренной радиационной силы и голограммы акустического поля, измеренной гидрофоном с неизвестной чувствительностью M_0 (т.е. некалиброванным гидрофоном):

$$W(\omega) = c \gamma(\omega) F_z(\omega), \quad (2.17)$$

$$\gamma(\omega) = \frac{\iint_{\Sigma_k} \sqrt{1 - (k_x^2 + k_y^2)/k^2} \left| S_U(\omega, k_x, k_y) / D(\omega, k_x, k_y) \right|^2 dk_x dk_y}{\iint_{\Sigma_k} \left(1 - (k_x^2 + k_y^2)/k^2 \right) \left| S_U(\omega, k_x, k_y) / D(\omega, k_x, k_y) \right|^2 dk_x dk_y}. \quad (2.18)$$

С помощью множителя γ проводится учет реальной структуры акустического поля в соотношении (2.17) между полной акустической мощностью пучка и радиационной силой, с которой этот пучок давит на поглотитель большого диаметра. В случае идеализированной плоской волны $\gamma=1$, но для реального пучка $\gamma>1$, что может существенно влиять на связь (2.17).

Комбинируя выражения (2.13) и (2.15), получим выражение для чувствительности гидрофона, в которое сила F_z входит в явном виде:

$$M_0(\omega) = \sqrt{\frac{1}{8\pi^2 \rho c^2 F_z(\omega)} \iint_{\Sigma_k} \left(1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}\right) \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega, x, y) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy}{D(\omega, k_x, k_y)} \right|^2} dk_x dk_y. \quad (2.19)$$

В этом выражении предполагается, что радиационная сила F_z измерена в случае мишени большого диаметра (больше диаметра пучка), являющейся идеальным поглотителем.

Выражение для чувствительности (2.19) удобно применять в случаях, когда известна радиационная сила, что и используется в настоящей работе. В более общем случае следует выразить чувствительность M_0 в явном виде через акустическую мощность W из формул (2.14), (2.15):

$$M_0(\omega) = \sqrt{\frac{1}{8\pi^2 \rho c W(\omega)} \iint_{\Sigma_k} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}} \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega, x, y) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy}{D(\omega, k_x, k_y)} \right|^2} dk_x dk_y. \quad (2.20)$$

§ 2.3 Экспериментальная проверка метода

Для экспериментальной демонстрации предлагаемого метода была проведена калибровка игольчатого HNA-0400 (Onda, США) и капсульного HGL-0200 (Onda, США) гидрофонов с диаметрами чувствительного элемента 0.4 и 0.2 мм соответственно. Процедура калибровки включает в себя два типа измерений: 1) измерение радиационной силы в зависимости от частоты сигнала и амплитуды подаваемого на излучатель электрического напряжения; 2) измерение импульсной голограммы того же преобразователя калибруемым гидрофоном. Дополнительно находилась диаграмма направленности гидрофона.

В работе использовался одноэлементный фокусирующий пьезокерамический излучатель Н-106 (Sonic Concepts, США) с диаметром рабочей области 64 мм и фокусным

расстоянием 63.2 мм. Резонансная частота излучателя 2 МГц, полоса излучения по уровню -3дБ 1.43 – 2.79 МГц.

2.3.1 Измерение радиационной силы

Было проведено измерение радиационной силы (здесь и далее имеется в виду вертикальная компонента силы) на поглотитель в зависимости от частоты и напряжения сигнала, подаваемого с генератора. Схема измерений изображена на рис. 2.1. Излучатель был погружен в фильтрованную и дегазированную воду при температуре 24°C , что обуславливало значения плотности воды 997 кг/м^3 и скорости звука 1496 м/с [87]. В ходе измерений температура менялась незначительно и не выходила за пределы $24 \pm 0.5^\circ\text{C}$. Излучатель был подключен к генератору 33250A (Agilent, США) через усилитель электрической мощности 210L RF (Electronics & Innovation, США). Для измерения профиля электрического сигнала, подаваемого на излучатель, применялся осциллограф TDS5034B (Tektronix, США). Излучатель был выставлен на расстоянии 20 мм от поглотителя НАМ-А (Precision Acoustics, США), изготовленного из полиуретанового каучукового материала. Поглотитель диаметром 20 см состоит из двух слоев: верхнего слоя, акустический импеданс которого близок к акустическому импедансу воды, и нижнего слоя с большим коэффициентом поглощения акустической волны. При такой конфигурации поглотитель слабо отражает падающую акустическую волну и практически не пропускает ее. Вертикальная компонента радиационной силы измерялась с помощью цифровых весов VI 3mg (Acculab, США), на которые опиралась рама с поглотителем.

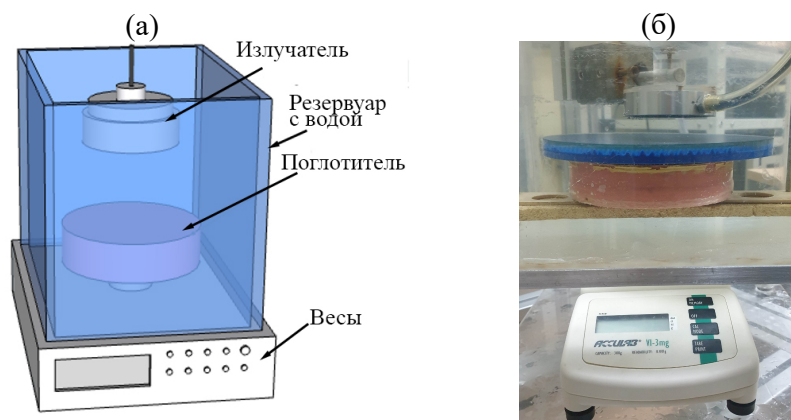


Рис. 2.1. (а) Схема измерения радиационной силы. (б) Фотография измерительной установки.

Для каждой частоты и напряжения на генераторе измерение радиационной силы повторялось 5 раз для последующего усреднения. На излучатель подавался непрерывный сигнал в течение 4 с, период повторения измерения составлял 20 с. Каждые 0.2 с

происходила запись показаний весов на компьютер. Типичная зависимость показаний весов от времени изображена на рис. 2.2в.

До и после момента подачи сигнала с электрического генератора и, соответственно, начала действия радиационной силы, выбирались 5 значений, по которым проводилось усреднение для определения среднего минимума и максимума силы, действующей на весы (рис. 2.2в). Разница между двумя получившимися средними значениями считалась искомой радиационной силой. Необходимость такой процедуры обусловлена изменением равновесного значения показаний весов во время длительных измерений из-за изменения температуры среды, и, как следствие, силы Архимеда, действующей на поглотитель. После включения генератора требовался небольшой промежуток времени (менее 1 с) для установления силы и затухания возможных колебаний, поэтому точки для усреднения брались через 1.6 с после подачи сигнала. Определенная таким образом радиационная сила усреднялась по 5 измерениям на каждой частоте при заданном напряжении на выходе генератора. Результат измерений показан на рис. 2.2г.

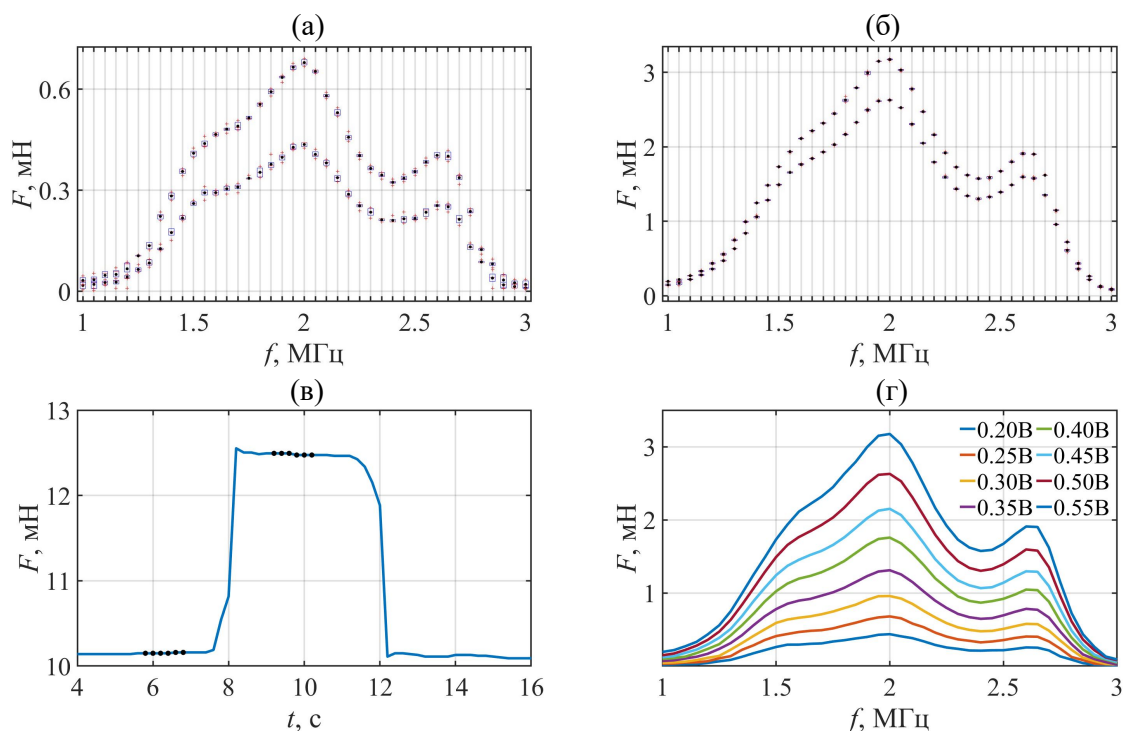


Рис. 2.2. Частотная зависимость радиационной сила при различных напряжениях на генераторе (а) 0.2 и 0.25 В (б) 0.5 и 0.55 В. Показаны медианные, квартильные, средние значения на каждой из частот. (в) Типичная временная зависимость показаний весов. Черные точки до и после начала действия радиационной силы обозначают значения, по которым проводится усреднение для расчета среднего минимума и максимума. (г) Средняя по 5 измерениям радиационная сила при различных напряжениях на генераторе.

Измерения проводились при относительно низкой интенсивности акустического излучения, поэтому нелинейные эффекты не проявлялись и акустическое давление было линейно связано с напряжением на излучателе. В то же время интенсивность

акустического излучения и результирующая радиационная сила, были достаточно велики для того, чтобы показания весов существенно превышали погрешность измерений.

Радиационная сила прямо пропорциональна квадрату амплитуды напряжения на излучателе, при этом зависимость проходит через точку (0, 0) (рис. 2.3а), следовательно, ее можно задать угловым коэффициентом $k(\omega)$ (рис. 2.3б), тем самым связав для каждой частоты радиационную силу и напряжение на излучателе. Линейная зависимость получена методом наименьших квадратов по 8 измерениям радиационной силы при различной амплитуде напряжения на излучателе на каждой частоте. Точность линейной аппроксимации рассчитывалась по формуле (2.21).

$$\Delta(f) = \sum_{i=1}^8 \frac{|RF(f) - kU(f)^2|}{kU(f)^2}. \quad (2.21)$$

Увеличением силы за счет повышения излучаемой мощности можно, на первый взгляд, повысить точность определения зависимости радиационной силы от квадрата амплитуды напряжения. Однако при высоких уровнях акустической мощности возможно возникновение кавитации и гидродинамических потоков (акустических течений), учет которых провести затруднительно; кроме того, нелинейные акустические эффекты могут приводить к потерям акустической мощности на пути от излучателя к поглотителю. При использованном диапазоне излучаемой мощности упомянутые эффекты не проявлялись, так как зависимость между показаниями весов и квадратом амплитуды напряжения на излучателе была с высокой точностью линейной. Это обеспечивалось выбором расположения поглотителя, при котором фокус излучателя располагался за поглотителем, а также за счет использования низких уровней мощности излучения. Для

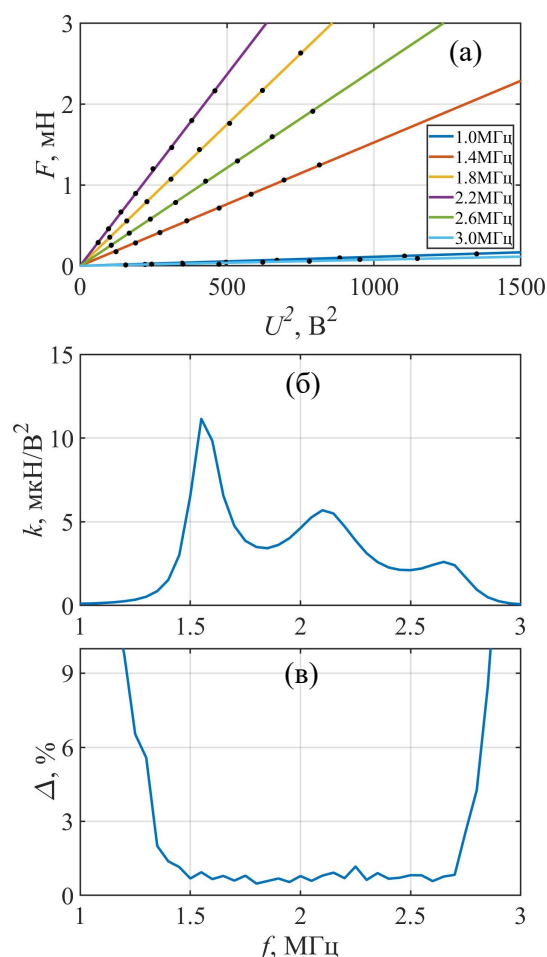


Рис. 2.3. (а) Зависимость радиационной силы от квадрата напряжения. Черными точками показаны измерения. (б) Частотная зависимость коэффициента наклона полученных зависимостей. (в) Частотная зависимость отклонение измерений от полученных линейных зависимостей (2.21).

устранения потоков на больших мощностях часто прибегают к использованию тонких мембран, но в таком случае измерения будут соответствовать только локальной мощности возле цели. Для измерения полной силы необходимо также учитывать дополнительное давление, оказываемое гидродинамическими потоками [88], но при появлении потоков к имеющемуся тепловому поглощению среды добавляется поглощение энергии потока за счет вязкости среды, тем самым уменьшается регистрируемая сила акустического пучка. Поэтому в измерениях следует избегать данного эффекта.

Дополнительно проведена проверка влияния на измеряемую радиационную силу следующих факторов: 1) расстояния между излучателем и поглотителем, 2) времени измерений и 3) типа используемого поглотителя.

2.3.2 Зависимость радиационной силы от расстояния до поглотителя и времени измерений

Проведено исследование зависимости радиационной от расстояния между поглотителем и излучателем. Излучатель крепился на систему микропозиционирования, с помощью которой регулировалось расстояние между излучателем и поглотителем. Расстояние отсчитывается от внешней плоскости излучателя. На излучатель подавался сигнал на частоте 2 МГц, напряжение на генераторе при этом 0.4 В. Измерение радиационной силы проводилось аналогично предыдущему пункту. При каждом расстоянии проводилось 10 измерений радиационной силы. Результаты измерений показаны на рис. 2.4.

При изменении расстояния между излучателем и поглотителем наблюдался некоторый рост величины радиационной силы (до 4%) в случае расположения фокуса излучателя вблизи поверхности поглотителя (соответствующее расстояние от центра излучателя до фокуса составляло 51.7 мм).

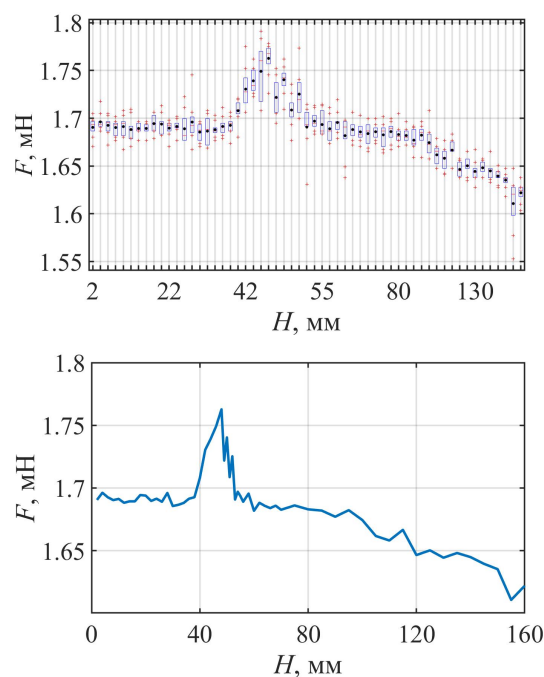


Рис. 2.4. Вверху: зависимость радиационной силы от расстояния между поглотителем и излучателем. Показаны медианные, квартильные, средние значения 10 измерений на каждом расстоянии. Красными крестиками показаны значения вне межквартильной области. Внизу: зависимость усредненной по 10 измерениям радиационной силы в зависимости от расстояния.

Данный эффект, по-видимому, вызван возникновением отраженных от поглотителя волн, которые далее испытывали отражение от излучателя и возвращались к поглотителю, оказывая дополнительное воздействие на него. При расположении поверхности поглотителя в фокальной плоскости возникало условие для возникновения нескольких переотражений между излучателем и поглотителем, что могло привести в еще большей силе. На других расстояниях (в том числе и на расстоянии 20 мм, на котором проводятся измерения) такой эффект не наблюдается, т.к. слабые отраженные от поглотителя волны эффективно рассеиваются в экспериментальной установке. Этот вклад сложно учесть, поэтому в эксперименте лучше избегать использования плоских отражающих мишеней, т.е. следует выбирать материал поглотителя с наилучшим акустическим согласованием с жидкостью.

Если мишень не является идеальным поглотителем, т.е. часть падающей акустической энергии отражается от границы поглотителя, то при учете лишь однократного отражения соответствующее выражение для радиационной силы можно получить добавлением множителя $1 + \left| R(\omega, k_x, k_y) \right|^2$ в подынтегральное выражение в формуле (2.13), где $R(\omega, k_x, k_y)$ – коэффициент отражения акустической волны от плоской границы раздела «жидкость – поглотитель» для разных частот и углов падения. Как показали измерения коэффициента отражения от поглотителя (см. ниже), соответствующая поправка пренебрежимо мала.

Также была проверена повторяемость величины радиационной силы при многократном повторении измерений. Измерения проводились при расположении излучателя на расстоянии 20 мм от поглотителя для нескольких частот и амплитуд сигнала на выходе генератора. В каждом случае эксперимент продолжался в течение приблизительно 5 часов. Было получено, что результаты измерений

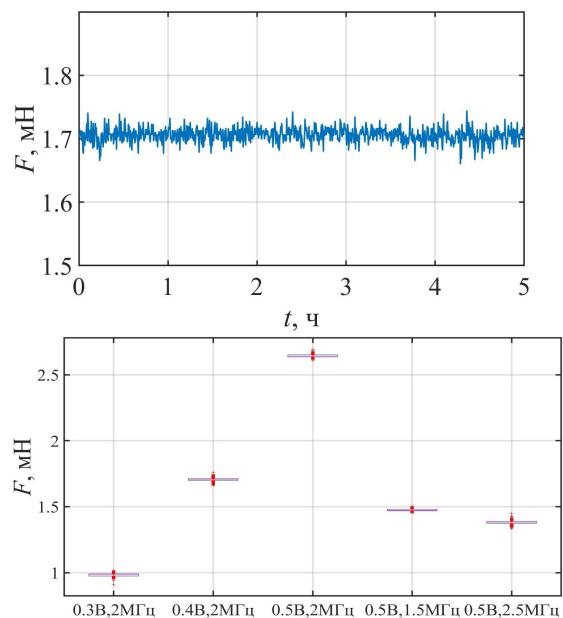


Рис. 2.5. Вверху: временная зависимость радиационной силы при подаче сигнала с генератора на частоте 2 МГц и напряжении 0.4 В. Внизу: значения радиационной силы за время измерений при следующих комбинациях частот и напряжениях на генераторе (0.3В, 2МГц; 0.4В, 2МГц; 0.5В, 2МГц; 0.5 В, 1.5МГц; 0.5 В, 2.5МГц).

стабильны во времени, наибольшее стандартное отклонение при измерениях на разной мощности и при разных частотах не превышает 0.2% (рис. 2.5).

Точность показаний используемых весов в диапазоне проводимых измерений определена с использованием набора калиброванных грузов с погрешностью 3 мг. Во время измерения радиационной силы крепления установки оказывают постоянное давление на весы, равное по массе 116 г, поэтому измерения отклонения показаний весов проведены относительно той же массы в диапазоне характерных значений радиационной силы (до 3.3 мН). Результаты следующие, указан диапазон измерений масс и ошибка: $m < 35$ мг – 10%; $35 \text{ мг} < m < 75$ мг – 4%; $75 \text{ мг} < m < 150$ мг – 1%; $m > 150$ мг – <1%. Можно сделать вывод, что в диапазоне измерений радиационной силы (в среднем оказываемая на весы сила около 1.5 мН) весы не оказывают существенного влияния на результаты.

2.3.3 Коэффициент отражения от поглотителя

Для анализа возможного влияния отражения ультразвука от поглотителя был проведен эксперимент по измерению коэффициента отражения. Плоский диагностический преобразователь V304 (Panametrix, США) диаметром 25.4 мм и центральной частотой 2.25 МГц устанавливался параллельно поверхности исследуемого образца. (рис. 2.6а). Использовались три образца: исследуемый поглотитель НАМ-А, силиконовый поглотитель и толстый латунный блок с плоской полированной поверхностью. Преобразователь возбуждался радиоимпульсом с прямоугольной огибающей, амплитудой 10 В, частотой 2 МГц и длительностью 30 периодов. В результате излучаемый акустический импульс отражался от поверхности образца и регистрировался тем же самым преобразователем. Принимаемый сигнал

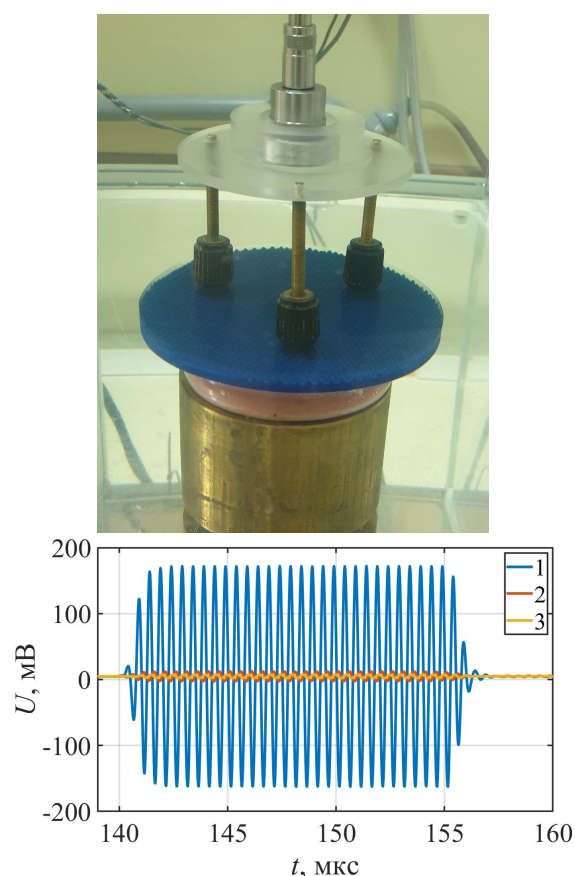


Рис. 2.6. Вверху: установка по измерению коэффициента отражения материала. Внизу: сигнал, принятый излучателем при отражении от латуни (кривая 1), силиконового поглотителя (кривая 2) и поглотителя НАМ-А (кривая 3).

был сдвинут относительно излучаемого сигнала на время распространения волны от излучателя к образцу и обратно. На рис. 2.6б показан принятый датчиком сигнал для 3 случаев: при отражении сигнала от латунного цилиндра, силиконового поглотителя и поглотителя НАМ-А.

Излучаемую волну в данном случае можно считать практически плоской и распространяющейся перпендикулярно к отражающей поверхности. Тогда коэффициент отражения определяется по формуле $R = (Z_2 - Z_1) / (Z_1 + Z_2)$, где $Z_{1,2} = \rho_{1,2} c_{1,2}$ – акустические импедансы сред по разные стороны границы раздела. С учетом табличных значений плотности и скорости звука в латуни, коэффициент отражения от границы «латунь – вода» равен $R = 0.93$. Путем сравнения отраженных сигналов от латунного блока и от исследуемого поглотителя был рассчитан коэффициент отражения от поглотителя НАМ-А. Он оказался равным $R = 0.016$, что дает для соответствующей поправки к силе очень малую величину $|R|^2 \approx 0.026 \%$, что позволяет не учитывать отражение от поглотителя при дальнейших расчетах.

2.3.4 Измерение голограммы излучателя

Следующая часть работы была направлена на измерение импульсной голограммы излучателя, описанного в начале § 2.3. Голограмма была измерена с помощью двух гидрофонов: игольчатого гидрофона HNA-0400 (Onda, США) и капсульного гидрофона HGL-0200 (Onda, США). Измерения двумя гидрофонами проведены идентично.

Основные элементы измерительной установки показаны на рис. 2.7. Применялись компоненты, которые были использованы в измерениях радиационной силы. Электрическая схема для генерации сигнала

преобразователем аналогична схеме, использованной для измерения радиационной силы, за исключением отсутствия усилителя. В данных измерениях не было необходимости его использовать, так как сигнал, подаваемый с генератора, уверенно регистрировался при

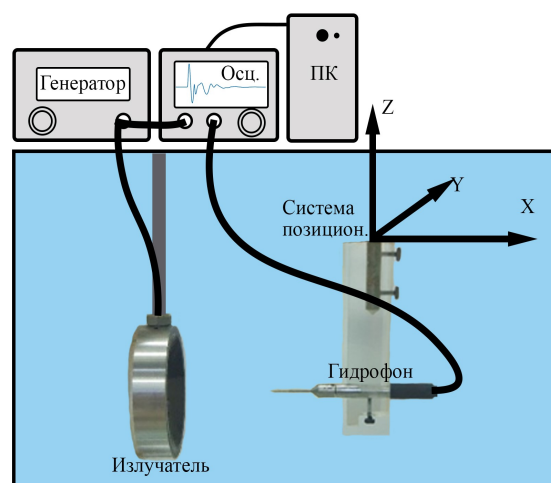


Рис. 2.7. Вверху: схема экспериментальной установки. Внизу: калибруемые гидрофоны.

использовании выбранных гидрофонов. Преобразователь возбуждался импульсным сигналом, состоящим из одного периода синусоидального сигнала на частоте 2 МГц, амплитуда сигнала составляла 5 В. Период повторения сигнала был равен 3 мс. Осциллограф вносит небольшое искажение в регистрируемый гидрофоном сигнал, поэтому аналогично тому, как при измерении радиационной силы осциллограф был все время подключен для измерения профиля напряжения, также и во время измерения голограммы осциллограф был все время подключен. Таким образом осциллограф оказывал одинаково влиял на все измерения.

Излучатель с гидрофоном были погружены в фильтрованную и дегазированную воду при температуре 21.5°C. Гидрофон перемещался с помощью системы микропозиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания) и располагался в процессе измерений в узлах квадратной сетки, где записывалась голограмма. Шаг сетки составлял 0.35 мм, что соответствовало удовлетворению критерию Найквиста (не более половины длины волны) от низких частот вплоть до частоты 2.14 МГц, угловой спектр пучка используемого излучателя широкий, но все же большая часть энергии сконцентрирована в области вокруг нулевых пространственных частот, поэтому реальная пространственная разрешимость волн больше данного порога. В каждой точке голограммы записывался сигнал в течение 450 мс и проводилось усреднение по 32 реализациям. Количество точек голограммы составляло 231×231, что соответствует размеру 80.5×80.5 мм, превышающему диаметр излучателя.

Временное окно измерения сигнала с гидрофона составляло 100 мкс и обеспечивало разрешение по частоте $(1.21) \Delta f = \Delta\omega / (2\pi) = 10$ кГц., шаг по времени составлял 20 нс. Плоскость сканирования (плоскость голограммы) была параллельна излучателю с точностью до 0.5°, центр голограммы при этом был выставлен на акустической оси излучателя. Плоскость голограммы располагалась на расстоянии 20 мм от фокуса в направлении к излучателю. Контроль стабильности температуры воды во время измерений проводился с помощью

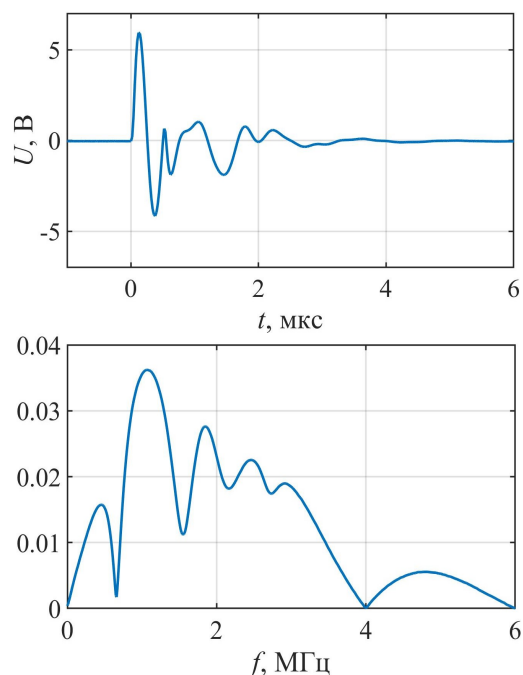


Рис. 2.8. Вверху: электрический сигнал на излучателе. Внизу: его спектр.

встроенной в излучатель термопары. Измерения голограммы занимали около 13 часов, за время измерений отклонение температуры не превышало 0.1°C .

Временная зависимость напряжения на излучателе и его спектр приведены на рис. 2.8. Для измерений в широкой частотной области спектр излучения должен быть как можно шире, поэтому импульс подавался достаточно коротким. Дальнейшее уменьшение длительности сигнала не увеличит ширину его спектра из-за ограниченности полосы излучения используемого в работе преобразователя, а приведет только к уменьшению его амплитуды. Чтобы убедиться, что за время измерений характеристики электрической схемы остались неизменны, проводилась запись сигнала на излучателе до и после измерений. Различия оказались в пределах шума измерений.

В каждой точке голограммы выделялись гармоники на частотах, на которых в дальнейшем проводились измерения радиационной силы. Таким образом, для каждой частоты, на которой измерялась радиационная сила, были получены и монохроматические голограммы излучателя. Систему «электронный блок излучателя – пьезоэлектрический преобразователь – акустический путь сигнала в воде» при используемых напряжениях можно считать линейной, поэтому рассчитанные голограммы соответствовали случаю, когда на излучатель подается монохроматический сигнал с амплитудой, равной амплитуде спектра сигнала на излучателе на рассматриваемой частоте (рис. 2.8). На рис. 2.9 приведены голограммы и угловой спектр для основной частоты работы преобразователя (2 МГц) при измерении игольчатым и капсульным гидрофонами.

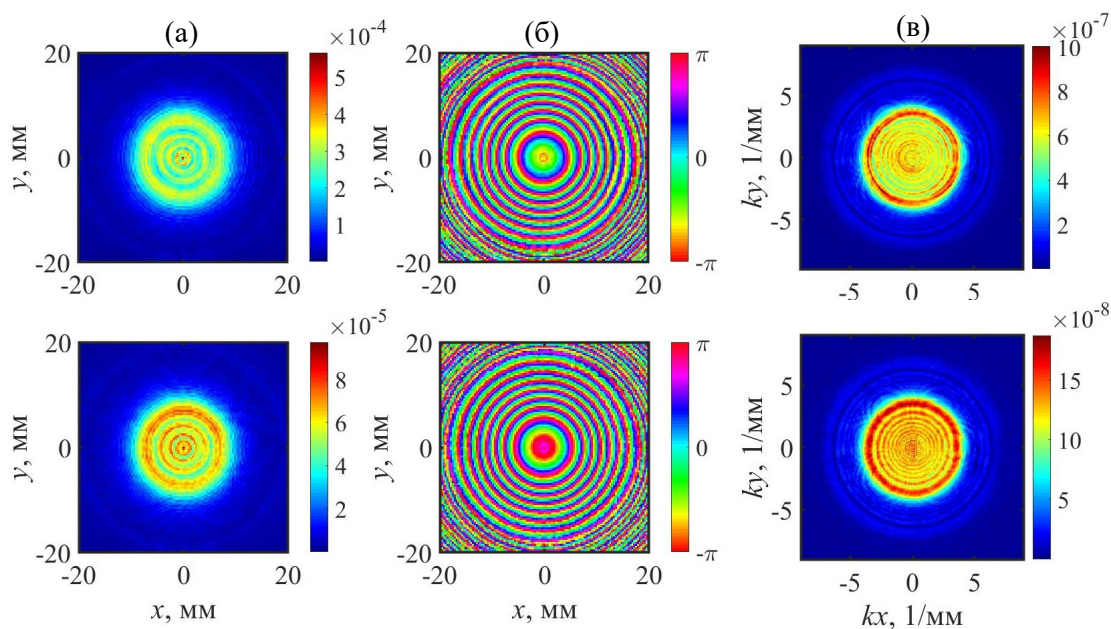


Рис. 2.9. (а) Модуль и (б) фаза центральной области голограммы на частоте 2 МГц, (в) соответствующий угловой спектр для измерений игольчатым гидрофоном (верхний ряд), капсульным гидрофоном (нижний ряд).

2.3.5 Измерение диаграммы направленности гидрофонов

Можно заметить, что структура голограммы и углового спектра, полученных с помощью капсульного и игольчатого гидрофонов, отличается (рис. 2.9). Различие в первую очередь вызвано неодинаковым размером чувствительного элемента гидрофонов, по которому происходит усреднение измеряемого сигнала [38] и, как следствие, значительным различием диаграмм направленности данных гидрофонов. Измерения голограммы проведено вблизи излучателя, и в этой области направленность играет существенную роль. Угловой спектр акустического пучка, полученный из измерения капсульным гидрофоном, более аксиально симметричный в сравнении с угловым спектром, полученным с помощью игольчатого гидрофона (рис. 2.9в). Из этого можно сделать вывод, что направленность игольчатого гидрофона обладает меньшей аксиальной симметрией в сравнении с капсульным. Данное различие можно устранить, если пересчитать голограмму с учетом направленности гидрофонов (2.15) по формулам (2.10) и (2.15). Реальная диаграмма направленности гидрофонов может быть приближена диаграммой направленности излучающего диска диаметром a , помещенного в свободное пространство [89]:

$$D(\theta, \omega) = \left(\frac{2J_1(k_0 a \sin(\theta))}{k_0 a \sin(\theta)} \right) \left(\frac{1 + \cos(\theta)}{2} \right), \quad (2.22)$$

где $J_1(\dots)$ – функция Бесселя 1-го порядка. Однако эффективный размер чувствительного элемента может значительно отличаться от геометрического [36]. Кроме того, вклад в направленность могут вносить конструктивные особенности гидрофонов, поэтому реальная диаграмма направленности гидрофонов оказывается гораздо сложнее [37], чем приближение (2.22). Следовательно, учет направленности необходимо проводить с помощью экспериментально измеренной диаграммы направленности гидрофона.

В эксперименте гидрофон помещался на акустической оси плоского диагностического излучателя V304 (Panametrix, США) диаметром 25.4 мм и центральной частотой 2.25 МГц на расстоянии 54 см от него (рис. 2.10). Гидрофон крепился на поворотной системе таким образом, чтобы чувствительный



Рис. 2.10. Экспериментальная установка для измерения диаграммы направленности гидрофонов.

элемент при повороте не смещался более, чем на 2 мм, что контролировалось с помощью

пробного лазерного луча. Так как измерения были проведены с использованием плоского излучателя малого диаметра на большом расстоянии, амплитуда давления в данной области изменяется в пространстве достаточно слабо. Согласно проведенному моделированию, максимальное отклонение амплитуды акустического давления от максимума в области контролируемого расположения гидрофона при излучении на частоте 1 МГц составляло 0.5%, на частоте 3 МГц – 1.6%.

На излучатель подавался длинный радиоимпульс длительностью 150 периодов с синусоидальным заполнением (квазимонохроматический режим). Частота изменялась с шагом 100 кГц в диапазоне от 1 до 3 МГц. Наряду с этим использовался импульсный режим, при котором на излучатель подавался короткий импульс в виде одного периода синусоидального сигнала на частоте 2 МГц. Гидрофон поворачивался относительно акустической оси излучателя в диапазоне углов от -90° до 90° с шагом 1° . При каждом шаге происходила запись и усреднение акустического сигнала по 512 реализациям. Амплитуда сигнала в квазимонохроматическом режиме определялась на участке длительностью 15 периодов в области установившегося сигнала (после первых 50 – 100 периодов на разных частотах). Способ измерения в импульсном режиме заключался в определении спектра короткого импульса при каждом угле поворота. В отличие от квазимонохроматического режима, для измерения частотной зависимости диаграммы направленности требовалось лишь одно измерение короткого импульса. Сравнение двух способов определения диаграммы направленности приведено на рис. 2.11.

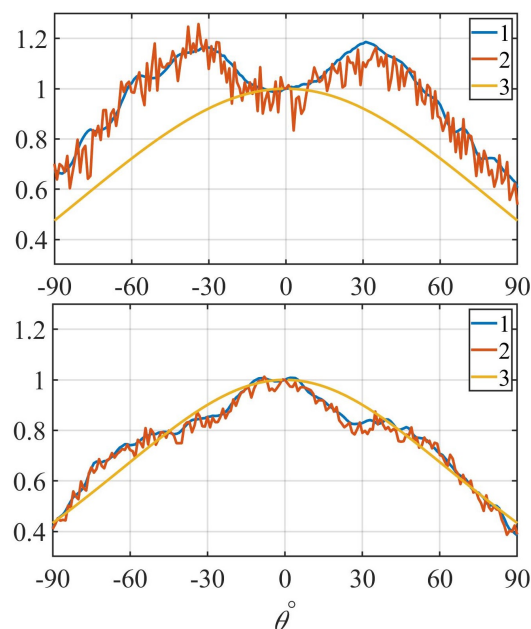


Рис. 2.11. Диаграммы направленности капсульного гидрофона на частотах 1.5 МГц (вверху) и 2.5 МГц (внизу), измеренные в квазинепрерывном (кривая 1) и импульсном (кривая 2) режимах. Приведено сравнение с теоретической диаграммой (кривая 3), вычисленной по формуле (2.22).

Дополнительно было проверено выполнение условия аксиальной симметрии диаграмм направленности: эксперимент повторялся для нескольких азимутальных углов φ (1.29) диаграммы направленности, что достигалось за счет поворота гидрофона вокруг своей оси на углы $\varphi = 0, 45, 90, 135^\circ$. Было выявлено, что угловая неоднородность

диаграммы направленности капсульного гидрофона составляет менее 1%, игольчатого гидрофона менее 5% во всем интересующем диапазоне частот, и в дальнейших расчетах диаграммы направленности полагались осесимметричными.

На рис. 2.12 приведена частотная зависимость диаграммы направленности капсульного и игольчатого гидрофонов, измеренные в квазимонохроматическом режиме.

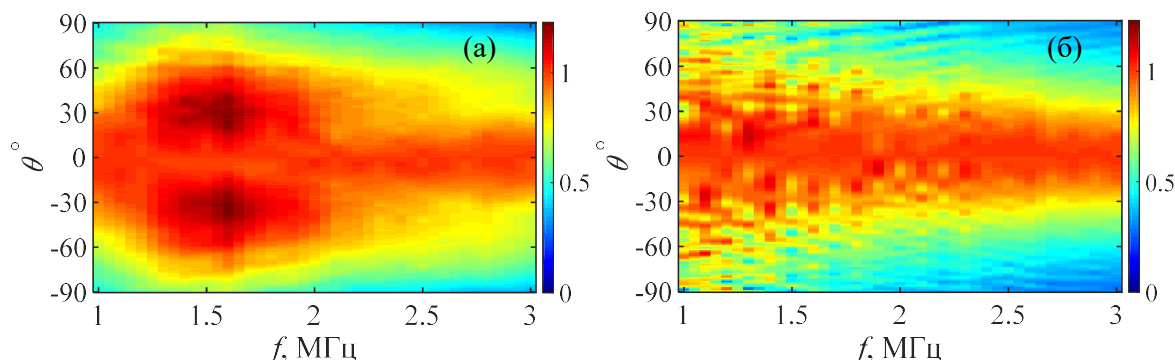


Рис. 2.12. Частотные зависимости диаграмм направленности (а) капсульного и (б) игольчатого гидрофонов, измеренные с помощью длинного импульса.

Из рис. 2.12 видно, что направленность капсульного гидрофона значительно более плавная в зависимости от частоты и угла в сравнении с игольчатым гидрофоном. Можно сделать вывод, что измерения, полученные игольчатым гидрофоном, сильно зависят от его пространственной ориентации, и учесть направленность достаточно сложно.

2.3.6 Определение чувствительности гидрофонов

Используя полученную линейную зависимость между радиационной силой и квадратом напряжения (рис. 2.3б), можно экстраполировать значение радиационной силы на область малых амплитуд электрического сигнала в рассматриваемом диапазоне частот. Используя спектр сигнала (рис. 2.8б), а также частотную зависимость коэффициента линейной аппроксимации, можно найти частотную зависимость радиационной силы F_z , которая входит в знаменатель формулы (2.19).

Комбинируя проведенные измерения радиационной силы и голограммы с учетом измеренных диаграмм направленности, были получены калибровочные кривые для чувствительности игольчатого и капсульного гидрофонов (2.19). В расчете был учтен коэффициент отражения. Он принят одинаковым для всех частот излучения и всех углах падения плоских волн на поглотитель. Указанный коэффициент отражения достаточно мал, поэтому он практически не влиял на результат, в отличие от диаграммы направленности, влияние которой оказалось значительно (рис. 2.13).

Так как голограмма одного излучателя измерена двумя гидрофонами при одинаковом режиме работы излучателя, то можно связать чувствительность и диаграммы направленности двух гидрофонов по формуле:

$$M_{HNA}(\omega) = \frac{S_{HNA}(\omega, k_x, k_y)}{D_{HGL}(\omega, k_x, k_y)} \frac{D_{HNA}(\omega, k_x, k_y)}{S_{HGL}(\omega, k_x, k_y)} M_{HGL}(\omega), \quad (2.23)$$

где $M_{HNA}(\omega)$, $M_{HGL}(\omega)$ – чувствительность игольчатого и капсульного гидрофонов соответственно, $D_{HNA}(\omega, k_x, k_y)$ и $D_{HGL}(\omega, k_x, k_y)$ – их диаграммы направленности. При этом результат теоретически не зависит от используемой комбинации аргументов (k_x, k_y) при условии, что $k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$. Для устранения шумов в экспериментальных данных и исключения влияния диаграммы направленности следует усреднить угловой спектр по всем пространственным частотам. В случае, если диаграмма направленности калибруемого данным способом гидрофона не известна, усреднение следует проводить в небольшом круге $\delta k(\omega)$ вокруг нулевых пространственных частот:

$$M_{HNA}(\omega) = M_{HGL}(\omega) \frac{\sum_{k_x^2 + k_y^2 < \delta k^2} S_{HNA}(\omega, k_x, k_y)}{\sum_{k_x^2 + k_y^2 < \delta k^2} S_{HGL}(\omega, k_x, k_y)}. \quad (2.24)$$

Было проведено усреднение по компонентам углового спектра в круге радиусом $\delta k = 0.1k_0$, которому соответствует направление падения плоской волны под углом $\theta = \arcsin[\delta k/k] = 5.7^\circ$. В данной области направленность обоих гидрофонов близка к единице (рис. 2.12). Полученная таким образом калибровка игольчатого гидрофона (кривая 4 на рис. 2.13б) с использованием калибровки капсульного согласуется с абсолютным измерением, полученным в данной работе.

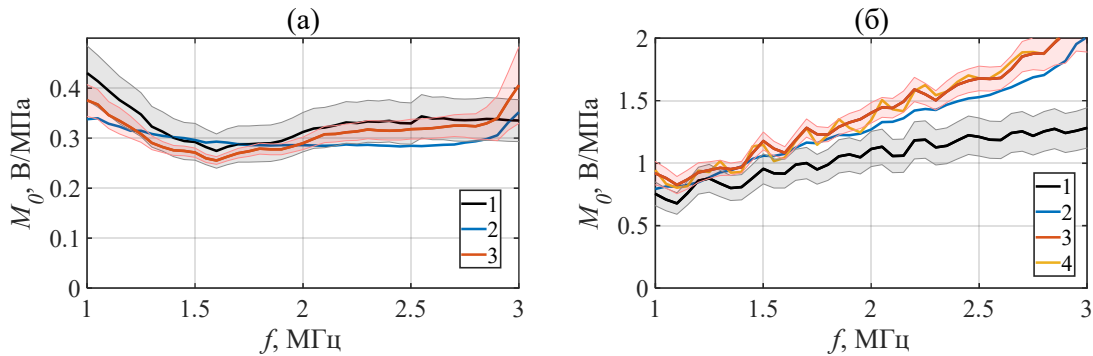


Рис. 2.13. Заводская (кривая 1) и полученная предлагаемым методом (кривая 3) чувствительность (а) капсульного и (б) игольчатого гидрофонов. Серая область вокруг заводской калибровки показывает ошибку заводской калибровки (1 дБ на частотах 1 – 15 МГц). Красная область вокруг полученной в работе калибровочной кривой показывает ошибку измерения. Кривая 2 (а) и (б) показывает чувствительность без учета направленности гидрофона. Кривая 4 (б) показывает рассчитанную по формуле (2.24) чувствительность игольчатого гидрофона.

Отклонение чувствительности капсульного гидрофона от заводской кривой на высоких частотах вызвано недостаточно малым шагом голограммы, что привело к наложению пространственных частот на временных частотах выше 2.75 МГц. Данная частота оказалась выше допустимого по критерию Найквиста (2.14 МГц для выбранного шага голограммы 0.35 мм). Отклонение измеренной характеристики игольчатого гидрофона от заводской может быть связано с изменением его характеристик в процессе использования, в том числе, в высокоинтенсивных полях, о чем упоминалось во введении. Заводская калибровка игольчатого гидрофона проведена в 2017 г., капсульного – в 2019 г. Для игольчатого гидрофона калибровка получена двумя способами: прямым измерением, описанным в данной работе, и косвенным, с помощью известной калибровки капсульного гидрофона. Эти результаты хорошо согласуются друг с другом.

Также стоит отметить, что качественная калибровка описанным методом, как и измерение голограммы преобразователя, возможна для гидрофонов с достаточно широкой направленностью, превышающей ширину углового спектра акустического пучка излучателя. В таком случае не происходит физической фильтрации высоких пространственных частот, которые содержит угловой спектр акустического пучка используемого преобразователя. Другой фактор, оказывающий сильное влияние на результат, – это направленность гидрофона, следовательно, при использовании в измерениях фокусирующих излучателей, имеющих широкий угловой спектр, необходимо учитывать направленность калибруемого гидрофона.

2.3.7 Измерение КПД преобразователя

В общем случае эффективность электроакустического преобразования энергии η определяется отношением излучаемой акустической мощности W к подводимой электрической мощности W_{el} и является оценкой эффективности работы преобразователя, его коэффициентом полезного действия (КПД). КПД позволяет оценивать полную выходную акустическую мощность, излучаемую преобразователем при подаче электрического сигнала известной мощности, что представляет интерес, например, при оценке интенсивности акустической волны в фокусе [90].

Акустическая мощность пучка может быть определена из голограммы в случае, если калибровка и диаграмма направленности гидрофона известны, по формуле:

$$W(\omega) = \frac{1}{8\pi^2 \rho c M_0^2(\omega)} \iint_{\Sigma_k} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2}} \left| \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega, x, y) e^{-ik_x x - ik_y y} dx dy}{D(\omega, k_x, k_y)} \right|^2 dk_x dk_y \quad (2.25)$$

Как описано выше, измерение акустической мощности может быть проведено методом взвешивания пучка и измерения его голограммы. С помощью выражения (2.18) был рассчитан коэффициент γ для голограмм, измеренных двумя гидрофонами. В геометрическом приближении корректирующий фактор рассчитывается по формуле (2.26) при этом отсутствует частотная зависимость.

$$\gamma = 2 / \left(1 + \sqrt{1 - \frac{d^2}{4F^2}} \right). \quad (2.26)$$

В реальности частотная зависимость присутствует (рис. 2.14), при этом коэффициент γ не зависит от используемого гидрофона, если учесть его направленность. Также проведен расчет методом интеграла Рэлея коэффициента γ для используемого в работе преобразователя, излучающего в поршневом приближении.

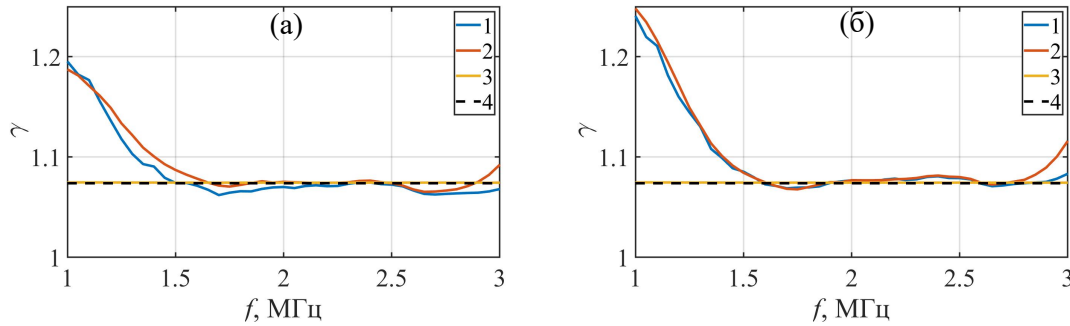


Рис. 2.14. Корректирующий коэффициент γ , рассчитанный из голограммы, измеренной игольчатым (кривая 1) и капсульным (кривая 2) гидрофонами (а) без учета диаграмм направленности в формуле (2.18) $D(\omega, k_x, k_y) = 1$, (б) с учетом. Кривая 3 соответствует моделированию в поршневом приближении, кривая 4 показывает рассчитанный коэффициент γ по формуле (2.26).

Учет диаграммы направленности гидрофонов при расчете коэффициента γ из измерений двумя гидрофонами практически устраняет разницу между ними (рис. 2.14б). Учет коэффициента γ только в геометрическом приближении влечет ошибку в определении акустической мощности по формуле (2.19) особенно значительно отклонение для используемого излучателя на частотах ниже 1.5 МГц. Стоит отметить наличие значительного расхождения коэффициента γ на высоких частотах (выше 2.75 МГц), причина аналогична описанной выше для чувствительности гидрофона.

Дополнительно к акустическим измерениям было проведено измерение электрической мощности преобразователя. Схема измерений электрической мощности показана на рис. 2.15, применяемое оборудование аналогично случаю измерения радиационной силы, дополнительно в электрическую цепь последовательно установлен ваттметр 21A RF (Sonic Concepts, США), измеряющий проходящую на преобразователь электрическую мощность.

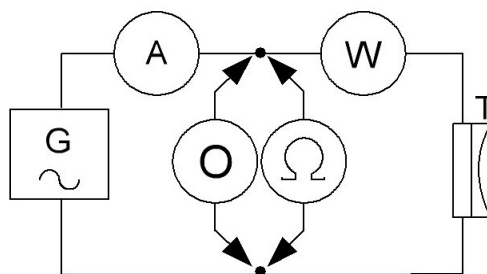


Рис. 2.15. Электрическая схема измерения электрической мощности. G – генератор, A – усилитель, O – осциллограф, W – ваттметр, T – акустический преобразователь, Ω – LCR измеритель.

Электрическая мощность, выделяющаяся на излучателе и подводящих проводах, определялась двумя способами: 1) с помощью ваттметра, 2) путем расчета по формуле (2.27) через измеренное осциллографом напряжение U , и импеданс цепи Z_{el} , состоящей из ваттметра, подводящих проводов и излучателя (рис. 2.15):

$$W_{el}(\omega) = \frac{U(\omega)^2}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{1}{Z_{el}(\omega)} \right) \quad (2.27)$$

При измерении импеданса осциллограф, генератор с усилителем отсоединялись от цепи (рис. 2.15). Измерения импеданса проводилось с помощью балансного LCR измерителя LCR-78110G (Gwinstek, Тайвань). Электрическая мощность с помощью ваттметра измерена в частотном диапазоне 1 – 3 МГц шагом 50 кГц (41 частота) при напряжениях на генераторе в диапазоне 0.2 – 0.55 В шагом 0.05 В (8 значений напряжений). Для данных частот и напряжений монохроматического сигнала на генераторе с помощью осциллографа проводилась запись временной формы электрического сигнала в окне длительностью 100 мкс шагом 20 нс, записываемый сигнал усреднялся по 512

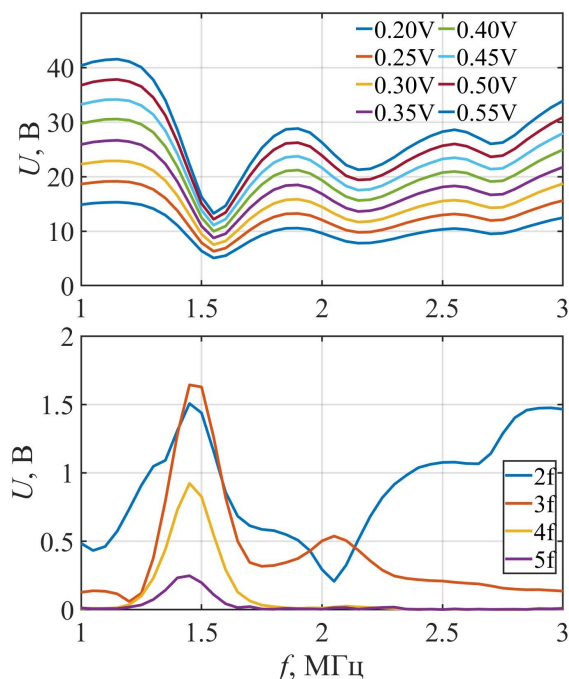


Рис. 2.16. Вверху: зависимость амплитуды основной гармоники на преобразователе на частоте подаваемого монохроматического сигнала при различном напряжении на генераторе. Внизу: напряжение 2-5 гармоник на частоте подаваемого сигнала при напряжении 0.5 В на генераторе.

реализациям. Данное измерение позволяет с высокой точностью определять амплитуду сигнала на интересующих частотах, а также амплитуду гармоник, возникающих при высоких напряжениях и на частотах вдали от резонансной частоты преобразователя (рис. 2.16) вследствие нелинейности электрического тракта и пьезокерамики. Для расчета амплитуды сигнала применялось БПФ от предварительно укороченного до целого числа периодов сигнала.

На тех же частотах проведено измерение импеданса электрической цепи, включающей ваттметр, излучатель, подводящие провода (рис. 2.15). Мнимая и действительная часть импеданса показана на рис. 2.17. Все требуемые измерения заняли достаточно долгий промежуток времени (дни), при котором излучатель был погружен в воду и мог протечь, поэтому для контроля неизменности электрических свойств системы импеданс измерялся до и после измерений, максимальное отклонение модулей импеданса в интересующем диапазоне частот не превышала 1%.

Рассчитанная и измеренная с помощью ваттметра электрическая мощность показана на рис. 2.17, приведено сравнение использования в расчетах мощности по формуле (2.27) амплитудного значения профиля сигнала и напряжение основной гармоники сигнала.

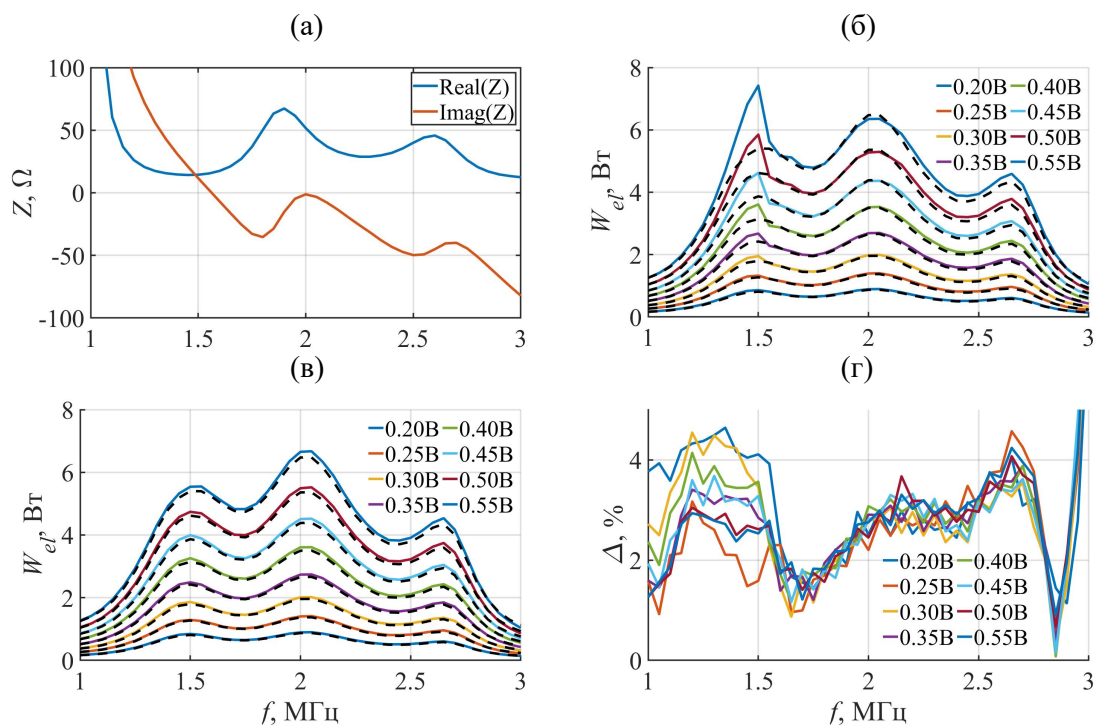


Рис. 2.17. (а) Мнимая и действительная часть импеданса электрической цепи. (б) Рассчитанная по формуле (2.27) частотная зависимость электрической мощности при разных напряжениях на генераторе при использовании амплитудного значения временного профиля сигнала. (в) При использовании амплитуды основной гармоники сигнала рис. 2.16а. Пунктирными линиями на (б) и (в) показана мощность, измеренная с помощью ваттметра. (г) Относительная разница мощности, измеренной с помощью ваттметра и рассчитанной по формуле (2.27).

Проведен расчет акустической мощности согласно формуле (2.17) и рассчитана частотная зависимость КПД излучающей системы, который является отношением акустической мощности к электрической, который был определен из импеданса (рис. 2.17а) и измеренного напряжения на излучателе (рис. 2.17в).

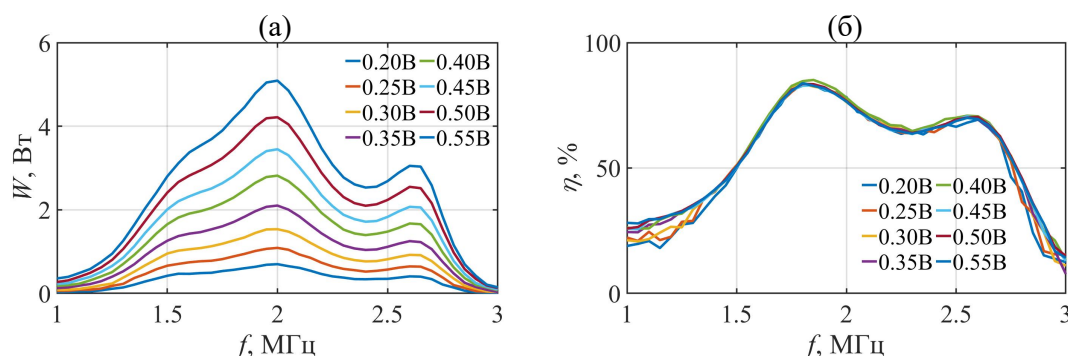


Рис. 2.18. (а) Частотная зависимость акустической мощности и (б) КПД при разных напряжениях на генераторе.

Излучение достигает наибольшей эффективности на частоте 1.76 МГц. Заметен разброс значений на частотах до 1.5 МГц и выше 2.7 МГц, что обусловлено ограниченной полосой работы излучателя. Рассчитанный КПД (рис. 2.18б) в диапазоне 1.5 – 2.7 МГц не зависит от подаваемого напряжения в диапазоне напряжения, указанном на рис. 2.16а, что означает, что система линейна в данном диапазоне. Так же можно сделать вывод, что не возникало эффектов, которые могли снизить измеряемую радиационную силу таких, как интенсивное поглощение УЗ волны за счет генерации высших гармоник и кавитация. Следовательно, параметры измерений радиационной силы в работе были выбраны корректно.

2.3.8 Характеризация излучателя

Полученные в данной главе данные позволяют также провести характеризацию излучателя. Для этого была учтена диаграмма направленности гидрофонов (рис. 2.12) и чувствительность (рис. 2.13) согласно процедуре, описанной в 1.1.4. Далее голограмма была скорректирована согласно методу, описанному в §1.3. Из голограммы акустического поля, были рассчитаны голограммы излучателя (нормальная составляющая колебательной скорости преобразователя) с помощью интеграла Рэлея (1.1.1).

Из проведенных измерений были получены голограммы излучателя в частотной области 1 – 3 МГц. На рис. 2.19 приведены голограммы излучателя на нескольких частотах без коррекции голограммы, без учета диаграммы направленности гидрофона и с использованием заводской калибровки гидрофонов. На рис. 2.20 приведены те же

голограммы излучателя, но с коррекцией голограммы, с учетом диаграммы направленности и с использованием полученной в текущей главе калибровки гидрофонов.

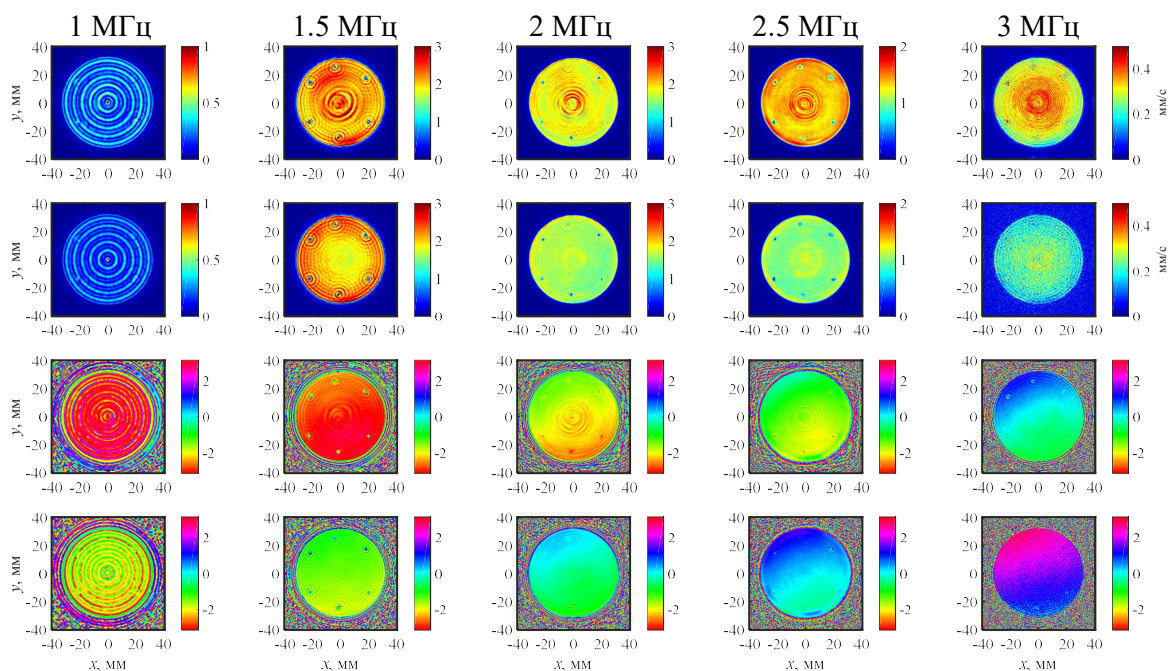


Рис. 2.19. Голограмма излучателя на частотах 1, 1.5, 2, 2.5, 3 МГц. Первый и второй ряд – модуль, третий и четвертый ряд – фаза нормальной составляющей колебательной скорости поверхности излучателя. Первый и третий ряд – голограмма измерена игольчатым гидрофоном. Второй и четвертый ряд – голограмма измерена капсульным гидрофоном.

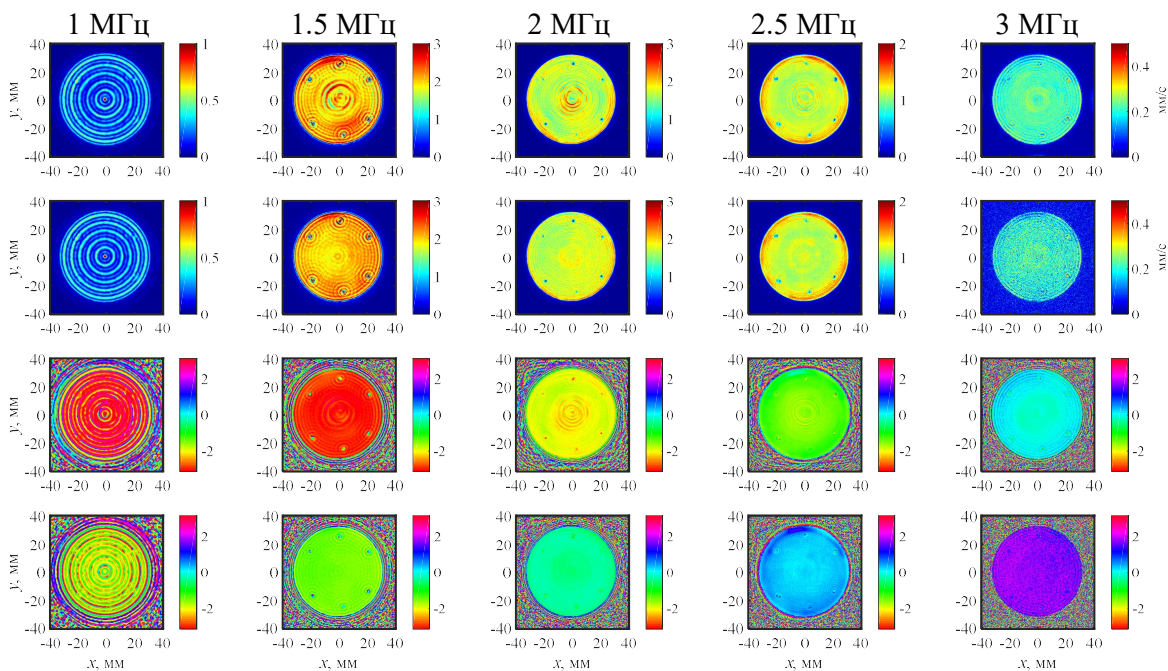


Рис. 2.20. Приведены аналогичные рис.2.19 голограммы излучателя, но с коррекцией голограммы, с учетом направленности и калибровки гидрофонов, рассчитанной в данной главе.

Различие в измеренных голограммах двумя гидрофонами должно исчезнуть при учете его характеристик. На рис. 2.19 различие между голограммами при использовании заводской калибровки выражено в значительной степени. Амплитуда голограммы для

двух случаев отличается не только по структуре, но и по уровню колебательной скорости, особенно на высоких частотах. Также по фазовому распределению можно заметить непоршневой характер колебаний, который устраняется после пространственной коррекции голограммы (рис. 2.20). После учета направленности и чувствительности голограммы, полученные двумя гидрофонами, гораздо лучше согласуются между собой (рис. 2.20), что дополнительно подтверждает корректность измеренной калибровки гидрофонов.

В центре голограммы, полученной игольчатым гидрофоном, наблюдается осциллирующая структура, что не характерно для одноэлементных излучателей. При использовании капсульного гидрофона распределение в центре голограммы равномерное. Это может быть связано с более эффективным возбуждением стержневых мод в игольчатом гидрофоне в центре голограммы, где акустическое давление значительно на протяжении всей иглы гидрофона. Данный эффект не проявляется в капсульном гидрофоне из-за особенности его геометрии.

Полученный результат (рис. 2.20) является абсолютной калибровкой данного излучателя, которую можно использовать для расчета акустического излучения при подаче на него электрического сигнала произвольной формы, а также частные величины, такие как акустическая мощность, давление в фокусе, интенсивность и т.д.

§ 2.4 *Выводы ко второй главе*

В работе проведено экспериментальное исследование способа калибровки гидрофонов на основе измерения акустической голограммы излучателя и измерения радиационной силы, создаваемой излучаемым акустическим пучком. Проведено измерение диаграммы направленности двух гидрофонов разной конструкции: игольчатого и капсульного. Калибровка капсульного гидрофона совпала с заводской калибровкой в пределах ошибки заводской калибровки (рис. 2.13а). Калибровка интенсивно используемого игольчатого гидрофона (рис. 2.13б) оказалась заметно отличающейся от заводской, что может быть связано с изменением со временем свойств гидрофона. Сравнение результатов прямой и относительной калибровки игольчатого гидрофона, находящихся в хорошем соответствии друг с другом, подтверждает этот факт. Полученные результаты говорят о перспективности использования рассмотренного метода калибровки гидрофонов мегагерцового диапазона частот. Также проведена характеристика акустического преобразователя: измерен его КПД и акустическая голограмма в абсолютных величинах.

Глава 3

ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ

В данной главе предложен метод измерений акустических характеристик материалов с помощью фокусирующего преобразователя и тестового образца конечного размера в терминах идеализированной ситуации, в которой плоские волны распространяются через бесконечный плоскопараллельный слой. В методе применяется импульсная акустическая голография. Измеренная голограмма позволяет рассчитать пространственный спектр пучка, т.е. разложить поле на суперпозицию плоских волн, распространяющихся в разных направлениях. Поскольку эти волны гасят друг друга вне пучка, идеализированная геометрия бесконечного слоя может быть представлена образцом конечного размера, если его поперечные размеры превышают ширину акустического пучка. Предлагаемый метод основан на измерении голограмм в присутствии тестируемого образца на пути распространения акустического пучка и без него. Метод описан теоретически, и его возможности продемонстрированы экспериментально для образцов из силиконовой резины путем измерения частотной зависимости фазовой скорости и коэффициента поглощения в мегагерцовом частотном диапазоне.

§ 3.1 *Введение*

Акустические свойства сред принято задавать скоростью звука и коэффициентом затухания. Эти параметры вводятся для плоской гармонической волны с комплексным профилем вида $\exp(-i\omega t + ikz)$, где ω – циклическая частота волны, t – время, k – волновое число, z – координата в направлении распространения волны. Волновое поле с такой структурой на практике не реализуется в чистом виде из-за присущей ему неограниченности в пространстве и времени. Однако поведение именно такой идеализированной волны принято использовать для описания акустических свойств сред. Специфика среды при этом задается законом дисперсии $k = k(\omega)$. Величина k в общем случае является комплексной: $k = \omega/c + i\alpha$. С учетом этой записи структура плоской волны приобретает вид $\exp(-\alpha z) \exp[-i\omega(t - z/c)]$, т.е. c является фазовой скоростью, а

α – коэффициентом затухания волны. Зависимости $c = c(\omega)$, $\alpha = \alpha(\omega)$ и плотность среды ρ полностью задают акустические свойства однородных изотропных сред.

Поскольку идеализированная плоская гармоническая волна не может быть создана в эксперименте, при измерениях c и α обычно создаются условия, приближающие акустическое поле к желаемому плосковолновому виду. Экспериментальное определение скорости звука и коэффициента затухания является традиционной задачей акустических исследований. К настоящему времени разработано большое количество методов измерения указанных параметров в твердых телах, жидкостях и газах. В отдельный раздел можно отнести методы, используемые для характеристики биологических тканей. Подробный обзор соответствующих работ дан в ряде публикаций, среди которых отметим обзоры [91, 92, 93, 94].

Спецификой акустических волн является очень слабая зависимость фазовой скорости от частоты, поэтому на практике часто предполагается, что зависимость отсутствует, т.е. сигналы любой формы распространяются с одной и той же скоростью (скоростью звука). В этом приближении измерение скорости звука не требует наличия плоской гармонической волны: скорость звука можно измерить по времени задержки импульсного сигнала, что позволяет измерить скорость звука с точностью порядка процента и выше при использовании относительно простых экспериментальных средств. Более высокая точность измерения, в том числе с учетом дисперсии, может быть достигнута при использовании фазовых и интерферометрических методов [95, 96, 97].

Измерение коэффициента затухания более критично к структуре акустического поля и однородности среды, поэтому точность соответствующих измерений заметно ниже точности измерения скорости звука. Одним из традиционных способов измерения поглощения является метод введения образца в эталонную среду. Он основан на сравнении амплитуд двух принятых сигналов, один из которых регистрируется при введении исследуемого образца между излучателем и приемником, а второй – при наличии лишь эталонной среды (см., например, [98]). Для уменьшения влияния дифракции, приводящей к сильной пространственной неоднородности акустического поля в ближней зоне типичных УЗ источников, в таких измерениях обычно используются плоские излучатель и приемник больших размеров, которые располагаются параллельно друг другу. Хотя влияние дифракции может быть частично учтено введением поправочных коэффициентов [99], точность таких измерений, как правило, невысока, особенно в случае, когда имеются неоднородности в структуре исследуемого материала. Кроме того, поперечный размер образца должен превышать диаметры излучателя и

приемника (которые в рассматриваемом методе выбираются, как отмечалось, большими), что не всегда возможно.

В данной главе в рамках метода введения образца предлагается новый подход к измерению акустических параметров сред. Он основан на использовании метода акустической голографии, позволяющего экспериментально записать полную информацию о структуре волнового пучка и использовать ее для нахождения параметров плоских волн, из которых этот пучок состоит. Это позволяет косвенным образом реализовать режим зондирования исследуемого образца плоской волной, при этом заменяя ограниченный в поперечном направлении образец бесконечно широким слоем из того же материала, т.е. сводя задачу к точно решаемой задаче о прохождении плоской волны через плоскопараллельный слой исследуемой среды. Благодаря такой возможности удастся провести прецизионные измерения акустических характеристик материалов.

Данный способ перекликается с подходом, использованным в § 1.4 для определения степени перекося осей системы позиционирования.

§ 3.2 Теория

3.2.1 Описание акустического поля в поглощающей среде методом углового спектра

Рассмотрим акустическое поле в линейной среде. Пусть $p(\mathbf{r}, t)$ – акустическое давление, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – радиус-вектор точки наблюдения. Акустическое давление описывается волновым уравнением:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \hat{L}p = 0. \quad (3.1)$$

Здесь Δ – оператор Лапласа, c – скорость звука в приближении идеальной среды, а $\hat{L}$ – линейный интегро-дифференциальный оператор, учитывающий неидеальность среды. Например, для классической вязкой жидкости [100, 101] $\hat{L} = (b/\rho_0 c^2) \Delta \partial / \partial t$, где b – диссипативный коэффициент, учитывающий влияние вязкости и теплопроводности, ρ_0 – плотность среды.

Волновое уравнение (3.1) для $p(\mathbf{r}, t)$ сводится к уравнению Гельмгольца для спектральной амплитуды $P(\omega, \mathbf{r})$:

$$\Delta P + k^2 P = 0, \quad (3.2)$$

где k – волновое число. Вид оператора $\hat{L}$ определяет закон дисперсии, т.е. зависимость волнового числа от частоты $k = k(\omega)$. В идеальной среде $k = \omega/c$.

Будем предполагать, что на плоскости $z=0$ задан источник, излучающий поле в полупространство $z > 0$. Спектральный подход может быть распространен на зависимость $P(\omega, \mathbf{r})$ от пространственных координат (см. 1.1.2):

$$P(\omega, x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{\Sigma_k} S_0(\omega, k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y + \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} z)} dk_x dk_y, \quad (3.3)$$

$$S_0(\omega, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, x, y, 0) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (3.4)$$

В случае идеальной среды, когда $k = \omega/c$ является действительной величиной, представление (3.4) имеет вид суперпозиции плоских волн распространяющихся под разными углами к координатным осям вида $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, где $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2})$.

В диссипативной среде интерпретация решения (3.3) как суперпозиции плоских волн требует более внимательного рассмотрения. В этом случае, как ранее отмечалось, $k = \omega/c + i\alpha$ является уже комплексной величиной, а значит, комплексной является и аксиальная компонента волнового вектора $k_z = k'_z + ik''_z$. В результате элементарные волны приобретают структуру $\exp(-k''_z z) \exp(i(k_x x + k_y y + k'_z z))$ и поэтому не являются наклонно распространяющимися затухающими плоскими волнами. Более того, назвать их плоскими волнами можно лишь с оговорками: поверхностями равной фазы является одно семейство плоскостей $k_x x + k_y y + k'_z z = \text{const}$, а поверхностями равной амплитуды – другое семейство, $z = \text{const}$.

Можно задаться вопросом, нельзя ли в качестве базовых функций пространственного спектрального разложения использовать «настоящие» плоские волны вида $e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$, распространяющиеся в разных направлениях? Ответ на этот вопрос отрицателен, поскольку для таких волн задание граничного условия на плоскости $z=0$ становится невозможным. Действительно, для затухающей плоской волны, распространяющейся вдоль единичного вектора $\mathbf{m}$, волновой вектор $\mathbf{k} = k\mathbf{m} = (\omega/c + i\alpha)\mathbf{m}$. Отсюда вытекает, что на плоскости $z=0$ амплитуда указанной волны пропорциональна величине $\exp(-\alpha(m_x x + m_y y))$, т.е. неограниченно растет на излучающей поверхности $z=0$ при $m_x x + m_y y \rightarrow -\infty$. Решение (3.3) свободно от этого недостатка и поэтому подходит для анализа волнового поля произвольного вида.

Выражение (3.3) означает, что полное поле представляется в виде суперпозиции поперечных мод вида $\exp(i(k_x x + k_y y))$, распространяющихся вдоль оси z . Постоянная распространения (волновое число) каждой из этих мод $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ зависит от закона дисперсии $k = k(\omega)$ и пространственных частот (k_x, k_y) .

3.2.2 Описания прохождения волны через плоскопараллельный слой

Рассмотрим интересующую нас ситуацию, когда в эталонную среду помещается плоскопараллельный бесконечный слой толщины H из исследуемого материала, причем плоские поверхности указанного слоя перпендикулярны оси z и пересекают ее в точках $z_0 > 0$ и $z_0 + H$ соответственно. В точке с координатой $z > z_0 + H$, т.е. на выходе из слоя, в отсутствие слоя спектральная амплитуда выражается формулой

$$S_{\text{without layer}}(\omega, k_x, k_y, z) = S_0(\omega, k_x, k_y) e^{i\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} z}, \quad (3.5)$$

а в присутствии слоя

$$S_{\text{with layer}}(\omega, k_x, k_y, z) = S_0(\omega, k_x, k_y) e^{i\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} z_0} \times T_{\text{in}} e^{i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} H} T_{\text{out}} e^{i\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} (z - z_0 - H)}, \quad (3.6)$$

где $k_0(\omega)$ и $k(\omega)$ – волновые числа в эталонной и исследуемой средах, а T_{in} и T_{out} – коэффициенты прохождения при переходе из эталонной среды в слой и при выходе из слоя в эталонную среду соответственно. Отношение угловых спектров, измеренных в одном и том же месте в отсутствие слоя и со слоем, не зависит от его положения z_0 , исходной амплитуды углового спектра S_0 и координаты измерения z , а зависит лишь от толщины и акустических свойств слоя:

$$\Pi(\omega, k_x, k_y) = \frac{S_{\text{with layer}}(\omega, k_x, k_y, z)}{S_{\text{without layer}}(\omega, k_x, k_y, z)} = T_{\text{in-out}}(\omega, k_x, k_y) e^{i(\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} - \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}) H}, \quad (3.7)$$

где $T_{\text{in-out}} = T_{\text{in}} T_{\text{out}}$ – коэффициент, учитывающий потери при пересечении границ раздела. Величина $T_{\text{in-out}} = T_{\text{in-out}}(\omega, k_x, k_y)$ находится исходя из условия непрерывности нормальных компонент тензора механических напряжений и колебательной скорости и может быть выражена через эффективные импедансы для соответствующей моды в эталонной Z_0 и исследуемой Z среде:

$$T_{\text{in-out}} = 4Z_0 Z / (Z_0 + Z)^2, \quad (3.8)$$

$$Z_0 = \rho_0 \omega / \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad Z = \rho \omega / \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (3.9)$$

Для мод с ненулевыми значениями пространственных частот, соответствующих наклонному падению волны на слой, на границах раздела имеются также дополнительные потери, вызванные возбуждением вязких волн, которые соответствуют уже не акустической, а вихревой моде движения сплошной среды [102]. Однако при малых наклонах ($k_x^2 + k_y^2 \ll k_0^2$) и не слишком большой вязкости этими потерями можно пренебречь. Отметим также, что при отсутствии поглощения формула (3.8) представляет собой известное выражение для коэффициента прохождения через слой посредством «нормальных импедансов», равных отношению соответствующих «характеристических импедансов» сред к косинусам углов падения и преломления: $Z_0 = \rho_0 c_0 / \cos \theta_0$ и $Z = \rho c / \cos \theta$, где $\theta_0 = \arcsin(\sqrt{k_x^2 + k_y^2} / k_0)$ и $\theta = \arcsin(\sqrt{k_x^2 + k_y^2} / k)$.

Функция $\Pi(\omega, k_x, k_y)$ имеет смысл пропагатора для соответствующей компоненты углового спектра. Используем следующее представление:

$$\Pi(\omega, k_x, k_y) = A_\Pi(\omega, k_x, k_y) e^{i\Phi_\Pi(\omega, k_x, k_y)}, \quad (3.10)$$

где A_Π и Φ_Π – амплитуда и фаза пропагатора, являющиеся действительными величинами. Поскольку в выражении (3.7) k и $T_{\text{in-out}}$ – комплексные, то выражения для A_Π и Φ_Π получаются довольно громоздкими. Для их упрощения будем далее интересоваться практически интересным случаем, когда заметное затухание волны происходит на расстоянии много большем длины волны. Тогда в выражении для волнового числа $k = \omega/c + i\alpha$ в поглощающем слое мнимая часть гораздо меньше действительной: $\alpha c / \omega \ll 1$. Учитывая затухание в первом порядке малости, получим:

$$A_\Pi(\omega, k_x, k_y) \approx \hat{T}_{\text{in-out}} \exp \left[-\omega H \left(\frac{\alpha/c}{\sqrt{(\omega/c)^2 - k_x^2 - k_y^2}} - \frac{\alpha_0/c_0}{\sqrt{(\omega/c_0)^2 - k_x^2 - k_y^2}} \right) \right], \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \Phi_\Pi(\omega, k_x, k_y) \approx & \left(\sqrt{(\omega/c)^2 - k_x^2 - k_y^2} - \sqrt{(\omega/c_0)^2 - k_x^2 - k_y^2} \right) H \\ & + \frac{\hat{Z} - \hat{Z}_0}{\hat{Z} + \hat{Z}_0} \left(\frac{\alpha \omega/c}{(\omega/c)^2 - k_x^2 - k_y^2} - \frac{\alpha_0 \omega/c_0}{(\omega/c_0)^2 - k_x^2 - k_y^2} \right). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Здесь $\alpha_0 = \alpha_0(\omega)$ – коэффициент поглощения в эталонной среде, который предполагается известным,

$$\hat{Z}_0 = \frac{\rho_0 c_0}{\sqrt{1 - (k_x^2 + k_y^2)/(\omega/c_0)^2}}, \quad \hat{Z} = \frac{\rho c}{\sqrt{1 - (k_x^2 + k_y^2)/(\omega/c)^2}} \quad (3.13)$$

– нормальные импедансы сред (3.9) при пренебрежении затуханием,

$$\hat{T}_{\text{in-out}} = 4\hat{Z}_0\hat{Z}/(\hat{Z}_0 + \hat{Z})^2 \quad (3.14)$$

– соответствующий ему коэффициент прохождения через две границы раздела.

Для моды, соответствующей нулевым пространственным частотам $k_x = k_y = 0$, выражения упрощаются. При этом сама мода – это плоская волна, распространяющаяся перпендикулярно слою. Для нее формулы (3.11) и (3.12) приобретают следующий вид:

$$A_{\Pi}(\omega, 0, 0) = \frac{4\rho_0 c_0 \rho c}{(\rho_0 c_0 + \rho c)^2} \exp[-(\alpha - \alpha_0)H], \quad (3.15)$$

$$\Phi_{\Pi}(\omega, 0, 0) = \left(\frac{1}{c} - \frac{1}{c_0} \right) \omega H + \frac{\alpha c - \alpha_0 c_0}{\omega} \frac{\rho c - \rho_0 c_0}{\rho c + \rho_0 c_0}. \quad (3.16)$$

Оценки показывают, что в условиях описанного ниже эксперимента второе слагаемое в формуле (3.16) дает на несколько порядков меньший вклад в изменение фазы по сравнению с первым слагаемым, и поэтому им можно пренебречь. Тогда алгоритм измерения скорости звука и коэффициента поглощения упрощается и сводится к двум шагам. На первом шаге из фазы пропагатора Φ_{Π} из формулы (3.16) находится скорость звука:

$$\frac{1}{c(\omega)} = \frac{1}{c_0(\omega)} + \frac{\Phi_{\Pi}(\omega, 0, 0)}{\omega H}. \quad (3.17)$$

После этого, с учетом формулы (3.15), из амплитуды пропагатора $A_{\Pi}(\omega, 0, 0)$ выражается коэффициент поглощения:

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) + \frac{1}{H} \left[\ln \left(\frac{4\rho_0 c_0 \rho c}{(\rho_0 c_0 + \rho c)^2} \right) - \ln A_{\Pi}(\omega, 0, 0) \right]. \quad (3.18)$$

Следовательно, для решения задачи нахождения скорости звука $c(\omega)$ и коэффициента затухания $\alpha(\omega)$ достаточно использовать лишь пропагатор $\Pi(\omega, 0, 0)$.

В качестве эталонной среды удобно выбирать воду. Для нее дисперсией скорости звука можно пренебречь, а поглощение считать пренебрежимо малым по сравнению с поглощением в исследуемой среде. Исходя из этого предположения всюду ниже скорость c_0 считается не зависящей от частоты, а поглощение отсутствующим, $\alpha_0 = 0$.

На первый взгляд может показаться, что применительно к рассматриваемой задаче метод голографии дает ненужные избыточные данные, которыми являются пропагаторы $\Pi(\omega, k_x, k_y)$ для огромного количества ненулевых пространственных частот (k_x, k_y) . Однако такое заключение справедливо лишь в идеальном случае, когда $\Pi(\omega, 0, 0)$ измеряется абсолютно точно. В реальном эксперименте при нахождении $c(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ неизбежны ошибки, связанные с погрешностями при измерении голограмм. Указанные ошибки можно уменьшить, если провести большое количество статистически независимых измерений, а затем провести усреднение найденных величин по ансамблю. Пропагаторы $\Pi(\omega, k_x, k_y)$ дают такую возможность. Действительно, пропагаторы для разных (k_x, k_y) могут считаться независимыми величинами, при этом в каждом из них содержится информация о параметрах $c(\omega)$ и $\alpha(\omega)$. Чтобы описать указанный статистический ансамбль, будем помечать реализацию случайных величин $c(\omega)$ и $\alpha(\omega)$, найденных из пропагатора $\Pi(\omega, k_x, k_y)$, верхними индексами: $c^{(k_x, k_y)}(\omega)$ и $\alpha^{(k_x, k_y)}(\omega)$. Формулы (3.17) и (3.18) дают выражение для $c^{(0,0)}(\omega)$ и $\alpha^{(0,0)}(\omega)$. Выражения (3.11) и (3.12) позволяют использовать экспериментальное измерение комплексной величины $\Pi(\omega, k_x, k_y)$ для нахождения $c^{(k_x, k_y)}(\omega)$ и $\alpha^{(k_x, k_y)}(\omega)$. Поскольку эти величины входят в оба выражения (3.11) и (3.12), на практике удобно их находить методом последовательных приближений. В первом приближении в выражении для фазы Φ_Π можно пренебречь влиянием малого затухания, т.е. считать $\Phi_\Pi \approx \left(\sqrt{(\omega/c)^2 - k_x^2 - k_y^2} - \sqrt{(\omega/c_0)^2 - k_x^2 - k_y^2} \right) H$, отсюда можно найти выражение для скорости звука в слое (3.26). Используя полученное выражение, из формулы (3.11) для амплитуды A_Π выразится коэффициент затухания (3.20). Далее, на второй итерации, из выражения для фазы с учетом найденного коэффициента затухания можно уточнить значение скорости звука, используя формулу (3.12), а затем на его основе вычислить более точно и коэффициент затухания.

Выражения выглядят относительно просто в малой окрестности нулевой пространственной частоты, когда выполняется условие $k_x^2 + k_y^2 \ll k_0^2, k^2$. С точностью до квадратичных по пространственным частотам членов скорость звука и коэффициент поглощения выражается через амплитуду и фазу пропагатора следующим образом:

$$\frac{1}{c^{(k_x, k_y)}(\omega)} \approx \frac{1}{c_0} + \frac{\Phi_{\Pi}(\omega, k_x, k_y)}{\omega H} \left[1 - \frac{c_0 c}{2\omega^2} (k_x^2 + k_y^2) \right], \quad (3.19)$$

$$\alpha^{(k_x, k_y)}(\omega) \approx \alpha^{(0,0)}(\omega) + \frac{1}{H} \left\{ \ln \left[\frac{A_{\Pi}(\omega, 0, 0)}{A_{\Pi}(\omega, k_x, k_y)} \right] + \frac{(c^2 - c_0^2)(\rho_0 c_0 - \rho c)}{2\omega^2(\rho_0 c_0 + \rho c)} (k_x^2 + k_y^2) \right\}. \quad (3.20)$$

В правой части формул (3.19) и (3.20) в качестве c можно использовать значение $c^{(0,0)}$, найденное по формуле (3.17). Вносимая при этом ошибка умножается на малую величину $\sim (k_x^2 + k_y^2)$ и поэтому имеет более высокий порядок малости. После нахождения $c^{(k_x, k_y)}(\omega)$ и $\alpha^{(k_x, k_y)}(\omega)$ для всех рассматриваемых пространственных частот следует провести операцию усреднения, что в итоге даст гораздо более точную оценку искомых величин c и α по сравнению со случаем использования только пропагатора $\Pi(\omega, 0, 0)$.

Пропагатор $\Pi(\omega, 0, 0)$ задает комплексную амплитуду плоской волны после прохождения исследуемого слоя в случае, когда исходная амплитуда равна единице. Поэтому его образ Фурье

$$g(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(\omega, 0, 0) e^{-i\omega t} d\omega \quad (3.21)$$

представляет собой импульсный отклик, то есть форму волны на выходе из слоя при задании на входе в слой возмущения в виде дельта-функции Дирака $\delta(t)$. В силу особенностей измерения голограмм (с использованием метода замещения слоя эталонной средой), импульсный отклик дополнительно сдвинут по времени на величину H/c_0 , соответствующую времени прохождения участка эталонной среды той же толщины. Для нахождения $g(t)$ требуется расширить область определения пропагатора на отрицательные частоты по правилу $\Pi(\omega, 0, 0) = \Pi^*(-\omega, 0, 0)$. На практике пропагатор известен лишь в ограниченной полосе частот, поэтому соответствующий образ Фурье, найденный интегрированием по конечному частотному интервалу, будет несколько отличаться от точного импульсного отклика.

Таким образом, анализ пространственного спектра акустического пучка, пропускаемого через плоскопараллельный слой исследуемой среды, позволяет определить акустические свойства материала слоя. Поскольку пропагатор, задаваемый формулой (3.7), не зависят от конкретного вида пространственного спектра, получившийся результат справедлив для любого пучка, в том числе для пучка малого диаметра – например, излучаемого миниатюрным источником. Это означает, что на практике бесконечный в

поперечном направлении плоскопараллельный слой не нужен, он может быть заменен лишь той его частью, где присутствует акустический пучок. Иначе говоря, идеализированный процесс прохождения плоской волны через бесконечный плоскопараллельный слой может быть косвенным образом реализован с использованием узкого пучка и образца малого размера. Этот вывод важен для практики, поскольку позволяет исключить влияние дифракции на процесс измерения акустических характеристик среды.

3.2.3 Случай наклонного расположения слоя

На практике расположение слоя из исследуемого материала может оказаться не в точности перпендикулярным оси z , являющейся нормалью к плоскости голограммы. Будем называть такое положение наклонным. Пусть $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ – вектор единичной нормали к поверхности слоя. В случае, когда слой перпендикулярен оси z , $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$. Рассмотрим прохождение через слой компоненты углового спектра, которая в жидкости имеет вид плоской волны $\exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r})$ с волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (k_x, k_y, k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2})$, $|\mathbf{k}_0| = k_0$. Представим этот волновой вектор в виде $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_\perp + \mathbf{k}_\parallel^{(0)}$, где $\mathbf{k}_\parallel^{(0)} = k_\parallel^{(0)} \cdot \mathbf{n}$ – компонента, направленная вдоль нормали, $\mathbf{k}_\perp$ – касательная к слою компонента. После проникновения в слой волна принимает вид $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, где $|\mathbf{k}| = k$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\perp + \mathbf{k}_\parallel$, $\mathbf{k}_\parallel = k_\parallel \cdot \mathbf{n}$, причем в силу граничного условия касательная компонента волнового вектора преломленной волны та же, что у волнового вектора падающей волны, а нормальная компонента, вообще говоря, другая. Перепишем полученные ранее выражение (3.7) с использованием введенных обозначений:

$$\Pi(\omega, k_x, k_y) = T_{\text{in-out}}(\omega, k_x, k_y) e^{i(k_\parallel - k_\parallel^{(0)})H}, \quad (3.22)$$

где коэффициент прохождения через две границы раздела выражается формулой (3.8), а нормальные импедансы, согласно (3.9), выражаются следующим образом: $Z_0 = \rho_0 \omega / k_\parallel^{(0)}$, $Z = \rho \omega / k_\parallel$. Отсюда видно, что пропагатор полностью определяется величинами $k_\parallel^{(0)}$ и $k_\parallel$, выражения для которых имеют следующий вид:

$$k_\parallel^{(0)}(\omega, k_x, k_y) = n_x k_x + n_y k_y + n_z \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (3.23)$$

$$k_\parallel(\omega, k_x, k_y) = \sqrt{k^2 - k_0^2 + k_\parallel^{(0)2}} \quad (3.24)$$

Таким образом, выражение для пропагатора $\Pi(\omega, k_x, k_y)$ достаточно просто обобщается на случай наклонного расположения слоя.

Полезно рассмотреть вид пропагатора вблизи пространственной частоты $(k_x^{(0)}, k_y^{(0)}) = k_0(n_x, n_y)$, соответствующей нормальному падению соответствующих плоских волн. Вводя сдвиги $\tilde{k}_x = k_x - k_x^{(0)}$ и $\tilde{k}_y = k_y - k_y^{(0)}$, во втором порядке малости для тангенциальной компоненты волнового вектора $\mathbf{k}_\perp$ из выписанных выше выражений следует:

$$\mathbf{k}_\perp^2 \approx \tilde{k}_x^2 + \tilde{k}_y^2 + (n_x \tilde{k}_x + n_y \tilde{k}_y)^2 / n_z^2. \quad (3.25)$$

С учетом того, что

$$k_\parallel^{(0)} = \sqrt{k_0^2 - \mathbf{k}_\perp^2}, k_\parallel = \sqrt{k^2 - \mathbf{k}_\perp^2} \quad (3.26)$$

следует выражение для пропагатора через сдвинутые пространственные частоты $\tilde{k}_x$ и $\tilde{k}_y$. В частности, если слой выставлен почти перпендикулярно оси z ($|n_x|, |n_y| \ll 1$), то $\mathbf{k}_\perp^2 \approx \tilde{k}_x^2 + \tilde{k}_y^2$. Иначе говоря, с учетом сдвига пропагатор для наклонно расположенного слоя (при малом наклоне) выражается теми же формулами, что и в случае перпендикулярного расположения. Отметим, что поскольку при нормальном падении величина $\mathbf{k}_\perp^2$ минимальна (равна нулю), выражающийся через нее пропагатор экстремален, что в эксперименте позволяет найти частоты $(k_x^{(0)}, k_y^{(0)})$ по виду двумерных распределений амплитуды и фазы пропагатора.

3.2.4 Определение коэффициента поглощения слоя на основе полной мощности акустического пучка

Описанный выше способ нахождения акустических характеристик основан на том, что после прохождения плоскопараллельного однородного слоя плоская волна не меняет своей структуры, т.е. остается плоской волной с тем же направлением распространения. На практике условие плоскопараллельности и однородности слоя не всегда можно обеспечить с достаточной точностью. В этом случае представление волнового поля в виде суперпозиции невзаимодействующих плоских волн разных направлений не представляется возможным. На каждом расстоянии z по-прежнему можно использовать разложение (3.3) и считать, что в соответствующей поперечной плоскости задана

суперпозиция поперечных мод вида $\exp(i(k_x x + k_y y))$. При наличии неоднородности на бесконечно малом шаге $z \rightarrow z + dz$ каждая из указанных мод в общем случае искажается и тем самым порождает набор новых мод с другими значениями пространственных частот. Иначе говоря, неоднородность среды приводит к взаимодействию компонент пространственного спектра. Важно, однако, что при слабой и плавной неоднородности каждая поперечная мода порождает моды с близкими пространственными частотами. В частности, если падающий на слой волновой пучок имеет пространственный спектр, локализованный вблизи нулевой частоты $(k_x, k_y) = (0, 0)$, то в результате перемешивания мод, вызванного слабыми неоднородностями, пучок будет сохранять это свойство локализованности вблизи нулевой частоты на всех этапах распространения. Поскольку на малом шаге $z \rightarrow z + dz$ перемешивание мод из-за неоднородности не меняет полной мощности волны $W(\omega, z)$, а диссипация каждой из мод происходит по закону поглощения плоской волны, то можно считать, что зависимость полной мощности от расстояния описывается той же формулой, что и для плоской волны: $W(\omega, z) \sim \exp(-2\alpha(\omega)z)$. Отсюда следует, что мощность пучка в отсутствие слоя $W_{\text{without layer}}$ и мощность пучка при наличии слоя $W_{\text{with layer}}$ связаны следующим образом:

$$\frac{W_{\text{with layer}}(\omega, z)}{W_{\text{without layer}}(\omega, z)} = \left(T_{\text{in-out}}^{(0)}\right)^2 e^{-2\alpha(\omega)H}. \quad (3.27)$$

Здесь введено обозначение для коэффициента прохождения плоской волны через границы слоя при нормальном падении:

$$T_{\text{in-out}}^{(0)} = 4\rho_0 c_0 \rho c / (\rho_0 c_0 + \rho c)^2. \quad (3.28)$$

Следовательно, коэффициент поглощения может быть найден на основе измерения полной мощности пучка:

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{2H} \left\{ \ln \left[\frac{W_{\text{without layer}}(\omega, z)}{W_{\text{with layer}}(\omega, z)} \right] + 2 \ln T_{\text{in-out}}^{(0)} \right\} \quad (3.29)$$

Как было показано в главе 2, входящие в эту формулу величины полной мощности пучка достаточно просто выражаются через угловой спектр волны [103]:

$$W(\omega, z) = \frac{1}{8\pi^2 \rho_0 c_0} \iint_{\Sigma_k} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2}} |S(\omega, k_x, k_y, z)|^2 dk_x dk_y \quad (3.30)$$

Таким образом, формулы (3.29), (3.30) позволяют расширить голографический способ измерения коэффициента поглощения на случай слабой неоднородности. Важно

напомнить, что использование описанного подхода дает лишь приближенное значение для коэффициента поглощения, которое будет тем точнее, чем уже угловой спектр зондирующего пучка.

§ 3.3 Эксперимент

3.3.1 Экспериментальная установка и образцы

В экспериментах использовались плоскопараллельные образцы, изготовленные из силиконовой резины

(полидиметилсилоксан) марки RTV-2 (Wacker Chemie AG, Германия) (RTV

– сокращение от room-temperature-vulcanizing silicone rubber). Отметим, что благодаря своей стабильности материалы марки RTV иногда используются в качестве фантомов мягких биологических тканей, хотя они обладают несколько меньшей скоростью звука и более высоким поглощением [104].

Обозначение образца	Форма	Толщина, мм	Апертура, мм
D10	диск	9.68 ± 0.05	диам. 108
D15	диск	14.62 ± 0.05	диам. 108
D20	диск	19.55 ± 0.05	диам. 108
C20	кубоид	19.55 ± 0.05	20×17

Табл. 3.1. Геометрические характеристики образцов из силиконовой резины марки RTV-2.

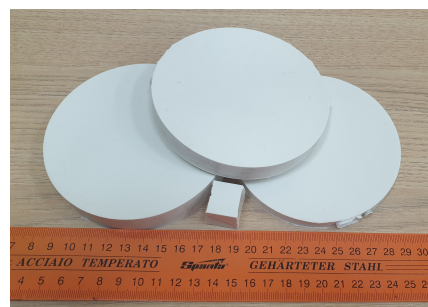


Рис. 3.1. Фотография образцов.

Для изготовления образцов жидкая смесь из резиновой основы и отвердителя после перемешивания заливалась в контейнер, представлявший собой обрезанный на токарном станке участок металлической трубы, к торцам которого были прижаты две стеклянные пластины. Это позволило обеспечить высокую параллельность и гладкость боковых поверхностей изготавливаемых образцов. В обрезке трубы было предварительно просверлено отверстие для заливки смеси. С целью дегазации материала образцов заполненный контейнер помещался в вакуумный эксикатор и выдерживался в течение нескольких часов до полного затвердевания резины. В результате были получены образцы в форме круглых дисков с плоскопараллельными боковыми сторонами. Диаметр образцов совпадал с внутренним диаметром трубы и был равен 108 мм, а его толщина – с длиной участка трубы. Кроме того, отдельно был изготовлен образец толщиной меньшего поперечного размера, который представлял собой прямоугольный параллелепипед. Геометрические размеры и форма образцов приведены в табл. 3.1. Внешний вид образцов

разной формы показан на рис. 3.1. Плотность резины, определенная на основе взвешивания образцов и измерения их размеров, составила $1196 \pm 27 \text{ кг/м}^3$.

Расположение основных элементов экспериментальной установки пояснено на рис. 3.2. УЗ поле в виде фокусированного пучка создавалось в воде пьезоэлектрическим преобразователем с номинальным диаметром 38.1 мм и фокусным расстоянием 63.5 мм V392 (Panametric, США). Преобразователь возбуждался электрическим напряжением, подаваемым от генератора 33250A (Agilent, США). Исследуемый образец размещался напротив излучателя в области перед фокусом. При этом дальняя сторона образца была удалена от излучателя на расстояние $z_0 + H = 46 \text{ мм}$, что позволяло, с одной стороны, исключить попадание элементов крепления образца в область нахождения гидрофона в процессе сканирования поля, с другой – обеспечить выполнение условия малости диаметра УЗ пучка по сравнению с поперечным размером образца. Прием акустического сигнала осуществлялся гидрофоном игольчатого типа HNA-0400 (Onda, США) с диаметром чувствительного элемента 0.4 мм. Гидрофон подсоединялся к осциллографу TDS5034B (Tektronix, США) через предусилитель.

Измерение акустической голограммы проводилось на плоскости, перпендикулярной оси пучка и находящейся на расстоянии 10 мм от точки фокуса, т.е. на расстоянии $z_H = 73.5 \text{ мм}$. Гидрофон последовательно перемещался в узлы квадратной сетки с помощью системы позиционирования UMS-3 (Precision Acoustics, Великобритания), которая позволяла производить перемещение приемника ультразвука в трех взаимно перпендикулярных направлениях с точностью позиционирования 5 мкм. Управление системой осуществлялось с помощью программы LabVIEW (UMS3 Software, Precision

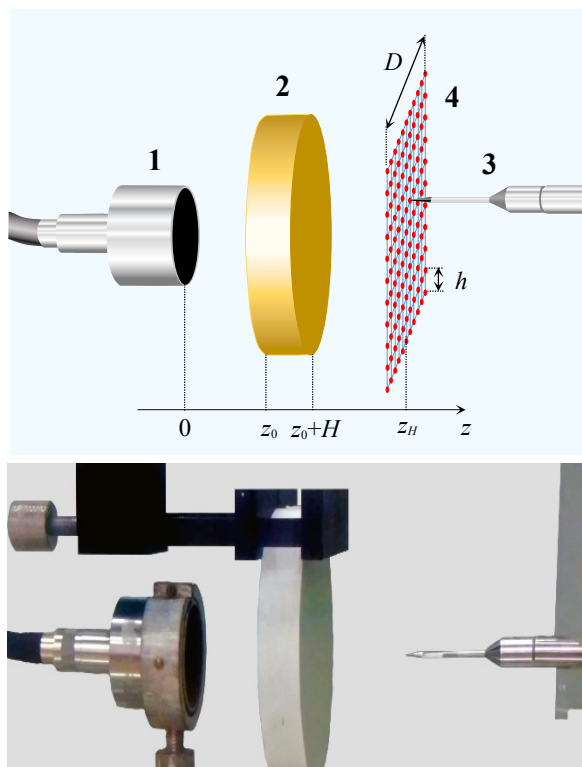


Рис. 3.2. Акустическая часть экспериментальной установки. Вверху: основные элементы установки: 1 – излучатель, 2 – исследуемый образец, 3 – игольчатый гидрофон, 4 – область сканирования при записи голограммы. Точками показаны положения гидрофона в процессе измерений. Внизу: соответствующая фотография элементов установки.

Acoustics, Великобритания). Измерения проводились в бассейне размером $1 \times 0.5 \times 0.5$ м, заполненном дегазированной водой при температуре 24°C . При указанной температуре плотность воды равна 997 кг/м^3 , а скорость звука 1496 м/с [87].

Дополнительно к описываемому в работе методу проведено измерение акустических характеристик методом замещения. Два плоских преобразователя V394 (Panametrix, США) с резонансной частотой 1 МГц и диаметром 38.1 мм были выставлены соосно с помощью специальной платформы (рис. 3.3). С генератора 33250A подавался

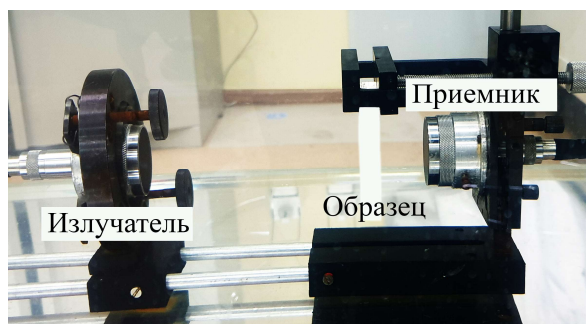


Рис. 3.3. Фотография экспериментальной установки.

импульсный сигнал, состоящий из одного периода синусоидального сигнала на частоте 1 МГц , на один из преобразователей. Другой подсоединялся к осциллографу TDS5034B и являлся приемником акустического сигнала. По максимуму сигнала на приемнике преобразователи были выставлены параллельно друг другу. Широкоапертурные образцы (табл. 3.1) помещались между двумя преобразователями перпендикулярно оси, соединяющей преобразователи. Электрический сигнал на приемнике усреднялся по 1024 реализациям записывался без и с образцом.

3.3.2 Измерение и обработка временного сигнала

Для проведения измерений акустических параметров на разных частотах был использован импульсный режим работы, при котором на излучатель подавалось электрическое напряжение $U(t)$ в форме радиоимпульса, состоящего из небольшого количества периодов синусоидального профиля. Во всех измерениях, описанных ниже, импульсный электрический сигнал на излучателе состоял из трех периодов синусоиды частотой 1 МГц и на выходе из генератора имел амплитуду 5 В . Сигнал периодически повторялся с частотой 100 Гц . Для уменьшения шумов записанные сигналы гидрофона усреднялись по 64 реализациям. Из полученного сигнала далее вычиталась постоянная составляющая, т.е. его среднее значение по времени.

На рис. 3.4 показаны типичный вид сигнала $U(t)$ и соответствующие сигналы гидрофона $u(t) \sim p(\mathbf{r}, t)$, измеренные в нескольких точках $\mathbf{r}$ плоскости голограммы в отсутствии слоя. Сигнал гидрофона в своей начальной части содержит импульс

электромагнитной наводки, который почти не зависит от положения точки измерения, т.к. не связан с акустическими процессами. Следующий за ним импульс представляет акустический сигнал, который задержан во времени относительно начала излучения. Как видно, форма акустического сигнала похожа на форму электрического сигнала $U(t)$, питающего излучатель, но не совпадает с ней и зависит от положения гидрофона. Причиной этого являются не только искажения, возникающие в процессе электроакустического преобразования в пьезоэлектрическом излучателе, но и изменения, обусловленные дифракцией и, при наличии поглощающего слоя, дисперсией и затуханием акустической волны в процессе распространения.

Электромагнитная наводка, возникающая до прихода акустического сигнала, и возможные сигналы реверберации, возникающие после окончания акустического сигнала, отсекается подходящим выбором временного окна. При этом удобно выбирать начало окна в момент времени t_0 , непосредственно предшествующий времени прихода фронта сигнала при положении гидрофона на оси. Желательно установить t_0 несколько раньше наблюдаемого времени прихода фронта – например, на величину порядка нескольких периодов на центральной частоте излучения, чтобы с гарантией не пропустить начало сигнала. Длительность окна T следует выбирать достаточно большой, чтобы в него помещался весь акустический сигнал, вплоть до затухающего хвоста. В то же время окно должно закончиться до прихода сигналов, связанных с отражениями акустического импульса от элементов конструкции и стенок бассейна.

Исходя из вышеуказанных рекомендаций, в рассматриваемой установке при измерениях в воде начало окна выбиралось в момент $t_0 = 44.75$ мкс, а при введении слоев вводилась дополнительная задержка (порядка нескольких микросекунд) с учетом скорости различия скоростей звука в воде и в материале слоев. Длительность окна была выбрана равной $T = 40$ мкс, что позволяло записывать весь импульсный сигнал и отсекал

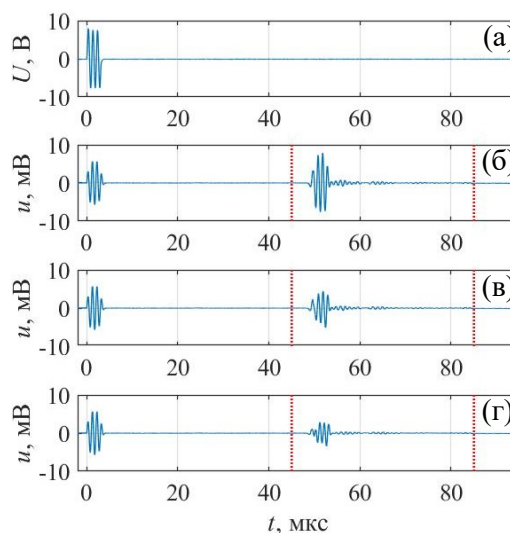


Рис. 3.4. (а) Подаваемый на излучатель сигнал $U(t)$. (б–г) Соответствующий отклик гидрофона $u(t)$, измеренный в воде в различных точках плоскости голограммы. Расстояние до излучателя равно $z = 73.5$ мм, сигналы (б–г) измерены при сдвиге гидрофона в поперечном направлении на расстояние 3, 3.5 и 4 мм от оси соответственно. Вертикальные красные линии показывают границы временного окна, использованного при регистрации акустических сигналов.

реверберационные сигналы (рис. 3.4). Для выбранной величины T шаг дискретизации по частоте (1.21) составлял $\Delta f = \Delta\omega/(2\pi) = 25$ кГц. Шаг дискретизации по времени был равен $h_t = 8$ нс, а соответствующее количество точек профиля $N = T/h_t = 5000$.

На рис. 3.5 приведена зависимость модуля спектральной амплитуды $|P(\omega, \mathbf{r})|$ от частоты $f = \omega/(2\pi)$ для сигнала гидрофона в точке $x = 3$ мм, $y = 0$, $z = 73.5$ мм (см. рис. 3.4б). Видно, что спектральная амплитуда намного превышает уровень шума в относительно широком диапазоне частот, примерно от 0.4 до 1.7 МГц, который включает в себя более 50 частотных точек дискретного спектра.

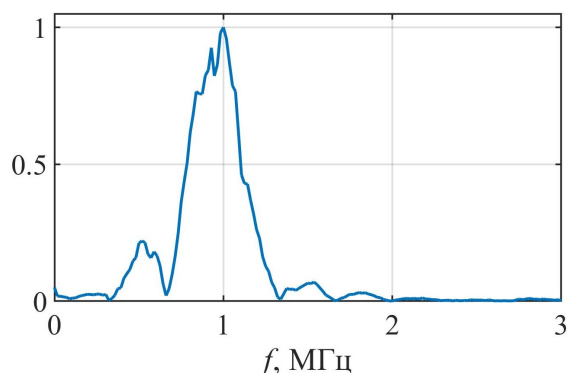


Рис. 3.5. Зависимость модуля спектральной амплитуды, нормированной на свое максимальное значение, от частоты для сигнала гидрофона в точке $(x, y, z) = (3, 0, 73.5)$ мм (см. рис. 3.4б).

Для того чтобы избежать обрезания полезного сигнала и эффекта наложения частот, размер пространственного окна D выбирался превышающим диаметр УЗ пучка и составлял $D = 70$ мм, а шаг перемещения гидрофона при записи голограммы был равен $h = 0.5$ мм. При этом количество пространственных шагов в каждом из поперечных направлений было равно $L = 141$.

На рис. 3.6 показано поперечное распределение амплитуды и фазы величины $P(\omega, \mathbf{r})$ на одной из частот $f = 1$ МГц, а также амплитуды и фазы углового спектра указанной голограммы. В процессе обработки данных эксперимента указанные величины рассчитывались для всех частот из дискретного набора. Из вида пространственного спектра можно заключить, что хоть спектр и локализован вблизи начала координат $(k_x, k_y) = (0, 0)$, он достаточно широк, т.е. в УЗ пучке содержатся плоские волны многих направлений.

3.3.3 Измерение пропагатора

Пропагатор, несущий информацию об акустических свойствах исследуемого образца, определяется на основе двумерных распределений комплексных амплитуд углового спектра, измеренных при наличии и в отсутствие образца — см. формулу (3.7). Как было показано в разделе 3.2.3, возможную неперпендикулярность слоя по отношению к оси z системы позиционирования нетрудно учесть, сдвинув начало отсчета

пространственных частот в точку экстремума пропагатора $(k_x^{(0)}, k_y^{(0)})$. После указанного сдвига можно считать, что измеренный пропагатор соответствует перпендикулярному расположению слоя и использовать формулы из раздела 3.2.2.

Для нахождения акустических свойств материала слоя достаточно использовать пропагатор лишь для одной двумерной пространственной частоты $(k_x^{(0)}, k_y^{(0)})$, соответствующей нормальному падению. Амплитуда и фазы пропагатора при этом задаются формулами (3.14) и (3.15), а алгоритм нахождения скорости звука и коэффициента поглощения – формулами (3.16) и (3.17). Однако для повышения точности эксперимента имеет смысл находить указанные параметры и на других пространственных частотах в окрестности частоты нормального падения, а затем проводить усреднение результатов, найденных с использованием формул (3.18) и (3.19). Кроме того, при выборе пространственных частот для нахождения пропагатора необходимо иметь в виду, что соответствующие значения углового спектра должны заметно превышать уровень шума. При вычислении пропагатора, выражающегося отношением спектров, в указанной области может возникнуть заметная ошибка. Именно поэтому имеет смысл пространственные частоты с малыми значениями амплитуды углового спектра исключить из рассмотрения и использовать лишь те части спектра, где амплитуда значительна.

При использовании фокусирующего излучателя, диаметр и фокусное расстояние которого известны, нетрудно сделать оценку ширины углового спектра, т.е. очертить на плоскости (k_x, k_y) некоторый круг радиуса $k_{\max}$, в пределах которого амплитуда пространственного спектра может считаться достаточной для использования соответствующей плоской волны для измерения фазовой скорости и коэффициента поглощения. Для выбора $k_{\max}$ можно исходить из того, что наибольший угол наклона направления распространения плоских волн, из которых состоит угловой спектр, приблизительно равен углу между осью симметрии излучателя и лучом, направленным из

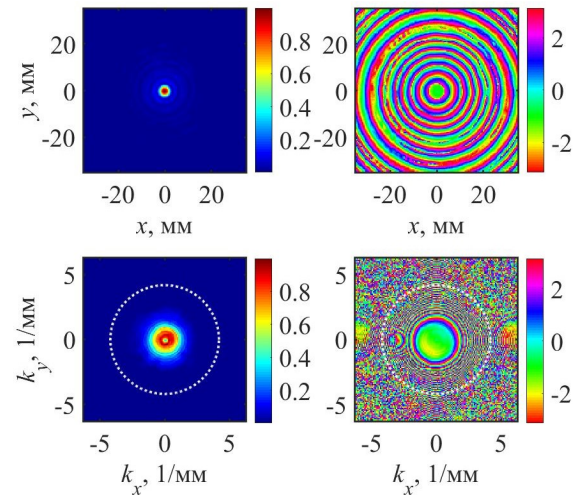


Рис. 3.6. Вверху: амплитуда и фаза голограммы на частоте 1 МГц, измеренные на расстоянии $z_H = 73.5$ мм в присутствии образца D10. Внизу: амплитуда и фаза соответствующего углового спектра. Окружность радиуса $k = 2\pi/\lambda$, нанесенная белой пунктирной линией, помечает границу области распространяющихся плоских волн.

края излучателя в точку фокуса, т.е. $k_{\max}/k_0 = d/(2F)$, где d – диаметр излучателя, F – фокусное расстояние. Для источника, используемого в настоящей работе ($d = 38.1$ мм, $F = 63.5$ мм, $c_0 = 1.5$ мм/мкс), отсюда вытекает следующий результат: $k_{\max} [\text{мм}^{-1}] \approx 1.26 \cdot f [\text{МГц}]$. Как видно из рис. 3.6, эта оценка для частоты 1 МГц находится в хорошем соответствии с результатами измерения углового спектра. Отметим, что количество дискретных значений пространственной частоты, попадающих в указанный круг, квадратично растет с частотой f и может быть оценено как $620 \cdot (f [\text{МГц}])^2$, т.е. в интересующем нас мегагерцовом диапазоне частот равно нескольким сотням. Это позволяет существенно повысить точность измерения параметров при использовании усреднения по компонентам углового спектра.

При расчете фазовой скорости по экспериментально измеренным голограммам используется фаза пропагатора $\Phi_{\Pi}(\omega, k_x, k_y)$. Поскольку фаза комплексного числа задается в интервале длиной 2π , например $[-\pi, \pi]$, то при формальном вычислении фазы пропагатора, определяемого формулой $\Pi(\omega, k_x, k_y)$, находится не полная фаза Φ_{Π} , а величина $\varphi_{\Pi} \in [-\pi, \pi]$, которая связана с полной фазой соотношением $\Phi_{\Pi}(\omega, k_x, k_y) = \varphi_{\Pi}(\omega, k_x, k_y) + 2\pi \cdot N(\omega, k_x, k_y)$, где $N = N(\omega, k_x, k_y)$ – целое число, которое зависит от частот (ω, k_x, k_y) и заранее неизвестно. Таким образом, перед проведением вычисления фазовой скорости необходимо найти $N(\omega, k_x, k_y)$, т.е. «развернуть» фазу. Процедуру развертывания фазы можно осуществить, базируясь на измерении разности Δt_{front} времен прихода фронта импульсного сигнала, регистрируемого гидрофоном на оси пучка при наличии слоя и в его отсутствие. Указанная разница задержек равна $\Delta t_{\text{front}} = H \cdot (c_{\text{front}}^{-1} - c_0^{-1})$, где c_{front} – скорость распространения фронта импульса. Поскольку дисперсия скорости звука мала, $c(\omega) \approx c_{\text{front}}$, то из формулы (3.12) можно заключить, что для нулевой пространственной частоты набег фазы $\Phi_{\Pi}(\omega, 0, 0) \approx \omega \Delta t_{\text{front}}$. Если исходить из того, что $|\Phi_{\Pi} - \omega \Delta t_{\text{front}}| < \pi$, то приходим к следующей формуле:

$$N(\omega, 0, 0) = \left[\frac{\omega \Delta t_{\text{front}} - \varphi_{\Pi}(\omega, 0, 0)}{2\pi} + \frac{1}{2} \right], \quad (3.31)$$

где квадратные скобки обозначают операцию выделения целой части числа. В результате определяется $\Phi_{\Pi}(\omega, 0, 0)$. Найденное значение фазы далее используется в качестве

стартовой величины для алгоритма развертывания фазы на всей плоскости (k_x, k_y) . Поскольку фазовый фронт пропагатора является плавной поверхностью, можно использовать допущение об отсутствии резких (на величину больше π) скачков фазы дискретного пространственного спектра в соседних точках. Алгоритм развертывания фазы поэтому может заключаться в последовательном переборе всех точек заданной области пространственных частот путем перехода от текущей точки (k_x, k_y) , в которой фаза уже найдена, к ее ближайшему соседу $(\hat{k}_x, \hat{k}_y)$, где $\hat{k}_x = k_x \pm \Delta k$ или $\hat{k}_y = k_y \pm \Delta k$. При этом фазу следует развернуть в соответствии с формулой, аналогичной (3.31):

$$N(\omega, \hat{k}_x, \hat{k}_y) = \left[\frac{\Phi_{\Pi}(\omega, k_x, k_y) - \varphi_{\Pi}(\omega, \hat{k}_x, \hat{k}_y)}{2\pi} + \frac{1}{2} \right]. \quad (3.32)$$

Конкретная траектория перехода от точки к точке не имеет значения. В частности, перебор точек можно делать построчно, как при растровом сканировании.

§ 3.4 Экспериментальные результаты

3.4.1 Колебательная скорость

поверхности источника. Структура УЗ пучка

Хотя главной целью использования голографического метода в текущей главе являлся анализ распространения плоских волн через плоскопараллельный слой, также интерес представлял характер колебаний поверхности источника и пространственная структура излучаемого поля. Как уже отмечалось, излучателем УЗ пучка являлся фокусирующий одноэлементный пьезоэлектрический преобразователь. На основе импульсной голограммы были найдены голограммы на различных частотах (одна из них показана в верхней части рис. 3.6). Был

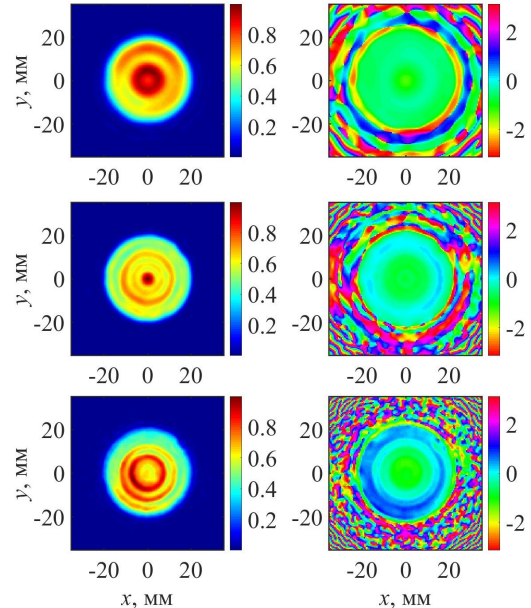


Рис. 3.7. Амплитуда (левая колонка) и фаза (правая колонка) нормальной компоненты колебательной скорости поверхности излучателя на частотах возбуждения: 0.5 МГц (вверху), 1 МГц (в центре) и 1.5 МГц (внизу). Амплитуда нормирована на свое максимальное значение.

использован метод, описанный в § 1.3, для пространственной коррекции голограммы, и далее проведен расчет колебательной скорости поверхности с использованием интеграла Рэлея (см. 1.1.1). На рис. 3.7 показаны результаты восстановления амплитуды и фазы нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности излучателя на нескольких характерных частотах. Как видно на найденных распределениях, на всех частотах излучающая область представляет собой круг диаметром около 38 мм, что соответствует номинальному размеру преобразователя. Отчетливо виден неоднородный характер колебаний поверхности в виде кольцевой структуры, обусловленной квазистоячими волнами Лэмба. Несмотря на некоторое различие полученных распределений, можно сделать вывод, что для всех частот возбуждения поверхность использованного излучателя была полностью активна, т.е. отсутствовали заметные дефекты.

Голограмма позволяет также рассчитать пространственную структуру акустического поля. На рис. 3.8 изображено рассчитанное на основе голограммы распределение амплитуды акустического давления в плоскости $(x = 0, y, z)$ на тех же частотах, что и на рис. 3.7. Белая дуга слева соответствует излучающей поверхности. Положение плоскости сканирования поперечного распределения параметров акустического поля помечено вертикальным пунктирным отрезком на верхнем изображении. Измеренная на указанной плоскости голограмма использовалась как для расчета распространения вперед, т.е. вправо относительно плоскости голограммы, так и назад, т.е. в направлении излучателя.

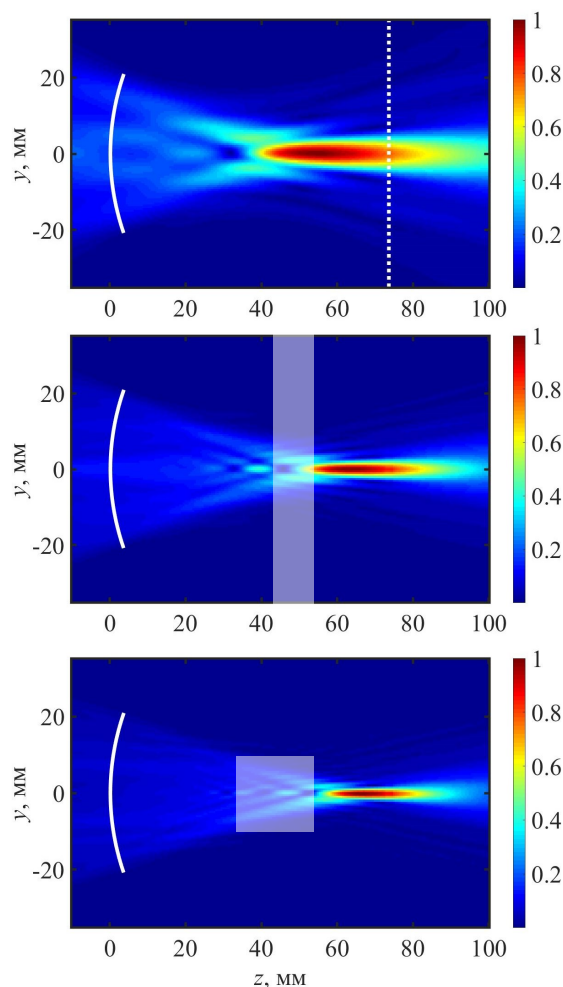


Рис. 3.8. Распределение амплитуды акустического давления в поперечной плоскости на частотах: 0.5 МГц (вверху), 1 МГц (в центре) и 1.5 МГц (внизу). Амплитуда нормирована на свое максимальное значение. Белая дуга слева соответствует поверхности излучателя. Вертикальная пунктирная линия на верхнем изображении отмечает плоскость измерения голограммы. Прямоугольные области на центральном и нижнем изображениях указывают положение исследуемых образцов (D10 и C20) в процессе измерений.

Распределение амплитуды слева от излучающей поверхности физически не реализовывалось, и показано лишь для демонстрации алгоритма обратного распространения.

Из рис. 3.8 видно, что УЗ поле имеет вид фокусированного пучка, причем с ростом частоты степень сужения пучка в области фокуса увеличивается. Теоретический расчет для диаметра пучка, определенного по ближайшим к оси минимумам амплитуды волны [105], для частот 0.5, 1 и 1.5 МГц дает 12.2, 6.1 и 4.1 мм соответственно. Соответствующие значения для пучков, показанных на рис. 3.8, составляют 10.3, 6.1 и 4.2 мм, т.е. довольно хорошо соответствуют теоретическим оценкам.

Другой особенностью структуры поля на разных частотах является частотно-зависимый дифракционный сдвиг точки достижения максимальной амплитуды (дифракционный сдвиг фокуса). Для равномерно колеблющегося излучателя, имеющего вид вогнутой сферической чаши глубиной h и радиусом кривизны F , дифракционный сдвиг зависит от параметра $k_0 h$ следующим образом: $\Delta z \approx 12F / \left[(k_0 h)^2 + 12 \right]$ [105]. С учетом геометрических размеров используемого излучателя теоретический сдвиг Δz на частотах 0.5, 1 и 1.5 МГц составляет примерно 15.4, 4.7 и 2.2 мм соответственно. Интересно сравнить положение максимума амплитуды на разных частотах с положением номинального фокуса излучателя, в качестве которого выступает точка достижения максимума амплитуды на рабочей частоте 1 МГц. Из приведенных выше величин сдвигов для идеализированного источника получается, что на частоте 0.5 МГц точка максимума амплитуды должна сдвигаться в сторону излучателя на 9.7 мм, а на частоте 1.5 МГц, наоборот, отдаляться на 2.5 мм. Эти сдвиги близки к наблюдаемым, которые для распределений, приведенных на рис. 3.8, составляют 8.6 и 2.2 мм соответственно. Некоторое отличие может быть объяснено неравномерным характером колебаний поверхности излучателя (см. рис. 3.7).

Как отмечалось выше, в процессе измерений исследуемые образцы помещались между излучателем и фокусом. На рис. 3.8 светлыми прямоугольниками схематично показано расположение образцов на фоне структуры акустических пучков, которыми зондировались образцы. На среднем изображении показано положение большого образца, а на нижнем – малого (см. рис. 3.8). Примечательно, что благодаря поперечной локализации фокусированного пучка не только образец в виде диска, но меньший по размеру образец в виде параллелепипеда имели поперечный размер, заметно превышающий диаметр пучка.

3.4.2 Пропагатор для слоев различной толщины

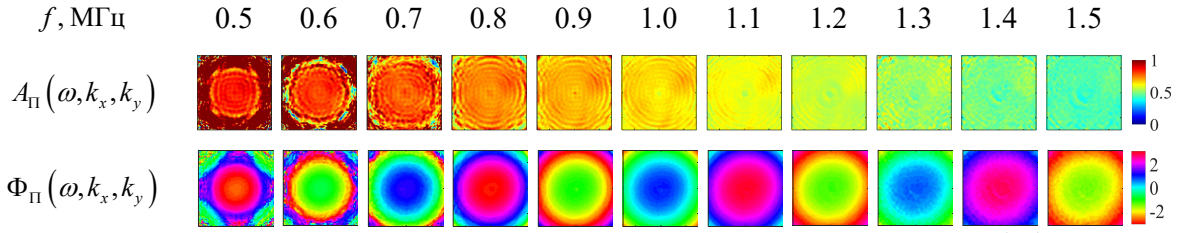


Рис. 3.9. Распределение амплитуды A_{Π} и фазы Φ_{Π} пропагатора на участке $|k_x|, |k_y| \leq 1.5 \text{ mm}^{-1}$ плоскости пространственных частот (k_x, k_y) при различной частоте ω для образца D20.

Как отмечалось в разделе 3.3.3, голограммы акустического пучка, измеренные в одной и той же плоскости при наличии слоя и в его отсутствие, позволяют определить пропагатор $\Pi(\omega, k_x, k_y)$. При этом для излучателя, использованного в настоящей работе, можно было ожидать высокую точность измерения пропагатора для пространственных частот (k_x, k_y) , попадающих внутрь круга $k_x^2 + k_y^2 \leq k_{\text{max}}^2$, для радиуса которого справедлива оценка $k_{\text{max}} [\text{mm}^{-1}] \approx 1.26 \cdot f [\text{МГц}]$. Указанная особенность видна на рис. 3.9, на котором для образца D20 показаны результаты измерений пропагатора на различных частотах. Распределения амплитуды A_{Π} и Φ_{Π} на плоскости (k_x, k_y) показаны в пределах

квадрата $|k_x|, |k_y| \leq 1.5 \text{ mm}^{-1}$. На распределениях амплитуды пропагатора видно, особенно на низких частотах 0.5, 0.6 и 0.7 МГц, что вблизи начала координат имеется область относительно однородной расцветки в виде круга, радиус которого увеличивается с частотой. Указанный круг соответствует той области, где измерение пропагатора мало

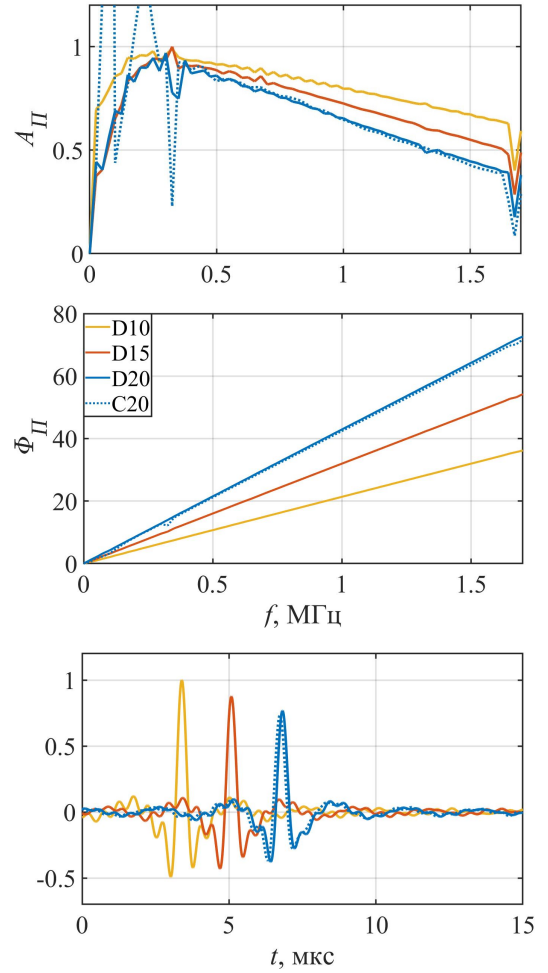


Рис. 3.10. Вверху: частотная зависимость амплитуды A_{Π} и фазы пропагатора $\Pi(\omega, 0, 0)$ для различных образцов. Внизу: импульсный отклик, рассчитанный интегрированием по интервалу частот от 0.4 до 1.6 МГц.

подвержено влиянию шумов. С увеличением частоты амплитуда пропагатора уменьшается, что обусловлено соответствующим ростом коэффициента поглощения. Распределение фазы пропагатора также зависит от частоты и имеет аксиально симметричный вид с центром в начале координат, что подтверждает высокую степень параллельности образца и плоскости сканирования поля.

Как отмечалось выше, значения пропагатора $\Pi(\omega, k_x, k_y)$ в большом количестве пространственных частот позволяют провести статистическое усреднение и уточнить значения скорости звука и коэффициента поглощения. Если таким образом уточненные параметры подставить в выражения (3.15) и (3.16), то получится более точная оценка для пропагатора $\Pi(\omega, 0, 0)$ (3.10). На рис. 3.10 показаны соответствующие частотные зависимости амплитуды A_Π и фазы Φ_Π пропагатора $\Pi(\omega, 0, 0)$ для различных образцов. Видно, что в интервале частот от 0.4 до 1.6 МГц амплитуда пропагатора монотонно спадает, что указывает на монотонно растущий характер частотной зависимости коэффициента поглощения. Для более толстых образцов спад происходит быстрее. Фаза пропагатора показана после проведения операции разворачивания, описанного в разделе 3.3.3. Величина Φ_Π растет почти линейно с частотой, что отражает малость дисперсии скорости звука. В нижней части рис. 3.10 показаны результаты расчета фильтрованного импульсного отклика $g(t)$, рассчитанного по формуле (3.21), но с интегрированием лишь по интервалам $0.4 \text{ МГц} \leq |\omega|/(2\pi) \leq 1.6 \text{ МГц}$, где уровень шума мал. Как и следует ожидать, импульсный отклик имеет вид короткого импульса, который испытывает задержку, увеличивающуюся с ростом толщины образца. Кроме того, более быстрое поглощение высоких частот приводит к тому, что с ростом толщины образца пиковое значение импульсного отклика уменьшается, а длительность увеличивается.

3.4.3 Коэффициент поглощения и скорость звука

Главным назначением предложенного метода выделения плоских волн из измеренных голограмм является нахождение скорости коэффициента поглощения и фазовой скорости акустических волн. Результаты проведенных измерений показаны на рис. 3.11. Приведенные на этом рисунке значения акустических параметров материала были получены усреднением величин $1/c^{(k_x, k_y)}$ и $\alpha^{(k_x, k_y)}$, представленных формулами (3.19) и (3.20), по компонентам углового спектра в пределах круга радиуса

$k_{\max} [\text{мм}^{-1}] \approx 1.26 \cdot f [\text{МГц}]$. На рис. 3.11а изображены частотные зависимости коэффициента поглощения, найденные для всех четырех образцов с использованием пропагатора. Кроме того, для образца D20 добавлен результат, рассчитанный по формуле (3.29) на основе полной акустической мощности.

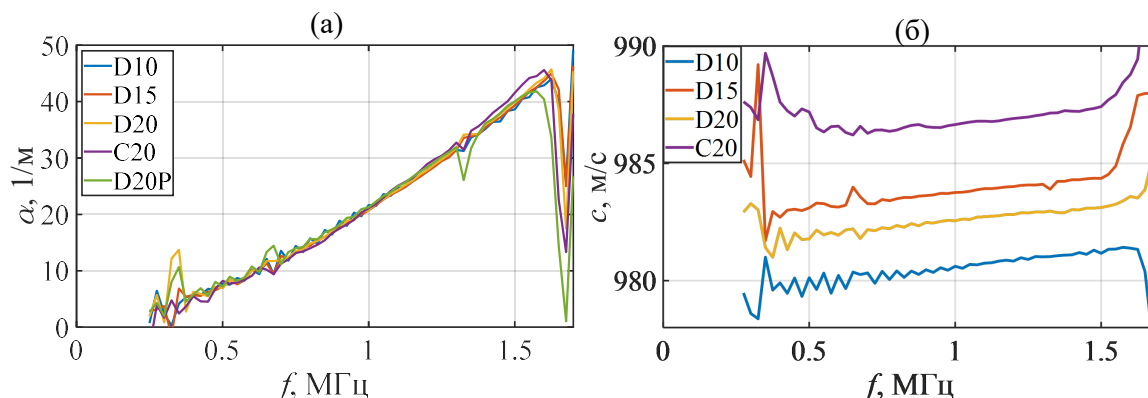


Рис. 3.11. Частотные зависимости коэффициента поглощения и фазовой скорости для различных исследованных образцов с использованием усреднения по кругу радиуса $1.26f \text{ мм}^{-1}$. D20P на левом графике обозначает зависимость на основе полной акустической мощности.

На рис. 3.11б показаны частотные зависимости скорости звука. Полезно сравнить получившиеся значения скорости звука со скоростью распространения фронта волны, измеренной исходя из сдвига задержек времен прихода фронта сигнала со слоем и без него. Указанные сдвиги для образцов D10, D15, D20 и C20 составили 3.37, 5.13, 6.85 и 6.82 мкс, что дает для скорости 984, 981, 982 и 983 м/с соответственно, т.е. измеренная скорость фронта сигнала составляла 982 ± 2 м/с. Как видно из рис. 3.11б, эта величина близка к полученным результатам для фазовой скорости.

Также были проведены измерения характеристик материалов методом замещения. При использовании данного метода предполагается, что от излучателя распространяется плоская волна, которая падает нормально к образцу и приемнику. Следовательно для расчета скорости звука и поглощения следует использовать формулы (3.17), (3.18) соответственно, которые выражают данные характеристики через нормальный к поглотителю пропагатор.

Результаты измерений с помощью трех широкоапертурных образцов показаны на рис. 3.13. Образец C20 имеет поперечные размеры значительно меньшие апертуры преобразователей, поэтому измерения с ним не проводились. Пунктирной линией показана аппроксимация полиномом (см. 3.5.1) поглощения, полученного методом голографии (рис. 3.11). Наблюдается хорошее согласие между результатами, полученными двумя методами. Небольшое отклонение на высоких частотах между поглощениями разных образцов (рис. 3.13а) более выражено, чем в случае метода

голографии (рис. 3.11а). По-видимому, отклонение вызвано влиянием неплоскостной структуры поля на высоких частотах работы преобразователя, что учитывается в методе голографии, но не в методе замещения. Также можно заметить, что частотная зависимость скорости звука (рис. 3.13б) повторяют зависимость, полученную методом голографии (рис. 3.11б), со сдвигом вдоль оси ординат примерно на 11 м/с, что можно объяснить различной температурой, при которой проводились измерения.

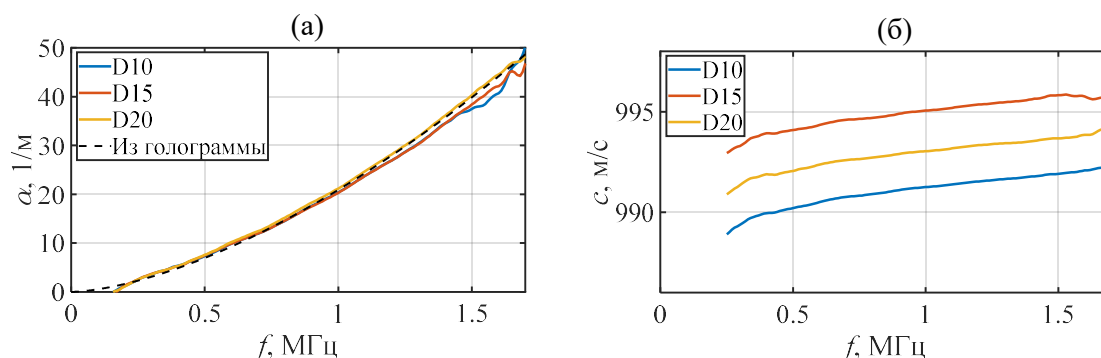


Рис. 3.12. Частотные зависимости коэффициента поглощения и фазовой скорости и для различных исследованных образцов, полученные с использованием метода замещения.

§ 3.5 Обсуждение результатов

3.5.1 Коэффициент поглощения

Приведенные на рис. 3.11 результаты для частотной зависимости коэффициента поглощения указывают на высокую повторяемость результатов измерения при изменении толщины образца – в пределах частотного диапазона от 0.4 до 1.6 МГц, в пределах которого локализован спектр излучаемого сигнала, кривые для образцов D10, D15 и D20 практически неотличимы.

Показательным результатом, иллюстрирующим работоспособность предложенного в настоящей работе метода измерения коэффициента α , является совпадение кривых поглощения для протяженного в поперечном направлении образца D20 и небольшого по размерам образца C20, имеющего ту же толщину. Таким образом, благодаря использованию локализованного в поперечном направлении пучка удалось провести измерение коэффициента поглощения, который характеризует поведение безграничной плоской волны, с использованием образца малого размера.

Для анализа близости экспериментальных кривых $\alpha(f)$ друг к другу удобно рассмотреть отклонение указанных кривых от некоторой средней кривой, которую можно считать близкой к истинной зависимости. Для построения такой кривой удобно исходить

из экспериментальных данных, например, для образца D20 в частотном интервале от 0.4 до 1.6 МГц, где погрешности измерения были минимальны. Анализ данных показал, что экспериментальные данные с высокой точностью описываются степенной зависимостью

$$\bar{\alpha}(f) = \alpha_0 (f/f_0)^\eta \quad (3.33)$$

где $f_0 = 1$ МГц, $\alpha_0 = 20.92 \text{ м}^{-1}$ – коэффициент поглощения на частоте f_0 и $\eta = 1.59$ – показатель степени. В верхней части рис. 3.13 приведены графики для частотной зависимости относительного отклонения $\delta\alpha = (\alpha - \bar{\alpha})/\bar{\alpha}$, выраженного в процентах, для различных образцов. В нижней части рис. 3.13 приведены нормированные на свое максимальное значение спектры для сигнала электрического напряжения, подводимого в излучатель, и сигнала гидрофона, уже показанного ранее на рис. 3.5. Из приведенных частотных зависимостей для $\delta\alpha$ видно, что в пределах частотного интервала от 0.4 до 1.6 МГц, где спектральная амплитуда акустического сигнала не слишком мала, разброс в измерениях коэффициента поглощения не превышает 5 –

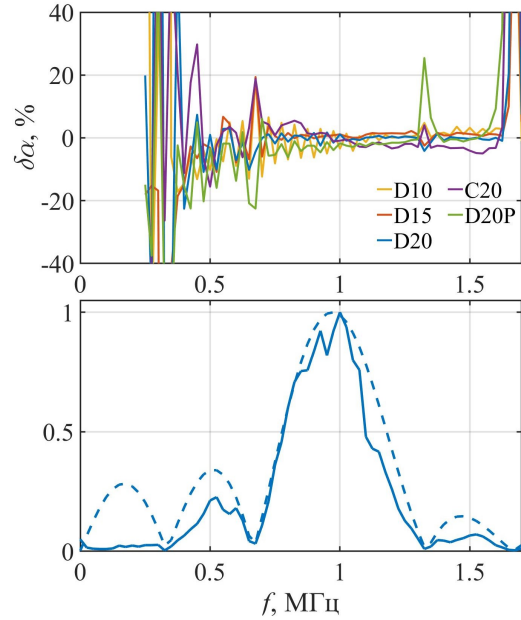


Рис. 3.13. Вверху: частотная зависимость относительного отклонения $\delta\alpha$ коэффициента поглощения от зависимости (3.33). Внизу: спектральная амплитуда сигналов на излучателе $|U|$ и на гидрофоне $|P|$, нормированных на свои максимальные значения.

10%. Исключение составляют окрестности частот 0.7 и 1.35 МГц, где спектральная амплитуда электрического сигнала на источнике и, как следствие, амплитуда акустического сигнала на гидрофоне, имеют локальные минимумы. Таким образом, как и следовало ожидать, ошибка измерения коэффициента поглощения оказывается большой на тех частотах, где мала амплитуда акустического сигнала. В пределах же частотной полосы, где сигнал заметно превышает уровень шума, разброс кривых поглощения невелик, что указывает на высокую точность и хорошую повторяемость предложенного метода измерения коэффициента поглощения.

Наряду с кривыми для коэффициента поглощения и его относительного отклонения от среднего значения, найденными для разных образцов с использованием пропагатора, на соответствующих графиках на рис. 3.11 и рис. 3.13 добавлены зависимости для образца D20, полученные методом измерения полной акустической мощности. Примечательно, что соответствующая зависимость для коэффициента поглощения оказалась очень

близкой к зависимостям, определенным на основе измерения пропагатора. Как отмечалось в разделе 3.2.4, метод, основанный на измерении акустической мощности, тем точнее, чем уже угловой спектр зондирующего пучка. Несмотря на приближенный характер указанного метода, он имеет одно важное преимущество, заключающееся в том, что для его использования не требуется строгая плоскопараллельность и однородность исследуемого образца. Это преимущество может оказаться принципиальным в задачах характеристики сред, которые по своей природе обладают определенной неоднородностью – например, биологических тканей.

3.5.2 Фазовая скорость

Результаты для фазовой скорости волны для разных образцов, как видно из рис. 3.11б, отличаются друг от друга. Различия между кривыми сводятся главным образом к небольшому сдвигу вдоль оси ординат. Сам характер зависимости от частоты в интервале от 0.4 до 1.6 МГц для образцов D10, D15 и D20 практически одинаков. Некоторое отличие на низких частотах имеется для образца малого размера C20, что может быть связано с тем, что боковые лепестки зондирующего пучка частично не попадают на образец, что вызывает искажения фазы пропагатора. Вертикальный сдвиг между кривыми частотных зависимостей фазовой скорости для разных образцов может быть объяснен ограниченной точностью измерения их толщины. Согласно табл. 3.1, относительная погрешность измерения толщины составляла от 0.25 до 0.5 %, что приводило, в соответствии с формулой (3.17), к такому же (кажущемуся) относительному сдвигу фазовой скорости. В абсолютных единицах этот сдвиг составляет от 2.5 до 5 м/с, что соответствует наблюдаемому на рис. 3.11 разбросу графиков для фазовой скорости. Отметим, что другим источником указанного взаимного сдвига кривых могла быть неодинаковость температуры в процессе измерений голограмм для разных образцов. Температурный коэффициент скорости звука dc/dT для воды и RTV составляет соответственно 2.75 ± 0.01 и -2.8 ± 0.1 (м/с)/К [106, 107]. Оценки с учетом этих величин показывают, что получившийся разброс скоростей мог бы наблюдаться при скачках температуры более половины градуса. При проведении экспериментов такие флуктуации не наблюдались, поэтому можно считать, что основной причиной кажущегося различия скорости звука в разных образцах была погрешность измерения их толщины.

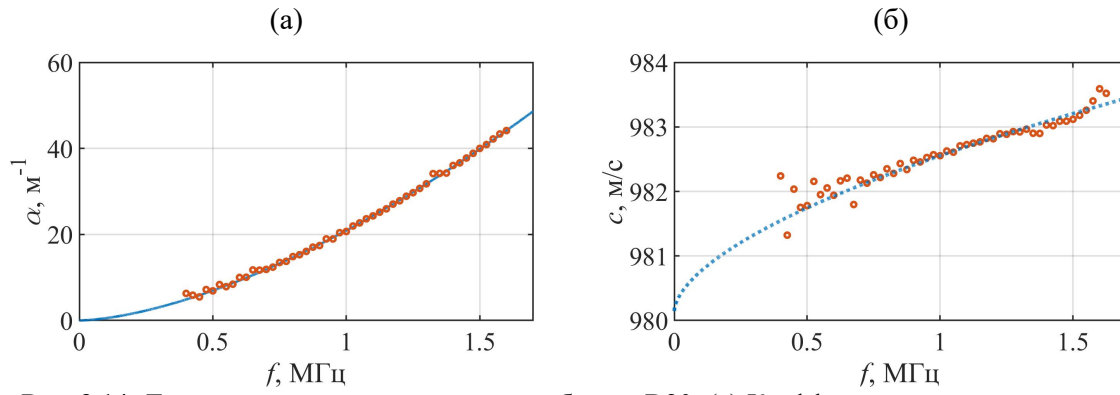


Рис. 3.14. Дисперсионные зависимости для образца D20. (а) Коэффициент поглощения, сплошная кривая соответствует степенной аппроксимации $\alpha \sim f^\eta$. (б) Фазовая скорость, пунктирная кривая построена с использованием полученной зависимости поглощения на основе локальных дисперсионных соотношений (3.34). Точками на (а) и (б) показаны экспериментальные значения, полученные на основе измеренного пропагатора.

Характерной особенностью экспериментальных частотных зависимостей скорости звука, показанных на рис. 3.11, является их растущий характер. Дисперсия фазовой скорости, согласно принципу причинности, взаимосвязана с дисперсией коэффициента затухания. С этой точки зрения полученные результаты полезно проанализировать более подробно. На рис. 3.14 приведены найденные из измеренного пропагатора зависимости для коэффициента поглощения и фазовой скорости для образца D20. В отличие от рис. 3.11, экспериментальные результаты изображены не кривыми, а отдельными экспериментальными точками, представляющими значения величин на соответствующих частотах дискретного преобразования Фурье. Сплошная кривая рис. 3.14а соответствует степенной зависимости (3.33). Как видно, в частотном интервале от 0.4 до 1.6 МГц экспериментальные точки с высокой точностью ложатся на указанную степенную зависимость. С учетом плавности поведения дисперсионных кривых, интегральные дисперсионные соотношения можно заменить приближенно локальными соотношениями [108]. В работе [109] было показано, что в случае степенной зависимости коэффициента поглощения $\alpha = \alpha_0 (f/f_0)^\eta$ при $0 \leq \eta \leq 2$ локальные дисперсионные соотношения позволяют с высокой точностью выразить фазовую скорость по следующей формуле:

$$c(f) = \frac{c(f_0)}{1 + \frac{\alpha(f_0)c(f_0)}{2\pi f_0} \tan\left(\frac{\pi}{2}\eta\right) \left[\left(\frac{f}{f_0}\right)^{\eta-1} - 1\right]} \quad (3.34)$$

На рис. 3.14б пунктирная кривая построена на основе выражения (3.34) с использованием параметров степенной зависимости, нарисованной сплошной кривой на рис. 3.14а. Отметим очень хорошее совпадение результатов эксперимента с зависимостью, предсказанной из принципа причинности.

3.5.3 Влияние размера гидрофона на измерение пропагатора

Метод измерения пропагатора, как ясно из вышеприведенного описания, основывается на измерении голограммы акустического поля. В общем случае корректное измерение голограммы требует использования миниатюрных гидрофонов, чувствительный участок которых имеет диаметр меньше (лучше много меньше) длины волны [32]. Как следствие, чувствительность гидрофона оказывается низкой, ограничивая возможности регистрации слабых сигналов на фоне шумов, что особенно заметно при проведении широкополосных измерений в режиме коротких зондирующих импульсов. Гораздо более чувствительными являются гидрофоны, диаметр которых сравним с длиной волны или, еще лучше, превосходит ее. Очевидным недостатком подобных приемников, однако, является тот факт, что они показывают не истинный сигнал в точке, а результат усреднения акустического давления по поверхности чувствительного участка [110, 111]. Соответствующий эффект пространственной нелокальности эквивалентен тому, что чувствительность гидрофона конечного размера оказывается зависящей от направления. Как было описано выше в разделе 2.2.2, на языке углового спектра соответствующая диаграмма направленности может быть описана некоторой функцией частот $D(\omega, k_x, k_y)$, на которую следует домножить чувствительность гидрофона по отношению к перпендикулярно падающей плоской волне (когда $k_x = k_y = 0$), чтобы получить чувствительность для наклонно падающей плоской волны. Таким образом, при использовании гидрофона конечного размера вместо истинного углового спектра $S_0(\omega, k_x, k_y, z)$ измеряется величина $S(\omega, k_x, k_y, z) = D(\omega, k_x, k_y) S_0(\omega, k_x, k_y, z)$.

Важно, однако, иметь в виду, что пропагатор определяется как отношение угловых спектров, т.е. множитель $D(\omega, k_x, k_y)$, присутствующий и в знаменателе, и в числителе, сокращается – см. формулу (3.7). Иначе говоря, использование гидрофона конечного размера не вносит никакой ошибки в измерение пропагатора. Разумеется, это заключение справедливо лишь для тех пространственных частот, где величина $|D(\omega, k_x, k_y)|$ не слишком мала по сравнению с единицей, чтобы амплитуда скорректированного углового спектра заметно превышала уровень шумов.

Пусть, например, чувствительный участок гидрофона представляет собой круг радиусом a . Для оценки направленности в этом случае можно использовать рекомендацию Международной электротехнической комиссии [112], согласно которой для круглого приемника, вставленного в жесткий экран, диаграмма направленности имеет

вид $2J_1(k_0 a \sin \theta)/(k_0 a \sin \theta)$, где $J_1(\cdot)$ – функция Бесселя, $k_0 = \omega/c_0$ – волновое число, θ – угол между нормалью к поверхности гидрофона и направлением распространения принимаемой волны [113]. Отсюда следует, что

$$D(\omega, k_x, k_y) = \frac{2J_1\left(\sqrt{k_x^2 + k_y^2} a\right)}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2} a} \quad (3.35)$$

Область на плоскости пространственных частот, где функция направленности $D(\omega, k_x, k_y)$ превышает заданный уровень, является кругом $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} \leq k_a$. Радиус указанного круга по уровню $|D| = 0.1$, согласно (3.35), равен $k_a \approx 3.42/a$. Интересно сравнить этот радиус с радиусом круга $k_{\max} [\text{мм}^{-1}] \approx 1.26 \cdot f [\text{МГц}]$, который ранее использовался при проведении усреднения по пространственным частотам. Конечный размер гидрофона не скажется на результатах измерения при $k_a > k_{\max}$, откуда получается следующая оценка для допустимого радиуса гидрофона: $a [\text{мм}] < 2.71/f [\text{МГц}]$. Так, например, для частоты 1 МГц диаметр гидрофона может достигать 5.4 мм, что намного больше диаметра использованного в экспериментах гидрофона (0.4 мм) и более чем в 3 раза превышает длину волны. Таким образом, предложенный метод измерения пропагатора может быть реализован с использованием менее миниатюрных и поэтому более чувствительных приемников. Отметим, однако, что для корректного нахождения пропагатора требование к малости шага сканирования (половина длины волны или менее) остается тем же, независимо от размера используемого гидрофона.

Стоит отметить, что данное замечание относится и к задаче определения степени перекоса осей системы позиционирования (§ 1.4), где для нахождения углов, описывающих отклонение осей системы позиционирования от ортогональности, так же использовался пропагатор.

§ 3.6 *Выводы к третьей главе*

Описанный в данной главе метод измерения акустических характеристик сред основан на возможности использования ограниченных в поперечном направлении акустических пучков и образцов конечного размера для анализа поведения плоских (т.е. безграничных) волн при их прохождении через безграничный в поперечном направлении слой исследуемого материала. Предложенный метод базируется на теоретической возможности разложения акустического поля в угловой спектр, т.е. представления

волнового пучка в виде суперпозиции плоских волн разных направлений. Экспериментально такая возможность осуществляется на базе метода акустической голографии. Гармонические плоские волны разных направлений, выделенные с использованием голограммы в результате спектральных разложений по времени и поперечным координатам, позволяют провести измерения акустических характеристик материалов. Точность измерений на заданной частоте может быть повышена за счет использования большого количества (до нескольких сотен и более) плоских волн, зондирующих исследуемый слой под разными углами. Одним из важных преимуществ предложенного метода является возможность проведения прецизионного измерения коэффициента поглощения и скорости звука в ближней зоне акустических источников при использовании образцов малого размера.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Выполнена характеристика ряда излучателей с помощью предложенного метода нестационарной акустической голографии. Исследованы основные факторы, влияющие на достоверность измерений, такие как ошибка в позиционировании голограммы относительно излучателя и перекос механических осей системы позиционирования. Разработан способ определения положения плоскости голограммы относительно осесимметричного излучателя для точного восстановления характера колебаний поверхности излучателя. Разработан способ определения отклонения осей системы позиционирования от ортогональности методом акустической голографии.

2. Разработана экспериментальная установка для измерения чувствительности гидрофонов методом определения радиационной силы акустического пучка, действующего на поглотитель, и регистрации нестационарной акустической голограммы. Достигнута относительная точность измерений чувствительности гидрофонов в 3 – 5% в широкой частотной полосе. Проведено измерение направленности и чувствительности игольчатого и капсульного гидрофонов.

3. Разработан новый способ измерения акустических характеристик материалов (скорость звука, поглощение) на основе нестационарной акустической голографии. Реализована экспериментальная установка для измерения акустических характеристик с помощью образцов малого объема. Проведено исследование материала схожего по акустическим и механическим свойствам тканям организма.

БЛАГОДАРНОСТИ

В первую очередь я хочу выразить огромную благодарность и признательность своему научному руководителю Сергею Алексеевичу Цысарю за неоценимую помощь в моей научной деятельности, за грамотное руководство и всестороннюю поддержку. Научный и технический опыт, который я перенимал от Сергея Алексеевича за годы совместной работы, сыграл самую значимую роль в моем профессиональном развитии.

Огромное спасибо Олегу Анатольевичу Сапожникову за многостороннюю помощь в моей работе, готовность подробно разъяснить все возникающие вопросы в акустике и других областях физики, за помощь в подготовке публикаций, и за способность увлекать поставленной задачей.

Спасибо Вере Александровне Хохловой за новые интересные идеи, которые значительно дополнили мою диссертацию, а также за конструктивные замечания к моей работе.

Спасибо Виктору Дарьевичу Свету за предоставленную мне возможность участвовать в увлекательных проектах, в которых на практике я смог применить полученные в университете знания, тем самым дополнив мое обучение в аспирантуре практическим опытом и незабываемыми впечатлениями.

Благодарю всех сотрудников и аспирантов лаборатории медицинского и промышленного ультразвука за помощь в работе и, что немаловажно, за создание комфортной обстановки в коллективе. Выражаю благодарность сотрудникам кафедры фотоники и физики микроволн, за помощь в решении всевозможных как научных, так и повседневных проблем.

В заключение я бы хотел выразить высшую степень благодарности моим родным и близким, за поддержку на протяжении всего времени подготовки диссертационной работы.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

- A1. **Nikolaev D.A.**, Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W., Sapozhnikov O.A. *Holographic extraction of plane waves from an ultrasound beam for acoustic characterization of an absorbing layer of finite dimensions* // Journal of the Acoustical Society of America. 2021. V. 149. No. 1. P. 386 – 404. **IF = 1.78 (WoS)**
- A2. **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Определение и компенсация перекоса осей трехкоординатных систем позиционирования с помощью метода акустической голографии* // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 6. С.854 – 862. **IF = 0.8 (Scopus)**
- A3. Цысарь С.А., **Николаев Д.А.**, Сапожников О.А. *Широкополосная виброметрия двумерной ультразвуковой решетки методом нестационарной акустической голографии* // Акустический журнал. 2021. Т. 67. № 3. С. 328 – 337. **IF = 0.782 (WoS)**
- A4. Калоев А.З., **Николаев Д.А.**, Хохлова В.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Пространственная коррекция акустической голограммы для восстановления колебаний поверхности аксиально-симметричного ультразвукового излучателя* // Акустический журнал. 2022. Т. 68. № 1. С. 1 – 13. **IF = 0.782 (WoS)**

Публикации в других рецензируемых научных изданиях:

- A5. **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А. *Метод интеграла Рэлея для исследования импульсных ультразвуковых источников* // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2015. № 4. С. 154355-1 – 154355-3. **IF = 0.065 (РИНЦ)**
- A6. **Nikolaev D.**, Tsysar S., Krendeleva A., Sapozhnikov O., Khokhlova V. *Using acoustic holography to characterize absorbing layers* // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2019. V. 38. № 045012. P. 1 – 5. **IF = 0.19 (Scopus)**
- A7. **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А., Хохлова В.А., Сапожников О.А. *Определение характеристик поглощающих слоев с использованием акустической голографии* // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2020. № 1. С. 2011602-1 – 2011602-6. **IF = 0.065 (РИНЦ)**

Публикации в сборниках и тезисы докладов:

- A8. Tsysar S., **Nikolaev D.**, Khokhlova V., Kreider W., Sapozhnikov O. *Acoustic holography combined with radiation force balance measurements for high-intensity field characterization* // Book of Abstracts of the 21st International Symposium on Nonlinear Acoustics. 2018. P. 19.
- A9. Хасанова М.В., Медведева Е.В., **Николаев Д.А.**, Росницкий П.Б., Цысарь С.А., Хохлова В.А., Сапожников О.А. *Исследование акустических характеристик гелевых фантомов биологической ткани путем создания плоской волны в ближней зоне излучателя конечного размера* // Сборник трудов XVI Всероссийской школы-семинара «Волны в неоднородных средах» имени профессора А.П. Сухорукова. 2018. С. 61 – 64.
- A10. Дорофеева А.А., Сапожников О.А., Цысарь С.А., **Николаев Д.А.** *Плоский пьезоэлектрический преобразователь как устройство по созданию эталонного поля* // Сборник трудов XVI Всероссийская школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова. 2018. С. 13 – 15.
- A11. **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Широкополосная калибровка гидрофонов с использованием методов акустической голографии и измерения радиационной силы* // Сборник трудов XVI Всероссийская школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова. 2018. С.34 – 36.
- A12. **Nikolaev D.A.**, Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A. *Acoustic characterization of an absorptive layer using acoustic holography* // Abstract Book of 2019. International Congress on Ultrasonics. 2019. P. 213.
- A13. Sapozhnikov O.A., Kreider W., Tsysar S.A., **Nikolaev D.A.**, Khokhlova V.A. *Acoustic holography for calibration of ultrasound sources and in situ fields in therapeutic ultrasound (ASA Meeting abstract)* // Journal of the Acoustical Society of America. 2019. V. 145. № 3 (Pt. 2). P. 1857.
- A14. Tsysar S.A., **Nikolaev D.A.**, Sapozhnikov O.A. *Characterization of a two-dimensional ultrasound array using transient acoustic holography* // Abstract Book of 2019 International Congress on Ultrasonics. 2019. P. 212.
- A15. Sapozhnikov O.A., **Nikolaev D.A.**, Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W. *Experimental verification of the theoretical relationship between the acoustic power and corresponding radiation force for an ultrasonic beam* // Abstract Book of 2019 International Congress on Ultrasonics. 2019. P. 277.

- A16. Котельникова Л.М., **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Использование характеристик рассеяния ультразвуковой волны на упругом шаре для определения его акустических параметров* // Сборник трудов XVII Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова. 2019. С. 36 – 39.
- A17. Петросян С.А., **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А., Свет В.Д., Сапожников О.А. *Звуковидение в жидкости с приемом эхо-импульсных сигналов посредством многоканального волновода и зеркально-линзовой акустической системы* // Сборник трудов Всероссийской акустической конференции. 2020. С. 179 – 185.
- A18. **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Определение и компенсация перекоса осей трехкоординатных систем позиционирования с помощью метода акустической голографии* // Сборник трудов Всероссийской акустической конференции. 2020. С. 421 – 428.
- A19. Котельникова Л.М., **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Определение упругих свойств твердотельного шара по результатам рассеяния на нем акустического пучка* // Сборник трудов Всероссийской акустической конференции. 2020. С. 34 – 38.
- A20. Калоев А.З., **Николаев Д.А.**, Хохлова В.А. *Управление параметрами фазированных кольцевых решеток для терапевтического воздействия на биологические ткани* // Сборник трудов XVII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова. 2020. С. 9 – 10.
- A21. Sapozhnikov O.A., **Nikolaev D.A.**, Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W. *Improved characterization of ultrasound sources by radiation force balance using acoustic holography in place of plane-wave and geometric approximations (ASA Meeting abstract)* // Journal of the Acoustical Society of America. 2020. V. 148. № 4. P. 2517.
- A22. Кренделева А.Д., **Николаев Д.А.**, Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Характеризация поглощающих слоев с использованием акустической голографии и компьютерного моделирования* // Труды «Ломоносов-2020». 2020. С. 10.
- A23. Кренделева А.Д., **Николаев Д.А.**, Петросян С.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А. *Акустическая голография в приложениях ультразвуковой характеристики и визуализации* // Сборник трудов «Ломоносов-2021». 2021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор). – Акуст.ж., 2003, т.49, №4, с.437 – 464.
2. Haar Gail ter, Coussios C. High intensity focused ultrasound: Physical principles and devices // International Journal of Hyperthermia. 2007. V. 23. №. 2. P. 89 – 104.
3. C. Chaussy, W. Brendel, E. Schmiedt. Extracorporeally induced destruction of kidney stones by shock waves // Lancet. 1980. V. 316. №. 8207. P. 1265 – 1268.
4. Maxwell A.D., Yuldashev P.V., Kreider W., Khokhlova T.D., Schade G.R., Hall T.L., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R., Khokhlova V.A. A prototype therapy system for transcutaneous application of boiling histotripsy // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2017. V. 64. №. 10. P. 1542 – 1557.
5. Martin R.W., Vaezy S., Proctor A., Myntti T., Lee J.B.J., Crum L.A. Water-cooled, high-intensity ultrasound surgical applicators with frequency tracking // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control. 2003. V. 50. №. 10. P. 1305 – 1317.
6. Gupta M., Khan M.A., Butola, R., Singari R.M. Advances in applications of non-destructive testing (NDT): A review // Advances in Materials and Processing Technologies. 2021. P. 1 – 22.
7. Hübschen G. Ultrasonic techniques for materials characterization. Materials Characterization Using Nondestructive Evaluation (NDE) Methods, 2016. P.177 – 224.
8. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела: Пер. с англ. под ред. Михайлова И.Г., Леманова В.В. М.: Мир. 1972. С. 307.
9. Krüger S., Wagner G. and Eifler D. Ultrasonic welding of metal/composite joints // Adv. Eng. Mater. 2004. V. 6. №. 3. P.157-159
10. Mazue G., Viennet R., Hihn J.-Y., Carpentier L., Devidal P., Albaña I. Large-scale ultrasonic cleaning system: Design of a multi-transducer device for boat cleaning (20 kHz) // Ultrasonics Sonochemistry. 2011. V. 18. №. 4. P. 895 – 900.
11. Hill C.R. Calibration of ultrasound beams for bio-medical applications // Phys. Med. Biol., 1970. V. 15. №. 2. P. 241 – 248.
12. Shaw A., ter Haar G. Requirements for measurement standards in High Intensity Focused Ultrasound (HIFU) fields // NPL REPORT, DQL AC 015. 2006
13. Stewart H.F., Abzug J.L., Harris G.R. Considerations in ultrasound therapy and equipment performance // Phys. Therapy. 1980. V. 60. №. 4. P. 424 – 428.

-
14. Pye S.D. Ultrasound therapy equipment – does it perform? // *Physiotherapy*. 1996. V. 82. №. 1. P. 39 – 44.
 15. Shaw A., Hodnett M. Calibration and measurement issues for therapeutic ultrasound // *Ultrasonics*. 2008. V. 48. №. 4. P. 234 – 252.
 16. Сухоручкин Д.А., Юлдашев П.В., Цысарь С.А., Хохлова В.А., Свет В.Д., Сапожников О.А. Эхо-импульсная ультразвуковая визуализация в применении к транскраниальной диагностике структур головного мозга // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2018. Т. 82. №. 5. С. 578 – 582.
 17. IEC 61828. Ultrasonics – Focusing transducers – Definitions and measurement methods for the transmitted fields // International Electrotechnical Commission. 2001.
 18. Williams A.O. Acoustic intensity distribution from a «piston» source. – II. The concave piston // *J. Acoust. Soc. Am.* 1946. V. 17. P 219 – 227.
 19. Hamilton M.F. Comparison of three transient solutions for the axial pressure in a focused sound beam // *J. Acoust. Soc. Am.* 1992. V. 92. P. 527 – 532.
 20. Sapozhnikov O.A., Morozov A.V., Cathignol D. Piezoelectric transducer surface vibration characterization using acoustic holography and laser vibrometry // *Proc. IEEE Int. Ultrason. and UFFC 50th Anniv. Joint Conf.* 2004. P. 161 – 164.
 21. Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В. Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе измерения акустического давления вдоль контрольной поверхности // *Акуст. журн.* 2003. Т. 49. №. 3. С. 416 – 424.
 22. Cathignol D., Sapozhnikov O.A., and Zhang J. Lamb waves in piezoelectric focused radiator as a reason for discrepancy between O’Neil formula and experiment // *J. Acoust. Soc. Am.* 1997. V. 101. №. 3. P. 1286 – 1297.
 23. Сапожников О.А., Смагин М.А. Нахождение дисперсионных зависимостей для волн лэмбовского типа в вогнутой пьезоэлектрической пластине посредством оптической визуализации излучаемого в жидкость ультразвукового поля // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. №. 2. С. 199 – 206.
 24. Mast T.D., Souriau L.P., Liu D.-L.D., Tabei M., Nachman A.I., Waag R.C. A k-space method for large-scale models of wave propagation in tissue // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*. 2001. V. 48. №. 2. P. 15.
 25. Zemp R.J., Tavakkoli J., Cobbold R.S.C. Modeling of nonlinear ultrasound propagation in tissue from array transducers//*J. Acoust. Soc.* 2003. V. 113. №. 1. P. 139 – 152.

-
26. Ильин С.А., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Гаврилов Л.Р., Росницкий П.Б., Сапожников О.А. Применение аналитического метода для оценки качества акустических полей при электронном перемещении фокуса многоэлементных терапевтических решеток // Акуст. журн. 2015. Т. 61. №. 1. С. 57 – 64.
 27. Halliwell N.A. Laser vibrometry optical methods in engineering metrology. London: Chapman and Hall, edited by Williams D.C. 1993. Ch 6. P. 179–211
 28. Riley W.A., Klein W.R. Piezo-optic coefficients of liquids // J. Acoust. Soc. Am. 1967. V. 42. №. 6. P. 1258 – 1261.
 29. Сапожников О.А., Морозов А.В., Катиньоль Д. Акустооптическое взаимодействие при лазерной виброметрии в жидкости // Акуст. журн. 2009. Т. 55. №. 3. С. 362 – 373.
 30. Fischer W. Methods for acoustic holography and acoustic measurements. Newark, New Jersey. 1972. P.255.
 31. Maynard J.D., Williams E.G., Lee Y. Nearfield acoustic holography: I. Theory of generalized holography and the development of NAH//J. Acoust. Soc. Am. 1985. V. 78. №. 4. P. 1395 – 1413.
 32. Sapozhnikov O.A., Tsysar S.A., Khokhlova V.A., Kreider W. Acoustic holography as a metrological tool for characterizing medical ultrasound sources and fields // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 138. №. 3. P. 1515 – 1532.
 33. IEC/TS62556 Ultrasonics – field characterization – specification and measurement of field parameters for high intensity therapeutic ultrasound (HITU) transducers and systems // International Electrotechnical Commission, ed. 1.0. 2014
 34. Цысарь С.А., Синельников Е.Д., Сапожников О.А. Применение метода акустической голографии для исследования ультразвуковых источников цилиндрической формы // Акуст. журн. 2011. Т. 57. №. 1. С. 104 – 116.
 35. Сапожников О.А., Пономарев А.Е., Смагин М.А. Нестационарная акустическая голография для реконструкции скорости поверхности акустических излучателей // Акуст. журн. 2006. Т. 52. №. 3. С. 385 – 392.
 36. Wear K.A., Baker C., Miloro P. Directivity and frequency-dependent effective sensitive element size of needle hydrophones: predictions from four theoretical forms compared with measurements // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2018. V. 65. №. 10. P. 1781 – 1788.
 37. Shombert D.G., Smith S.W., Harris G.R. Angular response of miniature ultrasonic hydrophones // Med. Phys. 1984. V. 9. №. 4. P. 484 – 492.

-
38. Martin E., Treeby B. Investigation of the repeatability and reproducibility of hydrophone measurements of medical ultrasound fields // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 145. №. 3. P. 1270 – 1282.
 39. Bacon D. R. Primary calibration of ultrasonic hydrophones using optical interferometry // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1988. V 35. P. 152 – 161.
 40. Preston R.C., Robinson S.P., Zeqiri B., Esward T.J., Gelat P.N., Lee N.D. Primary calibration of membrane hydrophones in the frequency range 0.5 MHz to 60 MHz // Metrologia. 1999. V.36. P331 – 343.
 41. Torr G.R., Watmough D.J. A constant – flow calorimeter for the measurement of acoustic power at megahertz frequencies // Physics in Medicine & Biology. 1977. V. 22. №. 3. P. 444 – 450.
 42. IEC 61161:2007. Ultrasonics – Power measurement –Radiation force balances and performance requirements // International Electrotechnical Commission. 2007.
 43. Gélat P., Shaw A. Relationship between acoustic power and acoustic radiation force on absorbing and reflecting targets for spherically focusing radiators // Ultrasound Med. Biol. V. 41. №. 3. P. 832 – 844.
 44. Herman B.A, Harris G.R. Calibration of miniature ultrasonic receivers using the planar scanning technique // J. Acoust. Soc. Am. 1982. V. 72. P. 1357 – 1363.
 45. Tsysar S., Kreider W., Sapozhnikov O. Improved hydrophone calibration by combining acoustic holography with the radiation force balance measurements // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2013. V. 19. P. 055015.
 46. Du Y., Jensen H., Jensen J.A. Investigation of an angular spectrum approach for pulsed ultrasound fields // Ultrasonics. 2013. V. 53. №. 11. P. 1185 – 1191.
 47. К. Хилл, Дж. Бэмбер, Г. тер Хаар // Ультразвук в медицине. Перевод с англ. под. ред. Л.Р. Гаврилова, О.А. Сапожникова, В.А. Хохловой. Физические основы применения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 544 с.
 48. Акустическая голография. Пер. с англ. под ред. В.Г. Прохорова. Л.: Судостроение, 1975. 304 с.
 49. Гик Л.Д. Акустическая голография. Новосибирск: Наука, 1981. 64 с.
 50. Маляровский А.И., Пронюшкин В.И., Пыльнов Ю.В. Формирование изображений методом импульсной акустической голографии // Сб. трудов ИОФ АН «Оптоэлектронная обработка данных дистанционного зондирования». 1990. Т. 22. С. 78–106.

-
51. Lee M., Bolton J.S., Mongeau L. Application of cylindrical near-field acoustical holography to the visualization of aeroacoustic sources // J. Acoust. Soc. 2003. V. 114. №. 2. P. 842 – 858.
 52. Moondra M.S., Wu S.F. Visualization of vehicle interior sound field using Nearfield Acoustical Holography based on the Helmholtz-Equation Least-Squares (HELS) method // Noise Control Engineering Journal. 2005. V. 53. №. 4. P. 145 – 154.
 53. Williams E.G., Maynard J.D. Holographic imaging without the wavelength resolution limit // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 554 – 557.
 54. Fink, M. Time Reversed Acoustics // Physics Today. 1997. V. 50. №. 3. P. 34 – 40.
 55. Катиньоль Д., Сапожников О.А. О применимости интеграла Рэлея к расчету поля вогнутого фокусирующего излучателя // Акуст. журн. 1999. Т. 45. №. 6. С. 816 – 824.
 56. Физическая акустика, под ред. У. Мезона. Пер. с англ. под ред. Розенберга Л.Д. М.: Мир, 1966. 592 с.
 57. Красильников В.А. Введение в акустику: Учебное пособие. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1992. 152 с.
 58. Goodman J.W. Introduction to Fourier optics. 3rd ed. Englewood, Colo: Roberts & Co, 2005. 491 p.
 59. Schafer M.E., Lewin P.A. Transducer characterization using the angular spectrum method // J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 85. P. 2202 – 2214.
 60. Forbes M., Letcher S.V., Stepanishen P.R. A wave vector, time-domain method of forward projecting time-dependent pressure fields // J. Acoust. Soc. Am. 1991. V. 90. P. 2782–2793.
 61. Vecchio C.J., Lewin P.A. Finite amplitude acoustic propagation modeling using the extended angular spectrum method // J. Acoust. Soc. Am. 1994. V. 95. №. 5. P. 2399–2408.
 62. Stepanishen P.R., Benjamin K.S. Forward and backward projection of acoustic fields using FFT methods // J. Acoust. Soc. Am. 1982. V. 71. P. 803–812.
 63. Williams E.G. Fourier Acoustics: Sound Radiation and NAH. London: Academic, 1999. 306 p.
 64. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. Линейные и нелинейные волны. Москва: URSS, 2019. 448 с
 65. Цысарь С.А., Сапожников О.А., Гурбатов С.Н., Демин И.Ю., Прончатов-Рубцов Н.В. Определение положения ультразвукового источника при линейной и нелинейной

-
- акустической голографии // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2013. Т.3. №. 1. С. 230 – 236.
66. Frigo M., Johnson S.G. FFTW: an adaptive software architecture for the FFT // Proceedings of the 1998 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing. 1998. V. 3. P. 1381 – 1384.
67. Yang H., Cannata J., Williams J., Shung K.K. Crosstalk reduction for high-frequency linear-array ultrasound transducers using 1 – 3 piezocomposites with pseudo-random pillars // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2012. V. 59. №. 10. P. 2312 – 2321.
68. Martin E., Roberts M., Treeby B. Measurement and simulation of steered acoustic fields generated by a multielement array for therapeutic ultrasound // JASA Express Letters. 2021. №. 012001. P. 1 – 6.
69. Ting S., Shi Z., Dayu L., Dingjie Y. Combined sign coherent factor and delay multiply and sum beamformer for plane wave imaging // Acoust. Phys. 2018. V. 64. №. 3. P. 379 – 386.
70. Ping W., Yizhe S., Jinyang J., Lu K., Zhihui G. Generalized sidelobe canceller for ultrasound imaging based on eigenvalue decomposition // Acoust. Phys. 2019. V. 65. №. 1. P. 123 – 131.
71. Базулин Е.Г., Соколов Д.М. Восстановление ультразвуковых изображений отражателей по неполным данным методом распознавания со сжатием // Акуст. журн. 2019. Т. 65. №. 4. С. 520 – 532.
72. Титов С.А., Зинин П.В. Формирование ультразвуковых изображений через слои с неизвестными параметрами // Акуст. журн. 2020. Т. 66. №. 2. С. 206 – 212.
73. Росницкий П.Б., Сапожников О.А., Гаврилов Л.Р., Хохлова В.А. Метод создания абсолютно плотных фазированных решеток для неинвазивной ультразвуковой хирургии с контролем степени нерегулярности расположения элементов // Акуст. журн. 2020. Т. 66. №. 4. С. 366 – 376.
74. Ghanem M.A., Maxwell A.D., Kreider W., Cunitz B.W., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A., Bailey M.R. Field characterization and compensation of vibrational nonuniformity for a 256-element focused ultrasound phased array // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2018. V. 65. №. 9. P. 1618 – 1630.
75. Kreider W., Khokhlova V., Tsysar S., Sapozhnikov O. Use of acoustic holography to quantify and correct geometrical errors in ultrasound field characterization // J. Acoust. Soc. 2017. V. 141. №. 5. P. 4009.

-
76. Marhenke T., Sanabria S., Chintada B., Furrer R., Neuenschwander J., Goksel O. Acoustic Ffield characterization of medical array transducers based on unfocused transmits and single-plane hydrophone measurements//Sensors. 2019. V. 19. №. 4. P. 1 – 17.
 77. Xing G., Wilkens V., Yang P. Review of field characterization techniques for high intensity therapeutic ultrasound//Metrologia. 2021. V. 58. №. 2. P. 1 – 20.
 78. Moore P.O., Workman G.L., Kishoni D. Nondestructive testing handbook: Ultrasonic testing, 3rd ed. V.7. ASNT, 2007.
 79. Martin K., Duck F. Ultrasonics metrology I. The history of the measurement of acoustic pressure and intensity using hydrophones. 2021. 20 p.
 80. Lewin P.A., Chivers R.C. Two miniature ceramic ultrasonic probes // Journal of Physics E: Scientific Instruments. 1981. V. 14. №. 12. P. 1420 – 1424.
 81. Filmore P.R., Chivers R.C. Measurements on batch produced miniature ceramic ultrasonic hydrophones//Ultrasonics. 1986. V. 24. №. 4. P. 216 – 229.
 82. Rupitsch S.J. Piezoelectric sensors and actuators: Fundamentals and applications : topics in mining, metallurgy and materials engineering. piezoelectric sensors and actuators. – 1st ed. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg : Imprint: Springer, 2019.
 83. Onda Corporation, Hydrophone handbook. 2015.
 84. Shou W., Hu B., Yu L., Duan S., Chen Y., Huang Y., Zhang W., Bu S., Jia L. A new radiation force balance method for measuring diverging piston source power in the frequency range 20 – 100 kHz: Theory and experimental verification // Ultrasonics. 2019. V. 97. P. 11 – 18.
 85. Beissner K. Radiation force calculations // Acustica. 1987. V. 62. P. 255 – 263.
 86. Hamilton M.F., Blackstock D.T. Nonlinear Acoustics. Academic Press, San Diego, 1998. 405 p.
 87. Физические величины. Справочник. Под ред. Григорьева И.С. и Мейлихова Е.З. – М.: Энергоатомиздат, 1997, 1234 с.
 88. Maruvada S., Harris G.R., Herman B.A., King R.L. Acoustic power calibration of high-intensity focused ultrasound transducers using a radiation force technique // J. Acoust. Soc. 2007. V. 121. №. 3. P. 1434 – 1439.
 89. Delannoy B., Lasota H., Bruneel C., Torquet R., Bridoux E. The infinite planar baffles problem in acoustic radiation and its experimental verification // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. №. 8. P. 5189 – 5195.

-
90. Canney M.S., Bailey M.R., Crum L.A., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A. Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: A combined measurement and modeling approach // J. Acoust. Soc. 2008. V. 124. №. 4. P. 2406 – 2420.
 91. Мак-Скимин Г. Ультразвуковые методы измерений механических характеристик жидкостей и твердых тел. В кн. Физическая акустика, под ред. У. Мэзона. Москва: Мир, 1966, т. 1, ч. А, гл. 4, с. 327 – 397.
 92. Котельников А.Е. Акустические измерения. Ленинград: Судостроение, 1983, гл. 6, с. 202 – 250.
 93. Бэмбер Дж. С. Затухание и поглощение. В кн. Ультразвук в медицине. Физические основы применения, под ред. К. Хилла, Дж. Бэмбера и Г. тер Хаар. Москва: Физматлит, 2008, гл. 4, с. 100 – 182.
 94. Бэмбер Дж. С. Скорость звука. В кн. Ультразвук в медицине. Физические основы применения, под ред. К. Хилла, Дж. Бэмбера и Г. тер Хаар. Москва: Физматлит, 2008, гл. 5, с. 183 – 210.
 95. Алиев С.С., Парпиев К., Хабибуллаев П.К. Акустическая дисперсия в жидком триэтилаmine // Акуст. журн. 1969. Т. 15. №. 4. С. 510 – 512.
 96. Перепечко И.И., Сорокин В.Е. Скорость ультразвука в полимерах при гелиевых температурах. // Акуст. журн., 1972. Т. 18. №. 4. С. 595 – 601.
 97. Илгунас В., Леоновичус Г., Стрипинис Э. Способ измерения скорости звука в жидкостях в диапазоне частот от 20 до 1000 кГц. // Акуст. журн. 1976. Т. 22. №. 2. с. 239 – 242.
 98. Kremkau F.W., Barnes R.W., and McGraw C.P. Ultrasonic attenuation and propagation speed in normal human brain // J. Acoust. Soc. Am., 1981. V. 70, №. 1. P. 29 – 38.
 99. Bass R. Diffraction effects in the ultrasonic field of a piston source // J. Acoust. Soc. Am., 1958. V. 30. №. 7. P. 602 – 605.
 100. Михайлов И.Г., Полунин В.М., Соловьев В.А. Скорость и поглощение ультразвуковых волн в некоторых вязких жидкостях при давлениях до 1000 атм. // Акуст. журн., 1971. V. 17. №. 1. P. 103 – 109.
 101. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. Москва: Наука, 1984.
 102. Sapozhnikov O.A. High-intensity ultrasonic waves in fluids: Nonlinear propagation and effects. – In: Power Ultrasonics. Applications of High-intensity Ultrasound, ed. by Gallego-Juarez, J.A., and Graff, K.F., Chapter II, Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, Cambridge, 2015. №66. P. 9 – 35.

-
103. Sapozhnikov O.A., Bailey M.R. Radiation force of an arbitrary acoustic beam on an elastic sphere in a fluid // J. Acoust. Soc. Am., 2013. V. 133, №. 2. P. 661 – 676.
 104. Maggi L.E., Von Krüger M.A., Pereira W.C.A., and Monteiro E.E.C. Development of silicon-based materials for ultrasound biological phantoms // Proc. IEEE Int. Ultrason. Symp., 2009. P. 1962 – 1965.
 105. O’Neil H.T. Theory of focusing radiators // J. Acoust. Soc. Am., 1949. V. 21. №. 5. P. 516 – 526.
 106. Del Grosso V.A., Mader C.W. Speed of sound in pure water // J. Acoust. Soc. Am. 1972. V. 52. №. 5B. P.1442 – 1446.
 107. Folds D.L. Speed of sound and transmission loss in silicone rubbers at ultrasonic frequencies // J. Acoust. Soc. Am., 1974. V. 56. №. 4. P.1295 – 1296.
 108. O’Donnell M., Jaynes E.T., and Miller J.G. General relationships between ultrasonic attenuation and dispersion // J. Acoust. Soc. Am., 1978. V. 63. №. 6. P. 1935 – 1937.
 109. Waters K.R., Mobley J., and Miller J.G. Causality-imposed (Kramers-Kronig) relationships between attenuation and dispersion // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2005. V. 52. №. 5. P. 822 – 823.
 110. Goldstein A., Gandhi D.R., and O’Brien W.D. Diffraction effects in hydrophone measurements // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 1998. V. 45. №. 4. P. 972 – 979.
 111. Radulescu E.G., Lewin P.A., Goldstein A., and Nowicki A., 2001. Hydrophone spatial averaging corrections from 1 to 40 MHz // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2001. V. 48. №. 6. P. 1575 – 1580.
 112. IEC 62127-3, Section 5.6. Ultrasonics – Hydrophones – Part 3: Properties of hydrophones for ultrasonic fields up to 40 MHz // International Electrotechnical Commission. 2007
 113. Wear K.A. Considerations for choosing sensitive element size for needle and fiber-optic hydrophones—Part I: Spatiotemporal transfer function and graphical guide // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2019. V. 66. №. 2. P. 318 – 339.