# МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Н. И. ЛОБАЧЕВСКОГО»

На правах рукописи

Daxmun

# Бахтин Владимир Константинович

# Экспериментальное исследование и численное моделирование взаимодействия интенсивных акустических полей с препятствиями

1.3.7 – Акустика

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор

Гурбатов Сергей Николаевич

Нижний Новгород, 2025

# оглавление

ОГЛАВЛЕНИЕ
ВВЕДЕНИЕ
ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНОГО
ШИРОКОПОЛОСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА УЗКОМ ОТВЕРСТИЕ В
ЭКРАНЕ
1.1 Физическое моделирование
1.1.1 Экспериментальная техника
1.1.2 Схема эксперимента
1.1.3 Алгоритм центрирования акустической системы
1.1.4 Измерения на акустической оси системы
1.1.5 Измерения в плоскости, перпендикулярной акустической оси системы 34
1.2 Численное моделирование
1.2.1 Уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова
1.2.2 Переход к безразмерным переменным
1.2.3 Решение безразмерного уравнения
1.2.4 Учет различных физических эффектов
1.2.5 Методика численного моделирования
1.2.6 Эволюция пучка на акустической оси системы
1.2.7 Критерий сохранения пилообразного профиля после прохождения отверстия
в экране
1.3 Выводы к первой главе
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНОГО
ШИРОКОПОЛОСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА ПОЛУЭКРАНЕ 46
2.1 Физическое моделирование

2.1.1 Экспериментальная техника
2.1.2 Методика эксперимента
2.1.3 Измерения в падающем акустическом пучке
2.1.4 Эффект сдвига главного дифракционного максимума по поперечной
координате
2.1.5 Эффект появления дополнительного максимума поперечного распределения
2.2 Численное моделирование
2.2.1 Методика численного моделирования
2.2.2 Распределения в падающем пучке
2.2.3 Эффект сдвига главного дифракционного максимума по поперечной
координате
2.2.4 Эффект появления дополнительного максимума поперечного распределения
2.3 Выводы ко второй главе
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНОГО
ШИРОКОПОЛОСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА СТУПЕНЧАТОМ
ПРЕПЯТСТВИЕ
3.1 Экспериментальная техника
3.2 Методика эксперимента 78
3.3 Измерения в падающем пучке 78
3.4 Измерения в отраженном пучке
3.4.1 Случаи разности хода 0 и λ
3.4.2 Случай разности хода λ/2
3.4.3 Случай разности хода λ/3
3.5 Выводы к третьей главе

ГЛАВА	4.	РЕКОНСТРУКЦИЯ	АМПЛИТУДНО-ЧАС	тотной		
ХАРАКТЕРИ	астики	АКУСТИЧЕСКОГО	ПРЕОБРАЗОВАТЕЛ	Я ПО		
ИЗМЕРЕНИ	ЯМ ЕГО ]	ПОЛЯ В БАССЕЙНЕ С О	ТРАЖАЮЩИМИ СТЕН	КАМИ 92		
4.1 Описание	е метода					
4.2 Методика эксперимента						
4.3 Методика	а обработ	ки		101		
4.4 Оценка то	очности м	иетода		102		
4.5 Результат реконструкции амплитудно-частотной характеристики 103						
4.6 Выводы к	к четверто	ой главе		104		
ЗАКЛЮЧЕН	ИЕ			106		
ПУБЛИКАЦ	ИИ АВТО	ОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТ	ГАЦИИ	108		
СПИСОК ЛИ	ІТЕРАТУ	РЫ				

#### введение

#### Актуальность темы исследования

Физика нелинейных волн охватывает широкий круг явлений. При этом в зависимости от дисперсионных свойств среды условно можно выделить два класса задач, где процессы эволюции волн и полей протекают существенно по-разному. В средах с сильной дисперсией условия фазового синхронизма выполняются для небольшого числа взаимодействующих мод и адекватным аппаратом является описание амплитуд этих гармоник. Такая ситуация реализуется в нелинейной оптике. В средах без дисперсии или со слабой дисперсией когерентное взаимодействие большого числа гармоник приводит к возникновению устойчивых структур – ударных волн.

Наиболее ярким примером проявления нелинейных эффектов являются искажения профиля интенсивных акустических волн по мере их распространения в средах без дисперсии. Именно в нелинейной акустике было описано и экспериментально наблюдалось такое явление как генерация новых гармоник. Результаты теоретических и экспериментальных исследований распространения интенсивных звуковых волн отражены в ряде монографий [1-19], обзоров [20-28] и учебников и учебных пособий [29-32].

Для нелинейного взаимодействия гармоник необходимо выполнение условия фазового синхронизма. В одномерном случае данное условие оказываются тройки гармоник. Результатом их нелинейного выполнено любой для взаимодействия является лавинообразный рост числа гармоник, что в конечном итоге приводит к образованию разрывов в первоначально непрерывной волне. Для сигнала совместное действие нелинейности гармонического входного И диссипации при больших акустических числах Рейнольдса приводит К формированию пилообразного профиля. Кроме того, такой профиль является инвариантным относительно формы начального периодического возмущения. Для

гармонического сигнала в движущейся вместе с волной системе координат разрывы неподвижны. Однако для более сложных начальных возмущений разрывы начинают двигаться, и форма волны меняется по мере удаления от источника. Так при появлении слабого сигнала на субгармонике сдвиг разрыва пропорционален амплитуде сигнала. Этот эффект позволяет использовать взаимодействие гармоник для нелинейного усиления слабого сигнала [33, 34]. Для интенсивного акустического шума образование разрывов приводит к росту высокочастотной части спектра, а многократное слияние разрывов приводит к росту характерного временного масштаба поля и сдвигу спектра в область низких частот [14, 15, 17, 18, 35, 36].

Представляют интерес аспекты, связанные с реализацией пространственных фильтров или пространственных неоднородностей, которые позволяют получить определенные преобразования в спектре падающего и/или проходящего интенсивного акустического сигнала. При этом из-за совместного проявления дифракции и нелинейности возможны различные нетривиальные эффекты.

# Степень разработанности темы исследования

На данный момент эта область является сравнительно малоизученной. Для теоретического анализа в данных задачах обычно используется описание на основе уравнений Хохлова – Заболотской – Кузнецова или Вестервельта, полученных для распространения интенсивных акустических пучков с узким угловым спектром [37-40]. Однако, в связи с тем, что в подобных задачах всегда присутствуют резкие пространственные изменения акустического поля, применение математического аппарата для параксиальных пучков вызывает некоторые сомнения. Возможны подходы, учитывающие резкие изменения поля, но выделяющие области с разной интенсивностью проявления эффектов в звуковом поле. Например, в работе [39] обсуждаются результаты исследования поля, создаваемого пилообразной акустической волной, излучаемой плоскостью с конечной апертурой. Описанный в работе приближенный подход основывается па том обстоятельстве, что дифракция

6

и нелинейность часто проявляются на разных этапах процесса и могут быть учтены раздельно, то есть существует возможность разделения этапов линейной дифракции и последующей нелинейной эволюции волны вдоль лучевых трубок. На первом этапе волна преобразуется в последовательность импульсов, форма и длительность которых зависит как от направления, так и от расстояния до излучателя. На втором этапе импульсы приобретают треугольную форму, причем угловое распределение интенсивности сглаживается. При этом важно отметить, что данный подход сложно применить для описания распространения пучков при отсутствии цилиндрической симметрии.

Интересен также подход, основанный на модификации уравнения Вестервельта путем введения модульной нелинейности [41], применённый для исследования дифракции на отверстии в экране. В методе выделяются отдельные уравнения для описания эволюции положительного И отрицательного полупериодов. Полученные для этих уравнений решения сшиваются. Показано, что эволюция положительной и отрицательной волны происходит по-разному. В пиковое положительное значение растет, а отрицательное частности: уменьшается, при этом интервал положительной полярности уменьшается, а отрицательной – увеличивается. Полученное решение хорошо согласуется с результатом эксперимента.

Теоретическое исследование процесса наклонного падения широкополосной нелинейной акустической волны на структуру, случайная неоднородность в которой сосредоточена в слое, толщина которого мала по сравнению с остальными характерными размерами задачи, в частности с длиной волны, приводится в работе [42]. В силу малости толщины слоя, предложено заменить его фазовым экраном бесконечно малой толщины. В работе получено обобщение уравнения Хохлова – Заболотской – Кузнецова для больших углов падения широкополосной волны на фазовый экран. Уравнение учитывает дифракционные эффекты и, более того, позволяет рассматривать фокальную область. Вывод уравнения основывался на том, что слабые нелинейные и

7

дифракционные эффекты описываются разными слагаемыми, поэтому обобщенное уравнение можно получить непосредственно из линейного волнового уравнения, а потом добавить слагаемое, отвечающее за нелинейность. Показано, что с ростом флуктуаций фазы волновые фронты в среднем уширяются, а интенсивность волны уменьшается.

Численное моделирование нелинейных задач оказывается достаточно ресурсоемкой задачей, так как приходится учитывать большое число (до 1000) гармоник, что в совокупности с мелкой сеткой приводит к огромному (несколько сотен ГБ) расходу оперативной памяти и низкой скорости работы. Такие вычисления целесообразно выполнять на суперкомпьютерах. Однако в работе [43] предложен подход, который позволяет существенно упростить вычисления на основе уравнения Вестервельта. Предлагается учитывать особенности пространственной структуры нелинейных полей сфокусированных пучков, в частности, учитывать большое количество гармоник только в небольших областях, где амплитуда волны велика, например, вблизи фокуса. Также предлагается задействовать вычислительные ядра графического процессора, применяя алгоритм удароулавливающей схемы типа Годунова. Показано, что вычисления на ядрах графического процессора позволяют ускорить вычисления на порядок и более.

Также из теоретических исследований можно выделить работу [44] в которой представлены результаты численного моделирования дифракции ударной волны различной интенсивности на плоском прямом угле. Численная модель в данной работе строится на основе решений нестационарных уравнений Эйлера для невязкого сжимаемого газа. Для дискретизации уровней Эйлера на неструктурированных сетках применяется метод конечных объемов и явная схема нелинейной численной пространственной аппроксимации WENO-типа третьего порядка. Основным результатом работы является определение структуры течения и его количественных характеристик, при этом получено существенно лучшее совпадение с экспериментальными данными по сравнению со стандартными численными методами.

В работе [45] на основе уравнения типа Хохлова-Заболотской-Кузнецова исследуется процесс прохождения N-волны через нижний турбулентный слой атмосферы. Работа имеет практическую ценность, как известно, движение объектов на сверхзвуковой скорости вызывает появление N-волны. А с развитием сверхзвуковой авиации возник вопрос о её воздействии на человека и животных. Особенностью работы является то, что помимо статистических характеристик оценивается и субъективный уровень шума при помощи метрики Perceived Loudness Mark VII. Нижний турбулентный слой имеет особое значение для процесса эволюции N-волны т.к. в силу наклонного падения, а также рефракции в стратифицированных слоях атмосферы путь N-волны сквозь этот слой может оказаться в разы больше его толщины. В то же время акустические неоднородности, вызванные случайными флуктуациями скорости ветра и температуры приводят к возникновению в нем случайных фокусировок и дефокусировок. В работе использовалось начальное возмущение в виде N-волны с разными амплитудами, а решение уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова проводилось методом расщепления по физическим принципам. Показано, что увеличение амплитуды начального возмущения существенно увеличивает вероятность положительных выбросов амплитуды и укручения фронтов, что связано с увеличением эффективности фокусировок. В работе подчеркивается важность разработки самолетов с профилями звукового удара пониженной шумности, т.к. это дает двойной эффект: уменьшение номинальной субъективной шумности и снижение вероятности положительных выбросов амплитуды.

Альтернативные подходы для получения приближенного решения уравнений нелинейной акустики (уравнений Хохлова-Заболотской-Кузнецова и Бюргерса) обсуждаются в работе [46]. Основная идея первого метода – разложение в ряд и частичное суммирование. Начальное возмущение раскладывается в ряд Тейлора по эволюционной переменной. Полностью просуммировать этот ряд удается только для некоторых частных случаев, поэтому приходится вычислять приближенные суммы этого ряда, состоящие из членов определенного типа во всех порядках по эволюционной переменной вплоть до бесконечного. Поскольку вычисляется лишь приближенная сумма коэффициентов ряда Тейлора, ошибка накапливается с увеличением расстояния и приближенное решение справедливо лишь для ограниченных расстояний от источника. Скорость накопления зависит от свойств среды: диссипации, дисперсии и др. С увеличением числа Рейнольдса предельные расстояния применимости таких решений увеличиваются: такие решения применимы для сильнонелинейного случая. Суть второго метода можно описать следующим образом. Сначала решается линейное уравнение без нелинейных членов, затем к его решению добавляется известный фазовый сдвиг и полученное решение приводится к неявному виду и находится спектральным методом. Оценки точности данного метода в работе не приводится.

Обычно уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова для уменьшения вычислительной сложности численно решатся для аксиально-симметричных пучков [47-49], однако такой подход не применим для преобразователей прямоугольного типа, которые часто используются в ультразвуковой диагностике. В работе [50] представлена новая численная модель, позволяющая описывать эволюцию импульсных пучков произвольной формы по поперечным координатам. Особенностью представленной модели является возможность легко адаптировать ее для сред с произвольной зависимостью скорости звука и поглощения от частоты, а также симметрия относительно поворота, что позволяет обобщить решение на случай, когда фокус не находится на главной акустической оси системы. Конечноразностная численная модель интегрирования уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова является комбинацией временного и частотного подходов. В ее основе лежит развитый ранее в [47] временной алгоритм для описания импульсных аксиально-симметричных пучков в вязкой теплопроводящей среде, обобщенный на случай ультразвуковых полей, создаваемых двумерными излучателями Применение вышеописанной произвольной геометрии. модели позволило исследовать особенности нелинейных взаимодействий в импульсных полях прямоугольной геометрии в средах с различными моделями поглощения.

Экспериментальное моделирование наталкивается на известные сложности, связанные с тем, что для анализа реальной формы нелинейной волны, особенно после взаимодействия с препятствием, необходимо обеспечить пространственное разрешение и полосу приемной аппаратуры, необходимые для фиксации тонких эффектов [33, 51-54].

Также следует отметить работу [55] по экспериментальному исследованию отражения сферически расходящейся N-волны от плоской жесткой границы. В данной работе авторы рассматривают процесс нерегулярного отражения интенсивной акустической волны от акустически жесткой поверхности. Известно, что в данном случае нарушается закон зеркального отражения и более того, наблюдается трехволновая структура отражения, когда вместо фронтов падающей и отраженной волн вблизи поверхности формируется один ударный фронт, соединяющий точку пересечения фронтов падающей и отраженной волн с поверхностью. Образовывающийся возле поверхности ударный фронт носит название «ножки» Маха. Для регистрации профилей ударных волн применен интерферометр Маха-Цендера, использование которого позволило повысить временное разрешение восстановленного профиля в 6 раз, по сравнению с измерениями при помощи конденсаторного микрофона. В результате успешно восстановлены профили ударноволновых импульсов в случае сферической симметрии задачи, в том числе при отражении от акустически жесткой границы, а также выявлен линейный характер увеличения высоты «ножки» Маха по мере отражения, данный эффект наблюдается в диапазоне расстояний до 15 длин волн исходной N-волны.

На настоящее время известны экспериментальные исследования отражения ударных волн и от мягких поверхностей больших волновых размеров. Например, в работе [56] обсуждаются результаты экспериментальных исследований пространственного изменения профиля и спектра волны накачки на оси распространения отражённого пучка с большой интенсивностью, нормально падающего на границу раздела вода — воздух. Показано, что противофазное

11

взаимодействие между гармониками в отражённой волне, сформированной до границы, и гармониками, формирующимися после отражения, приводит к существенному изменению профиля и спектра отражённой волны, что определяет дальнейшее формирование нелинейных волн. Распространение отражённой волны сопровождается интенсивным нарастанием амплитуды сигнала в фазе сжатия и формированием нового ударного фронта. В распределении амплитуд гармоник наблюдается немонотонность спадания в зависимости от их номера. По мере удаления от границы эта особенность поведения спектра отмечается во всё более низкочастотной его части.

Невозможно не отметить практическую ценность работ [57,58], в которых рассматривается отражение интенсивных акустических волн от специальных защитных препятствий. В частности, в работе [58] рассматривается отражение воздушных ударных волн от защитных препятствий гофрированной формы. Рассматривается отражение от структур треугольной, трапециевидной и полукруглой формы. В работе показано, что в сравнении с плоской металлической пластиной, при отражении от гофрированных структур наблюдается значительно большее поглощение энергии, а давление звукового излучения существенно уменьшается. При этом в отличии от трапециевидных и полукруглых структур, процесс отражения от треугольных структур, носит существенно более сложный характер.

Данная работа посвящена исследованию взаимодействия интенсивного акустического поля с пространственными фильтрами, такими как узкое отверстие в экране, ступенчатая структура и полуэкран в условиях одновременного проявления таких физических эффектов как нелинейность, дифракция, диссипация, а также со стенками бассейна, в условиях, когда длина волны на частоте излучения сопоставима с размерами бассейна.

В силу ограниченности бассейна одной из проблем проведения экспериментов являться реверберация. В первых трех главах эта проблема

12

решалась использованием достаточно коротких импульсов с высокочастотным заполнением. В четвертой главе предложена схема экспериментальной апробации нового метода реконструкции амплитудно-частотной характеристики источника звука, создающего интенсивное акустическое поле, в свободном пространстве по измерениям его поля в бассейне с отражающими стенками.

## Цель работы

Целью диссертационной работы является исследование особенностей взаимодействия интенсивных акустических волн с препятствиями в условиях одновременного проявления нескольких физических факторов: нелинейность, дифракция, диссипация.

### Задачи работы

- 1. Разработка методик и создание экспериментальной установки ДЛЯ определения основных закономерностей трансформации профиля и спектра интенсивного акустического пучка после взаимодействия с (отверстие пространственными фильтрами В экране, полуэкран, ступенчатый экран).
- Адаптация алгоритма математического моделирования на основе уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова для численного расчета результата взаимодействия интенсивного акустического импульса с пространственными фильтрами (отверстие в экране, полуэкран).
- 3. Разработка метода экспериментальной оценки влияния дифракционных и нелинейных эффектов на частотный спектр и временной профиль интенсивного волнового пучка, прошедшего отверстие в экране. Определение критерия сохранения исходного пилообразного профиля в прошедшем импульсе.
- 4. Экспериментальное определение численное моделирование И дифракционной структуры интенсивного акустического пучка при прохождении Исследование особенностей поведения полуэкрана.

максимума поперечного распределения высших гармоник поля в зависимости от степени проявления дифракционных и нелинейных эффектов.

- 5. Экспериментальная оценка влияния пространственного периода двумерного ступенчатого экрана на профиль и частотный спектр отраженного импульса. Определение критерия восстановления изначального пилообразного фронта в интенсивном акустическом пучке после отражения.
- 6. Экспериментальная верификация метода восстановления амплитудночастотной характеристики источника интенсивного низкочастотного акустического поля в свободном пространстве по измерениям его поля в бассейне с отражающими стенками.

#### Научная новизна работы

- Выявлено, что пространственный фильтр в виде круглого отверстия в экране позволяет перераспределять энергию в спектре интенсивного акустического пучка, и в результате получать из исходного поля короткие импульсные сигналы. Эффект такого пространственного фильтра схож с «фильтром верхних частот».
- 2. Обнаружена зависимость сдвига дифракционного максимума в поперечной плоскости, возникающего при взаимодействии акустического пучка с интенсивности Впервые показан эффект полуэкраном, OT пучка. «расщепления» дифракционного максимума высших гармоник И определены условия его оптимального наблюдения.
- 3. Выявлено, что ступенчатое препятствие позволяет добиваться таких преобразований в профиле и спектре отраженного импульса, как удлинение отраженного импульса на один период на частоте накачки, подавление нечетных гармоник в спектре отраженного сигнала, уменьшение периода пилообразной волны в отраженном пучке в два раза. Экспериментально получен критерий восстановления исходного пилообразного фронта.

4. Проведена экспериментальная верификация метода эквивалентных источников, который позволяет оценить амплитудно-частотную характеристику источника интенсивного низкочастотного акустического поля в свободном пространстве по измерениям его поля в бассейне с отражающими стенками.

### Теоретическая значимость работы

Экспериментальные методики, представленные в работе, способствуют дальнейшему развитию теории дифракции и нелинейной акустики. Приведенные в работе результаты служат для совершенствования методов калибровки гидроакустических преобразователей в условиях ограниченных бассейнов.

## Практическая значимость работы

Результаты, полученные в работе, могут быть использованы ДЛЯ усовершенствования техники проведения прецизионных гидроакустических измерений. В работе детально исследован процесс взаимодействия интенсивных акустических пучков с пространственными неоднородностями. Сигналы специальной формы и/или со специальным спектральным составом, полученные в результате взаимодействия, могут быть использованы в различных приложениях для совершенствования существующих и создания новых приборов и методов. Например, полученные результаты могут быть полезны для приложений, где требуется получение ультракоротких сигналов: В целях улучшения пространственного разрешения при неразрушающем ультразвуковом контроле, или селективного воздействия на микрообъекты.

Перспективный метод восстановления амплитудно-частотной характеристики излучателя звука по измерениям его поля в бассейне небольших волновых размеров с отражающими стенками, экспериментальная реализация которого проведена в представляемой работе, позволит существенно оптимизировать (уменьшить временные и финансовые издержки) процесс калибровки гидроакустических преобразователей, в особенности низкочастотных.

15

Результаты работы использовались для выполнения проектов:

- Российского научного фонда (проект № 19-12-00256 «Распространение, взаимодействие и дифракция интенсивных акустических волн со сложной пространственно-временной структурой, включая приложения к задачам аэроакустики сверхзвуковых струй»).
- Государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2021-0018)
- Государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0041)
- СЧ ОКР «Глухарь Гарнитура НЧИ»
- СЧ ОКР «Горизонт Горнило»

## Методология и методы исследования

В диссертационной работе при решении поставленных задач использовались методы акустического эксперимента, математической физики, а также численное моделирование.

#### Основные положения, выносимые на защиту

- Одновременное проявление нелинейных и дифракционных эффектов после взаимодействия интенсивных широкополосных акустических пучков с препятствиями, имеющими характерные пространственные масштабы сравнимые с длинной волны на несущей частоте пучка, приводит к качественным изменениям спектра по сравнению с линейной дифракцией.
- 2. Узкое, по сравнению с диаметром пучка на основной частоте, отверстие в экране приводит к потере энергии нижней части частотного спектра прошедшего интенсивного пучка. При дифракции интенсивного акустического пучка на достаточном узком отверстии в экране происходит формирование ультракоротких сигналов.
- Увеличение интенсивности пучка, испытавшего дифракцию на полуэкране, приводит к возрастающему сдвигу максимума поперченного распределения его поля, вызванного уширением акустического пучка. А также к

«расщеплению» максимума в поперечном распределении поля высших гармоник, вызванного суперпозицией дифрагировавшей гармоники изначального пучка и вновь порожденной.

- 4. Применение ступенчатого препятствия позволяет управлять формой и длительностью отраженного интенсивного акустического пучка. При трансформации на ступенчатом препятствии акустического пучка возможно уменьшение вдвое периода отраженной пилообразной волны, вследствие деструктивной интерференции отраженных сигналов на основной гармонике.
- 5. Использование в качестве калибруемого излучателя источника монопольного типа позволило оценить точность метода эквивалентных источников для восстановления амплитудно-частотной характеристики излучателя в свободном пространстве по измерению его поля в бассейне с отражающими стенками.

# Степень обоснованности и достоверности научных положений, результатов проведенных исследований и выводов

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

# Апробация работы

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на 27-м международном конгрессе по звуку и вибрациям (Прага, 11-16 июля 2021), XXIV, XXV и XXVII научных конференциях по радиофизике (Нижний Новгород, 13-31 мая 2020 г., 14-22 мая 2021 г., 13-31 мая 2024 г.), XXXIV и XXXVI сессиях Российского акустического общества (Москва, 14-17 февраля 2022г., 21-25 октября 2024 г.), XI Всероссийской конференции и молодежной школе-семинаре «ЭКОЛОГИЯ 2021 – МОРЕ И ЧЕЛОВЕК» (Таганрог, 15-17 сентября 2021 г.), XVII

Всероссийской конференции «ПРИКЛАДНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ГИДРОАКУСТИКИ И ГИДРОФИЗИКИ (ГА-2024)» (Санкт-Петербург, 5–7 июня 2024 г.) а также на научных семинарах кафедры акустики ННГУ им. Н.И. Лобачевского и ИПФ РАН.

# Публикации

Основные результаты диссертационной работы изложены в 14 печатных работах, в том числе 4 статьях в рецензируемых научных журналах из списка ВАК РФ.

#### Личный вклад автора

Все представленные в диссертационной работе результаты получены автором лично или при его непосредственном участии. Постановка задач и полученные результаты обсуждались совместно с научным руководителем и М.С. Дерябиным. Автором лично проводились все описанные в работе натурные обрабатывались эксперименты И экспериментальные данные. Численное базе уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова, моделирование на представленное во второй главе, проводилось автором при консультации М.А. Гарасева. Непосредственно автором был написан оригинальный текст большинства публикаций по представленным в диссертационной работе результатам. Автором разработана и реализована экспериментальная схема по метода реконструкции амплитудно-частотной проверке характеристики излучателя в свободном пространстве по измерению его поля в бассейне с отражающими стенками, предложенного А.Л. Вировлянским.

# Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех оригинальных глав, заключения и библиографии. Общий объем работы составляет 120 страниц, включающих 86 рисунков. Библиография состоит из 94 наименований.

### Краткое содержание диссертации

Во **Введении** к диссертационной работе обосновывается актуальность, новизна и практическая значимость исследуемой проблемы, приводится краткий обзор литературы, сформулированы цели и задачи работы, а также описывается ее краткое содержание по главам.

Первая глава посвящена экспериментальному И теоретическому дифракции интенсивного акустического поля на исследованию процесса препятствии в виде узкого, по сравнению с шириной падающего пучка, отверстии в экране. В начале главы приведен обзор работ по взаимодействию волн различной отверстием. Параграф 1.1 посвящен природы с круглым физическому моделированию данного процесса. В первой части параграфа (подпараграфы 1.1.1, 1.1.2, 1.1.3) содержится подробное описание экспериментальной установки и наименования использованных приборов, представлена схема проводимого эксперимента, а также алгоритм центрирования частей системы (мембранный гидрофон, пьезоэлектрический преобразователь, препятствие) вдоль общей оси. Во второй части параграфа (1.1.4, 1.1.5) приводятся полученные в эксперименте результаты и их обсуждение. Приводятся как распределения на акустической оси системы, так и в плоскости, перпендикулярной ей. Выделяются основные закономерности трансформации профиля и частотного спектра при прохождении круглого отверстия различного размера, а также по мере распространения после взаимодействия. Экспериментально показано, что отверстие в экране может выступать как, своего рода, «фильтр верхних частот»: при определенных условиях преобразования можно достичь исходного пилообразного фронта В «иглообразных» последовательность коротких импульсов характерной длительностью 0,1-0,2 мкс, при периоде исходного пилообразного фронта в 0,5 мкс. В параграфе 1.2 рассматривается та же задача, но для ее решения используются методы численного моделирования. Для численного моделирования используется алгоритм на базе уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова. В первой части параграфа (подпараграфы 1.2.1, 1.2.2, 1.2.3, 1.2.4) описан

математический аппарат, лежащий в основе алгоритма. Вторая часть параграфа (подпараграфы 1.2.5, 1.2.6, 1.2.7) содержит методику численного моделирования, а также его основные результаты. Численное моделирование позволило выделить критерий сохранения исходного пилообразного фронта после прохождения круглого отверстия в экране. Параграф 1.3 содержит основные выводы и закономерности, полученные в первой главе.

Во второй главе диссертационной работы рассматривается процесс взаимодействия интенсивного акустического поля с препятствием в виде полуэкрана. В начале главы приведён краткий обзор существующих работ по данной задаче и методов ее решения. Обосновывается уникальность настоящего исследования. Параграф 2.1 посвящен физическому моделированию дифракции интенсивного акустического поля на препятствие в виде полуэкрана. Приводится описание экспериментальной техники и наименования всех приборов, используемых в работе (подпараграф 2.1.1), описывается методика проведения эксперимента (подпараграф 2.1.2). Оставшаяся часть параграфа содержит полученные экспериментальные результаты. В частотности, в подпараграфе 2.1.3 представлены распределения в падающем на препятствие акустическом поле, а в подпараграфах 2.1.4 И 2.1.5 результаты измерений В плоскостях, перпендикулярных акустической оси системы и находящихся за препятствием. Благодаря высокоточному экспериментальному оборудованию удалось описанных эффекта: эффект сдвига главного обнаружить два ранее не по поперечной координате в зависимости от дифракционного максимума эффект интенсивности падающего поля И «расщепления» главного дифракционного максимума в поперечном распределении для высших гармоник. Параграф 2.2 рассматривает решение той же задачи методами численного моделирования. Для решения задачи использовался то же алгоритм на основе уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова, что и в первой главе, но, в силу специфики задачи, методика моделирования претерпела изменения, которые описаны в подпараграфе 2.2.1. Подпараграфы 2.2.2, 2.2.3, 2.2.4 посвящены

основным результатам численного моделирования: удалось получить те же эффекты (сдвига главного дифракционного максимума в зависимости от интенсивности падающего поля и «расщепления» главного дифракционного максимума в поперечной плоскости), что и в физическом эксперименте, что является подтверждением того, что настоящие эффекты являются следствием совместного проявления дифракционных и нелинейных эффектов. Сопоставление результатов физического и численного моделирования позволило выделить критерий оптимального наблюдения «расщепления». Параграф 2.3 содержит основные выводы, полученные во второй главе.

Третья глава диссертационной работы посвящена экспериментальному исследованию процесса взаимодействия интенсивного акустического поля со ступенчатым препятствием. Параграфы 3.1 и 3.2 подробно описывают проведенный эксперимент и приборы, используемые в нем. Параграф 3.3 содержит результаты измерений в падающем поле. Показано, что на препятствие падает интенсивный широкополосный пучок полностью сформированным с пилообразным фронтом. Основные результаты измерений в отраженном поле приведены в параграфе 3.4. Рассмотрены ступенчатые препятствия, разделяющие отраженный пучок на две равные части и создающие между ними разность хода в одну длину волны на частоте излучения, пол длины волны, треть длины волны, не создающее разность хода вовсе и некоторые другие. Показано, что отражение от препятствия, создающего разность хода в одну длину волны приводит к удлинению исходного импульса на акустической оси системы на один период. Отражение от препятствия, создающего разность хода в пол длины волны, приводит к уменьшению характерного периода пилообразного фронта на акустической оси системы вдвое. В этом случае существуют выделенные направления, вдоль которых распространяются пилообразные волны с устойчивым спектром. Случай препятствия, создающего разность хода в треть длины волны интересен тем, что на малых расстояниях от препятствия приводит к «расщеплению» периода пилообразной волны. Эта структура, в отличие от описанных выше, не является

устойчивой, по мере удаления от препятствия происходит частичное восстановление исходного пилообразного фронта. Исследования для разностей хода, отличных от описанных выше, позволили экспериментально получить критерий восстановления исходного пилообразного фронта в отраженной волне: разность хода, вносимая препятствием, не должна превышать десятой части длины волны на частоте излучения. В параграфе 3.5 приводятся основные выводы, полученные в третьей главе.

В четверной главе рассматривается ситуация, когда длина волны источника звука сравнима с размером акустического бассейна, в котором проводятся измерения, таким образом, стенки бассейна выступают в роли препятствия. Измерения каких-либо характеристик излучателя в таких условиях оказывается затруднено, тем не менее, существуют методики, обзор которых приведен в начале настоящей главы. Предлагается схема экспериментальной апробации нового метода, позволяющего восстановить амплитудно-частотную характеристику излучателя звука в свободном пространстве по измерениям его поля в бассейне с отражающими стенками. Суть метода изложена в параграфе 4.1: она заключается в разложении поля калибруемого источника на суперпозицию полей некоторых эквивалентных источников. Предполагая, что в свободном пространстве поле калибруемого источника представимо в виде того же самого набора эквивалентных источников с теми же самыми амплитудами и зная поле каждого эквивалентного источника в свободном пространстве, можно восстановись искомую амплитудночастотную характеристику калибруемого источника. Для проверки применимости метода проведен натурный эксперимент, в параграфе 4.2 описана методика этого эксперимента. Полученные в эксперименте данные были обработаны согласно методике, описанной выше, некоторые особенности обработки приведены в параграфе 4.3. В параграфе 4.4 для оценки точности предложенного метода приведены три альтернативные оценки амплитудно-частотной характеристики источника звука. Результаты восстановления амплитудно-частотной характеристики излучателя представлены в параграфе 4.5: все четыре оценки дали близкие результаты, разброс их значений составил не более 2,5 дБ. Это означает что предложенный метод можно применять и для более сложных калибруемых источников. В параграфе 4.6 приведены ключевые результаты четвертой главы, а также обсуждается недостатки и ограничения метода.

В заключение сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы. В конце рукописи приведены публикации автора и список литературы.

# ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА УЗКОМ ОТВЕРСТИЕ В ЭКРАНЕ

Линейная дифракция волн на круглом отверстие в экране является известной задачей: первыми работами в этой области были работы Юнга [59] и Френеля [60]. С появлением мощных источников когерентного излучения – лазеров – интерес к явлению дифракции на круглом отверстии возрос, появились новые работы [61,62]. Все исследования выше посвящены оптике. Что же касается [63-65] акустических волн, существуют работы В которых приводятся исследования различных аспектов дифракции акустических волн на отверстиях. Все экспериментальные исследования приведены для линейного случая, а численные расчеты – для одночастотного режима. Случай интенсивных волн рассматривается в работах [66, 67], в которых описывается эксперимент по измерению звукового давления до и после круглого отверстия в экране. Измерения проводятся в импедансной трубе, уровень звукового давления в эксперименте достигал 135 дБ. В работах показано, что в нелинейном режиме акустическое сопротивления круглого отверстия в экране зависит от его диаметра по нелинейному закону, приведена аппроксимация данной зависимости.

Данная глава посвящена экспериментальному изучению и теоретическому моделированию взаимодействия интенсивного акустического поля с классическим препятствием в виде круглого отверстия в экране. Рассматривается случай, когда на экран с отверстием падает сильно нелинейная волна, у которой уже сформировался пилообразный профиль. Условия эксперимента подобраны таким образом, чтобы нелинейные взаимодействия продолжались в поле за экраном, где характерной чертой распространения поля является относительное усиление высших гармоник, связанное с особенностями дифракции первых гармоник поля.

# 1.1 Физическое моделирование

# 1.1.1 Экспериментальная техника

Эксперимент проводится в акустическом комплексе (рисунок 1.1), в основе которого лежит кювета, имеющая форму куба, заполненная очищенной деионизированной водой.



Рис. 1.1 Акустический комплекс

Линейные размеры кюветы 1x1x1 м. Акустический комплекс оснащен высокоточной системой позиционирования, ошибка позиционирования составляет не более 6 мкм. Управление акустическим комплексом осуществляется с помощью персонального компьютера.

Блок-схема экспериментальной установки, а также ориентация основных осей координат системы, приведены на рисунке 1.2.



Рис. 1.2 Экспериментальная установка

На блок-схеме введены следующие обозначения: 1 – генератор сигналов, 2 – усилитель мощности, 3 – плоский пьезокерамический преобразователь, 4 – согласователь импедансов, 5 – пробник напряжения, 6 – осциллограф контроля сигнала накачки, 7 – экран с круглым отверстием, 8 – мембранный PVdF гидрофон, 9 – усилитель-согласователь гидрофона, 10 – осциллограф сбора данных эксперимента, 11 – персональный компьютер.

Для формирования ультразвукового пучка применяется плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics 5052UA (внешний вид: рисунок 1.3), имеющий характерный диаметр излучающей апертуры 45 мм. При этом, для управления дифракционной ситуацией в падающем поле, имеется техническая возможность ограничивать начальную апертуру излучателя до 20 мм помощью поглощающих экранов. Характерная амплитуда акустического С давления на апертуре излучателя при проведении эксперимента составляла 1 МПа. Этот преобразователь имеет низкую добротность Q ≤ 3, что позволяет генерировать небольшой импульсы длительностью с всего периодов. В несколько

Преобразователь закреплен в позиционере, который может осуществлять поворот в горизонтальной плоскости (плоскость x-z, рисунок 1.2).

Сигнал накачки формируется генератором сигналов Tektronix AFG 3102 и усиливается усилителем мощности Amplifier Research Model 800A100A. Частота сигнала накачки 2 МГц (соответствующая длина волны в воде  $\lambda = 0,74$  мм), амплитуда до 200 В (давление в излученной акустической волне до 1 МПа), длительность 2 мкс, период следования 50 мс. Для согласования выхода усилителя с пьезокерамическим преобразователем используется вспомогательный согласователь импедансов. Для контроля амплитуды и формы накачки сигнал с выхода согласователя импедансов через пробник напряжения Tektronix с ослаблением 1 к 10 подается на осциллограф контроля сигнала накачки Tektronix TDS 3014B.

Для регистрации формы ультразвукового пучка используется мембранный гидрофон Precision Acoustics D0904-06 с активным элементом в виде PVdF пленки толщиной 9 мкм, диаметром 0,4 мм (внешний вид: рисунок 1.4). Мембранный гидрофон имеет диапазон рабочих частот до 100 МГц (поверен в диапазоне частот до 40 МГц, характеристика: рисунок 1.5), а относительно малая чувствительность в 250 нВ/Па делает его подходящим для регистрации волн большой амплитуды. Для согласования гидрофона с осциллографом сбора данных эксперимента Agilent применяется усилитель-согласователь Precision Acoustic DH01. Персональный компьютер с установленным программным обеспечением Precision Acoustics служит для управления системой позиционирования и сбора данных. Возможности включают в себя: автоматическое перемещение гидрофона по системы прямолинейной или произвольной траектории, поворот преобразователя в горизонтальной плоскости, запись одной или нескольких осциллограмм в каждой точке траектории, построение наглядных распределений поля по вертикальной или горизонтальной координате, а также автоматическую подстройку задержки прихода акустического сигнала при перемещении гидрофона вдоль оси z.



Рис. 1.3 Плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics Рис. 1.4 Мембранный PVdF гидрофон Precision Acoustics



Рис. 1.5 Частотная характеристика мембранного PVdF гидрофона

#### 1.1.2 Схема эксперимента



На рисунке 1.6 изображена схема проведения измерений.

Рис. 1.6 Схема проведения измерений

Цифрой 1 на рисунке 1.6 обозначен излучатель, подробное описание которого приведено выше. На расстоянии 250 мм от апертуры излучателя располагался экран 2 с отверстием, имеющим диаметр 2 мм, что сравнимо с длиной волны на частоте излучения и много меньше ширины падающего пучка. Экран пенопласта, изготавливался ИЗ плотного покрытого водонепроницаемым покрытием. Акустический импеданс экрана коренным образом отличается от акустического импеданса окружающей его воды, следовательно, непрозрачные области экрана выступают в роли абсолютно отражающей границы для падающей акустической волны. Форма экрана приведена в правой части на рисунке 1.6. Плоскости апертуры излучателя и поверхности экрана устанавливались параллельно. Положение экрана выбиралось таким образом, чтобы пилообразный профиль в падающем пучке был сформирован до падения поля на экран, а фронт падающего поля был квазиплоским.

Дифракционное распределение поля вдоль акустической оси без экрана в линейном случае представлено на рисунке 1.7.



Рис.1.7 Распределение амплитуды акустического давления. Круглые маркеры – экспериментальные данные, пунктирная линия – данные теоретического расчета

Круглыми маркерами на рисунке представлены экспериментальные данные, пунктирной линией приведены данные теоретического расчета с помощью линейной теории дифракции. Амплитуда поля нормирована на акустическое давление на апертуре излучателя P<sub>0</sub>. Стрелкой на рисунке 1.7 указано расположение экрана с отверстием. Экран имеет характерные поперечные размеры 100х100 мм и пропускает не более 2% сигнала по амплитуде на частоте накачки вне площади отверстия. Вверх по спектру пропускание резко падает.

Целевые измерения проводились в плоскости 3, касающейся акустической оси излучателя и имеющей размеры 100 мм на 20 мм. Область измерений начиналась на расстоянии 20 мм от экрана. При обработке производится усреднение по спектру.

## 1.1.3 Алгоритм центрирования акустической системы

Перед началом измерений производится специальная процедура центрирования системы вдоль акустической оси, которая заключается в следующем:

- 1. При помощи лазерного уровня пьезокерамический преобразователь устанавливается горизонтально.
- 2. Гидрофон подводится максимально близко к преобразователю. Пучок, создаваемый преобразователем, обладает цилиндрической симметрией, характер спадания амплитуды одинаков при перемещении от центра к краям как по оси х, так и по оси у. Снимаются распределения акустического поля по осям х и у. Если хотя бы одно из распределений оказывается ассиметричным, в положение гидрофона вносится коррекция и процедура повторяется.
- 3. Гидрофон отводится максимально на возможное расстояние ОТ преобразователя, проверяется симметрия пучка по координатам х и у. При необходимости производится точная подстройка преобразователя по углу в горизонтальной плоскости и производится возврат к шагу 2. Шаги 2. и 3. повторяются до тех пор, пока не будет достигнута удовлетворительная симметрия пучка в начальном (вблизи преобразователя) и конечном (на максимальном удалении от него) разрезах по координатам х и у, что будет преобразователь гидрофон общей означать, ЧТО И находятся на акустической оси.
- Между преобразователем и гидрофоном помещается экран с отверстием, проверяется симметрия пучка по координатам х и у в конечном сечении, при необходимости вносится коррекция в положение экрана. Таким образом, все элементы системы оказываются установлены на одной оси.

В экспериментах, в области падения интенсивного ультразвукового пучка на экран, акустическое поле характеризуется числом Маха равным 9х10<sup>-4</sup> и числом Рейнольдса равным 60.

## 1.1.4 Измерения на акустической оси системы

На рисунке 1.8 представлены экспериментально зарегистрированные профили нелинейных волн, в левой части рисунка показаны профиль волны и ее спектр в точке падения волны накачки на экран, в правой части профиль волны прошедшей через отверстие в экране, зафиксированный на расстоянии 2 см за экраном и ее спектр. Профили нормированы на максимальное амплитудное значение в записанной реализации. Спектры представлены в двойном логарифмическом масштабе. Пунктирной линией представлена зависимость 1/N.



Рис. 1.8 Профили и спектры нелинейных волн.

На экран падает волна накачки с хорошо сформировавшимся пилообразным фронтом и с классическим распределением амплитуд гармоник по их номерам A<sub>N</sub> ~ 1/N, [7,8]. Далее при дифракции волны накачки на отверстии с диаметром, сравнимым с длиной волны на несущей частоте (в эксперименте диаметр отверстия в экране составляет порядка трех длин волн на частоте излучения), ситуация существенно меняется. Нелинейная волна начинает представлять собой

последовательность коротких «иглообразных» однополярных импульсов. По оценкам, длительность импульсов, полученных в эксперименте в точке 20 мм после экрана, не превышает 0,05 мкс. Вид спектра также существенно изменился. Первая и вторая гармоники имеют один порядок, а, начиная со второй гармоники, амплитуды гармоник в спектре спадают по степенному закону, близкому к классическому. Было установлено, что со второй до седьмой гармоники закон спадания можно аппроксимировать зависимостью  $1/(N)^{0.9}$ , а начиная с восьмой гармоники реализуется классическая зависимость 1/N.

Дальнейшая эволюция профиля нелинейной волны, прошедшей через отверстие в экране, и ее спектра в зависимости от расстояния распространения представлена на рисунках 1.9 – 1.11 Значения по оси ординат нормированы на максимальное давление в акустической волне на расстоянии 2 см от экрана.



Рис. 1.9 Профиль (слева) и спектр (справа) нелинейной волны, прошедшей отверстие в экране, 40мм



Рис. 1.10 Профиль (слева) и спектр (справа) нелинейной волны, прошедшей отверстие в экране, 80мм



Рис. 1.11 Профиль (слева) и спектр (справа) нелинейной волны, прошедшей отверстие в экране, 120мм

С расстоянием, пройденным волной, соотношение между первой и второй гармониками практически не меняется, а закон спадания амплитуд гармоник в спектре, начиная со второй гармоники, становится все более близок к универсальной асимптотике 1/N, что связано с перераспределением энергии в спектре вследствие продолжающегося нелинейного взаимодействия и диссипации.

# 1.1.5 Измерения в плоскости, перпендикулярной акустической оси системы

На расстояниях 2 см и 12 см от начальной апертуры были сняты поперечные (в плоскости, перпендикулярной к акустической оси) распределения поля, что дает об изменении формы профиля нелинейной представление волны при распространении под углом к акустической оси. На рисунках 1.12 – 1.14 представлена трансформация формы профиля при распространении акустического поля под углами 20°, 35° и 50° к оси. Значения по оси ординат нормированы на максимальные значения давления в волне на акустической оси, соответственно, на расстояниях 2 и 12 см от экрана. Светло-серым цветом изображен профиль волны на акустической оси системы.



Рис. 1.12 Трансформация профиля при распространении под углом 20° к акустической оси



Рис. 1.13 Трансформация профиля при распространении под углом 35° к акустической оси



Рис. 1.14 Трансформация профиля при распространении под углом 50° к акустической оси

При трансформации профиля нелинейных анализе волн, распространяющихся дифракции после на отверстии В экране, можно наблюдается разнообразие констатировать, что не форм профиля, предсказывавшееся, например, в [39]. К классической пилообразной форме профиль нелинейной волны после дифракции на отверстии с диаметром много меньше ширины падающего пучка не возвращается. Спектр при этом имеет характерную особенность: закон спадания амплитуд гармоник типа 1/N наблюдается, начиная со второй гармоники.

## 1.2 Численное моделирование

Для поиска более общих закономерностей дифракции пилообразной волны на отверстии в экране было проведено численное моделирование.

# 1.2.1 Уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова

Для численного моделирования использовался ранее разработанный [54] алгоритм, в основе которого лежит уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова [37], которое описывает нелинейное распространение акустических пучков с узким угловым спектром. Ниже описан принцип его работы.

Запишем уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова для колебательной скорости *и* в акустическом пучке, распространяющемся вдоль оси *z* [7, 8]:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\beta}{c^2} u \frac{\partial u}{\partial \tau} - \frac{b}{2c^2 \rho_0} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \right) = \frac{c}{2} \Delta_\perp u, \tag{1}$$

где *с* — скорость звука в среде,  $\beta$  — параметр нелинейности, *b* — параметр диссипации,  $\tau = t - \frac{z}{c}$ , *t* — время,  $\rho_0$  — плотность среды,  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$  оператор Лапласа по поперечным координатам, описывает дифракцию акустических волн, r — поперечная координата.

#### 1.2.2 Переход к безразмерным переменным

Для решения уравнения применялся спектральный подход [67], суть которого состоит в следующем. Делается замена переменных:

$$T = 2\pi f_0 \tau; \ Z = \frac{z}{z_d}; \ R = \frac{r}{a};$$
 (2)
$$N = \frac{\beta \omega^2 a^2 P_0}{4c^4 \rho_0}; \ A = \frac{b \omega^3 a^2}{4c_0^4 \rho_0};$$

где  $f_0$ — частота колебаний акустической волны,  $z_d = \frac{\omega a^2}{2c}$ , a – радиус апертуры излучателя,  $\omega = 2\pi f_0$  циклическая частота,  $P_0$  – акустическое давление на апертуре излучателя. С заменой переменных (2) уравнение (1) сводится к безразмерному виду:

$$\frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{\partial V}{\partial Z} - NV \frac{\partial V}{\partial T} - A \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \right) = \frac{1}{4} \Delta_{\perp} V, \qquad (3)$$

где  $V = \frac{u}{u_0}$  — безразмерная колебательная скорость,  $u_0$  – колебательная скорость на поверхности излучателя,  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R}$ .

## 1.2.3 Решение безразмерного уравнения

Решение полученного уравнения (3) может быть представлено в виде разложения в ряд Фурье:

$$V(Z, R, T) = \sum_{n = -\infty}^{\infty} c_n(Z, R) e^{-jnT},$$
(4)

где  $c_n(Z, R)$  — комплексная амплитуда *n*-й гармоники. Подставив решение (4) в уравнение (3), получим систему уравнений для комплексных амплитуд гармоник:

$$\frac{\partial c_n}{\partial Z} = -\frac{jn}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m c_{n-m} - An^2 c_n + \frac{j}{4n} \Delta_{\perp} c_n.$$
(5)

Первый член суммы в правой части полученного уравнения описывает нелинейное взаимодействие гармоник, второй — диссипацию, вызванную вязкостью среды, третий отвечает за дифракцию волн.

Для решения уравнения (5) необходимо выбрать координатную сетку и ограничить сумму номером максимальной учтенной гармоники  $n_{max}$ . Из решения

одномерного уравнения Бюргерса следует, что для корректного описания профиля ударной волны  $n_{max} \ge \frac{\pi N}{A}$  [7, 8, 68].

### 1.2.4 Учет различных физических эффектов

Физические эффекты в алгоритме учитываются последовательно. На первом этапе учитываются нелинейное взаимодействие: вычисляется первое слагаемое уравнения (5)  $\sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m c_{n-m}$ , которое можно рассчитать при помощи быстрого преобразования Фурье:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m c_{n-m} = FFT^{-1}(|FFT(c)|^2),$$
 (6)

где FFT(c) — оператор быстрого преобразования Фурье, с — вектор, составленный из амплитуд гармоник. Таким образом, для вычисления этой суммы алгоритм работает с временным, а не со спектральным представлением сигнала, что позволяет значительно ускорить его работу при больших  $n_{max}$ .

На втором шаге учитываются диссипативные эффекты: система обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial c_n}{\partial Z} = -\frac{jn}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m c_{n-m} - An^2 c_n.$$
(7)

решается на интервале [*Z*, *Z* + *dZ*] с помощью адаптивного алгоритма, основанного на методе Адамса-Башфорта-Мултона [69].

На третьем шаге учитывается поперечная дифракция волн на интервале [R, R + dR], для этого параболическое уравнение

$$\left(\frac{\partial c_n}{\partial Z}\right) = \frac{j}{4n} \Delta_\perp c_n,\tag{8}$$

аппроксимируется неявной конечно-разностной схемой второго порядка точности:

$$\frac{c_n^l(Z+dZ) - c_n^l(Z)}{dZ} = -\frac{j}{4ndR^2} \Big[ \Big( 1 - \frac{1}{2l} \Big) c_n^{l-1}(Z+dZ) - 2c_n^l(Z+dZ) \qquad (9) \\ + \Big( 1 + \frac{1}{2l} \Big) c_n^{l+1}(Z+dZ) \Big],$$

где величина  $c_n^l(Z)$  соответствует амплитуде *n*-й гармоники на расстоянии R = ldR от оси (l = 0, 1, ...). На оси в силу симметрии производная  $\frac{\partial c_n}{\partial R}$  равна нулю, что может быть записано в виде:

$$\frac{c_n^0(Z+dZ) - c_n^0(Z)}{dZ} = \frac{j(c_n^1 - c_n^0)}{ndR^2}.$$
(10)

После решения системы линейных уравнений (9) с условием (10) алгоритм возвращается к первому шагу для расчета в следующей плоскости, в соответствии с выбранной координатной сеткой. Для верификации полученного алгоритма результаты его работы сравнивались с известными аналитическими решениями. Для численной модели использовались следующие константы:  $c = 1.480 \frac{M}{c}, \beta = 3.5, b = 4.33 \cdot 10^{-3} \frac{K\Gamma}{(M \cdot C)}, a = 2 \text{ см}, \rho_0 = 10^3 \frac{K\Gamma}{M^3}$ 

#### 1.2.5 Методика численного моделирования

Численное моделирование осуществлялось в три основных этапа. На первом этапе рассчитывается распределение поля акустического давления, создаваемого излучателем в ортогональной плоскости на расстоянии 250 мм от его апертуры (на этом расстоянии от излучателя расположен экран в эксперименте). В качестве начального условия использовалось распределение колебательной скорости на поверхности излучателя, которое в простейшем случае имеет вид:

$$\begin{cases} u = \frac{p_0}{\rho_0 c} \sin(\omega t), r \le a\\ u = 0 , r > a \end{cases}$$
(11)

На втором этапе на рассчитанное ранее распределение накладывался пространственный фильтр, приближенно имитирующий воздействие отверстия. На рисунке 1.15 продемонстрирован эффект пространственного фильтра (пунктирная линия) на примере первых восьми гармоник нелинейного акустического сигнала (сплошные линии). Амплитудные распределения нормированы к амплитуде первой гармоники. Рисунок 1.15 показывает, что характерная ширина падающего на отверстие пучка существенно больше 2 мм, даже на высокочастотных гармониках.



Рис.1.15. Поперечное распределение амплитуды первых восьми гармоник нелинейного акустического на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя и пространственный фильтр

На третьем этапе результирующее распределение поля после пространственной фильтрации использовалось в качестве начальных условий, рассчитывается распределение акустического поля в целевой плоскости за экраном с отверстием.

#### 1.2.6 Эволюция пучка на акустической оси системы

На рисунках 1.16 – 1.19 показано сравнение профилей и частотных спектров нелинейной волны, прошедшей через отверстие в экране, полученных при

численном моделировании с помощью описанного выше алгоритма с экспериментальными данными. Все результаты приведены для точек, находящихся на акустической оси системы, спектры приведены в двойном логарифмическом масштабе. Профили нормированы на амплитуду акустического давления в точке, находящейся на расстоянии 2 см от экрана, частотные спектры нормированы на амплитуду первой гармоники.



Рис.1.16 Расстояние от экрана 2 см.



Рис.1.17 Расстояние от экрана 4 см.



Рис. 1.18 Расстояние от экрана 8 см.



Рис. 1.19 Расстояние от экрана 12 см

Рисунки 1.16 – 1.19 показывают, что численное моделирование с помощью алгоритма на основе уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова в целом правильно описывает процесс дифракции пилообразной волны на отверстии в экране. Однако заметны характерные искажения, связанные с применением параболического приближения при численном моделировании. Низкочастотная часть спектра описывается хуже, так как гармоники из длинноволновой части спектра испытывают наиболее резкие изменения вдоль поперечной координаты. На универсальную асимптотику, на небольших расстояниях распространения, при моделировании гармоники переходят начиная с шестой, в то время как в эксперименте – начиная со второй. На значительных расстояниях заметно, что численное моделирование показывает более медленное, чем 1/N, затухание гармоник в спектре. По оценкам, закон близок к 1/(N)<sup>0,8</sup>.

Заметной особенностью экспериментальных данных является плавное нарастание амплитуды акустического давления перед ударным волновым фронтом. Что может быть связано с частичным прохождением энергии на частоте накачки через непрозрачные области экрана.

# 1.2.7 Критерий сохранения пилообразного профиля после прохождения отверстия в экране

При уменьшении отношения диаметра падающего пучка нелинейных волн и диаметра отверстия в экране, численное моделирование с использованием

уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова будет все лучше согласовываться с образом, результатами эксперимента. Таким с помощью численного моделирования можно оценить для представленной экспериментальной ситуации экране, при котором минимальный диаметр отверстия в классический пилообразный профиль не испытывает искажений. На рисунках 1.20 – 1.23 представлены частотные спектры волны в прошедшем через отверстие пучке в зависимости от диаметра отверстия. Разными маркерами представлены частотные спектры на разных расстояниях от экрана.



Рис. 1.20 Спектр нелинейной волны при дифракции на отверстии диаметром 4мм



Рис. 1.21 Спектр нелинейной волны при дифракции на отверстии

диаметром 6мм



Рис. 1.22 Спектр нелинейной волны при дифракции на отверстии диаметром 8мм

Анализ законов спадания амплитуд гармоник в спектре пилообразной волны, испытавшей дифракцию на круглых отверстиях разных диаметров, показывает, что лишь начиная с отверстия диаметром 8 мм, форма профиля волны, прошедшей отверстие в экране, практически не меняется на достаточно больших расстояниях за экраном. И закон спадания амплитуд гармоник в спектре нелинейных волн, с большой точностью определяется зависимостью 1/N. Дальнейший анализ показывает, что критерием сохранения формы профиля пилообразной волны, испытывающей дифракцию на круглом отверстии в экране, является соотношение диаметра отверстия в экране и ширины падающего на экран пучка нелинейных волн, определяемого поперечным распределением первой гармоники поля. Если диаметр отверстия в экране больше ширины пучка по уровню 0,7 от амплитуды первой гармоники, то пилообразный профиль в волне, прошедшей отверстие, сохраняется на значительных расстояниях (сотни длин волн). В противном случае, значительная часть энергии низших гармоник более нелинейной отфильтровывается, И спектр волны становится высокочастотным. Если отверстия, представляющего собой диаметр пространственный фильтр, много меньше ширины падающего пучка пилообразных волн, то спектр пучка, испытавшего дифракцию на отверстии в экране, полностью определяется высокочастотной частью спектра падающего пучка, а его фронт резко обужается.

#### 1.3 Выводы к первой главе

Таким образом, в первой главе рассмотрены некоторые эффекты в интенсивных ультразвуковых пучках, испытывающих дифракцию на круглом отверстии в экране. Выявлено, что при малых, в сравнение с шириной пучка, отверстиях в экране, первоначально пилообразный фронт вырождается в последовательность коротких иглообразных однополярных импульсов, что связано с отфильтровыванием из спектра низкочастотных составляющих, которые

44

испытывают наиболее резкие возмущения по поперечным координатам. Если диаметр отверстия сравним с шириной пучка, пилообразный фронт после прохождения экрана сохраняется в пучке на значительных расстояниях.

Показано, что с увеличением диаметра отверстия в экране частотный спектр проходящей волны испытывает все меньше искажений. Отверстие в экране играет роль "фильтра верхних частот" для проходящей сквозь него волны, при этом его действие на каждую гармонику определяется шириной пучка на этой гармонике, а так как разные гармоники, как правило, имеют разную эффективную ширину, то изменяя диаметр отверстия можно изменять его "частоту среза".

Получен критерий сохранения пилообразного профиля волны после прохождения круглого отверстия в экране: диаметр отверстия должен быть больше или равен ширине акустического пучка по уровню 0,7 на частоте излучения.

Полученные в первой главе результаты могут быть полезны для приложений, где требуется получение ультракоротких сигналов, например, в целях улучшения пространственного разрешения при неразрушающем ультразвуковом контроле, или селективного воздействия на микрообъекты.

# ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА ПОЛУЭКРАНЕ

Дифракция акустической волны на препятствие в виде полуэкрана является классической задачей, математический аппарат для решения которой можно найти, например в [70, 71]. Задача о дифракции акустических волн на полуэкране с однотипными граничными (толщина полуэкрана стремится к нулю, обе стороны являются абсолютно отражающими, акустически мягкими) условиями впервые рассмотрена в работе [72]. Обычно, для решения подобных задач дифракции на плоских препятствиях (полуэкраны, пластины и др.) применяется метод Винера-Хопфа, который и был применен в работе, упомянутой выше. Однако, при обобщение этой задачи на случай разнотипных граничных условий (обе стороны абсолютно отражающие, но одна акустически мягкая, а другая жесткая), данный метод оказывается сложным к применению из-за появления связанной системы двух функциональных уравнений Винера-Хопфа, которые требуют так называемой матричной факторизации. Алгоритм матричной факторизации предложен в работах [73, 74]. Решение задачи о полуэкране с разнотипными граничными условиями можно найти в работе [75]. Существуют и другие способы решения данной задачи, например в [76] предложен метод, состоящий в комбинировании метода разделения переменных Фурье и техники суммирования рядов путем использования интегральных представлений функций Бесселя.

Однако, рассуждения во всех вышеперечисленных работах справедливы для линейного случая. Данная глава посвящена экспериментальному изучению и теоретическому моделированию взаимодействия интенсивного акустического поля с классическим препятствием в виде полуэкрана: препятствия, которое разделяет падающий акустический пучок на две равные части и пропускает дальше только одну из них. Показано, что эволюция пучка за препятствием определяется совместным проявлением дифракционных и нелинейных эффектов. Продемонстрировано, что поперечное распределение акустического поля за препятствием значительно зависит от интенсивности падающего на препятствие пучка. В частности, обнаружена существенная зависимость от интенсивности падающего пучка положения дифракционных максимумов в поперечном распределении акустического поля за полуэкраном. Также обнаружен эффект, связанный с появлением дополнительных экстремумов в поперечном распределении поля на разных гармониках.

#### 2.1 Физическое моделирование

### 2.1.1 Экспериментальная техника

Эксперимент проводился в акустическом комплексе, подробное описание которого можно найти в Первой главе. Блок-схема экспериментальной установки, а также ориентация основных осей координат системы, приведены на рисунке 2.1.



Рис. 2.1 Блок-схема экспериментальной установки

На блок-схеме введены следующие обозначения: 1 – генератор сигналов, 2 – усилитель мощности, 3 – преобразователь, 4 – согласователь импедансов, 5 – пробник напряжения, 6 – осциллограф контроля сигнала накачки, 7 – полуэкран, 8 – мембранный PVdF гидрофон, 9 – усилитель-согласователь гидрофона, 10 – осциллограф, 11 – персональный компьютер.

формирования ультразвукового Для пучка применяется плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics 5052UA#3 (3), имеющий характерный диаметр излучающей апертуры 20 мм. Сигнал накачки формируется генератором Tektronix AFG 3102 (1) и усиливается усилителем мощности Amplifier Research Model 500A100A (2). Частота сигнала накачки 2 МГц (соответствующая длина волны в воде  $\lambda = 0.74$  мм), амплитуда от 25 до 200 В, длительность 2,5 мкс, период следования 50 мс. Для согласования выхода усилителя (2) и преобразователя (3) используется вспомогательный согласователь импедансов (4). Для контроля амплитуды и формы накачки сигнал с выхода согласователя импедансов через пробник напряжения Tektronix с ослаблением 1 к 10 подается на осциллограф Tektronix TDS 3014B.

Для регистрации формы ультразвукового пучка используется мембранный PVdF гидрофон Precision Acoustics D0904-06 (8). Для согласования гидрофона с осциллографом Agilent (10) применяется усилитель-согласователь Precision Acoustic DH01 (9). Персональный компьютер (11) служит для управления системой позиционирования и сбора данных.

Препятствие (7) представляет собой экран из PLA-пластика с неоднородной внутренней структурой, что существенно снижает его акустический импеданс. Экран сужается в вертикальном направлении (в направлении оси у), характерная толщина в самом узком месте – менее 1 мм. Размер экрана по оси х много больше характерной ширины акустического пучка. Экран установлен на расстоянии L<sub>1</sub> = 450 мм от излучателя, т.е. за координатой последнего дифракционного максимума линейного поля, создаваемого преобразователем, которая в данной экспериментальной ситуации составляет примерно 250 мм. Пьезокерамический

преобразователь закреплен на высокоточном позиционере, который позволяет поворачивать его в горизонтальной плоскости, и помещается вблизи одной из стенок кюветы. Мембранный гидрофон закрепляется на трёхкоординатном позиционере акустического комплекса.

#### 2.1.2 Методика эксперимента

Целевые измерения проводятся в области за полуэкраном, протяжённость которой определяется конструкций системы позиционирования и составляет по оси z величину  $L_2 = 310$  мм. В эксперименте регистрируются поперечные разрезы поля по оси y, на расстояниях z = 0, 40, 120 и 310 мм от препятствия, длина поперечного разреза – 60 мм (изменения по координате y от минус 30 до плюс 30 мм, где y = 0 соответствует акустической оси системы), шаг 0,33 мм (всего 182 точки). При обработке производится усреднение по спектру. Измерения проводятся для напряжений накачки от 25 до 200 В. Перед началом эксперимента производится процедура центрирования системы вдоль акустической оси, аналогичная той, что была описана в Первой главе.

#### 2.1.3 Измерения в падающем акустическом пучке

Осциллограммы падающего сигнала на расстоянии, соответствующем координате расположения препятствия (экран отсутствует) приведены на рисунке 2.2, а их спектры – на рисунке 2.3.



Рис. 2.2. Осциллограммы падающего импульса



Рис. 2.3. Частотные спектры падающего импульса

Основные характеристики акустического пучка, падающего на полуэкран, приведены в Таблице 1. Характерная ширина акустического пучка определялась по уровню 0,7 от максимального значения давления в поперечном распределении поля.

Режим излучения	Амплитуда напряжения накачки, В	Характерное давление в падающей волне, МПа	Характерная ширина пучка, мм	Характерное акустическое число Рейнольдса
1	25	0,2	8	5
2	50	0,5	10	10
3	80	0,7	11	16
4	100	0,9	12	20
5	200	1,25	16	30

Таблица 1.

Волна находится на стадии полностью сформированного пилообразного фронта для режимов излучения 4 и 5 (см. Таблицу 1), режимы 1 и 2 соответствует квазилинейному случаю, 3 соответствует переходному случаю.

# 2.1.4 Эффект сдвига главного дифракционного максимума по поперечной координате

Одной из особенностей проявления дифракционных эффектов, полученной в ходе эксперимента, является зависимость сдвига дифракционного максимума в поперечном направлении от акустической оси системы при увеличении интенсивности падающего на полуэкран акустического поля. На рисунке 2.4 приведено распределение амплитуды первой гармоники по вертикальной координате непосредственно перед полуэкраном. Из рисунка 2.4 видно, что с увеличением интенсивности происходит уширение пучка на первой гармонике (см. также Таблицу 1). Дело в том, что нелинейные эффекты, как известно, приводят к дифракционного смещению последнего максимума ближе апертуре к преобразователя [9], из-за этого расстояние от него до точки наблюдения увеличивается с ростом нелинейных эффектов (т.е. с ростом амплитуды акустической волны). А так как после прохождения координаты последнего дифракционного максимума пучок испытывает расходимость в поперечной плоскости, его ширина тем больше, чем больше расстояние до точки наблюдения. Данный эффект продемонстрирован на примере первой гармоники, но имеет место для всех гармоник.

На рисунке 2.5 показано распределение амплитуды первой гармоники акустического сигнала по поперечной координате у на расстоянии 310 мм от препятствия, при этом, диапазон поперечных координат от -30 мм до 0, закрыт полуэкраном.



Рис. 2.4 Распределение амплитуды первой гармоники по вертикальной координате, непосредственно перед полуэкраном

Цветом обозначены различные значения напряжения накачки. Сплошная черная линия (вставка, рисунок 2.5) соединяет дифракционные максимумы для различных значений напряжения накачки. Для напряжения в 50 В координата дифракционного максимума  $y_{50}^{max} = 12$  мм, при увеличении напряжения накачки она монотонно возрастает до  $y_{200}^{max} = 14$  мм, для напряжения накачки 200 В. Данный эффект объясняется разной эффективной шириной падающего на препятствие пучка (см. таблицу 1 и рисунок 2.4).



Рис. 2.5 Распределение амплитуды первой гармоники по вертикальной координате на расстоянии 310 мм от полуэкрана

Осциллограммы сигнала на акустической оси системы (а, рисунок 2.5) и в координате дифракционного максимума (b, рисунок 2.5) представлены на рисунках 2.6 – 2.8. Результаты приведены для режимов излучения 3, 4 и 5 (см. Таблицу 1).



Рис. 2.6 Осциллограмма сигнала на расстоянии 310 мм от препятствия, режим излучения 5 (а – на акустической оси системы, b – в координате дифракционного максимума)



Рис. 2.7 Осциллограмма сигнала на расстоянии 310 мм от препятствия, режим излучения 4 (а – на акустической оси системы, b – в координате дифракционного максимума)



Рис. 2.8 Осциллограмма сигнала на расстоянии 310 мм от препятствия, режим излучения 3 (а – на акустической оси системы, b – в координате дифракционного максимума)

Степень проявления дифракционных эффектов при взаимодействии падающего на препятствие поля зависит от характерных пространственных масштабов. В представленном эксперименте первая гармоника испытывает наибольшее отклонение от акустической оси системы в силу наибольшей длины Вследствие этого, пилообразный фронт в точке на координате волны. дифракционного максимума (черная линия на рисунках 2.6 – 2.8) оказывается частично искажен из-за недостатка высших гармоник в спектре (частотные спектры, рисунки 2.9 – 2.11, нормированы на соответствующую амплитуду первой гармоники), особенно это заметно на отрицательном периоде полуволны. В точке на акустической оси системы (синяя линия на рисунках 2.6 – 2.8) ситуация обратная: высшие гармоники, испытывающие меньшее отклонение OT акустической оси системы вносят больший вклад в форму сигнала. При этом, демонстрируемые экспериментальные данные обладают заметной особенностью, рассмотрим соотношение:

$$\frac{P_n^{(a)}}{P_1^{(a)}} = \frac{P_n^{(b)}}{P_1^{(b)}},\tag{12}$$

где  $P_1^{(a)}$  и  $P_n^{(a)}$  амплитуды, соответственно, первой и n-й гармоник на акустической оси системы, а  $P_1^{(b)}$  и  $P_n^{(b)}$  аналогичные величины на координате дифракционного максимума.



Рис. 2.9 Частотный спектр сигнала на расстоянии 310 мм от препятствия, режим излучения 5 (а – на акустической оси системы, b – в координате дифракционного максимума)



Рис. 2.10 Частотный спектр сигнала на расстоянии 310 мм от препятствия, режим излучения 4 (а – на акустической оси системы, b – в координате дифракционного максимума)



Рис. 2.11 Частотный спектр сигнала на расстоянии 310 мм от препятствия, режим излучения 3 (а – на акустической оси системы, b – в координате дифракционного максимума)

Соотношение (12) для режима излучения 5 начинает выполняться с 8 гармоники, для режима излучения 4 – с 10 гармоники, для режима излучения 3 – с 13 гармоники. Другими словами, чем больше интенсивность волны, падающей на полуэкран, тем быстрее начинает выполняться соотношение (12) в плоскости наблюдения. Это связано с тем, что нелинейные процессы протекают с разной скоростью для волн разной интенсивности. Спектральный состав импульса на акустической оси системы остается примерно одинаковым для разных режимов излучения, в то время как спектральный состав импульса на координате дифракционного максимума в большей степени определяется интенсивностью волны после прохождения полуэкрана, которая различна для различных режимов излучения.



Рис. 2.12 Эволюция формы сигнала на акустической оси системы при удалении от полуэкрана

Процесс эволюции формы сигнала на акустической оси системы при удалении от полуэкрана представлен на рисунке 2.12, амплитуда напряжения накачки – 200 В, цветом обозначены различные расстояния от препятствия. После взаимодействия с полуэкраном в пучке интенсивно протекают дифракционные процессы, что на малых расстояниях от препятствия (40 мм) приводит к

возрастанию акустического давления примерно в 2 раза. Затем следует быстрое спадание амплитуды, при этом форма сигнала искажается вследствие изменения спектрального состава.

Частотный спектр сигнала, представленный на рисунке 2.13, подтверждает, что при удалении от препятствия энергия сигнала перераспределяется в сторону высших гармоник. Частотные спектры нормированы на соответствующую амплитуду первой гармоники.



Рис. 2.13 Эволюция частотного спектра сигнала на акустической оси системы при удалении от полуэкрана

Процесс отклонения сигнала от акустической оси системы для разных режимов излучения продемонстрирован на рисунках 2.14 – 2.17. Для всех режимов излучения наблюдается схожая картина: на малых расстояниях (40 мм, ближняя зона) от препятствия поле приобретает сложную структуру, в поперечном распределении наблюдается большое количество побочных лепестков, отклонение главного дифракционного максимума от акустической оси составляет примерно 3 мм. На среднем расстоянии (120 мм, ближняя зона) поперечное распределение несколько разглаживается, количество боковых лепестков уменьшается, отклонение от акустической оси составляет 9 мм. Для максимального достижимого

удаления (310 мм, дальняя зона) в поперечном распределении наблюдается только один дифракционный максимум, который отстоит на 20 мм от акустической оси системы. Таким образом, угол отклонения не зависит от режима излучения и составляет примерно 4°.





излучения 5











Рис. 2.17 Поперечные разрезы поля на разных координатах z, режим

излучения 2

Эффект сдвига дифракционного максимума продемонстрирован на примере первой гармоники нелинейного сигнала, т.к. в этом случае он проявляется наиболее ярко в силу того, что первая гармоника испытывает наибольшее отклонение от акустической оси, однако этот эффект имеет место и для гармоник с другими номерами.

## 2.1.5 Эффект появления дополнительного максимума поперечного распределения

Еще одной особенностью взаимодействия интенсивных акустических пучков с препятствием в виде полуэкрана является появление дополнительного максимума в распределениях полей гармоник акустического поля по поперечной координате.

Рассмотрим этот эффект на примере второй гармоники. Распределение амплитуды второй гармоники по поперечной координате у на расстоянии 310 мм от препятствия продемонстрировано на рисунке 2.18.



Рис. 2.18 Распределение амплитуды второй гармоники по вертикальной координате, на расстоянии 310 мм от полуэкрана

Как видно из графика, характер проявления эффекта зависит от интенсивности поля накачки, т.е. эффект является амплитудно-зависимым. В частности, для малой амплитуды напряжения накачки (режим излучения 2), когда на препятствие падает квазилинейная волна, эффект не проявляется и единственный максимум поперечного распределения поля расположен на координате y = 7 мм. Данный максимум формируется, главным образом, за счет дифракционных эффектов. Для среднего значения амплитуды напряжения накачки (режим излучения 3), когда на препятствие падает нелинейная волна с не пилообразным полностью сформировавшимся профилем, возникает лва выраженных максимума поперечного распределения поля, на координатах *у* ~ 7 мм и *у* ~ 14 мм. Для случая сильно нелинейной волны (режимы излучения 4 и 5), волны со сформированным пилообразным фронтом, наблюдается один максимум в поперечном распределении поля второй гармоники на координате у ~ 14 мм и точка перегиба на месте, где должен быть второй максимум  $(\gamma \sim 7 \text{ MM}).$ 

Данный эффект связан со степенью проявления нелинейных и дифракционных эффектов в акустическом поле, распространяющемся после взаимодействия с полуэкраном. При недостаточной интенсивности поля в области за полуэкраном нелинейные взаимодействия не проявляются в степени, достаточной для эффективной генерации гармоник, и для каждой гармоники, дифрагирующей после прохождения препятствия, формируется свой максимум в поперечном направлении. Положение максимума зависит от номера гармоники, в связи с тем, что они дифрагируют под разными углами.



Рис. 2.19 Демонстрация эффекта появления второго максимума в поперечном распределении второй гармоники

В случае если после прохождения пучком полуэкрана его интенсивность достаточна для эффективной генерации гармоник, то преимущественно все вновь генерируемые гармоники распространяются в одном направлении с первой. Таким образом формируется второй максимум, который может по амплитуде существенно превосходить первый, «дифракционный», максимум, делая его практически неразличимым.

Для более наглядной демонстрации эффекта был построен график на рисунке 2.19. На данном рисунке все распределения нормированы на свои максимумы. Сплошной черной линией построено распределение амплитуды первой гармоники сигнала. График подтверждает описанное выше предположение: второй максимум поперечного распределения поля второй гармоники полностью определяется максимумом первой гармоники.

На рисунках 2.20 и 2.21 представлено распределение второй гармоники по поперечной координате для режимов излучения 5 и 4 соответственно, на различных расстояниях от полуэкрана.

63





Рис. 2.20 Поперечные разрезы поля на разных координатах z, вторая гармоника, режим излучения 5

Рис. 2.21 Поперечные разрезы поля на разных координатах z, вторая гармоника, режим излучения 4

Эффект появления второго максимума поперечного распределения хорошо виден на распределениях для промежуточных расстояний 40 и 120 мм, но оказывается малозаметным для последнего сечения 310 мм. Расстояние между максимумами поперечного распределения увеличивается с ростом координаты z, один из них распространяется под углом в 4° к акустической оси, а другой – под углом 2°, что является еще одним подтверждением объяснения, приведенного выше.

Эффект появления дополнительного максимума В поперечном распределении был продемонстрирован примере второй гармоники на нелинейного сигнала, однако для высших гармоник он может проявляться еще более ярко, т.к. расстояние между двумя максимами поперечного распределения тем больше, чем выше номер рассматриваемой гармоники. Рассмотрим, например случай четвертой гармоники, распределения для нее приведены на рисунках 2.22 и 2.23.

64





Рис. 2.22 Поперечные разрезы поля на разных координатах z, четвертая гармоника, режим излучения 5

Рис. 2.23 Поперечные разрезы поля на разных координатах z, четвертая гармоника, режим излучения 4

Оценки для представленной экспериментальной ситуации показали, что на расстоянии 310 мм от препятствия, если число Рейнольдса (в месте нахождения препятствия) для дифрагирующей на полуэкране волны находится в пределах 10...16, то оба максимума в поперечных распределениях гармоник хорошо различимы.

## 2.2 Численное моделирование

Для численного моделирования использовался модифицированный алгоритм, реализующий решение уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова, который был описан в первой главе. Модификация алгоритма проводилось при консультации М.А. Гарасева.

#### 2.2.1 Методика численного моделирования

Численное моделирование проводится в 3 этапа.

На первом этапе производится расчет поля, создаваемого излучателем в препятствия. Ha акустический плоскости ланном этапе пучок имеет цилиндрическую симметрию. Размер расчетной области 60 на 450 мм. По краям расчетной области расположены слои с введенным искусственным затуханием, эффектов, данный прием используется исключения ДЛЯ связанных С реверберацией.

На втором этапе производится ограничение пучка по вертикальной координате путем наложения амплитудного экрана.

После наложения амплитудного экрана пучок теряет цилиндрическую симметрию, поэтому необходимо от двумерной осесимметричной модели переходить к трехмерной модели, что неизбежно приведет к многократному повышению вычислительной сложности задачи. Поэтому на данном этапе принято следующее допущение: алгоритм модифицирован путем замены цилиндрического лапласиана, отвечающего за дифракционную расходимость, на двумерный. Таким образом, модель дифракционной расходимости изменилась со сферической на цилиндрическую, но удалось сохранить «двумерность» задачи. На третьем этапе в качестве начального условия используется распределение, полученное на втором этапе. Размер расчетной области 60 на 310 мм. Вычисления проводятся в плоскости у-z. По краям расчетной области также находятся слои с искусственным затуханием.

Геометрия численного моделирования максимально приближенна к геометрии физического эксперимента. Однако принятое допущение не позволяет говорить об эквивалентности физического эксперимента и представленной численной модели. Численное моделирование в данной главе служит для демонстрации того, что полученные в экспериментальной части эффекты являются результатом совместного проявления дифракционных и нелинейных эффектов. Численное моделирование проводится для четырех случаев характерного акустического давления в падающем пучке, которые подобраны в соответствии с Таблицей 1.

#### 2.2.2 Распределения в падающем пучке

На рисунке 2.24 представлено распределение амплитуды первой гармоники падающего на препятствие пучка. Как и в эксперименте, эффективная ширина пучка увеличивается с ростом амплитуды напряжения накачки на излучателе. Все распределения нормированы на соответствующие максимумы.



Рис. 2.24 Распределение амплитуды первой гармоники по вертикальной координате в падающем на препятствие пучке

# 2.2.3 Эффект сдвига главного дифракционного максимума по поперечной координате

На рисунке 2.25 представлено распределение первой гармоники сигнала на расстоянии 310 мм от полуэкрана. Для режима излучения 2 координата

дифракционного максимума  $y_{50}^{max} = 9$  мм, при увеличении напряжения накачки (режим излучения 5) она монотонно возрастает до  $y_{200}^{max} = 11$  мм. Качественно получен то же эффект, что и в эксперименте, и хотя координаты дифракционного максимума несколько отличаются, его сдвиг составляет те же 2 мм при переходе от режима излучения 2 к режиму излучения 5. По всей видимости, это связано с допущением относительно модели дифракции, принятой при численном моделировании.



Рис. 2.25 Распределение амплитуды первой гармоники по вертикальной координате на расстоянии 310 мм от полуэкрана

Процесс отклонения сигнала от акустической оси системы для разных режимов излучения продемонстрирован на рисунках 2.26 – 2.29. Все распределения имеют схожий характер, угол, по которым пучок дифрагирует на препятствии определяется эффективной шириной пучка на координате препятствия, которая в свою очередь определяется режимом излучения. Характерным отличием распределений ОТ экспериментальных представленных данных является отсутствие выраженной «многолепестковой» дифракционной картины в ближней зоне, что опять же связано с различными моделями дифракционной расходимости.





Рис. 2.26 Вертикальные разрезы поля для различных координат z, режим излучения 5

Рис. 2.27 Вертикальные разрезы поля для различных координат z, режим излучения 4



Рис. 2.28 Вертикальные разрезы поля для различных координат z, режим излучения 3

25 20 15 10 5 MM 0 ž -5 -10 0 -15 10 -20 \$ 20 the 300 250 30 200 150 z, мм 100 40 50 0

Рис. 2.29 Вертикальные разрезы поля для различных координат z, режим излучения 2

69

# 2.2.4 Эффект появления дополнительного максимума поперечного распределения

Для демонстрации эффекта появления второго максимума поперечного распределения был использован следующий прием: расчет проводился два раза, первый раз по схеме, описанной выше, а второй – с отключением нелинейности на третьем этапе (за полуэкраном). Если второй максимум поперечного распределения действительно связан с генерацией высших гармоник на трассе полуэкран – гидрофон, то при отключении нелинейности на третьем этапе численного моделирования, он должен исчезнуть. В данном случае большое значение имеет соотношение энергий пучка до и после взаимодействия с полуэкраном, поэтому некоторые параметры модели были изменены для компенсации отсутствующей расходимости пучка по оси х.

Ниже, в качестве демонстрации представлено распределение амплитуды шестой гармоники. Два максимума хорошо разрешены друг относительно друга. На рисунке 2.30 случаю (1) соответствует численный расчет, когда интенсивное нелинейное взаимодействие присутствует в поле до и после полуэкрана. Распределение амплитуды шестой гармоники (зеленая линия) имеет два выраженных максимума, на координатах  $y_1 = 4$ мм и  $y_2 = 18$ мм. Случаю (2) соответствует расчет, когда нелинейное взаимодействие присутствует только на первом этапе моделирования, то есть до полуэкрана. Распределение амплитуды шестой гармоники в этом случае (красная линия) имеет только один максимум поперечного распределения на координате  $y_1 = 4$  мм, что подтверждает предложенное выше объяснение эффекта. Максимум на координате  $y_2 = 18$ мм полностью определяется распределением амплитуды первой гармоники, которое представлено на рисунке 2.30 черной пунктирной линией.

На рисунке 2.31 представлено распределение амплитуды четвертой гармоники по вертикальной координате. Все сказанное выше оказывается справедливым и для неё, однако расстояние между максимумами становится

меньше, т.к. четвертая гармоника дифрагирует под большим углом, относительно шестой.



Рис. 2.30 Демонстрация эффекта появления второго максимума в поперечном распределении амплитуды шестой гармоники



Рис. 2.31 Демонстрация эффекта появления второго максимума в поперечном распределении амплитуды четвертой гармоники

Процесс отклонения сигнала от акустической оси системы для разных режимов излучения продемонстрирован на рисунках 2.32 – 2.33 для гармоник с номерами шесть и четыре соответственно. Эффект появления второго максимума поперечного распределения хорошо виден на распределениях для расстояний начиная с 160 мм. При дальнейшем распространении два максимума поперечного распределения, в отличие от эксперимента, разделяются все более четко, что является следствием более точного подбора соотношения энергий пучка до и после взаимодействия с полуэкраном.





Рис. 2.32 Поперечные разрезы поля на разных координатах z, шестая гармоника

Рис. 2.33 Поперечные разрезы поля на разных координатах z, четвертая гармоника

#### 2.3 Выводы ко второй главе

В настоящей дифракции исследован случай главе интенсивного Особенностью ультразвукового пучка на полуэкране. представленного исследования является совместное проявление сразу нескольких физических факторов, таких как дифракция, нелинейность, диссипация и др. Высокоточное экспериментальное оборудование, используемое в эксперименте, позволило обнаружить не описанные ранее эффекты.
Во-первых, удалось выделить зависимость сдвига максимума распределения поля от акустической оси системы в поперечном направлении от интенсивности падающего на полуэкран пучка. Данный эффект наблюдается для всех гармоник сигнала и связан с уширением акустического пучка при увеличении характерного акустического давления в нем, что, в свою очередь, связано с расстояния (в осевом распределении изменением поля) ДО последнего дифракционного максимума вследствие проявления нелинейных эффектов.

Во-вторых, рассмотрен эффект проявления дополнительного максимума в поперечном распределении поля, который при определённых условиях возникает для гармоник начиная со второй. Показано, что данный эффект возникает из-за совместного проявления дифракционных и нелинейных эффектов, причём для его проявления необходимы определённые соотношения интенсивностей пучка до и после взаимодействия с препятствием для каждой дистанции наблюдения. Выполненные оценки для представленной экспериментальной ситуации показали, что на расстоянии 310 мм от препятствия, если число Рейнольдса (в месте нахождения препятствия) для дифрагирующей на полуэкране волны находится в пределах 10...16, то оба максимума в поперечных распределениях гармоник хорошо различимы.

Проведенное на основе уравнения Хохлова-Заболотской-Кузнецова численное моделирование показало в целом удовлетворительное соответствие представленным экспериментальным результатам и подтвердило, что описанные выше эффекты являются следствием взаимного проявления дифракционных и нелинейных эффектов.

# ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНОГО ШИРОКОПОЛОСНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА СТУПЕНЧАТОМ ПРЕПЯТСТВИЕ

В настоящей главе приводятся результаты исследования отражения интенсивного акустического пучка от ступенчатых структур. Рассмотрен случай больших чисел Рейнольдса, когда в падающем пучке сформировался пилообразный профиль волны, а препятствие в виде ступеньки располагалось нормально к акустической оси и находилось за координатой разрыва. При отражении от препятствия падающий на него акустический пучок расщепляется на две части, между которыми существует разность хода, задаваемая самой ступенчатой структурой. В эксперименте уделялось внимание препятствиям, создающим при отражении разность хода между двумя частями пучка равную 0,  $\lambda/3$ ,  $\lambda/2$ ,  $\lambda$  и некоторым другим. С помощью широкополосного мембранного гидрофона регистрировалась форма профиля нелинейных волн падающего и отраженного акустического пучков в произвольной пространственной точке. Это позволило проанализировать эволюцию формы пучка по мере удаления от препятствия, а также исследовать его поперечную структуру. Показан эффект увеличения вдвое характерной частоты сигнала при отражении акустического пучка от ступенчатой структуры, создающей между двумя частями отраженного пучка разность хода  $\lambda/2$ . Показано, что динамика нелинейных эффектов в интенсивных пучках, отраженных от ступенчатых структур, имеет сходство с трансформацией профиля акустических волн, образованных двухчастотными сигналами накачки.

## 3.1 Экспериментальная техника

Эксперимент проводился в акустическом комплексе, подробное описание которого можно найти в первой главе. Блок-схема экспериментальной установки, а также ориентация основных осей координат системы, приведены на рисунке 3.1.



Рис. 3.1 Блок-схема экспериментальной установки

На блок-схеме введены следующие обозначения: 1 – генератор сигналов, 2 – усилитель мощности, 3 – преобразователь, 4 – согласователь импедансов, 5 – пробник напряжения, 6 – осциллограф контроля сигнала накачки, 7 – мембранный PVdF гидрофон, 8 – ступенчатое препятствие, 9 – усилитель-согласователь гидрофона, 10 – осциллограф, 11 – персональный компьютер.

формирования ультразвукового Для пучка применяется плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics 5052UA#3 (3), имеющий характерный диаметр излучающей апертуры 40 мм. Сигнал накачки формируется генератором Tektronix AFG 3102 (1) и усиливается усилителем мощности Amplifier Research Model 500A100A (2). Частота сигнала накачки 2 МГц (соответствующая длина волны в воде  $\lambda = 0.74$  мм), длительность 4 мкс, период следования 50 мс. Для согласования выхода усилителя (2) и преобразователя (3) используется вспомогательный согласователь импедансов (4). Для контроля амплитуды и формы накачки сигнал с выхода согласователя импедансов через пробник напряжения Tektronix с ослаблением 1 к 10 подается на осциллограф Tektronix TDS 3014B.

Для регистрации формы ультразвукового пучка используется гидрофон Precision Acoustics D1602-17 (7). Это мембранный гидрофон с чувствительным элементом в виде PVdF пленки диаметром 0,2 мм, толщиной 9 мкм, поверен в полосе частот до 40 МГц (частотная характеристика: рисунок 3.2).



Рис. 3.2 Частотная характеристика гидрофона

Для согласования гидрофона с осциллографом Agilent (10) применяется усилитель-согласователь Precision Acoustic DH017 (9). Мембранный гидрофон закрепляется на трехкоординатном позиционере, максимальное расстояние между пьезокерамическим преобразователем и мембранным гидрофоном, которого удается достичь при данном способе закрепления, составляет  $l_{max} = 54,7$  см. Персональный компьютер (11) служит для управления системой позиционирования и сбора данных.

Ступенчатое препятствие набирается из двух стальных параллелепипедов со строго выдержанными размерами по оси x - 35 мм, по оси y - 18 мм, смещенных друг относительно друга (внешний вид: рисунок 3.3). Для установки поверхности препятствия строго параллельно апертуре преобразователя применялась специально изготовленная подставка, представленная на рисунке 3.4.



Рис. 3.3 Ступенчатое препятствие

Рис. 3.4 Подставка

Рассматриваются случаи, когда при отражении ультразвукового пучка от ступенчатого препятствия создаётся разность хода между двумя частями отраженного пучка 0,  $\lambda/4$  (величина сдвига h = 0.1 мм),  $\lambda/3$  (h = 0.13 мм),  $\lambda/2$  (h = 0.2 мм),  $\lambda$  (h = 0.37 мм), где  $\lambda$  – длина волны на частоте накачки. В эксперименте допускалась небольшая подстройка по частоте, для получения точного соотношения между длиной падающей волны и величиной сдвига. Пластины расположены на расстоянии L = 55.2 см от излучателя, что значительно превышает характерную дистанцию образования разрыва  $x_{sh}$ :

$$x_{sh} = \frac{\rho_0 c_0^3}{\varepsilon P_0 \omega_0},\tag{13}$$

где  $\rho_0$  и с<sub>0</sub> плотность и скорость звука в среде,  $P_0$  амплитуда давления на апертуре излучателя,  $\omega_0$  – частота напряжения накачки,  $\varepsilon$  – коэффициент нелинейности среды. В настоящем эксперименте реализуются следующие значения параметров:  $\rho_0 = 998 \text{ кг/m}^3$ ; с<sub>0</sub> = 1484 м/с;  $P_0 = 1 \text{ МПа}$ ;  $\omega_0 = 2 \text{ МГц}$ ;  $\varepsilon = 3,5$ . Следовательно, характерная дистанция образования разрыва в данном эксперименте равна  $x_{sh} = 7,42 \text{ см.}$ 

Акустическое число Рейнольдса, определяющее соотношение нелинейных и диссипативных членов в уравнение Хохлова-Заболотской-Кузнецова, рассчитываемое по формуле:

$$Re_a = \frac{\varepsilon}{\pi} \frac{\rho_0 c_0 \lambda}{b} = \frac{2\varepsilon \rho_0 c_0 v}{b\omega_0},\tag{14}$$

где *b* – диссепативный параметр, *v* – амплитуда колебательной скорости в среде, равно 104 в данном эксперименте.

### 3.2 Методика эксперимента

Для каждого случая проводится серия измерений, которая включает в себя измерения:

- на акустической оси системы (разрезы по оси z) на расстоянии
   l = 5 ... 450 мм от препятствия. Шаг сканирования 5 мм, всего 90 точек.
- в поперечной плоскости (разрезы по оси х), для диапазона x = -40 ... 40 мм, х = 0 соответствует акустической оси системы. Шаг сканирования 2 мм, всего 40 точек.

Перед началом эксперимента производится специальная процедура центрирования системы вдоль акустической оси, которая аналогична описанной в Первой главе, за исключением того, что измерения проводятся в отраженном поле, и, следовательно, кроме установки всех элементов на общую ось, необходимо обеспечить прохождение прямого и отраженного пучка по одной и той же трассе, чего можно добиться регулировочными винтами подставки.

# 3.3 Измерения в падающем пучке

Осциллограмма падающего сигнала на расстоянии, соответствующем координате расположения препятствия z = L = 55,2 см приведена на рисунке 3.5, а ее частотный спектр – на рисунке 3.6



Рис. 3.5 Профиль падающего импульса

На рисунке 3.6 в верхней части представлен частотный спектр в линейном масштабе, а в нижней – в двойном логарифмическом. Волна находится на стадии полностью сформированного пилообразного фронта и закон спадания амплитуд гармоник  $A_n$  в спектре определяется известным соотношением  $An \sim \frac{1}{n}$ , где n – номер гармоники (пунктирная линия на графике).



Рис. 3.6 Частотный спектр падающего импульса

График амплитуды первой гармоники нелинейного поля в зависимости от расстояния от излучателя представлен на рисунке 3.7.



Рис. 3.7 Распределение поля на акустической оси системы. Сплошная черная линия – теоретическое распределение поля, круглые маркеры – экспериментальные данные для интенсивного акустического пучка

Сплошной черной линией изображено теоретическое распределение поля, полученное с помощью линейной теории дифракции. В интервале до последнего дифракционного максимума наблюдается удовлетворительное совпадение теоретического и экспериментального распределений. После прохождения последнего дифракционного максимума появляется значительное расхождение вследствие влияния нелинейного затухания.

# 3.4 Измерения в отраженном пучке

# 3.4.1 Случаи разности хода 0 и λ

Рассмотрим сначала случаи, когда препятствие либо не создает разности хода, либо разность хода между двумя частями отраженного пучка равна  $\lambda$ , длина ступеньки при этом  $h \approx 0.37$  мм.

Осциллограммы отраженных сигналов на расстоянии 5.5 см от препятствия представлены на рисунке 3.8. Из-за разности хода между двумя частями отраженного пучка, составляющей λ, их сложение на акустической оси системы происходит таким образом, что результирующий сигнал имеет один дополнительный период (сплошная линия) по сравнению со случаем отражения от плоского препятствия (пунктирная линия).



Рис. 3.8 Осциллограммы импульсов, отраженных от препятствия не создающего разность хода (пунктирная линия) и создающего разность хода λ (сплошная линия)

3.4.2 Случай разности хода λ/2

Далее рассмотрим наиболее интересный случай, когда разность хода между двумя частями отраженного пучка составляет  $\lambda/2$ . Длина ступеньки при этом h  $\approx$  0.2 мм. В силу того, что соотношение длины ступеньки и длины волны не контролируются в эксперименте с нужной точностью, производилась тонкая подстройка частоты задающего генератора.

Осциллограмма отраженного сигнала приведена на рисунке 3.9, а фрагмент длиной в два периода на частоте излучения, взятый из центра импульса и используемый для анализа – на рисунке 3.10. Из-за разности хода между двумя частями отраженного пучка, составляющей  $\lambda/2$ , их сложение на акустической оси происходит таким образом, что характерный период пилообразной волны в отраженном пучке уменьшается в два раза. Это демонстрирует рисунок 3.10, где на отрезке времени равном двум периодам несущей частоты, укладывается четыре периода отраженного сигнала. Сплошной линией на графике представлен фрагмент отраженного импульса, который используется для анализа, а пунктирной – тот же фрагмент, взятый из падающего импульса, для наглядности его амплитуда нормирована на максимум отраженного импульса.



Рис. 3.9. Осциллограмма импульса, отраженного от препятствия создающего разность хода λ/2



Рис. 3.10. Фрагменты длиной в два периода волны на частоте излучения, взятые из центра импульса

Важно отметить, что по мере распространения отраженной волны форма ее профиля на акустической оси практически не меняется, что связано с продолжающимися нелинейными взаимодействиями в отраженном пучке.

На рисунке 3.11 приведен частотный спектр отражённого пучка (спектр в линейном масштабе в верхней части рисунка, спектр в двойном логарифмическом масштабе – в нижней). Круглым маркером обозначены четные гармоники, а квадратным – нечетные. Спектр взят при помощи быстрого преобразования Фурье фрагмента длиной в два периода волны на частоте излучения (рисунок 3.10) и нормирован на амплитуду первой гармоники. Пространственное преобразование падающего сигнала препятствием в виде «полуволновой» ступеньки привело к росту амплитуд четных гармоник, в то время как нечетные гармоники оказались подавлены.



Рис. 3.11. Спектр импульса, отраженного от препятствия создающего разность хода λ/2

На рисунках 3.12-3.14 представлено поперечное (по оси у, рисунок 3.1) распределение амплитуд первых 4-х гармоник в отраженном сигнале на различных расстояниях от препятствия.



Рис. 3.12. Поперечное распределение гармоник в отраженном поле. Расстояние 21 см



Рис. 3.13. Поперечное распределение гармоник в отраженном поле. Расстояние 33 см



Рис. 3.14. Поперечное распределение гармоник в отраженном поле. Расстояние 45 см

Из рисунков 3.12-3.14 можно сделать вывод, что на акустической оси преобразователя происходит существенное подавление первой гармоники. Поперечное распределение первой гармоники имеет минимум на акустической оси системы и два ярко выраженных максимума, которые расположены симметрично относительно акустической оси системы. Область отраженного пучка, в которой наблюдается максимум первой гармоники, распространяется под углом около 2.5° к акустической оси системы, что в данной экспериментальной ситуации определяется соотношением апертуры падающего ультразвукового пучка и поперечного размера препятствия, то есть определяется дифракционными эффектами. Характерная осциллограмма сигнала из этой области представлена на рисунке 3.15. Измерение проведено в точке расположенной на расстоянии 21 см от препятствия и 1 см от акустической оси.

На рисунке 3.16 приведен амплитудный спектр данного сигнала в линейном масштабе. Видно, что при удалении от акустической оси регистрируемые сигналы так же подвержены сильным нелинейным искажениям, однако форма профиля волны далека от пилообразного вида, и закон спадания амплитуд гармоник  $A_n$  в спектре сильно отличается от  $A_n \sim \frac{1}{n}$ .







Рис. 3.16. Амплитудный спектр сигнала в точке на расстоянии 21 см от препятствия и 1 см от акустической

оси системы.



Рис. 3.17. Фрагменты длиной в два периода волны на частоте излучения, взятые из центра импульса

Фрагмент профиля, используемый для анализа, представлен на рисунке 3.17. Сплошной линией показан фрагмент отраженного импульса, пунктирной – падающего, для наглядности его амплитуда нормирована на максимум отраженного импульса.

# 3.4.3 Случай разности хода λ/3

Рассмотрим промежуточный случай, когда разность хода между двумя частями отраженного пучка составляет примерно  $\lambda/3$ . Длина ступеньки при этом  $h \approx 0.13$  мм.

На рисунках 3.18-3.24 приведены осциллограммы и соответствующие им спектры нелинейного акустического сигнала, отраженного от ступенчатого препятствия, которое создает разность хода между двумя частями отраженного пучка примерно λ/3. Графики на рисунках 3.18 и 3.19 соответствуют точке приема

на акустической оси системы на расстоянии 2 см от препятствия, рисунки 3.20 и 3.21 – на расстоянии 15 см от препятствия, рисунки 3.22 и 3.23 – на расстоянии 35 см от препятствия.

Отражение акустического нелинейного сигнала от препятствия, представляющего собой ступеньку, создающую разность хода  $\lambda/3$  между двумя частями отраженного пучка сначала приводит к «расщеплению» периода исходного сигнала, что хорошо видно по рисунку 3.18. В спектре отраженного импульса происходит появление экстремумов на некоторых номерах гармоник (рисунок 3.19 - минимум соответствует второй гармонике, рисунок 3.21 - минимум соответствует третьей гармонике).



Рис. 3.18. Осциллограмма импульса,
 отраженного от препятствия
 создающего разность хода λ/3.
 Расстояние от препятствия 2 см.



Рис. 3.19. Амплитудный спектр импульса, отраженного от препятствия создающего разность хода λ/3. Расстояние от препятствия 2 см.







Рис. 3.22. Осциллограмма импульса, отраженного от препятствия создающего разность хода λ/3.
Расстояние от препятствия 35 см.



Рис. 3.21. Амплитудный спектр импульса, отраженного от препятствия создающего разность хода λ/3. Расстояние от препятствия 15 см.



Рис. 3.23. Амплитудный спектр
 импульса, отраженного от препятствия
 создающего разность хода λ/3.
 Расстояние от препятствия 35 см.

Постепенно при удалении акустического импульса от препятствия происходит восстановление ударного фронта в волне и квазистепенного распределения гармоник в спектре. В представленном случае закон спадания амплитуд гармоник вида  $A_n \sim 1/n$  наблюдается, начиная со второй гармоники.

Данный эффект близок к описанному в [34], где рассматривается распространение двухчастотного интенсивного акустического сигнала, и связан с продолжающейся нелинейной трансформацией профиля волны после её отражения. В [34] показано как влияют фазовые и амплитудные соотношения спектральных компонент накачки на трансформацию профиля нелинейной волны в интенсивном акустическом пучке, образованном двухчастотным импульсом накачки. В частности, показана сложная зависимость характерной координаты разрыва (формирования спектра вида  $A_n \sim \frac{1}{n}$ ) от фазовых соотношений компонент накачки. Представленные эксперименты также демонстрируют весьма сложное поведение профиля нелинейной волны в интенсивном акустическом пучке, отраженном от ступенчатой структуры, задающей произвольный фазовый сдвиг между отраженными частями.

Выше в данной главе приведены результаты промежуточного (отличного от 0 и  $\lambda$ /2) сдвига фаз между отраженными частями. Однако эксперименты проводились и при других сдвигах, например,  $\lambda$ /4,  $\lambda$ /5,  $\lambda$ /6 и др. Результаты экспериментов показывают, что при распространении отраженного сигнала вдоль акустической оси распределение амплитуд гармоник вида  $A_n \sim \frac{1}{n}$  в нем не восстанавливается, если сдвиг, задаваемый ступенчатым препятствием, превышает  $\lambda$ /10. Степенные законы спадания амплитуд гармоник проявляются, при установившейся форме профиля, начиная со второй или третьей гармоник, т.е. происходит только частичное восстановление пилообразной волны.

# 3.5 Выводы к третьей главе

В настоящей главе рассмотрен способ пространственной фильтрации гармоник сложного нелинейного сигнала, имеющего пилообразную форму. Показано, что в зависимости от задаваемой разности хода различными ступенчатыми препятствиями, по-разному протекает изменение профиля и спектра

отраженной пилообразной волны. Исследования проведены, как по акустической оси системы, так и в поперечных сечениях.

В представленных экспериментах продемонстрирована возможность уменьшения периода пилообразной волны в отраженном сигнале вдвое, причем данная структура оказывается устойчивой при распространении отраженного сигнала вдоль акустической оси. При исследовании пространственного распределения гармоник в отраженном сигнале показано, что при определённых фазовых соотношениях между отраженными частями, существуют выделенные направления, вдоль которых распространяются отраженные сигналы с устойчивым спектром.

Показано, что наблюдаемые эффекты в отраженных интенсивных пучках от ступенчатых структур имеют сходство с трансформацией профиля акустических волн образованными двухчастотными импульсами накачки.

# ГЛАВА 4. РЕКОНСТРУКЦИЯ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ЕГО ПОЛЯ В БАССЕЙНЕ С ОТРАЖАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

Акустические изучатели, создающие интенсивные акустические волны малой частоты в настоящее время находят широкое применение в различных областях, начиная от исследовательской и заканчивая оборонно-промышленной. Однако, перед применением излучателя в реальных задачах, необходимо точно знать его параметры: диаграмму направленности, амплитудно-частотную характеристику и др.



Рис. 4.1 Низкочастотные излучатели, характерные рабочие частоты 200, 350, 700, 1400 Гц

Измерение параметров интенсивного низкочастотного излучателя звука (такие излучатели выпускаются, например, в Институте Прикладной Физики РАН, г. Нижний Новгород, рисунок 4.1) является нетривиальной задачей, так как существующие акустические бассейны (измерительный бассейн кафедры акустики ННГУ им. Н.И. Лобачевского г. Нижний Новгород, размеры 4x5x6 м, рисунок 4.2; измерительный бассейн АО «Концерн Океанприбор», г. Санкт-Петербург, размеры 35x14x10 м, рисунок 4.3) оказываются сравнимы с длиной волны (длина волны в воде на частоте 500 Гц ~ 3 м), а их стенки являются своего рода препятствиями, кроме того, как показано в работе [77], сам излучатель звука может выступать в роли активного поглотителя. Традиционные методы калибровки источников звука в бассейне с отражающими границами базируются на выделении прямых сигналов, то есть сигналов, приходящих в точки приема без отражений от границ. Для подавления отражений обычно используются поглощающие покрытия стенок бассейна и/или разделение прямых и отраженных сигналов по временам прихода [78, 79]. Оба метода применимы лишь на достаточно высоких частотах. На низких частотах вклады отраженных сигналов подавляются с помощью специальной обработки [80-83]. В работах [84, 85] предложен альтернативный подход, позволяющий осуществить калибровку источника, то есть реконструировать его диаграмму направленности и амплитудно-частотную характеристику в свободном пространстве по измерениям в бассейне, без выделения прямых сигналов. Подход основан на предположении о том, что поле калибруемого источника и в бассейне, и в свободном пространстве можно представить в виде суперпозиции полей некоторого количества одних и тех же воображаемых акустических монополей, которые называют эквивалентными источниками [86-91].



Рис. 4.2 Акустический бассейн ННГУ им. Н.И. Лобачевского



Рис. 4.3 Акустический бассейн АО «Концерн Океанприбор»

Предложенный в [84, 85] метод является новым и для определения его перспективности требуется экспериментальная апробация с разработкой

конкретных экспериментальных методик, применимых для различных бассейнов с небольшими волновыми размерами.

Процедура реконструкции основана на использовании эталонного акустического монополя и сопоставлении полей, создаваемых им из специально выбранных точек бассейна, с полем калибруемого источника. Настоящая глава лабораторного содержит результаты эксперимента тестированию ПО возбуждаемого предложенного метода реконструкции звукового поля, калибруемым источником в свободном пространстве, по измерениям поля, возбужденного тем же источником в бассейне с отражающими границами. В качестве калибруемого источника использован излучатель монопольного типа, интенсивность которого в свободном пространстве слабо зависит от направления распространения. По данным измерений в бассейне восстанавливалась частотная зависимость интенсивности калибруемого источника, усредненная по всем Результат направлениям. сопоставлен с оценками амплитудно-частотной характеристики калибруемого источника, полученными другими методами.

# 4.1 Описание метода

Рассматриваемый метод калибровкии источника звука базируется на представлении поля u, возбуждаемого им в свободном пространстве на заданной частоте f, в виде суперпозиции полей N эквивалентных испочников – акустических монополей, расположенных в точках  $\mathbf{r}_n$ , n = 1, ..., N. При этом:

$$u(\mathbf{R}) = \sum_{n=1}^{N} G(\mathbf{R}, \mathbf{r}_n) A_n,$$
(15)

где **R** – радиус-вектор точки наблюдения, а

$$G(\mathbf{R}, \mathbf{r}_n) = \frac{\exp(ik|\mathbf{R} - \mathbf{r}_n|)}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_n|}$$
(16)

– поле эталонного акустического монополя,  $k = 2\pi f/c$  – волновое число, c – скорость звука,  $A_n$  – подлежащие определению неизвестные амплитуды.

Ключевое предположение заключается в том, что поле  $\tilde{u}$ , возбуждаемое калибруемым источником в бассейне с отражающими границами, можно представить в виде суперпозиции тех же самых эквивалентных источников, с теми же амплитудами  $A_n$ . Это означает, что:

$$\tilde{u}(\mathbf{R}) = \sum_{n=1}^{N} \tilde{G}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_n) A_n, \qquad (17)$$

где  $\tilde{G}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_n)$  – поле, возбуждаемое в бассейне эталонным акустическим монополем, помещенным в точку  $\mathbf{r}_n$ . Функции  $\tilde{G}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_n)$ , описывающие многократные переотражения волн от границ бассейна, неизвестны.

Поле в бассейне регистрируется M приемниками, расположенными в точках  $\mathbf{R}_m$ , m = 1, ..., M. Значения комплексных амплитуд  $\tilde{u}$ , зарегистрированные этими приемниками, образуют вектор  $\tilde{\mathbf{u}} = [\tilde{u}(\mathbf{R}_1), ..., \tilde{u}(\mathbf{R}_M)]^T$ , где символ T означает операцию транспонирования. Согласно (17) связь этого вектора с вектором неизвестных амплитуд  $\mathbf{A} = [A_1, ..., A_N]^T$  выражается соотношением:

$$\widetilde{\mathbf{u}} = \widetilde{\mathbf{G}}\mathbf{A},\tag{18}$$

где  $\widetilde{\mathbf{G}}$  – матрица размера  $M \times N$  с элементами:

$$\tilde{G}_{mn} = \tilde{G}(\mathbf{R}_m, \mathbf{r}_n). \tag{19}$$

Эти матричные элементы измеряются в процессе так называемой процедуры калибровки бассейна [84, 85], суть процедуры заключаетя в следующем: эквиватлентный акустический монополь поочередно помещается во все точки  $\mathbf{r}_n$  и поле, возбуждаемое им из каждой точки, регистрируется всеми M приемниками. Матричный элемент  $\tilde{G}_{mn}$  – это комплексная амплитуда поля в точке приема  $\mathbf{R}_m$  при установке эталонного монополя в точке  $\mathbf{r}_n$ .

Таким образом, измерения в бассейне дают вектор  $\tilde{\mathbf{u}}$  и матрицу  $\tilde{\mathbf{G}}$ . После этого выражение (18) рассматривается как система из *M* линейных алгебраических

уравнений относительно *N* неизвестных элементов вектора **A**. Для решения таких систем имеется ряд известных методов [92, 93]. В данном случае, удобно применить метод, базирующийся на использовании сингулярного разложения матрицы **G** [95]

$$\widetilde{\mathbf{G}} = \sum_{q=1}^{Q} \lambda_q \boldsymbol{\xi}_q \boldsymbol{\eta}_q^H, \qquad (20)$$

где  $\lambda_q$  – сингулярные числа ( $\lambda_1 \ge \lambda_2 ... \ge \lambda_Q$ ), а  $\xi_q$  и  $\eta_q$  – сингулярные векторы  $\widetilde{\mathbf{G}}$ , символ *H* означает эрмитово сопряжение. Ограничиваясь учетом первых  $Q_1 \le Q$  сингулярных чисел, превышающих некоторый заданный порог, и отвечающих им сингулярных векторов, находим оценку вектора **A**:

$$\mathbf{A} = \sum_{q=1}^{Q_1} \frac{1}{\lambda_q} \left( \boldsymbol{\xi}_q^H \widetilde{\mathbf{u}} \right) \boldsymbol{\eta}_q.$$
(21)

Подстановка найденных таким образом амплитуд эквивателентных исночников в (15) дает искомую оценку поля калибруемого источника в свободном пространстве.

Предполагая, калибруемый обладает что источкик диаграммой направленности монопольного типа на всем диапазоне исследуемых частот, можно пренебречь слабой зависимостью амплитуды этого источника от направления на точку приема. Таким образом, его поле в свободном пространстве приближенно описывается функцией  $u(\mathbf{R}) = b/R$ , где b – постоянная величина. Конечной целью калибровки источника является определение значения |b| по данным измерений в бассейне. |b|Выражение для через реконструированные амплитуды эквивалентных источников  $A_n$  может быть найдено путем приравнивания  $|b|^2$ интенсивности поля калибруемого источника в свободном пространстве, усредненной по сфере S большого радиуса R:

$$|b|^{2} = \frac{R^{2}}{4\pi} \int_{S} |u|^{2} do, \qquad (22)$$

где do – элемент телесного угла. Выбирая радиус сферы  $R \gg l^2/\lambda$ , где l – характерный размер области, занятой эквивалентными источниками, а  $\lambda$  – длина волны, воспользуемся приближением  $|\mathbf{R} - \mathbf{r}_n| \simeq R - \mathbf{qr}_n$ , где  $q = \mathbf{R}/R$  и перепишем (15) в виде:

$$u(\mathbf{R}) = \frac{e^{ikR}}{R} \sum_{n=1}^{N} A_n e^{-ik\mathbf{q}\mathbf{r}_n}.$$
(23)

Подставляя это выражение в (22), находим:

$$|b|^{2} = \frac{1}{4\pi} \sum_{n_{1}=1}^{N} \sum_{n_{2}=1}^{N} A_{n_{1}} A_{n_{2}}^{*} \int doe^{-ik\mathbf{q}(\mathbf{r}_{n_{1}}-\mathbf{r}_{n_{2}})}.$$
 (24)

Необходимо отметить, что поле, возбуждаемое реальным эталонным источником, отличается от (16) некоторым постоянным множителем a. Данное обстоятельство легко учесть, заменяя в приведенных выше формулах G на aG и  $\tilde{G}$  на  $a\tilde{G}$ . При этом элементы вектора **A** не зависят от a и результатом реконструкции станет:

$$\frac{|u(\mathbf{R})|}{|a|} = \frac{|b|}{|a|R}.$$
(25)

С учетом этого замечания постоянную |b| в левой части (24) следует заменить на:

$$w_{\rm es} = \frac{|b|}{|a|}.\tag{26}$$

Для каждого интеграла в правой части (8) введем свою сферическую систему координат ( $r, \theta, \varphi$ ) с полярным углом  $\theta$ , отсчитываемым от направления, заданного вектором  $\mathbf{r}_{n_1} - \mathbf{r}_{n_2}$ . Тогда:

$$\int doe^{-ik\mathbf{q}(\mathbf{r}_{n_{1}}-\mathbf{r}_{n_{2}})} = \int_{0}^{2\pi} d\varphi \int_{0}^{\pi} d\theta \sin\theta e^{ik|\mathbf{r}_{n_{1}}-\mathbf{r}_{n_{2}}|\cos\theta}$$
$$= 4\pi \frac{\sin(k|\mathbf{r}_{n_{1}}-\mathbf{r}_{n_{2}}|)}{k|\mathbf{r}_{n_{1}}-\mathbf{r}_{n_{2}}|}$$
(27)
$$w_{\rm es}^{2} = \sum_{n_{1}=1}^{N} \sum_{n_{2}=1}^{N} A_{n_{1}}A_{n_{2}}^{*} \frac{\sin(k|\mathbf{r}_{n_{1}}-\mathbf{r}_{n_{2}}|)}{k|\mathbf{r}_{n_{1}}-\mathbf{r}_{n_{2}}|}.$$

#### 4.2 Методика эксперимента

В лабораторном эксперименте, проведенном для тестирования обсуждаемого метода, измерения проводились в бассейне, представляющем собой заполненный водой куб со стороной 1 м. Точки  $\mathbf{r}_n$ , в которые поочередно помещался эталонный акустический монополь, играющий роль эквивалентного источника, образовывали куб размером  $3 \times 3 \times 3$ , показанный в центре рисунка 4.4. Были проведены две серии измерений с кубами, в которых расстояния между соседними точками (шаг кубической решетки) составляли 2 см и 3 см. Таким образом, в каждой серии были измерены поля N = 27 эквивалентных источников.

В качестве приемника использовалась многоэлементная антенна, состоящая из 32 элементов, которые располагались в 32 точках  $\mathbf{R}_m$ , удаленных от куба на расстояния около 30 см. В силу конструкции антенны, данные с пяти элементов оказались неинформативными и были исключены из дальнейшей обработки. Таким образом, калибровка выполнялась с использованием M = 27 приемников. Схема размещения эквивалентных источников и приемников приведена на рисунке 4.4. Эквивалентным источникам соответствуют маленькие фиолетовые сферы, а приемникам – красные цилиндры.



Рис. 4.4 Схема расположения эквивалентных источников и приемников

В качестве эталонного акустического монополя использовался миниатюрный обратимый гидрофон В&К 8103 (диаграмма направленности: рисунок 4.5). Данный гидрофон имеет рабочую полосу до 180 кГц, при характерных размерах 10×16 мм. В режиме излучения он не имеет резонансов и других особенностей в амплитудно-частотной характеристике в используемом в работе диапазоне частот. Для позиционирования эталонного акустического монополя использовался акустический комплекс, подробно описанный в предыдущих главах.



Рис. 4.5 Диаграмма направленности гидрофона В&К 8103

В качестве калибруемого источника использовался излучатель простейшей конструкции на основе цилиндрического слоя из пьезокерамики, поляризованного радиально. Размеры цилиндрического слоя: внешний диаметр 50 мм, внутренний диаметр 46 мм, высота 30 мм. Для герметизации пьезокерамический элемент был покрыт воском. Рассматриваемый излучатель существенно меньше характерных излучаемых В эксперименте, поэтому имеет длин волн, характеристику монопольного типа, что было проверено направленности с помощью моделирования методом конечных элементов. Оба источника звука показаны на рисунке 4.6.



Рис. 4.6 Внешний вид гидрофона В&К 8103 (в верхней части рисунка) и калибруемого источника (в нижней части рисунка)

В процессе калибровки бассейна из каждой точки куба эталонный акустический монополь излучал одинаковый ЛЧМ звуковой импульс длительности 1 с с вариацией частоты от 5 до 10 кГц. Возбужденное поле регистрировалось всеми *М* приемниками.

# 4.3 Методика обработки

С использованием преобразования Фурье вычислялись комплексные амплитуды зарегистрированных звуковых импульсов на сетке частот  $f_l$ , l = 1, ..., 2001, равномерно заполняющих интервал от 5 до 10 кГц с шагом 25 Гц. Таким образом, для каждого куба на каждой частоте были получены значения  $M \times N = 729$  комплексных амплитуд  $a_j$ , j = 1, ..., 729, представляющие значения введенных выше матричных элементов  $\tilde{G}_{mn}$  (19) для всех возможных пар ( $\mathbf{r}_n, \mathbf{R}_m$ ).

Аналогичным образом были измерены поля, возбуждаемые калибруемым источником, который последовательно помещался в точки тех же кубов и излучал тот же ЛЧМ импульс. С помощью преобразования Фурье на каждой частоте  $f_l$  были найдены значения комплексных амплитуд калибруемого источника  $b_j$ , j = 1, ..., 729, для тех же пар ( $\mathbf{r}_n$ ,  $\mathbf{R}_m$ ).

Фигурирующий в (18) и (21) вектор комплексных амплитуд калибруемого источника  $\tilde{\mathbf{u}}$  на каждой частоте  $f_l$  формировался M амплитудами  $b_j$ , отвечающими точке  $\mathbf{r}_n$  в центре куба. При оценке амплитуд эквивалентных источников  $A_n$  по формуле (21) в сумме учитывались лишь те слагаемые, которые отвечали сингулярным числам  $\lambda_q$ , превышающим  $\lambda_1/300$ . Оценки отношений амплитуд калибруемого источкика и эталонных монополей  $w_{\rm es}$  на каждой частоте  $f_l$  были получены подстановкой найденных  $A_n$  в (27).

# 4.4 Оценка точности метода

Для оценки точности метода полученные значения w<sub>es</sub> сопоставлялись с альтернативными оценками того же отношения. Эти оценки были получены на основе следующих соображений.

Если бы калибруемый и эталонный источники были идеальными монополями, на каждой частоте  $f_l$  отношения  $w_j = |b_j/a_j|$  для всех *j* принимали бы одно и то же значение, совпадающее с отношением амплитуд данных источников в свободном пространстве (26). В действительности это не так. На рисунке 4.7 приведены значения  $w_j$ , полученные на частоте  $f_l = 7000$  Гц для куба с шагом 2 см и (в верхнем левом углу) гистограмма распределения этих значений. Похожие распределения наблюдаются на всех частотах для обоих кубов. В качестве оценок отношения амплитуд сравниваемых источников на каждой частоте принимается  $w_{mean}$  и  $w_{median}$  – среднее и медианное значения измеренных величин  $w_j$ . В качестве еще одной оценки принимаем отношение среднеквадратичных

значений амплитуд калибруемого источника и эталонного монополя для всех 729 пар ( $\mathbf{r}_n, \mathbf{R}_m$ ):



Рис. 4.7 Отношения амплитуд калибруемого источника и эталонного монополя для всех 729 пар (**r**<sub>n</sub>, **R**<sub>m</sub>)на частоте 7 кГц.

Таким образом получаются четыре оценки отношений амплитуд калибруемого источника и эталонных монополей: *w*<sub>es</sub>, *w*<sub>mean</sub>, *w*<sub>median</sub> и *w*<sub>rms</sub>.

# 4.5 Результат реконструкции амплитудно-частотной характеристики

На рисунке 4.8 представлены полученные оценки отношений мощности калибруемого источника  $I_c$  к мощности эталонного источника  $I_e$ . Значения  $I_c/I_e$  выражены в децибелах: они представлены величинами 20 lg w, где в качестве w берутся описанные выше оценки отношений амплитуд, сглаженные по частоте с

интервалом 300 Гц. Жирной спложной линии соответствует оценка  $w_{es}$ , тонкой сплошной линии – оценка  $w_{mean}$ , пунктирной линии – оценка  $w_{median}$ , точечной линии – оценка  $w_{rms}$ . Необходимо отметить, что значения каждой из четырех сравниваемых оценок, полученные для кубов с шагом 2 см и 3 см практически совпадают на всем диапазоне частот. Поэтому на рисунке 4.8 представлены лишь результаты, полученные для куба с шагом 2 см.



Рис. 4.8 Оценки отношения мощности калибруемого источника к мощности эталонного источника

# 4.6 Выводы к четвертой главе

Экспериментальная апробация нового метода калибровки подтвердила возможность реконструкции амплитудно-частотной характеристики калибруемого источника в свободном пространстве. Для демонстрации работоспособности метода производилась реконструкция частотной зависимости интенсивности источника, который приближенно можно считать монопольным. Такое ограничение общности было принято в силу того, что при работе с таким

источником найденную оценку отношений амплитуд калибруемого источника и эталонного монополя  $w_{es}$  можно сопоставлять с альтернативными оценками того же отношения  $w_{mean}$ ,  $w_{median}$  и  $w_{rms}$ , полученных на основе тех же измерений. Из рисунка 4.5 видно, что все четыре оценки дают близкие результаты: разброс их значений на каждой из рассмотренных частот не превышает 2.5 дБ. Следовательно, обсуждаемый подход может быть применен для реконструкции диаграммы направленности более сложного калибруемого источника.

Следует отметить, что возможности метода эквивалентных источников, а поэтому и возможности предложенного подхода, заметно ограничиваются отсутствием обоснованных общих рекомендаций по выбору количества эквивалентных источников и точек их размещения, гарантирующих точность моделирования поля произвольного источника звука [87, 91]. Несмотря на то, что в работе [85] сформулированы некоторые критерии для выбора точек расположения приемников и точек, в которые помещается эталонные монополи, окончательный выбор количества таких точек и их координат приходится выполнять эмпирически. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

#### Основные результаты и выводы

- Показано, что препятствия, находящиеся в поле интенсивной акустической волны и имеющие характерные размеры порядка длины этой акустической волны, принципиально являются пространственными фильтрами для распространяющегося интенсивного акустического поля.
- 2. Выявлено, что при малых, в сравнении с шириной пучка, отверстиях в экране, первоначально пилообразный фронт вырождается в последовательность коротких иглообразных однополярных импульсов, что связано с отфильтровыванием из спектра низкочастотных составляющих, которые испытывают наиболее резкие возмущения по поперечным координатам.
- 3. Выявлено, что с увеличением диаметра отверстия в экране искажения охватывают все меньшую часть спектра. При помощи численного моделирования получен критерий сохранения пилообразного профиля волны: диаметр отверстия должен быть больше или равен ширине акустического пучка по уровню 0,7 на частоте излучения.
- 4. Обнаружена зависимость сдвига максимума распределения поля от акустической оси системы в поперечном направлении от интенсивности падающего на полуэкран пучка. Эффект наблюдается для всех гармоник сигнала и связан с уширением акустического пучка при увеличении характерного акустического давления в нем.
- 5. Обнаружен эффект, связанный с возникновением дополнительного максимума в поперечном распределении поля прошедшего полуэкран пучка, который при определённых условиях ярко выражен для высших гармоник. Эффект возникает из-за совместного проявления дифракционных и нелинейных эффектов, причём для его проявления необходимы

#### 106

определённые соотношения интенсивностей пучка до и после взаимодействия с препятствием.

- 6. Продемонстрирована возможность уменьшения вдвое периода пилообразной волны в отраженном от ступенчатого препятствия сигнале. Обнаружено, что при определённых фазовых соотношениях между отраженными частями пучка существуют выделенные направления, вдоль которых распространяются отраженные сигналы с устойчивым спектром.
- Экспериментально продемонстрирована работоспособность метода измерения амплитудно-частотной характеристики интенсивного источника звука в условиях бассейна с отражающими стенками, размер которого сравним с длиной волны.

## ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

А1. Гурбатов С.Н., Вьюгин П.Н., Касьянов Д.А., Курин В.В., Тюрина А.В., Дерябин М.С., Бахтин В.К. О дифракции пилообразной нелинейной волны на узком круглом отверстии в экране. // Акустический журнал. 2021. т. 67, № 3. с. 235–243. *Переводная версия:* 

Gurbatov S.N., Vyugin P.N., Kasyanov D.A., Kurin V.V., Tyurina A.V., Deryabin M.S., Bakhtin V.K. On Diffraction of a Sawtooth Nonlinear Wave by a Narrow Circular Aperture in a Screen. // Acoustical Physics. 2021. Vol. 67, No. 3. p. 237–244.

А2. Бахтин В.К., Гурбатов С.Н., Касьянов Д.А., Дерябин М.С. Об особенностях трансформации профиля акустических нелинейных волн, отраженных от ступенчатой структуры // Акустический журнал. 2023. т. 69, № 3. с. 295–303.

# Переводная версия:

Bakhtin V.K., Gurbatov S.N., Kasyanov D.A., Deryabin M.S. Peculiarities in the Transformation of the Profile of Acoustic Nonlinear Waves Reflected from a Stepped Structure // Acoustical Physics. 2021. Vol. 69, No. 3. p. 309–317.

A.3 Bakhtin V.K., Gurbatov S.N., Garasev M.A. Kasyanov D.A., Deryabin M.S. Some peculiarities of Intense Acoustic Beam Diffraction on a Semiscreen obstacle // Acoustical Physics. 2024. Vol. 70, No. 6. p. 933–939.

А.4 Бахтин В.К., Вировлянский А.Л., Дерябин М.С., Казарова А.Ю. Оценка амплитудно-частотной характеристики источника звука по измерениям в бассейне с отражающими границами // Акустический журнал. 2024. т. 70, № 6. с. 838–843.

Переводная версия:

Bakhtin V.K., Virovlyansky A.L., Deryabin M.S., Kazarova A. Yu. Estimation of Estimation of the Amplitude–Frequency Response of a Sound Source from Measurements in a Tank with Reflecting Boundaries // Acoustical Physics. 2024. Vol. 70, No. 6. p. 966–970.
А.5 Бахтин В.К., Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А. Экспериментальное исследование дифракции интенсивного акустического пучка на препятствии в виде полуэкрана // Акустический журнал. 2024. т. 70, № 5S. с. 75.

A6. Bakhtin V.K., Virovlyansky A.L., Deryabin M.S. Free-field calibration of an acoustic radiator in a tank using the equivalent source method // "Advances in Acoustics, Noise and Vibration – 2021", Proceedings of the 27th International Congress on Sound and Vibration. 2021. №1471.

A.7 Bakhtin V.K., Gurbatov S.N., Vyugin P.N., Kasyanov D.A., Deryabin M.S., Kurin V.V. Some features of the spatial structure of the profile of acoustic nonlinear waves reflected from stepped structure // "Advances in Acoustics, Noise and Vibration – 2021", Proceedings of the 27th International Congress on Sound and Vibration. 2021. №1487.

А.8 Бахтин В.К., Вировлянский А.Л., Дерябин М.С. Применение метода эквивалентных источников для калибровки излучателей звука в бассейне с отражающими стенками // Труды XXIV научн. конф. по радиофизике, посвящённой 75-летию радиофизического факультета. 2020. с. 870-873.

А.9 Бахтин В.К., Вировлянский А.Л., Дерябин М.С. Калибровка акустического излучателя в свободном пространстве по измерениям его поля в бассейне с отражающими стенками // Труды XXV научн. конф. по радиофизике. 2021. с. 867-370.

А.10 Бахтин В.К., Гурбатов С.Н., Вьюгин П.Н., Касьянов Д.А., Курин В.В., Дерябин М.С. О пространственной структуре профиля акустических нелинейных волн, отраженных от ступенчатой структуры // Труды XXV научной конференции по радиофизике. 2021. с. 363-366.

А.11 Бахтин В.К., Вировлянский А.Л., Дерябин М.С. Определение диаграммы направленности низкочастотного акустического излучателя в свободном пространстве по измерениям его поля в бассейне с отражающими стенками // Труды XI Всероссийской конференции и молодежной школы-семинара «ЭКОЛОГИЯ 2021 – МОРЕ И ЧЕЛОВЕК». 2021. А.12 Бахтин В.К., Вировлянский А.Л., Дерябин М.С., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я. Применение метода эквивалентных источников для калибровки излучателя звука в бассейне с отражающими границами. // Сборник Трудов XXXIV сессии Российского акустического общества: Сборник трудов сессии. 2022. с. 708-715.

А.13 Бахтин В.К., Вировлянский А.Л., Дерябин М.С., Казарова А.Ю. Калибровка излучателя в бассейне с отражающими границами с использованием метода эквивалентных источников // Сборник трудов XVII Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». 2024. с. 130-132.

А.14 Бахтин В.К., Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Экспериментальное исследование дифракции интенсивного акустического пучка на препятствии в виде полуэкрана // Сборник Трудов XXXVI сессии Российского акустического общества: Сборник трудов сессии. 2024. с. 1073-1079.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Зарембо, Л. К. Введение в нелинейную акустику / Л. К. Зарембо,
   В. А. Красильников. М.: Наука, 1966. 520 с.
- Розенберг, Л. Д. Источники мощного ультразвука / Л. Д. Розенберг. М.: Наука, 1967. – 380 с.
- Розенберг, Л. Д. Мощные ультразвуковые поля / Л. Д. Розенберг. М.: Наука, 1968. – 380 с.
- 4. **Мэзон, У.** Физическая акустика т. 2 / У. Мэзон. М.: Мир, 1969. 488 с.
- Beyer, R. T. Nonlinear acoustics / R. T. Beyer. New York: Academic Press, 1969. – 414 p.
- 6. Witham, G.B. Linear and Nonlinear Waves / G. B. Witham. N.Y.-Sydney-London-Toronto: Wiley, 1974. – 660 p.
- Руденко, О. В. Теоретические основы нелинейной акустики / О. В. Руденко,
   С. И. Солуян. М.: Наука, 1975. 288 с.
- Rudenko, O.V. Theoretical Foundations of Nonlinear Acoustics /
   O. V. Rudenko, S. I. Soluyan. New York: Pergamon Press, 1987. 274 p.
- 9. Бахвалов, Н.С. Нелинейная теория звуковых пучков / Н. С. Бахвалов,
   Я. М. Жилейкин, Е. А. Заболотская. М.: Наука, 1982. 176 с.
- Васильева, О. А. Взаимодействие одномерных волн в средах без дисперсии
   / О. А. Васильева, А. А. Карабутов, Е. А. Лапшин, О. В. Руденко. М.: Издво МГУ, 1983. – 152 с.
- Новиков, Б. К. Параметрические антенны в гидролокации / Б. К. Новиков,
   В. И. Тимошенко. Л.: Судостроение, 1990. 256 с.
- Наугольных, К. А. Нелинейные волновые процессы в акустике /
   К. А. Наугольных, Л. А. Островский. М.: Наука, 1990. 236 с.
- Naugolnykh, K. A. Wave Processes in Acoustics / K. A. Naugolnykh,
   L. A. Ostrovsky. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. 298 p.

- 14. Гурбатов, С. Н. Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии /
   С. Н. Гурбатов, А. Н. Малахов, А. И. Саичев. М.: Наука, 1990. 216 с.
- Gurbatov, S. N. Nonlinear random waves and turbulence in nondispersive media: waves, rays and particles / S. N. Gurbatov, A. N. Malakhov, A. I. Saichev. – Manchester: Manchester University Press, 1991. – 308 p.
- Crocker, M. J. Handbook of Noise and Vibration Control / M. J. Crocker. – Hoboken: John Wiley and Sons, 2007. – 1584 p.
- 17. Гурбатов, С. Н. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии.
   Приложения к нелинейной акустике / С. Н. Гурбатов, О. В. Руденко,
   А. И. Саичев. М.: Физматлит, 2008. 496 с.
- Gurbatov, S. N. Waves and Structures in Nonlinear Nondispersive Media: General Theory and Applications to Nonlinear Acoustics / S. N. Gurbatov,
   O. V. Rudenko, A. I. Saichev. – Berlin: Springer-Verlag Berlin and Heidelberg Gmbh & Co, 2011. – 472 p.
- 19. Ультразвук в медицине. Физические основы применения / Под ред.
  К. Хилла, Дж. Бэмбера, Г. тер Хаар; перевод с англ. под ред. Л. Р. Гаврилова,
  В.А. Хохловой, О.А. Сапожникова. М.: Физматлит, 2008. 544 с.
- Hamilton, M. F. Nonlinear Acoustics / M. F. Hamilton, D. T. Blackstock. Springer Nature Switzerland, 2024. – 455 p.
- 21. Гурбатов, С. Н. Нелинейные волны и одномерная турбулентность в средах без дисперсии / С. Н. Гурбатов, А. И. Саичев, И. Г. Якушкин // Успехи физических наук. 1983. Т. 141. С. 221–255.
- Руденко, О. В. Взаимодействия интенсивных шумовых волн / О. В. Руденко
   // Успехи физических наук. 1986. Т. 149. С. 413–447.
- 23. **Руденко, О. В.** Нелинейные пилообразные волны / О. В. Руденко // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. С. 1011–1036.
- Frisch, U. New trends in Turbulence: nouveaux aspects. / U. Frisch,
  B. J. Burgulence. Springer, Berlin, Heidelberg, 2001. P. 341- 383.

- Островский, Л. А. Нелинейная акустика в Нижнем Новгороде. (Обзор) / Л. А. Островский, С. Н. Гурбатов, И. Н. Диденкулов // Акустический журнал. 2005. Т. 51, № 2. С. 150-166.
- 26. Руденко, О. В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики / О.В. Руденко // Успехи физических наук. 2006. Т. 176. С. 77–95.
- Руденко, О. В. Нелинейные волны: некоторые биомедицинские приложения / О.В. Руденко // Успехи физических наук. – 2007. – Т. 177. – С. 374–383.
- Руденко, О. В. Звуковой удар: от физики нелинейных волн до акустической экологии (обзор) / О. В. Руденко, Ю. Н. Маков // Акустический журнал. 2021. Т. 67, №1. С. 3–30.
- Руденко, О. В. Нелинейная акустика в задачах и примерах / О. В. Руденко,
   С. Н. Гурбатов, К. М. Хедберг. М.: Физматлит, 2007. 176 с.
- 30. Rudenko, O. V. Nonlinear Acoustics through Problems and Examples / O. V. Rudenko, S. N. Gurbatov, C. M. Hedberg. Trafford Publishing, 2010. 184 p.
- 31. Бархатов, А. Н. Акустика в задачах / А. Н. Бархатов, Н. В. Горская,
   А. А. Горюнов, В. Г. Можаев, О. В. Руденко. М.: Физматлит, 2008. 336 с.
- 32. Зайцев, В.Ю. Нелинейные акустические явления в структурнонеоднородных средах: эксперименты и модели / В. Ю. Зайцев, С. Н. Гурбатов, Н. В. Прончатов-Рубцов. – Н. Новгород: изд-во ИПФ РАН, 2009. – 268 с.
- 33. Гурбатов, С. Н. Об использовании вырожденного параметрического взаимодействия интенсивных акустических пучков для усиления слабых сигналов / С. Н. Гурбатов, М. С. Дерябин, Д. А. Касьянов, В. В. Курин // Акустический журнал. – 2017. – Т. 63, №3. – С. 235-245.
- 34. Гурбатов, С. Н. Вырожденное параметрическое взаимодействие интенсивных акустических пучков / С. Н. Гурбатов, М. С. Дерябин,

Д. А. Касьянов, В. В. Курин // Известия вузов. Радиофизика. – 2016. – Т. 59, №10. – С. 887-889.

- Gee, K. L. The role of nonlinear effects in the propagation of noise from high-power jet aircraft / K. L. Gee, V. W. Sparrow, M. M. James, J. M. Downing, C. M. Hobbs, T. B. Gabrielson, A. A. Atchley // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 123, №6. P. 4082-4093.
- Muhlestein, M. B. Evolution of the temporal slope density function for waves propagating according to the inviscid Burgers equation / M. B. Muhlestein, K. L. Gee // J. Acoust. Soc. Am. 2016. V. 139, P. 958-967.
- 37. Заболотская, Е. А. Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков / Е. А. Заболотская, Р. В. Хохлов // Акуст. журн. – 1969. – Т.15, №1. – С. 40-47.
- Westervelt, P. J. Parametric acoustic array / P. J. Westervelt // J. Acoust. Soc.
   Am. 1963. V. 35, № 4. P. 535-537.
- Островский, Л. А. Дифракция и излучение пилообразных акустических волн / Л. А. Островский, А. М. Сутин // Акуст. журн. – 1976. – Т. 22. – С.93-100.
- 40. Yuldashev, P. V. The role of acoustic nonlinearity in tissue heating behind a rib cage using a high-intensity focused ultrasound phased array / P. V. Yuldashev, S. M. Shmeleva, S. A. Ilyin, O. A. Sapozhnikov, L. R. Gavrilov, V. A. Khokhlova // Physics in Medicine & Biology. 2013. V. 58. № 8.
- 41. Гусев, В. А. Аналитическое решение для дифрагирующего интенсивного гауссовского пучка в рамках модели модульной нелинейности / В. А. Гусев, Д. А. Жарков // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2023. Т. 87, № 4. С. 604-608.
- Гусев, В.А. Прохождение широкополосных звуковых ударов через случайный фазовый экран / В. А. Гусев. // Известия академии наук. Серия физическая. 2002. Т. 66, № 12. С. 1742-1446.
- 43. Коннова, Е.О. Использование графических ускорителей при моделировании нелинейных ультразвуковых пучков с ударными фронтами

на основе уравнения Вестервельта / Е.О. Коннова, В. А. Хохлова, П. В. Юлдашев // Акустический журнал. – 2023. – Т. 69, № 1. – С. 13-21.

- 44. Булат, П.В. Численное моделирование дифракции ударной волны на прямом угле на неструктурированных сетках / П. В. Булат, К. Н. Волков // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т.16, № 2. С. 354-362.
- 45. Юлдашев, П. В. Численное моделирование нелинейного параболического уравнения для анализа статистики воспринимаемого уровня шума волны звукового удара после прохождения турбулентного слоя атмосферы / П. В. Юлдашев, М. М. Карзова, В. А. Хохлова, Ф. Блан-Бенон // Акустический журнал. 2021. Т. 67, № 1. С. 31-44.
- 46. Кузнецов, В. П. О спектральных методах решения уравнений нелинейной акустики / В. П. Кузнецов // Акустический журнал. 2013. Т. 59, № 3. С. 322-326.
- 47. Lee, Y.S. Time-domain modeling of pulsed finite amplitude sound beams /
  Y. S. Lee, M. F. Hamilton // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97. P. 906-917.
- Tavakkoli, J. Modeling of pulsed finite-amplitude focused sound beams in time domain / J. Tavakkoli, D. Cathignol, R. Souchon, O. A. Sapozhnikov // J. Acoust. Soc. Am. – 1998. – V. 104. – P. 2061-2072.
- 49. Averkiou, M. A. Nonlinear distortion of short pulses radiated by plane and focused circular pistons / M. A. Averkiou, M. F. Hamilton // J. Acoust. Soc. Am. 1997. V. 102(5). P. 2539-2548.
- 50. **B. A**. Нелинейные Хохлова, импульсные прямоугольных поля фокусированных источников диагностического ультразвука / А. Е. Пономарев, M. A. Л. А. Крам // В. А. Хохлова, Аверкью, Акустический журнал. – 2006. – Т. 52, № 4. – С. 560-570.
- 51. Гурбатов, С. Н. Эволюция узкополосных шумовых пучков при больших акустических числах Рейнольдса / С. Н. Гурбатов, М. С. Дерябин, Д. А. Касьянов, В. В. Курин // Радиофизика. 2018. Т.16, № 7. С. 1-14.

- 52. Sapozhnikov, O. Nonlinear waveform distortion and shock formation in the nearfield of a continuous piston source / O. Sapozhnikov, V. Khokhlova, D. Cathinol // J. Acoust. Soc. Am. 2004. V. 115, № 5. P. 1982–1987.
- 53. Deryabin, M. S. Evolution of intense narrowband noise beams / M. S. Deryabin,
  S. N. Gurbatov, V. V. Kurin, D. A. Kasyanov // J. Sound Vib. 2019. № 439.
   P. 208–218.
- 54. Дерябин, М. С. Особенности стадии дестабилизации профиля волны при отражении интенсивного акустического пучка от мягкой границы / М. С. Дерябин, Д. А. Касьянов, В. В. Курин, М. А. Гарасев // Радиофизика. 2015. Т.58, № 12. С. 1052-1061.
- 55. Карзова, М.М. Использование интерферометра Маха-Цендера для экспериментального исследования образования «ножки» Маха при отражении ударноволновых импульсов от жесткой поверхности / М. М. Карзова, П. В. Юлдашев, В. А. Хохлова, С. Оливье, Ф. Блан-Бенон // Известия РАН. Серия физическая. – 2015. – Т.79, №10. – С. 1452-1455.
- 56. Дерябин, М.С. Особенности формирования ударных волн в ограниченных акустических пучках большой интенсивности при наличии мягкой границы в области взаимодействия / М. С. Дерябин, Д. А. Касьянов, В. В. Курин // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 4. С. 291–300.
- 57. Yang, G. Wave-Blocking Characteristics of Corrugated Plates under Explosion /
   G. Yang, S. Feng, W. Huang // Shock and Vibration. 2020. № 5895812.
- 58. Nian, X.-Z. Analysis of transmission and diffraction effects of air shock waves upon flexible explosion proof walls / X.-Z. Nian, Y. Zhang, C.-H. Sun, H.-Z. Wang, D.-J. Yan // Gongcheng Lixue /Engineering Mechanics. 2015. V. 32, № 3. P. 241-248.
- Young, T. A. Course of lectures on Natural Philosophy and the Mechanical Arts, V.2. / T. A. Young. – London. – 1807.
- Френель, О. Избранные труды по оптике / О. Френель. М.: Гостехиздат. –
   1955.

- 61. Игошин, В.И. Дифракционная фокусировка входного импульса и гигантское усиление по энергии в лазере на автоволновой фотонноразветленной цепной реакции / В. И. Игошин, Р. Р. Летфуллин // Квантовая электроника. – 1999. – Т.26. – С. 37-42.
- 62. Полещук, А. Г. Дифракционные эффекты для управления излучением мощных лазеров / А. Г. Полещук, А. И. Малышев, А. А. Харисов, В. В. Черкашин // Автометрия. 1998. Т.6. С. 38–46.
- 63. Острик, А. В. Расчет дифракции акустического импульса малой длительности на отверстии сложной формы в заполнителе, окруженном упругой оболочкой/ А. В. Острик, И. Б. Петров, В. П. Петровский // Матем. Моделирование. 1990. Т. 2, №8. С. 51–59.
- 64. Борисенко, А. Ю. Особенности искажения спектра информационных сигналов при дифракции на отверстиях / А. Ю. Борисенко, А. Г. Глущенко, Е. П. Глущенко // Научное обозрение. Технические науки. 2019. Т.5. С. 21–25.
- 65. Немчинов, В. В. Дифракция плоской продольной и поперечной волны на круглом отверстии / В. В. Немчинов // Вестник НИЦ Строительство. 2010.
   №2. С.71–77.
- 66. Комкин, А. И. Акустическое сопротивление отверстия при высоких уровнях звукового давления / А. И. Комкин, А. И. Быков, М. А. Миронов // Акуст. журн. – 2018. – Т. 64, № 5. – С. 562-565.
- 67. Komkin, A. Experimental study of nonlinear acoustic impedance of circular orifices / A. Komkin, A. Bykov, M. Mironov // Journal of the Acoustical Society of America. 2020. V. 148, № 3. P. 1391-1403.
- 68. Khokhlova, V. A. Numerical modeling of finite amplitude sound beams: Shock formation in the near field of a cw plane piston source / V.A. Khokhlova, R. Souchon, J. Tavakkoli, O. A. Sapozhnikov, D. Cathignol // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 110(1). P. 95-108.

- Shampine, L. F. Computer Solution of Ordinary Differential Equations: the Initial Value Problem / L. F. Shampine, M. K. Gordon. – San Francisco: W.H. Freeman. 1975. – 318 p.
- 70. Стретт, Дж. В. Теория звука. Т. 1 / Дж. В. Стретт. М.: Гостехиздат, 1955. 504 с.
- 71. **Стретт, Дж. В.** Теория звука. Т. 2 / Дж. В. Стретт. М.: Гостехиздат, 1955. 476 с.
- Rawlins, A. D. The solution of a mixed boundary value problem in the theory of diffraction by a semi-infinite plane / A. D. Rawlins // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1975. V. 346, № 1647. P. 469–484.
- 73. Rawlins, A. D. The solution of a mixed boundary value problem in the theory of diffraction / A. D. Rawlins // Journal of Engineering Mathematics. 1984. V. 18. P. 37–62.
- 74. Hurd, R. A. The Wiener-Hopf-Hilbert method for diffraction problems /
  R. A. Hurd // Canad. J. Phys. 1976. V. 54, № 7. P. 775–780.
- 75. Wickham, G. R. Mode conversion, corner singularities and matrix Wiener-Hopf factorization in diffraction theory / G. R. Wickham // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1995. V. 451. P. 399–423.
- 76. Исраилов, М.Ш. Дифракция акустических и упругих волн на полуплоскости при разнотипных граничных условиях / М.Ш. Исраилов // Механика твердого тела. – 2013. – №3. – С. 121-134.
- Канев, Н. Г. Максимальное поглощение звука монополем в помещении на низких частота / Н. Г. Канев // Акуст. журн. 2020. Т. 66, № 3. С. 327-331.
- Bobber, R. J. Underwater electroacoustic measurement / R. J. Bobber. CA: Peninsula Press, Los Altos, 1988.
- Robinson, S. P. Review of methods for low frequency transducer calibration in reverberant tanks / S. P. Robinson. – NPL Report CMAM 034, 1999.

- Robinson, S. P. Signal-modeling methods applied to the free-field calibration of hydrophones and projectors in laboratory test tanks / S. P. Robinson, G. Hayman, P. M. Harris, G. A. Beamiss // Meas. Sci. Technol. 2018, 29:085001.
- 81. Исаев, А. Е. Градуировка гидрофонов по полю при непрерывном излучении в реверберирующем бассейне / А. Е. Исаев, А. Н. Матвеев // Акуст. журн. 2009. Т. 55, № 6. С. 727-736.
- Исаев, А. Е. Применение метода скользящего комплексного взвешенного усреднения для восстановления неравномерной частотной характеристики приемника / А. Е. Исаев, А. Н. Матвеев // Акуст. журн. 2010. Т. 56, № 5. С. 651-654.
- 83. Исаев, А. Е. Подавление реверберационных искажений сигнала приемника с использованием передаточной функции бассейна / А. Е. Исаев, А. С. Николаенко, И. В. Черников // Акуст. журн. 2017. Т. 63, № 2. С. 165-174.
- 84. Virovlyansky, A. L. On the use of the equivalent source method for free-field calibration of an radiator in a reverberant tank / A. L. Virovlyansky, M. S. Deryabin // J. Sound. Vibr. 2019. V. 455. P. 69-81.
- 85. Вировлянский, А. Л. Реконструкция диаграммы направленности источника звука в свободном пространстве по измерениям его поля в бассейне / А. Л. Вировлянский, А. Ю. Казарова, Л. Ю. Любавин // Акуст. журн. 2020. Т. 66, № 5. С. 509–516.
- 86. Koopmann, G. H. A method for computing acoustic fields based on the principle of wave superposition / G. H. Koopmann, L. Song, J. B. Fahnline // J. Acoust. Soc. Am. – 1989. – V. 86, № 6. – P. 2433-2438.
- 87. Бобровницкий, Ю. И. Общие свойства и принципиальные погрешности метода эквивалентных источников / Ю. И. Бобровницкий, Т. М. Томилина // Акуст. журн. – 1995. – Т. 41, № 5. – С. 737-750.
- 88. Johnson, M. E. An equivalent source technique for calculating the sound field inside an enclosure containing scattering objects / M. E. Johnson, S. J. Elliott,

K-H. Baek, J. Garcia-Bonito // J. Acoust. Soc. Am. – 1998. – V. 104, № 3. – P. 1221-1231.

- Mao, J. A Forward- Backward Splitting Equivalent Source Method Based on S-Difference / J. Mao, Z. Wang, J. Liu, D. Song // Appl. Sci. – 2024. – V. 14, № 3. – P. 1086.1-1086.17.
- 90. Gounot, Y. J. R. Simulation of scattered fields: some guidelines for the equivalent source method / Y. J. R. Gounot, R. E. Musafir // J. Sound. Vibr. 2011. V. 330, № 15. P. 3698-3709.
- 91. Lee, S. Review: the use of equivalent source method in computational acoustics /
  S. Lee // Journal of Comput. Acoustics. 2017. V. 25, № 1. 1630001.
- 92. Fernandez-Grande, E. A sparse equivalent source method for near-field acoustic holography / E. Fernandez-Grande, A. Xenaki, P. Gerstoft // J. Acoust. Soc. Am. 2017. V. 141, № 1. P. 532-542.
- 93. He, T. Modeling three-dimensional underwater acoustic propagation over multi-layered fluid seabeds using the equivalent source method / T. He, S. Mo, E. Fang, M. Wang, R. Zhang // J. Acoust. Soc. Am. 2021. V. 150, № 4. P. 2854-2864.
- 94. Golub, G. H. Matrix computations / G. H. Golub, C. F. Van Loan. Baltimore: The John Hopkins University Press, 1989.