

ИВАНО-ФРАНКОВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧЕСЬКИЙ  
УНІВЕРСИТЕТ НЕФТИ І ГАЗА

На правах рукописи

Луценко Геннадий Геннадьевич

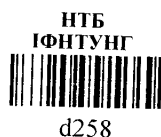
УДК 620.179.1/04  
1186

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СРЕДСТВ И МЕТОДОВ АКУСТИЧЕСКОГО  
КОНТРОЛЯ МЕТАЛЛОКОНСТРУКЦИЙ.

Специальность 05.11.13 – «Приборы и методы контроля и определения  
состава веществ»

Диссертация на соискание научной степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель  
Карпаш Олег Михайлович,  
доктор технических наук,  
профессор



Ивано-Франковск - 2005

258

## Содержание.

ВВЕДЕНИЕ .....	6
РАЗДЕЛ 1. АНАЛИЗ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	12
1.1. Анализ функциональных возможностей некоторых современных средств ультразвукового неразрушающего контроля.....	12
1.2. Известные методы расчёта пространственной структуры ультразвуковых сигналов.....	15
1.3. Постановка задач исследования.....	28
РАЗДЕЛ 2. РАЗРАБОТКА И ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДОВ РАСЧЁТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУД СИГНАЛОВ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ.....	31
2.1. Анализ точных и приближённых подходов к решению задачи расчёта полей ультразвуковых сигналов.....	32
2.2. Вывод и обоснование основных расчётных соотношений.....	46
2.2.1. Вывод общих формул для полей продольных и сдвиговых волн различной поляризации в задаче Лэмба.....	47
2.2.2. Способы расчёта упругих волн в ближней и промежуточной зоне.....	49
2.2.3. Расчётные соотношения для дальней зоны.....	56
2.3. Сопоставление двух альтернативных математических моделей, аппроксимирующих процесс излучения упругих волн пьезопреобразователями.....	58
РАЗДЕЛ 3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ .....	61
3.1. Анализ структуры поля излучения прямого пьезоэлектрического преобразователя продольных волн при тональном и импульсном возбуждении.....	61
3.2. Расчёт поля излучения наклонного преобразователя.....	64

3.3.1. Постановка задачи и обсуждение способов её решения.....	64
3.2.2. Вывод основных соотношений. ....	67
3.2.3. Примеры расчёта и анализ пространственной структуры поля излучения наклонного преобразователя.....	73
3.3. Анализ полей излучения электромагнитоакустических преобразователей (ЭМАП).....	75
3.3.1. Вывод расчётных соотношений.....	77
3.3.2. Структура объёмного источника, порождаемого вихретоковой компонентой.....	81
3.3.3. Анализ пространственной структуры поля упругих волн, излучаемых одиначным элементом с током .....	87
3.3.4. Анализ пространственной структуры полей ЭМАП с многовитковыми индукторами.....	90
<b>РАЗДЕЛ 4. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЕЙ ЭХО- СИГНАЛОВ.....</b>	<b>99</b>
4.1. Исследование донных эхо-сигналов в зависимости от формы апертуры и длительности зондирующих импульсов.....	99
4.2. Исследование полей эхо-сигналов от стандартных отражателей для преобразователей различной формы и структуры (прямые ПЭП) .....	102
4.2.1. Вывод расчётных соотношений для поля эхо-сигнала.....	103
4.2.2. Анализ пространственной и временной структуры полей эхо-сигналов .....	107
<b>РАЗДЕЛ 5. УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СРЕДСТВ АКУСТИЧЕСКОГО НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ МЕТАЛЛОКОНСТРУКЦИЙ .....</b>	<b>122</b>
5.1. Теоретические и экспериментальные исследования точности определения эквивалентного диаметра дефекта прямыми ПЭП на основе АРД-диаграмм.....	122
5.1.1. Оценка погрешностей определения эквивалентного диаметра дефекта на основе исследования дифференциальных свойств АРД-поверхности..	122

5.1.2. Экспериментальное исследование погрешностей измерения эквивалентного диаметра дефекта.....	130
5.2. Применение предложенных способов измерения эквивалентного диаметра в цифровых дефектоскопах УД2-70 и УД3-71.....	135
5.2.1. Измерение эквивалентного диаметра дефекта прямыми ПЭП.....	135
5.2.2. Измерение эквивалентного диаметра дефекта наклонными ПЭП...	136
5.3. Разработка установки для автоматизированного контроля вагонных колёс в процессе производства.....	140
5.3.1. Назначение установки и научно-технические проблемы, сопутствовавшие её разработке.....	140
5.3.2. Разработка широкозахватного датчика для автоматизированного ультразвукового контроля изделий. Экспериментальные исследования пространственной структуры поля эхо-сигналов.....	142
5.3.3. Экспериментальная апробация установки для неразрушающего контроля вагонных колёс и опыт эксплуатации в процессе производства	144
ВЫВОДЫ.....	147
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	151
Приложение А. Сравнительные данные дефектоскопов индивидуального использования.....	163
Приложение Б. Вывод соотношений для расчёта полей излучения прямых ПЭП.....	165
Б.1. Вывод формул для расчёта смещений в поле распределённого источника.....	165
Б.2. Вывод точных и асимптотических формул для случая круглой апертуры с равномерным распределением.....	167
Б.3. Вывод асимптотических формул для поля в дальней зоне в случае апертуры произвольной формы.....	175
Приложение В. Примеры численных расчётов для сопоставления двух моделей, аппроксимирующих пьезоэлектрический излучатель.....	178

Приложение Г. Пространственная и временная структура сигналов, излучаемых прямыми ПЭП.....	180
Приложение Д. Расчёты поля наклонного призматического пьезопреобразователя.....	189
Д.1. Прямой расчёт пространственных спектров в задаче о поле наклонного ПЭП.....	189
Д.2. Результаты численного расчёта поля наклонного ПЭП.....	194
Приложение Е. Расчётные соотношения для исследования донных сигналов.....	203
Приложение Ж. Результаты численных расчётов пространственной структуры полей эхо-сигналов.....	207
Приложение З. Экспериментальное исследование точности измерения эквивалентного диаметра дефекта.....	217
Приложение И. Установка для контроля вагонных колёс.....	222
И.1. Функциональные узлы и конструкция.....	222
И.2. Экспериментальные исследования широкозахватного преобразователя.....	223
И.3. Экспериментальная проверка работы установки для контроля вагонных колёс.....	225
Приложение К. Акт внедрения системы автоматизированного ультразвукового контроля железнодорожных колес.....	226

## ВВЕДЕНИЕ.

Акустический контроль, основанный на использовании упругих волн, нашёл широкое и разнообразное применение в различных производствах, на транспорте, при добыче и транспортировке нефти и газа и в других видах промышленной деятельности [2-5]. Расширение круга задач, выдвигаемых практикой перед неразрушающим (в том числе и акустическим) контролем, ужесточение требований в части точности, надёжности и оперативности контроля, стимулируют совершенствование средств акустического неразрушающего контроля и методик его применения.

**Актуальность темы** аргументируется такими соображениями. Анализируя пути и возможности совершенствования средств акустического контроля, отметим, что успехи в области их разработки и производства достигнуты за счёт действия нескольких взаимодополняющих факторов. Это: прогресс в области технологии изготовления деталей и узлов аппаратуры контроля (в частности, акустических преобразователей); прогресс в области радиоэлектроники и вычислительной техники, предлагающей всё расширяющийся набор комплектующих (элементов и узлов электроники, процессоров, устройств передачи, хранения и отображения информации); прогресс в области исследования качественных и количественных закономерностей распространения и дифракции упругих волн. Первые два фактора позволили существенно улучшить весогабаритные и эргономические параметры устройств контроля, позволили использовать в приборах ранее труднодостижимые для реализации математические алгоритмы. Однако, несмотря на очевидную их важность, первые два фактора не решают сами по себе первостепенную для акустического неразрушающего контроля проблему интерпретации наблюдаемых сигналов, которая требует точного знания особенностей формирования акустических полей и их взаимодействия с неоднородностями среды. Следовательно, дополнительные резервы улучшения показателей акустического неразрушающего контроля кроются в более полном и детальном изучении закономерностей распространения и дифракции ультразвуковых сигналов.

Детализируя это общее утверждение, укажем на то, что решение двух важнейших задач контроля: обнаружения дефекта и измерения его параметров – тесно связано с пространственной структурой полей упругих волн, используемых для контроля. Наличие интерференционных минимумов и максимумов может привести к пропуску дефекта, либо к неверному измерению его координат и неверной оценке его размера. Если в приборах для ручного контроля (первая группа устройств) оператор может вывести дефект из области слабых сигналов, просто перемещая преобразователь, то в системах автоматического контроля (вторая группа устройств), где позиции преобразователей фиксированы, такая возможность отсутствует. В отличие от устройств первой группы, где оператор сам интерпретирует картину эхо-сигналов, в системах автоматического контроля эта задача должна быть решена без участия оператора. Примерами таких устройств (см. [8 – 15]) являются системы для автоматического контроля листов проката, контроля сварных швов в процессе производства труб или монтажа трубопроводов, контроля рельсов, контроля целостности труб в процессе бурения нефтяных скважин и т. п. Если в случае устройств первой группы достаточно иметь самые общие представления о структуре поля эхо-сигналов, то во втором для уменьшения вероятности пропуска и ошибок измерения эквивалентных размеров дефекта необходимы точные количественные данные уже на стадии проектирования системы контроля.

Оценка размеров дефекта тесно связана с технической проблемой отбраковки изделий. В настоящее время распространёнными являются методы, основанные на измерении эквивалентного диаметра дефекта по амплитуде отражённого сигнала. Неравномерность пространственного распределения амплитуд эхо-сигналов приводит к ошибкам при определении эквивалентного диаметра и, как следствие, к экономическим потерям за счёт неправильной отбраковки.

Из сказанного выше следует, что углублённое изучение пространственной структуры полей эхо-сигналов (с акцентом на количественные данные) и определение факторов, влияющих на степень и характер неравномерности, является одной из важных задач акустического неразрушающего контроля. В то же время

систематическое изучение пространственной структуры полей излучателей ультразвуковых волн в твёрдой изотропной среде и соответствующих полей импульсных эхо-сигналов для преобразователей различного устройства и формы до сих пор не проводилось. Не разработаны способы расчёта, которые, будучи воплощены в программные продукты, могли бы быть применены на стадии проектирования систем акустического неразрушающего контроля. Не исследован также вопрос о точности измерения эквивалентных размеров дефектов как об одном из важнейших показателей надёжности средств неразрушающего контроля при отбраковке изделий.

Недостаточность научных исследований в указанных областях препятствует внедрению современных технологий проектирования автоматических систем акустического неразрушающего контроля. В результате увеличивается удельный вес экспериментальных проработок в процессе проектирования, возрастает себестоимость и снижается надёжность системы контроля в целом.

**Связь работы с научными программами.** Диссертационная работа выполнялась в соответствии с отраслевой научно-технической программой НАК "Нафтогаз України" на 2002—2007 гг. "Создание, освоение выпуска и внедрение в производство комплекса технических средств и технологий неразрушающего контроля и технической диагностики трубных колонн, бурового и нефтегазового оборудования и инструмента нефтегазовых месторождений. Организационное, техническое и кадровое обеспечение».

**Цель и задачи исследования.** Цель: совершенствование существующих и разработка новых средств неразрушающего акустического контроля на основе исследования полей упругих волн в металлах. Для достижения этой цели требуется решить такие задачи: 1) получить качественные и количественные данные о структуре полей излучения пьезоэлектрических (ПЭП) и электромагнитоакустических (ЭМАП) преобразователей с прямым и наклонным вводом в ближней и переходной зонах дифракции, а также полей эхо-сигналов для преобразователей с разной формой апертуры при использовании импульсных сигналов разной длительности; 2) получить данные о величине погрешностей



измерения эквивалентных размеров дефектов и о важнейших факторах, влияющих на точность измерения; 3) применить полученные данные на стадии разработки и проектирования средств акустического контроля.

Для решения этих задач следует: разработать способы расчёта пространственной структуры полей излучения и полей эхо-сигналов, провести расчёты и проанализировать их результаты; разработать метод теоретического оценивания величины погрешностей измерения эквивалентных размеров дефектов и провести экспериментальную проверку.

**Научная новизна полученных результатов.** В работе разработаны и обоснованы новые методы («спектральный» и «свёрточный») расчёта импульсных полей излучения и полей эхо-сигналов прямых ПЭП с апертурой произвольной формы при учёте временной регулировки усиления. Впервые разработаны методы расчёта полей излучения наклонных ПЭП в ближней зоне и полей ЭМАП с прямым и наклонным вводом, исследование пространственной структуры которых до сих пор не проводилось. Проанализированы факторы, влияющие на пространственную структуру полей. Показано, что равномерность ультразвукового покрытия зоны контроля может быть повышена за счёт применения предложенных в работе многоэлементных дефокусирующих ПЭП. Впервые получен расчётный способ определения погрешности измерения эквивалентного диаметра дефекта в зависимости от его положения и размера и проведен анализ факторов, определяющих погрешности.

**Практическое значение полученных результатов.** Результаты исследований, проведенных на основе разработанных методов расчёта, внедрены в действующие приборы и системы акустического неразрушающего контроля. В частности, реализованы алгоритмы измерения эквивалентного диаметра дефекта при прямом и наклонном вводе в дефектоскопах УД2-70 и УД3-71 и увеличена точность измерения. Методы расчёта пространственной структуры полей были непосредственно использованы при разработке автоматической системы контроля вагонных колёс в процессе производства, применяемой на Нижнеднепровском трубопрокатном заводе (г. Днепропетровск). Эти методы (и соответствующие им

расчётные схемы) рекомендуется применять в процессе многовариантного проектирования акустических систем контроля.

**Личный вклад соискателя.** В совместной работе с Карпашем О. М. соискателю принадлежит разработка методов расчёта полей упругих волн, вывод расчётных формул и анализ результатов численных расчётов, а Карпашу О. М. принадлежит выбор общего направления исследования, постановка задачи и участие в обсуждении результатов. В совместных работах с Галаненко В. Б. соискателю принадлежит разработка методов расчёта полей упругих волн, вывод расчётных формул и анализ результатов численных расчётов, а Галаненко В. Б. принадлежит постановка задач, участие в обсуждении эффективности избранного метода исследований и участие в обсуждении результатов. В совместных работах с Галаненко Д. В., Беркутой В. Г. соискателю принадлежит разработка способа решения задачи, вывод расчётных соотношений, анализ результатов расчёта и участие в обсуждении результатов исследования, а его соавторам – реализация численных алгоритмов и участие в обсуждении результатов исследования. В совместных работах с Ищенко В. П., Мамчур М. А., Рябец Т. А. и с Козаком А. А., Черненко А. Н. автору диссертационной работы принадлежит руководство разработкой, выработка основных технических решений, а его соавторам – реализация разработки на уровне инженерных решений. В совместной работе с Галаненко Д. В. и Мищенко В. П. автору принадлежит способ решения проблемы, применение полученных им методов анализа пространственной структуры полей в процессе разработки, участие в экспериментальной проверке.

**Апробация результатов диссертации.** Результаты работы докладывались: на 4-ой национальной научно-технической конференции «Неразрушающий контроль и техническая диагностика», проведенной ИЭС им. Патона НАН Украины (май 2003 г., г. Киев), на Акустическом симпозиуме «Консонанс 2003», проведенном в Институте гидромеханики НАН Украины (октябрь 2003 г., г. Киев), на научно-технической конференции «Неразрушающий контроль конструкционных и функциональных материалов» (январь 2002 г., Славско), на научно-техническом совещании «Электромагнитные и акустические методы неразрушающего контроля

материалов и изделий» (январь 2004 г., Славско), проведенных Физико-механическим институтом им. Карпенко НАН Украины, на 16-ой всемирной конференции по неразрушающему контролю (август-сентябрь 2004г., Монреаль).

**Публикации.** Результаты диссертации опубликованы в 7 статьях в научных журналах, в 2-х сборниках научных трудов, в 7 сборниках материалов научных конференций.

## РАЗДЕЛ 1. АНАЛИЗ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

### 1.1. Анализ функциональных возможностей некоторых современных средств ультразвукового неразрушающего контроля

Выше указывалось, что акустические приборы неразрушающего контроля (дефектоскопы) можно подразделить на приборы общего назначения, применяемые обычно в процессе ручного контроля, и специализированные системы, предназначенные для ультразвукового контроля в автоматическом режиме.

Рассмотрим наиболее типичные приборы первой группы. В СССР головным предприятием, разрабатывавшим такие устройства, был ВНИИ Неразрушающего Контроля (г. Кишинёв). Одна из последних его разработок - дефектоскоп широкого назначения УД2-12 - применяется в промышленности до настоящего времени (о модернизированном варианте прибора сообщалось в [6]). Наиболее авторитетными зарубежными разработчиками в течение длительного времени являются: немецкая фирма «Крауткремер» («Крауткремер-Брансон», «Крауткремер – Дженерал Электрик») и американская фирма «Панаметрикс». В таблицу П1.1, приведенную в Приложении\_А, включены технические характеристики дефектоскопов USN 52R и ЕРОСН 4, разработанных этими фирмами, а также современного российского дефектоскопа ПЕЛЕНГ УД2-102 («Алтек», г. Санкт-Петербург) и разработанный при участии и под руководством автора диссертационной работы дефектоскоп УД2-70 («Ультракон-Сервис», г. Киев).

Из таблицы видно, что технические параметры рассматриваемых приборов, достаточно близки. В рамках тематики данной диссертационной работы наибольший интерес представляют параметры, позволяющие использовать данные приборы в процессе браковки изделий. Традиционно используемые методики браковки основаны на использовании АРД-диаграмм, предложенных Крауткремером [2, 16, 17]. Первоначально методика использования АРД-диаграмм (см. [1, 5]) предполагала, что для определения эквивалентного диаметра оператор должен осуществить ряд расчётов и графических построений с помощью специальных

планшетов. Однако включение в состав дефектоскопа микропроцессора и переход на цифровые технологии (используемые во всех перечисленных в таблице приборах) позволило строить нужную АРД-кривую прямо на экране прибора, чтобы затем использовать её для управления ВРЧ, для отыскания эквивалентного диаметра дефекта, а также в качестве браковочного порога. Такая опция есть во всех рассмотренных устройствах. Однако вычисление эквивалентного диаметра или площади требует от оператора дополнительных действий. Например, российский дефектоскоп «Пеленг» [7] даёт следующие возможности. «Встроенный в прибор режим АРД обеспечивает автоматический расчёт значений чувствительности ... в зависимости от имеющегося донного отражателя, заданного значения эквивалентной площади, частоты, затухания, угла ввода. В процессе выполнения контроля по отражённым сигналам в дальней зоне автоматически определяется эквивалентная площадь обнаруженных дефектов». Как видим, автоматический расчёт эквивалентной площади осуществляется лишь в дальней зоне дифракции, хотя чаще всего зона контроля включает в себя и ближнюю зону. О методике расчёта эквивалентной площади при контроле наклонными преобразователями не сообщается. Можно предположить, что в этом случае используется приближённое представление о «мнимом» источнике [4,5], что (как показано ниже) приводит к погрешностям.

Погрешности измерения эквивалентного размера дефекта являются важной технической характеристикой прибора, так как от них зависит надёжность процесса браковки. Однако они, насколько нам известно, в научно-технической литературе не проанализированы. Подобного рода анализ позволил бы усовершенствовать методику измерения и увеличить его точность.

АРД-диаграммы, приведенные в справочной литературе [1,2], получены для прямых ПЭП. Получение АРД-диаграмм для призматических ПЭП с разными углами ввода связано с проведением трудоёмких экспериментов на специально подготовленных образцах. Важное исследование, проведенное в ЦНИИТМАШ (г. Москва) [18], обобщило значительный объём экспериментов по измерению диаметров плоскодонных отражателей наклонными ПЭП с использованием

тщательно изготовленных образцов в форме клина. Результатом этих исследований явилась лицензионная программа «АРД-Универсал» для персонального компьютера, которая позволяет построить АРД диаграмму по известным параметрам датчика (прямого или наклонного), эквивалентному размеру дефекта и параметрам эхо-сигнала в режиме калибровки. Несмотря на очевидную ценность этой программы, она всё же не может быть составной частью действующего дефектоскопа, так как: а) не решает непосредственно задачу автоматического расчёта эквивалентного размера дефекта по наблюдаемому эхо-сигналу и б) базируется на вычислительных возможностях компьютера, превышающих возможности процессора дефектоскопа. Однако указанная программа, как мы полагаем, может служить для верификации и настройки других алгоритмов вычисления эквивалентных размеров дефектов, внедряемых в действующие дефектоскопы.

Таким образом, проведенный анализ параметров дефектоскопов общего назначения позволяет сделать вывод о целесообразности: 1) проведения исследований точности измерения эквивалентных размеров дефектов при использовании АРД-диаграмм и 2) разработки алгоритмов измерения эквивалентных размеров дефекта (пригодных для внедрения в действующие приборы), которые были бы применимы как в дальней, так и в ближней зоне дифракции преобразователей, при использовании как прямых, так и наклонных ПЭП.

Переходя к специализированным устройствам для автоматического контроля изделий, заметим, что такого рода системы весьма разнообразны. Они включают в себя системы для контроля проката [9,10], колёсных пар в процессе их эксплуатации [11], сварных швов [12], рельсовых путей [13] и т. п. Информация об этих системах имеется в виде литературы преимущественно рекламно-информационного характера, в которой технология и принципы проектирования не рассматриваются. Не приводятся также параметры, характеризующие надёжность автоматического контроля, как-то: вероятностная оценка возможности пропуска дефекта, параметры зоны ультразвукового покрытия при автоматическом контроле,

хотя их следовало бы отнести к числу важнейших. В литературе обобщающего характера (монографии [14,15]), в которой обсуждаются многие важные для систем неразрушающего акустического контроля проблемы, этим вопросам также не уделено должного внимания. В то же время сама проблема не нова. Она обсуждалась в радиофизике и гидроакустике в связи с работой распределённых (разнесённых) систем локации. Однако специфика применений в радиофизике и гидроакустике заключается в том, что зона обнаружения объекта (аналог зоны контроля) находится в дальней волновой зоне антенн, и потому проблема обсуждается в терминах диаграмм направленности. Для ультразвукового неразрушающего контроля характерно, что зона контроля включает в себя как дальнюю, так и ближнюю волновые зоны каждого из преобразователей. Из сказанного следует, что исследование пространственной структуры полей преобразователей не только в дальней зоне (диаграммы направленности), но и в ближней зоне, является актуальной задачей применительно к разработке систем автоматического неразрушающего контроля.

## **1.2. Известные методы расчёта пространственной структуры ультразвуковых сигналов**

Как упоминалось во Введении и в п. 1.1, для анализа работы действующих и разработки новых акустических устройств, использующих эхо-метод, важным является исследование пространственного распределения амплитуд эхо-сигналов. Рассмотрение задачи в такой постановке, когда рассматриваются в совокупности излучение сигнала, его отражение и приём, содержится в работах П.Р.Степанишена [19] и В. Н. Данилова [20, 21]. Большинство других работ посвящено изучению полей излучения преобразователей. К рассмотрению работ [19-21] мы вернёмся позднее, а сейчас сосредоточим внимание на работах, посвящённых полям излучателей, которые представляют самостоятельный интерес как с точки зрения методов расчёта, так и прояснения физических закономерностей.

Пьезоэлектрический преобразователь (ПЭП) представляет собой достаточно сложную (с точки зрения теории упругих колебаний и волн) систему. Сложность

этой задачи отмечалась в монографиях известных специалистов в данной области (см., например, [22-23]). В связи с этим при исследовании полей ПЭП используют следующую аппроксимацию: пьезопластину, контактирующую с объектом контроля через тонкий слой жидкости (т.-е.: с возможностью поперечного проскальзывания), заменяют распределением нормальных напряжений, действующих на объект извне.

Задача расчёта движения частиц упругого полупространства по заданным на его поверхности механическим напряжениям называется задачей Лэмба в связи с тем, что Лэмб ещё в 1904 г. рассмотрел движение поверхности упругого полупространства под действием нормальной к поверхности сосредоточенной силы. В последующих работах (на протяжении почти столетия) задача Лэмба обсуждалась в более широкой постановке как для тональных, так и для импульсных сигналов.

Основные физические особенности задачи Лэмба и приёмы её решения наиболее ясно изложены в монографии [22] на примере двумерной задачи о поле упругих волн в изотропном полупространстве при воздействии нормальными напряжениями, распределёнными внутри бесконечной полосы и изменяющимися во времени по гармоническому закону. С математической точки зрения адекватными геометрии задачи являются применение преобразования Фурье по пространственной переменной и последующее (применительно к дальнему полю) асимптотическое контурное интегрирование на комплексной плоскости (метод перевала). С физической точки зрения самым существенным является то, что под действием нормальных напряжений возбуждаются 3 волны: продольная, сдвиговая (с вертикальной поляризацией) и поверхностная волна Релея. Особый интерес представляет собой распределение энергии между этими волнами. Этот вопрос рассматривался ещё в работе Л. Я. Гутина [24]. Показано, что при сосредоточенном воздействии большая часть энергии передаётся в среду в виде поверхностной и сдвиговой волн (даже при нормальном воздействии), а меньшая – в виде продольной волны. Ситуация изменяется, когда воздействие распределено на площадке, размеры которой существенно больше длины волны. В этом случае всегда можно выделить “основную” волну (уносящую большую часть энергии) и, так сказать, “побочные” волны. При нормальном воздействии “основной” является продольная волна, а



“побочными” – сдвиговая и поверхностная, при касательном воздействии “основной” волной является сдвиговая волна, а “побочными” – продольная и поверхностная.

Хотя на примере решения двумерной (в декартовых координатах) задачи удаётся осветить физическое содержание явлений, этот пример недостаточен для обсуждения пространственной структуры полей преобразователей. Более близкой является модель, в которой апертура аппроксимируется областью конечных размеров и, в частности, кругом.

Прежде чем приступить к анализу работ в рамках такой модели, укажем на сходную во многих отношениях задачу из акустики жидкостей – задачу о поле круглого плоского поршня в жестком бесконечном экране [25]. Исследование задачи о поле поршня в жёстком экране породило много приёмов, которые имеют параллели с приёмами решения задачи Лэмба. Следуя [25], назовём некоторые варианты математического описания поля плоского поршня в жёстком экране.

Первым следует назвать интеграл Релея, который описывает поле как сумму полей множества точечных источников, на которые мысленно можно разбить плоский поршень. Поле монополя (сферическая волна) имеет очень простой вид. Сложным является вычисление суперпозиции полей, как интеграла по поверхности поршня. Другой подход связан с применением преобразования Фурье-Бесселя. Оно задаёт поле круглого поршня при гармоническом возбуждении в виде совокупности волн с цилиндрической симметрией, каждая из которых распространяется под углом к вертикальной оси и соответствует некоторой радиальной пространственной частоте. Расчёт амплитуды гармонического сигнала сводится к вычислению интеграла по пространственной частоте (интеграла Кинга).

Плодотворным оказался третий подход, предложенный Шохом и основанный на введении некоторой замены переменных в интеграле Релея. В итоге, результат интерференции множества элементарных сферических волн сводится к интерференции всего лишь двух волн: для области пространства в виде цилиндра, основанием которого является сам поршень, поле состоит из плоской волны, идущей вдоль оси поршня (прямой волны), и, так называемой, кромочной волны,

связанной с интегрированием вдоль границы поршня. Вне цилиндрической области поле представлено двумя кромочными волнами, связанными с ближней и дальней частями границы по отношению к точке наблюдения. Это представление остаётся справедливым и при импульсном возбуждении. Применение этих методов и некоторые их усовершенствования для расчёта структуры импульсных сигналов находим в работах [26 - 44].

Обнаружено, что в ряде случаев закономерности, наблюдаемые в задаче о поле поршня в жёстком экране и в задаче Лэмба, очень близки. Это нетрудно объяснить тем, что, как только мы переходим к рассмотрению поля «основной» волны, то на первый план выходят закономерности, общие для любых волновых процессов, и, в частности, закономерности интерференции волн. Это замечание в большей степени касается продольных волн, так как в сдвиговых волнах появляются особенности, связанные с их поляризацией и характером ориентации воздействия. Указанная близость закономерностей позволила использовать результаты, полученные в расчётах поля поршня в жёстком экране, для качественной оценки полей ультразвуковых излучателей, нагруженных на упругое полупространство.

Исследование пространственной структуры поля круглого поршня в экране при гармонических колебаниях связано с классическими расчётами Штенцеля [45] и более поздними работами [47]. В результате исследований [45-47] стали известными следующие закономерности. На оси поршня амплитуда колебаний может осциллировать, изменяясь от максимального значения до нуля; имеется последний (дальний) максимум, начиная с которого амплитуда уменьшается монотонно (расстояние от излучателя до этого максимума принимают в качестве размера ближней зоны). В пределах ближней зоны существует цилиндрическая область, радиус которой приблизительно равен радиусу излучателя, где амплитуда колебаний велика, и вне которой амплитуда быстро уменьшается. Эту область можно назвать «освещённой» зоной. Внутри «освещённой» зоны амплитуда колебаний распределена неравномерно (не только вдоль оси, но и в поперечном направлении). На некотором расстоянии от излучателя эффективный радиус «освещённой» зоны имеет сужение, после которого пучок расширяется. По мере

увеличения расстояния пространственная картина поля всё более точно описывается диаграммой направленности. Эти факты описаны в справочной, учебной и монографической литературе [1 - 5].

В задаче Лэмба, т.-е. при вычислении поля под действием напряжений приложенных к поверхности твёрдой упругой среды, также в принципе возможны два первых представления, одно из которых соответствует интегралу Релея, а другое – интегральному представлению Кинга. Однако при этом возникают и существенные отличия, связанные с отмеченным выше одновременным существованием трёх типов волн с разным характером движения частиц среды и с разными скоростями распространения (в отличие от жидкой среды, где существуют только продольные волны). Здесь также можно разбить излучающий поршень на элементарные источники, но для поля точечного воздействия не существует столь простой расчётной формулы, как для сферической волны, и поэтому не удаётся построить простой и точный эквивалент формулы Релея.

В отличие от интеграла Релея интеграл Кинга как следствие применения интегрального преобразования с успехом применяется и в задаче Лэмба. С математической точки зрения наиболее подходящим для представления полей источников с осевой симметрией (нормального усилия, сосредоточенного в точке или распределённого внутри круга на поверхности полупространства) является использование преобразования Ханкеля [48, Миллер и Перси, 1954 г.]. А.Е. Лорд [49, 1966 г.], рассматривая задачу о дифракционной поправке при измерении поглощения ультразвука, вычислил эти интегралы методом перевала для дальней зоны круглого поршня. К. Кавашима [50, 1976 г.] осуществил численное интегрирование для круглого поршня диаметром 20 мм, нагруженного на стальной образец на частоте 1 МГц, для точек на окружности радиусом 70 мм (что приблизительно соответствует крайней точке ближней зоны) и получил диаграммы направленности для такого расстояния.

Если сосредоточенная сила или распределённые усилия не направлены перпендикулярно поверхности, а содержат составляющие, касательные к поверхности, то осевая симметрия (даже для круглых преобразователей)

утрачивается, и задача расчёта становится существенно трёхмерной (в отличие от предыдущего случая, который в математическом смысле является двумерным). Важной для дальнейших исследований явилась работа Черри [51, 1962 г.], где найдены интегральные формулы, описывающие поле сосредоточенной касательной силы. Для случая, когда усилия ориентированы произвольно, Джонсон [52, 1974 г.] получил матрицу Грина, которая связывает любую из трёх компонент вектора гармонических сторонних поверхностных напряжений, приложенных к поверхности извне, с любой из трёх компонент вектора смещений частиц в объёме полупространства. Тем самым было получено решение задачи Лэмба для гармонических колебаний в самом общем случае. Матрица Грина в работе [52] представлена в виде Фурье-разложения по пространственным частотам и её применение при решении конкретных задач также приводит к интегралам по этим частотам. Задача вычисления самих интегралов остаётся открытой.

Наиболее далеко в реализации вычислений удалось продвинуться для случая апертур круглой формы. В уже упоминавшейся работе К. Кавашимы [50] осуществлено численное интегрирование не только для нормального, но и для касательного усилия, равномерно распределённого внутри круга. К численному интегрированию обращаются также Танг и др. в работе [53, 1990 г.] при отыскании дифракционных поправок при измерении поглощения. В [53] приведены интегральные выражения для смещения частиц в поле круглых преобразователей, действующих на среду по нормали (возбуждение продольных волн) или по касательной к поверхности (возбуждение сдвиговых волн). В задачу введен круглый приёмник, соосный к излучателю. Комплексная амплитуда на его выходе определяется интегралом по радиальной пространственной частоте и найдена численно. Обсуждая аспекты численного интегрирования, авторы отмечают проблему влияния на результат особенностей подынтегрального выражения и проблему быстрых осцилляций подынтегрального выражения для больших расстояний. Затруднение, связанное с особенностями, в [53] преодолено за счёт замены переменной интегрирования и последующего деформирования контура

интегрирования в комплексной плоскости так, чтобы он проходил вдали от особенностей.

Для ультразвуковой дефектоскопии, основанной на эхо-методе, наибольший интерес представляет изучение полей при импульсном возбуждении источника. Учитывая, что для простейшего (гармонического) воздействия общие формулы для поля упругих волн найдены, при расчётах поля импульсного сигнала применяют одно из двух интегральных преобразований по времени: преобразования Лапласа или преобразования Фурье. В первом случае сначала (путём обращения по Лапласу) рассчитывают поле при  $\delta$ -импульсном возбуждении, а затем осуществляют свёртку с произвольной зависимостью от времени, описывающей сигнал. Во втором случае осуществляют синтез полей гармонических источников с учётом спектра сигнала: практически вычисляют сумму полей для дискретного набора частот, содержащих большую долю энергии спектра сигнала.

Л. Ф. Брессе и Д. А. Хатчинс [54, 1989 г.] использовали преобразование Лапласа и методику обращения по Каньярду и провели расчёт для круглого поршня при равномерном распределении нормальных усилий. В работе приведен пример расчёта импульсной характеристики для двух точек пространства: на оси поршня и на расстоянии, равном половине радиуса, от оси. Отмечается наличие двух острых пиков на фоне гладкой зависимости: один из них трактуется как сигнал прямой волны, а другой – кромочной волны (в соответствии с представлением Шоха). К. Кавашима применил в работах [50, 1976 г.] и [55, 1984 г.] преобразование Фурье для последовательности прямоугольных импульсов. Наиболее детальный анализ на основе расчёта с помощью преобразования Фурье содержится в работах Диело, Бабу и Кажиса [56 – 58, 1992 г.]. Их работы посвящены исследованию полей круглых и кольцевых преобразователей, а также фокусирующего преобразователя, составленного из колец. Рассматривается случай нормального воздействия, равномерно распределённого внутри круга (кольца). В качестве примера приведены расчёты наблюдаемой временной структуры сигнала на фиксированной глубине (15 мм) для непрерывно меняющейся радиальной координаты (двумерные графики в осях: время - радиальное расстояние) для круглого поршня диаметром 20 мм на

частоте 5 Мгц в стали (для кольца и набора колец с похожими размерами). Для частотного синтеза использована сетка из 200 частотных компонент. Длительность возбуждаемого импульса равна одному периоду центральной частоты. При таких параметрах расчёта получается чёткая картина временной структуры сигнала на разных расстояниях от оси. Эта картина хорошо интерпретируется исходя из представлений Шоха, поскольку сигнал распадается на дистанцированные во времени импульсы. Эксперименты, проведенные с помощью лазерного интерферометра, подтверждают достоверность расчётов. Макнаб, Кохран и Кэмпбелл [59,1990 г.] предложили вариант численного расчета, в основе которого лежит вычисление поля сосредоточенного во времени и в пространстве возбуждения с последующей свёрткой по времени и пространственным координатам.

Кроме работ, нацеленных на расчёты по точным формулам, были предложены приближённые расчёты. В их основе лежит стремление реализовать (за счёт некоторых предположений) представления о структуре сигналов и приёмы их вычисления, уже известные для случая поршня в жёстком экране, излучающего в жидкость. Наиболее “экономными” являются представления, предложенные Шохом. В работе Дж. П. Вэйта [60, 1987 г] представления Шоха, дополненные сдвиговыми кромочными волнами, перенесены на упругую среду феноменологически и скорректированы экспериментом. Попытка прийти к представлениям Шоха для задачи Лэмба, исходя из точных формул, была предпринята Л. В. Шмером и А. Седовым [61, 1989 г]. Их результаты, соответствующие представлениям Шоха, получены для точек поля, близких к оси поршня (радиальное расстояние много меньше радиуса излучающего диска), и в противоположном случае, когда точка наблюдения далеко смещена от центральной цилиндрической зоны.

В работах А. Лемери [62-63, 1994 г] поставлена задача: получить представление поля в упругом полупространстве, аналогичное представлению с помощью интеграла Релея для жидкости. Исходным выражением для Лемери является точная интегральная формула (аналогичная формуле Кирхгофа для жидкой среды). В ней автор пренебрегает одним из слагаемых, на которые распадается тензор Грина, и предполагает возможным применить для такого “урезаного” тензора технику

многого источника. После этого получается приближённое представление для поля, состоящее из двух интегралов по поверхности излучателя, аналогичные интегралу Релея. Один из них описывает поле продольной, а второй - сдвиговой волны. Принятые приближения ограничивают возможности данного подхода достаточно большими расстояниями от источника.

Подводя промежуточный итог анализа этих работ, заметим, что интересы и цели проведенных в них исследований лежали в области выяснения временной структуры наблюдаемых сигналов. Конкретные результаты получены для круглых (или кольцеобразных ПЭП). Исследование пространственной структуры поля сигнала преимущественно ограничивалось дальним полем излучателя.

Все перечисленные выше работы посвящены исследованию модели прямого пьезоэлектрического преобразователя. Хотя наклонные пьезоэлектрические преобразователи не менее важны, чем прямые ПЭП, количество известных нам работ, посвящённых таким преобразователям, намного меньше. Это объясняется, прежде всего, большей сложностью задачи и невозможностью вывести для неё точные формулы. В наклонных ПЭП ультразвук вводится в среду через призму ограниченных размеров из другого (по отношению к среде) упругого материала. Упругие волны возбуждаются в призме пьезопластиной, совершающей продольные колебания, и затем преломляются в материал. Как и в предыдущем случае, действие пластины на призму можно заменить нормальными напряжениями, приложенными к призме. Ввиду импульсного характера излучения можно абстрагироваться от отражений на гранях призмы (которые образуют реверберационный шум преобразователя) и, рассматривая только полезный сигнал, заменить призму двумерным клином. Но даже для такой области пространства, составленной из упругого клина и примыкающего к нему упругого полупространства, затруднительно записать общую формулу, подобную одной из тех, которые фигурируют в задаче Лэмба. Поэтому приходится сразу вводить упрощающие предположения.

Наиболее общий подход (с учётом сказанного выше) предложен в работе Д. Б. Дианова [65, 1965 г.]. Дианов рассматривает случай гармонического воздействия, но

использует все предположения о несущественности отражений, которые вытекают из импульсного характера возбуждения. В частности он пренебрегает влиянием угловой области клина и заменяет клин полупространством. Тогда поле пьезопластины в призме можно рассматривать как поле в полупространстве (задача Лэмба) и, в частности, использовать двумерное преобразование Фурье по пространственным координатам для воздействия пластины на призму. Это приводит к представлению поля в призме в виде бесконечной совокупности математических плоских волн, распространяющихся от поверхности во всевозможных направлениях (в том числе, неоднородных волн). Следующие предположения автор не формулирует явно, но они существенны. Далее предполагается, что поле в материале образца (т.-е. в упругом полупространстве) можно рассматривать как совокупность плоских волн, каждая из которых получилась в результате преломления соответствующей математической плоской волны. Учитывается, что при преломлении продольные волны расщепляются на продольные и поперечные (в дальнейшем учитываются только те волны, для генерации которых предназначен преобразователь). Но плоские волны в призме, о которых идёт речь, заданы в пределах полупространства, которым мы заменили призму, а оно пересекается с полупространством материала. Так что плоские волны не могут падать на всю поверхность материала и для расчёта преломлённых волн нельзя использовать формулы для коэффициентов преобразования плоских волн на границе двух сред. Фактически автор сначала заменяет клин наклонённым полупространством, а затем - полупространством, примыкающим по всей границе, но в котором уже существуют найденные при решении задачи Лэмба формальные плоские волны. Это первая логическая трудность. Вторая состоит в том, что среди формальных плоских волн есть такие, которые уходят от границы раздела, а не падают на неё. Чтобы справиться с этим, Д. Б. Дианов выбрасывает эти волны из рассмотрения. Количество выбрасываемых волн тем больше, чем больше угол при вершине клина. Принятые упрощения не приводят к грубым ошибкам, если амплитуды отброшенных волн незначительны, что может быть справедливым для излучателей достаточно больших волновых размеров. С учётом всего сказанного, Д. Б.



Диановым получено представление поля круглого преобразователя (расположенного на грани призмы) в материале образца в виде интеграла по пространственным частотам или по соответствующим им углам (поскольку неоднородными волнами пренебрегают). Затем к этому разложению применён метод перевала, и получены формулы для диаграмм направленности излучателя в дальней зоне. Результаты эксперимента показывают, что принятые приближения не приводят к грубым ошибкам. Заметные отклонения наблюдаются лишь в области скользящих углов при больших углах ввода ультразвука в образец. Представительный объём расчётов по формулам работы [65], содержится в справочнике [66]. Уточнения к работе [65], связанные со значением угла, при котором коэффициент преобразования продольной волны в поперечную имеет нулевое значение, рассмотрены в работе С. П. Перевалова [67, 1981 г.].

Формулы работы [65] рассматривались как достаточно сложные для инженерных приложений, и поэтому предпринимались попытки ввести в рассмотрение упрощённые подходы. Так, в работе Гребенника и Тайца [68, 1981 г.] используется предположение, что граничное воздействие на призму со стороны пластины можно перенести на границу раздела сред с помощью прямых лучей с учётом задержки и ослабления за счёт поглощения звука в призме. Затем применено выражение, имеющее форму интеграла Релея, для расчёта поля в дальней зоне внутри материала образца. Такой подход, основанный на чисто геометрических соображениях, не учитывает значительного отличия поля в призме от плоской волны.

Широкое распространение в инженерной практике расчётов имеет другой подход, изложенный в [4,5]. Он состоит в том, чтобы заменить реальный преобразователь, установленный на грани призмы, мнимым источником и рассчитывать его поле, как поле плоского диска, расположенного в материале образца в месте, где находится мнимый источник. Известно, что продолжения преломлённых лучей не сходятся в одной точке. Поэтому понятие мнимого источника не является строгим. Однако, продолжения лучей имеют места сгущения. Из точек сгущения и составляется мнимый источник. В справочно-монографической

литературе [3-5] приведены формулы, позволяющие рассчитать местоположение и размеры “мнимого” источника. Представляется интересным и практически важным сопоставление этого приближённого подхода с более точным волновым расчётом.

Исследование ближней зоны наклонного преобразователя ни в одной из отмеченных работ не производилось.

Исследование полей излучателей, хотя и важное само по себе, не даёт полного представления о характеристиках дефектоскопа как эхо-локатора. Подходящей характеристикой было бы пространственное распределение амплитуд эхо-сигналов (или: поле эхо-сигналов). Исследование такого поля включает в себя, кроме задачи излучения ещё и задачу отражения от дефекта, а также задачу приёма сигнала. Исследование акустического тракта дефектоскопа в такой постановке были проведены Степанишным В. Р. [19] и Даниловым В. Н. [20]. В первой из них рассматривается преобразователь с круглой или прямоугольной апертурой, излучающий в жидкость и принимающий импульсный эхо-сигнал, отражённый точечным рассеивателем. На поверхности преобразователя задана колебательная скорость. Предметом исследования является форма эхо-сигнала в сопоставлении с исходным импульсом. Показано, что форма эхо-сигнала изменяется в зависимости от координат отражателя. В работе [20] преобразователь с круглой апертурой излучает сигнал в твёрдое упругое полупространство и принимает эхо от круглой площадки, расположенной соосно с преобразователем. При расчётах игнорируется наличие векторного потенциала сдвиговых волн и учитывается лишь скалярный потенциал продольной волны. При расчёте отражённого сигнала автор задаёт скалярный потенциал равным нулю на всей плоскости, кроме поверхности отражателя. Такая модель в значительной мере подобна модели излучения и приёма в жидкой среде. Техника расчётов связана с применением интегрального преобразования Ханкеля и, таким образом, существенно связана с предположением о круглой форме преобразователя и отражателя и об их соосности. Как и в предыдущей работе, исследование сосредоточено на временной форме эхо-сигнала и на зависимости его амплитуды от расстояния вдоль оси ПЭП (см. также [21]).

Кроме пьезоэлектрических преобразователей, получивших наиболее широкое распространение, большое значение для акустического неразрушающего контроля имеют электромагнитоакустические преобразователи (ЭМАП), которые входят в арсенал средств бесконтактного ультразвукового неразрушающего контроля [1]. Возможность возбуждения упругих волн в контролируемой среде без непосредственного контакта с ней делает их применение целесообразным в тех случаях, когда такой контакт невозможен или нежелателен (контроль буровых труб в процессе бурения [69,70], контроль рельсов [71,72], контроль толщины горячекатанных труб в процессе производства [73]), либо, когда нежелательна предварительная подготовка поверхности для контактного ввода.

Основной недостаток ЭМАП – сравнительно низкая чувствительность [1] – достаточно успешно преодолевается, судя по недавним публикациям (см. [74]). Наиболее широко ЭМАП применяются для генерации сдвиговых волн, поверхностных волн и волн Лэмба в слоях. Рассматривается также наклонный ввод ультразвука с помощью ЭМАП [75].

Исследованию закономерностей электромагнитоакустического преобразования посвящено большое количество работ: как монографий [77,78], где дано физическое и математическое описание волновых процессов, так и публикаций в научной периодике (например, [79-85]), рассматривающих задачу возбуждения волн с помощью ЭМАП. Характерной особенностью методологии теоретического изучения ЭМА преобразования, принятой в цитируемых работах, является предположение о том, что электромагнитное воздействие имеет структуру пространственной гармоник вдоль оси, параллельной поверхности металла (рассматривается двумерная задача в декартовых координатах).

В работах [79-81], где принят такой подход, изучены зависимости амплитуд смещений в продольных и поперечных волнах, возникающих под действием пространственно-временной гармоник электромагнитного поля. Так как воздействие со стороны реального источника на металл с плоской границей может быть представлено континуальной совокупностью таких гармоник, то существует принципиальная возможность вычисления полей упругих волн путём

интегрирования по пространственным частотам. Однако, насколько нам известно, такая возможность до сих пор не была реализована. В то же время, хотя анализ амплитудных соотношений для волн, соответствующих пространственным гармоникам, проведенный в цитируемых работах, позволяет сделать полезные выводы, он не даёт достаточной информации, нужной для проектирования и эксплуатации ЭМА излучателей. По нашему мнению, такая информация содержится в структуре полей упругих волн, создаваемых как излучателем в целом, так и его отдельными элементами (проводниками с током). При этом интерес представляет как структура поля в дальней зоне, характеризующаяся диаграммами направленности, так и в ближней зоне дифракции.

### **1. 3. Постановка задач исследования**

Анализ факторов, которые влияют на качество акустического контроля с помощью приборов, реализующих эхо-метод, проведенный в разделе 1.1, позволяет сделать вывод, что совершенствование средств контроля и методик их использования (составляющих на практике одно целое) должно опираться на подробное изучение пространственной структуры полей излучения и полей эхо-сигналов, которые создаются при работе этих устройств. Знание этой структуры позволяет правильно интерпретировать наблюдаемые эхо-сигналы, разрабатывать преобразователи, соответствующие конкретным задачам контроля, оптимизировать число и расположение датчиков в сложных многоэлементных системах контроля. Выполнение средствами контроля своих измерительных функций (в частности, измерения координат и измерения эквивалентных размеров дефектов) также тесно связано с представлениями о пространственной структуре указанных полей.

В то же время обзор и анализ научных публикаций, приведенный в разделе 1.2., показывает, что пространственная структура полей пьезоэлектрических преобразователей исследована далеко не в полной мере. Основные сведения для ближней зоны относятся к преобразователям круглой формы при гармоническом возбуждении, излучающим в жидкость. Пространственная структура полей излучателей иной формы, а также соответствующих полей эхо-сигналов для

импульсных сигналов различной длительности детально не рассматривалась. В ещё большей степени это касается наклонных (призматических) излучателей, пространственная структура полей которых в известных нам публикациях не рассматривалась. Также не исследована до настоящего времени пространственная структура полей электромагнитоакустических преобразователей. Недостаточное внимание, на наш взгляд, уделено также метрологической проблеме измерения эквивалентных размеров дефектов.

Из высказанных выше положений вытекают задачи настоящего исследования.

1) Изучение пространственной структуры полей излучения и полей эхо-сигналов пьезоэлектрических преобразователей различного типа, формы и размеров при возбуждении импульсами различной длительности для случая твёрдого тела.

2) Исследование особенностей формирования пространственной структуры полей электромагнитоакустических преобразователей.

3) Изучение факторов, влияющих на точность измерения эквивалентных размеров дефектов устройствами акустического контроля, основанными на эхо-методе.

4) Применение полученных сведений для совершенствования устройств акустического неразрушающего контроля.

Для выполнения задачи, сформулированной в первом пункте, необходимо обосновать и разработать способы расчёта указанных полей, так как известные расчётные алгоритмы относятся к полям излучения преобразователей круглой формы и ориентированы на изучение сигналов как функций времени.

После разработки таких алгоритмов и соответствующих программ для ЭВМ предполагается провести исследования пространственной структуры на важных частных примерах и путём их анализа установить качественные закономерности и определить количественные характеристики полей. Понятно, что пространственную структуру поля затруднительно описать каким-то конечным числом показателей, а привести расчёты для всех важных на практике ситуаций невозможно. При разработке конкретного устройства (пьезоэлектрического преобразователя, системы

из многих таких преобразователей) проектант нуждается в моделировании пространственной структуры поля сигналов для вполне конкретной ситуации. В прошлые десятилетия, когда средства вычислений были неразвиты или недоступны, естественным было стремление свести информацию, полезную для проектирования, в сравнительно простые расчётные формулы, таблицы, номограммы, графики и т. п. В настоящее время при повсеместном распространении персональных компьютеров их роль успешно выполняют программные продукты. При этом условии разработка обоснованных и эффективных способов расчёта (в дальнейшем: расчётных алгоритмов) имеет самостоятельную ценность, а соответствующие программные продукты могут войти в арсенал средств проектирования.

## РАЗДЕЛ 2. ВЫБОР И ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДОВ РАСЧЁТА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУД СИГНАЛОВ, СОЗДАВАЕМЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ

Электрический сигнал, наблюдаемый на выходе пьезоэлектрического преобразователя (ПЭП) в режиме приёма, является результатом цепочки преобразований исходного электрического сигнала, поданного на его вход в режиме излучения. Исходный сигнал первоначально преобразуется в колебания пьезоэлектрической пластины, которые вовлекают в движение другие элементы конструкции ПЭП, такие как демпфер и протектор. Через протектор и тонкий слой контактного вещества движение передаётся в исследуемый объект (образец) и порождает в нём упругие волны. Отражение (рассеяние) упругих волн от препятствий (дефектов), порождает обратные волны, которые, попадая на ПЭП в зоне его контакта с образцом, приводят в движение элементы подвижной системы ПЭП, в том числе и пьезоэлектрической пластины, в результате чего возникает электрический эхо-сигнал. Его форма и амплитуда определяются закономерностями механических колебаний элементов подвижной системы ПЭП и закономерностями распространения и дифракции упругих волн. Расчёт зависимости амплитуды эхо-сигнала от пространственных координат отражателя (дефекта) предполагает учёт всех этих закономерностей. Однако ввиду объективной сложности задачи произвести точный расчёт не удаётся и приходится прибегать к тем или иным упрощениям.

Данная глава посвящена выработке процедуры приближённого расчёта и рассмотрению основных математических соотношений. С этой целью строгие формулировки задач, описывающие процессы преобразования сигнала, будут заменены приближёнными формулировками. Важно, чтобы при такой замене были учтены наиболее существенные факторы, влияющие на пространственную структуру полей упругих волн при излучении и поля эхо-сигналов при рассмотрении сквозного процесса. Будут предложены также некоторые важные способы вычислений (расчётные алгоритмы). Хотя математические соотношения и

алгоритмы, изложенные здесь, непосредственно относятся к задаче преобразования сигналов прямыми ПЭП, однако они имеют и более широкие приложения в рамках данной работы.

Материалы этого раздела частично отражены в публикациях [106, 108, 116].

## **2.1. Анализ точных и приближённых подходов к решению задачи расчёта полей ультразвуковых сигналов**

В приборах акустического неразрушающего контроля (в рамках эхо-метода) используются короткие импульсные сигналы. В связи с этим события излучения, отражения и приёма сигналов разнесены во времени и могут рассматриваться как последовательные и независимые. Применим метод частотного синтеза (успешно использовавшийся в работах [50,55-58] при исследовании излучённых сигналов). Иными словами, излучение, отражение и приём будем рассматривать первоначально для каждой в отдельности гармонической компоненты спектра импульсного сигнала, вычисляя спектр сигнала на выходе ПЭП (для некоторого представительного набора частот). Затем, применяя дискретное преобразование Фурье от спектральной функции, вычислим зависимость выходного сигнала от времени.

Задача излучения. В строгой постановке задача расчёта поля упругих волн, возбуждаемых пьезоэлектрической пластиной в упругой среде, формулируется как контактная задача, в которой задаются параметры всей подвижной системы преобразователя, включающей, кроме пьезопластины и упругой среды, также демпфер и протектор. Воздействие задаётся в виде электрического напряжения, подводимого к электродам. С математической точки зрения рассматриваемая задача состоит в решении уравнений теории упругости и электроупругости (для пьезопластины) при заданных условиях контакта на примыкающих друг к другу поверхностях демпфера, пьезопластины, протектора и образца, который можно аппроксимировать упругим полупространством. На всех остальных поверхностях указанных объектов заданы граничные условия равенства нулю механических напряжений (условия свободной границы). Такая задача относится к числу задач со



смешанными краевыми условиями, т.-е. к наиболее сложной категории задач, для которых отсутствуют универсальные способы решения. В связи с этим в работах посвящённых расчёту излучаемых сигналов [48 –63], как правило, отказываются от решения задачи в точной постановке и заменяют её более простой задачей, в которой действие ПЭП на среду аппроксимируется сторонними механическими напряжениями, приложенными к поверхности образца на участке контакта ПЭП и образца. Рассмотрим эту замену подробнее с точки зрения её влияния на точность расчёта пространственной структуры поля излучения.

Наиболее существенным с этой точки зрения представляется то, что распределение напряжений на площадке контакта предполагается равномерным, хотя, строго говоря, таким не является. Действительно, предположим, что контактная задача решена и, в результате, найдено движение всех элементов подвижной системы, включая пьезопластину и упругую среду. Можно предвидеть, что движение пьезопластины, найденное при строгом решении задачи, будет отличаться от поршневого, так как края пластины и её центральная часть находятся в неодинаковых условиях с точки зрения противодействия среды и демпфера колебаниям пластины. Распределение механических напряжений, выражающих реакцию среды на воздействие со стороны пластины, также должно быть неравномерным на апертуре излучателя. Движение ни одного из элементов подвижной системы не может быть при этом заменено одномерным движением (что ещё раз подтверждают сложность решения задачи в точной постановке).

Насколько существенно отличие реального движения пластины от поршневого, равномерного по поверхности контакта? Об этом можно судить на основании степени соответствия рассчитанных в предположении о поршневом характере движения диаграммах направленности (см., например, [66]) с опытом применения ПЭП и экспериментальными данными (например, [65]). Они достаточно хорошо (в пределах погрешности эксперимента, т.-е. с достаточной для инженерных расчётов точностью) совпадают с расчётными зависимостями. Так как параметры ближнего поля и характеристики направленности (как параметры дальнего поля) зависят от одних и тех же факторов (а, именно, от характера движения излучающей пластины),

то из этого можно сделать вывод, что предположение о равномерности воздействия ПЭП на среду в пределах зоны контакта является допустимым приближением.

Из предположения о заданном (и одинаковом для всех частот) распределении воздействия ПЭП на среду на поверхности контакта (в частности, о равномерном распределении) следует важный для проведения приближённых расчётов вывод. Он состоит в том, что существует единая для всех точек поверхности контакта частотная характеристика (соответственно, импульсная переходная характеристика), которая связывает электрический сигнал (как функцию времени), подаваемый на электроды пьезопластины, с зависимостью от времени физической величины (например, механического напряжения), характеризующей воздействие ПЭП на среду. В действительности, такие частотные зависимости различны для разных точек зоны контакта (этим различием мы пренебрегаем). Принятое предположение освобождает нас от необходимости исследовать движение элементов подвижной системы ПЭП и позволяет получить указанную частотную характеристику (и соответствующую ей зависимость приложенного механического напряжения от времени), основываясь на известных результатах теоретического и экспериментального исследования частотных характеристик ПЭП (используя, например, модель одномерного движения, см. [86]). Фактически мы отделяем влияние на форму сигнала колебательных процессов (резонансных явлений) внутри ПЭП от того влияния, которое оказывает на амплитуду и форму сигнала процесс распространения в заданную точку пространства, и изучаем их как независимые.

В цитированных работах воздействие ПЭП на среду аппроксимируется сторонними механическими напряжениями. Но это не единственно возможный вариант подмены реальной контактной задачи – граничной задачей. Например, в акустике жидкостей и газов реальные излучатели часто аппроксимируются абсолютно жёстким поршнем в жёстком экране. Это, в известной мере, альтернативная аппроксимация: если заданы напряжения, то движение частиц поверхности получается из расчёта, и, наоборот, если задано движение поверхности (смещения или скорости частиц), то реакция среды в виде поверхностных

напряжений следует из расчёта. Предпочтение тому или иному варианту можно отдать, основываясь на приближённых соображениях в рамках метода электромеханических аналогий. При обсуждении этого вопроса на время заменим реальное трёхмерное движение всех элементов подвижной системы одномерным (по оси, перпендикулярной поверхности материала). Тогда можно воспользоваться электромеханическими аналогиями и соответствующими схемами электрических аналогов. При этом пьезоэлектрическому слою соответствует T-образная схема (см., например, [86]), плечи которой замыкаются сопротивлениями нагрузки со стороны демпфера и со стороны среды. Эти сопротивления пропорциональны удельным акустическим сопротивлениям ( $\rho c$ ) материала демпфера и образца, соответственно. Используя теорему Тевенена, электрический аналог преобразователя можно преобразовать в эквивалентный генератор, нагрузкой которого является сопротивление среды, а внутреннее сопротивление определяется параметрами пластины и демпфера и является частотнозависимым. На частоте резонанса внутреннее сопротивление эквивалентного генератора практически совпадает с сопротивлением, отображающим нагрузку со стороны демпфера. Как известно, электрический генератор можно приближённо рассматривать как генератор напряжения, если его внутреннее сопротивление значительно меньше сопротивления нагрузки. В противоположном случае генератор следует рассматривать приближённо как генератор тока. Электрическое напряжение и электрический ток в схеме электрического аналога соответствуют механическому напряжению и колебательной скорости в механической системе. Следовательно, воздействие пьезопластины на среду в резонансной области можно приближённо заменить системой приложенных напряжений (по аналогии с генератором напряжений), если  $\rho c$  демпфера значительно меньше, чем  $\rho c$  среды. В противоположном случае более оправданным было бы задание смещений (колебательной скорости) на участке контакта преобразователя и среды. Во многих случаях  $\rho c_{\text{демпф.}} < \rho c_{\text{сред.}}$ . В связи с этим первый вариант следует рассматривать как предпочтительный. Приведенные выше наводящие рассуждения позволяют также предположить, что граничные условия с заданными напряжениями и заданными

смещениями можно рассматривать как альтернативные предельные случаи. Можно предположить, что структура поля излучения, найденная при решении строго поставленной контактной задачи, будет занимать промежуточное положение по отношению к пространственным распределениям, найденным для указанных альтернативных граничных задач (если, конечно, движение пластины окажется близким к равномерному в пределах зоны контакта). Ниже мы рассмотрим пространственную структуру полей упругих волн для обоих вариантов аппроксимации. Можно ожидать (основываясь на приведенной выше аналогии), что выбор варианта аппроксимации повлияет, главным образом, на передачу энергии движения преобразователя в среду, т.-е. на амплитуду сигнала и в меньшей мере – на пространственную структуру поля излучения.

Приём эхо-сигнала. Строгая постановка задачи во многом сходна с постановкой задачи при излучении. Формулируем пространственную задачу для гармонической зависимости от времени как задачу о вынужденных колебаниях (под действием падающего поля) системы слоёв (протектор, пьезопластина, демпфер), размеры которых в плоскости XY ограничены. Слои находятся в контакте друг с другом и с упругим полупространством. В результате решения были бы автоматически учтены частотная характеристика преобразователя в режиме приёма и пространственная избирательность приёмной системы с апертурой конечных размеров. Важным в нашей задаче является учёт именно пространственной избирательности.

Численное решение обсуждаемой задачи на основе метода конечных элементов требует большого объёма вычислений, а аналитический подход также не эффективен. При этих условиях целесообразно пойти на упрощения.

Принятый нами упрощенный подход состоит в следующем.

Пьезопреобразователь в режиме приёма выполняет две функции по отношению к полю эхо-сигнала: он осуществляет частотную и пространственную фильтрацию (последняя обуславливает направленные свойства ПЭП). В строгой постановке эти две функции неразделимы. Однако, как и в случае расчёта излучённого поля, мы будем рассматривать их как независимые, предполагая, что можно использовать частотную характеристику ПЭП в режиме приёма (см., например, [86]), не

зависящую от пространственной структуры поля эхо-сигнала, формы и размеров зоны контакта. Что касается пространственной избирательности преобразователя в режиме приёма, то будем исходить из того, что она определяется суммированием локальных зарядов, которые возникают на гранях пьезопластины (и суммируются благодаря металлизации). В этом отношении пьезопластина подобна синфазной приёмной антенне из большого числа приёмных элементов. Эти локальные заряды мы свяжем с движением частиц среды в падающей волне следующими рассуждениями.

Решая задачу излучения, мы заменили контактную задачу краевой задачей, в которой задавались напряжения (усилия), приложенные извне к образцу. Если привлечь электромеханические аналогии, то такая замена сходна с заменой реального электрического генератора генератором напряжения, что соответствует предположению о том, что внутреннее сопротивление генератора много меньше сопротивления нагрузки, роль которого играет волновое сопротивление среды. В режиме приёма пьезопреобразователь и среда в некотором смысле меняются местами: роль генератора играет среда, а роль нагрузки – преобразователь. Если сохранить и для этого случая принятые ранее соотношения между удельным акустическим сопротивлением преобразователя на резонансе и удельным акустическим (или: волновым) сопротивлением среды, то среда выступает как источник, аналогичный генератору тока. Другими словами, смещения на поверхности контакта определяются падающим полем.

Для приближённого расчёта мы примем следующее предположение. Будем считать, что движение элемента пьезопластины (и, соответственно, элементарный заряд) пропорциональны нормальному смещению в падающей на преобразователь упругой волне. Тогда разность потенциалов на выходе пьезопластины следует считать пропорциональной интегралу по её рабочей поверхности от нормальной компоненты смещения в падающей волне. С помощью такого приёма мы аппроксимируем пространственную избирательность пьезопреобразователя.

Отражение от дефекта. Найденное на первом этапе поле излучателя входит в число исходных данных (как падающее поле) при решении следующей задачи, цель которой найти поле сигнала, отражённого (рассеянного) отражателем.

На практике отражателем является дефект. При этом формы дефектов весьма многообразны [87-89]: раковины и инородные включения представляют собой объёмные тела преимущественно неправильной формы; трещины, расслоения, волосовины и т. п. имеют форму поверхностей или линий также неправильной формы. Для того чтобы можно было сравнивать ПЭП и основанные на них устройства контроля, а также и сами отражатели друг с другом, в дефектоскопии введены стандартные отражатели, имеющие правильную форму: плоскодонный отражатель, боковая поверхность бесконечно длинного цилиндра, уголкового отражателя. Все отражатели (как естественного, так и искусственного происхождения) сравниваются по их отражательной способности с плоскодонным отражателем, который выступает как эталон. Любому дефекту (или искусственному отражателю) сопоставляют диаметр такого плоскодонного отражателя, который имеет такую же отражательную способность (т.е. при прочих равных условиях создаёт эхо-сигнал такой же амплитуды), что и данный дефект. Этот диаметр называется эквивалентным диаметром дефекта. По-видимому, при расчётах следует использовать именно этот тип стандартного (эталонного) отражателя. Плоскодонный отражатель представляет собой полый цилиндр с плоским дном, ось которого параллельна акустической оси преобразователя (при математической формализации цилиндр можно считать полубесконечным).

При строгом подходе задача дифракции падающего поля на плоскодонном отражателе представляется весьма сложной. Такой вывод можно сделать на основе обзорно-методических работ [90, 91]. В соответствии с этими публикациями можно выделить 3 мощных метода решения задачи дифракции упругих волн на инородных включениях в твёрдой изотропной среде. Первый – метод собственных функций – может быть применён лишь к некоторым телам, поверхность которых совпадает с одной из координатных поверхностей в той или иной системе координат (бесконечный цилиндр и сфера). Два других: метод интегральных уравнений и

метод матриц перехода [92, 93] – основаны на применении соотношений, аналогичных формуле Кирхгофа для жидкой среды. Эти методы применимы, если поверхность отражающего включения имеет произвольную форму, но с некоторыми ограничениями: во-первых, поверхность должна быть гладкой (без изломов), во-вторых, практически существенно, чтобы она имела конечные размеры. Таким образом, ни один из названных методов не может быть напрямую применён к задаче об отражении поля упругих волн к полубесконечному цилиндру с плоским дном. Представляется целесообразным заменить задачу об отражении в строгой постановке физически оправданной расчётной схемой. К обсуждению этого вопроса мы переходим ниже.

При рассмотрении задачи отражения полное поле упругих волн представляет собой сумму двух полей: падающего  $\mathbf{u}_{nad}(x, y, z, t)$  и рассеянного  $\mathbf{u}_{racc}(x, y, z, t)$ . В сумме они удовлетворяют граничному условию на поверхности плоскодонного отражателя, которое состоит в том, что суммарные напряжения на полной поверхности  $S$  полубесконечного цилиндра равны нулю. Поверхностные напряжения, соответствующие падающему полю, можно рассчитать, а напряжения, связанные с рассеянными волнами, отличаются от них лишь знаком. Тогда рассеянное поле можно рассматривать как поле, возникающее под действием известных сторонних напряжений  $\sigma_S(t) = -\sigma_{nad}$ , заданных на поверхности плоскодонного отражателя. С помощью преобразования Фурье по времени мы разобьем сторонние напряжения и, соответственно этому, рассеянное поле на гармонические компоненты и в дальнейшем будем рассматривать поле каждой из них, предполагая последующее суммирование по всем частотам. Если разбить поверхность отражателя на элементарные участки, то элементарные силы, нормальные и касательные к поверхности (по 3 на каждый элемент поверхности), можно рассматривать как источники упругих волн, сумма которых образует рассеянное поле. Так как рассеянное поле в каждой точке характеризуется тремя проекциями вектора смещения, то передача движения на частоте  $\omega$  от элементарного источника в точке  $\mathbf{x}'$  на поверхности в точку объёма  $\mathbf{x} : \{x, y, z\}$

характеризуется матрицей  $G_{1mn}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ . Каждый элемент этой матрицы представляет собой смещение в направлении координатной оси с номером  $m$  в точке  $\mathbf{x}$  за счёт излучения элементарной силы, ориентированной в направлении  $n$ -той оси и расположенной в точке  $\mathbf{x}'$ . С использованием этой матрицы (или: тензора смещений Грина в терминологии [92]) рассеянное поле описывается такой интегральной формулой:

$$\mathbf{u}_{\text{расс}}(\mathbf{x}, \omega) = \int_S \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}') \mathbf{G}_1(\mathbf{x}, \mathbf{x}') dS' \quad (2.1.1)$$

Укажем на отличие интегральной формулы (2.1.1) от интегрального представления, аналогичного формуле Кирхгофа для жидкости (см. [91]):

$$\mathbf{u}_{\text{расс}}(\mathbf{x}, \omega) = \int_S \left\{ \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}') \mathbf{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') - \mathbf{u}(\mathbf{x}') [\mathbf{n}' \cdot \boldsymbol{\Sigma}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')] \right\} dS' \quad (2.1.2)$$

Здесь  $\boldsymbol{\Sigma}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$  - тензор напряжений Грина третьего ранга, создаваемых в точке  $\mathbf{x}$  тремя взаимно перпендикулярными силами, действующими в точке  $\mathbf{x}'$ ,  $\mathbf{n}'$  - вектор внешней нормали к поверхности отражателя.

В формуле (2.1.2) тензоры смещений и напряжений Грина - известные функции, вычисляемые как результат действия упомянутых трёх взаимно перпендикулярных сил в безграничном пространстве, распределение напряжений  $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x}')$  известно, а распределение смещений  $\mathbf{u}(\mathbf{x}')$  - неизвестно (поэтому соотношение (2.1.2) ещё не является расчётной формулой).

В формуле (2.1.1) тензор смещений Грина  $\mathbf{G}_1(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$  - неизвестная функция, описывающая действие тех же сил, но с учётом дифракции на поверхности отражателя. Однако формулы (2.1.1) и (2.1.2) дают возможность для эвристических упрощений. Для формулы (2.1.2) упрощения связаны с физически оправданными предположениями о распределении смещений и напряжений на поверхности  $S$ , аналогичными гипотезе Кирхгофа для дифракции на объектах больших волновых размеров. При использовании формулы (2.1.1) распределение напряжений выступает как известное, а приближения могут относиться к характеру излучения элементарных источников и их совокупности на тех или иных участках поверхности. Обратимся к формуле (2.1.1).



Прежде всего, заметим, что нас интересует сигнал, рассеянный в обратном направлении, вычисление же поля рассеянного в полном телесном угле не представляет в нашей задаче практического интереса. Кроме того, интерес представляет такое положение отражателя, для которого эхо-сигнал ещё не слишком мал по сравнению с максимальным значением для данного расстояния. Следует ожидать, что отражение будет максимальным при соосном расположении датчика и плоскодонного отражателя. Существенные значения амплитуды эхо-сигнала наблюдаются в том случае, когда падающая волна распространяется под малым углом к оси плоскодонного отражателя. (В одном из следующих разделов поле падающей волны будет рассмотрено более детально). Обсудим, опираясь на это предположение, роль элементарных источников, расположенных на различных участках плоскодонного отражателя, в формировании эхо-сигнала на апертуре преобразователя.

Выделим на полубесконечном цилиндре два участка: торцевой диск и боковую цилиндрическую поверхность. Элементарные источники, расположенные на боковой поверхности, фазированы так же, как колебания в плоской волне, распространяющейся вдоль оси  $Z$ . Тогда участок боковой поверхности излучает подобно антенне бегущей волны, фазированной вдоль оси, т.-е. преимущественно вдоль оси  $Z$ , а излучение в обратном направлении сравнительно мало. Наибольший вклад в эхо-сигнал создают источники, расположенные на торцевой поверхности. Они возбуждают объёмные волны (продольную и поперечную) в направлении на ПЭП. Кроме того, возникает поверхностная волна на боковой поверхности цилиндра, уносящая часть энергии вдоль оси  $Z$ .

Таким образом, задача отражения упругой волны от плоскодонного отражателя может быть приближённо сведена к задаче об излучении системы сторонних усилий (напряжений), приложенных к торцевой поверхности полубесконечного цилиндра в упругой среде. Но и такая задача весьма сложна, так как матрица Грина в формуле (2.1.1) неизвестна. Обсудим возможные упрощения этой задачи.

Боковая поверхность полуцилиндра играет двойную роль. Во-первых, она является мягким акустическим экраном, который, если сравнивать плоскодонный

отражатель с полостью в виде диска, отсекает обратную сторону диска от участия в формировании поля. Во-вторых, она создаёт условия для волноводного распространения поверхностной волны вдоль оси цилиндра. Но такую же роль может сыграть мягкий экран и другой формы, например, плоский экран (в плоскости доньшка). Осуществляя такую подмену, мы значительно упрощаем расчёт, так как в этом случае вычисление рассеянного поля сводится к расчёту поля упругих волн, создаваемых системой «сторонних» напряжений, приложенных к круглой площадке, т.-е. – к задаче Лэмба.

Остаётся нерешённым важный вопрос: какие искажения внесёт в пространственную структуру поля эхо-сигналов принятое приближение? Это зависит от того, сколь сильно отличается на поверхности приёмной апертуры поле, рассеянное полубесконечным цилиндром, от поля, излучённого круглой площадкой в плоском экране. Так как точное решение задачи дифракции волн на полубесконечном цилиндре неизвестно, то прямое сравнение точного и приближённого расчётов неосуществимо. Тогда остаётся лишь прибегнуть к наводящим рассуждениям и оценкам, пользуясь аналогиями.

Прибегнем к аналогиям с задачами, которые хорошо изучены в акустике жидкостей и газов применительно к продольным волнам. Представляется вероятным, что излучение продольной волны круглой площадкой (доньшком), находящимся в цилиндрическом экране, подобно излучению так называемого полупоршня в жидкости. Если размер площадки больше длины волны (или даже близок к ней), то форма экрана и даже его наличие практически не играют роли. В этом случае, принятое приближение оправдано.

Если же (как это может быть для низких частот в спектре импульсного сигнала) размер доньшка значительно меньше длины волны, то можно ожидать, что диаграмма рассеяния полубесконечного цилиндра описывается кардиоидой, в то время как диаграмма излучения малого круглого поршня в мягком экране – такая же, как у диполя. В пределах угла от нуля до  $45^0$  различие амплитуд для этих двух случаев не превышает 15%. Поэтому для всех позиций плоскодонного отражателя в пространстве, в которых приёмная апертура уместается внутри соответствующего

телесного угла отличие результатов приближённого расчёта от точного не будет велико. Нетрудно представить то множество точек в пространстве, где высказанное выше условие не выполняется. Это, во-первых, точки, значительно удалённые от акустической оси ПЭП. Но эти точки находятся в зоне тени излучателя (если речь идёт о ближней зоне) или в области малых значений диаграммы направленности излучателя (если речь идёт о дальней зоне), поскольку на практике используются весьма остронаправленные преобразователи. Во-вторых, это точки, принадлежащие центральной области, но лежащие вблизи от приёмной апертуры. Здесь мы также можем опереться на то, что размеры приёмной апертуры как правило велики по сравнению с длиной волны. Тогда вкладом излучения (рассеяния) в диапазоне больших углов ( $>45^\circ$ ) можно пренебречь, как вследствие низкой чувствительности преобразователя к таким волнам, так и вследствие того, что расстояние до приёмной апертуры по наклонным (скользящим) лучам существенно больше расстояний по лучам, близким к нормали, а, следовательно, амплитуды сигналов значительно меньше. Таким образом, и при малых размерах отражателя принятое приближение представляется приемлемым.

Рассмотрим ещё вопрос о роли поверхностных волн для случаев цилиндрического и плоского экранов. Чем большая часть энергии стороннего воздействия преобразуется в поверхностную волну, тем меньшая часть переизлучается в виде объёмных волн. Свойства поверхностных волн в двух сравниваемых ситуациях противоположны. При больших волновых размерах доньшка возбуждение поверхностных волн в том и другом случае не слишком существенно. С уменьшением волнового размера доньшка, эффективность возбуждения поверхностной волны на свободной плоскости (плоском экране) возрастает.

На основании работ о волнах на цилиндрической полости в упругой среде, например, работы Био [93] (см. также [94]), можно показать, что при отношении радиуса полости к длине сдвиговой волны  $R/\lambda_s > 1.5 - 2$  скорость «поверхностной» на стенке полости волны практически совпадает со скоростью волны Релея, а затухание сравнительно невелико. При меньших волновых значениях радиуса

затухание увеличивается (оно максимально приблизительно при  $R/\lambda_s = 0.5$ ), а ещё при меньших имеет место отсечка, и волна перестаёт существовать (приблизительно при  $R/\lambda_s = 0.3$ ). Таким образом, в отношении «откачки» энергии в поверхностную волну две сравниваемых модели экрана ведут себя по-разному. Но, это влияет на амплитуду рассеянного поля, а не на его пространственную структуру.

Приведенные рассуждения позволяют сделать вывод о допустимости предлагаемой аппроксимации при расчёте пространственной структуры поля эхосигналов.

Итак, нами рассмотрены упрощённые расчётные схемы для всех трёх этапов расчёта поля эхо-сигналов. Подведём итог этому рассмотрению.

Сформулированные выше приближения позволили, во-первых, отделить процессы временной фильтрации сигнала, обусловленные резонансными свойствами подвижной системы ПЭП (как при излучении, так и при приёме), от процессов пространственно-временной фильтрации, которые управляются законами дифракции при излучении, отражении и приёме и зависят от формы и размеров зоны контакта, от свойств материала и от свойств отражателя. Это позволяет рассматривать форму сигнала, уже подвергшегося фильтрации в самом преобразователе, как исходную форму сигнала. Процессы излучения, распространения, отражения и приёма приводят к дополнительному изменению как амплитуды, так и формы «исходного» сигнала как функции времени. Исследуя упомянутое влияние процессов излучения, отражения и приёма на амплитуду и форму сигнала, будем рассматривать механические напряжения, приложенные к среде со стороны ПЭП как входной сигнал, а интеграл от нормальных смещений частиц среды в зоне контакта как выходной сигнал. Спектры этих сигналов связаны частотной характеристикой, которую мы обозначим как акустическую частотную характеристику.

Из предположения о том, что временная и пространственная фильтрация могут быть разделены, следует, что спектр эхо-сигнала можно получить как произведение спектра электрического сигнала, поданного на ПЭП, и трёх сомножителей:

частотной характеристики ПЭП при излучении, частотной характеристики ПЭП на приёме и упомянутой выше акустической частотной характеристики:

$$S_{\text{вых}}(\omega, \mathbf{x}) = S_{\text{вх}}(\omega)K_{\text{изл}}(\omega, \mathbf{x})K_{\text{пр}}(\omega)K_{\text{ак}}(\omega) = S_0(\omega)K_{\text{ак}}(\omega) \quad (2.1.3)$$

где  $\mathbf{x} : \{x, y, z\}$  - координатный вектор центра отражателя.

Первые две характеристики достаточно хорошо изучены. Это позволяет задавать при расчётах типичную форму сигнала и соответствующий ей спектр, являющийся произведением спектра возбуждающего электрического импульса на первые две частотные характеристики ( $S_0(\omega) = S_{\text{вх}}(\omega)K_{\text{изл}}(\omega)K_{\text{пр}}(\omega)$ ). Эта форма иллюстрируется рис. 2.1. В рамках принятой модели можно получить «короткие» и «длинные» импульсы в зависимости от числа периодов частоты заполнения внутри огибающей. Формулу (2.1.3) целесообразно теперь переписать в виде:

$$S_{\text{вых}}(\omega, \mathbf{x}) = S_0(\omega)K_{\text{ак}}(\omega) \quad (2.1.3a)$$

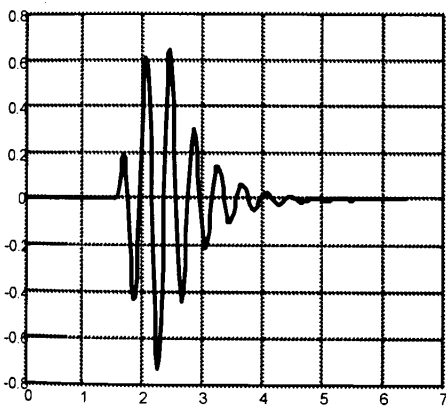


Рис. 2.1. Форма импульсного сигнала, принятого при расчётах

Вычисление акустической частотной характеристики для данной точки пространства и расчёт спектра эхо-сигнала по формуле (2.1.3a) представляет собой первый (и наиболее трудоёмкий) этап расчёта. После его завершения переходим ко второму этапу расчёта.

Преобразуя спектр сигнала (2.1.3a) по Фурье, получаем (на втором этапе расчёта) временную зависимость  $s(t, \mathbf{x})$  эхо-сигнала для отражателя, расположенного в точке  $\mathbf{x}$ . Как

следует из материалов, приведенных в первом разделе, такая процедура может быть названа процедурой частотного синтеза.

Для того чтобы визуализировать и анализировать распределение эхо-сигналов в зависимости от положения отражателя, необходимо сопоставить эхо-сигналу для каждой позиции отражателя некоторую числовую характеристику. Например, это могла бы быть энергия эхо-сигнала или его максимальная амплитуда. Так как оператор при ручном контроле ориентируется на максимальное значение, а при

автоматизированном контроле используются пороговые устройства, здесь в качестве такой числовой характеристики выбрана максимальная амплитуда:

$$A(\mathbf{x}) = \max \left( \text{abs} \left( 2 \text{Re} \left( \int_0^{\infty} S_0(\omega) K_{ak}(\omega, \mathbf{x}) \exp(-i\omega t) d\omega \right) \right) \right) \quad (2.1.4)$$

При исследовании пространственной структуры поля излучения мы будем использовать такую же формулу, но в этом случае акустическая характеристика будет учитывать только лишь процесс излучения.

## 2. 2. Вывод и обоснование основных расчётных соотношений

Как следует из рассуждений предыдущего параграфа, наиболее важные для нас расчёты (расчёт распределения амплитуд в поле излучённого сигнала, расчёт поля, отражённого от стандартного плоскодонного отражателя, и последующий расчёт распределения амплитуд эхо-сигналов) производятся на основе решения задачи Лэмба. В этом разделе мы приведём основные расчётные формулы для задачи Лэмба, которые в последующем будут использоваться в качестве математической основы расчётных алгоритмов.

Как указывалось в обзоре научных работ, посвящённых задаче Лэмба, её полное решение (для случая гармонического поля) содержится в работе [52], где получены выражения для поверхностной матрицы Грина задачи Лэмба в виде интегралов по пространственным частотам. Матрица Грина описывает реакцию полупространства в виде смещения частиц среды под действием сосредоточенной на поверхности силы. При исследовании пьезоэлектрических преобразователей мы имеем дело с распределённой нагрузкой на плоской поверхности образца. Для получения интегральных формул, соответствующих распределённой нагрузке достаточно проинтегрировать матрицу Грина по координатам точек на поверхности, где распределено внешнее воздействие. Есть, однако, одно обстоятельство, которое заставляет нас предпочесть другой подход и проделать выкладки в значительной мере эквивалентные (параллельные) тем, которые приводят к формулам для матрицы Грина, но относятся сразу к распределённой нагрузке. Это обстоятельство связано с тем, что в формулах работы [52] не разделены смещения частиц, обусловленные волнами с вертикальной и с горизонтальной поляризацией (SV и SH

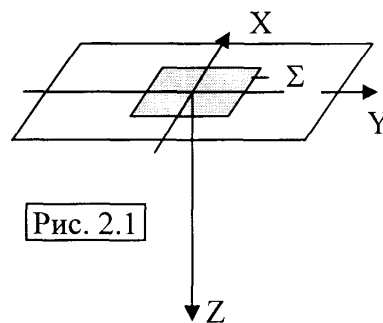
волны). В то же время вклад в сигнал на выходе пьезоэлектрического преобразователя в ряде случаев (например, при типичном для дефектоскопии контакте с проскальзыванием) дают лишь волны с вертикальной поляризацией. Удобней и надёжней произвести разделение этих волн в самом начале вывода интегральных соотношений.

В этом разделе будут получены формулы для апертуры излучателя произвольной формы. Детализация формул на случай пластин круглой формы при равномерном распределении нагрузки и соответствующие асимптотические формулы приведены в Приложении 2.

### 2.2.1. Вывод общих формул для полей продольных и сдвиговых волн различной поляризации в задаче Лэмба

Сформулируем постановку задачи. Будем считать, что действие излучателя на среду можно заменить сторонними напряжениями (нормальными  $\sigma_{zz}$  и касательными:  $\sigma_{zx}$  и  $\sigma_{zy}$ ), распределёнными на площадке  $\Sigma$  контакта пьезопластины и образца:

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}|_{z=0} &= \begin{cases} f_{zz}(x, y) & (x, y) \in \Sigma \\ 0 & (x, y) \notin \Sigma \end{cases} \\ \sigma_{zx}|_{z=0} &= \begin{cases} f_{zx}(x, y) & (x, y) \in \Sigma \\ 0 & (x, y) \notin \Sigma \end{cases} \\ \sigma_{zy}|_{z=0} &= \begin{cases} f_{zy}(x, y) & (x, y) \in \Sigma \\ 0 & (x, y) \notin \Sigma \end{cases} \end{aligned} \quad (2.2.1)$$



Требуется найти смещения частиц среды в объёме полупространства, соответствующие волнам с вертикальной поляризацией.

Представим распределения нормальных и касательных напряжений двойными интегралами Фурье, т.е. разложениями на пространственные гармоники.

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{zz}(\alpha, \beta) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \\ \sigma_{zx}(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{zx}(\alpha, \beta) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

$$\sigma_{zy}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{zy}(\alpha, \beta) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta$$

Рассмотрим нормальные и касательные напряжения, соответствующие одной из компонент разложения на пространственные гармоники. Пространственным частотам  $\alpha$  и  $\beta$  соответствует на горизонтальной плоскости некоторое направление (направление нормали к «фронту» пространственной гармоники). Его направляющие косинусы равны  $\alpha/\kappa, \beta/\kappa$ , где  $\kappa^2 = \alpha^2 + \beta^2$ . Повернём оси координат вокруг оси  $z$  так, чтобы новая ось  $x'$  совпала с этим направлением. Тогда  $\alpha x + \beta y = \kappa x'$ . Касательное напряжение в новой системе координат имеет такие проекции (одна из которых направлена вдоль  $x'$ , а другая - перпендикулярно ей):

$$S_{\tau 1} = (S_{zx}\alpha + S_{zy}\beta)/\kappa \quad S_{\tau 2} = (-S_{zx}\beta + S_{zy}\alpha)/\kappa \quad (2.2.3)$$

Плоские волны  $PV$  и  $SV$  излучаются благодаря нормальному напряжению  $S_{zz} \equiv S_n$  и первому касательному напряжению  $S_{\tau 1}$ . Плоская волна типа  $SH$  излучается благодаря касательному напряжению  $S_{\tau 2}$ . Дальнейшие преобразования, связанные с решением граничной задачи для одной пространственной гармоники, стандартны. Они приводят к следующим выражения для векторных полей смещений. (Детали вывода формул и расшифровка обозначений приведены в Приложении Б).

Смещения в волне  $PV$ :

$$\begin{Bmatrix} u_l \\ v_l \\ w_l \end{Bmatrix} = \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} -i\alpha \\ -i\beta \\ \gamma_l \end{Bmatrix} \mathbf{S}(\alpha, \beta) \mathbf{F}_l(\kappa) \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (2.2.4)$$

Напряжения, соответствующие волне  $PV$ :

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{zxl} \\ \sigma_{zyl} \\ \sigma_{zzl} \end{Bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} 2i\alpha\gamma_l \\ 2i\beta\gamma_l \\ q \end{Bmatrix} \mathbf{S}(\alpha, \beta) \mathbf{F}_l(\kappa) \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (2.2.5)$$

Смещения в волне  $SV$ :



$$\begin{Bmatrix} u_s \\ v_s \\ w_s \end{Bmatrix} = \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} \alpha\gamma_s/\kappa \\ \beta\gamma_s/\kappa \\ i\kappa \end{Bmatrix} \mathbf{S}(\alpha, \beta) \mathbf{F}_s(\kappa) \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (2.2.6)$$

Напряжения, соответствующие волне  $SV$  :

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{zxs} \\ \sigma_{zys} \\ \sigma_{zzs} \end{Bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} \alpha k_s^2/\kappa \\ \beta k_s^2/\kappa \\ 2i\kappa\gamma_s(\xi^{-2} - 1) \end{Bmatrix} \mathbf{S}(\alpha, \beta) \mathbf{F}_l(\kappa) \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (2.2.7)$$

Проекции вектора смещения частиц среды в сдвиговой волне типа  $SH$  определяются следующими интегральными формулами:

$$\begin{Bmatrix} u_{SH} \\ v_{SH} \\ w_{SH} \end{Bmatrix} = \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{Bmatrix} \beta^2 S_{zx} - \alpha\beta S_{zy} \\ -\alpha\beta S_{zx} + \alpha^2 S_{zy} \\ 0 \end{Bmatrix} \frac{1}{\gamma_s \kappa^2} \exp(-\gamma_s z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (2.2.8)$$

Полученные интегральные формулы лежат в основе способов расчёта, изложенных ниже.

### 2.2.2 Способы расчёта упругих волн в ближней и промежуточной зоне

Сосредоточим внимание на расчёте поля объёмных волн: продольных волн или сдвиговых волн с вертикальной поляризацией, представляющих наибольший интерес в рамках данной работы.

В предыдущем разделе смещения частиц среды, соответствующие этим волнам, представлены интегралами по пространственным частотам (см. выражения (2.2.4), (2.2.6)). В общей форме эти интегралы можно представить следующим образом:

$$u(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{M(\alpha, \beta)}{D(\kappa^2)} \exp(-\gamma z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (2.2.9)$$

а в случае, когда апертура имеет круглую форму:

$$u(R, z) = \int_0^{\infty} \frac{M(\kappa)}{D(\kappa^2)} \exp(-\gamma z) J_n(\kappa R) d\kappa \quad (2.2.10)$$

К такому же виду приводятся и формулы (2.2. 5), (2.2. 7) для напряжений.

Современные вычислительные средства делают возможным непосредственное численное интегрирование выражений вида (2.2.9), (2.2.10) для точек пространства, относящихся к так называемой ближней зоне. Пример такого подхода можно найти в работах [54, 56] при рассмотрении полей круглых ПЭП. При таком подходе необходимо учесть, что подынтегральное выражение (для среды без потерь) имеет особенность: определитель  $D(\kappa^2)$  обращается в нуль при  $\kappa = k_R$ , где  $k_R$  - волновое число поверхностной волны Релея. При учёте потерь полюс подынтегрального выражения смещается с вещественной оси интегрирования в комплексную плоскость, тогда на вещественной оси наблюдается острый и высокий максимум. Наличие особенности (или просто острого максимума) затрудняет численное интегрирование и может привести к ошибкам вычисления (на это обстоятельство указывают авторы работы [53]).

Известно, что при вычислении интеграла вида (2.2.10) методами интегрирования на комплексной плоскости полюс Релея приводит к появлению слагаемого, физический смысл которого – поверхностная волна Релея. Таким образом, выражение (2.2.10) (так же как и интеграл (2.2.9)) определяет собой не только смещение в продольной или в сдвиговой волне, но и содержит в себе смещение, относящееся к волне Релея. Следовательно, перед тем, как производить численные расчёты, относящиеся к объёмным волнам, было бы желательно удалить из подынтегральных выражений в (2.2.9-2.2.10) некоторое слагаемое, которое соответствует смещению в волне Релея.

Рассматривая  $F(\kappa) = M(\kappa)/D(\kappa^2)$  как мероморфную функцию комплексной переменной на плоскости  $\kappa$  [96], выделим главную часть, содержащую полюс, и регулярную часть  $\tilde{F}(\kappa)$ . Главная (сингулярная) часть имеет вид:

$$F_p = \frac{M(k_R)}{D'(k_R)} \left( \frac{1}{\kappa - k_R} - \frac{1}{\kappa + k_R} \right), \quad (2.2.11)$$

где

$$D'(k_R) = \left. \frac{dD}{d\kappa} \right|_{\kappa=k_R} = -8k_R \left( k_s^2 - 2k_R^2 - \gamma_{IR}\gamma_{sR} + \frac{1}{2}k_R \left( \frac{\gamma_{IR}}{\gamma_{sR}} + \frac{\gamma_{sR}}{\gamma_{IR}} \right) \right)$$

$$\gamma_{IR} = \sqrt{k_R^2 - k_l^2} \quad \gamma_{sR} = \sqrt{k_R^2 - k_s^2}.$$

Регулярную часть получаем, вычитая выражение (2.2.11) из  $F(\kappa)$ :

$$\tilde{F}(\kappa) = F(\kappa) - F_p(\kappa) \quad (2.2.12)$$

Возможность устранения сингулярности на уровне формул не вызывает сомнений, однако численная реализация этой процедуры нуждается в проверке: достаточной ли является точность вычислений и, в том числе, точность отыскания волнового числа Релея как корня алгебраического уравнения, для того чтобы можно было устранить сингулярность вычитанием. Пример результата такой проверки приведен ниже. При расчётах учитывалось поглощение ультразвука в материале образца, и таким образом полюс Релея смещался с вещественной оси  $\kappa$  в комплексную плоскость.

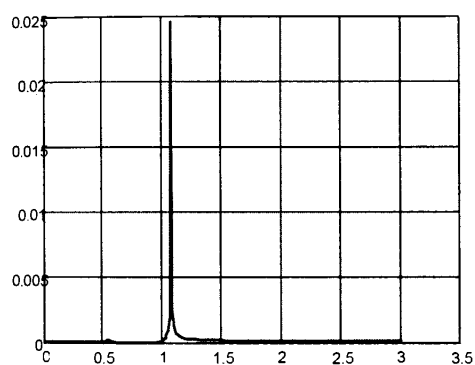


Рис. 2.3а. График  $F(\kappa/k_s)$  при неустранённой сингулярности.

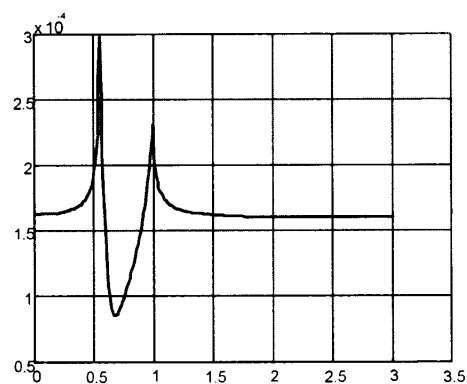


Рис. 2.3б. Зависимость  $F(\kappa/k_s)$  после устранения сингулярности.

Расчётные графики зависимостей  $F_l(\kappa/k_{s0})$  и  $\tilde{F}_l(\kappa/k_{s0})$  для стали с параметрами  $c_l = 5960$  м/с и  $c_s = 3240$  м/с при соотношении мнимой и действительной частей комплексной фазовой скорости  $10^{-3}$  приведены на рис. 2.3а и 2.3б. На первом из двух рисунков отчётливо виден пик, обусловленный полюсом при  $\kappa/k_s = 1.08 + i \cdot 0.011$ . Он успешно устранён из зависимости, график которой приведен на рис.2.3б. Таким же образом мы поступим и при вычислении по формулам (2.2.4 – 2.2.7). Заменяя в них функцию  $F(\kappa)$  её регулярной частью  $\tilde{F}(\kappa)$ , получаем выражения, которые описывают поле объёмных волн.

Перейдём к обсуждению способов вычисления интегралов при условии, что подынтегральные выражения скорректированы указанным выше образом.

Для каждого фиксированного значения глубины  $z$  формулы вида (2.2.9) имеют форму обратного двумерного преобразования Фурье и допускают следующую трактовку. Произведение функций, стоящих в подынтегральном выражении перед  $\exp(i(\alpha x + \beta y))$ , можно рассматривать как спектр пространственного распределения соответствующей величины (проекции вектора смещения или напряжения). Этот спектр является произведением спектральной функции источника  $S(\alpha, \beta)$  на некоторую передаточную функцию  $K(\alpha, \beta)$ , пропорциональную произведению  $F(\kappa)\exp(-\gamma z)$ . Таким образом, формирование пространственного распределения некоторой величины, характеризующей поле продольной (или сдвиговой) волны на горизонте  $z$ , можно рассматривать как результат пространственной фильтрации исходного спектра источника. Так, например, передаточная функция для распределения  $\sigma_{zz}(x, y)$  в поле продольной волны равна  $K(\alpha, \beta) = (k_s^2 - \kappa^2)\tilde{F}_l(\kappa)\exp(-\gamma_l z)$ .

Такой трактовке соответствует численный алгоритм, состоящий из следующих этапов: 1) вычисление спектральной функции источника с помощью процедуры двумерного БПФ; 2) вычисление по приведенным выше формулам соответствующей передаточной функции  $K(\alpha, \beta)$ ; 3) вычисление пространственного распределения соответствующей величины на плоскости  $z = \text{const}$  с помощью процедуры обратного БПФ; 4) повторение вычислений на заданной сетке значений глубины  $z$ .

Совокупность пространственных распределений на параллельных плоскостях (совокупность срезов) создаёт картину объёмного пространственного распределения. Обратим внимание на то, что одна вычислительная процедура (двумерное БПФ) позволяет получить значения интересующей нас величины сразу для большого числа точек, лежащих на плоскости  $z = \text{const}$ . Это освобождает от необходимости повторять в некотором вычислительном цикле процедуру расчёта для каждой из множества пространственных точек, что увеличивает быстродействие численного алгоритма и делает его логически более простым. Заметим также, что алгоритм пригоден для ПЭП с любой формой апертуры (зоны контакта), в том числе

и для апертуры круглой формы. В этом отношении он эквивалентен прямому вычислению по формуле (2.2.10).

Практическому применению этого алгоритма должен предшествовать анализ свойств подынтегрального выражения, так как применение численных процедур предполагает ограничение пределов интегрирования. Как обычно, пределы интегрирования ограничиваются теми значениями аргументов, при которых величина подынтегрального выражения становится пренебрежимо малой. Интервал между отсчётами в ограниченной области интегрирования (следовательно, количество отсчётов) определяется необходимостью передать наиболее быстрые изменения подынтегрального выражения. С другой стороны количество отсчётов (здесь мы имеем дело с двумерными массивами) ограничено объёмом оперативной памяти и быстродействием процессора вычислительного устройства. Следовательно, можно предвидеть наличие конфликта между желаемой точностью расчёта и возможностями вычислительного устройства (при разумном ограничении времени счёта). В связи с этим рассмотрим асимптотические свойства (при  $\alpha \rightarrow \infty, \beta \rightarrow \infty, \kappa \rightarrow \infty$ ) отдельных сомножителей подынтегрального выражения и всего выражения в целом. Нетрудно видеть, что имеют место следующие соотношения порядка  $D(\kappa) = O(\kappa^2), F(\kappa) = O(1)$  (см. рис. 2.3б).

Спектральная функция источника  $S(\alpha, \beta)$  убывает на бесконечности, но по-разному вдоль разных лучей на плоскости переменных  $(\alpha, \beta)$ . Вдоль направлений, не совпадающих ни с одной из координат  $(\alpha, \beta)$ , она убывает, как  $O(\kappa^{-2})$ , а вдоль этих осей наблюдается наиболее медленное убывание как  $O(\kappa^{-1})$ .

Рассмотрим спектры смещений и компоненты напряжения вдоль оси  $z$  при  $z = 0$ , т.-е. на поверхности образца. Спектры горизонтальных смещений не убывают вдоль одной из осей ( $\alpha$  или  $\beta$ ) и убывают как  $O(\kappa^{-1})$  вдоль других направлений. Спектр вертикального смещения не убывает вдоль любой из осей  $(\alpha, \beta)$  и убывает вдоль других направлений как  $O(\kappa^{-1})$ . Наихудшей является ситуация для спектра напряжений, который возрастает вдоль осей  $(\alpha, \beta)$  как  $O(\kappa)$  и не убывает вдоль всех остальных направлений. Эти свойства подынтегральных выражений не дают

возможности численного определения указанных величин на самой поверхности образца: формулы (2.2. 4 – 2.2. 7) непригодны для вычисления параметров поля на поверхности упругого полупространства.

Ситуация изменяется для любого  $z > 0$ . В этом случае асимптотика подынтегрального выражения определяется экспоненциально убывающим множителем  $\exp(-\gamma z)$  (при условии  $\text{Re}(\gamma) > 0$ ). Этот множитель осциллирует при  $\kappa < k_l$  (или  $\kappa < k_s$ ) и экспоненциально убывает при  $\kappa > k_l$  (или  $\kappa > k_s$ ). Быстрота убывания зависит от  $z$ . Чем больше  $z$ , тем меньшими значениями может быть ограничена область интегрирования. Предельное ограничение области интегрирования определяется величиной  $\kappa = |k_l|$  (или  $\kappa = |k_s|$ ), т.-е. областью однородных волн.

Сформулированный спектральный алгоритм основан на разложении поля на плоские волны (см. [97, 98]). Альтернативным разложением поля на простейшие составляющие является его разложение в совокупность бесконечного числа волн, создаваемых точечными источниками того или иного порядка. Такое разложение поля в жидкой среде легко достигается с помощью формул Кирхгофа, где фигурируют источники типа монополей и (или) диполей, описываемые простыми явными выражениями. В отличие от жидкости в упругой среде точечное воздействие на её поверхность порождает не одну, а несколько типов волн (продольную, поперечную и поверхностную). Для такого суммарного поля не существует явных точных выражений. Тем не менее, альтернативное представление можно получить следующим, предлагаемым здесь и изложенным ниже способом.

Действительно, формулу (2.2.9) можно рассматривать как преобразование Фурье от произведения двух спектров:  $Q_1 \equiv \tilde{F}(\kappa) = M(\kappa)/D(\kappa^2) - F_p(\kappa)$  и  $Q_2(\alpha, \beta) = \exp(-\gamma_l z)$ .

Первый из двух сомножителей представляет собой пространственный спектр поля на поверхности образца, а его преобразование Фурье – распределение значений поля на поверхности. Второй сомножитель является двумерным пространственным спектром поля вертикально ориентированного диполя, находящегося в начале

координат. Действительно, дифференцируя по  $z$  известное [97] разложение поля точечного источника на плоские волны получим аналогичное разложение поля вертикального диполя:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r} \exp(ikr) \right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i(\alpha x + \beta y)) \exp(-\gamma z) d\alpha d\beta, \quad (2.2.13)$$

что подтверждает высказанное выше утверждение. Таким образом, преобразование Фурье второго сомножителя  $Q_2(\alpha, \beta)$  на горизонте  $z$  определяется простой формулой для дипольного источника. Тогда в соответствии с теоремой о свёртке поле источника можно тогда формально представить как двумерную свёртку поля на поверхности образца и поля вертикального диполя на фиксированном горизонте  $z$ . Как упоминалось выше, вычисление поля на поверхности (при  $z = 0$ ) затруднено. С учётом этого следует в качестве сомножителей в подынтегральном выражении выбрать:  $Q_1 \equiv \tilde{F}(\kappa) \exp(-\gamma z_0)$  ( $z_0 > 0$ ) и  $Q_2(\alpha, \beta) = \exp(-\gamma_l(z - z_0))$ . Их преобразования Фурье имеют смысл поля распределённого источника на глубине  $z_0$  и поля вертикального диполя, расположенного на той же глубине. Первое из них можно вычислить описанным выше методом с применением процедуры БПФ, а второе описывается простой формулой. Далее для вычисления поля на заданном горизонте  $z$  следует применить стандартную процедуру двумерной свёртки к этим двум функциям координат  $x, y$ :

$$u(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} q_1(x', y', z_0) q_2(x - x', y - y', z - z_0) dx' dy', \quad (2.2.14)$$

где:

$$q_1(x, y, z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(\alpha, \beta) \exp(-\gamma z_0) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (2.2.15)$$

$$q_2(x - x', y - y', z - z_0) = \frac{z}{r} \frac{ikr - 1}{r} \left( \frac{1}{r} \exp(ikr) \right) \quad (2.2.16)$$

$$r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z_0)^2}$$

Описанный вычислительный алгоритм можно назвать «свёрточным» (в отличие от описанного ранее «спектрального» алгоритма). Проведенные численные расчёты (см. ниже) показали, что рассмотренные алгоритмы достаточно эффективны.

Заметим, что формула (2.2.14), задающая поле в виде суперпозиции полей элементарных источников, представляет собой аналог формулы Релея для упругого полупространства с тем лишь отличием, что диполи располагаются на поверхности близкой, но не совпадающей с поверхностью преобразователя.

Оба метода вычислений изложены здесь применительно к задаче излучения прямого ПЭП. Однако они применимы вообще к интегралам вида (2.2.9). Эти методы положены в основу всех вычислительных процедур, применяемых в данной работе при исследовании как структуры полей излучения, так и полей эхо-сигналов.

### ***2.2.3. Расчётные соотношения для дальней зоны***

Известно, что в дальней зоне (т.-е. на расстояниях значительно превышающих размеры зоны контакта) поле каждой из объёмных волн (продольной или сдвиговой) ведёт себя как сферическая волна с амплитудой колебаний, зависящей от положения точки на фронте этой волны. Распределение амплитуды по поверхности сферического фронта (или: угловое распределение) характеризуется диаграммой направленности.

При исследовании полей излучателей, приложенных к поверхности упругой среды, используется представление поля в виде интеграла по пространственным частотам (или разложение на плоские волны). В двумерных задачах (о излучении бесконечной полосы – в декартовых координатах или о излучении круглой пластины – в цилиндрических координатах) к соответствующим одномерным интегралам по пространственной частоте применима стандартная процедура метода перевала (см. Приложение Б).

В общем случае, когда апертура имеет произвольную форму, задача расчёта поля становится существенно трёхмерной. Исходным выражением в этом случае являются двумерные интегралы по пространственным частотам типа интеграла (2.2.9). При этом стандартные процедуры вычислений уже не подходят. Вывод



формул для поля в дальней зоне из точных соотношений вида (2.2.9) (и, соответственно, для характеристик направленности) в известной нам литературе не приведен. В инженерной практике используют диаграммы, полученные применительно к жидкой среде (с коррекцией на величину скорости ультразвуковых волн). Таким образом, особенности излучения волн в упругую среду игнорируются. В этом разделе мы рассмотрим выражения для поля в дальней зоне для излучателей с апертурой произвольной формы. Случай апертуры круглой формы рассмотрен в Приложении Б.

Воспользуемся выведенной выше формулой (2.2.14). Функция  $q_1(x', y', z_0)$  задаёт распределение указанного параметра на некоторой глубине  $z_0$ . В отличие от распределения напряжений на поверхности, которое не равно нулю лишь в пределах апертуры, функция  $q_1(x', y', z_0)$  описывает «размытое» распределение. Однако при небольших значениях  $z_0$  это распределение достаточно хорошо локализовано, т.-е. всегда можно указать область на плоскости  $x', y'$ , вне пределов которой значения функции  $q_1(x', y', z_0)$  настолько малы, что ими можно пренебречь. Границы этой области при малых  $z_0$  весьма близки к контуру самой апертуры. Поэтому реальные пределы интегрирования в формуле (2.2.38) можно ограничить. В этих ограниченных пределах (близких к апертуре) второй сомножитель в формуле (2.2.38) можно преобразовать, используя известные приближения, характерные для зоны Фраунгофера (дальней зоны). Детали преобразований отнесены в Приложение Б. В результате, находим, что амплитудные значения вектора смещения частиц среды равны:

- для продольной волны

$$A_l = \frac{k_l^2}{\mu R} \left| \cos \theta \cdot \mathbf{S}(k_l \sin \theta \cos \varphi, k_l \sin \theta \sin \varphi) \tilde{\mathbf{F}}_l(k_l \sin \theta) \right|, \quad (2.2.17)$$

- для поперечной волны

$$A_s = \frac{k_s^2}{\mu R} \left| \cos \theta \cdot \mathbf{S}(k_s \sin \theta \cos \varphi, k_s \sin \theta \sin \varphi) \tilde{\mathbf{F}}_s(k_s \sin \theta) \right|. \quad (2.2.18)$$

Расшифровка векторных обозначений  $\mathbf{S}, \tilde{\mathbf{F}}_l, \tilde{\mathbf{F}}_s$  содержится в Приложении Б.

Нормируя выражения (2.2.17), (2.2.18) к их максимальным значениям, получим диаграммы направленности преобразователей продольных волн и сдвиговых волн с вертикальной поляризацией.

### 2.3. Сопоставление двух альтернативных математических моделей, аппроксимирующих процесс излучения упругих волн пьезопреобразователями

Расчётные соотношения, приведенные в разделе 2.2, относятся к аппроксимации ПЭП сторонними напряжениями, приложенными к поверхности упругой среды извне. В некотором смысле альтернативной моделью пьезоэлектрического излучателя при численном исследовании его поля, является замена излучателя заданным распределением нормальных смещений (или скоростей) на поверхности упругого полупространства. В этом случае на участке поверхности  $\Sigma$  (там, где находится излучатель) задаём нормальные смещения  $w_0(x, y)$  в соответствии с нашими представлениями о характере движения поверхности излучателя. Наиболее простой вариант – равномерное распределение смещений - соответствует аппроксимации излучателя жёстким поршнем. На всей остальной поверхности упругого полупространства зададим нормальное смещение равным нулю. Равными нулю предполагаются равными также касательные напряжения на всей поверхности. Поступая так, мы фактически предполагаем, что излучатель заключён в жёсткий экран. На самом деле, на поверхности, не занятой излучателем, смещения могут быть произвольными, а нулю равны также и нормальные напряжения. Другими словами, более подходящей аппроксимацией был бы поршень в абсолютно мягком экране. Однако решение такой задачи со смешанными граничными условиями связано со значительными вычислительными трудностями. Для проведения оценочных расчётов мы выберем модель поршня в жёстком экране. Оправданием этому служат следующие соображения. Влияние характера экрана (как и его наличие) проявляется тем сильнее, чем меньше излучатель по сравнению с длиной волны. Для ультразвуковой дефектоскопии характерно использование излучателей, размеры которых превосходят длину волны, по крайней мере, в 2-3 раза. При таком соотношении размера с длиной волны роль

экрана существенно снижается. Поэтому замена мягкого экрана жёстким не должна существенно повлиять на характер пространственного распределения амплитуды колебаний.

Итак, пусть на участке поверхности  $\Sigma$  задано нормальное смещение частиц:

$$u_z|_{z=0} = \begin{cases} f(x, y) & (x, y) \in \Sigma \\ 0 & (x, y) \notin \Sigma \end{cases} \quad \sigma_{zx}|_{z=0} = \sigma_{zy}|_{z=0} = 0 \quad (2.3.1)$$

с пространственным спектром  $S(\alpha, \beta)$ .

Решая сформулированную краевую задачу обычными методами, получим такую формулу для компонент вектора смещения в поле продольной волны:

$$\begin{cases} u_l \\ v_l \\ w_l \end{cases} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(\alpha, \beta) \frac{1}{k_s \gamma_l} \begin{cases} i\alpha \\ i\beta \\ \gamma_l \end{cases} (k_s^2 - 2\kappa^2) \exp(-\gamma_l z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (2.3.2)$$

Пользуясь формулой (2.3.2), были проведены расчёты пространственного распределения амплитуды излучённого сигнала для разных размеров и формы апертуры ПЭП (см. Приложение Б). Сравнение рассчитанных для двух моделей пространственных распределений амплитуды колебаний (см. также распределение амплитуды на продольной оси, рис. 2.1) позволяет сделать вывод о их практическом совпадении.

Исходя из того, что замена реального источника системой нормальных напряжений и системой нормальных смещений – это две альтернативные аппроксимации, можно предположить, что структура поля, полученная в результате

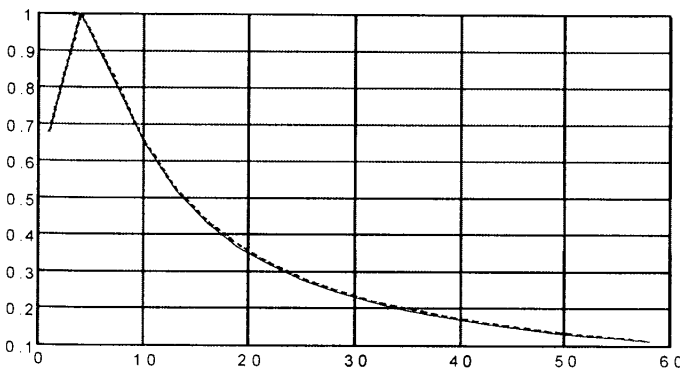


Рис. 2.1. Распределение амплитуды вдоль вертикальной оси.

решения задачи в точной постановке, должна занимать промежуточное положение между пространственными распределениями, полученными для двух крайних случаев. То, что результаты расчётов для двух альтернативных аппроксимаций весьма близки, позволяет выбрать одну из аппроксимаций в

качестве рабочей модели при исследовании структуры полей пьезоэлектрических преобразователей. В качестве такой модели мы выбираем аппроксимацию пьезопреобразователя (как источника поля упругих волн) системой нормальных напряжений, приложенных к поверхности упругого полупространства. Подчеркнём, что распределение нормальных напряжений не обязательно должно быть равномерным. Это позволяет моделировать поле не только цельных и однородных пластин, но и поля многоэлементных излучателей (антенн).

**Выводы к разделу.** 1) Предложенные и обоснованные в этом разделе способы расчёта пространственной структуры ультразвуковых полей в упругой среде («спектральный» метод и «свёрточный» метод) позволяют получить наглядную картину пространственного распределения амплитуд, которая даёт возможность прогнозировать эффективность применения конкретных ПЭП. 2) Предложенный здесь «свёрточный» метод осуществляет новое (для случая упругой среды) интегральное представление поля ПЭП с плоской апертурой, аналогичное интегральному представлению Релея для жидких сред. В соответствии с ним поле продольных или сдвиговых волн в твёрдой среде может быть представлено суперпозицией волн элементарных диполей. 3) Интегральное представление, полученные на основе «свёрточного» метода позволяет получить формулы для характеристик направленности ПЭП с апертурой произвольной формы в упругой среде. 4) Два альтернативных способа аппроксимации ПЭП как излучателя упругих волн (системой сторонних усилий или смещениями, заданными на поверхности апертуры) приводят к очень близкой пространственной структуре поля излучения. Это позволяет оправдать применение в нашем исследовании модели сторонних напряжений, распределённых на площадке контакта ПЭП и среды.

### РАЗДЕЛ 3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Материалы этого раздела частично изложены в публикациях [103,104,106,111].

#### 3.1. Анализ структуры поля излучения прямого пьезоэлектрического преобразователя продольных волн при тональном и импульсном возбуждении

Цель исследования заключается в том, чтобы проследить влияние на пространственную конфигурацию поля формы и размеров ПЭП, длины волны и длительности импульсного сигнала. Для проведения анализа потребовалось провести достаточно большое число расчётов при разных комбинациях параметров. Чтобы минимизировать их количество и в то же время охватить типичный набор параметров стандартных ПЭП мы воспользуемся тем, что картины полей сохраняют подобие (при неизменной форме апертуры), если представлять их в нормированных координатах: расстояние по оси  $z$  (по глубине) нормировать на размер ближней зоны ( $\zeta = z/Z$ , где  $Z = D^2/4\lambda$ ), а горизонтальное расстояние к диаметру датчика  $D: \xi = x/D$ . При этом диаметр следует задавать в длинах волн, а длительность импульса - в периодах частоты заполнения. Подробности исследования структуры поля излучения для круглых ПЭП вынесены в Приложение Г. Анализ, приведенный в Приложении Г, подтверждает общие закономерности, известные из более ранних исследований, относящихся к излучению плоских поршней в жидкость [45,47]. А именно: структура поля в ближней зоне ( $\zeta < 1$ ) усложняется с ростом волнового размера преобразователя, в дополнение к интерференционным минимумам и максимумам на центральной оси появляются минимумы слева и справа от оси. Так как неравномерность поля в ближней зоне является отрицательным явлением, то представляют интерес факторы, уменьшающие неравномерность. Известно, что расширение спектра сигнала (в частности, при уменьшении его длительности), сглаживает интерференционные явления. Результаты наших расчётов (см. Приложение Г) позволяют оценить этот вопрос с количественной стороны. Обнаруживается, что при типичной для многих промышленных ПЭП длительности

импульса, равной 4 - 5 периодам, глубина интерференционного провала ещё превышает 6 дБ и уменьшается до 3 дБ лишь при длительности, равной 1 периоду.

Неравномерность поля в ближней зоне зависит не только от волновых размеров излучателя и длительности сигнала, но и от формы излучающей поверхности. Круглая форма (вследствие центральной симметрии) является, по-видимому, наилучшим вариантом. Следует ожидать, что понижение степени симметрии, приведёт к уменьшению неравномерности поля в ближней зоне преобразователя. В качестве примера рассмотрены преобразователи с пластиной прямоугольной формы. Уже замена круглой пластины на равновеликую квадратную пластину приводит к уменьшению неравномерности поля: количество и глубина интерференционных минимумов уменьшается (см. Приложение Г). При изменении соотношения сторон прямоугольной пластины пространственная структура поля излучения существенно изменяется, как это видно из рис. 3.1.

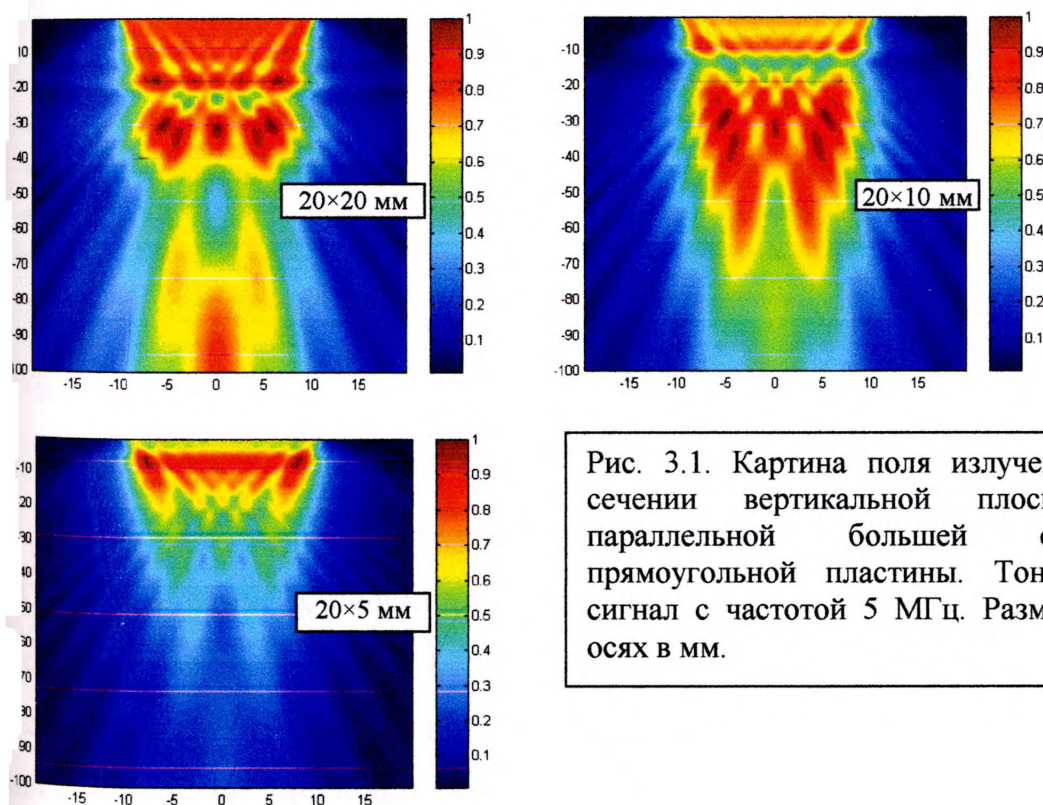


Рис. 3.1. Картина поля излучения в сечении вертикальной плоскостью, параллельной большей стороне прямоугольной пластины. Тональный сигнал с частотой 5 МГц. Размеры на осях в мм.

Изменяется также и характер распределения амплитуды вдоль акустической оси (рис. 3.2): за последним максимумом с наибольшей амплитудой, определяющим границу ближней зоны, обнаруживаются более слабые интерференционные

максимумы (в то время как для круглого ПЭП спадание уровня сигнала вне пределов ближней зоны является монотонным).

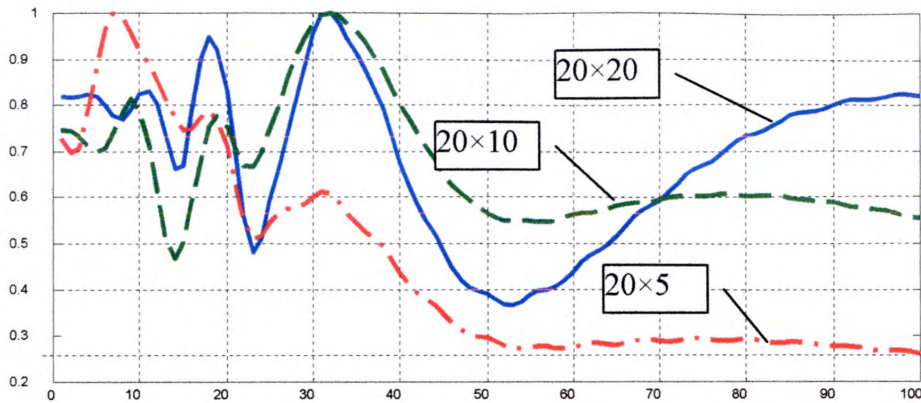


Рис. 3.2. Распределение амплитуды на оси ПЭП с прямоугольной апертурой

Неравномерность поля в ближней зоне указывает на отличие волнового поля от его простейшего вида: плоской волны. Тем не менее, некоторые свойства плоской волны в первом приближении сохраняются.

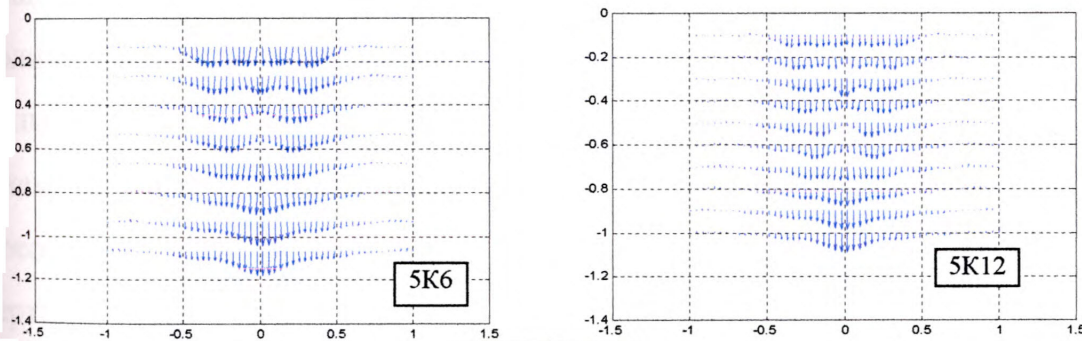


Рис. 3.3

На рис. 3.3 показаны смещения частиц среды в поле преобразователей 5К6 и 5К12; направления смещения частиц среды показаны стрелками. Видно, что в освещенной области (где амплитуда еще достаточно велика) частицы среды колеблются практически параллельно оси  $z$ . В этом смысле волна сохраняет свойства плоской продольной волны, но в отличие от плоской волны амплитуда колебаний модулирована как в направлении распространения, так и по фронту волны.

Частью расчёта пространственной структуры поля является расчёт формы импульса в точке наблюдения. Примеры такого расчёта, приведенные в Приложении

$\Gamma$ , хорошо согласуются с известными результатами [56-58] о изменении формы сигнала, что косвенно подтверждает адекватность применяемых методов расчёта.

Заключение. Подводя итог анализу структуры полей излучения прямых ПЭП, можем сделать такие выводы: 1) изменение формы поверхности ПЭП приводит к заметному изменению пространственной структуры; 2) уменьшение ширины активной поверхности при неизменной длине приводит к более быстрому убыванию амплитуды сигнала вдоль оси  $Z$  и сглаживанию интерференционных минимумов; 3) в центральной зоне поле имеет характер модулированной плоской волны.

### 3.2. Расчёт поля излучения наклонного преобразователя

#### 3.2.1. Постановка задачи и обсуждение способов её решения

Наклонные (призматические) преобразователи предназначены по преимуществу для возбуждения в контролируемом объекте сдвиговых волн с вертикальной поляризацией. При углах призмы, меньших первого критического, существуют и распространяются вглубь материала и продольная, и сдвиговая волна, причём первая имеет большую амплитуду. Схематически геометрия преобразователя (в сечении вертикальной плоскостью) иллюстрируется рис. 3.4.

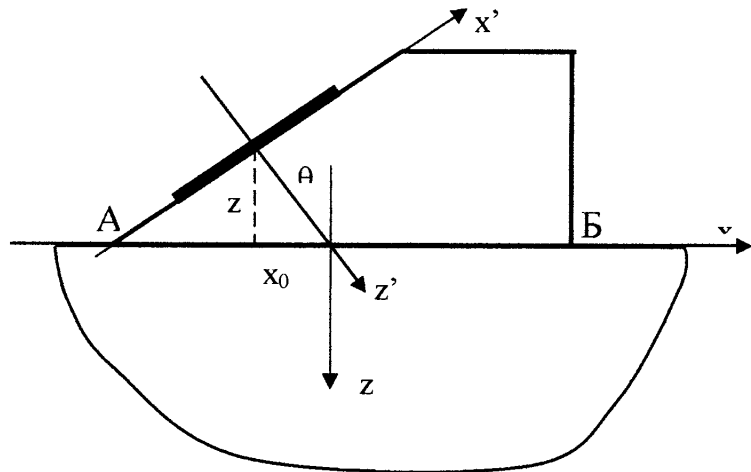


Рис. 3.4. Схематическое изображение призматического преобразователя в сечении вертикальной плоскостью. Системы декартовых координат, связанных с призмой и с границей раздела сред.

Первоначальное рассмотрение проведём для преобразователя при гармоническом возбуждении. Импульсное возбуждение можно исследовать методом

частотного синтеза так же, как это было сделано в случае прямых преобразователей. Главная цель рассмотрения состоит в изучении ближнего поля наклонного преобразователя в материале контролируемого объекта. Контакт



призмы с полупространством предполагается скользящим. Действие пьезопластины на призму аппроксимировано нормальными (и равномерно распределёнными) напряжениями. Форма пластины может быть любой. На практике наиболее часто применяются прямоугольные или круглые пластины.

Точное решение задачи для области, состоящей из полупространства и примыкающей к нему призмы, весьма затруднительно. Серьезное упрощение достигается, если предположить, что при расчёте поля волны, падающей на границу раздела, призму можно заменить упругим полупространством. Ясно, что при этом предположении мы игнорируем волны, отражающиеся внутри призмы от её граней и вновь падающие на границу раздела и на пьезопластину. Однако при импульсном возбуждении указанное приближение оправдано тем, что сигналы, соответствующие этим волнам, отделены во времени от основного сигнала. Влияние конечных размеров призмы на основной сигнал может проявиться также из-за наличия угловых областей в точках А и Б (см. рис. 3.4). Это влияние будет незначительным, если обе точки лежат в области глубокой тени в поле излучения пьезопластины в материал призмы.

На рис.3.5 показано распределение амплитуды смещений в поле прямоугольной пластины размером  $8 \times 12$  мм на частоте 2.5 МГц в материале призмы из оргстекла

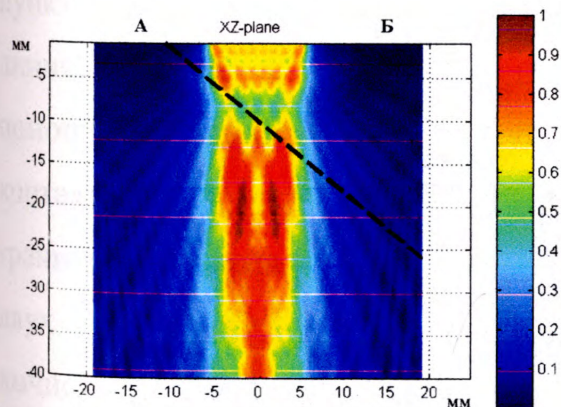


Рис. 3.5. Распределение амплитуды смещений частиц среды в поле пьезопластины размерами 8 на 12 мм на частоте 2.5 МГц в оргстекле. Пунктирная линия – воображаемая граница раздела сред.

Видно, что падающая волна далека от плоской. Следовательно, приближённый расчёт, предложенный в [68], мало оправдан.

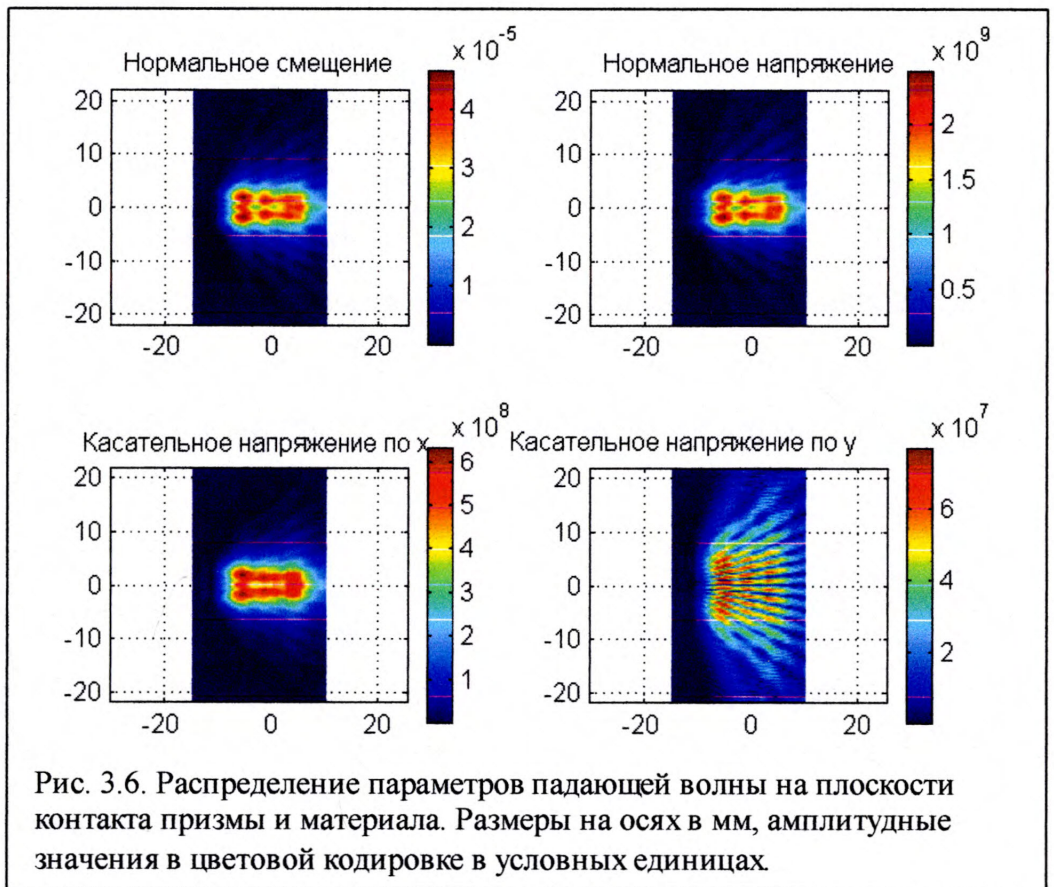
Из рис. 3.5 видно также, что точки А и Б действительно находятся в зоне глубокой тени и влияние соответствующих угловых областей на поле падающей

(скорости продольных и поперечных волн  $c_{l1}=2670$  м/с,  $c_{s1}=1120$  м/с и плотность  $\rho_1=1180$  кг/м<sup>3</sup>). Длинная сторона наклонена к оси  $X$  под углом  $44^\circ$ , что соответствует углу ввода приблизительно  $70^\circ$ . Расстояние от центра пластины по лучу до границы раздела, показанной на рис. 3.5 пунктирной линией, составляет 10 мм.

волны незначительно. Это обстоятельство позволяет сделать следующее предположение: падающая волна преломляется так, как если бы размеры зоны контакта призмы и материала были бесконечны. Это позволяет при расчёте преломлённого поля заменить ограниченную площадку контакта границей раздела двух сред, что оправдывает предположения, принятые в работе [65].

Однако, мы не воспользуемся результатами этой работы по следующим причинам: 1) результаты работы [65] относятся только к дальней зоне круглого преобразователя; 2) в работе [65] материал призмы заменялся жидкостью с эквивалентными параметрами; 3) методика расчёта, при которой поле в материале рассматривается как результат преломления формальных плоских волн из разложения падающего поля, содержит логические противоречия, порождающие неточность расчёта. В этой связи предлагается другой способ расчёта. Первым его шагом является вычисление параметров поля падающей волны в сечении плоскостью,

совпадающей с границей раздела (на рис 3.5 ей соответствует пунктирная линия). Далее, с помощью условий контакта на границе раздела двух сред вычисляем поле преломлённой волны. Результат на заданной



глубине  $z$  будет получен в форме преобразования Фурье от пространственного спектра преломлённой волны, соответствующего данной глубине. Обращение по

Фурье с помощью процедуры БПФ (как и для прямого преобразователя) позволяет получить трёхмерную картину поля в виде набора распределений амплитуды на совокупности параллельных плоскостей на разных глубинах  $z$ . На рис 3.6 показаны полученные численно амплитудные распределения параметров поля падающей волны, входящих в условия контакта: нормальных к границе раздела сред смещений и напряжений, а также касательных напряжений. Обращает внимание, что касательные напряжения на порядок ( $\sigma_{xz}$ ) или на два порядка ( $\sigma_{yz}$ ) меньше, чем нормальные напряжения.

Фазовая структура поля, иллюстрируемая рис 3.7, обусловлена тем, что направление распространения волны имеет составляющую, параллельную оси  $X$ .

Участок, где периодичность изменения фазы вдоль оси  $X$  нарушается, находится в зоне тени с тыльной стороны призмы.

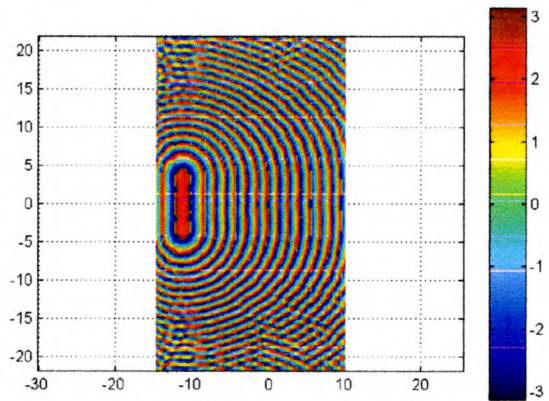


Рис. 3.7. Распределение фазы в падающем поле на границе раздела сред. Размеры по осям – в мм. Цветовая шкала - в радианах.

### 3.2.2. Вывод основных соотношений

В основе расчёта лежат соотношения, определяющие непрерывность поля упругих колебаний на границе раздела двух упругих сред, контактирующих так, что допускается проскальзывание одной среды относительно другой (соединение через смазку):

$$\begin{aligned} w_i + w_r = w_t; \sigma_{zzi} + \sigma_{zzr} = \sigma_{zzt}; \sigma_{xzi} + \sigma_{x zr} = 0; \sigma_{xzt} = 0; \\ \sigma_{yzi} + \sigma_{y zr} = 0; \sigma_{yzt} = 0; \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

Индекс “ $i$ ” соответствует падающей волне, индекс “ $r$ ” – отражённой, а индекс “ $t$ ” – преломлённой волне. Значки  $x, y, z$  отвечают системе координат, связанной с границей раздела призмы и образца.

Равенства (3.2.1) заданы при  $z = 0$ , и все входящие в них величины являются функциями координат  $x, y$ . Применяя к этим равенствам преобразование Фурье по

координатам  $x, y$ , получим соответствующие им соотношения между пространственными спектрами этих величин в системе координат  $x, y$ . При этом спектры нормальных к границе раздела смещений будем обозначать заглавной  $W$ , а спектры напряжений – заглавной  $S$  (с соответствующими индексами).

$$\begin{aligned} W_t - W_r = W_i; S_{zzt} - S_{z zr} = S_{zzi}; S_{x zr} = -S_{x zi}; S_{x zt} = 0; \\ S_{y zr} = -S_{y zi}; S_{y zt} = 0; \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

Каждой спектральной компоненте разложения по Фурье для отражённого и преломлённого полей соответствуют по две волны с неизвестными амплитудами: компрессионная (продольная) и сдвиговая. Соотношения (3.2.2) позволяют выразить неизвестные амплитуды через известные (но пока ещё не найденные) спектральные компоненты, относящиеся к падающей волне (отмеченные здесь индексом  $i$ ). Таким образом, требуется найти 4 неизвестных амплитудных множителя. В то же время система (3.2.2) состоит из 6 равенств. Это кажущееся противоречие устраняется следующими соображениями. При заданном возбуждении призмы возникают лишь волны с поляризацией в вертикальной плоскости (так называемые PSV-волны). Каждой пространственной гармонике в разложении по Фурье соответствуют плоские волны (отражённая и преломлённая), в которых векторы смещений и волновые векторы лежат в вертикальной плоскости, проходящей через горизонтальный вектор с проекциями  $\alpha, \beta$ . Условия сшивания для этих волн целесообразно формулировать в системе координат, повернутой вокруг оси  $z$  так, чтобы одна из координатных плоскостей (например,  $X''Z$ ) совпадала с плоскостью поляризации. В такой системе координат, согласованной с данной пространственной гармоникой, условия контакта (3.3.2) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} W_t - W_r = W_i; S_{zzt} - S_{z zr} = S_{zzi}; S_{x'' zt} = 0 \\ S_{x'' zr} = -S_{x'' zi} = -(S_{x zi} \frac{\alpha}{\kappa} + S_{y zi} \frac{\beta}{\kappa}); \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

$$\text{где } \kappa = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$$

Подставим в (3.2.3) выражения для нормальных смещений, нормальных и касательных (к границе раздела) напряжений, соответствующих сумме компрессионной и сдвиговой плоских волн в повернутой системе координат

(аналогичные формулам, которые приведены в Приложении Б.). При этом равенства (3.2.3) приводят к системе уравнений относительно спектральных амплитуд продольных и поперечных волн в преломлённом и отражённом поле:

$$\begin{aligned}
 B_{11}A_{lt} + B_{12}A_{st} + B_{13}A_{lr} + B_{14}A_{sr} &= k_{l1}W_i \\
 B_{21}A_{lt} + B_{22}A_{st} + B_{23}A_{lr} + B_{24}A_{sr} &= k_{l1} \frac{S_{zzi}}{\rho_1 c_{s1}^2} \\
 B_{33}A_{lr} + B_{34}A_{sr} &= -k_{l1} \frac{1}{\rho_1 c_{s1}^2} \left( S_{xzi} \frac{\alpha}{\kappa} + S_{yzi} \frac{\beta}{\kappa} \right) \\
 B_{41}A_{lt} + B_{42}A_{st} &= 0
 \end{aligned} \tag{3.2.4}$$

Здесь для краткости записей введены такие обозначения:

$$\begin{aligned}
 B_{11} &= \gamma_{l2}n_l \quad B_{12} = i\kappa n_l \xi_2 \quad B_{13} = \gamma_{l1} \quad B_{14} = -i\kappa \xi_1 \\
 B_{21} &= mn_l^3 (\xi_2/\xi_1)^3 (k_{s2}^2 - 2\kappa^2); \quad B_{22} = -mn_l^3 (\xi_2/\xi_1)^3 i2\xi_2 \kappa \gamma_{s2}; \\
 B_{23} &= -(k_{s1}^2 - 2\kappa^2); \quad B_{24} = -i2\xi_1 \kappa \gamma_{s1} \\
 B_{33} &= -2i\kappa \gamma_{l1}; \quad B_{34} = (k_{s1}^2 - 2\kappa^2); \\
 B_{41} &= 2i\kappa \gamma_{l2}; \quad B_{42} = (k_{s2}^2 - 2\kappa^2)
 \end{aligned} \tag{3.2.5}$$

Где:  $\gamma_{l1} = \sqrt{\kappa^2 - k_{l1}^2}$ ;  $\gamma_{s1} = \sqrt{\kappa^2 - k_{s1}^2}$ ;  $\xi_1 = c_{s1}/c_{l1}$ ;  $m = \rho_2/\rho_1$ ;  $n_l = c_{l2}/c_{l1}$ ;  $\rho_1, c_{l1}, c_{s1}, k_{l1}, k_{s1}$ ;  $\rho_2, c_{l2}, c_{s2}, k_{l2}, k_{s2}$  - плотности, скорости и волновые числа продольных и поперечных волн в призме и в материале образца, соответственно.

Решение этой системы уравнений приводит к выражениям для амплитуд преломлённых волн в следующем виде:

$$A_{lt}(\alpha, \beta) = \frac{1}{D_1} (E_1 M_{22} - E_2 M_{12}) \quad A_{st}(\alpha, \beta) = -\frac{B_{41}}{B_{42}} A_{lt}(\alpha, \beta) \tag{3.2.6}$$

где

$$\begin{aligned}
 M_{11} &= B_{34} (B_{11} B_{42} - B_{12} B_{41}); \quad M_{12} = B_{42} (B_{13} B_{34} - B_{14} B_{33}); \\
 M_{21} &= B_{34} (B_{21} B_{42} - B_{22} B_{41}); \quad M_{22} = B_{42} (B_{23} B_{34} - B_{24} B_{33});
 \end{aligned}$$

$$E_1 = \frac{k_{l1}}{\rho_1 c_{s1}^2} B_{42} (B_{34} \rho_1 c_{s1}^2 W_i - i\xi_1 (S_{xzi} \alpha + S_{yzi} \beta))$$

$$E_2 = \frac{k_{l1}}{\rho_1 c_{s1}^2} B_{42} (B_{34} S_{zzi} - i2\xi_1 \gamma_{s1} (S_{xzi} \alpha + S_{yzi} \beta))$$

$$D_1 = M_{11} M_{22} - M_{12} M_{21}.$$

Спектральные составляющие нормальных напряжений на границе раздела сред равны:

$$S_{zst} = \frac{\rho_2 c_{s2}^2}{k_{12}} \left( A_{lt} (k_{s2}^2 - 2\kappa^2) - A_{st} i 2 \xi_2 \kappa \gamma_{s2} \right) \quad (3.2.7)$$

Приведенная система соотношений выражает спектры преломлённых волн через спектральные разложения смещений и напряжений в падающем поле в системе координат, связанных с границей раздела. Перейдём к их вычислению.

В данной работе реализованы два варианта расчёта параметров поля падающей волны. Первый вариант предполагает численный расчёт пространственного распределения напряжений и смещений на площадке контакта призмы и материала (рис. 3.6), подобный тому, который производился при расчёте поля излучения прямого преобразователя. После того, как пространственные распределения будут найдены, соответствующие спектры, входящие в уравнения (3.2.4), вычисляются помощью двумерного преобразования Фурье. Второй вариант расчёта состоит в том чтобы, не вычисляя пространственных распределений, пересчитать пространственные спектры падающего поля, найденные в системе координат, связанной с пластиной ( $x', y', z'$ , см. рис 3.1), непосредственно в пространственные спектры в системе координат  $x, y, z$ , связанной с границей раздела. В качестве основного варианта был принят первый вариант, так как он позволяет (в отличие от второго) учесть поглощение ультразвука в призме. Он изложен ниже, а выводы формул для второго варианта расчёта (менее универсального, но более экономного в отношении вычислительных затрат) отнесен в Приложение Д.

При расчёте падающего поля призма рассматривается как полупространство, пластина заменяется приложенными к поверхности призмы нормальными напряжениями. Падающее поле рассчитывается в системе координат  $x', y', z$  связанной с пьезопластиной (см. рис. 3.1). Граница раздела в этой системе координат рассматривается как наклонная (секущая) плоскость с внутренней (по отношению к образцу) нормалью  $\mathbf{n} : \{n_1, n_2, n_3\} = \{-\sin \theta, 0, \cos \theta\}$ . Единичный вектор, направленный вдоль оси  $x$  (касательный к границе раздела) равен  $\mathbf{n}' = \{\cos \theta, 0, \sin \theta\}$ .

Предположим, что параметры поля, а именно: компоненты вектора смещения частиц  $u, v, w$  и компоненты тензора напряжений  $\sigma_{ik}$  на секущей плоскости уже рассчитаны. Тогда нужные нам значения нормального смещения и компонент вектора напряжений на секущей плоскости могут быть найдены как:

$$w_i = \{u, v, w\} \cdot \mathbf{n} = -u \sin \theta + w \cos \theta$$

$$\sigma_i = \sigma_{ik} n_k = \mathbf{j}'_x (-\sigma_{11} \sin \theta + \sigma_{13} \cos \theta) + \mathbf{j}'_y (-\sigma_{21} \sin \theta + \sigma_{23} \cos \theta) + \mathbf{j}'_z (-\sigma_{31} \sin \theta + \sigma_{33} \cos \theta)$$

Вектор  $\sigma_i$  записан выше через свои проекции в системе координат, связанной с пластиной. В системе координат, связанной с границей раздела сред, его проекции имеют следующий вид. Нормальное к границе напряжение:

$$\sigma_{zzi} = \sigma \mathbf{n} = \sigma_{11} \sin^2 \theta - 2\sigma_{13} \sin 2\theta + \sigma_{33} \cos^2 \theta \quad (3.2.8)$$

Тангенциальное напряжение вдоль оси  $x$ :

$$\sigma_{xzi} = \sigma \mathbf{n}' = -0.5\sigma_{11} \sin 2\theta + 0.5\sigma_{33} \sin 2\theta + \sigma_{13} \cos 2\theta \quad (3.2.9)$$

Тангенциальное напряжение вдоль оси  $y$ :

$$\sigma_{yzi} = -\sigma_{21} \sin \theta + \sigma_{23} \cos \theta \quad (3.2.10)$$

Из формул (3.2.8) – (3.2.10) следует, что для расчёта нормального смещения, нормального и касательных напряжений требуются предварительно найденные 2 компоненты вектора смещений и 5 компонент тензора напряжений (все, кроме  $\sigma_{22}$ ). Было бы нерационально вычислять 7 пространственных распределений, чтобы потом сформировать из них 4 нужных нам пространственных распределения (для  $w_i$  и компонент вектора  $\sigma_i$ ). Разумно воспользоваться тем, что формулы (3.2.8 – 10) можно отнести не только к самим пространственным распределениям, но и к их пространственным спектрам в системе координат пластины. Введём следующие обозначения для пространственных спектров величин, которые будут фигурировать в расчётах. Спектры компонент вектора смещений  $u, v, w$  в системе координат пластины  $x', y', z'$  обозначим через  $U', V', W'$ , соответственно. Спектры компонент тензора напряжений в той же системе координат обозначим как  $S'_{ik}$ . Спектр смещения, ориентированного нормально к границе раздела сред, обозначим через

$U'_n$ , а спектры напряжений, ориентированных нормально и касательно к границе раздела - через  $S'_{zz}, S'_{xz}, S'_{yz}$ , соответственно. Формулы для спектров смещений  $U', V', W'$  были найдены в разделе, посвящённом исследованию поля прямого преобразователя. Дополним их недостающими выражениями для спектров напряжений, которые нетрудно получить с помощью закона Гука.

$$\begin{Bmatrix} S'_{11} \\ S'_{33} \\ S'_{12} \\ S'_{13} \\ S'_{23} \end{Bmatrix} = \mu_1 S_0(\alpha', \beta') F_l(\kappa') \exp(-\gamma'_l z') \begin{Bmatrix} 2\alpha'^2 - (2k_{l1}^2 - k_{s1}^2) \\ (2\kappa'^2 - k_{s1}^2) \\ 2\alpha'\beta' \\ 2i\alpha'\gamma'_l \\ 2i\beta'\gamma'_l \end{Bmatrix} \quad (3.2.11)$$

Здесь:  $S_0(\alpha, \beta)$  - пространственный спектр источника (т.е. воздействия со стороны пластины на призму). Подставляя спектры смещений и напряжений в выражения (3.2.8 – 3.2.10) вместо соответствующих им пространственных распределений, найдём спектр смещения, нормального к границе, и спектры  $S'_{zz}, S'_{xz}, S'_{yz}$ . Обозначим для краткости записей:

$$T(\alpha, \beta, z') = S_0(\alpha, \beta) F_l(\kappa) \exp(-\gamma'_{l1} z'); \quad (3.2.12)$$

Тогда:

$$W' = T(\alpha', \beta', z')(i\alpha' \sin \theta + \gamma'_{l1} \cos \theta) \quad (3.2.13)$$

$$\begin{Bmatrix} S'_{zz} \\ S'_{xz} \\ S'_{yz} \end{Bmatrix} = \mu T(\alpha', \beta', z') \begin{Bmatrix} (2\alpha'^2 - (2k_{l1}^2 - k_{s1}^2)) \sin^2 \theta + (2\kappa'^2 - k_{s1}^2) \cos^2 \theta - 4i\alpha\gamma'_{l1} \sin 2\theta \\ (\gamma'^2_{l1} - \alpha'^2) \sin 2\theta + 2i\alpha'\gamma'_{l1} \cos 2\theta \\ 2\beta'(i\gamma'_{l1} \cos \theta - \alpha' \sin \theta) \end{Bmatrix} \quad (3.2.14)$$

Выполнив преобразование Фурье от этих спектров, получим пространственные распределения смещений и напряжений нужной нам ориентации, согласованной с ориентацией плоскости раздела сред, на последовательности плоскостей:  $z' = z'_n, n = 1, 2, \dots$ , параллельных пластине. Затем проводим сечение плоскостью раздела сред и находим координаты точек её пересечения с любой из плоскостей  $z' = z'_n$  и вычисляем значения указанных напряжений и смещения в этих точках с помощью процедуры двумерной интерполяции. Повторяя эту процедуру для всех



плоскостей  $z' = z'_n, n = 1, 2, \dots$ , получим распределение нормальных смещения и напряжения, а также двух касательных напряжений в узлах некоторой сетки, принадлежащей границе раздела. В силу естественной особенности численного расчёта эта сетка покрывает лишь конечную область на границе раздела сред. Значения поля вне этой области принимаются равными нулю. Следующий шаг состоит в том, чтобы с помощью двумерного преобразования Фурье (используя процедуру двумерного БПФ) найти пространственные спектры поля падающей волны в осях  $x, y, z$ , используемые, как было показано выше, при расчёте поля преломлённых волн.

Окончательные расчётные формулы связаны с вычислением двумерных преобразований Фурье от пространственных спектров преломлённых волн. Поле продольной преломлённой волны может быть рассчитано как:

$$\begin{Bmatrix} u_l \\ v_l \\ w_l \end{Bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{ll}(\alpha, \beta) \begin{Bmatrix} -i\alpha \\ -i\beta \\ \gamma_{l2} \end{Bmatrix} \exp(-\gamma_{l2}z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (3.2.15)$$

а поле поперечной волны – с помощью такого соотношения:

$$\begin{Bmatrix} u_s \\ v_s \\ w_s \end{Bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_{sl}(\alpha, \beta) \begin{Bmatrix} \alpha\gamma_{s2}/\kappa \\ \beta\gamma_{s2}/\kappa \\ i\kappa \end{Bmatrix} \exp(-\gamma_{s2}z) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \quad (3.2.16)$$

Обе формулы для каждого фиксированного значения глубины  $z$  представляют собой преобразование Фурье некоторого выражения, играющего роль двумерного спектра, соответствующего данной глубине. Численная реализация расчёта по этим формулам осуществляется с помощью алгоритма двумерного БПФ. Возможно применение также и свёрточного алгоритма, изложенного в Разделе 2.

### **3.2.3. Примеры расчёта и анализ пространственной структуры поля излучения наклонного преобразователя**

Описанные выше расчётные схемы были реализованы в виде программ для компьютера. Вычисления на основе этих программ позволяют оценить

пространственную структуру поля наклонного преобразователя в ближней зоне. Таким образом, сами программы являются рабочим инструментом для изучения поля, который может применять проектировщик систем ультразвукового неразрушающего контроля, включающих в себя наклонные датчики. Ниже будут приведены некоторые примеры таких расчётов. На их основе мы проведём сравнительный анализ структуры ближнего поля наклонных преобразователей. При этом расчётную картину поля наклонного датчика в сечении вертикальной плоскостью будем сравнивать с такой же картиной для «мнимого» источника, рассчитанного по правилам, изложенным, например, в [5]. Поле эквивалентного «мнимого» источника мы рассчитывали с помощью методов, применявшихся для расчёта прямых ПЭП (с учётом коррекции скорости волн).

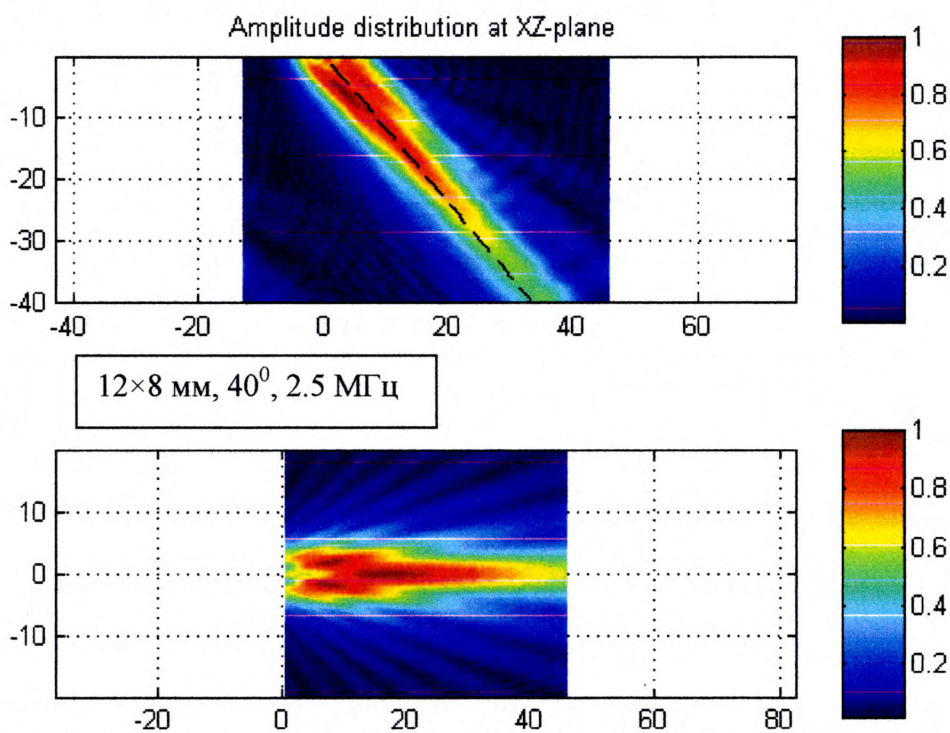


Рис. 3.8. Картины полей наклонного датчика (вверху) и «мнимого» источника (внизу). На нижнем рисунке наклонная ось мнимого источника изображена как горизонтальная.

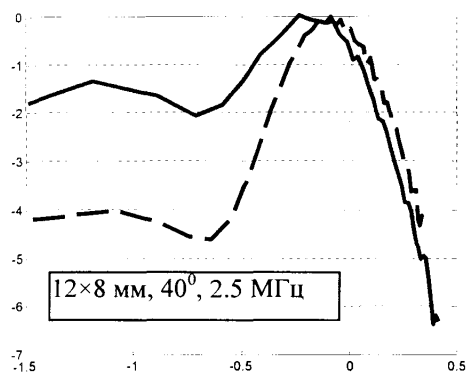


Рис. 3.9. Распределение амплитуд на акустической оси призматического ПЭП.

Распределение амплитуды вдоль наклонённой оси ввода показано на рис. 3.9. По оси абсцисс отложено расстояние в логарифмическом масштабе, а именно:  $\xi = \lg(r/Z)$ , где  $r$  - расстояние вдоль наклонного луча в натуральных единицах,  $Z = S_{eq}/(\pi\lambda)$  - длина ближней зоны, рассчитанная для «мнимого» источника по его площади. Сплошная линия соответствует наклонному датчику, пунктирная – соответствующему «мнимому» источнику.

Аналогичные расчёты были проведены для призматических преобразователей других размеров, с иными углами наклона призмы и с иными рабочими частотами. Примеры таких расчётов и их детальный анализ отнесены в Приложение Д. На основании этого анализа приходим к такому заключению.

Заключение. Сравнение картин поля для наклонного датчика с картинками поля для соответствующих «мнимых» источников указывает как на сходство в общей картине поля, так и на различие деталей этой картины. Видно, что распределение амплитуд в поле реальных наклонных преобразователей не обладает симметрией относительно оси наклонного пучка в отличие от полей «мнимых источников. Во многих случаях интерференционные пики и провалы в поле реального датчика выражены не столь чётко, как в поле «мнимого» источника. Подводя итог сравнительным расчётам можно заключить, что модель «мнимого» источника в целом верно описывает поле наклонного преобразователя, использующего сдвиговые волны. Её использование всегда желательно в силу простоты самой модели, но не всегда возможно из-за погрешностей в определении амплитуды волны в ближней зоне. Рассмотрение распределений на наклонной акустической оси показывает, что погрешность приближённой модели может составлять 2 – 5 дБ.

### 3.3. Анализ полей излучения электромагнитоакустических преобразователей (ЭМАП)

Природа ЭМА эффекта достаточно хорошо изучена. Непосредственной причиной возбуждения упругих волн является возникновение пондеромоторных сил [77] в объёме и на поверхности металла в результате наложения на постоянное поле подмагничивания (создаваемого постоянным магнитом) переменного электромагнитного поля, создаваемого в металле с помощью катушки-индуктора, по которой протекает ток высокой частоты (обычно: 0.2 - 5 МГц). Пондеромоторные силы содержат три составляющие [77]: вихрековые силы (силы Лоренца) распределены в объёме скин-слоя; магнитострикционные силы представлены как объёмной, так и поверхностной плотностью; магнитные силы обусловлены неоднородностью магнитной проницаемости материала в объёме (если таковая имеется) и скачком магнитной проницаемости на границе металла. Настоящее исследование, целью которого является изучение закономерностей формирования пространственной структуры ультразвуковых полей, возбуждаемых ЭМАП, проведено при определённых ограничениях и с применением некоторых аппроксимаций.

Во-первых, здесь мы ограничимся рассмотрением полей только в парамагнетиках (примером является алюминий и его сплавы). В этом случае, магнитострикция отсутствует, а поверхностными магнитными силами, пропорциональными магнитной восприимчивости, можно пренебречь. Тогда непосредственной причиной возникновения упругих волн являются силы Лоренца, связанные с вихревыми токами, распределёнными в объёме вблизи свободной поверхности упругого полупространства.

Другое ограничение касается аппроксимации индуктора. Во многих случаях индуктор представляет собой катушку вытянутой формы (близкой к прямоугольной). При этом в поле постоянного магнита находятся (и являются активными) лишь части катушки, составленные параллельными проводниками. В данной работе эти участки аппроксимированы проводниками с током

(совокупностью лент бесконечной длины, но конечной ширины). Такая аппроксимация сводит задачу к двумерной.

Упругие колебания, возникающие под действием сил Лоренца в среде, порождают в свою очередь электромагнитные поля, которые влияют на величину вихревых токов и связанных с ними пондеромоторных сил. Явления такого рода известны как эффекты связности электромагнитных и механических колебаний. Известно, что для ЭМАП эти эффекты незначительны. Это обстоятельство делает правомерным подход, при котором электромагнитные и механические колебания рассматриваются раздельно, т.-е., предполагается, что электромагнитное поле инициирует пондеромоторные силы, а те, в свою очередь, генерируют упругие волны. Это позволяет разбить процесс излучения на две последовательные стадии: формирование силового воздействия на среду (формирование акустического источника) и собственно излучение упругих волн объёмным (в данном случае) источником. Можно полагать, что представление о структуре источника само по себе позволяет прогнозировать структуру поля упругих волн. Оно не только облегчает интерпретацию результатов расчёта, но и позволяет понять, как те или иные параметры ЭМАП влияют на процесс возбуждения волн, что немаловажно при проектировании преобразователей этого вида.

Расчёты на второй стадии направлены на изучение пространственной структуры поля излучения по уже рассчитанному пространственному распределению сил. Как и в предыдущих разделах, посвящённых полям пьезоэлектрических преобразователей, расчёт производится первоначально для гармонической компоненты. Для изучения поля импульсных сигналов может быть применён метод частотного синтеза.

### ***3.3.1. Вывод расчётных соотношений***

Схема расчёта распределения усилий внутри объёмного источника и соответствующего распределения смещений в поле упругих волн заключается в следующем. Как и в случае анализа полей ПЭП мы используем преобразование Фурье по координате на плоской границе упругой среды. Пространственные

спектры электромагнитного поля и поля плотности вихревых токов (соответственно: поля объёмных сил) в металле вычисляются по заданному распределению токов внутри индуктора. По ним определяются пространственные спектры поля смещений (вертикальных и горизонтальных) для двух компонент упругого поля – безвихревой и соленоидальной. Затем для каждого значения глубины  $z$  (расстояния от поверхности металла) с помощью процедуры БПФ вычисляется обратное преобразование Фурье от пространственного спектра, соответствующего той или иной глубине. Объединение подобных горизонтальных распределений, вычисленных на достаточно плотной сетке глубин, позволяет получить картину распределения соответствующей величины (силы или вектора перемещения) в пространстве.

Как видно из сказанного выше, ход расчёта в своей начальной части (расчёт пространственных спектров) повторяет расчёты, уже проделанные, например, в [79]. Однако формулы, приведенные в [79] для вихретоковой составляющей, здесь не используются по следующим причинам. Во-первых, эти формулы содержат в себе приближения, которые представляются необязательными. Во-вторых, спектры безвихревого и соленоидального упругих полей содержат в себе не только вклад объёмных волн (продольной и сдвиговой), но и поверхностной волны Релея, что выражается (при учёте диссипации упругих колебаний) в наличии в пространственных спектрах острых резонансных пиков на пространственных частотах, близких по модулю к волновому числу Релея. При вычислении полей объёмных волн следует (как и в случае ПЭП) удалить из упомянутых пространственных спектров ту их часть, которая отвечает поверхностной волне.

При расчёте распределения вихревых токов и усилий  $f(x, z)$  использовано выражение для пространственного спектра электромагнитного поля, возбуждаемого в металле сосредоточенной нитью с током, расположенной на расстоянии  $z_0$  от его поверхности, приведенное в монографии [101] и изменённое таким образом, чтобы учесть конечную ширину и расположение проводников индуктора и амплитудно-фазовое распределение токов:

$$f(x, z) = \frac{IBk^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\beta) \frac{\exp(-\gamma z + \gamma_0 z_0)}{\gamma + \mu\gamma_0} \exp(i\beta x) d\beta, \quad (3.3.1)$$

где  $I$  - амплитуда тока;  $B$  - индукция поля подмагничивания;  $S(\beta)$  - пространственный спектр распределения стороннего тока;  $k = \sqrt{i\omega\sigma\mu\mu_0}$ ;  $\sigma, \mu$  - проводимость и относительная магнитная проницаемость,  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  Гн/м;

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - k^2}; \quad \gamma_0 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2}; \quad \text{Re}(\gamma), \text{Re}(\gamma_0) > 0; \quad k_0 - \text{волновое число}$$

электромагнитных волн в воздухе;  $x, z$  - координаты точки в металле (ось  $x$  ориентирована вдоль поверхности, ось  $z$  - вниз). В зависимости от ориентации поляризующего магнитного поля объёмные силы могут быть ориентированы горизонтально или вертикально.

При расчёте упругих волн использовано описание поля с помощью 4-хмерной векторной функции  $\mathbf{p}(x, z)$ , компонентами которой являются горизонтальное и вертикальное смещения  $u, w$ , проекция ротора  $c$  и дивергенции  $d$ . Уравнение Ламэ в этом случае сводится [102] к системе уравнений в частных производных первого порядка:

$$\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial z} + \mathbf{B} \mathbf{p} + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial x} = \mathbf{f} \quad (3.3.2)$$

$$\text{где } \mathbf{A} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \xi^{-2} \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\xi^2 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad \mathbf{B} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & k_t^2 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ k_l^2 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad \mathbf{f} = \begin{vmatrix} 0 \\ f_z \\ 0 \\ f_x \end{vmatrix}$$

$f_x$  - горизонтальная, а  $f_z$  - вертикальная проекция силы,  $\xi$  - отношение скорости сдвиговой волны к скорости продольной;  $k_t^2, k_l^2$  - волновые числа сдвиговой и продольной волн. Пользуясь методами, изложенными в [102], и опуская здесь детали преобразований, находим пространственные спектры смещений частиц в объёмных волнах (продольной и сдвиговой) на всевозможных расстояниях  $z$  от поверхности образца. Вклад волны Релея устраняется тем же приёмом, который изложен в Разделе 2.

Для точек пространства, лежащих вне скин-слоя (имеющего весьма малую толщину), получены следующие расчётные формулы.

$$p(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{h}_1 q_1(\beta) \exp(-\gamma_l z) \exp(i\beta x) d\beta + \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{h}_3 q_2(\beta) \exp(-\gamma_l z) \exp(i\beta x) d\beta \quad (3.3.3)$$

Первое слагаемое описывает продольную, а второе – сдвиговую волну.

Векторы  $\mathbf{h}_1(\beta), \mathbf{h}_3(\beta)$ , определяющие различия спектров разных компонент 4-мерного вектора, суть столбцы матрицы

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} -i\beta & -i\beta & -\gamma_l & \gamma_l \\ 0 & 0 & k_l^2 & k_l^2 \\ \gamma_l & -\gamma_l & -i\beta & -i\beta \\ k_l^2 & k_l^2 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad (3.3.4)$$

$$\gamma_l = \sqrt{\beta^2 - k_l^2}; \quad \gamma_r = \sqrt{\beta^2 - k_r^2} \quad \text{Re}(\gamma_l) > 0, \text{Re}(\gamma_r) > 0.$$

Общие для спектров всех компонент множители

$$q_1(\beta) = \frac{R_1(\beta)}{D^-(\beta)} - \frac{R_1(k_r)}{D'(k_r)} \frac{1}{\beta - k_r} - \frac{R_1(-k_r)}{D'(-k_r)} \frac{1}{\beta + k_r} \quad (3.3.5)$$

$$q_3(\beta) = \frac{R_3(\beta)}{D^-(\beta)} - \frac{R_3(k_r)}{D'(k_r)} \frac{1}{\beta - k_r} - \frac{R_3(-k_r)}{D'(-k_r)} \frac{1}{\beta + k_r}$$

$$D'(k_r) = \left. \frac{dD^-}{d\beta} \right|_{\beta=k_r}$$

определяют ту часть спектральных функций, которые связаны с объёмными волнами (соответственно: вычитаемые члены отвечают вкладу поверхностной волны). Содержание других обозначений приведено ниже:

$$R_1(\beta) = \xi^{-2} \frac{\beta k_l^2}{2i\gamma_l} \left( F_l^+(\beta) D^- - F_l^-(\beta) D^+ + \frac{2}{k_l^4} (k_l^2 - 2\beta^2) \gamma_l \gamma_r F_l^-(\beta) \right) \quad (3.3.6)$$

$$R_3(\beta) = \xi^{-2} \frac{k_l^2}{2} \left( -F_l^+(\beta) D^- - F_l^-(\beta) D^+ + \frac{2}{k_l^4} (k_l^2 - 2\beta^2) \beta^2 F_l^-(\beta) \right)$$

- для вертикальной поляризации поля подмагничивания (соответственно, горизонтально направленных сил Лоренца);

$$R_1(\beta) = \frac{k_l^2}{2} ((F_l^+ D^- + D^+ F_l^-) - \frac{2}{k_l^4} (k_l^2 - 2\beta^2) \beta^2 F_l^-); \quad (3.3.7)$$

$$R_3(\beta) = \frac{k_l^2 \beta}{2i\gamma_l} ((F_l^+ D^- - D^+ F_l^-) + \frac{2}{k_l^4} (k_l^2 - 2\beta^2) \gamma_l \gamma_r F_l^-);$$



- для горизонтальной поляризации поля подмагничивания (соответственно, вертикально направленных сил Лоренца). Здесь:

$$D^{\mp} = -\frac{1}{k_t^4} \left( (k_t^2 - 2\beta^2)^2 \mp 4\beta^2 \gamma_l \gamma_t \right)$$

$$F_{l,t}^{\pm}(\beta) = \int_0^H F(\beta, z') \exp(\pm \gamma_{l,t} z') dz', \quad F(\beta, z) = S(\beta) \frac{\exp(-\gamma z + \gamma_0 z_0)}{\gamma + \mu \gamma_0}$$

Последний интеграл легко вычисляется как интеграл от экспоненциальной функции.

### 3.3.2. Структура объёмного источника, порождаемого вихревой компонентой

Для лучшего понимания закономерностей излучения волн многовитковыми индукторами представляется целесообразным рассмотреть параметры полей, создаваемых одиночным проводником с током.

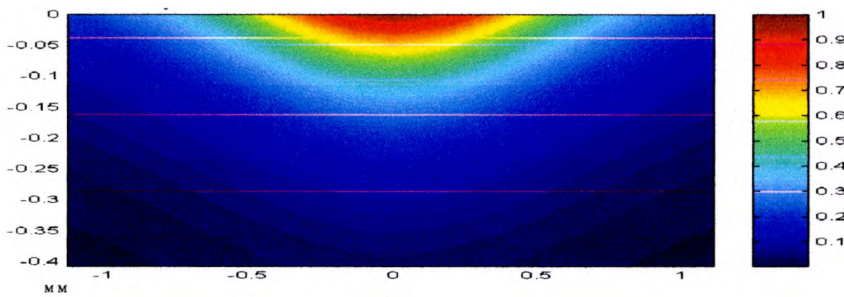


Рис. 3.10. Распределение вихревого тока ( $z_0=0.5$  мм,  $f=1$  МГц, ширина проводника = 0.1 мм).

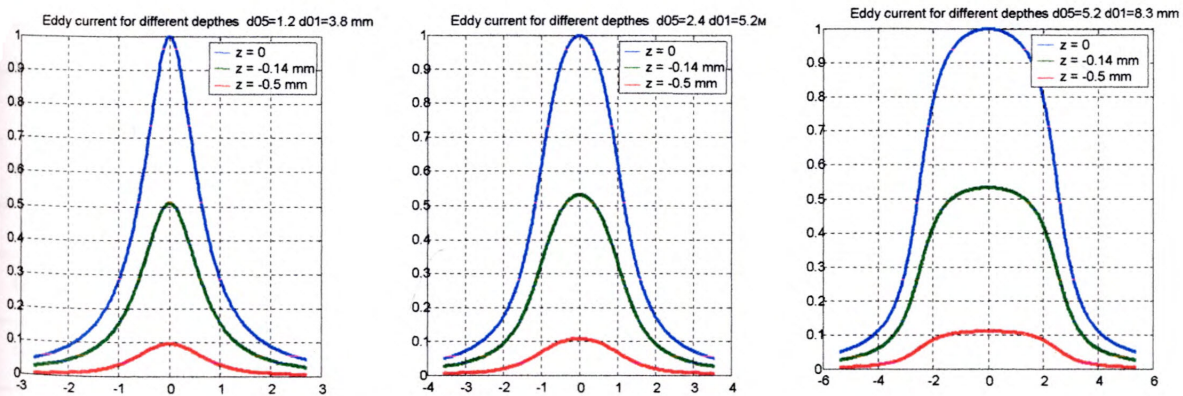


Рис 3.11. Распределение усилий на разных глубинах (указанных на рисунке) для одиночного проводника шириной 0.1 мм, 2 мм и 5 мм на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм от поверхности металла.

Ширина плоской ленты с током в расчётах изменялась от 0.001 до 5 мм, при этом рассматривались частоты от 0.2 до 5 МГц и расстояния между плоскостью

индуктора и поверхностью металла  $z_0$  от 0.01 до 3 мм. Принятые для расчётов параметры металла соответствуют алюминию. Типичная картина распределения вихревых токов (соответственно, усилий) показана на рис. 3.10 и рис. 3.11. Усилия направлены вертикально или горизонтально в зависимости от поляризации магнитного поля. Как следует из приведенных графиков зависимости амплитуды усилий от координат, форма объёмного источника характеризуется быстрым убыванием амплитуды с глубиной (при сохранении масштаба по координатам объёмный источник выглядит «сплюснутым» по вертикали), а также размытостью размера по горизонтали в отличие от жёсткой локализации возбуждающего тока в пределах проводника, являющегося элементом индуктора. Условно ограничим размеры объёмного силового источника требованием, чтобы амплитуда плотности вихревого тока не превышала 0.1 от максимального значения, а для характеристики эффективного размера по горизонтали будем приводить ещё и размер по уровню 0.5 от максимального значения ( $d_{0.1}$  и  $d_{0.5}$ ).

$$z_0=0.5 \text{ мм}$$

Таблица 3.1.

Ширина проводника	0.1 мм	0.5 мм	1 мм	2 мм	5 мм
Частота 0.2 МГц					
$d_{0.1}$	3.7 мм	3.8 мм	4.1 мм	5.1 мм	8.3 мм
$d_{0.5}$	1.25 мм	1.35 мм	1.6 мм	2.3 мм	5.1 мм
Частота 1 МГц					
$d_{0.1}$	3.3 мм	3.4 мм	3.8 мм	4.8 мм	8 мм
$d_{0.5}$	1.1 мм	1.2 мм	1.5 мм	2.3 мм	5.1 мм
Частота 5 МГц					
$d_{0.1}$	3.1 мм	3.3 мм	3.7 мм	4.7 мм	7.8 мм
$d_{0.5}$	1 мм	1.1 мм	1.4 мм	2.3 мм	5.1 мм

Как показали расчёты, размер источника в глубину (толщина источника) для одиночного проводника определяется частотой и параметрами материала и практически не зависит от ширины проводника и расстояния до поверхности материала. С достаточной для практики точностью этот размер определяется известным соотношением для толщины скин-слоя (если определять его по уровню

0.1). Для алюминия эта формула имеет такой вид:  $h_{0,1} \approx 0.21/\sqrt{f}$ , где  $f$  следует подставлять в МГц, чтобы получить  $h_{0,1}$  в мм. В указанном диапазоне частот эффективная толщина источника находится в пределах от 0.47 мм до 0.1 мм.

Горизонтальные размеры объёмного источника, соответствующего одиночному проводнику (в зависимости от его ширины и от частоты) приведены в таблице 3.1.

Видно, что для достаточно узких проводников  $\leq 1$  мм (наиболее часто применяемых на практике) ширина источника значительно превышает ширину проводника. Лишь для весьма широких проводников в распределении вихревого тока формируется плоская стационарная «полочка» (см. рис. 3.11), в других случаях горизонтальное распределение состоит из двух переходных областей с монотонным уменьшением амплитуды. Горизонтальная протяжённость сравнительно слабо зависит от частоты (увеличиваясь с её понижением) и до определённого предела мало зависит от ширины проводника (медленно нарастая с её увеличением).

Размеры вихретокового источника для стандартных частот и расстояния до металла  $z_0=0.5$  мм приведены в таблице 3.2 (за косой чертой указаны размеры по отношению к длине поперечной волны). Ширина проводника – 0.2 мм. Все результаты относятся к алюминию.

$z_0=0.5$  мм.

Таблица 3.2.

Частота, МГц	0.2	0.8	1.25	1.8	2.5	5
Ширина $d_{0,1}$ , мм	4.8/0.31	3.9/1	3.7/1.5	3.6/2.1	3.5/2.8	3.3/5.3
Ширина $d_{0,5}$ , мм	1.6/0.1	1.3/0.33	1.25/0.5	1.22/0.7	1.17/0.95	1.12/1.8
Толщина, мм	1.1/0.07	0.5/0.16	0.45/0.18	0.37/0.21	0.32/0.26	0.23/0.37

С ростом частоты эффективные горизонтальные размеры источника уменьшаются, но эта зависимость (в сопоставлении с изменением самой частоты) может быть охарактеризована как слабая.

Значительно более существенной оказывается зависимость горизонтального размера источника от расстояния между проводником и поверхностью металла. Эта зависимость иллюстрируется результатами расчётов, сведёнными в Таблицу 3.3

(ширина проводника 0.2 мм). Технология изготовления и применения ЭМАП предопределяет расстояние от индуктора до поверхности металла. Необходима механическая защита витков индуктора и желателен некоторый воздушный зазор между защитным слоем и поверхностью контролируемого образца. С учётом этого расстояние 0.5 мм представляется близким к минимальному при контроле объектов с достаточно чистой поверхностью. При контроле объектов с недостаточно чистой поверхностью или движущихся объектов (где применение ЭМАП наиболее уместно) это расстояние приходится увеличивать до нескольких миллиметров.

Таблица 3.3

Расстояние до поверхности	0.1 мм	0.5 мм	1 мм	2 мм	3 мм
Частота 0.2 МГц					
$d_{0.1}$	2.5 мм/0.16	4.8 мм/0.31	7.7 мм/0.5	13.6 мм/0.9	19.5 мм/1.3
$d_{0.5}$	0.7 мм/0.04	1.6 мм/0.1	2.6 мм/0.16	4.5 мм/0.29	6.6 мм/0.43
Частота 1 МГц					
$d_{0.1}$	1.5 мм/0.49	3.8 мм/1.2	6.7 мм/2.2	12.7 мм/4.1	18.7 мм/6.1
$d_{0.5}$	0.49 мм/0.16	1.3 мм/0.42	2.3 мм/0.75	4.2 мм/1.4	6.2 мм/2
Частота 5 МГц					
$d_{0.1}$	1 мм/1.6	3.3 мм/5.3	6.3 мм/10	12.3 мм/20	18.3 мм/30
$d_{0.5}$	0.4 мм/0.65	1.1 мм/1.8	2.1 мм/3.4	4.1 мм/6.6	6.1 мм/10

Расчёты, приведенные в таблицах, показывают, что эффективные размеры вихретокового источника не только значительно превосходят физические размеры проводника, но и во многих случаях не малы (или даже велики) по сравнению с длиной акустической волны. Здесь сопоставление производилось по сравнению с длиной сдвиговой волны, которая с помощью ЭМАП излучается более эффективно, чем продольная волна. При излучении продольной волны относительные размеры источника должны быть уменьшены приблизительно в два раза. Можно ожидать, что следствием увеличения эффективных размеров источника по отношению к длине излучаемой волны будет обострение направленности элемента с током в направлении нормали к границе металла.

Представляет интерес не только распределение амплитуд внутри объёмного источника, но и его фазовая структура. Объёмные усилия внутри источника несинфазны. При этом сдвиг фаз практически линейно нарастает в глубину, достигая  $180^\circ$  на условной границе скин-слоя. Изменение сдвига фаз внутри источника при смещении по горизонтали менее существенно.

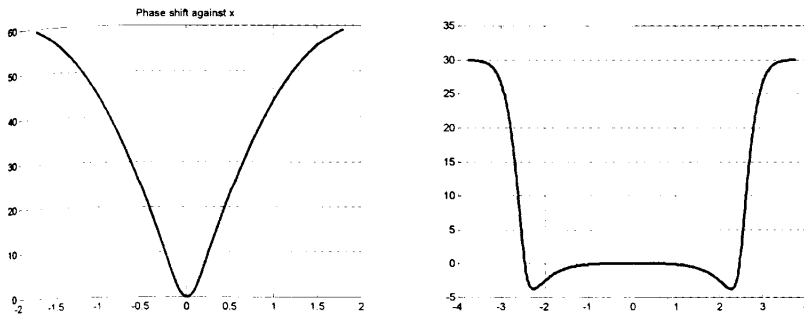


Рис. 3.12. Зависимость фазы силы от горизонтальной координаты в приповерхностном слое металла для проводников шириной 0.2 мм (слева) и 5 мм (справа).

в пределах  $10^0$ - $12^0$  (типичные формы зависимости сдвига фаз относительно средней точки на поверхности металла приведены рис. 3.12).

Таким образом, объёмный источник, соответствующий одиночному проводу с током, имеет неоднородную внутреннюю амплитудно-фазовую структуру. Такая сложная структура источника заставляет предпочесть расчёт поля упругих волн через объёмный источник приближённой замене его поверхностным распределением усилий, повторяющим геометрию индуктора, принятой в работе [75]. С нашей точки зрения такая аппроксимация может привести к существенному искажению результатов расчёта характеристик поля упругих волн, излучаемых ЭМАП.

Пространственная протяжённость источника, соответствующего одиночному проводу, существенно влияет на структуру объёмного источника, который соответствует индуктору, состоящему из набора проводников (изготовленному, например, по печатной технологии). В таком индукторе можно осуществить управление амплитудами и фазами токов, что должно позволить управлять диаграммой направленности ЭМАП и осуществлять, например, электронное сканирование. Рассмотрим структуру объёмного источника, соответствующего индуктору из  $N$  параллельно расположенных проводников конечной ширины. Из

При малых расстояниях от индуктора до поверхности ( $z_0=0.1$  мм) или на низких частотах оно достигает  $60^\circ$ , а при больших расстояниях ( $z_0>0.5$  мм) изменяется в

общей теории акустических антенн известно, что излучатель с управляемой диаграммой направленности должен состоять из эквидистантно расположенных элементов, расстояние между центрами которых не должно превышать половины длины излучаемой волны. В качестве примера рассмотрим ЭМАП, индуктор которого состоит из 11 проводников шириной 0.5 мм, предназначенный для излучения в алюминий сдвиговых волн на частоте 1.8 МГц. Расстояние между центрами проводников равно приблизительно 0.85 мм (общая длина 9.5 мм).

На рис. 3.13 – 15 показаны распределения амплитуд и фаз в объёмном источнике при возбуждении синфазными токами и токами, рассчитанными на поворот главного максимума на углы  $40^\circ$  и  $60^\circ$ .

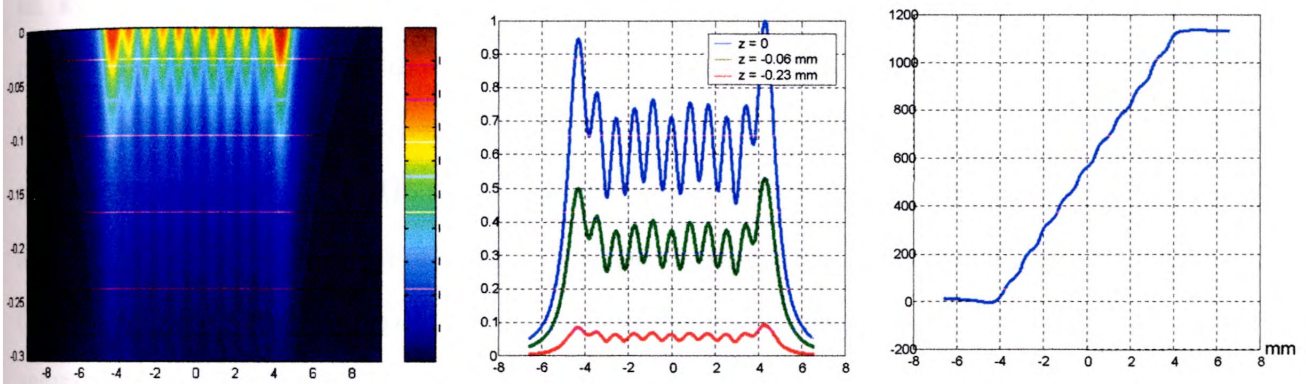


Рис. 3.13. Распределение усилий в объёмном источнике для индуктора из 11 элементов при фазовой компенсации на угол  $40^\circ$  (слева и в центре – распределение амплитуд, справа – зависимость сдвига фаз в градусах при  $Z=0$ ; значения координат в мм).

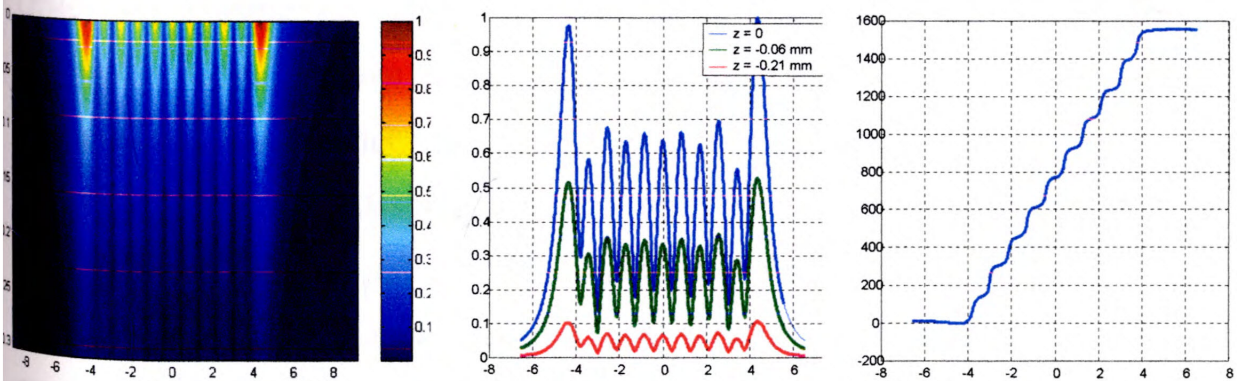


Рис. 3.14. Распределение усилий в объёмном источнике для индуктора из 11 элементов при фазовой компенсации на угол  $60^\circ$  (слева и в центре – распределение амплитуд, справа – зависимость сдвига фаз в градусах при  $Z=0$ ; значения координат в мм).

При синфазном возбуждении объединение проводников в группу приводит к практически равномерному распределению амплитуды по ширине источника с некоторым уменьшением амплитуды на краях. Фаза внутри источника практически не изменяется. Желательным для поворота лепестка диаграммы направленности распределением амплитуды внутри объёмного источника было бы равномерное распределение вдоль горизонтальной координаты. При этом фаза должна нарастать по линейному закону от  $0^{\circ}$  до  $1157^{\circ}$  при повороте на  $40^{\circ}$  и на  $1559^{\circ}$  при повороте на  $60^{\circ}$ . Однако, наложение вихревых токов, соответствующих отдельным элементам индуктора, приводит к росту неравномерности амплитудного распределения, что выражается в глубоких пространственных пульсациях и увеличении токов (усилий) на краях источника. Неравномерность тем больше, чем больше желаемый угол поворота. Фазовое распределение для обоих рассматриваемых углов поворота оказывается практически линейным, но, если для угла  $40^{\circ}$  оно лежит в желаемых пределах, то для угла  $60^{\circ}$  пределы изменения резко сужены (почти в 2.5 раза). По-видимому, в последнем случае поворот лепестка диаграммы направленности не будет осуществлён. Кроме того, при наложении несинфазные вихревые токи могут взаимно ослабляться. Действительно, максимальное значение амплитуды плотности вихревого тока (наблюдаемое на краях источника) уменьшается в 2 – 2.5 раза (уменьшение в центральной части ещё более существенно). В этой связи следует ожидать снижения эффективности электроакустического преобразования. Отмеченные эффекты зависят от расстояния между элементами тока в индукторе: чем они меньше, тем эти эффекты более существенны. Следовательно, они сильнее проявляются на высоких частотах излучения и меньше – на низких. Отрицательное влияние наложения вихревых токов при несинфазном возбуждении возрастает также и при удалении плоскости индуктора от поверхности металла, поскольку при этом распределение токов для каждого элемента в отдельности становится более размытым. В следующих подразделах мы рассмотрим, как отмеченные выше особенности объёмного источника влияют на акустические характеристики ЭМАП.

### 3.3.3. Расчёты пространственного распределения амплитуд упругих волн, излучаемых одиночным элементом с током

Формулы, приведенные в подразделе 3.3.1, были использованы для расчёта пространственной структуры полей продольной и сдвиговой волн. Следуя уже применённой ранее методологии исследования, рассмотрим вначале волны, которые излучает одиночный проводник с током. При этом будем рассматривать два случая поляризации магнитного поля: вертикальную (которая используется для излучения сдвиговой волны) и горизонтальную (которая используется для излучения продольной волны).

На рис. 3.15 и 3.16 приведены распределения амплитуд смещений в полях сдвиговой и продольной волн, возбуждаемых одиночным проводником в поле подмагничивания с вертикальной поляризацией.

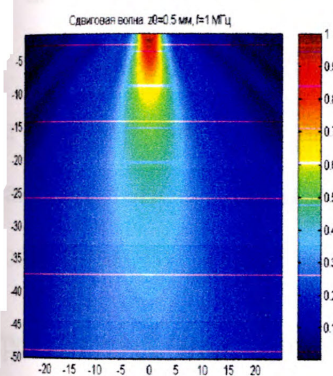


Рис. 3.15. Картина поля сдвиговой волны, возбуждаемой одиночным проводником на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм до поверхности металла

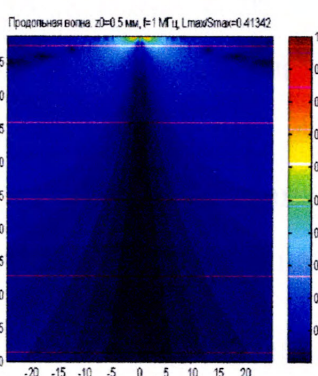
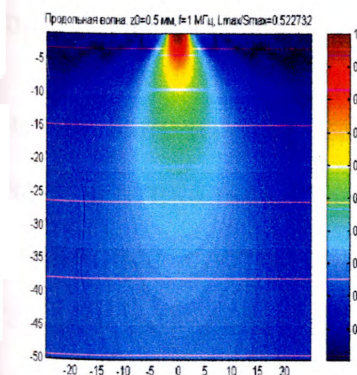


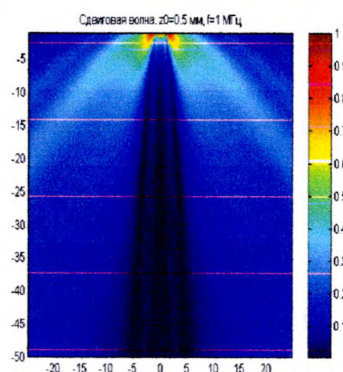
Рис. 3.16. Картина поля продольной волны, возбуждаемой одиночным проводником на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм до поверхности металла

Приблизительно 0.4. Из приведенных картин поля видно, что в дальнем поле амплитуда сдвиговой волны существенно превосходит амплитуду продольной.

Приведенные распределения смещений нормированы каждое по отношению к максимальному значению. Соотношение максимальных значений в продольной и сдвиговой волне равно



Фиг. 3.17. Картина поля продольной волны, возбуждаемой одиночным проводником на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм до поверхности металла



Фиг. 3.18. Картина поля сдвиговой волны, возбуждаемой одиночным проводником на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм до поверхности металла

Аналогичные расчёты для одиночного проводника, помещённого в горизонтально ориентированное



поле подмагничивания, приводят к распределениям амплитуд смещений, показанным на фиг. 3.17 и 3.18. При таком выборе направления магнитного поля продольная волна рассматривается как основная.

Эти результаты представлены ниже в более привычной форме диаграмм направленности (рис. 3.19, 3.20).

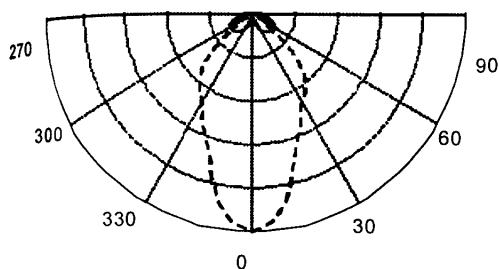


Рис. 3.19. . Диаграммы направленности излучения для одиночного проводника при вертикальной магнитной поляризации (продольная волна – сплошная линия, сдвиговая – пунктир).

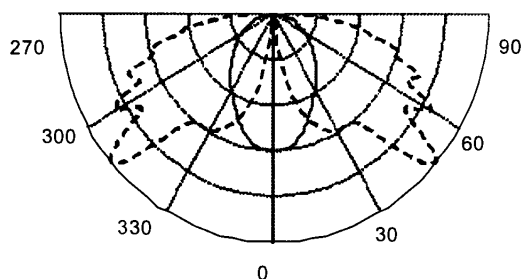


Рис. 3.20. Диаграммы направленности излучения для одиночного проводника при горизонтальной магнитной поляризации (продольная волна – сплошная линия, сдвиговая – пунктир).

Приведенные диаграммы нормировались к максимальной амплитуде смещения на фиксированном расстоянии (здесь 40 мм) для той из двух волн, для которой максимальное смещение является наибольшим. При вертикальной магнитной поляризации (горизонтальные силы Лоренца) сдвиговая волна существенно превалирует над продольной: соотношение максимальных амплитуд  $\frac{A_s}{A_l} \approx 8.5$ . При горизонтальной магнитной поляризации (вертикальные силы Лоренца) продольная волна, излучаемая перпендикулярно поверхности металла, имеет меньшую амплитуду максимального смещения, чем сдвиговая волна, максимум излучения которой повернут на угол приблизительно  $50^\circ$  ( $\frac{A_s}{A_l} \approx 1.7$ ). При этом максимальное значение амплитуды сдвиговой волны приблизительно в 6 раз меньше, чем для случая вертикальной магнитной поляризации (при прочих равных условиях). Приведенные соотношения максимальных амплитуд для случая горизонтальной магнитной поляризации существенно зависят от волнового размера зоны вихревых токов (т. – е., от расстояния между индуктором и поверхностью металла и от частоты). При этом изменяется также и диапазон углов, в пределах которого

сдвиговая волна имеет значительную амплитуду смещения. Диаграммы направленности при горизонтальной магнитной поляризации для частоты 1 МГц и расстояния  $z_0 = 1$  мм и  $z_0 = 3$  мм, приведены на рис. 3.3.12 и 3.3.13, соответственно. Из приведенных картин поля видно также, что поля, создаваемые одиночным проводником, обладают выраженной направленностью (более значительной, чем у элементарного диполя). В силу уже высказанных соображений о структуре источника, направленность обостряется с ростом частоты и с увеличением расстояния от проводника до поверхности металла.

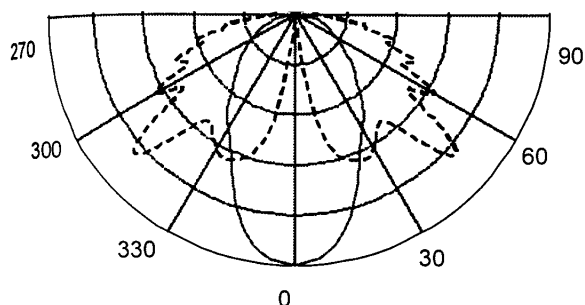


Рис. 3.21. Диаграммы направленности излучения для одиночного проводника при горизонтальной магнитной поляризации (продольная волна – сплошная линия, сдвиговая – пунктир).

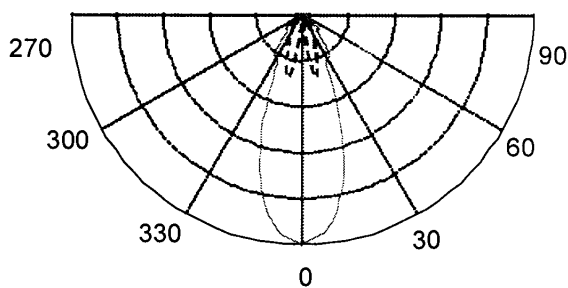
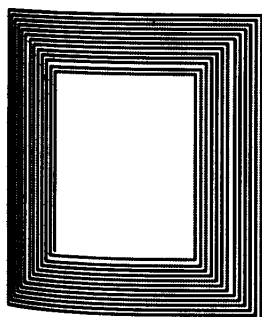


Рис. 3.22. Диаграммы направленности излучения одиночного проводника при горизонтальной магнитной поляризации (продольная волна – сплошная линия, сдвиговая – пунктир).

### 3.3.4. Пространственная структура полей ЭМАП с многовитковыми индукторами.



Фиг.3.23. Эскиз плоской катушки индуктора (в масштабе).

Конфигурации индукторов ЭМАП для возбуждения объёмных волн (продольных или поперечных) могут быть различны (особенно при использовании технологии печатных плат). В одном из наиболее распространённых вариантов индуктор имеет вид плоской прямоугольной кольцевой катушки, отводы которой соединены с генератором тока. Участки с током противоположного направления размещаются под противоположными полюсами магнита, так что горизонтальные пондеромоторные силы направлены

одинаково. При такой конструкции индуктора в центральной части имеется зона, свободная от вихревых токов и сил Лоренца. Объёмный излучатель фактически

состоит из двух синфазных разнесенных излучателей. Рассмотрим пространственную структуру поля сдвиговых волн ЭМАП с таким индуктором.

На рис. 3.24 и 3.25 показаны пространственные распределения амплитуды сдвиговой волны, излучаемой ЭМАП, индуктор которой состоит из 12 витков шириной 0.2 мм и расстоянием 0.3 мм между центрами плоских проводников. На первом из рисунков расстояние между центрами внутренних витков составляет 3.4 мм (2 длины волны), на втором – 2 мм (1.2 длины волны), размеры индуктора по горизонтальной оси 10.2 мм или 8.8 мм, соответственно. Частота – 1.8 МГц.

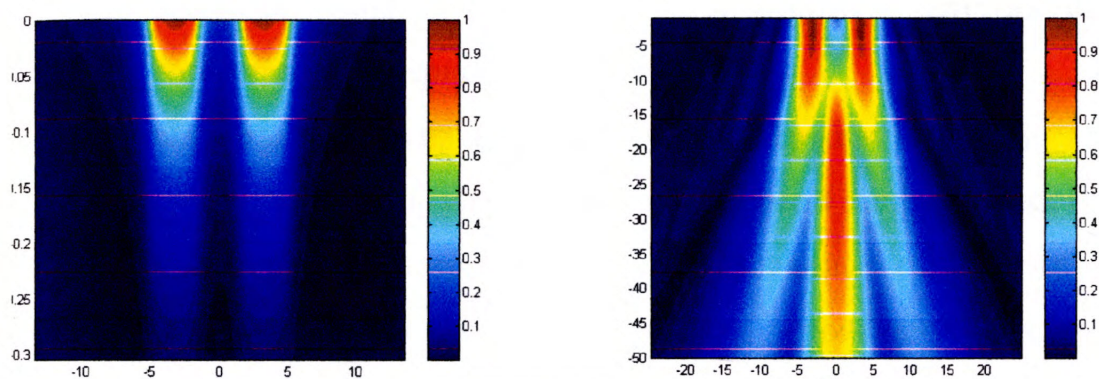


Рис. 3.24. Пространственное распределение сил (слева) и амплитуд сдвиговых волн

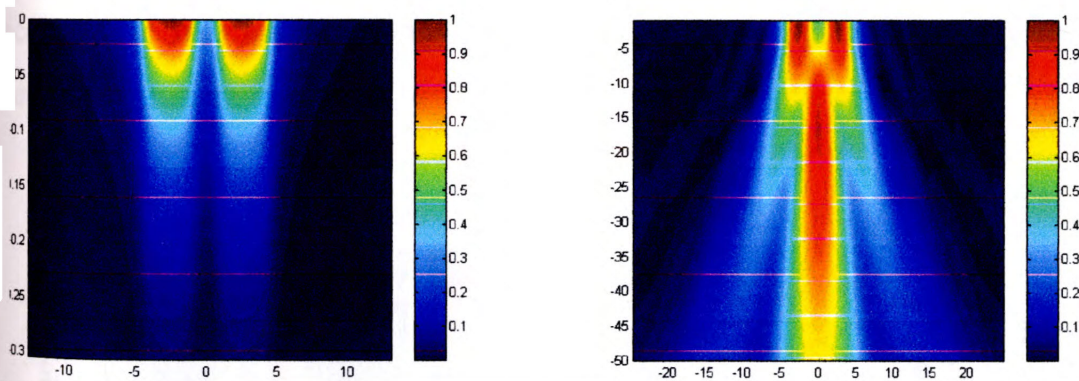


Рис. 3.25. Пространственное распределение сил (слева) и амплитуд сдвиговых волн

Видно, что ближние зоны такого ЭМАП формируются из ближних зон левой и правой частей его индуктора. На некотором расстоянии (тем меньшем, чем меньше «окно» в катушке индуктора) начинает формироваться центральный интерференционный максимум, вершина которого соответствует длине ближней зоны ЭМАП. Как видно из рисунков, длина ближней зоны зависит от ширины «окна». Естественно, что от ширины окна зависит и глубина провала в центральной

части ближней зоны, а также продольный и поперечный размеры области пониженной амплитуды, в которой существует возможность пропуска дефекта. Отмеченные особенности ближней зоны ЭМАП с индуктором рассматриваемого типа существенны для его использования в устройствах неразрушающего контроля: 1) при использовании его в автоматических системах контроля следует учитывать наличие области пониженной чувствительности в непосредственной близости от поверхности объекта контроля; 2) неправомерно использовать стандартные АРД-диаграммы в процедуре отбраковки, так как структура ближней зоны таких ЭМАП и связь длины ближней зоны с площадью излучающей апертуры существенно отличаются от того, что характерно для ПЭП.

Следует ожидать, что, управляя фазами (задержками) токов в элементах индуктора, можно осуществить управление диаграммой направленности ЭМАП (в частности: электронное сканирование). Исследования структуры объёмного источника, соответствующего такому индуктору, проведенные в предыдущем подразделе, показали, что задача сканирования для ЭМАП имеет существенные особенности по сравнению с аналогичной задачей для многоэлементных ПЭП. Рассмотрим этот вопрос более детально на примере расчётов структуры поля ЭМАП с индукторами такого вида.

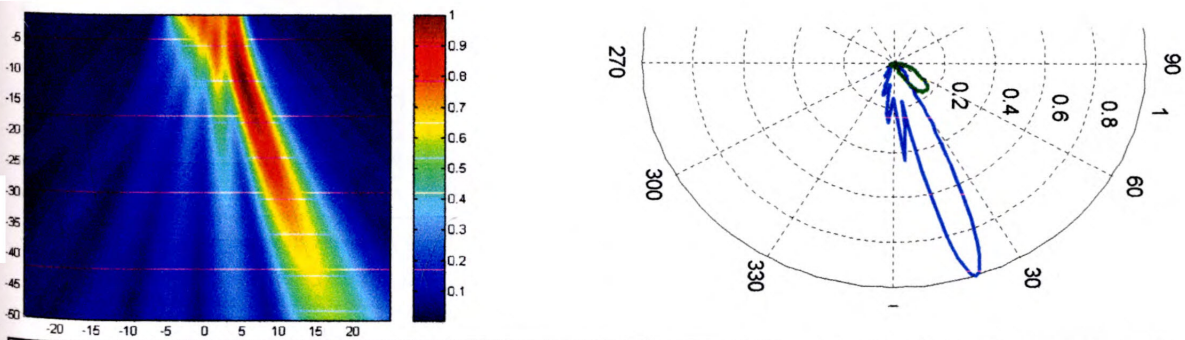


Рис. 3.26. Распределение амплитуд сдвиговых волн и диаграмма направленности ЭМАП с индуктором из 11 токовых элементов. Сдвиг фаз токов соответствует повороту на  $20^\circ$ .

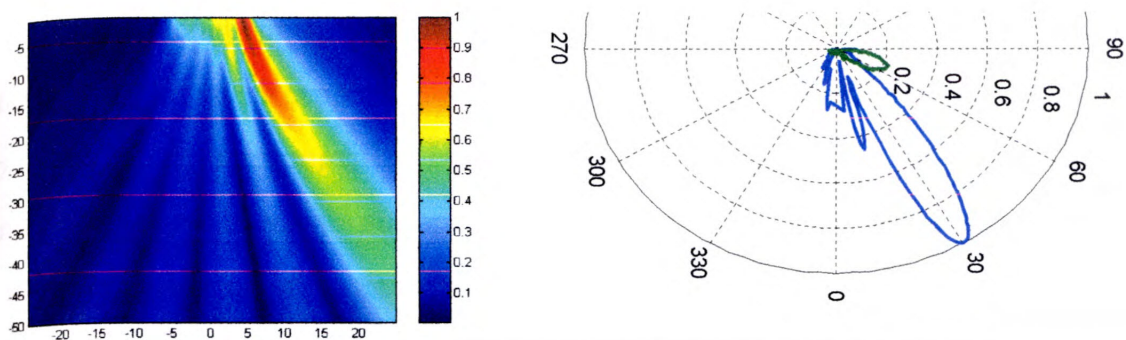


Рис. 3.27. Распределение амплитуд сдвиговых волн и диаграмма направленности ЭМАП с индуктором из 11 токовых элементов. Сдвиг фаз токов соответствует повороту на  $30^{\circ}$ .

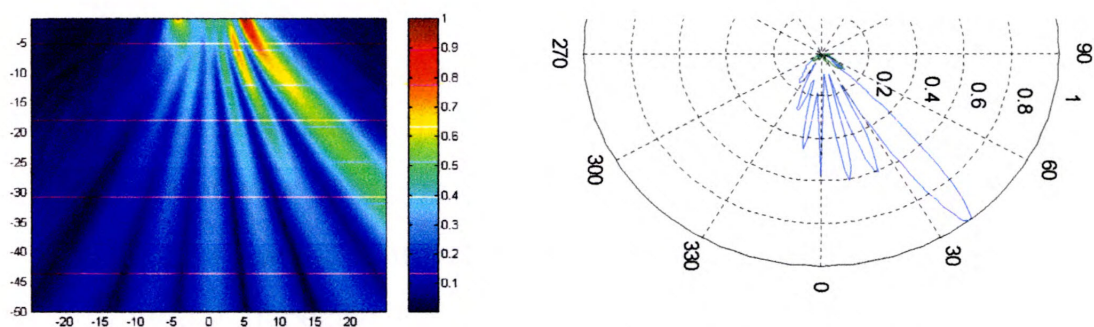


Рис. 3.28. Распределение амплитуд сдвиговых волн и диаграмма направленности ЭМАП с индуктором из 11 токовых элементов. Сдвиг фаз токов соответствует повороту на  $40^{\circ}$ .

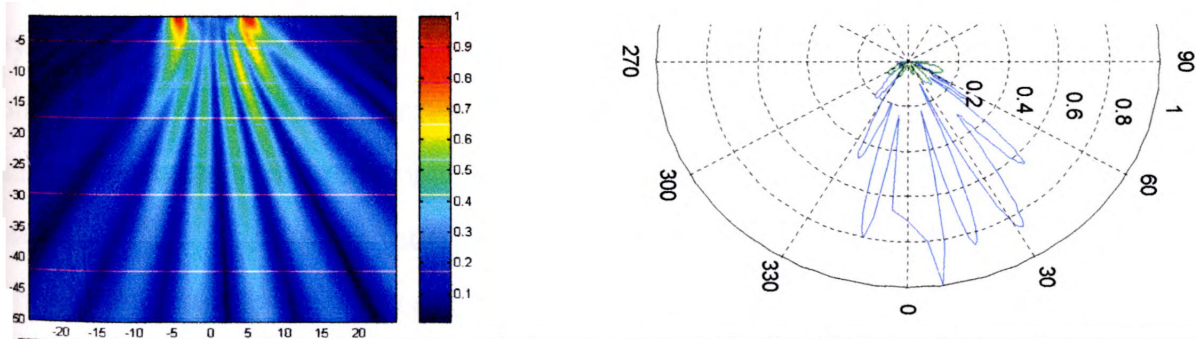


Рис. 3.29. Распределение амплитуд сдвиговых волн и диаграмма направленности ЭМАП с индуктором из 11 токовых элементов. Сдвиг фаз токов соответствует повороту на  $50^{\circ}$ .

Приведенные результаты относятся к индуктору из 11 токовых элементов шириной 0.5 мм каждый при расстоянии между центрами 0.85 мм (половина длины сдвиговой волны на частоте 1.8 МГц). Общий размер индуктора составляет 5.5 длин волн. Анализ приведенных зависимостей, характеризующих как ближнее, так и дальнее поле ЭМАП, показывает, что управление направленностью ЭМАП

возможно. Оно осуществляется достаточно успешно при малых углах поворота главного максимума излучения. Однако с ростом угла поворота увеличиваются боковые лепестки диаграммы направленности (в области малых углов относительно нормали к поверхности). Наконец, при введении фазового распределения, соответствующего углу поворота  $50^\circ$  диаграмма направленности «рассыпается». Таким образом, управление возможно в диапазоне углов от  $0^\circ$  до  $40^\circ$ . Одновременно со сдвиговой волной излучается (под большими углами к нормали) ещё и продольная волна. Однако её амплитуда значительно меньше амплитуды сдвиговой волны, которая является «основной» при ориентации магнитного поля перпендикулярно поверхности. Диаграмма направленности сопутствующей продольной волны показана на рис. 3.26-29 зелёной сплошной линией.

Для трактовки полученных результатов можно привлечь данные предыдущих подразделов, касающиеся: а) структуры объёмного источника для многоэлементного индуктора и б) диаграммы направленности одиночного элемента с током. Если объёмные источники перекрываются, то, как было показано, за счёт наложения вихревых токов введение сдвига фаз между токами приводит при желаемых больших углах поворота к амплитудно-фазовой структуре объёмного источника, которая не соответствует ожидаемой и нужной для поворота. С другой стороны, в силу известной теоремы характеристика направленности антенны равна произведению характеристики направленности такой же антенны из ненаправленных элементов на характеристику направленности одиночного элемента. Как видно из рис. 3.19, направленность элемента с током является достаточно острой, что приводит к подавлению главного максимума при повороте и к появлению боковых лепестков в направлении максимума излучения одиночного элемента (в данном случае – по нормали к поверхности). Эта тенденция чётко просматривается на приведенных диаграммах и картинах поля. Уменьшение максимальной амплитуды смещения в сдвиговой волне при увеличении угла компенсации соответствует диаграмме направленности одиночного элемента индуктора и составляет: для  $30^\circ$  – в 2 раза, для  $40^\circ$  – в 2.7 раза по отношению к максимальной амплитуде при синфазном возбуждении.

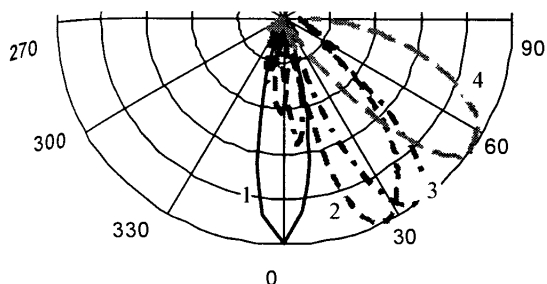


Рис. 3. 30. Диаграммы направленности при наклонном излучении сдвиговой

вертикальной на горизонтальную), то сдвиговая волна, которая не является «основной» волной при излучении по нормали к поверхности, более эффективно излучается в диапазоне углов  $50^{\circ}$ - $60^{\circ}$ . Диаграмма направленности для рассматриваемого ЭМАП сдвиговой волны при горизонтальной поляризации магнитного поля показана на рис. 3.3.21 кривой 4. Но чувствительность такого «наклонного» ЭМАП снижается приблизительно в 7.5 раза по сравнению со случаем излучения сдвиговой волны по нормали поверхности (при вертикальной поляризации магнитного поля). Она уменьшается ещё вдвое при увеличении зазора между индуктором и металлом до 1 мм.

Поскольку объёмный источник, соответствующий одиночному проводнику с током, расширяется по горизонтали при удалении индуктора от поверхности металла, то, вследствие усиления взаимовлияния вихревых токов, диаграммы направленности ЭМАП, реализующих наклонный ввод ультразвука, должны быть чувствительны к расстоянию до поверхности, а их форма должна ухудшаться с ростом воздушного зазора. Результаты расчётов, приведенные на следующем рисунке, подтверждают это предположение. На левом рисунке показаны диаграммы направленности ЭМАП с индуктором из 11 витков шириной 0.5 мм и шагом 0.85 мм (половина длины волны). Правый рисунок соответствует индуктору с лучшим коэффициентом заполнения: ширина проводника 0.25 мм, шаг – 0.4 мм. В обоих случаях частота равна 1.8 МГц, а фазовое распределение соответствует повороту на  $30^{\circ}$ . Видно, что удаление от поверхности сопровождается недопустимо большим ростом боковых лепестков, примыкающих к нормали к поверхности ввода.

Проведенный в предыдущем подразделе анализ направленности одиночного проводника с током указывает на одну возможность расширения диапазона углов поворота максимума направленности при излучении сдвиговых волн. Если изменить поляризацию магнитного поля (с

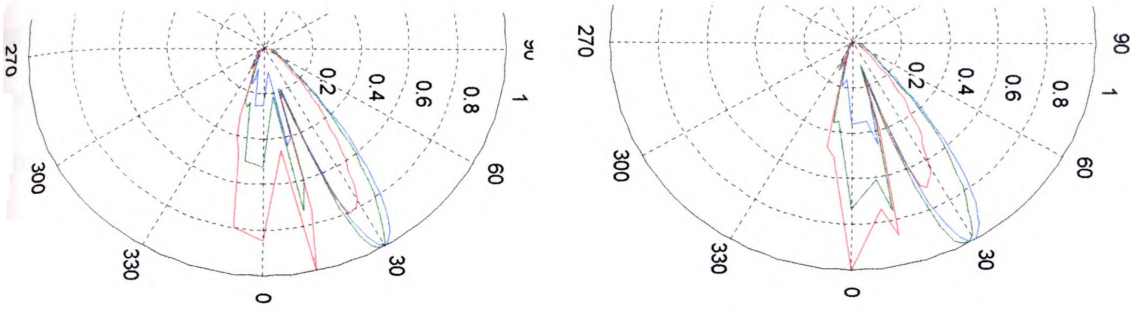


Рис 3.31. Изменение диаграмм направленности при наклонном вводе ультразвука в зависимости от расстояния индуктора до поверхности (0.5 мм – синяя линия, 1 мм – зелёная линия, 1.5 мм – красная)

Рассмотрим возможности наклонного ввода в зависимости от частоты. Так как расстояние между элементами не может быть взято более половины длины волны, то на высоких частотах существеннее проявляется взаимодействие вихревых токов, а на низких частотах объёмные источники, соответствующие отдельным элементам, могут быть практически изолированы.

На рис. 3.32 показаны диаграммы направленности при наклонном вводе на крайних частотах рассматриваемого диапазона: 0.2 МГц и 5 МГц.

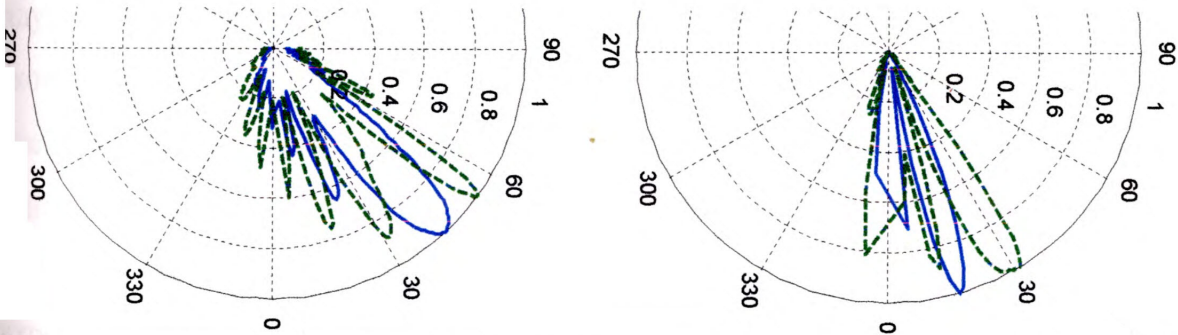


Рис.3.32. Слева: наклонный ввод на частоте 0.2 МГц (поворот на  $40^{\circ}$  – сплошная синяя линия, на  $50^{\circ}$  – зелёный пунктир). Справа: наклонный ввод на частоте 5 МГц (поворот на  $20^{\circ}$  – сплошная синяя линия, на  $30^{\circ}$  – зелёный пунктир)

Как и следовало ожидать, с ростом частоты возможности наклонного ввода по указанным ранее причинам снижаются: если на частоте 0.2 МГц приемлемый результат получается для угла поворота  $40^{\circ}$ , то на частоте 5 МГц достижимый угол поворота (при данном расстоянии от поверхности 0.5 мм) – меньше  $20^{\circ}$ .

Рассмотрим возможности наклонного ввода продольной волны. Как известно, продольная волна может быть эффективно излучена лишь при горизонтальной ориентации магнитного поля. На фиг. 3.33 сплошными линиями изображены



диаграммы направленности излучения продольной волны при синфазном возбуждении (кривая 1) и при фазировании возбуждающих токов на углы  $20^\circ$  и  $30^\circ$  (кривые 2 и 3, соответственно). Расстояние индуктора до поверхности металла – 0.5

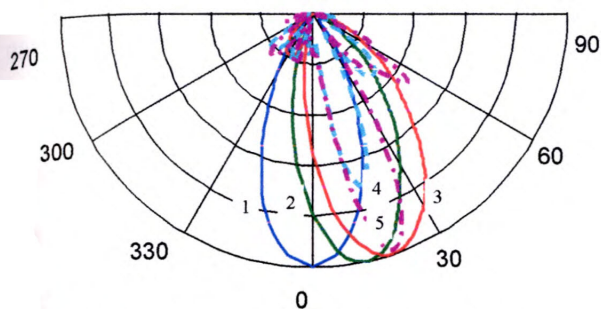


Рис.3.33. Диаграммы направленности при наклонном излучения продольной волны и горизонтальной магнитной поляризации.

мм, частота 1МГц. Амплитуда смещения в продольной волне при синфазном возбуждении приблизительно в 10 раз уступает амплитуде смещения в сдвиговой волне при таком же возбуждении в случае вертикальной магнитной поляризации. Наблюдаемое при фазировании снижение максимальной амплитуды продольной

волны составляет 1.14 и 1.33 раза. Видно, что реальные углы поворота главных лепестков меньше ожидаемых. Это явление (наблюдаемое также и при наклонном вводе сдвиговой волны) можно связать с отличием фазового распределения вихревых токов вдоль горизонтальной оси от фазового распределения токов в индукторе. Расчёты показывают, что линейному изменению фазы возбуждающих токов соответствует в пределах области, являющейся проекцией индуктора, также линейное фазовое распределение вихревых токов. Однако, максимальный фазовый сдвиг (или: наклон фазовой характеристики), как правило, меньше. Так, например, при угле компенсации  $30^\circ$  (для продольной волны) наклон фазовой характеристики вихревых токов отвечает углу компенсации приблизительно  $21^\circ$ . Одновременно с продольной излучается и сдвиговая волна, амплитуда которой возрастает с ростом угла компенсации. Показанные на рис. 3.33 диаграммы направленности сдвиговой волны нормированы каждая к максимальной амплитуде продольной волны для данного угла компенсации (кривые 4 и 5 соответствуют углам  $20^\circ$  и  $30^\circ$ ). Видно, что при угле компенсации, равном  $30^\circ$ , сдвиговая волна излучается в том же направлении, что и продольная, а её максимальное смещение практически не отличается от смещения в продольной волне. Аналогичные соотношения наблюдаются и при большем расстоянии между индуктором и поверхностью ( $z_0=1$

мм). Таким образом, возможности наклонного ввода продольной волны ещё более ограничены по сравнению со случаем сдвиговой волны.

Заключение. 1) На основе электромагнитоакустического преобразования могут разрабатываться как «прямые» излучатели, так и излучатели с бесконтактным наклонным вводом упругих волн в контролируемый объект.

2) Отличие пространственной структуры полей ЭМАП и ПЭП при сопоставимой форме их активных элементов (пьезопластины для ПЭП и индуктора для ЭМАП) обусловлено тем, что распределение механического воздействия на среду со стороны ЭМАП не повторяет в точности форму индуктора, в отличие от ПЭП, где усилия приложены к поверхности на участке контакта пластины с материалом. При вихретоковом механизме возбуждения упругих волн указанное отличие обусловлено наложением и взаимовлиянием вихревых токов, возбуждаемых токовыми элементами индуктора. Взаимовлияние тем больше, чем ближе расположены токовые элементы друг к другу, и чем дальше индуктор отстоит от поверхности металла.

3) При вводе упругих волн перпендикулярно поверхности объекта взаимовлияние токовых элементов не приводит к отрицательным последствиям. Напротив, оно сглаживает интерференционную структуру поля в ближней зоне. При наклонном вводе отрицательные последствия взаимовлияния токовых элементов проявляются как в уменьшении амплитуды сигнала вдоль главного луча, так и в росте боковых лепестков, расположенных между главным лучом и нормалью к поверхности.

4) Диапазон углов, возможных для наклонного ввода с помощью ЭМАП, ограничен величиной  $40^{\circ}$  в диапазоне частот от 0.2 МГц до 2 МГц и уменьшается до  $10^{\circ}$  -  $20^{\circ}$  при дальнейшем повышении частоты до 5 МГц. Возможности наклонного ввода снижаются при увеличении расстояния от индуктора до поверхности металла. Практически это расстояние не должно превышать 0.5 мм для частот 1 – 2 МГц. Применение ЭМАП с наклонным вводом ограничено требованием, чтобы расстояние до металла было как можно меньше и было стабильным.

## РАЗДЕЛ 4. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЕЙ ЭХО-СИГНАЛОВ

В этом разделе исследуются пространственные амплитудные характеристики для эхо-сигналов двух типов: донных сигналов и эхо-сигналов от стандартных плоскодонных отражателей. Материалы раздела частично отражены в публикациях [107, 108, 110, 115, 116].

### **4.1. Исследование донных эхо-сигналов в зависимости от формы апертуры и длительности зондирующих импульсов.**

Зависимость амплитуды донного сигнала от расстояния между преобразователем и отражающей плоскостью используется при измерении эквивалентного размера дефекта и при измерении коэффициента поглощения продольных волн по методу многократных отражений. Во всех этих случаях используют стандартную зависимость [1]. Однако известно, что эта зависимость получена для ПЭП с активной поверхностью круглой (или близкой к ней) формы и при использовании импульсных сигналов некоторой определённой длительности. Если форма ПЭП и длительность используемого сигнала отклоняются от указанных выше, то и сама зависимость амплитуды донного сигнала от расстояния может измениться, что влечёт за собой погрешности измерения. Задача данного раздела состоит в том, чтобы, получив зависимость амплитуды донного сигнала от расстояния расчётным путём, исследовать влияние на эту зависимость двух факторов: формы апертуры ПЭП и длительности импульсного сигнала.

Подход к расчёту отличается от сформулированного в подразделе 2.1 лишь тем, что отражение от плоской границы вычисляется строго. Вывод расчётных соотношений (для «спектрального» и «свёрточного» алгоритмов) и их верификация приведены в Приложении Е.

При исследовании влияния длительности импульса использовались импульсы с такой же огибающей, как показано на рис. 2.1, но с разным количеством периодов центральной частоты, которые умещаются на

интервале эффективной длительности импульса. Результаты расчётов для преобразователя с центральной частотой 2.5 МГц и диаметром 20 мм, показаны на рис. 4.1. (длительность в периодах центральной частоты указана на кривых). Здесь и далее амплитуда эхо-сигнала выражена в дБ, расстояние до дна нормировано к расчётному значению размера ближней зоны  $s = H/Z$ , где  $Z = S/\pi\lambda$  (здесь  $S$  - площадь апертуры преобразователя,  $\lambda$  - длина волны на центральной частоте).

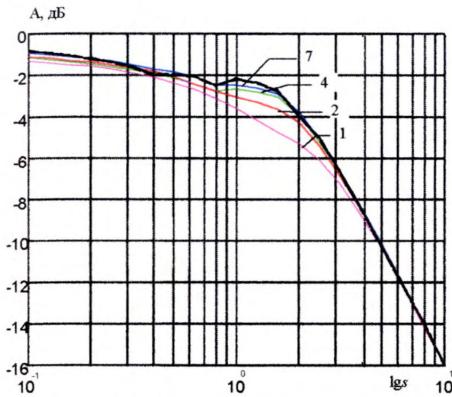


Рис. 4.1. Зависимости амплитуды донного сигнала в дБ от нормированного расстояния для импульсов разной длительности

до дна нормировано к расчётному значению размера ближней зоны  $s = H/Z$ , где  $Z = S/\pi\lambda$  (здесь  $S$  - площадь апертуры преобразователя,  $\lambda$  - длина волны на центральной частоте).

Зависимости нормированы таким образом, чтобы они совпадали в наиболее удалённой точке. Видно, что все зависимости сближаются в дальней

зоне. Различия наблюдаются лишь в ближней и промежуточной зонах. При этом, если длительность больше 2-х периодов частоты заполнения, то отличия рассчитанных донных кривых от стандартной зависимости незначительны. Они возрастают при уменьшении длительности импульса.

Влияние формы апертуры ПЭП на характер зависимости амплитуды

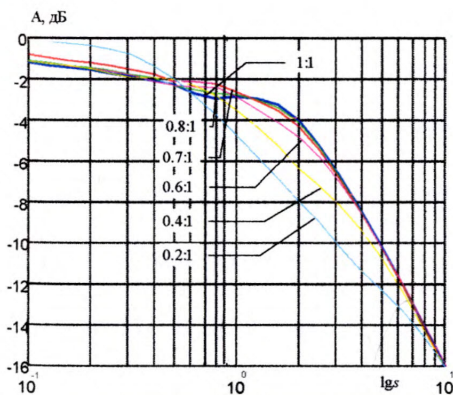


Рис. 4.2. Зависимости амплитуды донного сигнала в дБ от расстояния для ПЭП разной формы.

донного сигнала от расстояния иллюстрируется рис. 4.2. (соотношение сторон прямоугольной апертуры при условии сохранения площади указано на кривых). Предполагалось, что эффективная длительность импульса составляет 5 периодов частоты заполнения.

По мере увеличения диспропорции сторон прямоугольника отличия донных кривых (по сравнению со случаем квадратной пластины) увеличиваются. До тех пор пока меньшая сторона составляет 0.7 от большей стороны, отличия от кривой для квадратной

апертуры можно признать незначительными. Донные кривые для преобразователей с круглой и квадратной апертурой близки друг к другу, но не совпадают: наибольшее расхождение (0.6 дБ) наблюдается в ближней зоне.

При многократных отражениях происходит трансформация волн, следствием которой является частичный отбор энергии из продольной волны и её дополнительное ослабление.

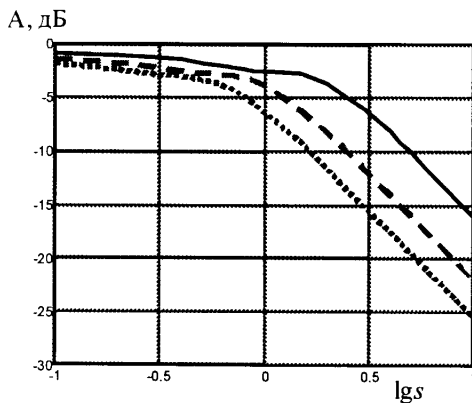


Рис. 4.3. Зависимости амплитуд донных сигналов для однократного (сплошная линия), двукратного (пунктир) и трёхкратного (точки)

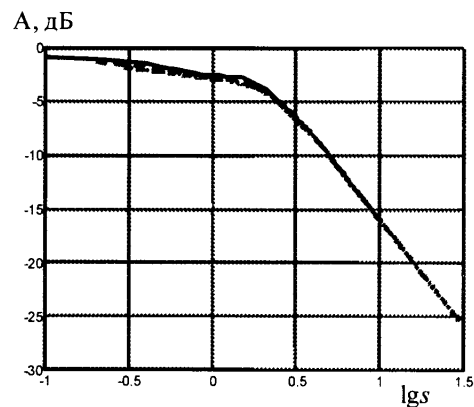


Рис. 4.4. Кривые донных отражений после совмещения.

Существенность влияния взаимной трансформации продольных и сдвиговых волн можно выяснить следующим образом. Если влияние незначительно, то поверхности слоя играют роль идеальных зеркал. Тогда, применяя понятие мнимого источника, следует предположить, что значение амплитуды  $N$ -кратного отражения совпадает со значением, найденным по кривой однократного отражения для расстояния, равного  $z = NH$ . На рис. 4.3 построены зависимости для одно-, двух- и трёхкратного отражений для преобразователя диаметром 12 мм на частоте 2.5 МГц. Для того, чтобы перестроить кривые  $N$ -кратного отражений в координатах, соответствующих однократному отражению, достаточно сдвинуть их вправо на  $\lg N$ . Как показано на рис. 4.4, такой сдвиг приводит к практически полному совпадению в дальней зоне. Отличия в ближней зоне не превышают 0.2-0.3 дБ (они становятся ещё меньше с увеличением волнового размера

апертуры). Таким образом, для реальных размеров прямых ПЭП эффектами трансформации волн при кратных отражениях ( $N=2\div 3$ ) можно практически пренебречь. Однако с ростом количества отражений этот эффект усиливается и в приведенном выше примере отличие амплитуды 8-го отражения от значения, рассчитанного по кривой однократного отражения, достигает в пределах ближней зоны 2 дБ (при этом отличия в дальней зоне несут существенны).

Анализируя полученные результаты, приходим к такому заключению:

- 1) отличие донных кривых для ПЭП с круглой апертурой от стандартной кривой заметно проявляется лишь при использовании достаточно коротких импульсов (с длительностью, меньшей 2-х периодов частоты заполнения);
- 2) ход донных кривых в ближней и дальней зоне существенно зависит от формы апертуры: чем больше вытянутость формы при условии равенства площадей, тем значительней отличия.

#### **4.2. Исследование полей эхо-сигналов от стандартных отражателей для преобразователей различной формы и структуры (прямые ПЭП).**

Как уже упоминалось, данные о структуре поля эхо-сигналов наиболее важны для оценки рабочих характеристик дефектоскопической системы. В каждой плоскости, находящейся на заданном расстоянии от излучателя, можно определить «освещённую» область, опираясь на условие, чтобы амплитуда эхо-сигнала, соответствующая внутренней точке области, отличалась не более чем в заданное число раз (на заданное число децибелов) от максимального для данной плоскости значения. Совокупность таких областей на разных глубинах  $Z$  образует «освещённый» объём. Форма и размеры освещённой области на разных глубинах являются важными характеристиками преобразователя как элемента дефектоскопической системы. Возможность получить расчётную оценку размеров «освещённой» области для излучателей различной формы и размеров представляется весьма

привлекательной и важной при проектировании дефектоскопических систем, работающих в автоматическом режиме. Целью исследований, изложенных в данном подразделе, является разработка способов такого расчёта.

#### 4.2.1. Вывод расчётных соотношений для поля эхо-сигнала

Общая схема расчёта обоснована в п.2.1. Финальная расчётная формула (2.1.4) реализует идею частотного синтеза. В эту формулу входят спектр импульсного сигнала  $S_0(\omega)$  и акустическая частотная характеристика  $K_{ak}(\omega, \mathbf{x})$ , зависящая от координат положения центра отражателя и характеризующая влияние на спектр эхо-сигнала закономерностей процессов излучения, отражения и приёма. Перейдём к расчёту акустической частотной характеристики.

Введём некоторые обозначения. Апертуру одноэлементного преобразователя будем характеризовать единичной срезающей  $a(x, y)$ :

$$a(x, y) = \begin{cases} 1, & x, y \in \Sigma \\ 0, & x, y \notin \Sigma \end{cases} \quad (4.2.1)$$

Если преобразователь состоит из  $N$  элементов произвольной формы, каждому из которых соответствуют амплитудные множители и задержки  $a_{n1}, \tau_{n1}$  при излучении и  $a_{n2}, \tau_{n2}$  при приёме, то апертуру многоэлементного преобразователя на данной частоте  $\omega$  будем характеризовать:

- в режиме излучения -  $a_{изл}(\omega, x, y) = \sum_{n=1}^N a_{n1} \exp(i\omega\tau_{n1}) a_n(x, y)$ ,
- в режиме приёма -  $a_{пр}(\omega, x, y) = \sum_{n=1}^N a_{n2} \exp(i\omega\tau_{n2}) a_n(x, y)$ .

Отражающую поверхность плоскодонного отражателя, центр которого расположен на оси  $Z$ , будем описывать единичной срезающей функцией  $a_0(x', y')$ , которая также определяется формулой вида (4.2.1) для круга радиуса  $R$ , совпадающего с дном отражателя.

Указанным функциям координат соответствуют их двумерные пространственные спектры, полученные с помощью преобразования Фурье:

$$S^{\pm}(\alpha, \beta) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x, y) \exp(\pm i(\alpha x + \beta y)) dx dy \quad (4.2.2)$$

Итак, пусть центр отражателя расположен в точке с координатами  $x, y, z$ .

Распределение вектора напряжений в излучённом поле на глубине  $z$  определяются приведенной ниже формулой (4.2.4), которая является частным случаем формулы (2.2.15):

$$\sigma(x', y', \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{изл}^{-}(\alpha', \beta', \omega) \mathbf{K}_{\sigma}(\alpha', \beta', z, \omega) \exp(i(\alpha'x' + \beta'y')) d\alpha' d\beta' \quad (4.2.3)$$

а напряжения на глубине  $z$ , порождающие отражённую волну, в силу принятых ранее предположений определяются с помощью соответствующей срезающей функции как

$$\sigma(x', y', \omega) = -\sigma(x', y', \omega) a_0(x' - x, y' - y) \quad (4.2.4)$$

Здесь:  $x, y$  - координаты центра отражателя.

Расчёт рассеянного поля производится так же, как и расчёт поля излучения (см. раздел 3). Определяя пространственный спектр напряжений  $\sigma^0(x', y')$  с учётом (4.2.3), получим:

$$S^0(\alpha, \beta, x, y, z, \omega) = \exp(-i(\alpha x + \beta y)) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{изл}^{-}(\alpha', \beta') S_0^{-}(\alpha - \alpha', \beta - \beta') \mathbf{K}_{\sigma}(\alpha', \beta', z, \omega) \exp(i(\alpha'x + \beta'y)) d\alpha' d\beta' \quad (4.2.5)$$

Эта функция играет ту же роль, что и «спектр источника» при расчёте излучаемого поля. Обращаясь к формуле (2.1.14), получим распределение нормальных смещений в поле отражённой волны на плоскости  $z = 0$ , где находится приёмная апертура :

$$w(x'', y'', \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S^0(\alpha, \beta, x, y, z, \omega) \mathbf{K}_w(\alpha, \beta, z, \omega) \exp(i(\alpha x'' + \beta y'')) d\alpha d\beta \quad (4.2.6)$$

Электрический сигнал на выходе пьезопреобразователя в режиме приёма на частоте  $\omega$  пропорционален в силу принятых нами допущений интегралу от выражения (4.2.8) по апертуре приёмника. Результат



интегрирования принимаем в качестве значения акустической частотной характеристики на частоте  $\omega$  :

$$K_{ак}(\omega, x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} w(x'', y'', \omega) a_{np}(x'', y'', \omega) dx'' dy'' \quad (4.2.7)$$

Подставим в (4.2.7) предшествующие формулы и изменим порядок интегрирования по пространственным координатам и по пространственным частотам. Интегрирование по пространственным координатам  $x'', y''$  приводит к спектральной функции апертуры в режиме приёма  $S_{np}^+(\alpha, \beta, \omega)$ . Окончательно получаем следующую формулу для акустической частотной характеристики:

$$K_{ак}(\omega, x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{np}^+(\alpha, \beta, \omega) \mathbf{K}_w(\alpha, \beta, z, \omega) \exp(-i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha' d\beta' \times \\ S_{изл}^-(\alpha', \beta', \omega) S_0^-(\alpha - \alpha', \beta - \beta') \mathbf{K}_\sigma(\alpha', \beta', z, \omega) \exp(i(\alpha' x + \beta' y)) \quad (4.2.8)$$

Подставляя формулу (4.2.8) в (2.1.4), получим математическую основу расчётного алгоритма для вычисления эхо-сигнала. Определяя максимальное абсолютное значение эхо-сигнала для различных координат отражателя  $x, y, z$ , найдём пространственное распределение амплитуды эхо-сигнала.

Для упрощения формулы (4.2.8) введём новые переменные:  $\xi = \alpha - \alpha', \eta = \beta - \beta'$ . После замены переменных получим:

$$K_{ак}(\omega, x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{изл}^-(\alpha', \beta', \omega) K_\sigma(\alpha', \beta', z, \omega) d\alpha' d\beta' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi d\eta \times \\ S_{np}^+(\alpha' + \xi, \beta' + \eta, \omega) K_w(\alpha' + \xi, \beta' + \eta, z, \omega) S_0^-(\xi, \eta) \exp(i(\xi x + \eta y)) \quad (4.2.9)$$

Вычисления упрощаются в том случае, если размер отражателя значительно меньше апертуры преобразователя. В этом, типичном для практики ультразвукового контроля, случае пространственный спектр апертуры значительно более локализован на плоскости пространственных частот, чем пространственный спектр, соответствующий отражателю,

который представляет собой медленно меняющуюся функцию пространственных частот. Это позволяет при интегрировании во внутреннем интеграле формулы (4.2.9) по  $\alpha', \beta'$  пренебречь изменением пространственного спектра отражателя в пределах эффективной области интегрирования и положить его равным  $S_0^-(\alpha - \alpha', \beta - \beta') \approx S_0^-(\alpha, \beta)$ .

Тогда вместо последовательного применения двойного интегрирования получаем произведение двух интегралов, каждый из которых является преобразованием Фурье и может быть вычислен с помощью процедуры БПФ:

$$K_{ак}(\omega, x, y, z) = \mathbf{Q}_\sigma(\omega, x, y, z)\mathbf{Q}_w(\omega, x, y, z) \quad (4.2.10)$$

где

$$\mathbf{Q}_\sigma(\omega, x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{изл}^-(\alpha, \beta, \omega) \mathbf{K}_\sigma(\alpha, \beta, z, \omega) \exp(i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta$$

$$\mathbf{Q}_w(\omega, x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{пр}^+(\alpha, \beta, \omega) S_0^-(\alpha, \beta, \omega) \mathbf{K}_w(\alpha, \beta, z, \omega) \exp(-i(\alpha x + \beta y)) d\alpha d\beta$$

Важным частным случаем рассматриваемой ситуации является «точечный» отражатель. «Точечным» отражателем здесь будем называть такой отражатель, размеры которого малы в масштабе изменения амплитуды и фазы падающего на него поля в поперечной плоскости  $z = const$ , в которой находится отражатель. Заметим, что при этом размеры отражателя могут не быть малыми в масштабе длины волны ультразвука. Отражающая способность такого отражателя пропорциональна площади.

В этом приближении пространственный спектр отражателя есть константа. Детальная расшифровка расчётной формулы (4.2.10) для этого случая приведена в Приложении Ж.

Для каждой из частот спектра сигнала функция  $\mathbf{Q}_\sigma(\omega, x, y, z)$  описывает дифракционные эффекты при излучении и является коэффициентом передачи по механическим напряжениям от излучателя к отражателю, а функция  $\mathbf{Q}_w(\omega, x, y, z)$  описывает аналогичные эффекты в режиме приёма

эхо-сигнала и является коэффициентом передачи от отражателя на выход ПЭП по смещениям. Эти функции не совпадают, однако как пространственные зависимости достаточно близки одна к другой. Вследствие этого, пространственная неоднородность, присущая одной из них, усиливается при перемножении за счёт сходной пространственной неоднородности другой функции. Следовательно, пространственная неоднородность полей эхо-сигналов более сильно выражена по сравнению с неоднородностью полей излучения, рассмотренных в предыдущем разделе.

Указанные функции эффективно вычисляются с помощью процедуры БПФ («спектральный» алгоритм) либо с помощью «свёрточного» алгоритма.

#### ***4.2.2. Анализ пространственной и временной структуры полей эхо-сигналов***

Пространственная структура поля эхо-сигналов определяется (как и для поля излучения) совокупностью следующих факторов: размерами приёмно-излучающей апертуры ПЭП, её формой, рабочей частотой и длительностью импульса (или: шириной спектра). Значительное число различных сочетаний этих параметров вынуждает искать такие соотношения между ними, при которых пространственная структура будет одинакова в координатах, нормированных соответствующим образом. В гипотетическом случае, когда используются тональные сигналы, пространственная структура поля эхо-сигналов для ПЭП одинаковой формы, но разных размеров совпадает при условии, что одинаковы отношения размеров к длине волны, а пространственные координаты нормируются следующим образом: поперечная координата – к размеру апертуры ПЭП (например, к диаметру), а продольная координата – к длине ближней зоны (формально определяемой как  $Z = S/\pi\lambda$ ). При использовании импульсных сигналов появляется дополнительное требование, чтобы одинаковой была форма импульсов и соотношение их длительности с периодом колебаний на центральной частоте спектра (или: относительная ширина спектра).

Остановимся теперь на том, какие пространственные зависимости представляют наибольший интерес. Можно указать на два вида таких зависимостей: «натуральная» зависимость  $A(\mathbf{x})$  и зависимость, нормированная таким образом, чтобы учесть влияние временной регулировки чувствительности  $A'(\mathbf{x}) = 20 \lg(A(\mathbf{x})/Q(2|\mathbf{x}|/c_l))$  дБ, где функция  $Q(t)$  описывает закон временной регулировки чувствительности (ВРЧ). В частности, эта функция может быть выбрана таким образом, чтобы нормировать амплитуду эхо-сигнала, пришедшего в момент времени  $t = 2|\mathbf{x}|/c_l$ , к максимальному значению амплитуды на глубине  $z = c_l t / 2$ :  $Q(2z/c_l) = \max(A(\mathbf{x})|_{z=const})$ . Таким образом, максимальные уровни сигнала на разных глубинах оказываются выравненными.

Зависимость первого вида („натуральная”) интересна тем, что позволяет выявить области пространства, где эхо-сигнал ослаблен и, соответственно, соотношение сигнал/помеха может стать неудовлетворительным. Кроме того, именно из этих зависимостей, можно получить функцию  $Q(t)$  - закон ВРЧ.

Зависимость второго вида (нормированная) представляет наибольший практический интерес, так как позволяет судить о параметрах ПЕП как составной части системы неразрушающего контроля, призванной обеспечить отсутствие пропуска сигналов и приемлемую точность оценки размеров дефектов, что важно в процессе отбраковки изделий. Так, например, во многих случаях предполагают, что снижение уровня сигнала более, чем на 6 дБ неприемлемо в связи с увеличением риска пропуска сигнала. Тогда область пространства, подчинённая условию  $A'(\mathbf{x}) > -6$  дБ, может быть названа «освещённой» областью или областью ультразвукового покрытия, где обнаружение дефекта на фоне шумов гарантируется с приемлемой вероятностью. Это понятие уже упоминалось в начале данного раздела. Кроме риска пропуска сигнала, неравномерность уровня сигнала приводит к ошибке измерения амплитуды эхо-сигнала и связанной с этим погрешности измерения его эквивалентного диаметра, что приводит к ошибкам при

отбраковке изделий. Вопрос об ошибках измерения эквивалентного диаметра детально исследуется в следующем разделе. Показано, что при использовании для измерения АРД-диаграмм ошибка измерения эквивалентного диаметра сравнительно малых дефектов не превышает  $\pm 10\%$ , если ошибка измерения уровня сигнала не превышает  $\pm 1.5$  дБ. Это позволяет ввести понятие зоны «равномерного ультразвукового покрытия» с помощью условия:  $A'(x) > -3$  дБ.

Изучение пространственной структуры полей эхо-сигналов проводилось в данной работе путём расчёта и графического представления пространственного распределения амплитуд в сечении плоскостью, проходящей через акустическую ось ПЭП, последующего измерения размеров характерных участков. Соответствующий графический материал по большей части вынесен в Приложение Ж. На рисунках границы освещённой зоны отмечены сплошными линиями, а границы зоны равномерного покрытия – пунктиром.

ПЭП с круглой апертурой. Рассмотрим вначале круглые ПЭП для гипотетического случая тонального сигнала. Характер неравномерности поля эхо-сигналов внутри ближней зоны усложняется с ростом волнового размера. В картине поля всегда присутствует центральный минимум, предшествующий последнему интерференционному максимуму. Кроме него, с ростом волнового размера апертуры ПЭП появляются боковые интерференционные минимумы: их число растёт с ростом волнового размера. Характерной (и хорошо известной) особенностью пространственной структуры поля в ближней зоне является сужение зоны освещённости. Оно наблюдается на расстоянии приблизительно 0.8 от длины ближней зоны. Его ширина в долях диаметра ПЭП постепенно уменьшается с ростом волнового размера ПЭП (см. Таблицу 4.1). При этом значение ширины, выраженное в длинах волн, возрастает. Это означает, что увеличение диаметра ПЭП при неизменной частоте (для данного материала) приводит к росту ширины

областей «освещённости» и равномерного покрытия (в местах их сужения), выраженной в мм, но этот рост не пропорционален увеличению диаметра.

Таблица 4.1.

Отношение диаметра к длине волны	3	5	7	10	15	20
Ширина «освещённой» зоны в месте сужения (в долях диаметра)	0.4	0.3	0.28	0.25	0.24	0.23
В длинах волн	1.2	1.5	2	2.5	3.6	4.6
Ширина зоны равномерного покрытия в месте сужения (в долях диаметра)	0.25	0.2	0.17	0.16	0.16	0.16
В длинах волн	0.75	1	1.2	1.6	2.4	3.2

При использовании ПЕП в составе акустической системы для автоматического контроля наличие сужения указанных областей вынуждает располагать датчики в несколько рядов так, чтобы границы зон в самом узком месте соприкасались, для того чтобы обеспечить отсутствие пропусков. Данные, подобные тем, которые приведены в таблице 4.1, позволяют рассчитать количество и схему расположения датчиков.

Расширение спектра сигнала при уменьшении длительности импульсов приводит, как известно, к сглаживанию интерференционных эффектов. Распределения амплитуды, нормированной к максимальному значению, в вертикальном осевом сечении плоскостью  $XZ$  для эхо-сигналов различной длительности (от 15 периодов несущей частоты до 2 периодов) приведены в Приложении Ж. Как и в случае распределения амплитуды излучённых сигналов, сглаживание, прежде всего, затрагивает участки, ближние к поверхности ввода ультразвука. Чем короче импульс, тем на более удалённые участки распространяется эффект сглаживания. Это объясняется тем, что интерференция импульсных сигналов тем заметнее, чем больше длительность сигнала по сравнению с разностью задержек (сигналы, задержанные на интервал, больший длительности импульса, вообще не накладываются). Но, как при излучении, так и на приёме разность хода (и

разность задержек) в центральной зоне для отдельных элементов преобразователя уменьшается при удалении от поверхности ввода.

Наиболее сильны интерференционные эффекты на оси ПЭП. При уменьшении длительности импульса глубина последнего (наиболее существенного) интерференционного минимума уменьшается (см. Приложение Ж). В то же время, кривая, отображающая изменение с глубиной максимальной для данного горизонта амплитуды, изменяется весьма незначительно. Это говорит о том, что закон ВРЧ может быть принят одинаковым в широком диапазоне длительностей эхо-сигналов.

Рассмотрим влияние длительности импульса на пространственные распределения амплитуды, изменённой в соответствии с действием ВРЧ. Картины распределения амплитуды для достаточно длинных импульсов (от 15 до 7 периодов) демонстрируют значительное качественное сходство с таким же распределением для случая тонального сигнала. Особенность, характерная для заданного отношения диаметра к длине волны ( $D/\lambda=10$ ), состоит в наличии 3-х интерференционных минимумов в пределах ближней зоны, которые образуют «дыры» в освещённой области: одну на оси ПЭП с центром на глубине приблизительно 0.5 и две симметрично сдвинутые относительно оси на глубине приблизительно 0.3. Данные о ширине областей пропуска сигнала («дыры») в области освещённости (по уровню -6 дБ), приведенные ниже в Таблице 4.2, содержат значение, соответствующее суммарной проекции указанных центральной и боковых областей пропуска на плоскость ввода ультразвука. «Дыры» в области равномерного покрытия (по уровню -3 дБ), естественно, шире, чем для области освещённости. На глубине 0.3 боковые провалы сливаются с областью тени (<-6 дБ), и, таким образом, наблюдается существенное сужение области равномерного покрытия на этой глубине. Его относительная ширина равна 0.08. Для коротких импульсов (длительностью 2 и 3 периода) картина качественно изменяется: области пропуска внутри ближней зоны исчезают; провалы в области равномерного покрытия уменьшаются или исчезают вовсе (для

импульса длительностью 2 периода глубина провалов составляет всего лишь 3.1 дБ), во всяком случае, они уже не соединяются с зоной тени. Картина для импульса длительностью 5 периодов занимает промежуточное положение.

Существенное значение для реализации надёжного контроля имеют области сужения, которые отчётливо видны на приведенных картинах пространственного распределения амплитуд. Максимальное сужение наблюдается на относительной глубине, равной 0.8.

Количественные данные о параметрах освещённой зоны и зоны равномерного покрытия для круглого ПЭП диаметром, равным 10 длинам волн, при различных длительностях эхо-сигнала приведены в Таблице 4.2.

Таблица 4.2.

Длительность импульса в периодах		Тональный сигнал	15	10	7	5	3	2
Ширина зон пропускания внутри ближней зоны	центральная	0.187	0.187	0.177	0.160	0.113	-	-
	совместная	0.42	0.354	0.35	0.34	0.25	-	-
Ширина «дыр» в зоне равномерного покрытия	в центре	0.224	0.224	0.222	0.213	0.195	0.16	-
	совместная	Соед. с зоной тени	Соед. с зоной тени	Соед. с зоной тени	Соед. с зоной тени	0.38	0.32	-
Ширина освещённой зоны в месте сужения		0.25	0.25	0.26	0.27	0.29	0.36	0.39
Ширина зоны равномерного покрытия в месте сужения		0.16	0.16	0.17	0.17	0.17	0.18	0.17

Анализ данных таблицы и картин поля (см. Приложение 7) позволяет приближённо считать, что структура поля импульсных эхо-сигналов практически мало отличается от структуры поля тонального сигнала при длительности импульса (принятой нами формы), при длительности импульса порядка 10 периодов. Это соответствует отношению пространственной протяжённости импульса к диаметру ПЭП, равному 1. Расчёты показывают, что это отношение может быть принято в качестве параметра, определяющего близость полей импульсных и тональных эхо-сигналов, а



значение, равное 1 – в качестве граничного значения, при котором пространственные структуры этих полей мало различаются.

Существенным для применения ПЭП с заданным диаметром ( $D = 10\lambda$ ) является следующее: 1) ширина зоны освещённости в области максимального сужения хотя и увеличивается при уменьшении длительности эхо-сигнала, но всё же остаётся значительно меньше диаметра апертуры преобразователя, а ширина зоны равномерного покрытия остаётся малой и составляет приблизительно 0.17 от значения диаметра; 2) вплоть до длительности импульса, равной 5 периодам, в ближней зоне имеются провалы, которые приводят к возможности пропуска сигнала от дефекта. Известно, что длительность импульса не удаётся задать произвольно. Возможность её уменьшения определяется степенью демпфирования колебательной системы ПЭП. Значение, равное 5 периодам является достаточно типичными для хорошо демпфированных ПЭП.

В связи с последним замечанием рассмотрим зависимость пространственной структуры поля эхо-сигналов для круглых ПЭП при использовании импульса длительностью в 5 периодов от величины волнового диаметра. Картины распределения (с учётом ВРЧ), приведенные в Приложении Ж, указывают на следующее. Увеличение волнового диаметра приводит к усложнению формы зон освещённости и зон равномерного покрытия. При этом возникают области уменьшения амплитуды ниже – 6 дБ в середине ближней зоны, в которых эхо-сигнал может быть не зарегистрирован (пропуск дефекта). Зона равномерного покрытия для всех рассмотренных значений волнового диаметра имеет обширный провал в середине ближней зоны: при попадании дефекта внутрь «провала» его эквивалентный размер будет оценён с повышенной ошибкой, что может привести к неправильной отбраковке. Сужение в конце ближней зоны наблюдается для всех случаев на нормированной глубине, равной 0.8. Значения сужения в зависимости от диаметра приведены в таблице 4. 3.

Таблица 4.3.

Отношение диаметра к длине волны	5	7	10	12	15	20
Ширина освещённой зоны в месте сужения	0.32	0.29	0.27	0.28	0.28	0.28
Ширина зоны равномерного покрытия в месте сужения	0.2	0.19	0.18	0.18	0.17	0.16

Сужение освещённой зоны сохраняет приблизительно одно и то же значение, равное приблизительно 0.3 от диаметра ПЭП, а сужение зоны равномерного покрытия (в отношении к диаметру) постепенно усиливается с ростом волнового диаметра, изменяясь от 20% до 16%.

Рассмотрим зависимости максимальных значений на разных горизонтах от глубины. Эти зависимости отражают процедуру ручного контроля, когда оператор перемещает датчик на плоскости в поисках дефекта до тех пор, пока не получит максимальное значение амплитуды эхо-сигнала. Соответствующие графики зависимостей приведены на рис. 4.5.

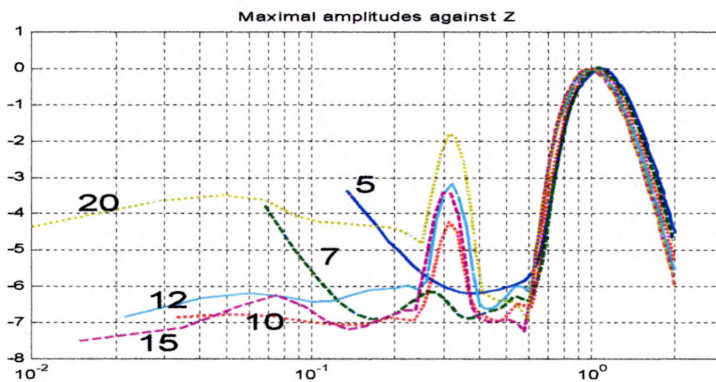


Рис. 4.5. Зависимости максимальных для данного горизонта амплитуд в дБ от нормированной к длине ближней зоны

Начиная с нормированного расстояния, равного 0.6, кривые практически накладываются, в интервале 0.4 – 0.6 отличие между ними не превышает 1 дБ, при меньших значениях отличия достигают 4 дБ. В этой области подобие зависимостей в нормированных координатах утрачивается.

Результаты расчётов для ПЭП таких же волновых размеров, но при использовании коротких импульсов (длительностью 2 периода) показывают, что при малой длительности импульса провалы в зоне освещённости

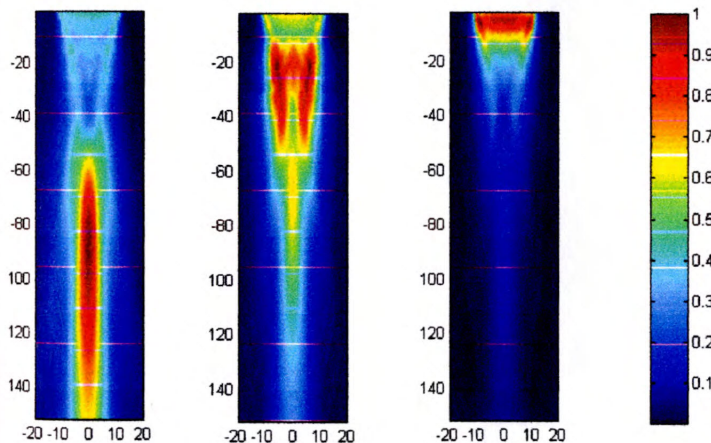
отсутствуют, но сужение зон освещённости и равномерного покрытия по-прежнему имеет место (Таблица 4.4).

Таблица 4.4.

Отношение диаметра к длине волны	5	7	10	15	20
Ширина освещённой зоны в месте сужения	0.32	0.29	0.29	0.3	0.31
Ширина зоны равномерного покрытия в месте сужения	0.19	0.18	0.16	0.15	0.09

Полученные результаты указывают на то, что применение круглых ПЭП в составе группы преобразователей при автоматизированном неразрушающем контроле для создания непрерывной освещённой зоны в силу указанных особенностей пространственной структуры полей эхо-сигналов является неэффективным. Это диктует необходимость исследования других форм апертуры преобразователя.

ПЭП с апертурой некруглой формы. Рассмотрим апертуры

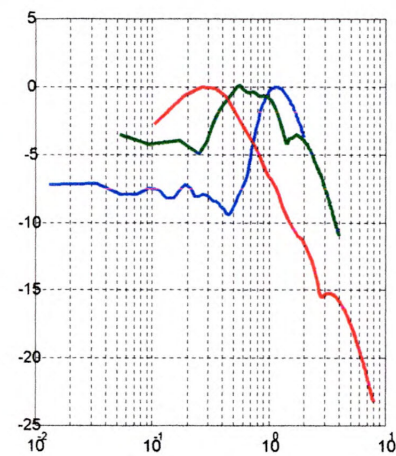


Фиг. 4.6. Распределение амплитуд эхо-сигналов для прямоугольных пластин 24×24 мм, 24×12 мм и 24×6 мм на частоте 2.5 МГц (длительность 5 периодов). Размеры по осям в мм.

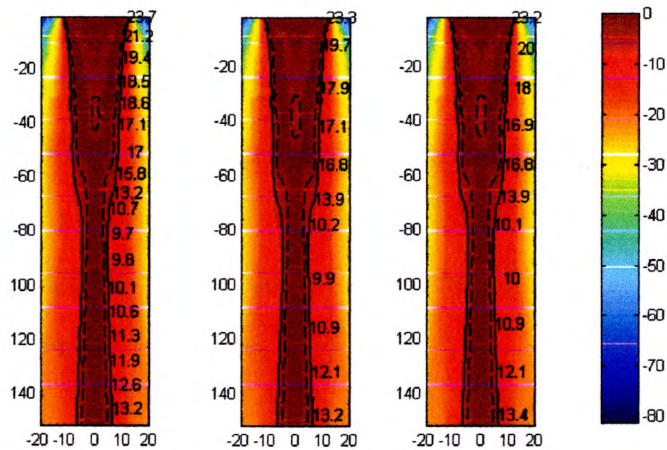
прямоугольной формы, которые широко применяются в силу своей технологичности. Представляет интерес изменение структуры поля при изменении соотношения сторон. Здесь возможны два варианта: 1) когда при изменении соотношения

сторон длина одной из них сохраняется (при этом изменяется площадь), 2) когда площадь остаётся фиксированной. Рассмотрим вначале первый вариант, представляющий большой интерес при компоновке ПЭП в единую систему для автоматического контроля. На рис. 4.6 и рис. 4.7 показаны структуры полей трёх прямоугольных пластин на частоте 2.5 МГц при длительности импульса 5 периодов размерами 24×24 мм, 24×12 мм и 24×6 мм.

Следует отметить перераспределение амплитуды эхо-сигналов между различными участками плоскости продольного сечения. Если в поле эхо-сигналов квадратного преобразователя максимум амплитуды расположен на центральной оси и существенно удалён от поверхности ПЭП, то для прямоугольных ПЭП зона максимальных амплитуд приближается к поверхности ввода, а максимумы смещаются с центральной оси влево и вправо. Кроме того, на центральной оси можно отметить наличие слабых максимумов, которые нарушают монотонный характер спада амплитуды за пределами ближней зоны (если определять её размер по расстоянию до последнего наибольшего максимума). Осевое распределение максимальных амплитуд в дБ показано на фиг. 4. 8 (на горизонтальной оси отложено расстояние, нормированное к длине ближней зоны, вычисленной через площадь пластины).



Фиг. 4.7. Распределение амплитуд по оси прямоугольных ПЭП 24×24 мм, 24×12 мм и 24×6 мм на частоте 2.5 МГц.



Фиг. 4.8. Распределение амплитуд эхо-сигналов для прямоугольных пластин 24×24 мм, 24×12 мм и 24×6 мм на частоте 2.5 МГц (длительность 5 периодов) с учётом ВРЧ. Размеры по осям в мм.

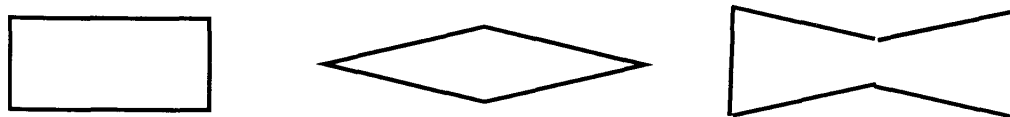
Интересно отметить, что при введении ВРЧ по закону, соответствующему кривым на рис. 4.7, пространственные распределения нормированных (за счёт ВРЧ) амплитуд эхо-сигналов мало отличаются друг от друга (см. рис. 4.8). Отметим также, что ширина зоны освещённости в месте сужения составляет примерно половину большей стороны прямоугольника (это больше, чем для ПЭП с круглой апертурой

соответствующего волнового размера). Кроме того, характерный провал в центральной части ближней зоны отсутствует. Таким образом, применение прямоугольных апертур оказывается предпочтительным, тем более, что возможность уменьшения одной из сторон прямоугольной апертуры без изменения формы зоны «освещённости» позволяет сделать акустическую систему в целом более компактной.

Рассмотрение второго варианта представляет интерес с точки зрения ответа на вопрос, при каком соотношении сторон прямоугольной апертуры можно определять длину ближней зоны по площади пластины. Графики, приведенные в Приложении 7, показывают, что погрешности незначительны при соотношении сторон от 1:1 до 1:0.8. При увеличении диспропорции размеров максимум смещается влево и для соотношения сторон 1:0.2 его положение определяется меньшей стороной прямоугольника.

Хотя прямоугольные ПЭП обладают, как отмечено выше, преимуществами по сравнению с ПЭП с круглой апертурой, сужение зоны освещённости всё же остаётся значительным.

Рассмотрим, как будет изменяться структура зон «освещённости», при некоторых вариациях формы апертуры. В частности, при сужении или расширении пластины на краях. С этой целью были рассмотрены апертуры в форме ромба и в форме «бабочки» (см. рис. 4.9).



Фиг. 4.9. Формы апертур: прямоугольник, ромб, «бабочка».

Картины пространственного распределения амплитуды, приведенные в Приложении 7, указывают на следующие тенденции изменения формы освещённой зоны при изменении формы апертуры. Сужение в сторону краёв (ромб) подобно уменьшению эквивалентного размера ПЭП в том отношении, что существенно сокращается длина ближней зоны. Затем формируется

узкая, медленно расширяющаяся освещённая зона. Расширение на краях («бабочка») как бы разбивает источник на два рядом лежащих источника, и структура поля определяется интерференцией парциальных полей. При этом зона «освещённости» вначале оказывается расширенной (но с провалом в середине), затем в области, где парциальные поля существенно накладываются, формируется интерференционный максимум на оси ПЭП, а зона «освещённости» сужается.

Таким образом, одна лишь вариация формы одноэлементного ПЭП, не позволяет добиться расширения зоны «освещённости», уменьшения её сужения и уменьшения глубины провалов в средней части ближней зоны. В связи с этим рассмотрим структуру полей многоэлементных ПЭП.

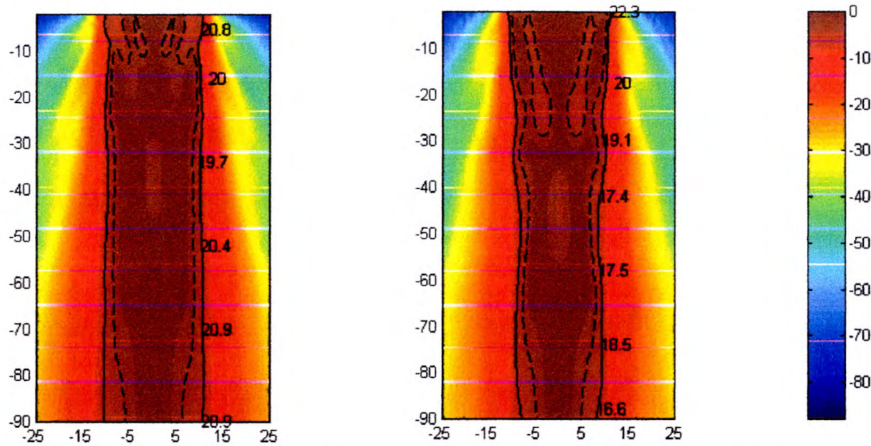
#### Многоэлементные фокусирующие и дефокусирующие ПЭП.

Совершенно очевидно, что использование многоэлементных ПЭП неизбежно сопряжено с усложнением электронного тракта дефектоскопа, так как оно эффективно лишь при условии отдельного управления элементами. При этом разбиение ПЭП на элементы может оказаться не более целесообразным с точки зрения функционирования системы в целом, чем добавление дополнительных ПЭП. Выбор того или иного технического решения зависит, разумеется, от условий конкретной задачи и здесь не может обсуждаться. Однако, предвидя возможные коллизии, следует рассматривать прежде всего такие конфигурации ПЭП, которые влекут как можно меньшие усложнения в электронном тракте устройства. Во-первых, мы ограничимся ПЭП с малым числом элементов. Во-вторых, проведём расчёты для случая, когда элементы возбуждаются синфазно (следовательно, от одного мощного генератора), а в режиме приёма возможен подбор амплитудной чувствительности и задержки для каждого из элементов в отдельности. Предполагается, что для этой цели можно будет использовать пассивные аналоговые цепи, так чтобы главная часть приёмного тракта оказалась общей для всех элементов.

Многоэлементные фокусирующие преобразователи широко используются в ультразвуковой технике медицинского назначения [15], где

волны излучаются в среду, обладающую свойствами жидкости. Тот же самый принцип, заключающийся в подборе фаз и амплитуд, соответствующих амплитудам сходящейся волны на апертуре многоэлементного преобразователя, применяется и в случае фокусирования продольной волны в твёрдом теле. Ниже мы рассмотрим, насколько ухудшаются полевые параметры фокусирующего ПЭП, если подбор амплитуд и фаз осуществлять лишь в режиме приёма. Пример расчёта пространственного распределения амплитуд для 9-элементного фокусирующего ПЭП, приведенный в Приложении Ж, показывает, что отказ от амплитудно-фазового распределения чувствительности в режиме излучения приводит к расширению зоны «освещённости» вблизи фокальной области (на 22%-29%).

Возвратимся к вопросу о формировании достаточно широкой и равномерной зоны «освещённости». ПЭП, характеризующиеся зонами освещённости такого вида, были бы удобны для компоновки в акустические системы, осуществляющие равномерное ультразвуковое покрытие зоны контроля. При анализе одноэлементных ПЭП (круглой или прямоугольной формы) отмечалось, что при равномерном распределении чувствительности по апертуре ПЭП образуется интерференционный максимум и сужение зоны «освещённости» вблизи него – своеобразная фокусировка. Следовательно, чтобы уменьшить сужение (убрать «фокусировку»), следует попытаться сформировать волну с расходящимся фронтом. Соответствующее распределение можно назвать дефокусирующим. На рис. 4.10 показаны зоны «освещённости» для 3-х и 5-элементных ПЭП. Размеры элементов:  $6 \times 10 + 14 \times 10 + 6 \times 10$  мм и  $4 \times 10 + 5 \times 10 + 8 \times 10 + 5 \times 10 + 4 \times 10$  мм. Амплитудные коэффициенты и задержки вводились только лишь в режиме приёма. Для 3-элементной антенны амплитудные множители:  $0.75 - 1 - 0.75$  и задержки в долях периода:  $0.15 - 0 - 0.15$ . Для 5-элементной антенны амплитудные множители:  $0.5 - 0.75 - 1 - 0.75 - 0.5$  и задержки в долях периода:  $0.3 - 0.15 - 0 - 0.15 - 0.3$ .



Фиг. 4. 10. Зоны «освещённости» для дефокусирующих ПЭП (из 5 элементов – слева, из 3 элементов – справа). Частота 2.5 МГц. Размеры прямоугольной апертуры: 26×10 мм. Длительность импульса 5 периодов.

Видно, что пятиэлементный датчик создаёт зону «освещённости» практически постоянной ширины, которая составляет 80% от ширины ПЭП, а зона освещённости 3-элементной ПЭП в самом узком месте составляет 65% от ширины ПЭП, что следует расценивать как существенное улучшение (по сравнению с 30% - для одноэлементных ПЭП).

Как упоминалось в обзоре научной литературы (Раздел 1), во многих работах, где рассматривалось излучение упругих волн в твёрдую упругую среду, внимание исследователей было сосредоточено на изучении временной структуры излучаемых сигналов. С наибольшей полнотой это исследование проведено в работах Диело, Бабу и Кажиса [23,24,25]. Было показано, что интерференционные явления при излучении приводят к тому, что короткие сигналы, излучаемые круглыми ПЭП и наблюдаемые в ближней зоне, распадаются на фракции, которые для достаточно коротких импульсов можно наблюдать отдельно.

В ходе работы по изучению пространственной структуры на промежуточном этапе расчётов мы вычисляем эхо-сигналы как функции времени. Это даёт возможность проверить, будут ли подобные эффекты сохраняться также и для эхо-сигналов. Кроме того, можно рассмотреть, как



влияет на них форма апертуры. Приведенные в Приложении Ж примеры расчётов показывают, что упомянутые эффекты имеют место не только для прямых сигналов, но также и в режиме эхо-локации. При этом с ростом степени асимметрии апертуры ПЭП эффекты распада сигнала на фракции (как пример дифракционных искажений) сглаживаются.

**Выводы к разделу.** 1) Эффект преобразования продольной волны в поперечную заметно влияет на амплитуду донного сигнала лишь при условии, что число отражений велико (более 5 – 7) и что при этом пройденный путь принадлежит ближней зоне.

2) Вид зависимости амплитуды донного отражения от расстояния зависит от формы апертуры. Эта зависимость незначительна, если соотношение сторон прямоугольной апертуры не более 1:0.8.

3) Введенные понятия «освещённой» зоны и зоны «равномерного покрытия» являются важными техническими характеристиками ультразвуковых преобразователей, позволяющими судить о целесообразности и эффективности их применения в системах автоматического неразрушающего контроля.

4) Форма зон «освещённости» и «равномерного покрытия», наличие и величина сужений и зон пропуска в них зависят от формы и волновых размеров апертуры и от длительности импульсов. Наименее благоприятной является форма круга, а наилучшие результаты удаётся достигнуть за счёт применения ПЭП, составленных из нескольких элементов.

5) Предложенные в работе «антифокусирующие» ПЭП из небольшого числа элементов (3 – 5) позволяют расширить «освещённую» зону и уменьшить степень неравномерности поля внутри неё.

## РАЗДЕЛ 5. УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ СРЕДСТВ АКУСТИЧЕСКОГО НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ МЕТАЛЛОКОНСТРУКЦИЙ

Материалы этого раздела частично опубликованы в [105,109,112,113,114,117,118].

### **5.1. Теоретические и экспериментальные исследования точности определения эквивалентного диаметра дефекта прямыми ПЭП на основе АРД-диаграмм**

Обнаружение дефектов представляет собой только первый шаг неразрушающего контроля. Второй состоит в принятии решения о степени пригодности изделия содержащего дефект. Так как определение реального размера и формы дефекта далеко не всегда достижимо, то для принятия решения при отбраковке изделий используют отражательную способность дефектов и связанное с нею понятие эквивалентного диаметра дефекта как диаметра плоскодонного отражателя (пустотелого полуцилиндра с плоским дном), который создаёт эхо-сигнал той же амплитуды, что и реальный дефект.

Так как амплитуда эхо-сигнала от плоскодонного отражателя зависит не только от его диаметра, но также и от расстояния до отражателя, от частоты, от скорости распространения и поглощения волн в среде, то все эти величины должны быть измерены независимо и учтены при определении эквивалентного диаметра. Измерение указанных величин, как и измерение амплитуды эхо-сигнала, сопряжено с погрешностями. В связи с этим возникает практически важный вопрос, какие ограничения следует наложить на погрешности измерения исходных величин, чтобы погрешность измерения диаметра не выходила из заданных пределов? Данный раздел содержит теоретические и экспериментальные исследования сформулированной выше задачи.

#### ***5.1.1. Оценка погрешностей определения эквивалентного диаметра дефекта на основе исследования дифференциальных свойств АРД-поверхности***

Рассмотрим более детально процедуру измерения.

В основе измерения лежит стандартизованная функция двух переменных (расстояния до дефекта и его эквивалентного диаметра), называемая АРД

(амплитуда-расстояние-диаметр). В целях унификации аргументы функции нормированы: расстояние нормируется к расчётному значению длины ближней зоны ( $r_0 = S/(\pi\lambda)$ ), а эквивалентный диаметр  $d$  – к диаметру пьезопластины  $D$  (или к эквивалентному диаметру, если форма – не круг). Таким образом, аргументами являются  $x = \lg(r/r_0)$  и  $g = d/D$ . Значениями функции являются выраженные в децибелах амплитуды эхо-сигналов, соответствующих нормированному расстоянию и нормированному диаметру отражателя  $A = A(x, g)$  при условии нулевого затухания.

Рассмотрим, как вычисляется по исходным данным эквивалентный диаметр дефекта. Предположим для удобства рассуждений, что эквивалентный диаметр известен и равен  $d$ . Тогда, рассчитав аргументы  $x = \lg(r/r_0)$  и  $g = d/D$ , можно было бы вычислить уровень эхо-сигнала  $A$ . Эта величина отличается от измеренного значения  $A_1$  по следующим причинам: 1) АРД-диаграммы есть результат измерений, проведенных с помощью эхолокатора (дефектоскопа), у которого сквозной коэффициент передачи электроакустического тракта равен (по соглашению) 1 (или 0 дБ), а такой же коэффициент используемого прибора равен  $K$  дБ; 2) материал детали обладает ненулевым затуханием.

Следовательно, для того, чтобы сравнивать  $A_1$  с АРД-диаграммами, следует измеренное значение скорректировать следующим образом:

$$A = A_1 - K + 2\alpha_2 r 20 \lg(e)$$

Для того, чтобы найти  $K$ , проводят измерения на образце с плоским дном толщиной  $H$  и получают значение амплитуды донного сигнала  $A_b$ . Вычисляют  $x_H = \lg(H/r_{01})$  (где  $r_{01}$  - длина ближней зоны в калибровочном образце) и по кривой из набора АРД-диаграмм, соответствующей донному сигналу, находят значение  $A_b$ .

По указанным выше причинам  $A_b$  и  $A_{b1}$  не совпадают:  $A_{b1} = A_b + K - 2\alpha_1 H 20 \lg(e)$ .

Следовательно, измеренный эхо-сигнал должен быть скорректирован таким образом:

$$A = A_1 - (A_{b1} - A_b) + 2(\alpha_2 r - \alpha_1 H) 20 \lg(e) \quad (5.1.1)$$

По приведенной амплитуде  $A$  и рассчитанному обобщённому расстоянию  $x = \lg(4cr/D^2 f)$  находят с помощью АРД-диаграмм эквивалентный диаметр дефекта. При этом в явной или неявной форме используется зависимость, «обратная» функции АРД-диаграмм:  $g(A, x)$ , так что  $d = Dg(A, x)$ .

Остановимся на способах задания зависимостей  $A(g, x)$  и  $g(A, x)$ . Как правило, зависимость  $A(g, x)$  задана в виде набора графиков, параметром которых является аргумент  $g$ , принимающий значения из дискретного набора в интервале от 0.05 до 1. С ростом обобщённого расстояния  $x$  графики асимптотически переходят в прямые линии, которые соответствуют закону обратных квадратов для амплитуд эхо-сигналов в дальней зоне в среде без потерь. Граница дальней зоны весьма условна. С достаточной для практики точностью можно принять в качестве граничного значение  $x = 1$  ( $r/r_0 = 10$ ). В области  $x > 1$  (и в указанном диапазоне аргумента  $g$ ) справедливы энергетические соображения, в соответствии с которыми амплитуда эхо-сигнала пропорциональна площади отражателя (или квадрату диаметра). Из этого следует, что в координатах  $(u, x)$ , где  $u = 40 \lg(g)$ , поверхность  $A(u, x)$  в указанных пределах представляет собою плоскость и определяется формулой:

$$A(u, x) = B + u - 40(x - 1) \quad (5.1.2)$$

Константа  $B$  выбирается так, чтобы согласовать эту плоскость со значениями АРД-диаграмм при  $x = 1$ . Соответственно, «обратная» зависимость определяется простыми соотношениями:

$$u = A + 40(x - 1) - B, \quad g = 10^{u/40} \quad (5.1.3)$$

АРД-диаграмма донного сигнала в рассматриваемой области представляет собой прямую линию вида:  $A_b(x) = B_b - 20(x - 1)$ .

При уменьшении  $x$  (в области  $x < 1$ ) линейность связи приведенной амплитуды с аргументами  $u, x$  утрачивается, однако зависимость  $A(u)$  при любом  $x = const$  остаётся монотонной, лишь постепенно отклоняясь от линейной. Это позволяет подобрать для каждого значения  $x = const$  полином  $P_1(u)$ , достаточно

точно описывающий зависимость  $A(u)$ , и другой полином  $P_2(A)$ , описывающий «обратную» зависимость  $u(A)$ . Таким образом, АРД-диаграммы  $A(u, x)$  и «обратные» АРД-диаграммы  $u(A, x)$  предлагается описать таблицами полиномиальных коэффициентов на некотором дискретном наборе значений обобщённого расстояния  $x$ . Такое представление «обратных» АРД-диаграмм оказалось удобным для вычисления погрешности измерения эквивалентного диаметра отражателя.

Остановимся на факторах, обуславливающих эту погрешность. Исходные величины, необходимые для расчёта эквивалентного диаметра отражателя, сами определяются измерением. В современных дефектоскопах расстояния  $r, H$  и скорости  $c, c_1$  могут быть измерены с весьма малой относительной погрешностью и поэтому не являются определяющими при формировании погрешности измерения эквивалентного диаметра. В дальнейшем в интересах краткости изложения будем предполагать эти величины точно известными. Значительно более существенными и трудно устранимыми являются ошибки при измерении амплитуд эхо-сигналов  $A_1$  и  $A_{b1}$ , вызванные разбросом условий контакта, а также конструктивным несовершенством ПЭП. Существенную роль играет неточность определения коэффициентов поглощения. Она приводит к тем большим ошибкам, чем больше расстояние до дефекта. Наконец, неточность определения рабочей частоты приводит к неверному вычислению нормированного расстояния  $i$ , вследствие этого, к ошибке в определении эквивалентного диаметра. Ошибки при вычислениях (например, ошибки интерполяции) здесь не рассматриваются, так как они могут быть низведены до приемлемо малых значений.

Переходя к количественным соотношениям, будем предполагать, что ошибки не слишком велики, так что в приводимых ниже выражениях дифференциалы можно заменить конечными приращениями. Учитывая приведенные выше формулы для обобщённых переменных  $x$  и  $u$ , нетрудно установить, что относительная погрешность вычисления эквивалентного диаметра отражателя:

$$\frac{\delta d}{d} = 0.0576 \delta u = 0.0576 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \delta x + \frac{\partial u}{\partial A} \delta A \right) \quad (5.1.4)$$

Учитывая формулу для обобщённого расстояния, получаем:  $\delta x = -\delta f / f$ . Из формулы (5.1.1) для приведенной амплитуды следует:

$$\delta A = \delta A_1 - \delta A_{b1} + \frac{\partial A_b}{\partial x} \frac{\delta f}{f} + (r\delta\alpha - H\delta\alpha_1)40 \lg(e)$$

После подстановки в (5.1.4), получаем:

$$\frac{\delta d}{d} = 0.0576 \left( - \left( \frac{\partial u}{\partial A} \frac{\partial A_b}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) \frac{\delta f}{f} + \frac{\partial u}{\partial A} \delta A' \right) \quad (5.1.5)$$

Здесь величина

$$\delta A' = \delta A_1 - \delta A_{b1} + (r\delta\alpha - H\delta\alpha_1)40 \lg(e) \quad (5.1.6)$$

определяет собой погрешность измерения приведенной амплитуды, вызванную ошибками при непосредственном измерении амплитуд эхо-сигналов и при измерении поглощения звука в материалах детали и контрольного образца. В состав  $\delta A'$  можно ввести также погрешность, возникающую вследствие того, что в ближней зоне кривые АРД проходят по-разному в зависимости от формы и длительности импульсного сигнала [1].

Формула (5.1.5) определяет относительную погрешность как случайную величину, линейно зависящую от других случайных величин, являющихся результатами непосредственных измерений. Если предположить, что оценка значения рабочей частоты является несмещённой, то эффективную относительную погрешность измерения эквивалентного диаметра следует определять по формуле:

$$\frac{\delta d}{d} = 0.0576 \sqrt{\left( \frac{\partial u}{\partial A} \frac{\partial A_b}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \frac{\langle \delta f^2 \rangle}{f^2} + \left( \frac{\partial u}{\partial A} \right)^2 \langle \delta A'^2 \rangle} \quad (5.1.7)$$

(Треугольные скобки означают статистическое усреднение).

Величина среднеквадратичного отклонения приведенной амплитуды  $\langle \delta A'^2 \rangle$  зависит от методики проведения измерений. В общем случае, когда для калибровки используется специальный образец, материал которого не совпадает с материалом детали

$$\begin{aligned} \langle \delta A'^2 \rangle = & (\langle \delta A_1 \rangle - \langle \delta A_{b1} \rangle + (r \langle \delta \alpha \rangle - H \langle \delta \alpha_1 \rangle)(40 \lg(e)))^2 + \\ & + \sigma_{A1}^2 + \sigma_{Ab1}^2 + (r^2 \sigma_\alpha^2 + H^2 \sigma_{\alpha 1}^2)(40 \lg(e))^2 \end{aligned} \quad (5.1.8)$$

Здесь через  $\sigma^2$  обозначена дисперсия соответствующей величины. Смещения оценок амплитуд эхо-сигналов при измерении и при калибровке  $\langle \delta A_1 \rangle, \langle \delta A_{b1} \rangle$  обусловлены, в частности, состоянием поверхностей контакта. Если возможно произвести калибровку по донному сигналу на самой детали, то погрешность может быть снижена, так как на одной и той же поверхности контакта разность  $\langle \delta A_1 \rangle - \langle \delta A_{b1} \rangle$  может быть значительно снижена. Влияние погрешности измерения коэффициента поглощения также уменьшается:

$$\langle \delta A'^2 \rangle = (\langle \delta A_1 \rangle - \langle \delta A_{b1} \rangle)^2 + \sigma_{A1}^2 + \sigma_{Ab1}^2 + \langle \delta \alpha^2 \rangle (r - H)^2 (40 \lg(e))^2 \quad (5.1.9)$$

Таким образом, методику калибровки по донному сигналу на самой детали (если она возможна) следует признать предпочтительной.

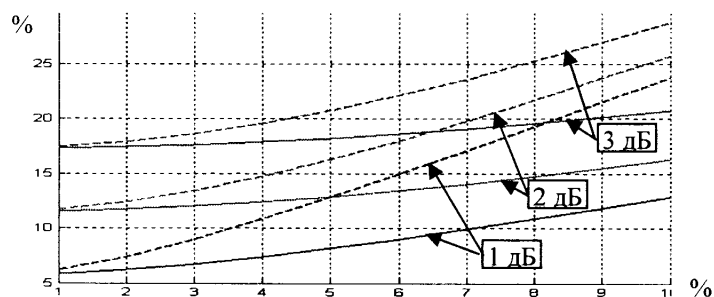


Рис. 5.1. Относительная погрешность измерения эквивалентного диаметра при условии, что дефект находится в дальней зоне, а калибровка — либо в дальней (сплошные линии), либо в ближней зоне (пунктир).

Формула (5.1.7) может быть, если дефект находится в дальней зоне. Если расстояния при калибровке и при измерении относятся к дальней зоне, то  $\partial u / \partial A = 1$ ,  $\partial u / \partial x = 40$ ,  $\partial A_b / \partial x = -20$ . Тогда:

$$\frac{\delta d}{d} = 0.0576 \sqrt{400 \frac{\langle \delta f^2 \rangle}{f^2} + \langle \delta A'^2 \rangle} \quad (5.1.10)$$

Если расстояние при калибровке соответствует ближней зоне ( $x_H < 0, r > R$ ), то можно приближённо принять  $\partial A_b / \partial x = 0$ . В этом случае:

$$\frac{\delta d}{d} \approx 0.0576 \sqrt{1600 \frac{\langle \delta f^2 \rangle}{f^2} + \langle \delta A'^2 \rangle} \quad (5.1.11)$$

Погрешности, рассчитанные по формулам (5.1.10 – 11), приведены на рис. 5.1, где по оси абсцисс отложено значение ошибки определения частоты в %, а ошибка измерения приведенной амплитуды (от 1 до 3 дБ) указана в поле рисунка. Эти расчёты указывают на важность точного задания частоты и приводят к выводу, что при аппаратной реализации алгоритма измерения эквивалентного диаметра следует измерять рабочую частоту конкретного образца ПЭП, не удовлетворяясь номинальным значением, которое может отличаться от истинного значения в пределах технологического допуска. Они также показывают, что калибровка в дальней зоне является предпочтительной.

В случае, когда дефект находится в ближней или промежуточной зоне, значения производных, входящих в формулу (5.1.9) и характеризующих дифференциальные свойства АРД-поверхности, должны быть определены точно. В соответствии с принятым способом задания функции частная производная  $\partial u/\partial A$  вычислялась как производная от полинома, а частные производные  $\partial u/\partial x$  и  $\partial A_b/\partial x$  находились как конечно-разностные производные.

Рассмотрим несколько характерных вариантов расчёта, позволяющих оценить влияние различных факторов. Предположим, что рабочая частота определена точно. Тогда, как следует из формулы (5.1.7), относительная погрешность пропорциональна производной  $\partial u/\partial A$ , среднеквадратичной погрешности измерения приведенной амплитуды и не зависит от расстояния до дна при калибровке.

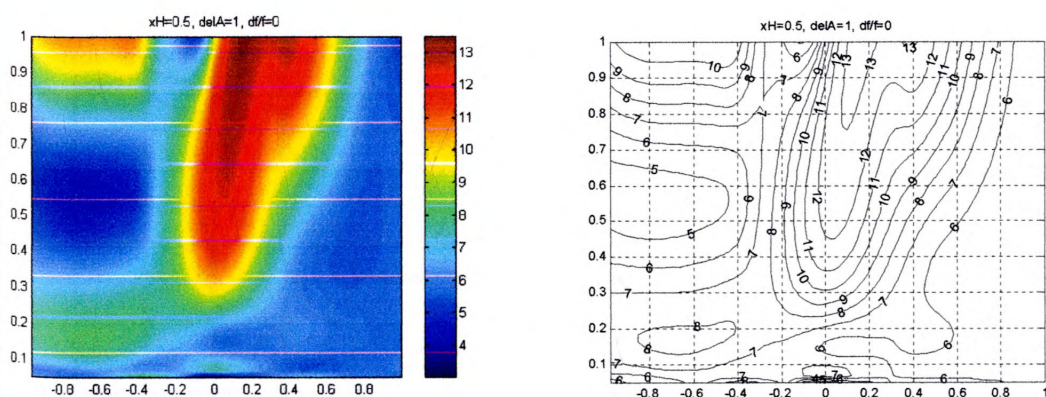


Рис.5.2. Распределение погрешности при неточном определении лишь приведенной амплитуды (с ошибкой 1 дБ).



Распределение погрешности на плоскости аргументов  $g = d/D$  и  $x = \lg(r/r_0)$ , которые соответствуют общепринятым масштабам при изображении АРД-диаграмм, показано на рис. 5.2 для  $\sqrt{\langle \delta A'^2 \rangle} = 1$  дБ. Как видно из рис. 5.2, наибольшая погрешность возникает при измерении относительно больших диаметров ( $d/D > 0.3$ ), если дефект находится в промежуточной зоне.

Рассмотрим гипотетический альтернативный случай, когда  $\langle \delta A'^2 \rangle = 0$  и погрешность обусловлена лишь неточностью задания рабочей частоты.

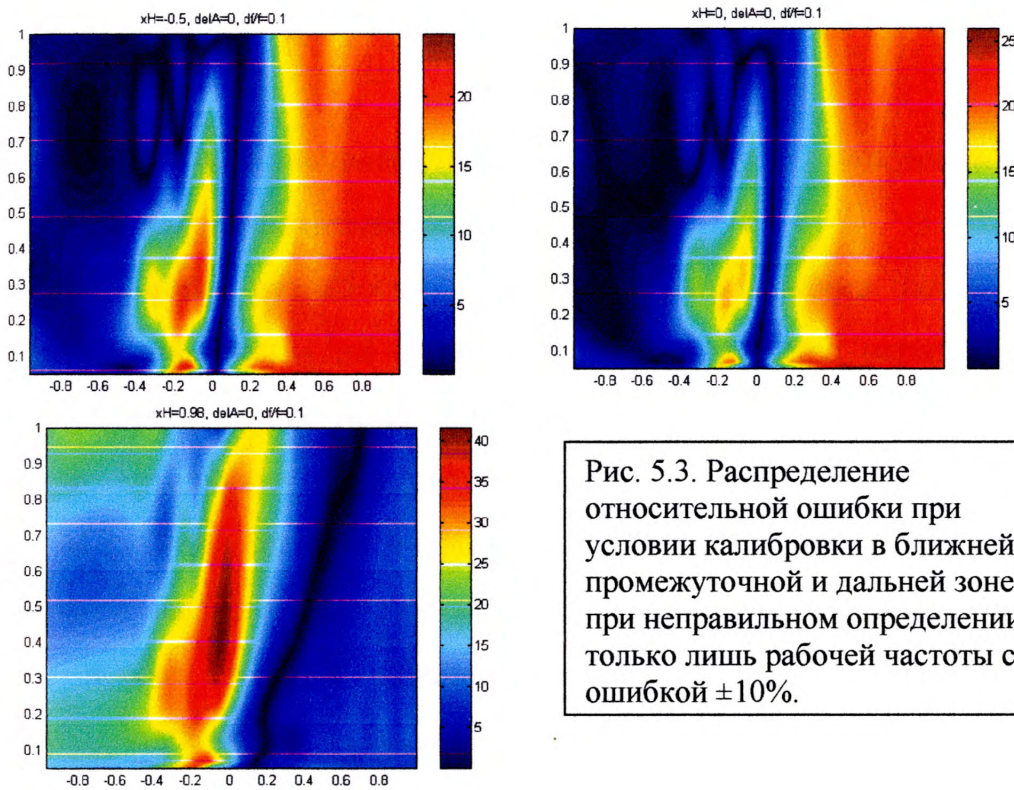


Рис. 5.3. Распределение относительной ошибки при условии калибровки в ближней, промежуточной и дальней зоне при неправильном определении только лишь рабочей частоты с ошибкой  $\pm 10\%$ .

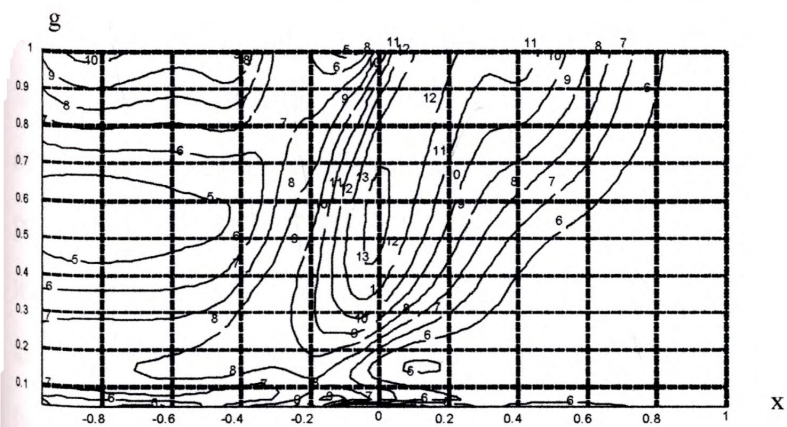


Рис. 5.4. Распределение относительной погрешности при  $x_H = 0.5$  при неточном определении частоты и приведенной амплитуды.

Через  $\partial A_b / \partial x|_{x=x_H}$  погрешность зависит от расстояния до дна при калибровке. Распределения относительной погрешности при  $x_H = -0.5$  (ближняя зона),  $x_H = 0$  и  $x_H = 1$  (граница дальней зоны)

приведены на рис 5.3. для относительной погрешности задания рабочей частоты, равной 10%. Наибольшие значения относительной погрешности наблюдаются при измерении средних и малых относительных диаметров в промежуточной зоне.

Приведенные результаты расчётов вновь подтверждают важность уточнения рабочей частоты при измерении эквивалентного диаметра дефекта.

На практике мы наблюдаем совместное влияние всех факторов на точность измерения. На рис. 5.4 приведен пример распределения относительной погрешности для случая, когда  $\langle \delta A'^2 \rangle = 1$  дБ и неточность определения рабочей частоты составляет 5%.

### ***5.1.2. Экспериментальное исследование погрешностей измерения эквивалентного диаметра дефекта.***

В процессе разработки средств для определения эквивалентного диаметра дефекта и внедрения их в действующие устройства неразрушающего контроля, кроме теоретических исследований, изложенных выше, были проведены также экспериментальные исследования. Они производились на стандартных образцах типа МД. Эти образцы представляют собой цилиндры из нержавеющей стали различной высоты. Верхнее основание цилиндра предназначено для установки ПЭП, а со стороны нижнего основания вдоль оси цилиндра высверлен плоскодонный отражатель, доньшко которого находится на расстоянии 15 мм от нижнего основания. Набор образцов содержит плоскодонные отражатели диаметром от 1 до 3.2 мм, расстояние до которых от верхнего основания принимает значения из диапазона от 10 до 180 мм. В нашем эксперименте использовались образцы с отражателями диаметром 1.2 мм, 1.6 мм и 3.2 мм, расположенные на расстояниях 15, 25, 30, 70, 90 и 180 мм. Для экспериментов были выбраны серийно изготавливаемые прямые ПЭП типа 1.25K20, 2.5K12, 2.5K20, 5K12 по 10 штук каждого вида (первое число в маркировке ПЭП означает номинальное значение рабочей частоты с допуском  $\pm 10\%$ , а последнее – диаметр пьезопластины в мм). Перебору диаметров отражателей пьезопластин, расстояний до отражателей и рабочих частот (следовательно, длин волн) соответствует некоторое число точек на

плоскости аргументов  $x.g$  АРД-диаграмм. Часть этих точек попадает в ближнюю зону ПЭП, часть – в дальнюю. Таким образом, параметры эксперимента достаточно представительны для того, чтобы можно было делать выводы о значениях погрешностей при измерении эквивалентного диаметра дефекта с помощью разрабатываемого алгоритма.

Методика проведения эксперимента состояла в следующем.

1. Для генерирования импульсного сигнала, для усиления принятого эхо-сигнала и измерения его амплитуды (в дБ) использовался серийный дефектоскоп УДЗ-71. Контрольные сопоставительные измерения производились также с помощью дефектоскопов УД2-70 и USN фирмы «Панаметрикс». Длительность импульса при измерениях в зависимости от частоты ПЭП колебалась в пределах 4-5 периодов номинальной частоты.

2. Особое внимание уделялось линейности приёмно-усилительного тракта. Для экземпляра прибора УДЗ-71, использовавшегося при измерениях, был предварительно проведен тест на линейность амплитудной характеристики, который показал, что отклонение от линейности на выходе измерителя амплитуд по отношению к входному сигналу не превышает 0.2 дБ.

3. Для каждого из 40 пьезопреобразователей была измерена его реальная рабочая частота. Измерение частоты производилось следующим образом. Преобразователь устанавливался на образец МД высотой 105 мм. Донный эхо-сигнал непосредственно с преобразователя поступал на вход цифрового осциллографа. С помощью системы стробов изображение сигнала растягивалось почти на весь экран. Выделялся квазипериод, где амплитуда сигнала была наибольшей (обычно 2-ой период). Его значение измерялось с помощью измерителя временных интервалов, входящего в состав осциллографа. Затем вычислялась частота. Точность измерения частоты при этом – не хуже 1%. При последующих измерениях использовалась измеренная частота.

4. Процедура измерения диаметра плоскодонного отражателя состояла из 3-х действий:

а) измерения амплитуды донного эхо-сигнала для калибровки электроакустического тракта;

б) измерения амплитуды эхо-сигнала от плоскодонного отражателя;

в) занесения измеренных величин в компьютер и вычисления диаметра по программе, которая функционально была прототипом программного продукта, внедрённого впоследствии в дефектоскопы УДЗ-71 и УД2-70.

5. При измерении амплитуд донного сигнала и сигнала от плоскодонного отражателя датчик устанавливается на тонкий слой специальной смазки и прижимается с таким усилием, чтобы добиться максимальной амплитуды эхо-сигнала. Именно максимальное значение принимается в качестве измеренного. При измерении основного сигнала датчик устанавливается в точку на оси цилиндра, а при измерении донного сигнала смещается в сторону от неё в точку на первой трети радиуса цилиндра. Этим добиваемся уменьшения влияния на донный сигнал плоскодонного отражателя и стенок цилиндрического образца.

Результаты измерений представлены на графиках, приведенных в Приложении 3. Статистический анализ результатов измерений указывает на наличие в них не только разброса величин относительно среднего значения, но и смещения среднего значения относительно истинной величины диаметра отражателя. Мы полагаем, что разброс результатов измерений (дисперсия) определяется случайными отклонениями от нормы в конструкции используемых датчиков (например, неидеальной параллельностью пластины поверхности образца). Другой причиной разброса относительно среднего является неповторяемость степени прижима и микронаклона ПЭП при её установке на образец оператором. Влияние этой причины минимизировалось за счёт тщательности процедуры установки, в ходе которой добивались максимальной амплитуды эхо-сигнала. Повторяющиеся измерения с одним и тем же ПЭП при участии разных операторов показало, что разброс результатов, вызванных этой причиной, не превышает 0.5 – 0.7 дБ. Как видно из приведенных результатов, смещение оценки относительно истинного значения в некоторых из экспериментов было существенным и составляло заметную долю ошибки измерения. На рис. 5.5 приведены графики статистического

разброса и смещения для разных опытов (т.е. разных типов ПЭП (частота, диаметр) и разных образцов (разных расстояний и диаметров отражателей)). По оси абсцисс отложен порядковый номер эксперимента, по оси ординат погрешность в

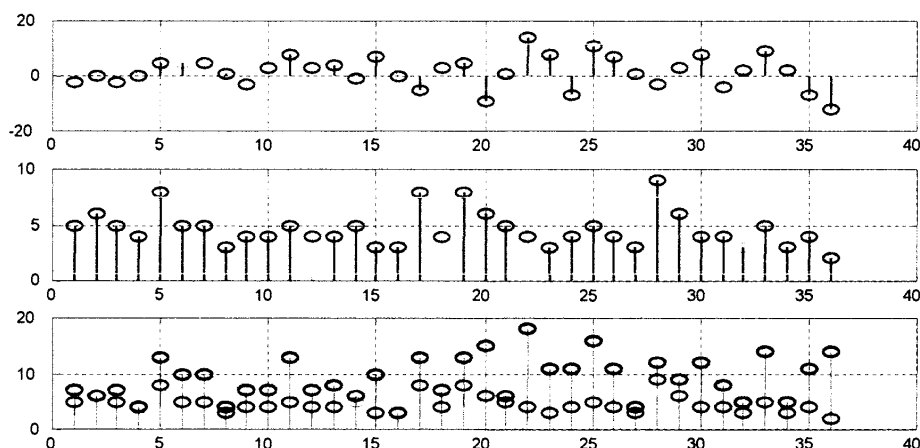


Рис. 5.5. Смещение оценок относительного истинного значения (верхний график), среднеквадратичный разброс результатов измерений (средний график), смещение плюс абсолютное значение разброса (верхний ряд меток на нижнем рисунке).

Мы полагаем, что смещение оценок вызвано не свойствами ПЭП (повторяющимися в разных экспериментах), а несовершенством поверхности мер. При предыдущем использовании мер в процессе калибровки ПЭП центральная часть поверхности, как правило «вырабатывалась» и появлялись неровности, индивидуальные для данной меры (повторяющиеся для разных ПЭП, устанавливаемых на данную меру). Другой причиной смещения мог быть неправильный учёт поглощения ультразвука в материале мер. Однако, принятая нами методика измерений, когда калибровка производится на том же образце, что и основные измерения, минимизирует эту погрешность. Фактически следует учитывать поглощение на пути  $15 \times 2$  мм, что для данного материала является (как показали оценочные расчёты) достаточно малой величиной, которой можно пренебречь на частотах 1.25 МГц и 2.5 МГц. На частоте 5 МГц вводилось поглощение равное 1 неп. Таким образом, смещение оценок следует отнести к инструментальным погрешностям, характеризующим несовершенство используемых для эксперимента средств, а не процедуру измерения эквивалентного диаметра как таковую. Мы полагаем, что при оценке точности измерения эквивалентного диаметра следует ориентироваться на полученные результаты,

разброса и смещения для разных опытов (т.е. разных типов ПЭП (частота, диаметр) и разных образцов (разных расстояний и диаметров отражателей)). По оси абсцисс отложен порядковый номер эксперимента, по оси ординат погрешность в

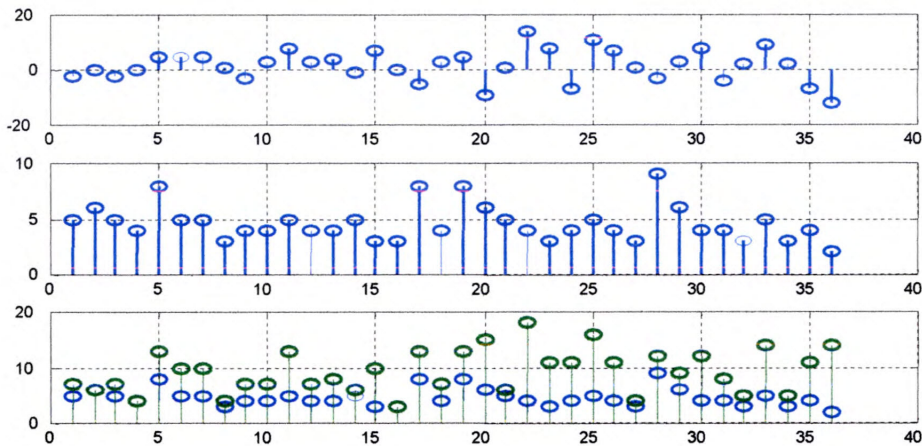


Рис. 5.5. Смещение оценок относительного истинного значения (верхний график), среднеквадратичный разброс результатов измерений (средний график), смещение плюс абсолютное значение разброса (верхний ряд меток на нижнем рисунке).

Мы полагаем, что смещение оценок вызвано не свойствами ПЭП (повторяющимися в разных экспериментах), а несовершенством поверхности мер. При предыдущем использовании мер в процессе калибровки ПЭП центральная часть поверхности, как правило «вырабатывалась» и появлялись неровности, индивидуальные для данной меры (повторяющиеся для разных ПЭП, устанавливаемых на данную меру). Другой причиной смещения мог быть неправильный учёт поглощения ультразвука в материале мер. Однако, принятая нами методика измерений, когда калибровка производится на том же образце, что и основные измерения, минимизирует эту погрешность. Фактически следует учитывать поглощение на пути  $15 \times 2$  мм, что для данного материала является (как показали оценочные расчёты) достаточно малой величиной, которой можно пренебречь на частотах 1.25 МГц и 2.5 МГц. На частоте 5 МГц вводилось поглощение равное 1 неп. Таким образом, смещение оценок следует отнести к инструментальным погрешностям, характеризующим несовершенство используемых для эксперимента средств, а не процедуру измерения эквивалентного диаметра как таковую. Мы полагаем, что при оценке точности измерения эквивалентного диаметра следует ориентироваться на полученные результаты,

касающиеся разброса результатов измерений. Как видно из приведенных данных, среднеквадратичная ошибка измерения в рамках данной методики не превышает 10%. (В то же время смещение оценки, проявившееся в данном эксперименте, указывает на важность подготовки поверхности, на которую устанавливается ПЭП при измерении эквивалентного диаметра дефекта).

Экспериментальная зависимость среднеквадратической ошибки измерения диаметра от «координат» дефекта на плоскости аргументов АРД-диаграмм  $x, g$  показана на рис. 5.6.

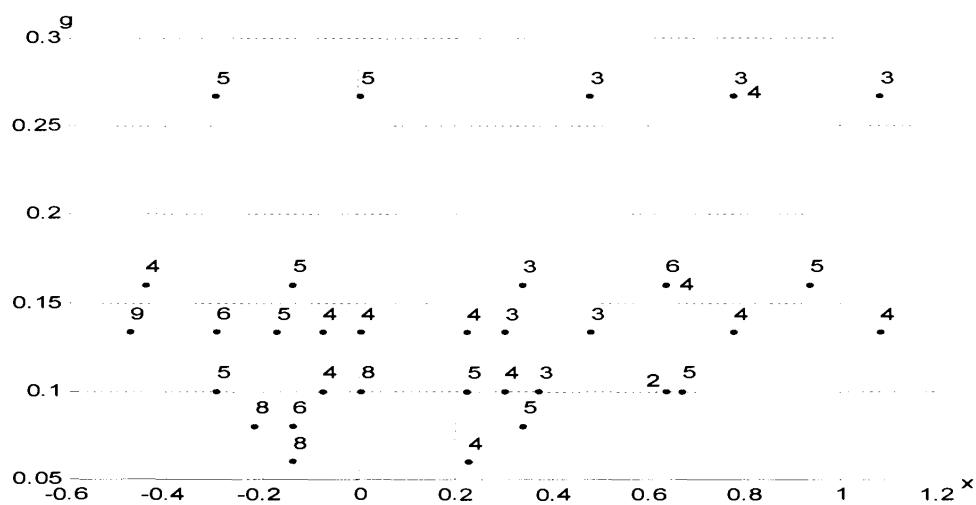


Рис. 5.6. Экспериментальные погрешности измерения эквивалентного диаметра в зависимости от координат на плоскости аргументов АРД-диаграмм.

Цифры рядом с точками означают среднеквадратический разброс в процентах. Две цифры около одной точки соответствуют случаю, когда два типа ПЭП на двух разных мерах соответствуют одним и тем же нормированным координатам.

Выводы. 1) Величина относительной погрешности определяется не только ошибками при непосредственном измерении величин, входящих в расчёт, но и точкой на АРД-поверхности, к которой относятся измерения, т.-е. значением обобщённого расстояния и относительного диаметра дефекта, а также значением обобщённого расстояния при калибровке. Погрешности, полученные для дальней зоны, могут заметно отличаться от погрешностей в ближней и промежуточной зонах.

2) Значительное влияние на точность измерения эквивалентного диаметра оказывает правильность учёта поглощения волн в материале (если это поглощение существенно). Погрешность снижается, если калибровка производится на той же детали, что и основное измерение. Рекомендуется использование для калибровки донного сигнала на самой контролируемой детали (при наличии такой возможности).

3) Погрешность измерений существенно снижается, если рабочая частота известна точно. Рекомендуется уточнить рабочую частоту ПЭП по сравнению со значением из ряда номинальных частот при проведении измерений эквивалентного диаметра.

4) Экспериментальная проверка разработанного программного алгоритма измерения эквивалентного диаметра дефекта показала его работоспособность.

## 5.2. Применение предложенных способов измерения эквивалентного диаметра в цифровых дефектоскопах УД2-70 и УД3-71.

В этом разделе рассмотрены алгоритмы измерения эквивалентного диаметра дефекта для прямых и для наклонных датчиков, которые являются основой для программных средств, внедрённых в цифровые дефектоскопы УД2-70 и УД3-71.

### 5.2.1. Измерение эквивалентного диаметра прямыми ПЭП.

В основе вычислительных программ, реализованных в процессорных блоках указанных дефектоскопов, лежат следующие разработанные здесь процедуры.

1) Математические соотношения для «обратных» АРД-диаграмм  $u(A, x)$ , задаваемые полиномами 3 степени на дискретном наборе значений  $x \in (-1, 1)$  (где  $x = \lg(r/r_0)$ ). Коэффициенты полиномов хранятся в памяти прибора в виде таблицы. Если измеренное значение  $x$  не совпадает ни с одним из табличных значений, то искомое значение  $u$  определяется линейной интерполяцией по соседним значениям  $u_n = u(A, x_n)$  и  $u_{n+1} = u(A, x_{n+1})$ . Если  $x > 1$ , то применяется линейная формула  $u = A'_d + 40(x - 1) - A'_d(1)$ . Затем:  $d = D \cdot 10^{u/40}$ .



2) Рабочая частота преобразователя  $f$ , неточность определения которой приводит к значительным погрешностям (как показано выше), определяется с помощью спектрального анализа донного эхо-сигнала как частота, соответствующая максимальному значению спектра

### ***5.2.2. Измерение эквивалентного диаметра наклонными ПЭП.***

В случае дефектометрии наклонными преобразователями, использующими сдвиговые волны, ситуация сложнее чем в рассмотренном выше случае применения прямых ПЭП, так как общепризнанные АРД-диаграммы (подобные диаграммам Крауткремера [1,2]) отсутствуют в научно-технической литературе. Кроме того, появляются новые параметры преобразователя (именно параметры призмы: расстояние от центра пластины до точки ввода  $r_0$ , угол ввода  $\theta_2$  и скорость продольных волн в призме  $c_1$ ). Задача практической дефектометрии была бы решена, если бы существовали и были известны обобщённые АРД-диаграммы для наклонного ввода ультразвука, аргументы которых вобрали бы в себя дополнительную информацию о параметрах наклонного преобразователя.

Сформулированная проблема не является новой. В литературе по ультразвуковому неразрушающему контролю (см. [5]) предложен вариант её решения. Алгоритм расчёта заключается в том, что пьезопластина, установленная на призму, заменяется мнимым источником в виде пластины с эквивалентной площадью  $S_e$ , расположенной на продолжении преломлённого пучка на расстоянии  $r_1$  от точки ввода (в сторону призмы). При этом предполагается, что мнимый источник находится в материале образца (а не призмы) и излучает волны, скорость распространения которых равна  $c_2$ . Параметры мнимого источника рассчитываются через истинную площадь преобразователя  $S$ , угол ввода  $\theta_2$  и действительное расстояние от пластины до точки ввода  $r_0$  формулам, приведенным в [5].

Далее предлагается заменить расстояние от точки ввода (по лучу)  $r$  на расстояние до мнимого источника  $r + r_1$ , истинную площадь эквивалентной и подставить эти значения в формулы для нормированных координат  $x, g$  и

воспользоваться диаграммами Крауткремера. В Разделе 3 показано, что результаты расчёта поля в ближней зоне, полученные на модели мнимого источника и более строгим методом могут отличаться на несколько дБ (от 1 до 5), что при определении эквивалентного диаметра может привести к существенным погрешностям. Кроме того, были изготовлены образцы с плоскодонными отражателями, ориентированными наклонно по отношению к поверхности ввода ультразвука. Действительно, проверка алгоритма, основанного на модели мнимого источника (реализованного нами в виде программы), на специально изготовленных клиновидных образцах с плоскодонными отражателями, а также с помощью программы «АРД-Универсал», показала, что его точность недостаточна. Следовательно, возникает необходимость в разработке иного способа расчёта эквивалентного диаметра дефекта при использовании наклонных ПЭП.

На первом этапе будем исходить из того, что калибровка производится по плоскодонному отражателю. Обозначим набор АРД-диаграмм через  $A(x, g)$ , где  $x, g$  - нормированные расстояние и диаметр отражателя, связанные с натуральными значениями пока ещё неизвестным образом:  $x = x(r, S, f, \theta_2, c_1, c_2)$ ,  $g = g(d, S, f, \theta_2, c_1, c_2)$ . Работу алгоритма можно представить себе следующим образом. Пользуясь явным воплощением обозначенных выше зависимостей нормированных координат от натуральных значений  $r, d$ , алгоритм перестраивает для фиксированного набора значений  $S, f, \theta_2, c_1, c_2$  поверхность  $A(x, g)$  в поверхность  $A(r, d)$ , изменяя (деформируя) масштабы по осям координат. Задача состоит в установлении зависимостей  $x = x(r, S, f, \theta_2, c_1, c_2)$ ,  $g = g(d, S, f, \theta_2, c_1, c_2)$ .

Из способа расчёта на основе мнимого источника следует сохранить два обстоятельства, определяющие поведение АРД-диаграмм в дальней зоне, где с успехом можно применить энергетические соображения, а также присущую дальней зоне закономерность в виде закона обратных квадратов для амплитуды эхо-сигнала. Именно эти факторы приводят к тому, что в дальней зоне АРД-диаграммы асимптотически превращаются (в координатах  $x, A$ ) в прямые линии вида:  $A \approx B - 40 \lg(r)$ , где  $B$  - константа, зависящая от  $d$  и других параметров задачи.

расстояние между прямыми по вертикали соответствует тому обстоятельству, что амплитуда эхо-сигнала пропорциональна площади отражателя. Следовательно, расстояние по вертикали между двумя АРД-кривыми, соответствующими диаметрам отражателей  $d_1, d_2$ , в этой области должно быть равно (точнее, асимптотически стремиться к)  $40 \lg(d_1/d_2)$ . Эти асимптотические закономерности выполняются, если принять, что переменная  $y$  (нормированное эквивалентное расстояние) является линейной функцией расстояний  $r$  и  $r_0$ , а другая переменная  $g$  пропорциональна диаметру отражателя  $d$ . Мы предпочли такую форму записи этих зависимостей, в которой сохраняется связь с алгоритмом на основе мнимого источника. В общем случае:

$$x = \lg(y); \quad y = \frac{\pi\lambda}{S} \left( a_2(\theta_2, f)r_0 \frac{c_1}{c_2} + a_3(\theta_2, f)r \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2} \right) \quad (5.2.1)$$

$$g = a_1(\theta_2, f) \frac{d}{2} \sqrt{\frac{\pi \cos\theta_1}{S \cos\theta_2}} \quad (5.2.2)$$

Теперь задача сводится к соответствующему подбору коэффициентов  $a_1, a_2, a_3$ . Эксперименты на изготовленных образцах и сопоставление с данными программы «АРД-Универсал», которую мы рассматривали как результат обобщения представительного набора экспериментальных данных, привели к выводу, что можно принять:

$$x = \lg(y); \quad y = \frac{\pi\lambda}{S} \left( r_0 + a_3(\theta_2)r \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2} \right) \quad g = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{\pi \cos\theta_1}{S \cos\theta_2}} \quad (5.2.3)$$

Корректирующий множитель  $a_3(\theta_2)$  был найден для дискретного набора значений угла ввода и интерполирован полиномом 4 степени. Формулы были положены в основу способа расчёта эквивалентного диаметра дефекта при контроле наклонными датчиками. Наиболее удобным для пользователя вариантом калибровки (обязательной при использовании АРД-диаграмм) является калибровка по самому распространённому стандартному образцу СО-2 с использованием боковой поверхности цилиндра диаметром 6 мм. Эквивалентный диаметр цилиндра как отражателя предложено определять формулой (ср. с [1])

$$d_{\text{eqt}} = K \sqrt{4 \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{r_e b / 2}} \quad (5.2.4)$$

где  $b$  - радиус отражающего цилиндра, а

$$r_e = \frac{h}{\cos \theta_2} + r_0 \frac{c_1 \cos \theta_2}{c_2 \cos \theta_1} - \text{расстояние от мнимого источника до центра}$$

цилиндрического отражателя радиусом  $b = 3$  мм.

Поправочный множитель находится с помощью квадратичного полинома:

$$K = q_0 + q_1 \xi + q_2 \xi^2, \text{ где } \xi = 1 / \cos \theta_2, \text{ а коэффициенты полинома линейно}$$

связаны с

$$w_0 = \frac{S \cos \theta_2}{\pi \lambda \cos \theta_1} \cos \theta_2 - \text{проекцией длины ближней зоны мнимого источника на}$$

горизонталь. 8 коэффициентов линейной связи сохраняются в памяти прибора.

Применение описанных способов измерения даёт возможность непосредственного измерения эквивалентного диаметра как для прямых, так и для наклонных ПЭП (как в ближней, так и в дальней зоне). Значение диаметра высвечивается на жидкокристаллическом экране прибора.

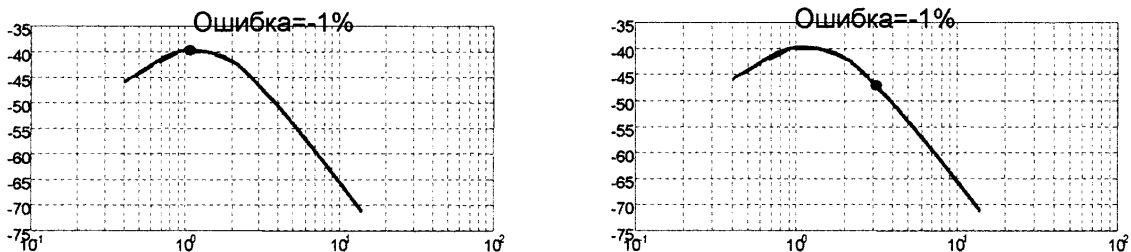


Рис. 5.7. Верификация алгоритма измерения эквивалентного диаметра наклонным датчиком (частота 5 МГц, угол ввода  $70^\circ$ ) по отношению к программе «АРД-Универсал».

Для верификации работы описанного выше способа измерения была применена программа «АРД-Универсал». Примеры такой верификации приведены на рис. 5.7. Типичные отклонения «измеренного» в процессе верификации значения диаметра дефекта от предварительно заданного не превышают 1-2%. Так как программа «АРД-Универсал» является обобщением большого числа тщательных экспериментов, то проведенная верификация подтверждает работоспособность предложенного алгоритма измерения.

### 5.3. Разработка установки для автоматизированного контроля вагонных колёс в процессе производства

#### 5.3.1. Назначение установки и научно-технические проблемы, сопутствовавшие её разработке

Особенность производства вагонных колёс заключается в том, что это крупносерийное производство, в котором требования к надёжности каждого вагонного колеса чрезвычайно высоки. С этой точки зрения дефектоскопический контроль каждого колеса имеет первостепенное значение.

До недавнего времени на Нижнеднепровском трубопрокатном заводе контроль цельнокатаных колес осуществлялся в полуавтоматическом режиме, в котором сочеталось использование установки автоматического контроля и ручного ультразвукового контроля. Автоматический контроль должен был быть обеспечен с помощью установки, разработанной в 80-е годы прошлого века, в которой с помощью ЭМА преобразователей осуществлялся контроль только лишь обода колеса в осевом направлении. Применённая в этой установке схема прозвучивания не создавала сплошной зоны ультразвукового покрытия в ободке колеса и, вследствие этого, не обеспечивала достаточной надёжности контроля. Кроме того, контролем не охватывались другие области колеса, появление дефектов в которых также было вероятным и представляло опасность при последующей его эксплуатации. В связи с этим производитель был вынужден дополнять автоматический контроль ручным, который вследствие большого объёма требуемых операций и значительного времени на его проведение мог быть только выборочным.

Решение о браковке колеса принимал дефектоскопист. При этом установка контроля не создавала никакой документации по результатам контроля и не сохраняла никаких ультразвуковых изображений внутренней структуры колеса с расположением выявленных дефектов (так называемых Б-сканов). Это обстоятельство не позволяло специалистам предприятия анализировать результаты контроля с целью выявления и устранения причин возникновения тех или иных дефектов.

Такая ситуация выглядела неудовлетворительной с точки зрения потребителей продукции предприятия. Её следствием были экономические потери как вследствие не всегда оправданной браковки колёс, так и вследствие утраты доверия потребителей к продукции предприятия и сужения рынков сбыта. Для улучшения ситуации НИИ мостов и дефектоскопии при Петербургском Государственном университете путей сообщения был разработан новый руководящий документ для контроля колёс РД32.144-2000, в соответствии с которым было необходимо обеспечить: контроль обода как в осевом, так и в радиальном направлении; контроль обода зеркально-теневым методом; контроль ступицы, а в отдельных случаях, и диска колеса; объем контроля – 100%; полное документирование результатов контроля.

Разработка новой установки (с производительностью не менее 40 колёс за 1 час), осуществлённая на предприятии «Ультракон-Сервис», потребовала решения ряда научно-технических задач, что позволило удовлетворить поставленные производителем требования по надёжности, достоверности и документированности контроля.

Наиболее существенные научно-технические проблемы состояли в следующем.

1) Было необходимо обеспечить сплошное ультразвуковое покрытие зоны контроля при минимальном количестве используемых датчиков. Эта необходимость явилась одним из стимулов для проведения теоретических исследований пространственной структуры поля ультразвуковых сигналов и основанного на нём компьютерного моделирования конкретных ситуаций. (См. результаты, изложенные в предыдущих разделах).

2) Было необходимо разработать и внедрить в производство пьезоэлектрические преобразователи, полевые характеристики которых могли бы обеспечить создание акустической системы с заданной равномерностью ультразвукового покрытия.

3) Важной технической проблемой было обеспечение надёжного контакта датчиков с поверхностью контролируемого колеса и обработка эхо-сигналов,

позволяющая нивелировать последствия неизбежной в условиях сплошного автоматического контроля нестабильности акустического контакта.

Следовало принять во внимание, что при конвейерном способе производства колёс время на проведение сплошного контроля (т.е. контроля каждого колеса) оказывается весьма ограниченным. Так как операции подачи колеса на поворотное устройство для контроля и съём с него с установкой на конвейер являются достаточно длительными, то собственно на контроль колеса оставалось не более 30 секунд. Учитывая физические ограничения на скорость механического сканирования колеса акустической системой, это означало, что полный контроль колеса должен проводиться за 1 оборот.

### ***5.3.2 Разработка широкозахватного датчика для автоматизированного ультразвукового контроля изделий. Экспериментальные исследования пространственной структуры поля эхо-сигналов.***

Проблема создания равномерного ультразвукового покрытия оказалась ключевой при разработке и проектировании установки. Для её решения потребовалось разработать широкозахватный пьезопреобразователь. При его наличии оказалось возможным с помощью сравнительно небольшого числа приёмо-передающих датчиков создать сплошную зону освещённости внутри обода колеса при механическом сканировании.

В ходе разработки широкозахватного датчика были использованы алгоритмы и программы, разработанные в 3-ем и 4-ом разделах данной работы. Они позволили в относительно короткие сроки проанализировать ряд предположительно возможных технических решений. Рассматривались преобразователи с различной формой апертуры. В конечном итоге был выбран вариант многоэлементного преобразователя. Его конфигурация отличается от преобразователей, рассмотренных в Разделе 4, так как для минимизации «мёртвой зоны» потребовался раздельно-совмещённый преобразователь. Он состоит из излучающей и приёмной частей, симметричных относительно электрического экрана между ними, каждая из которых содержит по три слабо наклонённых

пластины. Размеры прямоугольных пластин, их угол наклона и расстояние до границы раздела призмы из оргстекла и поверхности детали выбирались первоначально с помощью компьютерного моделирования, основанного на разработанных выше способах расчёта. Приемлемый вариант подвергался экспериментальной проверке и дорабатывался.

Экспериментальные исследования проводились на стандартных образцах КМД-4, которые содержат искусственные плоскостонные отражатели на разных глубинах (параметры материала образцов: сталь – достаточно близки к параметрам материала колеса). В процессе проведения измерений преобразователь перемещали параллельно самому себе вдоль мерной линейки, проходящей через эпицентр отражателя. В каждой позиции прижим преобразователя устанавливался таким образом, чтобы получить максимальный для данной позиции эхо-сигнал. В процессе экспериментирования длина и ширина пластины варьировались. Было установлено, что глубина и ширина «провала» в центральной части при этом уменьшаются.

Исследование зоны освещённости шестиэлементного преобразователя дало вполне удовлетворительные результаты. Конфигурация зоны «освещённости», полученная экспериментально, показана на рис. 5.8.

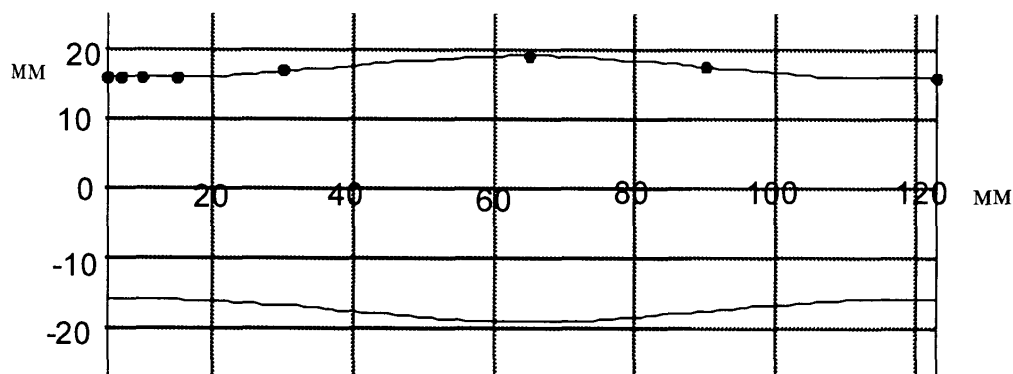


Рис. 5.8. Экспериментально измеренная конфигурация зоны «освещённости»

В эксперименте определялось также отношение сигнала к помехе, обусловленной как шумами электронного тракта, так и шумами гидродинамического и механического происхождения при перемещении датчика по поверхности образца. Соответствующие данные приведены в таблицах в Приложении И.



### *5.3.3. Экспериментальная апробация установки для неразрушающего контроля вагонных колёс и опыт эксплуатации в процессе производства.*

Для проверки работоспособности установки используется контрольное колесо с бесконтактными отражателями, выполненными в зонах контроля каждого датчика на минимальной, средней и максимальной глубинах. Чертёж контрольного колеса приведен в Приложении И. Это колесо устанавливалось на специально подготовленный стенд, содержащий поворотное устройство со всеми сервисными системами и акустический блок, и подвергалось контролю.

Общий вид экспериментального стенда показан на рис. 5. 9.

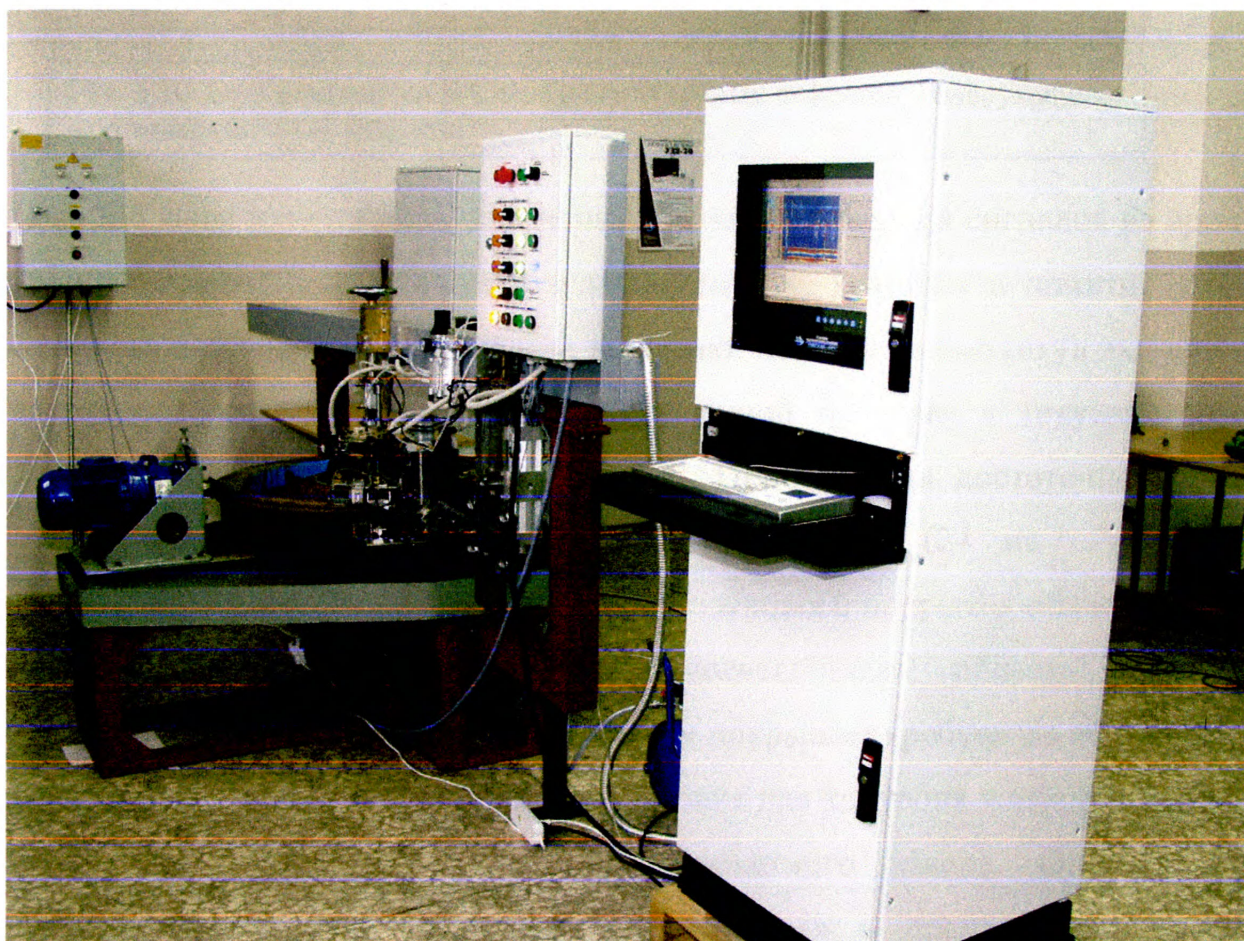


Рис. 5. 9. Общий вид установки и экспериментального стенда для её испытаний.

Акустический блок более крупным планом показан на рисунке в Приложении

В результате проведения контроля был получен набор Б-Сканов. Результат считался удовлетворительным, если на Б-Сканах всех каналов присутствовали

выявленные на браковочном уровне (с допуском +6 дБ) искусственные отражатели – ближний, средний и дальний. Пример одного из Б-Сканов приведен на рис. 5.10.

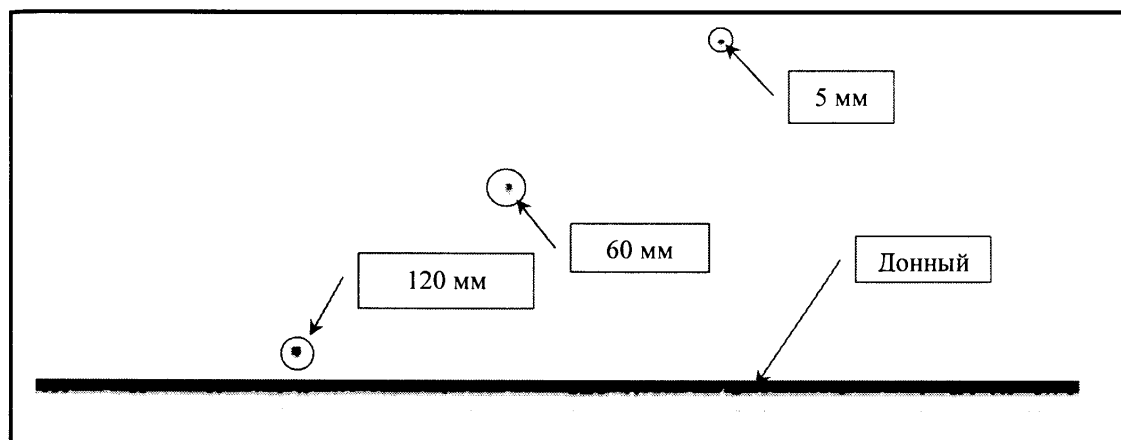


Рис. 5.10. Отображение на Б-Скане искусственных дефектов, обнаруженных акустическим 9-ым каналом.

Все Б-Сканы и соответствующие им А-Сканы (развертки сигналов во времени, или осциллограммы), относящиеся к эксперименту, хранятся в памяти. Это даёт возможность для тщательного анализа динамики изменения амплитуд эхо-сигналов на всех пространственных каналах во временной привязке к текущей позиции акустической системы относительно колеса. При наличии достаточно большого количества разнообразно расположенных отражателей (24 на ободе колеса) появляется возможность судить о зоне ультразвукового покрытия области контроля внутри обода. Анализ показал, что «освещённая» область, образуемая широкозахватными ПЭП, не имеет разрывов и покрывает требуемую зону контроля.

В настоящее время разработанная установка для контроля колёс применяется в цехе проката Нижнеднепровского трубопрокатного завода. Опыт контроля нескольких тысяч колёс показал, что внедрённая в производство установка осуществляет эффективный контроль, достоверность которого подтверждена выборочным ручным контролем.

**Выводы.** 1) Анализ погрешностей измерения эквивалентного диаметра дефекта на основе АРД-диаграмм показал, что при прочих равных условиях величина относительной ошибки зависит от диаметра дефекта и от расстояния,

нормированного к длине ближней зоны (как в режиме калибровки, так и при измерении).

2) Рекомендации, вытекающие из проведенного анализа, состоят в том, что:

- при изготовлении дефектоскопов следует осуществлять уточнение (измерение) рабочей частоты ПЭП, например, используя для этой цели спектральный анализ эхо-сигнала;

- при измерении следует проводить калибровку на самом контролируемом объекте, а не на специальном образце (если это возможно);

- расстояние при калибровке должно соответствовать дальней зоне ПЭП.

3) Эксперименты с использованием серийных ПЭП показали, что при выполнении этих рекомендаций и тщательном проведении измерений погрешность измерения не выходит за пределы  $\pm 10\%$ .

4) Экспериментальная проверка способов вычисления эквивалентного диаметра, внедрённых в дефектоскопы УД2-70 и УД3-71, как прямыми, так и наклонными ПЭП, во всём диапазоне расстояний подтвердила их эффективность.

5) Разработанные способы вычисления пространственной структуры полей эхо-сигналов являются эффективным инструментом при разработке и проектировании акустических систем автоматического неразрушающего контроля. С их применением были разработаны широкозахватные ПЭП, реализованные в установке для контроля вагонных колёс в процессе производства.

6) Экспериментальная апробация и опыт эксплуатации ультразвуковой установки для неразрушающего контроля вагонных колёс на более чем 30000 экземпляров показали, что разработанная установка обладает высокой эффективностью, что является подтверждением эффективности предлагаемых методов проектирования, основанных на анализе пространственной структуры ультразвуковых полей.

## Выводы.

Основная научно-техническая проблема, на которую сфокусирована настоящая работа, связана с недостаточной изученностью пространственной структуры акустических полей упругих волн, используемых для неразрушающего акустического контроля. Отсутствие готовых количественных данных, относящихся к структуре полей в твёрдых упругих средах, и недостаточная разработанность способов их получения в процессе разработки препятствуют использованию этих данных для рационального проектирования акустических систем неразрушающего контроля и снижают эффективность и надёжность контроля. Углублённое изучение пространственной структуры ультразвуковых полей должно способствовать повышению эффективности и надёжности существующих средств неразрушающего акустического контроля и рациональной разработке новых средств. В работе получены следующие результаты, направленные на решение этой проблемы.

1. Введены важные понятия зоны «освещённости» и зоны «равномерного покрытия» для полей эхо-сигналов с учётом действия временной регулировки чувствительности в приёмном тракте дефектоскопа, которые рассматриваются в качестве существенных технических показателей как отдельных преобразователей, входящих в состав системы акустического контроля, так и системы в целом.

2. Для расчёта параметров пространственной структуры полей излучения и полей эхо-сигналов и определения упомянутых зон разработаны и обоснованы «спектральный» и «свёрточный» способы расчёта, позволяющие получить наглядные картины соответствующих амплитудных пространственных распределений и провести на этой основе анализ закономерностей формирования пространственной структуры ультразвуковых полей.

3. На основе указанных способов получены количественные характеристики пространственной структуры полей в зависимости от формы апертур пьезопреобразователей (ПЭП) и длительности излучаемых импульсных сигналов. Показано, что для типичных значений длительности импульсов, выраженной в периодах частоты заполнения, преобразователи с апертурой в форме круга характеризуются наличием областей, где возможен пропуск дефекта: за счёт

сужения и за счёт интерференционных минимумов их зоны освещённости деградируют до  $1/3$  размера апертуры преобразователя. Улучшение этих показателей может быть достигнуто частично за счёт вариации формы апертуры. Однако наилучшие результаты могут быть достигнуты при использовании многоэлементных преобразователей.

4. Предложены дефокусирующие преобразователи, состоящие из небольшого числа элементов, которые позволяют за счёт введения амплитудно-фазового распределения чувствительности на элементах в режиме приёма в значительной мере снизить (или ликвидировать) интерференционные эффекты сужения и провала чувствительности в ближней зоне преобразователя. Использование таких преобразователей позволяет значительно упростить проблему создания сплошного ультразвукового покрытия зоны контроля, уменьшить число используемых преобразователей и соответствующих им каналов электронного тракта, повысить эффективность и надёжность контроля.

5. Предложены и обоснованы способы расчёта пространственной структуры ближних полей наклонных призматических пьезопреобразователей, не рассматривавшейся до сих пор в научно-технической литературе. Установлена взаимосвязь полей, полученных на модели, где преломление сложного ультразвукового поля рассчитывается, и полей, следующих из менее точной модели «мнимой» пьезопластины. Показано, что использование последней модели, часто используемой в расчётах, может привести к существенным погрешностям при оценке параметров ультразвукового поля. Предложенные способы расчёта могут быть успешно применены при разработке систем акустического контроля, основанных на применении ПЭП с наклонным вводом ультразвуковых волн.

6. Исследование пространственной структуры полей электромагнитоакустических преобразователей (ЭМАП), до сих пор не предпринимавшееся, указало на особенности структуры этих полей, вытекающие как из способа преобразования, так и из строения индуктора, отличающие ЭМАП от ПЭП, что предостерегает от переноса методик контроля, разработанных для ПЭП,

на электромагнитоакустические преобразователи, в частности, переноса способов измерения эквивалентных размеров дефектов.

7. Показано, что создание ЭМАП с наклонным вводом сдвиговых или продольных волн ограничено сравнительно небольшими углами ввода (не более  $40^\circ$ ), причём это значение уменьшается с ростом воздушного зазора между индуктором и поверхностью металла. С ростом угла ввода не только снижается чувствительность ЭМАП, но и ухудшается его диаграмма направленности из-за аномального роста боковых лепестков. Вскрыта причина этого ограничения, связанная с взаимодействием вихревых токов в приповерхностном слое детали из парамагнитного материала. Полученный результат ограничивает область, в которой целесообразно производить разработки устройств контроля на основе ЭМАП.

Другая проблема, связанная с первой и рассматриваемая в работе, заключается в том, что достоверность браковки изделий, основанная на измерении эквивалентных диаметров дефектов с помощью АРД-диаграмм, зависит от точности измерения эквивалентных диаметров. В то же время погрешности этого измерения, факторы, влияющие на величину ошибок, способы увеличения точности до сих пор не исследовались. В этом направлении получены следующие результаты.

8. Получены формулы для расчёта средне-квадратичной погрешности в дальней зоне и разработан способ её численного определения в ближней и промежуточной зонах дифракции. На основе этого способа могут быть составлены карты распределения погрешностей в зависимости от размеров дефекта и нормированного расстояния до него (примеры таких карт приведены в работе).

9. Показано, что погрешности могут быть существенно снижены за счёт уточнения рабочей частоты измерительного дефектоскопа. Проведенное экспериментальное исследование указало на возможность измерения эквивалентного диаметра с относительной ошибкой, не выходящей за пределы  $\pm 10\%$ , при выполнении указанного требования.

Проведенные исследования позволили выработать конкретные рекомендации и совершенствовать средства акустического неразрушающего контроля.

Во-первых, следует рекомендовать применение разработанных способов расчёта пространственной структуры полей в процессе разработки акустических систем. С их помощью удаётся осуществить многовариантное проектирование преобразователей для таких систем. Эффективность внедрения указанных способов расчёта в процесс проектирования подтверждена в процессе разработки системы акустического неразрушающего контроля вагонных колёс в процессе производства. Разработанные для этой системы широкозахватные ПЭП позволили осуществить надёжный контроль качества колёс, эффективность которого подтверждена опытом эксплуатации установки «Унискан-Луч» в цехе Нижнеднепровского трубопрокатного завода (г. Днепропетровск).

Во-вторых, проведенные исследования процедуры измерения эквивалентных размеров дефектов, позволили разработать способы автоматического измерения эквивалентного диаметра дефекта как для прямых, так и для наклонных призматических ПЭП и внедрить их в дефектоскопы УД2-70 и УД3-71, а также повысить точность измерения за счёт рекомендованного в работе уточнения рабочей частоты ПЭП.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неразрушающий контроль и диагностика. Справочник. Под ред. В. В. Клюева. - М.: Машиностроение, 1995.- 488 с.
2. Крауткремер Й., Крауткремер Г. Ультразвуковой контроль материалов. Справочник. -М.: Металлургия, 1991.- 752 с.
3. Гурвич А. К., Ермолов И. Н. Ультразвуковой контроль сварных швов. - Киев: Техніка, 1972.- 207 с.
4. Ермолов И. Н. Теория и практика ультразвукового контроля. - М.: Машиностроение, 1981. -240 с.
5. Алёшин Н. П., Белый В. Е., Вopilкин А. Х., Вошанов А. К., Ермолов И. Н., Гурвич А.К. Методы акустического контроля металлов. - М.: Машиностроение, 1989. -456 с.
6. Ткаченко А. А., Гаврев В. С., Ралдугин А. Н., Шарапановский В. Д., Шарапановский Д. В. Модернизированный дефектоскоп УД2-12.1 – новые возможности. //17 Петербургская конференция «Ультразвуковая дефектоскопия металлоконструкций» УЗДМ-2001, Санкт-Петербург,- 2001г. - С. 69 – 70.
7. Молотков С. Л. Функциональные особенности ультразвукового дефектоскопа «Пеленг» УД2-102. //17 Петербургская конференция «Ультразвуковая дефектоскопия металлоконструкций» УЗДМ-2001, Санкт-Петербург, -2001 г. - С. 71 - 75.
8. Кириков А. В. Методологические основы ультразвукового контроля металлопроката на автоматизированных установках с применением ЭМА-преобразователей. //17 Петербургская конференция «Ультразвуковая дефектоскопия металлоконструкций» УЗДМ-2001, Санкт-Петербург, -2001 г. - С. 11 - 14.
9. Паврос С. К., Пряхин Е. Г., Ромашко Р. В., Топунов А. В., Елютин Н. И., Жмылёв А. Б. Результаты опытной эксплуатации установки УЗУП-М2 для ультразвукового контроля толстолиствого проката на ОАО «Ижорские заводы».



- //17 Петербургская конференция «Ультразвуковая дефектоскопия металлоконструкций» УЗДМ-2001, Санкт-Петербург, -2001 г. - С. 153 - 157.
- 0.Рокштро Б., Вальте Ф., Каппес В., Зейтц Р., Монтнахер Й., Хинтце Х., Энгль Г. Система контроля колёсных пар AURA для контроля обода, диска и сплошной/полной оси. Опыт эксплуатации и перспективы развития. //17 Петербургская конференция «Ультразвуковая дефектоскопия металлоконструкций» УЗДМ-2001, Санкт-Петербург, - 2001 г. - С. 19 - 25.
- 1.Самедов Я. Ю. Установки неразрушающего контроля валков прокатных станов. //В мире неразрушающего контроля. – 2004. - №3. - С. 20 -23.
- 2.Гребенников В. В., Гребенников Д. В. Результаты применения системы «Авгур» для контроля аустенитных сварных соединений экспериментального термоядерного реактора. //17 Петербургская конференция «Ультразвуковая дефектоскопия металлоконструкций» УЗДМ-2001, Санкт-Петербург, -2001 г. (доклад).
- 3.Чернышёв Е.Э., Бершадская Т. Н., Кротов Н. А., Белоусов Н. А., Марков А. А. Современный комплекс средств диагностики и контроля железнодорожных рельсов. //17 Петербургская конференция «Ультразвуковая дефектоскопия металлоконструкций» УЗДМ-2001, Санкт-Петербург, - 2001 г. - С. 115 - 119.
- 4.Кажис Р. И. Ультразвуковые информационно-измерительные системы. - Вильнюс: Мокслас, 1986. -216 с.
- 5.Домаркас В. Й., Пилецкас Э. А. Ультразвуковая эхоскопия. –М.: Машиностроение, 1988. - 276 с.
- 6.Krautkramer J. Determination of the size of defects de the ultrasonic impulse echo method //British Journ. Apl. Phys. -1959. - #10, - P. 240-245.
- 7.Krautkramer J. Ultrasonic weld testing in Europe and the attitude of technical control authorities. //Nondestruct. Test. -1962, **20**, -P. 319-324.

8. Воронков В. А., Данилов В. Н. Универсальная система построения АРД-диаграмм и АРД-шкал для настройки чувствительности ультразвуковых дефектоскопов «АРД-Универсал. Версия 2.2» //17 Петербургская конференция «Ультразвуковая дефектоскопия металлоконструкций» УЗДМ-2001, Санкт-Петербург, - 2001 г. - С. 54 - 57.
9. Stepanishen P.R. Pulsed transmit/receive response of ultrasonic piezoelectric transducers. //Journ. Acoust. Soc. Am. - 1981, **69**, -№ 6, -P.1815-1827.
10. Данилов В. Н.. К вопросу о моделировании действия прямых преобразователей при излучении упругим напряжением на контролируемой поверхности //Дефектоскопия. – 1998. -№ 8.-С. 20-27.
11. Данилов В. Н., Ермолов И. Н.. К вопросу о расчёте АРД-диаграмм //Дефектоскопия. -2000. -№ 7. - С. 35-43.
12. Гринченко В. Т., Мелешко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах. - Киев: Наукова думка. 1981, - 284 с.
13. Викторов И. А. Физические основы применения волн Релея и Лэмба в технике. – М.: Наука. 1966, - 168 с.
14. Гутин Л. Я. К теории установившихся колебаний упругого полупространства //Журн. техн. физики. -1951. **21**. -№ 8. - С. 892-906.
15. Harris G. R. Review of transient field theory of baffled planar piston. //Journ. Acoust. Soc. Am. - 1981, **70**, - P. 10-20.
16. Williams A. O. A piston source at high frequencies. //Journ. Acoust. Soc. Am.-1951. **23**. - № 1. - P. 1- 6.
17. Carter A. H., Williams A. O. A new expansion for velocity potential of a piston source. //Journ. Acoust. Soc. Am. – 1951. **23**. -№ 2. - P. 179-184.
18. Seki H., Granato A., Truell R. Diffraction effects in ultrasonic field in a piston source and their importance in the accurate measurement of attenuation. //Journ. Acoust. Soc. Am. -1956. **28**. -№ 2, -P. 230-238.

9. Dehn J. T. Interference patterns in a near field of a circular piston. //Journ. Acoust. Soc. Am. – 1960. **32**. -№ 12. -P. 1692-1696.
10. Козина О. Г., Макаров Г. И. Импульсные сигналы в звуковом поле поршня произвольной формы //Акуст. ж. -1961, **7**, -С. 39 -43.
11. Козина О. Г., Макаров Г. И. Импульсные сигналы в звуковом поле специальных поршневых мембран //Акуст. ж. -1962, **8**, -С.49 -52.
12. Williams A. O. Acoustical field of a circular plane piston // Journ. Acoust. Soc. Am. - 1964. **36**. -№ 12. -P. 2408-2410.
13. Freedman A. Transient fields of acoustic radiators //Journ. Acoust. Soc. Am. -1970. **48**. -№1. -P. 135-138.
14. Freedman A. Sound field of plane or gently curved pulsed radiators //Journ. Acoust. Soc. Am. – 1970. **48**. -№ 1. -P. 221-227.
15. Stepanishen P.R. An approach to computing time-dependent interaction forces and mutual impedances between pistons in a planar rigid baffle //Journ. Acoust. Soc. Am. - 1971. **49**. -№ 1. -P.283 – 292.
16. Stepanishen P.R. The time-dependent force and radiation impedance on a piston in a rigid infinite planar baffle. //Journ. Acoust. Soc. Am. -1971. **49**. -№ 1. -P.841 – 849.
17. Stepanishen P.R. Asymptotic behavior of acoustic nearfield of a circular piston //Journ. Acoust. Soc. Am. -1976. **59**. -№ 4. -P.749 – 754.
18. Greenspan M. Piston radiators: some extension of the theory. //Journ. Acoust. Soc. Am.-1979. **65**. -№ 3.-P.608 – 621.
19. Cavanagh, E., Cook, B.D. Gaussian-Laguerre description of ultrasonic fields: numerical example // Journ. Acoust. Soc. Am. -1980. **67**. -№ 4. -P. 1136 – 1140.
20. Weyns A. Radiation field calculation of pulsed ultrasonic transducers. //Ultrasonics. - 1980. **18**. -P. 183-188.

1. Кондратьев Ю. А. Ультразвуковое поле плоского излучателя с неравномерным распределением амплитуды звукового давления на его поверхности //Неразрушающий контроль. – 1981. **17**. -С. 47–57.
- 2.Griffice P., Segdel J. Spherical wave decomposition approach to ultrasonic field calculations. //Journ. Nondestruct. Eval. -1981. **2**. -P. 241-247.
- 3.Singh G., Rose J. A simple model for computing ultrasonic beam behavior of broadband transducers. //Mater. Eval. -1982. **40**. - P. 880-885.
- 4.Verhoef W. A., Cloostermans M. J. T. M., Thijessen J. M. The impulse response of a focused source with an arbitrary axisymmetric surface velocity distribution. //J. Acoust. Soc. Am. -1984. **75**. –P. 1716–1721.
- 5.Stenzel H. Uber die Berechnung des Schallfeldes einer kreisformigen Kolbenmembran // E. N. T. -1935. **12**. – P. 16-28.
- 6.McLachlan N. W. Pressure distribution in a fluid due to axial vibration of a rigid disk. //Hroc. Roy. Soc. London, -1929.**122**. –P. 604-615.
- 7.Zemanek J. Beam behavior within nearfield of vibrating piston.// Journ. Acoust. Soc. Am. -1971. **49**. -№ 1. -P.181 - 191
- 8.Miller G. F., Pursey H. The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semiinfinite isotropic solid. //Proc. Royal Soc. London Ser. A 223, - 1954, -P. 521-541.
9. Lord A. E. Geometrical diffraction loss in longitudinal and shear waves attenuation measurements in an isotropic half-space. //Journ. Acoust. Soc. Am. -1966. **39**. -№ 4. - P. 650-662.
- 10.Kawashima K. Theory and numerical calculation of the acoustical field produced in metal by an electromagnetic ultrasonic transducer. //Journ. Acoust. Soc. Am.-1976. **60**. -№ 5, -P. 1089-1099.

1. Cherry J. T. The azimuthal and polar radiation patterns obtained from a horizontal stress applied at the surface of an elastic half-space. //Bull. Seismol. Soc. Am. – 1962. **52**. -P. 27 – 36.
2. Jonson L. E. Green's function for Lamb's problem. //Geophys. Journ. Roy. Astron. Soc.-1974. **37**. - P. 99-131.
3. Tang X. M., Toksoz M. N., Cheng C. H. Elastic wave radiation and diffraction of a piston source. //Journ. Acoust. Soc. Am., 1990. **87**. -P. 1894 – 1902.
4. Bresse L.F., Hutchins D.A. Transient Generation of Elastic Waves in Solids by a Disk-shaped Normal Force Source. //Journ. Acoust. Soc. Am. – 1989. **86**. -P. 810 – 817.
5. Kawashima K. Quantitative calculation and measurement of longitudinal and transverse wave pulses in a solid. //IEEE Transactions, Sonics Ultrasonics, SU-31. – 1984. -P. 83-94.
6. Dielouah H., Baboux J.C. Transient Ultrasonic Field Radiated by a Circular Transducer in a Solid Medium. //Journ. Acoust. Soc. Am. -1992. **92**. -P. 2932 - 2941.
7. Baboux J.C., Kazys R. Analysis of the transient ultrasonic fields radiated in solids by a circular and annular sources. //Journ. Acoust. Soc. Am. -1992. **92**. -P. 2942 - 2951.
8. Kazys R., Baboux J.C. Transient Radiation of Ultrasonic Waves in Solids by Nonuniformly Excited and Focusing Annular Arrays. //Journ. Acoust. Soc. Am., -1992, **92**, -P. 2952 – 2960.
9. McNab A., Cochran A., Campbell M.A. The Calculation of Acoustic Fields in Solids for Transient Normal Surface Force Sources of Arbitrary Geometry and Apodization. //Journ. Acoust. Soc. Am. – 1990. **87**. -P. 1455 – 1465.
10. Weight J. P. The model for propagation of short pulses in a solid. //Journ. Acoust. Soc. Am., - 1987. **81**. -P. 815 – 826.
11. Schmerr L.W., Jr., Sedov A. An Elastodynamic Model for Compressional and Shear Wave Transducers. //Journ. Acoust. Soc. Am. -1989. **86**. –P. 1988 – 1999.

2. Lhemery A. A model for the transient ultrasonic field radiated by an arbitrary loading in a solid. //Journ. Acoust. Soc. Am. – 1994. **96**. -P. 3776-3786.
3. Lhemery A. An analytic expression for the transient ultrasonic field radiated by a shear wave transducer in solids. //Journ. Acoust. Soc. Am. -1994. **96**. -P. 3787 – 3791
4. Гиттис М. Б. Преобразователи для импульсной ультразвуковой дефектоскопии. Основные теоретические положения (обзор) //Дефектоскопия. -1981.-№ 2.-С. 65-81.
5. Дианов Д. Б. Исследование направленности призматических преобразователей. //Дефектоскопия. -1965. -№ 2. - С. 4 – 22.
6. Гурвич А. К., Кузьмина Л. Н. Справочные диаграммы направленности искателей ультразвуковой дефектоскопии. - Киев: Техніка. 1980, -С. 102.
7. Перевалов С. П. Диаграмма направленности искателя с околоритическим углом призмы. //Дефектоскопия. -1981. -№ 2. -С. 96 – 101.
8. Гребенник В. С., Тайц М. З. Расчёт диаграммы направленности призматического искателя. //Дефектоскопия. – 1981. - № 1. -С. 87-101.
9. Жуков В. К., Ольшанский В. П. Электромагнитно-акустическая установка УВТ-01Н для контроля толщин. //Дефектоскопия. -1986. - № 2. -С. 8-13.
10. Жуков В. К., Ольшанский В. П. Электромагнитно-акустический модуль. //Дефектоскопия. -1985. -№ 12. -С. 74-76.
11. Гарькавый В. В., Сучков Г. М.. Требования к следящему устройству установки электромагнитно-акустического преобразования для дефектоскопии рельсов. //Дефектоскопия. – 1988. - № 5. – С. 23 - 27.
12. Сучков Г. М., Катасонов Ю. А. Определение применимости ЭМА преобразования для дефектоскопии поверхностей сложной формы эхо-методом. //Дефектоскопия. - 1999, -№10. - С. 15-19.
13. Ключев В. В., Шубаев С. Н., Мужичкий В. Ф. Опыт эксплуатации электромагнитно-акустического толщиномера УТ-80Б // Дефектоскопия. -1982. - № 9. -С. 37-43.

4. Сучков Г. М., Катасонов Ю. А., Гарькавый В. В. Экспериментальное исследование чувствительности ЭМА преобразователей при дефектоскопии эхо-методом сдвиговыми объёмными волнами. //Дефектоскопия. - 2000, - № 2, -С. 12-16.
5. Буденков Г. А., Квятковский В. Н., Петров Ю. В. Наклонное излучение ультразвука электромагнитно-акустическим способом //Дефектоскопия. -1973. - № 5. -С.57-66.
6. Глухов И. А., Колмогоров В.Н. Определение оптимальных параметров электромагнитно-акустических преобразователей для контроля ферромагнитных листов. //Дефектоскопия. -1973. -№ 1. –С. 44-49.
7. Тамм И. Е. Основы теории электричества. Т. 1, часть 2. –М.-Л.: ГТТИ, 1934. -284 с.
8. Гузь А. Н., Махорт Ф. Г. Акустомагнитоэластичность. В серии: Механика связанных полей в элементах конструкций. Т. 3. – Киев: Наукова думка, 1988. – 426 с.
9. В. А. Комаров, В. Г. Кулеев. Возбуждение и регистрация ультразвуковых колебаний в магнитополяризованных неферромагнитных металлах посредством электромагнитных полей. //Дефектоскопия. - 1976. -№2. - С. 58-76.
10. Шубаев С. Н. Анализ акустического поля, возбуждаемого электромагнитным методом. //Дефектоскопия. – 1974. №3. - С.100-109.
11. В. А. Комаров, Р. С. Ильясов, Н. И. Шакшин. Исследование закономерностей возбуждения объёмных акустических волн в ферромагнетиках квазистационарным электромагнитным полем. //Дефектоскопия. - 1983. - № 4.- С. 83-92.
12. Ильясов Р.С., Комаров В.А. Электромагнитно-акустическое преобразование волн в ферромагнетиках накладными преобразователями. Экспериментальное изучение основных закономерностей. //Дефектоскопия. - 1983. - № 11. - С. 53 – 60.

3. Комаров В.А., Зверев Н.Н., Ломаева В.П.. Закономерности ЭМА трансформации объёмных волн, возбуждаемых в металлах накладными преобразователями. //Дефектоскопия. – 1987. - № 10. - С. 73 – 81.
4. Ильясов Р.С., Мерзляков В.В. Электромагнитно-акустическое преобразование объёмных волн в области парапроцесса // Дефектоскопия.-1992.-№ 8.- С. 39- 48.
5. Ильясов Р.С., Боровиков М.А., Комаров В.А.. Электромагнитно-акустическое преобразование объёмных волн в ферритах. //Дефектоскопия. – 1996. - № 1. - С. 53 – 60.
6. Ультразвуковые преобразователи для неразрушающего контроля. Под ред. И. Н. Ермолова. - М.: Машиностроение, 1986. -277 с.
7. Ермолов И. Н. Отражение ультразвука от дефектов различного вида. //Дефектоскопия. - 1970. -№4. - С.17 – 24.
8. Ермолов И. Н. Отражение ультразвука от дефектов различной формы. //Неразрушающий контроль. – 1970. - С.374-380.
9. Ermolov I. N. The reflection of ultrasonic waves from targets of simple geometry. // Nondestruct. Test., -1972. - №5. -P. 87-91.
10. Yih-Hsing Pao, Mow C.C. Theory of normal modes and ultrasonic spectral analysis of the scattering of waves in solids. //Journ. Acoust. Soc. Am. - 1976, **59**, - P. 1046-1056.
11. Yih-Hsing Pao, Vasundara Varatharajulu. Huygens' principle, radiation conditions, and integral formulas for the scattering of elastic waves. // Journ. Acoust. Soc. Am. -1976, **59**, - P. 1361 – 1371.
12. Vasundara Varatharajulu, Yih-Hsing Pao. Scattering matrix for elastic waves. 1. Theory. // Journ. Acoust. Soc. Am. - 1976, **60**, - P. 556-566.
13. Biot V. A. Propagation of elastic waves in a cylindrical bore containing a fluid. //J. Appl. Phys. - 1952, v.32, №5, - P. 532 -546.



4. Bostrom, A., Burden, A., Propagation of Elastic Surface Waves Along a Cylindrical Cavity and Their Excitation by a Point Force. //Journ. Acoust. Soc. Am. - 1982, **72**, №3, -P. 998-1004.
5. Справочник по специальным функциям. Ред. М. Абрамовиц, И. Стиган. Перев. с англ. -М.: «Наука». 1979, - 830 с.
6. Б. В. Шабат. Введение в комплексный анализ. - М.: “Наука”. 1969. - 576 с.
7. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах.- М.: Изд-во АН СССР, 1957, 502 с.
8. Бреховских Л. М., Годин О. А. Акустика слоистых сред.- М.: «Наука». 1989. – 412 с.
9. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. т.1, -М., «Мир». 1978. -547 с.
10. Федорюк М. В. Асимптотика, интегралы и ряды. - М.: Наука. 1987.- 544с.
11. Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин. Возбуждение электромагнитных волн. - М.: “Радио и связь”. 1983. -296 с.
12. Galanenko V. B.. On coupled modes theory of two-dimensional wave motion in elastic waveguides with slowly varying parameters in curvilinear orthogonal coordinates. //J. Acoust. Soc. Am.,**103**, No. 4, 1998, -P. 1752-1762.
- \*\*\*\*\*
- \*\*\*\*\*
13. Луценко Г. Г. К вопросу о наклонном излучении объёмных сдвиговых волн электромагнитно-акустическим преобразователем. //Дефектоскопия. -2001. -№ 10, - С. 36-47.
14. Галаненко В. Б., Луценко Г. Г. Структура полей упругих волн, создаваемых электромагнитоакустическими излучателями в проводящем неферромагнитном полупространстве. //Акустичний Вісник. -2001. -№4, - С.18-26.

05. Луценко Г. Г. К вопросу о точности измерения эквивалентного диаметра дефекта при использовании АРД-диаграмм. //Техническая диагностика и неразрушающий контроль. -2003, - № 2, -С. 27-31.
06. Карпаш О. М., Луценко Г. Г., Галаненко Д. В. Дослідження просторової структури поля випромінення п'єзоелектричної пластини довільної форми. //Методи та прилади контролю якості. -2003. -№ 11. С. 3-9.
07. Луценко Г. Г., Беркута В. Г. К расчёту донных эхо-сигналов для прямых преобразователей с произвольной формой активной поверхности. //Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2003. - № 3. -С. 11 - 14.
08. Луценко Г. Г., Галаненко В. Б., Галаненко Д. В. Исследование пространственного распределения амплитуды эхосигналов при использовании прямых пьезопреобразователей. //Дефектоскопия. -2003. -№ 12. -С. 3-12.
09. Луценко Г. Г. О погрешностях измерения эквивалентного диаметра дефекта прямыми преобразователями с использованием АРД-диаграмм. //Консонанс2003. Акуст. симпозиум. – Киев: НАНУ Ин-т гидромеханики, -2003. –С. 115 – 119.
10. Луценко Г. Г. Зависимость амплитуды донных эхо-сигналов от расстояния для прямых преобразователей с произвольной формой активной поверхности. //Консонанс2003. Акуст. симпозиум. – Киев: НАНУ Ин-т гидромеханики, -2003. – С. 120–124.
11. Галаненко В. Б., Луценко Г. Г. К расчёту пространственной структуры поля наклонного пьезоэлектрического преобразователя. //Консонанс2003. Акуст. симпозиум. – Киев: НАНУ Ин-т гидромеханики, -2003. –С. 56–61.
12. Галаненко Д. В., Луценко Г. Г., Мищенко В. П. К вопросу о применении многоэлементных пьезоэлектрических преобразователей в задачах автоматизированного неразрушающего контроля. //Консонанс2003. Акуст. симпозиум. – Киев: НАНУ Ин-т гидромеханики, -2003. –С. 62-65.
13. Галаненко Д. В. , Луценко Г. Г. Вопросы автоматизации и документирования результатов неразрушающего контроля. //Четверта національна науково-технічна конференція «Неруйнівний контроль та технічна діагностика». – Київ. 2003 р. - С.323-325.

14. Козак А. А., Черненко А. Н., Луценко Г. Г. Пьезоэлектрические преобразователи ультразвукового дефектоскопа УД2-70. //Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів. -Львів: Фіз.-мех. ін-т НАНУ, 2002, -в. 7 “Неруйнівний контроль конструкційних та функціональних матеріалів”. -С.36-42
15. Луценко Г. Г., Галаненко В. Б. Пространственное распределение амплитуд эхо-сигналов в упругом образце для прямых ПЭП произвольной формы. //Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів. -Львів: Фіз.-мех. ін-т НАНУ, 2004.- в.9. „Електромагнітні та акустичні методи неруйнівного контролю матеріалів та виробів” –С. 12 – 18.
16. Loutenco G. G., Galanenko V. B., Galanenko D. V. Transient echo field resulted by ultrasonic transducer with arbitrary shape aperture in a solid. //16<sup>th</sup> World Conference on Nondestructive Testing. –Montreal, 2004. - CD of Proceedings, 755\_Loutenco.pdf - 8 p.
17. Loutenco G. G., Galanenko D. V., Loutsenko T. M.. The errors of equivalent diameter measuring by using of DGS-diagrams. //16<sup>th</sup> World Conference on Nondestructive Testing, - Montreal, 2004. - CD of Proceedings, 754\_Loutenco.pdf - 6 p.
18. Луценко Г. Г. , Галаненко Д. В., Ищенко В. П., Мамчур М. А., Рябец Т. А. НК железнодорожных колёс и осей при выпуске из производства. //В мире неразрушающего контроля. -2004. -№3.-С. 24 – 27.