# Лазерно-ультразвуковая диагностика остаточных напряжений в металлах при термических воздействиях

Оглавление

[Лазерно-ультразвуковая диагностика остаточных напряжений в металлах при термических воздействиях 1](#_Toc505333195)

[Введение 2](#_Toc505333196)

­[Глава 1. Акустоупругий эффект и возможность его использования для измерения напряженности состояния. 2](#_Toc505333197)

[1.1 Акустоупругий эффект. Оценка величины изменения скорости УЗ. 2](#_Toc505333198)

[1.2 Возможность измерения скорости УЗ в металлах с использованием источников УЗ. 2](#_Toc505333199)

[Глава 2. Прецизионное измерение скорости УЗ с использованием лазерных источников. 2](#_Toc505333200)

[2.1 Форма АО сигнала (?). 2](#_Toc505333201)

[2.2 Компенсация дифракционных ошибок. 2](#_Toc505333202)

[2.3 Учет конечности апертуры приемника. 2](#_Toc505333203)

­­[Глава 3. Автоматизированная установка для измерения напряженных состояний в металлах. 2](#_Toc505333204)

[3.1 Описание установки 2](#_Toc505333205)

[3.2 Описание программы. 2](#_Toc505333206)

[Глава 4. Измерение напряженных состояний в металлических трубах методом акусоупругости(?) с использованием лазерных источников ультразвука. 2](#_Toc505333207)

[4.1 Описание образцов 2](#_Toc505333208)

[4.2 Измерение напряженности у поверхности. 2](#_Toc505333209)

[4.3 Результаты 2](#_Toc505333210)

## Введение

Задача исследования распределения механических остаточных напряжений в различных материалах, особенно в металлических конструкциях, является одной из важнейших технологических задач в промышленности.  
Остаточные напряжения в элементах металлоконструкций и деталях машин образуются в результате их эксплуатации или же при изготовлении в результате некоторых технологических операций. Например, напряжения возникают при сварке, которая представляет собой интенсивный металлургический процесс, протекающий в малом объеме. Наличие концентрированного источника тепла, температура которого превышает температуру плавления металла, приводит к неравномерному нагреву прилегающих к нему объемов металла. Температурные напряжения в могут достичь предела текучести, что приводит к возникновению пластических деформаций в сильно нагретых областях.  
Подповерхностные остаточные напряжения могут возникать также в результате неравномерной деформации в процессе обработки детали (шлифование, токарная обработка), нанесении покрытий или упрочнения ее поверхностных слоев.  
Существование остаточных напряжений в детали существенно влияет не только на механические характеристики, обеспечивающие работоспособность детали, но и на их форму, вызывая коробление тонкостенных деталей. Также сварные конструкции и различные металлические детали широко применяются в металлургической, химической, авиационной и других отраслях промышленности. Здесь эти конструкции и детали работают в присутствии агрессивных сред. Сочетание агрессивной среды и растягивающих напряжений вызывают более сильный эффект, чем действие каждого фактора в отдельности. Если общая коррозия металла усиливается при любом напряженном состоянии, то при наличии локализованных растягивающих напряжений возможно хрупкое разрушение. Недостаточно качественная обработка деталей машин, то есть возникновение в процессе обработки поверхностных остаточных напряжений, или появление их во время эксплуатации может привести к возникновению трещин в деталях.

Таким образом, диагностирование остаточных напряжений является важной задачей, причем диагностика необходима как в процессе изготовления деталей, так и при их эксплуатации.   
Существует множество методов диагностики остаточных напряжений в материалах, все они делятся на разрушающие и неразрушающие.   
Под разрушающими подразумеваются такие методы, когда исследуемый образец или деталь специально подвергается разрушению (разрезанию, просверливанию отверстий, стравливанию слоев) с целью последующих измерений их характеристик после разрушения. Обычно, при разрушении объекта одновременно фиксируется его деформация различными датчиками или сила, с которой разрушаемый образец стремится изменить свою форму. Подобного рода датчики называются тензометрическими, поскольку фиксируют деформации в разных направлениях. Затем решается обратная задача – по показаниям тензометрических датчиков, заранее зная упругие, теплофизические и геометрические свойства объекта, осуществляется восстановление распределения остаточных напряжений в исходном объекте. Однако подобные методы имеют ряд недостатков: ограниченное разрешение, сложность применения, недостоверность получаемых результатов и т.д. Но главным общим и принципиальным недостатком разрушающих методов является то, что для диагностики необходимо предварительно разрушить объект или безвозвратно изменить его какие-либо характеристики. Поэтому особенно остро стоит задача поиска неразрушающих методов, позволяющих производить измерения, как в процессе производства, так и на готовых конструкциях в эксплуатации.

В основе **неразрушающих** методов лежит зависимость от наличия и величины остаточных напряжений от таких физических характеристик материала: плотности, теплопроводности, упругих модулей, скорости звука и т.д. Однако все неразрушающие методы имеют общий недостаток: даже при предельных значениях остаточных напряжений изменение вышеперечисленных физических характеристик материалов достигает максимум десятых долей процента. Таких образов неразрушающие методы имеют ограничения в виде необходимости вести измерения с прецизионной точностью. Наиболее известными являются рентгеновский, вибрационный, метод измерения магнитных полей, ультразвуковые методы.   
В данной работе будет рассматриваться применение ультразвукового метода, основанного на акустоупругом эффекте.

ПРО ЭТО СКАЗАТЬ: Тут стоит отдельно отметить важность низких частот сигнала. Как уже оговаривалось выше в отличие от ультразвуковой спектроскопии, возбуждаемые лазером аптоакустические импульсы имееют более широкий спектр, во многом благодаря низким частотам. Именно низкие частоты в спектре импульса позволяют нам получить более полную информацию о структуре материала. Однако как выяснилось, именно они затухают сильнее всего вследствие дифракции. Поэтому проблема компенсации дифракции в данном случае стоит особенно остро.

## Глава 1. Акустоупругий эффект и возможность его использования для измерения напряженности состояния.

## Акустоупругий эффект. Оценка величины изменения скорости УЗ.

(отчет) Этот метод основан на применении так называемого эффекта акустоупругости. Суть этого эффекта заключается в том, что механические напряжения, присутствующие в поликристаллическом материале, приводят к микроструктурным изменениям в нем: трансформации зерен-кристаллитов и появлению выделенных направлений в их ориентации. На макроуровне это проявляется в изменении упругих постоянных материала, что, в свою очередь, приводит к изменению величин скорости и затухания ультразвуковых волн в материале по сравнению с его ненапряженным состоянием. Эффектом акустоупругости называется зависимость скорости ультразвуковых волн в деформированном материале от величины механических напряжений, вызвавших данную деформацию. В основе ультразвуковых методов измерения механических напряжений в конструкциях лежит обратная задача акустоупругости: восстановление распределения напряжений по измеренным значениям скоростей ультразвуковых волн.   
Для описания эффекта акустоупругости используется так называемая теория конечных деформаций упругого тела [Учебник], в которой производится замена линейного закона Гука нелинейной зависимостью между тензорами напряжений и деформаций в виде: , где *M* – тензор линейных упругих модулей, *N* – тензор нелинейных упругих констант третьего порядка. На основе этой теории в работе [статья] впервые были получены аналитические выражения, связывающие деформации и скорости распространения продольной и поперечных ультразвуковых волн в изотропных твердых телах.  
(**Александр Алексеевич, далее я попытался максимально упростить не очень понятный вывод представленный в статье. Для моей работы он не важен наверное, привожу его чтобы как то вывести оценки изменения скорости звука, ну то есть чтобы не брать их с потолка**)  
Не углубляясь в теорию конечной деформации, на основе работы[Second-Order Elastic Deformation of Solids D. S. HUGHES AND J. L. KXLLY ] оценим изменения скорости звука вследствие внутренних напряжений.  
В данной теории внутренние напряжения в материале выражаются как:  
  
где x – конечные координаты точки в Лагранджевом описании, U – перемещения точки, а и тензоры зависящие от так называемых констант Ламе: и Маргана: l,m,n, зависящих от величины напряжения.   


  
Перемещения точек в рамках данной теории можно представить как:  
, где N – единичные векторы. Таким образом U представляет собой распространение плоской волны в направлении N.   
Скорость этой волны можно выразить через решения следующего уравнения   
  
Если рассматривать распространение вдоль одной оси то получаем:  
  
В конечном итоге можно получить выражения для скорости:  
  
где    
  
Обратимся к численным результатам эксперимента описываемого в работе [статья]:  


На графике представлена зависимость коэффицинтов M и K от давления в напряженном участке материала. Из графика видно, что в области изменений давления, характерных для остаточных напряжений при термических воздействия (меньше 1000 бар) коэффициенты M и K меняются в пределах нескольких процентов. В соответствие с приведенными выше формулами   
относительные изменения скорости составляют меньше процента.

Таким образом, влияние напряжений в материалах на скорость звука очень слабое. Поэтому для достоверного определения величин напряжений методом акустоупругости требуется высокая точность измерения скорости ультразвука. Повысить ее можно увеличивая расстояние пролета, или уменьшая длительность зондирующих ультразвуковых импульсов. Поскольку изменения скорости ультразвука, вызываемые присутствующими напряжениями, усредняются вдоль пути распространения волны в материале, увеличение расстояния пролета (базы измерения) может привести к потере информации о неоднородном распределении напряжений в материале. (можно почиать в обзоре примеры). Единственно возможным путем увеличения точности измерения скорости ультразвука является уменьшение длительности зондирующих импульсов. Классические пьезоизлучатели имеют предел уменьшения длительности сигнала в виде нескольких колебаний рабочей частоты, таким образом предельные значения длительности импульса составляют несколько микросекунд. Существенно уменьшить значения длительности импульса по сравнению с классическими источниками ультразвука позволяет использование оптоакустического эффекта.

## Оптоакустический эфект

Как говорилось выше, использование оптоакустического эффекта для создания зондирующих импульсов позволяет существенно уменьшить их длительность. Рассмотрим суть этого эффекта.   
В результате взаимодействия электромагнитного излучения со средой, при поглощении излучения возникает звуковое давление которое может распространяться в виде звуковой волны. Возбуждение звука происходит за счет различных механизмов(далее диплом) Их можно разделить на два больших класса — линейный и квадратичный по амплитуде электромагнитного поля. Линейные по полю механизмы — пьезоэлектрический и пьезомагнитный — приводят к возбуждению звука той же частоты, что и, электромагнитная волна. Поскольку спектр акустических фононов ограничен сверху частотой Дебая (), при этих механизмах возбуждение звука происходит фактически в квазистатическом поле. Поэтому при воздействии лазерного излучения на вещество возбуждение звука происходит за счет квадратично-нелинейных по полю эффектов: электро- и магнитострикции, теплового эффекта, давления света. В этом случае акустические колебания возбуждаются не на частоте световой волны (гораздо более высокой, чем частота Дебая), а на частоте модуляции интенсивности, которая уже попадает в акустический диапазон.

Основной вклад в возбуждение звука в области акустических частот вносят тепловой и стрикционный механизмы [4]. Сравним эффективность термооптического и стрикционного механизмов возбуждения звука. Амплитуда колебаний давления, обусловленная первым из механизмов возбуждения, может быть оценена как , где - температурный коэффициент объемного расширения среды, - коэффициент поглощения света, - интенсивность светового импульса.

Для стрикционного механизма , тогда . Величина, определяющая эффективность теплового механизма возбуждения звука, для большинства веществ имеет значение порядка единицы. Поэтому на относительно низких частотах тепловой механизм генерации звука доминирует над стрикционным [4]. Частота имеет наглядный физический смысл — она определяется временем пробега света по длине поглощения . Поэтому можно сказать, что если интенсивность света за время его пробега в среде не успевает существенно измениться, то основным механизмом возбуждения звука будет тепловой. В обратном случае, когда свет поглощается достаточно слабо и за время пробега его интенсивность успевает измениться достаточно заметно, основным механизмом возбуждения звука будет стрикционный. При этом градиенты интенсивности света, связанные с ее временным изменением, будут больше тех, которые связаны с поглощением волны. Фактически электрострикция может быть существенна только в прозрачных средах () и на высоких ультразвуковых частотах. Поэтому в области звуковых и ультразвуковых частот основным механизмом возбуждения звука является тепловой. Исключения из этого правила возможны в тех случаях, когда поглощенная световая энергия термализуется не сразу, либо не полностью [4]. В дальнейшем мы будем учитывать только тепловой или термооптический эффект возбуждения ультразвука.

## Возможность измерения скорости УЗ в металлах с использованием лазерных источников УЗ.

Использование таких мощных источников излучения как лазеры позволяют использовать оптоакустический эффект для генерации акустических импульсов. Амплитуда и временная форма (и, соответственно, частотный спектр) возбуждаемого ультразвукового импульса определяются энергией и длительностью лазерного импульса и оптическими и теплофизическими параметрами поглощающей среды (коэффициентом поглощения света, коэффициентом теплового расширения, теплоемкостью и теплопроводностью). Подбирая соответствующим образом указанные параметры лазерного излучения и поглощающей среды, можно получать термооптически возбуждаемые ультразвуковые импульсы с амплитудой и длительностью, требуемыми для ультразвуковой диагностики конкретного объекта. В этом случае поглощающая среда служит так называемым лазерным оптико-акустическим источником или лазерным источником ультразвука. При использовании импульсных лазеров с модуляцией добротности (длительность импульса имеет порядок десятков наносекунд, энергия в импульсе порядка десяти мДж) амплитуда ультразвуковых импульсов может достигать десятков и сотен атмосфер в спектральном диапазоне от долей до сотен мегагерц. Применение термооптически возбуждаемых мощных ультразвуковых импульсов с контролируемой временной формой и широким спектральным диапазоном (отношение частот верхней и нижней границ диапазона может достигать 100) позволяет существенно повысить точность и временное разрешение времяпролетных измерений скорости ультразвуковых волн по сравнению с использованием пьезоэлектрических излучателей.  
Лазерно-ультразвуковой метод измерения механических напряжений основан на прецизионном измерении скоростей ультразвуковых волн с высокой локальностью, решении обратной задачи акустоупругости - пересчете измеренных значений скорости в величину напряжений и получения их пространственного распределения в объекте контроля. Возможность высокоточных измерений скорости ультразвуковых волн в методе акустоупругости обуславливает целесообразность применения лазерного возбуждения ультразвука в задачах диагностики напряженного состояния тонкостенных конструкций или изделий с неоднородным пространственным распределением.   
Во многих работах проводились измерения лазерно – ульразвуковым методом, для диагностики сварных швов, рельс и других конструкций.

В следующей главе будет подробно рассмотрены особенности использования лазерно-ультразвукового метода измерения скорости звука, а так же методы повышения точности измерений.

## Глава 2. Прецизионное измерение скорости УЗ с использованием лазерных источников.

## 2.1 Форма АО сигнала (?).

Рассмотрим термооптический эффект возбуждения звука. Пусть из прозрачной среды I на границу с поглощающей средой II падает све­товой пучок интенсивностью *.* Безразмерная функция описывает ее зависимость от времени. На границе часть энергии отражается зеркально, часть - проходит в поглощаю­щую среду, а оставшаяся часть - рассеивается. Пренебрегая рассеиванием, будем считать, что *R* = *1-A* (*R —* коэффициент отраже­ния, *А* — коэффициент прохождения излучения в среду). Соот­ветственно интенсивность света в поглощающей среде при z>0 записывается формулой

, (1.1.1)

где - коэффициент поглощения света.

Простран­ственные размеры распределения тепловых источников опреде­ляются радиусом светового пучка (пятна) *а* и длиной пробега света . Рассмотрим широкий пучок: *a>>*1 (рисунок 4).



2*a*

(*a*)-1

z

x



I

II

*Рисунок 4 – Прохождение лазерного излучения в поглощающую среду*

Если длительность лазерного импульса  достаточно мала по сравнению со временем пробега звука по глубине проникно­вения света : , то нагрев среды можно счи­тать практически мгновенным: за время действия лазерного им­пульса плотность среды не успевает существенно измениться, а за счет неоднородного температурного поля создается поле напряжений.

Эти напряжения распределяются поровну между волной, убегающей от границы z = 0, и волной, бегу­щей по направлению к границе. Давле­ние формируется прямой волной и волной, отраженной от границы. Не углубляясь в математические выкладки, сразу запишем выражение для профиля акустической волны [4]:



(1.1.2)

где Е0 - плотность поглощенной энергии,  - соотношение акустических импедансов поглощающей и прозрачной среды, – коэффициент объемного расширения, – теплоемкость при постоянном давлении.









1

2

3

0.5

-0.5

0



*Рисунок 5 – Профили ОА-сигналов при различных значениях параметра N:* ***1-*** *N=0,* ***2-*** *N=1,* ***3-****N=.*

Важно, что оба импульса имеют одинаковую форму (но отличаются амплитудой). Каждый сигнал имеет резкий фронт, который практически сразу размывается, и оба импульса приобретают близкую к гауссовской форму [].

## 2.2 Дифракционная трансформация ОА импульса

Временные профили ОА- импульсов, полученные в предыдущем параграфе справедливы только на небольших расстояниях, т.е. там, где можно пренебрегать нелинейными, дифракционными и диссипативными явлениями. Однако для учета этих явлений можно использовать поэтапный подход [4]. Т.е. если характерные длины нелинейности, диссипации и дифракции звука много больше размеров тепловых источников: , то решение задачи распространения ОА- пучка можно разбить на 2 этапа. 1-ый этап – задача о возбуждении звука в отсутствии дифракции, диссипации и нелинейности, 2-ой этап- задача об эволюции пучка полученной формы в диссипативной, нелинейной среде.

Такая эволюция ОА-пучка описывается уравнением Хохлова-Заболотской [4,5]:

, (1.2.1)

где -нелинейный акустический параметр среды, b- коэффициент диссипации. Аналитически решение этого уравнения может быть получено при сильном различии масштабов проявления отдельных эффектов.

Рассмотри случай, когда , потому что именно он отвечает условиям генерации импульсов в лазерном дефектоскопе.

С учетом этих предположений уравнение Хохлова – Заболоцкой принимает вид:

, (1.2.2)

где (1.2.3)

Далее ищем решение функции давления (1.2.3) через пространственное разложение Фурье:

(1.2.4)

И подставляем это решение в параксиальное уравнение (1.2.2). Получим уравнение

, (1.2.5)

которое имеет решение, называемое ещё «оператор – пропагатор»:

(1.2.6)

где – спектральная амплитуда в начальном сечении*.* Она выражается через функцию Грина, которая определяется функцией поперечным распределение лазерного пучка.

(1.2.7)

или для комплексной амплитуды *p:*

(1.2.8)

Чтобы найти , возьмём обратное фурье – преобразование от (1.2.4) и подставим в него (1.2.6) и (1.2.7). Тогда получим

(1.2.9)

Теперь окончательно зададим вид функции Грина

(1.2.10)

Выделим полный квадрат в правой части и, взяв интегралы по , получаем

где – длина дифракции волны частоты . Считая , и преобразовав (1.2.11) получим [6]:

(1.2.12)

где – дифракционная частота.

Аналогично получаем выражение:

(1.2.13)

Таким образом мы получили выражение для изменения формы импульса при прохождении через среду вследствие эффекта дифракции (1.2.12), а так же обратное ему (1.2.13).

****

*Рисунок 6 – Дифракционная трансформация оптоакустического импульса, возбуждаемого на жесткой границе.*



Рисунок 7 – Дифракционная трансформация оптоакустического импульса, возбуждаемого на свободной границе.

## 2.3 Компенсация дифракционных ошибок.

В предыдущем параграфе была исследована теоретическая модель дифракции ультразвукового пучка, из которой следует, что форма импульса искажается в процессе распространения по материалу (рисунки 6 и 7).

Как уже было сказано выше в дефектоскопе используется время-пролетный метод измерения скорости звука, а именно прямым измерением является определение времени запаздывания прихода донного сигнала по отношению к опорному. А время прихода определяется по положению пика импульса. Из рисунка 6 видно, что в процессе дифракции импульс расплывается и его максимум сдвигается от своего первоначального значения, что в свою очередь вносит ошибку в измерение времени запаздывания.

В связи с этим был предложен метод восстановления первоначальной формы сигнала с помощью теоретической модели распространения звука по образцу, описанной выше (учет влияния дифракции).

Вернемся к выражению, полученному в предыдущем параграфе, которое связывает форму дифрагированного и первоначального пучка:

, (3.1.1)

в компактном виде:

(3.1.2)

Представляем через обратное преобразование Фурье и подставляем в выражение (3.1.2):

Меняем интегрирования местами и интегрируем по t:

Снимаем интегрирование по f и получаем

(3.1.3)

где - частота в мегагерцах, . В дальнейшем будем называть выражение (3.1.3) оператором дифракции. Идея компенсации дифракции заключается в том, что можно обратить действие оператора дифракции. Преобразуем выражение (3.1.3):

(3.1.4)

Выражение (3.1.4) будем называть компенсирующим оператором. Получается, что, зная спектр искаженно сигнала и расстояние, которое он прошел (а как следствие и ), можно восстановить спектр сигнала , используя компенсирующий оператор: , тем самым уточнив положение пика сигнала.

## 2.4 Учет конечности апертуры приемника.

В предыдущем параграфе мы рассмотрели метод компенсации дифракции при помощи спектрального фильтра. Однако в этом методе мы рассматривали сигнал как амплитуду акустического пучка на оси распространения. Естественно, при распространении в среде в следствие дифракции изменяется не только временная форма сигнала, но и пространственная, поперечная. Увеличивается поперечный радиус пучка и его увеличение приводит к тому, что не вся энергия акустической волны попадает на приемник, из-за того что радиус пучка может оказаться существенней больше радиуса приемника. Чтобы оценить процент попадания энергии пучка на приемник рассмотрим процесс дифракционной трансформации акустического пучка при распространении в среде в терминах функции Грина. **В нашем случае функция Грина – функция распространения элементарной гармоники** поэтому учитывая выражение из параграфа 2.2 (?) запишем для одной гармоники:

где – амплитуда гармоники, – начальный радиус пучка (по уровню интенсивности ), – поперечная координата, – частота гармоники в Герцах.   
 – функция Грина, определяющая трансформацию одной гармоники и – дифракционная частота, – скорость распространения звука в среде. Это выражение получается при решении уравнения дифракции для пучка с первоначально плоским волновым фронтом. Чем больше дифракционная частота, тем сильнее исказится пучок вследствие дифракции.

Для регистрации подобных сигналов используются пьезоприемники, электрический сигнал от которых зависит от площади приемника и амплитуды сигнала попадающего на приемник. Чтобы оценить процент попадания сигнала на приемник, введем величину , которая выражается следующим образом:

(3)

где – элемент площади приемника. Из выражения (3) понятно, что величина пропорциональна электрическому сигналу, который сгенерирует пьезоприемник при попадании на последний акустического пучка.

Рассмотрим приемник круглой формы с радиусом . Подставим выражение (2) в выражении (3) и проинтегрируем по площади приемника. Получаем:

(4)

Теперь обобщим результат на случай широкополосного сигнала.

В соответствии с 1.2 сигнал после прохождения среды испытывает дифракционную трансформацию и выражается как:

.

Тогда для широкополосного сигнала

,

(1)

где , начальный сигнал

Теперь при вычислении величины

(2)

мы интегрируем широкополосный сигнал , а не одну гармонику .

Подставим 1 в 2:

меняем порядок интегрирования и, используя результаты интегрирования функции по , получаем:

Таким образом мы можем уточнить метод компенсации дифракции с помощью нового спектрального фильтра:

Однако стоит оценить на сколько оправдан учет размера приемника при измерении скорости звука.  
Проведем восстановление смоделированного дифрагированного сигнала с использованием восстанавливающих фильтров, учитывающих размер приемника и не учитывающих этот фактор.   
Смоделируем дифракцию пучка со стандартными параметрами:  
(**Стоит ли уделять этому параграф или просто привести здесь результаты?**)

Пройденной расстояние   
Скорость звука в среде (сталь)  
Начальный радиус пучка   
Радиус приемника (?) **не слишком ли большое значение?**)  
Длительность импульса   
В результате компенсации, значение времени регистрации сигнала для двух методов отличалось на 10 – 50 нс, для различных радиусов приемника. Таким образом, компенсация без учета радиуса приемника добавляет ошибку 0.13 – 0.63 %. Это существенно значение, если учесть что статистический разброс дефектоскопа составляет 0.05 %.   
(**Это как раз то что я вам показывал неделю назад, в своей программе**)

## 3.2 Определение дифракционной частоты

Чтобы реализовать описанную выше метод, нужно получить значение дифракционной частоты . На первый взгляд, его можно посчитать теоретически, используя выражение , однако в этом случае возникают трудности в экспериментальном определении величины a – начального поперечного размера пучка.

Вычислим дифракционную частоту для какого то конкретного сигнала, с помощью апроксимации опорным сигналом. Для этого запишем решение уравнения дифракции на оси пучка в спектральном виде:

(3.2.1)

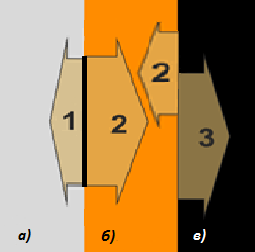
Возьмем от обеих частей выражения (3.2.1) модуль:

(3.2.2)

Преобразуем его следующим образом: (3.2.3)

Таким образом, построив зависимость величины от , и проведя аппроксимацию данной зависимости функцией типа , с помощью метода МНК можно получить значение коэффициента , а следовательно и дифракционную частоту, соответствующую первому донному сигналу. Зная значение , расстояние, прошедшее сигналом и скорость звука, мы сможем рассчитать величину - квадрат поперечного размера пучка. Зная величину , мы сможем вычислить для остальных сигналов и сможем применить к ним компенсирующий оператор.

Однако следует учесть что опорный сигнал и сигнал попадающий в образец отличаются по амплитуде, даже в начальный момент времени. Это происходит за счет отражения от границы раздела генератор/образец, рис:



*Рисунок 12 – Генерация АО импульса;*

*а) оптическая призма б) АО генератор в) исследуемая среда*

*1) опорный сигнал 2) сигнал в генераторе 3) зондирующий сигнал*

В соответствие со сказанным выше, аппроксимация первого донного сигнала должна проводиться с зондирующим сигналом (сигнал 3), однако очевидно, что померить его с помощью дефектоскопа не представляется возможным. С помощью дефектоскопа мы можем снять опорный сигнал (1) и аппроксимировать с ним. Он имеет такую же форму как и сигнал 3 (так как ОА генератор очень тонкий, его длина много меньше длины дифракции, и мы принебрегаем дифракцией в генераторе). Однако их амплитуды различны из-за наличия отражения на границах раздела сред. Поэтому при аппроксимации следует учитывать то, что амплитуды опорного сигнала (с которым мы производим аппроксимацию) и зондирующего сигнала (с которым следует производить аппроксимацию) отличаются.

Обозначим опорный сигнал как .Тогда пусть = и . Подставим в формулу (3.2.2):

(3.2.4)

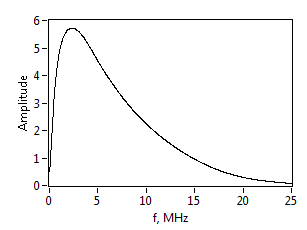
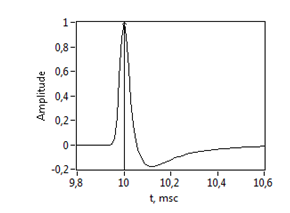
Преобразовав это выражение, получим: , и в итоге:

(3.2.5)

Таким образом, построив зависимость величины от , и проведя аппроксимацию данной зависимости функцией типа , с помощью метода МНК можно получить значение коэффициента и , а следовательно и значение .

Заметим, что данный метод аппроксимации не требует от нас не только теоретического значения коэффициента , но и даже его физической природы, что существенно облегчает нам задачу. Хотя из вышесказанного понятно, что в первом приближении коэффициент есть функция от комбинации коэффициентов пропускания границ раздел сред: генератор-среда и оптическая призма-генератор. Таким образом, независимо от того, как меняется амплитуда на границах раздела сред, мы получим один и тот же результат аппроксимации.

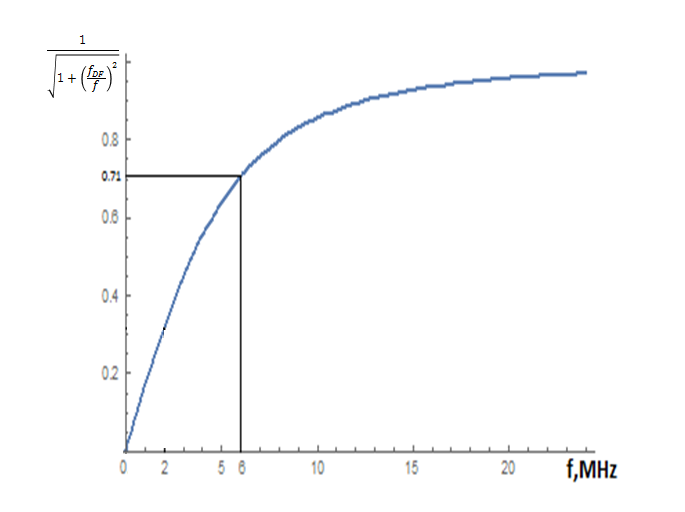
Однако встает вопрос об области значения частот по которому разумно проводить аппроксимацию линейной зависимостью, так как из за шумов диссипации и других эффектов мы не получим линейного вида зависимости величины от на всей области значений частоты . Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим реальный опорный сигнал и его спектр**:**



*а) б)*

*Рисунок 13 – опорный сигнал (а) и его спектр (б)*

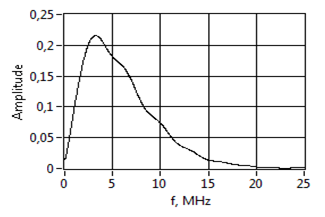
Так же построим график модуля оператора дифракции . Для этого нужно взять какое то конкретное значение . Примерная оценка дает . Это значение является оценочным, однако в данном случае нам и не нужно точное значение частоты.

**

*Рисунок 14 – График зависимости модуля оператора дифракции при*

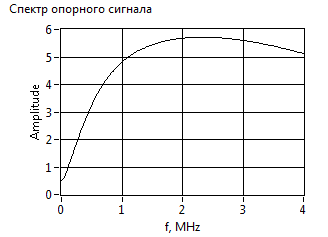
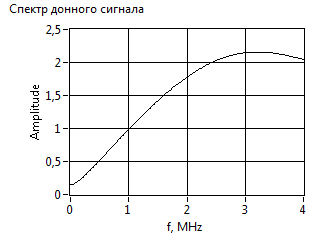
Из графика видно, что начиная примерно с 1.5 оператор дифракции уже практически не оказывает воздействия на спектр в силу того, что высокие частоты спектра сигнала слабо подвержены влиянию дифракции. С другой стороны области низких частот дифракция оказывает существенное влияние, а нулевая частота и близкие к ней теряются полностью.

Рассмотрим теперь спектр произвольного сигнала с дефектоскопа (сканируемый материал - сталь).



*Рисунок 15 – Спектр первого донного сигнала*

И в области низких частот: (fix)

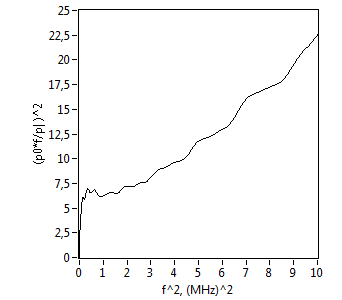


*а) б)*

*Рисунок 16 – Спектр первого донного сигнала (а) и спектр опорного сигнала (б) в области низких частот*

Сравнивая формы спектра донного и опорного сигнала видно, что спектр опорного сигнала имеет более крутой рост в области нижних частот, что подтверждается видом графика оператора дифракции. Заметим также, что исходя из графика модуля оператора дифракции, нулевая и близкие к ней частоты должны полностью исчезнуть, что не наблюдается в спектре первого донного сигнала. Получается, что в области нулевой частоты в спектре донного сигнала мы видим шум. Этот факт нужно будет учесть при аппроксимации и в процессе восстановления.

Суммируя все вышесказанное можно сделать вывод, что проводить аппроксимацию разумно в области частот ниже , и выше чем область нижних частот, в которой шум доминирует над сигналом. Невозможно дать точное значение интервала аппроксимации, для каждого конкретного сигнала он будет разным. Рассмотрим пример. На рисунк 16 график зависимости от для сигнала, прошедшего через сталь.



*Рисунок 17 – График зависимости от для сигнала*

*прошедшего через кварц*

Видно, что наиболее близким к линейному является участок зависимости на интервале квадрата частот от 1 до 4, то есть от 1 до 2 МГц в интервале частот. Значение , посчитанное с использованием МНК, оказалось равно 1.9 МГц, а ширина пучка мм. Ниже представлены результаты для значений и для разных материалов: (fix)

*Таблица 1 – Значения дифракционной частоты и ширины пучка для различных материалов*



Среднее значение параметра 3,7±0,3 мм. Будем его использовать в дальнейшем для вычисления . Стоит отметить, что в технической характеристике дефектоскопа указывается примерное значение ширины пучка : 3-4 мм.

## Глава 3. Автоматизированная установка для измерения напряженных состояний в металлах.

## 3.1 Описание установки

## 3.2 Описание программы.

## Глава 4. Измерение напряженных состояний в металлических трубах методом акусоупругости(?) с использованием лазерных источников ультразвука.

## 4.1 Описание образцов

## 4.2 Измерение напряженности у поверхности.

## 4.3 Результаты