

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E  
INFORMÁTICA INDUSTRIAL

GUILHERME MASSAHARU OMI

**DIMENSIONAMENTO DE DESCONTINUIDADES EM PEÇAS  
METÁLICAS POR APROXIMAÇÃO DE *BORN* DA AMPLITUDE DE  
ESPALHAMENTO**

DISSERTAÇÃO

CURITIBA

2018

GUILHERME MASSAHARU OMI

**DIMENSIONAMENTO DE DESCONTINUIDADES EM PEÇAS  
METÁLICAS POR APROXIMAÇÃO DE *BORN* DA AMPLITUDE DE  
ESPALHAMENTO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial da Universidade Tecnológica Federal do Paraná como requisito parcial para obtenção do grau de “Mestre em Ciências” – Área de Concentração: Engenharia De Automação E Sistemas.

Orientador: Flávio Neves Junior

**CURITIBA**

**2018**

#### Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

O55d Omi, Guilherme Massaharu

Dimensionamento de descontinuidades em peças metálicas por aproximação de *Born* da amplitude de espalhamento / Guilherme Massaharu Omi.-- 2018.  
86 f.: il.

Disponível via World Wide Web.

Texto em português com resumo em inglês.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. Área de Concentração: Engenharia de Automação e Sistemas. Curitiba, 2018.

Bibliografia: f. 84-86.

1. Engenharia elétrica - Dissertações. 2. Ultrassom. 3. Testes não-destrutivos. 4. Teoria da matriz S. 5. Espalhamento (Física). 6. Antenas de matriz faseada. 7. Metais - Fratura. 8. Testes ultrassônicos. 9. Métodos de simulação. I. Neves Junior, Flávio, orient. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. III. Título.

CDD: Ed. 23 -- 621.3

**Biblioteca Central do Câmpus Curitiba – UTFPR**  
**Bibliotecária: Luiza Aquemi Matsumoto CRB-9/794**

## TERMO DE APROVAÇÃO DE DISSERTAÇÃO Nº 814

A Dissertação de Mestrado intitulada “**Dimensionamento de Descontinuidades em Peças Metálicas por Aproximação de Born da Amplitude de Espalhamento.**”, defendida em sessão pública pelo(a) candidato(a) **Guilherme Massaharu Omi**, no dia 14 de dezembro de 2018, foi julgada para a obtenção do título de Mestre em Ciências, área de concentração Engenharia de Automação e Sistemas, e aprovada em sua forma final, pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial.

BANCA EXAMINADORA:

Prof(a). Dr(a). Flávio Neves Junior - Presidente – (UTFPR)

Prof(a). Dr(a). Marcos Vinicio Haas Rambo - (UFPR)

Prof(a). Dr(a). Daniel Rodrigues Pipa - (UTFPR)

A via original deste documento encontra-se arquivada na Secretaria do Programa, contendo a assinatura da Coordenação após a entrega da versão corrigida do trabalho.

Curitiba, 14 de dezembro de 2018.

Dedico este trabalho a todas as pessoas que me acompanharam nesta jornada.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço ao professor Flávio Neves Junior pela oportunidade dada e confiança depositada para realizar este trabalho. Aos professores Lúcia Valéria Ramos de Arruda, Daniel Pipa e César Ofuchi pelos ensinamentos e apoio.

Agradeço aos membros do Laboratório de Automação e Sistemas de Controle Avançado (LASCA) pela ajuda, companheirismo e discussões.

Por último agradeço à minha família e amigos, pelo apoio e carinho dado ao longo desta trajetória.

Este trabalho teve apoio financeiro da Agência Nacional do Petróleo, Gás Natural e Biocombustíveis - ANP, da Financiadora de Estudos e Projetos - FINEP, do Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação - MCTI por meio do Programa de Recursos Humanos da ANP para o Setor Petróleo e Gás - PRH-ANP/MCTI do Programa de Formação de Recursos Humanos da PETROBRAS - PRH10-UTFPR e da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES.



Ministério da  
Ciência, Tecnologia  
e Inovação



*"If your're afraid - don't do it, if you're doing it - don't be afraid."  
Genghis Khan*



## RESUMO

OMI, Guilherme Massaharu. DIMENSIONAMENTO DE DESCONTINUIDADES EM PEÇAS METÁLICAS POR APROXIMAÇÃO DE *BORN* DA AMPLITUDE DE ESPALHAMENTO. 86 f. Dissertação – Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2018.

Este trabalho desenvolve uma técnica para dimensionamento de trincas localizadas no interior de peças metálicas a partir de sinais ultrassônicos gerados por um transdutor *phased array* (PA). A técnica de dimensionamento faz uso da matriz de espalhamento, da qual pode ser extraída a resposta pulso-eco da descontinuidade. Através de um modelo matemático baseado na aproximação de Born para a amplitude de espalhamento é possível retirar informações valiosas sobre o comportamento da matriz de espalhamento de acordo com os parâmetros da descontinuidade. Por meio da resposta pulso-eco é possível extrair expressões do comprimento e da orientação da descontinuidade. Essas expressões não são aplicáveis em todos os casos, o que requer uma nova abordagem para o dimensionamento de descontinuidades. A nova abordagem proposta nesta dissertação faz uso de uma função custo que avalia as matrizes de espalhamento proveniente de dados experimentais em comparação com as provenientes do modelo matemático através da aproximação de Born. O algoritmo de dimensionamento desenvolvido é testado e validado a partir de dados proveniente de simulações e mostra resultados satisfatórios para descontinuidades pequenas, perdendo desempenho à medida que o comprimento da descontinuidade aumenta.

**Palavras-chave:** Ultrassom, *Phased array*, Ensaios não destrutivos, matriz de espalhamento, dimensionamento de descontinuidade, resposta do pulso-eco

## ABSTRACT

OMI, Guilherme Massaharu. FLAW SIZING TECHNIQUE USING BORN APPROXIMATION FOR SCATTERING AMPLITUDE. 86 f. Dissertação – Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2018.

This work presents a sizing method for inner metal bodies flaws, through ultrasonic A-scan signals generated by a phased array probe. The sizing technique makes use of the scattering matrix, from which the flaw pulse-echo response can be extracted. A mathematical model based on Born approximation is developed to analyze and extract valuable information about the scattering matrix related to the flaw. From the scattering matrix, the flaws pulse-echo response is obtained, which can be used to equate expressions for the flaw size and orientation. These expressions are not useful for all situations. Thus a new approach is developed for flaw sizing in the present work. This new approach uses the scattering matrices from experimental data as well as from the mathematical model by Born approximation. These scattering matrices are applied on a cost function to assess the minimum cost for a range of flaw length and frequencies. In this work, the sizing method is tested and validated on simulated data, providing good results for small flaws. However, the algorithm's performance decreases as the flaw size increases.

**Keywords:** Ultrasound, Phased array, Nondestructive testing, scattering matrix, flaw sizing, pulse-echo response

## LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1	– Espectro do sonoro .....	14
FIGURA 2	– Sistema básico de inspeção por ultrassom .....	21
FIGURA 3	– Formas de excitação dos elementos piezoelétricos .....	22
FIGURA 4	– Tipos de vibração das ondas ultrassônicas .....	23
FIGURA 5	– Lei de Snell .....	24
FIGURA 6	– Conversão do modo de onda .....	25
FIGURA 7	– Configurações para inspeções por ultrassom .....	26
FIGURA 8	– Campo próximo e campo distante .....	26
FIGURA 9	– Lei de atraso para transdutores PA .....	27
FIGURA 10	– Transdutor linear .....	28
FIGURA 11	– Discretização da ROI para a imagem TFM .....	29
FIGURA 12	– Configuração de inspeção por imersão .....	31
FIGURA 13	– Descontinuidade volumétrica e plana .....	34
FIGURA 14	– Aproximação de Kirchhoff .....	37
FIGURA 15	– Aproximação de Kirchhoff para descontinuidade plana .....	39
FIGURA 16	– Geometria de uma elipsoide .....	43
FIGURA 17	– Região de inspeção .....	46
FIGURA 18	– Discretização do transdutor PA .....	48
FIGURA 19	– Matriz de espalhamento .....	50
FIGURA 20	– Efeito da variação na profundidade do defeito na matriz de espalhamento .	51
FIGURA 21	– Efeito de parâmetros na matriz de espalhamento .....	52
FIGURA 22	– Resposta do pulso-eco .....	53
FIGURA 23	– Problema de dimensionamento em dados reais .....	56
FIGURA 24	– Visão geral do simulador CIVA® .....	60
FIGURA 25	– Dado FMC gerado pelo CIVA® .....	61
FIGURA 26	– Comparação de dados FMC .....	62
FIGURA 27	– TFM gerado a partir de um dado FMC do CIVA® .....	64
FIGURA 28	– Geração da matriz de espalhamento .....	65
FIGURA 29	– Resposta do pulso-eco com influência da orientação .....	67
FIGURA 30	– Resultado do algoritmo para descontinuidade de 1mm .....	70
FIGURA 31	– Resultado do algoritmo para descontinuidade de 1mm e 30°de inclinação .	71
FIGURA 32	– Resultado do algoritmo para descontinuidade de 2mm .....	72
FIGURA 33	– Resultado do algoritmo para descontinuidade de 3mm .....	73
FIGURA 34	– Resultado do algoritmo para descontinuidade de 3mm e 20°de inclinação .	74
FIGURA 35	– Resultado do algoritmo para descontinuidade de 4mm .....	75
FIGURA 36	– Resultado do algoritmo para descontinuidade de 6mm .....	76
FIGURA 37	– Resultado do algoritmo para descontinuidade de 8mm .....	77
FIGURA 38	– Limite de ângulo para a inclinação da descontinuidade .....	78
FIGURA 39	– Método dos 6dB para dimensionamento de descontinuidades .....	80

## LISTA DE TABELAS

TABELA 1	– Parâmetros do transdutor PA .....	47
TABELA 2	– Parâmetros do defeito .....	47
TABELA 3	– Parâmetros do corpo de teste usado na simulação .....	59
TABELA 4	– Classificação das descontinuidades examinadas .....	68
TABELA 5	– Resultados do algoritmo de dimensionamento .....	79
TABELA 6	– Resultados do método de dimensionamento de <i>6dB</i> .....	79

## LISTA DE SIGLAS

END	Ensaio Não-Destrutivo
A-scan	Amplitude Scan
PA	Phased Array
FMC	Full Matrix Capture
ROI	Region of Interest
TFM	Total Focusing Method
SM	Scattering Matrix
P-wave	Pressure-wave
S-wave	Shear-wave
HMC	Half Matrix Capture
LIT	Linear invariante no tempo
HWHM	Half-Width Half-Maximum
CEA	Comissariado de Energia Atômica e Energias Alternativas
GTD	Geometrical Diffraction Theory
SDH	Side Drilled hole
FBH	Flat Bottom Hole
S-scan	Sectorial scan
OSM	Objective Sizing Matrix

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>13</b>
1.1	OBJETIVOS	18
1.2	ESTRUTURA DO TRABALHO	19
<b>2</b>	<b>PRINCÍPIO DO SISTEMA DE INSPEÇÃO POR ULTRASSOM</b>	<b>20</b>
2.1	SISTEMA BÁSICO DE INSPEÇÃO POR ULTRASSOM	20
2.1.1	O transdutor ultrassônico	21
2.1.2	O transdutor ultrassônico <i>phased array</i>	27
2.2	MODELO MATEMÁTICO DO SISTEMA DE INSPEÇÃO POR ULTRASSOM	30
2.2.1	Amplitude de espalhamento da descontinuidade	33
2.2.1.1	Aproximação de Kirchhoff	37
2.2.1.2	Aproximação de Born	40
2.2.1.3	Inclusão elipsoidal	42
2.3	CONCLUSÕES	45
<b>3</b>	<b>DIMENSIONAMENTO DE DESCONTINUIDADES</b>	<b>46</b>
3.1	MATRIZ DE ESPALHAMENTO	46
3.2	RESPOSTA DO PULSO ECO	51
3.3	DIMENSIONAMENTO DE DESCONTINUIDADES TIPO TRINCA USANDO A RESPOSTA PULSO-ECO DO MODELO DE BORN	54
3.4	PROBLEMA NAS APLICAÇÕES COM DADOS REAIS	55
3.5	CONCLUSÕES	55
<b>4</b>	<b>DIMENSIONAMENTO DE TRINCAS COM DADOS EXPERIMENTAIS</b>	<b>58</b>
4.1	CAPTURE DE DADOS SIMULADOS	59
4.2	PRÉ-PROCESSAMENTO DE DADOS	60
4.2.1	Formação de imagens TFM	63
4.2.2	Extração de matriz de espalhamento	64
4.3	OTIMIZAÇÃO PARA A ESTIMATIVA DE DESCONTINUIDADES	65
4.4	ENSAIO COM DADOS SIMULADOS	67
4.5	CONCLUSÕES	73
<b>5</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES</b>	<b>81</b>
5.1	TRABALHOS FUTUROS	82
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>84</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Os ensaios não-destrutivos (END) são técnicas de inspeção empregadas para detectar irregularidades em estruturas de modo que nenhum dano ou deformação ocorra sobre elas, durante a inspeção. O principal foco do END é medir parâmetros de materiais e descontinuidades, de modo que as informações coletadas sejam úteis em um contexto de engenharia para que alguma ação seja tomada com base nelas, como por exemplo, necessidade de manutenção na peça inspecionada (NEAL, 1988).

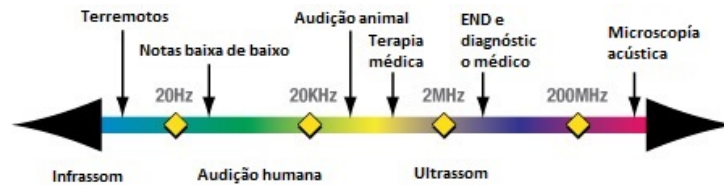
Segundo ABENDI (2018), as técnicas de END são amplamente utilizadas na indústria petroquímica, naval, aeronáutica, aeroespacial, energia, e outras. O desenvolvimento e aprimoramento das técnicas de inspeção são de grande valor para essas indústrias, uma vez que a prevenção de acidentes, através da detecção prévia, é de grande interesse para elas. As estruturas como dutos de óleo e gás, tanques de armazenamento para produtos químicos, tanques caldeiras, pás de turbinas geradoras de energia, casco de navios e navios, trilhos de trem, usinas nucleares (KOMURA et al., 2001) entre outras, são vulneráveis a trincas e outros desgastes devido à fadiga e deterioração com o tempo. Portanto as inspeções regulares são importantes para a tomada de decisão da empresa, uma vez que um defeito fora de controle dentro de uma dessas estruturas pode comprometer toda uma planta e a sua operação, gerando perdas financeiras imensas para a indústria (CUNNINGHAM, 2015).

Existem várias formas de realizar as inspeções por END. Entre as principais técnicas, de acordo com ABENDI (2018), estão:

- correntes parasitas;
- emissão acústica;
- radiografia (radioscopia e gamagrafia);
- ensaio visual;
- estanqueidade;

- líquido penetrante;
- partículas magnéticas;
- ultrassom;
- termografia;

Das técnicas listadas, o ensaio por ultrassom é destacado por ser um dos métodos de END mais utilizados na indústria. Entre as principais vantagens do ultrassom, segundo Schmerr (2015), se destacam a sua portabilidade, sua rapidez e o fato de ser econômico em relação às outras técnicas, o que o torna um dos principais métodos de inspeção utilizado, tanto na área médica, como na industrial. Thompson e Thompson (1985) destacam ainda a facilidade e o baixo custo energético para a geração e detecção dos sinais ultrassônicos, a capacidade de penetração das ondas ultrassônicas nas estruturas sem sofrer atenuação excessiva e, por último, citam a vantagem dos sinais ultrassônicos refletidos carregarem informações relacionadas às características do meio e das discontinuidades detectadas.



**Figura 1: Espectro da frequência sonora, os fenômenos naturais ocorrentes e as aplicações. Cada fenômeno está localizado próximo da frequência em que normalmente ocorre ou é aplicada. Nota-se a faixa da audição humana localizada entre 20Hz e 20kHz. Fenômenos além desse limite são imperceptíveis para o ouvido humano.**

Fonte: (OLYMPUS, 2018)

As ondas de ultrassom são ondas que estão acima do limite superior audível para os humanos, que é de 20kHz. A Figura 1 mostra a faixa de frequência de ocorrência dos principais fenômenos e de uso de tecnologias. Além de servir como forma de comunicação para alguns animais como golfinhos, morcegos e vários insetos, o uso do ultrassom pelos humanos vai além disso. Em aplicações médicas e veterinárias, o ultrassom é usado como uma ferramenta de diagnóstico de imagem em tempo real para estruturas internas do corpo humano e animal. Na sismologia, o ultrassom é utilizado para coletar dados internos da estrutura da terra. Esses dados são usados para criar imagens do interior da crosta terrestre, os quais podem revelar localizações de depósitos de óleo e gás, além de revelar potenciais ocorrências sismológicas (CUNNINGHAM, 2015).



De acordo com Krautkrämer e Krautkrämer (1983), as numerosas aplicações técnicas para o ultrassom podem ser divididas em dois grupos. O primeiro utiliza o ultrassom para atuar fisicamente em um material, como no caso da aplicação em limpeza, onde o ultrassom é usado para ejetar partículas minúsculas em tecidos, na remoção de resíduos metálicos em perfurações e muitas outras aplicações que envolvem a aplicação da força mecânica proveniente do ultrassom. O segundo grupo usa controladamente a energia das ondas sonoras para criar um sinal suficientemente claro para, por exemplo, ser usado na localização de objetos no entorno, como no caso de sonares e em aplicações de END. Nas aplicações para END, a inspeção por ultrassom é usada para detectar e monitorar descontinuidades em partes de estruturas sujeitas a forças como a tensão residual, tenacidade à fratura e deformação plástica, entre outras (NEAL, 1988). Grandes estruturas que normalmente são construídas a partir de várias peças possuem cordões de solda, região mais propensa ao surgimento de irregularidades estruturais. Estes são os locais mais inspecionados, já que esta é o ponto particularmente mais frágil da estrutura (CUNNINGHAM, 2015).

A inspeção por ultrassom requer o uso de um equipamento capaz de emitir uma onda ultrassônica que consiga penetrar no meio de inspeção e capturar ondas refletidas por descontinuidades ou paredes da estrutura. O componente capaz de gerar e capturar esses sinais é chamado de transdutor ultrassônico e é o principal componente de qualquer instrumento de medição por ultrassom. Geralmente o transdutor ultrassônico possui um cristal piezoelétrico que é o responsável pela conversão de energia elétrica em energia mecânica durante a geração de sinal, e a conversão inversa de energia mecânica em energia elétrica na recepção do sinal (HUNT et al., 1983). O sinal emitido pelo transdutor ultrassônico viaja através do meio até encontrar uma diferença de impedância acústica, o qual faz com que parte da energia de onda sonora emitida seja enviada de volta para o transdutor. O sinal refletido (eco) é capturado pelo equipamento de medição por ultrassom é chamado de sinal *Amplitude Scan (A-scan)*. Este tipo de sinal é o mais simples e comum nos END por ultrassom (SCHMERR, 2016). O sinal do tipo *A-scan* representa o nível de tensão recebida por uma reflexão de onda em relação ao tempo. Usando essa informação junto com o conhecimento da velocidade de propagação do som no meio inspecionado, é possível determinar a posição e localização da descontinuidade que gerou o eco no meio inspecionado, mas outros parâmetros como tamanho da descontinuidade e as propriedades mecânicas não podem ser extraídas deste sinal.

Ainda segundo Schmerr (2015), a possibilidade de movimentar o transdutor ultrassônico de elemento simples para posições e/ou orientações diferentes possibilita a coleta de mais dados, o que melhora a determinação das propriedades mecânicas do meio que não são detectadas com o transdutor em posição estática. A movimentação lateral do transdutor

ultrassônico sobre uma superfície de inspeção possibilita a construção de imagens do tipo *B-scan* (sinais do tipo *A-scan* concatenados). A movimentação do transdutor carrega consigo um custo elevado e torna a lenta a inspeção a ser realizada. Uma maneira de contornar este problema é utilizando um transdutor *phased array* (PA).

Os transdutores PA são transdutores que contém um número de elementos piezoelétricos (normalmente entre 64 e 256) contidos em um único encapsulamento, onde cada elemento pode atuar como emissor ou receptor independentemente (CUNNINGHAM, 2015). De acordo com (DRINKWATER; WILCOX, 2006), os transdutores do tipo PA, oferecem duas grandes vantagens sobre transdutores monolíticos: (I) transdutores do tipo PA conseguem fazer uma variedade de inspeções diferentes além de um simples posicionamento através da focalização dos feixes; (II) a maioria dos transdutores matriciais são capazes de produzir imagens em cada local de teste, o que possibilita uma rápida visualização da estrutura interna. Contudo, o transdutor PA apresenta algumas desvantagens: (I) configuração mais demorada e complexa, o qual pode resultar em erros; (II) devido ao incremento no tamanho do transdutor, o espaço ocupado e o acoplamento podem gerar problemas; (III) demanda melhor treinamento para os operadores; (IV) custo mais elevado dos equipamentos (DEUTSCH; KIERSPEL, 2012).

Não obstante, existem ainda diversos trabalhos onde transdutores monolíticos são empregados para a captura de dados do tipo *A-scan* e algoritmos avançados de reconstrução de imagens e caracterização das descontinuidades são desenvolvidos (GUARNERI, 2015; GUARNERI et al., 2015). Entre esses, pode-se citar trabalhos em que modelos de redes neurais são aplicadas para a classificação das descontinuidades baseados nesses sinais (MARGRAVE et al., 1999; GUARNERI et al., 2013; BAI et al., 2015a).

O aumento no número de elementos ativos no transdutor PA comparado ao transdutor monolítico, gera um aumento na quantidade de dados gerados. O principal tipo de dado gerado pelo conjunto de sinais de transmissão e recepção em um transdutor PA linear estático é chamado de *Full Matrix Capture* (FMC). Os dados do tipo FMC constituem uma matriz tridimensional em que os eixos representam os elementos de transmissão, os elementos de recepção e o terceiro eixo representa o tempo (conjunto de sinais do tipo *A-scan* para cada par de elemento transmissor/receptor). Para um único elemento de transmissão disparado, todos os elementos agem como receptor para capturar os sinais refletidos dentro de uma região de interesse (ROI - do original *region of interest*). O processo é repetido para cada elemento emissor até que todo o conjunto de dados seja capturado (SCHMERR, 2015).

Nos últimos anos têm aumentado o número de pesquisas para elaborar algoritmos de pós-processamentos para os dados FMC, onde o principal método de pós-processamento

aplicado é o *Total Focusing Method* (TFM) (HOLMES et al., 2005; DRINKWATER; WILCOX, 2006; ZHANG et al., 2008; HUNTER et al., 2008; ZHANG et al., 2010, 2011; HARVEY et al., 2011; BAI et al., 2015b; ZHANG et al., 2016; CUNNINGHAM et al., 2017; SAFARI et al., 2018; PENG et al., 2018). O referido método de imagem usa os sinais FMC para focalizar o feixe ultrassônico para cada ponto da ROI (HOLMES et al., 2005). O resultado do método TFM é uma imagem com resolução superior, se comparada a obtida com outros métodos como o *B-scan*. Como consequência, para descontinuidades grandes (tamanho da descontinuidade maior que um comprimento de onda do feixe ultrassônico), este método proporciona informações precisas sobre os parâmetros de comprimento e inclinação (em relação ao eixo do transdutor) da descontinuidade (BAI et al., 2015b). Para descontinuidades de tamanho próximos ao comprimento de onda do feixe ultrassônico, extrair os parâmetros de comprimento e inclinação se torna impreciso através das imagens TFM.

Para estes casos, outras abordagens devem ser consideradas. Quando um feixe ultrassônico incide em uma descontinuidade, informações importantes como localização, tamanho e ângulo de inclinação são codificadas nas ondas ultrassônicas refletidas (BAI et al., 2015b). A captura de todas as combinações de pares de feixes ultrassônicos transmitidos e refletidos pela descontinuidade descrevem a matriz de espalhamento (SM - do original *scattering matrix*). Entre os trabalhos que abordam um estudo aprofundado sobre a extração de informações das descontinuidades através da matriz de espalhamento, podem ser citados os trabalhos de Varatharajulu e Pao (1976), Varadan e Varadan (1979), Achenback et al. (1979), Neal (1990).

Schmerr (2016) desenvolve modelos matemáticos para algumas descontinuidades de geometria simples, como elipsoides, círculos e alguns outros exemplos. A matriz de espalhamento descreve o campo de dispersão da descontinuidade em função dos ângulos de incidência, ângulo de dispersão, frequência e outras informações. Os modelos matemáticos desenvolvidos até agora incorporam todos esses parâmetros, permitindo que a matriz de espalhamento seja usada como base para algoritmos de caracterização de trincas (ZHANG et al., 2010; BAI et al., 2015b; TANT et al., 2015; CUNNINGHAM, 2015; ZHANG et al., 2016).

Tant et al. (2015) utiliza o modelo matemático da amplitude de espalhamento de uma elipse desenvolvido por (SCHMERR, 2016) para criar matrizes de espalhamento de diversas configurações que são utilizadas para explorar os parâmetros das descontinuidades. As matrizes de espalhamento proporcionam parâmetros da descontinuidade que os métodos convencionais de imagem como *B-scan* e TFM não são capazes de fornecer, como comprimento e inclinação da descontinuidade. Esses tipos imagens geralmente proporcionam informações básicas como

a profundidade e a existência ou não da descontinuidade em um corpo de inspeção. O método abordado por (TANT et al., 2015) para determinar os parâmetros das descontinuidade faz uso de dados experimentais de onde é extraído uma matriz de espalhamento e este é comparado com matrizes de espalhamentos geradas a partir de um modelo matemático para uma faixa de comprimentos de descontinuidade e frequências. Este método permite dimensionar descontinuidades próximas a um comprimento de onda, sendo limitada pela estrutura física do transdutor PA.

## 1.1 OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho é aplicar os conceitos usados em (TANT et al., 2015) para a determinação de comprimento e inclinação de trincas localizadas dentro chapas metálicas de aço. Isto é possível através da avaliação da matriz de espalhamento do método de aproximação de Born para descontinuidades volumétricas. Para alcançar o objetivo principal, foi necessário cumprir com os seguintes objetivos específicos:

- Desenvolver o modelo da amplitude de espalhamento para uma elipsoide, que é a geometria que mais se aproxima de uma trinca.
- Adquirir dados externos de simuladores ou experimentais de descontinuidades semelhantes a trincas de diversos tamanhos.
- Desenvolver um algoritmo para a construção de imagem da ROI da peça inspecionada, o qual permite a localização da descontinuidade. Após a localização da descontinuidade, o algoritmo deverá gerar a matriz de espalhamento.
- Desenvolver o algoritmo que avalia a semelhança entre a matriz de espalhamento dos dados experimentais e o conjunto de matrizes de espalhamento geradas a partir do modelo para uma faixa de frequências e comprimento da descontinuidade distintos.

O modelo da amplitude de espalhamento da descontinuidade usado para gerar a matriz de espalhamento é baseado no modelo de espalhamento de Schmerr (2016) para descontinuidades localizadas em um meio elástico e sólido.

Os dados usados no trabalho provêm de simulador, uma vez que não foi possível extrair dados experimentais suficientes, devido à falta de corpos de provas certificados, para garantir que a localização e tamanho da descontinuidade sejam parâmetros conhecidos. Este conhecimento prévio fornece um controle e garantia sobre os resultados. O simulador possibilitou gerar uma variedade de dados com diferentes parâmetros para serem analisados.

## 1.2 ESTRUTURA DO TRABALHO

Este trabalho está dividido em 5 capítulos, onde o conteúdo de cada capítulo é descrito a seguir:

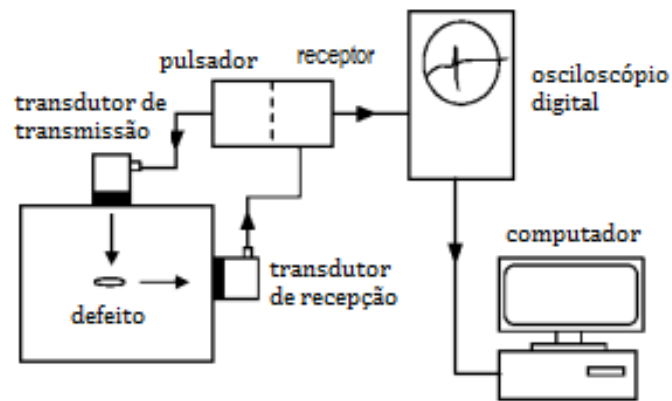
- Capítulo 2: é apresentado a fundamentação teórica dos principais conceitos do END por ultrassom e o seu modelo matemático.
- Capítulo 3: apresenta o método de dimensionamento de descontinuidades a partir de informações extraídas da matriz de espalhamento. Este capítulo descreve também alguns problemas deste método de dimensionamento.
- Capítulo 4: traz uma proposta para dimensionamento de descontinuidades. Apresenta discussões sobre a validade do método adotado e as suas limitações.
- Capítulo 5: apresenta as conclusões sobre o trabalho desenvolvido e as perspectivas para futuros trabalhos relacionadas à pesquisa.

## 2 PRINCÍPIO DO SISTEMA DE INSPEÇÃO POR ULTRASSOM

Para analisar o sistema de inspeção por ultrassom para aplicações de END, é necessário descrever os elementos que compõem tal sistema. A abordagem da análise desse sistema começa pelo caso mais simples do sistema de inspeção por ultrassom, operando com transdutores de elementos simples e o mínimo de componentes. A medida que as exigências por melhores equipamentos de ultrassom foram atendidas, novas concepções mais complexas foram surgindo no sistema de medição por ultrassom até a chegada do transdutor PA. A popularização dos transdutores PA nos END por ultrassom permitiu que novas técnicas de inspeção tenham sido criadas, aproveitando as vantagens oferecidas pelos transdutores PA (DEUTSCH; KIERSPEL, 2012). Para auxiliar no dimensionamento das descontinuidades, o modelo matemático do sistema de inspeção é desenvolvido para proporcionar otimização dos procedimentos existentes, desenvolver novas inspeções e analisar resultados de inspeções (SCHMERR; SONG, 2007).

### 2.1 SISTEMA BÁSICO DE INSPEÇÃO POR ULTRASSOM

Um sistema enxuto de inspeção por ultrassom para END é apresentado na Figura 2. Os componentes básicos necessários para formar o sistema de inspeção por ultrassom inclui: (I) o transdutor ultrassônico monolítico e (II) equipamento pulsador/receptor. O transdutor como mostrado na Figura 2 opera no modo *pitch-cath*, onde primeiro transdutor atua como emissor de ondas ultrassônicas e o segundo transdutor atua como receptor para o sinal de ultrassom refletido pela descontinuidade. Esta configuração pode ser alterada para o modo pulso-eco onde somente um transdutor é utilizado, atuando como emissor e receptor. O pulsador por sua vez, é o componente responsável pela geração de pulsos elétricos de alta tensão e curta duração para a excitação dos elementos piezoelétricos dos transdutores e conseqüentemente a geração de ondas ultrassônicas. O equipamento receptor tem a finalidade de adquirir os sinais elétricos gerado pelo transdutor. Os outros dois componentes básicos da Figura 2 são (III) o osciloscópio que é responsável pela geração de imagens dos sinais do tipo *A-scan* em tempo real da inspeção; e (IV) o material a ser inspecionado.



**Figura 2:** Sistema básico necessário para realizar uma inspeção por ultrassom na configuração do tipo *pitch-catch*. Os equipamentos modernos de inspeção por ultrassom contam com mais componentes e circuitos elétricos/eletrônicos para acomodar mais modos de inspeções e diferentes tipos de transdutores.

Fonte: (SCHMERR; SONG, 2007)

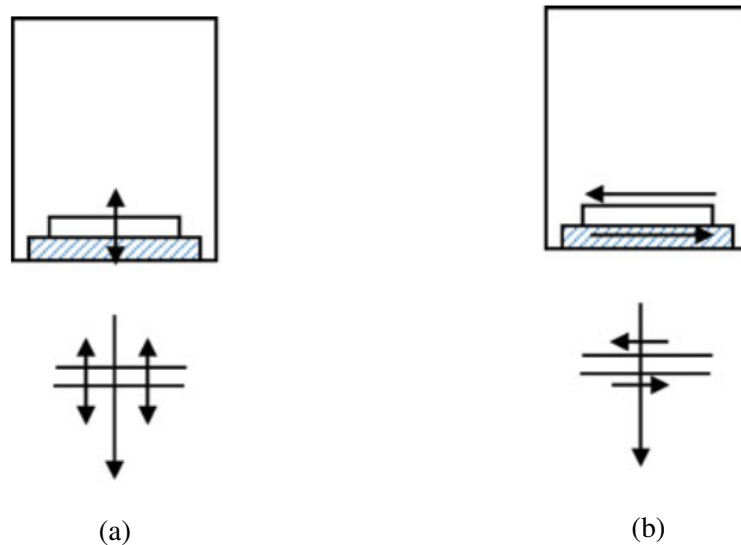
### 2.1.1 O TRANSDUTOR ULTRASSÔNICO

Os transdutores ultrassônicos para END são fabricados em uma variedade de tamanhos, formatos diferentes de encapsulamentos e frequências de operação distintas, mas todos contam com a mesma estrutura interna: o elemento piezoelétrico. O elemento ativo (elemento piezoelétrico) é protegido de danos físicos por uma camada de placa de desgaste e/ou uma lente acústica (OLYMPUS, 2018). Este tipo de construção é comum nos principais tipos de transdutores, como os de contato, angular, imersão e atraso de linha. Para a utilização dos transdutores de contato é necessário a aplicação de um acoplante para facilitar a transmissão de energia acústica entre o transdutor e o corpo de teste.

OLYMPUS (2018) descreve que os acoplantes são importantes para reduzir as lacunas de ar acumuladas entre o transdutor e o corpo de teste, já que o ar é um péssimo transmissor de energia acústica exatamente nas altas frequências utilizadas em END por ultrassom. Normalmente, os acoplantes são fluidos viscosos, gel ou substâncias pastosas. Algumas substâncias comumente utilizadas são: água, vaselina, glicerina, graxa, óleo de motor e inclusive gel de cabelo (OLYMPUS, 2018).

A categorização dos transdutores ultrassônicos de contato segundo (SCHMERR, 2016), ocorre em dois grupos. Esses grupos são diferenciados pelo tipo de movimento gerado no cristal piezoelétrico durante a sua excitação, conseqüentemente afetando o tipo de onda ultrassônica emitidas pelo cristal. O transdutor de contato do tipo onda de pressão (P-wave -

do original *Pressure-wave*) ou onda longitudinal tem como peculiaridade durante a excitação do elemento piezoelétrico, a deformação do cristal ao longo da sua espessura, como é visto na Figura 3a, gerando ondas nesse sentido de propagação. Por outro lado o transdutor de contato do tipo onda de cisalhamento (*S-wave* - do original *Shear-wave*) ou onda transversal, a deformação do cristal piezoelétrico ocorre de forma perpendicular à direção de propagação das ondas ultrassônicas. Este fenômeno é visto na Figura 3b.



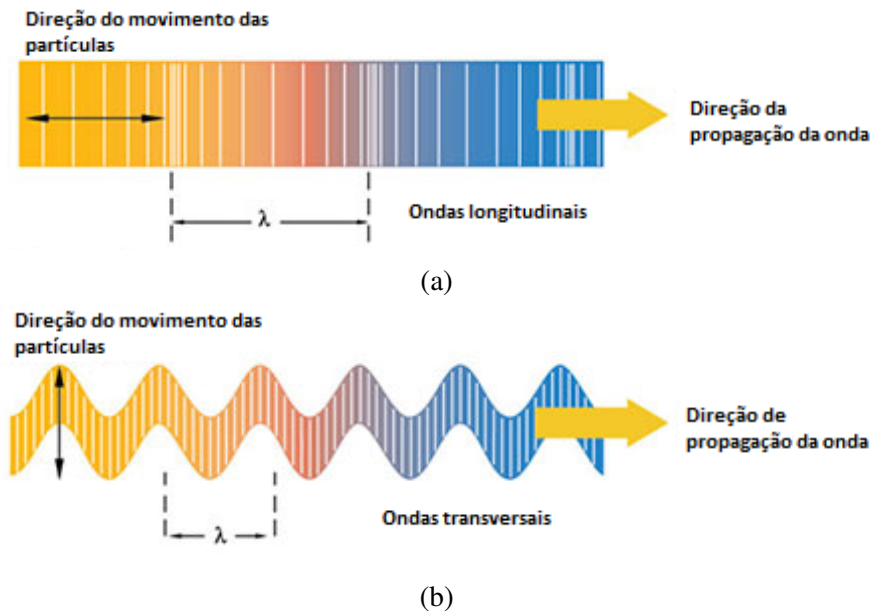
**Figura 3: Tipos de excitação dos cristais piezoelétricos. Em (a) o cristal piezoelétrico é estimulado de modo que gere ondas de pressão *P-wave*, enquanto que em (b) o cristal é forçado em uma movimentação lateral gerando ondas do tipo *S-wave*. As partículas ondas ultrassônicas criadas por (a) oscilam na direção de propagação da onda, enquanto quem em (b) as partículas vibram na direção perpendicular ao de propagação da onda.**

**Fonte: (SCHMERR, 2016)**

Nas ondas do tipo longitudinais, as partículas oscilam na direção de propagação da onda, o que permite a sua transmissão em meios sólidos, líquidos e gases. Durante a propagação de onda longitudinal, a energia cinética é transferida de molécula em molécula no plano de propagação, criando zonas de compressão e zonas de alargamento no espaço entre moléculas (ABENDI, 2018). Este fenômeno é ilustrada na Figura 4a, onde o comprimento de onda  $\lambda$  é descrito como a distância entre duas zonas de compressão. As ondas de som audível pelos humanos é do tipo longitudinal (OLYMPUS, 2018). A onda do tipo *P-wave* é considerada a mais importante do ponto de vista de inspeção de materiais. Neste tipo de onda, as forças compressionais e as forças dilatáveis são ativas ao mesmo tempo, portanto este tipo de onda é chamado também de ondas de pressão ou de compressão (KRAUTKRÄMER; KRAUTKRÄMER, 1983). Em inspeções de END por ultrassom, a onda *P-wave* é a que viaja com maior velocidade no meio entre os modos de propagação.



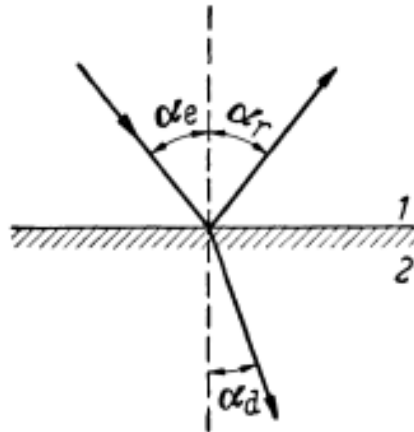
Segundo ABENDI (2018), a propagação de ondas *S-waves* ocorre com a movimentação transversal das partículas em relação à direção de propagação. Nota-se que as ondas transversais são incapazes de se propagar em líquidos e gases, devido às características das ligações entre as partículas nessas fases da matéria. A propagação de onda transversal ocorre portanto somente em meios sólidos. O comprimento de onda  $\lambda$  é a distância entre dois vales ou picos como pode ser visto na Figura 4b. Existem ainda outros modos de propagação de onda, como as ondas de *Rayleigh* ou superficiais, ondas *Lamb* e outros tipos de ondas são poucos comuns em END por ultrassom (OLYMPUS, 2018).



**Figura 4:** Onda do tipo *P-wave* ou longitudinal onde a vibração da onda ocorre no mesmo sentido da propagação (a) e onda do tipo *S-wave* ou transversal, onde a vibração das moléculas é transversal ao de propagação (b). O comprimento de onda para o primeiro caso é dado pelo comprimento entre duas áreas de compressão e no segundo caso este valor é dado pela distância entre dois planos onde as partículas se encontram em estados similares.

Fonte: (OLYMPUS, 2018)

Um dos fenômenos mais frequentes na propagação de ondas em que há mudança de interface, diferença de impedância acústica dos meios, é o efeito de reflexão e refração da onda. Quando uma onda ultrassônica que viaja no meio 1, com velocidade de propagação  $c_1$  e um ângulo de incidência  $\alpha_e$  em relação à normal, incide em uma superfície plana do meio 2, que por sua vez tem velocidade de propagação  $c_2$ , parte da energia da onda incidente é refletida a um ângulo  $\alpha_r$  e a outra parte é refratada com um ângulo  $\alpha_d$  com relação à normal (KRAUTKRÄMER; KRAUTKRÄMER, 1983). Este fenômeno é descrito pela lei de *Snell* dada na Equação 1. A Figura 5 mostra graficamente a ocorrência da lei de refração de *Snell* para feixes de ondas acústicas.



**Figura 5: Lei de Snell onde uma onda incidente em um meio 1 e ângulo  $\alpha_e$ , refrata uma parte da onda em um meio 2 com ângulo  $\alpha_d$  e reflete o restante de energia de onda a um ângulo  $\alpha_r$ .**

**Fonte: (KRAUTKRÄMER; KRAUTKRÄMER, 1983)**

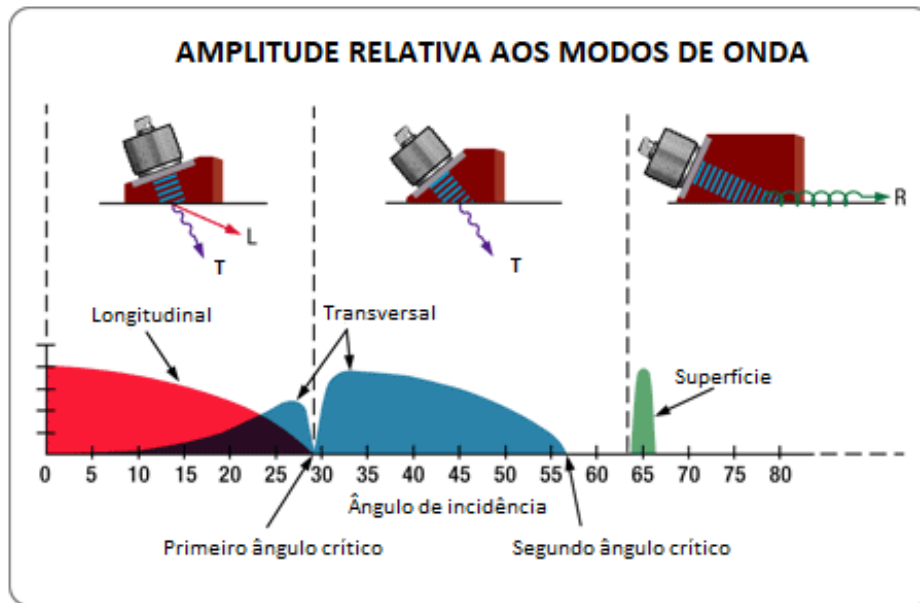
Durante a refração de onda, existem situações onde ocorre a conversão do modo de onda, fenômeno comum em ondas ultrassônicas onde parte da energia de ondas longitudinais são convertidas em ondas transversais e vice versa. Em situações em que a velocidade de propagação no segundo meio é maior que no primeiro meio, como nos casos de interface água-aço ou sapata-aço, a refração de ondas ultrassônicas acompanha a conversão de modo (OLYMPUS, 2018). A Figura 6 mostra as situações em que ocorre a conversão de modo para uma onda longitudinal gerada por um transdutor monolítico acoplado a uma sapata angular. Os pontos para o primeiro e segundo ângulo crítico são os valores de ângulos de incidência para os quais o valor de ângulo refratado é  $90^\circ$  (NDTRC, 2014).

$$\frac{\sin(\alpha_e)}{c_1} = \frac{\sin(\alpha_d)}{c_2} \quad (1)$$

A porcentagem de energia sonora que é refletida de volta para a fonte durante a incidência pode ser calculada com a Equação 2 onde,  $R$  é o coeficiente de reflexão,  $Z_1$  indica a impedância acústica do primeiro meio e  $Z_2$  é a impedância acústica do segundo meio.

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2)$$

Da Equação 2, pode-se inferir que em condições em que os dois meios são parecidos, o coeficiente de reflexão é baixo e, para meios com impedâncias acústicas distantes em similaridade o coeficiente de reflexão aumenta. Este é o caso para o ar e aço, com  $Z_{ar} = 1,5$  e



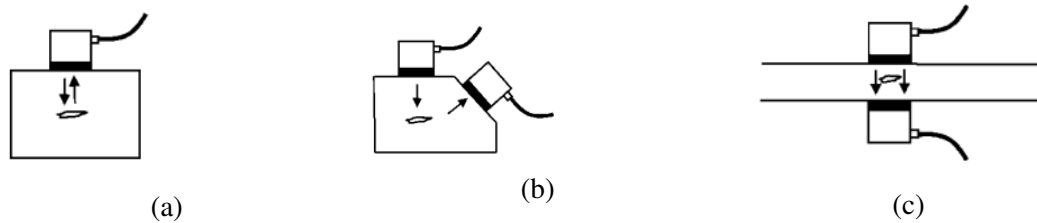
**Figura 6:** Amplitudes relativas das ondas ultrassônicas após a conversão de modo, para uma onda originalmente longitudinal gerada por um transdutor de contato inclinado com a ajuda de sapatas de diversos ângulos. Para os casos em que a velocidade de propagação do primeiro meio (água ou sapata) é menor que a velocidade de propagação no segundo meio (aço), como é na maioria dos casos de inspeção de END por ultrassom. Nesta situação a medida que o ângulo da onda de incidência aumenta, o ângulo da onda refratada também aumenta ao mesmo tempo que a porção de energia da onda longitudinal que se transforma em onda transversal também aumenta. Quando o ângulo refratado ultrapassa os  $90^\circ$  a onda longitudinal é totalmente convertida em onda superficial.

Fonte: (OLYMPUS, 2018)

$Z_{aço} = 45$  resultando em  $R = 0,9565$ , ou 95% de reflexão da energia sonora incidente, problema para o qual o uso de acoplante se torna indispensável para inspeções por contato.

Ainda segundo Schmerr (2016), existem diferentes tipos de configurações de testes para os transdutores de contato. A Figura 7 mostra os principais modos de inspeção. Na Figura 7a, o mesmo transdutor é usado como transmissor e receptor de sinais de ultrassom para a inspeção de uma peça com descontinuidade. Esta configuração é referida como modo *pulse-echo*. Quando um transdutor é adicionado como na Figura 7b, de modo que estes atuem de forma diferente, sendo um o transmissor e o outro o receptor, a configuração é chamada de *pitch-catch*. A terceira configuração mostrada na Figura 7c é chamada de configuração *through-transmission* e tem os transdutores montados um diante um do outro, monitorando a perturbação no sinal que está constantemente presente.

Outro conceito importante para os transdutores de ultrassom é a característica do feixe. O campo sonoro criado pelo transdutor ultrassônico pode ser separado em duas zonas, o campo

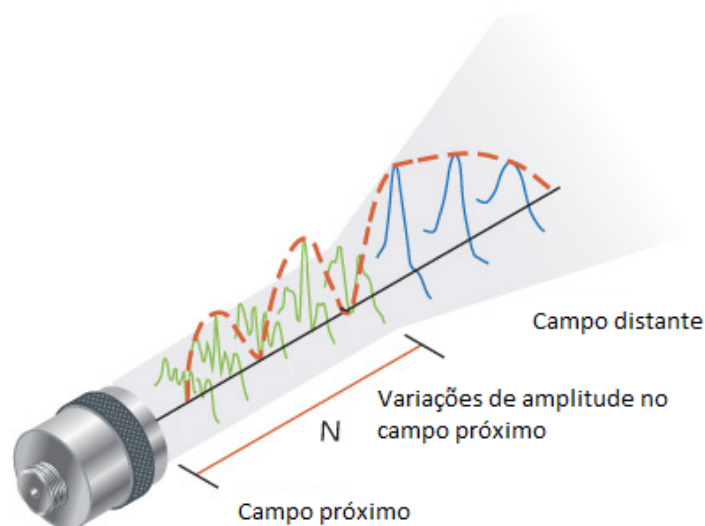


**Figura 7: Configurações básicas para a inspeção de END por ultrassom. Estas configurações são aplicadas também para as inspeções por imersão, onde o corpo de prova e os transdutores são submergidos em água que serve como acoplante entre o transdutor e a peça inspecionada.**

Fonte: (SCHMERR, 2016)

próximo e o campo distante. O campo próximo é a região mais próxima ao transdutor, onde ocorre uma série de picos máximos e mínimos na pressão sonora. O campo distante ocorre logo após o campo próximo e é nesta região que as ondas de pressão sonora diminuem à medida que a energia é dissipada. A Equação 3 é usada para descobrir a localização do campo próximo, onde  $N$  é o comprimento do campo próximo,  $D$  é o diâmetro do elemento do transdutor (transdutor de pistão),  $f$  é a frequência do transdutor e  $c$  é a velocidade de propagação no material.

$$N = \frac{D^2 f}{4c} \quad (3)$$



**Figura 8: Regiões do campo próximo e campo distante do feixe de um transdutor cilíndrico. A maior parte da energia se concentra no campo próximo do feixe. No campo distante, a energia é dissipada a medida que o diâmetro expande.**

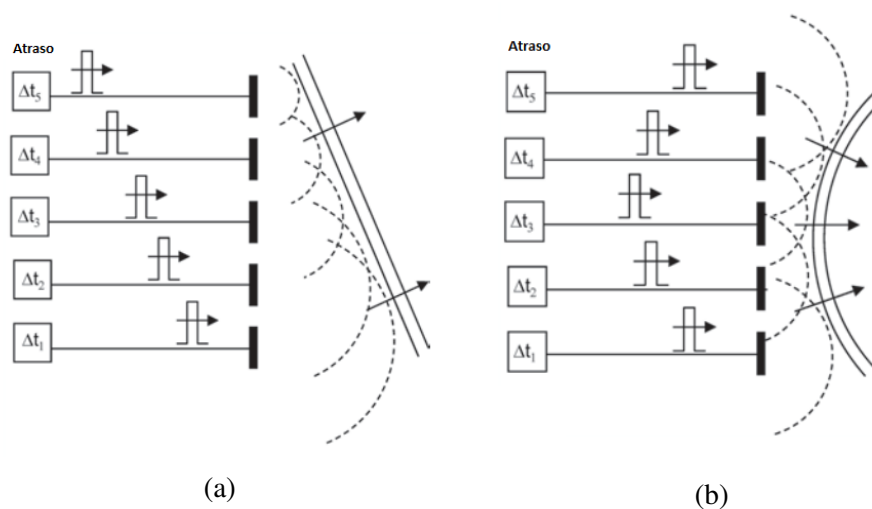
Fonte: (OLYMPUS, 2018)

Os transdutores monolíticos apresentados são simples para operar, porém lentos para

cobrir grandes áreas de inspeção, motivo pelo qual o uso de transdutores do tipo PA tem se tornado cada vez mais comuns em inspeções de END por ultrassom.

### 2.1.2 O TRANSDUTOR ULTRASSÔNICO *PHASED ARRAY*

O transdutor ultrassônico PA é composto por uma matriz de elementos piezoelétricos, onde cada elemento pode ser ativado eletronicamente para atuar como emissor ou receptor de forma independente. Uma das vantagens do transdutor PA é a possibilidade de direcionamento da onda mediante a configuração nos atrasos do tempo de disparo dos pulsos elétricos. O conjunto de atrasos aplicados para cada elemento ativo do transdutor PA é chamado de lei de atraso, a qual permite guiar as ondas ultrassônicas para diferentes direções sem a necessidade de realizar a movimentação do transdutor (SCHMERR, 2015). A Figura 9 mostra dois exemplos de configurações de lei de atraso para o transdutor PA: para direcionar a onda Figura 9a e para focalizar a onda Figura 9b.

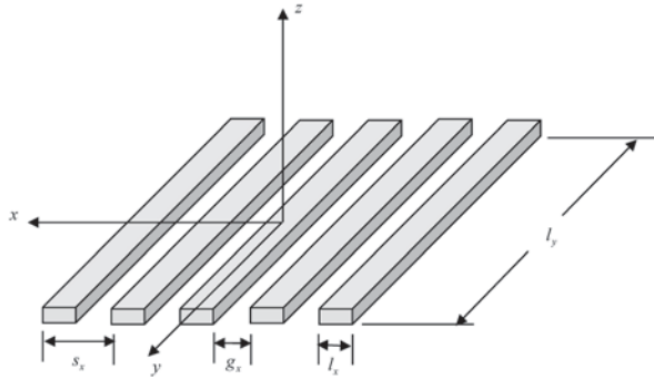


**Figura 9:** Configuração da lei de atraso para o transdutor PA, em (a) as ondas são direcionadas e em (b) as ondas são concentradas em um ponto. O atraso de cada elemento do transdutor PA é escolhido de forma que atue em combinação com os elementos adjacentes para formar uma frente de onda.

Fonte: (SCHMERR, 2015)

A Figura 9 mostra um exemplo aplicável em transdutores lineares, onde os elementos piezoelétricos são disponibilizados ao longo de uma dimensão (1-D). Esta configuração de transdutor é a mais comum na área de END por ultrassom (DRINKWATER; WILCOX, 2006). A Figura 10 mostra o formato dos elementos piezoelétricos de um transdutor PA linear. O formato retangular é o mais usado na prática por ser de fabricação economicamente viável (SCHMERR, 2015). Nesta configuração, o parâmetro  $g_x$  é a distância entre dois elementos

consecutivos,  $l_x$  é o comprimento na direção do eixo  $x$ ,  $l_y$  é o comprimento na direção da coordenada  $y$  e  $s_x$  é o espaçamento entre elementos, chamado também de *pitch*.



**Figura 10: Elementos de um transdutor linear. O transdutor linear consiste em uma fila em forma de tiras onde cada tira é um elemento piezoelétrico. Os elementos do transdutor linear são distribuídos na direção  $x$  da direção de inspeção.**

Fonte: (SCHMERR, 2015)

Existem ainda transdutores PA disponíveis em formatos 2-D, anular ou anular segmentado, como descreve Schmerr (2015). A geometria dos transdutores PA são limitadas por fatores como dificuldade de construção, conectividade e o número de canais para o controlador. Apesar terem potencial para a geração de imagens, os transdutores 2-D ainda não convenceram a indústria e a área de END por ultrassom, já que ainda é tema de pesquisa (DRINKWATER; WILCOX, 2006).

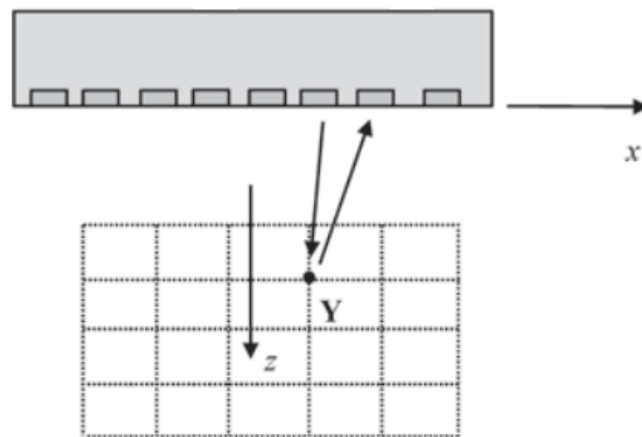
O transdutor PA linear é capaz de gerar um conjunto de dados do tipo *A-scan* no domínio do tempo, para todos os pares de elementos de transmissão e recepção, conhecido como FMC. O tamanho da matriz FMC depende do número de elementos ativos no transdutor PA; para um transdutor com 64 elementos e sinais *A-scan* de 1000 pontos, por exemplo, uma matriz do tamanho  $64 \times 64 \times 1000$  é gerada. Durante a captura de dados em uma matriz FMC, ocorre a situação em que o sinal *A-scan*  $A_{mn}$ , com  $n$  sendo o elemento emissor e  $m$  o elemento receptor, é equivalente ao sinal  $A_{nm}$ , pois ambos sinais percorrem o mesmo trajeto. Neste caso, os pares de elementos equivalente são descartados, gerando assim uma matriz FMC reduzida ou a matriz *half matrix capture* (HMC), que ocupa  $(n^2 + n)/2$  dados *A-scans* comparado com os  $n^2$  dados *A-scans* para o FMC (ZETEC, 2017).

A partir do FMC é possível gerar imagens ultrassônicas de qualquer lei focal, ângulo de abertura e concentração de ondas em um pós-processamento de dados. O mais comum dos métodos de pós-processamento é a reconstrução de imagens TFM que consegue uma elevada

resolução de imagem, se comparada com os métodos convencionais, como por exemplo o *B-scan*, que não faz uso de toda a informação disponível na matriz FMC (BAI et al., 2015b).

O método de construção de imagem do tipo TFM exige o uso de todos os sinais *A-scan* do FMC dado, para uma construção apropriada da imagem. Devido ao alto grau de tratamento de dados, o algoritmo TFM é mais comum no pós-processamento de dados FMC (HOLMES et al., 2005), apesar de que equipamentos modernos já são capazes de realizar tal processamento em tempo real (M2M, 2018).

O algoritmo de pós-processamento para imagens TFM começa pela discretização de uma ROI em um *grid* no plano X-Z, como pode ser visto na Figura 11. Para cada ponto da *grid*, os sinais *A-scans* para cada par de elemento transmissor/receptor do transdutor PA são somados para sintetizar o foco, gerando um valor de intensidade ( $Y(x, z)$ ) para este ponto, como é mostrado na Figura 11 (HOLMES et al., 2005).



**Figura 11: ROI da área inspecionada pelo transdutor PA para uma posição estática. O método TFM discretiza toda a ROI e calcula o peso da contribuição de cada elemento ativo do transdutor linear para cada ponto da *grid*.**

Fonte: (SCHMERR, 2015)

As aplicações que englobam as inspeções de END por ultrassom estão em constante evolução, criando novas técnicas de inspeção ao mesmo tempo que otimizam as técnicas existentes. Os modelos ultrassônicos são usadas para avaliar as técnicas novas e existentes extraindo informações sobre o transdutor ultrassônico, o sinal gerado e o sinal refletido por uma

descontinuidade (SCHMERR; SONG, 2007).

## 2.2 MODELO MATEMÁTICO DO SISTEMA DE INSPEÇÃO POR ULTRASSOM

Schmerr (2016) apresenta o desenvolvimento de modelos que descrevem a física do processo de inspeção para sistemas de END por ultrassom. O sistema é modelado como um sistema linear invariante no tempo (LIT), onde o sinal de entrada  $v_i(t)$  produz um sinal de saída  $v_o(t)$ , o sinal  $v_i(t)$  é o sinal elétrico gerado pelo pulsador e  $v_o(t)$  é o sinal elétrico na saída do transdutor. A relação entre eles é dado pela integral de convolução da resposta ao impulso do sistema  $g(t)$ :

$$v_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t - \tau) i(\tau) d\tau \quad (4)$$

A integral de convolução da Equação 4 pode ser convertida para o domínio da frequência através da propriedade de convolução na transformada de Fourier (OPPENHEIM et al., 1997) gerando:

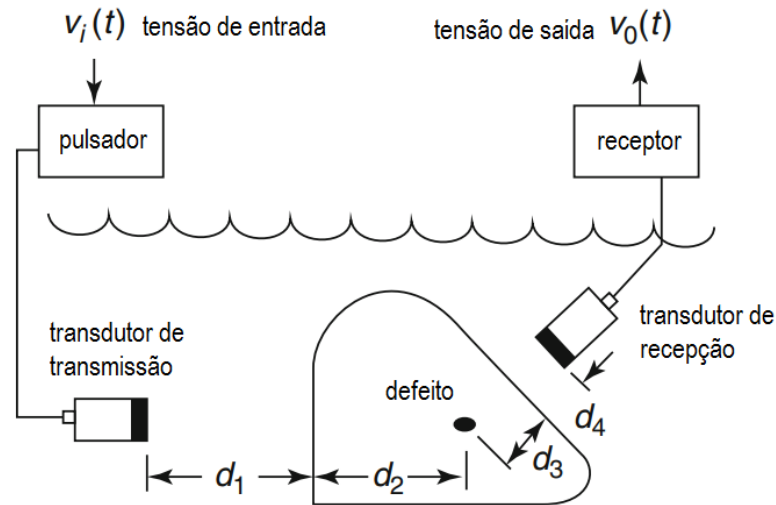
$$V_o(\omega) = V_i(\omega)G(\omega) \quad (5)$$

As operações de produto entre as componentes das funções de resposta ao impulso no domínio da frequência da Equação 5 tornam as operações muito mais convenientes do que as operações na Equação 4 (SCHMERR, 2016). O termo  $G(\omega)$  é chamado de função de transferência para os sistemas LIT. O sistema de inspeção na configuração *pitch-catch* de imersão da Figura 12 é usado como a configuração padrão para a modelagem matemática do sistema de inspeção.

Ainda de acordo com Schmerr (2016), a função de transferência  $G(\omega)$  pode ser desmembrada no conjunto de componentes a seguir:

- $T_g(\omega)$ : representa a geração de ondas sonoras na face do transdutor ultrassônico devido ao pulso de tensão  $v_i(t)$ .
- $T_a(\omega)$ : descreve a propagação das ondas ultrassônicas desde a face do transdutor ultrassônico, o seu percurso na água (devido a uma inspeção de imersão), a propagação na peça de inspeção, a reflexão em uma descontinuidade até o retorno na face do transdutor ultrassônico de recepção.





**Figura 12: Configuração para END de imersão por ultrassom no modo *pitch-catch*.** Nesta configuração, os transdutores de transmissão e recepção são diferentes. Esta configuração é escolhida para o modelo matemático elaborado por Schmerr (2016), pois inclui todas as etapas do modelo.

Fonte: (SCHMERR, 2016)

- $T_r(\omega)$ : corresponde à recepção do sinal ultrassônico no transdutor e a sua transformação em um pulso elétrico.

O sistema de inspeção por ultrassom torna-se portanto:

$$V_o(\omega) = T_g(\omega)T_a(\omega)T_r(\omega)V_i(\omega) \quad (6)$$

Os termos  $T_g(\omega)$  e  $T_r(\omega)$  descrevem as propriedades elétricas do pulsador/receptor, o sistema de cabos e as propriedades eletromecânicas do transdutor. Estas funções de transferências podem ser obtidas a partir de medições elétricas, portanto podem ser combinadas com  $V_i(\omega)$  (também mensurável) para formar a Equação 7, que é a função de transferência do sistema  $s(\omega)$ .  $T_a(\omega)$  por outro lado, é uma função das propriedades elásticas e acústicas do meio e não podem ser mensuradas diretamente (SCHMERR, 2016).

$$s(\omega) = T_g(\omega)T_r(\omega)V_i(\omega) \quad (7)$$

Simplificando, a Equação 7 que descreve o modelo do sistema LTI torna-se a Equação

8:

$$V_o(\omega) = s(\omega)T_a(\omega) \quad (8)$$

Ainda segundo Schmerr (2016), a função de transferência  $T_a(\omega)$  pode ser escrita como na Equação 9, de acordo com o modelo Thompson-Gray (SCHMERR; SONG, 2007).

$$T_a(\omega) = P(\omega)M(\omega)T_1(\omega)C_1(\omega)T_2(\omega)C_2(\omega)A(\omega) \quad (9)$$

em que define-se cada termo como:

- $P(\omega)$  e  $M(\omega)$ : representam o atraso no tempo de propagação e atenuação, respectivamente durante o percurso de ida e volta da onda ultrassônica.
- $T_1(\omega)$  e  $T_2(\omega)$ : descrevem a transmissão e os coeficientes associados à propagação do feixe de som através da interface fluido-sólido na transmissão e interface sólido-fluido na reflexão.
- $C_1(\omega)$  e  $C_2(\omega)$ : são as correções de difração das ondas incidentes e refletidas na descontinuidade.
- $A(\omega)$ : é o termo de amplitude de espalhamento da descontinuidade.

A função de transferência para o sistema de inspeção por ultrassom fica na forma:

$$V_o(\omega) = s(\omega)P(\omega)M(\omega)T_1(\omega)C_1(\omega)T_2(\omega)C_2(\omega)A(\omega) \quad (10)$$

Assim como para o caso do modelo de um sistema de inspeção por ultrassom para END com transdutores monolíticos, o modelo com transdutores PA segue a mesma lógica. A função de transferência  $V_o(\omega)$  muda para  $V_{mn}^o$ , onde  $m$  representa o  $m$ -ésimo elemento do transdutor que recebe as ondas refletidas e  $n$  o  $n$ -ésimo elemento do transdutor que emite ondas ultrassônicas (SCHMERR, 2015). A equação equivalente para um sistema PA da Equação 8 é:

$$V_{mn}^o(\omega) = s_{mn}(\omega)T_{mn}^a(\omega) \quad (11)$$

Onde a função de transferência  $T_{mn}^a(\omega)$  caracteriza as propriedades acústicas e elásticas, assim como no caso anterior. Os efeitos de atrasos ( $\Delta t_n^g, \Delta t_m^r$ ) e pesos de apodização ( $\tilde{C}_n^g, \tilde{C}_m^r$ ) na geração e na recepção das ondas ultrassônicas no transdutor PA podem ser facilmente incorporada na Equação 11 (SCHMERR, 2015) como:

$$V_{mn}^o(\omega) = \tilde{C}_n^g \tilde{C}_m^r \exp(i\omega\Delta t_n^g) \exp(i\omega\Delta t_m^r) s_{mn}(\omega) T_{mn}^a(\omega) \quad (12)$$

A Equação 12 descreve o modelo geral para um sistema de inspeção PA onde é denotada a função de transferência da tensão  $V_{mn}^o$  para todos os possíveis pares de elementos emissor ( $n$ ) e receptor ( $m$ ). As componentes elétricas e eletromecânicas da resposta do sistema são caracterizadas pela função do sistema  $s_{mn}(\omega)$  e os fenômenos relacionados à propagação e espalhamento de onda junto com as propriedades elásticas e acústicas são caracterizadas pela função de transferência  $T_{mn}^a$ .

### 2.2.1 AMPLITUDE DE ESPALHAMENTO DA DESCONTINUIDADE

Uma das funções de transferências da Equação 10 e que também está presente no termo  $T_{mn}^a$  da Equação 12 é a amplitude de espalhamento  $A(\omega)$ . Quando um feixe de onda ultrassônica interage com uma descontinuidade no material, ondas de espalhamento são geradas e se propagam em todas as direções. A distribuição das ondas dispersas está diretamente ligada ao material e à geometria da descontinuidade (SCHMERR, 2015).

Schmerr (2016) denota que as descontinuidades podem se encaixar em duas categorias: (I) volumétricas (Figura 13a) e (II) planas (*crack-like defects*) (Figura 13b), e elas podem assumir um formato arbitrário.

A equação que descreve as ondas de pressão do espalhamento devido a uma descontinuidade é dada na seguinte forma (SCHMERR; SONG, 2007):

$$p^r(\mathbf{y}, \omega) = p_0 A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) \frac{\exp(ikr_s)}{r_s} \quad (13)$$

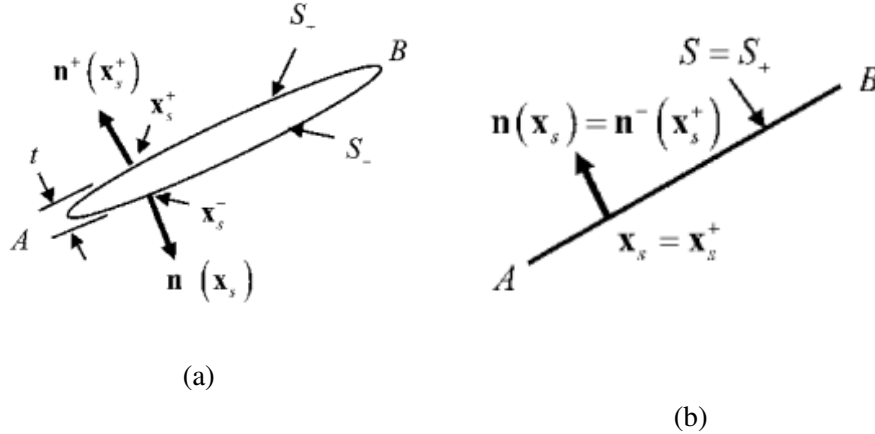
onde  $p_0$  é a onda de pressão incidente na descontinuidade,  $r_s$  é a distância até o local de observação,  $k$  é o número de onda, o vetor  $\mathbf{y}$  descreve o vetor do centro da descontinuidade até o ponto de observação  $r$ , e  $A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s)$  é a amplitude de espalhamento para uma descontinuidade volumétrica que é definida como:

$$A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) = -\frac{1}{4\pi} \int_S \left[ \frac{\delta \tilde{p}}{\delta n} + ik(\mathbf{e}_s \cdot \mathbf{n}) \tilde{p} \right] \exp(-ik\mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s) dS \quad (14)$$

em que os termos  $\mathbf{e}_i$  e  $\mathbf{e}_s$  representam os vetores unitários da direção da onda incidente e refletida, respectivamente, enquanto que a variável  $\tilde{p}$  representada pela Equação 15 é a pressão

normalizada e  $\mathbf{n}$  é o vetor unitário normal a superfície da descontinuidade.

$$\tilde{p} = p/p_0 \quad (15)$$



**Figura 13:** As descontinuidades são assumidas como volumétricas ou planas (*crack-like*). As descontinuidades do tipo volumétrica possui superfície  $S_+$  e  $S_-$ , separadas por uma distância  $t$ . A descontinuidade do tipo plano tem as superfícies separadas por uma distância infinitesimal, podendo aproximar a superfície  $S = S_+ = S_-$ .  $\mathbf{n}$  representa o vetor unitário normal a superfície no ponto  $x_s^\pm$ .

Fonte: (SCHMERR, 2016)

Para descontinuidades planas (do tipo trinca), Schmerr e Song (2007) definem a variável  $A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s)$  da Equação 13 como sendo

$$A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) = -\frac{1}{4\pi} \int_S \left[ \frac{\delta \tilde{p}}{\delta n} + ik(\mathbf{e}_s \cdot \mathbf{n}) \Delta \tilde{p} \right] \exp(-ik\mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s) dS \quad (16)$$

Esta descontinuidade plana é tratada como sendo uma descontinuidade volumétrica de superfície  $S$ , em que a superfície é composta por duas superfícies  $S_+$  e  $S_-$  separadas por uma distância infinitesimal  $t \rightarrow 0$ , como pode ser observado na Figura 13. A variável  $\Delta \tilde{p}(\mathbf{x}_s, \omega)$  da Equação 16 representa a diferença normalizada entre as pressões sobre cada superfície ( $S_+$  e  $S_-$ ) dada por (SCHMERR, 1998):

$$\Delta p = p(\mathbf{x}_s^+, \omega) - p(\mathbf{x}_s^-, \omega) \quad (17)$$

As Equações 14 e 16 representam as equações de amplitude de espalhamento para descontinuidades volumétrica e plana, respectivamente, inseridas em um meio definido como fluido. Para os casos onde a descontinuidade está em um meio sólido, as ondas de espalhamento

no campo distante são compostas pela combinação de ondas longitudinais e transversais, que contam com termos específicos para cada tipo de onda (SCHMERR; SONG, 2007). A equação para o campo de onda refletida pela descontinuidade devido à incidência de uma onda do tipo longitudinal no meio sólido é descrito na forma escalar de acordo com (SCHMERR, 2016) como sendo:

$$u_n^{scatt}(\mathbf{y}, \omega) = U_0 A_n^{P;\beta} \left( \mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^P \frac{\exp(ik_1 r_s)}{r_s} \right) + U_0 A_n^{S;\beta} \left( \mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^S \frac{\exp(ik_1 r_s)}{r_s} \right) \quad (18)$$

onde o tipo de onda  $\beta$  ( $\beta = P, S$ ), define as ondas *P-wave* (longitudinal) ou *S-wave* (transversal). As variáveis  $A_n^{\alpha;\beta}$  são as amplitudes de espalhamento para ondas do tipo  $\alpha$  ( $\alpha = P, S$ ) devido a uma onda incidente  $\beta$ , as variáveis  $\mathbf{e}_i^\alpha, \mathbf{e}_s^\alpha$  são os vetores unitários de direção das ondas incidentes (*i*) e espalhadas (*s*) do tipo  $\alpha$  e  $U_0$  é o deslocamento da amplitude da onda incidente.

As amplitudes de espalhamento da Equação 18 são formuladas por Schmerr (2016) como:

$$A_n^{P;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^P) = -\frac{e_{sl}^P e_{sn}^P}{4\pi\rho c_1^2} \int_S [\tilde{\tau}_{kl} n_k + ik_1 e_{sj}^P C_{kplj} n_k \tilde{u}_p] \exp(-ik_1 \mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s^P) dS(\mathbf{x}_s) \quad (19)$$

para as ondas espalhadas do tipo longitudinal e

$$A_n^{S;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^S) = -\frac{(\delta_{ln} - e_{sl}^S e_{sn}^S)}{4\pi\rho c_2^2} \int_S [\tilde{\tau}_{kl} n_k + ik_2 e_{sj}^S C_{kplj} n_k \tilde{u}_p] \exp(-ik_2 \mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s^S) dS(\mathbf{x}_s) \quad (20)$$

para as ondas espalhadas transversais, onde as variáveis  $\delta_{ln}$ ,  $\tilde{\tau}_{kl}$ ,  $C_{kpl}$  e  $\tilde{u}_p$  são variáveis relacionadas aos fenômenos físicos e mecânicos do meio como por exemplo, o deslocamento envolvido com a movimentação das ondas no meio ( $\tilde{u}_k$ ) (SCHMERR, 2016, p. 34) e tensão mecânica ( $\tilde{\tau}_{kl}$ ) (SCHMERR, 2016, Apêndice C). Estas variáveis são discutidas em (SCHMERR, 2016, Capítulos 4 e 5).

As variáveis  $\tilde{\tau}_{kl}$  e  $\tilde{u}_k$  são reescritas por (SCHMERR, 2016) na forma

$$\tilde{\tau}_{kl} = C_{klpj} \delta \tilde{u}_p / \delta x_j = C_{lkpj} \delta \tilde{u}_p / \delta x_j \quad (21)$$

para os termos de tensão mecânica e

$$e_{sj}^\beta C_{kplj} n_k \tilde{u}_p = e_{sj}^\beta C_{ljkp} n_k \tilde{u}_p = e_{sk}^\beta C_{lkpj} n_p \tilde{u}_j \quad (22)$$

para as variáveis de deslocamento. Aplicando as mudanças na Equação 19, a amplitude de espalhamento para uma onda longitudinal é transformada para

$$A_n^{P;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^P) = -\frac{e_{sl}^P e_{sn}^P C_{lkpj}}{4\pi\rho c_1^2} \int_S [(\delta\tilde{u}_p/\delta x_j) n_k + ik_1 e_{sk}^P n_p \tilde{u}_j] \exp(-ik_1 \mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s^P) dS(\mathbf{x}_s) \quad (23)$$

e a Equação 20 para ondas transversais muda para

$$A_n^{S;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^S) = -\frac{(\delta_{ln} - e_{sl}^S e_{sn}^S) C_{lkpj}}{4\pi\rho c_2^2} \int_S [(\delta\tilde{u}_p/\delta x_j) n_k + ik_2 e_{sk}^S n_k \tilde{u}_j] \exp(-ik_2 \mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s^S) dS(\mathbf{x}_s) \quad (24)$$

As equações de amplitude de espalhamento para descontinuidades planas em um meio sólido são resolvidas por (SCHMERR, 2016, p. 425) como sendo

$$A_n^{P;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^P) = -\frac{e_{sl}^P e_{sn}^P}{4\pi\rho c_1^2} \int_S [\Delta\tilde{\tau}_{kl} n_k + ik_1 e_{sj}^P C_{kplj} n_k \tilde{u}_p] \exp(-ik_1 \mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s^P) dS(\mathbf{x}_s) \quad (25)$$

para as ondas espalhadas do tipo longitudinal e

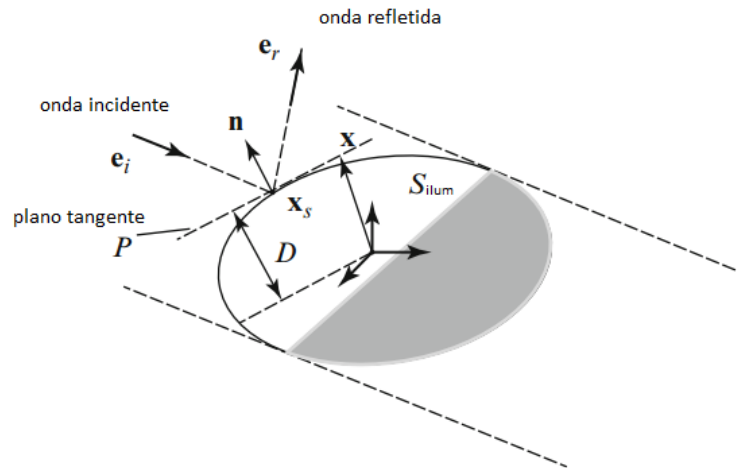
$$A_n^{S;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^S) = -\frac{(\delta_{ln} - e_{sl}^S e_{sn}^S)}{4\pi\rho c_2^2} \int_S [\Delta\tilde{\tau}_{kl} n_k + ik_2 e_{sj}^S C_{kplj} n_k \tilde{u}_p] \exp(-ik_2 \mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s^S) dS(\mathbf{x}_s) \quad (26)$$

para as ondas espalhadas transversais. As Equações 25 e 26 diferem das Equações 19 e 20 para descontinuidades volumétricas em fluido nos termos  $\tilde{\tau}_{kl}$  e  $\tilde{u}_p$ , onde ocorre a substituição de  $\tilde{\tau}_{kl} \rightarrow \Delta\tilde{\tau}_{kl}$  e  $\tilde{u}_p \rightarrow \Delta\tilde{u}_p$ .

Resolver as equações mostradas até aqui requerem uma solução apropriada de problema de valor de contorno (SCHMERR, 2016). Uma maneira de aproximar o cálculo da amplitude de espalhamento para descontinuidade volumétricas e planas é através das aproximações de Kirchhoff e Born.

### 2.2.1.1 APROXIMAÇÃO DE KIRCHHOFF

Para altas frequências, algumas suposições sobre o processo de espalhamento podem ser feitas para aproximar as expressões de espalhamento de discontinuidades volumétricas e planas. Estas aproximações em altas frequências são chamadas de aproximação de Kirchhoff (SCHMERR, 2016).



**Figura 14:** Na aproximação de Kirchhoff, uma parte da discontinuidade é “iluminada” pela onda incidente e a parte que está na “sombra” é ignorada pela aproximação.

Fonte: (SCHMERR, 2016)

Considerando o caso de discontinuidade volumétrica, a parte da superfície para qual a onda plana incidente colide gera uma superfície “iluminada”, como pode ser visto na Figura 14. Segundo Schmerr (2016), para cada ponto  $\mathbf{x}_s$  da região “iluminada”, onde ocorre reflexão de ondas incidentes, é produzida uma onda que será comparativamente igual a uma onda gerada em uma superfície plana em que sua normal  $\mathbf{n}$  coincide com a normal da superfície  $S$  no ponto  $\mathbf{x}_s$ . Na região coberta por “sombra”, as ondas  $p$  e  $\delta p/\delta n$  equivalem a zero. Dito isto, para a região “iluminada”

$$p = p^i + p^r \quad (27)$$

$$\delta p/\delta n = \delta p^i/\delta n + \delta p^r/\delta n$$

onde a pressão incidente e as derivadas em relação a normal são:

$$\begin{aligned}
p^i &= \exp[ik(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{x})] \\
\delta p^i / \delta n &= ik(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{n}) \exp[ik(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{x})]
\end{aligned} \tag{28}$$

A expressão para a pressão refletida em uma superfície plana, dado uma onda de amplitude de valor unitário, imposto que  $\mathbf{e}_r = \mathbf{e}_i - 2(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}$ , é dado por:

$$\begin{aligned}
p^r &= R_p \exp[ik(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{x}) + 2ikD(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{n})] \\
\delta p^r / \delta n &= ik(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{n})R_p \exp[ik(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{n})] = -ik(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{n})R_p \exp[ik(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{n})]
\end{aligned} \tag{29}$$

Substituindo as variáveis de pressão das Equações 28 e 29 na Equação 14, obtém-se a equação de amplitude de espalhamento para uma descontinuidade em um fluido como:

$$A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) = -\frac{ik}{4\pi} \int_{S_{ilum}} [(\mathbf{e}_i + \mathbf{e}_s) \cdot \mathbf{n} + R_p(\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_i) \cdot \mathbf{n}] \exp[ik(\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s) \cdot \mathbf{x}_s] dS(\mathbf{x}_s) \tag{30}$$

em que  $R_p$  é o coeficiente de reflexão entre a descontinuidade e o meio onde a descontinuidade está inserida.

A equação de espalhamento para uma descontinuidade plana em fluido é deduzida a partir da Equação 16 de acordo com (SCHMERR, 2016) como sendo:

$$A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) = -\frac{ik}{4\pi} \int_S \Delta(\delta \tilde{p} / \delta n) \exp(-ik\mathbf{x}_s \cdot \mathbf{e}_s) dS \tag{31}$$

Neste caso, a pressão  $p$  é nula nas duas faces ( $S_+$  e  $S_-$ ) da superfície da descontinuidade, portanto  $\delta p = 0$ . A superfície “iluminada” corresponde a uma superfície plana cuja normal coincide com o ponto  $\mathbf{x}_s$  e na região “sombreada”,  $p$  e  $\delta p / \delta n$  equivalem a zero como mostra a Figura 15.

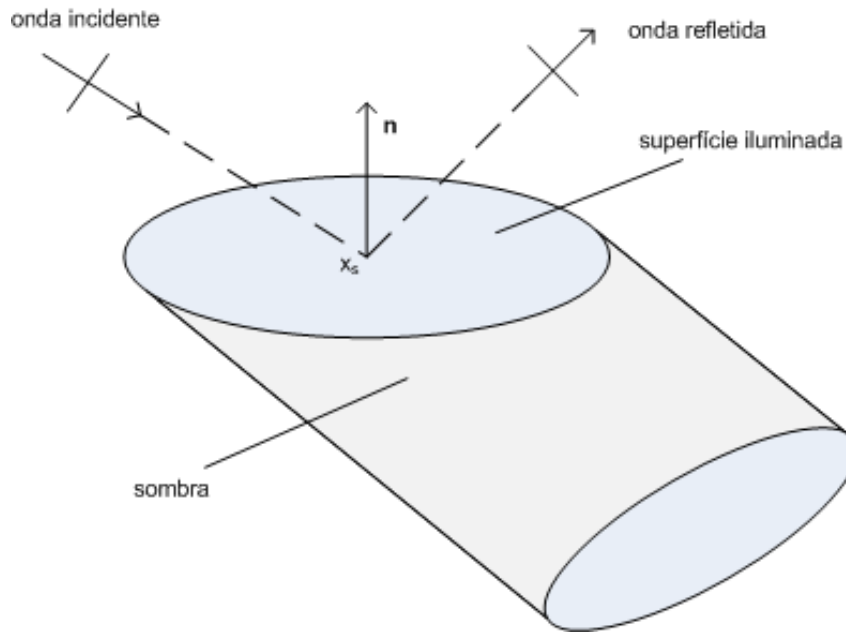
Para um plano de onda incidente de amplitude unitário, tem-se:

$$\Delta(\delta \tilde{p} / \delta n) = \delta p^i / \delta n + \delta p^r / \delta n \tag{32}$$

onde as variáveis  $p^i$  e  $p^r$  são dadas pelas Equações 28 e 29. Assumindo que o coeficiente de reflexão  $R_p = -1$ , para o caso de uma descontinuidade vazia, tem-se:

$$\Delta(\delta \tilde{p} / \delta n) = 2ki(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{n}) \exp[ik(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{n})] \tag{33}$$





**Figura 15:** As ondas incidentes refletem na região “iluminada” da superfície da descontinuidade para a aproximação de Kirchhoff.

Fonte: Adaptado de (SCHMERR, 2016)

e a Equação 31 torna-se

$$A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) = -\frac{ik}{2\pi} \int_S (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{n}) \exp[ik(\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s) \cdot \mathbf{x}_s] dS \quad (34)$$

Nesta equação de espalhamento, o cálculo da integral é realizado para toda a superfície  $S$  “iluminada”. Em casos onde existem curvas na superfície, a integral da Equação 34 deve ser adequada de acordo com a superfície (SCHMERR, 2016).

Até aqui foram mostradas as equações de espalhamento para descontinuidades volumétricas e planas através da aproximação de Kirchhoff que considera o meio como um fluido. Para uma descontinuidade volumétrica inserida em um meio sólido, o termo  $\tilde{u}_p$  é usado nas Equações 23 e 24, onde a superfície da descontinuidade é separada em regiões “iluminadas” e regiões de “sombra”. Com isto, uma onda incidente de deslocamento resulta nas ondas de deslocamentos incidentes  $\tilde{u}_p^i$  e refletidas  $\tilde{u}_p^r$ . Estas ondas são calculadas para um plano finito em que a sua normal  $\mathbf{n}$  coincide com a superfície do ponto  $\mathbf{x}_s$ , como mostra a Figura 14. Schmerr (2016, p. 461) resolve o deslocamento total na interface como:

$$u_p = d_{ip}^\beta \exp[ik_\beta(\mathbf{e}_i^\beta \cdot \mathbf{x})] + \sum_{m=P,SV,SH} R_{12}^{m:\beta} d_{rp}^m \exp[ik_\beta(\mathbf{e}_i^\beta \cdot \mathbf{x})] \quad (35)$$

e a sua derivada como

$$\delta u_p / \delta x_j = ik_\beta d_{ip}^\beta e_{ij}^\beta \exp[ik_\beta (\mathbf{e}_i^\beta \cdot \mathbf{x})] + \sum_{m=P,SV,SH} ik_m R_{12}^{m;\beta} d_{rp}^m e_{rj}^m \exp ik_\beta (\mathbf{e}_i^\beta \cdot \mathbf{x}) \quad (36)$$

A aplicação dessas equações nas Equações 23 e 24 para ondas longitudinais e transversais, respectivamente, resultam em:

$$A_n^{P;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^P) = -\frac{i\omega e_{sl}^P e_{sn}^P C_l k p j}{4\pi\rho c_1^2} \int_{ilum} D_{pjk}^P; \beta \exp[(ik_\beta \mathbf{e}_i^\beta - ik_1 \mathbf{e}_s^P) \cdot \mathbf{x}_s] dS(\mathbf{x}_s) \quad (37)$$

para a amplitude de espalhamento de ondas longitudinais e

$$A_n^{S;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^S) = -\frac{i\omega(\delta_{ln} e_{sl}^S e_{sn}^S) C_l k p j}{4\pi\rho c_2^2} \int_{ilum} D_{pjk}^S; \beta \exp[(ik_\beta \mathbf{e}_i^\beta - ik_1 \mathbf{e}_s^S) \cdot \mathbf{x}_s] dS(\mathbf{x}_s) \quad (38)$$

para o caso de espalhamento de ondas transversais, onde

$$D_{pjk}^{\alpha;\beta} = (d_{ip}^\beta e_{ij}^\beta n_k / c_\beta + e_{sk}^\alpha d_{ij}^\beta n_p / c_\alpha) + \sum_{m=P,SV,SH} R_{12}^{m;\beta} (d_{rp}^m e_{rj}^m n_k / c_m + e_{sk}^\alpha d_{rj}^m n_p / c_\alpha) \quad (39)$$

### 2.2.1.2 APROXIMAÇÃO DE BORN

A aproximação de Kirchhoff apresentada acima é aplicada em problemas com forte espalhamento e em altas frequências. A amplitude de espalhamento para descontinuidades volumétricas (inclusões) cujas propriedades físicas não diferem muito das propriedades do meio, gera um espalhamento fraco e de baixa frequência. O tipo de aproximação usado nestes casos é denominado de aproximação de Born (SCHMERR, 2016).

Para este tipo de aproximação, considera-se que a descontinuidade do tipo inclusão possui densidade  $\rho_1(\mathbf{x})$  e velocidade de propagação  $c_1(\mathbf{x})$  e está inserido em um fluido de densidade  $\rho_0$  e velocidade de propagação  $c_0$ . Schmerr (2016) resolve as equações de pressão de espalhamento para estas condições como

$$p^r(\mathbf{y}, \omega) = \frac{\exp(ik_0 r_s)}{4\pi r_s} \int_{V_f} [-ik_0 \gamma_\rho (\mathbf{e}_s \cdot \nabla p^-) - k_0^2 \gamma_\lambda p^-] \exp(-ik_0 \mathbf{e}_s \cdot \mathbf{x}) dV \quad (40)$$

onde

$$\gamma_\rho = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_1} \quad (41)$$

$$\gamma_\lambda = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\lambda_1} \quad (42)$$

no qual  $\rho_0$  e  $\rho_1$  são as densidades,  $\lambda_0$  e  $\lambda_1$  são os comprimento de onda para o meio e para a descontinuidade, respectivamente. Para uma onda incidente de pressão com amplitude  $p_0$  e direção de incidência  $\mathbf{e}_i$ , a Equação 13 torna-se uma integral de volume dada por:

$$A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) = -\frac{1}{4\pi} \int_{V_f} [ik_0 \gamma_\rho (\mathbf{e}_s \cdot \nabla \tilde{p}^-) - k_0^2 \gamma_\lambda \tilde{p}] \exp(-ik_0 \mathbf{e}_s \cdot \mathbf{x}) dV \quad (43)$$

Para o caso de aproximação de Born em um meio sólido,  $\rho_0$  e  $\rho_1$  são considerados as densidades,  $c_0$  e  $c_1$  as velocidades e  $C_{klpj}^0$  e  $C_{klpj}^1$  são as constantes de tensor elástica para o meio e descontinuidade, respectivamente. As ondas de deslocamento para uma descontinuidade inserida em um meio sólido é formulado por (SCHMERR, 2016, p. 477) como sendo

$$u_n^r(\mathbf{y}, \omega) = \int_{V_f} \Delta\rho \omega^2 G_{ln}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) u_l(\mathbf{x}, \omega) - \Delta C_{klpj} \delta G_{ln}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) / \delta x_k \delta u_p(\mathbf{x}, \omega) / \delta x_j dV(\mathbf{x}) \quad (44)$$

onde

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= \rho_1(\mathbf{x}) - \rho_0 \\ \Delta C_{klpj} &= C_{klpj}^1(\mathbf{x}) - C_{klpj}^0 \end{aligned} \quad (45)$$

A amplitude de espalhamento para ondas refletidas longitudinais devido a uma onda incidente de tipo  $\beta$  ( $\beta = P, S$ ) é obtida da Equação 44, na forma

$$A_n^{P;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^P) = \frac{e_{sl}^P e_{sn}^P}{4\pi\rho_0 c_{p0}^2} \int_{V_f} (\Delta\rho \omega^2 \tilde{u}_l(\mathbf{x}, \omega) + ik_{p0} e_{sk}^P \Delta C_{klpj} \delta \tilde{u}_p(\mathbf{x}, \omega) / \delta x_j) \exp(-ik_{p0} \mathbf{x} \cdot \mathbf{e}_s^P) dV(\mathbf{x}) \quad (46)$$

e para a amplitude de espalhamento de ondas refletidas do tipo transversal:

$$A_n^{S;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^S) = \frac{(\delta_{ln} - e_{sl}^P e_{sn}^P)}{4\pi\rho_0 c_{s0}^2} \int_{V_f} (\Delta\rho \omega^2 \tilde{u}_l(\mathbf{x}, \omega) + ik_{s0} e_{sk}^P \Delta C_{klpj} \delta \tilde{u}_p(\mathbf{x}, \omega) / \delta x_j) \exp(-ik_{s0} \mathbf{x} \cdot \mathbf{e}_s^P) dV(\mathbf{x}) \quad (47)$$

Combinando as Equações 46 e 47 obtemos:

$$A_n^{\alpha;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^\alpha) = \frac{B_{ln}^\alpha}{4\pi\rho_0 c_{\alpha 0}^2} \int_{V_f} (\Delta\rho \omega^2 \tilde{u}_l(\mathbf{x}, \omega) + ik_{\alpha 0} e_{sk}^\alpha \Delta C_{klpj} \delta \tilde{u}_p(\mathbf{x}, \omega) / \delta x_j) \exp(-ik_{\alpha 0} \mathbf{x} \cdot \mathbf{e}_s^\alpha) dV(\mathbf{x}) \quad (48)$$

em que o termo que contém os termos relacionados com as propriedades do material do meio e da descontinuidade é dado por:

$$B_{ln}^\alpha = \begin{cases} e_{sn}^P e_{sl}^P, & (\alpha = P). \\ (\delta_{ln} - e_{sn}^S e_{sl}^S), & (\alpha = S). \end{cases} \quad (49)$$

### 2.2.1.3 INCLUSÃO ELIPSOIDAL

Para o caso de aproximação de Born, as ondas de pressão e a suas derivadas na Equação 43 podem ser obtidas a partir de uma onda incidente (SCHMERR, 2016, p. 451). Para uma onda incidente de pressão unitária dada por  $p^i = \exp(ik_0 \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{x})$  obtemos

$$\begin{aligned} \tilde{p} &= \exp(ik_0 \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{x}) \\ \nabla \tilde{p} &= ik_0 \mathbf{e}_i \exp(ik_0 \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{x}) \end{aligned} \quad (50)$$

que quando substituído na Equação 43 resulta em

$$A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) = -\frac{k_0^2[\gamma_\lambda - \gamma_\rho(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_s)]}{4\pi} \int_{V_f} \exp[ik_0(\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s) \cdot \mathbf{x}] dV(\mathbf{x}) \quad (51)$$

A Equação 51 separa as propriedades da descontinuidade contidas nos coeficientes de fora da integral, enquanto que a integral é totalmente relacionada com a geometria da descontinuidade. Desta forma pode-se separar estes coeficientes em duas parcelas tais que

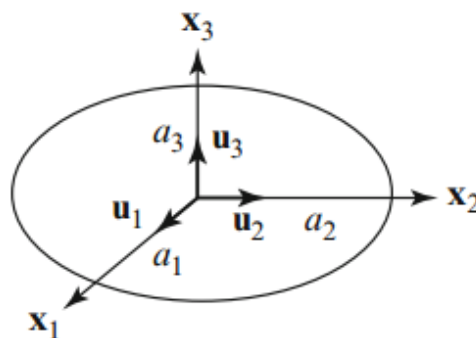
$$\begin{aligned} f(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) &= [\gamma_\lambda - \gamma_\rho(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_s)] \\ G(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_s, \omega) &= \int_{V_f} \exp[ik_0(\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s) \cdot \mathbf{x}] dV(\mathbf{x}) \end{aligned} \quad (52)$$

e a Equação 51 resulta em

$$A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) = -\frac{\omega^2 f(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s)}{4\pi c_{s0}^2} G(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s, \omega) \quad (53)$$

Para uma descontinuidade de formato elipsoidal, a equação de geometria da descontinuidade torna-se (SCHMERR, 2016, p. 453)

$$G(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_s, \omega) = \frac{4\pi a_1 a_2 a_3}{k_0 |\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s| r_e} \left( \frac{\sin(k_0 |\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s| r_e) - k_0 |\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s| r_e \cos(k_0 |\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s| r_e)}{(k_0 |\mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s| r_e)^2} \right) \quad (54)$$



**Figura 16: Formato de uma elipse onde são descritos os eixos e os seus vetores unitários correspondentes.**

**Fonte: (SCHMERR, 2016)**

onde  $a_1$ ,  $a_2$  e  $a_3$  são as dimensões dos raios da elipse como mostra a Figura 16.

Comparando os termos de amplitude de espalhamento para o caso de fluido, Schmerr

(2016, p. 480) determina os parâmetros equivalentes para um meio sólidos como:

$$\begin{aligned} f(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s) &= -B_{ln}^\alpha f_l(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^\alpha) \\ \mathbf{e}_i - \mathbf{e}_s &= \mathbf{g}^{\alpha;\beta} \\ c_0 &= c_{\alpha 0} \end{aligned} \quad (55)$$

Os coeficientes  $B_{ln}^\alpha f_l(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^\alpha)$  para todas as combinações de  $\alpha$  ( $\alpha = P, S$ ) e  $\beta$  ( $\beta = P, S$ ) são dadas por:

$$\begin{aligned} B_{ln}^P f_l(\mathbf{e}_i^P; \mathbf{e}_s^P) &= \left\{ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} (\mathbf{e}_i^P \cdot \mathbf{e}_s^P) - \frac{\Delta\lambda + 2\Delta\mu (\mathbf{e}_i^P \cdot \mathbf{e}_s^P)^2}{\rho_0 c_{p0}^2} \right\} e_{sn}^P \\ B_{ln}^P f_l(\mathbf{e}_i^S; \mathbf{e}_s^P) &= \left\{ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} - \frac{2\Delta\mu (\mathbf{e}_i^S \cdot \mathbf{e}_s^P)}{\rho_0 c_{p0} c_{s0}} \right\} (\mathbf{d}_i^S \cdot \mathbf{e}_s^P) e_{sn}^P \\ B_{ln}^S f_l(\mathbf{e}_i^S; \mathbf{e}_s^S) &= \left\{ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} - \frac{\Delta\mu (\mathbf{e}_i^S \cdot \mathbf{e}_s^S)}{\rho_0 c_{s0}^2} \right\} (d_{in}^S)^T - \frac{\Delta\mu (\mathbf{d}_i^S \cdot \mathbf{e}_s^S)}{\rho_0 c_{s0}^2} (e_{in}^S)^T \\ B_{ln}^S f_l(\mathbf{e}_i^P; \mathbf{e}_s^S) &= \left\{ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} - \frac{2\Delta\mu (\mathbf{e}_i^P \cdot \mathbf{e}_s^S)}{\rho_0 c_{p0} c_{s0}} \right\} (e_{in}^P)^T \end{aligned} \quad (56)$$

Em (SCHMERR, 2016, p. 480) para o caso de ondas longitudinais na direção dos vetores  $\mathbf{e}_i$  e  $\mathbf{e}_s$ , o termo para  $\Delta\lambda + 2\Delta\mu$  é dado por

$$\Delta\lambda + 2\Delta\mu \cong 2\rho_0 c_{p0} \Delta c_{p0} + c_{p0}^2 \Delta\rho \quad (57)$$

Utilizando os termos da Equação 55 e 54 na Equação 53, obtém-se a amplitude de espalhamento para uma elipsoide em um meio sólido como

$$\begin{aligned} A_n^{\alpha;\beta}(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^\alpha) &= \frac{a_1 a_2 a_3 B_{ln}^\alpha f_l(\mathbf{e}_i^\beta; \mathbf{e}_s^\alpha)}{|\mathbf{g}^{\alpha;\beta}| (r_e^{\alpha;\beta})^2} \\ &\cdot \left\{ \frac{\sin(k_{\alpha 0} |\mathbf{g}^{\alpha;\beta}| r_e^{\alpha;\beta}) - k_{\alpha 0} |\mathbf{g}^{\alpha;\beta}| r_e^{\alpha;\beta} \cos(k_{\alpha 0} |\mathbf{g}^{\alpha;\beta}| r_e^{\alpha;\beta})}{k_{\alpha 0} |\mathbf{g}^{\alpha;\beta}| r_e^{\alpha;\beta}} \right\} \end{aligned} \quad (58)$$

onde novamente  $\alpha$  ( $\alpha = P, S$ ) e  $\beta$  ( $\beta = P, S$ ) e

$$\begin{aligned} r_e^{\alpha;\beta} &= \sqrt{a_1^2 (\mathbf{e}_q^{\alpha;\beta} \cdot \mathbf{u}_1)^2 + a_2^2 (\mathbf{e}_q^{\alpha;\beta} \cdot \mathbf{u}_2)^2 + a_3^2 (\mathbf{e}_q^{\alpha;\beta} \cdot \mathbf{u}_3)^2} \\ \mathbf{e}_q^{\alpha;\beta} &= \mathbf{g}^{\alpha;\beta} / |\mathbf{g}^{\alpha;\beta}| \end{aligned} \quad (59)$$

onde  $r_e^{\alpha;\beta}$  é o raio efetivo da descontinuidade.

### 2.3 CONCLUSÕES

Este capítulo apresenta o principal componente de um sistema para a inspeção de END por ultrassom, o transdutor ultrassônico. Resumidamente é também abordado o sistema completo de inspeção por ultrassom, as principais técnicas e os conceitos mais utilizados.

O transdutor ultrassônico do tipo *phased-array* é apresentado bem com o processo de aquisição de dados denominado *Full Matrix Capture*. Este método de aquisição é amplamente usado em pós-processamento END para a geração de imagens e extração de informação sobre o meio inspecionado.

Logo após, o modelo matemático do sistema de inspeção é brevemente explicado, e o termo  $A(\omega)$  é amplamente discutido. Este termo é de grande importância, pois carrega consigo as informações sobre localização e dimensão da descontinuidade, sendo amplamente usado para caracterizar descontinuidades localizadas em meio sólido ou fluido. O termo  $A(\omega)$  é posteriormente desenvolvido através das aproximações de Kirchhoff e Born. Essas aproximações são usadas para simplificar os cálculos envolvidos na obtenção desta função de transferência.

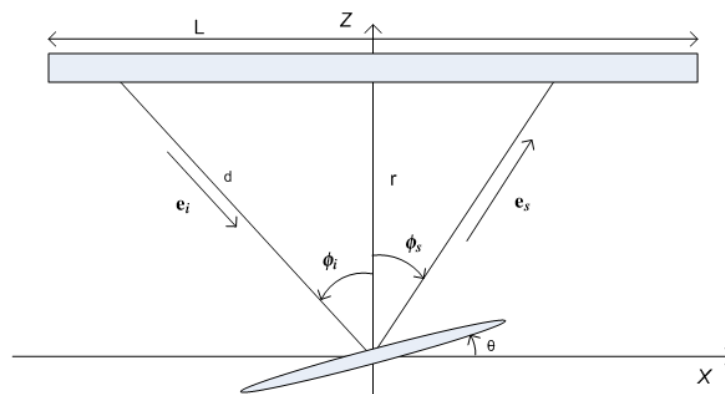
A função de transferência para a amplitude de espalhamento  $A(\mathbf{e}_i; \mathbf{e}_s)$  de uma inclusão elipsoidal desenvolvida através da aproximação de Born é usada para modelar trincas planas que geram espalhamentos fracos em um meio homogêneo. A análise dos parâmetros desta função de transferência proporciona métodos para extrair variáveis necessárias para o dimensionamento de descontinuidades.

### 3 DIMENSIONAMENTO DE DESCONTINUIDADES

Ambas as aproximações de Kirchhoff e Born são úteis para encontrar os parâmetros geométricos e físicos das discontinuidades, de maneira que estas informações estão relacionadas com a amplitude de espalhamento. Os modelos de amplitude de espalhamento servem para proporcionar soluções quantitativas para a estimação dos valores de tamanho para discontinuidades do tipo trincas planas elípticas, trincas circulares superficiais, trincas circulares e vazios (TANT et al., 2015).

#### 3.1 MATRIZ DE ESPALHAMENTO

Para a simulação de uma trinca será considerado o modelo de amplitude de espalhamento para uma geometria elíptica, de maneira que considerando  $a_1$ ,  $a_2$  e  $a_3$  os raios da elipse descrita pela Equação 58, tem-se que o comprimento da elipse vale  $a = 2a_1$  e  $a_1 \gg a_2, a_3$  e  $a_2$  e  $a_3$  são próximos de zero. É importante também mencionar que o centro da discontinuidade coincide com o centro do transdutor PA como pode ser visto na Figura 17, criando assim um eixo de simetria em  $x = 0$ .



**Figura 17:** Situação criada onde o transdutor PA de modo estático permanece sobre uma discontinuidade de inclinação  $\theta$  e a uma distância  $r$  do transdutor. O centro da discontinuidade coincide com o centro  $x = 0$  do transdutor PA.

Fonte: Adaptado de (TANT et al., 2015)



O modelo matemático da amplitude de espalhamento da Equação 58 descrito no Capítulo 2.2.1.3 fornece as modelagens para descontinuidades volumétricas em um meio sólido e estima as amplitudes de espalhamento provenientes de uma descontinuidade causada por onda incidente nela (em um meio homogêneo). Os vetores  $\mathbf{e}_i$  e  $\mathbf{e}_s$  da Equação 58 descrevem a direção da onda incidente e espalhada, respectivamente, pela descontinuidade. Aplicando diferentes ângulos de ataque e recepção na Equação 58, e, limitado pela distância  $r$  e comprimento  $L$  do transdutor PA como mostra a Figura 17, a matriz de espalhamento é gerada.

**Tabela 1: Principais parâmetros do transdutor PA nas simulações.**

Parâmetros do transdutor PA	Valor	Unidade
Número de elementos	64	-
<i>pitch</i> ( $s_x$ )	0,5	<i>mm</i>
Largura de elemento ( $l_x$ )	0,42	<i>mm</i>
Comprimento do elemento ( $l_y$ )	10	<i>mm</i>
Frequência	5	<i>MHz</i>

**Fonte: Autoria própria.**

Zhang et al. (2010) descrevem a matriz de espalhamento como sendo um conjunto de dados de medições feitas por um transdutor das ondas dispersas por uma descontinuidade, em que os dados são capturados em função do ângulo incidente e do ângulo das ondas dispersas. A geometria da inclusão elipsoidal é mostrada na Figura 16. No algoritmo de geração de matriz de espalhamento, não são consideradas as mudanças de tipo de onda (longitudinal para transversal), uma vez que a inspeção ocorre de forma perpendicular á superfície do corpo de prova. Os principais parâmetros da descontinuidade são mostrados na Tabela 2.

**Tabela 2: Principais parâmetros do defeito usado nas simulações.**

Parâmetros do defeito	Valor	Unidade
d1	6	<i>mm</i>
d2	1	$\mu m$
d3	1	$\mu m$
Profundidade ( $r$ )	20	<i>mm</i>
Inclinação	0	$^\circ$
Densidade ( $\rho_1$ )	7670	<i>kg/m<sup>3</sup></i>
Velocidade de propagação ( $c_1$ )	5390	<i>m/s</i>

**Fonte: Autoria própria.**

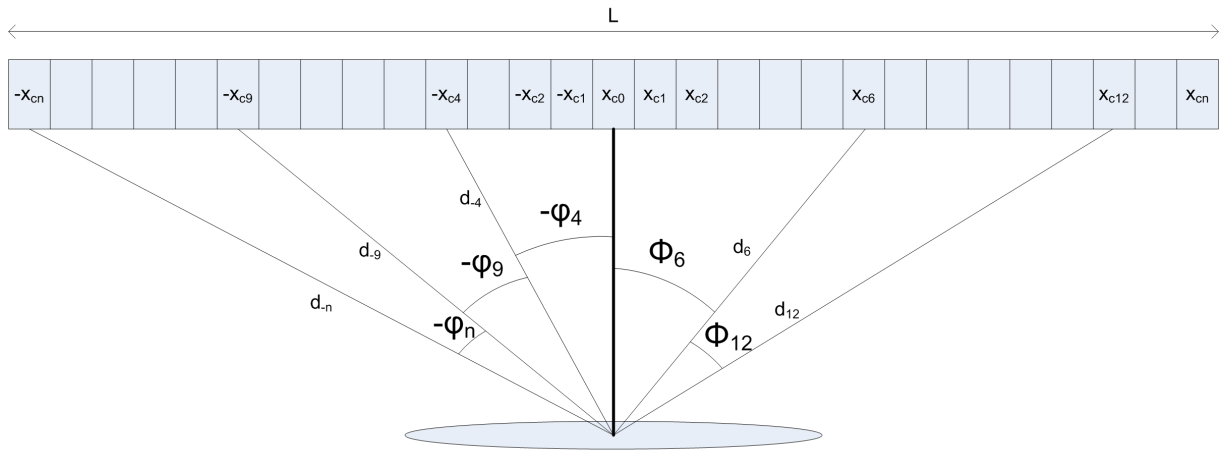
em que  $d_1 = 2a_1$ ,  $d_2 = 2a_2$  e  $d_3 = 2a_3$  são considerados os diâmetros da elipsoide.

A configuração básica de inspeção para a geração de matrizes de espalhamento a partir do modelo de aproximação de Born é ilustrado na Figura 17. As Equações 56, 58 e 59 descritas nas Seção 2.2.1.3 podem ser reescritas de de uma forma mais simples em termos de ângulos

$\phi_i$  e  $\phi_s$ . Estes ângulos têm como tangente a relação entre a posição central do elemento  $n$  do transdutor PA, dada por  $x_{cn}$  e  $r$  que é o valor da distância entre o centro do transdutor e o centro da descontinuidade como pode ser visto na Figura 17.

$$\phi = \text{atan}\left(\frac{x_{cn}}{r}\right) \quad (60)$$

Os valores de  $x_{cn}$  são obtidos a partir da discretização do transdutor PA usando as informações da Tabela 1, onde o centro do transdutor recebe o valor de  $x = 0$  e considerando a simetria criada a partir deste ponto. A discretização do transdutor pode ser vista na Figura 18.



**Figura 18:** Cada elemento do transdutor possui uma coordenada que é atribuída a partir do ponto  $x = 0$  localizada no centro. O transdutor é espelhado de forma simétrica. Todos os ângulos  $\phi$  e as distâncias  $d$  são calculadas.

**Fonte:** Autoria própria.

A implementação da fórmula de amplitude de espalhamento no algoritmo de construção da matriz de espalhamento é facilitada pelas mudanças de variáveis propostas. Os termos  $(\mathbf{e}_i^P \cdot \mathbf{e}_s^P)$ ,  $g^P$  e  $(\mathbf{e}_q^P \cdot \mathbf{u})$  são analisados na sua forma vetorial para a sua transformação em termo de ângulos  $\phi_i$  e  $\phi_s$ . O primeiro termo  $(\mathbf{e}_i^P \cdot \mathbf{e}_s^P)$  corresponde a um produto escalar e pode ser escrito como:

$$(\mathbf{e}_i^P \cdot \mathbf{e}_s^P) = |e_i^P| |e_s^P| \cos(\theta_{is}) \quad (61)$$

como os vetores  $e_i^P$  e  $e_s^P$  são vetores unitários de direção e  $\theta_{is}$  é o ângulo entre esses dois vetores, portanto

$$(\mathbf{e}_i^P \cdot \mathbf{e}_s^P) = \cos(\phi_i - \phi_s) \quad (62)$$

A primeira equação do conjunto descrito na Equação 56 é a configuração adotada neste trabalho, tomando  $\alpha = P$  e  $\beta = P$ . A alteração da equação em termos de  $\phi_i$  e  $\phi_s$  fica da seguinte maneira:

$$B_{lnfl}^P(\mathbf{e}_i^P; \mathbf{e}_s^P) = \left\{ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \cos(\phi_i - \phi_s) - \frac{\Delta\lambda + 2\Delta\mu \cos(\phi_i - \phi_s)^2}{\rho_0 c_{p0}^2} \right\} \quad (63)$$

O vetor  $\mathbf{g}^P$  é reescrito na forma:

$$\mathbf{g}^P = 2\cos\left(\frac{\phi_i - \phi_s}{2}\right) \quad (64)$$

Observa-se que para o modo pulso-eco,  $\mathbf{g}^P = 2$ . Por último os termos de multiplicação entre o vetor unitário da resultante  $\mathbf{e}_q$  e os vetores unitários dos semi-eixos da elipsoide  $\mathbf{u}_1$  e  $\mathbf{u}_2$

$$\begin{aligned} (\mathbf{e}_q^P \cdot \mathbf{u}_1) &= \sin\left(\theta - \left(\frac{\phi_i + \phi_s}{2}\right)\right) \\ (\mathbf{e}_q^P \cdot \mathbf{u}_2) &= -\cos\left(\theta - \left(\frac{\phi_i + \phi_s}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (65)$$

aplicando estes resultados na Equação 59 tem-se

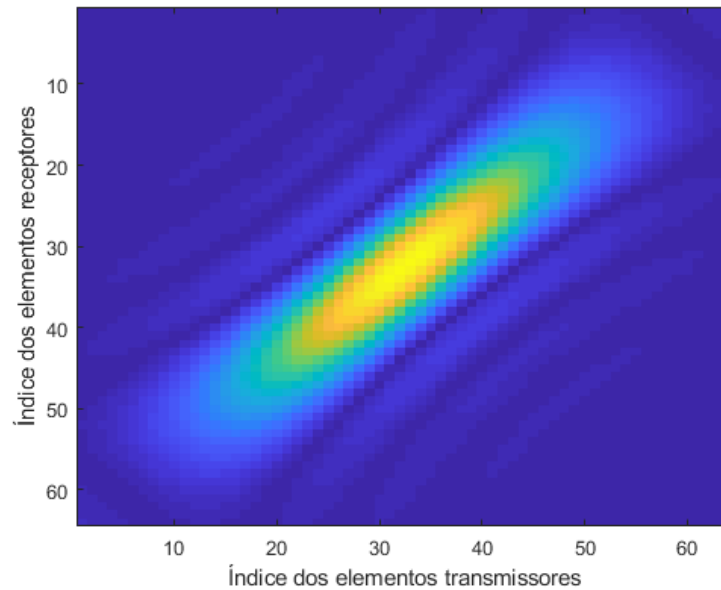
$$r_e^P = \sqrt{a_1^2 \sin\left(\theta - \left(\frac{\phi_i + \phi_s}{2}\right)\right)^2 - a_2^2 \cos\left(\theta - \left(\frac{\phi_i + \phi_s}{2}\right)\right)} \quad (66)$$

o termo  $\mathbf{e}_q^P \cdot \mathbf{u}_3$  tem valor nulo, uma vez que o vetor  $u_3$  é sempre perpendicular com os vetores  $\mathbf{e}_i$  e  $\mathbf{e}_s$ . Para a situação em que  $\alpha = P$  e  $\beta = P$ , a Equação 58 para a amplitude de espalhamento de onda em termos dos ângulos  $\phi_i$  e  $\phi_s$  fica

$$A(\phi_i; \phi_s) = \frac{a_1 a_2 a_3 B_{lnfl}^P(\phi_i; \phi_s)}{|\mathbf{g}^P| (r_e^P)^2} \cdot \left\{ \frac{\sin(k_{p0} |\mathbf{g}^P| r_e^P) - k_{p0} |\mathbf{g}^P| r_e^P \cos(k_{p0} |\mathbf{g}^P| r_e^P)}{k_{p0} |\mathbf{g}^P| r_e^P} \right\} \quad (67)$$

As equações apresentadas até aqui são usadas neste trabalho, para criar a matriz de espalhamento de uma inclusão elipsoidal localizada justo abaixo do centro do transdutor onde  $x = 0$ . A matriz de espalhamento calculada pela Equação 67 para uma inclusão elipsoidal é mostrada na Figura 19 para uma configuração de transdutor PA de acordo com a Tabela 1.

Neste trabalho esses modelos foram implementados na forma de funções no MATLAB®.



**Figura 19:** Matriz de espalhamento gerada pelo modelo matemático da Equação 67 para uma descontinuidade elipsoidal do tipo inclusão. A matriz de espalhamento apresentada é limitada ao comprimento do transdutor PA para um número de elementos  $n = 64$ .

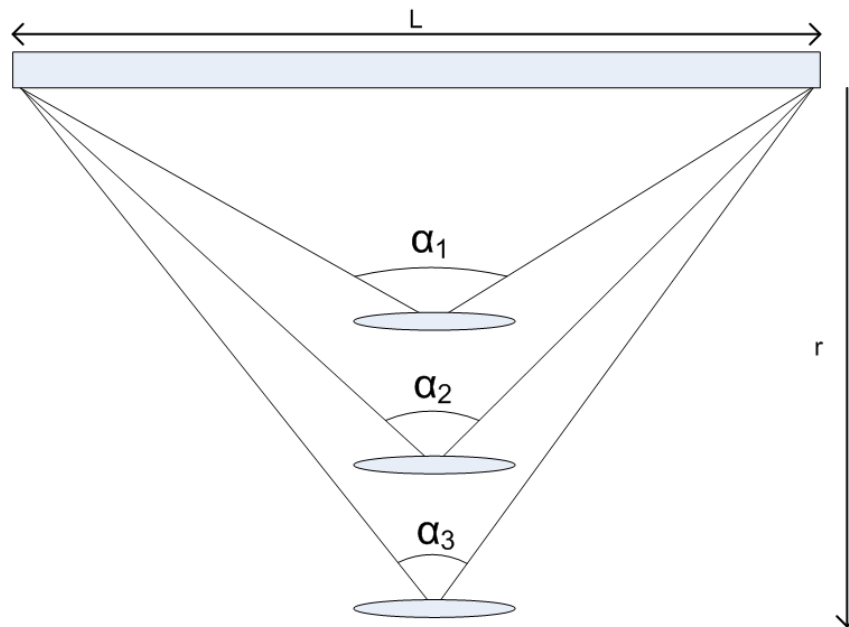
**Fonte:** Autoria própria.

A partir dos modelos gerados é possível explorar os parâmetros da Equação 67 e observar o comportamento da matriz de espalhamento. Os parâmetros como profundidade, inclinação da descontinuidade e o número de elementos no transdutor afetam diretamente a representação gráfica da matriz de espalhamento da seguinte forma:

- O aumento na grandeza  $r$  relacionada à profundidade da descontinuidade leva a uma diminuição no ângulo de abertura do transdutor PA sobre o centro da descontinuidade, limitando assim a quantidade de informação que pode ser extraída da matriz de espalhamento. Este fenômeno é observado na matriz de espalhamento como uma diminuição no tamanho do lóbulo principal, a um ponto tal que a resolução da imagem não permite a análise quantitativa das técnicas de dimensionamento. Este fenômeno pode ser visto na Figura 20.
- O aumento no número de elementos ativos no transdutor PA, de modo geral aumenta o comprimento  $L$  do transdutor, fazendo com que o ângulo de abertura sobre a descontinuidade seja maior. A quantidade de elementos ativos também interfere na resolução da imagem da matriz de espalhamento, pois cada ponto da matriz de

espalhamento está relacionada a um par emissor e receptor na forma  $A_n(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_s)$  onde os vetores  $\mathbf{e}_i$  e  $\mathbf{e}_s$  são discretizados para cada elemento do transdutor PA. A Figura 21a mostra o efeito do aumento no número de elementos no transdutor PA em comparação a um transdutor com menor número de elementos (Figura 19).

- A inclinação  $\theta$  da descontinuidade causa um deslocamento do lóbulo principal da matriz de espalhamento como pode ser visto na Figura 21b. Para o caso onde a descontinuidade não possui inclinação, o lóbulo principal é localizada no centro da matriz de espalhamento como na Figura 19.

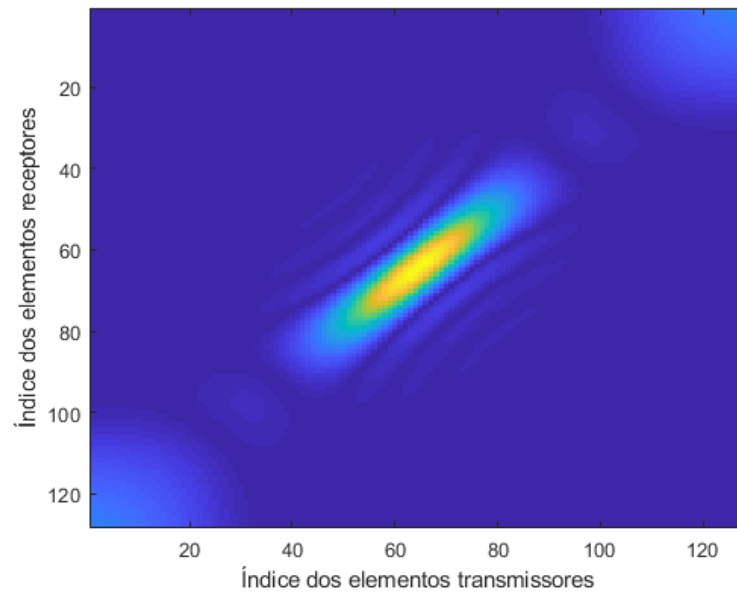


**Figura 20:** A medida que o valor da profundidade aumenta o ângulo  $\alpha$  vai diminuindo. Isto implica que o ângulo de incidência dos feixes ultrassônicos sobre a descontinuidade diminui, portanto menos informações podem ser retiradas a partir das amplitudes de espalhamento.

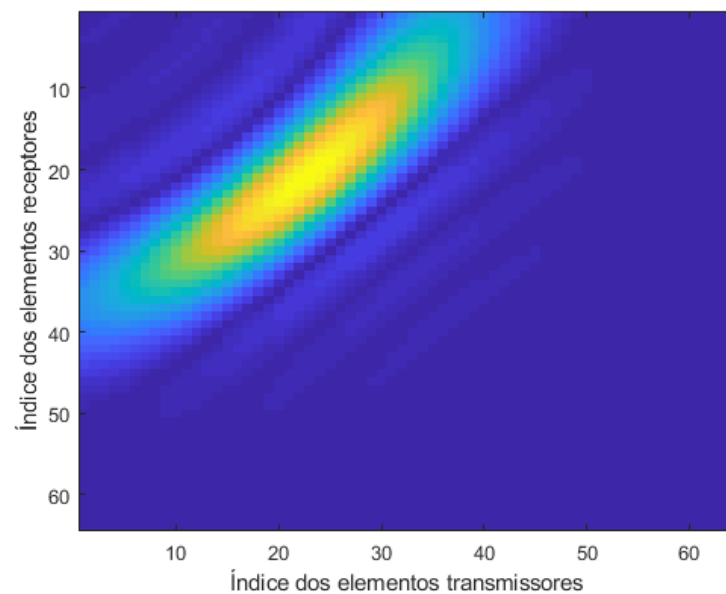
Fonte: Autoria própria.

### 3.2 RESPOSTA DO PULSO ECO

Os elementos diagonais da matriz de espalhamento são os casos em que o ângulo das ondas incidentes e refletidas são idênticos ( $\mathbf{e}_s = -\mathbf{e}_i$ ). Esta diagonal é conhecida como a resposta pulso-eco. O gráfico de representação da resposta pulso-eco revela informações importantes relacionadas a descontinuidade. Bai et al. (2015b) fazem uso da resposta pulso-eco para dimensionar descontinuidades através do uso da técnica *half-width half-maximum* (HWHM)



(a)



(b)

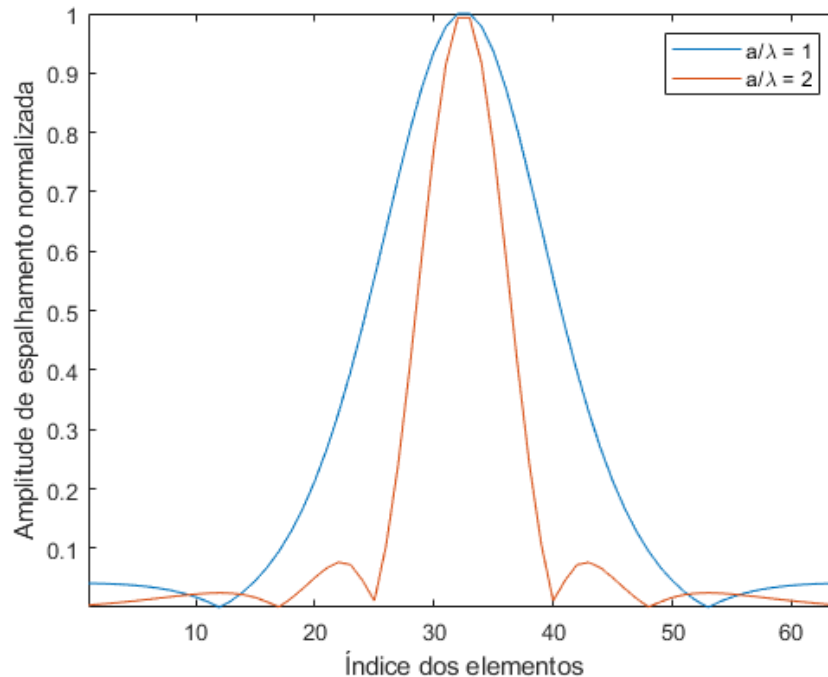
**Figura 21:** Este esquemático mostra em (a) como a variação na quantidade de elementos ativos no transdutor PA afeta a resolução da imagem e o ângulo de abertura sobre a descontinuidade. O número de elementos ativos é de  $n = 128$ . Em (b) a influência da inclinação da descontinuidade ( $\theta$ ) na matriz de espalhamento. Um ângulo de  $\theta = 15^\circ$  é aplicado na descontinuidade.

Fonte: Adaptado de (CUNNINGHAM, 2015).

aplicada ao lóbulo principal da matriz de espalhamento, considerando que a distância entre os dois pontos do valor médio gera o valor aproximado do tamanho da descontinuidade. Este método provou ser bastante sensível às propriedades do transdutor, aumentando a complexidade

nos algoritmos de dimensionamento (TANT et al., 2015).

Tant et al. (2015) desenvolvem um modelo para estimar o comprimento de descontinuidades com base nas informações disponíveis na resposta pulso-eco extraída da matriz de espalhamento. Este modelo é desenvolvido a partir dos pontos de zeros próximos ao lóbulo principal da resposta pulso-eco.



**Figura 22:** Os elementos da diagonal da matriz de espalhamento, onde o  $e_s = -e_i$  representa a resposta pulso-eco. O tamanho do lóbulo principal depende da razão entre tamanho da descontinuidade e o comprimento de onda. No gráfico, em linha azul um caso onde  $a/\lambda = 1$  e em linha vermelha tem-se  $a/\lambda = 2$ . Em ambos os casos, a descontinuidade está a 10mm de profundidade.

**Fonte:** Autoria própria.

Como visto na seção anterior, são vários os parâmetros que afetam a aparência da matriz de espalhamento. Outros fatores relevantes são o comprimento da trinca  $a$  e a frequência de excitação do transdutor  $f$ . A Figura 22 mostra duas respostas pulso-eco distintas, obtidas com dois valores diferentes de razão entre o comprimento da descontinuidade e o comprimento de onda ( $a/\lambda$ ). Nota-se que a medida que o valor desta razão aumenta, o lóbulo central da matriz de espalhamento estreita. Os zeros de ambos os lados do lóbulo principal são os parâmetros medidos para comparar este efeito. Como o eixo  $x$  ao longo do comprimento do transdutor é discretizado de acordo com os parâmetros do transdutor PA, as posições dos zeros podem ser medidas em termos de distância. Devido à discretização do eixo  $x$  ao longo do transdutor, este

método de dimensionamento é suscetível a erros de discretização, em que os valores dos zeros são substituídos por mínimos locais.

### 3.3 DIMENSIONAMENTO DE DESCONTINUIDADES TIPO TRINCA USANDO A RESPOSTA PULSO-ECO DO MODELO DE BORN

Segundo (TANT et al., 2015), o comprimento  $a$  da descontinuidade está relacionado ao posicionamento dos zeros da resposta pulso-eco, portanto deve satisfazer o termo

$$\sin(k_{P0}|\mathbf{g}|r_e) - k_{P0}|\mathbf{g}|r_e \cos(k_{P0}|\mathbf{g}|r_e) = 0 \quad (68)$$

da Equação 58. A primeira raiz para uma equação do tipo  $\tan(M) = M$  é  $M = \pm 4.493 \text{ rad}$  ( $M = 4.493 \text{ rad}$  para o caso pulso-eco onde  $\mathbf{e}_q = \mathbf{e}_i$ ). O termo  $M = k_{P0}|\mathbf{g}|r_e$  é escrito na forma

$$M = \frac{4\pi}{\lambda} \sqrt{a_1^2 \sin^2(\phi_{imin} + \theta) - a_2^2 \cos^2(\phi_{imin} + \theta)} \quad (69)$$

onde o termo  $a_3$  some da equação já que o vetor  $\mathbf{e}_q$  é sempre perpendicular ao vetor  $\mathbf{u}_3$  em  $(\mathbf{e}_q \cdot \mathbf{u}_3)$  da Equação 59. Rearranjando a Equação 69, para o comprimento da descontinuidade tem-se:

$$a = \sqrt{\frac{M^2 \lambda^2}{4\pi^2} \csc^2(\phi_{imin} + \theta) - 4a_2^2 \cot^2(\phi_{imin} + \theta)} \quad (70)$$

que por sua vez apresenta duas variáveis desconhecidas,  $a$  e  $\theta$  (para os casos onde  $\theta \neq 0^\circ$ ). Neste caso, deve-se localizar os mínimos locais mais próximos ao lóbulo principal de ambos os lados ( $\phi_{imin}$  e  $\phi_{smin}$ ) e encontrar  $\theta$  através da manipulação da Equação 70 como:

$$\frac{M^2 \lambda^2}{4\pi^2} \csc^2(\phi_{imin} + \theta) - 4a_2^2 \cot^2(\phi_{imin} + \theta) = \frac{M^2 \lambda^2}{4\pi^2} \csc^2(\phi_{smin} + \theta) - 4a_2^2 \cot^2(\phi_{smin} + \theta) \quad (71)$$

Sabendo a inclinação  $\theta$  da descontinuidade, a dimensão  $a$  é então encontrada a partir da Equação 70. Esta equação pode ser reescrita em termos de posição dos elementos  $x_i$  e da profundidade  $r$  como

$$a = 2a_1 = \frac{2\sqrt{(M^2 \lambda^2 / 16\pi^2)(x_i^2 + r^2) - a_2^2 (r \cos \theta - x_i \sin \theta)}}{(x_i \cos \theta + r \sin \theta)} \quad (72)$$



### 3.4 PROBLEMA NAS APLICAÇÕES COM DADOS REAIS

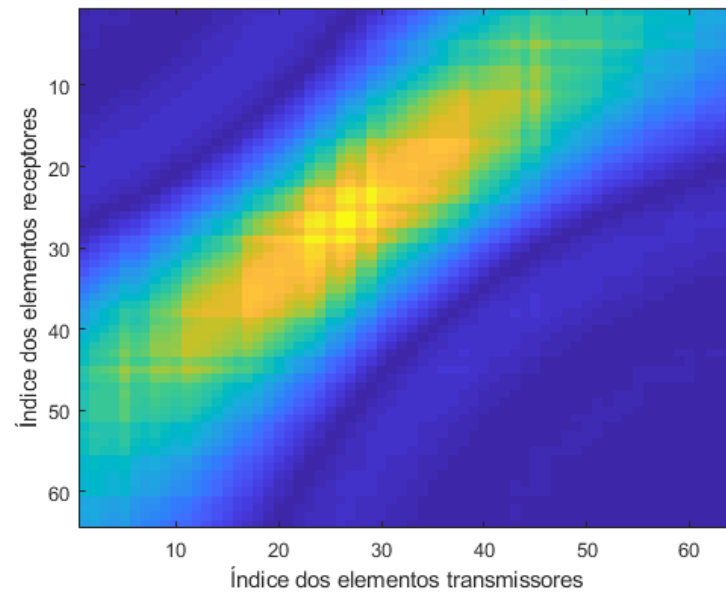
As equações apresentadas na Seção 3.3 constituem uma metodologia eficiente para o dimensionamento de descontinuidades. Porém tal método apenas engloba a predição das ondas de espalhamento  $A(\omega)$  para uma descontinuidade elipsoidal (da Seção 2.2). Outros parâmetros como o efeito dos transdutores  $s(\omega)$ , atenuação  $M(\omega)$ , a heterogeneidade do material inspecionado, efeito de difração, refração e reflexão ( $C(\omega)$  e  $T(\omega)$ ) não são consideradas no modelo.

A situação onde a posição  $x = 0$  do transdutor PA sobre a descontinuidade, como na Figura 19 não é sempre possível de se obter em uma inspeção real, portanto sempre haverá um leve deslocamento no lóbulo principal da matriz de espalhamento. A Figura 23 mostra duas matrizes de espalhamento, onde na Figura 23a é mostrada a resposta do pulso-eco para um dado simulado onde o centro da descontinuidade está localizado em uma posição  $x \neq 0$  do centro do transdutor PA e na Figura 23b, a descontinuidade possui uma inclinação  $\theta = 10^\circ$ . Essas duas características dão condições para o deslocamento do lóbulo principal da matriz de espalhamento do seu centro, o que dificulta as aplicações das fórmulas da Seção 3.3 para extrair a orientação da descontinuidade.

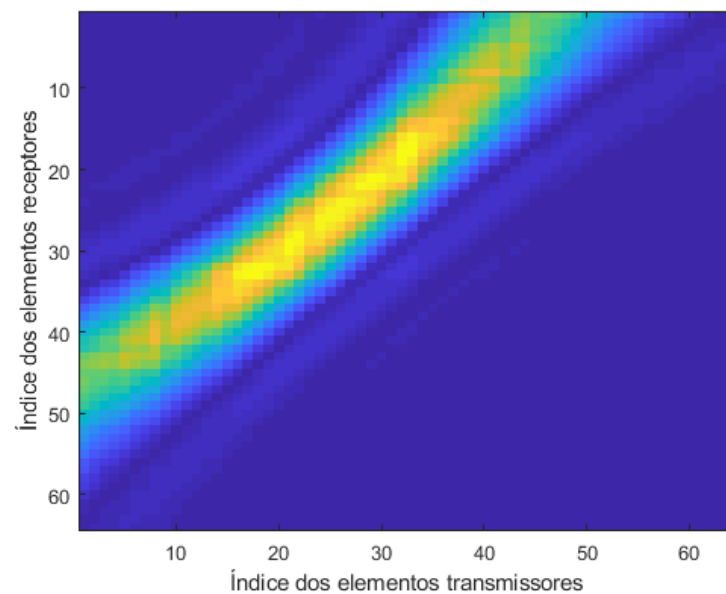
### 3.5 CONCLUSÕES

As equações desenvolvidas para o modelo do pulso-eco proporcionam maneiras diretas para calcular o comprimento das descontinuidades que se aproximam de uma elipsoide plana onde os seus semi-eixos  $a_2$  e  $a_3$  são próximos de zero. Estas equações são válidas apenas para os casos onde o centro da descontinuidade coincide com o centro do transdutor PA ( $x = 0$ ). Existem situações onde a descontinuidade situa-se em um local diferente do centro do transdutor linear, o que causa um deslocamento no lóbulo central da matriz de espalhamento. Efeito também observado quando há uma inclinação na descontinuidade como discutido no início deste capítulo.

Além disso, para as descontinuidades situadas em um meio não homogêneo (caso para o qual a aproximação de Born não foi formulada), a resposta do pulso-eco apresenta características distintas nas regiões de mínimos globais, o que dificulta as aplicações das fórmulas desenvolvidas neste capítulo. Estas fórmulas são úteis para analisar os efeitos que os parâmetros da descontinuidade e do transdutor geram durante a criação da matriz de espalhamento.



(a)



(b)

**Figura 23: Matrizes de espalhamento com parâmetros distintos extraídos de dados gerados pelo CIVA®. Em (a), a matriz de espalhamento para uma descontinuidade de  $a = 6mm$ ,  $\theta = 0^\circ$  de inclinação e posicionado em  $x = -5$  do centro do transdutor. Na segunda situação (b), a matriz de espalhamento para descontinuidade onde,  $a = 6mm$ ,  $\theta = 10^\circ$  e situado exatamente sobre o centro do transdutor, onde o seu centro coincide com o centro do transdutor.**

No entanto a matriz de espalhamento do modelo de Born pode ser útil como uma base para a aplicação de uma técnica de otimização com a matriz de espalhamento proveniente de dados experimentais. Ao contrário do método discutido nesta seção, onde o dimensionamento é feito através da análise do sinal pulso-eco, a técnica de otimização utiliza a matriz de

espalhamento de na sua forma íntegra.

#### 4 DIMENSIONAMENTO DE TRINCAS COM DADOS EXPERIMENTAIS

O dimensionamento de descontinuidades abordado na Seção 3.2 descreve um método válido para o caso especial em que a descontinuidade está localizada diretamente sob o transdutor PA. Mesmo neste caso, existem situações em que os dados experimentais são provenientes de uma descontinuidade inserida em um meio não homogêneo, o que causa uma distorção nos sinais *A-scan* adquiridos. Uma das manifestações encontradas em sinais capturadas neste tipo de meio é a deformação nos lóbulos do sinal pulso-eco. É importante considerar também que o deslocamento do lóbulo principal da matriz de espalhamento pode ter sido causado pelo posicionamento incorreto do transdutor sobre a descontinuidade (onde  $x = 0$  do transdutor não coincide com o centro da descontinuidade) ou devido à inclinação da descontinuidade. Em todas estas situações, o método para dimensionamento de descontinuidades descritos na Seção 3.2 não geram respostas ótimas, causando erros na inspeção. Assim, uma validação de um método baseado em dados experimentais requer um controle rigoroso das condições de obtenção de tais dados.

Adicionalmente, obter dados do tipo FMC usando blocos de testes experimentais é custoso, uma vez que a manufatura de tais blocos de teste é caro e consome um tempo prolongado de usinagem, devido às precisões necessárias. Para contornar esse problema, as simulações proporcionam ambientes controlados para testar os métodos desenvolvidos. Uma solução comercial disponível no mercado é o CIVA<sup>®</sup>, um simulador para END desenvolvido pelo Comissariado de energia atômica e energias alternativas (CEA).

O *software* CIVA<sup>®</sup> disponibiliza simulações para testes de corrente parasita, simulações de testes para ondas guiadas, radiografia, tomografia computadorizada e ensaios por ultrassom. Para as simulações de ensaios por ultrassom, o *software* permite o uso de diversos tipos de transdutores como os de imersão, contato, angulados, PA e outros tipos. Diversos modelos de espalhamento de descontinuidades são incluídos no CIVA<sup>®</sup>, entre eles o modelo de aproximação de Kirchhoff, a teoria de difração geométrica (GTD) e uma forma modificada da aproximação de Born (SCHMERR, 2016).

Para realizar o dimensionamento das descontinuidades, Tant et al. (2015) descrevem uma técnica de otimização que também utiliza a matriz de espalhamento, mas ao contrário do método de dimensionamento através da resposta pulso-eco, explora de maneira mais extensiva as informações contidas nos outros elementos da matriz de espalhamento. Nesta técnica, a matriz de espalhamento com origem de dado experimental é aplicada a uma função custo junto com um conjunto de matrizes de espalhamento gerados a partir do modelo de aproximação de Born para uma faixa de valores de parâmetros predeterminados. Através do ponto mínimo da função custo é estimado o valor da dimensão da descontinuidade.

#### 4.1 CAPTURA DE DADOS SIMULADOS

Os dados usados neste trabalho são gerados pelo simulador CIVA<sup>®</sup>, onde o transdutor usado nas simulações replica o transdutor PA da Olympus<sup>®</sup> de modelo 5L64-32X10-A32-M2.5-OM. As principais características desse transdutor são descritas na Tabela 1 da Seção 3.1.

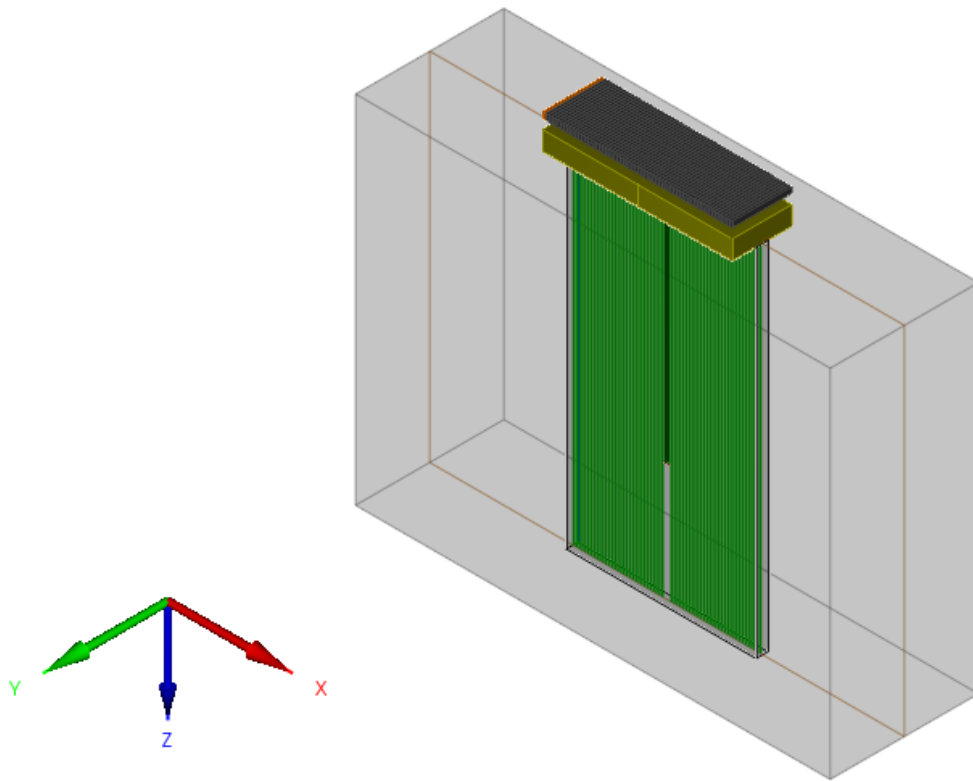
Através do CIVA<sup>®</sup> são gerados dados do tipo FMC, onde o transdutor PA de contato está fixo (estático) sobre um bloco de teste com as propriedades geométricas e de material descritas na Tabela 3. O material do bloco de teste é conhecido como Aço Inox 302, considerado um material isotrópico e homogêneo. As simulações são feitas com o uso de água como acoplante entre a interface do transdutor e o corpo de prova. O acoplante utilizado possui características de densidade  $\rho_{\text{água}} = 1000 \text{kg/m}^3$  e velocidade de propagação  $c_{\text{água}} = 1483 \text{m/s}$ .

**Tabela 3: Principais parâmetros do corpo de teste usado nas simulações.**

Parâmetros do corpo de teste	Valor	Unidade
Comprimento ( $l$ )	80	$mm$
Largura ( $w$ )	25	$mm$
Altura ( $h$ )	60	$mm$
Densidade ( $\rho_0$ )	8030	$kg/m^3$
Velocidade de propagação longitudinal ( $c_{P0}$ )	5660	$m/s$
Velocidade de propagação transversal ( $c_{S0}$ )	3120	$m/s$

**Fonte: A autoria própria.**

O simulador CIVA<sup>®</sup> possibilita a incorporação de diversos tipos de defeitos, tais como os furos passantes laterais (SDH - do original *side drilled hole*), furos de base plana (FBH - do original *flat bottom hole*) e vários tipos de inclusões como esféricas, cilíndricas e elípticas. Para as simulações são usadas as descontinuidades do tipo inclusão, já que o modelo de aproximação de Born é específico para inclusões em que as características da descontinuidade são semelhantes às do meio hospedeiro. A Figura 24 mostra a tela principal do simulador para a configuração de inspeção descrita.



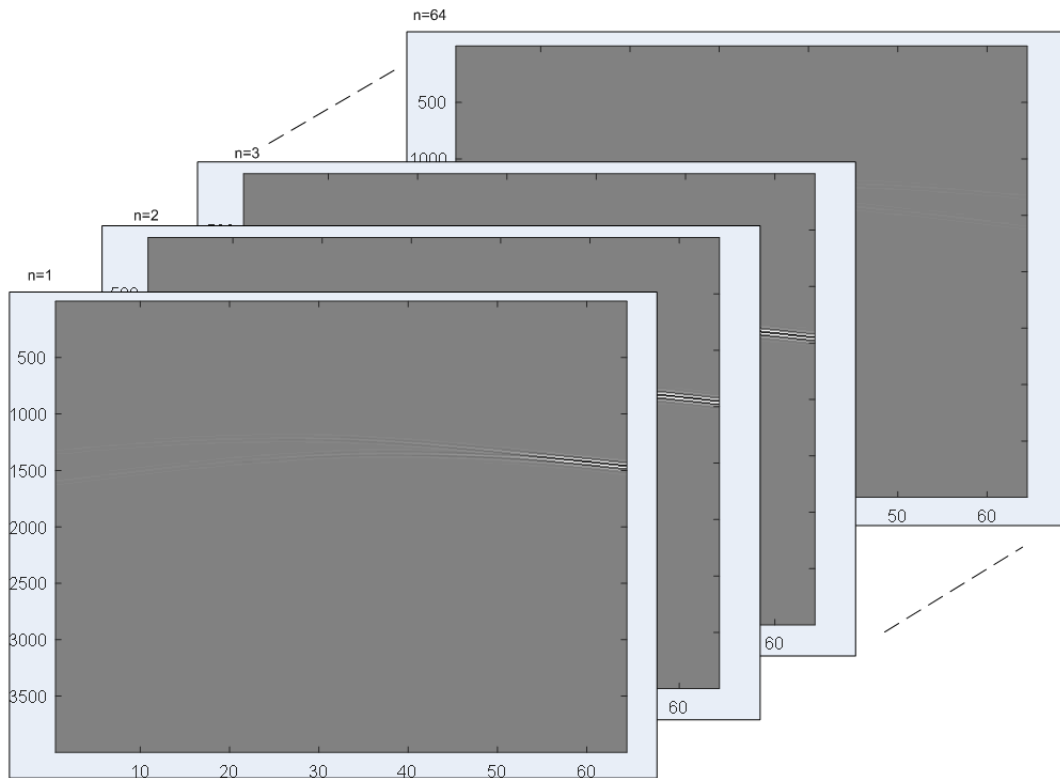
**Figura 24:** Visão geral da configuração do bloco de teste junto com o transdutor PA no ambiente CIVA®. As discontinuidades testadas são ajustadas para cada aquisição de dados FMC, com diferentes tamanhos e localizações.

**Fonte:** Autoria própria.

A Figura 25 mostra o dado de tipo FMC gerado pelo simulador CIVA®. Este tipo de dado gera uma matriz  $N^2$  (no exemplo da Figura 25,  $N = 64$ ) de dados *A-scan* para todas as possíveis combinações de elementos emissor-transmissor como foi discutido na Seção 2.1.2.

## 4.2 PRÉ-PROCESSAMENTO DE DADOS

O simulador CIVA® é capaz de gerar grandes quantidades de dados, capturando pontos de dados além das dimensões dos blocos de teste. Em casos como este, os sinais do tipo *A-scan* apresentam as múltiplas reflexões das interfaces e da discontinuidade. Uma vez que os dados FMC são computacionalmente pesados, a captura de dados realizada é limitada para o tamanho do bloco de teste.

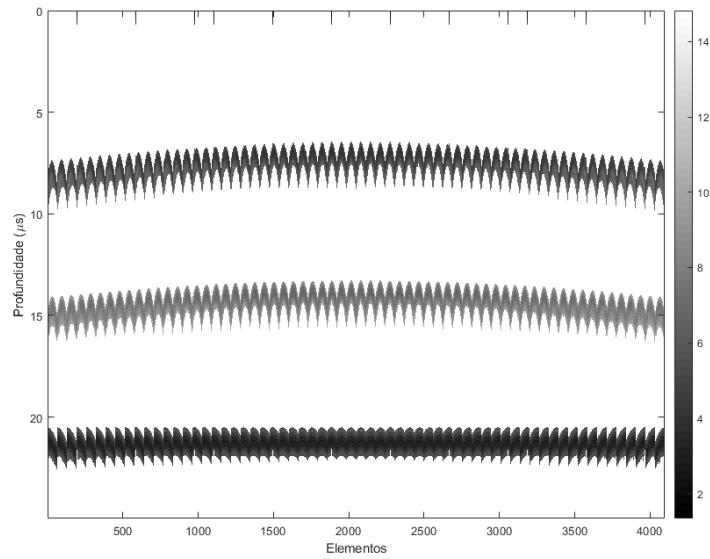


**Figura 25:** Ilustração de um dado do tipo FMC, onde cada elemento de transmissão gera uma imagem do tipo *B-scan* no qual todos os elementos ativos agem como receptores. Este processo é feito para o número total de elementos no transdutor, gerando  $N^2$  de sinais *A-scans*.

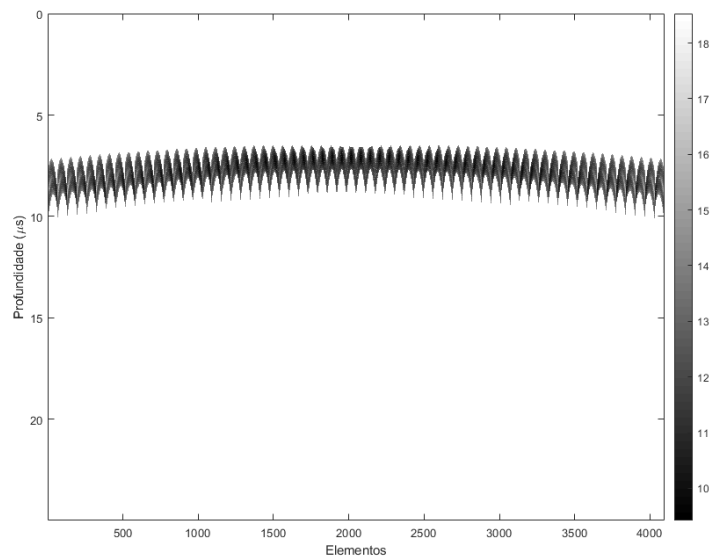
**Fonte:** Autoria própria.

Para o bloco de teste descrito pela Tabela 3, a altura  $h = 60\text{mm}$  será o limitante para o tamanho do sinal *A-scan*. Como os sinais *A-scan* são apresentados como amplitudes em relação ao tempo, o tempo necessário para uma onda ultrassônica atravessar o bloco de inspeção é  $t = 2d/c_{p0}$ . Dos dados da Tabela 3, o tempo necessário para o sinal ultrassônico propagar-se do transdutor até a parede de fundo e voltar até a face do transdutor é de  $21\mu\text{s}$ . Os dados além de  $21\mu\text{s}$  no sinal *A-scan* são então cortados da matriz FMC.

Os sinais *A-scan* apresentam várias reflexões devido às diversas interfaces no ambiente de teste. As reflexões são na: (I) parede superior do bloco de teste; (II) possível descontinuidade localizada dentro do bloco de teste; (III) parede inferior do bloco de teste. Estas reflexões podem ser observadas na Figura 26a para o FMC dado. Como o sinal de interesse são os ecos da descontinuidade, os ecos das paredes superior e inferior são retirados da matriz FMC como mostra a Figura 26b.



(a)



(b)

**Figura 26:** Dados do tipo FMC, de forma concatenada, para o bloco de teste onde em (a) são observados os ecos da descontinuidade ( $9\mu s$ ), o efeito de múltipla reflexão da descontinuidade ( $15\mu s$ ) e o eco da interfaces de fundo do bloco ( $22\mu s$ ). A primeira interface fica do lado de fora da imagem, o que faz com que não apareça na imagem. Em (b) os ecos das paredes do bloco são retirados, permanecendo somente os sinais de reflexão da descontinuidade. Nota-se que a intensidade do sinal também aumenta devido à ausência de ecos mais intensos que ocorre na parede superior e inferior do bloco de teste. Os dados mostrados aqui estão na escala logarítmica para facilitar a visualização das reflexões.

Fonte: Autoria própria.



#### 4.2.1 FORMAÇÃO DE IMAGENS TFM

A imagem do tipo TFM é uma das principais formas de imageamento em inspeções de END por ultrassom com transdutores PA. Um dos maiores benefícios desse tipo de imagem é a alta resolução obtida em comparação a outros métodos de geração de imagens (HOLMES et al., 2005; BAI et al., 2015b). As técnicas aplicadas aqui são as mesmas para o *beamforming* de atraso e soma (*sum and delay beamforming*) usado tanto em END como também na área médica. O algoritmo de imagem TFM neste trabalho é utilizado para localizar a posição da descontinuidade e usar o ponto de máxima intensidade de reflexão como o seu centro geométrico.

Em uma imagem TFM, cada *pixel* que compõe a imagem é formado através da focalização de todos os pares de elementos transmissores  $n$  e receptores  $m$  em um transdutor PA, onde cada amplitude de sinal desses pares são somados para criar um valor de intensidade de imagem. A intensidade é dada por

$$I(x, z) = \left| \sum_{i,s} \mathbf{H}(n, m, T) \right| \quad (73)$$

onde

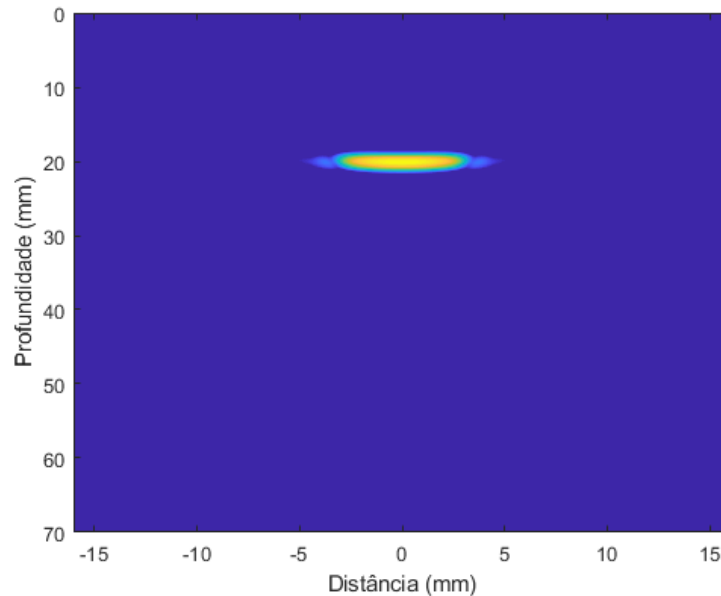
$$T = \frac{(\sqrt{(x_{cs} - x)^2 + z^2} + \sqrt{(x_{ci} - x)^2 + z^2})}{c_0} \quad (74)$$

e  $H(n, m, T)$  é a amplitude do sinal para o par de elemento  $m$  e  $n$ ,  $x_{cs}$  e  $x_{ci}$  são os centros da posição do elemento receptor e emissor, respectivamente,  $x$  e  $z$  são as coordenadas do pixel da imagem TFM e  $c_0$  é a velocidade de propagação da onda no meio.

O algoritmo para a geração de imagens TFM usado neste trabalho é uma adaptação das funções disponibilizadas pelo projeto *BRAIN - Ultrasonic Array Data Acquisition and Processing Platform* do grupo de ultrassom e ensaios não destrutivos da universidade de *Bristol*. As funções usadas para a geração das imagens TFM são funções de cálculo de leis focais (*focal law*) e de cálculo de atraso e soma (*delay and sum*) dos feixes ultrassônicos. Estas funções são desenvolvidas para o ambiente MATLAB®.

As leis focais são as regras impostas para cada um dos elementos do transdutor PA configurado de modo a realizarem a emissão conjunta de ondas ultrassônicas e para a recepção delas. Cada configuração de lei focal é usada para diferentes fins. Para exemplificar um caso, para a geração de imagens do tipo *Sectorial scan* (S-scan) apenas um número determinado de

elementos do transdutor PA são usados para a emissão, de modo que estes elementos focalizem o feixe em uma região e um outro grupo de elementos é usado para a recepção, este grupo pode conter ou não todos os elementos do transdutor.



**Figura 27: Imagem TFM de uma inspeção onde a descontinuidade está localizada sob a área do transdutor. A descontinuidade simula uma trinca de  $6mm$  de comprimento, a uma profundidade de  $20mm$ .**

**Fonte: Autoria própria.**

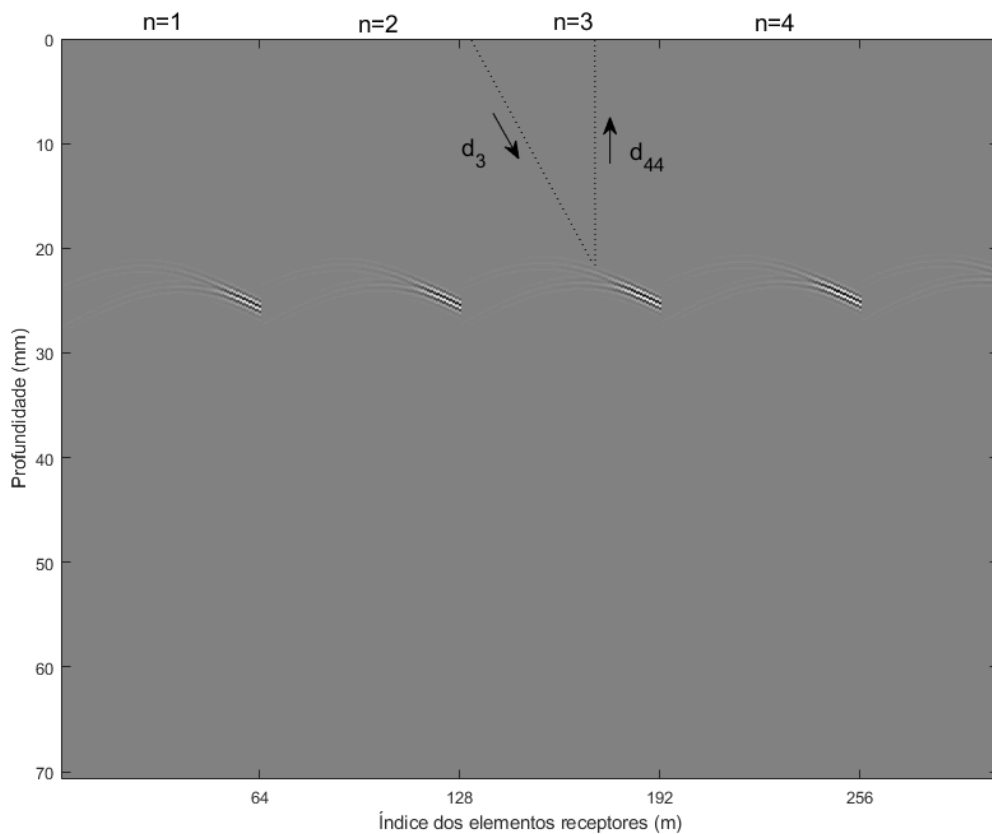
A função para o cálculo de leis focais do *software BRAIN*, calcula todas as possibilidades de ângulo de incidência e reflexão em cada *pixel* da imagem, além das distâncias de percurso da onda que são calculadas a partir das informações geométricas do transdutor PA. Os dados gerados pela função de lei focal são úteis para a função de atraso e soma que aplica a contribuição da amplitude de cada sinal *A-scan* de acordo com a sua posição ( $x$  e  $z$ ) na *grid* para cada par de elementos transmissor e receptor. A Figura 27 mostra uma imagem do tipo TFM gerada a partir de dados gerados pelo simulador CIVA® para uma descontinuidade de  $6mm$  de comprimento, em uma profundidade de  $20mm$ .

#### 4.2.2 EXTRAÇÃO DE MATRIZ DE ESPALHAMENTO

Para gerar a matriz de espalhamento a partir de dados experimentais, é necessário conhecer o centro geométrico da descontinuidade, o que pode ser concretizado através da imagem TFM, mediante a obtenção do ponto de máxima intensidade na imagem.

Para cada elemento da matriz de espalhamento  $S(n,m)$ , é realizada uma busca pelo

ponto que está a  $d = d_m + d_n$  de profundidade no sinal  $A\text{-scan}_{nm}$  do dado FMC como pode ser visto na Figura 28, sendo as distâncias  $d_m$  e  $d_n$  os comprimentos entre o centro do elemento do transdutor receptor/transmissor e o centro geométrico da descontinuidade. Este processo é realizado para todos os pares de transmissor e receptor para um total de  $N^2$  dados  $A\text{-scans}$  que formam a matriz FMC, em que mais uma vez,  $n$  são os elementos transmissores e  $m$  os elementos receptores.



**Figura 28:** Extração de dados da matriz FMC para a geração da matriz de espalhamento. Para cada par de elementos transmissor e receptor ( $m$  e  $n$ ) é coletado a informação sobre a amplitude da onda de reflexão sobre a descontinuidade. É representado o caso para  $m = 3$  e  $n = 44$ , onde os elementos receptores estão representados de forma concatenada para cada disparo  $m$ .

**Fonte:** Autoria própria.

### 4.3 OTIMIZAÇÃO PARA A ESTIMATIVA DE DESCONTINUIDADES

Considerando, os problemas apresentado na Seção 3.4 relativos aos dados experimentais, Tant et al. (2015) empregam uma técnica de otimização onde as matrizes de espalhamento são usadas para o dimensionamento de descontinuidades no lugar dos locais de

mínimo na resposta pulso-eco.

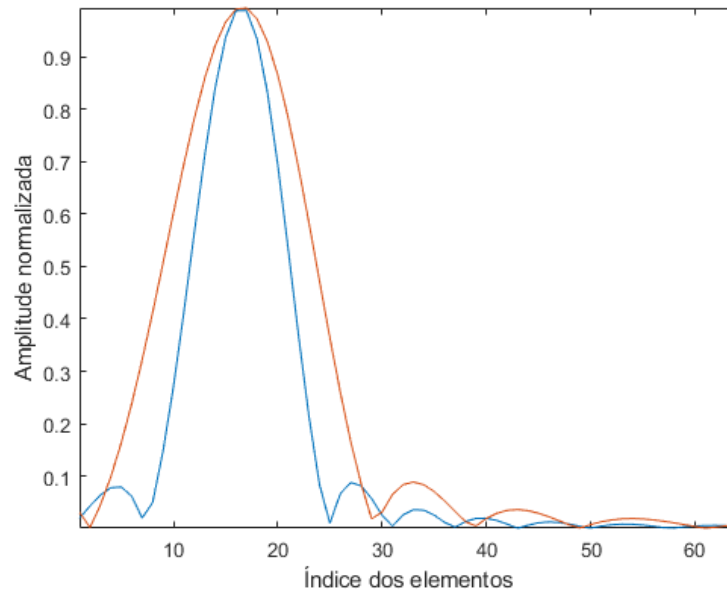
Para os casos onde a descontinuidade não está localizada diretamente sobre o transdutor ocorre o deslocamento do lóbulo central na matriz de espalhamento (Seção 3.4), que junto com uma inclinação da descontinuidade torna o dimensionamento da descontinuidade suscetível a erro. Nestes casos a estimação da inclinação da descontinuidade pode ser feita através da análise manual de comparação visual entre as respostas do pulso-eco do dado com os gerados a partir da aproximação de Born. Os principais parâmetros a serem comparados são: (I) posição dos mínimos locais mais próximos do lóbulo principal; (II) largura do lóbulo principal e (III) localização do ponto de máximo. Por ser um processo puramente visual, este processo tem um custo de tempo muito elevado. A automação deste processo torna-se da mesma maneira custoso, pois o volume de dados gerados é elevado.

Já para os casos onde o centro da descontinuidade está localizado diretamente sobre o centro do transdutor PA, mas a descontinuidade apresenta uma inclinação, esta inclinação pode ser facilmente estimada através da comparação da posição do ponto de máxima intensidade na matriz de espalhamento do modelo de Born e dos dados experimentais. O ponto de máximo da resposta pulso-eco independe de parâmetros como comprimento da descontinuidade e frequência como pode ser visto na Figura 29. São geradas as respostas do pulso-eco para uma faixa de inclinação  $\theta$  da descontinuidade através da aproximação de Born com passo de  $1^\circ$ . O ponto de máximo da resposta do pulso-eco gerada que melhor se assemelha com a do dado experimental então usado como a estimativa de  $\theta$  da descontinuidade.

Uma vez estimada a inclinação da descontinuidade, a técnica chamada de matriz de dimensionamento objetiva (OSM - do original *objective sizing matrix*) (TANT et al., 2015) é usada para a determinação do tamanho da descontinuidade. Nesta técnica são geradas as matrizes de espalhamento para uma faixa de pares de frequência ( $f$ ) e comprimentos de descontinuidades ( $a$ ) através do modelo de aproximação de Born da Equação 58. Essas matrizes de espalhamento serão referidas como  $F_{i,j}^B(a, f)$ , onde  $i$  e  $j$  são os elementos receptores e emissores, respectivamente. Além disso são geradas as matrizes de espalhamento  $F_{i,j}^e(f)$  a partir do dado FMC para a mesma faixa de frequência  $f$  definida. A OSM é definida como:

$$S_{a,f} = \left\| \sum_i^N \sum_j^N F_{i,j}^B(a, f) - \sum_i^N \sum_j^N F_{i,j}^e(f) \right\| \quad (75)$$

A faixa de frequências  $f$  e a faixa de comprimento de descontinuidades  $a$  usadas na Equação 75 são delimitadas nos seguintes valores:



**Figura 29: Resposta do pulso-eco para dois cenários com inclinação de descontinuidade  $\theta = 15^\circ$  e diferentes parâmetros de frequência  $f$  e comprimento da descontinuidade  $a$ . A resposta do pulso-eco de linha azul possui  $f = 5MHz$  e  $a = 6mm$ , enquanto que a resposta do pulso-eco de linha vermelha apresenta  $f = 6.5MHz$  e  $a = 3mm$ . Em ambos os casos o ponto máximo da resposta do pulso-eco localiza-se na posição de índice 17.**

**Fonte: A autoria própria.**

$$\begin{aligned} 3.75 \leq f \leq 6.25(MHz) \\ 1 \leq a \leq 10(mm) \end{aligned} \tag{76}$$

em que a faixa de frequência escolhida está relacionada com a largura de banda de  $-6dB$  do transdutor escolhido a partir de um catálogo de transdutores reais disponibilizado no simulador CIVA<sup>®</sup>.

#### 4.4 ENSAIO COM DADOS SIMULADOS

As seções apresentadas até aqui neste capítulo mostram a abordagem para o uso do algoritmo de dimensionamento de descontinuidade a partir do uso das matrizes de espalhamento. A abordagem começa com a captura de dados a partir do simulador CIVA<sup>®</sup>, uma vez que obter dados experimentais reais não foi possível dado o custo, dificuldade e tempo para a confecção de blocos de testes com as devidas descontinuidades mapeadas.

Para a validação foram criados alguns cenários de inspeção com diversos tipos de descontinuidades dentro de um bloco de teste no ambiente virtual CIVA<sup>®</sup>. Os dados gerados

pelo simulador contemplam uma variedade de configurações para as descontinuidades que são classificadas na Tabela 4. Para todos os casos simulados, as descontinuidades estão inseridas em um meio homogêneo e serão somente consideradas as descontinuidades localizadas centralmente posicionadas sobre o transdutor PA.

**Tabela 4: Tipos de descontinuidades examinadas pelo algoritmo de dimensionamento.**

Amostra	Dimensão (mm)	Profundidade (mm)	Inclinação (°)
1	1	20	0
2	1	20	10
3	1	20	30
4	1	20	30
5	2	20	0
6	2	30	0
7	2	40	0
8	3	20	0
9	3	20	10
10	3	20	20
11	3	20	30
12	4	20	0
13	4	30	0
14	4	40	0
15	6	20	0
16	6	30	0
17	6	40	0
18	8	20	0
19	8	30	0
20	8	40	0

De posse dos dados simulados, são realizados os tratamentos nos dados simulados para diminuir a discrepância com os dados gerados pelo modelo de Born, uma vez que o modelo não considera fatores como efeitos elétricos dos equipamentos de ultrassom, efeitos de propagação dos materiais, atenuação, etc. Estes dados passam pela etapa de processamento de dados descrito na Seção 4.2.

Para gerar a matriz de espalhamento a partir dos sinais *A-scans* da matriz FMC de dados é necessário gerar uma imagem para conhecer o centro geométrico da descontinuidade. Isto é alcançado através da imagem TFM. Após a extração da matriz de espalhamento para a faixa de frequência  $f$  descrita na Seção 4.3, é aplicado o algoritmo para estimação da inclinação  $\theta$ , o qual é um dos principais parâmetros para geração das matrizes de espalhamento do modelo. Um erro grosseiro na estimativa do ângulo de inclinação da descontinuidade pode comprometer o desempenho do algoritmo de dimensionamento da descontinuidade.

Obtido a matriz de espalhamento da descontinuidade, esta é aplicada na função custo

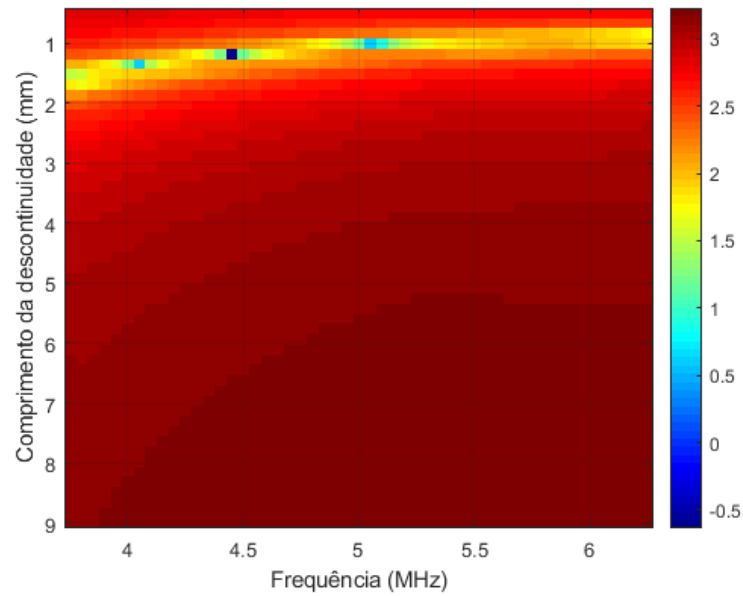
$S_{a,f}$  da Equação 75 junto com as matrizes de espalhamento geradas a partir do modelo de Born. A função custo é aplicada em uma faixa de frequências  $f$  para as matrizes de espalhamento proveniente de dados simulados  $F^e$  e para uma mesma faixa de frequência  $f$  em par com comprimentos de descontinuidade  $a$  definidas em um intervalo para as matrizes de espalhamento provenientes do modelo de Born  $F^B$ . Para os valores de tamanho da descontinuidade entre  $1mm$  e  $4mm$  foi definido um valor de passo de  $1mm$  entre cada dado gerado, passando então o valor de passo para  $2mm$  os valores de  $a$  maiores que 4. As profundidades da descontinuidade foram feitas a  $20mm$  de profundidade, com incremento de  $10mm$  para os casos em que não há variação na inclinação da descontinuidade. Para os casos em que há uma variação no valor da inclinação  $\theta$ , a profundidade da descontinuidade é mantida em  $20mm$ .

As Figuras 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36 e 37 mostram a matriz OSM gerado para as amostras 1, 3, 7, 10, 12, 15, 18 e 21 da Tabela 4. Cada ponto da matriz OSM representa o mínimo da função custo  $S_{f,a}$  da Equação 75. Este ponto indica o comprimento estimado para a descontinuidade e a sua frequência associada. Nota-se que existe um mínimo para cada frequência, formando uma faixa próxima ao valor da dimensão real da descontinuidade. O tamanho da descontinuidade é dado pela média simples (sem peso para cada frequência) dos valores mínimos, para combater as possíveis variações devido ao ruído associado nos sinais capturados. Os gráficos das matrizes OSM estão na escala logarítmica para melhor visualizar os pontos de mínimo.

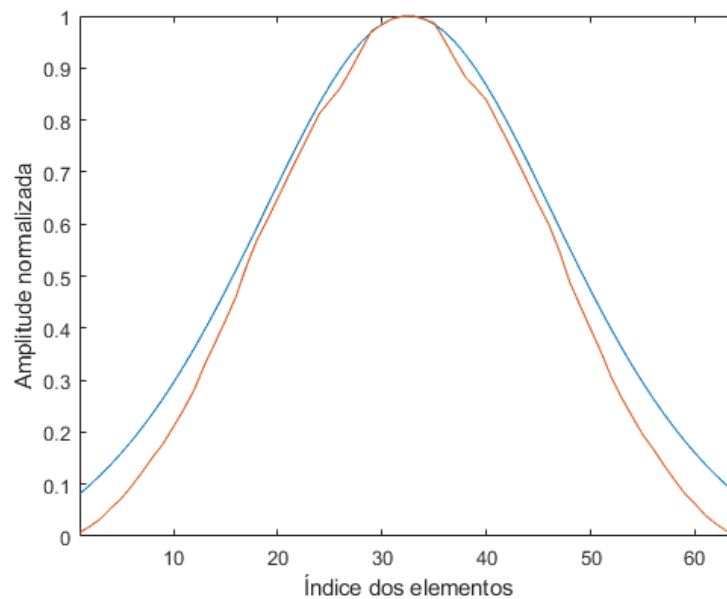
Os resultados obtidos para todas as amostras são mostrados na Tabela 5. A partir desses resultados é possível afirmar que dado um ângulo máximo  $\theta_{max}$  para a descontinuidade, o lóbulo principal da matriz de espalhamento é deslocado para o lado de fora, perdendo assim informações importantes para o dimensionamento da descontinuidade. Exemplificando, na situação onde  $a = 1mm$  e  $\theta = 50^\circ$ , parte do lóbulo principal é perdido na matriz de espalhamento, fazendo com que seu ponto máximo seja desconhecido, impossibilitando de achar a sua inclinação real através do método proposto. Esta condição é mostrada pela Figura 38.

A partir dos resultados da Tabela 5 é também possível constatar que a medida que o valor da dimensão da descontinuidade  $a$  aumenta, diminui o desempenho do algoritmo de dimensionamento. O mesmo ocorre com o aumento na profundidade  $r$  e com a inclinação  $\theta$  da descontinuidade. Uma possível causa na queda de desempenho devido ao incremento nos parâmetros descritos está no algoritmo usado para a geração de matriz de espalhamento.

Outra forma de dimensionar descontinuidades em inspeções de END por ultrassom é



(a)

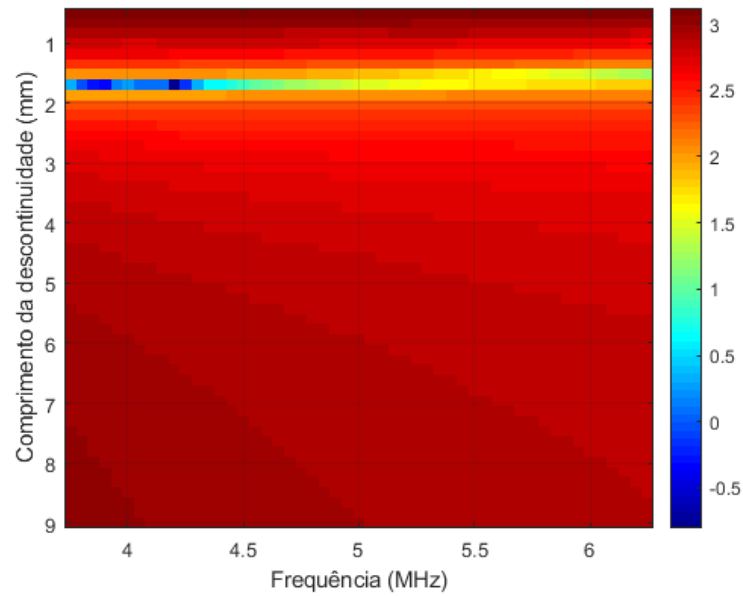


(b)

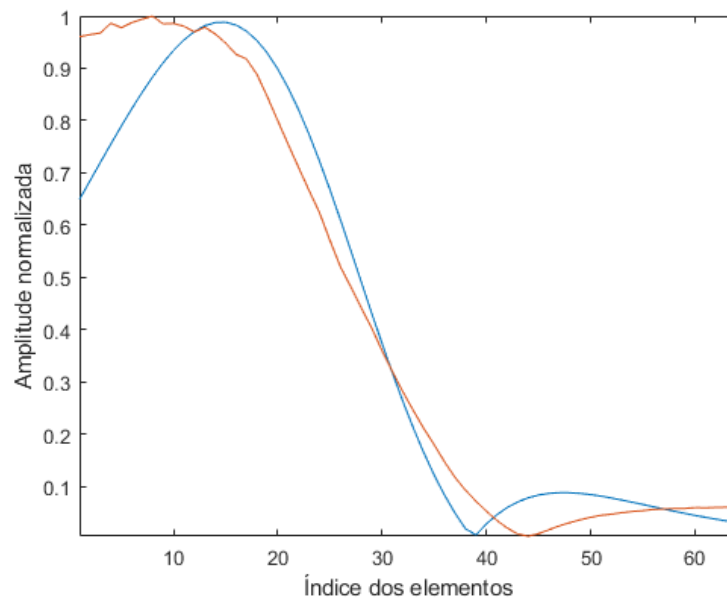
**Figura 30:** Gráficos com o resultado da Equação 75 para a geração da matriz OSM a. O algoritmo apresenta a estimativa do comprimento da descontinuidade para o dado simulado de uma descontinuidade de 1mm. O gráfico b apresenta as resposta do pulso-eco para as matrizes de espalhamento  $F^e$  e  $F^B$  que minimizam a função custo.

o método de queda dos  $6dB$  utilizado tanto para a inspeções por ultrassom com transdutores monolíticos assim como transdutores PA (ABENDI, 2004, 2014, 2017). O método é aplicado aos mesmos dados da Tabela 4 onde é aplicado junto com uma estratégia alternativa para encontrar a inclinação  $\theta$  da descontinuidade. Este método corresponde a encaixar um quadro sobre a região dos  $6dB$  da descontinuidade e uma rotação é realizada para uma sequência de





(a)

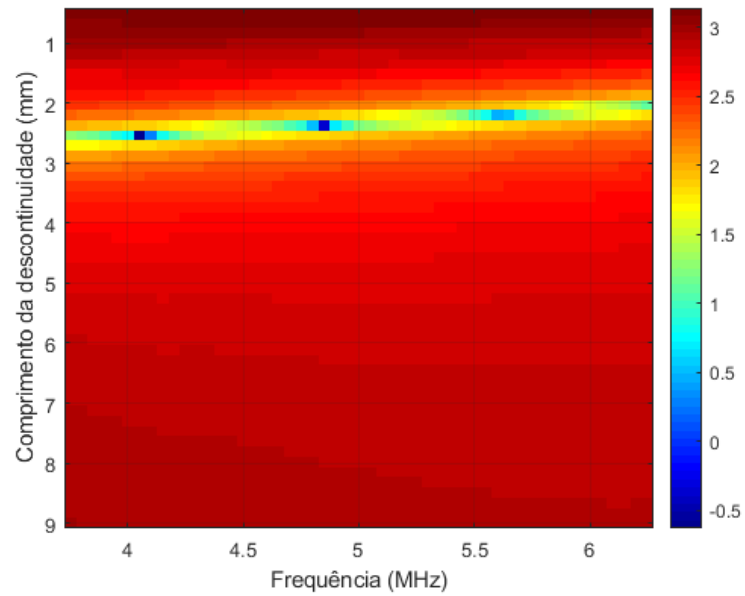


(b)

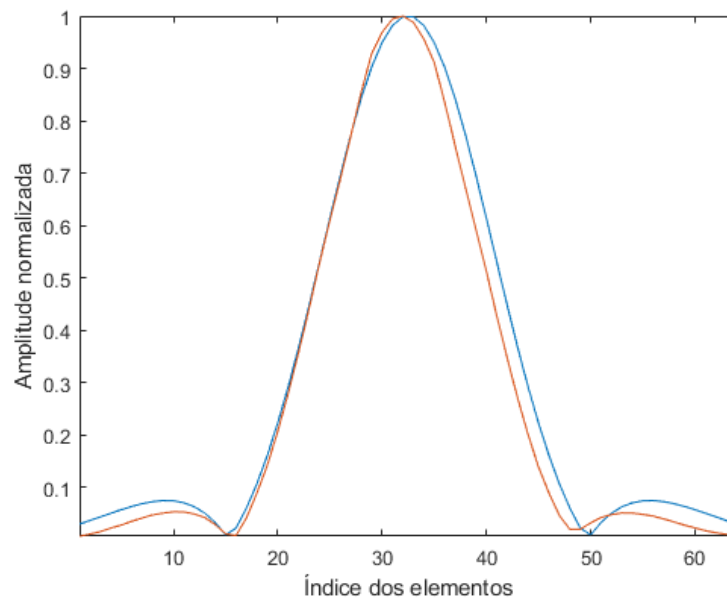
**Figura 31:** Gráficos com o resultado da Equação 75 para a geração da matriz OSM a. O algoritmo apresenta a estimativa do comprimento da descontinuidade para o dado simulado de uma descontinuidade de 1mm e inclinação de  $30^\circ$ . O gráfico b apresenta as resposta do pulso-eco para as matrizes de espalhamento  $F^e$  e  $F^B$  que minimizam a função custo.

ângulos. Para cada ângulo um valor de área distinto é encontrado, sendo que o quadro com a menor área corresponde ao ângulo de inclinação da descontinuidade. O resultado é a apresentado na Tabela 6.

O método dos  $6dB$  apresenta algumas desvantagens para pequenos valores de



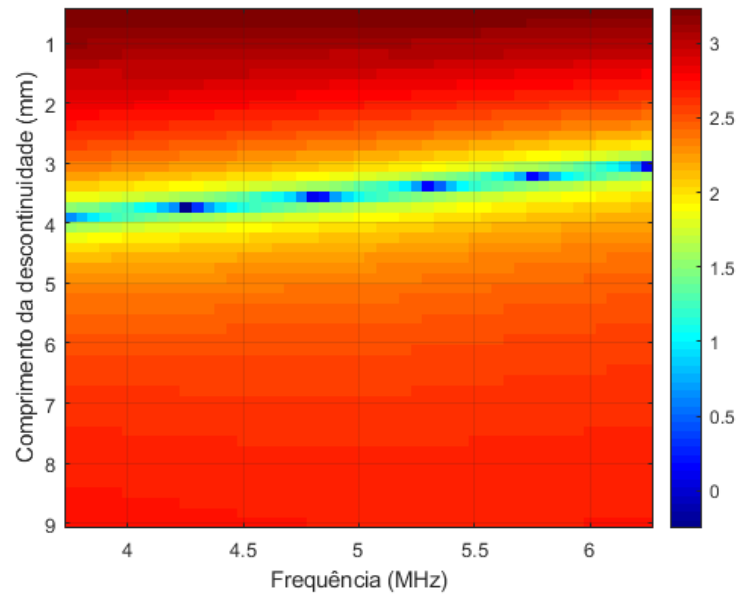
(a)



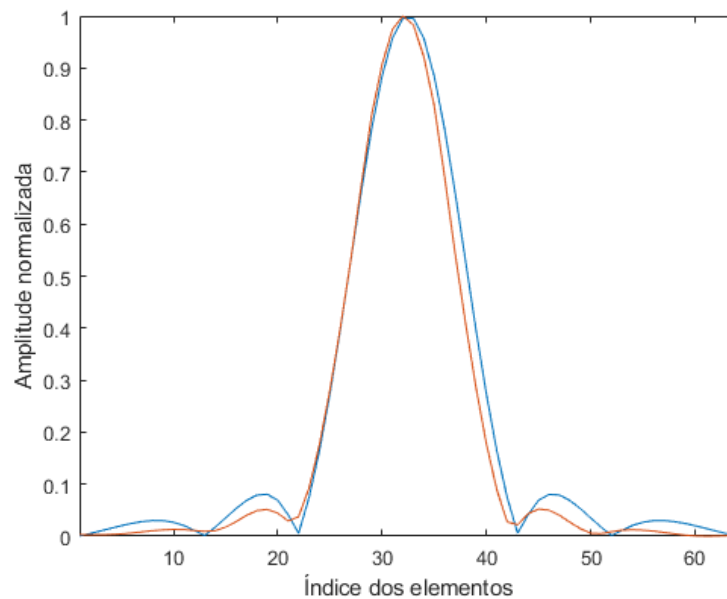
(b)

**Figura 32:** Gráficos com o resultado da Equação 75 para a geração da matriz OSM a. O algoritmo apresenta a estimativa do comprimento da descontinuidade para o dado simulado de uma descontinuidade de 2mm. O gráfico b apresenta as resposta do pulso-eco para as matrizes de espalhamento  $F^e$  e  $F^B$  que minimizam a função custo.

descontinuidades como no caso de  $a = 1\text{mm}$ . Devido ao tamanho reconstruído pela imagem TFM, a descontinuidade possui dimensões desproporcionais como é observado no exemplo da Figura 39.



(a)

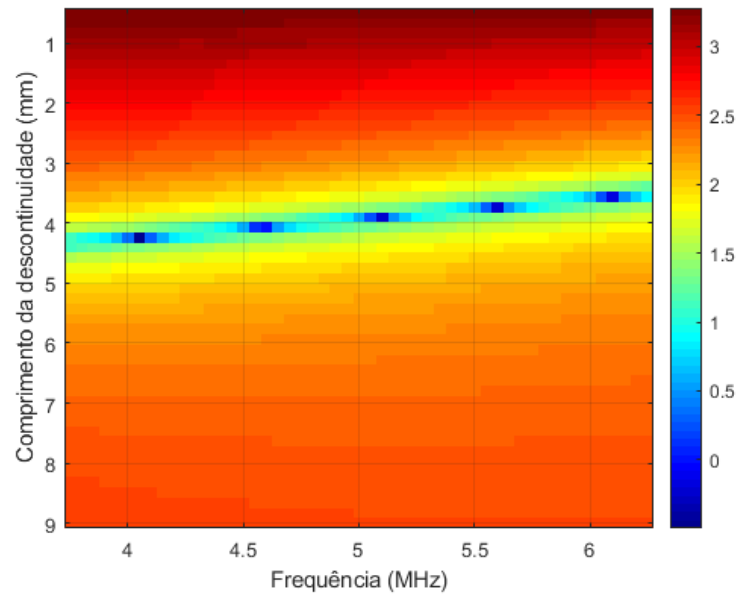


(b)

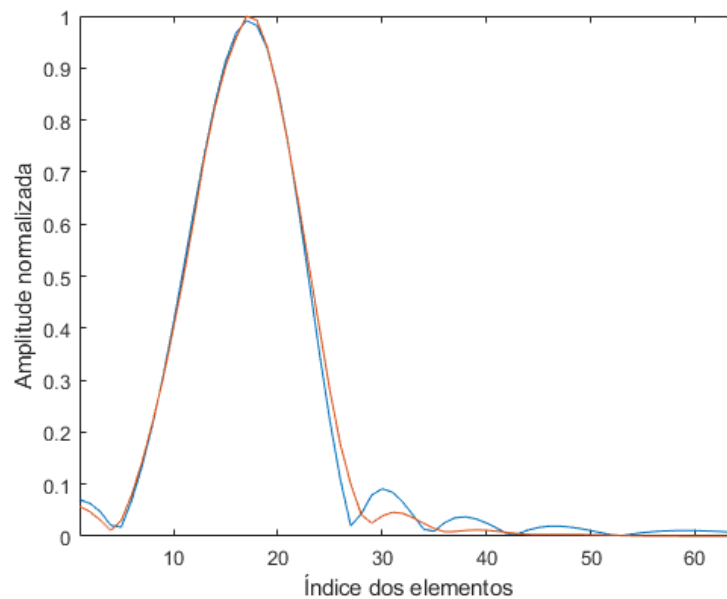
**Figura 33:** Gráficos com o resultado da Equação 75 para a geração da matriz OSM a. O algoritmo apresenta a estimação do comprimento da descontinuidade para o dado simulado de uma descontinuidade de 3mm. O gráfico b apresenta as resposta do pulso-eco para as matrizes de espalhamento  $F^e$  e  $F^B$  que minimizam a função custo.

#### 4.5 CONCLUSÕES

Este capítulo apresentou a abordagem realizada para uso do algoritmo para dimensionamento de descontinuidades. Esta abordagem pode ser dividida em três etapas principais: (I) localização do centro geométrico da descontinuidade; (II) extração da matriz



(a)

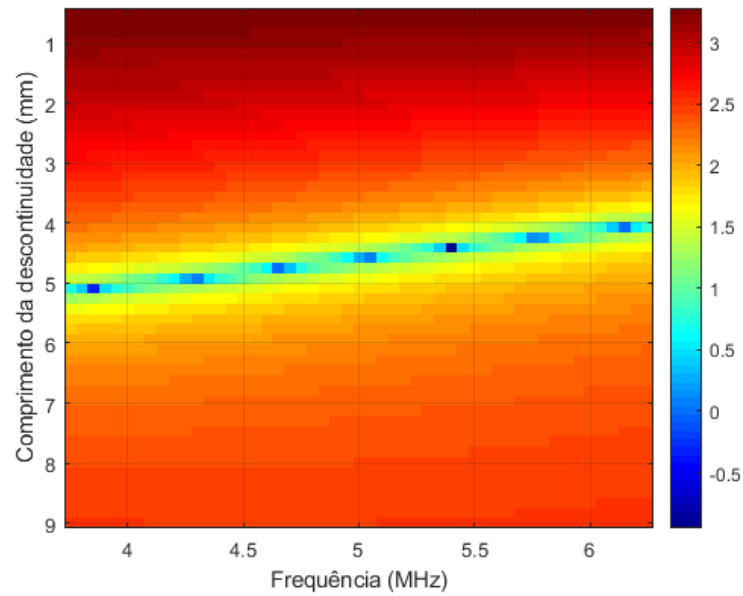


(b)

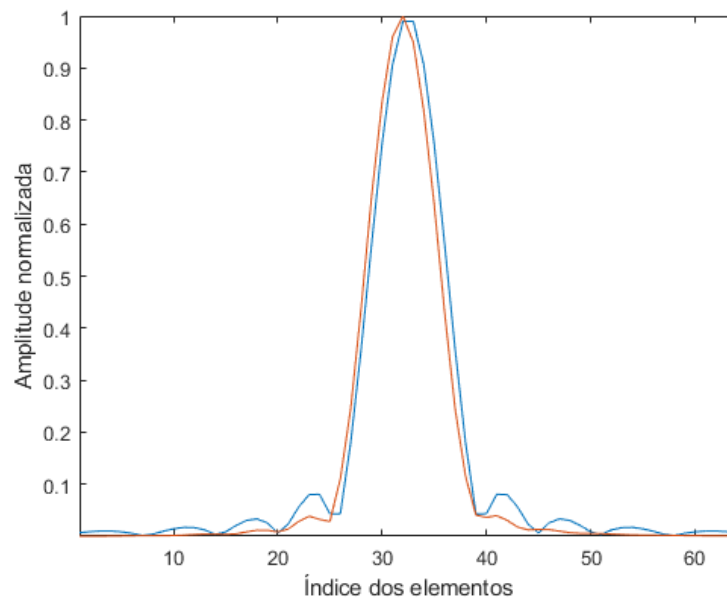
**Figura 34:** Gráficos com o resultado da Equação 75 para a geração da matriz OSM a. O algoritmo apresenta a estimativa do comprimento da descontinuidade para o dado simulado de uma descontinuidade de 3mm e inclinação de  $20^\circ$ . O gráfico b apresenta as resposta do pulso-eco para as matrizes de espalhamento  $F^e$  e  $F^B$  que minimizam a função custo.

de espalhamento; (III) aplicação da função custo calculado para a matriz de espalhamento do dado examinado com as matrizes de espalhamento geradas a partir do modelo de Born.

A imagem TFM conseguiu mostrar que consegue localizar de forma adequada a localização do centro geométrico da descontinuidade. No entanto isto ocorre somente nos casos



(a)

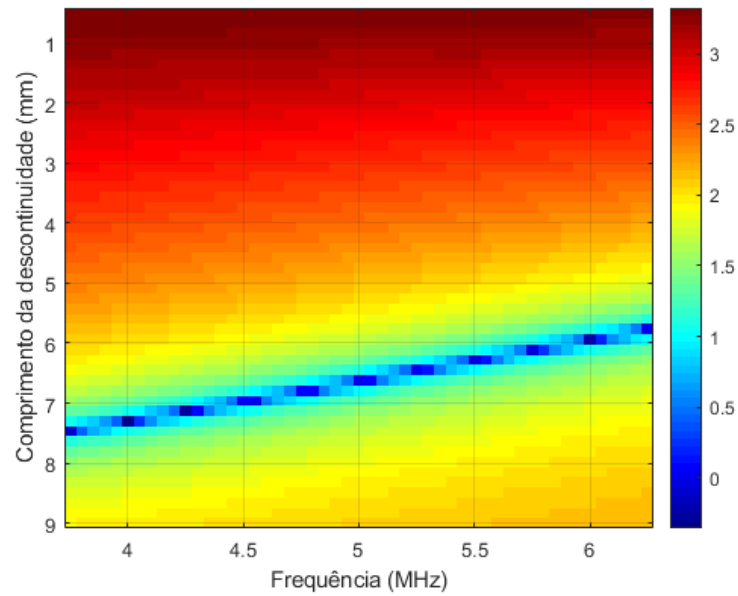


(b)

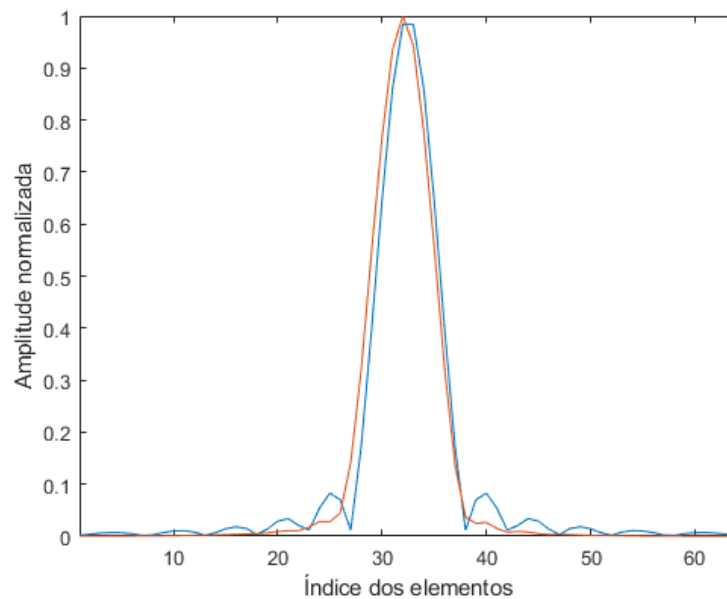
**Figura 35:** Gráficos com o resultado da Equação 75 para a geração da matriz OSM a. O algoritmo apresenta a estimação do comprimento da descontinuidade para o dado simulado de uma descontinuidade de 4mm. O gráfico b apresenta as resposta do pulso-eco para as matrizes de espalhamento  $F^e$  e  $F^B$  que minimizam a função custo.

onde o sinal da descontinuidade é isolada dos demais sinais como os de reflexão nas interfaces, os quais geralmente possuem maior intensidade que as reflexões da descontinuidade.

O algoritmo de dimensionamento fica limitado para os casos onde a descontinuidade não compartilha o mesmo centro na direção  $x$ . Nestes casos uma análise manual se faz



(a)

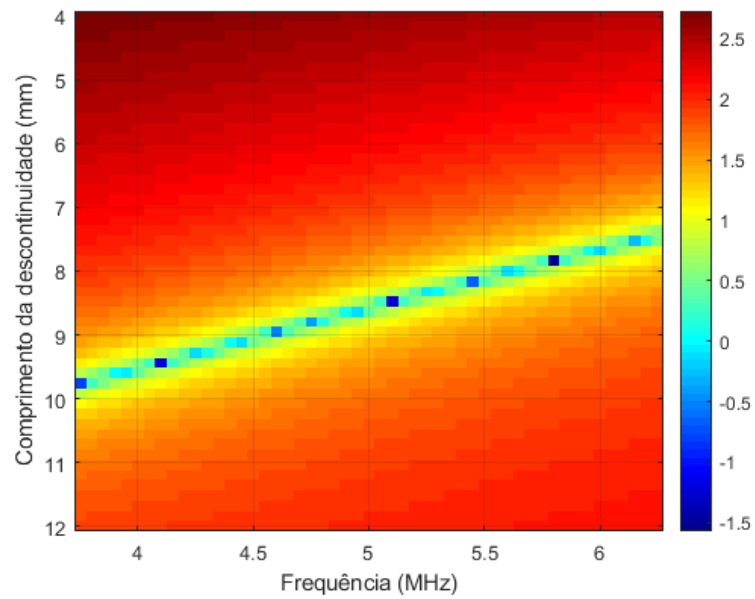


(b)

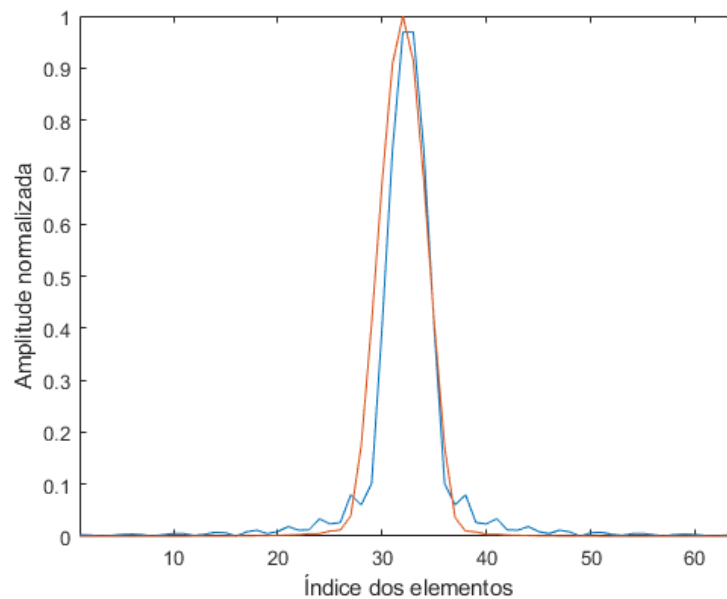
**Figura 36:** Gráficos com o resultado da Equação 75 para a geração da matriz OSM a. O algoritmo apresenta a estimativa do comprimento da descontinuidade para o dado simulado de uma descontinuidade de 6mm. O gráfico b apresenta as resposta do pulso-eco para as matrizes de espalhamento  $F^e$  e  $F^B$  que minimizam a função custo.

necessário para estimar o valor da inclinação da descontinuidade.

Por ser de origem de simulação, as matrizes de espalhamento provenientes dos dados FMC apresentaram características próximas aos das matrizes de espalhamento geradas diretamente da aproximação de Born, um vez que elas são geradas também de modelos



(a)

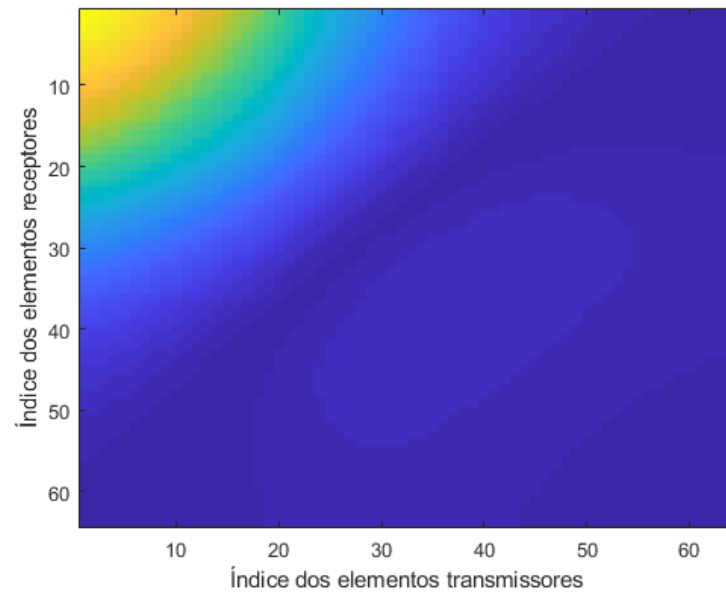


(b)

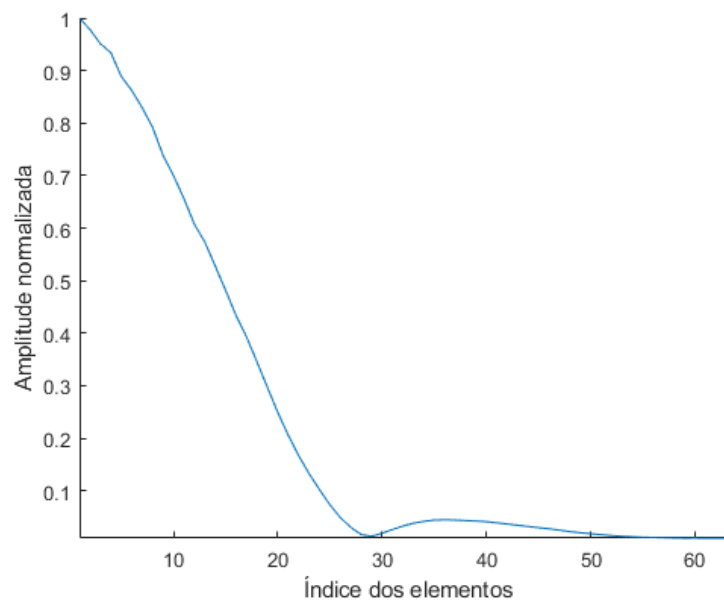
**Figura 37:** Gráficos com o resultado da Equação 75 para a geração da matriz OSM a. O algoritmo apresenta a estimação do comprimento da descontinuidade para o dado simulado de uma descontinuidade de 8mm. O gráfico b apresenta as resposta do pulso-eco para as matrizes de espalhamento  $F^e$  e  $F^B$  que minimizam a função custo.

matemáticos para espalhamentos para geometrias definidas. Uma das características são os lóbulos secundários na resposta pulso-eco. Nos casos de dados experimentais, estas características são cada vez menos nítidas devido a distúrbios no sistema de inspeção utilizado.

A função custo aplicada nas matrizes de espalhamento mostrou resultados satisfatórios



(a)



(b)

**Figura 38:** Gráficos da matriz de espalhamento  $a$  para uma descontinuidade de  $a = 1\text{mm}$  e inclinação  $\theta = 50^\circ$ . Grande parte do lóbulo central está localizado em uma região fora do alcance do transdutor PA de 64 elementos. É possível observar que o pico máximo da resposta do pulso-eco  $b$  está localizado na região de fora, o que impossibilita descobrir a orientação da descontinuidade.

para o dimensionamento de descontinuidades. Apesar de ser um algoritmo robusto, é dependente da qualidade dos dados processados para a qualidade do resultado.

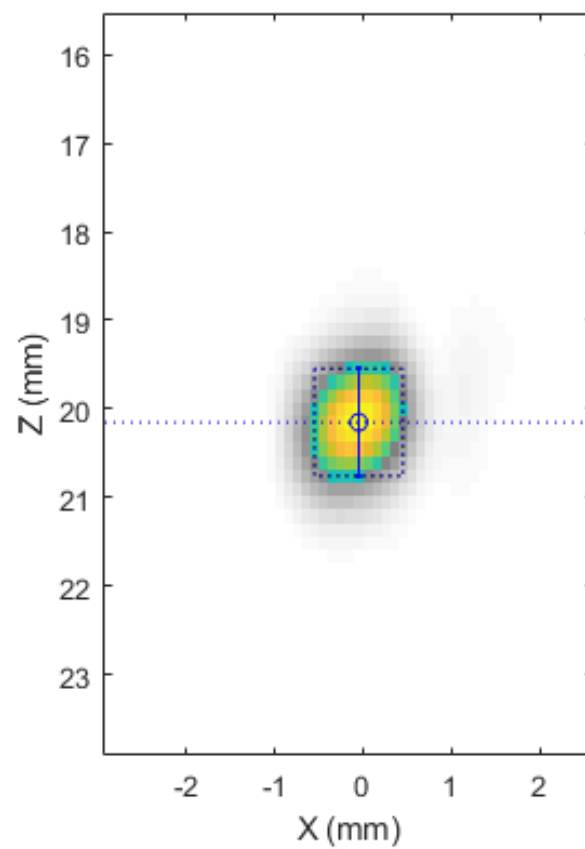


**Tabela 5: Valores dos parâmetros estimados da descontinuidade através do algoritmo desenvolvido. Em parênteses são apresentados os valores reais.**

Amostra	Dimensão est. (mm)	Profundidade est. (mm)	Inclinação est. (°)
1	1.08 (1)	20.1 (20)	0 (0)
2	1.12 (1)	20.1 (20)	9 (10)
3	1.33 (1)	20.2 (20)	16 (20)
4	1.41 (1)	20.2 (20)	26 (30)
5	2.33 (2)	20.1 (20)	0 (0)
6	2.62 (2)	30.2 (30)	0 (0)
7	2.65 (2)	40.1 (40)	0 (0)
8	3.48 (3)	20.1 (20)	0 (0)
9	3.43 (3)	20.1 (20)	8 (10)
10	3.92 (3)	20.2 (20)	21 (20)
11	3.86 (3)	20.3 (20)	31 (30)
12	4.59 (4)	20.1 (20)	0 (0)
13	5.18 (4)	30.2 (30)	0 (0)
14	5.57 (4)	40.2 (40)	0 (0)
15	6.62 (6)	20 (20)	0 (0)
16	7.55 (6)	30.1 (20)	0 (0)
17	8.35 (6)	40.2 (20)	0 (0)
18	8.58 (8)	20.2 (20)	0 (0)
19	8.91 (8)	30 (30)	0 (0)
20	11.14 (8)	40.2 (40)	0 (0)

**Tabela 6: Valores dos parâmetros estimados da descontinuidade através do método de 6dB. Em parênteses são apresentados os valores reais.**

Amostra	Dimensão est. (mm)	Profundidade est. (mm)	Inclinação est. (°)
1	5.07 (1)	20.1 (20)	90 (0)
2	5.4 (1)	20.1 (20)	90 (10)
3	7.29 (1)	20.2 (20)	90 (20)
4	7.35 (1)	20.2 (20)	90 (30)
5	1.7 (2)	20.1 (20)	0 (0)
6	1.7 (2)	30.2 (30)	0 (0)
7	1.9 (2)	40.1 (40)	0 (0)
8	2.5 (3)	20.1 (20)	0 (0)
9	2.6 (3)	20.1 (20)	14 (10)
10	2.7 (3)	20.2 (20)	21 (20)
11	3.3 (3)	20.3 (20)	31 (30)
12	3.3 (4)	20.1 (20)	0 (0)
13	3.3 (4)	30.2 (30)	0 (0)
14	3.5 (4)	40.2 (40)	0 (0)
15	5.1 (6)	20 (20)	0 (0)
16	5.1 (6)	30.1 (30)	0 (0)
17	5.1 (6)	40.2 (40)	0 (0)
18	7.3 (8)	20.2 (20)	0 (0)
19	6.9 (8)	30 (30)	0 (0)
20	6.9 (8)	40.2 (40)	0 (0)



**Figura 39:** Situação para o qual o método de dimensionamento dos  $6dB$  não funciona de maneira eficiente em uma imagem TFM. Descontinuidades com dimensões pequenas apresentam um diâmetro menor na direção  $x$  do que na direção  $z$  o que causa um erro na estimativa da inclinação.

## 5 CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES

O objetivo deste trabalho foi aplicar os conceitos desenvolvidos por (TANT et al., 2015) para o dimensionamento de descontinuidades em chapas metálicas através da aproximação de Born para inclusões elipsoidais. O modelo desenvolvido, através da aproximação de Born, possibilita a extração de informações da descontinuidade contidas no conjunto de sinais *A-scans* capturados por um sistema de inspeção de END por ultrassom.

O objetivo principal do trabalho foi atingido a medida que os objetivos secundários foram concluídos. Grande parte dos objetivos secundários foram implementados e testados, na maior parte no ambiente de desenvolvimento do MATLAB® e no simulador para END CIVA®.

Para entender melhor o procedimento de um END e o equipamento de ultrassom, o Capítulo 2 apresenta os principais conceitos do END por ultrassom. São explicados também os transdutores de ultrassom monolíticos e PA, assim como uma breve introdução ao modelo matemático para sistema de inspeção por ultrassom, para finalmente chegar no modelo de espalhamento da descontinuidade. Apesar do modelo ser uma aproximação, ele é considerado um sistema LIT, mostrando ser adequado em várias situações. O modelo de aproximação de Born para a amplitude de espalhamento possibilita a estimação de parâmetros que são importantes no dimensionamento de descontinuidades como o comprimento e inclinação.

O Capítulo 3 apresenta a equação matemática da amplitude de espalhamento, a qual possibilita a geração da matriz de espalhamento, uma combinação das amplitudes refletidas por uma descontinuidade dado um par de elementos transmissor e receptor de ultrassom PA. Essas amplitudes formam uma matriz chamada de matriz de espalhamento. Nesta matriz estão contidas informações importantes a respeito da descontinuidade modelada. Da matriz de espalhamento é possível extrair a resposta pulso-eco da descontinuidade. A resposta do pulso-eco contém as amplitudes de espalhamento para o caso em que o mesmo elemento que transmite a onda ultrassônica faz a recepção do seu eco, isto para todos os elementos do transdutor PA. O modelo da resposta pulso-eco possibilita a extração de informações como comprimento e inclinação da descontinuidade. Este modelo é limitado porém aos casos onde a descontinuidade

está localizada exatamente sob o centro do transdutor PA, o que dificulta a análise de dados extraídos de experimentos reais e reconstruídos a partir de simulações. A análise da resposta pulso-eco de descontinuidades proporciona grandes informações sobre a descontinuidade e as limitações impostas pelas dimensões do transdutor PA.

No Capítulo 4 foi desenvolvido o procedimento para a aplicação do algoritmo de dimensionamento em dados simulados. Devido a limitação e dificuldade para a obtenção de dados reais, o algoritmo foi validado apenas com dados gerados pelo simulador CIVA®. Os dados gerados pelo simulador possibilitaram a criação de diversos cenários de descontinuidades na peça de inspeção. Os cenários foram elaborados de forma a replicar uma situação real de inspeção, onde vários fatores tais como, atenuação, homogeneidade do material, acoplamento do transdutor e ruído foram incorporados na simulação.

O algoritmo usado para a geração da imagem TFM produziu imagens adequadas para a localização do centro da descontinuidade, informação necessária para o algoritmo de criação da matriz de espalhamento a partir dos dados simulados. As imagens TFM são úteis também para o dimensionamento das descontinuidades através do método do  $6dB$ , técnica usada para comparar com o método de dimensionamento através da matriz de espalhamento proposto neste trabalho.

O algoritmo para dimensionamento de descontinuidade através da matriz OSM opera com um bom desempenho, visto que os os dados capturados são devidamente pré-processados e os parâmetros do modelos são próximos do valor real da descontinuidade e do meio inspecionado. Minimizando a diferença entre as matrizes de espalhamento dos dados experimentais e as do modelo de Born, melhora-se o desempenho do algoritmo de dimensionamento proposto.

Apesar de não ser possível atingir todos os objetivos secundários deste trabalho, o objetivo principal foi alcançado, porém sem a validação do algoritmo para dados reais, onde várias condições sobre o material e sobre a inspeção não são consideradas nos algoritmos de dimensionamento.

## 5.1 TRABALHOS FUTUROS

O presente trabalho apresenta apenas uma das várias técnicas usadas para dimensionamento de descontinuidades através de sinais de ultrassom. Este trabalho pode ser continuado e melhorado em diversos aspectos listados a seguir:

- Melhorias no algoritmo para a composição da matriz de espalhamento a partir de dados experimentais. Apesar do algoritmo usado neste trabalho gerar uma matriz de espalhamento suficientemente eficiente, é um algoritmo simples baseado em uma abordagem de abertura de elemento único.
- Adição de novos termos de amplitude de espalhamento para outros tipos de descontinuidades e outros tipos de meio.
- Validação dos algoritmos de dimensionamento com dados experimentais para descontinuidades do tipo trinca plana.
- Desenvolvimento de uma abordagem mais eficiente para dados de descontinuidades localizadas fora do centro do transdutor PA.

## REFERÊNCIAS

- ABENDI. **Ultrassom - Solda: Procedimento de END PR-011**. [S.l.], 2004.
- ABENDI. **Ultrassom - Chapas: Procedimentos de END PR-015**. [S.l.], 2014.
- ABENDI. **Ultrassom - Phased Array: Procedimento de END PR-151**. [S.l.], abr. 2017.
- ABENDI. **Ensaio não destrutivo e inspeção**. jul. 2018. Disponível em: <http://www.abendi.org.br/abendi/default.aspx?mn=709&c=17&s=&friendly=ç>.
- ACHENBACK, J. D.; VISWANATHAN, K.; NORRIS, A. An inversion integral for crack-scattering data. **Wave motion**, v. 1, n. 4, p. 299–316, 1979. ISSN 0165-2125.
- BAI, L.; VELICHKO, A.; DRINKWATER, B. W. Characterization of defects using ultrasonic arrays: a dynamic classifier approach. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 62, n. 12, p. 2146–2160, December 2015. ISSN 0885-3010.
- BAI, L.; VELICHKO, A.; DRINKWATER, B. W. Ultrasonic characterization of crack-like defects using scattering matrix similarity metrics. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 62, n. 3, p. 545–559, March 2015. ISSN 0885-3010.
- CUNNINGHAM, L. J. **Mathematical model based methods for characterising defects within ultrasonic non destructive evaluation**. Tese (Doutorado) — University of Strathclyde, 2015.
- CUNNINGHAM, L. J. et al. A spectral method for sizing cracks using ultrasonic arrays. **Inverse Problems in Science and Engineering**, v. 25, n. 12, p. 1788–1806, 2017.
- DEUTSCH, W. A. K.; KIERSPEL, S. Manual weld inspection with ultrasound - conventionally or with phased array. **18th World Conference on Nondestructive Testing**, p. 16–20, 2012.
- DRINKWATER, B. W.; WILCOX, P. D. Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review. **NDT & E International**, n. 39, p. 525–541, 2006.
- GUARNERI, G. A. **Identificação de descontinuidades em peças metálicas utilizando sinais ultrassônicos e técnicas de problemas inversos**. Tese (Doutorado) — Universidade Tecnológica Federal Do Paraná, 2015.
- GUARNERI, G. A.; JUNIOR, F. N.; ARRUDA, L. V. R. de. Weld discontinuities classification using principal component analysis and support vector machine. **XI Simpósio Brasileiro de Automação Inteligente – SBAI e XI Conferência Brasileira de Dinâmica, Controle e Aplicações**, 2013.
- GUARNERI, G. A. et al. A sparse reconstruction algorithm for ultrasonic images in nondestructive testing. **Sensors**, n. 15, p. 9324–9343, 2015.

HARVEY, G. et al. Finite element analysis of ultrasonic phased array inspections on anisotropic welds. **AIP Conference Proceedings**, v. 1335, n. 1, p. 827–834, 2011.

HOLMES, C.; DRINKWATER, B. W.; WILCOX, P. D. Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit–receive array data for non-destructive evaluation. **NDT&E International**, v. 38, p. 701–711, 2005.

HUNT, J. W. et al. Ultrasound transducers for pulse-echo medical imaging. **Ieee Transactions on Biomedical Engineering**, BME-30, n. 8, p. 453–481, 1983.

HUNTER, A. J. et al. The wavenumber algorithm for full-matrix imaging using an ultrasonic array. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 55, n. 11, p. 2450–2462, 2008.

KOMURA, I. et al. Crack detection and sizing technique by ultrasonic and electromagnetic methods. **Nuclear Engineering and Design**, v. 206, p. 351–362, 2001.

KRAUTKRÄMER, J.; KRAUTKRÄMER, H. **Ultrasonic testing of materials**. [S.l.]: Springer Berlin Heidelberg, 1983.

M2M. **M2M panther: industrial phased-array instrumentation with TFM**. 2018. Disponível em: <https://www.m2m-ndt.com/en/products/pa-integrated-systems/panther/>.

MARGRAVE, F. et al. The use of neural networks in ultrasonic flaw detection. **Measurement**, Elsevier BV, v. 25, n. 2, p. 143–154, mar 1999.

NDTRC. **Introduction to ultrasonic testing**. 2014. Disponível em: <https://www.nde-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/communitycollege.htm>.

NEAL, S. P. **A prior knowledge based optimal wiener filtering approach to ultrasonic scattering amplitude estimation**. Tese (Doutorado) — Iowa State University, 1988.

NEAL, S. P. An analysis of ultrasonic flaw scattering amplitude as a random variable. **Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation**, v. 9, p. 633–640, 1990.

OLYMPUS. **Ultrasonic flaw detection tutorial**. jul. 2018. Disponível em: <https://www.olympus-ims.com/en/ndt-tutorials/flaw-detection/>.

OPPENHEIM, A.; WILLSKY, A.; NAWAB, S. **Signals & Systems**. Prentice-Hall International, 1997. (Prentice-Hall signal processing series). ISBN 9780136511755. Disponível em: <https://books.google.com.br/books?id=O9ZHSAACA AJ>.

PENG, C. et al. The sizing of small surface-breaking fatigue cracks using ultrasonic arrays. **NDT & E International**, v. 99, p. 64–71, 2018.

SAFARI, A. et al. Assessment methodology for defect characterisation using ultrasonic arrays. **NDT & E International**, v. 94, p. 126–136, 2018.

SCHMERR, L. W. **Fundamentals of ultrasonic nondestructive evaluation: a modeling approach**. First. [S.l.]: Springer US, 1998.

SCHMERR, L. W. **Fundamentals of ultrasonic phased arrays**. First. [S.l.]: Springer International Publishing, 2015.

SCHMERR, L. W. **Fundamentals of ultrasonic nondestructive evaluation: a modeling approach**. Second. [S.l.]: Springer International Publishing, 2016.

SCHMERR, L. W.; SONG, J.-S. **Ultrasonic nondestructive evaluation systems: models and measurements**. First. [S.l.]: Springer US, 2007.

TANT, K. M. M.; MULHOLLAND, A. J.; GACHAGAN, A. A model-based approach to crack sizing with ultrasonic arrays. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 62, n. 5, p. 915–926, may 2015.

THOMPSON, R. B.; THOMPSON, D. O. Ultrasonics in nondestructive evaluation. **Proceedings of the IEEE**, v. 73, n. 12, p. 1716–1755, 1985.

VARADAN, V. V.; VARADAN, V. K. Scattering matrix for elastic waves. iii. application to spheroids. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 65, n. 4, p. 896–905, 1979.

VARATHARAJULU, V.; PAO, Y.-H. Scattering matrix for elastic waves. i. theory. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 60, n. 3, p. 556–566, 1976.

ZETEC. **Overview: Principles of full matrix capture and total focusing method in ultrasonic inspection**. 2017. Disponível em: <https://www.slideshare.net/ZetecNDT/overview-principles-of-full-matrix-capture-fmc-and-total-focusing-method-tfm-in-ultrasonic-inspections>.

ZHANG, J.; DRINKWATER, B. W.; WILCOX, P. D. The use of ultrasonic array to characterize crack-like defects. **J. Nondestructive Eval**, v. 29, n. 4, p. 222–223, 2010.

ZHANG, J.; DRINKWATER, B. W.; WILCOX, P. D. Longitudinal wave scattering from rough crack-like defects. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 58, n. 10, p. 2171–2180, October 2011. ISSN 0885-3010.

ZHANG, J.; DRINKWATER bruce W.; WILCOX, P. d. Defect characterization using an ultrasonic array to measure the scattering coefcient matrix. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 55, n. 10, p. 2254–2265, 2008.

ZHANG, J.; YU, P.; GANG, T. Measurement of the ultrasonic scattering matrices of near-surface defects using ultrasonic arrays. **Nondestructive Testing and Evaluation**, v. 31, n. 4, p. 303–318, 2016.