



# UFAL

INSTITUTO DE FÍSICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
FÍSICA

## **ESTUDO DA GERAÇÃO DE FEIXES DE ULTRASSOM POR HOLOGRAMA ACÚSTICO**

**GICLÊNIO CAVALCANTE DA SILVA**

Universidade Federal de Alagoas

Campus A. C. Simões

Tabuleiro dos Martins

57.072-900 – Maceió - AL

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS  
INSTITUTO DE FÍSICA

GICLÊNIO CAVALCANTE DA SILVA

**Estudo da geração de feixes de ultrassom por  
holograma acústico**

Maceió - Brasil

Julho - 2018



GICLÊNIO CAVALCANTE DA SILVA

# Estudo da geração de feixes de ultrassom por holograma acústico

Tese apresentada no Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, como requisito necessário para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Glauber T. Silva

Coorientador: Prof Dr. José Henrique Lopes

Maceió - Brasil

Julho - 2018

*Instituto de Física - UFAL*

**Catálogo na fonte**  
**Universidade Federal de Alagoas**  
**Biblioteca Central**  
**Divisão de Tratamento Técnico**

Bibliotecário: Marcelino de Carvalho Freitas Neto – CRB-4 – 1767

- S586e Silva, Giclênio Cavalcante da.  
Estudo da geração de feixes de ultrassom por holograma acústico / Giclênio Cavalcante da Silva. – 2021.  
58 f. : il. color.
- Orientador: Glauber José Ferreira Tomaz da Silva.  
Co-orientador: José Henrique Araújo Lopes de Andrade.  
Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Alagoas. Instituto de Física. Maceió, 2018.
- Bibliografia: f. 55-58.
1. Ultrassom. 2. Holografia acústica. 3. Elemento holográfico. I. Título.

CDU: 531.484



**Universidade Federal de Alagoas**

**Instituto de Física**

**Programa de Pós Graduação em Física**

BR 104 km 14. Campus A.C. Simões  
Cidade Universitária  
Tabuleiro dos Martins  
57072-970 Maceió - AL. Brasil  
FONE : (82) 3214-1423/FAX 3214-1645

**PARECER DA BANCA EXAMINADORA DE DEFESA DE  
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**


**“Estudo da geração de feixes de ultrassom por  
holograma acústico”**

**por**

**Giclenio Cavalcante da Silva**

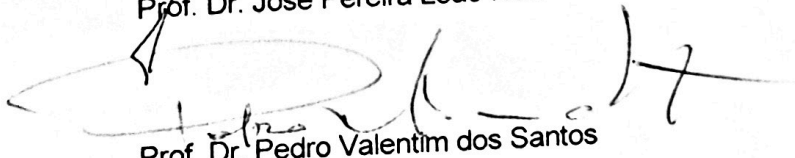
A Banca Examinadora composta pelos professores Glauber Tomaz Silva (orientador e presidente da banca), do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Jose Henrique Araujo Lopes de Andrade (coorientador), da Universidade Federal de Alagoas (Campus Arapiraca), José Pereira Leão Neto, da Universidade Federal de Alagoas (Campus Arapiraca), e Pedro Valentim dos Santos, do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas consideram o **candidato aprovado com grau “A”**.

Maceió, 09 de julho de 2018

  
Prof. Dr. Glauber Tomaz Silva

  
Prof. Dr. Jose Henrique Araujo Lopes de Andrade

  
Prof. Dr. José Pereira Leão Neto

  
Prof. Dr. Pedro Valentim dos Santos

Dedico esta dissertação aos meus pais João Florentino e Benedita e aos meus irmãos Girleide, Gilberto, Givaldo, Gilson, Girleno e Maria.

---

## Agradecimentos

A Deus por ter me acompanhado durante toda essa caminhada.

Aos meus pais por todo apoio, carinho e dedicação, por me educarem e por sempre acreditarem que eu alcançaria meus sonhos.

Aos meus irmãos por serem "meus segundos pais", por todo incentivo, apoio e amizade, por serem exemplos a que eu posso seguir com total confiança.

Aos meus sobrinhos por todo carinho e por serem minha fonte de inspiração.

A minha namorada Karine Rafaelle por todo carinho e compreensão, sempre incentivando e apoiando em minhas decisões.

Aos amigos a quem considero irmãos, Raul, meu parceiro de cela, por sempre está disposto ajudar e por todo incentivo, com quem pude contar desde a graduação, e Rafaella por todas as conversas, resenhas e conselhos.

Ao meu amigo Josué por todo incentivo, conselhos e caronas que renderam ótimas conversas.

Aos amigos Everton e Ari, por todos os momentos de descontração e parceria.

Ao Prof. Glauber T. Silva por toda dedicação em me orientar e ajuda durante a realização deste trabalho, tendo sido essencial para a execução do mesmo, não apenas como orientador, mas, também como amigo, que aconselhou e incentivou durante todo o processo.

Ao amigos do GAF, Henrique, Neto, Baggio, Eliete e Victor pelas conversas e descontrações.

Aos professores que formam a banca, por aceitarem o convite e contribuírem com a realização deste trabalho.

A todos os funcionários do IF, por terem contribuído com a minha formação acadêmica.

A CAPES pelo apoio financeiro durante o mestrado.

“Se enxerguei mais longe, foi porque me apoiei sobre os ombros de gigantes.”

*Isaac Newton*

## Resumo

Feixes de ultrassom, são utilizados em técnicas de imageamento aplicada a biomedicina e ensaio não destrutivo. Recentemente, ultrassom tem sido usado em métodos de manipulação de gotas e células biológicas através de levitadores e pinças acústicas. Nessas técnicas existe a necessidade de se gerar feixes de ultrassom com características específicas para cada aplicação. Um elemento holográfico, acoplado a um transdutor piezoelétrico, armazena informação de amplitude e fase de um feixe de ultrassom a ser propagado em um fluido ou sólido. Pode-se virtualmente gerar um feixe arbitrário, desde que a informação de amplitude e fase esteja presente no holograma. A partir do método adaptado do espectro angular iterativo IASA, determinamos hologramas capazes de gerar feixes propagantes (feixe de Bessel de ordem zero), com momento angular (Feixe de Bessel de ordem um) e esfericamente focalizado. O feixe é especificado em um plano de imagem transversal de 50 x 50 mm a uma distância de 30 mm do transdutor, os feixes projetados pelo holograma estão em excelente acordo com o feixe especificado no plano de imagem.

**Palavras-chave:** Ultrassom, Elemento holográfico, Holografia acústica.

## Abstract

Ultrasound beams are used in imaging techniques applied to biomedicine and non-destructive testing. Recently, ultrasound has been used in methods of manipulating droplets and biological cells through levitators and acoustic clamps. In these techniques there is a chance to generate ultrasound beams with specificities for each application. A holographic element, coupled to a piezoelectric transducer, stores amplitude information. The phase of an ultrasound beam is propagated in a plane or solid. You can virtually generate an arbitrary beam, provided an amplitude information and an arrangement present in the hologram. From the adapted IASA angular spectrum method, we determined holograms capable of generating propagating beams (zero order Bessel beam), with an angular momentum (Bessel beam of order one) and spherically focused. The beam is specified in a 50 x 50 mm transverse image plane at a distance of 30 mm from the transducer, the features projected by the hologram are in excellent agreement with the formula specified in the image plane.

**Keywords:** Ultrasound, Holographic element, Acoustic holography.



# Lista de Figuras

1.1	Transdutor proposto por Hsu, montado a partir de uma configuração de plaqueamento usual, usa técnica de polimento não uniforme, os eletrodos são posicionados de modo a polarizar o transdutor gerando assim um padrão de função do feixe de Bessel axialmente simétrico, o feixe de Bessel obtido concorda em amplitude e fase com uma função de Bessel de ordem zero. . . . .	5
1.2	Levitação acústica obtida através de um arranjo de transdutores em experimento realizado no Grupo de Acústica Física (GAF) UFAL, usando o ar como meio de propagação. . . . .	6
1.3	Transdutor esfericamente focalizado, proposto por Silva e Baggio, capaz de aprisionar partículas em sua região focal. . . . .	6
2.1	Ação das forças no elemento de fluido. . . . .	9
2.2	Reflexão e refração em uma interface plana, no meio $I$ uma onda incide a ângulo $\theta_1$ com o eixo normal, o semi-eixo negativo de $x$ , parte desta onda é refletida com inclinação $\theta'_1$ e parte da onda é refratada no meio $II$ fazendo um ângulo $\theta_2$ com o semi-eixo positivo de $x$ , seus coeficientes de reflexão e transmissão serão dados nas Eq. (2.36) e Eq. (2.35), respectivamente. . . . .	13
2.3	Onda plana propagando-se por três meios com densidades diferentes, uma onda com intensidade $p_i$ é propagada no meio $I$ ao incidir na interface com o meio $II$ parte da sua intensidade $p_r$ é refletida e $p_a$ é refratada, da mesma forma, ao incidir no meio $III$ parte é refletida $p_b$ e parte é refratada $p_r$ . Os coeficientes de reflexão e transmissão são observados nas Eq. (2.40) e Eq. (2.39). . . . .	15

2.4	Modelo de transdutor que apresenta geometria do tipo pistão plano circular, de raio $R$ . Para tal caso, será excitado com uma onda senoidal contínua, de forma aproximada pode-se considerar que sua face vibra de forma uniforme. . . . .	16
2.5	Ondas, plana e de borda, observadas durante a excitação de um transdutor do tipo pistão circular. . . . .	17
3.1	Janela do plano fonte, com os comprimentos laterais da amostra aumentados por igual tamanho. . . . .	24
3.2	Janela do plano destino, com amostra localizada no centro da imagem. . . . .	25
3.3	Esboço do limite de banda da frequência aplicado a função de propagação. . . . .	27
3.4	Esquema da propagação de um plano, por meio do método do espectro angular. . . . .	28
4.1	Esquema da relação, causa, efeito, entre a vibração estrutural e a radiação sonora. . . . .	30
4.2	Configuração do plano holograma e imagem. . . . .	32
4.3	Amplitude de pressão na superfície do transdutor. . . . .	35
5.1	(a) Do lado esquerdo observa-se o padrão de intensidade obtido no plano focal, ao excitar um transdutor esfericamente focalizado e (b) no lado direito, o mapa de fase obtido também no plano focal. . . . .	38
5.2	REMQ da intensidade a cada iteração. Valores para o erro decaem a medida que as iterações são realizadas, é notável que o valor mínimo foi obtido na oitava iteração, a partir da mesma ele sofre um pequeno acréscimo, ficando praticamente estabilizado à partir da vigésima iteração. . . . .	39
5.3	REMQ para as medidas de fase, observou-se uma certa variação nas medidas do erro, obtendo um mínimo na primeira iteração e variações nas iterações seguintes, convergindo para um valor fixo à partir da vigésima sexta iteração. . . . .	40
5.4	Na figura abaixo temos os resultados obtidos na quadragésima nona iteração, em (a) é apresentado o perfil de intensidade e temos em (b) o mapa de fase do feixe focalizado por um transdutor concavo, obtida através da simulação numérica do holograma. . . . .	41

- 5.5 Aqui observamos um comparativo, entre o campo de pressão, especificado (azul) e o obtido (vermelho), os campos de pressão esboçados abaixo, referem-se a um corte na origem do sistema de coordenadas, equivalendo ao eixo central do perfil de intensidade, onde são notados maiores valores para a intensidade. . . . . 41
- 5.6 Espessura do holograma. No esboço a seguir, temos o perfil de profundidade para um holograma referente a um feixe focalizado produto da excitação de um transdutor concavo, a profundidade varia até 2 mm, e o holograma apresenta largura de 50 mm é notável que a área de impressão equivale a um disco com 25 mm de raio, o qual encaixará perfeitamente com a cerâmica piezoelétrica. . . . 42
- 5.7 Feixe de Bessel de ordem zero, no plano  $z = 0$ , onde do lado esquerdo temos em (a) o mapa de intensidade e do lado direito em (b) perfil de fase. . . . . 44
- 5.8 REQM da intensidade a cada iteração, durante o processo iterativo, nota-se uma brusca variação entre a primeira e a quarta iteração, convergindo a partir de então para valores da ordem de  $10^{-3}$ . . . . . 44
- 5.9 REMQ para a fase, a cada iteração é observado um decaimento para as divergências entre os valores de referencia e obtidos, nota-se uma convergência, à partir da vigésima nona iteração. . . . . 45
- 5.10 Em (a) temos a intensidade o feixe de Bessel de ordem zero, obtido como resultado da quarta iteração, a mesma apresenta ótima concordância quando comparada ao feixe de referência, e em (b) o mapa de fase, referente ao feixe supracitado, obtida através da simulação numérica do holograma. . . . . 46
- 5.11 Comparação entre intensidade proposta e obtida, um corte no eixo central dos perfis de intensidade especificado e obtido é exposto a seguir, de modo que possibilita a observação de valores muito próximos entre eles, existe uma pequena discrepância nas curvas, mas, em uma análise como um todo é obtido uma reprodução, com boa fidelidade, do feixe proposto. . . . . 46
- 5.12 Mapa de impressão para o holograma, na imagem temos a especificação da profundidade do holograma gerador de um feixe de Bessel de ordem zero. . . . . 47
- 5.13 Um feixe de Bessel de primeira ordem, com parâmetros descritos anteriormente é observado na imagem abaixo, sendo em (a) a intensidade e em (b) o seu mapa de fase. . . . . 48

- 5.14 REMQ obtido através da comparação entre as iterações e o feixe de referência, para os valores de intensidade do feixe de Bessel de primeira ordem. É visível a rápida convergência para valores da ordem de  $10^{-3}$ , percebe-se que à partir da quinta iteração praticamente não há variação nos valores de erro. . . . . 49
- 5.15 REMQ calculada para a fase do feixe de Bessel de primeira ordem, o erro decai rapidamente nas primeiras iterações, em seguida volta a crescer discretamente, onde se mantém com valores no entorno de  $5 \times 10^{-2}$ . . . . . 50
- 5.16 Feixe de Bessel de primeira ordem, obtido da quinta iteração. Do lado esquerdo em (a) a intensidade está esboçada, é observado uma mudança no padrão de cores quando comparado ao feixe especificado, isso ocorre devido a mudança apresentada no valor mínimo, devido as iterações, porém os valores para a intensidade divergem muito pouco. Em (b) mapa de fase do feixe de Bessel de primeira ordem. 50
- 5.17 Comparação entre os perfis de intensidade especificado e obtido, na figura abaixo temos a pressão especificada (azul) e a obtida (vermelho), é notável uma variação nas curvas, onde os picos e vales são um pouco mais acentuados no feixe obtido, no entanto, a largura dos picos e a forma da onda são conservadas, mantendo assim uma boa relação entre os feixes. . . . . 51
- 5.18 Espessura para impressão do holograma gerador de um feixe de Bessel de primeira ordem. . . . . 51

# Conteúdo

Lista de figuras . . . . .	ix
Sumário . . . . .	xiii
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Revisão histórica . . . . .	2
1.1.1 Holografia . . . . .	2
1.1.2 Holografia acústica . . . . .	3
1.1.3 Holografia acústica de campo próximo . . . . .	3
1.2 Aplicações . . . . .	4
1.2.1 Engenharia de feixes de ultrassom . . . . .	4
1.2.2 Manipulação de partículas . . . . .	5
1.3 Motivação . . . . .	7
<b>2 Propagação de ondas acústicas em fluidos</b>	<b>8</b>
2.1 A equação da onda para fluidos . . . . .	8
2.2 Reflexão e refração em uma superfície plana . . . . .	12
2.3 Campo acústico gerado por transdutores de ultrassom . . . . .	15
<b>3 Método do espectro angular</b>	<b>19</b>
3.1 Análise de Fourier . . . . .	19
3.2 Espectro angular . . . . .	21
3.2.1 Problemas inerentes ao método do espectro angular . . . . .	24
<b>4 Holografia acústica</b>	<b>29</b>

---

4.1	Holografia acústica de campo próximo . . . . .	29
4.2	Elementos holográficos acústicos . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Resultados e discussões</b>	<b>37</b>
5.1	Feixe esfericamente focalizado . . . . .	37
5.2	Feixe de Bessel . . . . .	42
5.2.1	Feixe de Bessel de ordem zero . . . . .	43
5.2.2	Feixe de Bessel de primeira ordem . . . . .	47
<b>6</b>	<b>Conclusões e trabalhos futuros</b>	<b>52</b>
6.1	Conclusões . . . . .	52
6.2	Trabalhos futuros . . . . .	53
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>55</b>

## Introdução

Uma onda pode ser considerada como uma perturbação de forma oscilante, de uma grandeza física, com periodicidade temporal. Ondas podem ser classificadas como mecânicas que necessitam de um meio para propagarem-se ou eletromagnéticas que não dependem de um meio para propagação, podendo inclusive propagarem-se no vácuo. Neste trabalho, nos restringiremos ao estudo da propagação de ondas mecânicas, especificamente o grupo das ondas acústicas.

Quando uma onda plana está propagando-se em um meio com densidade uniforme, todos os pontos presentes na frente de onda encontram-se em fase, caso durante a propagação tal onda seja submetida a uma interface com um meio de densidade diferente, a frente de onda passará a propagar-se com velocidade diferente da anterior. Dessa forma, considerando uma onda plana propagando-se em um fluido ideal, pode-se usar água como uma aproximação de um fluido ideal, onde, em seu percurso a onda refrata um meio com densidade diferente e largura não uniforme, após a interferência do meio citado, a onda não apresentará uma frente plana, e a fase da frente de onda dependerá da espessura do meio pelo qual propagou-se. Com base nisto, é possível propor um perfil de espessura para o meio, de modo a atribuir a uma onda plana, características almejadas.

Estudos acerca de física acústica tem beneficiado aplicações voltadas a biomedicina [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9] e ensaio não destrutivo [10]. É notável, uma crescente utilização do ultrassom, quando se trata de manipulação de pequenas partículas através de levitadores [11, 12, 13, 14] e pinças acústicas [15]. Para tanto, surge a necessidade de feixes ultrassônicos específicos.

Com base nisto, este trabalho visa propor um algoritmo e método para confecção

de hologramas impressos em 3D, com finalidade de gerar feixes de ultrassom com intensidade e fase configuráveis, capazes de transportar momento angular, de modo a suprir necessidades anteriormente citadas.

## 1.1 Revisão histórica

### 1.1.1 Holografia

Estudos sobre holografia tiveram início por volta do ano de 1947, quando Dennis Gabor, trabalhando técnicas para melhoria da resolução de microscópios eletrônicos, propôs um método de armazenamento de imagens em uma placa fotográfica de alta resolução, onde as imagens poderiam ser reconstruídas, através da placa quando iluminada com a mesma fonte de luz em um ângulo específico [16]. Desta forma seria possível obter uma reconstrução tridimensional do objeto, baseada na combinação dos fenômenos de interferência e difração, na reconstrução de ondas. Gabor nomeou de holografia, do grego holos (todo) e graphos (registro), a sua descoberta.

Em seu experimento, Gabor dividiu em duas partes um feixe de luz de mercúrio, levando uma delas, "feixe de referência", diretamente a superfície de registro, enquanto a outra parte do feixe, "feixe objeto", foi guiada a iluminar um objeto para em seguida incidir na mesma superfície de registro. Desta forma, a superfície de registro, composta por um filme fotográfico, registrou a interferência entre as duas partes do feixe. Sua descoberta foi que ao iluminar posteriormente tal filme, a partir de um feixe com as mesmas características do utilizado para o registro da interferência, seria possível reproduzir o "feixe objeto" original, inclusive com intensidade e fase.

Entretanto havia a necessidade de uma fonte de luz coerente e monocromática, o que não era possível na época, tornando-se uma limitação para o experimento. Consequentemente as primeiras imagens foram de baixa qualidade o que não permitiu a validação da técnica. Apenas em 1962, com a invenção do laser, pelos engenheiros Emmett Leith e Juris Upatnieks, foi possível a confecção de hologramas com alta qualidade [17].

Ainda em 1962, o físico Yuri N. Denisyuk, produziu um holograma de reflexão que poderia ser excitado por luz branca de uma lâmpada normal [18]. Em 1968 Stephen A. Benton criou um holograma de transmissão com luz branca que poderia ser gravado em



uma fina película de plástico, possibilitando a produção de hologramas em altas quantidades. Lloyd Cross, em 1972, aplicou a técnica de Benton a cinematografia produzindo imagens tridimensionais em movimento. A partir de então, a holografia tem sido amplamente utilizada até os dias atuais.

### 1.1.2 Holografia acústica

A holografia acústica é conhecida desde a década de 1960, refere-se ao cálculo de grandezas acústicas em um espaço tridimensional, a partir de informações referentes a medições bidimensionais da pressão, de modo a retroceder no tempo e espaço, o campo de pressão, em direção a fonte. O conceito de holografia acústica remete a reconstrução de campos de pressão acústica devido a vibração de um corpo qualquer. A técnica apresenta limitação em sua resolução espacial, proporcional ao comprimento de onda da radiação [19], de modo que detalhes espaçados por uma distância menor que o comprimento de onda não poderão ser observados, desta forma a holografia acústica convencional torna-se apenas uma aproximação do problema inverso para a reconstrução de campos sonoros na fonte.

### 1.1.3 Holografia acústica de campo próximo

A holografia acústica de campo próximo, desenvolvida por Maynard e Williams, surgiu em 1980, apresentando vantagem sobre a técnica de holografia convencional, pelo fato de fornecer uma solução rigorosa para o problema inverso, de modo a fornecer uma gama praticamente ilimitada de reconstruções de campos sonoros, eliminando o problema do limite de resolução proporcional ao comprimento de onda.

O termo holografia de campo próximo se dá, devido a medição do campo de pressão, ocorrer necessariamente próximo a fonte de interesse, conseqüentemente isso contribuirá para uma resolução elevada na reconstrução do campo de pressão uma uma vez que com essa medida também será possível obter informações referente a ondas evanescentes que decaem exponencialmente e não se propagarão por mais que alguns comprimentos de onda.

Esta técnica, reconstrói não apenas o campo de pressão, mas também as componentes da velocidade do fluido e o vetor intensidade acústica, desta forma, por fornecer infor-

mações completas e com boa resolução, apresenta um bom custo-benefício, isto a tornou amplamente utilizada em diagnósticos de fontes de ruído e vibrações.

## 1.2 Aplicações

Ultrassom possui uma alta aplicabilidade, ultimamente tem sido objeto de estudo em diversas áreas da ciência. A possibilidade de aprisionamento de gotas e partículas através de pinças e levitadores baseados em ondas acústicas tem causado destaque para aplicações voltadas a biomedicina e ensaios não destrutivos. Nesse contexto podem ser utilizadas técnicas de holografia a fim de reproduzir tais finalidades, com baixo custo e maior praticidade.

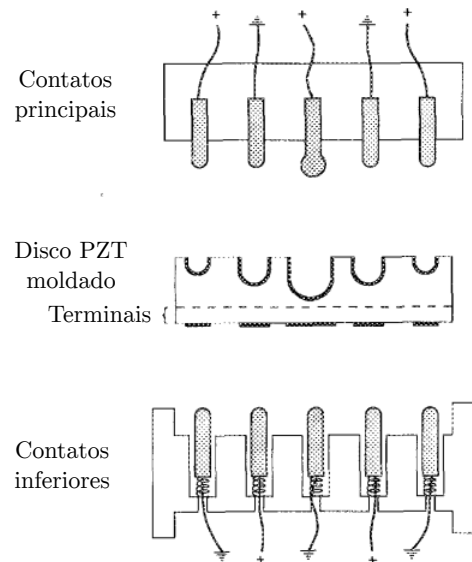
### 1.2.1 Engenharia de feixes de ultrassom

A geração de feixes de ultrassom com características particulares, é de grande interesse em estudos voltados para acústica, para a execução de experimentos ou análises onde é necessário a aplicação de feixes com especificações definidas.

Um modelo de transdutor que gera feixes com perfil de função de Bessel [20], foi proposto por Hsu e colaboradores, para tanto, utiliza a técnica de polimento não uniforme, dessa forma, um padrão de função de Bessel axialmente simétrico será polarizado em uma cerâmica piezoelétrica, o transdutor obtido, possui configuração de eletrodo de plaqueamento usual, como observado na figura (1.1), apesar de sua configuração usual, produz um feixe ultrassônico com perfil de deslocamento radial semelhante, em amplitude e fase, ao de uma função de Bessel de ordem zero.

Nesse contexto, as técnicas de holografia acústica, tem caráter inovador e revolucionário, uma vez que apresentam a possibilidade da geração de feixes com perfis de intensidade e fase que podem ser facilmente definidos a partir de simulação computacional. A priori é possível a geração de quaisquer campos desejados. Desta forma torna-se possível a utilização da mesma para simplificar a produção de transdutores como o citado no parágrafo anterior.

Figura 1.1: Transdutor proposto por Hsu, montado a partir de uma configuração de plaqueamento usual, usa técnica de polimento não uniforme, os eletrodos são posicionados de modo a polarizar o transdutor gerando assim um padrão de função do feixe de Bessel axialmente simétrico, o feixe de Bessel obtido concorda em amplitude e fase com uma função de Bessel de ordem zero.



Fonte: Hsu e colaboradores, 1989 [20].

## 1.2.2 Manipulação de partículas

A manipulação de partículas sem que haja contato direto com as mesmas, tem sido objetivo de estudo em diversas áreas da ciência, uma vez que o contato pode gerar contaminação e alterações na amostra.

Técnicas de levitação tem sido utilizadas com este objetivo, uma vez que a partícula é suspensa, poderá ser manipulada, de modo a deslocar-se em um espaço tridimensional, Marzo propões arranjos de transdutores [21] onde é possível obter levitação, pode-se observar na figura (1.2) um exemplo deste método de levitação. Para tanto é necessário controlar a amplitude e fase de cada transdutor separadamente o que o torna mais complexo a medida que são necessários um número maior de transdutores.

Resultado similares podem ser alcançados através de hologramas onde são pré-definidas trajetórias, quando uma partícula é inserida na região, começará a deslocar-se de forma desejada, diferenciando-se do levitador por arranjo de transdutores, apenas por o holograma, não poder ser reconfigurado em tempo real.

Métodos utilizando pinça acústica também são bastante utilizados quando se pensa em

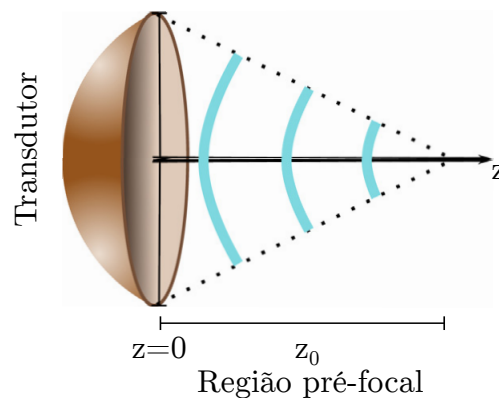
Figura 1.2: Levitação acústica obtida através de um arranjo de transdutores em experimento realizado no Grupo de Acústica Física (GAF) UFAL, usando o ar como meio de propagação.



Fonte: Autor, 2018.

manipulação de partículas, Silva e Baggio [22] propõem a modelagem de um transdutor esfericamente focalizado, capaz de aprisionar partículas em sua região focal e as manipular a medida que o mesmo é deslocado. O modelo de tal transdutor, pode ser visto na figura (1.3), sua reprodução através de hologramas, se dá ao computar o campo de pressão observado em seu plano focal, o mesmo será gravado no holograma.

Figura 1.3: Transdutor esfericamente focalizado, proposto por Silva e Baggio, capaz de aprisionar partículas em sua região focal.



Fonte: Silva e Baggio, 2015 [22].

## 1.3 Motivação

Ultrassom tem sido amplamente utilizados em diversos estudos experimentais, porém a confecção de transdutores específicos para tais finalidades é um procedimento complexo, o que por sua vez pode inviabilizar sua produção. Isto serviu de motivação para um estudo acerca de técnicas holográficas capazes de simplificar a concepção de feixes de ultrassom.

Em função disso, estudou-se o comportamento de hologramas acústicos de transmissão, que obedecem princípios análogos a hologramas ópticos, motivando-nos então a desenvolver um algoritmo capaz de prever um holograma, de acordo como a especificação de feixe desejada.

## Propagação de ondas acústicas em fluidos

Ondas acústicas compõem um grupo relativamente simples de ondas tridimensionais, que podem propagar-se em fluidos não viscosos. Em geral, encontra-se a matéria no estado sólido ou fluido, onde "fluido" pode referir-se tanto a um gás como a líquido, o estado sólido caracteriza-se por o agregamento da matéria de forma organizada, formando retículos cristalinos, enquanto que no fluido a matéria encontra-se amorfa. Em meios elásticos podem ser encontrados dois tipos de ondas mecânicas, sendo eles, ondas longitudinais, onde as partículas do meio se deslocam na direção de propagação da onda, e ondas de cisalhamento, as partículas deslocam-se perpendicularmente à direção de propagação da onda. Em sólidos, existem tanto ondas longitudinais, como de cisalhamento, enquanto que em fluidos não viscosos existe apenas a propagação de ondas longitudinais. A propagação de ondas acústicas, é descrita por uma teoria que pode ser linear, ou não linear, quando as amplitudes das ondas são baixas, usa-se a teoria linear, a medida que as amplitudes tornam-se elevadas, se faz necessário o uso da teoria não linear. Nos restringiremos ao uso da teoria linear em fluidos não viscosos.

### 2.1 A equação da onda para fluidos

Ao desconsiderar o efeito da viscosidade, presente em um fluido, o único componente de tensão observado no mesmo, será a pressão hidrostática  $P$ . Quando não há movimento ondulatório, a pressão apresenta valor de equilíbrio  $P_e$ , que pode apresentar alguma variação devido a efeitos gravitacionais. Quando uma onda de compressão está passando pelo fluido, mas, o fluido está em repouso, a pressão local difere do seu valor de equilíbrio

pela quantidade observada na equação (2.1) [23]

$$p(\mathbf{r}, t) = P(\mathbf{r}, t) - P_e(\mathbf{r}), \quad (2.1)$$

Por conveniência, optou-se por usar a pressão incremental  $p$ , em vez da pressão total  $P$ , como variável dependente, caracterizando ondas compressoriais no fluido. A tensão de volume, ou dilatação  $\epsilon$ , que está associada à pressão incremental, está relacionada ao deslocamento  $\mathbf{q}$  [23] pela equação:

$$\epsilon = \frac{\Delta V}{V} = \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (2.2)$$

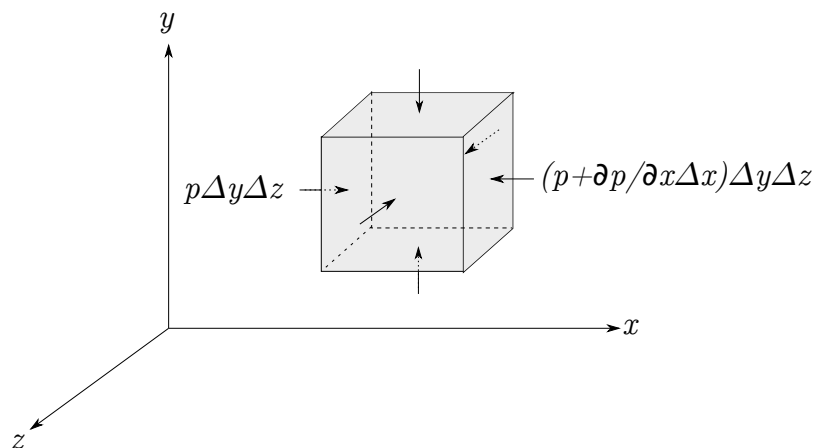
A pressão incremental e a tensão de volume são linearmente relacionadas, através do módulo de bulk  $B_m$ [23],

$$p = -B_m \epsilon = -B_m \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (2.3)$$

que expressa a lei de Hooke, para um fluido. Para as ondas aqui consideradas, assume-se  $\epsilon \ll 1$ .

Supondo um elemento fluido contido no volume limitado por  $\Delta x \Delta y \Delta z$ , será aplicada a segunda lei de Newton ao movimento do fluido. A força na direção  $x$  será a soma vetorial das forças aplicadas às faces esquerda e direita do elemento cubico [23], como é observado na figura (2.1), teremos então  $a$

Figura 2.1: Ação das forças no elemento de fluido.



Fonte: Autor, 2018.

$$\Delta F_x = p\Delta y\Delta z - \left[ p + \frac{\partial p}{\partial x}\Delta x \right] \Delta y\Delta z = -\frac{\partial p}{\partial x}\Delta x\Delta y\Delta z, \quad (2.4)$$

da mesma forma, as forças líquidas nas direções positivas de  $y$  e  $z$ , são dadas

$$\Delta F_y = -\frac{\partial p}{\partial y}\Delta x\Delta y\Delta z, \quad (2.5)$$

$$\Delta F_z = -\frac{\partial p}{\partial z}\Delta x\Delta y\Delta z, \quad (2.6)$$

Desta forma, o vetor força no elemento de volume é definido como

$$\Delta \mathbf{F} = -\nabla p \Delta x\Delta y\Delta z, \quad (2.7)$$

onde  $\nabla p$ , é o gradiente da pressão,

$$\nabla p = \mathbf{i}\frac{\partial p}{\partial x} + \mathbf{j}\frac{\partial p}{\partial y} + \mathbf{k}\frac{\partial p}{\partial z}, \quad (2.8)$$

Seja  $\partial^2 \mathbf{e}/\partial t^2$  o vetor aceleração e  $\rho_0\Delta x\Delta y\Delta z$  a massa do elemento de fluido,  $\rho_0$  é a densidade do fluido, pela segunda lei de Newton

$$\Delta \mathbf{F} = -\nabla p\Delta x\Delta y\Delta z = \rho_0\Delta x\Delta y\Delta z \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2}, \quad (2.9)$$

$$\nabla p = -\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2}, \quad (2.10)$$

Uma vez que é desejado trabalhar com a pressão escalar, calcularemos o divergente da Eq. (2.10) e utilizaremos a lei de Hooke para fluidos, na forma Eq. (2.3), assim obteremos a equação tridimensional escalar da onda.

$$-\nabla \cdot \nabla p = \rho_0 \frac{\partial^2 [\nabla \cdot \mathbf{e}]}{\partial t^2}, \quad (2.11)$$

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c_f^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (2.12)$$

onde

$$c_f = \sqrt{\frac{B_m}{\rho_0}}, \quad (2.13)$$



$c_f$  representa a velocidade no fluido.

No regime harmônico, a Eq. (2.12), avaliada de forma unidimensional, possui solução

$$p(x, t) = A \exp[i(\omega t - kx)] + B \exp[i(kx + \omega t)], \quad (2.14)$$

onde A e B são constantes quaisquer,  $\omega$  é a frequência angular e  $k$  o número de onda,

$$k = \frac{\omega}{c_f} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.15)$$

$\lambda$  é o comprimento de onda no meio. Podem-se classificar ondas acústicas em dois grupos: ondas progressivas e ondas estacionárias, tal ideia pode ser vista a partir da análise de duas ondas progressivas, que propagam-se em sentidos opostos, seja  $p_T(x, t) = p_1(x, t) + p_2(x, t)$ , com

$$p_1(x, t) = A \exp[i(\omega t - kx)], \quad (2.16)$$

$$p_2(x, t) = A \exp[i(\omega t + kx)], \quad (2.17)$$

daí, é possível escrever a pressão total na forma:

$$p_T(x, t) = A \exp[i(\omega t - kx)] + A \exp[i(\omega t + kx)], \quad (2.18)$$

$$p_T(x, t) = 2A \exp[i\omega t] \cos(kx), \quad (2.19)$$

como a Eq. (2.19), não representa uma onda progressiva, diz-se então, que ela é estacionária.

Uma onda acústica propagando-se em um fluido pode ser caracterizada pelas variações de pressão, por deslocamento das partículas ou por a velocidade das partículas do meio. Geralmente, é conveniente expressar a onda em termos da velocidade das partículas, tal conversão, pode ser feita por meio da equação de Euler linearizada [24]:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla p, \quad (2.20)$$

$\mathbf{u}$  é a velocidade das partículas. As ondas acústicas também podem ser representadas a partir do potencial de velocidade, devido ao fato de que as velocidades das partículas em uma onda acústica longitudinal são irrotacionais, o potencial de velocidade  $\phi$  se relaciona

com a velocidade das partículas, através de

$$\mathbf{u} = \nabla \phi, \quad (2.21)$$

Substituindo a Eq. (2.21) na Eq. (2.20), obtêm-se

$$p = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (2.22)$$

Pode-se ainda, representar a propagação da onda através de sua intensidade acústica, que é definida como

$$\mathbf{I} = \frac{1}{T} \int_0^T \text{Re}[p] \text{Re}[\mathbf{u}] dt, \quad (2.23)$$

onde  $T$  é o período.

## 2.2 Reflexão e refração em uma superfície plana

Quando uma onda viaja em um meio homogêneo e alcança uma interface, onde as propriedades do meio mudam abruptamente, nota-se a ocorrência tanto de refração quanto reflexão. Para tanto, consideraremos, que uma onda está se propagando entre dois meios, como observado na figura (2.2), sendo o primeiro com densidade  $\rho_1$  e velocidade da onda  $c_1$ , e o segundo meio tenha densidade  $\rho_2$  e velocidade da onda  $c_2$ .

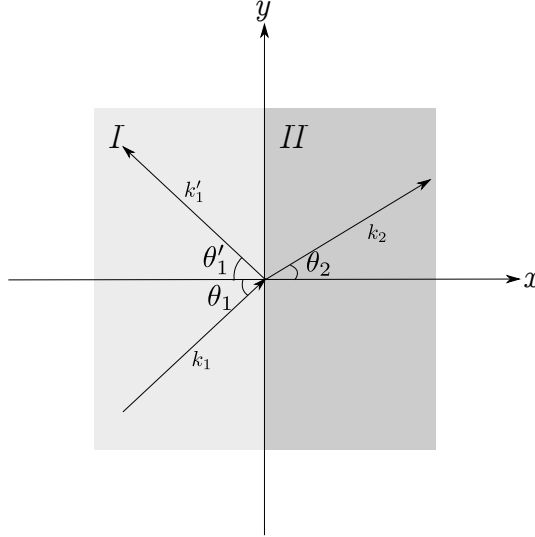
Para determinar a razão de entre a pressão acústica das ondas refletidas e transmitidas com relação a amplitude da onda incidente, considera-se que, as ondas acústicas são planas e incidem perpendicularmente a interface entre os fluidos, desta forma, faz-se  $\theta_1 = 0$  na figura (2.2). Um importante parâmetro ao estudar transmissão e reflexão de ondas acústicas em uma interface, é a impedância acústica característica  $Z$  em um meio [24], dada por:

$$Z = \rho c, \quad (2.24)$$

Sejam os coeficientes de transmissão  $T_r$  e reflexão  $R$ , definidos como:

$$T_r = \frac{P_t}{P_i}, \quad (2.25)$$

Figura 2.2: Reflexão e refração em uma interface plana, no meio  $I$  uma onda incide a ângulo  $\theta_1$  com o eixo normal, o semi-eixo negativo de  $x$ , parte desta onda é refletida com inclinação  $\theta'_1$  e parte da onda é refratada no meio  $II$  fazendo um angulo  $\theta_2$  com o semi-eixo positivo de  $x$ , seus coeficientes de reflexão e transmissão serão dados nas Eq. (2.36) e Eq. (2.35), respectivamente.



Fonte: Autor, 2018.

$$R = \frac{P_r}{P_i}, \quad (2.26)$$

onde  $P_i$ ,  $P_r$  e  $P_t$ , representam a amplitude da onda incidente, refletida e transmitida, respectivamente. Considerando uma onda plana propagando-se de um meio com impedância acústica  $Z_1$  para um meio de impedância  $Z_2$ , a pressão é definida a partir da Eq. (2.18), restringindo-se a propagação no sentido positivo, é:

$$p_i = P_i \exp[i(\omega t - k_1 x)], \quad (2.27)$$

$$p_t = P_t \exp[i(\omega t - k_2 x)], \quad (2.28)$$

$$p_r = P_r \exp[i(\omega t + k_1 x)], \quad (2.29)$$

na interface entre os meios 1 e 2, devem ser satisfeitas as condições de contorno, onde a soma da pressão incidente e refletida, devem ser igual a transmitida, da mesma forma, a soma das velocidades das partículas da onda incidente com a refletida, deve ser igual a velocidade das partículas da onda refratada.

Usando a equação de Euler linearizada, Eq. (2.20), obtêm-se a velocidade das partí-

culas nas ondas descritas pelas Eq. (2.27), Eq. (2.28) e Eq. (2.29).

$$u_i = \frac{P_i}{\rho_1 c_1} \exp [i(\omega t - k_1 x)], \quad (2.30)$$

$$u_t = \frac{P_t}{\rho_2 c_2} \exp [i(\omega t - k_2 x)], \quad (2.31)$$

$$u_r = -\frac{P_r}{\rho_1 c_1} \exp [i(\omega t + k_1 x)], \quad (2.32)$$

ao satisfazer as condições de contorno da pressão e velocidade, obtemos as seguintes relações:

$$P_i + P_r = P_t, \quad (2.33)$$

$$\frac{P_i - P_r}{P_t} = \frac{Z_1}{Z_2}, \quad (2.34)$$

por fim, a partir das Eq. (2.33) e Eq. (2.34), obtêm-se as relações do coeficiente de transmissão e reflexão:

$$T_r = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2}, \quad (2.35)$$

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2}, \quad (2.36)$$

Analisando a Eq. (2.35) e Eq. (2.36), nota-se que a reflexão, é proporcional a diferença de impedância entre o meio transmitido e o incidente, quando as impedâncias dos meios forem iguais, haverá transmissão total.

A intensidade de transmissão e reflexão [24], poderão ser escritas como:

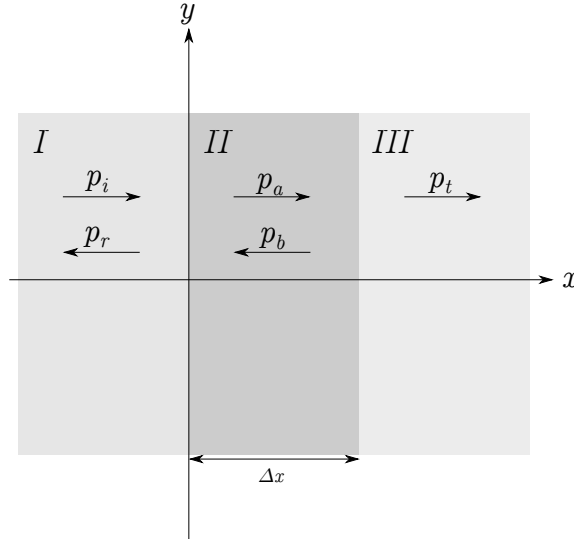
$$T_I = \frac{I_t}{I_i} = \left[ \frac{Z_i}{Z_r} \right] |T|^2, \quad (2.37)$$

$$R_i = \frac{I_r}{I_i} = |R|^2, \quad (2.38)$$

Em configurações onde ocorrem interfaces simultâneas, por exemplo, a onda sendo propagada de um meio *I* com impedância  $Z_1$ , para um meio *II* com impedância  $Z_2$  e em seguida, para um meio *III* com impedância  $Z_3$ , como pode ser observado na figura (2.3). A onda incidirá na primeira interface, entre o meio *I* e *II*, será parcialmente transmitida  $p_a$  e parcialmente refletida  $p_r$ , de acordo com os coeficientes definidos nas Eq. (2.35) e Eq. (2.36), respectivamente, a parte transmitida, da onda, incidirá na segunda interface,

entre o meio *II* e *III*, e novamente será parcialmente transmitida  $p_t$  e parcialmente refletida  $p_b$ .

Figura 2.3: Onda plana propagando-se por três meios com densidades diferentes, uma onda com intensidade  $p_i$  é propagada no meio *I* ao incidir na interface com o meio *II* parte da sua intensidade  $p_r$  é refletida e  $p_a$  é refratada, da mesma forma, ao incidir no meio *III* parte é refletida  $p_b$  e parte é refratada  $p_t$ . Os coeficientes de reflexão e transmissão são observados nas Eq. (2.40) e Eq. (2.39).



Fonte: Autor, 2018.

As relações para transmissão e reflexão, para propagações através de duas interfaces [24], são dadas por :

$$T_I = \frac{4}{2 + [Z_3/Z_1 + Z_1/Z_3] \cos^2(k_2 \Delta x) + [Z_2^2/Z_1 Z_3 + Z_1 Z_3/Z_2^2] \sin^2(k_2 \Delta x)}, \quad (2.39)$$

$$R_I = \left| \frac{[1 - Z_1/Z_3] \cos(k_2 \Delta x) + i[Z_2/Z_3 - Z_1/Z_2] \sin(k_2 \Delta x)}{[1 + Z_1/Z_3] \cos(k_2 \Delta x) + i[Z_2/Z_3 + Z_1/Z_2] \sin(k_2 \Delta x)} \right|^2, \quad (2.40)$$

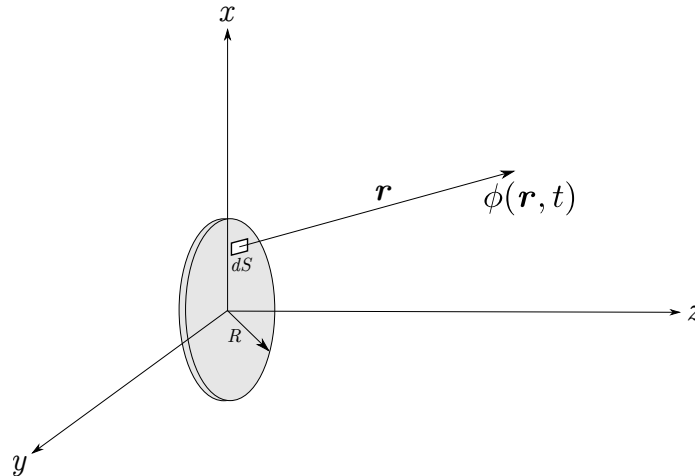
onde  $k$  é o número de onda no meio, e  $\Delta x$  a distância entre as interfaces *I* e *II*.

## 2.3 Campo acústico gerado por transdutores de ultrassom

É necessário conhecer o campo acústico gerado por um transdutor, para poder realizar o estudo da força, devido ao ultrassom, que age sobre as partículas. Neste trabalho será

utilizado um transdutor do tipo pistão circular, a figura (2.4) apresenta tal geometria, conseqüentemente os estudos serão voltado para o mesmo. Considerando um transdutor,

Figura 2.4: Modelo de transdutor que apresenta geometria do tipo pistão plano circular, de raio  $R$ . Para tal caso, será excitado com uma onda senoidal contínua, de forma aproximada pode-se considerar que sua face vibra de forma uniforme.



Fonte: Autor, 2018.

que vibra com excitação senoidal em regime contínuo, utilizou-se do modelo de pistão plano, onde é considerado uma vibração uniforme ao longo da face do transdutor.

O calculo do campo acústico é realizado a partir da integral de superfície de Rayleigh [25]:

$$\phi = \int \int_S \frac{u[t - r/c]}{2\pi r} dS, \quad (2.41)$$

onde  $u$  é a componente normal da velocidade na superfície do transdutor,  $dS$  o elemento de área infinitesimal na face do transdutor e  $r$  a distância entre o elemento de área e o ponto onde está sendo calculado a pressão acústica.

Considerando um potencial velocidade, expressado como:

$$\phi(x, t) = A \exp[i(\omega t - kx)], \quad (2.42)$$

e utilizando a Eq. (2.22), a pressão acústica será obtida a partir da relação:

$$p = -i\omega\rho_0\phi, \quad (2.43)$$

A integral de superfície da Eq. (2.41) pode ser reduzida a uma integral simples [25]. Assumindo que a geometria do transdutor é um pistão plano, circundado por um refletor infinito, dessa forma o potencial velocidade será dado por:

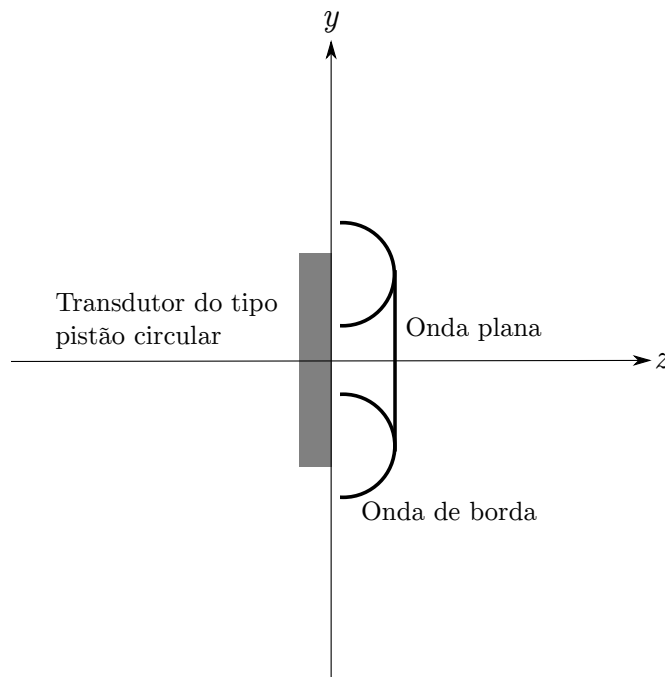
$$\phi(x, z) = \frac{U_j}{k} \alpha(x) \exp[-ikz] + \frac{U_j}{k\pi} \int_0^\pi \frac{[ax \cos(\psi) - a^2]}{a^2 + x^2 - 2ax \cos(\psi)} \exp[-iks] d\psi, \quad (2.44)$$

onde,

$$\alpha(x) = \begin{pmatrix} 1 & \text{se } x < a \\ 1/2 & \text{se } x = a \\ 0 & \text{se } x > a \end{pmatrix}, \quad (2.45)$$

$$s^2 = x^2 + a^2 + z^2 - 2ax \cos(\psi), \quad (2.46)$$

Figura 2.5: Ondas, plana e de borda, observadas durante a excitação de um transdutor do tipo pistão circular.



Fonte: Autor, 2018,

Existem duas formas de interpretação para o mapa de pressão gerado por um transdutor de ultrassom, do tipo, pistão circular. A primeira, obtida da Eq. (2.41), que diz q a pressão acústica pode ser calculada a partir da soma das contribuições de duas ondas esféricas emitidas por cada elemento de área  $dS$  da face do transdutor. Uma segunda

interpretação, feita pela Eq. (2.44), diz que a onda acústica, é formada por duas partes, uma onda plana descrita pelo primeiro termo da equação, e uma onda de borda obtida pelo segundo termo da equação. Como mostrado na figura (2.5), na mesma é possível observar, a formação das ondas, plana e de borda, devido a excitação de um transdutor.



# 3

## Método do espectro angular

Espectro angular, como é nomeada uma das técnicas de propagação para campos de pressão paralelos, consiste na superposição de ondas planas, propagando-as e sobrepondo-as. Tal técnica tem sido amplamente utilizada, por apresentar resultados confiáveis e baixo custo computacional. O método baseia-se na transformada discreta de Fourier espacial, o campo a ser propagado é transformado para o espaço de frequências utilizando o algoritmo *FFT* (Transformada rápida de Fourier) em seguida propagado ao plano destino e por fim, por meio de uma transformação inversa, é obtido o campo no plano desejado.

### 3.1 Análise de Fourier

A análise de Fourier, é utilizada para representar uma função em termos de suas componentes de frequência, onde cada frequência está associada a uma onda senoidal. Podem-se descrever ondas periódicas pela série de Fourier, como

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \exp[i2\pi nt/T], \quad (3.1)$$

onde  $t$  representa o tempo,  $T$  o período,  $n$  um número inteiro, e  $c_n$  o coeficiente de Fourier, dado por

$$c_n = \frac{1}{T} \int_0^T \exp[-2\pi nt/T] f(t) dt, \quad (3.2)$$

a função  $f(t)$ , é desta forma, escrita como uma soma de infinitas ondas senoidais, ponderadas por  $c_n$ , representado na Eq. (3.2). Cada uma dessas ondas, é caracterizada por

uma frequência, escrita em termos de  $n$  e  $T$ ,

$$\nu = \frac{n}{T}, \quad (3.3)$$

a Eq. (3.3), é um harmônico, múltiplo de uma frequência fundamental [26]. Para aplicar a análise de Fourier a uma função não periódica, usa-se a transformada de Fourier, semelhante a série, mas, com um período de repetição essencialmente tendendo ao infinito. Substituindo a variável discreta por uma contínua, obtém-se

$$\frac{2\pi n}{T} \rightarrow \omega, \quad (3.4)$$

portanto a transformada será expressa como:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-i\omega t] f(t) dt, \quad (3.5)$$

$f(t)$  representa o sinal obtido em um ponto a medida que a onda é propagada [26],  $F(\omega)$  são as amplitudes das ondas contínuas de frequência  $\omega$ . É possível reobter a função original, ou seja, o retorno do espaço de frequências para o espaço temporal, aplicando a operação transformada inversa de Fourier, dada por:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\omega t] F(\omega) d\omega, \quad (3.6)$$

Trabalhando-as em conjunto, nomeia-se a transformada de Fourier e sua inversa como um par de transformadas de Fourier [26]. A mesma pode também ser utilizada em casos bidimensionais, para tanto deve ser escrita como

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-ik_x x] \exp[-ik_y y] f(x, y) dx dy, \quad (3.7)$$

$$f(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[ik_x x] \exp[ik_y y] F(k_x, k_y) dk_x dk_y, \quad (3.8)$$

onde  $k$  é o número de onda, e  $k_x, k_y$  são componentes do vetor da onda  $\mathbf{k}$ .

## 3.2 Espectro angular

Seja um campo de ultrassom, localizado no plano  $z = z_0$ , definido como  $s(x, y, z_0)$ , seu espectro angular será  $S(k_x, k_y, z_0)$ , obtido pela Eq. (3.7),

$$S(k_x, k_y, z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(x, y, z_0) \exp[-ik_x x] \exp[-ik_y y] dx dy, \quad (3.9)$$

e sua inversa dada por:

$$s(x, y, z_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_x, k_y, z_0) \exp[ik_x x] \exp[ik_y y] dk_x dk_y, \quad (3.10)$$

usando a Eq. (2.12) é possível propagar o campo de pressão para um plano  $z$  desejado, seja  $\sigma(\mathbf{r}, t)$ , um campo de pressão em função do espaço e tempo, daí tem-se:

$$\nabla^2 \sigma = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2}, \quad (3.11)$$

Por separação de variáveis, escreve-se,

$$\sigma(\mathbf{r}, t) = s(\mathbf{r})T(t), \quad (3.12)$$

assim

$$\frac{1}{s(\mathbf{r})} \nabla^2 s(\mathbf{r}) = \frac{1}{c^2 T(t)} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial t^2} = \text{const} = -k^2, \quad (3.13)$$

como as variáveis de ambos lados da equação são independentes, estão condicionadas equivaler a uma constante, definida como  $-k^2$  (o negativo do valor do número de onda no meio). Isso permite a separação da equação original em duas equações independentes, uma temporal e outra espacial [27].

A parte temporal

$$\frac{d^2 T(t)}{dt^2} = -\omega^2 T(t), \quad (3.14)$$

onde  $\omega = kc$ , a solução da Eq. (3.14), será

$$T(t) = T_0 \exp[i\omega t], \quad (3.15)$$

A equação espacial, será reescrita na forma da Eq. (3.16), reconhecida como a equação

de Helmholtz,

$$[\nabla^2 + k^2]s(x, y, z_0) = 0, \quad (3.16)$$

substituindo a Eq. (3.10), na Eq. (3.16), fazendo para um  $z$  arbitrário, tem-se,

$$[\nabla^2 + k^2]s(x, y, z) = \frac{[\nabla^2 + k^2]}{[2\pi]^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_x, k_y, z) \exp[ik_x x] \exp[ik_y y] dk_x dk_y = 0, \quad (3.17)$$

objetivando obter a propagação na direção de  $z$ , e considerando  $x$  e  $y$  como constantes, reescreve-se:

$$\frac{1}{[2\pi]^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_z^2 \right] S(k_x, k_y, z) \exp[ik_x x] \exp[ik_y y] dk_x dk_y = 0, \quad (3.18)$$

a igualdade da Eq. (3.18), só é satisfeita quando,

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_z^2 \right] S(k_x, k_y, z) = 0, \quad (3.19)$$

finalmente a solução da Eq. (3.19), será dada por:

$$S(k_x, k_y, z) = s(k_x, k_y, z_0) \exp[ik_z(z - z_0)], \quad (3.20)$$

reconhecendo a função exponencial da Eq. (3.20), como uma função de propagação, pode-se a escrever como:

$$H(k_x, k_y, z) = \exp \left[ iz \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right], \quad (3.21)$$

para  $z_0 = 0$  e  $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ . Na região limitada por  $k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$ , a função de propagação possui amplitude uniforme com valor 1, para a região definida por  $k_x^2 + k_y^2 > k^2$ , a função de propagação decai exponencialmente a medida que aumenta a distância de propagação  $z$  e está associada as ondas evanescentes. Dessa forma a função de propagação fica definida como:

$$H(k_x, k_y, z) = \begin{cases} \exp \left[ iz \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right] & \text{se } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ \exp \left[ -z \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} \right] & \text{se } k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases}, \quad (3.22)$$

Para a retropropagação, ou seja, a propagação no sentido negativo de do eixo  $z$ , os valores para a variável  $z$  serão negativos, conseqüentemente a retropropagação será obtida

através de

$$H(k_x, k_y, -z) = \begin{cases} \exp[-iz\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}] & \text{se } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ \exp[z\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}] & \text{se } k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases}, \quad (3.23)$$

Na região  $k_x^2 + k_y^2 > k^2$  da Eq. (3.23),  $H(k_x, k_y, -z)$  cresce exponencialmente, de forma proporcional a  $z$ , implicando na amplificação exponencial das ondas evanescentes, o que é aceitável, para compensar o decaimento observado na propagação direta, porém, o fato de  $H(k_x, k_y, -z)$  crescer infinitamente a medida que  $z$  cresce, impossibilita o uso de uma transformada inversa de Fourier, fazendo com que não seja possível definir uma função de resposta ao impulso de retropropagação.

Ondas evanescentes possuem amplitudes desprezíveis para distâncias de propagação maior que alguns comprimentos de onda, essa grande atenuação implica que produzir ondas evanescentes além de alguns comprimentos de onda, do plano fonte, é praticamente impossível, tal como determinar a presença da mesma. Neste caso o manuseio das ondas evanescentes torna-se desimportante, e uma função arbitrária pode ser definida a fim de tornar a transformada de Fourier bem definida, desta forma a função de retropropagação será escrita como o conjugado complexo da função de propagação [28]:

$$\tilde{H}(k_x, k_y, -z) = H^*(k_x, k_y, -z), \quad (3.24)$$

$$\tilde{H}(k_x, k_y, -z) = \begin{cases} \exp[-iz\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}] & \text{se } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ \exp[-z\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}] & \text{se } k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases}, \quad (3.25)$$

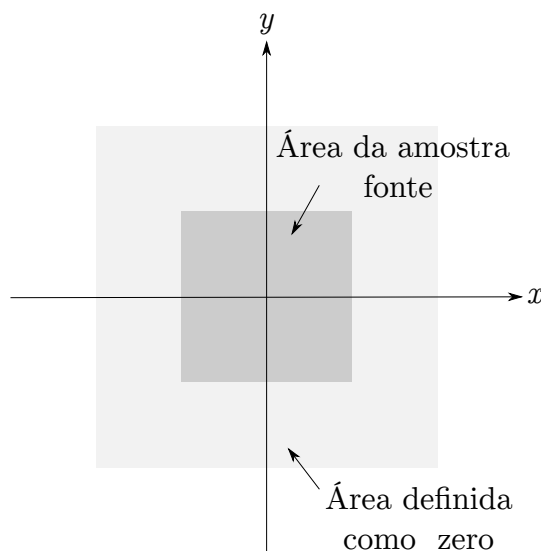
No estudo da propagação de campos de pressão, pode-se negligenciar os resultados temporais, e analisar apenas a equação espacial. Desta forma, a propagação de um campo bidimensional, obedecerá um padrão onde, o campo no espaço real, será transformado para o espaço de frequências espaciais, usando Eq. (3.7), em seguida transladado, com o propagador Eq. (3.22) e aplicado uma transformação inversa Eq. (3.8), dessa forma será obtido o campo de pressão, deslocado por uma distancia  $z$ .

### 3.2.1 Problemas inerentes ao método do espectro angular

Existe um problema inerente na formulação do método do espectro angular. Em uma simulação numérica, todos os campos de onda, espectros e a função de transferência são amostrados em uma grade equidistante, transformadas de Fourier, também são substituídas por FFTs, um algoritmo otimizado da transformada discreta de Fourier. Uma transformada discreta do campo de entrada, exige periodicidade, tanto no espaço real como em Fourier, desta forma, a convolução com a função de transferência usando FFT é uma convolução circular, tal fato, gera um erro na borda da janela de cálculo, que pode ser ignorado, caso a extensão espacial do campo de saída seja suficientemente pequena, comparada a janela de cálculo, e a invasão dos campos em períodos vizinhos seja desprezível. No entanto, em casos onde o campo se difunde fortemente e passa pela janela de cálculo no plano de saída, métodos como o espectro angular não fornecem resultados muito precisos.

Para converter a convolução circular em convolução linear, a largura da janela de entrada será duplicada ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ , os pontos adicionais, serão preenchidos com zeros, além disso, a janela de saída deve ser cortada nas dimensões originais [29],

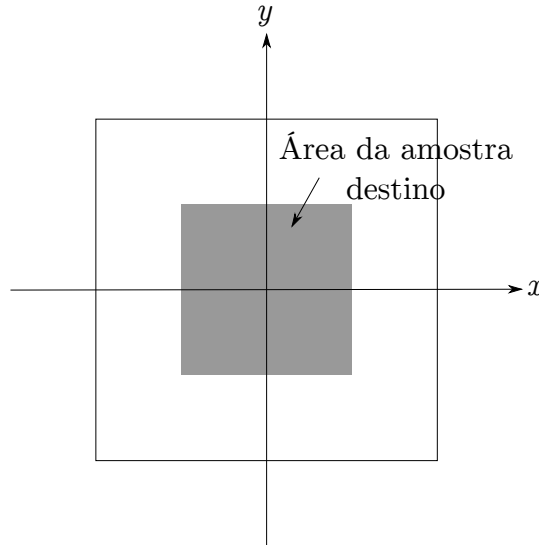
Figura 3.1: Janela do plano fonte, com os comprimentos laterais da amostra aumentados por igual tamanho.



Fonte: Autor, 2018.

tal representação como visto nas figuras (3.1) e (3.2), é aplicada para situações onde o

Figura 3.2: Janela do plano destino, com amostra localizada no centro da imagem.



Fonte: Autor, 2018.

sistema de coordenadas seja localizado no centro da amostra.

Erros numéricos também são observados no método do espectro angular, os mesmos ocorrem quando é realizada propagação de longa distância. Os resultados computacionais da propagação de campo de longa distância usando o espectro angular não são precisos, mesmo se a convolução for linearizada [29]. Esse erros podem ser corrigidos limitando a banda de frequência da função de propagação. Seja uma função de propagação unidimensional, escrita como

$$H(f_x, z) = \exp[ig(f_x)], \quad (3.26)$$

onde

$$g(k_x) = z\sqrt{k^2 - k_x^2}, \quad (3.27)$$

$$k_x = 2\pi f_x, \quad (3.28)$$

a frequência do sinal local da função é

$$f_{k_x} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial g(k_x)}{\partial f_x}, \quad (3.29)$$

$$f_{k_x} = \frac{-2\pi k_x z}{\sqrt{k^2 - k_x^2}}, \quad (3.30)$$

o teorema de Nyquist exige que a relação da Eq. (3.31) seja satisfeita, para evitar erros

de aliasing na função transferência amostrada:

$$[\Delta f_x]^{-1} \geq 2|f_{k_x}|, \quad (3.31)$$

substituindo a Eq. (3.30) na Eq. (3.31), obtêm-se:

$$k_x \leq \frac{\pi}{\lambda \Delta f_x \sqrt{\frac{1}{4[\Delta f_x]^2} + z^2}}, \quad (3.32)$$

a largura de amostragem da frequência  $\Delta f_x$  é relacionada com a largura da imagem  $L$  de acordo com a relação  $[\Delta f_x]^{-1} = 2L$ . Assim obtêm-se:

$$k_x \leq \frac{2\pi L}{\lambda \sqrt{\frac{[2L]^2}{4} + z^2}}, \quad (3.33)$$

O valor máximo para  $k_x$  será definido como  $k_x \text{ lim}$ ,

$$k_x \text{ lim} = \frac{2\pi L}{\lambda \sqrt{\frac{[2L]^2}{4} + z^2}}, \quad (3.34)$$

Para a propagação de um plano, a Eq. (3.27), será reescrita em termos também de  $k_y$ , dessa forma, dada por,

$$g(k_x, k_y) = z \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (3.35)$$

a partir da Eq. (3.29), se obtêm as frequências de sinais locais  $f_{k_x}$  e  $f_{k_y}$ ,

$$f_{k_x} = \frac{-2\pi k_x z}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}}, \quad (3.36)$$

$$f_{k_y} = \frac{-2\pi k_y z}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}}, \quad (3.37)$$

ao aplicar a condição do teorema de Nyquist, e reorganizar os termos da equação, obtêm-se que o limite de banda de frequência será dado por elipses [29], que obedecem as equações:

$$\frac{k_x^2}{k_x \text{ lim}^2} + \frac{k_y^2}{k^2} \geq 1, \quad (3.38)$$



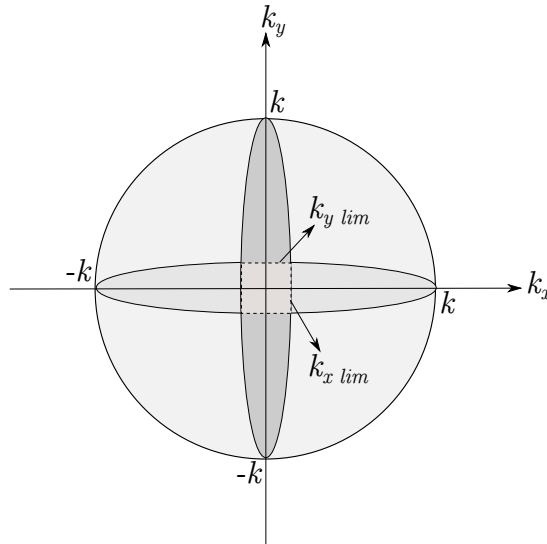
$$\frac{k_y^2}{k_{y \text{ lim}}^2} + \frac{k_x^2}{k^2} \geq 1. \quad (3.39)$$

Quando a largura da imagem no plano amostra  $L_a$ , é igual a largura da imagem no plano destino  $L_d$ , pode-se reescrever  $L$ , como  $L = \frac{L_a + L_d}{2}$ . Para a propagação de um campo bidimensional, onde as dimensões da amostra possuem valores iguais, ou seja, o espaço amostral é um quadrado, a largura de banda de frequência no sentido do eixo  $y$  será igual a do eixo  $x$ , definida na Eq. (3.34), desta forma, tem-se:

$$k_{x \text{ lim}} = k_{y \text{ lim}} = \frac{\pi[L_a + L_d]}{\lambda \sqrt{\frac{[L_a + L_d]^2}{4} + z^2}}, \quad (3.40)$$

As elipses descritas nas Eq. (3.38) e Eq. (3.39), são representadas na figura (3.3), onde a largura da banda de frequência é finalmente definida como a intersecção, com forma aproximada de um quadrado de lados  $2k_{x \text{ lim}}(2k_{y \text{ lim}})$ , centrado na origem, que pode ser observado no centro da figura (3.3).

Figura 3.3: Esboço do limite de banda da frequência aplicado a função de propagação.



Fonte: Autor, 2018.

Com base nos resultados obtidos na Eq. (3.40) a função de propagação escrita na

Eq. (3.21), deverá ser reescrita como:

$$H_{lim}(k_x, k_y, z) = H(k_x, k_y, z) \text{rect}\left(\frac{k_x}{2k_x \text{ lim}}\right) \text{rect}\left(\frac{k_y}{2k_y \text{ lim}}\right), \quad (3.41)$$

Feito os incrementos propostos, os erros presentes no método do espectro angular são desconsiderados, uma vez que reduzidos, tornando-o aplicável com resultados precisos, quando comparado a outros métodos de propagação.

Figura 3.4: Esquema da propagação de um plano, por meio do método do espectro angular.



Fonte: Autor, 2018.

A figura (3.4), representa de forma simplificada, as etapas realizadas para propagar um plano, por meio do espectro angular, em síntese, consiste de três etapas, a transformação da amostra localizada em  $z_0$ , para o espaço de Fourier, a propagação feita a partir da Eq. (3.41), para o um  $z$  arbitrário e finalmente é aplicada uma transformada inversa de Fourier, onde é obtido a amostra no espaço real, transladada por uma distância  $\Delta z$ .

# 4

## Holografia acústica

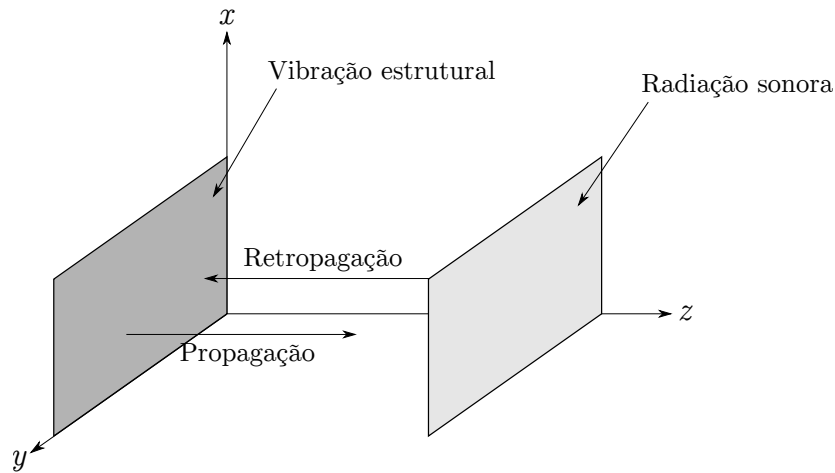
O princípio da holografia é o armazenamento espacial do perfil de amplitude e fase da frente de onda desejada, de forma que permita a reconstrução da frente de onda, por interferência, quando iluminado por uma fonte coerente. Holografia acústica consiste basicamente em prever o campo de pressão acústica em um plano, que encontra-se paralelo ao plano fonte deslocado por alguma distância. A vibração estrutural e a radiação sonora, consideradas como um par, causa e efeito, onde a vibração é a causa e o campo de radiação sonora o efeito, possuem duas possíveis análises, seja a primeira, uma situação onde a causa é especificada e o efeito desconhecido, esse é considerado um problema de previsão para a frente, para a segunda situação tem-se a medida do efeito e é desejado descobrir a causa, este é tido como um problema de reconstrução, um esboço das situações citadas, pode ser observado na figura (4.1).

Problemas de propagação para frente são em geral mais fáceis de resolver, uma vez que podem ser feitos a partir de propagação direta, enquanto que na reconstrução, os dados de entrada são frequentemente incompletos ou imprecisos, conseqüentemente dificultando sua resolução matemática.

### 4.1 Holografia acústica de campo próximo

A holografia de campo próximo baseia-se na técnica de transformada de Fourier, que permite a transformação de um campo de pressão acústica no domínio espacial, para o domínio de frequência, a saída da transformada é então projetada de uma superfície de holograma para qualquer superfície em uma região livre de fonte, seguida de uma trans-

Figura 4.1: Esquema da relação, causa, efeito, entre a vibração estrutural e a radiação sonora.



Fonte: Autor, 2018.

formada inversa de Fourier, retornando ao domínio espacial. As técnicas para holografia de campo próximo são divididas em plana, cilíndrica e esférica, de acordo com a forma e o sistema de coordenadas utilizado. As análises aqui feitas, limitam-se a holografia plana de campo próximo.

Para holografia plana, utiliza-se o sistema de coordenadas cartesiano, em termos dos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ , onde a superfície do holograma será descrita em um plano infinito, definido por  $z = z_h$ . Supõe-se uma fonte plana, como uma placa vibrante em plano paralelo ao  $z_h$ , é realizada a medida de pressão acústica  $p_h$ , ligeiramente após a fonte, uma transformação de Fourier converte esse campo para o espaço de frequência espacial  $P_h$ , para que seja possível a análise de seu espectro. A principal vantagem da holografia de campo próximo é a capacidade de projetar quantidades acústicas de uma superfície de medição para uma superfície paralela qualquer, permitindo obter todas as grandezas acústicas em toda região livre de fonte.

O processo para propagação do plano de pressão, é baseado no método do espectro angular, discutido no capítulo 3. O espectro angular, do campo de pressão acústica será escrito conforme a Eq. (3.20), por:

$$P_i(k_x, k_y, z_h) = P_h(k_x, k_y, z_f) \exp[ik_z(z_i - z_h)], \quad (4.1)$$

onde  $P_i$  e  $P_h$  são o espectro angular respectivamente no plano da imagem e do holograma,

$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ ,  $k_x$  e  $k_y$  representam os números de onda das ondas estruturais nas direções de  $x$  e  $y$ , respectivamente. A Eq. (4.1) mostra que o espectro angular em qualquer plano paralelo, independente de se em relação ao plano fonte, ou longe dele, pode ser obtido pelo produto entre o espectro angular no plano do holograma e um deslocamento de fase entre os dois planos. Feito isso aplica-se um transformada inversa espacial e será obtido o campo de pressão no plano do holograma.

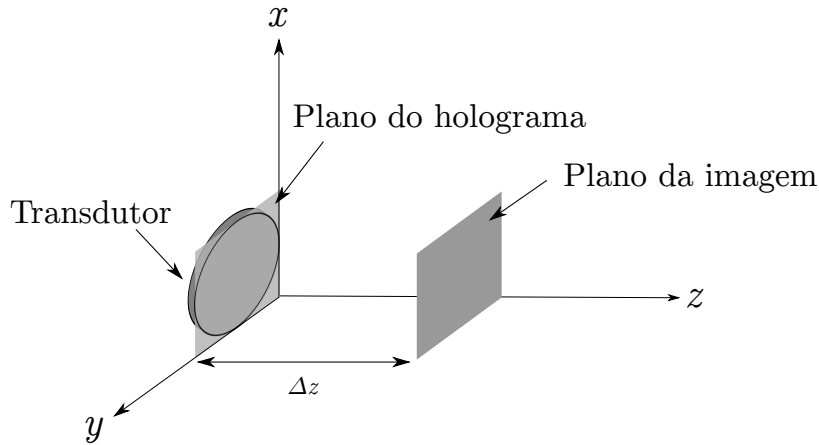
## 4.2 Elementos holográficos acústicos

Elementos holográficos acústicos, são componentes capazes de manipular, por interferência, um feixe acústico emitido por um transdutor, modificando a fase das ondas emitidas a fim de gerar um campo de pressão previamente configurado. Esses elementos apresentam características parecidas com uma matriz de transdutores de arranjo de fase, que consiste em uma matriz de pequenos transdutores ultrassônicos excitados individualmente com sinais diferentes, porém, apesar de apresentar características dinâmicas, a matriz de arranjo de fase, necessita de um hardware aprimorado capaz controlar separadamente cada transdutor, gerando alta complexabilidade e custo em suas aplicações, que tendem a aumentar de acordo com a resolução desejada. Em contra partida, os elementos holográficos, apesar de não dinâmicos, conseguem reproduzir um campo, com resolução superior a matriz de arranjo de fase, possuem baixo custo de produção e são excitados apenas com um transdutor, além de conseguir armazenar vários perfis de fase, que podem ser obtidos variando a frequência de excitação, ou a distancia do plano de destino, também são capazes de armazenar perfis de fase com momento angular, e projetá-los no campo de pressão.

Ao inserir um holograma no caminho entre o transdutor e o plano onde será formada a imagem, é modificado o perfil de saída do transdutor, criando campos sonoros 3D com resolução limitada por difração. O transdutor planar simples será acionado por um gerador de função única e um amplificador, na figura (4.2) é apresentado um esboço da configuração utilizada, o holograma acoplado a face do transdutor projetará, a uma distância  $\Delta z$  previamente configurada, no plano imagem, o campo sonoro para o qual foi definido.

Para confecção do holograma, assume-se a propagação 1D, dentro de um elemento

Figura 4.2: Configuração do plano holograma e imagem.



Fonte: Autor, 2018.

fino e são negligenciadas as ondas de cisalhamento e atenuação [30], de modo que a defasagem de cada pixel será proporcional a sua espessura. Na reconstrução, uma onda plana itinerante atravessa o holograma, emerge com a distribuição de fase impressa no holograma e difrata-se para formar a imagem real, no plano desejado. O princípio da redundância holográfica, indica que é possível codificar múltiplas imagens com distintas distribuições de intensidade em um único holograma, porém, o número de imagens codificadas, será inversamente proporcional a qualidade de cada uma, uma vez que agora o holograma deverá armazenar várias imagens, dentro do mesmo conteúdo fixo de informações.

O produto da largura de banda espacial do holograma ( $h$ ) é definido como  $SW_h = N \times N = [L/d]^2$ , onde  $L$  é a largura lateral do holograma e  $d$  a largura de cada pixel, por outro lado a largura de banda da imagem é dada por  $SW_i = L^2 B^2$ , onde  $B$  é a largura de banda espacial da imagem, sabe-se que a propagação em espaço livre não pode causar aumento no produto da largura de banda do espaço, dessa forma,  $SW_i \leq SW_h$ , o limite máximo da largura de banda espacial da imagem, é definido pelo limite de difração  $\lambda/2$ , assim  $B \lesssim \lambda/2$ , conseqüentemente  $SW_i \lesssim 4L_x L_y / \lambda^2$ , desta forma, o limite de difração será obtido por  $SW_h = SW_i$ , logo  $d = \lambda/2$  [30]. Com base nisto, será possível confeccionar hologramas com resolução lateral de até  $\lambda/2$ , para uma onda com frequência de 2 MHz propagando-se na água, será possível resoluções de até 7 pixels por  $\text{mm}^2$ .

As principais informações gravadas no holograma são referentes ao perfil de fase, desta

forma se faz necessário usar o termo de fase exato ao propagar a onda durante a iteração [30], para tanto são utilizadas as técnicas de holografia acústica de campo próximo, citadas na seção 4.1, baseada no método do espectro angular que apresenta bom desempenho e produz a fase exata.

Seja o campo de pressão a ser impresso no holograma, definido como:

$$p(x, y, z) = \hat{p}(x, y, z) \exp[i\Delta\Theta(x, y, z)], \quad (4.2)$$

o mapa de amplitude representado por  $\hat{p}(x, y, z)$  e o de fase  $\Delta\Theta(x, y, z)$ .

O espectro angular para esse campo de pressão segundo a Eq.(3.7), será:

$$P(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z) \exp[-ik_x x] \exp[-ik_y y] dx dy, \quad (4.3)$$

que será propagado por uma distância  $\Delta z = z - z_0$ , fixando o plano da fonte em  $z_0$ , e utilizando o a equação de propagação proposta na Eq. (3.41):

$$P(k_x, k_y, z) = P(k_x, k_y, 0) H_{lim}(k_x, k_y, z), \quad (4.4)$$

Pela Eq. (3.8) obtêm-se o campo de pressão no espaço real:

$$p(x, y, z) = \frac{1}{[2\pi]^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(k_x, k_y, z) \exp[ik_x x] \exp[ik_y y] dk_x dk_y, \quad (4.5)$$

Caso seja desejado a retropropagação da imagem, para o plano do holograma, usa-se:

$$P(k_x, k_y, 0) = P(k_x, k_y, z) H_{lim}(k_x, k_y, -z), \quad (4.6)$$

Um corte nas frequências espaciais mais altas, sobre a distância de propagação, definido na função de propagação da Eq. (3.41), ocorrerá a partir das frequências calculadas na Eq. (3.40), adaptada para um holograma de largura  $L_h$  e uma imagem  $L_i$ , tem-se:

$$k_{x \text{ lim}} = k_{y \text{ lim}} = \frac{\pi[L_h + L_i]}{\lambda \sqrt{\frac{[L_h + L_i]^2}{4} + z^2}}, \quad (4.7)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda no meio. O domínio computacional será limitado no

espaço, evitado desta forma, erros de aliasing, que são observados quando a propagação é feita por grandes distâncias, onde frequências espaciais mais altas são refletidas nos limites do domínio. A propagação reversa e as interações, deslocarão os componentes errôneos para a área de interesse, desta forma estende-se o domínio computacional a fim de permitir que todos os componentes espectrais de largura de banda limitada, provindos do holograma ou da abertura da imagem sejam propagados sem aliasing, isso leva a um domínio computacional  $L_d \geq 3 \times \max(L_i, L_h)$ .

A simulação computacional do holograma será obtida a partir da abordagem do espectro angular interativo (IASA) [31], que é um método para solução do problema inverso, com adaptações para o campo de pressão acústica [30]. Tal método, mantém o termo exato de fase durante a propagação e funciona bem no campo próximo com um baixo custo computacional [28]. A distribuição de fase do campo do holograma será obtida a partir da propagação de uma onda do plano imagem para o plano do holograma e vice-versa, que será repetido e otimizado iterativamente, a cada repetição são ajustados valores do campo de pressão do holograma e do plano imagem para as condições de contorno desejadas, após alguns ciclos, o algoritmo converge para um mapa de fase no plano do holograma.

Foram definidas restrições para cada plano de interesse. Para o do holograma a amplitude foi ajustada para a pressão ligeiramente após o transdutor, assumiu-se uma saída de fase plana, dessa forma a fase inicial do transdutor será zero. As condições de contorno para o plano imagem, são definidas pela distribuição de pressão, sem restrições na fase.

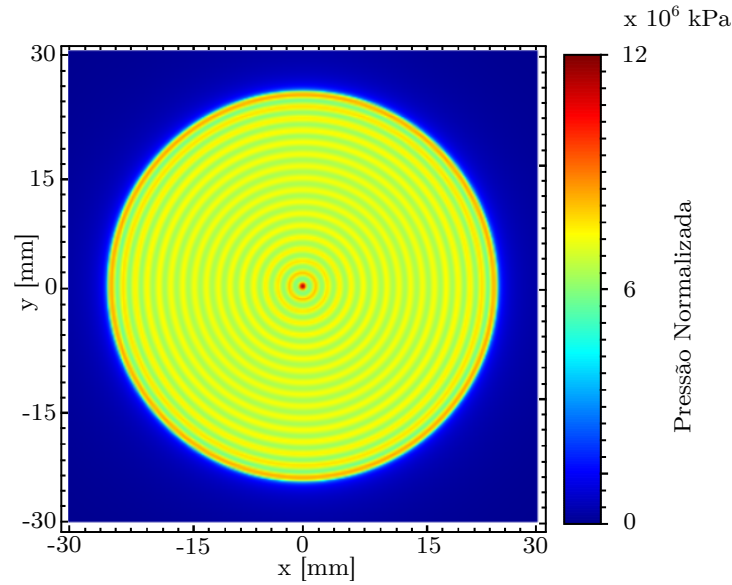
O campo na saída do transdutor poderá ser obtido alternativamente, a partir do método de simulação numérica, através da Eq. (2.44), as simulações foram feitas baseadas em um transdutor PZT-5A, com 50 mm de diâmetro, com as seguintes características físicas, velocidade normal na superfície  $c_t=4350$  m/s e densidade  $\rho_t=7,75 \times 10^3$  g/l. Na figura (4.3) pode ser observado o mapa de amplitude, obtido por simulação numérica, na superfície do transdutor.

De acordo com a adaptação do IASA [30], os seguintes passos serão repetidos até obtenção de uma qualidade satisfatória (no passo 2).

- 1 \_ Propagar o campo do holograma para o plano imagem;
- 2 \_ Avaliar a qualidade da imagem projetada para o plano imagem;
- 3 \_ Redefinir a amplitude do plano de imagem para o valor alvo. A fase propagada



Figura 4.3: Amplitude de pressão na superfície do transdutor.



Fonte: Autor, 2018.

será retida;

- 4 \_ Propagar separadamente o campo do plano imagem de volta ao holograma;
- 5 \_ Somar todos os campos complexos propagados de volta ao holograma;
- 6 \_ Calcular a espessura dos pixels do holograma usando a Eq. (4.9) e o coeficiente de transmissão  $\alpha_L$  proposto na Eq. (4.8);
- 7 Definir a amplitude complexa no plano do holograma para  $\hat{p}(x, y, 0) = \sqrt{\alpha_T} \hat{p}_0(x, y)$ ;
- 8 \_ Repetir o primeiro passo.

Durante a propagação da onda, entre o transdutor e o meio, ela atravessará duas interfaces, portanto haverá perdas, a parcela de intensidade resultante será obtida pela Eq. (2.39), feitas algumas manipulações matemáticas e nomeadas as constantes tem-se:

$$\alpha_L = \frac{4Z_t Z_h^2 Z_m}{Z_h^2 [Z_t + Z_m]^2 \cos^2(k_h L(x, y)) + [Z_h^2 + Z_t Z_m]^2 \sin^2(k_h L(x, y))}, \quad (4.8)$$

onde,  $Z_h, Z_m, Z_t$ , são as impedâncias acústicas no holograma, meio e transdutor respectivamente, seus valores são obtidos da Eq. (2.24).

A espessura de cada pixel do holograma será obtida através da Eq. (4.9), a partir da

Eq. (4.10) baseada na defasagem por diferença de percurso dada por [30]:

$$L(x, y) = L_0 - \Delta L(x, y), \quad (4.9)$$

$$\Delta\Theta(x, y) = [k_m - k_h]\Delta L(x, y), \quad (4.10)$$

onde  $\Delta\Theta$  é o mapa de fase final do holograma,  $k_m$  e  $k_h$  são o número de onda no meio e no holograma, respectivamente.

A matriz de espessura gerada pela Eq. (4.9), será convertida para o modelo de entrada em uma impressora 3D, que imprimirá o perfil de fase desejado em um holograma.

O holograma impresso será acoplado a um transdutor PZT-5A, com 50 mm de diâmetro e 1 mm de espessura, fixado em uma placa fina de latão, montado em uma caixa impermeável, de forma que a face traseira do transdutor fique livre ao ar. Ao excitar o transdutor com a frequência definida, será obtido o campo de pressão para o qual o holograma foi projetado.

## Resultados e discussões

Obter campos de ultrassom com características configuráveis, é de grande interesse nos estudos da física acústica, a possibilidade de definir amplitude e fase para uma onda propagante, possibilita o estudo de vários fenômenos. Para tanto, neste capítulo será feita uma investigação acerca da confecção de hologramas, capazes de gerar feixes 3D e com momento angular, para qualquer campo especificado. Serão propostos três feixes diferentes a serem modelados e reproduzidos por holografia, serão eles, um feixe esfericamente focalizado emitido por um transdutor concavo, um feixe de Bessel de ordem zero e um feixe de Bessel de primeira ordem.

### 5.1 Feixe esfericamente focalizado

Métodos capazes de manusear partículas, baseados em força de radiação óptica [32] ou acústica [33], tem revolucionado os setores biotecnológicos e biomédicos [8, 34, 35], modelos de aprisionamento de partículas baseados em laser e feixes de ultrassom, são conhecidos, respectivamente, como pinça óptica [36] e pinça acústica [15]. Pinças acústicas, apresentam uma potencial aplicação em casos onde pinças ópticas não podem operar, como meios opacos à radiação eletromagnética. Existe ainda, o risco de que o laser cause danos às estruturas biológicas por aquecimento e também por um processo denominado photodamage, associado à formação de oxigênio singlete quando ocorre absorção de fótons [37].

Um feixe esfericamente focalizado, que possui capacidade de pinçar partículas microscópicas [22] é obtido na região focal de um transdutor concavo. O campo de pressão na

região focal do transdutor será obtido pela equação:

$$p_{in}(\varrho, z) = -i\rho_0 c_0 k \exp[ikz] \phi(\varrho, z) \quad (5.1)$$

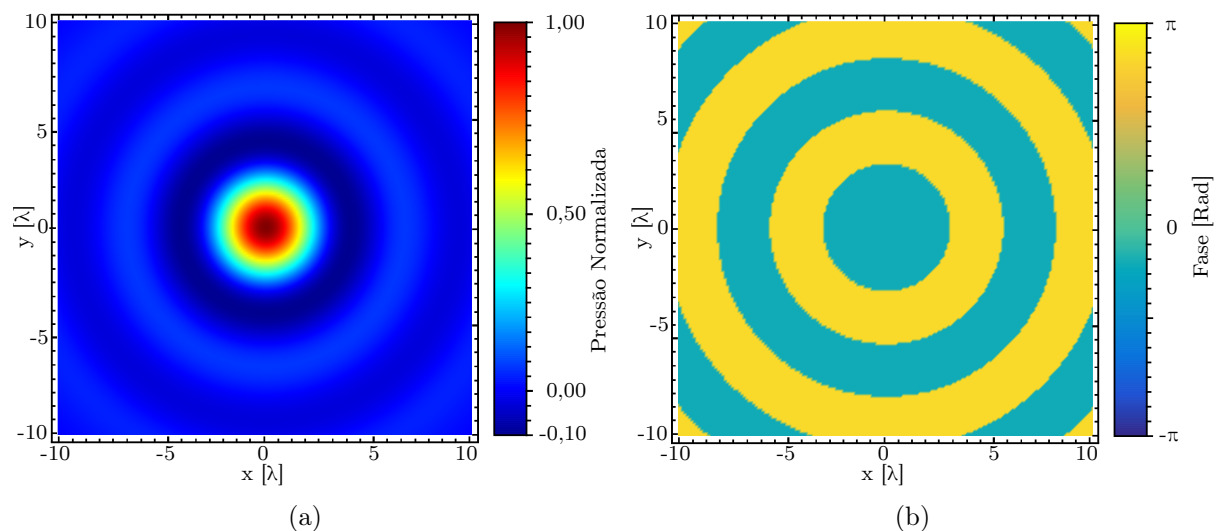
onde,  $\rho_0$  é a densidade no meio e  $c_0$  a velocidade do som no meio,  $k$  representa o número de onda, o potencial de velocidade denotado por  $\phi(\varrho, z)$  pode ser escrito para a região focal como [38]:

$$\phi(\varrho, z) = -bv_0 \frac{J_1(kb\varrho/z_0)}{k\varrho} \quad (5.2)$$

na equação acima,  $b$  é o raio do transdutor,  $v_0$  a velocidade na superfície do transdutor,  $z_0$  a distância focal e  $\varrho$  é a componente radial do sistema de coordenadas cilíndricas.

A partir da eq (5.1) foi expressado o campo de pressão sonora, obtido no plano focal de um transdutor concavo [22], o mesmo pode ser observado na figura (5.1) imagem obtida de um corte na direção transversal, do feixe focalizado. Tal campo, foi usado como especificação para simulação de um holograma com finalidade de reproduzir a distribuição de pressão em questão.

Figura 5.1: (a) Do lado esquerdo observa-se o padrão de intensidade obtido no plano focal, ao excitar um transdutor esfericamente focalizado e (b) no lado direito, o mapa de fase obtido também no plano focal.



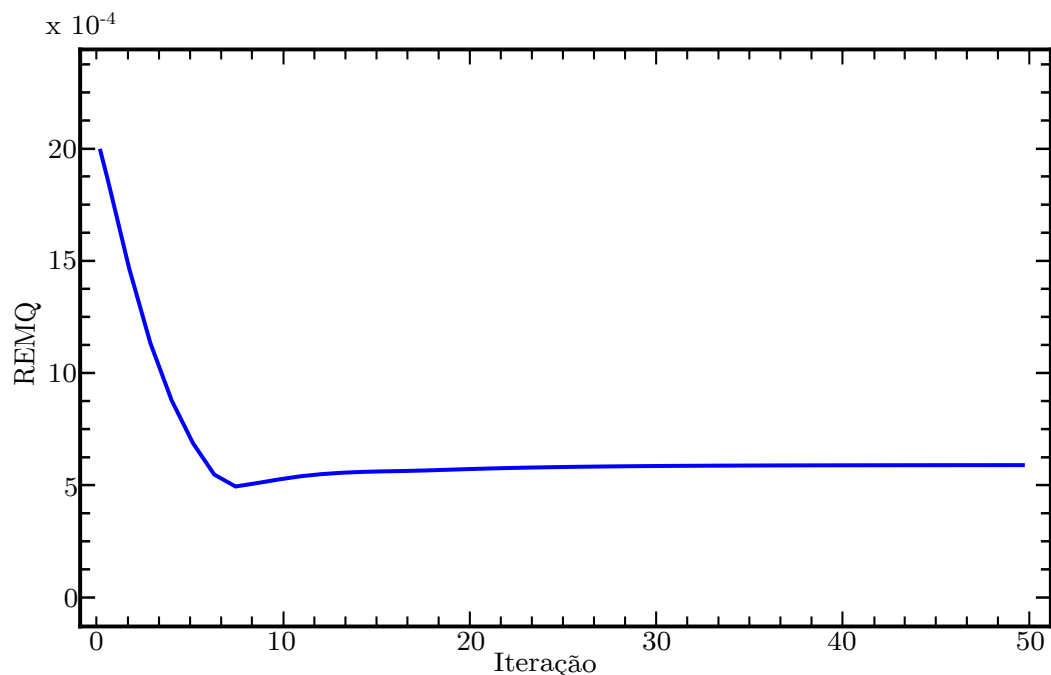
Fonte: Autor, 2018.

Foram feitas 50 iterações, e o resultado de cada iteração foi analisado individualmente,

além do cálculo da raiz do erro médio quadrático, foi feita análise visual das imagens obtidas, a fim de escolher a de menor imperfeição. A cada iteração, ao resetar as informações de amplitude e fase, para os valores de interesse, é observado um processo de convergência para os valores especificados.

É possível observar, com auxílio do gráfico da figura (5.2), que a partir de iteração de numero 20, o erro praticamente não varia. Estabelecendo como critério de parada, a raiz do erro médio quadrático da ordem de  $10^{-3}$  [39], dessa forma consideram-se aceitáveis, os resultados obtidos a partir da oitava iteração, mas, não necessariamente a de menor erro será o melhor resultado, a partir da iteração onde foi observada tal convergência, os resultados para intensidade e fase, são analisados visualmente, a fim de identificar falhas e desconformidades, dessa forma é possível escolher o resultado com melhor qualidade a ser destinado para impressão.

Figura 5.2: REMQ da intensidade a cada iteração. Valores para o erro decaem a medida que as iterações são realizadas, é notável que o valor mínimo foi obtido na oitava iteração, a partir da mesma ele sofre um pequeno acréscimo, ficando praticamente estabilizado à partir da vigésima iteração.

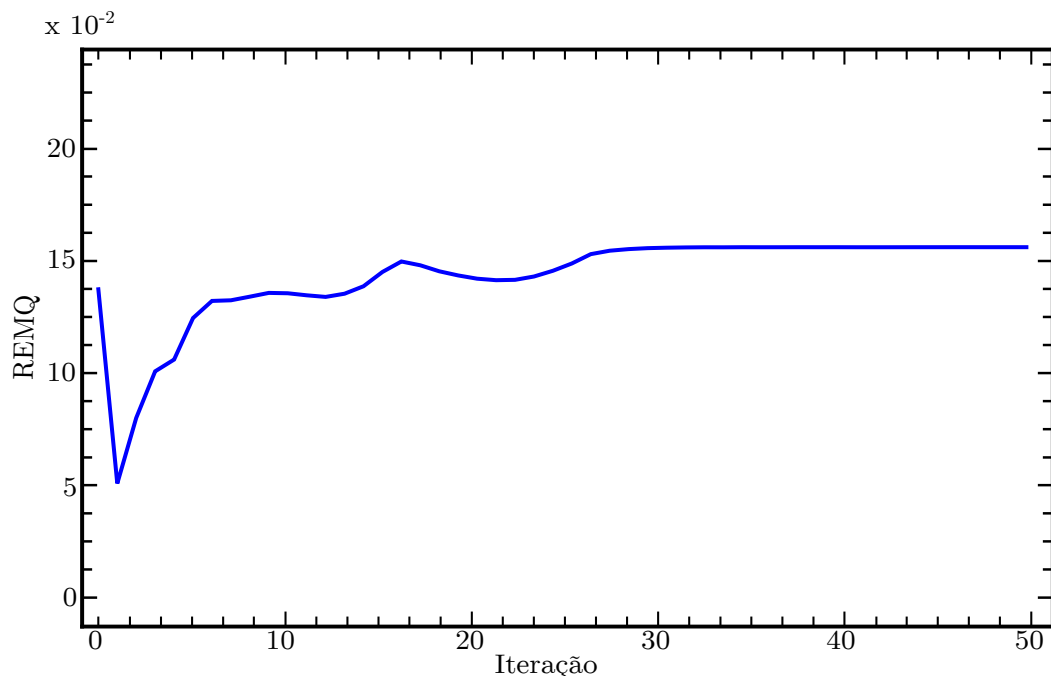


Fonte: Autor, 2018.

Para o erro presente na fase, observado na figura (5.3), são observadas algumas flutuações maiores, onde regiões de menor intensidade apresentam um erro maior [39], de forma

a elevar o valor médio do erro. Outro fator relevante se dá ao fato da fase do feixe especificado apresentar variações bruscas, que não são observadas nos perfis de intensidade, como pode ser observado na figura (5.1) (b), a fase encontra-se distribuída em anéis, onde possui valores de  $-0,5$  rad e  $2,5$  rad. Durante a simulação, no processo de propagação e retropropagação, essas descontinuidades são interpretadas como defletores causando um erro matemático no cálculo desses contornos, conseqüentemente gerando flutuações nos resultados próximos as bordas dos anéis, como poderá ser observado na figura (5.4) (b).

Figura 5.3: REMQ para as medidas de fase, observou-se uma certa variação nas medidas do erro, obtendo um mínimo na primeira iteração e variações nas iterações seguintes, convergindo para um valor fixo à partir da vigésima sexta iteração.

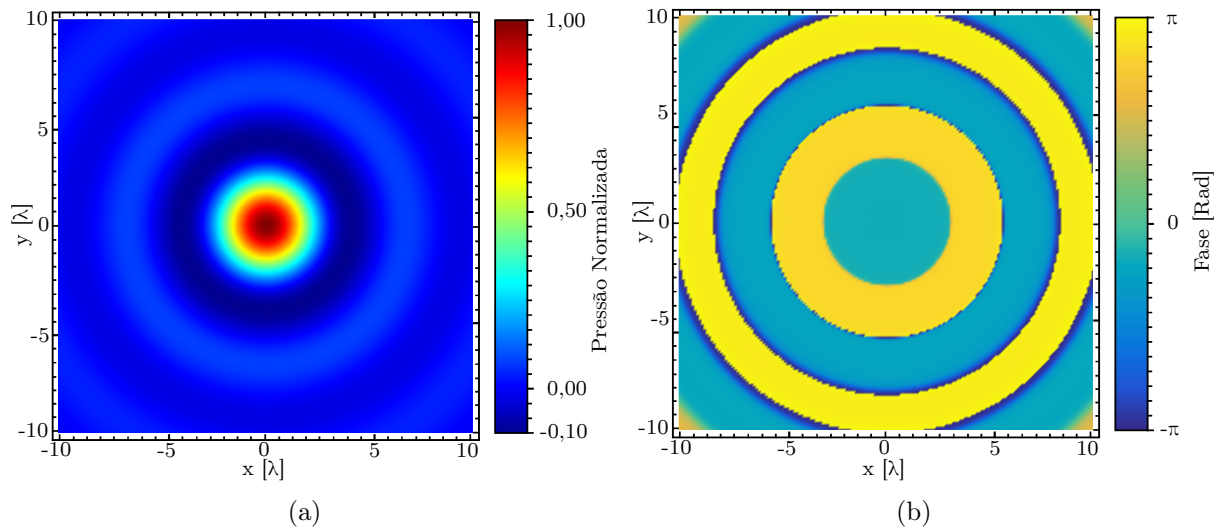


Fonte: Autor, 2018.

Visto os critérios anteriormente citados, a iteração onde obteve-se melhor resultado foi a de número 49, seus perfis de intensidade e fase são observados na figura (5.4), com um erro de  $5,948 \times 10^{-4}$  para intensidade e  $15,683 \times 10^{-2}$  para a fase.

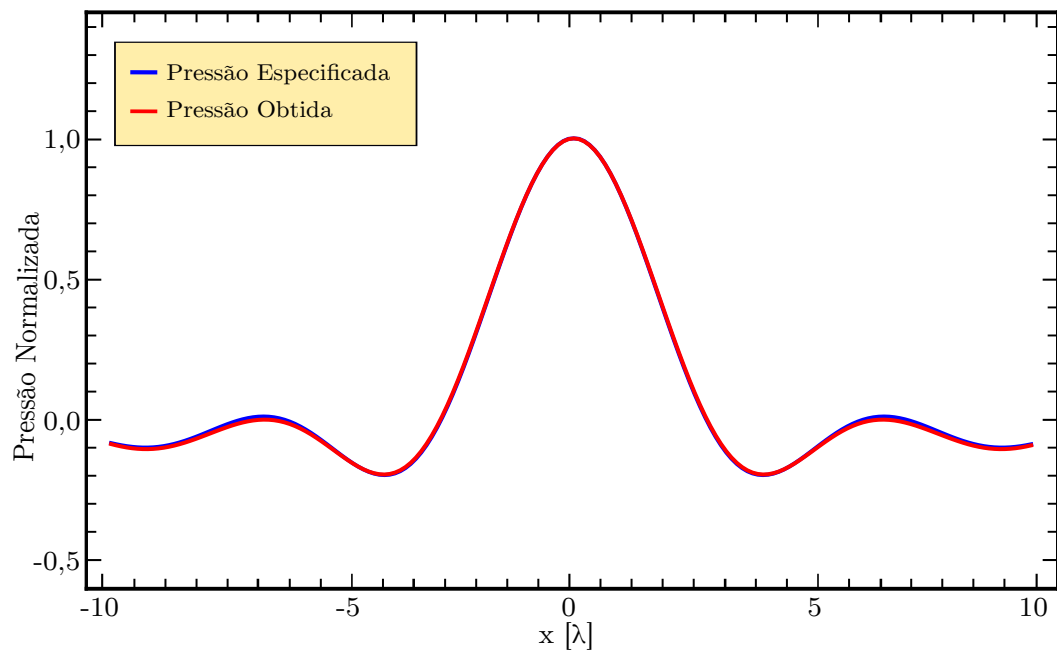
Podemos ver, na figura (5.5), o gráfico 1D que exibe informações da pressão no plano  $y = 0$ , resultando na intensidade no centro do feixe, onde está concentrado a região de maior intensidade. Na figura é apresentado uma comparação entre a pressão especificada e a obtida através da simulação, ambas estão normalizadas, como esperado de acordo com os estudos realizados, é notável uma boa concordância entre elas.

Figura 5.4: Na figura abaixo temos os resultados obtidos na quadragésima nona iteração, em (a) é apresentado o perfil de intensidade e temos em (b) o mapa de fase do feixe focalizado por um transdutor concavo, obtida através da simulação numérica do holograma.



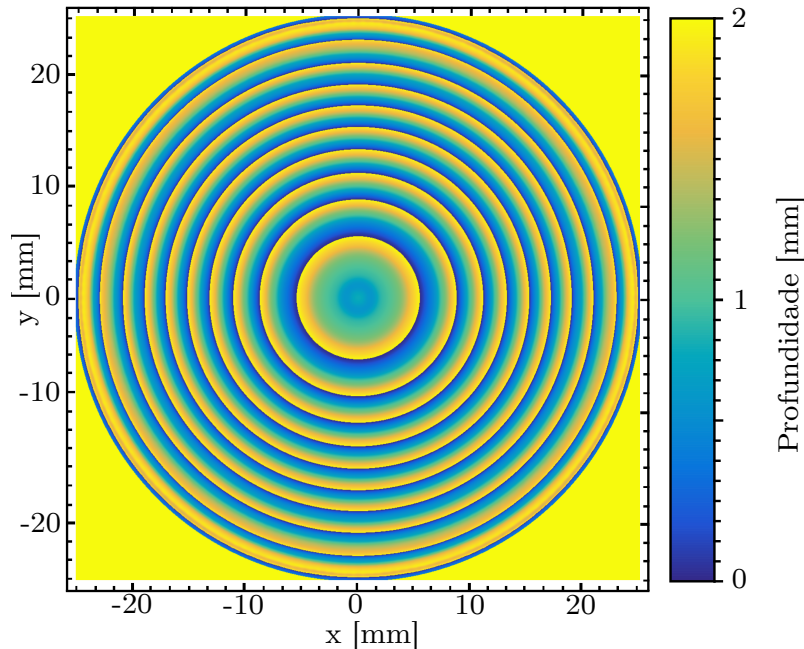
Fonte: Autor, 2018.

Figura 5.5: Aqui observamos um comparativo, entre o campo de pressão, especificado (azul) e o obtido (vermelho), os campos de pressão esboçados abaixo, referem-se a um corte na origem do sistema de coordenadas, equivalendo ao eixo central do perfil de intensidade, onde são notados maiores valores para a intensidade.



Fonte: Autor, 2018.

Figura 5.6: Espessura do holograma. No esboço a seguir, temos o perfil de profundidade para um holograma referente a um feixe focalizado produto da excitação de um transdutor concavo, a profundidade varia até 2 mm, e o holograma apresenta largura de 50 mm é notável que a área de impressão equivale a um disco com 25 mm de raio, o qual encaixará perfeitamente com a cerâmica piezoelétrica.



Fonte: Autor, 2018.

O Holograma, produto final da simulação referente ao feixe esfericamente focalizado, será computado a partir da eq (4.9), que resulta em uma matriz com valores de espessura, para cada pixel. A resolução da impressão fica limitada ao equipamento utilizado, para tanto, o holograma aqui simulado poderá ser impresso com resolução lateral de até 15  $\mu\text{m}$ , possuindo uma área de 50 x 50 mm e profundidade máxima de 2 mm, um esboço do perfil de profundidade é observado na figura (5.6).

## 5.2 Feixe de Bessel

Um feixe de Bessel é um campo de radiação de origem acústica, eletromagnética ou gravitacional, que descreve uma solução exata da equação homogênea de Helmholtz expressa no sistema de coordenadas cilíndricas [40], caracterizado por uma estrutura composta de anéis concêntricos, que apresenta amplitude na forma de funções de Bessel de primeira espécie, possui uma importante característica de não apresentar, durante a pro-



pagação, difração ou espalhamento. Feixes de ordem zero, possuem, em seu centro, uma região de máximo de intensidade, enquanto que os de ordem superior, possuem, no centro intensidade nula e transportam momento angular. Descrito pela equação [40]:

$$P(\rho, \phi, z) = P_0 J_n(\alpha\rho) \exp[in\phi] \exp[i\beta z] \quad (5.3)$$

onde  $P_0$  é uma constante,  $J_n$  representa a função de Bessel de ordem  $n$ ,  $\alpha$  e  $\beta$  são as componentes transversal e longitudinal do vetor de onda, de forma que  $k = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$ ,  $\rho$ ,  $\phi$  e  $z$  são as componentes do sistema de coordenadas cilíndricas. Um feixe de Bessel ideal, possui energia infinita, de modo a se estender por todo plano transversal, fato que impossibilita sua realização experimental. Por outro lado, é possível obter aproximações, a partir de aberturas finitas mantendo o perfil do feixe ao longo de uma grande distancia axial.

### 5.2.1 Feixe de Bessel de ordem zero

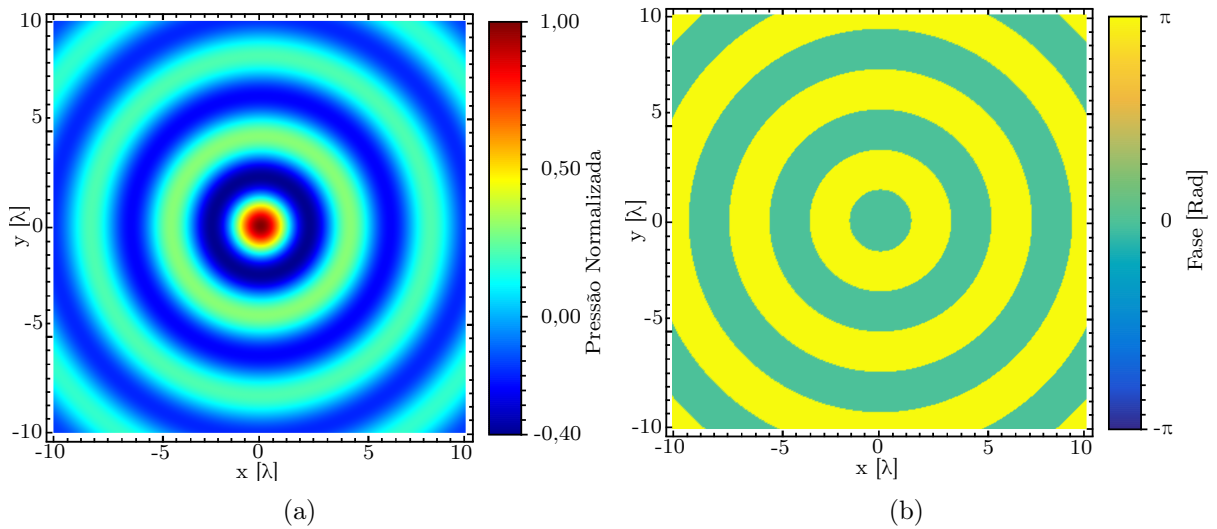
Um feixe de Bessel de ordem zero, caracterizado por um pico de intensidade máxima em sua região central, e anéis concêntricos de menor intensidade, não apresenta momento angular e sua fase também está distribuída em anéis concêntricos, o feixe em questão é descrito pela eq. (5.3), para tanto o termo  $n$  será zero, uma vez que representa a ordem da função de Bessel, por conveniência tal feixe foi especificado em um plano  $z = 0$ , dessa forma a equação do feixe será escrita como:

$$P(\rho, \phi, z = 0) = P_0 J_0(\alpha\rho) \quad (5.4)$$

Usaremos então a eq. (5.4) como especificação para a geração do holograma, consideraremos a equação como normalizada e seus gráficos de intensidade e fase podem ser observados na figura (5.7).

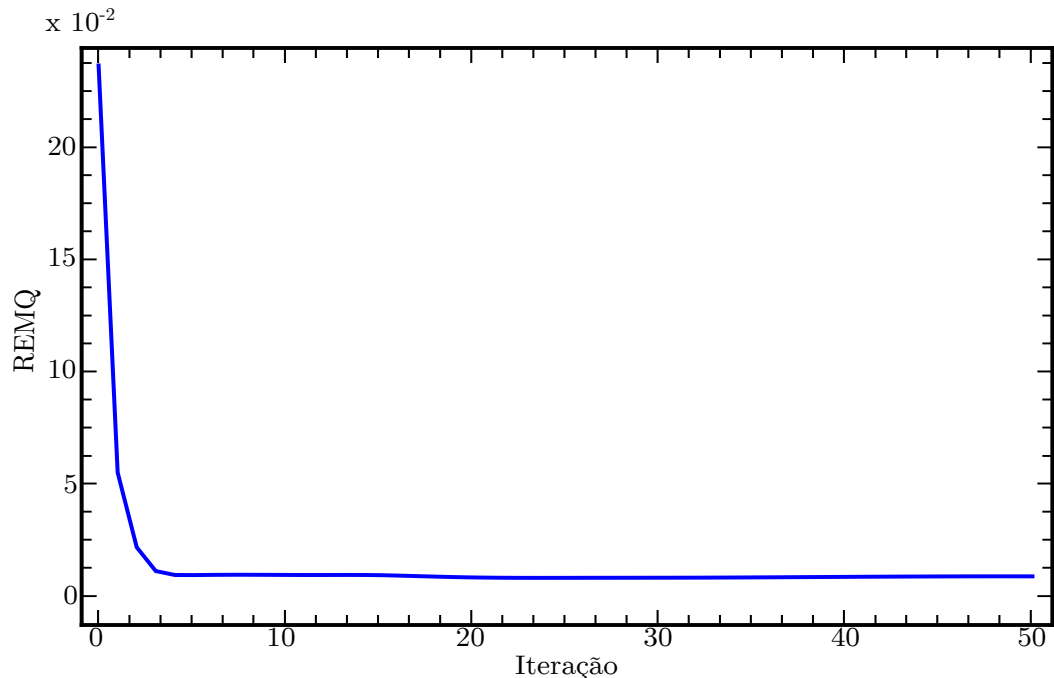
Utilizando o algoritmo proposto, com o feixe de Bessel de ordem zero acima definido, foram realizadas 50 iterações, seguindo protocolo de avaliação como feito com o feixe de focalizado na seção (5.1), observou-se que a partir da 4 iteração o calculo do erro convergiu para uma valor baixo, por meio da análise iteração a iteração, foi selecionado o resultado da quarta iteração, uma vez que mesmo o erro se mantendo baixo, a qualidade

Figura 5.7: Feixe de Bessel de ordem zero, no plano  $z = 0$ , onde do lado esquerdo temos em (a) o mapa de intensidade e do lado direito em (b) perfil de fase.



Fonte: Autor, 2018.

Figura 5.8: REMQ da intensidade a cada iteração, durante o processo iterativo, nota-se uma brusca variação entre a primeira e a quarta iteração, convergindo a partir de então para valores da ordem de  $10^{-3}$ .

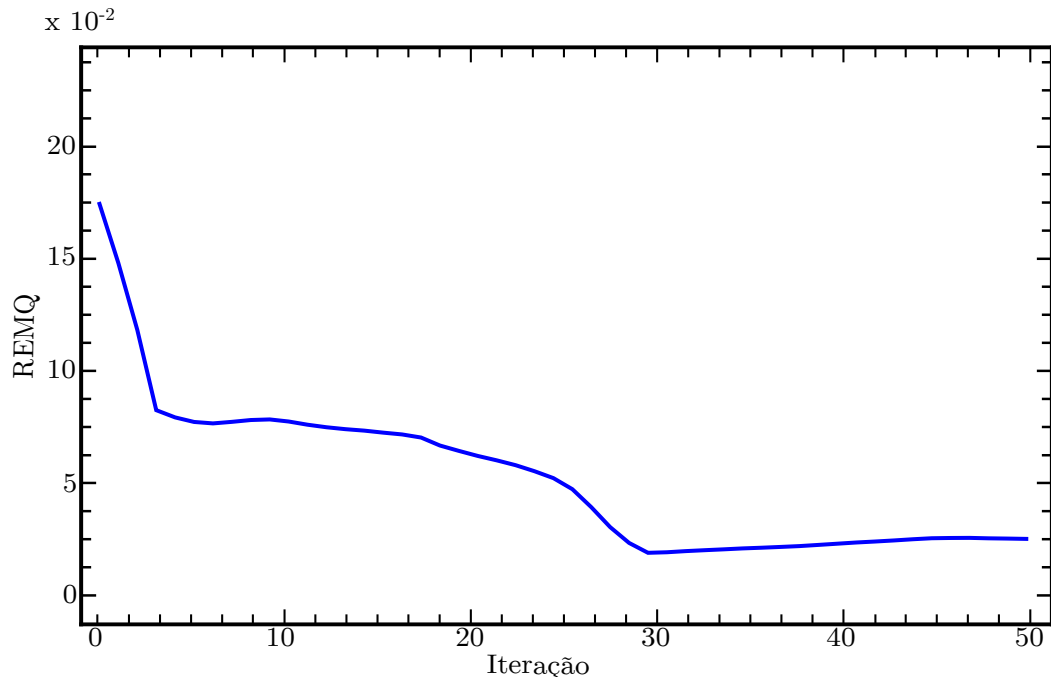


Fonte: Autor, 2018.

das imagens obtidas possuíam algumas imperfeições que potencialmente influenciariam na confecção do holograma, os erros observados a cada iteração são descritos nos gráficos

das figuras (5.8) e (5.9).

Figura 5.9: REMQ para a fase, a cada iteração é observado um decaimento para as divergências entre os valores de referencia e obtidos, nota-se uma convergência, à partir da vigésima nona iteração.



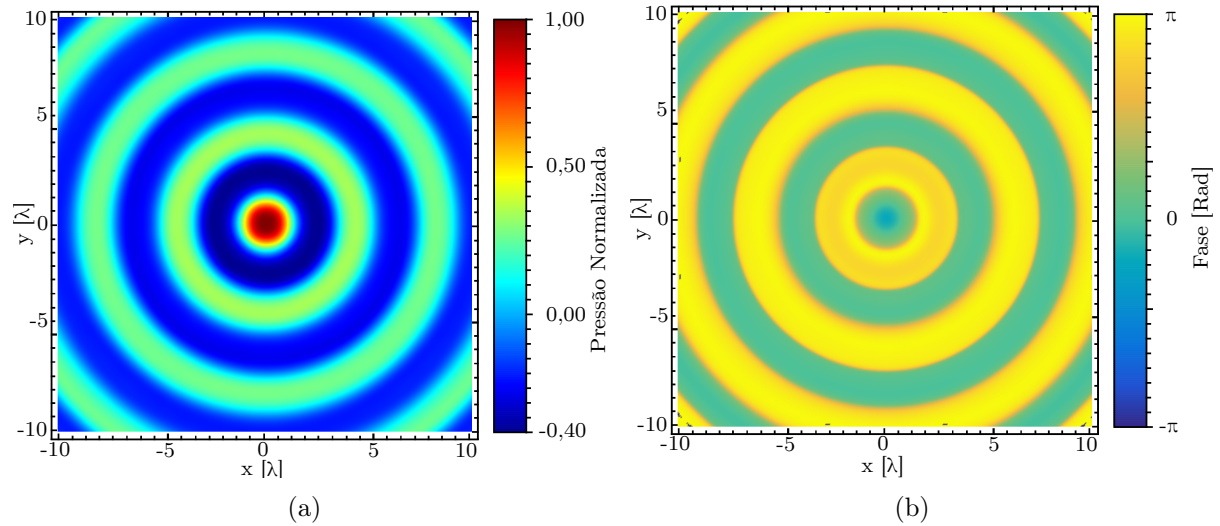
Fonte: Autor, 2018.

Nota-se que o erro da intensidade reduz bruscamente entre a primeira e a quarta iteração, a partir de então estabiliza, em um valor da ordem de  $10^{-3}$ . Um comparativo interessante pode ser visto na figura (5.11), onde temos o plot 1D no eixo  $y = 0$ , da intensidade especificada e obtida.

Para a fase, da mesma forma que observado com o feixe esfericamente focalizado, temos uma divergência um pouco maior, e da mesma forma, é justificada pela descontinuidade apresentada no feixe especificado.

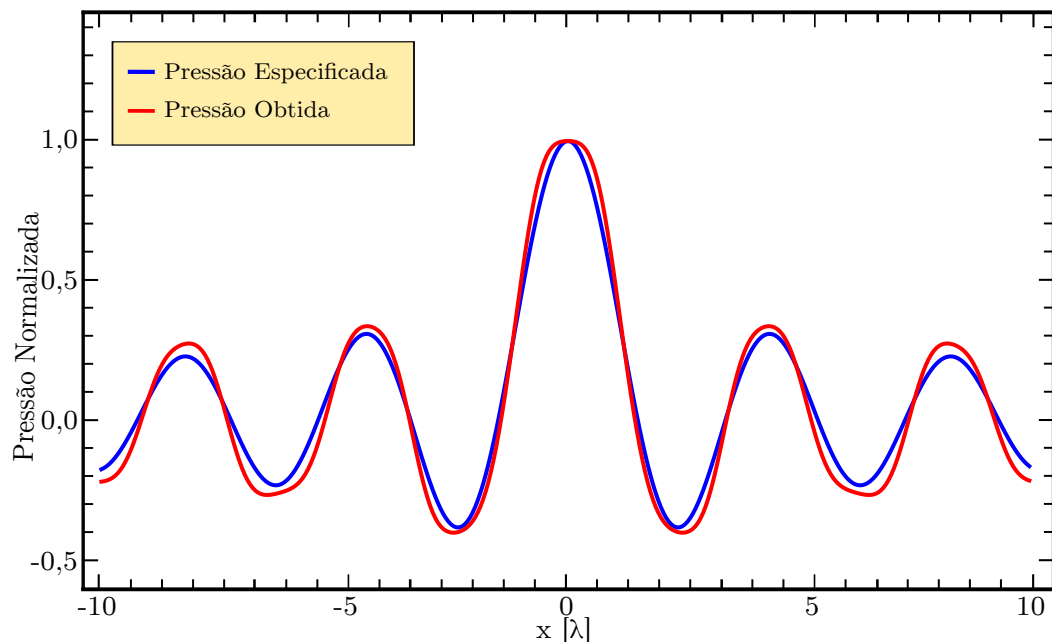
Observamos na figura (5.10), o perfil de intensidade e fase obtidos na simulação, do lado esquerdo em (a) está representada a intensidade, na qual temos valores muito próximos do especificado, do lado direito (b) o mapa de fase, também apresentando e maioria valores próximos ao esperado, é notável a formação de anéis, com espessura muito pequena, próximo as descontinuidades da fase, os mesmo são erros inerentes ao método utilizado para a propagação, mas espera-se que na reprodução experimental eles sejam minimizados durante a propagação.

Figura 5.10: Em (a) temos a intensidade o feixe de Bessel de ordem zero, obtido como resultado da quarta iteração, a mesma apresenta ótima concordância quando comparada ao feixe de referência, e em (b) o mapa de fase, referente ao feixe supracitado, obtida através da simulação numérica do holograma.



Fonte: Autor, 2018.

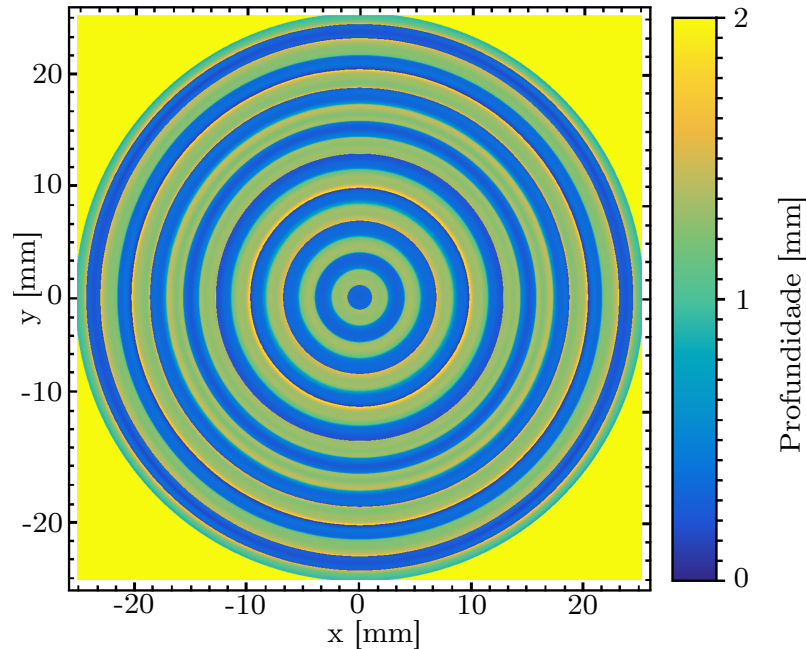
Figura 5.11: Comparação entre intensidade proposta e obtida, um corte no eixo central dos perfis de intensidade especificado e obtido é exposto a seguir, de modo que possibilita a observação de valores muito próximos entre eles, existe uma pequena discrepância nas curvas, mas, em uma análise como um todo é obtido uma reprodução, com boa fidelidade, do feixe proposto.



Fonte: Autor, 2018.

Uma vez computado os resultados, podemos então obter o holograma para a impressão, um esboço do mapa de impressão é observado na figura (5.12).

Figura 5.12: Mapa de impressão para o holograma, na imagem temos a especificação da profundidade do holograma gerador de um feixe de Bessel de ordem zero.



Fonte: Autor, 2018.

Uma observação interessante, é que devido ao feixe de Bessel não apresentar difração ou espalhamento, em sua propagação, o holograma, que é computado a partir de uma especificação retropropagada do mesmo, apresenta em sua distribuição uma semelhança com o feixe especificado, visto que o ato de transladar o feixe altera diretamente sua fase, e o feixe de Bessel aqui utilizado possui fase constante.

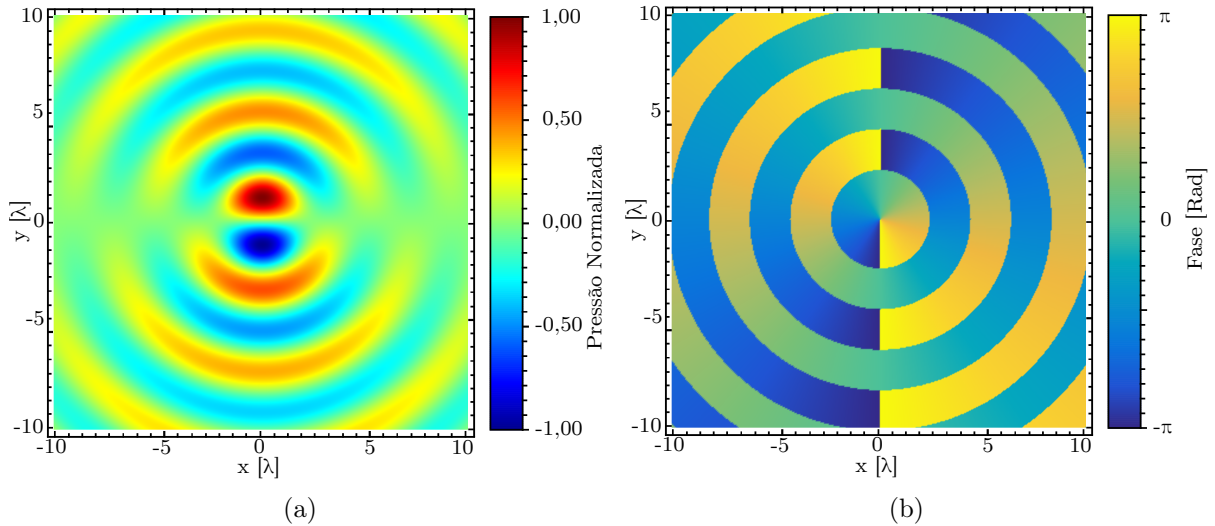
### 5.2.2 Feixe de Bessel de primeira ordem

Um feixe de Bessel de primeira ordem pode ser especificado a partir da eq. (5.3), fazendo  $n = 1$ . O definindo em  $z = 0$ , da mesma forma que para o feixe de ordem zero, devido a um melhor ajuste na configuração da fase. Com as devidas modificações o feixe especificado pode ser obtido a partir da equação a seguir:

$$P(\rho, \phi, z = 0) = P_0 J_1(\alpha \rho) \exp[i\phi] \quad (5.5)$$

Dessa forma, o perfil de intensidade e mapa de fase do feixe de Bessel de primeira ordem, podem ser observados na figura (5.13), a seguir.

Figura 5.13: Um feixe de Bessel de primeira ordem, com parâmetros descritos anteriormente é observado na imagem abaixo, sendo em (a) a intensidade e em (b) o seu mapa de fase.



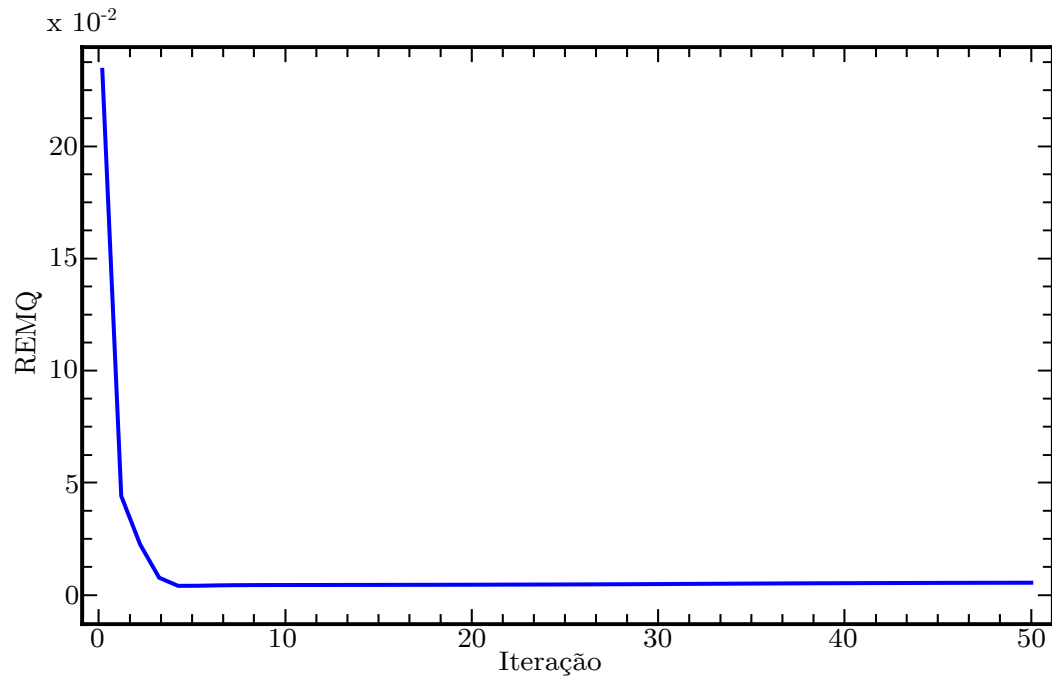
Fonte: Autor, 2018.

Quando submetido ao protocolo de 50 iterações, o feixe de Bessel de ordem 1, apresentou em seu perfil de intensidade uma variação em seu valor de mínimo absoluto, isso se deve ao fato do holograma armazenar informações referentes a amplitude e fase da onda propagada, ao tempo que possui capacidade limitada por sua espessura, deste modo o perfil de intensidade obtido sofrerá interferência da distribuição de fase, que para o feixe em questão não é constante. Variações também foram observadas no mapa de fase obtido, como já discutido nas seções anteriores, as descontinuidades na fase, acarretam em um erro inerente ao algoritmo, erro esse, acentuado, devido a variação da fase em um intervalo maior, de  $-\pi$  a  $\pi$ .

Notamos, na figura (5.14), que mostra a evolução da medida do erro ao passo das iterações, que a partir da 5 iteração o resultado converge para um erro mínimo, a análise visual dos resultados posteriores leva a selecionar a quinta iteração como o melhor resultado, o mesmo, pode ser visto na figura (5.16).

Temos, na figura (5.15), o cálculo do erro para cada iteração, é observado, que os erros referente a fase são um pouco maiores que para o feixe de Bessel de ordem zero, como já discutido anteriormente isso se deve a fase apresentar uma descontinuidade maior.

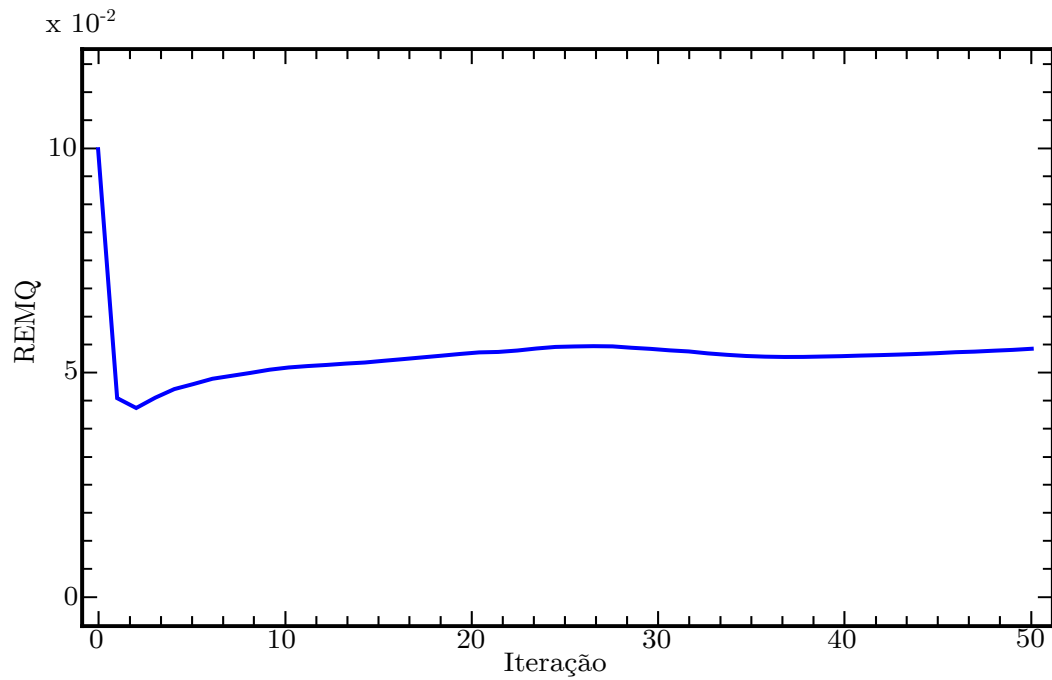
Figura 5.14: REMQ obtido através da comparação entre as iterações e o feixe de referência, para os valores de intensidade do feixe de Bessel de primeira ordem. É visível a rápida convergência para valores da ordem de  $10^{-3}$ , percebe-se que à partir da quinta iteração praticamente não há variação nos valores de erro.



Fonte: Autor, 2018.

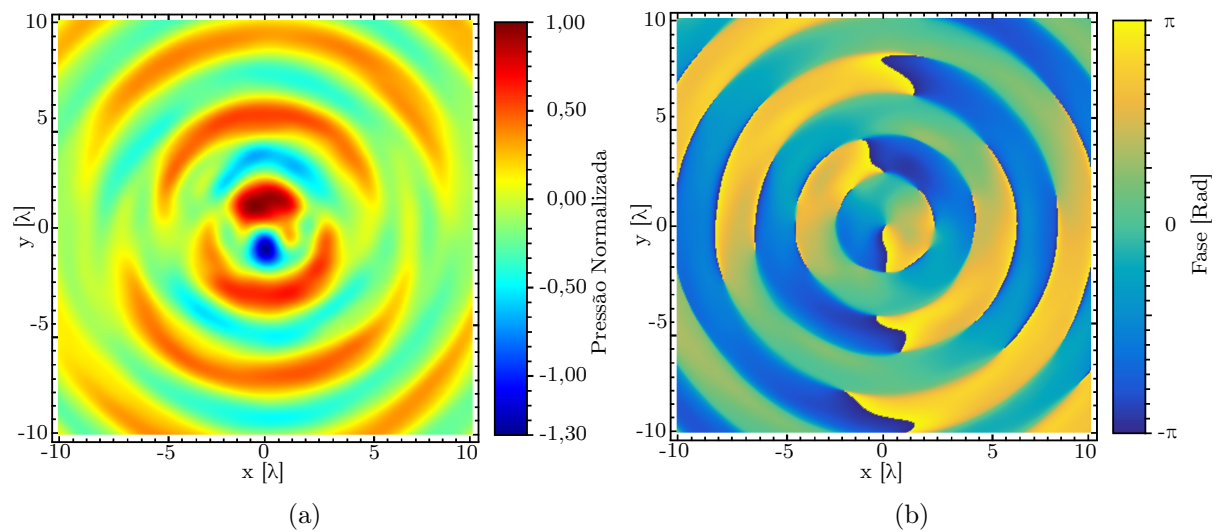
Com base nos resultados obtidos, geramos o holograma a partir da iteração 5, e seu perfil de espessura está descrito na figura (5.18).

Figura 5.15: REMQ calculada para a fase do feixe de Bessel de primeira ordem, o erro decai rapidamente nas primeiras iterações, em seguida volta a crescer discretamente, onde se mantém com valores no entorno de  $5 \times 10^{-2}$ .



Fonte: Autor, 2018.

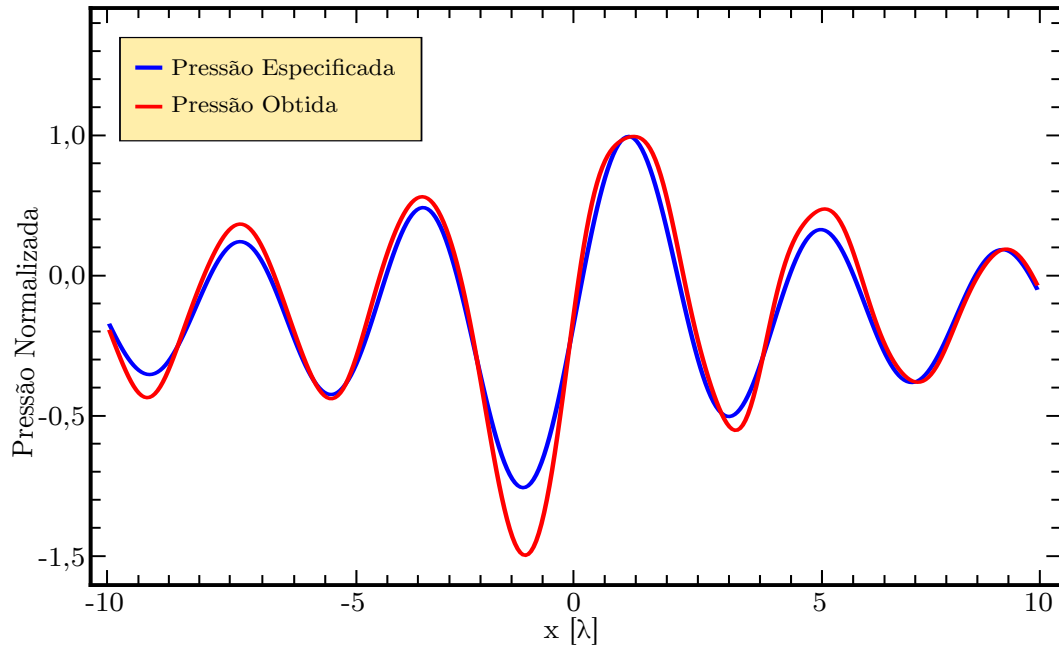
Figura 5.16: Feixe de Bessel de primeira ordem, obtido da quinta iteração. Do lado esquerdo em (a) a intensidade está esboçada, é observado uma mudança no padrão de cores quando comparado ao feixe especificado, isso ocorre devido a mudança apresentada no valor mínimo, devido as iterações, porém os valores para a intensidade divergem muito pouco. Em (b) mapa de fase do feixe de Bessel de primeira ordem.



Fonte: Autor, 2018.

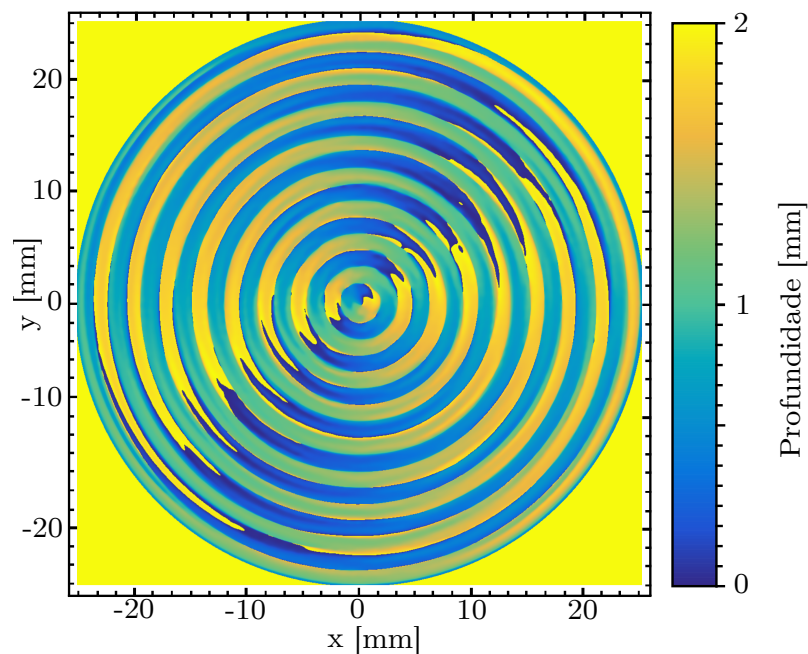


Figura 5.17: Comparação entre os perfis de intensidade especificado e obtido, na figura abaixo temos a pressão especificada (azul) e a obtida (vermelho), é notável uma variação nas curvas, onde os picos e vales são um pouco mais acentuados no feixe obtido, no entanto, a largura dos picos e a forma da onda são conservadas, mantendo assim uma boa relação entre os feixes.



Fonte: Autor, 2018.

Figura 5.18: Espessura para impressão do holograma gerador de um feixe de Bessel de primeira ordem.



Fonte: Autor, 2018.

# 6

## Conclusões e trabalhos futuros

### 6.1 Conclusões

Este trabalho objetivou a investigação de um algoritmo capaz de gerar feixes de ultrassom através de elementos holográficos. Para tanto, foi considerado um modelo onde a onda refrata através de um holograma, e projeta, através dos fenômenos de interferência e difração, a imagem em um plano especificado.

A equação de propagação da onda, com componentes espaciais e temporal, foi obtida, a partir da aplicação da segunda lei de Newton em um fluido ideal. Tal equação pode ser satisfeita por uma solução do tipo exponencial.

O método do do espectro angular, foi deduzido a partir da solução da equação da onda linear, conhecida como equação de Helmholtz, obtida a partir da equação de propagação da onda, quando escrita em termos apenas de coordenadas espaciais. Considerando somente a propagação no eixo coordenado  $z$ , mantendo  $x$  e  $y$  constantes, alcançamos a equação de propagação para um plano  $x, y$ , nomeada como propagador, onde a mesma depende de forma exponencial da distancia de propagação  $z$ , e da componente  $k_z$ , do vetor de onda. Uma vez definida a propagação, utilizamos de cálculos análogos, para definir a função de retropropagação, por fim, observou-se que pode ser representada como o conjugado complexo da função de propagação.

Problemas inerentes ao método do espectro angular, foram minimizados mediante a algumas adaptações. A janela de calculo foi trabalhada com o triplo da largura da janela de amostragem, desta forma, é possível considerar a janela de amostra suficientemente

pequena, de modo que a invasão de campos em períodos vizinhos se tornou desprezível, este processo converte a convolução circular, em linear, para tanto o espaço adicional na janela de cálculo foi preenchido com zeros.

Utilizamos a limitação de banda de frequência para reduzir erros numéricos, conhecidos como aliasing, observados em propagações de longa distância, para tanto foi calculado através do teorema de Nyquist um valor limite para as frequências espaciais, o cálculo de um valor exato para o corte de frequências é de extrema importância, uma vez que caso passem valores de frequências maiores que a frequência limite, serão observados erros de aliasing e caso as frequências sejam cortadas abaixo do limite definido serão perdidas informações físicas.

Definimos então, um algoritmo adaptado do espectro angular iterativo (IASA), baseado em holografia de campo próximo e espectro angular, capaz de obter superfícies em 3D, denominadas hologramas, onde estão codificadas informações de amplitude e fase que serão impressas em uma onda plana ao propagar-se pelo holograma. O holograma proposto poderá ser impresso por uma impressora 3D, com resina previamente definida.

Concluimos então, que o método de produção de feixes de ultrassom através de elementos holográficos possui uma boa concordância entre o feixe especificado e o obtido, com valores baixos para erros, da ordem de  $10^{-3}$ , possui uma potencial aplicação, devido a sua facilidade e baixo custo de fabricação. A capacidade de armazenar uma imagem em duas dimensões proporciona capacidade de imprimir um gradiente de fase, conseqüentemente, transportar momento angular. Apresenta desvantagem quando comparado com arranjos de transdutores, por não possuir configuração dinâmica, em contra partida seu baixo custo de produção e facilidade de operação o torna mais prático e viável.

## 6.2 Trabalhos futuros

Com base neste trabalho será possível realizar a impressão em 3D, de elementos holográficos, inclusive os aqui citados, feixe esfericamente focalizado, feixe de Bessel de ordem zero e primeira ordem, para para aplicações experimentais como pinças e levitadores ou quaisquer outros métodos que envolvem manipulação de partículas.

Para tanto, inicialmente, serão montados transdutores como os hologramas propostos, e realizaremos a medida experimental dos feixes de ultrassom gerados pelos elementos

holográficos, de modo a verificar sua concordância com o feixe especificado e determinar o erro encontrado.

# Bibliografia

- [1] TERUYUKI KOZUKA, TORU TUZIUTI, H. M.; FUKUDA, T. Control of a standing wave field using a line-focused transducer for two-dimensional manipulation of particles. *Jpn. J. Appl. Phys.*, v. 37, p. 2974–2978, 1998.
- [2] T. LAURELL, F. P.; NILSSON, A. Chip integrated strategies for acoustic separation and manipulation of cells and particles. *Chem. Soc. Rev.*, v. 36, p. 492–506, 2007.
- [3] LENSHOF, A.; LAURELL, T. Continuous separation of cells and particles in microfluidic systems. *Chemical Society Reviews*, v. 39, n. 3, p. 1203–1217, 2010.
- [4] FRIEND, J.; YEO, L. Y. Microscale acoustofluidics: Microfluidics driven via acoustics and ultrasonics. *Review Modern Physics*, v. 83, p. 647–704, 2011.
- [5] CHOE, Y.; KIM, J. W.; SHUNG, K. K.; KIM, E. S. Microparticle trapping in an ultrasonic Bessel beam. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 99, p. 233704, 2011.
- [6] LENSHOF, A.; MAGNUSSON, C.; LAURELL, T. Acoustofluidics 8: Applications of acoustophoresis in continuous flow microsystems. *Lab on a Chip*, v. 12, p. 1210–1223, 2012.
- [7] GLYNNE-JONES, P.; BOLTRYK, R. J.; HILL, M. Acoustofluidics 9: Modelling and applications of planar resonant devices for acoustic particle manipulation. *Lab on a Chip*, v. 12, n. 8, p. 1417–1426, Apr 2012.
- [8] XIAOYUN DING, SZ-CHIN STEVEN LIN, B. K. H. Y. S. L. I.-K. C. J. S. S. J. B.; HUANG, T. J. On-chip manipulation of single microparticles, cells, and organisms using surface acoustic waves. *PNAS*, v. 109, n. 28, p. 11105–11109, 2012.

- [9] COURTNEY, C. R. P.; DEMORE, C. E. M.; WU, H.; GRINENKO, A.; WILCOX, P. D.; COCHRAN, S.; DRINKWATER, B. W. Independent trapping and manipulation of microparticles using dexterous acoustic tweezers. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 104, p. 154103, 2014.
- [10] S. ROCCELLA, G. BURRASCA, E. C. A. C. A. M. A. P. A. T. E. V. Non-destructive methods for the defect detection in the iter high heat flux components. *Elsevier*, v. 86, p. 1791–1796, 2011.
- [11] TRINH, E. H. Compact acoustic levitation device for studies in fluid dynamics and material science in the laboratory and microgravity. *Review of Scientific Instruments*, Woodbury, v. 56, p. 2059–2065, 1985.
- [12] BRANDT, E. H. Acoustic physics: Suspended by sound. *Nature*, London, v. 413, p. 474–475, 2001.
- [13] FORESTI, D.; NABAVI, M.; KLINGAUF, M.; POULIKAKOS, A. F. D. Acoustophoretic contactless transport and handling of matter in air. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, Washington, v. 110, p. 12549–12554, 2013.
- [14] ANDRADE, M. A. B.; PÃ©REZ, N.; ADAMOWSKI, J. C. Particle manipulation by a non-resonant acoustic levitator. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 106, p. 014101, 2015.
- [15] WU, J. Acoustical tweezers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 89, n. 5, p. 2140–2143, 1991.
- [16] F.R.S., D. G. *Applications of holography*. Swarthmore College, USA: Library of Congress, 1971.
- [17] LEITH, E. N.; UPATNIEK, J. Reconstructed wavefronts and communication theory. *OSA Publishing*, v. 52, n. 10, p. 1123–1130, 1962.
- [18] DENISYUK, Y. N. Photographic reconstruction of the optical properties of an object in its own scattered radiation field. *Soviet Physics Doklady*, Pages = 543, Volume = 7, Year = 1962,.

- [19] J.D. MAYNARD, E. W.; LEE, Y. Near-field acoustic holography i. theory of generalized holography and the development of nah. *The Journal Acoustical Society of America*, v. 78, p. 1395–1413, 1985.
- [20] D. K. HSU, F. J. M.; THOMPSON, D. O. Bessel beam ultrasonic transducer: Fabrication method and experimental results. *Applied Physics Letters*, Woodbury, v. 55, p. 2066â2068, 1989.
- [21] ASIER MARZO, SUE ANN SEAH, B. W. D. D. R. S. B. L. . S. S. Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects. *Nature Communications*, v. 6, n. 8661, p. 1–7, 2015.
- [22] GLAUBER T. SILVA, A. L. B. Designing single-beam multitrapping acoustical tweezers. *Elsevier*, v. 56, p. 449–455, 2015.
- [23] ELMORE, W. C.; HEALD, M. A. *Physics of waves*. Swarthmore College, USA: Library of Congress, 1985.
- [24] KINSLER, L. E.; FREY, A. R.; COPPEANS, A. B.; ANDERS, J. V. *Fundamentals of acoustics*. Library of Congress, 1982.
- [25] HAYWARD, G.; HUTCHINS, D. A. Radiated fields of ultrasonic transducers. *Physical Acoustics*, v. 106, p. 01–80, 1990.
- [26] OSGOOD, B. *The fourier transform and its applications*. 2008.
- [27] HOLLMAN, K. W. *Ultrasonic nondestructive evaluation techniques applied to the quantitative characterization of textile composite materials*. 1995.
- [28] LIU, D.-L.; WAAG, R. C. Propagation and backpropagation for ultrasonic wavefront design. *IEEE Xplore*, , n. 01, p. 01–13, 1997.
- [29] MATSUSHIMA, K.; SHIMOBABA, T. Band-limited angular spectrum method for numerical simulation of free-space propagation in far and near fields. *Optical Society of America*, v. 17, n. 22, 2009.
- [30] MELDE, K.; MARK, A. G.; QIU, T.; FISCHER, P. Holograms for acoustics. *Nature Reseach*, v. 537, p. 518–533, 2016.

- [31] MELLIN, S. D.; NORDIN, G. P. Limits of scalar diffraction theory and an iterative angular spectrum algorithm for finite aperture diffractive optical element design. *Optical Society of America*, v. 8, n. 13, p. 705–722, 2001.
- [32] ASHKIN, A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical Review Letters*, New York, v. 24, n. 4, p. 156–159, 1970.
- [33] TORR, G. The acoustic radiation force. *American Journal of Physics*, Woodbury, v. 52, p. 402–408, 1984.
- [34] GRIER, D. G. A revolution in optical manipulation. *Nature Publishing Group*, v. 424, p. 810–816, 2003.
- [35] YI LI, CHUANCAN LI, W. W. Y. F. Termination of two variable homogeneous linear loops. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, p. 10–13, 2013.
- [36] A. ASHKIN, J.M. DZIEDZIC, J. B. S. C. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics Letters Research*, v. 11, p. 288–290, 1986.
- [37] KEIR C. NEUMAN, EDMUND H. CHADD, G. F. L. K. B.; BLOCK, S. M. Characterization of photodamage to escherichia coli in optical traps. *Biophysical Journal*, v. 77, p. 2856–2863, 1999.
- [38] B.G. LUCAS, T. M. The field of a focusing source. *Journal of the Acoustical Society of America*, v. 72, p. 1289–1296, 1982.
- [39] GERCHBERG, R. W.; SAXTON, W. O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures. *Optik*, v. 35, n. 2.
- [40] J. DURNIN, J.J MICELI, J.; EBERLY, J. H. Diffraction-free beams. *Physical Review Letters*, Woodbury, v. 58, n. 15, p. 1499 – 1501, 1987.