

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA BIOMÉDICA

**Simulação e Mapeamento de Campos Ultra-Sônicos  
para Caracterização de Transdutores Utilizando os  
Métodos Pontual e Angular**

*Dissertação de Mestrado*

**Autor**

Hayram Nicacio

**Orientador**

Prof. Dr. Eduardo Tavares Costa

**Banca Examinadora:**

Prof. Dr. Eduardo Tavares Costa (FEEC/Unicamp)

Prof. Dr. João Carlos Machado (COPPE/UFRJ)

Prof. Dr. Joaquim Miguel Maia (CEB/Unicamp)

Prof. Dra. Vera Lúcia da Silveira Nantes Button (FEEC/Unicamp)

**CAMPINAS  
2002**

# Resumo

O entendimento dos princípios básicos da geração de ondas ultra-sônicas e sua propagação nos diversos meios é essencial para a caracterização de transdutores de ultra-som e pode orientar na sua construção indicando se o transdutor é viável para determinada aplicação e sugerindo modificações nestes transdutores de modo a se comportarem como esperado.

Este trabalho apresenta dois métodos distintos, no entanto complementares, para a simulação e mapeamento de campo acústico para a caracterização de transdutores de ultra-som: o método pontual e o método pelo espectro de diretividade.

O método pontual é anterior ao método pelo espectro de diretividade e, como o nome sugere, faz uso de hidrofones pontuais para o mapeamento de campo acústico. A simulação pelo método pontual considera cada ponto no espaço e no tempo individualmente, de modo que uma execução do algoritmo calcula a pressão acústica em um único ponto. Este método demanda muito tempo de processamento.

O método pelo espectro de diretividade considera um pulso ultra-sônico por inteiro, e é operado no domínio da frequência espacial, sendo o espectro de diretividade o módulo da transformada bidimensional de Fourier deste pulso. O mapeamento de campo por este método é feito com um hidrofone de larga área ativa, o qual possui propriedades especiais que permitem obter o espectro de diretividade.

São apresentados os procedimentos para simulação e mapeamento de campo pelos dois métodos e os resultados das simulações e medidas são analisados.

# Abstract

The understanding of the basic principles of ultrasound wave generation and its propagation through many media is essential for ultrasound transducer characterization and may direct its construction indicating if the transducer is suitable for a specific application and suggesting modifications on this transducer for its expected behavior.

This work presents two distinct methods, although complementary, for simulation and measurement of ultrasound fields for transducer characterization: the punctual method and the directivity spectrum method.

The punctual method is previous to the directivity spectrum method and, as the name suggests, makes use of point hydrophones for the measurement of the transducer acoustic field. The simulation via the punctual method considers each point individually, in such a way that a proper algorithm calculates the acoustic pressure in a single position in space. It is a very time consuming method.

The directivity spectrum method considers an entire ultrasonic pulse and operates in the spatial frequency domain. The directivity spectrum is the magnitude of the pulse Fourier transform. The measurement of the field via this method is carried out with a large aperture hydrophone whose special properties allow it to obtain the directivity spectrum.

The procedures for simulation and measurement of transducer ultrasound fields via these two methods are presented and the results of these simulations and measurements are analyzed.

A Deus, inteligência suprema,  
causa primária de todas as coisas.

# Agradecimento

À FAPESP pelo apoio financeiro.

Ao Prof. Eduardo, pela orientação, compreensão e paciência em todas as fases da realização deste trabalho.

Aos demais professores do Departamento de Engenharia Biomédica, Vera L. S. N. Button, Rosana A. Bassani, Sergio S. Mühlen, Saide J. Calil, José. W. M. Bassani e Antônio A. F. Quevedo, pelos ensinamentos necessários à minha formação como engenheiro biomédico.

Ao colega e prestativo amigo Joaquim Miguel Maia, pelos pacientes esclarecimentos.

Às funcionárias da Secretaria de Pós-Graduação e aos funcionários da Secretaria de Graduação pelo pronto atendimento às minhas solicitações.

Aos colegas da pós-graduação, Jorge André, Marden Lopes, Ricardo Dantas, Eduardo Jorge, Mauricio Duarte, Valéria Monteiro, Sandro Ferraz, Nivaldo Junior, Beatriz Carvalho e Lúcio Brito, pelas idéias e ideais compartilhados.

Aos ex-colegas, mas eternos amigos, da turma de graduação EE95, que continuam presentes nos momentos mais importantes da minha vida na cidade de Campinas.

Aos meus pais por proverem minhas necessidades além do que a agência de financiamento ofereceu, e por criarem as bases de tudo o que construí até o presente.

Aos meus irmãos, Hyam e Hayslam, pela companhia e pelo incentivo.

E novamente, ao Prof. Eduardo, não mais na condição de orientador, mas de amigo e mestre, que esclareceu, foi exemplo de comportamento pessoal e profissional, ofereceu as melhores condições de trabalho e um relacionamento pessoal inigualável, incentivando e motivando a minha carreira profissional e acadêmica, além de ajudar a escrever os agradecimentos.

# Sumário

Resumo	i
Abstract	ii
Agradecimento	iv
Sumário	v
Lista de Figuras	vi
1. Introdução	1
2. Fundamentos Teóricos	4
2.1 – Integral de Superfície de Rayleigh	4
2.1.1 – A Solução de Zemanek	6
2.1.2 – A Solução de Topholme	8
2.1.3 – A Solução de Stepanishen	10
2.2 – O Campo Acústico	11
2.3 – O Espectro de Diretividade	13
3. Material e Métodos	15
3.1 – Simulação Computacional	15
3.1.1 – Método Pontual	15
3.1.1.1 – A Solução de Zemanek	16
3.1.1.2 – A Solução de Stepanishen	20
3.1.2 – Método do Espectro de Diretividade	23
3.2 – Transdutores Analisados	32
3.3 – Hidrofores Pontuais	34
3.4 – Tanque de Ensaio Acústico	35
3.5 – Posicionamento Tridimensional	37
3.6 – O Programa de Controle	40
3.7 – Hidrofone de Larga Área Ativa	41
3.8 – Mapeamento Angular	42
4. Testes e Resultados	47
4.1 – Simulação Pontual de Campo Acústico	47
4.1.1 – O Modelo de Zemanek	47
4.1.2 – O Modelo de Stepanishen	50
4.2 – Mapeamento Pontual de Campo Acústico	56
4.3 – Simulação de Campo Acústico pelo Espectro de diretividade	59
4.4 – Mapeamento Angular de Campo Acústico	62
4.5 – Retropropagação de Pulsos Mapeados pelo Espectro de Diretividade	65
5. Discussão e Conclusão	67
6. Bibliografia	70

# Lista de Figuras

Figura 2.1: Geometria de um pistão plano de forma arbitrária e sistema de coordenadas para integral de Rayleigh.	05
Figura 2.2: Sistema de Coordenadas esféricas. Adaptado de Zemanek, 1971.	08
Figura 2.3: Geometria para o cálculo do potencial velocidade. Adaptado de Tupholme, 1989.	09
Figura 2.4: (a) Representação usual do limite entre campo próximo e campo distante; (b) Variação da intensidade da pressão ao longo do eixo do transdutor circular. Adaptado de Maia, 1997.	12
Figura 3.1: Tela principal do programa SimUS.	18
Figura 3.2: Geometria usada para calcular a resposta ao impulso no ponto Q. Adaptado de Costa, 1989.	21
Figura 3.3: Geometria usada para um transdutor circular. Adaptado de Costa, 1989.	22
Figura 3.4: Sistema de coordenadas e plano de projeção.	25
Figura 3.5: Diagrama esquemático do método de simulação pelo espectro de diretividade.	27
Figura 3.6: Pulso imediatamente após a face do transdutor (Tx) no instante $t = 0$ .	28
Figura 3.7: Forma de onda do pulso usada nas simulações. Amplitude normalizada x posição (mm).	29
Figura 3.8: Projeção da face de um transdutor circular. Altura (%) x Posição ao longo do eixo x (mm).	29
Figura 3.9: Representação da geometria do transdutor em uma matriz. (a) Polarização uniforme (b) Polarização mais intensa no centro (apodizado).	30
Figura 3.10: Pulso inicial correspondendo à região imediatamente após a face do transdutor.	31
Figura 3.11: Transdutores circulares planos convencionais construídos no LUS-DEB/CEB.	33
Figura 3.12: Transdutores circulares planos apodizados construídos no LUS-DEB/CEB.	33
Figura 3.13: Hidrofonos pontuais.	35
Figura 3.14: Esquema de ligação dos equipamentos para mapeamento de transdutores do LUS-DEB/CEB.	36
Figura 3.15: Tanque de ensaios acústicos do LUS-DEB/CEB.	37
Figura 3.16: Hidrofone pontual posicionado à frente do transdutor cujo campo será mapeado.	38
Figura 3.17: Varredura no plano X-Z para mapeamento ponto a ponto.	38
Figura 3.18: Sistema de eixos movimentados por motores de passo para posicionamento X-Y-Z dos transdutores.	39
Figura 3.19: Tela do programa de controle do sistema de posicionamento X-Y-Z do LUS-DEB/CEB.	40

Figura 3.20: Hidrofone de larga área ativa (LAH): a) vista frontal b) vista traseira.	42
Figura 3.21: Posicionamento do Hidrofone de Larga Área Ativa (LAH) à frente do transdutor.	43
Figura 3.22: Diagrama esquemático para medição do espectro de diretividade.	44
Figura 3.23: Tela do programa de controle do sistema de posicionamento angular do LUS-DEB/CEB.	45
Figura 4.1: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 12,7 mm excitado a 2 MHz – visão do plano x-z.	48
Figura 4.2: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 12,7 mm excitado a 2 MHz – visão dos três eixos x-z-p.	48
Figura 4.3: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 19 mm excitado a 2 MHz – visão do plano x-z.	49
Figura 4.4: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 19 mm excitado a 2 MHz – visão dos três eixos x-z-p.	49
Figura 4.5: Função Resposta ao Impulso $h(r,t)$ para $y/r = 0$ .	50
Figura 4.6: Função Resposta ao Impulso $h(r,t)$ para $y/r = 0,1$ .	51
Figura 4.7: Função Resposta ao Impulso $h(r,t)$ para $y/r = 0,5$ .	51
Figura 4.8: Função Resposta ao Impulso $h(r,t)$ para $y/r = 0,9$ .	52
Figura 4.9: Função Resposta ao Impulso $h(r,t)$ para $y/r = 1,0$ .	52
Figura 4.10: Função Resposta ao Impulso $h(r,t)$ para $y/r = 1,1$ .	53
Figura 4.11: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 12,7 mm excitado a 2 MHz – visão do plano x-z.	54
Figura 4.12: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 12,7 mm excitado a 2 MHz – visão dos três eixos x-z-p.	54
Figura 4.13: Simulação do campo no eixo acústico com passo de 0,5 mm.	55
Figura 4.14: Simulação do campo no eixo acústico com passo de 0,1 mm.	56
Figura 4.15: Mapeamento pontual do transdutor #4 – plano x-z.	57
Figura 4.16: Mapeamento pontual do transdutor #4 – plano x-z, visão x-z-p.	58
Figura 4.17: Mapeamento pontual do transdutor #13 – plano x-z.	58
Figura 4.18: Mapeamento pontual do transdutor #13 – plano x-z, visão x-z-p.	59
Figura 4.19: Pulsos ultra-sônicos simulados para transdutor plano não apodizado. As figuras de sub-índices “a” até “f” correspondem aos pulsos a diferentes distâncias do transdutor, sendo “a” o pulso mais próximo e “f” o mais distante.	61
Figura 4.20: Pulsos ultra-sônicos simulados para transdutor plano apodizado. As figuras de sub-índices “a” até “f” correspondem aos pulsos a diferentes distâncias do transdutor, sendo “a” o pulso mais próximo e “f” o mais distante.	62
Figura 4.21: Mapeamento angular dos pulsos ultra-sônicos mostrados na forma $\theta$ -t. a) Transdutor #13 b) Transdutor #4	63

Figura 4.22: Transformação do sistema de coordenadas $\theta$ - $x$ para o sistema $x$ - $z$ .	64
Figura 4.23: Distribuição espacial dos pulsos ultra-sônicos gerados mostrados na forma $x$ - $z$ .	65
Figura 4.24: Espectros de diretividade dos pulsos ultra-sônicos. a) Transdutor #13, b) Transdutor #4, c) Sistema de coordenadas $k_x$ - $k_z$ .	65
Figura 4.25: Posição do pulso em relação ao hidrofone e ao transdutor.	66
Figura 4.26: Retropropagação de um pulso ultra-sônico.	67

# 1. Introdução

O ultra-som, que é uma radiação não-ionizante, tem sido largamente empregado em equipamentos de imagem médica e de ensaios não-destrutivos, visando não só a obtenção de imagens de órgãos internos sem invasão dos tecidos, como também a sua caracterização por meio de análise da interação das ondas ultra-sônicas com os diferentes meios em que elas se propagam. O coração dos equipamentos de ultra-som é o transdutor, que pode ser um único disco cerâmico com características piezoelétricas, como também uma matriz de elementos cerâmicos em arranjos especiais (*array transducers*).

O entendimento dos princípios básicos da geração das ondas ultra-sônicas, sua propagação e interação com diferentes meios é muito importante se informação fidedigna deve ser conseguida com este tipo de radiação. A caracterização destes transdutores é de fundamental importância para a interpretação dos sinais obtidos, que representam a interação das ondas produzidas por estes transdutores com os meios em que são propagadas. Para esta caracterização, são propostos modelos matemáticos que geram o campo com sua difração inerente, e os resultados são comparados com os do mapeamento do campo real gerado pelos transdutores.

Os modelos de campos ultra-sônicos foram bastante estudados e descritos na literatura, geralmente mostrando o campo em pontos específicos, como se o mesmo fosse medido com hidrofones pontuais. Este procedimento é laborioso e demanda muito tempo, tanto para aquisição como para

processamento dos sinais, o que parece ter motivado o desenvolvimento de novas técnicas, destacando-se o método do espectro de diretividade (LEEMAN *et al.*, 1998).

Neste trabalho, foram desenvolvidas ferramentas computacionais para permitir a simulação e visualização do campo gerado por transdutores de diferentes formatos, usando técnicas novas baseadas no uso de hidrofones de larga área ativa (LAH) e os métodos tradicionais baseados em hidrofones pontuais. O objetivo é desenvolver um sistema onde seja possível prever o campo gerado por transdutores de ultra-som e confirmar esta previsão através do mapeamento dos seus respectivos feixes, possibilitando sua caracterização quanto à profundidade relativa de intensidade de campo (método pontual) e efeitos difrativos (mapeamento angular pelo espectro de diretividade).

O entendimento destas técnicas e as possibilidades que elas oferecem de prever o campo gerado por um transdutor em função de suas características (frequência de ressonância, diâmetro e perfil de polarização da cerâmica) podem orientar na construção de transdutores de ultra-som e auxiliar na caracterização dos mesmos, confirmando se ele possui as propriedades para as quais foi projetado.

No Capítulo 2 são apresentados os fundamentos teóricos que descrevem o campo ultra-sônico e os métodos propostos por Zemanek, Tupholme, Stepanishen e Leeman, permitindo o cálculo da pressão em qualquer ponto do espaço a partir da face de um transdutor de ultra-som.

No Capítulo 3 são descritas as simulações computacionais do campo ultra-sônico conforme os métodos acima mencionados e como os campos produzidos por transdutores reais são mapeados, tanto com o método de mapeamento pontual quanto o do mapeamento angular.

No Capítulo 4 são mostrados os resultados obtidos que são então discutidos no Capítulo 5.

## **Objetivos**

Propõe-se neste trabalho a simulação e o mapeamento de campos gerados por transdutores ultra-sônicos utilizando métodos tradicionais e baseados nos aspectos teóricos e práticos dos hidrofones de larga área ativa (LAH), caracterizar o transdutor a partir das medições de campo realizadas com este tipo de hidrofone e comparar as possibilidades oferecidas pelo mapeamento angular (que faz uso do LAH) com o mapeamento pontual (obtido com hidrofones pontuais).

## 2. Fundamentos Teóricos

Neste capítulo são apresentados os fundamentos teóricos das ondas acústicas e sua propagação, bem como modelos para simulação destas vibrações em computador, partindo da integral de superfície de Rayleigh.

### 2.1 – Integral de Superfície de Rayleigh

Uma das primeiras investigações sobre a perturbação acústica causada pelo movimento de um pistão acoplado a um anteparo rígido, em meio fluido de extensão semi-infinita, foi conduzida por Rayleigh no século XIX. Seus estudos aplicavam-se às oscilações harmônicas de um pistão de forma arbitrária. Após Rayleigh, muitos autores se dedicaram ao estudo do “problema do pistão rígido”, sendo que a maior parte da literatura sobre o assunto é dedicada a pistões circulares cujas pequenas oscilações são harmônicas (TUPHOLME, 1969).

A integral de Rayleigh, mostrada na equação 2.1, define o potencial velocidade como uma função do tempo e do espaço, e é conhecida no domínio do tempo e da frequência, sendo sua transformada de Laplace mostrada na equação 2.2.

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_S \frac{v_n(\vec{r}_0, t - R/c)}{2\pi R} dS \quad (2.1)$$

$$\Phi(\vec{r}, j\omega) = \int_S \frac{V_n(\vec{r}_0, j\omega) e^{-j\omega R/c}}{2\pi R} dS \quad (2.2)$$

As equações 2.1 e 2.2 expressam o potencial velocidade para um ponto  $P$  produzido pelo movimento de um pistão, onde  $v_n$  é a velocidade da face do pistão no tempo e  $V_n$  sua transformada de Laplace, sendo a forma deste pistão definida por uma superfície localizada no plano  $z = 0$  (RAYLEIGH, 1878), como mostra a Figura 2.1. Estas equações 2.1 e 2.2 valem para radiação acústica em um meio isotrópico, homogêneo e sem perdas, cuja velocidade de propagação do som seja  $c$ . O pistão se move na direção normal ao plano, e sua velocidade é descrita pela função  $v_n(\vec{r}_0, t)$  ou por sua transformada de Laplace  $V_n(\vec{r}_0, j\omega)$ .

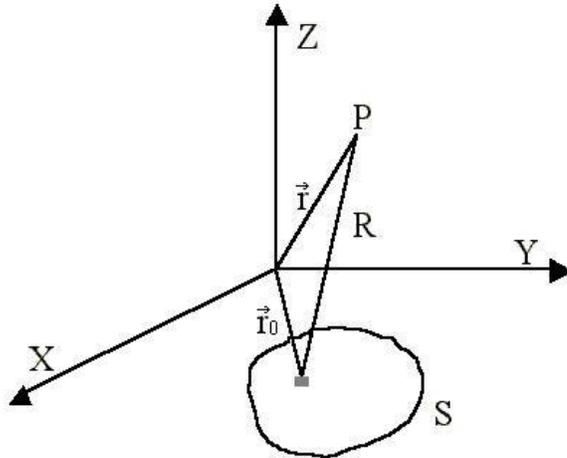


Figura 2.1: Geometria de um pistão plano de forma arbitrária e sistema de coordenadas para integral de Rayleigh.

Conhecido o potencial velocidade, a pressão  $p(\vec{r}, t)$  pode ser obtida pela relação da equação 2.3

$$p(\vec{r}, t) = \rho \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, t), \quad (2.3)$$

onde  $\rho$  é a densidade do meio.

Fisicamente, a integral de Rayleigh é uma aplicação do princípio de Huygens, demonstrada por Fresnel, a qual determina que cada ponto da superfície oscilatória pode ser considerado como uma fonte de radiação (acústica) que se propaga em todas as direções, e o campo em um ponto qualquer

pode ser obtido pela superposição das ondas provenientes de todas as fontes. O conceito de Huygens-Fresnel foi formulado analiticamente por Helmholtz e Kirchhoff, e a integral de Rayleigh é um caso especial da solução de Helmholtz-Kirchhoff na qual a fonte de radiação é plana (HARRIS, 1981).

Além de Rayleigh, outros autores forneceram soluções alternativas para o cálculo do campo gerado por oscilações harmônicas geradas pelo modelo de um pistão fixo em um anteparo rígido. Dentre eles, destacam-se King, que apresentou seu trabalho em 1934, e Schoch, que publicou em 1941 (HARRIS, 1981). Este modelo do pistão fixo em um anteparo rígido tem sido usado como uma aproximação válida para descrever o comportamento de um transdutor de ultra-som.

As equações 2.1 e 2.3 são soluções genéricas para o potencial velocidade e para a pressão acústica, respectivamente, aplicáveis a qualquer geometria de pistão. Nas seções seguintes são apresentadas soluções com simplificações específicas para geometrias circulares, as quais são mais amplamente discutidas na literatura.

### **2.1.1 – A Solução de Zemanek**

O campo ultra-sônico produzido por transdutores de variadas formas é estudado, normalmente, considerando estes transdutores como a área de uma curva fechada e vibrando sobre um anteparo rígido. De modo geral, assume-se que a área do transdutor é análoga a um pistão, ou seja, toda a face move uniformemente. Assim, é possível prever o campo de pressão que se propaga a partir deste pistão, tanto para o caso de ondas contínuas quanto para ondas pulsadas (COSTA, 1989). A abordagem de Zemanek (1971) é restrita a campos de ondas contínuas.

Por questões de ordem prática, pressupõe-se que as oscilações são de pequena amplitude e que o meio é homogêneo e sem perdas. A partir da integral de Rayleigh (equação 2.1) que determina o potencial velocidade  $\phi$ , da sua relação (equação 2.3) com a pressão acústica  $p$  e definindo a função velocidade do pistão  $v_n(\vec{r}, t)$ , é possível calcular a pressão em qualquer ponto do campo acústico

gerado pela oscilação do pistão. A principal simplificação deste método é considerar uniforme o movimento da face do pistão, o que torna a velocidade da face uma função independente da posição, ou seja, a função  $v_n(\vec{r}, t)$  é simplificada para  $v_n(t)$ , e que esta função é senoidal (equação 2.4, na forma exponencial), correspondendo ao movimento harmônico simples,

$$v_n(t) = u_0 \exp(i\omega t), \quad (2.4)$$

onde  $u_0$  é a máxima amplitude de deslocamento.

Substituindo esta função velocidade na equação 2.1, obtém-se o potencial velocidade como função do tempo e da posição  $\vec{r}$  no campo, como mostrado na equação 2.5,

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, t) &= \int_S \frac{u_0 \exp[i\omega(t - R/c)]}{2\pi R} dS \\ &= \frac{u_0}{2\pi} \int_S \frac{\exp[i(\omega t - kR)]}{R} dS, \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde  $k = \omega/c$  é conhecido como número de onda.

Para obter a pressão  $p$ , basta usar a relação descrita na equação 2.3, onde a pressão é proporcional à derivada no tempo do potencial velocidade, o que fornece a expressão mostrada na equação 2.6

$$\begin{aligned} p(\vec{r}, t) &= \rho \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, t) \\ &= \rho \frac{u_0}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{\exp[i(\omega t - kR)]}{R} dS \\ &= \frac{i u_0 \rho c k}{2\pi} \int_S \frac{\exp[i(\omega t - kR)]}{R} dS \end{aligned} \quad (2.6)$$

A expressão para calcular a pressão mostrada na equação 2.6 está referenciada pelo sistema de coordenadas da Figura 2.1, como mostrado no início da seção.

Devido à simetria radial do modelo utilizado, basta calcular a pressão em um plano contendo o eixo de simetria, usando um sistema de coordenadas esféricas. O novo sistema de coordenadas é

mostrado na Figura 2.2. Neste novo sistema de coordenadas, a expressão para a pressão é dada pela equação 2.7.

$$p(\vec{r}, t) = \frac{i u_0 \rho c k}{2\pi} \int_0^a \sigma d\sigma \int_0^{2\pi} \frac{\exp[i(\omega t - kr')]}{r'} d\psi \quad (2.7)$$

sendo  $r' = (r^2 + \sigma^2 - 2r\sigma \sin\theta \cos\psi)^{1/2}$

Esta expressão pode ser calculada numericamente, como será apresentado na seção 3.1.1.1.

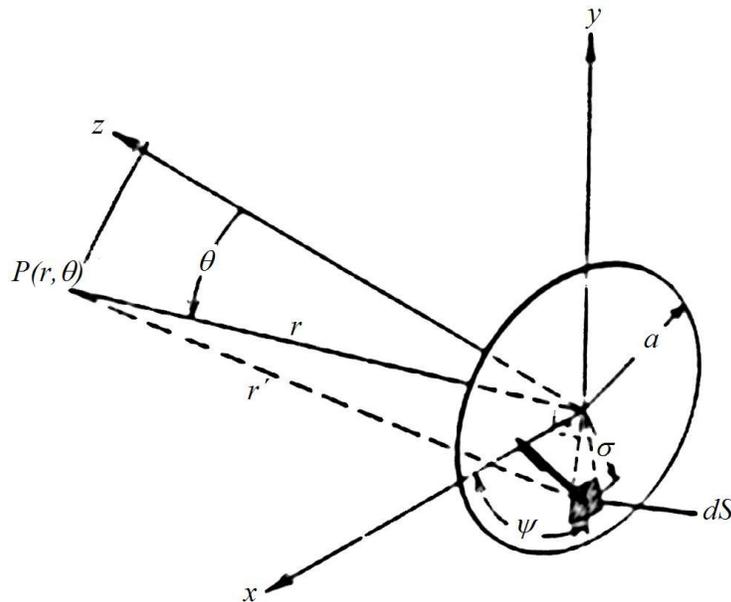


Figura 2.2: Sistema de Coordenadas esféricas. Adaptado de Zemanek, 1971.

## 2.1.2 – A Solução de Tupholme

Resultados numéricos para o cálculo da radiação acústica transiente, produzida por um pistão, foram apresentados por Tupholme (1969). Seu trabalho apresenta a solução para o cálculo do pulso de pressão gerado por um pistão cuja borda é definida por uma curva  $\Gamma$  fechada, e aplica esta solução para o caso onde o pistão é fixado a um anteparo rígido.

Definidas as condições iniciais onde o pistão e o anteparo são coplanares em  $t = 0$ , o pulso é gerado no fluido pelo movimento inicial do pistão. O sistema de coordenadas cartesianas  $(x, y, z)$  é definido em relação à origem  $O$  situada dentro da posição inicial de  $\Gamma$ , sendo o eixo  $z$  normal à

superfície do pistão no plano  $\Lambda$ , como mostrado na Figura 2.3. O movimento do pistão é especificado pela velocidade  $v(t)$  na sentido positivo do eixo  $z$ , e o pulso acústico é descrito pelo potencial velocidade  $\phi$ , como função de  $x, y, z$  e  $t$ .

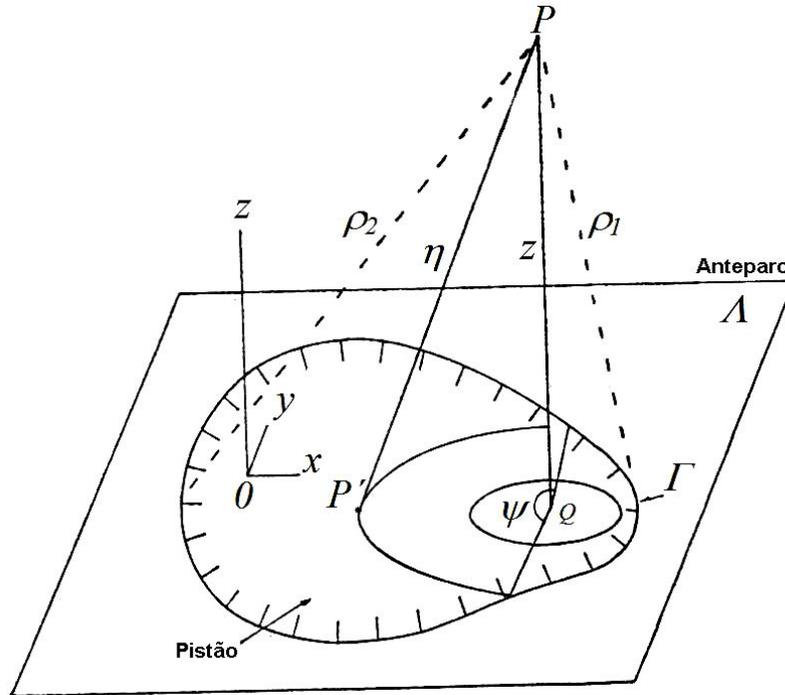


Figura 2.3: Geometria para o cálculo do potencial velocidade.

Adaptado de Tupholme, 1989.

O potencial velocidade deve, portanto, satisfazer ao seguinte problema de condições de contorno:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}, \text{ para } z > 0, t \geq 0 \quad (2.8)$$

$$\phi = 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0, \quad \text{para } z \geq 0 \text{ em } t = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \begin{cases} v(t), & \text{para pontos dentro de } \Gamma, t \geq 0, \text{ em } z = 0 \\ 0, & \text{para pontos fora de } \Gamma, t \geq 0, \text{ em } z = 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

A equação 2.8 é a equação de onda, e as equações 2.9 e 2.10 são as condições de contorno. Para a solução deste problema, Tupholme propõe o uso da função de Green da equação 2.11, onde

$\eta = \left\{ (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$  denota a distância entre o ponto  $P(x, y, z)$  e um ponto  $P'(x', y', z')$  fixo no fluido, e  $H$  é a função unitária de Heaviside.

$$G(\eta, t) = -v(t - \eta/c)H(t - \eta/c)/2\pi\eta \quad (2.11)$$

Integrando-se a função de Green da equação 2.11 sobre o plano  $\Lambda (z' = 0)$  ocupado pelo pistão, percebe-se que o problema da equação 2.8 possui a solução formal da equação 2.12.

$$\phi(x, y, z, t) = -\frac{1}{2\pi} \iint_{\Lambda} \frac{1}{\eta} v(t - \eta/c)H(t - \eta/c) dx' dy' \quad (2.12)$$

Tupholme desenvolveu a solução analítica para um pistão em forma de disco circular, entre outras geometrias, mas limitou a velocidade  $v(t)$  da face do pistão à função degrau.

### 2.1.3 – A Solução de Stepanishen

Stepanishen (1970) propõe uma abordagem diferente, definindo uma resposta ao impulso como sendo o potencial velocidade resultante do movimento impulsivo do pistão. Esta resposta ao impulso, que pode ser expressa por uma integral de superfície, é então transladada para uma nova posição no espaço através de uma transformação de coordenadas da origem para o observador. Para o mesmo caso da Figura 2.1, Stepanishen descreve o potencial velocidade em termos da função de Green  $g(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0)$ , como na equação 2.13.

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_0^t v_n(t_0) \int_S g(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) dt_0 dS \quad (2.13)$$

Nota-se que, nesta formulação, a velocidade  $v_n$  da face do pistão é considerada uniforme em toda a sua superfície, não dependendo, portanto, da posição  $\vec{r}$ . A função de Green para este problema é conhecida e dada pela equação 2.14.

$$g(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\delta(t - t_0 - R/c)}{R} \quad (2.14)$$

Substituindo a equação 2.14 na equação 2.13, temos a equação 2.15 para o potencial velocidade.

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_0^t v_n(t_0) \int_S \frac{\delta(t - t_0 - R/c)}{2\pi R} dt_0 dS \quad (2.15)$$

A equação 2.15 pode ser integrada no tempo, o que nos fornece a fórmula de Rayleigh para o potencial velocidade em função do tempo (equação 2.16).

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_S \frac{v_n(t - R/c)}{2\pi R} dS \quad (2.16)$$

Alternativamente, a equação 2.15 pode ser calculada desenvolvendo, primeiro, a integral de superfície. Desta forma, o potencial velocidade pode ser expresso como a convolução da velocidade  $v_n$  da face do pistão com a resposta impulsiva  $h(\vec{r}, t)$  do pistão relativa ao ponto localizado na posição  $\vec{r}$ , como mostrado nas equações 2.17 e 2.18.

$$\phi(\vec{r}, t) = v_n(t) * h(\vec{r}, t) \quad (2.17)$$

$$h(\vec{r}, t) = \int_S \frac{\delta(t - R/c)}{2\pi R} dS \quad (2.18)$$

Conhecida a resposta ao impulso  $h(\vec{r}, t)$ , o potencial velocidade  $\phi(\vec{r}, t)$  pode ser determinado a partir da especificação da velocidade do pistão. Conseqüentemente, também se pode determinar a pressão pela relação  $p(\vec{r}, t) = \rho \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, t)$ , que pode ser escrita como mostrado na equação 2.19:

$$\begin{aligned} p(\vec{r}, t) &= \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\vec{r}, t - \tau) \cdot v_n(\tau) d\tau = \rho \frac{\partial}{\partial t} h(\vec{r}, t) * v_n(t) \\ &= \rho \dot{h}(\vec{r}, t) * v_n(t) = \rho h(\vec{r}, t) * \dot{v}_n(t) \end{aligned} \quad , \quad (2.19)$$

onde  $\dot{h}(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} h(\vec{r}, t)$  e  $\dot{v}(t) = \frac{\partial}{\partial t} v(t)$ .

## 2.2 – O Campo Acústico

A descrição do campo acústico produzido por um transdutor é, normalmente, dividida em duas partes. Uma parte descreve a região limitada às adjacências do transdutor, o campo próximo, também

conhecido como região de difração de Fresnel. A outra parte descreve o campo distante, ou seja, além do campo próximo, também denominado região de Fraunhofer. A Figura 2.4 (a) ilustra a representação usual das definições de campo próximo e de campo distante. O ângulo  $\theta$  de divergência do feixe pode ser calculado pelas equações 2.20 e 2.21, onde  $a$  é o raio do transdutor e  $\lambda$  é o comprimento de onda (ZEMANEK, 1971).

$$\text{sen}(\theta) = 0,61 \frac{\lambda}{a} \quad (2.20)$$

$$\theta = \text{arcsen}\left(0,61 \frac{\lambda}{a}\right) \quad (2.21)$$

É interessante notar que a divergência do campo começa no campo distante. Nesta região, a diferença de fase entre as ondas de borda e a onda plana não é muito evidente, fazendo com que a interferência entre elas seja construtiva. Na região de campo próximo, no entanto, há interferências construtivas e destrutivas devido a diferenças de fase (considerando os comprimentos de onda envolvidos) entre a onda plana e a onda de borda.

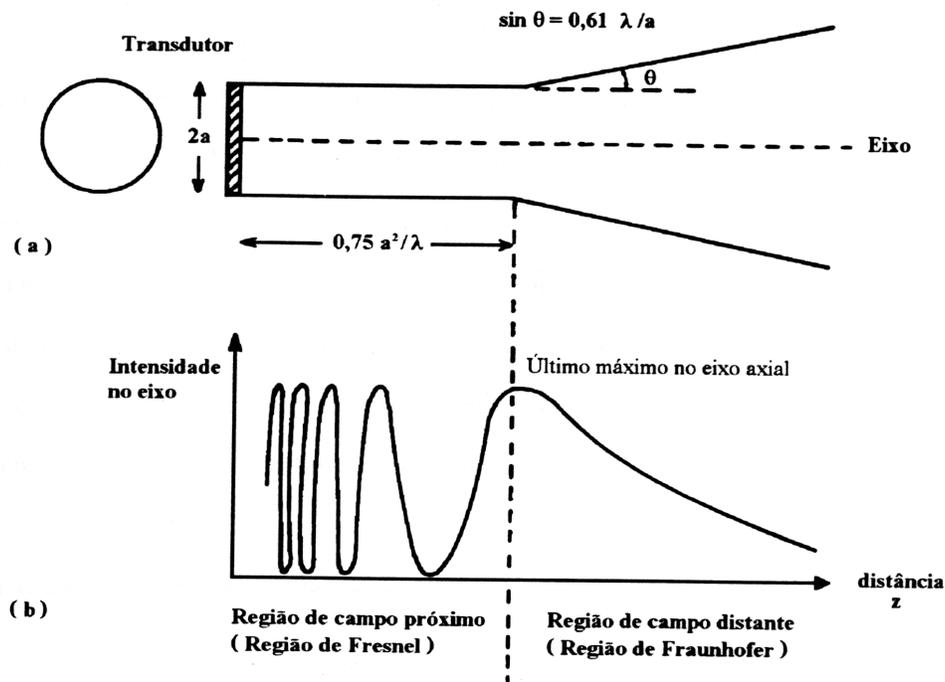


Figura 2.4: (a) Representação usual do limite entre campo próximo e campo distante; (b) Variação da intensidade da pressão ao longo do eixo do transdutor circular. Adaptado de Maia, 1997.

Alguns autores consideram que a distância de separação entre as regiões de campo próximo e campo distante seja dada por  $z = a^2 / \lambda$ , em relação à face do transdutor. Porém, Zemanek (1971) mostrou que esta transição ocorre à distância axial  $z = 0,75a^2 / \lambda$ .

### 2.3 – O Espectro de Diretividade

Os métodos de análise pontual do campo acústico não fornecem informações detalhadas sobre o perfil real de vibração da face do transdutor, sendo que este perfil é o que mais afeta o feixe ultrassônico transmitido. As mais poderosas técnicas para estudo da propagação de campos são baseadas no espectro angular, ou decomposição de Fourier (SCHAFER e LEWIN, 1989). O método apresentado por Schafer e Lewin é baseado na medida do espectro angular utilizando hidrofones pontuais que, como eles mesmos afirmam, exige demorado processo de alinhamento e é bastante demorado. Os resultados de Schafer e Lewin foram apresentados em matrizes de 64 por 64 pixels, que demoraram 9 horas para serem adquiridas, cada uma.

Para contornar o problema do tempo de processamento dos dados no método do espectro angular, Healey e Leeman (1996) propuseram a utilização de projeções do campo acústico, e sugeriram um novo método, que, segundo eles, é uma generalização do espectro angular, chamado espectro de diretividade.

Leeman e colaboradores (1998) apresentam uma solução válida para a equação de onda na forma canônica (equação 2.22) que pode ser escrita também no domínio da frequência ou do espaço  $k$  (Fourier), no qual uma posição é descrita pelo vetor  $\vec{k}$ .

$$\nabla^2 p(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2.22)$$

A solução proposta por Leeman e colaboradores pode ser escrita como na equação 2.23, onde é feita uma integral tridimensional nas variáveis  $k_x$ ,  $k_y$  e  $k_z$ , sendo  $(-\infty, +\infty)$  o período de integração para cada dimensão, e  $\omega$  designa a quantidade  $ck \equiv c\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$ .

$$p(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(\vec{k}) \exp(-i[\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}]) dk^3 \quad (2.23)$$

Define-se  $D(\vec{k})$  como espectro de diretividade, e Leeman e colaboradores (1998) demonstraram que o espectro de diretividade pode ser calculado como a Transformada de Fourier da distribuição espacial do campo acústico, medido (ou assumido) em um determinado instante, que convenientemente escolhe-se  $t = 0$  por questões de simplificação.

$$D(\vec{k}) = \iiint p(\vec{r}, t) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) d\vec{r}^3 \quad (2.24)$$

Conhecido o espectro de diretividade, as equações 2.22 e 2.23 permitem o cálculo da distribuição espacial tridimensional do campo transiente em qualquer instante do tempo.  $D(\vec{k})$  é chamado de “espectro de diretividade” porque representa uma forma geral do espectro angular e codifica informação sobre a diretividade do campo transiente.

O método do espectro de diretividade proposto por Leeman e colaboradores (1998) aplica-se tanto à simulação de campos acústicos, especialmente campos pulsados, quanto à aquisição da distribuição espacial da onda de pressão em um determinado instante, também conhecida como fotografia acústica (*snapshot*). Para obter medidas do espectro de diretividade, Healey e Leeman (1996) utilizaram um hidrofone de larga área ativa (LAH), diferentemente da medida de espectro angular feita por Schafer e Lewin (1989), que utilizaram hidrofones pontuais.

## **3. Material e Métodos**

### **3.1 – Simulação Computacional**

Neste trabalho, foi implementada a simulação do campo acústico gerado por transdutores de ultra-som por dois métodos distintos: o método aqui designado por pontual, em analogia ao mapeamento pontual de campo acústico, e que é baseado na integral de superfície de Rayleigh, e o método usando o espectro de diretividade.

#### **3.1.1 – Método Pontual**

O modelo de Zemanek é mais apropriado para descrever campos gerados por transdutores em excitação contínua. Esta situação é utilizada, por exemplo, nas medições de campo acústico com a finalidade de caracterização de transdutores de ultra-som, de acordo com os resultados mostrados na seção 4.2. Para ondas pulsadas, no entanto, o modelo de Tupholme e o modelo de Stepanishen são mais adequados. Neste capítulo, porém, para o caso de ondas pulsadas, será descrita a implementação do modelo de Stepanishen apenas, visto que este modelo é o mais empregado na literatura.

### 3.1.1.1 – A Solução de Zemanek

A equação 3.1 pode ser integrada numericamente, como proposto por Zemanek (1971).

$$p(\vec{r}, t) = \frac{i u_0 \rho c k}{2\pi} \int_0^a \sigma d\sigma \int_0^{2\pi} \frac{\exp[i(\omega t - kr')]}{r'} d\psi \quad (3.1)$$

$$\text{sendo } r' = (r^2 + \sigma^2 - 2r\sigma \cos \theta \cos \psi)^{1/2}$$

onde:

$\rho$  é a densidade do meio

$c$  é a velocidade do som no meio

$k = 2\pi/\lambda = \omega/c$  é o número de onda, e  $\lambda$  é o comprimento de onda e

$r'$  é a distância do ponto de observação ao elemento de área  $dS$ .

Assumindo simetria radial, e definindo as variáveis adimensionais  $X = \frac{x}{a^2/\lambda}$  e  $Z = \frac{z}{a^2/\lambda}$ ,

relativas ao comprimento de onda  $\lambda$  e ao raio  $a$  do transdutor, obtém-se a equação 3.2, que é a forma da integração numérica da equação 3.1. Este equacionamento tem por base o sistema de coordenadas descrito na Figura 2.2 (ver seção 2.1.1).

$$P(Z, X) = \left| \sum_{p=1}^m \sum_{q=1}^n \frac{\Delta S_q}{R_{pq}} \exp\{2\pi i (a/\lambda)^2 R_{pq}\} \right| \quad (3.2)$$

onde:

$$\Delta S_q = \sigma_q \Delta \sigma \Delta \Psi$$

$$\sigma_q = \Delta \sigma (q - \frac{1}{2})$$

$$\Delta \sigma = \frac{1}{na/\lambda},$$

$$\Delta \Psi = \pi/m$$

$$n = 4a/\lambda,$$

$$m = n\pi$$

$$R_{pq} = (R^2 + \sigma_q^2 - R\sigma_q \cos \theta \cos \Psi_p)^{\frac{1}{2}}$$

$$R = (Z^2 + X^2)^{\frac{1}{2}},$$

$$\theta = \tan^{-1}(X/Z)$$

$$\Psi_p = \Delta \Psi (p - \frac{1}{2})$$

$$Z = \frac{z}{a^2/\lambda}, \quad X = \frac{x}{a^2/\lambda}$$

A equação 3.2 não depende da variável tempo, visto que é considerada excitação contínua, o que permite uma abordagem fasorial do problema, considerando apenas a amplitude e a frequência de excitação.

A partir da equação 3.1, considerando que a distância do ponto a ser calculado até o centro do pistão é bem maior que o raio do transdutor, ou seja  $r \gg a \geq \sigma$  (ZEMANEK, 1971), a distância do ponto até a face do transdutor pode ser simplificada para a equação 3.3.

$$r' = r - \sigma \sin \theta \cos \psi \quad (3.3)$$

Substituindo a equação 3.3 na equação 3.1, e resolvendo a integral, a expressão para a pressão pode ser dada pela equação 3.4, onde  $J_1$  é a função de Bessel de primeira ordem.

$$p(r, \theta) = \frac{i \rho c k a^2 u_0}{2r} \exp \{i(\omega t - kr)\} \left[ \frac{2J_1(k a \sin \theta)}{k a \sin \theta} \right] \quad (3.4)$$

A expressão entre colchetes  $D(\theta) = \frac{2J_1(k a \sin \theta)}{k a \sin \theta}$  é conhecida como fator de diretividade, e não depende da distância  $r$  do ponto analisado ao transdutor, servindo apenas para descrever a pressão acústica em uma distância radial constante, como uma função do ângulo entre o eixo normal ao transdutor e o ponto de observação (ZEMANEK, 1971).

Inicialmente, foram elaborados protótipos dos programas de simulação em ambiente MATLAB, com a finalidade de validar o modelo adotado. O fato dos programas neste ambiente serem executados por uma linguagem interpretada torna sua execução muito lenta. Para aumentar o desempenho do programa, após confirmado o modelo, ele foi reescrito em linguagem C, no sistema operacional Linux.

Foi construída uma interface gráfica para o programa visando facilitar sua utilização por outros usuários que tenham a necessidade de prever o comportamento de um determinado transdutor. A interface do programa pode ser vista na Figura 3.1. O programa permite que os parâmetros de simulação e as imagens resultantes sejam armazenados em arquivos em formato binário.

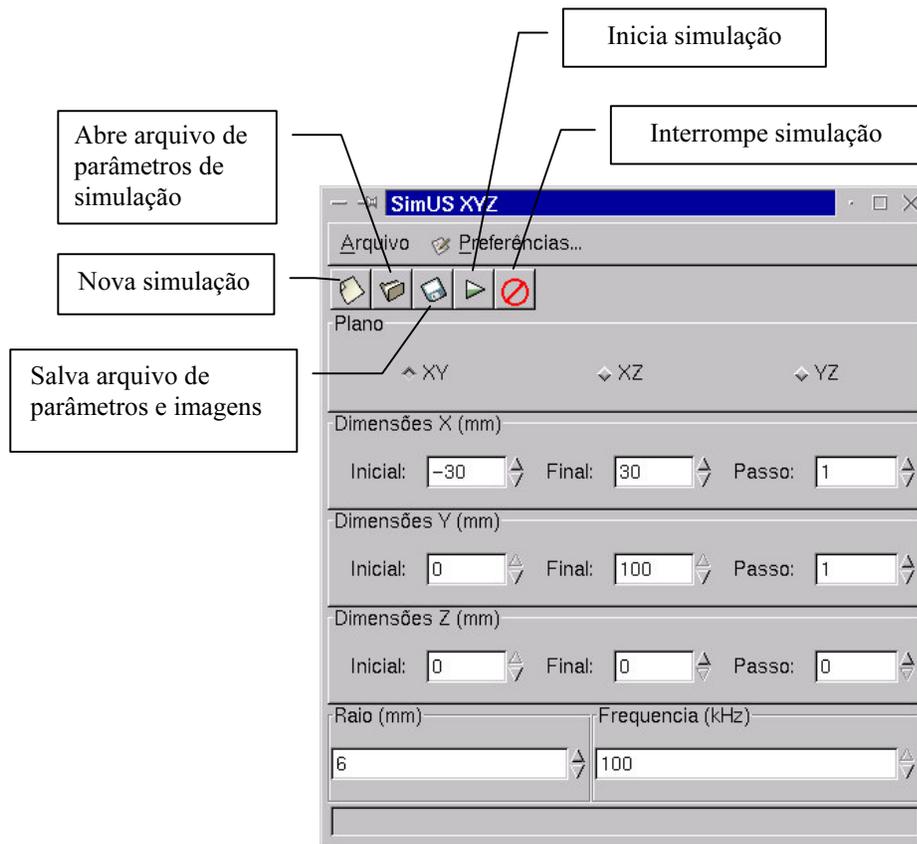


Figura 3.1: Tela principal do programa SimUS.

A manipulação de arquivos (imagens e parâmetros de configuração) pode ser feita através do menu de opções “Arquivo” ou através dos botões de atalho. No menu de opções “Preferências” é possível definir características gerais do funcionamento do programa, como o formato de arquivos de imagens a serem gravadas, e se a simulação será mostrada enquanto os dados são processados ou se apenas no final (para acelerar o processamento). A tela principal do programa corresponde à entrada dos parâmetros de simulação, sendo eles o plano a ser simulado, as dimensões deste plano (em milímetros), o raio do transdutor e a sua frequência de excitação. O programa utiliza propriedades de simetria do transdutor e considera que o mesmo está localizado no centro do plano.

Quando se deseja realizar uma seqüência de simulações, com transdutores de variadas configurações, esta interface é pouco prática. Foi elaborada, então, uma nova interface para a chamada da rotina que efetua as simulações. Optou-se por utilizar o ambiente de simulação “Octave”, que é muito semelhante ao ambiente “Matlab”, e é um programa de livre distribuição para o sistema

operacional Linux. Neste ambiente, foi criada uma função (simUS) que recebe como parâmetros as dimensões do campo a ser simulado (dim\_x, dim\_y, dim\_z), o incremento de deslocamento – resolução – a ser utilizado (dx, dy, dz), o raio do transdutor e sua frequência de excitação. Esta função retorna uma matriz que pode ser unidimensional ou bidimensional, dependendo da situação a ser simulada. Exemplos de utilização são apresentados na Tabela 1.

*Tabela 1: Exemplos de utilização da função simUS para simular o campo acústico gerado por transdutores de 19 mm de diâmetro e frequência de 2000 KHz.*

<b>Função simUS(dim_x, dim_y, dim_z, dx, dy, dz, raio, freq)</b>	
A1=simUS(30,0,150,0.5,0,1,9.5,2000)	Plano XZ em Y = 0
A2=simUS(30,15,150,0.5,0,1,9.5,2000)	Plano XZ em Y=15
A3=simUS(0,0,150,0,0,1,0,9.5,2000)	Linha Z em X=Y=0

Nos exemplos mostrados na Tabela 1, a matriz A1 é definida automaticamente como sendo bidimensional e recebe os valores correspondentes à pressão do campo no plano XZ (dim\_x = 30 mm, dim\_z = 150 mm), na posição Y = 0 (dim\_y = 0). No eixo X, o passo (distância entre um elemento da matriz e seu adjacente, dx) é de 0,5 mm, e no eixo Z o passo é de 1 mm (dz). Para se calcular o plano XZ é necessário definir que não há deslocamento no eixo Y (dy = 0). O segundo exemplo armazena em uma matriz A2 um plano XZ (dy = 0), porém, neste caso, o plano está na posição Y = 15 mm (dim\_y = 15). No terceiro exemplo, a variável A3 é definida como um vetor unidimensional que recebe os valores do campo simulado ao longo do eixo Z (dx = dy = 0), normal ao centro do transdutor (dim\_x = dim\_y = 0). Os três exemplos correspondem a transdutores de 19 mm de diâmetro (raio = 9.5) e frequência de excitação de 2 MHz (freq = 2000).

### 3.1.1.2 – A Solução de Stepanishen

O modelo proposto por Stepanishen permite prever o campo acústico gerado por um transdutor que possa ser descrito como um pistão fixo a um anteparo rígido, desde que sejam conhecidas as características deste transdutor e a função velocidade de movimentação  $v(t)$  de sua face. A principal vantagem do modelo de Stepanishen sobre o modelo de Zemanek é a possibilidade de se definir a função velocidade de movimentação  $v(t)$  da face do transdutor, seja ela pulsada ou senoidal contínua, ao passo que o modelo de Zemanek restringe-se à solução analítica para a excitação contínua.

A partir das equações 3.5 e 3.6, é possível estabelecer uma seqüência de procedimentos computacionais a fim de se calcular a pressão acústica para cada ponto do espaço considerado.

$$p(\vec{r}, t) = \rho h(\vec{r}, t) * \dot{v}_n(t) \quad (3.5)$$

$$h(\vec{r}, t) = \int_s \frac{\delta(t - R/c)}{2\pi R} dS \quad (3.6)$$

O primeiro passo é conhecer a função de resposta ao impulso  $h(\vec{r}, t)$  para cada ponto em que se deseja calcular o campo acústico. A função  $h(\vec{r}, t)$  pode ser calculada considerando que a pressão  $p(\vec{r}, t)$  é formada pela contribuição de todos os elementos  $dL$  na face do transdutor que são eqüidistantes do ponto  $Q(\vec{r})$  para um determinado instante de tempo onde se deseja calcular a pressão, formando um arco circular na face do transdutor, como mostrado na Figura 3.2.

A projeção do ponto  $Q(\vec{r})$  no plano  $x$ - $y$  corresponde ao ponto  $Q'(x, y, 0)$ , e este ponto é o centro do arco circular de raio  $L$  formado pelos pontos do plano  $x$ - $y$  eqüidistantes do ponto  $Q(\vec{r})$ . Definindo  $\Omega(r')$  como um ângulo formado neste arco circular para o ponto  $Q'(x, y, 0)$ , é possível determinar o elemento de área  $dS$  usado na integração mostrada na equação 3.6.

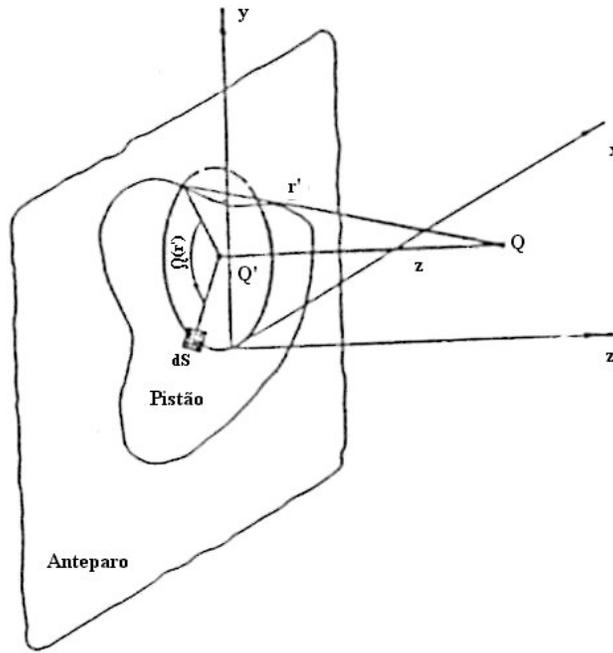


Figura 3.2: Geometria usada para calcular a resposta ao impulso no ponto  $Q$ .  
Adaptado de Costa, 1989.

$$\begin{aligned}
 r'^2 &= L^2 + z^2 \\
 dr' &= (L/r')dL \\
 dS &= \Omega(r')LdL = \Omega(r')r'dr'
 \end{aligned}
 \tag{3.7}$$

Substituindo a equação 3.7 na equação 3.6, obtém-se a nova expressão para a função resposta ao impulso, como mostrada na equação 3.8. Na equação 3.8,  $r_1$  é a distância mais próxima e  $r_2$  é a distância mais afastada da borda do pistão ao ponto de interesse, como mostrado na Figura 3.3 (na qual a superfície  $S$  é a de um círculo de raio  $r$ ). Nesta equação,  $ct$  corresponde a um distância percorrida pela onda que se propaga a uma velocidade  $c$  no instante de tempo  $t$ .

$$\begin{aligned}
 h(\vec{r}, t) &= \frac{c}{\pi} \Omega(c, t) \quad \text{se } r_1 < ct < r_2 \\
 &= 0 \quad \text{caso contrário}
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

Como a função resposta ao impulso depende tanto da posição quanto do tempo, ela deve ser calculada para cada ponto onde se deseja conhecer o campo acústico. Para o caso de transdutores circulares, esta função é conhecida.

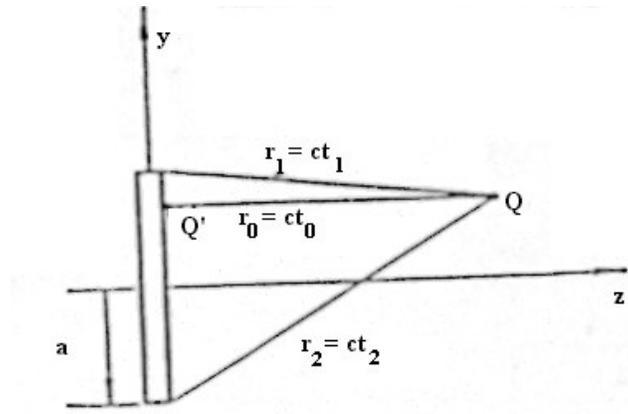


Figura 3.3: Geometria usada para um transdutor circular.

Adaptado de Costa, 1989.

A equação 3.9 apresenta a expressão para o cálculo da função resposta ao impulso separada em duas regiões:  $y < a$  e  $y \geq a$ .

Para  $y < a$ :

$$\begin{aligned}
 h(\vec{r}, t) &= 0 && \text{para } t < t_0 \text{ e } t > t_2 \\
 &= c && \text{para } t_0 < t < t_1 \\
 &= \frac{c}{\pi} \cos^{-1} \left\{ \frac{(ct)^2 - z^2 + y^2 - a^2}{2y[(ct)^2 - z^2]^{1/2}} \right\} && \text{para } t_1 < t < t_2
 \end{aligned}$$

Para  $y \geq a$ :

$$\begin{aligned}
 h(\vec{r}, t) &= 0 && \text{para } t < t_1 \text{ e } t > t_2 \\
 &= \frac{c}{\pi} \cos^{-1} \left\{ \frac{(ct)^2 - z^2 + y^2 - a^2}{2y[(ct)^2 - z^2]^{1/2}} \right\} && \text{para } t_1 < t < t_2
 \end{aligned}$$

onde:

$$t_0 = z/c$$

$$t_1 = (1/c) \left[ z^2 + (y-a)^2 \right]^{1/2} \quad (3.9)$$

$$t_2 = (1/c) \left[ z^2 + (y+a)^2 \right]^{1/2}$$

Conhecida a função de resposta ao impulso  $h(\vec{r}, t)$ , é necessário definir a função velocidade de movimentação da face do pistão e calcular sua derivada  $\dot{v}_n(t)$ . A convolução entre estas duas funções multiplicada pela densidade do meio fornece a variação da pressão no ponto  $Q$ .

A implementação computacional deste modelo foi feita no mesmo ambiente de simulação utilizado para o modelo de excitação contínua: o sistema “Octave”. Foi elaborada uma rotina que recebe como parâmetros a posição do ponto no qual se deseja calcular a função de resposta ao impulso e o raio do transdutor, e esta rotina retorna um vetor contendo os valores da função  $h(\vec{r}, t)$  para instantes de tempo pré-definidos. Com esta abordagem, é possível visualizar a função de resposta ao impulso em qualquer ponto, ou criar seqüências de procedimentos (*scripts*) que alterem automaticamente a posição a ser calculada permitindo simular um plano. O sistema “Octave” possui funções pré-definidas para efetuar a convolução numericamente.

### 3.1.2 – Método do Espectro de Diretividade

A partir da equação 2.23 (vide Capítulo 2), descrita no modelo que representa um pulso ultra-sônico a partir do seu espectro de diretividade, é possível estabelecer uma seqüência de procedimentos para a simulação por computador de um pulso ultra-sônico. No entanto, é interessante acrescentar dois outros elementos: o fator de deslocamento e o operador para projeção do pulso em um plano.

#### O Fator de Deslocamento

O fator de deslocamento define em qual posição do espaço/tempo o pulso ultra-sônico, que se propaga, será reconstruído, a partir do seu espectro de diretividade, sendo este fator uma consequência da propriedade de translação no tempo/freqüência da transformada de Fourier, onde  $FT\{g(x - x_0)\} = G(\omega) \exp(-i\omega x_0)$  e  $FT^{-1}\{G(\omega) \exp(-i\omega x_0)\} = g(x - x_0)$ . Assim, a equação 2.23 pode ser reescrita de modo a evidenciar o fator de deslocamento, como mostrado na equação 3.10.

$$\begin{aligned}
p(\vec{r}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(\vec{k}) \exp(i[\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t]) dk^3 \\
&= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(\vec{k}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(-i\omega t) dk^3
\end{aligned} \tag{3.10}$$

Na equação 3.10,  $\omega$  é a frequência espacial, e está relacionada com o módulo do número de onda  $k$  pela velocidade de propagação  $c$ , sendo  $\omega = c|\vec{k}|$ . Considerando um determinado instante de tempo  $t > 0$ , a onda percorreu uma distância  $L = c \cdot t$ . Substituindo estas grandezas na equação 3.10, é possível reescrever o pulso  $p(\vec{r}, t)$  como função do deslocamento  $L$ , ou seja,  $p(\vec{r}, L)$  como descrito na equação 3.11.

$$\begin{aligned}
p(\vec{r}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(\vec{k}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(-i\omega t) dk^3 \\
&= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(\vec{k}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(-ic|\vec{k}|t) dk^3 \\
p(\vec{r}, L) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(\vec{k}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(-i|\vec{k}|L) dk^3 \\
&= \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(\vec{k}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) f_D(\vec{k}, L) dk^3
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Neste caso, o termo  $f_D(\vec{k}, L) = \exp(-i|\vec{k}|L) = \exp(-ikL)$  é denominado fator de deslocamento, e está definido para o espaço  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ .

Conceitualmente, pode-se entender que a equação 3.11 mostra como é possível reconstruir o pulso no instante de tempo  $t$  ou após este ser deslocado de uma distância  $L$ . No método aqui abordado, a segunda notação é mais conveniente, como será mostrado adiante.

### Projeção do Pulso

No modelo mostrado nas seções anteriores para representar o campo acústico em função do seu espectro de diretividade, a reconstrução do pulso e o cálculo do espectro de diretividade foi apresentado, basicamente, como uma transformada tridimensional de Fourier. Esta operação - a

transformada de Fourier – é conhecida e existem variadas alternativas para implementá-la computacionalmente. No entanto, trabalhar com a representação tridimensional de um pulso ultra-sônico dificulta sua visualização - imagine visualizar a região central de uma matriz de três dimensões, um cubo, onde a região periférica sobrepõe-se à região com a informação desejada. Além da visualização, o processamento tridimensional dos dados levaria em conta centenas de planos (dependendo da resolução desejada), sendo que os métodos convencionais simulam e fazem o mapeamento de apenas um plano. Com o propósito de simplificar o processamento e a visualização, Leeman e colaboradores (2000) mostraram que é possível aplicar o método do espectro de diretividade em um único plano (duas dimensões, em vez de três) que sintetize a informação tridimensional, ou seja, um plano que contenha a projeção do pulso ultra-sônico.

A fim de tornar o equacionamento mais claro, a função  $p(\vec{r}, t)$  na qual  $\vec{r} = (x, y, z)$  será escrita como  $p(x, y, z, t)$ . Analogamente, a função  $D(\vec{k})$  será reescrita como  $D(k_x, k_y, k_z)$ . Considere a projeção  $P(x, z)$  da distribuição espacial de um pulso ultra-sônico no instante de tempo  $t = 0$  e no plano  $(x, z)$  como mostrado na Figura 3.4.

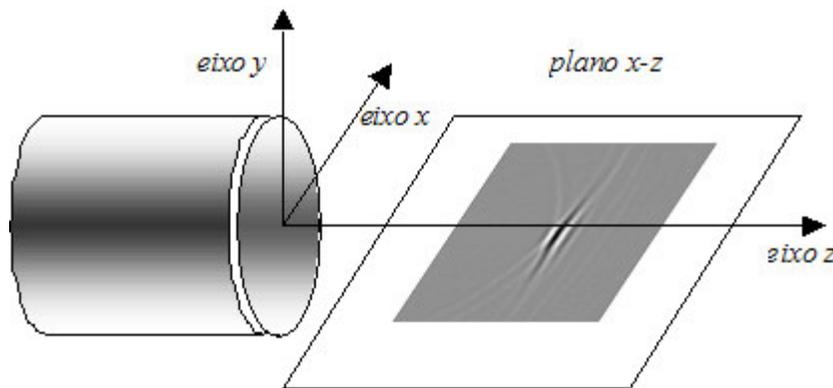


Figura 3.4: Sistema de coordenadas e plano de projeção.

$$\begin{aligned}
P(x, z) &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z, 0) dy \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(k_x, k_y, k_z) \exp(i[k_x x + k_y y + k_z z]) dk^3 dy \quad (3.12) \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(k_x, k_y, k_z) \exp(i[k_x x + k_z z]) \exp(ik_y y) dk^3 dy
\end{aligned}$$

Sabe-se que a função delta de Dirac pode ser expressa pela equação 3.13:

$$\delta(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(ifm) dm \quad (3.13)$$

Substituindo a equação 3.13 na equação 3.12, com a devida alteração de  $m$  por  $y$  (e conseqüentemente  $dm$  por  $dy$ ) e de  $f$  por  $k_y$ , tem-se que:

$$P(x, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iiint D(k_x, k_y, k_z) \exp(i[k_x x + k_z z]) \delta(k_y) dk^3 \quad (3.14)$$

Mas  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(k_y) dk_y = 1$ , e tem-se então:

$$P(x, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint D(k_x, 0, k_z) \exp(i[k_x x + k_z z]) dk_x dk_z \equiv FT_2^{-1} \{D(k_x, 0, k_z)\} \quad (3.15)$$

A projeção  $P(x, z)$  pode ser obtida a partir da expressão que define o pulso  $p(x, y, z, t)$  no instante de tempo  $t = 0$  como mostrado na equação 3.12, onde  $FT_2^{-1} \{D(k_x, 0, k_z)\}$  corresponde à transformada inversa bidimensional de Fourier do espectro de diretividade do pulso no plano  $(k_x, k_z)$ . Ou seja, Leeman e colaboradores (2000) mostraram que a projeção  $P(x, z)$  da distribuição espacial de um pulso ultrassônico em um plano,  $(x, z)$  neste caso, está relacionada com o espectro de diretividade neste plano por uma transformação de Fourier. Além disso, foi mostrado também que a projeção do pulso pode ser reconstruída em um instante de tempo diferente da condição inicial  $t = 0$ , após o pulso ter percorrido um deslocamento  $L$ , analogamente à situação mostrada na equação 3.11.

Considerando a projeção  $P(x,z,L/c)$  em um instante de tempo  $t = L/c$ , a equação 3.16 mostra como obtê-la a partir do espectro de diretividade no plano  $(x,z)$ .

$$\begin{aligned}
 P(x, z, L/c) &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z, L/c) dy \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(k_x, k_y, k_z) \exp(i[k_x x + k_y y + k_z z] - ikL) dk^3 dy \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint D(k_x, 0, k_z) \exp(i[k_x x + k_z z] - ikL) dk_x dk_z \\
 &\equiv FT_2^{-1} \{D(k_x, 0, k_z) \times f_D(\vec{k}, L)\}
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

## O Método

Feitas as considerações sobre o fator de deslocamento e sobre a possibilidade de se trabalhar com projeções dos pulsos, em vez de sua representação tridimensional, é possível estabelecer, agora, uma seqüência de procedimentos para simular em computador a propagação de um pulso ultra-sônico.

A Figura 3.5 mostra um diagrama esquemático do método utilizado.

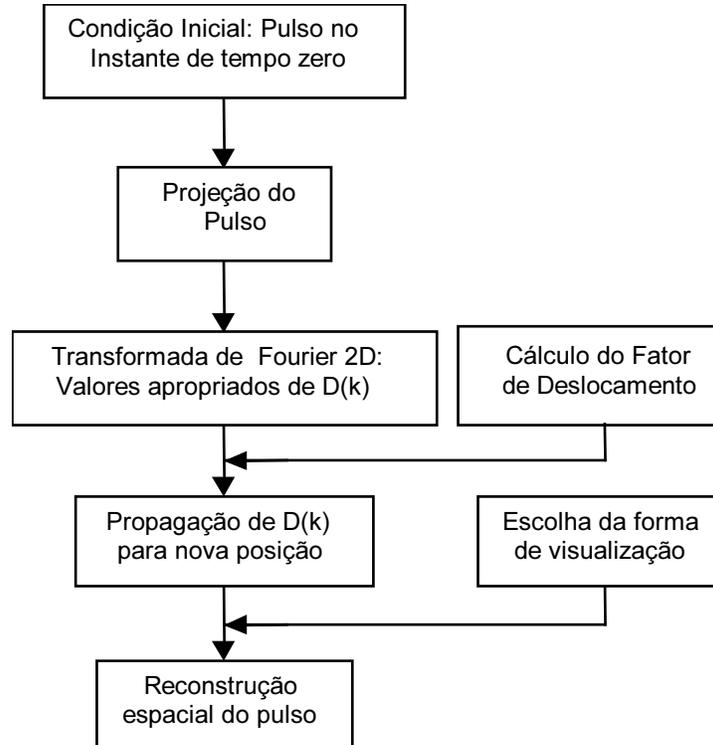


Figura 3.5: Diagrama esquemático do método de simulação pelo espectro de diretividade.

Inicialmente, define-se o pulso no instante inicial, que pode corresponder a qualquer posição no espaço. Por questões de simplificação, escolhe-se  $t = 0$  correspondendo à região imediatamente após a face do transdutor (DANTAS *et al.* 2000), como mostrado na Figura 3.6.

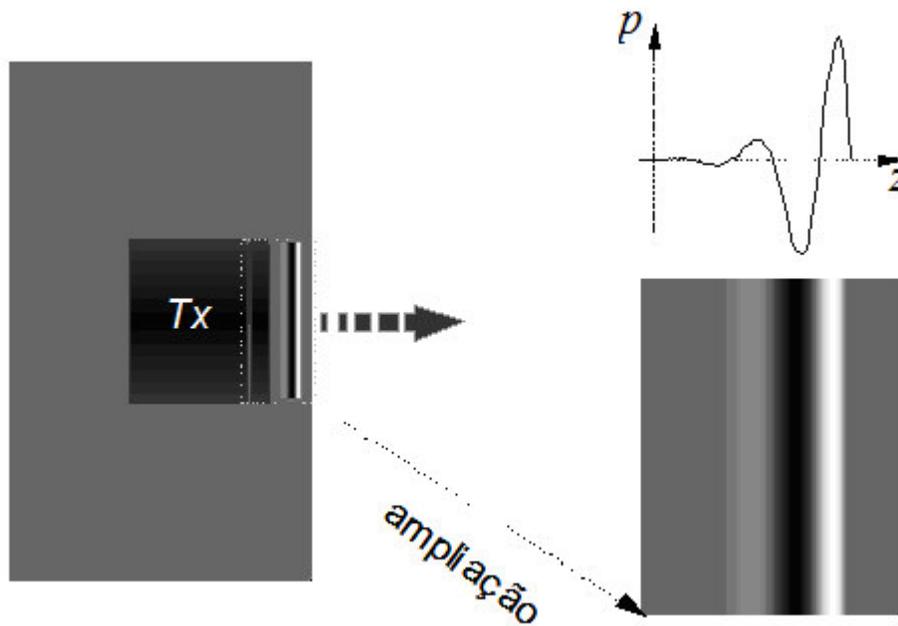


Figura 3.6: Pulso imediatamente após a face do transdutor (Tx) no instante  $t = 0$ .

Este pulso é formado utilizando-se uma forma de onda que deve ser a mais próxima possível de um sinal real. No caso apresentado, foi utilizada a forma de onda da Figura 3.7.

Depois de definida a forma de onda, monta-se a imagem do pulso no instante  $t = 0$ , a qual é composta pelo pulso imediatamente após a face do transdutor modulado pela projeção da geometria deste transdutor.

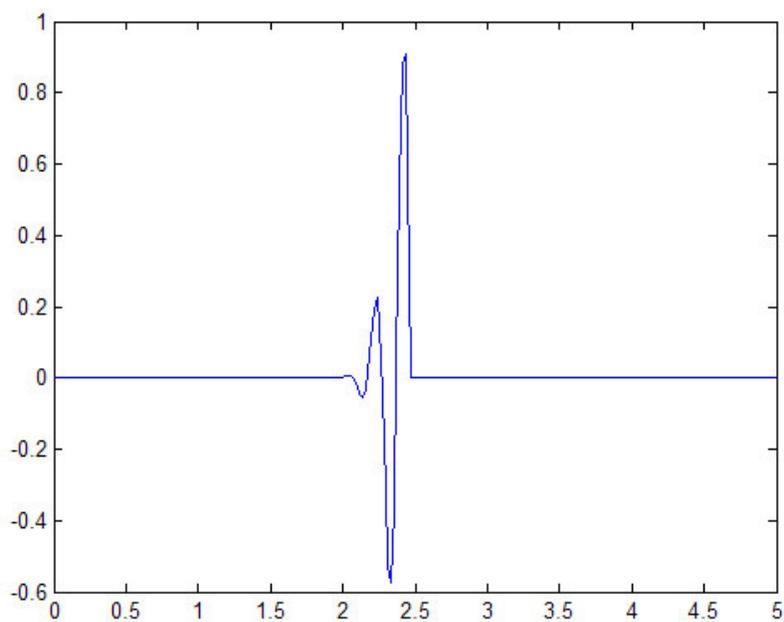


Figura 3.7: Forma de onda do pulso usada nas simulações. Amplitude normalizada x posição (mm).

A Figura 3.8 mostra a projeção de um transdutor de geometria circular, formada pela função

$$P(x)|_{z_0} = 2\sqrt{r^2 - x^2}, \text{ que é a projeção de um círculo.}$$

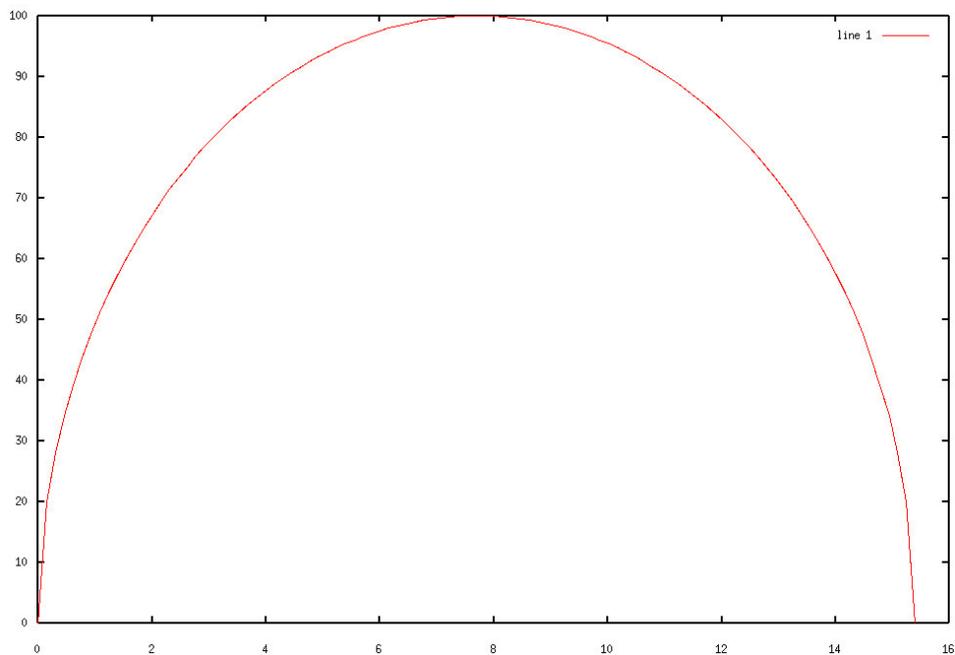


Figura 3.8: Projeção da face de um transdutor circular. Altura (%) x Posição ao longo do eixo x (mm).

Alternativamente, esta projeção pode ser obtida a partir de uma matriz que armazene a geometria do transdutor, como mostrado na Figura 3.9.

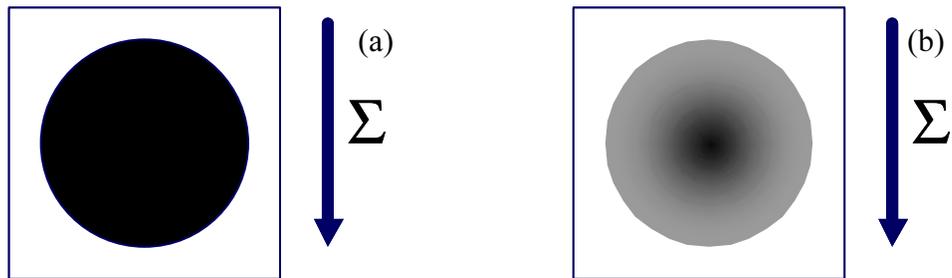


Figura 3.9: Representação da geometria do transdutor em uma matriz.  
(a) Polarização uniforme (b) Polarização mais intensa no centro (apodizado)

O somatório de cada coluna de uma matriz que armazene a geometria de um transdutor, como as apresentadas na Figura 3.9, fornece a projeção desta geometria. A Figura 3.9 (a) corresponde a um transdutor de geometria circular, uniformemente polarizado, ou seja, todas as partículas da sua face se movem uniformemente e com a mesma amplitude ao serem estimuladas, o que resulta em uma projeção semelhante à mostrada na Figura 3.8. Caso se queira simular uma situação diferente, como uma polarização não uniforme da cerâmica do transdutor, por exemplo, basta utilizar valores menores que o máximo na formação da matriz que define a geometria do transdutor (no caso apresentado, os valores foram normalizados para amplitude máxima unitária). A Figura 3.9 (b) apresenta um exemplo de como obter a projeção da geometria de um transdutor cuja cerâmica apresenta uma polarização mais intensa no centro (valor máximo unitário, elemento central da matriz armazena o valor “1”) e menos intensa nas bordas (valores menores que 1).

A imagem correspondendo ao pulso formado pela forma de onda da Figura 3.7 modulada pela projeção de um transdutor circular (Figura 3.8) é mostrada na Figura 3.10. Na imagem mostrada na Figura 3.10, o eixo z corresponde aos pontos da forma de onda mostrada na Figura 3.7 modulados em tons de cinza. A posição de máximo valor do sinal no eixo x da Figura 3.10 corresponde ao perfil mostrado na Figura 3.8.

A imagem mostrada na Figura 3.10 é armazenada em uma matriz bidimensional, onde cada ponto/pixel (m,n) guarda um valor de pressão. A cada um destes valores é atribuído um tom de cinza, onde o valor máximo corresponde à cor branca e o valor mínimo à cor preta.

Conhecida a distribuição espacial inicial do pulso, esta pode ser deslocada para qualquer outra posição, conforme previsto na teoria. Este deslocamento é feito no domínio da frequência, aplicando-se o que se convencionou chamar de fator de deslocamento ( $f_D$ ). Para isto, calcula-se o módulo da transformada bidimensional de Fourier da distribuição espacial do pulso inicial (que corresponde ao espectro de diretividade). Esta operação retorna uma matriz da mesma dimensão (m,n) que é a matriz correspondente ao pulso inicial. No entanto, se for o caso de transdutores circulares, podem-se aproveitar suas propriedades de simetria e trabalhar com apenas um quadrante desta matriz.

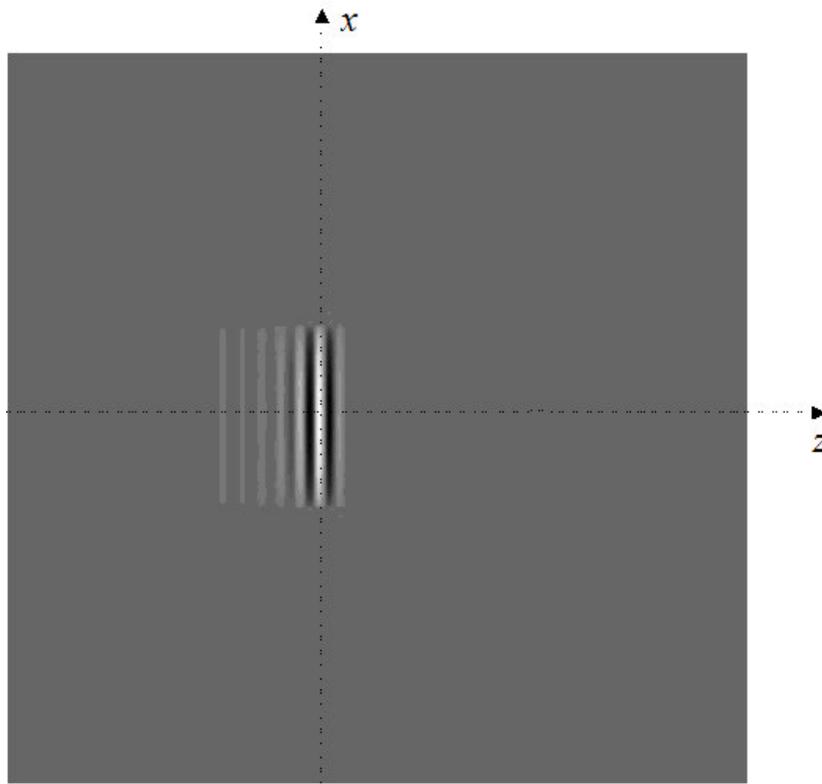


Figura 3.10: Pulso inicial correspondendo à região imediatamente após a face do transdutor.

Obtido o espectro de diretividade, multiplica-se cada elemento da matriz que o armazena (agora no espaço  $k$ ) pelo seu fator de deslocamento correspondente, cujo valor é dado pela equação 3.17. Nesta expressão,  $L$  corresponde ao deslocamento que será aplicado.

$$f_D(\vec{k}, L) = \exp(-i|\vec{k}|L) \quad (3.17)$$

O próximo passo é reconstruir a distribuição espacial do pulso, já na nova posição, o que corresponde à transformada inversa de Fourier do espectro de diretividade. Nota-se que o fator de deslocamento altera a fase da transformada de Fourier do pulso, correspondendo ao seu deslocamento no domínio do tempo/espaço, sendo que sua magnitude (que representa o espectro de diretividade) permanece inalterada.

### **3.2 – Transdutores Analisados**

Com o propósito de verificar a correlação entre os campos acústicos simulados pelos métodos propostos na seção anterior e os campos gerados por transdutores de ultra-som, foram medidos os campos produzidos por alguns dos transdutores disponíveis no Laboratório de Ultra-Som do Centro de Engenharia Biomédica (LUS - DEB/CEB) da Universidade Estadual de Campinas. Foram selecionados dois transdutores de cada um dos tipos disponíveis: plano uniformemente polarizado e plano apodizado, sendo todos eles circulares.

#### **Transdutores planos**

Os transdutores planos analisados são transdutores circulares, com cerâmica de 12,7 mm de diâmetro, possuem frequência de ressonância próxima a 2 MHz e foram estimulados por pulsos com amplitude de 100 volts de tensão. Estes transdutores (Figura 3.11) foram fabricados no LUS - DEB/CEB.



*Figura 3.11: Transdutores circulares planos convencionais  
construídos no LUS - DEB/CEB.*

### **Transdutores planos apodizados**

Os transdutores planos apodizados (Figura 3.12) analisados foram construídos no LUS – DEB/CEB por Button (1998). São transdutores construídos com cerâmicas de 12,7 mm de diâmetro, frequência de ressonância próxima a 2,0 MHz e foram estimulados por pulsos de até 100 volts de tensão.



*Figura 3.12: Transdutores circulares planos apodizados  
construídos no LUS - DEB/CEB.*

Estes transdutores são chamados apodizados porque foram construídos com cerâmicas que passaram por um processo denominado apodização. A apodização aplicada nas cerâmicas destes transdutores consistiu em uma polarização não-uniforme dos discos piezoelétricos com o objetivo destes vibrarem mais intensamente na região central do que na região periférica, produzindo, assim, campos em que a contribuição das ondas de borda fosse mínima, reduzindo os efeitos da difração (BUTTON, 1998).

### **3.3 – Hidrofonos Pontuais**

Atualmente, a caracterização do feixe dos transdutores se dá por meio do levantamento do campo acústico por hidrofonos pontuais (diâmetro de 0,2 mm a 2 mm).

Diversos autores apresentam resultados de mapeamento de campo acústico de transdutores de ultra-som com a finalidade de comparar o campo mapeado com as previsões teóricas. Hayman e Weight (1979) apresentaram resultados de medidas feitas com hidrofone pontual (150  $\mu\text{m}$  de diâmetro) em um único ponto. Foi discutida pelos autores a necessidade de hidrofonos com ampla resposta em frequência e o menor diâmetro possível. Em outro trabalho, Weight e Hayman (1978) compararam os campos gerados por transdutores circulares e por transdutores quadrados, com ênfase na interação entre as ondas de borda e a onda plana. Hutchins e colaboradores (1987) mapearam e compararam campos transientes irradiados por transdutores de PVDF, em duas dimensões (x-z, de acordo com a Figura 3.4), com as previsões teóricas. Eles mostraram que transdutores de PVDF podem ser construídos de modo a se comportar como pistões planos ao vibrarem. Para registrar as variações de pressão do campo gerado pelos transdutores de PVDF, eles utilizaram hidrofonos de PZT com diâmetro de 1,0 mm, e fizeram a varredura em um tanque de água com o posicionamento do hidrofone controlado por computador.

Apesar do grupo de Hutchins ter utilizado hidrofonos de PZT, o Instituto Americano de Ultra-som na Medicina (AIUM, 1992) recomenda a construção de hidrofonos de PVDF, pois os hidrofonos

cerâmicos falham em importantes critérios necessários ao bom desempenho: largura de banda e ampla diretividade angular. Além de critérios e requisitos de desempenho, o AIUM estabelece e recomenda procedimentos para confecção, calibração e caracterização de transdutores e hidrofones.

Com base nas recomendações do AIUM (1992), neste trabalho foram utilizados hidrofones de PVDF para o mapeamento dos transdutores apresentados. Estes hidrofones foram fabricados e distribuídos comercialmente pela Precision Acoustics Ltd., sendo um hidrofone de 0,2 mm de diâmetro e 9 micrômetros de espessura e outro de 1,0 mm de diâmetro e 28 micrômetros de espessura, mostrados na Figura 3.13.



*Figura 3.13: Hidrofones pontuais.*

### **3.4 – Tanque de Ensaio Acústico**

O Laboratório de Ultra-Som do DEB-FEEC e CEB/Unicamp está equipado com um tanque capaz de realizar mapeamentos da pressão acústica de transdutores de ultra-som. O tanque faz parte de um sistema de mapeamento (Figura 3.14).

No sistema proposto, um gerador de funções define a forma de onda a ser utilizada para estimular o transdutor, e sua saída também gatilha o osciloscópio. A fim de simular a excitação senoidal contínua, utilizam-se trens de pulsos com 10 a 20 ciclos na frequência de ressonância do

transdutor e taxa de repetição de 100 Hz. Este sinal é amplificado para tensões próximas a 100 volts e então aplicado ao transdutor. O campo gerado é captado por um hidrofone pontual e visualizado no segundo canal do osciloscópio. A posição do hidrofone em relação ao transdutor é controlada por um sistema de posicionamento (X-Y-Z) através de motores de passo. Um microcomputador é utilizado para controlar os motores de passo e capturar o sinal mostrado no osciloscópio através de uma interface GPIB, permitindo o processamento deste sinal e a construção de gráficos para melhor visualização.

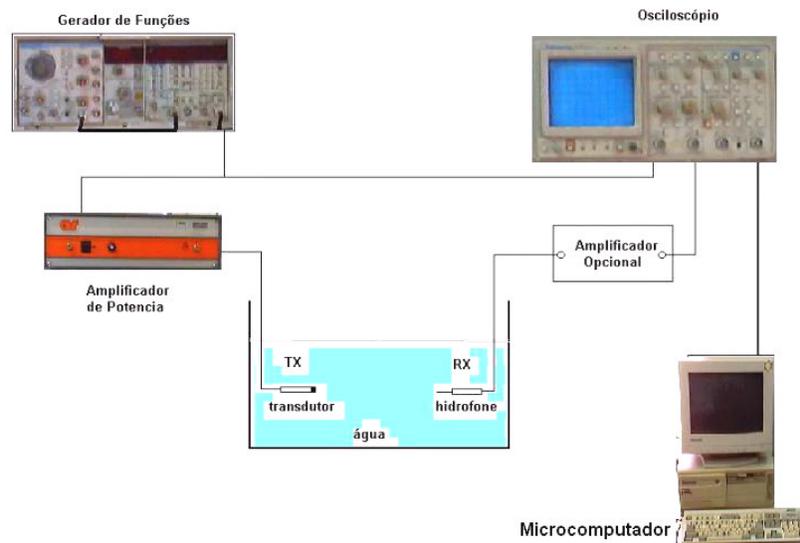


Figura 3.14: Esquema de ligação dos equipamentos para mapeamento de transdutores do LUS - DEB/CEB.

Ao serem estimulados, os transdutores produzem ondas de pressão que se propagam e são captadas pelos hidrofones pontuais. A propagação destas ondas em meio aquoso aproxima da condição ideal considerada na literatura, portanto, os elementos transmissor e receptor foram imersos em água. Utilizou-se água filtrada e deionizada, com a finalidade de eliminar partículas e bolhas para que estes elementos não causem artefatos nas medidas. Nestes ensaios é utilizado um tanque com dimensões suficientemente grandes para evitar que reflexões destas ondas nas paredes do tanque interfiram com os sinais captados no processo de mapeamento. A Figura 3.15 apresenta o tanque de ensaios acústicos disponível no Laboratório de Ultra-Som, o qual tem dimensões de 70 cm x 100 cm x 60 cm (largura x comprimento x altura), mostrando o transdutor a ser caracterizado pelo mapeamento de campo acústico

com o hidrofone pontual posicionado à sua frente e, sobre o tanque, o sistema de posicionamento do hidrofone para a varredura ponto a ponto do campo acústico.



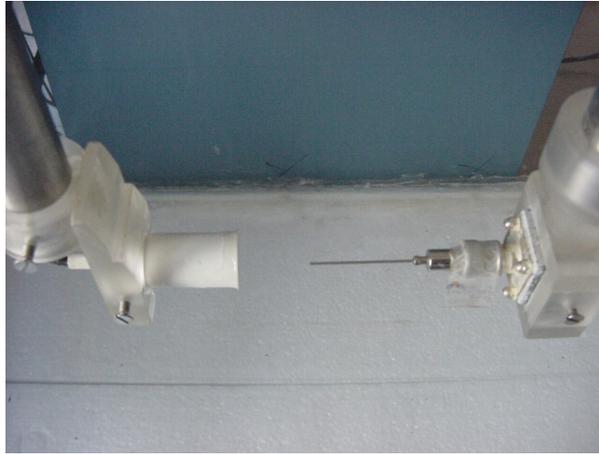
*Figura 3.15: Tanque de ensaios acústicos do LUS-DEB/CEB.*

### **3.5 – Posicionamento Tridimensional**

Criadas as condições que mais se aproximam do meio ideal, o hidrofone pontual deve ser posicionado à frente do transdutor a fim de captar o campo acústico gerado por ele, como mostra a Figura 3.16. Dependendo do que se deseja observar, pode-se efetuar a medição em um único ponto, percorrer uma linha (o eixo acústico, por exemplo), ou varrer todo um plano à frente do transdutor, como mostrado na Figura 3.17.

A medição de um único ponto é útil quando se deseja verificar algumas características de um transdutor, como por exemplo a frequência de melhor resposta do transdutor, quantas oscilações ele

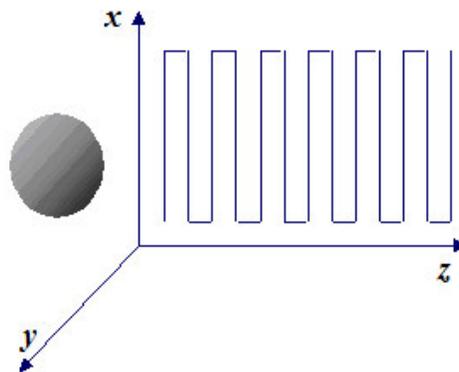
produz com um único pulso de excitação, a forma de onda destas oscilações no campo distante, ou outra característica que possa ser utilizada para caracterizar o transdutor sob ensaio.



*Figura 3.16: Hidrofone pontual posicionado à frente do transdutor cujo campo será mapeado.*

Medições feitas ao longo de uma linha podem ser utilizadas para identificar a que distância do transdutor ocorre a transição de campo próximo para campo distante e a largura do feixe ultra-sônico, por exemplo.

Caso se deseje visualizar a distribuição do campo acústico produzido pelo transdutor, é necessário mapear todo um plano, que pode ser paralelo ou normal à face do transdutor. Um exemplo de varredura de um plano é mostrado na Figura 3.17, onde o hidrofone pontual é posicionado em vários pontos do plano X-Z.



*Figura 3.17: Varredura no plano X-Z para mapeamento ponto a ponto.*

Para que a informação obtida pelo mapeamento, seja em uma linha ou em um plano, represente a distribuição do campo na região mapeada, é importante que a posição do hidrofone em relação ao transdutor (conseqüentemente sua posição no campo acústico) seja conhecida com a melhor precisão possível. Por este motivo, o sistema de posicionamento do hidrofone deve permitir deslocamentos mínimos com a resolução desejada, que normalmente está relacionada com o diâmetro do hidrofone. A Figura 3.18 mostra o sistema de posicionamento X-Y-Z do tanque de ensaios acústicos do LUS-DEB/FEEC e CEB/Unicamp.



*Figura 3.18: Sistema de eixos movimentados por motores de passo para posicionamento X-Y-Z dos transdutores.*

O sistema possui um motor de passo para cada um dos eixos X-Y-Z, e este motor faz girar um fuso ao qual está acoplado o suporte do hidrofone. O conjunto motor-fuso permite deslocamentos mínimos de  $12,5 \mu\text{m}$ , o que corresponde a 80 passos do motor para um deslocamento de  $1,0 \text{ mm}$ . Como o menor hidrofone disponível no laboratório é de  $0,2 \text{ mm}$ , a resolução do sistema de posicionamento é suficiente.

### 3.6 – O Programa de Controle

O controle dos motores de passo do sistema de posicionamento do hidrofone é feito por um sistema eletrônico que gera os pulsos necessários nas bobinas destes motores, sendo que este sistema eletrônico fornece também a potência requerida à movimentação de todo o conjunto. Os sinais que indicam qual motor deve ser movimentado, qual será o sentido do movimento e qual a amplitude do deslocamento são gerados por um microcomputador e passados ao sistema eletrônico que alimenta os motores. Estes sinais são de baixa potência, fornecidos pela porta paralela do microcomputador, e são determinados em função dos deslocamentos necessários para se fazer um mapeamento completo, seja apenas o posicionamento em um determinado ponto ou a varredura de uma linha, ou até mesmo um plano inteiro. Para definir a seqüência de movimentação do hidrofone em um mapeamento, existe um programa que faz a interface com o usuário. Neste programa, o operador define as amplitudes de deslocamento, os eixos a serem movimentados e o incremento em cada deslocamento (passo), como mostrado na tela apresentada na Figura 3.19.

```
PROGRAMA PARA CONTROLE DO MANIPULADOR XYZ DO TANQUE DE ULTRA-SOM
PARA SAIR TECLE Ctrl Z

MAPEAR CAMPO ACÚSTICO

ENTRE COM AS COORDENADAS
Eixo X (mm): 40.000000
Eixo Y (mm): 70.000000
Eixo Z (mm): 0.000000

ENTRE COM O PASSO
Eixo X (mm): 1.000000
Eixo Y (mm): 1.000000

Entre com a velocidade (5 a 500)
500 = Velocidade Mínima = .01cm/s 5 = Velocidade Máxima = 0.5cm/s
Valor = 25

Nome do Arquivo para os Dados = TESTE.MAP

Acione QUALQUER TECLA para continuar ou ESC para voltar
```

Figura 3.19: Tela do programa de controle do sistema de posicionamento X-Y-Z do LUS-DEB/CEB.

Feitas estas configurações, o mapeamento ocorre de forma automática, e os dados são armazenados em um arquivo definido pelo operador.

### **3.7 – Hidrofone de Larga Área Ativa**

O uso de hidrofones de larga área ativa (LAH - *large aperture hydrophone*) consegue resolver o problema da difração em algumas situações e foi mostrada sua utilidade na medição de atenuação, velocidade e impedância característica. Um dos mais importantes aspectos do LAH é a sua capacidade de medir os campos ultra-sônicos evitando os efeitos da difração nas medidas. Isto é devido à sua sensibilidade somente às componentes de campo que são perpendiculares à sua face, ou seja, ele age como um filtro espacial na direção normal à face da membrana, provendo uma medida unidimensional de um campo tridimensional (COSTA, HODDINOT e LEEMAN, 1986; COSTA, LEEMAN e HODDINOT, 1987).

Essencialmente, o LAH consiste em uma fina membrana de PVDF (o hidrofone usado neste trabalho possui 28 $\mu$ m de espessura) uniformemente polarizada. Esta membrana é esticada e fixada em uma moldura plana circular de diâmetro interno igual a 75 mm, como mostrado na Figura 3.20.

Estes hidrofones produzem o mesmo sinal de saída independentemente da sua distância ao transdutor emissor, desde que o campo emitido seja completamente interceptado pela membrana em um meio sem perdas (COSTA, HODDINOT e LEEMAN, 1986; COSTA, LEEMAN e HODDINOT, 1987). Para frequências baixas, a água aproxima, de forma aceitável, a condição de meio sem perdas.

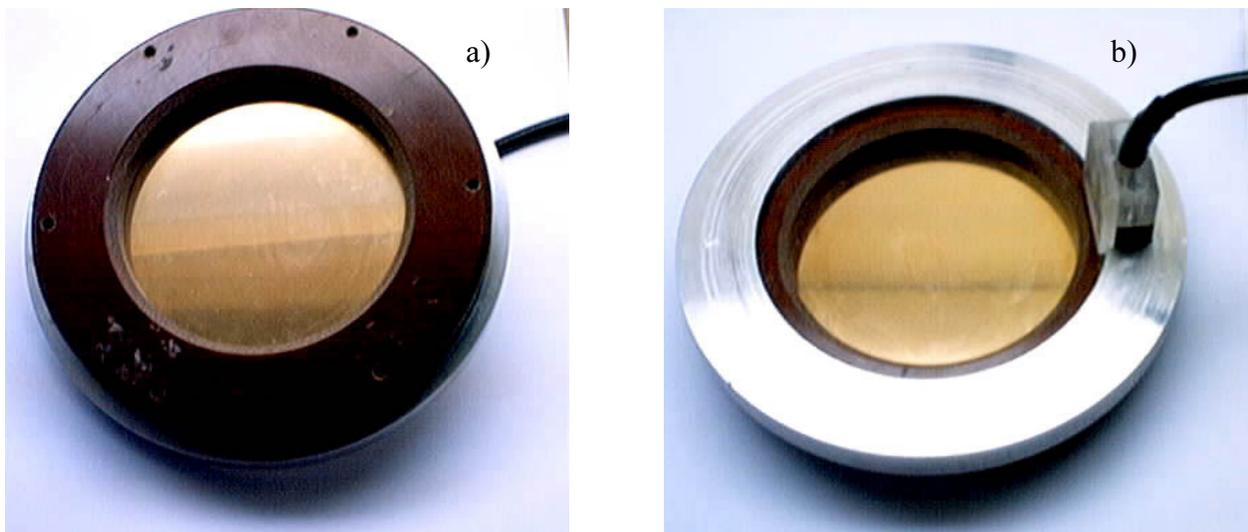


Figura 3.20: Hidrofone de larga área ativa (LAH): a) vista frontal b) vista traseira.

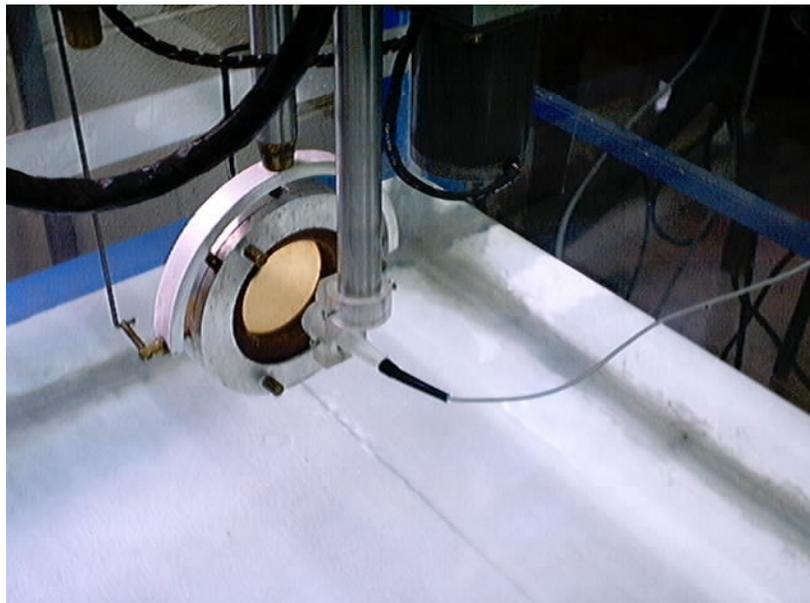
É possível explorar as características do LAH com a finalidade de realizar mapeamento de campo acústico. Pode-se aproveitar o fato do LAH medir as componentes do campo acústico em uma única direção (funcionando como filtro espacial) e obter medidas destas componentes em várias direções, com o objetivo de reconstruir o campo acústico. Para obter medidas de distribuição espacial de campo acústico pelo espectro de diretividade, Healey e Leeman (1996) utilizaram um hidrofone de larga área ativa (LAH), diferentemente da medida pelo espectro angular feita por Schafer e Lewin (1989), que utilizaram hidrofones pontuais. Estas medidas foram obtidas pelo mapeamento angular.

### 3.8 – Mapeamento Angular

O mapeamento angular está relacionado ao espectro de diretividade do campo acústico, e sua medição requer o uso de um hidrofone com características diferentes das de um hidrofone pontual. Este método de mapeamento, utilizando hidrofone de larga área ativa, contorna alguns problemas enfrentados no mapeamento pontual e no mapeamento pelo espectro angular. Nestes dois casos, o hidrofone pontual é considerado ideal, o que é uma simplificação que nem sempre pode ser feita. Leeman e colaboradores (1998, 2001) citam as especificações necessárias ao hidrofone pontual para que esta aproximação possa ser

feita. Além de ter resposta omnidirecional ao campo acústico, o hidrofone pontual deve estar sempre orientado radialmente na direção do transdutor, o que é difícil obter em sistemas que foram projetados para mapeamento pontual tridimensional. O mapeamento angular é apropriado para medir todo o campo  $p(\vec{r}, t)$  e não apenas as componentes harmônicas como é feito pelo espectro angular (LEEMAN e HEALEY, 1998). Além disso, o mapeamento angular pode ser utilizado para medir campos de onda contínua ou pulsada de transdutores planos ou focalizados (COSTA, 1989), desde que realizado com o LAH.

As medidas são feitas posicionando o hidrofone de larga área ativa à frente do transdutor emissor, de modo que todo o campo possa ser integrado pelo hidrofone, como mostrado na Figura 3.21.



*Figura 3.21: Posicionamento do Hidrofone de Larga Área Ativa (LAH) à frente do transdutor.*

Captura-se o sinal temporal fornecido pelo LAH, que corresponde ao campo integrado ao longo de toda sua superfície, para vários ângulos  $\theta$ , o que fornece uma imagem  $t-\theta$ . Esta imagem pode ser facilmente convertida em uma imagem  $z-\theta$ , utilizando a relação  $z = ct$ , onde  $c$  é a velocidade do som no

meio. A fim de se obter uma imagem da distribuição espacial do pulso ultra-sônico medido, deve-se transformar a imagem  $z-\theta$  para as dimensões  $x-z$ . Esta imagem  $x-z$  corresponde à projeção do pulso no plano que intercepta o campo acústico e no qual foi feita a varredura angular. O módulo da transformada de Fourier deste pulso corresponde ao espectro de diretividade. Esta seqüência de procedimentos está esquematizada na Figura 3.22.

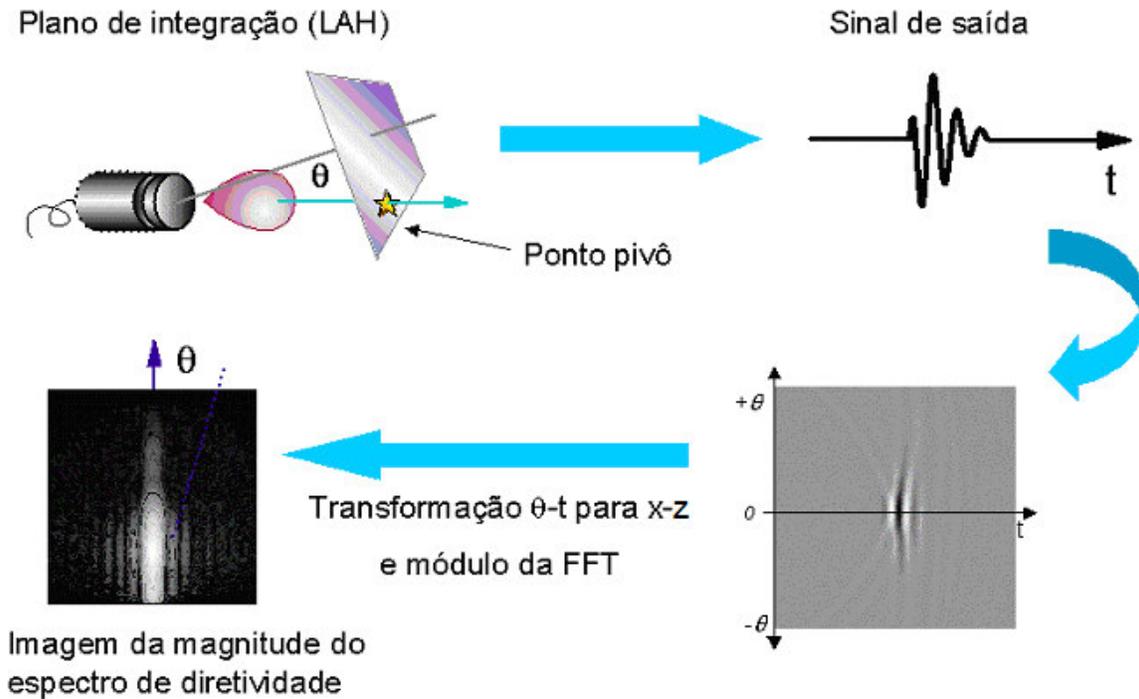


Figura 3.22: Diagrama esquemático para medição do espectro de diretividade.

O sistema permite variações nos ângulos vertical e horizontal do hidrofone, correspondendo ao mapeamento de dois planos perpendiculares entre si. É possível deslocar o hidrofone em  $40^\circ$ , correspondendo às posições de  $-20^\circ$  a  $+20^\circ$  em relação ao plano paralelo à face do transdutor. O mapeamento no ângulo vertical possui uma resolução muito maior que no ângulo horizontal devido à forma como o sistema foi construído. Para deslocar um grau no eixo vertical, são necessários 180 passos no motor, e no eixo horizontal apenas 4 passos. Isto corresponde a uma resolução maior que  $0,01^\circ$  no eixo vertical e uma resolução de apenas  $0,25^\circ$  no eixo horizontal. Como há simetria na maioria dos transdutores que utilizamos (discos cerâmicos), usamos apenas o eixo de melhor resolução.

Estes procedimentos, portanto, permitem obter a distribuição espacial do pulso acústico e o espectro de diretividade deste pulso. A distribuição espacial do pulso obtida corresponde à posição onde foi colocado o hidrofone de larga área ativa durante a medição. No entanto, o seu espectro de diretividade permite reconstruir este pulso em outra posição, seja ela mais distante ou mais próxima do transdutor, como foi mostrado para pulsos simulados. No caso apresentado, porém, o pulso utilizado como condição inicial foi medido, em vez de criado a partir da simulação.

A aquisição dos dados para o mapeamento angular é feita por uma rotina semelhante à rotina implementada para o mapeamento pontual. O programa recebe como entrada a abertura angular a ser mapeada (ângulo inicial e final) e o incremento entre um ângulo e outro (passo angular), como mostrado na Figura 3.23, e armazena os dados em um arquivo cujo formato pode ser lido diretamente no ambiente de simulação do programa “Octave”.

```
PROGRAMA PARA CONTROLE DO MANIPULADOR XYZ DO TANQUE DE ULTRA-SOM
PARA SAIR TECLE Ctrl Z

MAPEAR CAMPO ACÚSTICO

ENTRE COM OS PARAMETROS
Abertura Angular Vertical... (graus): 15
Passo Angular Vertical..... (graus): 0.1
Meio Período do Pulso do Motor (ms): 25

Abertura Angular Horizontal (graus): 0

Nome do Arquivo para os Dados = TESTE.MAG

Acione QUALQUER TECLA para continuar ou ESC para voltar■
```

Figura 3.23: Tela do programa de controle do sistema de posicionamento angular do LUS - DEB/CEB.

Foi elaborada uma seqüência de procedimentos (*script*) que lê os dados gerados pelo programa de mapeamento angular e os converte do sistema de coordenadas  $t-\theta$  para o sistema de coordenadas  $x-z$ .

Após a conversão entre sistemas de coordenadas, os dados podem ser visualizados ou manipulados no próprio ambiente de simulação, através de funções já existentes neste ambiente, como por exemplo calcular o módulo da transformada bidimensional de Fourier destes dados (espectro de diretividade).

## **4. Testes e Resultados**

### **4.1 – Simulação Pontual de Campo Acústico**

Foram simulados os feixes de transdutores planos com movimento da face na forma de pistão, ou seja, toda a estrutura do transdutor se move com a mesma velocidade em uma única direção. Foram utilizados os modelos propostos por Zemanek e Stepanishen, e foram simulados transdutores circulares, com diâmetros de 12,7 mm a 19 mm.

#### **4.1.1 – O Modelo de Zemanek**

As simulações utilizando o modelo de Zemanek foram feitas através da sub-rotina SimUS, cujo funcionamento foi detalhado na seção 3.1.1.1. São apresentados dois exemplos de simulação por esta sub-rotina executada no ambiente “Octave”. O primeiro exemplo, apresentado na Figura 4.1 e na Figura 4.2, corresponde à simulação de um transdutor plano, de 12,7 mm de diâmetro, excitado a uma frequência de 2 MHz, para o qual foi simulado o plano XZ. O segundo exemplo, apresentado na Figura 4.3 e na Figura 4.4, corresponde à simulação de um transdutor plano, de 19 mm de diâmetro, excitado a uma frequência de 2 MHz, para o qual também foi simulado o plano XZ.

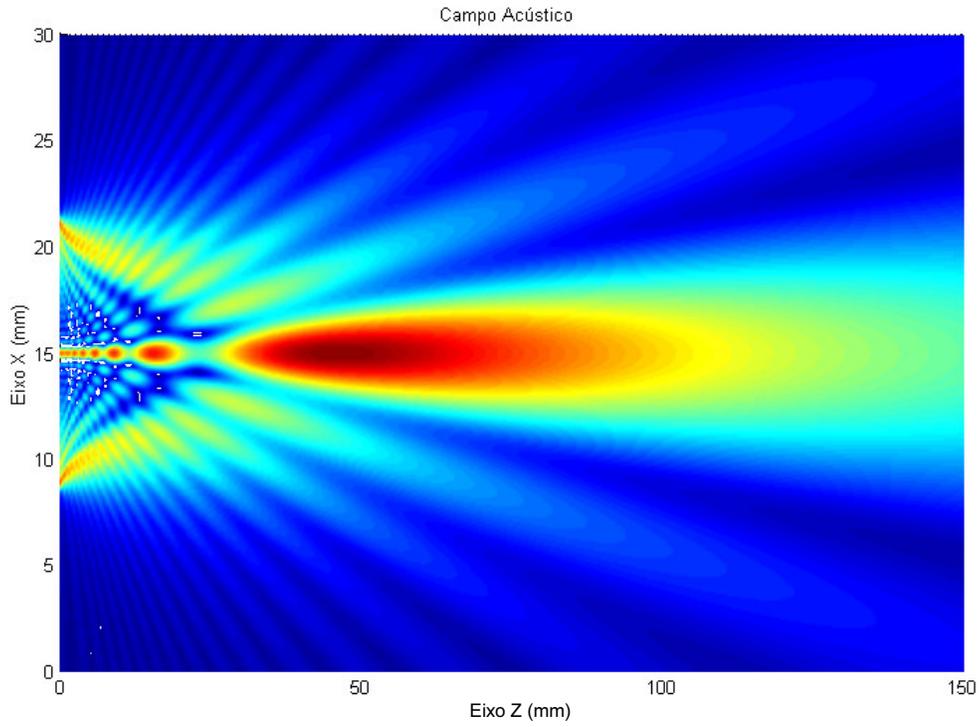


Figura 4.1: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 12,7 mm excitado a 2 MHz – visão do plano x-z.

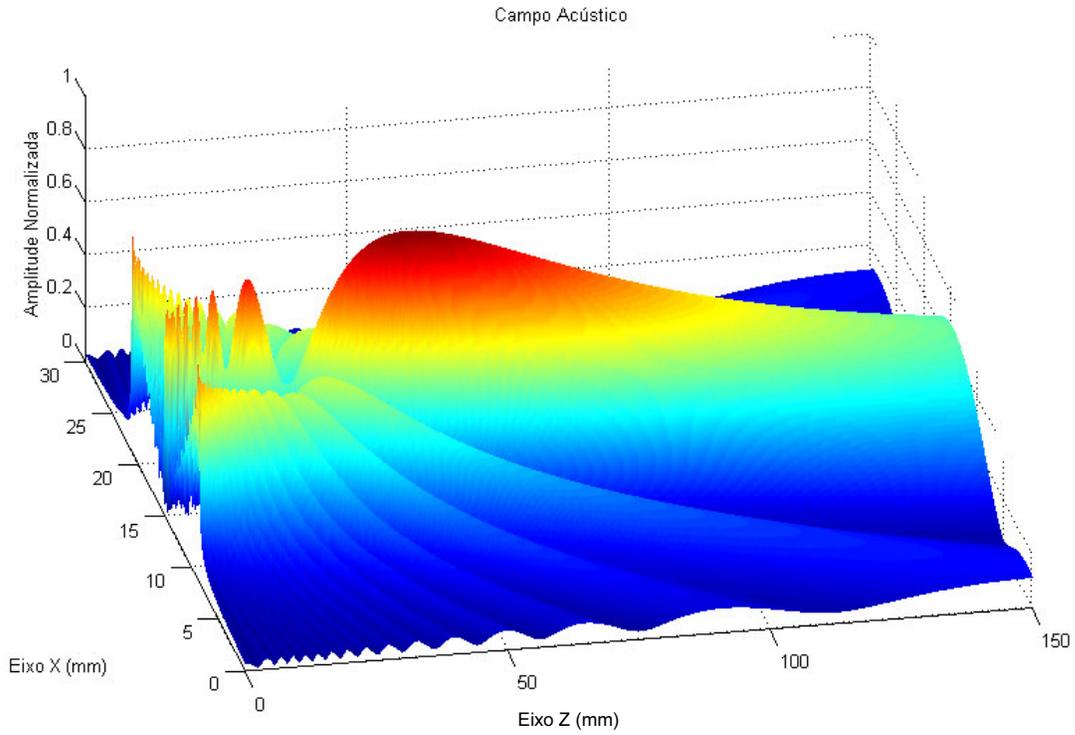


Figura 4.2: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 12,7 mm excitado a 2 MHz – visão dos três eixos x-z-p.

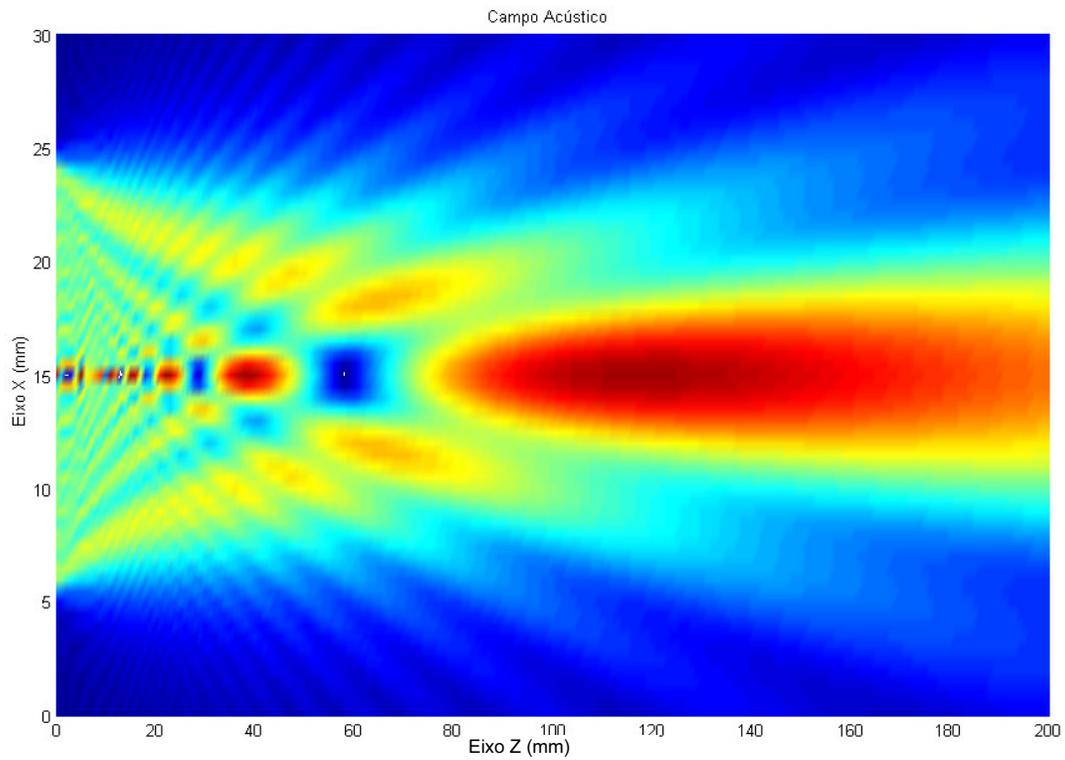


Figura 4.3: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 19 mm excitado a 2 MHz – visão do plano x-z.

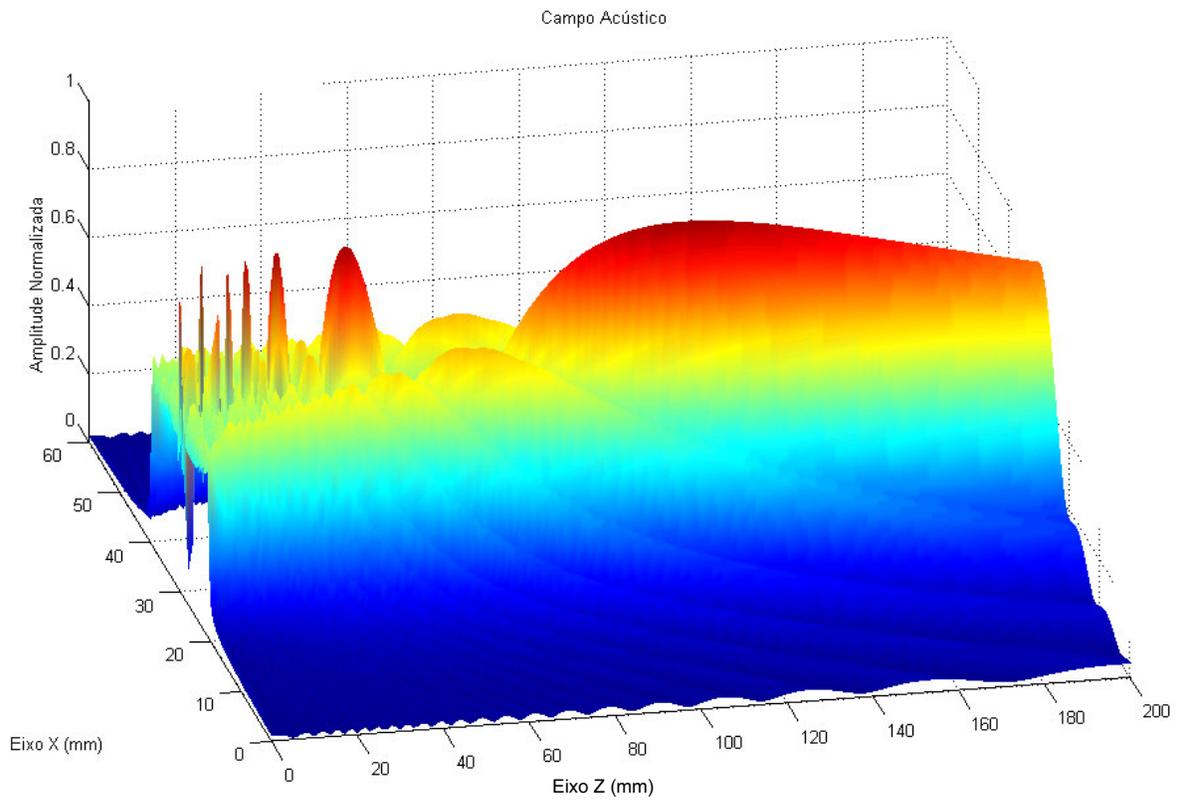


Figura 4.4: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 19 mm excitado a 2 MHz – visão dos três eixos x-z-p.

Percebe-se na Figura 4.1 e na Figura 4.3 que os campos gerados por transdutores de raios diferentes entre si apresentam o mesmo aspecto, porém uma escala espacial diferente. Esta semelhança era esperada, pois o modelo de Zemanek considera as coordenadas em relação ao raio e ao comprimento de onda, como mostrado na equação 3.2, onde  $X = \frac{x}{a^2 / \lambda}$ ,  $Y = \frac{y}{a^2 / \lambda}$  e  $Z = \frac{z}{a^2 / \lambda}$ .

#### 4.1.2 – O Modelo de Stepanishen

As simulações baseadas no modelo de Stepanishen são divididas, basicamente, em duas partes: o cálculo da função resposta ao impulso  $h(\vec{r}, t)$  e a convolução desta função com a função velocidade de movimentação  $v(t)$ . Portanto, verificou-se inicialmente o funcionamento da sub-rotina que calcula a função  $h(\vec{r}, t)$ . Nas Figuras 4.5 a 4.10 são apresentados alguns gráficos para a função  $h(\vec{r}, t)$  calculada para um transdutor de raio  $r = 6$  mm. Nestes gráficos, a posição calculada corresponde a  $x = 0$ ,  $z = 2$  mm, sendo que para cada gráfico tem-se uma posição diferente no eixo  $y$ . Isto é visto pela relação  $y/r$ , que varia de 0,0 (posição central – eixo acústico) a 1,1 (um pouco depois da borda do transdutor).

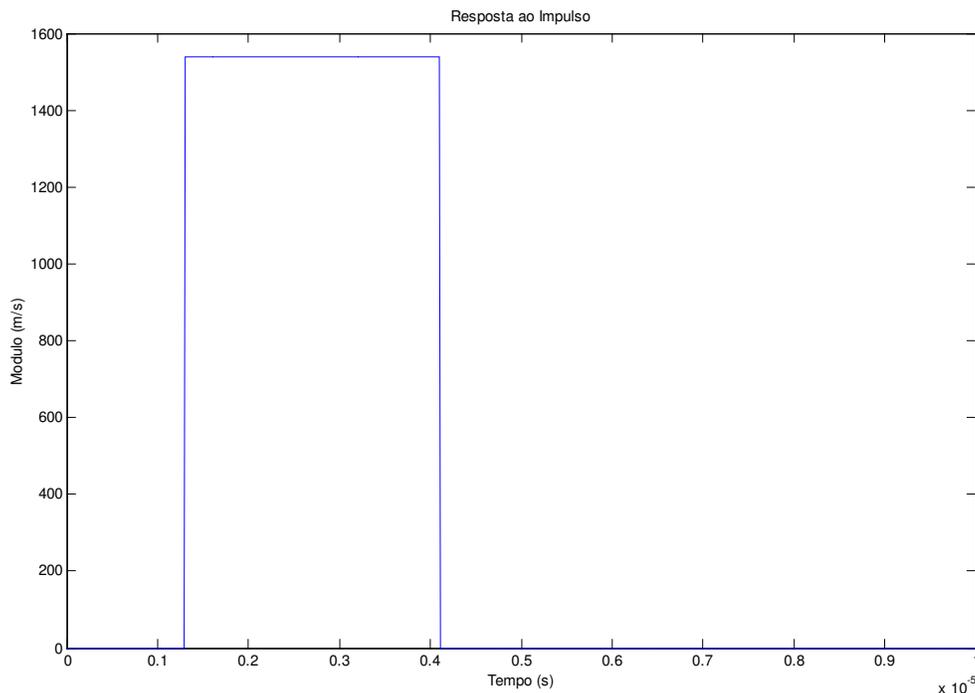


Figura 4.5: Função Resposta ao Impulso  $h(r, t)$  para  $y/r = 0$ .

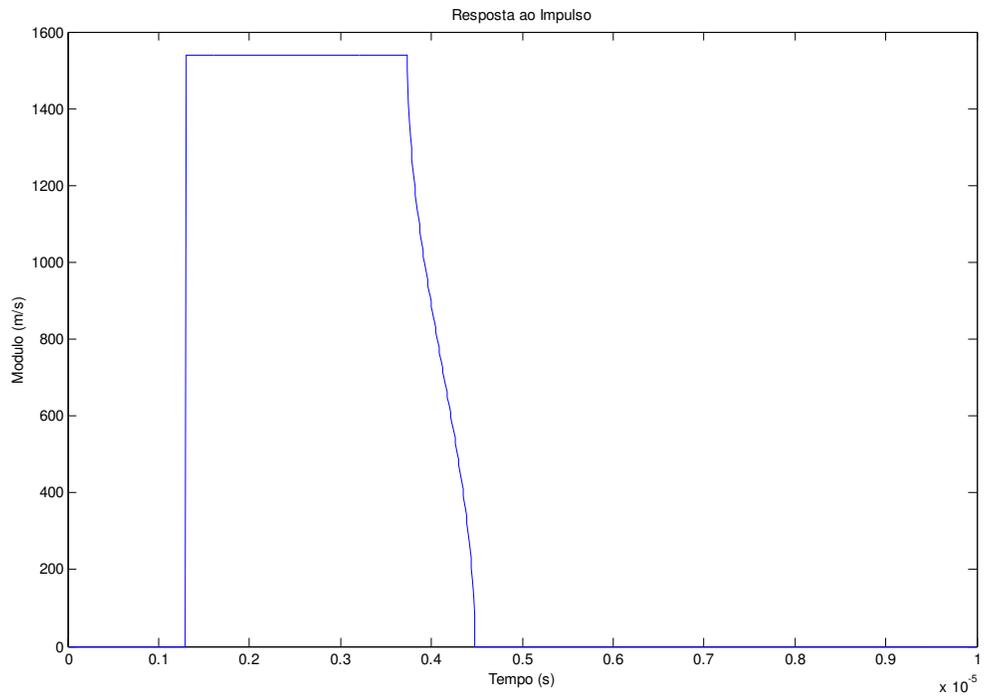


Figura 4.6: Função Resposta ao Impulso  $h(r,t)$  para  $y/r = 0,1$ .

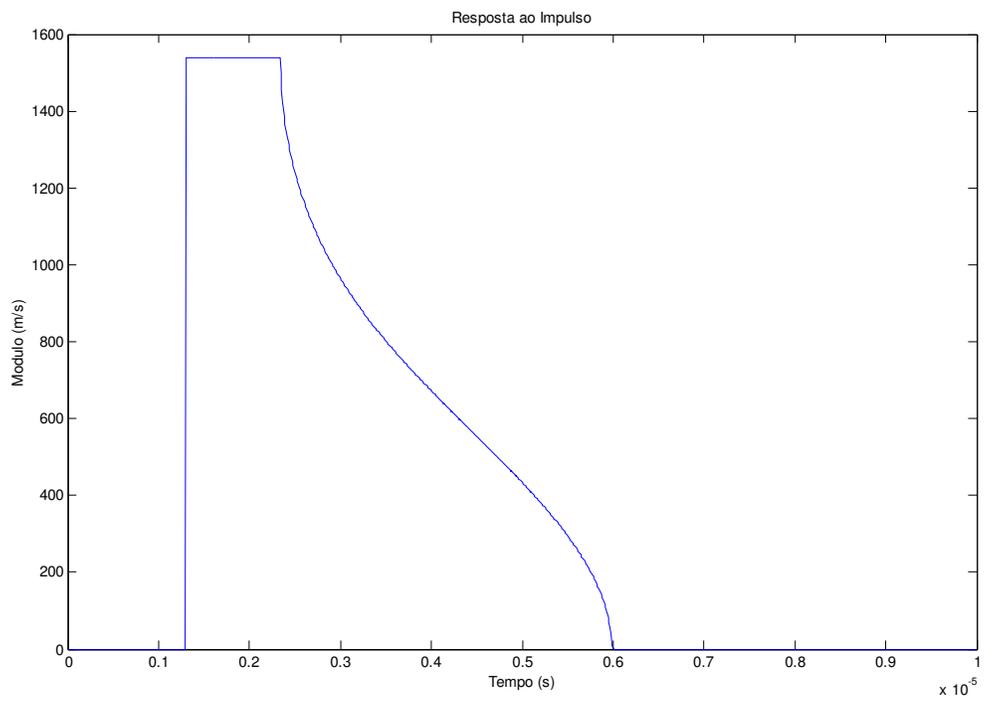


Figura 4.7: Função Resposta ao Impulso  $h(r,t)$  para  $y/r = 0,5$ .

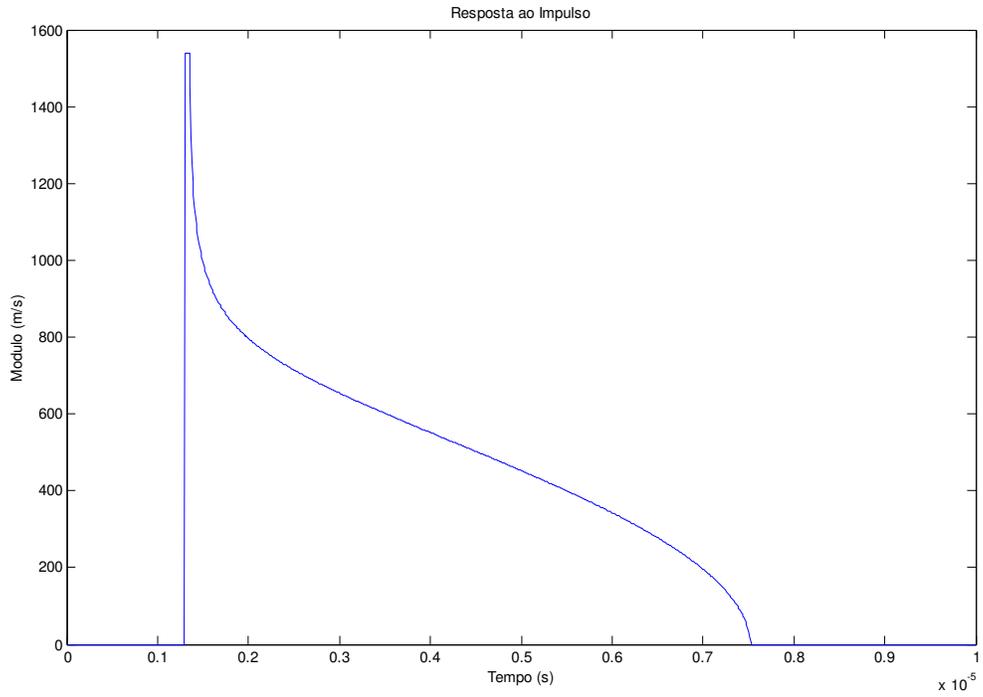


Figura 4.8: Função Resposta ao Impulso  $h(r,t)$  para  $y/r = 0,9$ .

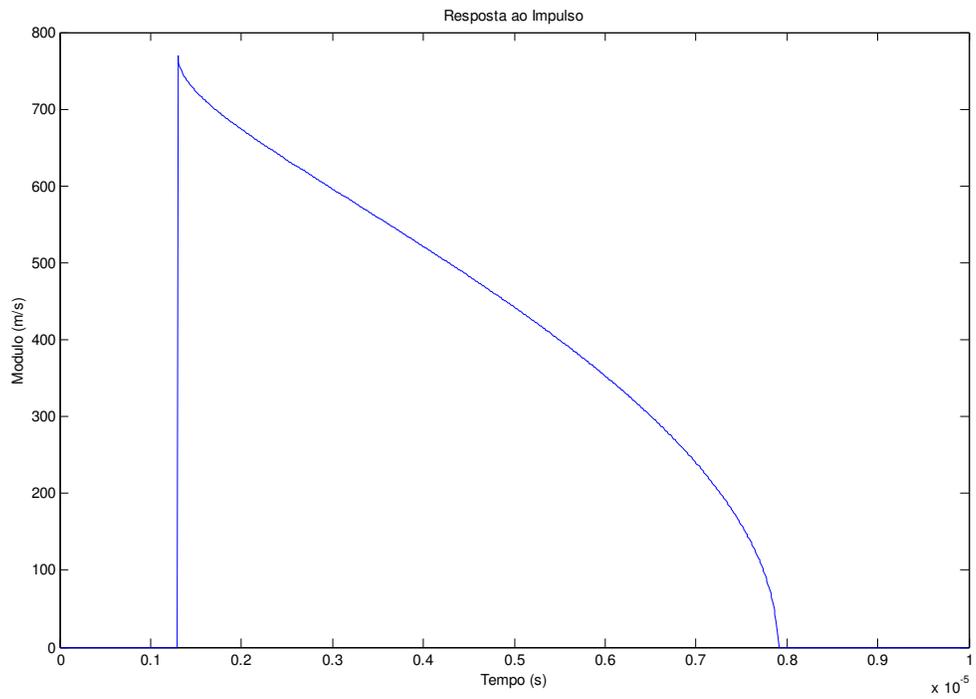


Figura 4.9: Função Resposta ao Impulso  $h(r,t)$  para  $y/r = 1,0$ .

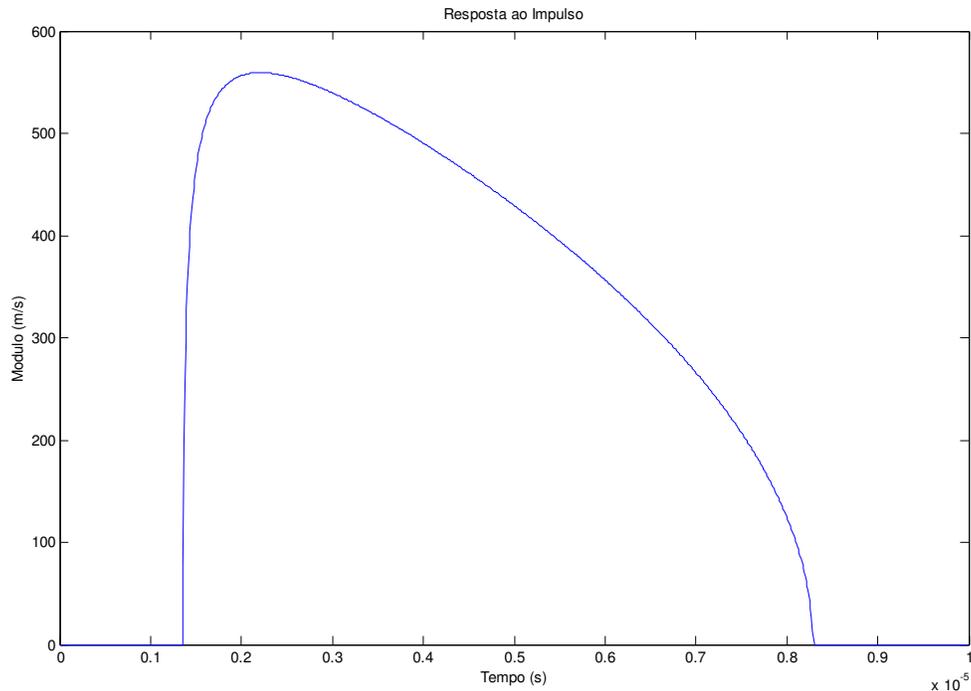
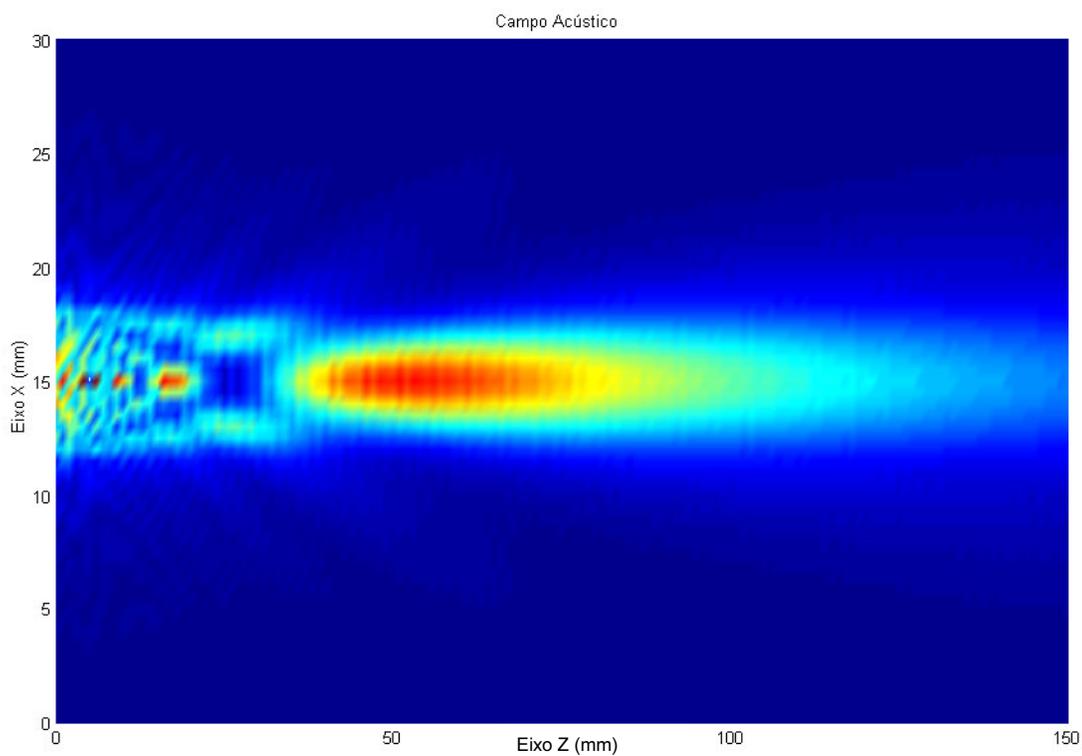


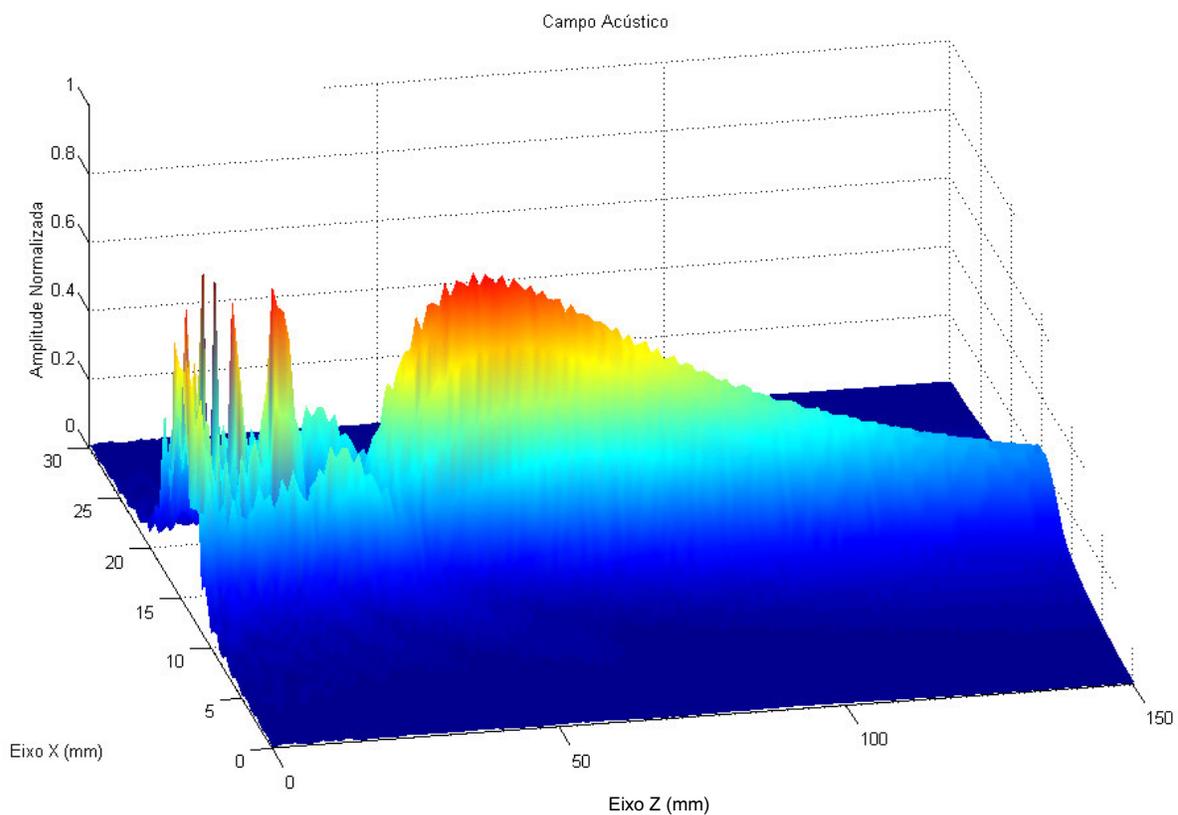
Figura 4.10: Função Resposta ao Impulso  $h(r,t)$  para  $y/r = 1,1$ .

Conhecida a resposta ao impulso do transdutor e a função velocidade de movimentação da face, obtêm-se os valores da pressão acústica em cada ponto do campo. As Figuras 4.11 e 4.12 apresentam as simulações de campo acústico para o mesmo transdutor.

Nota-se nas Figuras 4.11 e 4.12 que a variação de pressão entre um ponto e outro no campo simulado pelo modelo de Stepanishen não é tão suave quanto no campo simulado pelo modelo de Zemanek (Figuras 4.1 e 4.2). Tem-se a impressão de que a imagem apresenta muito ruído. Esta impressão de que o sinal é ruidoso fica mais evidente nas Figuras 4.13 e 4.14, onde são apresentadas simulações do eixo  $z$  (eixo acústico) apenas. A Figura 4.13 apresenta a simulação para o eixo  $z$  com um passo de 0,5 mm, e a Figura 4.14 apresenta o mesmo eixo com passo de 0,1 mm. Percebe-se que o aumento da resolução não elimina a presença deste ruído, fazendo apenas com que um ponto esteja mais próximo que o outro, e diminuindo a necessidade de interpolação. Outra característica que se manifesta nestes gráficos é a presença de degraus no campo distante, ou seja, o campo permanece constante por um determinado período de tempo, e depois varia abruptamente.



*Figura 4.11: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 12,7 mm excitado a 2 MHz – visão do plano x-z.*



*Figura 4.12: Imagem gerada pelo programa de simulação para transdutor com diâmetro de 12,7 mm excitado a 2 MHz – visão dos três eixos x-z-p.*

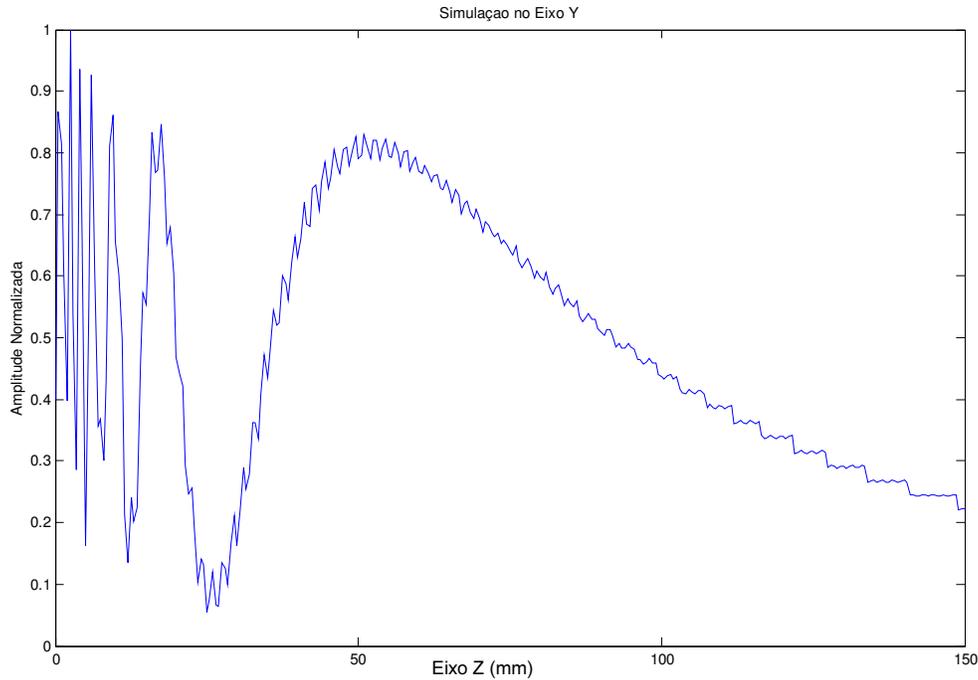


Figura 4.13: Simulação do campo no eixo acústico com passo de 0,5 mm.

Acredita-se que as variações bruscas da pressão simulada no campo próximo (semelhantes a ruído de alta frequência) sejam ocasionadas por aproximações numéricas, e pequenas variações entre um ponto e outro são amplificadas devido a ordem de grandeza destes números ( $10^{+32}$ ) armazenados pelo computador em formato de ponto flutuante.

As variações no campo distante (em forma de degrau) podem ocorrer devido à mudança de expressão para cálculo da pressão nestes pontos ( $z \geq a$ ), como mostrado na equação 3.9. Estes resultados não foram relatados na literatura, e não se conhece ao certo a origem destas imprecisões.

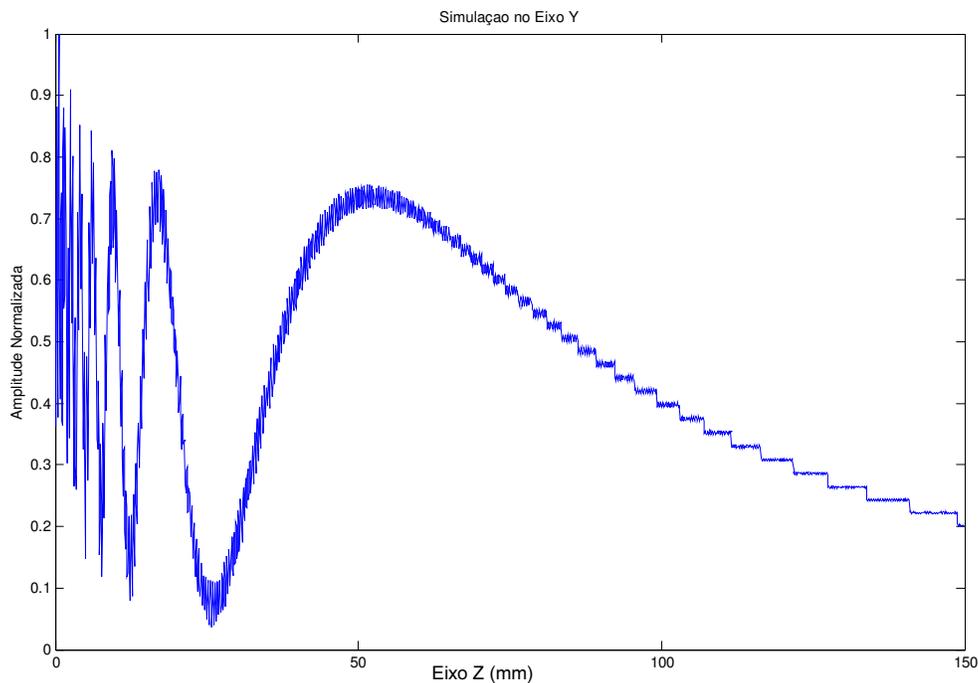


Figura 4.14: Simulação do campo no eixo acústico com passo de 0,1 mm.

## 4.2 – Mapeamento Pontual de Campo Acústico

Os mapeamentos pontuais de campo acústico dos transdutores foram realizados no LUS - DEB/CEB. Foi utilizado um hidrofone pontual calibrado, e o procedimento destes mapeamentos foi descrito no Capítulo 3.

As Figuras 4.15 e 4.16 mostram o campo mapeado de um transdutor plano, construído com cerâmica polarizada uniformemente, que é referenciado apenas por um número (neste caso por #4) em uma etiqueta que o identifica. Este mapeamento apresenta resultados semelhantes às simulações mostradas nas Figuras 4.1, 4.2, 4.11 e 4.12, tanto pelo modelo de Zemanek quanto pelo modelo de Stepanishen.

As Figuras 4.17 e 4.18 apresentam o campo mapeado de um transdutor plano, construído com cerâmica apodizada, como descrito no Capítulo 3, identificado por #13. É interessante notar que o processo de apodização faz com que o campo acústico seja mais homogêneo na região de campo

próximo, apresentando menos variações nesta região. Este efeito da apodização foi descrito por Button (1998), e está relacionado à diminuição da difração do campo, como será mostrado na seção 4.4.

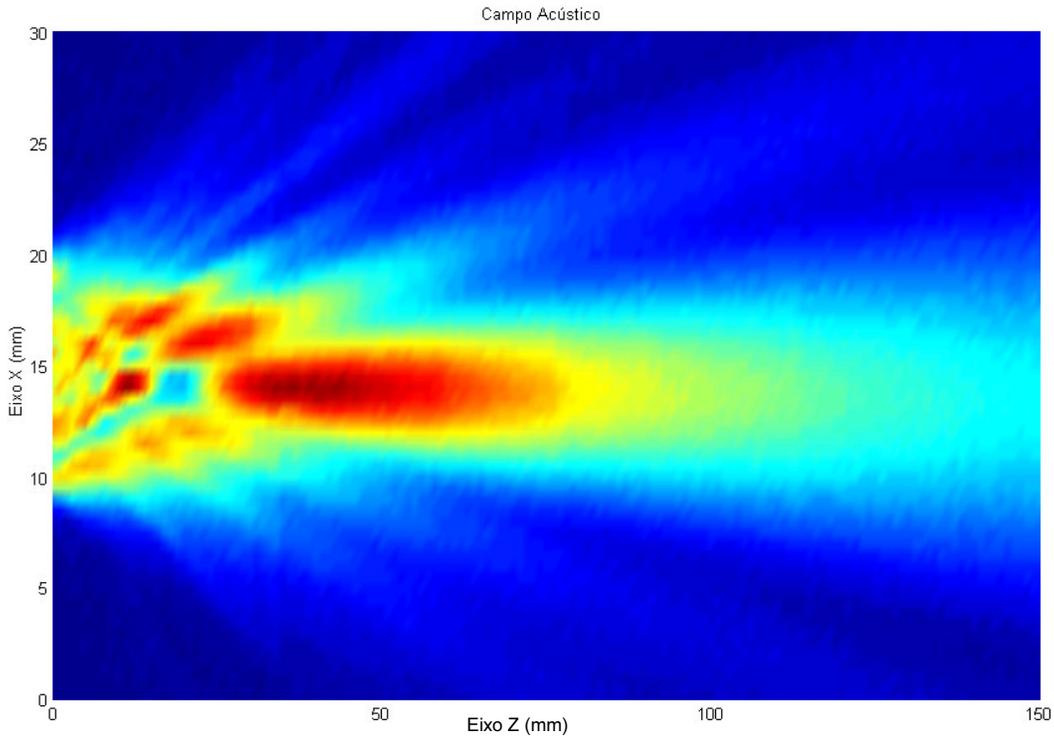


Figura 4.15: Mapeamento pontual do transdutor #4 – plano x-z.

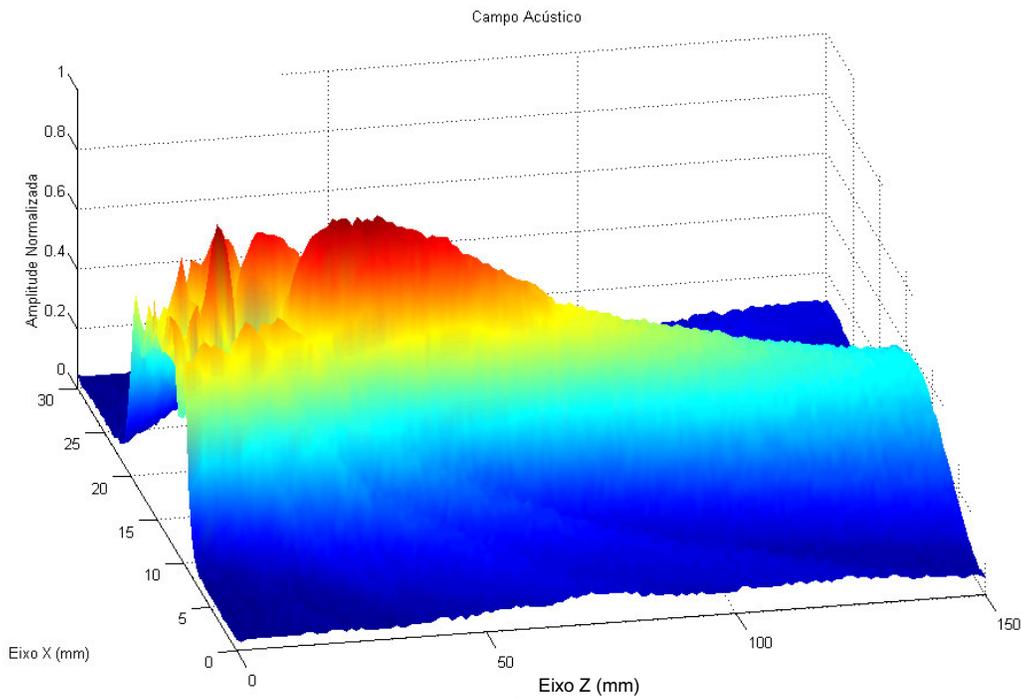


Figura 4.16: Mapeamento pontual do transdutor #4 – plano x-z, visão x-z-p.

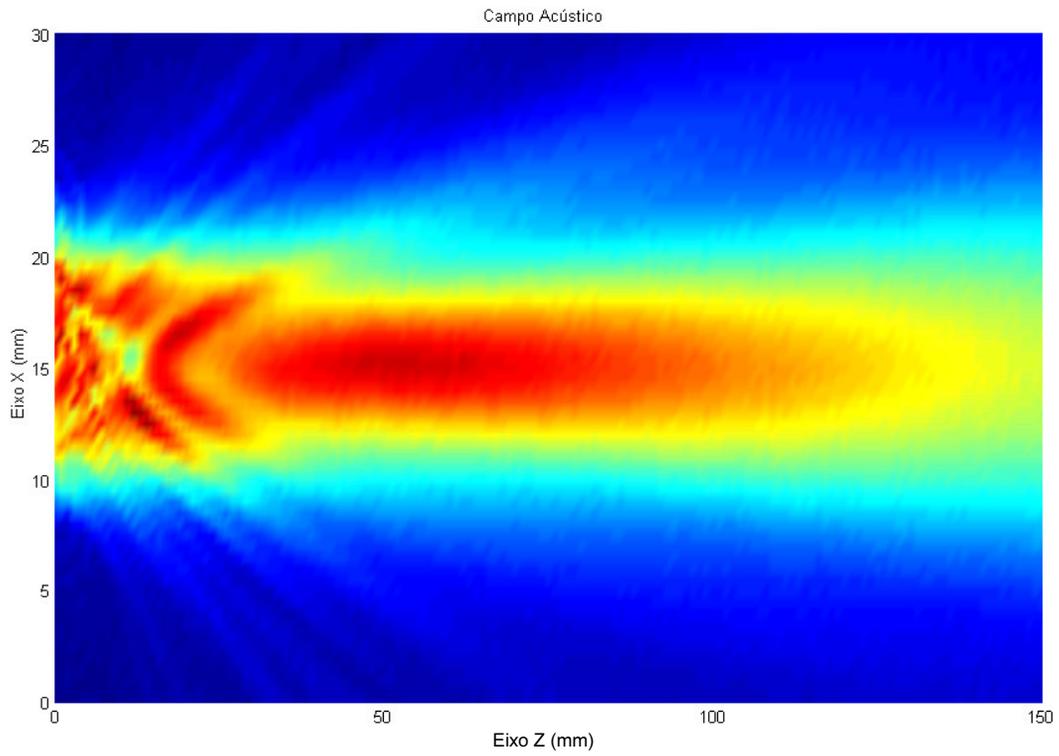


Figura 4.17: Mapeamento pontual do transdutor #13 – plano x-z.

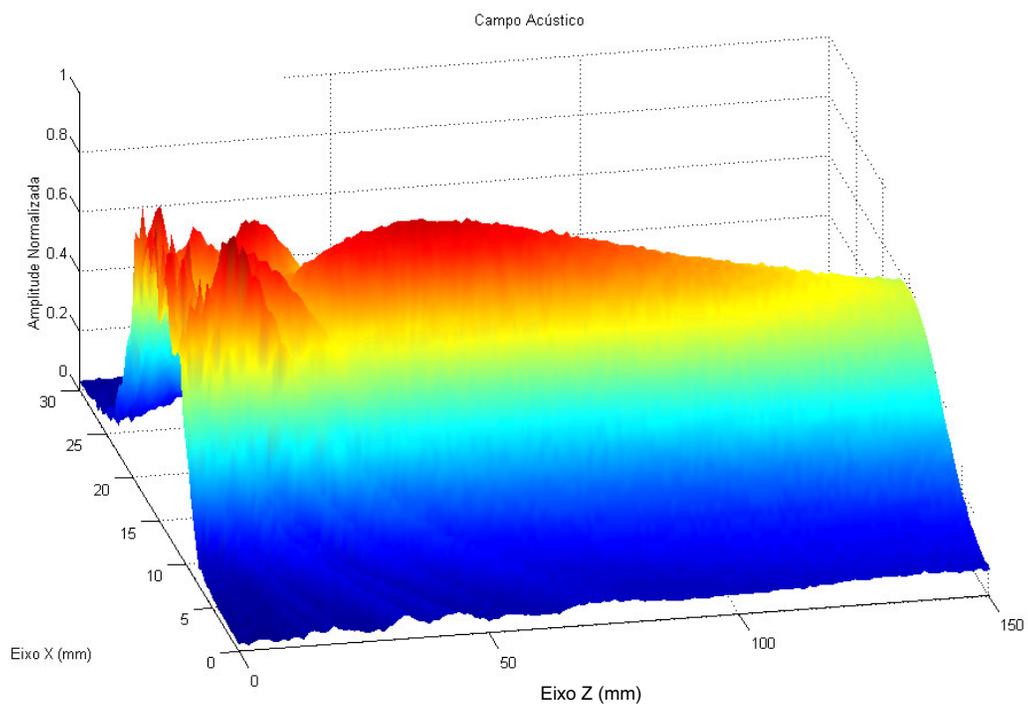


Figura 4.18: Mapeamento pontual do transdutor #13 – plano x-z, visão x-z-p.

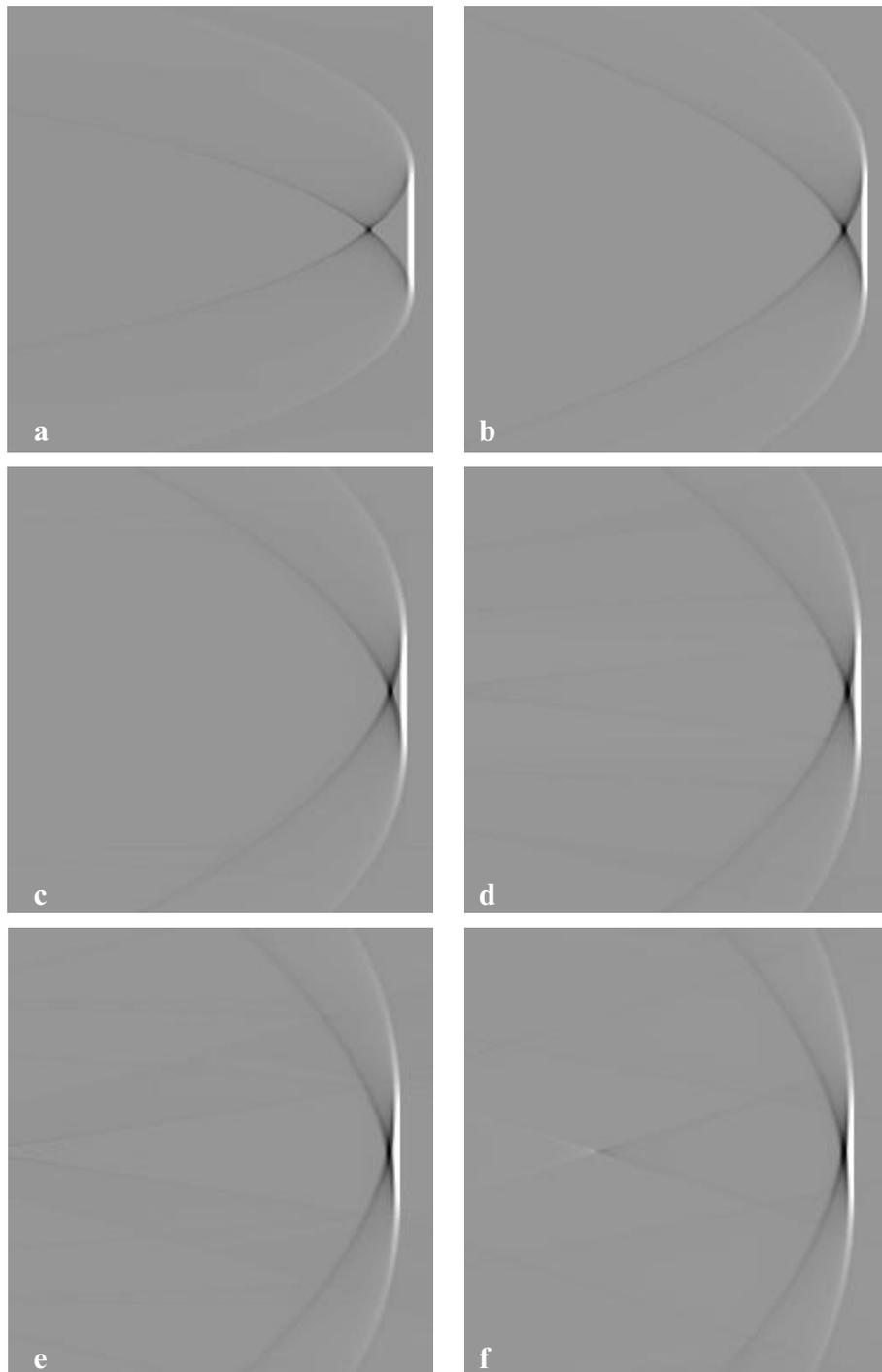
### 4.3 – Simulação de Campo Acústico pelo Espectro de diretividade

Na Figura 4.19 são apresentadas as imagens resultantes das simulações dos pulsos ultra-sônicos gerados por um transdutor circular, plano, não apodizado, calculados para diferentes distâncias (sendo as imagens de “a” a “f”) em relação à face do mesmo. A Figura 4.19-a corresponde ao pulso mais próximo ao transdutor, e a Figura 4.19-f ao pulso mais distante.

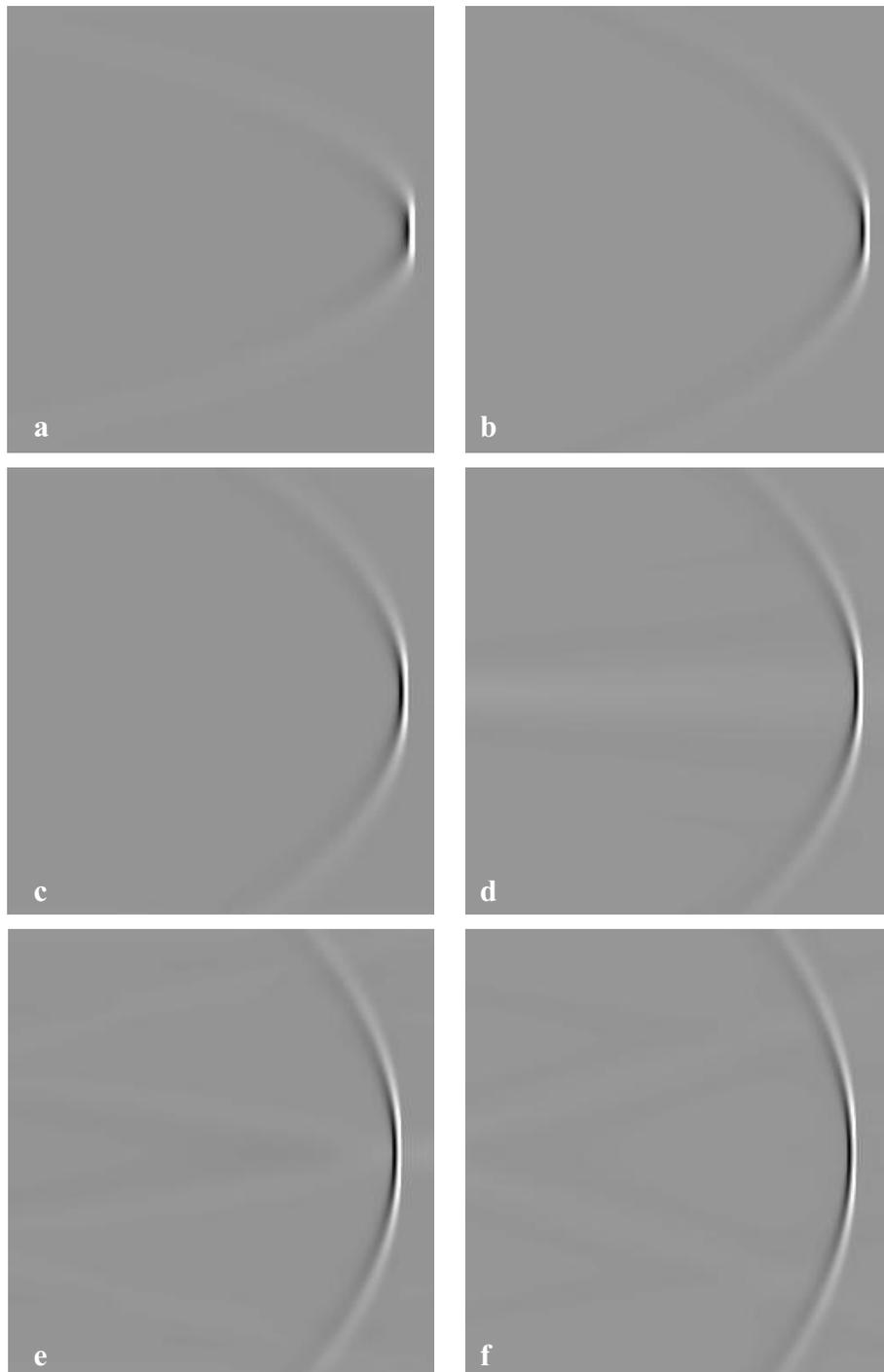
As imagens correspondentes à simulação são apresentadas no modo brilho e normalizadas, utilizando 256 níveis de cinza (1 byte), sendo que os pontos mais escuros (preto) correspondem a 0 e os mais claros (branco) correspondem a 255. Desta forma, a crista do pulso ultra-sônico (fase positiva) é representada pela cor branca, e o vale (fase negativa), pela cor preta. A cor de fundo, em tom de cinza intermediário, corresponde a regiões onde não há ondas de pressão se propagando.

A Figura 4.20 apresenta resultados semelhantes aos da Figura 4.19, porém, neste caso, foram simulados pulsos para transdutores apodizados, calculados em diferentes distâncias da face do transdutor. A Figura 4.20-a corresponde ao pulso mais próximo ao transdutor, e a Figura 4.20-f ao pulso mais distante.

Com este método de visualização, é possível observar a região de ondas de borda no transdutor não apodizado, e a redução dos seus efeitos no transdutor apodizado.



*Figura 4.19: Pulsos ultra-sônicos simulados para transdutor plano não apodizado. As figuras de sub-índices “a” até “f” correspondem aos pulsos a diferentes distâncias do transdutor, sendo “a” o pulso mais próximo e “f” o mais distante.*



*Figura 4.20: Pulsos ultra-sônicos simulados para transdutor plano apodizado. As figuras de sub-índices “a” até “f” correspondem aos pulsos a diferentes distâncias do transdutor, sendo “a” o pulso mais próximo e “f” o mais distante.*

## 4.4 – Mapeamento Angular de Campo Acústico

A Figura 4.21 corresponde ao mapeamento dos transdutores #13 e #4, cujo mapeamento pontual é apresentado nas Figura 4.15 a 4.18. Estas imagens são gráficos  $\theta$ -t que podem ser vistos também como  $\theta$ -z, se modificado o eixo horizontal pela relação  $z = ct$ .

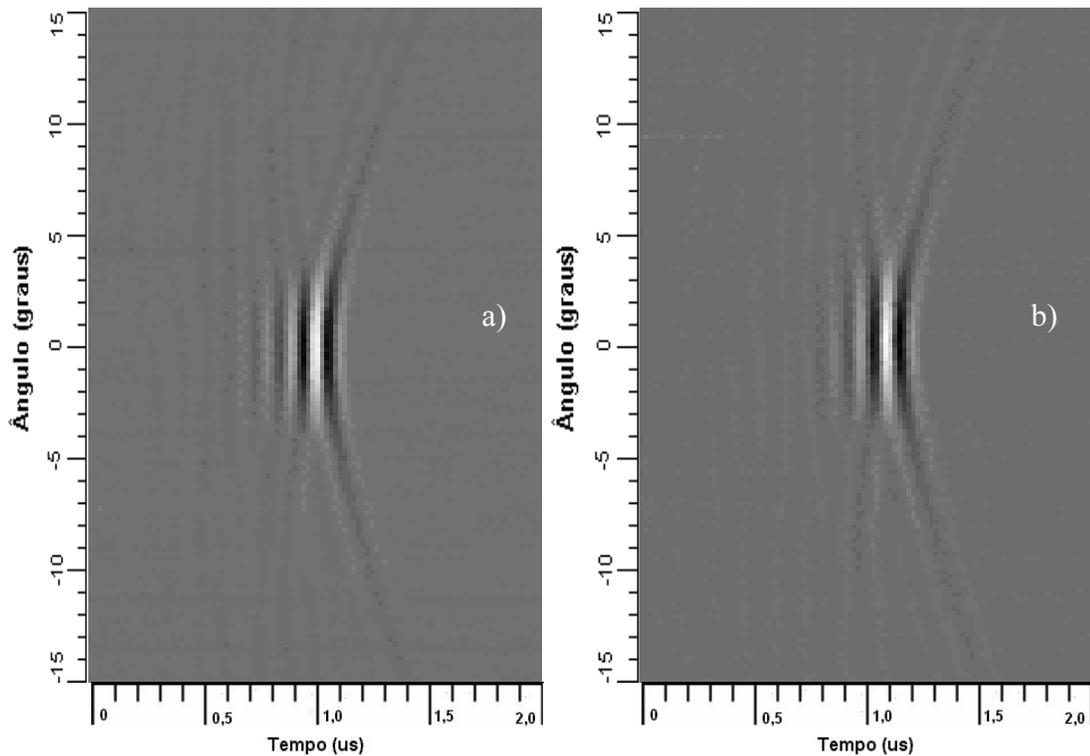


Figura 4.21: Mapeamento angular dos pulsos ultra-sônicos mostrados na forma  $\theta$ -t.

a) Transdutor #13      b) Transdutor #4

Estes resultados foram obtidos conforme o método esquematizado na Figura 3.22, a uma distância de 6 mm da face do transdutor. Foram adquiridos 300 ângulos distintos (de  $-15^\circ$  a  $+15^\circ$ , com passo de  $0,1^\circ$ ), e 1024 pontos no tempo para cada ângulo, resultando em uma imagem de 300 por 1024 pontos. Este mapeamento foi realizado em 40 minutos, mostrando-se muito mais rápido que o mapeamento utilizando hidrofones pontuais, o qual tem uma duração aproximada de 4 horas para produzir uma imagem de 100 por 150 pontos.

Para que estas imagens passem a corresponder à distribuição espacial do pulso ultra-sônico, é necessária uma transformação trigonométrica do sistema de coordenadas  $\theta$ - $z$  para o sistema  $x$ - $z$ , como esquematizado na Figura 4.22.

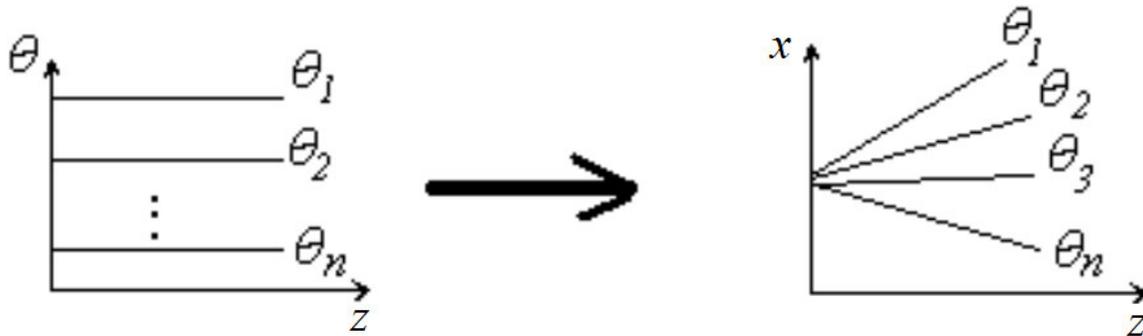


Figura 4.22: Transformação do sistema de coordenadas  $\theta$ - $z$  para o sistema  $x$ - $z$ .

A Figura 4.23 corresponde aos mesmos dados da Figura 4.21, porém no novo sistema de coordenadas, e é possível observar que o transdutor apodizado (#13) possui ondas de borda menos evidentes que o transdutor não apodizado (#4). Este resultado corresponde ao objetivo da apodização proposta por Button (1998).

Uma vez medida a distribuição espacial do campo acústico  $p(\vec{r}, t_0)$ , é possível calcular o espectro de diretividade deste campo através da transformada (bidimensional) de Fourier, como mostrado na equação 2.24.

São apresentados na Figura 4.24 os espectros de diretividade dos pulsos gerados pelos transdutores mencionados, sendo que as distribuições espaciais destes pulsos são mostradas na Figura 4.23.

É possível observar na Figura 4.24 que o transdutor #13 apresenta uma diretividade maior que a do transdutor #4, pois as suas componentes espectrais na direção  $k_x$  são menos intensas que as do transdutor #4. Este resultado era esperado porque o transdutor #13 foi construído com uma cerâmica apodizada, ou seja, uma cerâmica com polarização não-uniforme.

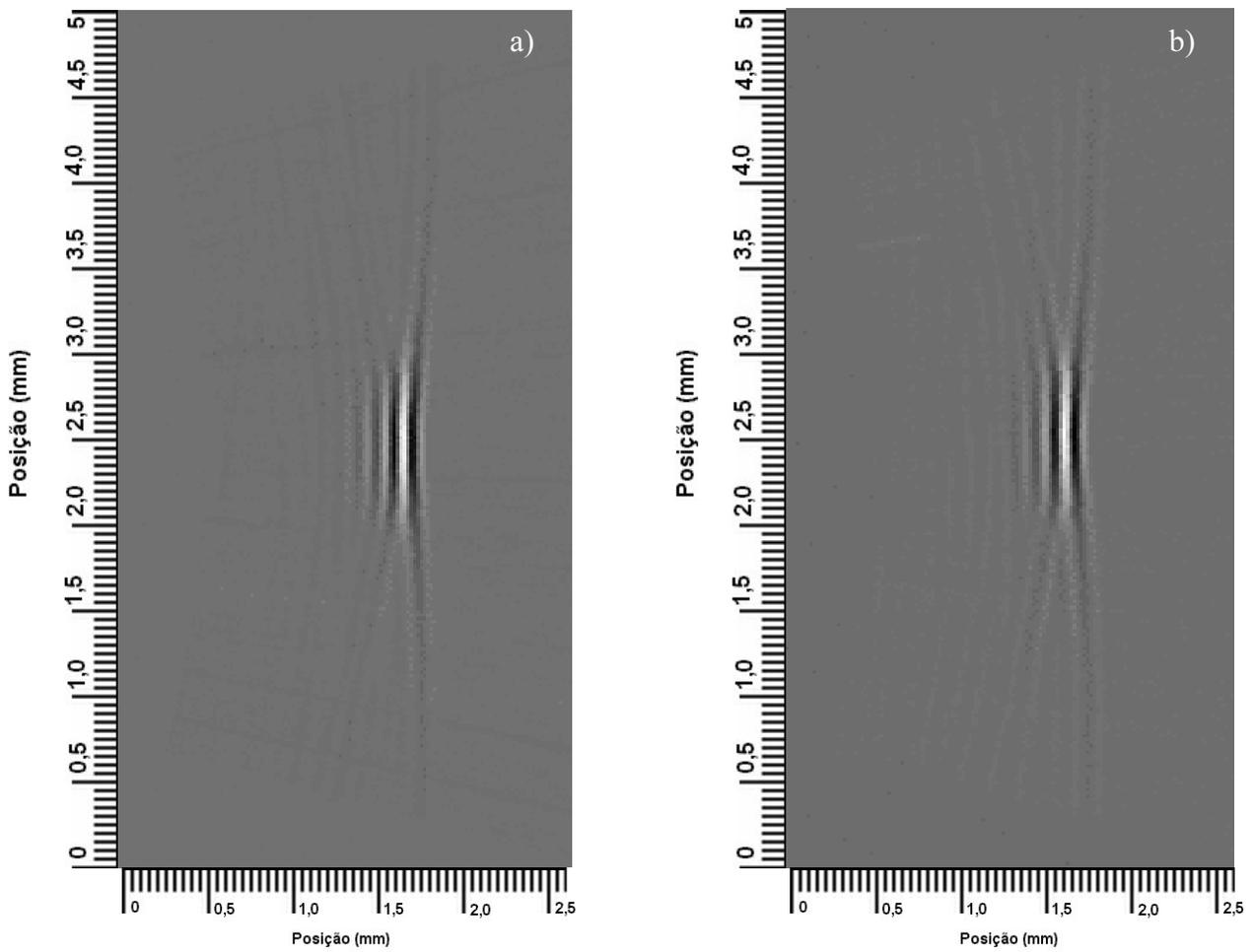


Figura 4.23: Distribuição espacial dos pulsos ultra-sônicos gerados mostrados na forma x-z.

a) Transdutor #13

b) Transdutor #4

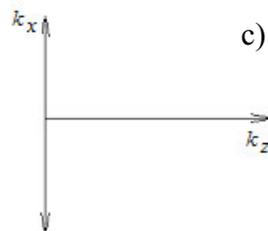
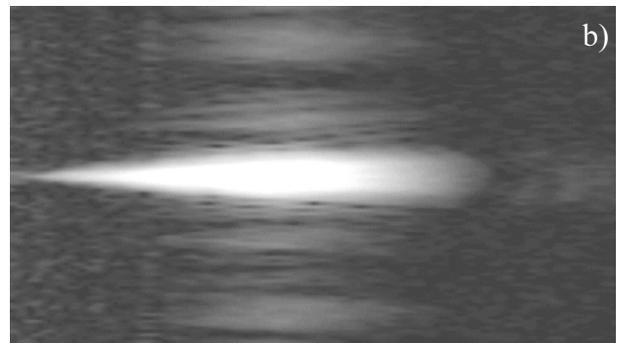
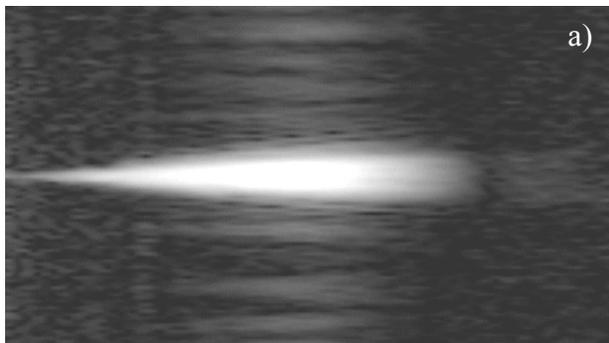


Figura 4.24: Espectros de diretividade dos pulsos ultra-sônicos. a) Transdutor #13, b) Transdutor #4,

c) Sistema de coordenadas  $k_x - k_z$ .

## 4.5 – Retropropagação de Pulsos Mapeados pelo Espectro de Diretividade

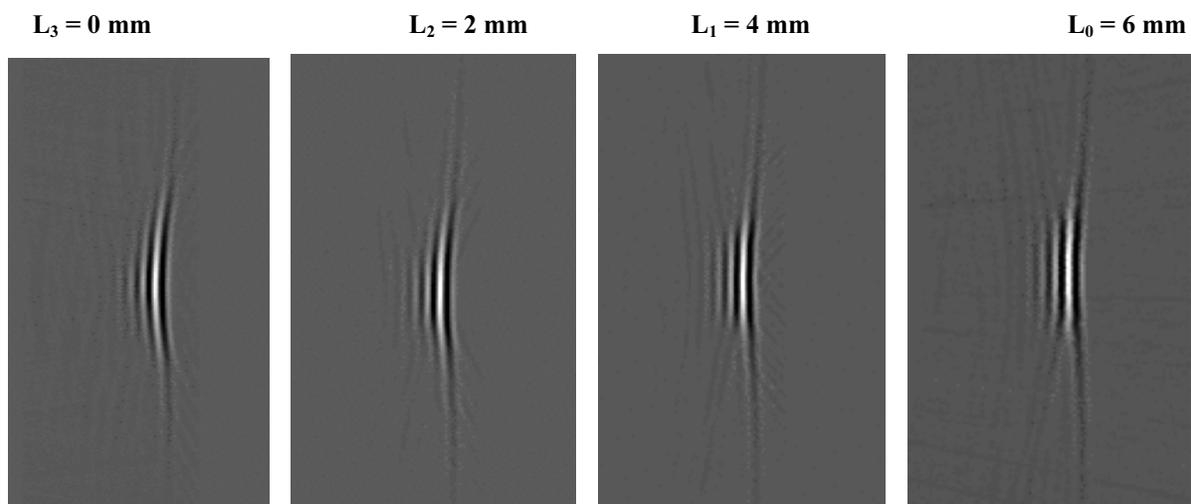
Conhecido o espectro de diretividade de um pulso, a equação 3.11 permite reconstruir sua distribuição espacial em qualquer posição referenciada por um deslocamento  $L$ . Para facilitar a compreensão deste método de reconstrução, a equação 3.11 foi reescrita como mostrado na equação 4.1, evidenciando o termo que define este deslocamento, conhecido como fator de deslocamento  $f_D = \exp(-ikL)$ .

$$p(\vec{r}, L) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint D(\vec{k}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \exp(-ikL) dk^3 \quad (4.1)$$

Caso  $L = 0$ , esta reconstrução corresponde ao processo inverso do cálculo do espectro de diretividade (transformada inversa de Fourier), mostrado na equação 2.24 (transformada de Fourier), que retorna o pulso exatamente como foi medido. No entanto, atribuindo-se valores negativos a  $L$ , o pulso  $p(\vec{r}, L)$  pode ser reconstruído em uma posição mais próxima da face do transdutor que do ponto onde foi medido. A posição relativa de cada um destes pulsos em relação ao hidrofone de larga área ativa e ao transdutor é mostrada na Figura 4.25. A Figura 4.26 mostra sucessivos deslocamentos ( $\Delta L$  negativos), onde é possível observar a retropropagação do pulso mapeado a uma distância  $L_0 = 6$  mm.



Figura 4.25: Posição do pulso em relação ao hidrofone e ao transdutor.



*Figura 4.26: Retropropagação de um pulso ultra-sônico.*

Estes resultados mostram a possibilidade de observar a projeção do pulso bem próximo da face do transdutor, o que dá uma idéia do perfil de vibração da face da cerâmica. Se o sistema de mapeamento angular for modificado para mapear outros planos normais à face do transdutor, é possível reconstruir o pulso tridimensionalmente e obter um resultado mais detalhado da vibração na face do transdutor. Esta possibilidade fica como sugestão para trabalhos futuros, os quais devem prever a modificação do sistema de mapeamento angular e a extensão do modelo matemático de duas para três dimensões.

## 5. Discussão e Conclusão

Os algoritmos para simulação e os procedimentos para mapeamento de campo acústico pelos dois métodos apresentados foram implementados e estão à disposição dos usuários do LUS – DEB/CEB.

A fundamentação teórica apresentada auxiliou na melhor compreensão do conceito do espectro de diretividade e sua utilidade na caracterização de transdutores de ultra-som. Os métodos de simulação pontual de campo foram revisados e documentados, de modo que podem ser mais amplamente utilizados com o objetivo de orientar na construção de transdutores de ultra-som, sendo a construção de transdutores uma das principais atividades do Laboratório de Ultra-som.

As simulações pelos métodos pontuais apresentadas estão em conformidade com as medidas obtidas, sendo possível observar propriedades já conhecidas dos campos ultra-sônicos como as interferências causadas pela difração na região de campo próximo e a transição do campo próximo para o campo distante. A simulação pelo método de Stepanishen se mostrou mais versátil que pelo método de Zemanek por permitir a definição de qualquer forma de onda para a excitação do transdutor, que não apenas a excitação contínua. No entanto, devido a enorme quantidade de operações aritméticas efetuada neste método, pequenos erros de arredondamento dos números em ponto flutuante causam erros (ruído) significativos no resultado final como mostrado na Figura 4.13 e na Figura 4.14. Este problema pode ser contornado utilizando bibliotecas para computação numérica de precisão arbitrária, definindo uma precisão maior que a utilizada pela representação padrão em ponto flutuante. Porém, o

tempo necessário para simular um plano do campo acústico pode se tornar muito demorado, inviabilizando o método.

Praticamente todos os transdutores do LUS - DEB/CEB têm seus campos mapeados antes de serem utilizados em alguma aplicação, o que torna os procedimentos para realização de mapeamento de campo acústico de significativa importância. Os mapeamentos pontuais de campo acústico mostram a evidente melhoria proporcionada pelo processo de apodização aplicado às cerâmicas dos transdutores, diminuindo a difração causada pelas ondas de borda e aumentando a profundidade relativa da intensidade de campo (Figura 4.15 e Figura 4.17). Este processo de apodização tem sido amplamente estudado pelo grupo de ultra-som do Departamento de Engenharia Biomédica e foi descrito em maiores detalhes por Button (1998).

O método de simulação de pulsos ultra-sônicos pelo espectro de diretividade se mostrou bastante versátil, permitindo a simulação de variadas geometrias de transdutor. Foram apresentadas simulações para transdutores circulares planos, mas pode-se definir qualquer geometria através de uma imagem de mapa de bits – *bitmap* – como mostrado na Figura 3.9. Existe também a possibilidade de se definir o meio de propagação, cujas propriedades estão relacionadas com o fator de deslocamento definido. As simulações apresentadas correspondem a meio uniforme e sem perdas (a atenuação é facilmente definida como um decaimento no fator de deslocamento). Fica, porém, a sugestão para estudos futuros de verificação da possibilidade de definir um meio não linear para a simulação. A definição de um meio não linear para simulação de pulsos ultra-sônicos pode ser útil para o estudo, por exemplo, de agentes de contraste de ultra-som (UCA).

O método de mapeamento angular pelo espectro de diretividade é apresentado como uma nova opção de mapeamento de campo acústico para a qual o Laboratório de Ultra-som está equipado. Este método permite visualizar, como resultado direto das medidas, a distribuição espacial do pulso de ultra-som se propagando no meio. A partir deste pulso, é possível calcular seu espectro de diretividade e obter informações sobre a diretividade do transdutor. É importante notar que, para se obter esta

característica do transdutor, o mapeamento angular é eficiente e rápido se comparado ao mapeamento pontual. Outra possibilidade oferecida por este método é a de se verificar o perfil de vibração da face do transdutor através da retropropagação do pulso medido, como apresentado na Figura 4.26. Foram apresentados mapeamentos angulares para um único plano normal à face do transdutor. Fica como proposta de modificação do sistema de mapeamento angular, existente atualmente no Laboratório de Ultra-som, a inclusão de outro plano de movimentação (ou a possibilidade de rotação do plano de mapeamento) a fim de permitir a realização de mapeamentos angulares tridimensionais. O estudo do modelo tridimensional destes campos pode orientar na construção de um transdutor híbrido (transdutor de ultra-som associado a um hidrofone de larga área ativa) que permita a aquisição de imagens pulso-eco através do mapeamento angular.

## 6. Bibliografia

1. American Institute of Ultrasound in Medicine – **Acoustic Output Measurement and Labeling Standard for Diagnostic Ultrasound Equipment**, ed. A.I.U.M. and N.E.M.A., 1992.
2. Button, V.L.S.N. – **Efeito da Polarização Não-Uniforme de Cerâmicas Piezoelétricas no Campo de Transdutores de Ultra-Som**. Tese de doutorado, Universidade Estadual de Campinas, 1998.
3. Costa, E.T. - **Development and Application of a Large-Aperture PVDF Hydrophone for Measurement of Linear and Non-linear Ultrasound Fields**. PhD Thesis, University of London, 1989.
4. Costa, E.T., Hoddinott, J.C., Leeman, S. - **Artefact-Free Measurement of Attenuation, Impedance and Dispersion**. Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium, 963-966, 1986.
5. Costa, E.T.; Leeman, S.; Hoddinott, J.C. - **Tissue Characterization via Reflectivity Measurements**. Proceedings of the Ultrasonic Tissue Characterization and Echographic Imaging 6, 25-28, Nijmegen - Netherlands, November, 1987.
6. Dantas, R.G.; Nicacio, H.; Costa, E.T.; Leeman, S. – **Simulação de Pulsos Ultra-Sônicos de Transdutores Apodizados Baseada no Método de Espectro de Diretividade**. Anais do XVII Congresso Brasileiro de Engenharia Biomédica, vol. 2, 1065-1068, 2000.

7. Harris, G.H. – **Review of Transient Field Theory for a Baffled Planar Piston.** J. Acoust. Soc. Am., vol 70, 10-20, 1981.
8. Hayman, A.J.; Weight, J.P. – **Transmission and Reception of Short Ultrasonic Pulses by Circular and Square Transducers.** J. Acoust. Soc. Am., vol 66, 945-951, 1979.
9. Healey, A.J.; Leeman, S. – **A Novel Technique for Imaging Pulsed Ultrasound Fields.** Acoustical Imaging, vol. 22, 45-50, Ed. P. Tortoli and L. Masotti, Plenum Press, 1996.
10. Hutchins, D.A.; Mair, H.D.; Taylor, R.G. – **Transient Pressure Fields of PVDF Transducers.** J. Acoust. Soc. Am., vol 82, 183-192, 1987.
11. Leeman, S.; Healey, A.J.; Weight, J.P. – **A New Approach for Calculating Wideband Fields.** Acoustical Imaging, vol. 24, (*in press*), 1998.
12. Leeman, S.; Healey, A.J. – **Propagation and Imaging of Wideband Three-Dimensional Ultrasound Fields.** Proc. of SPIE, vol. 3336, 124-132, 1998.
13. Leeman, S.; Dantas, R.G.; Costa, E.T. - **Pulsed Ultrasound Field Simulation and Visualisation.** Proc. of SPIE, vol. 3982, 109-115, 2000.
14. Leeman, S.; Healey, A.J.; Costa, E.T.; Nicacio, H.; Dantas, R.G.; Maia, J.M. – **Measurement of Transducer Directivity Function.** Proc. Of SPIE, vol. 4325, 47-53, 2001.
15. Maia, J.M., **Sistema Pulso-Eco Microcontrolado**, Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, 1997.
16. Rayleigh, **The Teory of Sound**, vol. 2, 2nd ed., Dover Publications, New York, 1945 (a primeira edição data de 1878).
17. Schafer, M.E. e Lewin P.A. – **Transducer Characterization Using The Angular Spectrum Method.** J. Acoust. Soc. Am., vol 85, 2202-2214, 1989.

18. Stepanishen, P.R. - **Transient Radiation from Pistons in an Infinite Plane Baffle.** J. Acoust. Soc. Am., vol. 49, 1629-1638, 1970.
19. Tupholme, G.E. - **Generation of Acoustic Pulses by Baffled Plane Pistons.** Mathematika, vol. 16, 209-224, 1969.
20. Weight, J.P.; Hayman, A.J. – **Observations of the Propagation of Very Short Ultrasonic Pulses and Their Reflection by Small Targets.** J. Acoust. Soc. Am., vol. 63, 396-403, 1978.
21. Zemanek, J. – **Beam Behavior within the Nearfield of a Vibrating Piston.** J. Acoust. Soc. Am., vol. 49, 181-191, 1971.