UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE
ESCOLA DE ENGENHARIA
DEPARTAMENTO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES

FIDEL EDSON DE SOUZA

ESTUDO DE DIAGRAMAS DE IRRADIAÇÃO DE CONJUNTOS DE PROJETORES TOMPILZ

Niterói
NOVEMBRO / 2013

FIDEL EDSON DE SOUZA

ESTUDO DE DIAGRAMAS DE IRRADIAÇÃO DE CONJUNTOS DE PROJETORES TOMPILZ

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense como requisito parcial para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia de Telecomunicações.

Orientador: Prof. Eduardo Rodrigues Vale

Niterói
Novembro / 2013

FIDEL EDSON DE SOUZA

ESTUDO DE DIAGRAMAS DE IRRADIAÇÃO DE CONJUNTOS DE PROJETORES TOMPILZ

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense como requisito parcial para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia de Telecomunicações.

BANCA EXAMINADORA

Prof^o DSc Eduardo Rodrigues Vale- Presidente da Banca
UFF- UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE

Prof^o DSc José Santo Guiscafré Panaro
UFF- UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE

Prof^o DSc Julio César Dal Bello
UFF - UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE

Prof^o DSc Eduardo Esteves Vale.
MARINHA DO BRASIL

Niterói
Novembro/ 2013

Dedico esse momento da minha vida,
às pessoas que mais amo e que são a razão do meu viver, a minha fortaleza:
Meus pais, Carlúcio e Marina,
e minha esposa Patrícia.

Agradecimentos

A Deus pelas bênçãos concedidas e por iluminar sempre meu caminho,

À Universidade Federal Fluminense pela oportunidade,

À Capes pelo apoio financeiro para execução deste trabalho,

Aos meus pais, Marina e Carlúcio, pelo apoio e incentivo ao longo de toda a minha vida,

Ao Profº Eduardo pela orientação, paciência e auxílio ao meu crescimento pessoal e profissional,

À Profª Leni, pelos ensinamentos, incentivos e apoio ao longo do mestrado,

À minha esposa Patrícia, pelo incentivo, companheirismo e apoio, sempre presentes, e também pela paciência durante os anos dedicados ao mestrado,

Ao amigo Antonio, pelo carinho, consideração e confiança,

Enumerar todos meus amigos para agradecer seria muito difícil porque...

"Cada pessoa que passa em nossa vida passa sozinha,
é porque cada pessoa é única e nenhuma substitui a outra.
Cada pessoa que passa em nossa vida passa sozinha
e não nos deixa só porque deixa um pouco de si e leva um pouquinho de nós.
Essa é a mais bela responsabilidade da vida e
a prova de que as pessoas não se encontram por acaso."

Charles Chaplin

Sumário

Resumo

Abstract

Lista de Figuras

1 INTRODUÇÃO ... 12

1.1 Objetivos ... 13
1.2 Divisão do Trabalho ... 13

2 CAMPOS ACÚSTICOS ... 14

2.1 Velocidade de Propagação ... 15
2.2 Parâmetros das Ondas Acústicas ... 15
2.3 Espalhamento Doppler ... 17
2.4 Equação da Onda Acústica ... 18
2.4.1 Ondas Planas ... 18
2.4.2 Ondas Esféricas ... 19

3 FUNDAMENTOS DE ANTENAS ... 20

3.1 Diagrama de Irradiação ... 20
3.2 Largura de Feixe ... 22
3.3 Densidade de Potência Irradiada ... 22
3.4 Intensidade de Irradiação ... 23
3.5 Diretividade ... 24
3.6 Eficiência ... 24
3.7 Ganho ... 25
3.8 Largura de banda ... 26

4 CONJUNTO DE ANTENAS ... 27

4.1 Conjuntos de *N* Elementos ... 27
4.2 Conjuntos de Dois Elementos ... 33
4.3 Conjuntos de Quatro, Oito e Dezesseis Elementos ... 35

5 PROBLEMA DA IRRADIAÇÃO ACÚSTICA ... 36

5.1 Campo distante para irradiação acústica ... 43
5.1.1 Fontes Lineares ... 43
5.1.2 Fontes planares ... 45

6 TRANSDUTOR TIPO PISTÃO ... 49

6.1 Transdutor Tompilz ... 49

7 DESCRIÇÃO DOS PROGRAMAS ... 51

7.1 Diagrama_Array ... 51

7.2 Descrição do programa Diagrama_Tompilz ... 57

7.3 Diagrama_Array_Tompilz ... 59

8 RESULTADOS E DISCUSSÕES ... 61

8.1 Diagrama_Array ... 61

8.1.1 Alterando o Número de Elementos ... 63

8.1.2 Alterando a Distância Entre os Elementos ... 67

8.2 Diagrama_Tompilz ... 74

8.2.1 Variando o Produto ka ... 74

8.3 Diagrama_Array_Tompilz ... 79

8.3.1 Variando o Número de Elementos e $ka.$ ... 80

8.3.2 Variando a Distância Entre os Elementos ... 84

8.4 Variando Algumas Condições do Canal ... 88

8.4.1 Variando a SNR ... 88

8.4.2 Variando o Máximo Desvio Doppler ... 91

9 CONCLUSÃO ... 97

9.1 Diagrama_Array ... 97

9.2 Diagrama_Tompilz ... 97

9.3 Diagrama_Array_Tompilz ... 98

9.4 Efeito Doppler ... 98

10 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS ... 99

11 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS ... 100

Resumo

A comunicação submarina sem o uso de meios confinados é muito importante quando se pensa em exploração de petróleo no fundo do mar, estudo e também aplicações militares. Contudo, no canal submarino, a propagação de ondas eletromagnéticas não ocorre por grandes distâncias, por isso a comunicação submarina quase sempre se dá por ondas acústicas. Nas transmissões de ondas sonoras as antenas são substituídas por transdutores eletroacústicos. Este trabalho tem o objetivo de aplicar a teoria de conjuntos lineares de antenas em conjuntos de transdutores Tompilz, e analisar o comportamento dos diagramas de irradiação resultantes quando variados alguns parâmetros dos conjuntos, dos transdutores e do canal de propagação. Para este estudo foi utilizado o software SIMULINK do MATLAB, onde as simulações efetuadas possibilitaram: analisar os diagramas de irradiação de conjuntos de elementos isotrópicos com a adição de ruído AWGN, um raio refletido e espalhamento Doppler. Além disso, os resultados das simulações se apresentaram em concordância com a literatura.

Palavras-chave: transdutores, tompilz, antenas, diagrama de irradiação.

Abstract

The submarine communication without the use of means confined is very important when considering oil exploration in the deep sea, study and also military applications. However submarine channel is very hostile to the propagation of electromagnetic waves, so this communication often occurs by acoustic waves. Transmissions of sound waves antennas are replaced by electroacoustic transducers. This paper aims to apply the theory of linear arrays of antennas in sets of transducers Tompilz, and analyze the behavior of irradiation resulting diagrams when varying some parameters of the sets, the transducers and the propagation channel. For this study we used the software MATLAB SIMULINK, where the simulations made it possible: to analyze the radiation diagrams of sets of isotropic elements with the addition of AWGN, one reflected ray and Doppler spread. Furthermore, the results of the simulations performed in agreement with the literature.

Keywords: transducers, tompilz, antennas, radiation pattern.

Lista de Figuras

Figura 2.1: Compressão e rarefação [Hodges, 2010]...........14
Figura 3.2: Representação de uma onda de pressão[Hodges, 2010]...........14
Figura 3.1: Sistema de coordenadas para analise de antenas [Balanis,2005]...........21
Figura 3.2: Diagramas de irradiação bidimensional de uma antena isotrópica...........21
Figura 3.3: Representação dos lóbulos de um diagrama de irradiação[Balanis,2005]...........22
Figura 3.4: Comparação entre a diretividade da antena isotrópica e um dipolo [Balanis, 2005]..........25
Figura 4.1: Exemplo de um conjunto linear com N elementos [Gross, 2005]...........27
Figura 4.2: Diagrama de irradiação com largura de feixe indicada [Gross, 2005]...........32
Figura 4.3: Conjunto de dois elementos...........33
Figura 5.1: Sistemas de coordenadas retangulares, cilíndricas, e esféricas [Sherman, 2011]...........38
Figura 5.2: Componentes normal e tangencial da velocidade em uma esfera rígida [Sherman, 2011]..........38
Figura 5.3: Esfera pulsante com velocidade uniforme em sua área e com direção radial [Sherman 2011]...........42
Figura 5.4: Coordenadas para calcular o campo distante, em um ponto (r, θ) *de uma fonte linear de comprimento, L [Sherman, 2011].*..........44
Figura 5.5: Diagrama de feixe para o campo distante de uma fonte linear para $kL = 3\pi$*[Sherman, 2011].*..........45
Figura 5.6: Duas fontes pontuais de igual força tendo um plano infinito entre eles, em que as componentes de velocidade normais se cancelam[Sherman 2011]...........45
Figura 5.7: Campo de duas fontes pontuais próximas a um plano infinito dado pelo método das imagens[Sherman, 2011]...........46
Figura 5.8: Coordenadas cilíndricas para o cálculo do campo gerado por um irradiador com forma de um pistão cilíndrico [Sherman, 2011]...........47
Figura 5.9: Diagrama de feixe do campo distante de um pistão circular com $ka = 3\pi$ *[Sherman, 2011].*..........48
Figura 6.1: Secção longitudinal de um típico transdutor Tompilz [Sherman, 2011]...........50
Figura 7.1: Parâmetros do bloco gerador binário de Bernoulli...........51
Figura 7.2: Bloco modulador BPSK...........52
Figura 7.3: Parâmetros do bloco constant..........52
Figura 7.4: Blocos Gain e Add..........53
Figura 7.5: Conjunto de blocos responsáveis por traçar os diagramas de radiação...........54
Figura 7.6: Blocos Rayleigh Fading e AWGN...........54
Figura 7.7: Diagrama sinal puro...........55
Figura 7.8: Diagrama sinal depois de passar pelo canal...........55
Figura 7.9: Conjunto de blocos responsável pela filtragem e pelo diagrama do sinal filtrado...........56
Figura 7.10: Diagrama do sinal filtrado pelo bloco LMS...........56
Figura 7.11: Bloco que tem a função de gerar o campo do transdutor Tompilz...........57
Figura 7.12: Diagrama do sinal puro...........58
Figura 7.13: Diagrama do sinal contaminado pelo canal...........58

Figura 7.14: Diagrama do sinal filtrado. *59*
Figura 7.15: Blocos responsáveis por gerar o sinal referente a um conjunto de dois transdutores Tompilz. *60*
Figura 8.1: Diagrama do sinal puro para $d = \lambda$. *61*
Figura 9.2: Diagrama do sinal contaminado pelo ruído AWGN e pelo multipercurso para $d = \lambda$. *62*
Figura 9.3: Diagrama do sinal filtrado para $d = \lambda$. *62*
Figura 8.4: Bloco Subsystem. *63*
Figura 8.5: Blocos do subsistema para N = 4. ...... *63*
Figura 8.6: Diagrama do sinal puro para o conjunto de N = 4. ...... *64*
Figura 8.7: Diagrama do sinal puro para o conjunto de N = 8. ...... *64*
Figura 8.8: Diagrama do sinal contaminado para o conjunto com N = 4. ...... *65*
Figura 8.9: Digrama do sinal contaminado para o conjunto com N = 8. ...... *66*
Figura 8.10:Diagrama do sinal filtrado para o conjunto com N = 4. ...... *66*
Figura 8.11: Diagrama do sinal filtrado para o conjunto com N = 8. ...... *67*
Figura 8.12: Conjunto de blocos Constant e Complex Shift Phase. *68*
Figura 8.13: Diagrama do sinal puro para N = 2 e $d = \lambda/2$. *69*
Figura 8.14: Diagrama do sinal puro para N = 4 e $d = \lambda/2$. *70*
Figura 8.15: Diagrama do sinal puro para N = 8 e $d = \lambda/2$. *71*
Figura 8.16: Diagrama do sinal contaminado para N = 2 e $d = \lambda/2$. *71*
Figura 8.17: Diagrama do sinal contaminado para N = 4 e $d = \lambda/2$. *72*
Figura 8.18: Diagrama do sinal contaminado para N = 8 e $d = \lambda/2$. *72*
Figura 8.19: Diagrama do sinal filtrado para N = 2 e $d = \lambda/2$. *73*
Figura 8.20: Diagrama do sinal filtrado para N = 4 e $d = \lambda/2$. *73*
Figura 8.21: Diagrama do sinal filtrado para N = 8 e $d = \lambda/2$. *74*
Figura 8.22: Diagrama do sinal puro para $ka = 3\pi$. *75*
Figura 8.23: Diagrama do sinal contaminado para $ka = 3\pi$ *75*
Figura 8.24: Diagrama do sinal filtrado para $ka = 3\pi$ *76*
Figura 8.25: Diagrama do sinal puro para $ka = 0{,}92$. *76*
Figura 8.26: Diagrama do sinal contaminado para $ka = 0{,}92$. *77*
Figura 8.27: Diagrama do sinal filtrado para $ka = 0{,}92$. *77*
Figura 8.28: Diagrama do sinal puro para $ka = 6\pi$. *78*
Figura 8.29: Diagrama do sinal contaminado para $ka = 6\pi$ *79*
Figura 8.30: Diagrama do sinal filtrado para $ka = 6\pi$ *79*
Figura 8.31: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 2 e $ka = 0{,}92$. *80*
Figura 8.32: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 4 e $ka = 0{,}92$. *81*
Figura 8.33: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 8 e $ka = 0{,}92$. *81*
Figura 8.34: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 2 e $ka = 3\pi$. *82*
Figura 8.35: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 4 e $ka = 3\pi$. *82*
Figura 8.36: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 8 e $ka = 3\pi$. *83*
Figura 8.37: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 2 e $ka = 6\pi$. *83*
Figura 8.38: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 4 e $ka = 6\pi$. *84*
Figura 8.39: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 8 e $ka = 6\pi$. *84*
Figura 8.40: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/4$ *e* $ka = 0{,}92$. *85*
Figura 8.41: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/2$ *e* $ka = 0{,}92$. *85*
Figura 8.42: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/4$ *e* $ka = 3\pi$ *86*
Figura 8.43: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/2$ *e* $ka = 3\pi$ *86*
Figura 8.44: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/4$ *e* $ka = 6\pi$ *87*
Figura 8.45: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/2$ *e* $ka = 6\pi$ *87*
Figura 8.46: Diagrama do sinal contaminado com SNR = 20 dB. *88*

Figura 8.47: Diagrama do sinal contaminado com SNR = 10 dB. *89*
Figura 8.48: Diagrama do sinal contaminado com SNR = 0 dB. *89*
Figura 8.49: Diagrama do sinal filtrado com SNR = 20 dB. *90*
Figura 8.50: Diagrama do sinal filtrado com SNR = 10 dB. *90*
Figura 8.51: Diagrama do sinal filtrado com SNR = 0 dB. *91*
Figura 8.52: Diagrama do sinal contaminado com máximo desvio doppler igual a 1,5 Hz. .. *92*
Figura 8.53: Diagrama do sinal contaminado com máximo desvio doppler igual a 15 Hz. ... *92*
Figura 8.54: Diagrama do sinal contaminado com máximo desvio doppler igual a 150 Hz. . *93*
Figura 8.55: Diagrama do sinal filtrado com máximo desvio doppler igual a 1,5 Hz. *93*
Figura 8.56: Diagrama do sinal filtrado com máximo desvio doppler igual a 15 Hz. *94*
Figura 8.57: Diagrama do sinal filtrado com máximo desvio doppler igual a 150 Hz. *94*

1 INTRODUÇÃO

A comunicação acústica submarina é um tema de extrema relevância quando se pensa em exploração de petróleo, estudo do fundo do mar e também aplicações militares. A necessidade da comunicação sem fio debaixo d'água existe na indústria de petróleo *off-shore*, no monitoramento ambiental, na transmissão de voz entre os mergulhadores, no controle de veículos submarinos autônomos, e no mapeamento do fundo do oceano para a detecção de objetos e descoberta de novos recursos.

Comunicações submarinas sem fio normalmente são estabelecidas por meio de transmissão de ondas acústicas. Isto se deve a forte atenuação sofrida pelas ondas eletromagnéticas ao se propagarem neste meio. As ondas acústicas, pelo fato de serem ondas mecânicas, apresentam uma atenuação muito menor quando se propagam em meio submarino do que as ondas eletromagnéticas. Portanto, em meio submarino, transmissões acústicas podem ter um alcance muito maior que transmissões que utilizam ondas eletromagnéticas.

Fontes sonoras são normalmente chamadas na literatura de projetores e os receptores são chamados de hidrofones, apesar de existirem hidrofones que são transceptores. Assim como as antenas os hidrofones e os projetores podem ser associados em conjuntos com diversas configurações possibilitando assim feixes dos mais diversos formatos. Ao se alterar alguns parâmetros de um conjunto de elementos, sejam eles antenas ou hidrofones e projetores, pode-se alterar o formato do diagrama de irradiação de acordo com o desejado.

O canal submarino é um ambiente muito hostil à comunicação, mesmo que seja por ondas acústicas. A velocidade do som muda ao longo do percurso de propagação e há uma grande ocorrência de espalhadores como: bolhas de ar, cardumes, a superfície e o fundo do mar. Há também a movimentação da água que faz com que os transceptores, mesmo que estáticos, apresentem uma velocidade relativa entre eles. Portanto o sinal pode chegar ao receptor por vários caminhos diferentes, com atrasos diferentes. O sinal que chega ao receptor também pode chegar afetado pelo espalhamento Doppler causado pelo movimento relativo entre o mesmo e o transmissor.

Neste cenário se torna importante um estudo de como se comportam os diagramas de conjuntos de transdutores quando alterados alguns parâmetros importantes, como: número de elementos, distância entre os elementos e algumas características dos próprios elementos. Também é importante levar em conta algumas características do canal, como: multipercurso e espalhamento Doppler. Para este estudo foi utilizado o software SIMULINK do MATLAB, onde foram efetuadas várias simulações contemplando algumas situações de interesse.

1.1 Objetivos

Analisar os diagramas de irradiação de um conjunto de elementos isotrópicos com a adição de ruído AWGN, um raio refletido e espalhamento Doppler a partir de simulações variando a distância entre os elementos e o número de elementos.

Estudar os diagramas de irradiação de um transdutor TOMPILZ com a adição de ruído AWGN, um raio refletido e espalhamento Doppler a partir de simulações variando o produto ka que é o produto entre o número de onda acústico e o raio da cabeça do pistão.

Observar os vários formatos de diagramas obtidos do produto do fator de conjunto com o fator de elemento.

Analisar os efeitos causados ao sinal recebido pelo ruído AWGN e o espalhamento Doppler.

1.2 Divisão do Trabalho

Este trabalho está dividido em 11 capítulos, incluindo essa breve introdução. O capítulo 2 traz ao leitor os fundamentos de campos eletromagnéticos, enquanto que o capítulo 3 traz os fundamentos de campos acústicos. O capítulo 4 apresenta os conceitos fundamentais de antenas, já o capítulo 5 apresenta os conceitos de conjuntos lineares de antenas. O capítulo 6 trata da irradiação acústica. Alguns detalhes sobre o transdutor Tompilz são trazidos pelo capítulo 7, enquanto que os conceitos básicos de filtros LMS são apresentados pelo capítulo 8. O capítulo 9 descreve os programas utilizados neste trabalho. Os resultados obtidos com o trabalho são expostos no capítulo 10, e o capítulo 11 traz as conclusões.

2 CAMPOS ACÚSTICOS

O termo acústica se refere a propagação de ondas sonoras em qualquer meio. Diferentemente de uma onda eletromagnética as ondas sonoras necessitam de um sólido, um líquido ou um gás para se propagarem. As ondas sonoras podem se apresentar como ondas longitudinais ou transversais. A propagação de ondas longitudinais está ligada a compressões e rarefações do meio. A Figura 2.1 traz uma ilustração de uma compressão e uma rarefação.

Figura 2.1: Compressão e rarefação [Hodges, 2010].

O parâmetro fundamental de uma onda acústica é a pressão. Quando as moléculas de ar ou água são empurradas ou puxadas, exercem uma força de restauração que resiste ao movimento. Essa força será sentida localmente como a pressão naquela área. A amplitude da onda será a pressão de pico atingida em um ciclo[1]. A Figura 2.2 traz uma representação de uma onda de pressão.

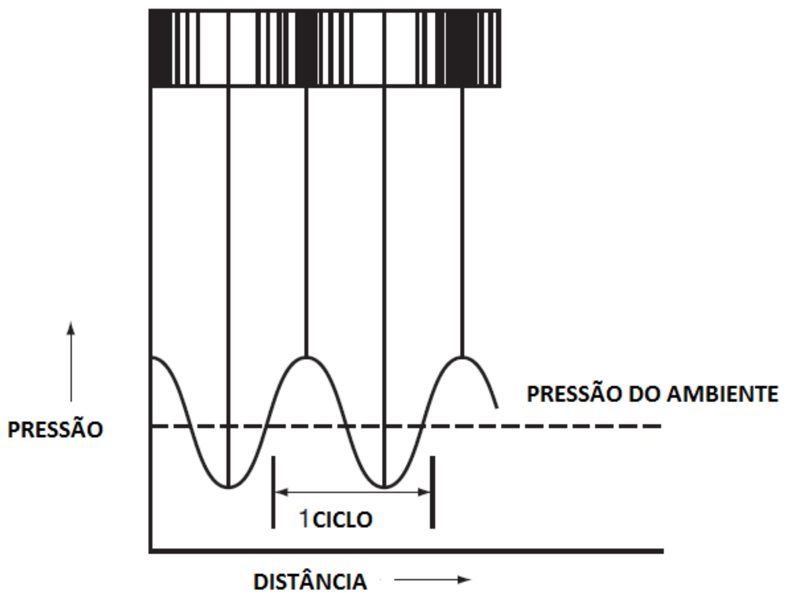

Figura 2.2: Representação de uma onda de pressão[Hodges, 2010].

Como pode ser visto na Figura 2.2 que a medida que a onda se propaga a pressão varia.

2.1 Velocidade de Propagação

Para meios não dispersivos, onde ondas com diferentes comprimentos de onda se propagam com a mesma velocidade de fase, podemos esperar a mesma relação entre comprimento de onda, frequência e velocidade que ocorre com ondas eletromagnéticas.

$$c = \lambda f \tag{2.1}$$

Onde c é velocidade do som, λ é o comprimento de onda, e f é a frequência. A velocidade de propagação depende da temperatura ambiente (T), da pressão (p), e da salinidade da água (S). Assim a velocidade do som na água pode ser escrita como[1]:

$$c = f(T, p, S) \tag{2.2}$$

2.2 Parâmetros das Ondas Acústicas

Os mais importantes parâmetros das ondas acústicas são a frequência, a amplitude e a pressão. Em acústica geralmente as ondas longitudinais têm maior importância, particularmente quando estamos tratando de ondas se propagando em ambientes aquáticos. Quando um simples harmônico se propaga, a magnitude da perturbação em um instante de tempo fixo varia de forma sinusoidal.

A superfície que une as regiões de mesma compressão ou rarefação dentro de um ciclo é conhecida como frente de onda. As ondas podem ser subdivididas segundo a forma de sua frente de onda. Ondas formadas em um meio homogêneo por uma fonte pontual, com dimensões muito pequenas quando comparadas ao comprimento de onda, se propagam com simetria esférica e portanto são chamadas de ondas esféricas. Por outro lado se as ondas forem geradas por uma fonte linear infinita, com comprimento muito maior que o comprimento de onda, a frente de onda terá simetria cilíndrica, e as ondas serão chamadas de ondas cilíndricas. Quando as ondas são formadas por um plano infinito as ondas são chamadas de ondas planas.

Embora na prática não se possa gerar ondas planas, as ondas cilíndricas e esféricas se aproximam de ondas planas quando estão suficientemente distantes da fonte.

Uma onda de pressão acústica, quando se propaga, aplica uma tensão às sucessivas porções do meio. O movimento das partículas em cada porção é determinado pelas propriedades do meio, como a elasticidade que define a dificuldade de se comprimir cada porção, e a densidade (ρ). Em meios isotrópicos a relação tensão-deformação pode ser especificada por uma constante, a compressibilidade[1]:

$$s = \frac{\Delta v / v_0}{p} \tag{2.3}$$

Onde Δv é a variação do volume original, v_0, devido a uma pressão, p, aplicada. O inverso da compressibilidade é o módulo de massa:

$$B = \frac{p}{\Delta v / v_0} \tag{2.4}$$

Se ξ é o deslocamento de uma partícula, por ação da pressão acústica, a partir de sua posição média dentro do meio, a velocidade da partícula, u, é definida como sendo a derivada em função do tempo deste deslocamento:

$$u = \frac{d\xi}{dt} \tag{2.5}$$

A aceleração da partícula é dada pela derivada em função do tempo da velocidade da partícula:

$$a = \frac{du}{dt} = \frac{d^2\xi}{dt^2} \tag{2.6}$$

A pressão acústica é a diferença entre a pressão instantânea, P, e a pressão do ambiente, P_0:

$$p = P - P_0 \tag{2.7}$$

2.3 Espalhamento Doppler

É esperado que o espalhamento Doppler seja um fenômeno de intensa presença em comunicações sob a água, pois além da possível movimentação dos transdutores envolvidos existe uma constante movimentação do meio de transmissão. O movimento relativo entre o transmissor e o receptor gera o desvio Doppler, que pode ser positivo ou negativo. Quando o multipercurso é combinado com este movimento relativo, a onda propagante pode experimentar espalhamento ou *smearing* na frequência, sendo que esse fenômeno é chamado de espalhamento Doppler[2]. O desvio Doppler é dado pela equação abaixo:

$$\Delta f = f_s \frac{v_s - v_r}{c - v_s} \tag{2.8}$$

Onde: v_s é a velocidade da fonte.

v_r é velocidade do receptor.

c é velocidade do som.

f_s é a frequência da fonte.

Δf é o desvio Doppler.

Como a velocidade do som é normalmente muito maior que a velocidade da fonte e do receptor, podemos reescrever a equação (2.8) como:

$$\Delta f = f_s \frac{\Delta v}{c} \tag{2.9}$$

Onde Δv é a velocidade relativa entre a fonte e o receptor. Se a frequência for dada em KHz, Δv em nós, e Δf em Hz, o desvio de Doppler no oceano é dado por:

$$\Delta f \cong 0.35 f_s \Delta v \tag{2.10}$$

Observando a equação (2.9) é possível perceber que o desvio Doppler em comunicações acústicas é bem mais crítico que em comunicações por ondas de rádio, pois a velocidade do som é muito menor que a velocidade de uma onda eletromagnética. Também é importante destacar é que em um canal com a presença de multipercurso, $\Delta\nu$ é uma variável aleatória fazendo que Δf também o seja.

Um parâmetro de muito interesse que está relacionado com o espalhamento Doppler é o tempo de coerência, definido como o intervalo de tempo dentro do qual os sinais recebidos possuem grande correlação de amplitude.

$$T_c \cong \frac{1}{\Delta f_m} \tag{2.11}$$

Na equação (2.11) T_c é o tempo de coerência e Δf_m é o máximo desvio Doppler. Se a largura de banda do sinal for muito maior que o máximo desvio Doppler então o espalhamento Doppler pode ser negligenciado[1].

2.4 Equação da Onda Acústica

A equação da onda acústica é dada em função da pressão da seguinte forma:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \tag{2.12}$$

Para dependência harmônica no tempo essa equação se reduz a:

$$\nabla^2 p(t) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 p(t) = 0 \tag{2.13}$$

2.4.1 Ondas Planas

A solução da equação (2.12) para ondas planas, propagando-se no sentido positivo de x é:

$$p(x,t) = p_+\left(t - \frac{x}{c}\right) \tag{2.14}$$

Para dependência harmônica no tempo temos:

$$p(x,t) = A\cos(\omega t - kx - \phi) \tag{2.15}$$

onde ω é a frequência angular e ϕ é a fase inicial da onda. Eliminando a dependência harmônica no tempo na equação (2.15):

$$p(x,\omega) = Ae^{-j(\omega.t - kx)} \tag{2.16}$$

2.4.2 Ondas Esféricas

Resolvendo a equação (2.12) para coordenadas esféricas temos que:

$$p(r,\omega) = \left(\frac{A}{r}\right)e^{-j(\omega.t - kr)} \tag{2.17}$$

3 FUNDAMENTOS DE ANTENAS

Este capítulo traz alguns conceitos fundamentais da teoria de antenas, como: diagrama de irradiação, largura de feixe de meia potência, densidade de potência irradiada, intensidade de irradiação, diretividade, eficiência, ganho, e largura de banda.

3.1 Diagrama de Irradiação

O diagrama de irradiação de uma antena é definido como a função matemática, ou a representação gráfica das propriedades de irradiação da antena como uma função de coordenadas espaciais. Na maioria dos casos, o diagrama de irradiação é determinado em condições de campo distante. Propriedades da irradiação incluem: a densidade de fluxo de potência, intensidade de irradiação, intensidade de campo, diretividade, fase e polarização. Um diagrama de irradiação pode ser representado de forma retangular com coordenadas cartesianas, ou também pode ser representado com coordenadas polares, quando se tratando de diagramas bidimensionais. Quando uma representação 3-D é feita, normalmente utiliza-se coordenadas esféricas. A Figura 3.1 ilustra um conjunto de coordenadas convenientes para representar o diagrama de irradiação de uma antena.

O Diagrama de irradiação pode representar a amplitude do campo elétrico, ou a potência irradiada, normalizada ou não. Normalmente o diagrama de potência é representado em escala logarítmica (dB). Essa representação é desejável, pois pode acentuar os detalhes daqueles diagramas que possuem muitos picos com valores menores, o que iremos chamar de lóbulos secundários[4]. A Figura 3.2 traz a representação dos diagramas cartesiano e polar de uma antena isotrópica. É importante notar que, no diagrama de irradiação de um elemento isotrópico, a potência é uniformemente distribuída em função θ.

Partes de um diagrama de irradiação são referidos como os lóbulos, que podem ser sub-classificados em principal, lateral, secundários, e lóbulos traseiros. Um lóbulo é uma parte do diagrama de irradiação que representa uma porção da grandeza descrita pelo diagrama, que pode ser o campo elétrico ou a potência que está sendo irradiada com direção e níveis que conformam com este lóbulo. A Figura 3.3 ilustra um diagrama e seus lóbulos, em coordenadas cartesianas, como descrito anteriormente.

.

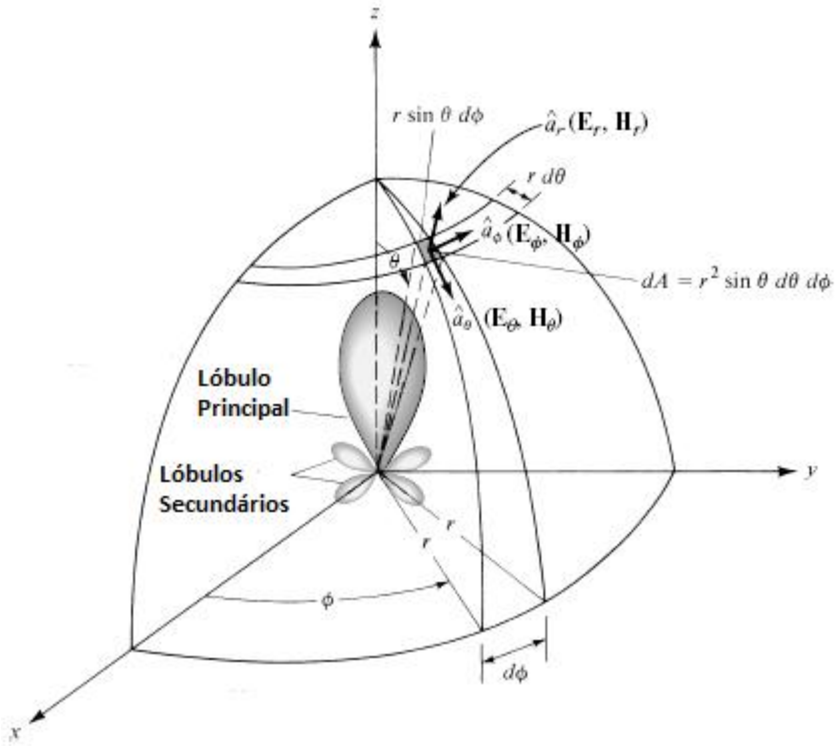

Figura 3.1: Sistema de coordenadas para analise de antenas [Balanis,2005].

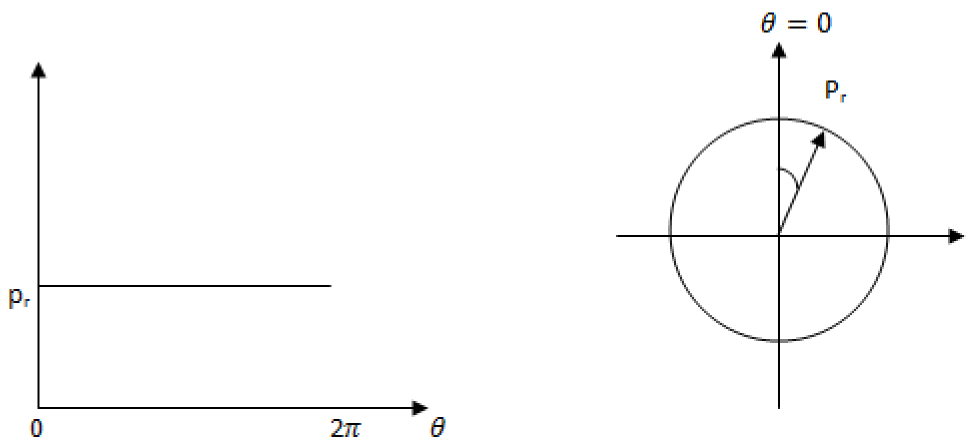

Figura 3.2: Diagramas de irradiação bidimensional de uma antena isotrópica.

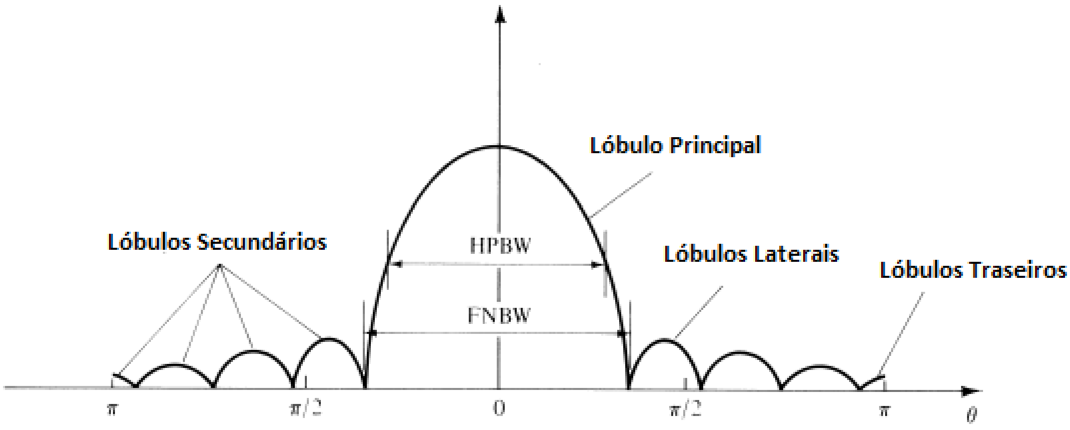

Figura 3.3: Representação dos lóbulos de um diagrama de irradiação[Balanis,2005].

3.2 Largura de Feixe

A largura do feixe principal, ou lóbulo principal é definida como a distância angular entre os pontos de meia potência (-3 dB) do mesmo, como é representado na Figura 3.3 e denominado como HPBW (*Half-power beamwidth*).

3.3 Densidade de Potência Irradiada

A densidade de potência irradiada é dada pelo vetor médio de Poynting e representa a potência irradiada pela antena dividida pela área onde essa potência foi espalhada, ou seja:

$$P = \frac{W}{A} \tag{3.1}$$

onde P é a densidade de potência dada em watts/m^2, W é a potência irradiada pela antena e A é área da frente de onda. O vetor médio de Poynting pode ser calculado usando o campo elétrico e magnético da seguinte forma[5]:

$$P = \frac{1}{2}\Re\left(E \times H^*\right) \tag{3.2}$$

Dessa forma podemos calcular a potência irradiada:

$$W = \iint \vec{P} \cdot d\vec{s} = \iint P_r ds \tag{3.3}$$

onde P_r é a componente radial de $\vec{P}$. Para uma fonte isotrópica temos que:

$$W = P_r 4\pi.r^2$$

ou

$$P_r = \frac{W}{4\pi.r^2} \tag{3.4}$$

3.4 Intensidade de Irradiação

Multiplicando a densidade de potência irradiada pelo quadrado do raio no qual ela é medida, dá-se origem a uma nova grandeza, a qual chamamos de intensidade de irradiação. A intensidade de irradiação é dada por:

$$U = P_r r^2 \tag{3.5}$$

Se a densidade P_r for expressa em watts/m^2 então a intensidade de irradiação será expressa por watts por angulo sólido (watts/radiano^2 ou watts/esferorradiano). Dessa forma a potência irradiada pode ser dada como:

$$W = \iint U \sin(\theta) d\theta d\phi = \iint U d\Omega \tag{3.6}$$

onde $d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\phi$ é denominado elemento de angulo sólido[5]. Quando representarmos o diagrama de irradiação em função da razão U/U_m, sendo U_m a intensidade de irradiação máxima, teremos um diagrama de irradiação normalizado e assim seu máximo será igual a unidade. Se aplicarmos a equação (3.6) a uma fonte isotrópica teremos:

$$W = 4\pi U_0 \tag{3.7}$$

onde U_0 é a intensidade de irradiação de uma antena isotrópica.

3.5 Diretividade

A diretividade de uma antena é definida como a razão entre a intensidade de irradiação, numa dada direção a partir da antena, e a intensidade de irradiação de uma antena isotrópica. Assim a diretividade é definida como:

$$D = \frac{U}{U_0} \tag{3.8}$$

A diretividade máxima de um elemento irradiante ou de um conjunto de elementos é dada por:

$$D_{máx} = D_0 = \frac{U_{máx}}{U_0} = \frac{4\pi U_{máx}}{W} \tag{3.9}$$

onde $U_{máx}$ é a intensidade de irradiação máxima e W é a potência total irradiada. É importante notar que diretividade é uma grandeza adimensional. A Figura 3.4 traz uma comparação entre a diretividade de uma antena isotrópica, que é igual a unidade, e a diretividade de um dipolo[4].

3.6 Eficiência

A eficiência de uma antena é a razão entre a potência irradiada e a potência fornecida à antena. Ou seja a eficiência leva em conta as perdas do elemento em questão, tendo seu máximo valor igual a unidade, quando não há perdas de nenhuma natureza na antena.

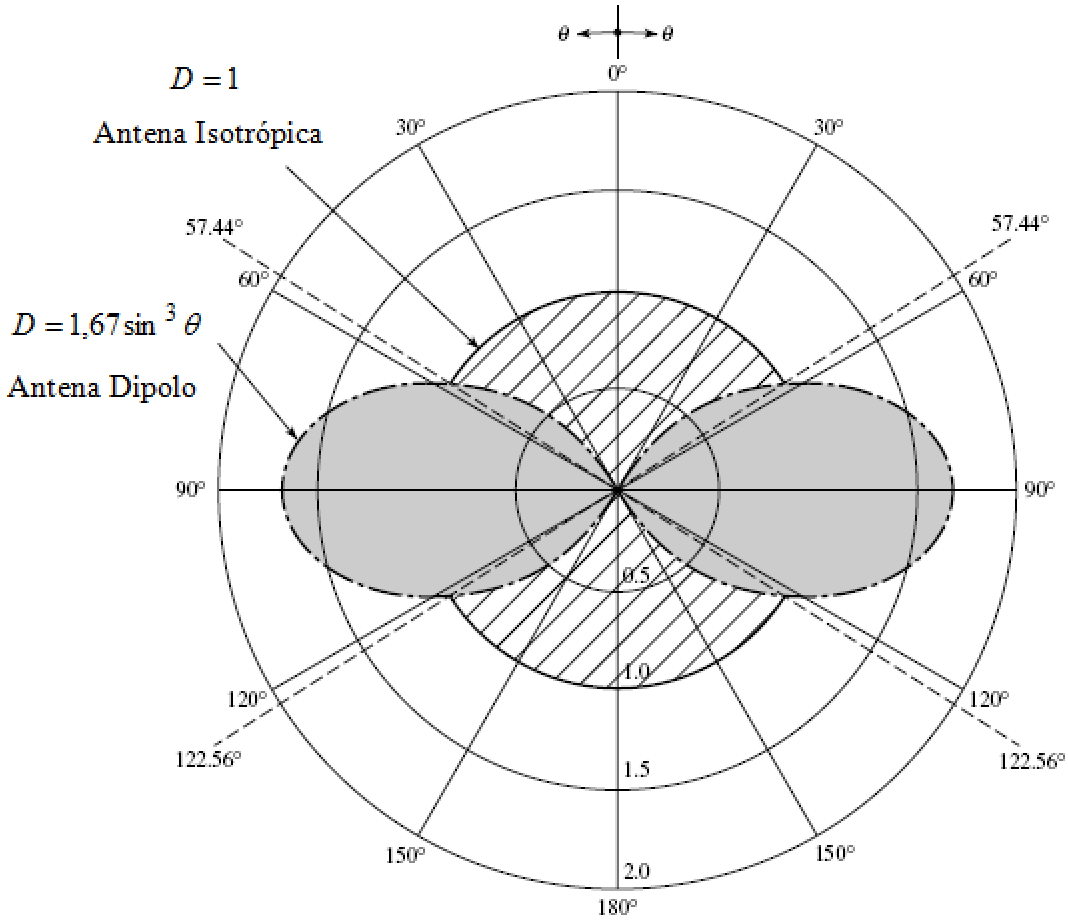

Figura 3.4: Comparação entre a diretividade da antena isotrópica e um dipolo [Balanis, 2005].

3.7 Ganho

O ganho de uma antena (numa dada direção) é definido como sendo a razão entre a intensidade de irradiação nesta direção, e a intensidade de irradiação que seria obtida por uma antena isotrópica sem perdas. Matematicamente podemos escrever o ganho em função da diretividade:

$$G = e_0 \frac{4\pi U}{W} = e_0 D \tag{3.10}$$

onde e_0 é a eficiência total da antena ou conjunto de antenas e D é a diretividade. Como o ganho é o produto de duas grandezas adimensionais, também é adimensional[4].

3.8 Largura de banda

A largura de banda de uma antena é definida como a faixa de frequência dentro da qual o desempenho da antena, em relação a algumas características, não se altera de forma significativa, em conformidade com uma especificação padrão. Para antenas de banda larga, a largura de banda é geralmente expressa como a razão das frequências superiores e inferiores de operação aceitável. Por exemplo, uma largura de banda 10:01 indica que a frequência superior é 10 vezes maior do que a inferior. Para antenas de banda estreita, a largura de banda é geralmente expressa como uma porcentagem da diferença de frequência, superior menos inferior, sobre a frequência central de largura de banda. Por exemplo, uma largura de banda de 10%, indica que a diferença entre a máxima frequência de operação aceitável e a central é de 0,1 vezes a frequência do centro da banda[4]. No projeto de um enlace, a antena é um dos fatores mais críticos, pois a mesma deve ser escolhida para operar na faixa de frequências especificadas para o sistema.

4 CONJUNTO DE ANTENAS

Para este trabalho foram analisados conjuntos lineares de elementos. Então é importante trabalhar alguns conceitos fundamentais sobre estes tipos de conjuntos. Tais conceitos serão posteriormente aplicados aos modelos de conjuntos de projetores.

Quando um conjunto é formado por elementos idênticos podemos separar o diagrama total do conjunto de elementos em dois diagramas distintos. O primeiro é o diagrama referente ao conjunto. É denominado fator de conjunto, AF (*array factor*), e é independente das particularidades dos elementos envolvidos. O fator conjunto só depende das características do arranjo do conjunto. O segundo é o diagrama do elemento. Este só depende das características do elemento e é denominado fator do elemento, EF (*element factor*). Para obter o diagrama completo basta fazer o produto dos dois diagramas[4][3].

4.1 Conjuntos de *N* Elementos

Para todo o desenvolvimento que vem seguir neste capítulo assumimos condições de campo distante. Logo consideraremos $r >> d$ sendo r a distância entre o conjunto e ponto de recepção (ou transmissão), e d a distância que separa os elementos do conjunto. A Figura 4.1 ilustra um conjunto linear de *N* elementos.

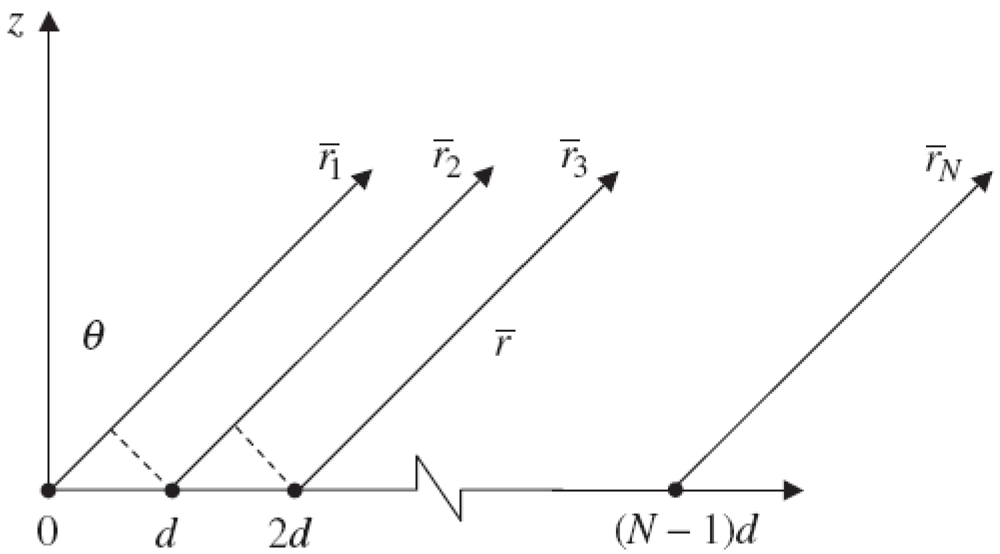

Figura 4.1: Exemplo de um conjunto linear com *N* elementos [Gross, 2005].

Se considerarmos θ o ângulo entre o vetor $\vec{r}$ e o eixo que contém os elementos, podemos representar o fator de conjunto da seguinte forma:

$$AF = 1 + e^{j(kd\cos\theta+\delta)} + e^{j2(kd\cos\theta+\delta)} + e^{j3(kd\cos\theta+\delta)} + \ldots + e^{jN(kd\cos\theta+\delta)} \qquad (4.1)$$

onde δ é a diferença de fase elemento a elemento, considerando que essa diferença seja fixa. Se for assumido que:

$$\Psi = kd\cos\theta + \delta \qquad (4.2)$$

Podemos reescrever a expressão para o fator de conjunto em forma de somatório:

$$AF = \sum_{n=1}^{N} e^{j(n-1)\Psi} \qquad (4.3)$$

Uma forma alternativa de se representar a expressão acima é encontrada em muitos livros texto e é definida aqui como vetor de conjunto:

$$\vec{a}(\theta) = \begin{bmatrix} 1 \\ e^{j(kd\cos\theta+\delta)} \\ e^{j2(kd\cos\theta+\delta)} \\ \ldots \\ e^{jN(kd\cos\theta+\delta)} \end{bmatrix} \qquad (4.4)$$

onde

$$AF = \sum\left(\vec{a}(\theta)\right) \qquad (4.5)$$

Esta representação é muito útil quando se trata da determinação do ângulo de chegada do sinal[3]. Podemos encontrar uma expressão ainda mais simplificada para o fator de conjunto como é mostrado a seguir:

$$e^{j\Psi} AF = e^{j\Psi} + e^{j2\Psi} + e^{j3\Psi} + ... + e^{jN\Psi} \tag{4.6}$$

Subtraindo (4.1) de (4.6) temos:

$$\left(e^{j\Psi} - 1\right) AF = \left(e^{jN\Psi} - 1\right) \tag{4.7}$$

Logo:

$$AF = \frac{e^{jN\Psi} - 1}{e^{j\Psi} - 1} \tag{4.8}$$

Rearranjando a expressão teremos:

$$\frac{e^{jN\Psi} - 1}{e^{j\Psi} - 1} = \frac{e^{j\frac{N}{2}\Psi}\left(e^{j\frac{N}{2}\Psi} - e^{-j\frac{N}{2}\Psi}\right)}{e^{j\frac{\Psi}{2}}\left(e^{j\frac{\Psi}{2}} - e^{-j\frac{\Psi}{2}}\right)}$$

$$= e^{j\left(\frac{N-1}{2}\right)\Psi} \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\Psi\right)}{\sin\left(\frac{\Psi}{2}\right)} \tag{4.9}$$

O termo $e^{j(N-1/2)}$ aparece na equação (4.9) pelo fato do conjunto estar centrado em $(N-1)/2$. Se centrarmos o conjunto na origem tem-se que:

$$AF = \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\Psi\right)}{\sin\left(\frac{\Psi}{2}\right)} \tag{5.10}$$

A fim de obter o fator de conjunto normalizado, calculamos o valor máximo que a equação (4.10) atinge. É fácil observar que isso ocorre quando $\Psi = 0$, mas essa substituição na equação produz uma divisão por zero, logo teremos que utilizar teoria de limites para efetuar o cálculo. Multiplicando a expressão (4.10) por $\frac{\Psi}{2}/\frac{\Psi}{2} = 1$ teremos:

$$\lim_{\Psi \to 0} \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\Psi\right)\Big/\frac{\Psi}{2}}{\sin\left(\frac{\Psi}{2}\right)\Big/\frac{\Psi}{2}} = N$$

logo:

$$AF_{máx} = N$$

Então a equação que representa o fator de conjunto normalizado é:

$$AF_n = \frac{1}{N}\frac{\sin\left(\frac{N}{2}\Psi\right)}{\sin\left(\frac{\Psi}{2}\right)} \tag{4.11}$$

Para os casos onde $\frac{\Psi}{2}$ é muito pequeno teremos $\sin\left(\frac{\Psi}{2}\right) \approx \frac{\Psi}{2}$ e

$$AF_n = \frac{1}{N}\frac{\sin\left(\frac{N}{2}\Psi\right)}{\frac{\Psi}{2}} \tag{4.12}$$

É importante observar que para $\frac{\Psi}{2}$ muito pequeno a expressão para o fator de conjunto se torna uma função *sinc*. Para encontrar os nulos da equação (4.11) ou da equação (4.12) temos que igualar o numerador da função a zero e assim teremos:

$$\sin\left(\frac{N}{2}\Psi\right) = 0$$

$$\frac{N}{2}\Psi = \pm n\pi, n = 1,2,3...$$

$$\frac{N}{2}\left(kd\cos\theta_{null} + \delta\right) = \pm n\pi, n = 1,2,3...$$

$$\theta_{null} = \cos^{-1}\left(\frac{1}{kd}\left(\pm\frac{2n\pi}{N} - \delta\right)\right), n = 1,2,3... \quad (4.13)$$

Para o caso específico de um conjunto tipo *broadside* com $d = \lambda/2$ e se $\delta = 0$ teremos:

$$\theta_{null} = \cos^{-1}\left(\frac{2n}{N}\right), n = 1,2,3... \quad (4.14)$$

Como o termo dentro do parêntese deve estar entre 1 e -1, para o caso específico do conjunto *broadside*, o número de nulos é igual a *N*, ou seja:

$$-\frac{N}{2} \leq n \leq \frac{N}{2}$$

A largura de feixe de um conjunto linear é definida pela distância angular entre os pontos de meia potência do lóbulo principal do fator conjunto. A Figura 4.2 representa um típico diagrama de irradiação com sua largura de feixe indicada[3].

Para definir o ângulo de máximo devemos fazer com que o arco do seno do denominador da equação (4.11) seja 0, ou seja:

$$\Psi = 0$$

$$kd\cos\theta_{máx} + \delta = 0$$

$$\theta_{máx} = \cos^{-1}\left(\frac{\delta}{N}\right) \quad (4.15)$$

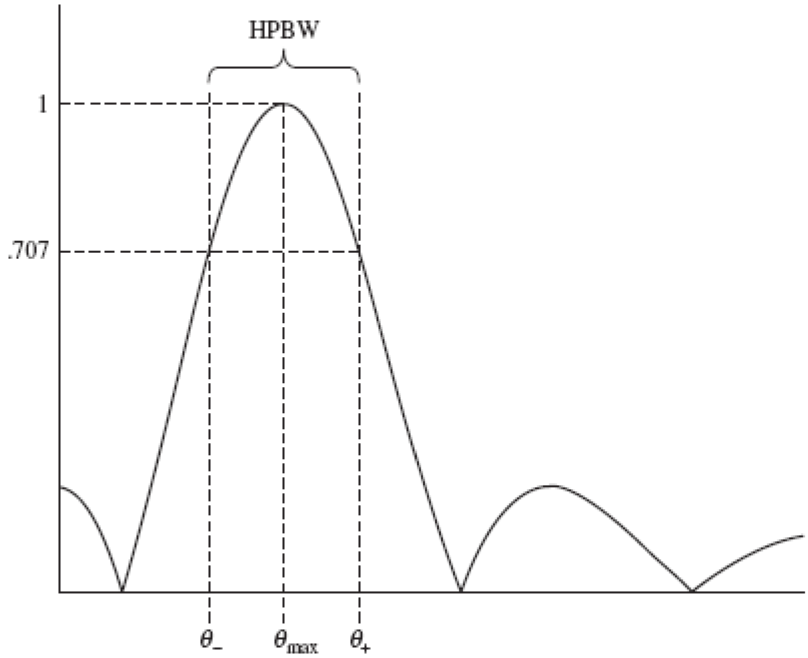

Figura 4.2: Diagrama de irradiação com largura de feixe indicada [Gross, 2005].

No caso especial onde $\delta = 0$, $\theta_{máx} = \pi/2$. Considerando que:

$$\frac{\sin x}{x} = 0{,}707 \text{ se } x = 1.391$$

Logo para que o diagrama de irradiação do conjunto esteja em um ponto de meia potência:

$$\frac{N}{2}\left(kd\cos\theta_{\pm} + \delta\right) = 1{,}391$$

ou

$$\theta_{\pm} = \cos^{-1}\left(\frac{1}{kd}\left(\pm\frac{2{,}782}{N} - \delta\right)\right) \tag{4.16}$$

Para o caso especial de um conjunto *broadside* com $\delta = 0$ teremos:

$$\theta_{\pm} = \cos^{-1}\left(\frac{\pm 0{,}885}{N}\right) \tag{4.17}$$

A largura de feixe é definida como:

$$HPBW = |\theta_+ - \theta_-| \tag{4.18}$$

É importante ressaltar que, enquanto se aumenta o número de elementos de um conjunto a largura de feixe diminui, e consequentemente sua diretividade aumenta. Para um conjunto tipo *broadside* a máxima diretividade é dada como:

$$D_0 = 2N\frac{d}{\lambda} \tag{4.19}$$

É visto na equação acima que diretividade máxima de um conjunto *broadside* é diretamente proporcional ao número de elementos do conjunto.

4.2 Conjuntos de Dois Elementos

O programa Diagrama_array.mdl apresenta um modelo que simula um conjunto de dois elementos irradiantes em ambiente marinho, contabilizando um raio refletido na superfície da água. O programa em questão é baseado no modelo matemático para o fator de conjunto descrito a seguir.

Considere o conjunto de dois elementos descrito pela Figura 4.3:

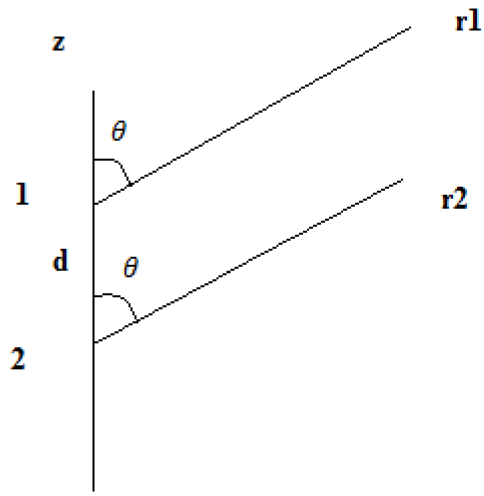

Figura 4.3: Conjunto de dois elementos.

Sendo os elementos idênticos, alimentados com uma mesma corrente I_0 e separados por uma distância d temos:

$$E_1 = E_0 I_0 \frac{e^{-jkr_1}}{r_1} f(\theta,\varphi) \tag{4.20}$$

$$E_2 = E_0 I_0 \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} f(\theta,\phi) \tag{4.21}$$

As equações acima representam os campos irradiados pelos dois elementos do conjunto. Como estamos tratando apenas do campo distante, podemos considerar que r_1 e r_2 são paralelos. Assim podemos assumir que:

$$r_2 = r_1 + d\cos\theta \tag{4.22}$$

Logo o campo total irradiado pelo conjunto será:

$$E_T = E_1 + E_2 = E_0 I_0 f(\theta,\varphi)\left(\frac{e^{-jkr_1}}{r_1} + \frac{e^{-jk(r_1+d\cos\theta)}}{r_2}\right) \tag{4.23}$$

Considerando que apenas estamos trabalhando com o campo distante gerado pelo conjunto, podemos considerar, no denominador, que:

$$r_2 = r_1 = r \tag{4.24}$$

Logo, podemos reduzir a equação (4.23) para a seguinte forma:

$$E_T = E_0 I_0 f(\theta,\varphi)\left(\frac{e^{-jkr}}{r} + \frac{e^{-jkr}}{r} e^{-jkd\cos\theta}\right)$$

$$E_T = E_0 I_0 f(\theta,\varphi)\frac{e^{-jkr}}{r}\left(1+e^{-jkd\cos\theta}\right) \tag{4.25}$$

Como o conjunto foi formado por elementos idênticos podemos separar a equação acima em dois termos distintos, o fator de conjunto e o fator de elemento. Assim podemos escrever:

$$AF = \left(1+e^{-jkd\cos\theta}\right) \tag{4.26}$$

$$EF = E_0 I_0 f(\theta,\varphi)\frac{e^{-jkr}}{r} \tag{4.27}$$

4.3 Conjuntos de Quatro, Oito e Dezesseis Elementos

Considerando a equação (4.3) e fazendo N = 4, 8, e 16 teremos respectivamente:

$$AF = \sum_{n=1}^{4} e^{j(n-1)\Psi} \tag{4.28}$$

$$AF = \sum_{n=1}^{8} e^{j(n-1)\Psi} \tag{4.29}$$

$$AF = \sum_{n=1}^{16} e^{j(n-1)\Psi} \tag{4.30}$$

5 PROBLEMA DA IRRADIAÇÃO ACÚSTICA

O meio acústico é uma parte essencial da propagação acústica submarina. Esse meio é normalmente um fluido, e na maioria dos casos, ar ou água. O meio é caracterizado basicamente por duas propriedades: a densidade estática, ρ, e o módulo de sua massa, B. Entretanto na análise e projeto de transdutores, ρ, e a velocidade do som, dada por:

$$c = \left(\frac{B}{\rho} \right) \tag{5.1}$$

são propriedades mais convenientes. O produto dessas duas grandezas, ρc, é chamada impedância acústica específica, e é muito maior para a água do que para o ar $(\sim 1{,}5 \times 10^6\ vs\ 420\ Kg/m^2 s)$, por isso a água causa efeitos muito mais significativos na operação de transdutores que o ar. Iremos considerar que o meio que cerca um transdutor é homogêneo, isotrópico, com viscosidade nula e com dimensões tão grandes que poderemos desconsiderar os efeitos de borda. No entanto, transdutores são frequentemente usados ou testados sob condições totalmente diferentes, por exemplo, próximo da superfície da água, montado em cascos de navios, ou em tanques cheios de água. Em tais casos a proximidade de outros meios ou estruturas pode afetar fortemente a operação de um transdutor[6].

Quando a superfície móvel de um transdutor vibra em um meio acústico produz um distúrbio neste meio, chamado de campo acústico, que varia com o tempo e direção neste meio. O problema da irradiação acústica consiste na determinação do campo acústico que resulta de uma vibração de uma superfície de um transdutor específico.

O campo acústico em um fluido é um campo escalar, e pode ser completamente descrito por uma única grandeza, a pressão p. Outra característica de interesse do campo acústico são as componentes do vetor velocidade de partícula, $\vec{u}$, que podem ser derivadas da pressão.

A equação de onda escalar para pressão acústica é dada por:

$$\nabla^2 \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \tag{5.2}$$

onde ∇^2 é o operador laplaciano. Todos os casos considerados aqui tem dependência harmônica. O símbolo p nas seguintes equações representará a dependência espacial do campo de pressão acústica (e.g. a pressão tem a forma $p(x,y,z)e^{j\omega t}$ em coordenadas retangulares)[6].

O segundo termo na equação (5.2) então se torna, k^2p, onde $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ é o número de onda acústica, e λ é o comprimento de onda acústico. A equação de onda nesta forma, como dito anteriormente, é conhecida como a equação diferencial de Helmholtz:

$$\nabla^2 \rho + k^2 p = 0 \tag{5.3}$$

Em coordenadas cartesianas (x, y, z), cilíndricas (r, ϕ, z) e esféricas (R, θ, ϕ), ver Figura 5.1, a equação de Helmholtz toma as seguintes formas:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = 0 \tag{5.4}$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial p}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = 0 \tag{5.5}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial p}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta\frac{\partial p}{\partial \theta}\right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta}\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} \tag{5.6}$$

Note que os símbolos, r e ϕ, são usados em ambos os sistemas esféricos e cilíndricos, e ϕ tem o mesmo significado em ambos os sistemas, mas r tem significado diferente.

Em geral a velocidade em cada ponto da superfície vibrante tem uma componente normal e outra tangencial à superfície. Por exemplo, para uma esfera centrada na origem e vibrando como um corpo rígido paralelo ao eixo z, a velocidade nos dois pontos situados no eixo z tem somente a componente normal. Nos pontos situados no plano x-y (em θ=90^o) a velocidade apresenta apenas a componente tangencial. Em todos os demais pontos da superfície a velocidade tem componentes normal e tangencial, como pode ser visto na Figura 5.2[6].

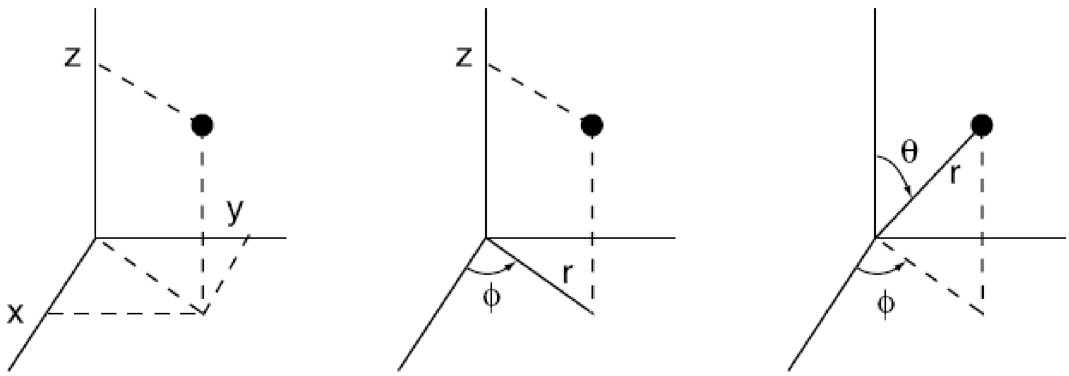

Figura 5.1: Sistemas de coordenadas retangulares, cilíndricas, e esféricas [Sherman, 2011].

Somente a componente normal da velocidade produz um campo acústico em meio não viscoso, uma vez que a componente tangencial desliza sem causar perturbação ao meio. Se o meio é viscoso, a componente tangencial causa perturbação, mas esta se estende somente por curtas distâncias a partir do vibrador e não contribui para o campo acústico irradiado[6].

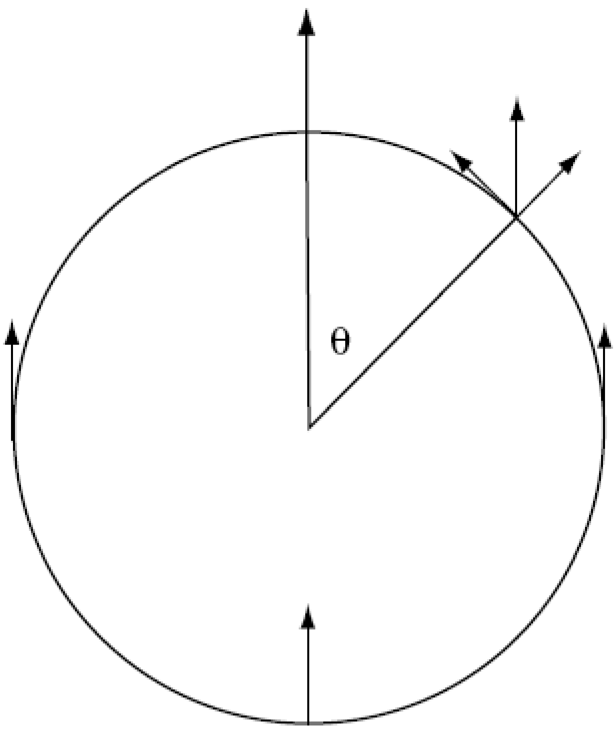

Figura 5.2: Componentes normal e tangencial da velocidade em uma esfera rígida [Sherman, 2011].

O campo acústico pode ser dividido em duas regiões espaciais, campo próximo e campo distante. Neste trabalho todas as análises consideram condições de campo distante. No campo distante a energia transferida ao meio nunca retorna, porque é irradiada para longe, e a potência acústica irradiada pelo campo distante é proporcional a resistência de radiação[6].

Soluções para a equação de onda incluem ambas as partes do campo acústico. Obviamente o campo distante irradiado é útil em mais casos, mas em outras situações o campo próximo é importante porque causa problemas como cavitação e interações acústicas entre transdutores[6].

Um problema em irradiação acústica é dado pela especificação da velocidade normal de vibração de uma superfície particular. Uma solução apropriada da equação de onda para a superfície é usada para calcular a velocidade de uma partícula no meio normal à superfície do transdutor, sendo que esta velocidade é igual a velocidade normal especificada na superfície do transdutor. Esta é a condição de contorno que determina uma solução para um problema específico. A relação geral entre a pressão e o vetor velocidade de partícula $\vec{u}$, em um meio, é dada pela equação do movimento [6]:

$$\vec{u} = -\frac{1}{j\omega\rho}\vec{\nabla}p \tag{5.7}$$

Todas as características do campo acústico produzido por aquela superfície vibradora particular pode então ser determinada pela solução da equação de onda. Um dos mais úteis métodos analíticos de solução de equação de onda é o método da separação de variáveis. Por exemplo, em coordenadas retangulares a solução é assumida como sendo o produto de uma função de x, uma função de y e uma função de z, tal como:

$$p(x,y,z) = X(x)Y(y)Z(z) \tag{5.8}$$

Substituindo esta expressão na equação (5.4) mostra-se que as funções X, Y, e Z satisfazem as equações:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + k_x^2 X = 0 \tag{5.9}$$

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + k_y^2 Y = 0 \qquad (5.10)$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k_z^2 Z = 0 \qquad (5.11)$$

Onde k_x , k_y , e k_z são constantes relacionadas da seguinte forma:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \qquad (5.12)$$

As equações (5.9 - 5.11) têm soluções $e^{\pm jk_x X}$, $e^{\pm jk_y Y}$ e $e^{\pm jk_z Z}$. A solução completa para o campo acústico em coordenadas retangulares é dada pela equação (5.8):

$$p(x, y, z) = P_0 e^{j(\omega t \pm k_x x \pm k_y y \pm k_z z)} \qquad (5.13)$$

onde P_0 é uma constante determinada pelas condições de contorno[6].

Esta expressão representa ondas de amplitude P_0, propagando-se na direção dada por um vetor com componentes em x, y e z de k_x, k_y e k_z chamado de vetor de onda. Por exemplo, para uma onda plana propagando-se na direção positiva de x, $k_x = k$ e $k_y = k_z = 0$.

Ondas planas são um conceito básico em acústica, embora existam somente como uma aproximação em regiões limitadas do espaço. Quando descrevemos a resposta recebida por um hidrofone é geralmente aceito que o hidrofone receba uma onda plana, e na calibração dos transdutores a tentativa usual é fazer com que atinjam condições de onda plana. Em uma onda plana o vetor velocidade de partícula é paralelo à direção de propagação [6].

Soluções para a equação de onda em coordenadas cilíndricas, esféricas, e em vários outros sistemas de coordenadas podem também ser encontradas utilizando separação de variáveis. Nestes casos as soluções de interesse para os problemas de irradiação devem satisfazer as condições de contorno, o que significa que, para grandes distâncias a partir da origem as soluções tomam a forma de uma onda se afastando da origem do centro de coordenadas. O resultado da separação de variáveis em coordenadas cilíndricas para uma onda se afastando é:

$$p(r,\varphi,z)e^{j\omega t} = A_m H_m^{(2)}(k_r r)e^{j(m\varphi \pm k_z \pm \omega t)} \tag{5.14}$$

onde A_m é uma amplitude constante determinada pelas condições de contorno, $H_m^{(2)}(k_r r) = J_m(k_r r) - jY_m(k_r r)$ é a função de Hankel 2 cilíndrica, J_m e Y_m são as funções de Bessel e Neumann, $k_r^2 + k_z^2 = k^2$, e m é um inteiro positivo ou negativo. A escolha de $H_m^{(2)}(k_r r)$, com o fator $e^{j\omega t}$, fornece ondas que se propagam afastando-se a partir da origem[6].

O método de separação de variáveis para coordenadas esféricas para uma onda se afastando da origem conduz a:

$$p(r,\theta,\varphi)e^{j\omega t} = A_{nm} h_n^{(2)}(kr) P_n^m(\cos\theta) e^{j(\omega t \pm m\varphi)} \tag{5.15}$$

onde , $h_n^{(2)}(kr) = j_n(kr) - j\, y_n(kr)$ é a função de Hankel esférica do tipo 2, j_n e y_n são as funções de Bessel e Neumann esféricas, $P_n^m(\cos\theta)$ são as funções de Legendre associadas, e m e n são inteiros positivos de forma que $n \geq m$[6].

Estas soluções da equação de onda contém dois parâmetros independentes. Em coordenadas retangulares, onde $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$ quaisquer dois valores k_x , k_y e k_z determinam o terceiro valor, sendo que em coordenadas cilíndricas o mesmo ocorre com m, k_r e k_z. Em coordenadas esféricas m e n são independentes. Desde que a equação de onda seja linear, qualquer combinação destas soluções com diferentes parâmetros também será uma solução. Assim mais soluções podem ser construídas a partir de uma soma de parâmetros inteiros ou a partir de uma integração de parâmetros contínuos. Como um simples exemplo considere uma esfera de raio a, com todos os pontos da superfície vibrando de forma senoidal na direção radial com a mesma velocidade, $u_0 e^{j\omega t}$, como mostra a Figura 5.3. Assim, neste caso, não existe componente tangencial da velocidade[6].

A solução em coordenadas esféricas, da equação (5.15), é apropriada. É também aparente, desde que a velocidade normal seja a mesma em todos os pontos da superfície, que o campo acústico deva ser o mesmo em todas as direções (independentemente de θ e ϕ). No caso onde $m = n = 0$ e ainda desde que $P_0^0(\cos\theta) = 1$, a equação (5.15) se torna:

$$p(r) = A_0 h_0^{(2)}(kr) = jA_0 \frac{e^{-jkr}}{kr} \tag{5.16}$$

A amplitude A_0 na equação (5.16) fornece a solução completa para o campo acústico de uma esfera pulsante em termos da velocidade u_0, com direção da superfície em r. Assim para uma esfera de raio a vibrando com uma velocidade u_0 a equação (5.16) se torna[6]:

$$p(r) = \frac{j\rho u_0 k a^2}{1 + ka} \frac{e^{-jk(r-a)}}{r} \tag{5.17}$$

As ondas acústicas geradas por uma esfera pulsante são chamadas de ondas esféricas simples porque em todas as esferas concêntricas que sobrescrevem a esfera pulsante a onda propagante tem mesma amplitude. Elas são úteis aproximações para o campo distante para transdutores de qualquer forma, que tem a velocidade da superfície em fase, em frequências onde as dimensões do transdutor são pequenas comparado ao comprimento de onda.

A esfera pulsante é também a base para o conceito de fonte pontual. A fonte pontual é o caso idealizado em que o raio da esfera pulsante se aproxima de zero. Fontes pontuais podem, por causa de seu tamanho infinitesimal, formar por superposição, os campos das demais fontes reais. Como a equação de onda é linear, qualquer superposição de soluções que satisfaçam os mesmos tipos de condições de contorno na mesma superfície é também uma solução[6].

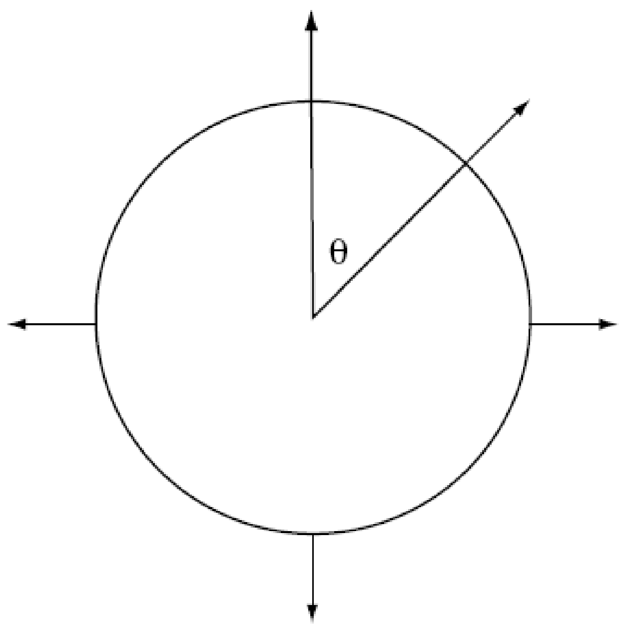

Figura 5.3: Esfera pulsante com velocidade uniforme em sua área e com direção radial [Sherman 2011].

5.1 Campo distante para irradiação acústica

5.1.1 Fontes Lineares

Pode ser visto na equação (5.17) que o campo acústico gerado por uma esfera pulsante não muda de forma com a distância quando a esfera aumenta. Contudo muitos irradiadores acústicos apresentam distribuições de pressão mais complicadas no campo próximo, que se tornam aproximadamente ondas esféricas com dependência direcional em distâncias suficientemente grandes a partir do irradiador. Um exemplo simples é uma fonte linear cilíndrica vibrando uniformemente, de comprimento L e raio a, onde $L \gg a$ e $L \gg \lambda$. Pode ser considerado que essa fonte consiste em um grande número de fontes infinitesimais pontuais, cada uma com comprimento dz_0 como mostra a Figura 5.4. A contribuição diferencial do campo acústico para cada fonte pontual é dado por:

$$dp = j\frac{\rho ck}{4\pi R} dQe^{-jkR} \tag{5.18}$$

onde $dQ = 2\pi a u_0 dz_0$ é o elemento diferencial da fonte de força e u_0 é a velocidade radial. Embora coordenadas cilíndricas sejam naturais para esta fonte linear com simetria cilíndrica, coordenadas esféricas são mais convenientes para o cálculo do campo distante, uma vez que este consiste em ondas esféricas. Assim a Figura 5.4 mostra que $R = [r^2 + z_0^2 - 2rz_0 \cos\theta]^{1/2}$ é a distância de dQ a z_0 para o ponto do campo distante (r, θ). O campo é independente de ϕ por causa da simetria axial. O campo acústico de uma linha é dado pela superposição dos campos gerados por todas as fontes pontuais. Isto é, acoplados por integração da equação (5.18) ao longo de z_0 entre $-L/2$ até $+L/2$.

Em condições de campo distante, onde $r \gg L$ e R, o R no denominador da equação (5.18) pode ser aproximado por r. Contudo o R no expoente deve ser aproximado por $r - z_0 \cos\theta$ para preservar as relações de fase que são críticas na determinação da função diretividade. O resultado para o campo distante da fonte linear contínua em termos de um ângulo $\alpha = (\pi/2) - \theta$ é:

$$p(r,\alpha)=\frac{j\rho ckQ_0}{4\pi}\frac{e^{-jkr}}{r}\frac{\sin[(kL/2)\sin\alpha]}{(kL/2)\sin\alpha} \tag{5.19}$$

onde $Q_0 = 2\pi aLu_0$ é a fonte de força da linha completa. O fator e^{-jkr}/r na equação (5.19) mostra que o campo distante consiste em ondas esféricas, como para todas as fontes de tamanho finito. Mas não são ondas esféricas simples, porque a amplitude da pressão varia com a direção a partir da fonte como é mostrado com a dependência com o ângulo α. Quando a propagação das ondas esféricas tem dependência com o angulo α, como em muitos casos, existem componentes do vetor velocidade de partícula que são perpendiculares às componentes radiais, mas em se tratando do campo distante elas podem ser desprezadas[6]. A Figura 5.5 traz o diagrama de uma fonte linear com $kL = 3\pi$.

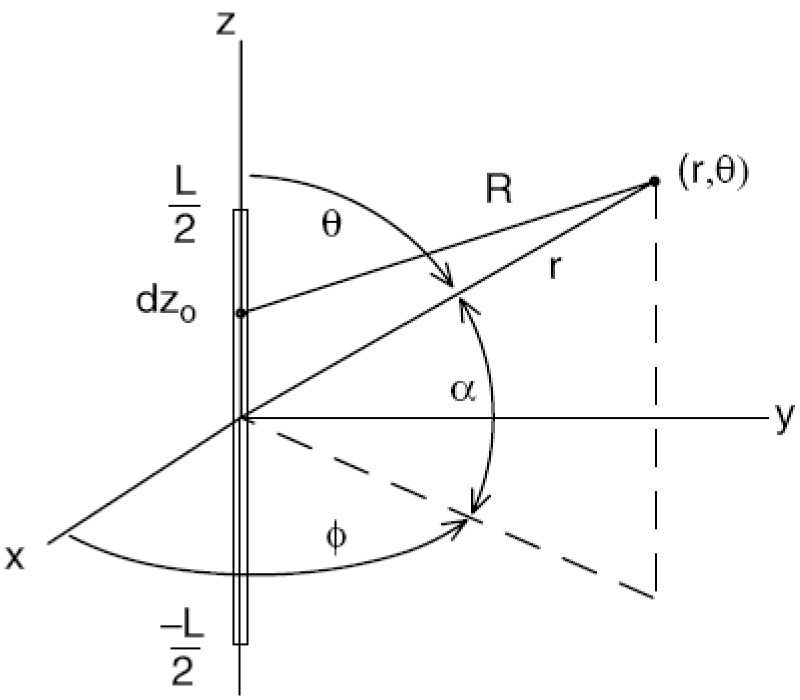

Figura 5.4: Coordenadas para calcular o campo distante, em um ponto (r, θ) de uma fonte linear de comprimento, L [Sherman, 2011].

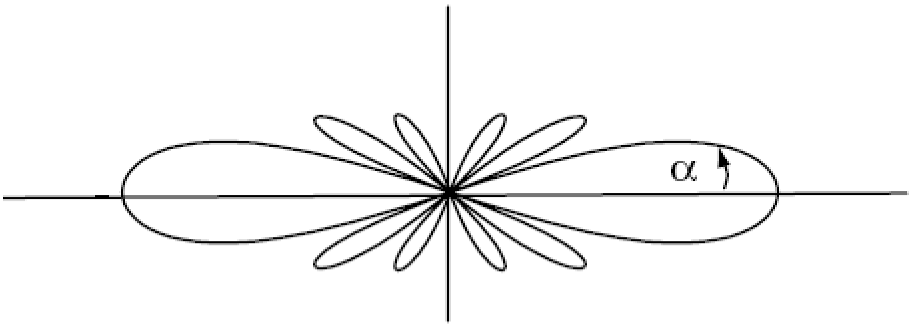

Figura 5.5: Diagrama de feixe para o campo distante de uma fonte linear para $kL = 3\pi$[Sherman, 2011].

5.1.2 Fontes planares

O campo distante de irradiadores planos pode ser formulado por campos de fontes pontuais. Primeiro considerando duas fontes pontuais como mostra a Figura 5.6. Imagine o plano infinito que corta a linha que une as duas partes, e que é perpendicular a esta linha. Em todos os pontos desse plano as pressões dos pontos iguais se somam, mas as componentes de velocidade de partícula normais ao plano são opostas e se cancelam. Assim o campo de duas fontes é consistente com um infinito e rígido plano defletor localizado no meio do caminho entre elas, e perpendicular ao plano que as contém[6].

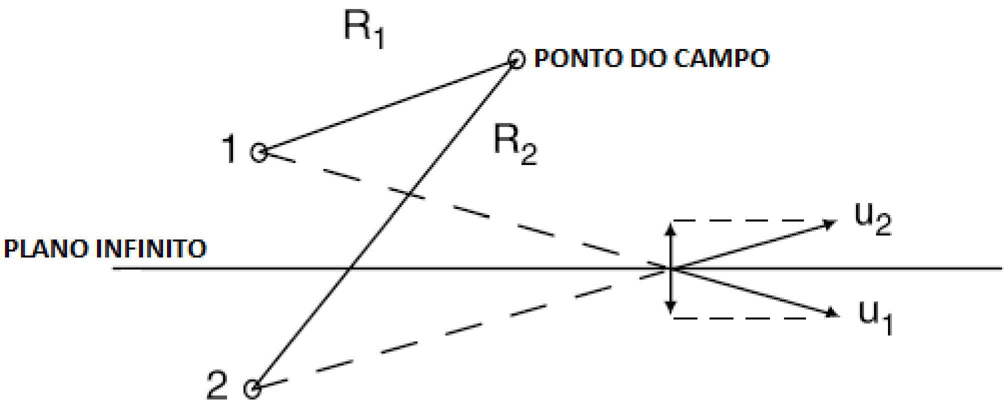

Figura 5.6: Duas fontes pontuais de igual força tendo um plano infinito entre eles, em que as componentes de velocidade normais se cancelam[Sherman 2011].

Os campos das duas fontes podem ser somados com os campos de outros pares de fontes pontuais idênticos situadas em cada lado do mesmo plano infinito. Assim é possível construir os campos de fontes planares continuas situadas neste plano. O procedimento é similar ao utilizado para a fonte linear, mas o elemento diferencial da fonte de força é agora o somatório de dois campos de fontes pontuais:

$$dp = \frac{j\rho ck}{4\pi} dQ \left[\frac{1}{R_1} e^{-jkR_1} + \frac{1}{R_2} e^{-jkR_2} \right] \tag{5.20}$$

onde R_1 e R_2 são as distancias entre cada fonte e um ponto arbitrário onde se deseja calcular o campo, como mostra a Figura 5.6[6].

O raciocínio que levou a equação (5.20) é também a base para o método das imagens. Este método usa o fato de que o campo de uma fonte pontual próximo a um plano infinito é a soma dos campos da fonte pontual no espaço livre e sua imagem no outro lado do plano, como mostra a Figura 5.7.

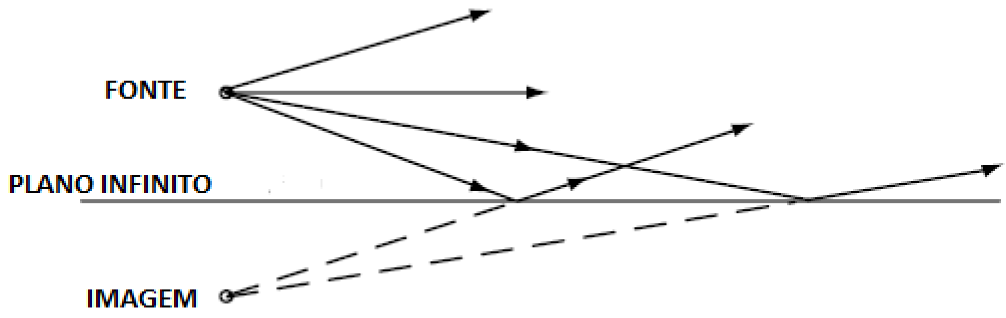

Figura 5.7: Campo de duas fontes pontuais próximas a um plano infinito dado pelo método das imagens[Sherman, 2011].

Agora o campo de um irradiador planar estendido, montado em um plano, pode ser encontrado integrando a equação (5.20) sobre a superfície do irradiador. Isto pode ser feito em qualquer sistema de coordenadas conveniente, e para um irradiador plano de qualquer forma, com qualquer distribuição de velocidade, embora a integral possa raramente ser avaliada analiticamente. Fazendo $dQ = u(\vec{r_o})dS_0$, o resultado para o campo é[6]:

$$p(\vec{r}) = \frac{j\rho ck}{2\pi} \iint u(\vec{r}_0) \frac{1}{R} e^{-jkR} dS_0 \tag{5.21}$$

A equação (5.21) foi primeiro fornecida por Rayleigh e é frequentemente referida como a integral de Rayleigh. Esta é uma das mais utilizadas equações da acústica.

O irradiador circular com velocidade normal (chamado de pistão circular por causa da velocidade uniforme) será discutido a seguir porque é usado com bastante frequência para aproximar o campo sonoro de transdutores. Considerando um pistão de raio a vibrando com velocidade u_0 temos como solução da equação (5.21):

$$p(r,\theta) = j\rho c k u_0 a^2 \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{J_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta} \tag{5.22}$$

O terceiro termo da equação (5.22) define a diretividade do lóbulo principal em função de θ, e a disposição de lóbulos laterais, como mostra a Figura 5.9.

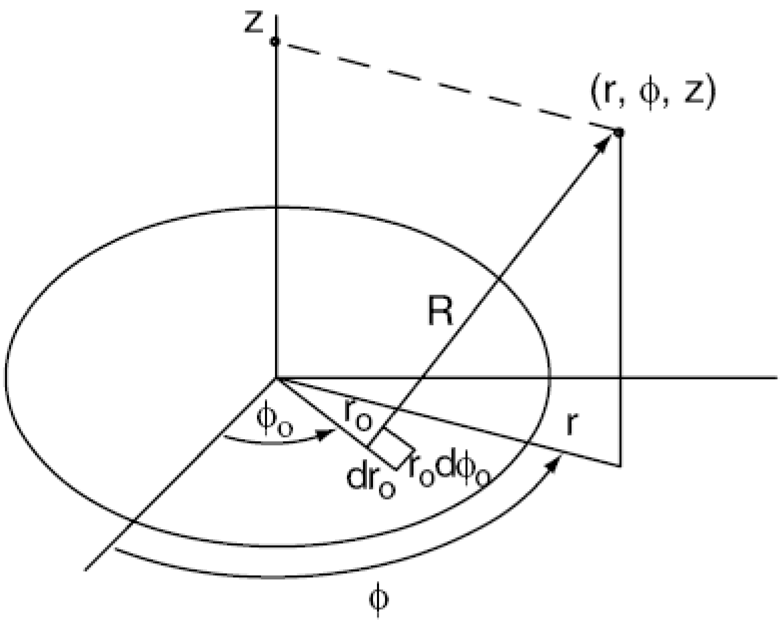

Figura 5.8: Coordenadas cilíndricas para o cálculo do campo gerado por um irradiador com forma de um pistão cilíndrico [Sherman, 2011].

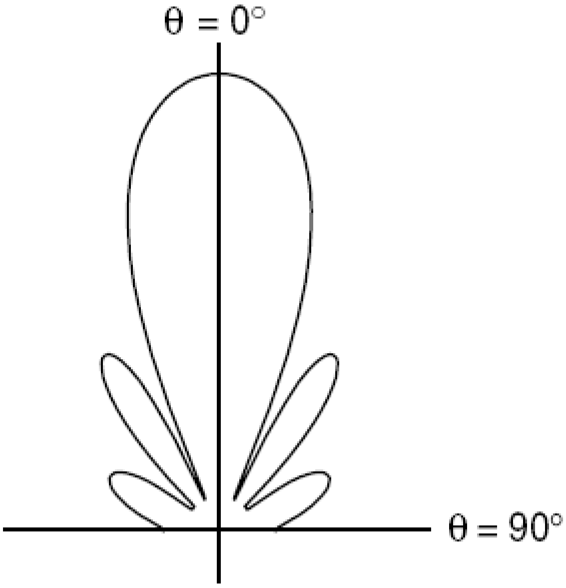

Figura 5.9: Diagrama de feixe do campo distante de um pistão circular com $ka = 3\pi$ [Sherman, 2011].

6 TRANSDUTOR TIPO PISTÃO

Os transdutores esféricos irradiam potência uniformemente em todas as direções, já os que possuem forma de anel irradiam potência uniformemente em um único plano. No foco desse trabalho está o transdutor do tipo pistão, que geralmente projeta ondas sonoras em uma direção com diretividade, que depende do seu tamanho em comparação com seu comprimento de onda. Conjuntos de grandes dimensões deste tipo de transdutor projetam feixes altamente direcionais.

6.1 Transdutor Tompilz

O transdutor Tompilz também é chamado de "*sound mushroom*", por causa de seu formato parecido com cogumelo. A Figura 6.1 traz um corte transversal de um típico transdutor Tompilz. Uma cabeça de pistão com grande massa e uma massa traseira permite uma forma compacta de obter saída em uma gama de frequências medianas sem precisar de cerâmicas piezoelétricas ou pilhas condutoras magnetostrictivas muito extensas. A Figura 6.1 mostra um transdutor Tompilz com uma pilha de 4 anéis paralelos de material PZT (piezoelétrico) com fios ligados, com massa relativamente leve, mas forte e com uma massa relativamente pesada na extremidade.

Outras partes mostradas na Figura 6.1 incluem: isolamento mecânico, abrigo (*housing*), transformador com ajuste de rede, gabinete de borracha ao redor da cabeça e conectores elétricos subaquáticos. A pilha de anéis é mantida sob compressão por uma haste (bastão de tensão) e, as vezes, um disco cônico de material flexível, ou uma anilha Belhille, que desacopla o bastão e o mantém comprimido contra expansão térmica. Em alguns projetos a circunferência da pilha de anéis piezoelétricos é também envolta por fibra de vidro para aumentar a resistência anti-choque. Tipicamente a cabeça é de alumínio e a extremidade de aço, o bastão é feito de aço muito resistente e os anéis piezoelétricos são tipo I e II. Conhecido comercialmente como PZT-4, a cerâmica piezoelétrica do tipo I é recomendada para aplicações de média e alta potência e para condições de uso contínuo e repetitivo. Esta gera altas amplitudes de vibração mantendo baixas as perdas mecânicas e dielétricas. Já a cerâmica do tipo II é conhecida comercialmente como PZT-5A. Esta cerâmica não é recomendada para uso contínuo e para aplicações de alta potência. A cerâmica do tipo II possui alta sensibilidade e é ideal para dispositivos de transmissão e recepção de baixa potência. A cobertura é feita normalmente de aço e a " bota" de borracha é normalmente feita de neoprene ou borracha butílica (permite elevada impermeabilidade à água), ou até mesmo de poliuretanos para imersões curtas. A bota de borracha é vulcanizada à cabeça do pistão para assegurar uma boa ligação, para que não haja a formação de bolsas de ar que iriam deixar o transdutor mais leve e reduzindo a resistência de radiação.

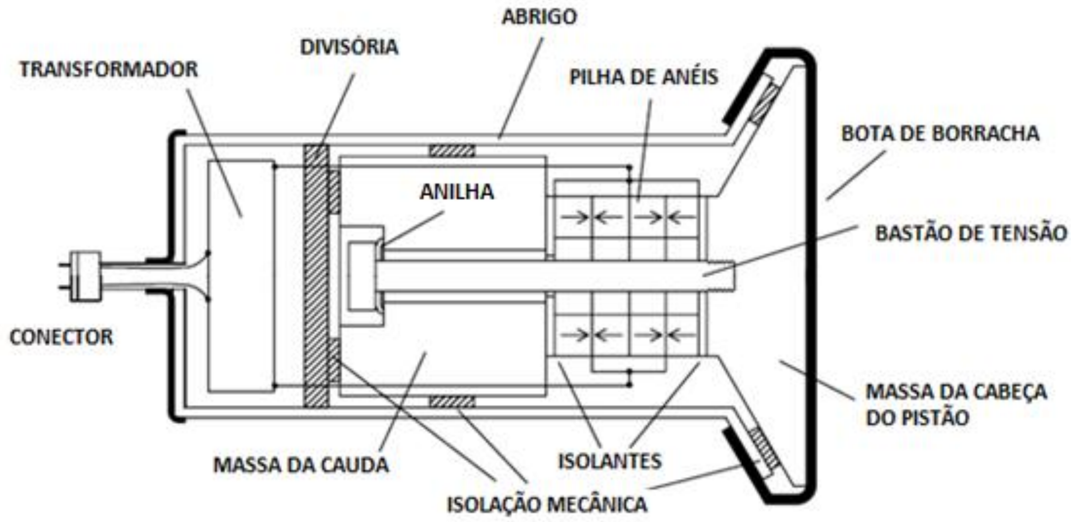

Figura 6.1: Secção longitudinal de um típico transdutor Tompilz [Sherman, 2011].

O objetivo é atingir o maior movimento possível da cabeça do êmbolo e irradiar níveis maiores de potência quanto possível, próximo e acima da ressonância mecânica[6].

7 DESCRIÇÃO DOS PROGRAMAS

O texto a seguir tem o objetivo de descrever os programas utilizados neste trabalho. O primeiro programa utilizado foi o Diagrama_Array, que é responsável por traçar diagramas de um conjunto de dois elementos isotrópicos. O segundo, Diagrama_Tompilz, tem o objetivo traçar os diagramas de um transdutor Tompilz. O terceiro é o Diagrama_Array_Tompilz que traça os diagramas de um conjunto de transdutores Tompilz

7.1 Diagrama_Array

Para geração da informação a ser modulada, foi utilizado um bloco *Bernoulli Binary Generator*. Este bloco e seu *Source Block Parameters* são ilustrados na Figura 7.1.

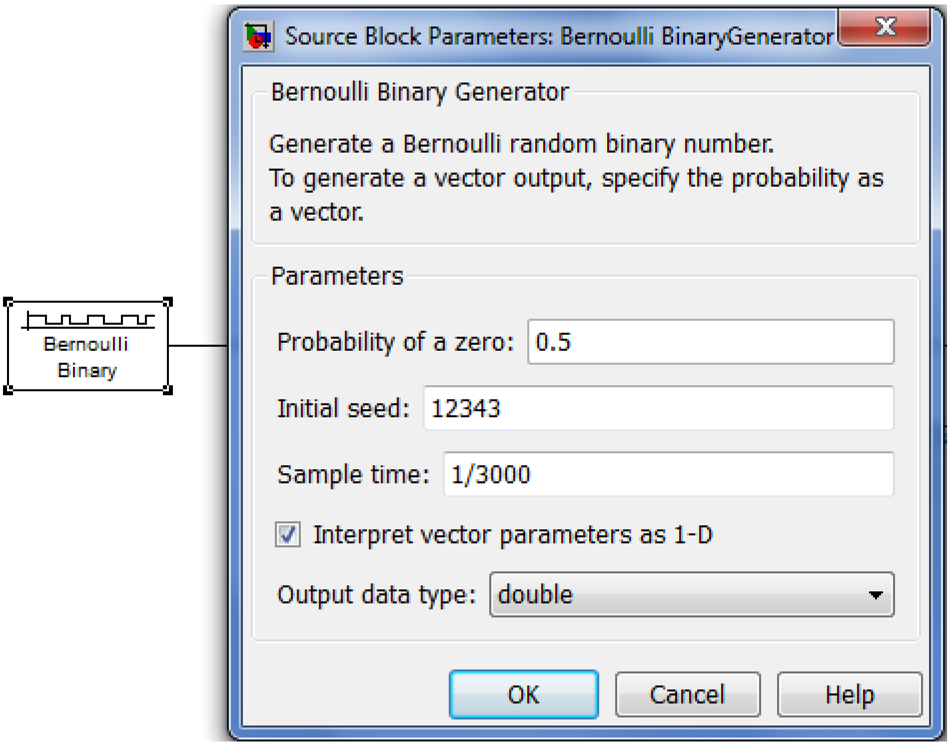

Figura 7.1: Parâmetros do bloco gerador binário de Bernoulli.

Um importante parâmetro a se observar é o *sample time*, que define o intervalo de tempo de cada bit gerado pelo bloco.

Em seguida esses números binários serão modulados por um bloco BPSK. Essa modulação atribui a fase 0 para o bit 0 e π para o bit 1. O bloco do SIMULINK utilizado para essa modulação é representado na Figura 7.2.

Figura 7.2: Bloco modulador BPSK.

O sinal que sai do modulador passa por um bloco chamado *Complex Phase Shift*. Este bloco tem a função de fazer um deslocamento de fase com o sinal de entrada. Isso é feito para gerar a parcela do sinal referente ao segundo elemento do conjunto. Como a distância entre os elementos é λ, para representar corretamente a parcela referente ao segundo elemento é preciso deslocar a fase em:

$$\Delta = -kd\cos\theta = \frac{2\pi}{\lambda}\lambda\cos\theta = 2\pi\cos\theta \tag{7.1}$$

A Figura 7.3 ilustra o bloco *Complex Phase Shift*, o bloco *constant* e os parâmetros do bloco *constant*.

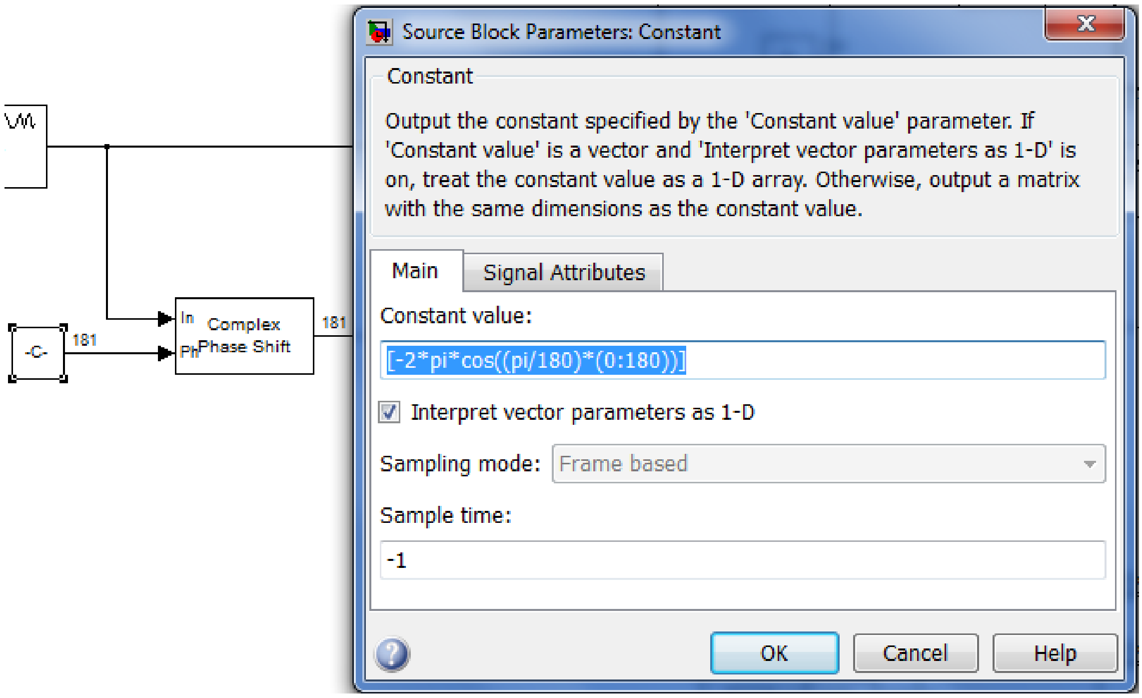

Figura 7.3: Parâmetros do bloco *constant*

É importante observar que quem define o deslocamento de fase é o bloco *Constant*, que gera a entrada Ph do bloco *Complex Phase Shift*. Agora as saídas do modulador e do deslocador de fase são somadas por um bloco *Add*. Na saída do somador temos o sinal total de um conjunto de dois elementos. Para normalizar o diagrama do conjunto, o sinal passa pelo bloco *Gain* com ganho de 0.5 como mostra a Figura 7.4.

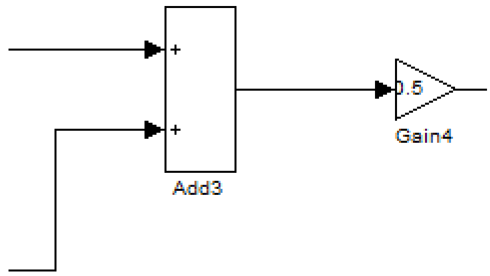

Figura 7.4: Blocos *Gain* e *Add*

Em seguida o sinal é enviado para um *XY Graph* onde é traçado o diagrama de irradiação em coordenadas cartesianas do conjunto. Para isso é usado o conjunto de blocos ilustrados na Figura 7.5. É observado na Figura 7.5 que o sinal primeiro passa por um bloco chamado *Complex To Magnitude-Angle* (|u|), onde é extraído do sinal complexo, apenas o seu módulo. Logo após este é multiplicado por um vetor gerado pelo bloco *Constant* e depois passa pelo bloco *Unbuffer* onde os quadros ou vetores são transformados em amostras escalares em uma alta taxa, e então esse *stream* de escalares é apresentado à entrada *Y* do bloco *XY Graph*. Pela porta *X* entra um *stream* que varia de 0 a 180° definido pelo bloco *Constant* como se pode ver na Figura 7.5.

Por outro caminho o sinal passa por um bloco chamado *Rayleigh Fading*, que representa um canal *Rayleigh*, onde é adicionado ao sinal uma componente que representa um raio refletido na superfície da água. Essa componente é atenuada em 3 dB e tem um atraso de fase de (1/3000)/100. Um desvio Doppler também é adicionado ao sinal nesse bloco. Depois o sinal é apresentado a um canal AWGN onde um ruído aditivo branco gaussiano é incorporado ao sinal. A Figura 7.6 ilustra os dois blocos citados acima.

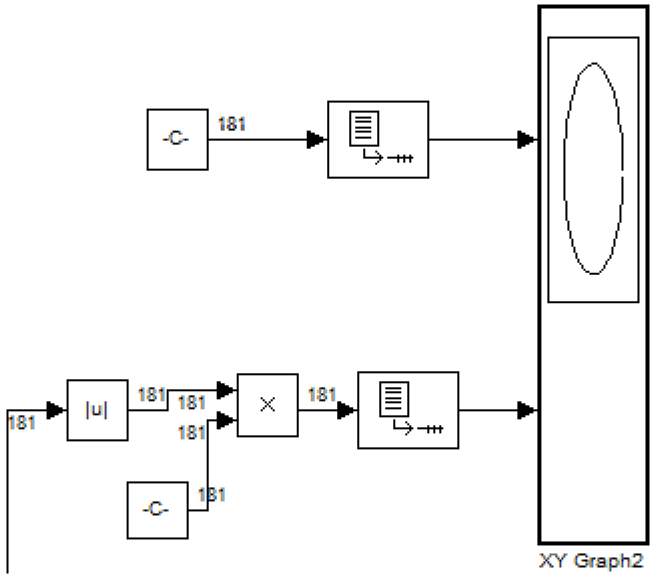

Figura 7.5: Conjunto de blocos responsáveis por traçar os diagramas de radiação.

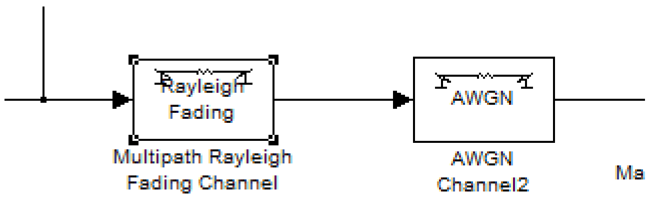

Figura 7.6: Blocos *Rayleigh Fading* e AWGN.

Finalmente o sinal chega a um conjunto de blocos como os da Figura 7.5 e o diagrama de radiação com ruído branco e com a adição de um raio refletido é construído. A Figura 7.7 traz o diagrama do sinal puro, enquanto que a Figura 7.8 traz o diagrama do sinal contaminado pelo bloco *Rayleigh* e pelo bloco AWGN.

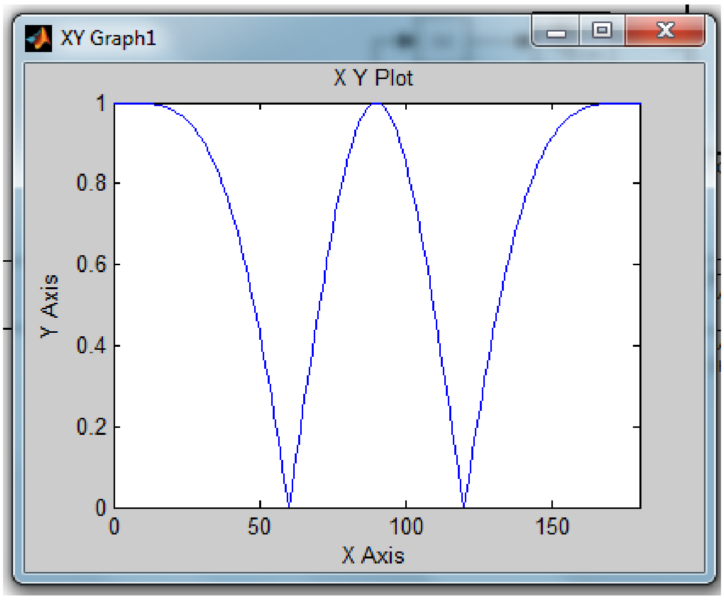

Figura 7.7: Diagrama sinal puro.

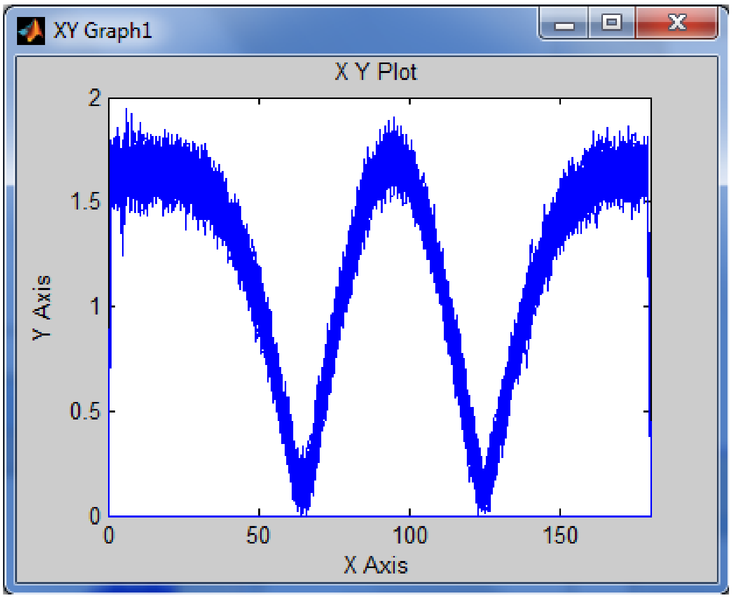

Figura 7.8: Diagrama sinal depois de passar pelo canal.

Este sinal contaminado é ainda submetido a um filtro e o diagrama do sinal filtrado é gerado. O conjunto de blocos responsáveis pela filtragem e geração do diagrama são apresentados na Figura 7.9.

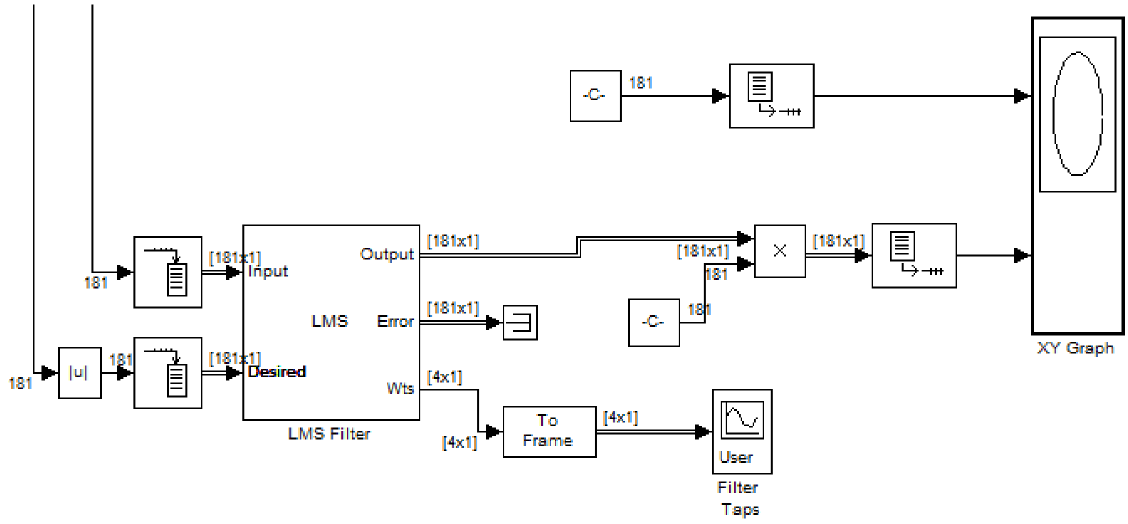

Figura 7.9: Conjunto de blocos responsável pela filtragem e pelo diagrama do sinal filtrado.

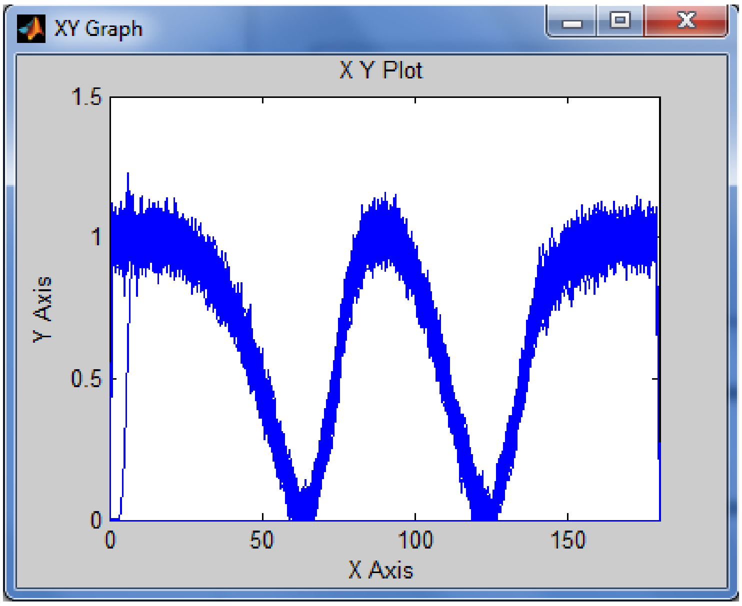

Figura 7.10: Diagrama do sinal filtrado pelo bloco LMS.

O bloco chamado LMS é um filtro adaptativo que usa um algoritmo LMS para a atualização adaptativa de seus coeficientes. Na entrada *input* chega o sinal a ser filtrado que corresponde ao sinal que foi submetido ao canal. Na entrada *desired* chega o sinal de referência que é o sinal puro não submetido ao canal. A Figura 7.10 traz o diagrama resultante da saída do filtro LMS.

7.2 Descrição do programa Diagrama_Tompilz

O programa Diagrama_Tompilz tem a finalidade de simular os diagramas de irradiação de um transdutor do tipo Tompilz. Como foi visto anteriormente o campo distante gerado por um transdutor tompilz segue a função de Bessel do tipo 1, logo para simular este campo é utilizado um bloco *Constant* como mostrado na Figura 7.11.

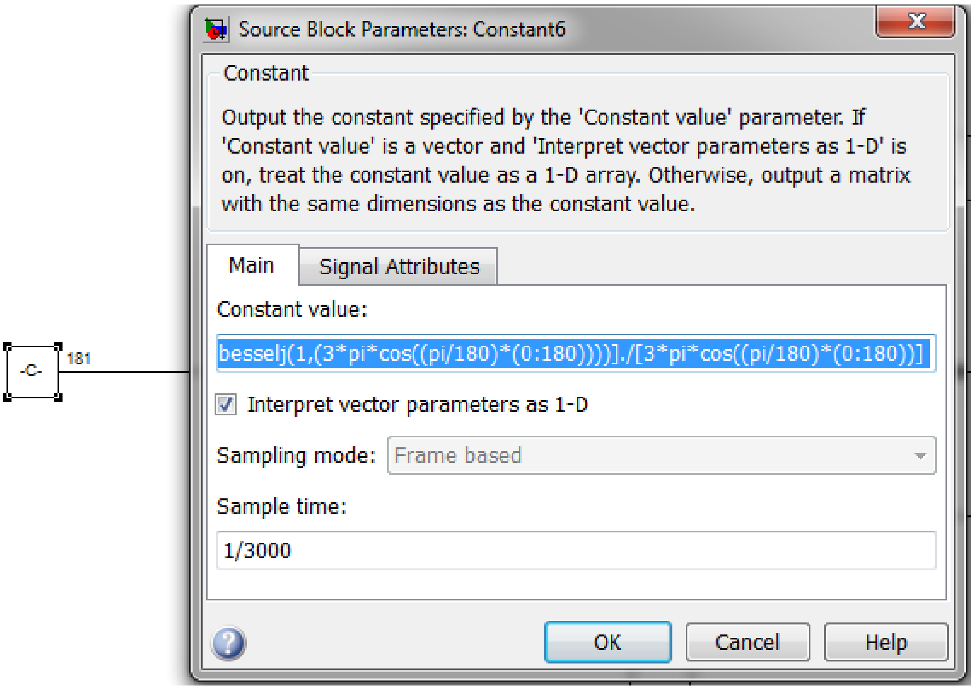

Figura 7.11: Bloco que tem a função de gerar o campo do transdutor Tompilz.

Em seguida o diagrama deste sinal é traçado em um gráfico utilizando o conjunto de blocos mostrados na Figura 7.5. Para adicionar os efeitos do ruído branco e do multipercurso, o sinal passa pelos blocos que representam o canal de propagação, mostrados na Figura 7.6. Em seguida o diagrama de irradiação deste novo sinal é gerado por um conjunto de blocos como da Figura 7.5. O sinal é então submetido a um filtro adaptativo do tipo LMS, como o mostrado na Figura 7.9, e finalmente é gerado o diagrama do sinal filtrado. Os diagramas dos sinais: puro, contaminado pelo canal, e filtrado, são mostrados nas figuras: 7.12, 7.13 e 7.14 respectivamente.

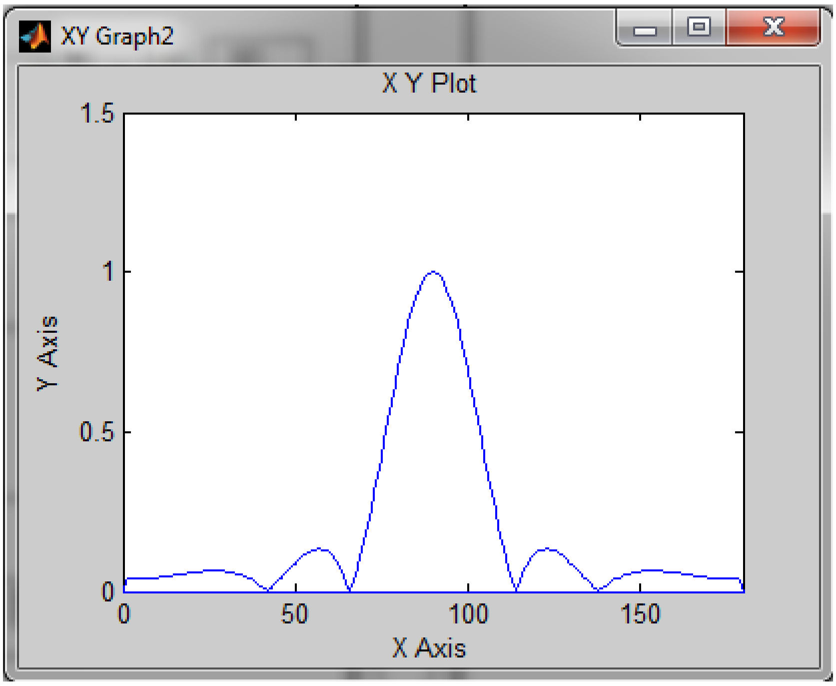

Figura 7.12: Diagrama do sinal puro.

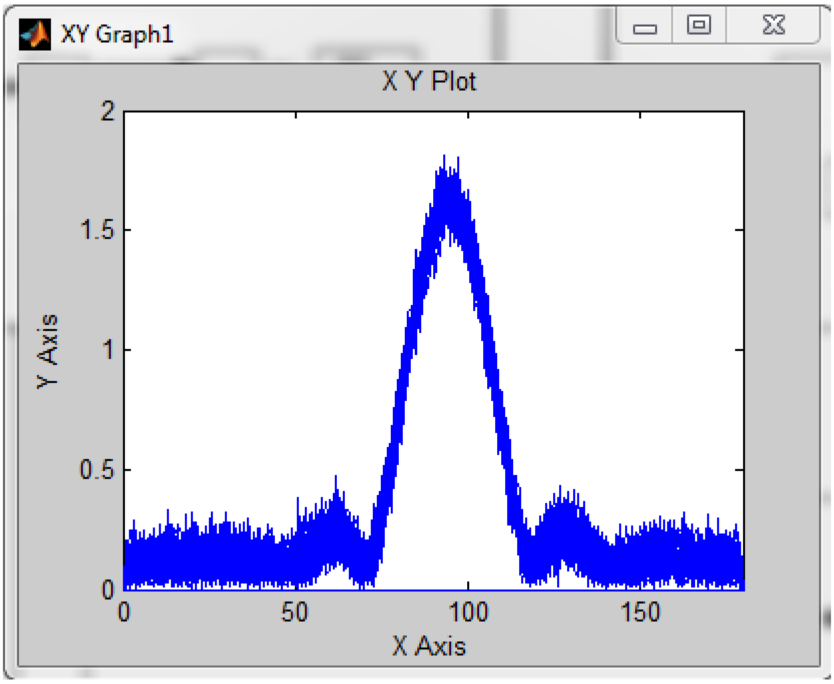

Figura 7.13: Diagrama do sinal contaminado pelo canal.

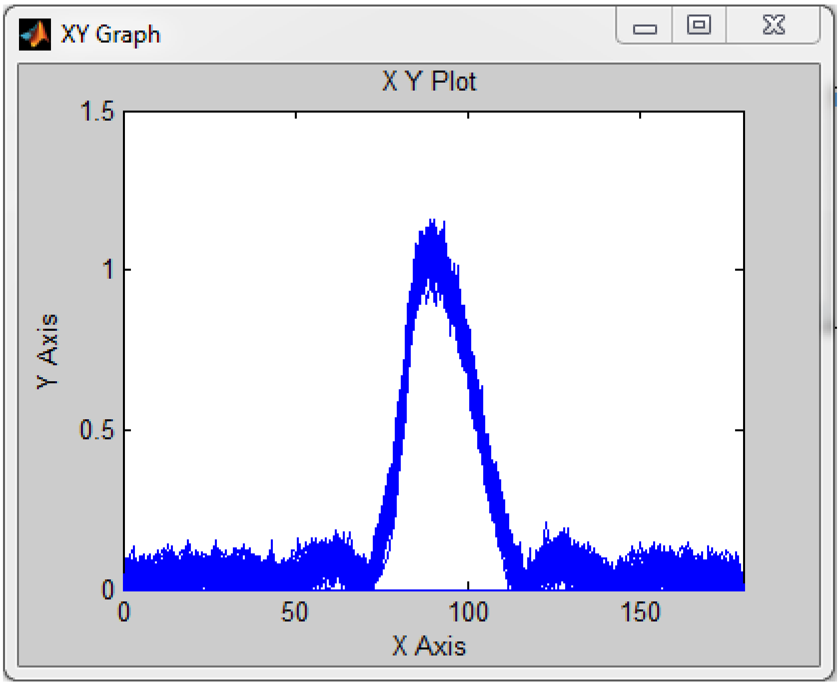

Figura 7.14: Diagrama do sinal filtrado.

7.3 Diagrama_Array_Tompilz

O programa Diagrama_Array_Tompilz tem o objetivo de traçar os diagramas de irradiação de um conjunto de dois transdutores Tompilz. Como visto no capitulo 4 o diagrama de um conjunto de elementos é dado pelo produto do fator de conjunto pelo fator de elemento. Para a geração dos diagramas foi feito uma multiplicação entre a saída de um bloco que gera um sinal referente a um transdutor Tompilz, e um bloco que gera um sinal referente a um conjunto de elementos isotrópicos. Isto pode ser visto na Figura 7.15, onde o bloco dentro do retângulo vermelho é responsável por gerar o sinal referente ao elemento, e os blocos dentro do retângulo azul são responsáveis pela geração do sinal referente ao conjunto. O bloco multiplicador, fora dos dois retângulos, é responsável por fazer o produto dos dois sinais. O sinal resultante que sai do bloco multiplicador é o sinal referente a um conjunto de dois transdutores Tompilz.

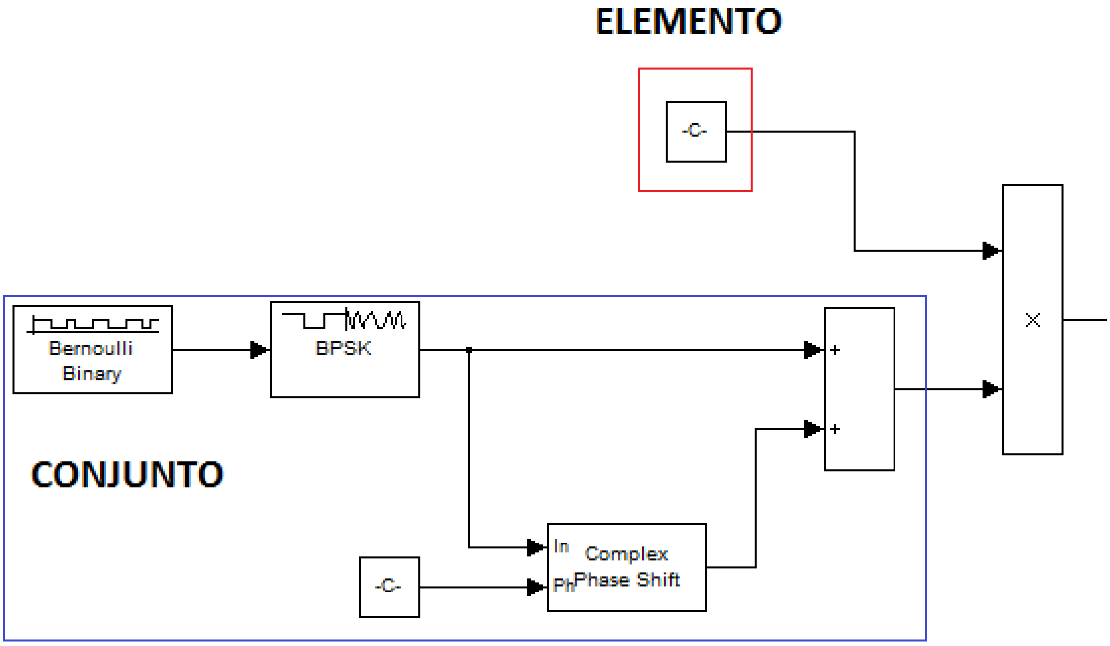

Figura 7.15: Blocos responsáveis por gerar o sinal referente a um conjunto de dois transdutores Tompilz.

Depois do bloco multiplicador o sinal é enviado a um conjunto de blocos como os da Figura 7.5 e o diagrama do sinal puro é construído. Seguindo outro caminho, o sinal passa pelos blocos da Figura 7.6 que representam o canal de propagação e chega a um conjunto de blocos para a geração do diagrama do sinal contaminado. Este sinal contaminado passa por um filtro adaptativo e é construído o diagrama do sinal filtrado.

8 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Este capítulo vem apresentar as análises feitas e os resultados obtidos na observação dos programas citados no Capítulo 7, e suas variações.

8.1 Diagrama_Array

Como dito anteriormente, o programa Diagrama_Array tem o objetivo de traçar os diagramas de um conjunto de dois elementos isotrópicos. As figuras 8.1, 8.2 e 8.3 trazem os diagramas do sinal puro, do sinal contaminado pelo canal e do sinal filtrado, respectivamente. Para os diagramas das figuras 8.1, 8.2 e 8.3 a distância entre os elementos é dada por: $d = \lambda$. Para as análises feitas nesta seção foi usada uma SNR = 10 dB.

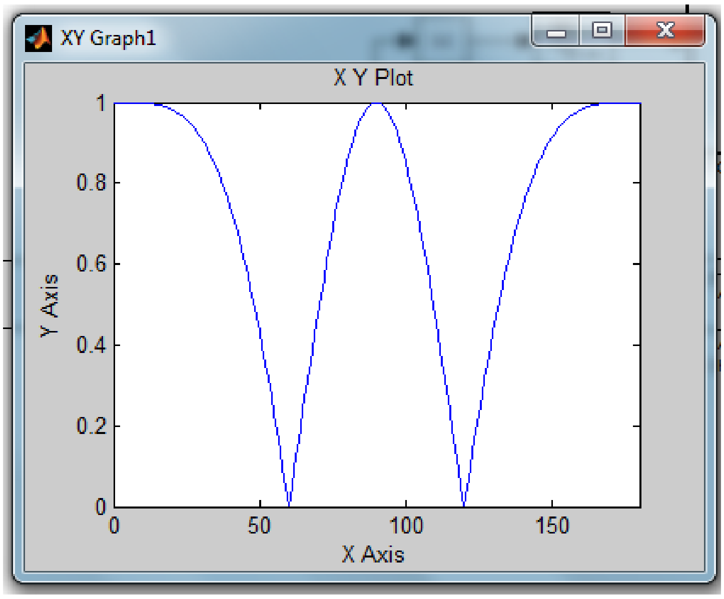

Figura 88.1: Diagrama do sinal puro para $d = \lambda$.

Na Figura 8.1 observa-se que o diagrama do sinal puro apresenta dois nulos bem definidos em $\theta = 60°$ e $120°$, e três pontos de máximo em $\theta = 0°, 90°$ e $180°$. Em contrapartida, no diagrama da Figura 8.2 não existem nulos, mas possui pontos de mínimo que não são tão bem definidos. Observando a Figura 8.2 percebe-se que a adição do ruído branco causa ao diagrama uma forte flutuação em termos de amplitude. Uma comparação entre as figuras 8.1 e 8.2 indica que o canal ao qual o sinal foi submetido distorce bastante o diagrama de irradiação do conjunto.

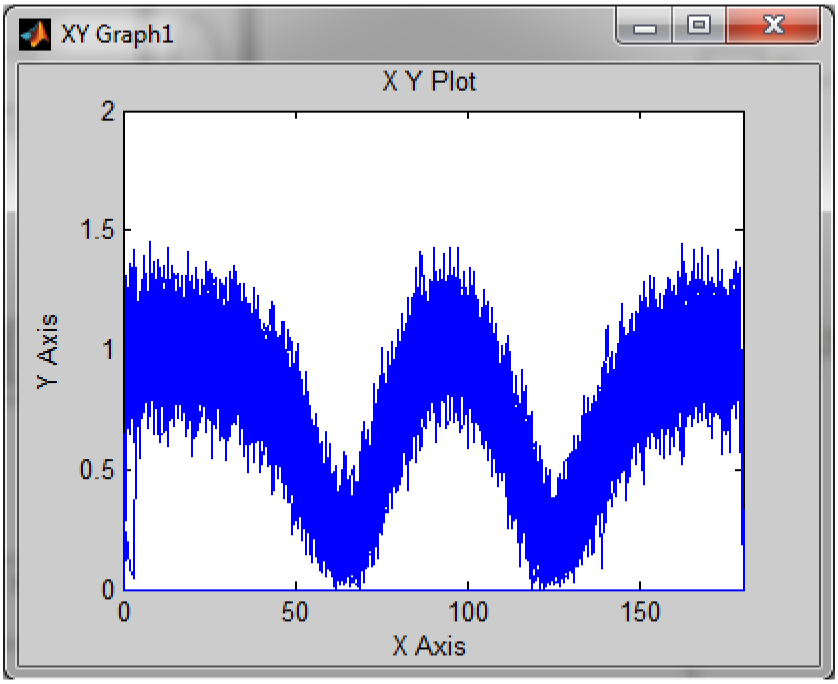

Figura 9.2: Diagrama do sinal contaminado pelo ruído AWGN e pelo multipercurso para $d = \lambda$.

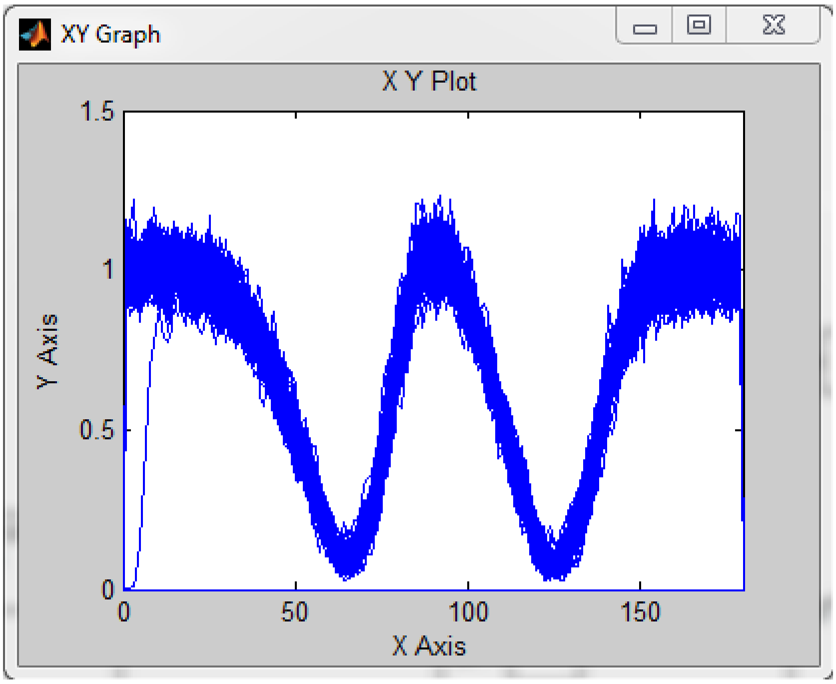

Figura 9.3: Diagrama do sinal filtrado para $d = \lambda$.

Na Figura 8.3, que traz o diagrama do sinal filtrado, os mínimos estão um pouco mais bem definidos do que no diagrama da Figura 8.2, ou seja a eficiência em rejeitar os sinais provenientes desses ângulos de chegada aumentou em relação ao diagrama apresentado na

Figura 8.2. Por outro lado, o diagrama do sinal filtrado apresenta uma distorção adicional no lóbulo principal.

8.1.1 Alterando o Número de Elementos

Para uma análise de como os diagramas se comportam com diferentes números de elementos (*N*), o programa Diagrama_Array foi modificado de forma a gerar mais dois programas que simulam conjuntos lineares com *N* = 4, e 8. Para isso foi substituído no programa original, o bloco *Complex Shift Fase*, e o bloco *Constant* da Figura 7.3 por um bloco contendo um subsistema onde o mesmo possui *N*-1 blocos responsáveis por atrasos de fase referentes a cada elemento do conjunto. A Figura 8.4 ilustra o arranjo do subsistema no programa e a Figura 8.5 traz os blocos contidos no subsistema.

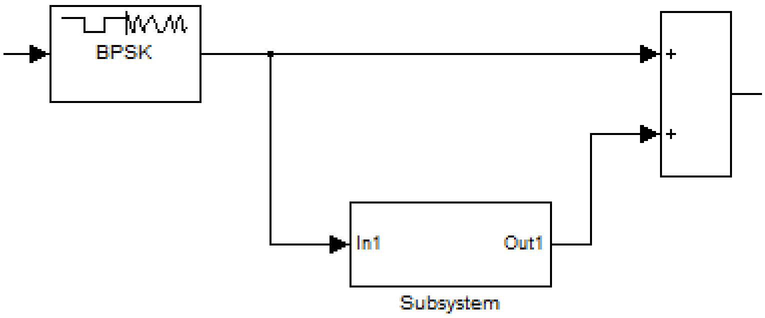

Figura 8.4: Bloco *Subsystem*.

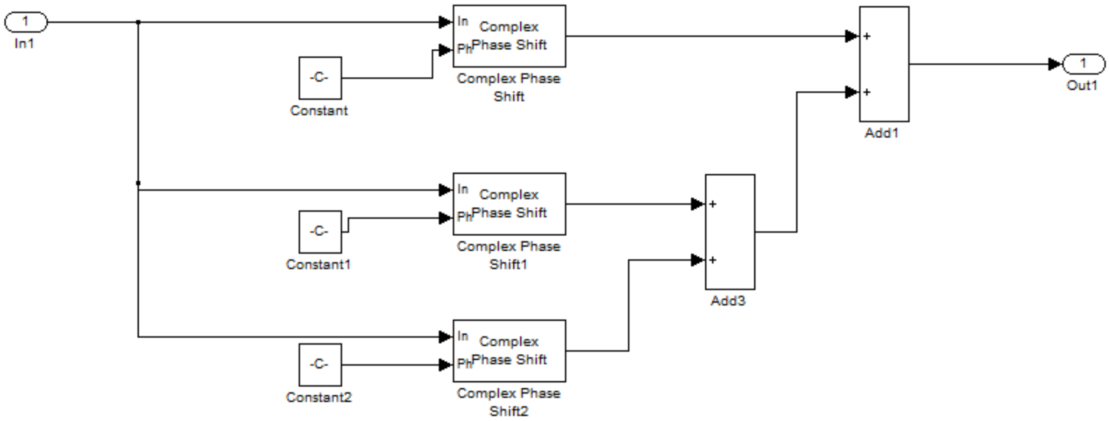

Figura 8.5: Blocos do subsistema para *N* = 4.

A distância entre os elementos foi tomada como $d = \lambda$ e a diferença de fase entre os campos gerados por cada elemento foi considerada nula, ou seja, $\delta = 0$. As figuras 8.6, 8.7 trazem os diagramas puros para os conjuntos com $N = 4$, e 8 elementos respectivamente.

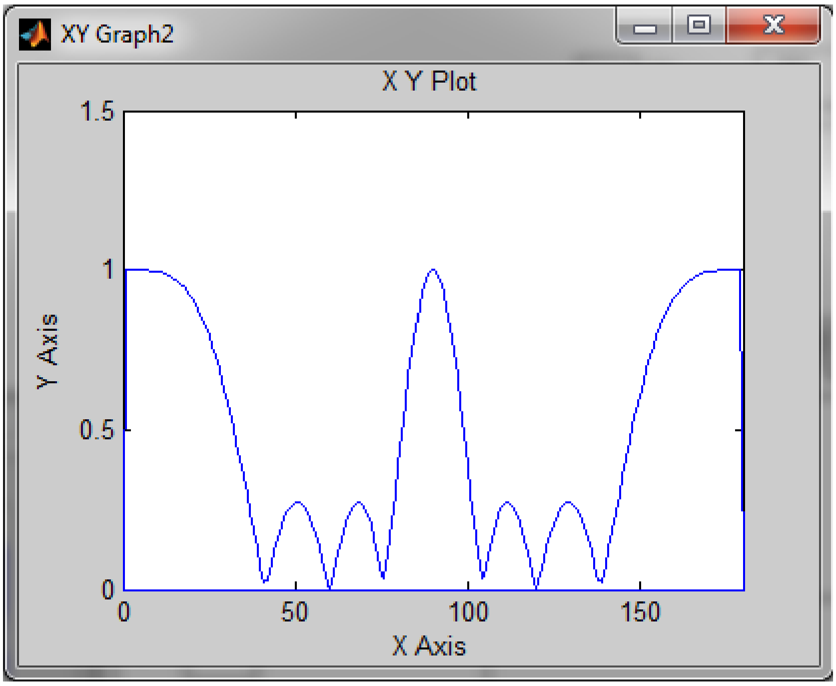

Figura 8.6: Diagrama do sinal puro para o conjunto de $N = 4$.

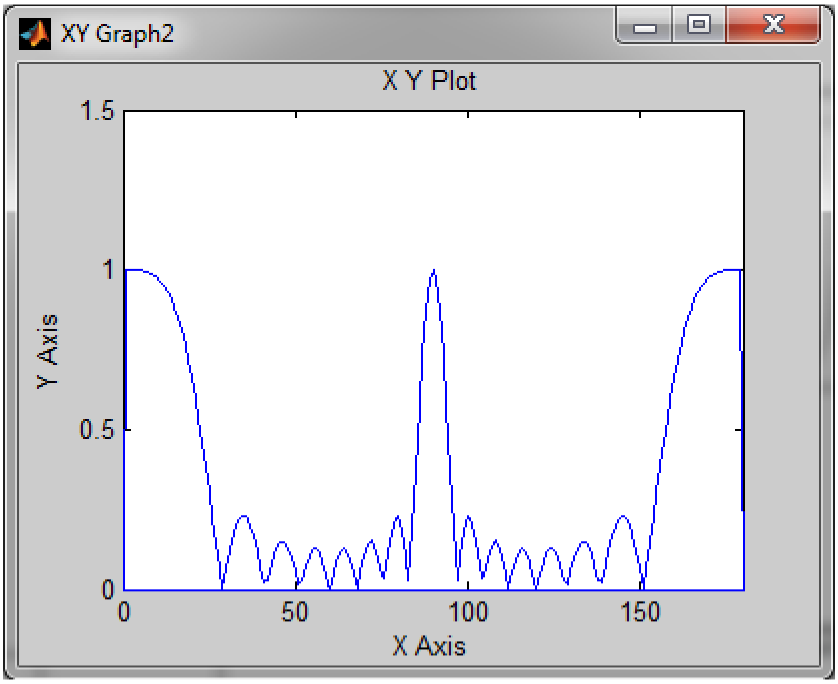

Figura 8.7: Diagrama do sinal puro para o conjunto de $N = 8$.

É possível observar nas figuras 8.6 e 8.7 que o número de nulos no diagrama de irradiação do conjunto aumentou com o aumento de *N*. Uma relação empírica entre o número de elementos e o número de nulos apresentado pelo diagrama pode ser obtida por uma simples observação das figuras 8.1, 8.6 e 8.7. Dada pela equação (8.1):

$$NULOS_{d=\lambda} = 2N - 2, \quad N = 2,4,8... \tag{8.1}$$

Com mais nulos é possível anular sinais interferentes oriundos de um número maior de ângulos de chegada.

As figuras 8.8 e 8.9 fornecem os diagramas dos sinais contaminados pelo canal para os conjuntos com N = 4 e 8. Uma análise das figuras 8.2, 8.8 e 8.9 indica que a potência média do lóbulo principal aumenta a medida que se aumenta o número de elementos (N).

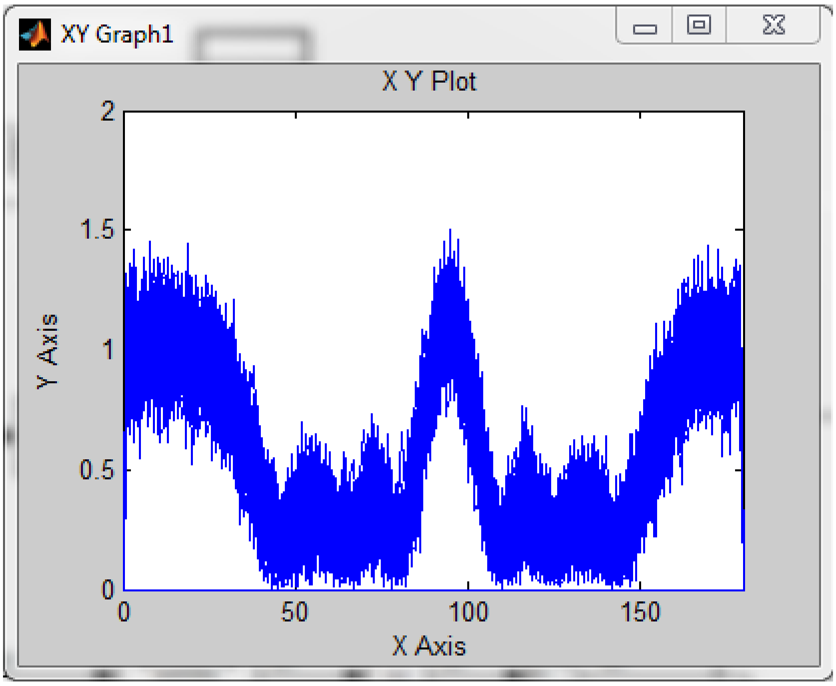

Figura 8.8: Diagrama do sinal contaminado para o conjunto com *N* = 4.

Os diagramas dos sinais filtrados dos conjuntos para N = 4 e 8 são mostrados nas figuras 8.10 e 8.11 respectivamente.

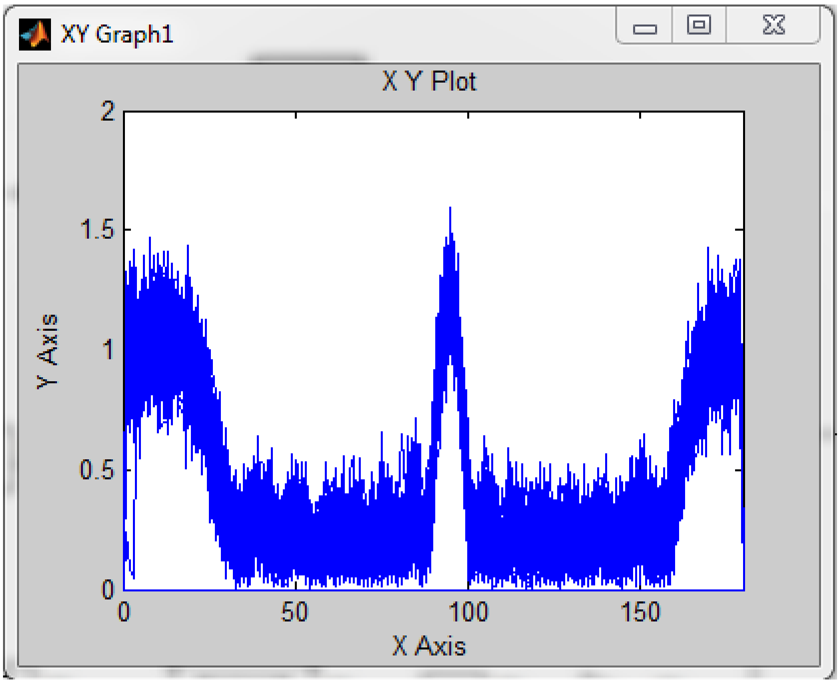

Figura 8.9: Digrama do sinal contaminado para o conjunto com *N* = 8.

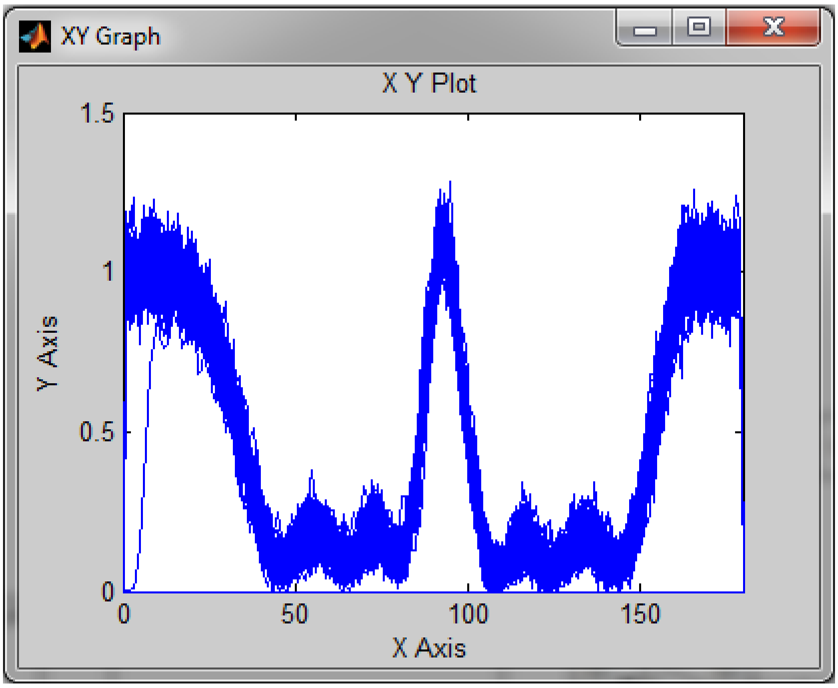

Figura 8.10:Diagrama do sinal filtrado para o conjunto com *N* = 4.

Ao analisar os diagramas dos sinais filtrados percebe-se que a o filtro diminui a amplitude da flutuação da potência, mas os diagramas apresentam distorções no lóbulo principal que aumenta com o aumento de *N*. No diagrama da Figura 8.11 o lóbulo principal chega a incorporar o lóbulo lateral esquerdo.

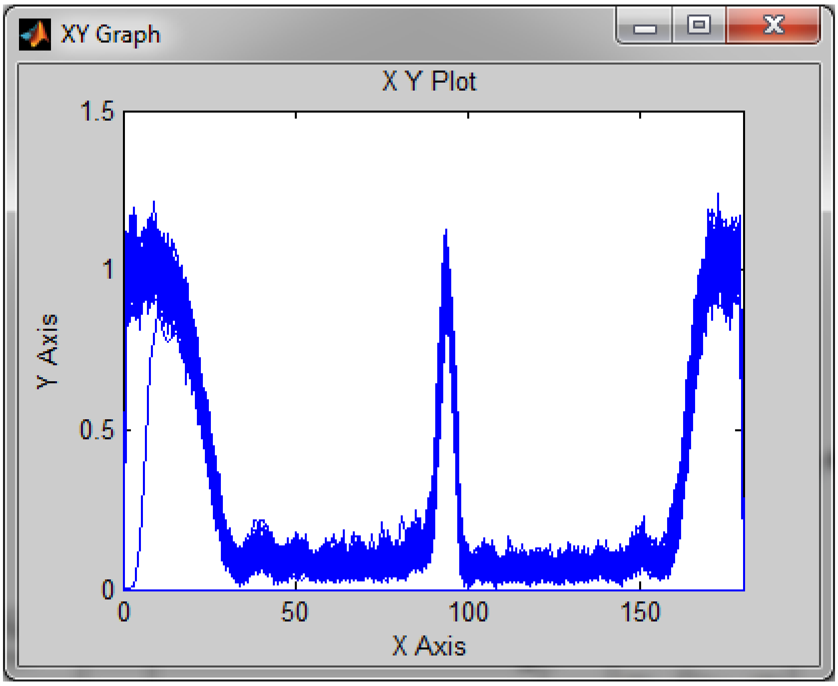

Figura 8.11: Diagrama do sinal filtrado para o conjunto com *N* = 8.

8.1.2 Alterando a Distância Entre os Elementos

Uma modificação na distância entre os elementos do conjunto provoca um deslocamento de fase entre os raios irradiados por cada elemento, como mostra a equação (3.24) do capítulo 3, que descreve o fator de conjunto para dois elementos. Para o programa Diagrama_Array essa modificação representa uma mudança no deslocamento de fase do segundo raio, que é realizada pelo conjunto de blocos *Constant* e *Complex Shift Phase*, mostrados na Figura 8.12

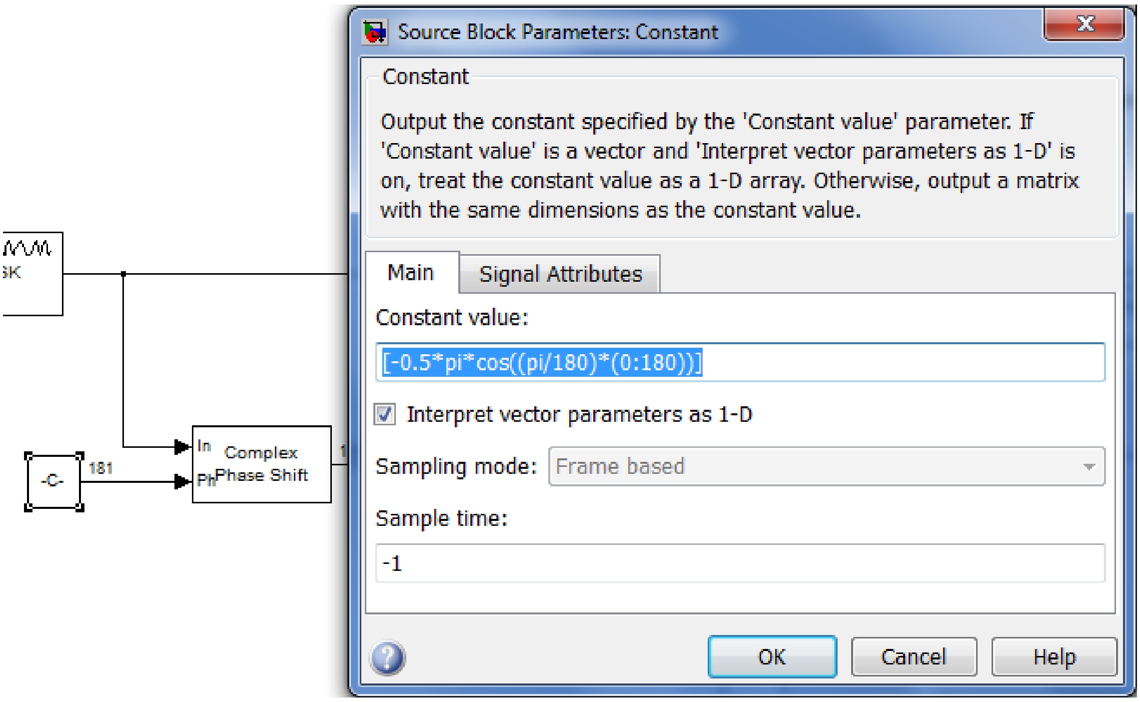

Figura 8.12: Conjunto de blocos *Constant* e *Complex Shift Phase*.

Resolvendo a equação (3.24) para $d = \lambda/2$ teremos:

$$AF = \left(1 + e^{-j\pi\cos\theta}\right) \tag{8.2}$$

Assim para que o programa Diagrama_Array represente conjuntos com distância entre os elementos igual a $d = \lambda/2$, basta modificar apenas o fator que multiplica o cosseno no parâmetro *Constant value* do *Source Block Parameters* do bloco *Constant* para -π. Feito isso são gerados os gráficos de diagramas de irradiação normalizados dos conjuntos com N = 2, 4 e 8 elementos. As figuras 8.13, 8.14 e 8.15 ilustram os três diagramas citados.

A Figura 8.13 ilustra o diagrama referente ao conjunto com N = 2 e espaçamento entre os elementos de λ/2. Podemos perceber neste gráfico que a direção de máxima irradiação é exatamente θ = 90° e que os nulos se encontram em 0° e 180°. Isto caracteriza um conjunto do tipo *broadside* simples, pois só possui um lóbulo principal ou em outras palavras, não possui *gratin lobes*. Este comportamento é esperado, pois se θ = 90° teremos:

$$AF = \left(\frac{1}{2}\right)\left(1 + e^{-j\pi\times 0}\right) = 1$$

e se $\theta = 0°$ ou $180°$ teremos:

$$AF = \left(\frac{1}{2}\right)\left(1 + e^{-j\pi\cos\theta}\right) = \left(\frac{1}{2}\right)(1 + \cos(\pi\cos\theta) - j\sin(\pi\cos\theta))$$

$$AF = \left(\frac{1}{2}\right)(1 + \cos(\pm\pi)) = 0$$

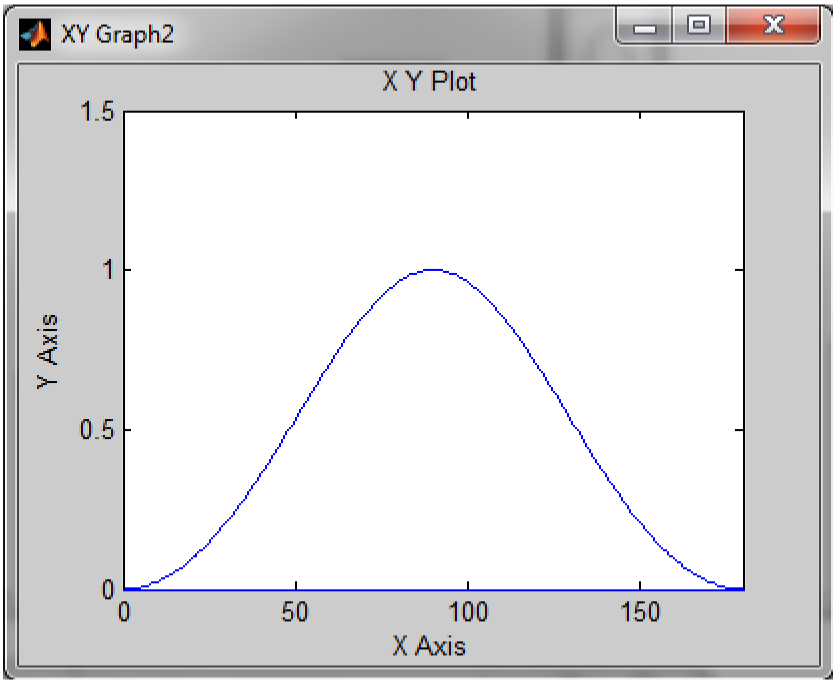

Figura 8.13: Diagrama do sinal puro para N = 2 e $d = \lambda/2$.

Considerando a Figura 8.1, que é referente ao diagrama do conjunto com N = 2 e distância entre os elementos de λ, nota-se que este diagrama possui dois nulos, em θ = 60° e 120°. Possui também uma direção de máxima irradiação em θ = 90°. Percebe-se a existência de mais duas direções de máxima irradiação, em θ = 0° e 180° que são características de um conjunto tipo *end-fire*. Esse comportamento é esperado se observarmos que:

$$AF = \left(\frac{1}{2}\right)\left(1 + e^{-j2\pi\cos\theta}\right) = 1$$

$$\Rightarrow e^{-j2\pi\cos\theta} = 1 \;\Rightarrow\; \cos(2\pi\cos\theta) - j\sin(2\pi\cos\theta) = 1$$

$$\Rightarrow \cos\theta = 0 \; ou \; 1 \; \Rightarrow \; \theta = \frac{\pi}{2}, 0 \; ou \; \pi$$

Já se igualarmos o fator de conjunto a 0 teremos:

$$AF = \left(\frac{1}{2}\right)\left(1 + e^{-j2\pi\cos\theta}\right) = 0$$

$$\Rightarrow e^{-j2\pi\cos\theta} = -1 \; \Rightarrow \; \cos(2\pi\cos\theta) - j\sin(2\pi\cos\theta) = -1$$

$$\Rightarrow \cos\theta = \frac{1}{2} \; ou - \frac{1}{2} \; \Rightarrow \; \theta = \frac{\pi}{3} \; ou \frac{2\pi}{3}$$

O que indica que os gráficos são consistentes com a teoria.

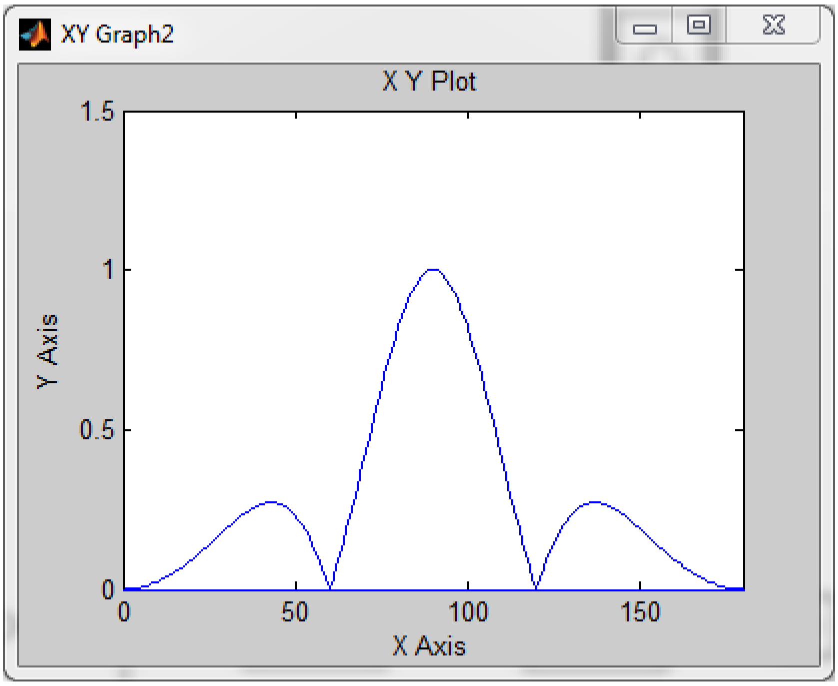

Figura 8.14: Diagrama do sinal puro para N = 4 e $d = \lambda/2$.

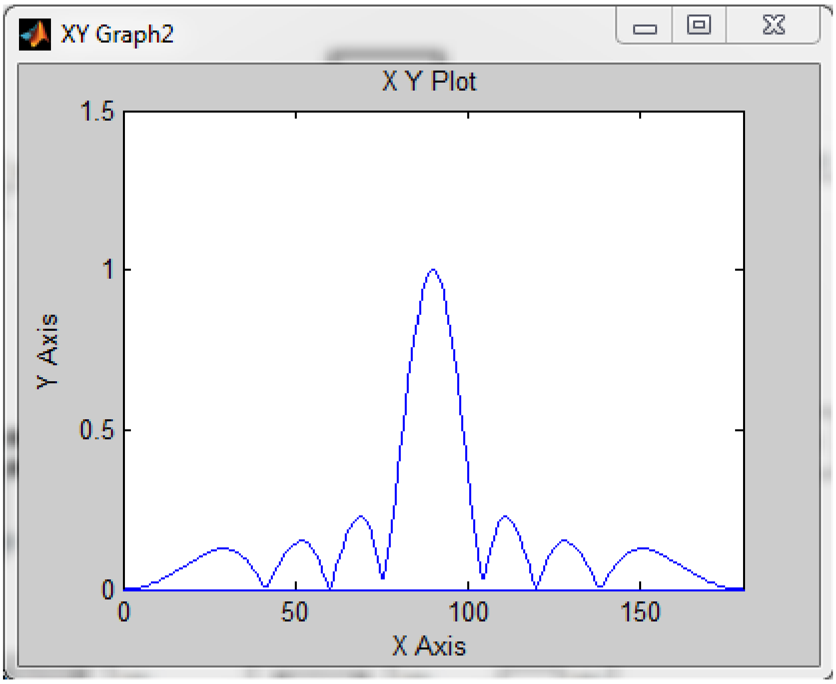

Figura 8.15: Diagrama do sinal puro para N = 8 e $d = \lambda/2$.

Fazendo uma comparação entre as figuras 8.13, 8.14 e 8.15 é possível observar que o número de nulos dos diagramas aumenta a medida que N aumenta, segundo a equação:

$$NULOS_{d=\lambda/2} = N \quad N = 2,3... \tag{8.3}$$

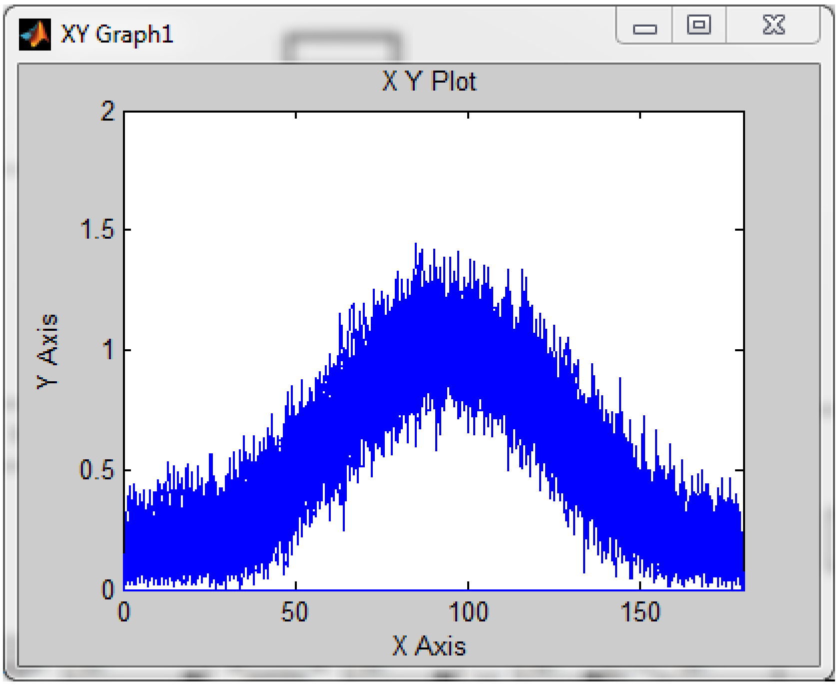

Figura 8.16: Diagrama do sinal contaminado para N = 2 e $d = \lambda/2$.

As figuras 8.16, 8.17 e 8.18 trazem os diagramas dos sinais contaminados pelo canal de propagação para N = 2, 4 e 8 e $d = \lambda/2$. Nota-se nos diagramas dos sinais contaminados com $d = \lambda/2$ as mesmas características dos diagramas com $d = \lambda$. Percebe-se nestes diagramas além de uma forte flutuação da potência, um aumento na potência média.

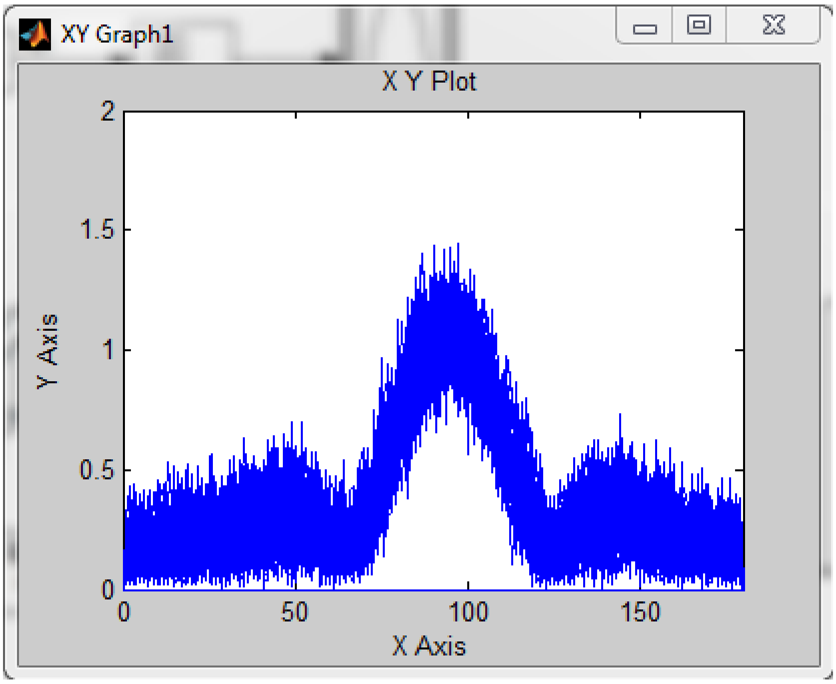

Figura 8.17: Diagrama do sinal contaminado para N = 4 e $d = \lambda/2$.

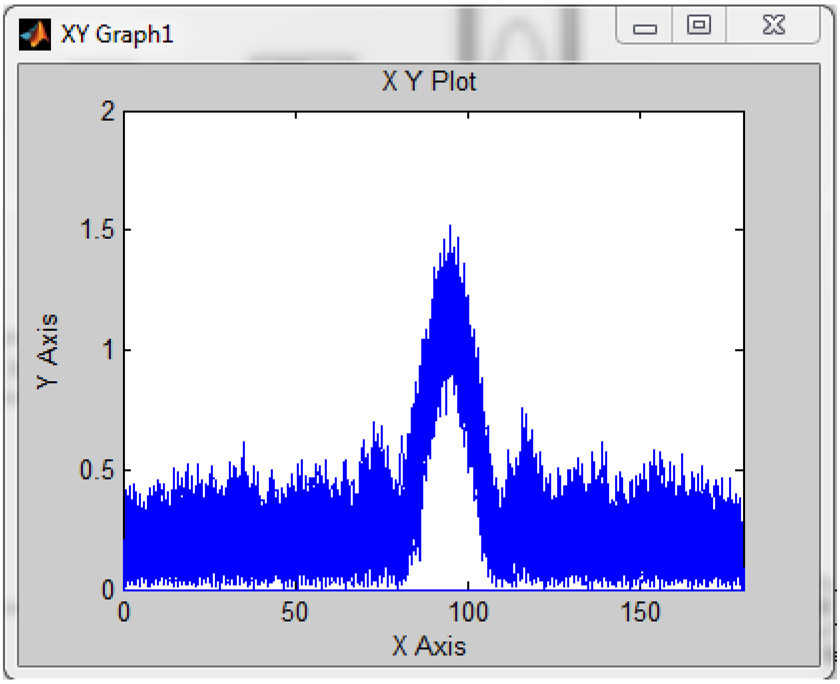

Figura 8.18: Diagrama do sinal contaminado para N = 8 e $d = \lambda/2$.

Analisando os diagramas dos sinais contaminados com N = 2, 3 e 8, e $d = \lambda$ e $\lambda/2$, observa-se que quanto maior o valor de N maior será a distorção causada pelo canal ao diagrama. Por outro lado os diagramas com $d = \lambda$ também apresentaram maior distorção quando comparados aos diagramas com $d = \lambda/2$.

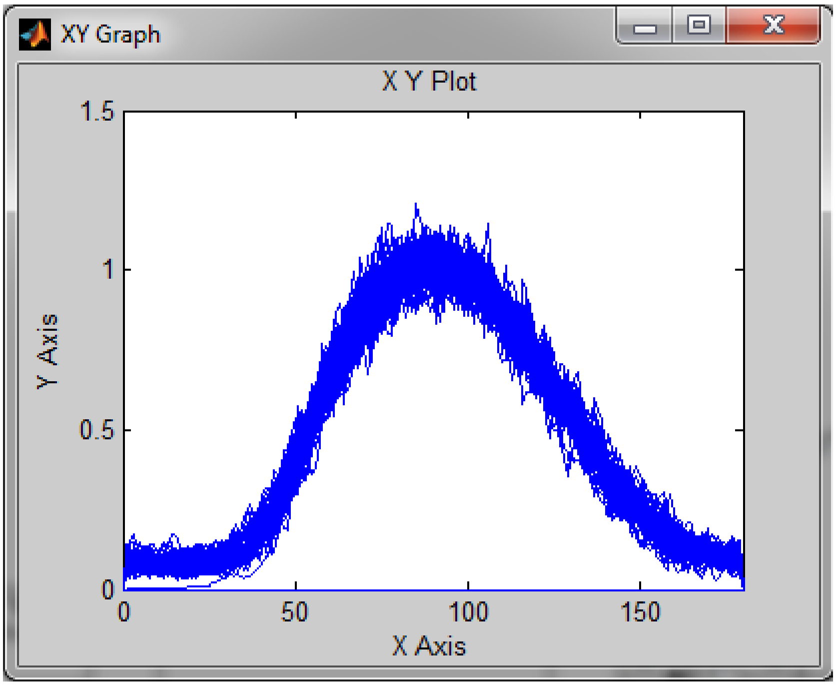

Figura 8.19: Diagrama do sinal filtrado para N = 2 e $d = \lambda/2$.

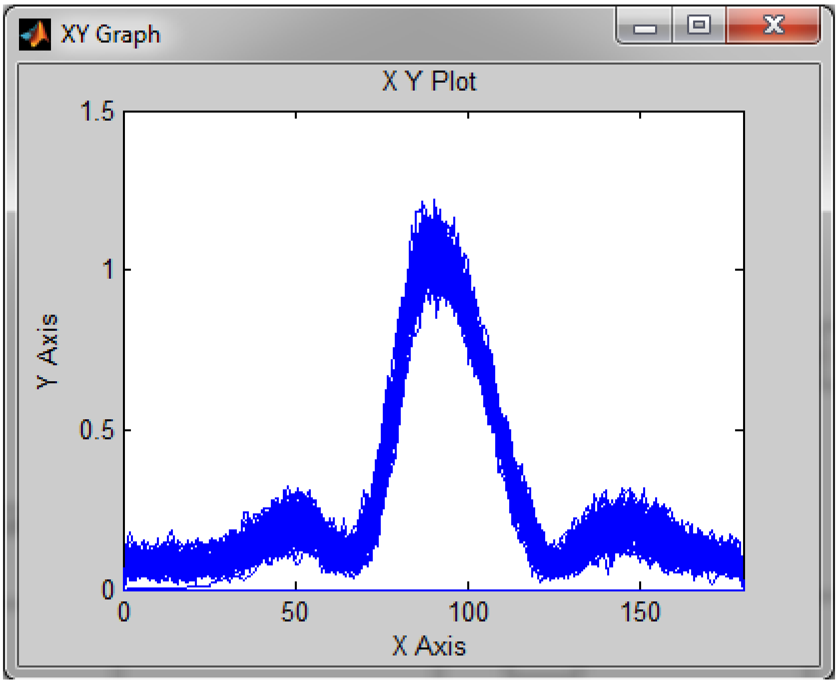

Figura 8.20: Diagrama do sinal filtrado para N = 4 e $d = \lambda/2$.

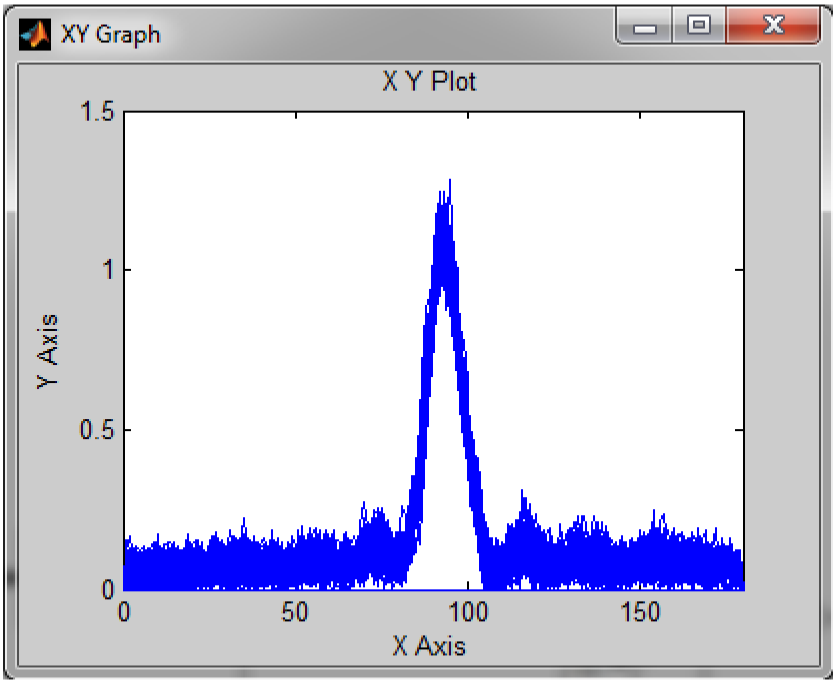

Figura 8.21: Diagrama do sinal filtrado para N = 8 e $d = \lambda/2$.

Uma avaliação dos diagramas dos sinais filtrados com N = 2, 4 e 8 e $d = \lambda/2$, trazidos pelas figuras 8.19, 8.20 e 8.21, indica uma melhora em relação aos diagramas dos sinais contaminados. Percebe-se também distorções nos lóbulos principais de cada diagrama que aumentam com o aumento de N. Porém essas distorções são aparentemente menores que as que apareceram nos diagramas das figuras 8.3, 8.10 e 8.11.

8.2 Diagrama_Tompilz

Como visto anteriormente, o diagrama de irradiação do transdutor Tompilz é representado por uma função de Bessel de primeira ordem. Pode-se ver que o diagrama de irradiação do transdutor Tompilz é então função do produto ka, onde k é o número de onda e a é o raio da cabeça do pistão. Para as análises feitas nesta seção foi usada uma SNR = 10 dB.

8.2.1 Variando o Produto ka

Foram feitas variações no parâmetro ka com o objetivo de avaliar o que acontece com os diagramas de irradiação. Os valores escolhidos foram: $ka = 0{,}92$, 3π e 6π.

As figuras 8.22, 8.23 e 8.24 trazem os traçados dos diagramas de irradiação para $ka = 3\pi$. Observando a Figura 8.22 percebe-se a ocorrência de 6 nulos, e a ocorrência também de um lóbulo principal em $\theta = 90°$. Analisando a Figura 8.23, ao que parece, o filtro LMS causa uma melhoria no diagrama em relação aos nulos e ao ruído branco, mas em contrapartida produz uma distorção ao diagrama.

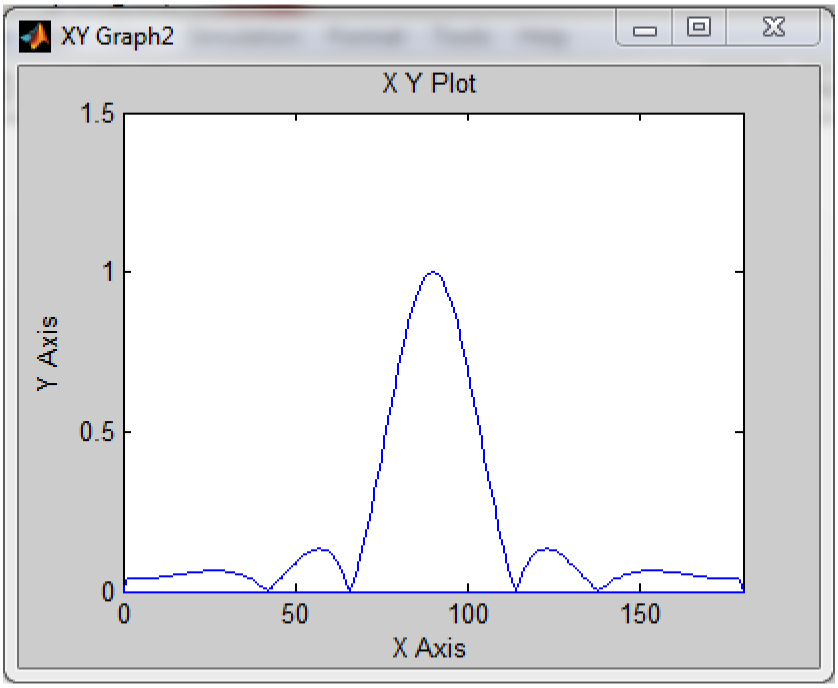

Figura 8.22: Diagrama do sinal puro para $ka = 3\pi$.

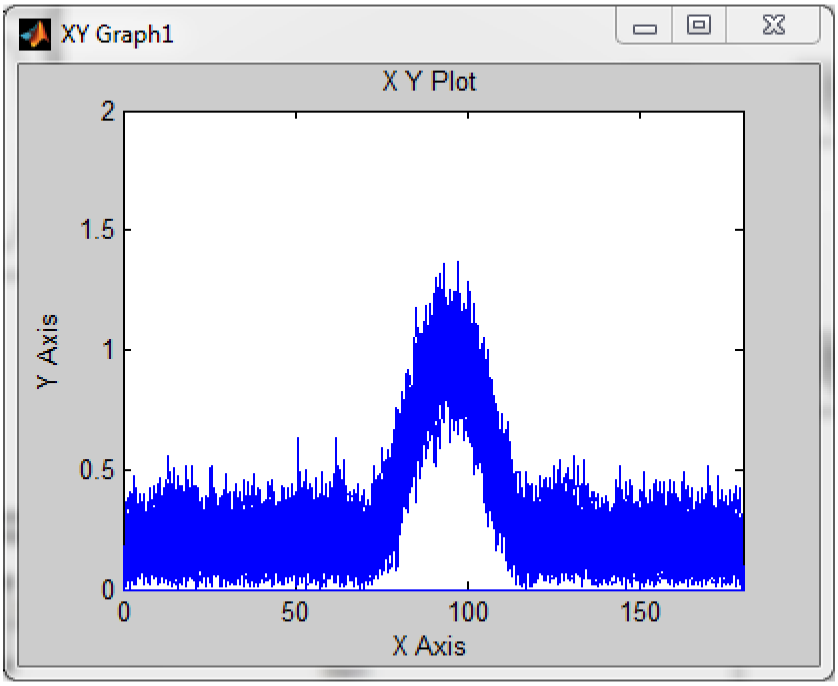

Figura 8.23: Diagrama do sinal contaminado para $ka = 3\pi$

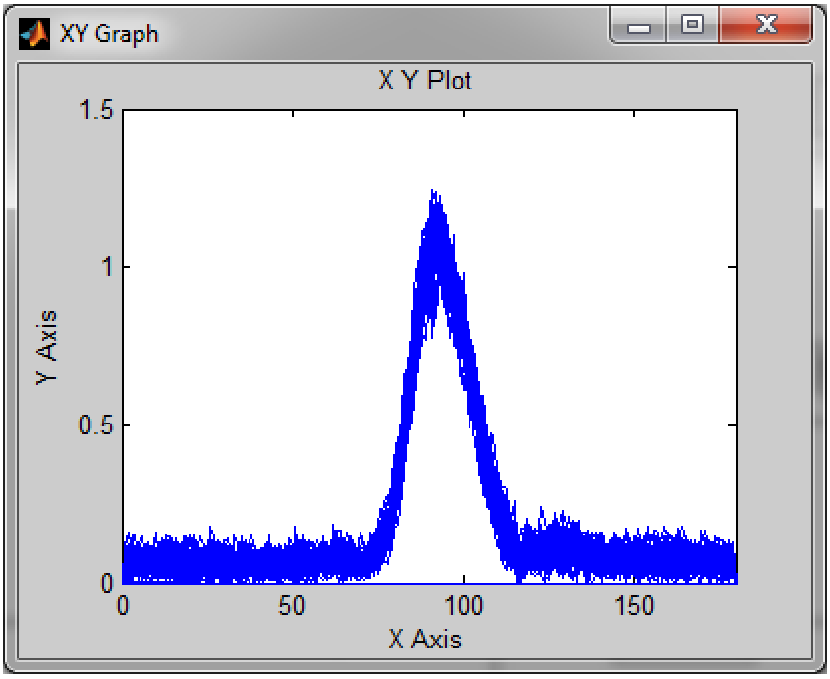

Figura 8.24: Diagrama do sinal filtrado para $ka = 3\pi$.

As figuras 8.25, 8.26 e 8.27 apresentam os diagramas obtidos para $ka = 0{,}92$. Nota-se que para este valor, o diagrama não contém nenhum ponto de nulo, e que o mesmo se apresenta quase como uma constante, indicando que a potência do sinal é quase uniformemente distribuída ao longo de θ e apresentando um pico modesto em $\theta = 0$. Observando a Figura 8.27 percebe-se que o filtro diminui bastante os efeitos do canal e aparentemente não causa distorção ao diagrama.

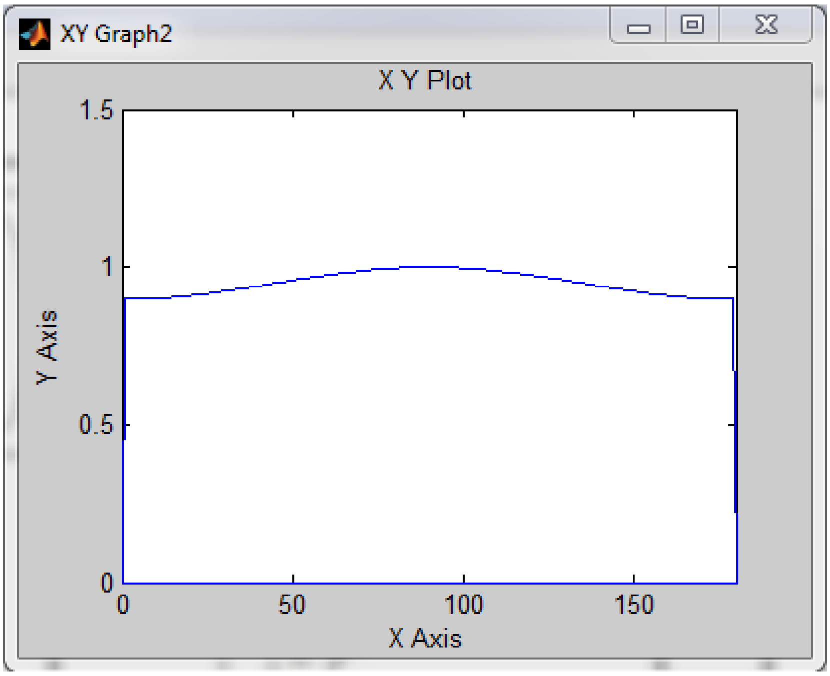

Figura 8.25: Diagrama do sinal puro para $ka = 0,92$.

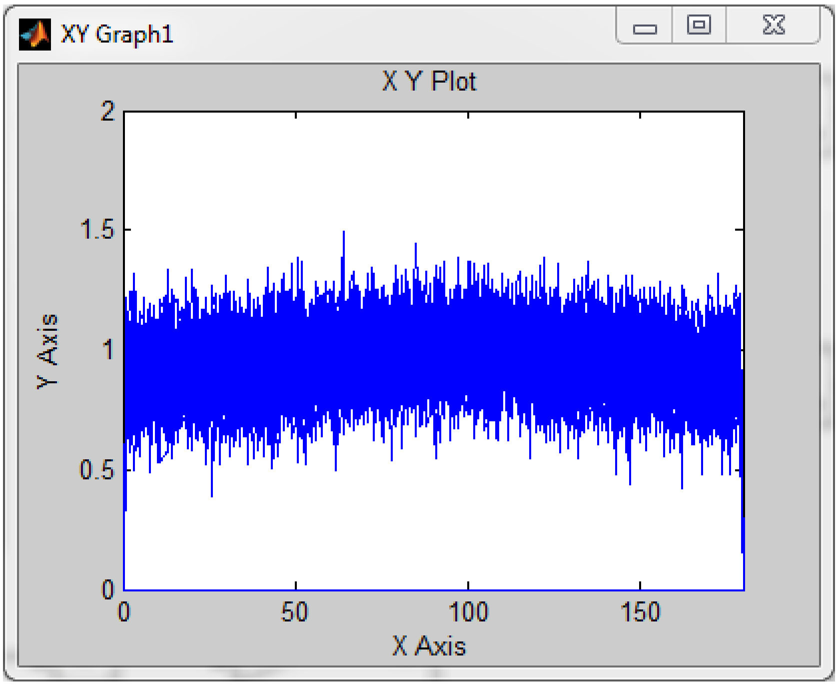

Figura 8.26: Diagrama do sinal contaminado para $ka = 0,92$.

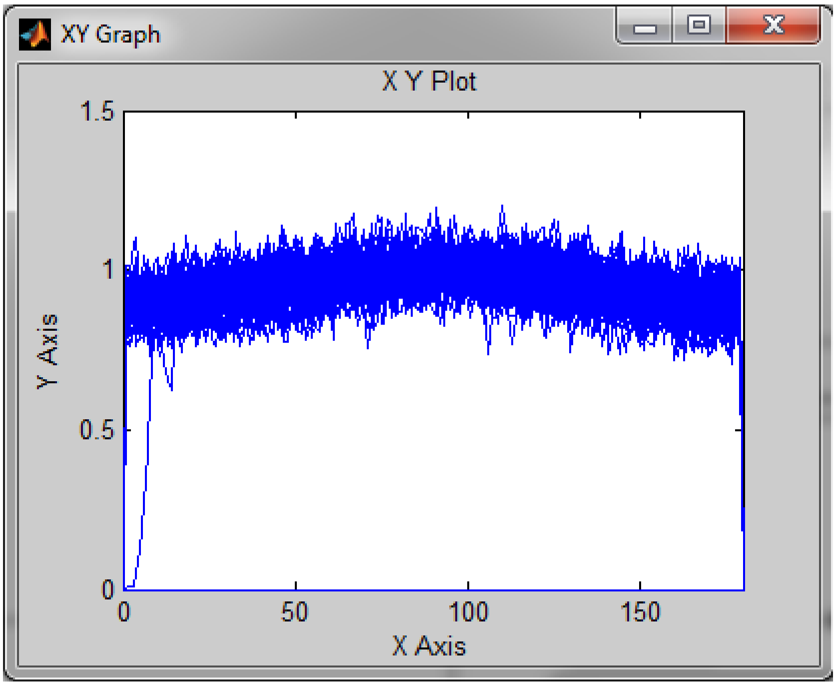

Figura 8.27: Diagrama do sinal filtrado para $ka = 0,92$.

As figuras 8.28, 8.29 e 8.30 mostram os traçados dos diagramas para o transdutor Tompilz com $ka = 6\pi$. Percebe-se que o diagrama contém 12 pontos de nulo, e uma maior diretividade quando comparado aos outros dois casos, para $ka = 3\pi$ e $0{,}92$. Observando a Figura 8.30 nota-se que há uma aparente melhora no diagrama em relação aos nulos quando comparado ao diagrama do sinal contaminado, mas apresenta uma distorção ainda maior, com o lóbulo principal mais pontiagudo e um pouco inclinado, aumentando a distância angular entre o mesmo e o lóbulo lateral que se encontra a sua direita.

Ao avaliar os três casos, observa-se que quando é incrementado o valor do produto ka o diagrama apresenta um número maior de nulos e uma maior diretividade. Também é possível observar que aumentando o valor deste produto é produzida uma maior distorção gerada pelo filtro LMS no diagrama de irradiação.

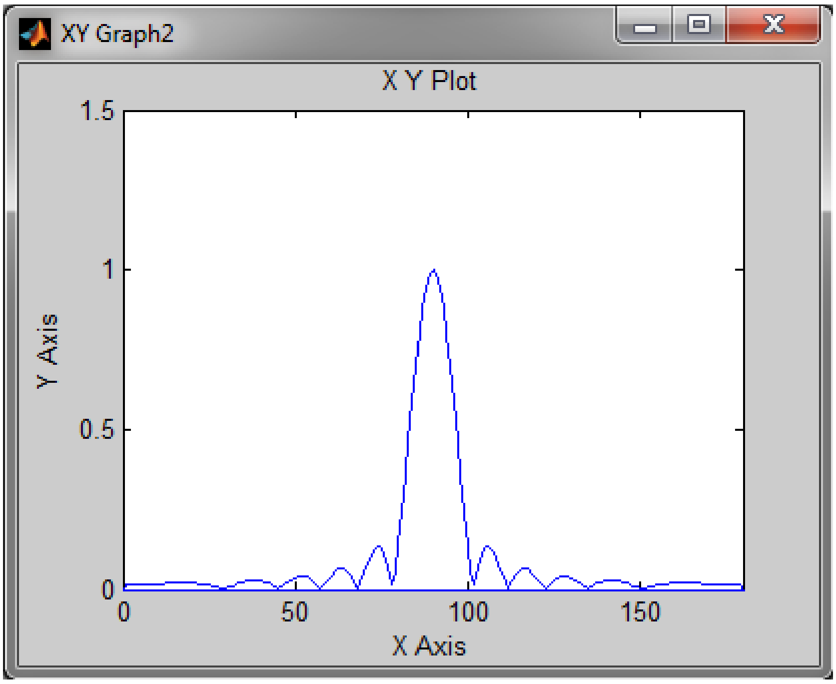

Figura 8.28: Diagrama do sinal puro para $ka = 6\pi$.

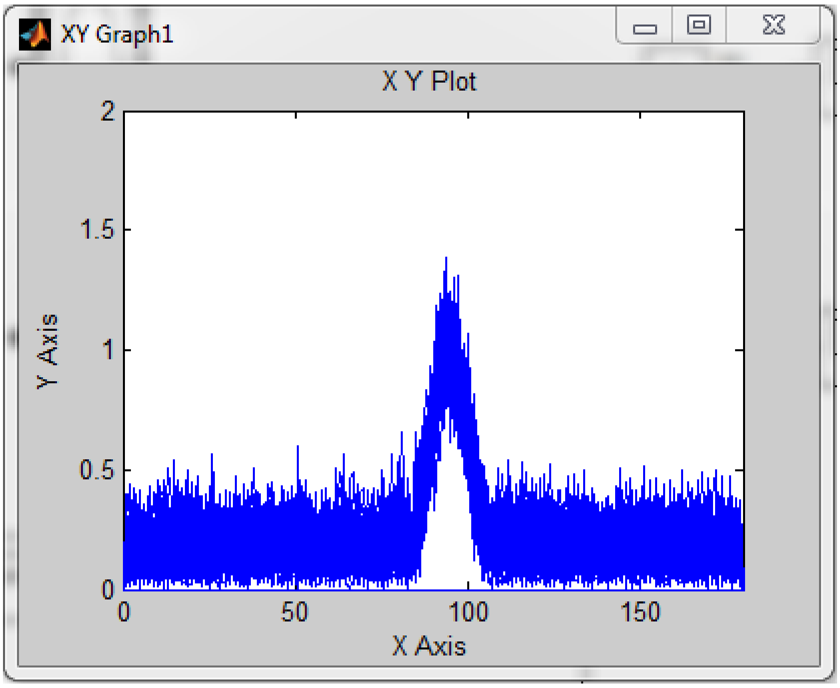

Figura 8.29: Diagrama do sinal contaminado para $ka = 6\pi$.

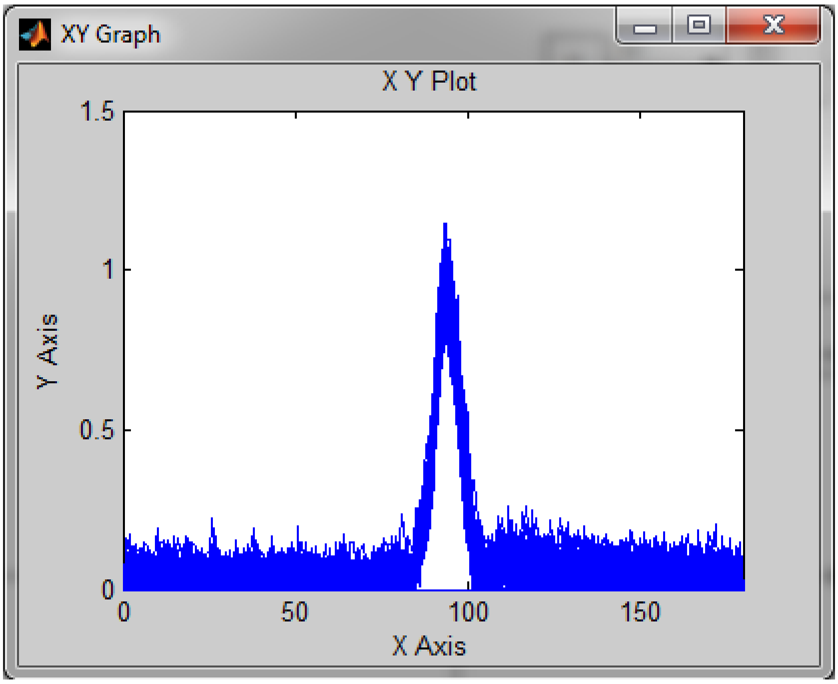

Figura 8.30: Diagrama do sinal filtrado para $ka = 6\pi$.

8.3 Diagrama_Array_Tompilz

Como foi dito anteriormente o diagrama de um conjunto de elementos irradiantes pode ser dividido em duas partes distintas: o fator de conjunto e o fator de elemento. O programa

Diagrama_Array gera o diagrama do conjunto enquanto que o programa Diagrama_Tompilz gera o diagrama do elemento. Por sua vez o programa Diagrama_Array_Tompilz gera um diagrama que é o produto entre o diagrama do conjunto e o diagrama do elemento. Assim foram feitas algumas alterações neste programa para avaliar o que ocorre com os diagramas de irradiação.

8.3.1 Variando o Número de Elementos e ka.

Com o objetivo de avaliar o que ocorre com o diagrama do conjunto de transdutores Tompilz foram gerados diagramas com diferentes números de elementos e com diferentes valores de ka. As figuras 8.31, 8.32 e 8.33 trazem os diagramas com N = 2, 4 e 8 elementos e $ka = 0{,}92$. Percebe-se nestas figuras que os diagramas gerados são bem próximos daqueles representados pelas figuras 8.1, 8.6 e 8.7. Isso ocorre porque o diagrama do transdutor Tompilz com $ka = 0{,}92$ é uma curva bem suave, quase constante, que possui um ponto de máximo em $\theta = 90°$.

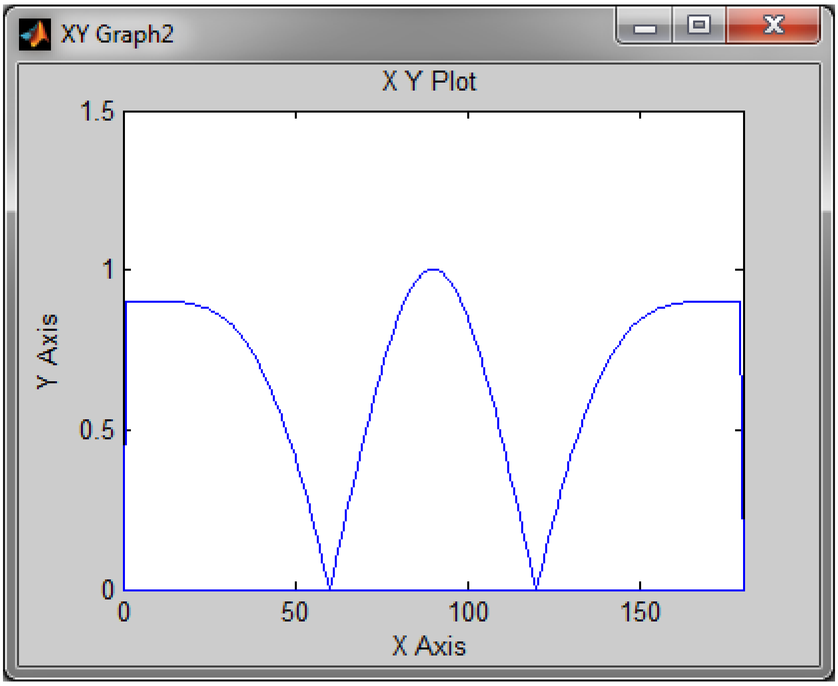

Figura 8.31: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 2 e $ka = 0,92$.

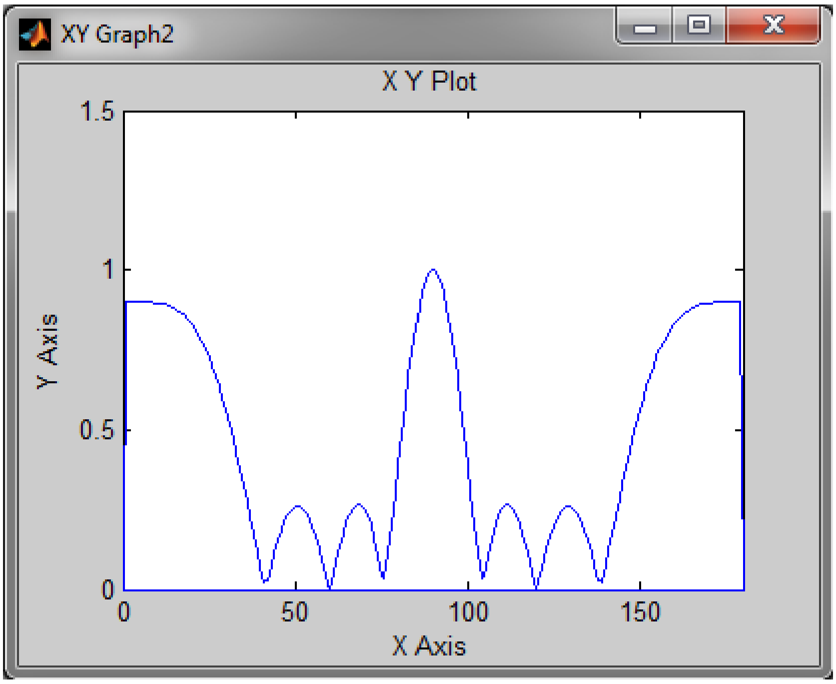

Figura 8.32: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 4 e $ka = 0,92$.

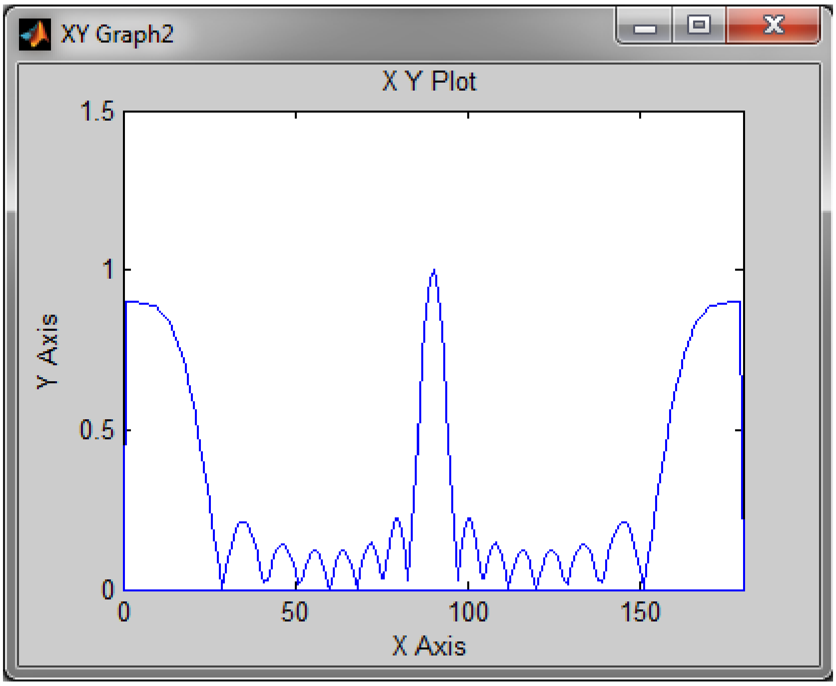

Figura 8.33: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 8 e $ka = 0,92$.

As figuras 8.34, 8.35 e 8.36 trazem os traçados dos diagramas para N = 2, 4 e 8 e $ka = 3\pi$. Percebe-se que estes diagramas são extremamente diretivos e que a diretividade aumenta quando N aumenta.

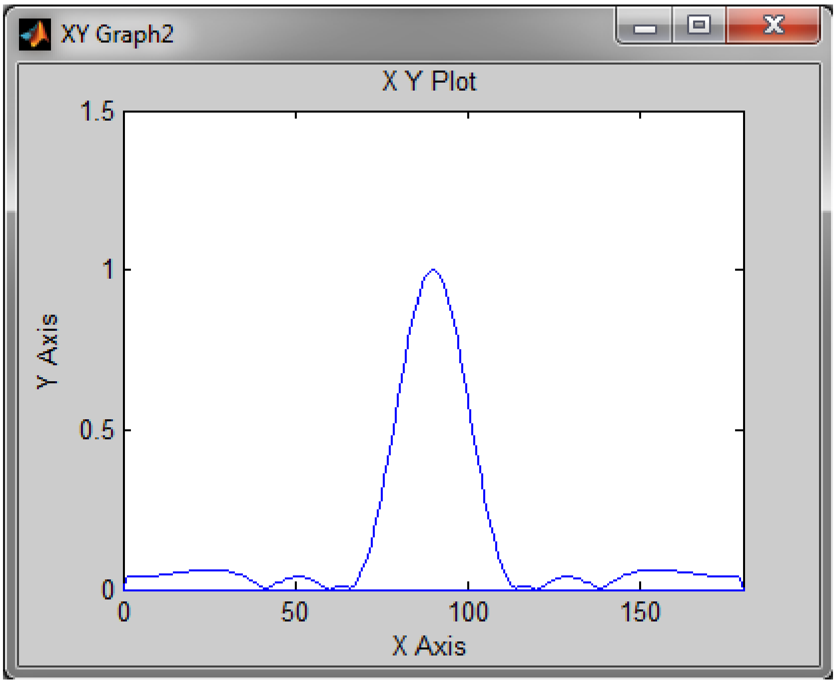

Figura 8.34: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 2 e $ka = 3\pi$.

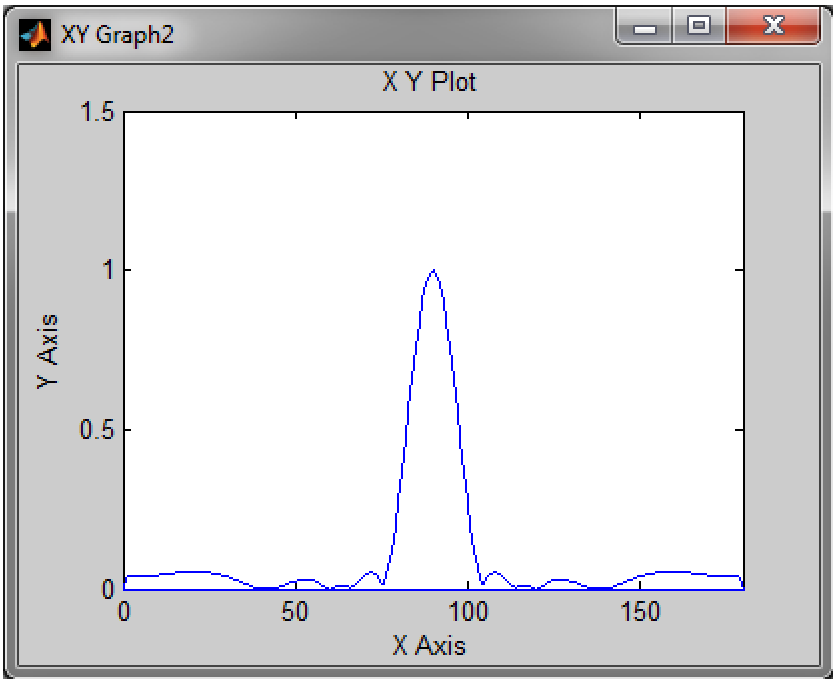

Figura 8.35: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 4 e $ka = 3\pi$.

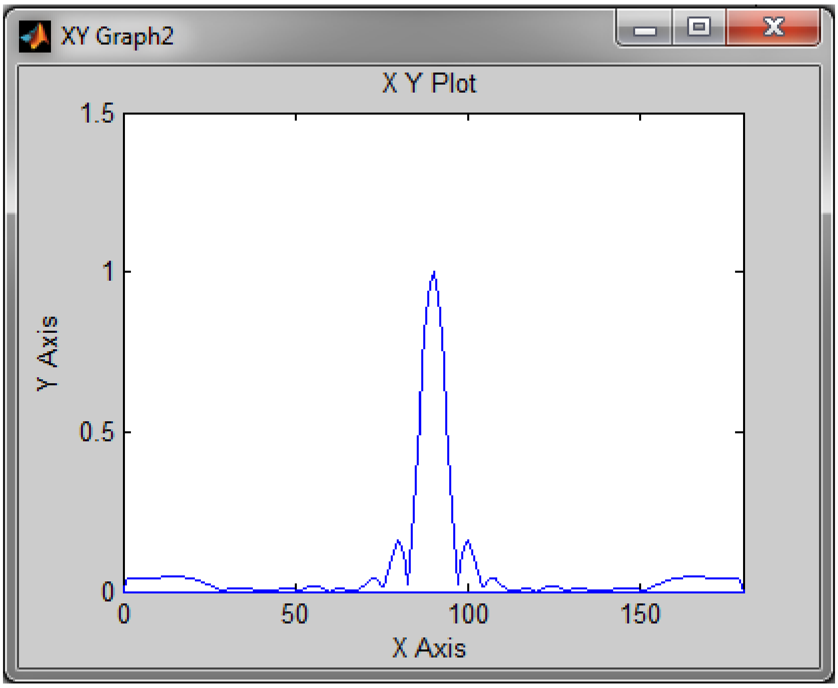

Figura 8.36: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 8 e $ka = 3\pi$.

Os diagramas do conjunto com N = 2, 4 e 8 e $ka = 6\pi$ são mostrados nas figuras 8.37, 8.38 e 8.39. Nota-se, como aconteceu anteriormente, que o resultado originou diagramas com extrema diretividade, e que isso aumenta com o aumento de N. Percebe-se também uma grande eficiência em rejeitar sinais oriundos de ângulos diferentes de 90°.

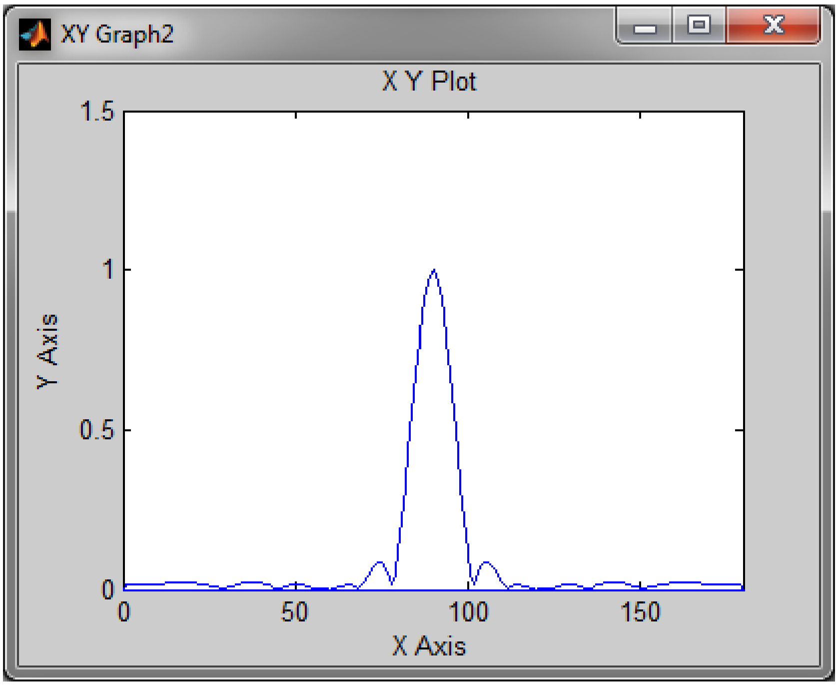

Figura 8.37: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 2 e $ka = 6\pi$.

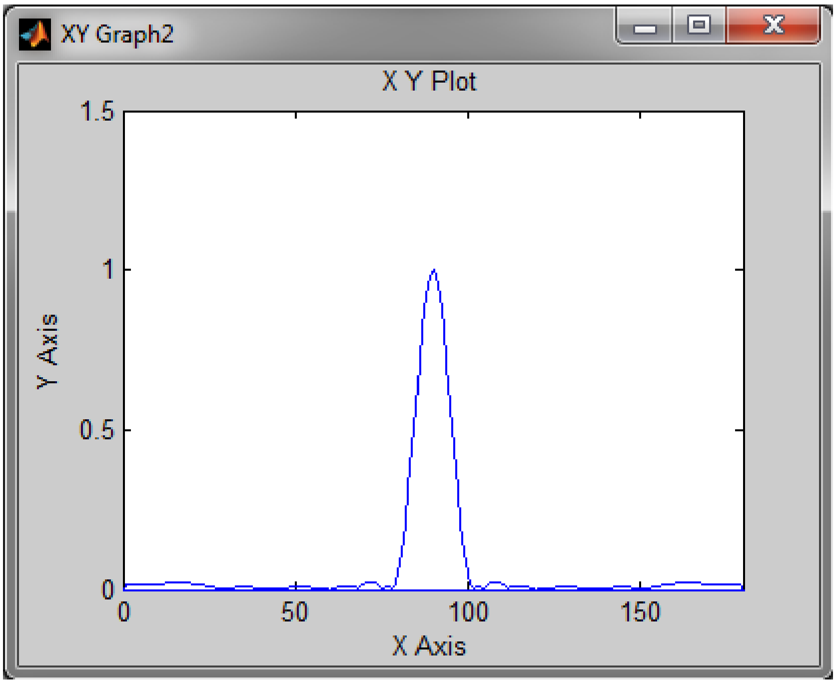

Figura 8.38: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 4 e $ka = 6\pi$.

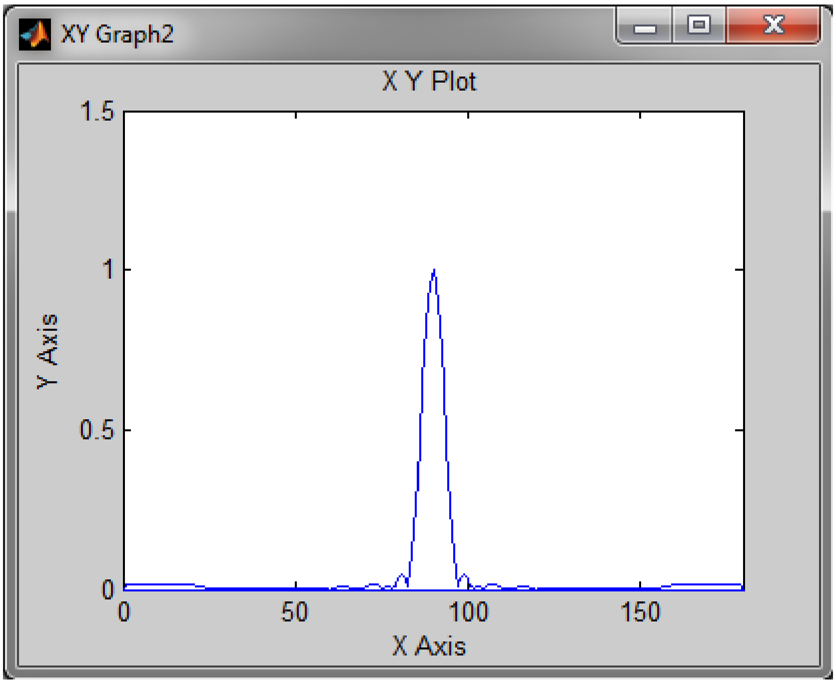

Figura 8.39: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com N = 8 e $ka = 6\pi$.

8.3.2 Variando a Distância Entre os Elementos

Para a observação do comportamento do diagrama do conjunto foram tomadas as distâncias $d = \lambda/4$, $\lambda/2$ e λ, sendo o produto $ka = 0{,}92$, 3π e 6π, e com N = 2.

Os diagramas gerados com $ka = 0{,}92$ e $d = \lambda/4$, $\lambda/2$ e λ são mostrados nas figuras 8.40, 8.41, 8.31. Ao observar as figuras é possível perceber que os diagramas do conjunto de transdutores Tompilz com $ka = 0{,}92$ não trazem alterações muito significativas em relação aos diagramas referentes ao conjunto. Isso ocorre devido a forma apresentada pelo diagrama do elemento com $ka = 0{,}92$.

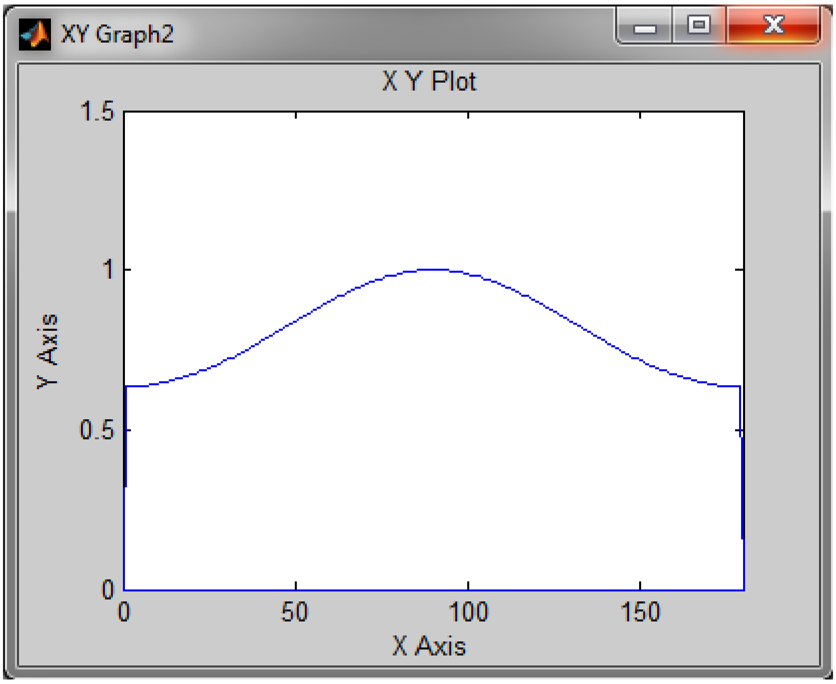

Figura 8.40: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/4$ e $ka = 0,92$.

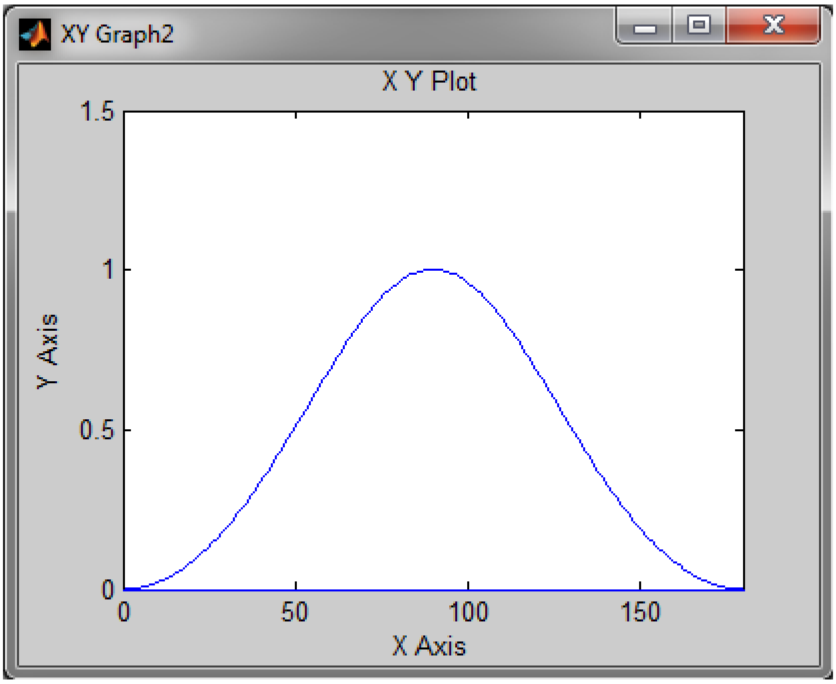

Figura 8.41: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/2$ e $ka = 0,92$.

As figuras 8.42, 8.43 e 8.34 trazem os diagramas relacionados à $d = \lambda/4$, $\lambda/2$ e λ e $ka = 3\pi$. Percebe-se pelas figuras que os diagramas formados possuem um lóbulo principal em $\theta = 90°$. Não há alterações significantes quanto ao lóbulo principal quando d é aumentado. Em contrapartida há mudanças no que diz respeito à posição dos lóbulos secundários e a posição e quantidade de nulos.

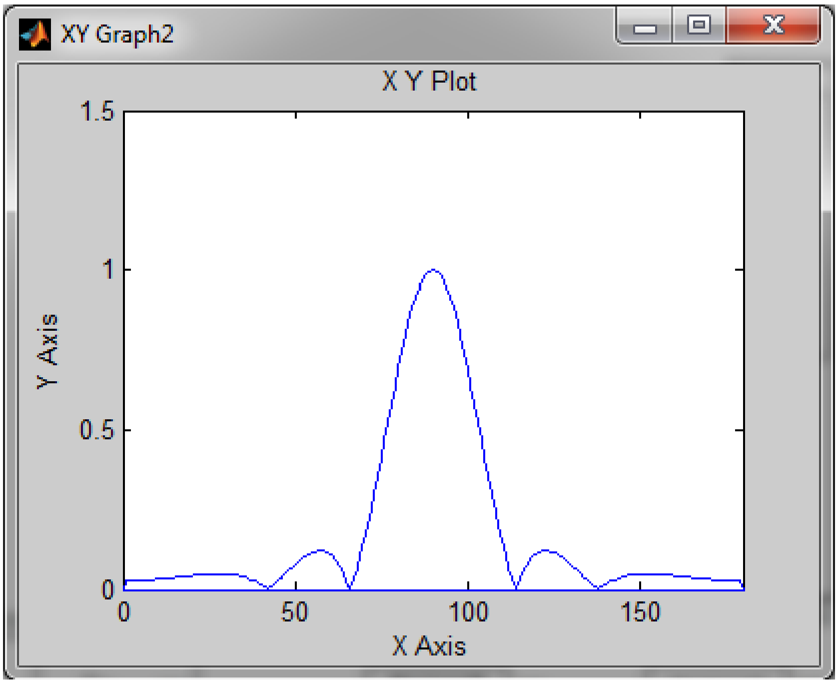

Figura 8.42: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/4$ e $ka = 3\pi$.

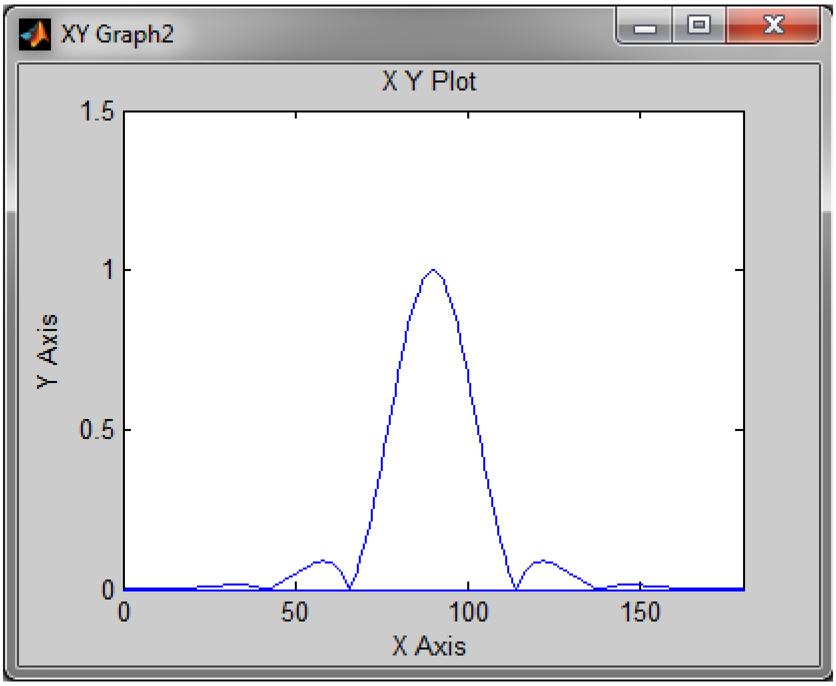

Figura 8.43: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/2$ e $ka = 3\pi$.

Observando os diagramas relacionados à $d = \lambda/4$, $\lambda/2$ e λ e $ka = 6\pi$, mostrados nas figuras 8.44, 8.45 e 8.37, nota-se que estes são ainda mais diretivos que os diagramas com $ka = 3\pi$, e possuem mais pontos de nulo. Percebe-se também que a medida que aumentamos o valor de d os diagramas não sofrem alterações muito significativas.

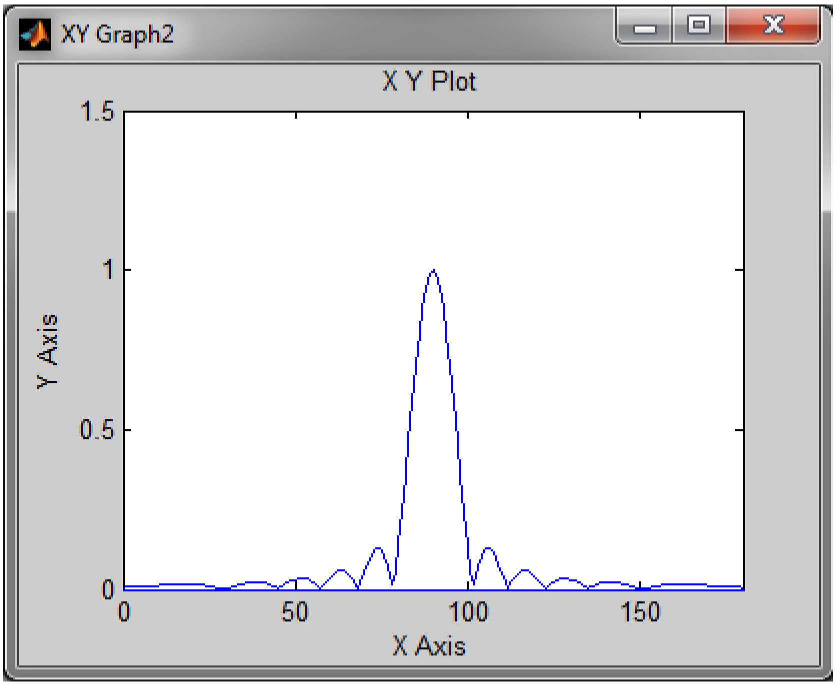

Figura 8.44: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/4$ e $ka = 6\pi$.

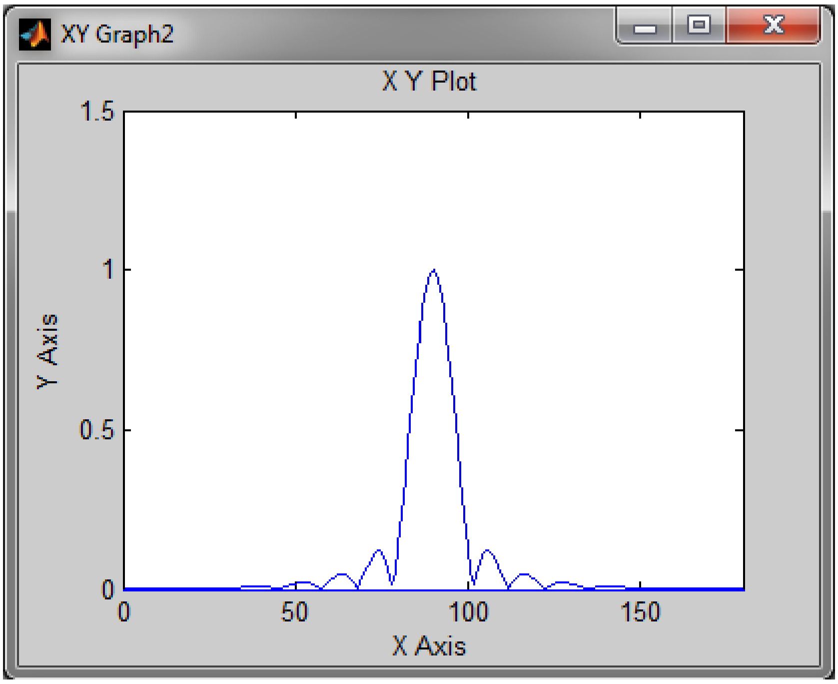

Figura 8.45: Diagrama do conjunto de transdutores Tompilz com $d = \lambda/2$ e $ka = 6\pi$.

8.4 Variando Algumas Condições do Canal

Com o objetivo de avaliar a eficiência do sistema, foram feitas variações em alguns parâmetros do canal de propagação.

8.4.1 Variando a SNR

Para avaliar o desempenho do sistema, foram considerados valores de SNR iguais a 20 dB, 10 dB e 0 dB. A configuração do conjunto foi $d = \lambda$, $N = 2$ e $ka = 0{,}92$. O diagrama do sinal puro para este conjunto é dado pela Figura 8.31. As figuras 8.46, 8.47 e 8.48 trazem os diagramas dos sinais contaminados para SNR = 20, 10 e 0 dB, respectivamente.

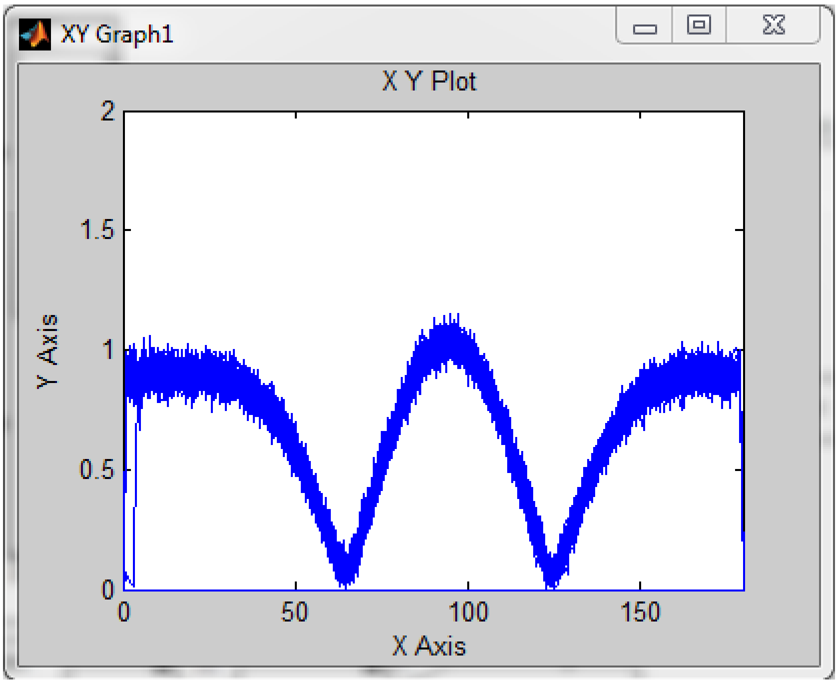

Figura 8.46: Diagrama do sinal contaminado com SNR = 20 dB.

Analisando as figuras 8.46, 8.47 e 8.48 percebe-se, como esperado, que com a diminuição da SNR do canal AWGN há uma maior distorção do sinal. Na Figura 8.48 nota-se que o diagrama fica irreconhecível por ação do ruído.

Os diagramas dos sinais filtrados são mostrados nas figuras 8.49, 8.50 e 8.51 com SNR = 20, 10 e 0 dB respectivamente. Nota-se à partir das figuras que o filtro LMS traz uma grande melhoria aos diagramas. Contudo é visto na Figura 8.51 que quando a SNR se torna muito baixa o filtro se torna menos eficiente e o diagrama do sinal filtrado apresenta uma distorção acentuada.

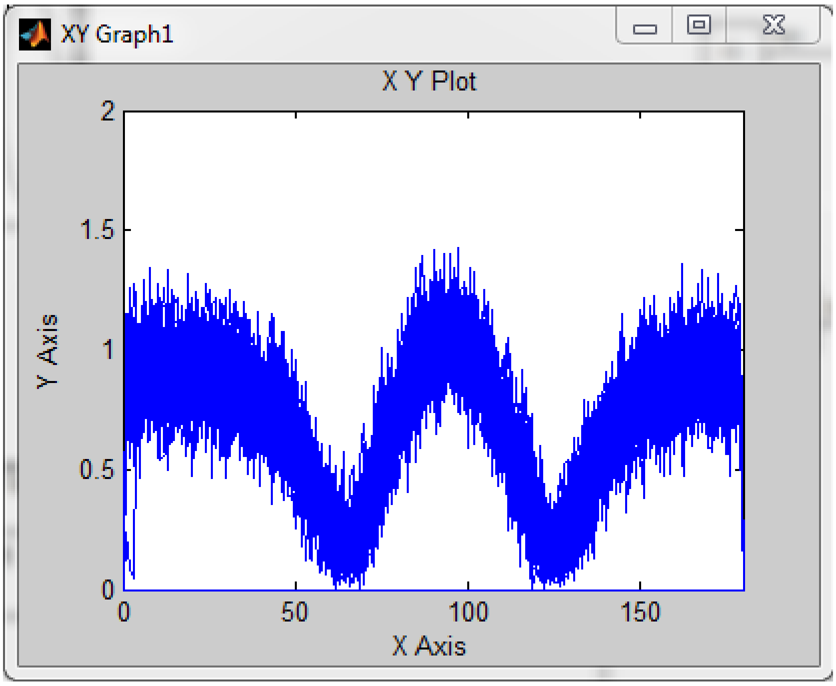

Figura 8.47: Diagrama do sinal contaminado com SNR = 10 dB.

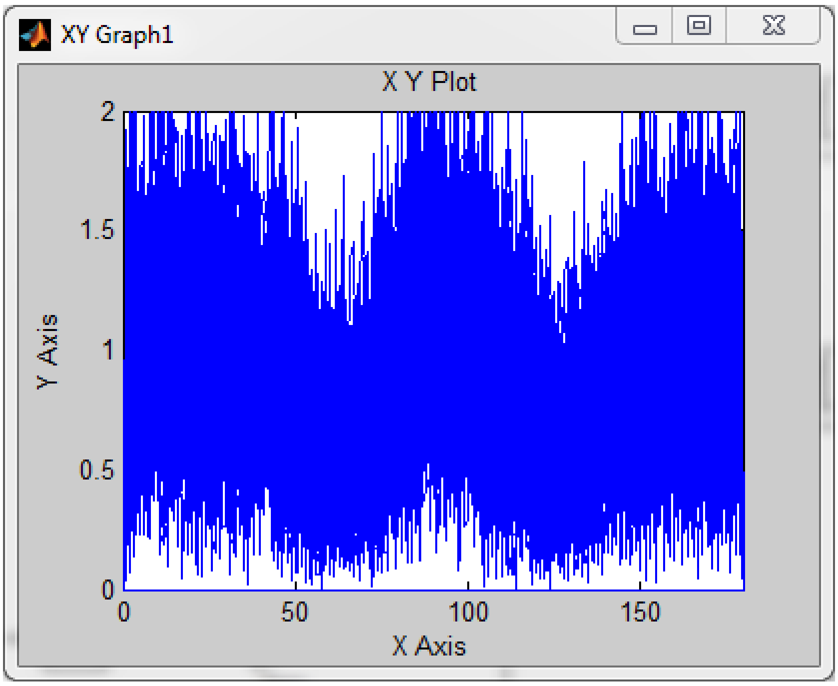

Figura 8.48: Diagrama do sinal contaminado com SNR = 0 dB.

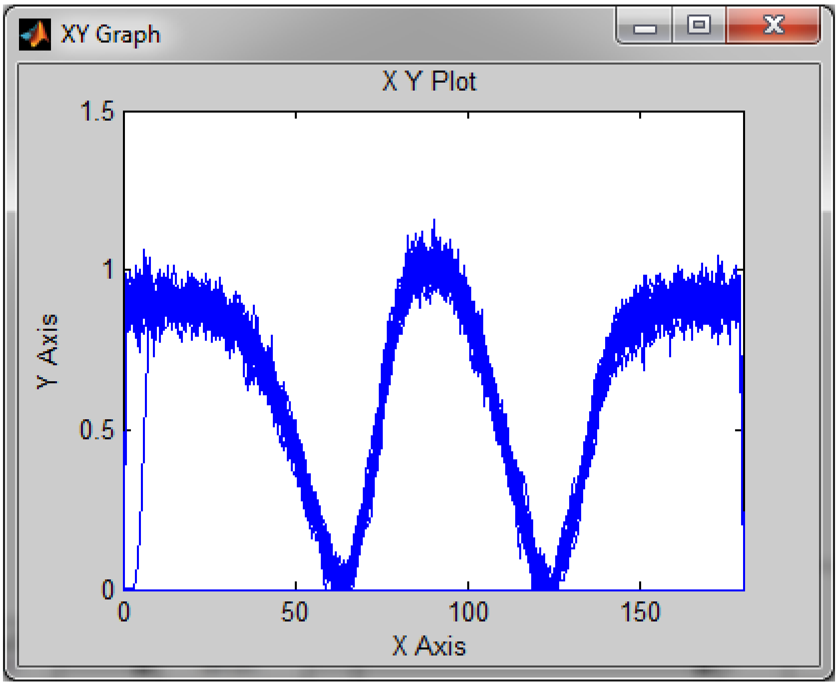

Figura 8.49: Diagrama do sinal filtrado com SNR = 20 dB.

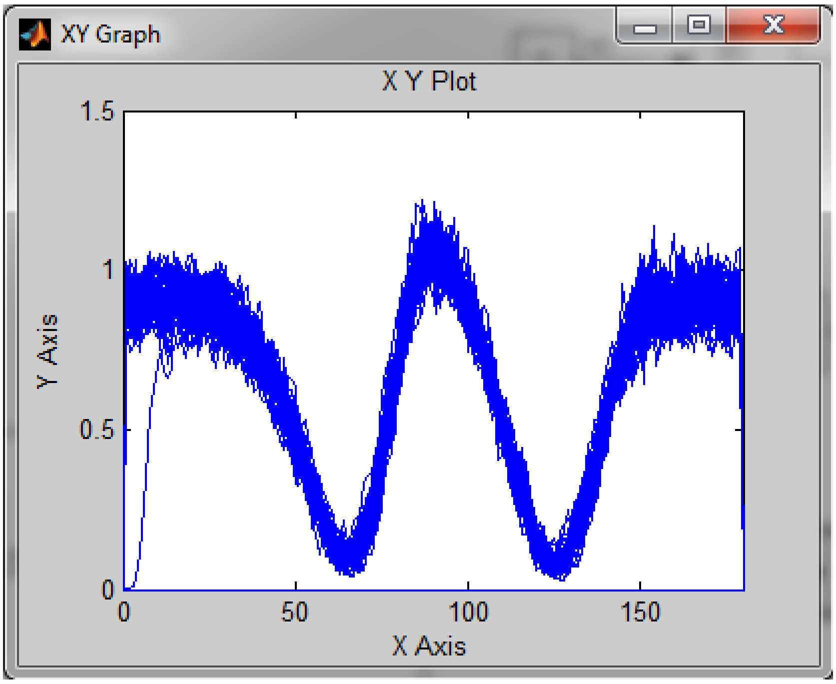

Figura 8.50: Diagrama do sinal filtrado com SNR = 10 dB.

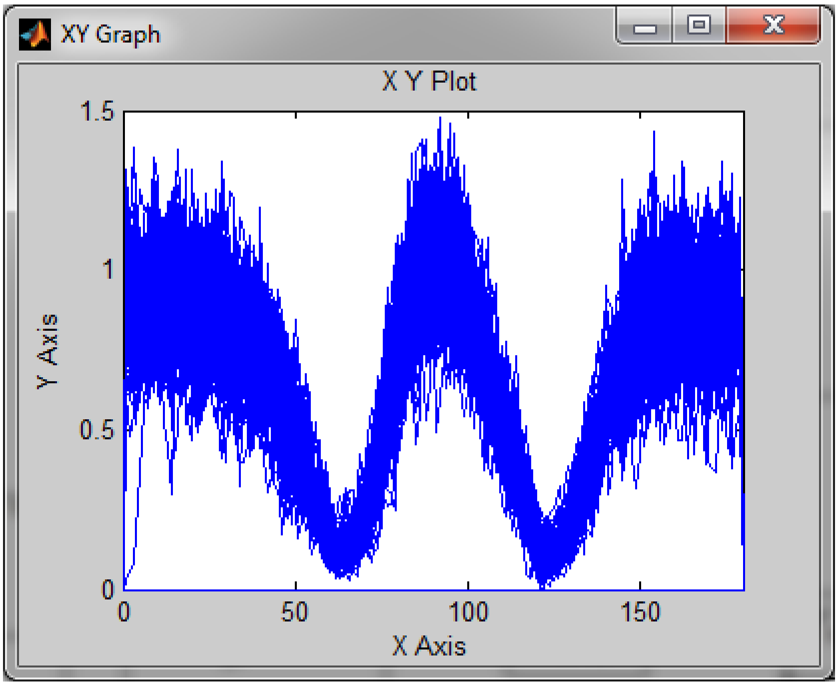

Figura 8.51: Diagrama do sinal filtrado com SNR = 0 dB.

8.4.2 Variando o Máximo Desvio Doppler

Para investigar o que acontece com os diagramas do sinal contaminado e filtrado foram feitas algumas variações no parâmetro máximo desvio doppler no bloco *Rayleigh Fading*. Foram escolhidos os valores 1,5 Hz, 15 Hz e 150 Hz. O conjunto analisado tem N = 2, $d = \lambda$, e $ka = 0{,}92$. Para uma melhor observação do que acontece por efeito do desvio doppler o bloco AWGN foi retirado.

As figuras 8.52, 8.53 e 8.54 trazem os diagramas do sinal contaminado para os desvios iguais a 1,5 Hz, 15 Hz e 150 Hz, respectivamente. Nota-se pelas figuras que aumentando o desvio doppler aumenta também a distorção nos diagramas. O desvio Doppler traz aos diagramas uma flutuação na potência média, e quanto maior é o desvio maior é essa flutuação.

Os diagramas do sinal filtrado para cada situação são mostrados nas figuras 8.55, 8.56 e 8.57. Ao avaliar as três figuras percebe-se que o filtro LMS traz, mais uma vez, uma significativa melhoria aos diagramas. Mas quanto maior é o desvio Doppler menos eficiente é o filtro.

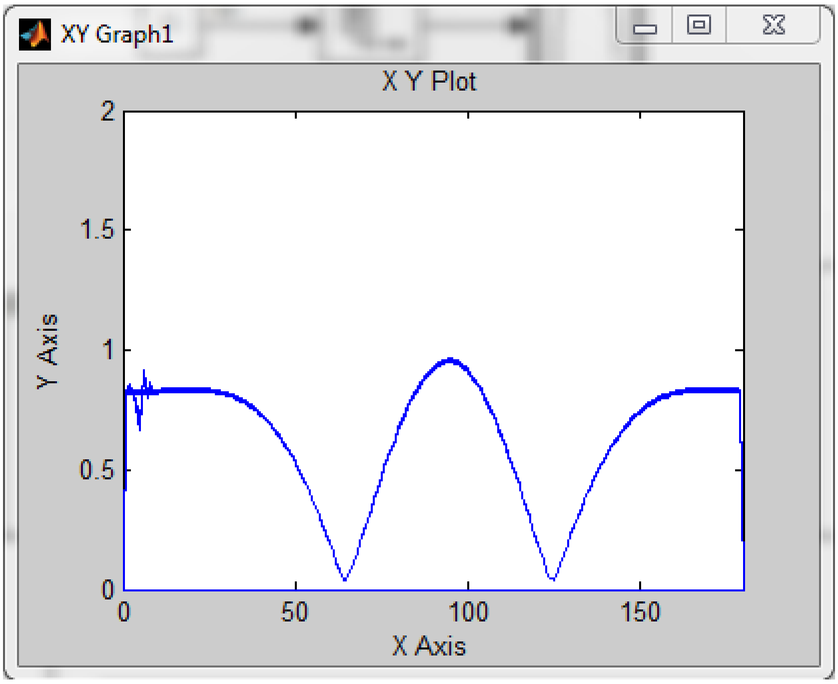

Figura 8.52: Diagrama do sinal contaminado com máximo desvio doppler igual a 1,5 Hz.

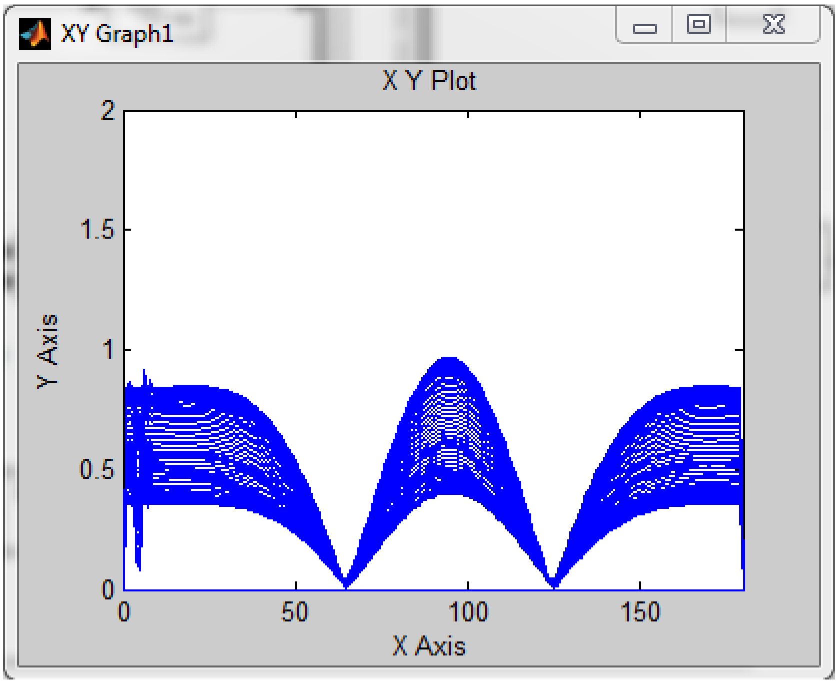

Figura 8.53: Diagrama do sinal contaminado com máximo desvio doppler igual a 15 Hz.

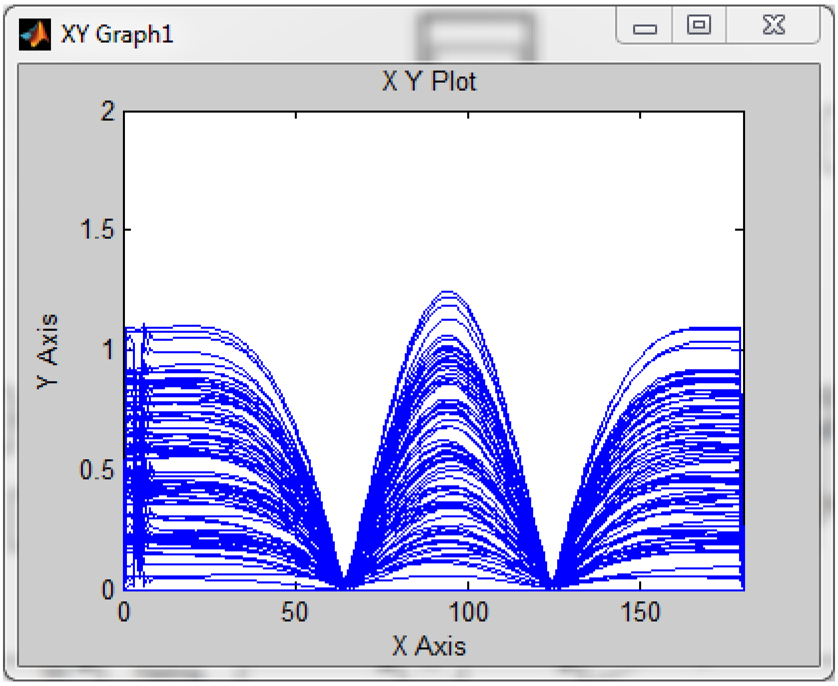

Figura 8.54: Diagrama do sinal contaminado com máximo desvio doppler igual a 150 Hz.

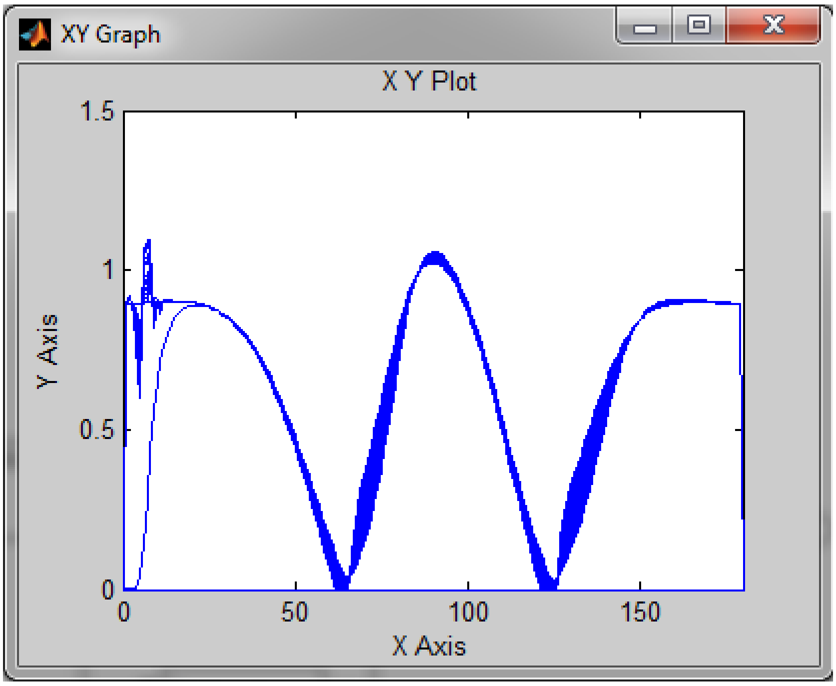

Figura 8.55: Diagrama do sinal filtrado com máximo desvio doppler igual a 1,5 Hz.

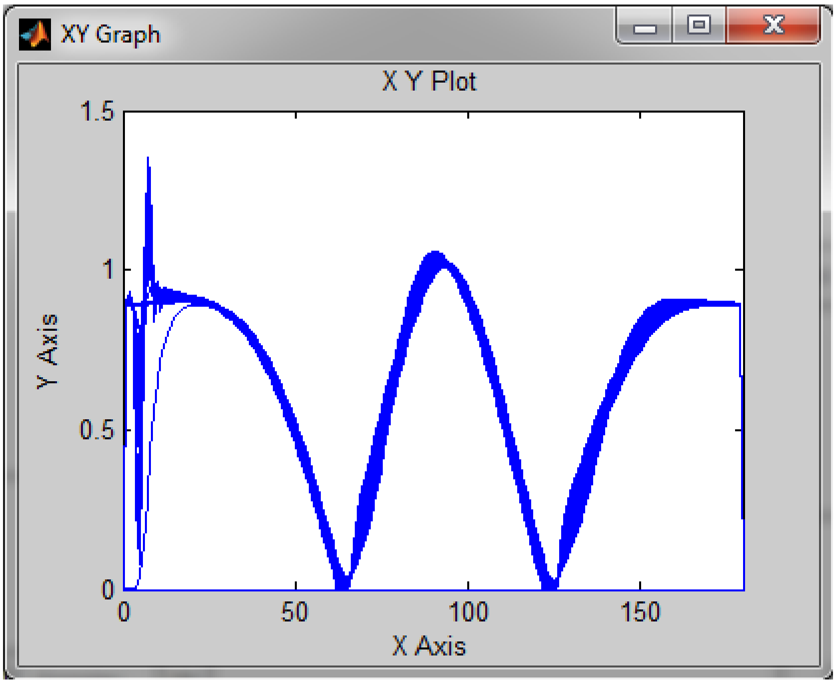

Figura 8.56: Diagrama do sinal filtrado com máximo desvio doppler igual a 15 Hz.

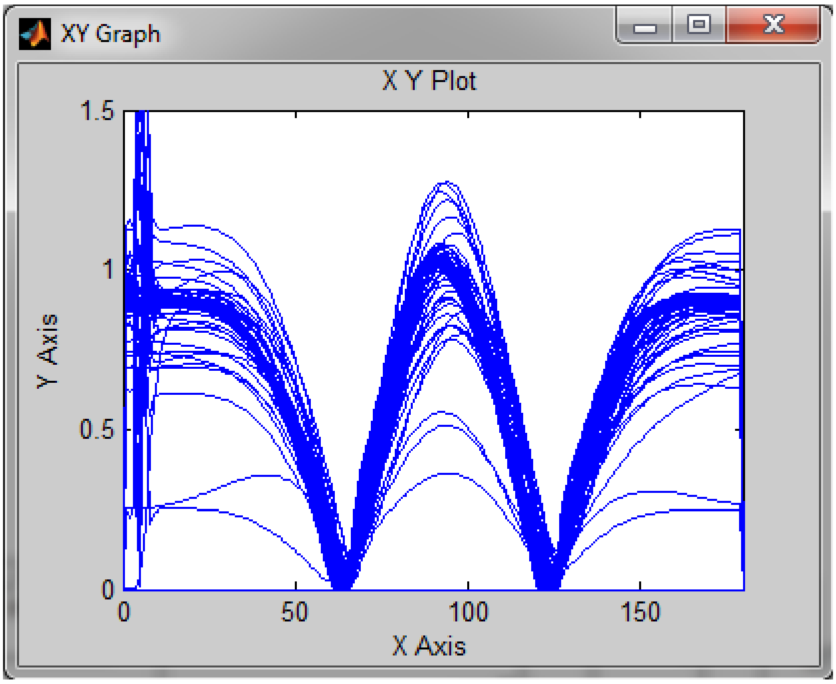

Figura 8.57: Diagrama do sinal filtrado com máximo desvio doppler igual a 150 Hz.

Observando as figuras 8.52 a 8.54 percebe-se que os ângulos onde acontecem os nulos pouco se alteram. Uma possível explicação para esse fenômeno pode ser encontrada analisando a equação (3.11). Levando em conta o efeito Doppler e as mudanças de densidade da água ao longo do percurso de propagação, tanto do raio direto quanto do raio refletido pode-se considerar que:

$$\lambda^{'} = \lambda + \Delta\lambda \tag{8.4}$$

Assim por consequência:

$$k^{'} = \frac{2\pi}{\lambda^{'}} = \frac{2\pi}{\lambda + \Delta\lambda} \tag{8.5}$$

Se a distância entre os elementos for tomada como a função linear do comprimento de onda original, ou seja:

$$d = \alpha\lambda \tag{8.6}$$

então a equação (3.11) se torna:

$$\theta_{null} = \cos^{-1}\left(\frac{1}{\frac{2\pi}{\lambda + \Delta\lambda}\alpha\lambda}\left(\pm\frac{2n\pi}{N} - \delta\right)\right), n = 1,2,3... \tag{8.7}$$

ou seja

$$\theta_{null} = \cos^{-1}\left(\frac{\lambda + \Delta\lambda}{2\pi\alpha\lambda}\left(\pm\frac{2n\pi}{N} - \delta\right)\right), n = 1,2,3... \tag{8.8}$$

$$\theta_{null} = \cos^{-1}\left(\left(\frac{1}{2\pi\alpha} + \frac{\Delta\lambda}{2\pi\alpha\lambda}\right)\left(\pm\frac{2n\pi}{N} - \delta\right)\right), n = 1,2,3... \tag{8.9}$$

Considerando $\delta = 0$ e $\lambda >> \Delta\lambda$ a equação 3.11 se reduz:

$$\theta_{null} = \cos^{-1}\left(\frac{n}{\alpha N}\right), n = 1,2,3... \tag{8.10}$$

Percebe-se com esta análise que os pontos de nulo do diagrama não se alteram quando a variação do comprimento de onda é muito menor que o próprio comprimento de onda. Assim o diagrama final que é a superposição dos diagramas do raio direto e do raio refletido terão seus nulos em pontos comuns. Dessa forma os pontos de nulo do diagrama final não sofrerão alterações significativas.

9 CONCLUSÃO

Este trabalho teve o objetivo de analisar, à partir de simulações, diagramas de irradiação de conjuntos de transdutores Tompilz. Primeiramente foram analisados os diagramas referentes ao fator de conjunto, em seguida foram analisados os diagramas referentes ao fator de elemento e finalmente foram analisados os diagramas do produto entre o fator de conjunto e o fator de elemento, que representam os diagramas do conjunto de transdutores Tompilz.

9.1 Diagrama_Array

À partir do programa Diagrama_Array, e suas modificações, foram analisados os diagramas do fator de conjunto com número de elementos igual a 2, 4 e 8 elementos com a distância entre os elementos dada por: $d = \lambda$. E a relação sinal ruído sendo considerada: SNR = 10 dB. Os diagramas apresentados foram do tipo *end-fire*. Nestas análises conclui-se que na medida em que o número de elementos cresce o diagrama passa a apresentar um número maior de nulos, este número obedece a seguinte equação: $NULOS_{d=\lambda} = 2N - 2$. Conclui-se também que quanto maior o número de elementos menos definidos ficam os pontos de nulo, quando se trata do diagrama do sinal contaminado. Em contra partida o filtro LMS pode reduzir de forma significativa estes efeitos.

Foram analisados também o comportamento dos diagramas do conjunto com N = 2, 4 e 8 para distância entre os elementos igual a $\lambda/2$. Para esta distância, os diagramas apresentados foram do tipo *broadside*. Nestes diagramas número de nulos é menor e segue a seguinte equação: $NULOS_{d=\lambda/2} = N$. Com a distância entre os elementos sendo $\lambda/2$ os diagramas ficam menos diretivos do que com a distância sendo igual a λ.

9.2 Diagrama_Tompilz

Utilizando o programa Diagrama_Tompilz foram feitas análises sobre o comportamento dos diagramas de transdutores Tompilz com diferentes valores de ka. Os valores escolhidos foram: $ka = 0{,}92$, 3π e 6π. Com as análises feitas conclui-se que, quando se aumenta o valor de ka o número de nulos do diagrama também aumenta. Conclui-se também que o aumento de ka torna o diagrama mais diretivo. Os efeitos do canal são bem nocivos ao sinal, mas estes efeitos podem ser amenizados de forma satisfatória com o uso do filtro LMS.

9.3 Diagrama_Array_Tompilz

O programa Diagrama_Array_Tompilz foi utilizado para analisar os traçados dos diagramas do conjunto de transdutores Tompilz. Para análise foram gerados diagramas com N = 2, 4 e 8, com $ka = 0{,}92$, 3π e 6π e $d = \lambda$. Dessas análises conclui-se que para $ka = 0{,}92$ e N = 2, 4 e 8 os diagramas se aproximam muito dos diagramas referentes aos dos conjuntos gerados pelo programa Diagrama_Array com N = 2, 4 e 8 mantendo-se também o número de nulos . Isto se deve ao fato de o diagrama do transdutor com $ka = 0{,}92$ ser uma curva suave sem nulos e quase constante tendo um pico modesto em $\theta = 90°$. Já se tratando dos diagramas formados com N = 2, 4 e 8 e $ka = 3\pi$, percebe-se que são bem distintos dos diagramas do conjunto para os mesmos valores de N. Os diagramas com $ka = 6\pi$ apresentam uma alta diretividade e um grande número de nulos.

9.4 Efeito Doppler

Neste trabalho também foi investigado o comportamento dos diagramas de irradiação quando se faz variar o parâmetro: máximo desvio Doppler no bloco *Rayleigh Fading*. Para isso foram escolhidos os valores 1,5 Hz, 15 Hz e 150 Hz. O conjunto analisado teve N = 2, $d = \lambda$, e $ka = 0{,}92$. Dessas análises observou-se que o desvio Doppler trouxe uma flutuação na potência média do sinal, e quanto maior o desvio maior a flutuação. Percebeu-se também que as posições dos nulos dos diagramas pouco se alteraram. Isso ocorre porque a variação do comprimento de onda é pequena em relação ao próprio comprimento de onda, dessa forma pela equação (8.10), não há variação significativa na posição dos nulos. Foi observado que o filtro LMS traz grandes melhorias aos diagramas, mas quando o desvio se torna muito grande o filtro se torna ineficiente.

10 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

O desenvolvimento deste trabalho trouxe a certeza que ainda há muita coisa a fazer no que diz respeito ao estudo dos padrões de irradiação de transdutores eletroacústicos. Assim as sugestões para trabalhos futuros são:

- efetuar medições em campo para confrontar os resultados obtidos nas simulações;
- testar outros tipos de filtros, e comparar a eficiência de cada um;
- experimentar técnicas adaptativas de associações de projetores na modelagem do sistema de transmissão;
- utilizar na modelagem do sistema de transmissão o conceito de MIMO (*Multiple Input Multiple Output*);
- simular a transmissão com a utilização do ruído UWAN (*Underwater Acoustic Noise*) e avaliar o sinal recebido.

11 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] R. P. Hodges, *Underwater Acoustics: Analysis, Design and Performance of Sonar*, 2º ed. Wiley, 2010.

[2] J. S. Seybold, *Introduction to RF Propagation*, 1º ed. Wiley-Interscience, 2005.

[3] F. Gross, *Smart Antennas for Wireless Communications: With MATLAB*, 1º ed. McGraw-Hill Professional, 2005.

[4] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, *3rd Edition*, 3º ed. Wiley-Interscience, 2005.

[5] J. D. Kraus e R. J. Marhefka, *Antennas*, 3rd ed. McGraw-Hill Education Singapore, 2001.

[6] C. Sherman e J. Butler, *Transducers and Arrays for Underwater Sound*. Springer, 2011.