

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**MODELO HEURÍSTICO MODIFICADO DE BARREIRAS ACÚSTICAS PARA USO
EM ÁREAS URBANAS**

por

Rafael Antônio Comparsi Laranja

Tese para obtenção do Título de
Doutor em Engenharia

Porto Alegre, abril de 2004.

MODELO HEURÍSTICO MODIFICADO DE BARREIRAS ACÚSTICAS PARA USO EM ÁREAS URBANAS

por

Rafael Antônio Comparsi Laranja
Mestre em Engenharia Mecânica

Tese submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, PROMEC, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Doutor em Engenharia

Área de Concentração: Mecânica dos Sólidos - Acústica

Orientador: Prof. Dr. Alberto Tamagna

Aprovada por:

Prof. Dr. Arcanjo Lenzi
Prof. Dr. Jules Ghislain Slama
Prof. Dr. Júlio César Ruiz Claeysen

Prof. Dr. Jun Sérgio Ono da Fonseca
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, abril de 2004.

**Dedico este trabalho à minha esposa
e minha família.**

RESUMO

Da dificuldade em obter-se de forma condensada em um único modelo matemático que una os efeitos de difração e de condições de contorno mais complexas como solo, clima e ar, o trabalho aqui apresentado é um estudo para os interessados na propagação sonora ao ar livre, com obstáculos simples. Esses obstáculos, em forma de barreiras sonoras, situam-se entre um emissor e um receptor em distâncias relativamente pequenas. Fazendo uso de um modelo analítico para a propagação sonora ao ar livre, chamado de modelo heurístico, e unindo a esse, um modelo de difração, montou-se um modelo robusto e versátil que atende a vários fenômenos físicos que ocorrem, quando na propagação de ondas sonoras, em um ambiente não homogêneo e tipicamente urbano. Foram necessários uma série de experimentos que fornecessem subsídios para o seu uso. Um dos experimentos foi a determinação do gradiente de velocidade sonora em função da altura (entre 0 e 6,0 m) e de condições climáticas diversas. Outro, foi a realização do levantamento da perda pela inserção de uma barreira sonora ao ar livre em escala real.

A validação do modelo foi realizada pela simples comparação com casos resolvidos por outros métodos analíticos ou numéricos, além, é claro, de dados experimentais. Sobre a validação do modelo, além dos dados obtidos em literatura, também se compararam os resultados do modelo com dados experimentais realizados. Assim, apesar das incertezas quando na medição, os resultados foram satisfatórios comprovando a eficiência do modelo tanto para casos bi como para tridimensionais.

Finalmente, alguns casos foram resolvidos de forma a avaliar o comportamento da perda por inserção de uma barreira frente a diferentes fatores como: mudança da distância do emissor; posição do receptor; características do solo; mudanças no gradiente de velocidade sonora. Esses levaram a conclusões importantes tais como: para pequenas distâncias o gradiente de velocidade sonora influencia no comportamento quando em altas frequências; e o solo é uma das características mais significativas na propagação sonora.

ABSTRACT

Modified Heuristic Model for Use in Urban Areas Noise Barriers

From difficulty to gain in a condensed form an unique mathematical model that mix the diffraction effects and complex boundary conditions like ground surface, air and atmosphere, this work here presented is a study for anyone who is interested in sound propagation in the atmosphere with simple obstacles in sound barrier form, between source and receivers in small distances. Making use of an analytical model for atmosphere sound propagation, named heuristic model, and join this with a diffraction model we mounted a robust and versatile model that grant various physical phenomenon with occurs when sound waves propagate in a non homogeneous urban environment. Were necessary a series of measurements that give subsidy to use the new model. One of measurements was the sound velocity gradient in function of height (between 0 and 6.0 m) and several atmospheric conditions. Another one was the raise of insertion loss of noise barrier in full scales and in atmospheric.

The model validation was made by simple compare resolution by methods like numeric and analytical, and of course, by measurement data. About the model validation, also compare the model results with measures made. So, despite uncertainty measures the results was satisfactory ratifying the model efficiency for two and three dimensions cases.

Concluding the work, some cases were solving to evaluate the noise barrier insertion loss behavior for different factors like: change in position of source or receiver; ground characteristics; change in sound velocity gradient. Theses give important conclusions like for small distances, the sound velocity gradient influence the behavior on high frequency; and ground surface is one of the more significantly characteristic on sound propagation.

ÍNDICE

	Pág.
1. Introdução.....	1
1.1. Justificativa do Trabalho.....	3
1.2. Objetivos e Questionamentos do Autor.....	4
1.3. Aplicabilidade do Trabalho.....	4
1.4. Contribuição do Autor.....	5
1.5. Organização do Trabalho.....	5
2. Alguns Conceitos e Definições Relacionados ao Trabalho.....	6
2.1. Barreiras Acústicas.....	6
2.1.1. O que são Barreiras Sonoras?.....	6
2.1.2. Como as Pessoas Reagem a uma Barreira Sonora?.....	9
2.1.3. Problemas Construtivos.....	10
2.2. Ondas.....	12
2.2.1. Como uma Onda Sonora se Propaga?.....	14
2.3. Campo Sonoro.....	16
2.3.1. Termos Coloquiais Relativos ao Campo Sonoro.....	16
2.4. Difração.....	17
2.5. Refração das Ondas Sonoras.....	19
2.6. Outros Termos.....	21
3. Revisão Histórica e Estado da Arte.....	22
3.1. Base Teórica Sobre Difração.....	31
3.1.1. Princípio de Huygens.....	31
3.1.2. Difração de Fresnel.....	33
3.1.2.1. Resolução da Integral de Fresnel.....	38
3.1.3. Difração de Kirchhoff.....	39
3.1.4. Variação da Teoria de Kirchhoff por Sommerfeld – Integral de Difração de Rayleigh-Sommerfeld.....	43
3.1.4.1. Integral de Difração de Rayleigh.....	43
3.1.4.2. Integrais de Difração de Rayleigh-Sommerfeld.....	46
3.1.5. Difração de Keller – Teoria Geométrica da Difração.....	49
3.1.5.1. Raios Difractados por uma Borda.....	50

3.1.5.2.	Difração por Bordas Retilíneas.....	52
3.1.5.3.	Raios Geométricos.....	54
3.1.5.3.1.	Caminho dos Raios.....	54
3.1.5.3.2.	Princípio de Fermat.....	58
3.2.	Consideração Sobre as Teorias de Difração.....	60
4.	Expressões analíticas para o Cálculo da Propagação Sonora ao Ar Livre.....	61
4.1.	Efeito da difração.....	61
4.1.1.	Modelo de Kouyoumjian e Pathak.....	61
4.1.1.1.	Campo Geométrico.....	61
4.1.1.2.	Difração da Onda em uma Única Borda.....	64
4.1.1.3.	Difração da Onda em Dupla Borda.....	66
4.1.2.	Caminhos da Difração.....	70
4.1.3.	Condicionamento da Frequência para Barreiras Espessas.....	73
4.1.4.	Atenuação pelo Efeito da Difração.....	77
4.2.	Efeito do Solo.....	78
4.2.1.	Impedância Acústica.....	79
4.2.2.	Reação Local e Estendida.....	79
4.2.3.	Modelos de Impedância.....	80
4.2.4.	Coeficiente de Reflexão de Ondas Planas.....	82
4.2.5.	Coeficiente de Reflexão de Ondas Esféricas.....	82
4.2.6.	Campo Livre.....	84
4.2.7.	Nota Sobre as Normas de Ruído para a Atenuação do Solo.....	85
4.3.	Efeito da Atmosfera.....	86
4.3.1.	Efeito da Atmosfera: Atmosfera Homogênea.....	86
4.3.2.	Efeito da Atmosfera: Atmosfera Não Homogênea.....	88
4.3.2.1.	Atmosfera Não Homogênea: Perfil de Velocidade Sonora.....	90
4.3.2.2.	Atmosfera Não Homogênea: Gradiente de Velocidade Sonora.....	94
4.3.2.3.	Atmosfera Não Homogênea: Modelo Heurístico.....	98
4.3.2.4.	Atmosfera Não Homogênea: Aplicação da Formulação de Kouyoumjian e Pathak – Difração.....	104
4.3.2.5.	Atmosfera Não Homogênea: Modelo Completo.....	111
4.3.2.6.	Atmosfera Não Homogênea: Efeito da Turbulência.....	113
4.4.	Algoritmo Geral.....	115
5.	Validação do Modelo.....	125

5.1.	Comparação com Outras Teorias e com Dados Experimentais para uma Atmosfera Homogênea.....	125
5.2.	Comparação com Outras Teorias e com Dados Experimentais para uma Atmosfera Não Homogênea.....	129
5.3.	Comparação Entre Modelos.....	134
5.3.1.	Comparação Entre Modelos – Receptor Próximo à Barreira.....	134
5.3.2.	Comparação Entre Modelos – Receptor Afastado da Barreira.....	137
6.	Gradiente de Velocidade Sonora.....	142
6.1.	Determinação Experimental do Gradiente de Velocidade Sonora.....	142
6.2.	Perfil de Velocidade do Vento.....	151
6.3.	Perfil de Temperatura.....	157
7.	Determinação Experimental da Perda por Inserção.....	159
7.1.	Procedimento para Caracterização Acústica de uma Barreira.....	159
7.2.	Efeitos a Serem Considerados Quando nas Medições.....	161
7.3.	Descrição da Medição.....	162
7.3.1.	Descrição dos Equipamentos e dos Dados Coletados.....	163
7.3.2.	Localização dos Pontos de Medição.....	164
7.4.	Levantamento do Nível de Pressão Sonora Existente – Ruído de Fundo.....	165
7.5.	Características Climáticas.....	166
7.6.	Medidas da Perda por Inserção de uma Barreira.....	167
7.7.	Comparação do Modelo Analítico com os Valores Experimentais.....	170
8.	Resultados.....	173
8.1.	Parâmetros Analisados.....	173
8.2.	Baixa Frequência – 250 Hz.....	174
8.3.	Média Frequência – 1.000 Hz.....	177
8.4.	Alta frequência – 4.000 Hz.....	180
9.	Considerações Finais.....	184
9.1.	Conclusões.....	184
9.2.	Proposta de Continuidade.....	187
	Referências Bibliográficas.....	189
	Anexo 1 – Perfis de Barreira.....	213
	Anexo 2 – Princípio de Huygens-Fresnel.....	221
	Anexo 3 – Resolução da Integral de Fresnel.....	227
	Anexo 4 – Condição de Continuidade.....	229

Anexo 5 – Resumo da Norma ISO 9613-2.....	233
Anexo 6 – Modelos de Mais de um Parâmetro para o Cálculo da Impedância.	242
Anexo 7 – Absorção Atmosférica	244
Anexo 8 – Listagem do Programa	246
Anexo 9 – Modelos Analíticos para Atenuação pela Difração em Barreiras com Atmosfera Homogênea.....	267
Anexo 10 – Dados Experimentais do Gradiente de Velocidade Sonora.....	275
Anexo 11 – Resultados da Análise.....	298

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição	Unidade
λ	Comprimento de onda. $\lambda = c_0 / f$.	m
ω	Frequência angular. $\omega = 2\pi f$.	rad/s
κ	Constante de von Karman - $\kappa = 0,41$.	
∇	Laplaciano.	
α	Ângulo.	rad
ψ	Ângulo de reflexão do solo.	rad
θ	Ângulo.	rad
σ	Resistividade do fluido.	N.s/m ⁴
φ	Ângulo de fase.	rad
β	Ângulo entre o raio incidente e a tangente da borda.	rad
f	Campo sonoro, medido como pressão.	dB
Γ	Amplitude da onda.	
Γ_0	Amplitude da onda imperturbada.	
Γ_d	Razão adiabática	
\mathfrak{S}	Integral do seno de Fresnel - $\mathfrak{S}(x) = \int_0^x \text{sen}\left(\frac{p y^2}{2}\right) dy$.	
\mathfrak{C}	Integral do co-seno de Fresnel - $\mathfrak{C}(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{p y^2}{2}\right) dy$.	
ρ	Densidade.	kg/m ³
ρ_0	Densidade do ar a 20°C e a 1 atm. $\rho_0 = 1,2 \text{ kg/m}^3$.	kg/m ³
ρ_e^i	Raio de curvatura da frente de onda incidente.	m
ρ_1 e ρ_2	Raios principais de curvatura.	m
$\nu_i \pi$	Ângulo da borda i	rad
η	Fator de peso	
γ	Coeficiente de calor específico do ar para uma pressão e volume constantes - $\gamma = 1,4$.	
t_0	Tensão de cisalhamento do ar no nível do solo	kg/ms ²
Ξ	Função empírica referente a estratificação atmosférica	
\mathfrak{R}	Constante do gás para o ar - $\mathfrak{R} = 287 \text{ mN/kgK}$	mN/kgK

\mathfrak{R}'	Constantes universal dos gases - $\mathfrak{R}' = 8.314,32 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$.	$\text{Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$
A	Atenuação.	dB
a	Gradiente de velocidade.	m^{-1}
B	Distúrbio, perturbação ou distúrbio ótico.	N/C
\dot{B}	Campo elétrico.	N/C
c	Velocidade do som.	m/s
c_0	Velocidade do som no ar a 20 °C e a 1 atm. $c_0 = 343 \text{ m/s}$.	m/s
dB	Decibel – relação de intensidade $dB = 10 \log_{10} \left(\frac{I}{I_{ref}} \right)$.	
	Ou para pressão - $dB = 20 \log_{10} \left(\frac{p}{p_{ref}} \right)$.	
d	Distância entre o emissor e o receptor.	m
d_e	Distância entre o emissor e a barreira.	m
d_r	Distância entre o receptor e a barreira.	m
E	Ponto emissor.	
E'	Ponto de imagem do emissor.	
e	Exponencial.	
f	Frequência de oscilação da onda.	Hz
F	Transformada de Fourier.	freqüência
G	Função de Green.	
g	Função de propagação geométrica.	
H	Função de Hankel.	
h	Altura da barreira.	m
I	Intensidade sonora.	W/m^2
	Intensidade ou radiância ótica.	W/m^2
j	Unidade imaginária - $\sqrt{-1}$	
k	Número de onda. $k = \omega / c_0$	rad/m
$K(\theta)$	Fator de inclinação ou obliquidade.	
L_i	Distância entre pontos.	m
L_{MO}	Comprimento de Monin-Obukhov.	

M	Massa molecular	Mol
N	Função de passo unitário.	
n_r	Número de reflexões	
p	Pressão sonora.	Pa
\bar{p}	Transformada de Fourier da pressão.	
P_r	Número de Prandtl	
q	Coefficiente de mistura de vapor d'água.	
Q	Coefficiente de reflexão esférico.	
R	Ponto receptor.	
R'	Ponto de imagem do receptor.	
R_c	Raio de curvatura.	m
$R(\theta)$	Coefficiente de reflexão plano.	
r_e	Distância perpendicular entre o emissor e a borda da barreira.	m
r_r	Distância perpendicular entre o receptor e a borda da barreira.	m
rh	Umidade relativa do ar	%
T	Temperatura	K
T_C	Temperatura em Celsius	°C
t	Tempo.	s
t_e	Tempo de propagação que o raio leva para ir do emissor ao topo da barreira.	s
t_r	Tempo de propagação que o raio leva para ir do topo da barreira ao receptor.	s
V	Coefficiente de difração.	
u	Velocidade do vento.	m/s
u^*	Velocidade de fricção do vento.	m/s
w_{12}	Distância entre as bordas 1 e 2. (espessura no topo da barreira)	m
Y	Admitância acústica.	Mho acústico
Z	Impedância acústica.	Ohm acústico
z_0	Altura da rugosidade do solo, dada pela tabela de classificação de Davenport	m
z_e	Altura do emissor ao solo.	m
z_r	Altura do receptor ao solo.	m
x,y,z	Coordenadas cartesianas	m

Super índices:

atm	Atmosférico.
d	Difratado.
h	Homogêneo.
i	Incidente.
nh	Não homogêneo.
s	Solo.

Sub índices:

e	Emissor.
r	Receptor.
0	Referência.

ÍNDICE DE FIGURAS

Fig.	TÍTULO	Pág.
2.1	Barreira feita de um monte de terra.	7
2.2	Barreira feita de um muro de tijolos.	7
2.3	Barreira feita de um monte de terra e um muro de concreto.	8
2.4	Barreira feita de um muro de madeira.	8
2.5	Barreira feita de um muro de metal.	9
2.6	Barreira feita de acrílico para uma melhor visibilidade.	10
2.7	Barreira de tijolos de forma irregular.	10
2.8	Muro de concreto com trepadeiras para evitar depredações.	11
2.9	Barreira de concreto com vegetações impedindo o fácil acesso a depredações.	11
2.10	Ondas longitudinais.	12
2.11	Ondas transversais.	12
2.12	A onda longitudinal causa nas partículas de ar uma região de maior concentração (C) e uma região de menor concentração (R).	15
2.13	Vista instantânea das regiões de compressão e rarefação de uma onda sonora no ar.	15
2.14	Difração ao redor de pequenos objetos ou por pequenas aberturas.	18
2.15	Difração de um som grave e direcionabilidade de um som agudo.	18
2.16	Curvas de mesma intensidade sonora para uma onda de baixa e para uma de alta frequência.	18
2.17	Refração de ondas sonoras com variação da temperatura, propagação em direção aos céus.	20
2.18	Refração de ondas sonoras com variação da temperatura, propagação em direção ao solo.	21
3.1	Aparato para a observação da difração da luz.	22
3.2	a) Emissor e sua frente de ondas esférica, cada uma das circunferências representam uma onda primária na frente de ondas. b) Ponto de propagação em uma das ondas primárias da frente de onda.	32
3.3	a) O ponto de propagação na frente de onda esférica torna-se um emissor secundário. b) A partir do emissor secundário surge um novo pacote de ondas secundárias esféricas.	32
3.4	Difração de Fresnel em uma abertura retangular.	34

3.5	Barreira opaca e semi-infinita com seus pontos de observação para a aplicação da difração de Fresnel.	37
3.6	: Gráfico correspondente à distância da irradiância nos pontos (P) definidos na figura 3.5.	38
3.7	Normal n à superfície S do volume V .	40
3.8	Representação do ponto emissor dentro do ponto P .	41
3.9	Significado geométrico das distâncias R^+ e R^- definidas nas equações e :	45
3.10	Ilustração da derivação da fórmula diferencial de Fresnel-Kirchhoff.	47
3.11	Ilustração da derivação da fórmula diferencial de Fresnel-Kirchhoff.	48
3.12	Propagação do plano de ondas incidente e ponto arbitrário.	50
3.13	a) Plano de ondas difratadas produzidas por um raio de incidência normal na borda da barreira. b) Raios difratados em cone, produzidos por ondas incidentes que se chocam obliquamente com a borda da barreira.	51
3.14	Ângulos para a determinação do coeficiente de difração para uma barreira em cunha.	53
3.15	Conceito de caminho do raio. O ponto $\mathbf{x}_p(t)$ move-se com velocidade $\frac{1}{v} + c\hat{n}$ de tal forma que sempre encontra-se na frente de ondas $t = t(\mathbf{x})$ e assim cria traços de um caminho de um raio	55
3.16	Princípio de Fermat: o tempo de propagação do caminho do raio atual conectando dois pontos é estacionário a respeito com pequenas mudanças virtuais.	59
4.1	Regiões formadas quando ondas incidentes chocam-se com um meio plano opaco.	62
4.2	Notação para uma barreira de 3 lados.	63
4.3	Difração em bordas curvilíneas.	65
4.4	Notação para difração em uma única borda.	66
4.5	a) Trajetória dos raios difratados em duas bordas; b) raios difratados pelas duas bordas.	67
4.6	Raio de onda duplamente difratado pelas bordas 1 e 2.	68
4.7	Caminhos da difração para uma barreira finita.	70
4.8	Caminhos da difração para uma barreira de geometria bidimensional.	71
4.9	Caminhos da difração para uma barreira de comprimento finito e de geometria tridimensional.	71
4.10	Sistema de coordenadas.	75

4.11	Difração por uma barreira espessa, a solução é obtida pela linha tracejada que une os modelos de uma e dupla borda.	77
4.12	Definição da impedância acústica específica.	79
4.13	Impedância de acordo com Denaly e Bazley, 1970, para $\sigma = 200.000 \text{ kN.s/m}^4$.	81
4.14	Geometria para reflexão de uma onda plana.	82
4.15	Geometria para a reflexão de uma onda esférica.	83
4.16	Desenho esquemático representando as variáveis envolvidas.	84
4.17	Atenuação para frequências de 1/3 de oitava. Distância entre os pontos E-R de 19,0 m, altura dos pontos E de 1,0 m e R de 1,2 m, $\sigma = 200.000 \text{ N.s/m}^4$.	85
4.18	Efeito de “sombra” e “foco” dependendo da direção do vento.	89
4.19	Variação do nível de pressão sonora com a distância da fonte em função da direção do vento.	90
4.20	Gráfico representativo do perfil linear de variação da velocidade sonora com a altura.	91
4.21	Gráfico representativo do perfil logarítmico de variação da velocidade sonora com a altura.	92
4.22	Efeito do solo para um gradiente positivo. Representação do solo plano + raios curvos e solo curvo + raios retilíneos.	95
4.23	Efeito do solo para um gradiente negativo. Representação do solo plano + raios curvos e solo curvo + raios retilíneos.	95
4.24	Configurações da difração para os casos de atmosfera homogênea, e para gradiente positivo da velocidade do som.	96
4.25	Raios sonoros entre o emissor e o receptor existentes em uma atmosfera homogênea (a) e em uma atmosfera com um grande gradiente de velocidade (b).	98
4.26	Parâmetros geométricos de raios sonoros curvos.	99
4.27	Altura do receptor menor que a altura máxima.	101
4.28	Altura do receptor igual à altura máxima.	101
4.29	Parâmetros geométricos de raios sonoros curvos.	102
4.30	Gradiente de velocidade sonora moderado.	103
4.31	Notação para difração em uma única borda.	105
4.32	Um único raio viajando do emissor ao receptor, via o topo da barreira.	106
4.33	Detalhe do ângulo ψ_b .	107
4.34	Notação para uma barreira de 3 lados.	109

4.35	Exemplo dos raios existentes que passam sobre uma barreira para um gradiente alto de velocidade.	112
4.36	Perfis lineares de velocidade sonora para o modelo da turbulência.	114
4.37	Fluxograma principal do algoritmo.	115
4.38	Fluxograma para o cálculo dos caminhos.	116
4.39	Fluxograma para a determinação do coeficiente de reflexão esférica.	117
4.40	Fluxograma para a determinação do campo sonoro livre.	118
4.41	Fluxograma para a determinação do campo sonoro difratado e do condicionamento da frequência.	119
4.42	Fluxograma para a determinação da Perda por Inserção.	123
5.1	Sistema de coordenadas do plano x-z com origem na barreira.	125
5.2	Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.	126
5.3	Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.	126
5.4	Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.	127
5.5	Comparação entre 2D e 3D.	127
5.6	Comparação de resultados para um caso 3D.	128
5.7	Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.	129
5.8	Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.	129
5.9	Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.	130
5.10	Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.	130
5.11	Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.	131
5.12	Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.	131
5.13	Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.	132
5.14	Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.	132
5.15	Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.	133
5.16	Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.	133
5.17	Resultado da comparação dos modelos e métodos, considerando apenas o efeito da difração.	135
5.18	Resultado da comparação dos modelos e métodos, considerando além da difração por quatro caminhos o efeito do solo.	135
5.19	Resultado da comparação dos modelos e métodos, Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,00005 \text{ m}^{-1}$.	136
5.20	Resultado da comparação dos modelos e métodos, Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$.	136

5.21	Comparação do Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$ e $0,00005 \text{ m}^{-1}$.	137
5.22	Resultado da comparação dos modelos e métodos, considerando apenas o efeito da difração.	138
5.23	Resultado da comparação dos modelos e métodos, considerando além da difração por quatro caminhos o efeito do solo.	138
5.24	Resultado da comparação dos modelos e métodos, Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,00005 \text{ m}^{-1}$.	139
5.25	Resultado da comparação dos modelos e métodos, Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$.	139
5.26	Comparação do Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$ e $0,00005 \text{ m}^{-1}$.	140
5.27	Comparação entre o Modelo Heurístico Modificado e o método de Maekawa para emissor no ponto R (5,0; 0; 1,5) m.	141
5.28	Comparação entre o Modelo Heurístico Modificado e o método de Maekawa para emissor no ponto R (50,0; 0; 1,5) m.	141
6.1	Esquema de montagem dos equipamentos para medição da velocidade sonora. O alto-falante e os microfones são montados em série.	143
6.2	Suporte para o alto-falante e os microfones: 1 - alto-falante; 2 – microfone; 3 – suporte; 4 – microfone.	143
6.3	Exemplo do sinal adquirido, linha contínua sobreposta à linha tracejada que representam o sinal de captado por cada um dos microfones. Gráfico de uma aquisição de 5 s de duração onde foram coletados 4 sinais.	144
6.4	Exemplo do sinal adquirido, gráfico ampliado em apenas um dos sinais emitidos, linha tracejada representa o sinal do microfone próximo ao emissor e linha contínua o sinal do microfone mais afastado.	145
6.5	Exemplo do sinal adquirido, gráfico ampliado referente ao mostrado na figura 6.4, linha tracejada representa o sinal do microfone próximo ao emissor e linha contínua o sinal do microfone mais afastado.	145
6.6	Exemplo do resultado da correlação entre o sinal dos microfones.	146
6.7	Altura de referência $z_{\text{ref}} = 1,4 \text{ m}$, $u_{\text{ref}} = 0,6 \text{ m/s}$; para o perfil potencial $\alpha = 0,33$ e para o perfil logarítmico $z_0 = 1,0$.	156
6.8	Altura de referência $z_{\text{ref}} = 5,875 \text{ m}$, $u_{\text{ref}} = 1,4 \text{ m/s}$; para o perfil potencial $\alpha = 0,33$ e para o perfil logarítmico $z_0 = 1,0$.	156

7.1	Gráfico da perda por transmissão da barreira utilizada.	163
7.2	Figura da barreira com o emissor situado à direita e o receptor à esquerda.	164
7.3	Local da medição, emissor e receptor alinhados com o ponto central mostrado por uma cruz.	165
7.4	Temperatura [°C] e velocidade do vento [m/s] para cada um dos pontos que caracterizam as condições atmosféricas no entorno da barreira.	166
7.5	Receptor e emissor posicionados antes da inserção da barreira.	167
7.6	Receptor e emissor posicionados após a inserção da barreira.	168
7.7	Perda por inserção para receptor a 1,0 m da barreira.	169
7.8	Perda por inserção para receptor a 2,0 m da barreira.	169
7.9	Perda por inserção para receptor a 3,0 m da barreira.	169
7.10	Emissor a 1,0 m, linha tracejada representa o resultado experimental e linha contínua o resultado teórico.	170
7.11	Emissor a 2,0 m, linha tracejada representa o resultado experimental e linha contínua o resultado teórico.	171
7.12	Emissor a 3,0 m, linha tracejada representa o resultado experimental e linha contínua o resultado teórico.	171
8.1	Posições para o emissor e para o receptor relacionadas com o solo e com a barreira.	173
8.2	Destaque para a área geométrica analisada pelos gráficos.	174
8.3	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	175
8.4	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	175
8.5	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	176
8.6	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	176
8.7	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	177
8.8	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	177
8.9	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	178
8.10	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	178
8.11	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	179
8.12	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	179
8.13	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	180
8.14	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	180
8.15	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	181
8.16	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	181

8.17	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	182
8.18	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	182
8.19	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	183
8.20	Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].	183
9.1	Espectro de um transformador de 15/19 MVA de potência nominal com refrigeração nominal em um ponto situado a 2,1 m do mesmo.	186

ÍNDICE DE TABELAS

Tab.	TÍTULO	Pág.
4.1	Resistência ao fluxo para várias superfícies, obtida in situ.	80
4.2	Parâmetros z_2 , u_2 e z_3 para o perfil da velocidade do vento em $x = -h, 0, h$ e $5h$.	93
4.3	Gradiente de velocidade sonora para condições atmosféricas comuns.	94
6.1	Média e registros mensais de temperaturas (em °C) e precipitação (em mm) da cidade de Porto Alegre no ano de 2003.	150
6.2	Gradiente de velocidade sonora para dias com e sem vento.	150
6.3	Gradiente de velocidade sonora para noites com e sem vento.	150
6.4	Classificação da Rugosidade de Davenport (revisado por Wieringa, 1992).	152
6.5	Valores para o coeficiente α .	155
7.1	Valores NPS escala A do ruído de fundo.	165
7.2	Limites dos erros experimentais para as posições do receptor.	168
7.3	Limites dos erros padrão do cálculo para as posições do receptor.	170

1. INTRODUÇÃO

Após a Segunda Guerra Mundial, os novos processos industriais desenvolveram uma verdadeira revolução no meio técnico, cultural e científico. Desde então, o ser humano vem colhendo esses resultados. Supõe-se que depois do fator financeiro, a poluição sonora seja hoje um dos maiores causadores de estresse nas metrópoles. Assim, no mundo moderno, todos, sem exceção, sofrem com os efeitos pouco agradáveis de uma grande e inesgotável fonte de barulho provocado artificialmente ou não. Esses efeitos podem ser estimados por uma série de pesquisas realizadas há algumas décadas em toda parte do mundo. Dentro dos efeitos nocivos do nível excessível de ruído, pode-se ressaltar:

- Perda de audição, temporária ou não [Kraak, et al., 1974].
- Hipertensão arterial [Jonsson, 1978; Peterson, et al., 1978], doenças psicossomáticas, desordem psicológica [Purcell e Thorne, 1977] e reações fisiológicas quanto a reações a medicamentos [Rulander, 1978]. Cantrel, 1974, relata um aumento médio de 25% no colesterol e 68% de cortisol no sangue de jovens nos EUA, submetidos a ruídos comuns de uma cidade. Ainda para ruídos metropolitanos, Babisch, 1991, confirmou um prognóstico do aumento de aproximadamente 20% de enfartes em adultos na Alemanha e Inglaterra.
- Distúrbios no sono [Griefahn e Muzet, 1978; Möller, 1978]. Mesmo em níveis menores que 80 dB, Krichagin, 1978, descreve problemas e interferências no relaxamento, provocando danos em um determinado grupo de risco: pessoas com um estilo de vida intenso e que geralmente trabalham no limite da capacidade humana, essas, necessitam de um limitado, mas completo relaxamento e de algumas horas de sono; pessoas que necessitam trabalhar com uma concentração e atenção constante; pessoas com uma deficiência na capacidade constitucional em se adaptar ao estresse (neuróticos, etc.); pessoas com doenças crônicas, principalmente as degenerativas; e crianças em certos estágios da vida, onde são muito sensíveis e vulneráveis as tensões e cujo desenvolvimento pode ser retardado.
- Efeitos como: contração dos músculos ao redor dos olhos, bem como dos lábios e pálpebras; aumento do ritmo cardíaco; aumento da pressão sanguínea; aumento da secreção hormonal e dilatação das pupilas; mudanças no número de células brancas; estresse crônico e desordem psíquica; e riscos de acidente por falta de atenção ou impossibilidade de reação foram todos relatados por Ährlin e Öhrström, 1978, Holt, 1978 e Wilkns e Martin, 1984.
- Mudanças no comportamento defensivo [Guski, 1978].
- O interessante estudo sobre nascimentos prematuros diante dos efeitos do elevado nível de ruído [Rehm e Jansen, 1978].

- Conforme Pimentel-Souza e Álvares, 1992, para a maioria dos habitantes das cidades mais ruidosas do Brasil, há um agravamento ou aparecimento da arteriosclerose, problemas de coração, de doenças infecciosas devido à queda da resistência imunológica do organismo, além de problemas mentais e psicológicos.

Ainda, sobre os efeitos do ruído no homem, convém alertar principalmente sobre seus efeitos no sono. Atualmente, sabe-se da importância do sono na qualidade de vida. Pesquisas feitas nas últimas décadas mostram que o sono, principalmente os sonhos possuem importância fundamental, pois se efetuam etapas de aprendizagem, asseguram a memória, a criatividade, o equilíbrio emocional e o humor [Jouvet, 1977; Garfield, 1977; Pimentel-Souza e Álvares, 1992].

A interrupção ou a superficialização do sono por um ruído qualquer compromete a fase dos sonhos, pois faz o ciclo do sono recomeçar. Acordar, mesmo que superficialmente várias vezes durante o sono, podem levar o indivíduo à depressão ou outras perturbações psicológicas [Mouret, 1982; Cipolla-Neto, et al., 1988], inclusive comprometendo o processo de aprendizado, como qualquer pessoa pode comprovar.

É do conhecimento geral que a regularidade do sono é fundamental para a saúde. Acredita-se que em qualquer lugar, mesmo em nosso lar, o cidadão de uma metrópole brasileira não está livre de incômodos inquietantes produzidos por vizinhos, trânsito, obras, igrejas, bares, boates e outras fontes de barulho. Devido a sua natureza invasora e indiscriminada, o ruído ambiental principalmente à noite, pela diminuição do ruído de fundo, torna-se absurdamente incômodo e acaba por impedir o sono adequado.

Não raras vezes, milhões de pessoas recorrem ao uso de tranquilizantes (e ao álcool) para tentar dormir à noite. Desnecessário dizer os efeitos que esse tipo de atitude provoca no ser humano, tanto a curto como em longo prazo.

Fora o período noturno, em qualquer horário o ruído elevado é perturbador. Como exemplo, uma onda sonora de 90 dB com 20 segundos de duração é capaz de produzir uma constrição periférica nos vasos sanguíneos pelo período de 80 segundos [Pimentel-Souza e Álvares, 1992]. Ao contrário do que a sociedade está acostumada a ter idéia, a perda de audição é causada não só por ruído industrial, mas também por ruídos em nossa vida diária.

Agora, como evitar ou reduzir as fontes de ruído urbano?

À medida que o crescimento tecnológico aumenta, aumentam também o número e a potência sonora de várias fontes dentro das construções e a céu aberto. Como não é desejável que as pessoas voltem para a idade média, afastando-se umas das outras, ou morando em “bunkers”,

faz-se necessário encontrar uma solução. Poderia-se, por exemplo: diminuir os congestionamentos, para reduzir o ruído de trânsito; limitar o uso de veículos pesados em determinadas horas do dia; limitar os setores industriais e boêmios a determinadas zonas e horários; reeducar as pessoas quanto ao direito alheio; promover campanhas educativas para a população, conscientizando-a a reduzir o volume; substituir equipamentos mecânicos e elétricos por outros mais silenciosos.

Geralmente, fatores alheios à vontade, como o alto custo para troca de equipamentos ou pessoas incompreensíveis, fazem que a solução do problema originário em sua própria fonte seja inviável. Como na maioria dos casos não é possível mudar de casa só porque a vizinhança é muito barulhenta, ou usar permanentemente protetores auriculares dentro do próprio lar, ou no escritório, assim, a forma mais viável de solução torna-se tratar o problema na trajetória do som.

Segundo Rosenberg e Busch-Vishniad, 1997, a escolha por barreias sonoras como forma de proteção ao ruído dá-se devido às poucas opções para a atenuação do barulho produzido pelo um certo número de fontes (veículos automotores, subestações de energia elétrica, sistemas de refrigeração para ar condicionado centrais instalado no alto dos prédios, para citar alguns).

Uma barreira acústica funciona como um obstáculo para a onda sonora. Entretanto, como bem se sabe, o som “dobra as esquinas”, e a esse fenômeno chamamos de difração. Logo, uma barreira acústica funciona como um meio para a atenuação do nível de pressão sonora.

Quando se ambiciona prever a propagação sonora a céu aberto, é necessário calcular-se a difração sonora causada por obstáculos com as mais variadas formas. Assim, quando se deseja estimar a atenuação sonora causada pela construção futura de algum tipo de forma geométrica simples, como por exemplo uma barreira, deve-se conhecer os fenômenos envolvidos, tais como dispersão, difração, radiação, etc.

1.1. Justificativa do Trabalho

Considerando que na seção anterior se evidencia a importância da predição do nível de ruído, este trabalho apresenta um enfoque técnico e ao mesmo tempo social, pois o modelo analítico a ser desenvolvido, bem como os dados experimentais coletados, permitem melhorias no que diz respeito ao controle de ruído urbano. Assim, a elaboração de trabalhos na área de acústica é extremamente importante, pois, somente com o conhecimento é que se poderá atuar tanto em ambientes insalubres como para a melhoria da qualidade de vida urbana.

1.2. Objetivos e Questionamentos do Autor

Este trabalho pretende contribuir nos seguintes aspectos:

- Ø Na elaboração de um modelo analítico assintótico para o cálculo da perda por inserção de uma barreira ao ar livre com atmosfera refringente com propagação para o solo.
- Ø Na união dos efeitos da atenuação provocados pela difração, solo, clima e ar.
- Ø Na determinação experimental da perda por inserção de uma barreira ao ar livre em escala real.
- Ø Na determinação experimental do gradiente de velocidade sonora em função da altura (entre 0,0 e 6,0 m) e de condições climáticas diversas.
- Ø Na comparação de alguns modelos analíticos com resultados numéricos e dados experimentais.

O início deste trabalho permitiu a elaboração das seguintes questões:

- Ø Que efeitos um ambiente externo, ao ar livre, provocam na propagação sonora entre dois pontos?
- Ø Os modelos para cálculo da atenuação por inserção de uma barreira são válidos para uma atmosfera não homogênea, isto é, uma atmosfera com a presença de ventos, gradientes de temperatura, solo de características diversas, etc?
- Ø Existe algum modelo para o cálculo do nível de pressão sonora em um determinado ponto atrás de uma barreira, para ser usado em atmosferas não homogênea que seja preciso, versátil e simples de ser usado em relação ao tempo computacional?

No decorrer deste trabalho estas questões serão analisadas.

1.3. Aplicabilidade do Trabalho

Este trabalho está voltado para a aplicação de barreiras sonoras em ambientes externos de áreas tipicamente urbanas. Além dessa aplicação, considera-se aqui uma barreira relativamente baixa, ou seja, entre 0 e 6,0 m de altura e com o ponto emissor e/ou receptor estando próximo da mesma.

1.4. Contribuição do Autor

Originalmente este trabalho apresenta um novo modelo para o cálculo da propagação sonora ao ar livre, resultante da união de um modelo de difração e um modelo de propagação em atmosfera não homogênea direcionada para o solo. Além disso, une originalmente os efeitos de difração, reflexão do solo e efeitos atmosféricos, em uma equação analítica para o cálculo da atenuação causada por uma barreira tridimensional sobre uma superfície. É importante salientar que este trabalho permitirá o cálculo da perda por inserção de uma barreira, de alturas relativamente baixas, ao ar livre para o uso em áreas urbanas.

1.5. Organização do Trabalho

Este trabalho está organizado, para facilitar a leitura, no formato de capítulos, resumidos a seguir:

- Ø Capítulo 1: apresenta uma breve descrição da área de estudo, sua importância, ressaltando a justificativa e objetivos do trabalho;
- Ø Capítulo 2: neste capítulo é abordada a revisão dos principais conceitos necessários para o entendimento do trabalho;
- Ø Capítulo 3: de maneira similar ao capítulo 2, compreende a revisão bibliográfica e o estado da arte, bem como um pequeno apanhado das teorias primordiais sobre difração;
- Ø Capítulo 4: este capítulo apresenta a formulação para o cálculo da atenuação em um determinado ponto pela inserção de uma barreira;
- Ø Capítulo 5: apresenta a validação do modelo proposto comparando-o com resultados teóricos obtidos por casos estudados por diversos autores;
- Ø Capítulo 6: aborda a metodologia empregada para a determinação do gradiente de velocidade sonora;
- Ø Capítulo 7: mostra os resultados experimentais da perda por inserção de uma barreira e aborda a metodologia utilizada para as medições;
- Ø Capítulo 8: apresenta alguns resultados calculados com o modelo proposto para diversas situações e as discussões sobre estes;
- Ø Capítulo 9: após a análise dos resultados, prestam-se as considerações finais: conclusões e proposta de continuidade;
- Ø Referências bibliográficas e anexos.

2. ALGUNS CONCEITOS E DEFINIÇÕES RELACIONADOS AO TRABALHO

Este capítulo tem como intenção fornecer um apanhado geral sobre os principais termos a serem utilizados durante o trabalho. Espera-se, assim, ajudar o leitor a compreender o desenvolvimento dos próximos capítulos.

2.1. Barreiras Acústicas

A fim de introduzir apropriadamente como são as barreiras acústicas, deve-se ter em mente que uma barreira sonora, nada mais é do que um painel espesso ou não, apoiado sobre um solo ou superfície em sua parte inferior. Esse painel separa a propagação direta entre um ou vários emissores e um receptor, fazendo assim, que o som alcance o receptor por meio da difração.

2.1.1. O que são Barreiras Sonoras?

Barreiras sonoras são obstruções sólidas construídas entre uma fonte emissora e um receptor. Elas não bloqueiam completamente todo o ruído, e sim, reduzem o nível total. Tipicamente as barreiras sonoras podem reduzir entre níveis de 5 a 10 dB, diminuindo pela metade a altura aparente no emissor.

Barreiras podem ser formadas por montes de terra, muros, prédios ou combinações de montes e muros (figuras 2.1 a 2.3). Montes de terra são usualmente empregados em ruídos de rodovias, por possuírem uma aparência natural e atrativa. Além disso, eles podem também reduzir aproximadamente 3 dB a mais que um muro de mesma altura devido à impedância do solo. Entretanto, montes requerem um espaço construtivo maior, devido à possibilidade de desmoronamento. Muros requerem menos espaço, podem ser feitos de diversos materiais, como por exemplo, os mostrados nas figuras 2.4 e 2.5, mas usualmente são limitados a uma altura de 8 m, por motivos estruturais e razões estéticas.



Figura 2.1: Barreira feita de um monte de terra.

[Fonte: FHWA, 2001]



Figura 2.2: Barreira feita de um muro de tijolos.

[Fonte: FHWA, 2001]



Figura 2.3: Barreira feita de um monte de terra e um muro de concreto.

[Fonte: Fleming, et al., 2000]



Figura 2.4: Barreira feita de um muro de madeira.

[Fonte: FHWA, 2001]

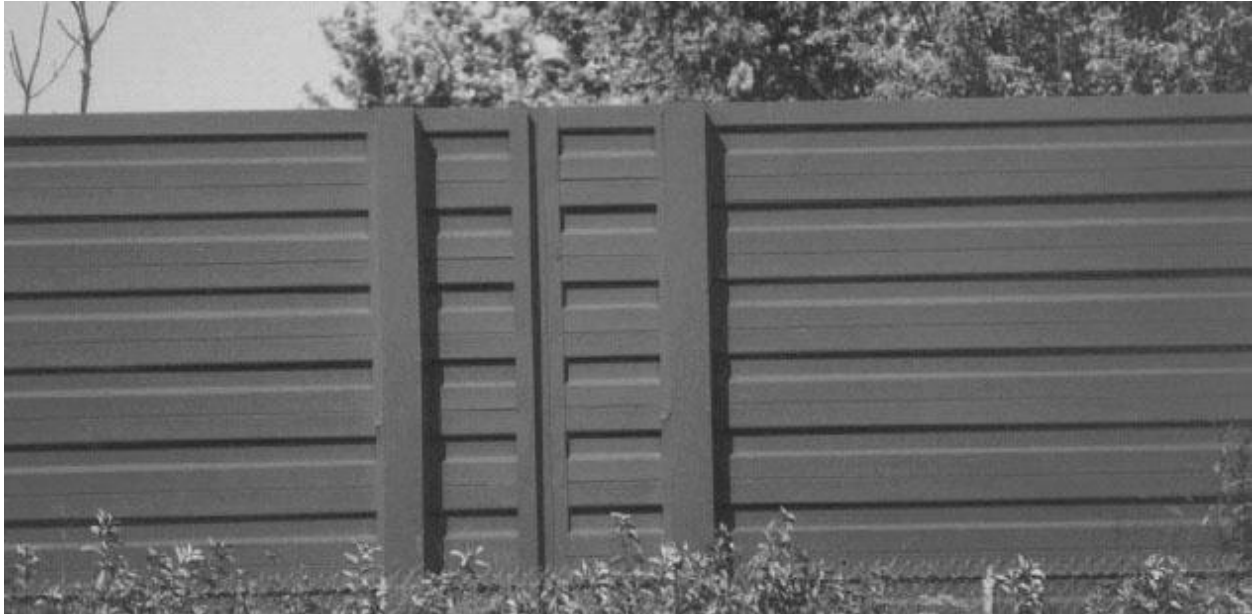


Figura 2.5: Barreira feita de um muro de metal.

[Fonte: Fleming, et al., 2000]

2.1.2. Como as Pessoas Reagem a uma Barreira Sonora?

Segundo estudos do *Federal Highway Administration* dos Estados Unidos (FHWA, 2001), geralmente a reação do público parece ser positiva com relação às barreiras utilizadas para o controle de ruído de veículos automotivos. Entretanto, reações específicas podem variar muito. Residentes próximos das barreiras relatam que conversar tornou-se mais fácil, dormir ficou melhor, o ambiente mais relaxante, pode-se deixar as janelas abertas e os pátios são usados com maior frequência. Também se percebe benefícios indiretos como o aumento da privacidade, ar mais limpo, uma vista mais agradável dependendo do projeto e um sentimento mais saudável.

Reações negativas incluem uma restrição da vista, sentimento de confinamento, perda da circulação do ar, perda de luminosidade e de Sol e uma manutenção pobre das barreiras. Motoristas, às vezes, queixam-se da perda da vista panorâmica e de um sentimento de estarem “emparedados” quando viajam próximos da barreira.

2.1.3. Problemas Construtivos

Os principais problemas construtivos em uma barreira são sua manutenção, projeto levando em conta a força do vento e estética. O caráter visual de uma barreira em relação ao meio ambiente deve ser muito bem considerado. Elas devem refletir o meio a sua volta tanto quanto possível. É sempre desejável preservar a vista estética e panorâmica (figuras 2.6 e 2.7). Outro fator é que, em rodovias, a vista não deve ser monótona, de forma a evitar-se o sono provocado no motorista. Assim, o seu design deve variar e evitar o efeito túnel sobre o motorista, o que pode ser conseguido variando a forma, o material e o tratamento superficial.



Figura 2.6: Barreira feita de acrílico para uma melhor visibilidade.

[Fonte: Fleming, et al., 2000]



Figura 2.7: Barreira de tijolos de forma irregular.

[Fonte: FHWA, 2001]

Problemas de manutenção são em geral provocados por vandalismo e pichações. Uma solução é utilizar materiais que possam ser lavados ou repintados. Trepadeiras e plantas próximas da barreira podem ser também usadas para desencorajar os vândalos bem como aumentar a qualidade visual (figuras 2.8 e 2.9). O vandalismo também pode ser um problema sério principalmente se os materiais empregados na construção forem comburentes (borrachas, madeira) ou quebráveis (acrílico).



Figura 2.8: Muro de concreto com trepadeiras para evitar depredações.

[Fonte: Fleming, et al., 2000]



Figura 2.9: Barreira de concreto com vegetações impedindo o fácil acesso a depredações.

[Fonte: FHWA, 2001]

2.2. Ondas

O que é uma onda?

Conforme Blackstock, 2000, o movimento de uma onda é um conceito um tanto quanto intuitivo. É fácil dar uma definição simples para uma onda, entretanto, é difícil dar uma para quais as exceções e contrapartes não possam ser encontradas.

Resumidamente, pode-se dizer que uma onda é o movimento, com velocidade finita, de um distúrbio ou “pedaço de informação” de um ponto a outro através de um meio (exceto para ondas eletromagnéticas, pois não precisam de um meio). O distúrbio move-se de acordo com o meio e possui sua forma arbitrária. Em outras palavras, uma onda pode ser comparada com a ola dos torcedores em uma partida de futebol, enquanto que quando um torcedor isoladamente levanta, pula e se exalta, chama-se a isso de vibração.

Antes, porém, de deixar de lado a discussão geral do movimento da onda, deve-se distinguir ondas longitudinais e transversais. Em uma onda longitudinal o distúrbio move-se paralelo a direção de propagação; em uma onda transversal, o distúrbio move-se perpendicular à direção de propagação. Ondas sonoras e ondas elásticas de compressão são longitudinais (figura 2.10). Ondas em uma corda ou membrana, ondas de cisalhamento e ondas eletromagnéticas são transversais (figura 2.11).



Figura 2.10: Ondas longitudinais.



Figura 2.11: Ondas transversais.

Existem vários modelos matemáticos para representar uma onda, entre eles podemos destacar uma equação escalar da onda dada por:

$$\nabla^2 \mathbf{y} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

Aqui \mathbf{y} é a função de onda que pode representar uma das várias quantidades físicas que obedecem à equação da onda, por exemplo, pode representar a pressão de um fluido isotrópico; c é a velocidade e t é o tempo.

Reescrevendo a equação (2.1) em termos do número de onda $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, considerando ainda que a onda sonora é harmônica e substituindo \mathbf{y} pela amplitude complexa da pressão sonora (p) [Nelson, 1998] tem-se:

$$\nabla^2 p + k^2 p = 0 \quad (2.2)$$

Essa equação é conhecida como equação de Helmholtz (Herman Ludwig Ferdinand von Helmholtz – 1821-1894).

Agora se se considerar um campo sonoro gerado por um emissor pontual, e assumir que esse campo possui simetria esférica com respeito ao emissor (depende apenas da distância r a partir do emissor). A equação (2.2) de Helmholtz torna-se:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rp)}{\partial r^2} + k^2 p = 0 \quad (2.3)$$

O que implica que o produto rp satisfaz a equação unidimensional de Helmholtz $\frac{\partial^2 (rp)}{\partial r^2} + k^2 (rp) = 0$. A solução é então:

$$p = S \frac{e^{jkr}}{r} \quad (2.4)$$

Em que S é uma constante assumida como real. A solução representa uma onda propagando-se para longe do ponto emissor.

Uma segunda solução da equação (2.3) é:

$$p = S \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (2.5)$$

Essa solução representa a onda cujo raio da frente de ondas diminui com o aumento do tempo [Salomons, 2001].

A amplitude do campo da onda esférica representada pela equação (2.4) é $\frac{S}{r}$, que é inversamente proporcional a r . A pressão sonora correspondente $p = \frac{S}{r} \cos(kr - \omega t)$ é uma função periódica de tempo, com período $\frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f}$ e uma função periódica de r com “período espacial” $\frac{2\pi}{k} = \frac{c}{f}$ chamada de número de onda.

O campo dado pela equação (2.4) diverge quando $r \rightarrow 0$. Essa divergência pode ser representada incluindo o termo $-4\pi S \cdot d(\mathbf{r} - \mathbf{r}_e)$ no lado direito da equação (2.2) [Morse e Ingard, 1986; Nelson, 1998; Salomons, 2001].

$$\nabla^2 p + k^2 p = -4\pi S \cdot d(\mathbf{r} - \mathbf{r}_e) \quad (2.6)$$

Sendo que $\mathbf{r}_e = (x_e, y_e, z_e)$ denota a posição do emissor em coordenadas cartesianas e $d(\mathbf{r} - \mathbf{r}_e) = d(x - x_e) \cdot d(y - y_e) \cdot d(z - z_e)$ que é o produto das três funções de delta de Dirac.

Destarte, a equação (2.6) é chamada de equação de Helmholtz não homogênea enquanto a equação (2.2) é chamada de equação de Helmholtz homogênea.

2.2.1. Como uma Onda Sonora se Propaga?

Como as partículas de ar vibrando para frente e para trás são capazes de transmitir sons?

Isso é fácil de ser entendido da seguinte forma. Os pontos na figura 2.12 representam as moléculas de ar. A região com uma concentração de moléculas representam áreas de compressão, onde a pressão do ar é ligeiramente maior que a pressão atmosférica. Ainda para a figura 2.12, a área com as moléculas mais dispersas representa a rarefação onde a pressão é ligeiramente menor que a atmosférica.



Figura 2.12: A onda longitudinal causa nas partículas de ar uma região de maior concentração (C) e uma região de menor concentração (R).

Como mencionado anteriormente, a pressão na região C é maior que a pressão atmosférica, bem como que na região R é menor que a pressão atmosférica, se variarmos essas regiões com o tempo, tem-se a representação matemática de uma senóide, figura 2.13.

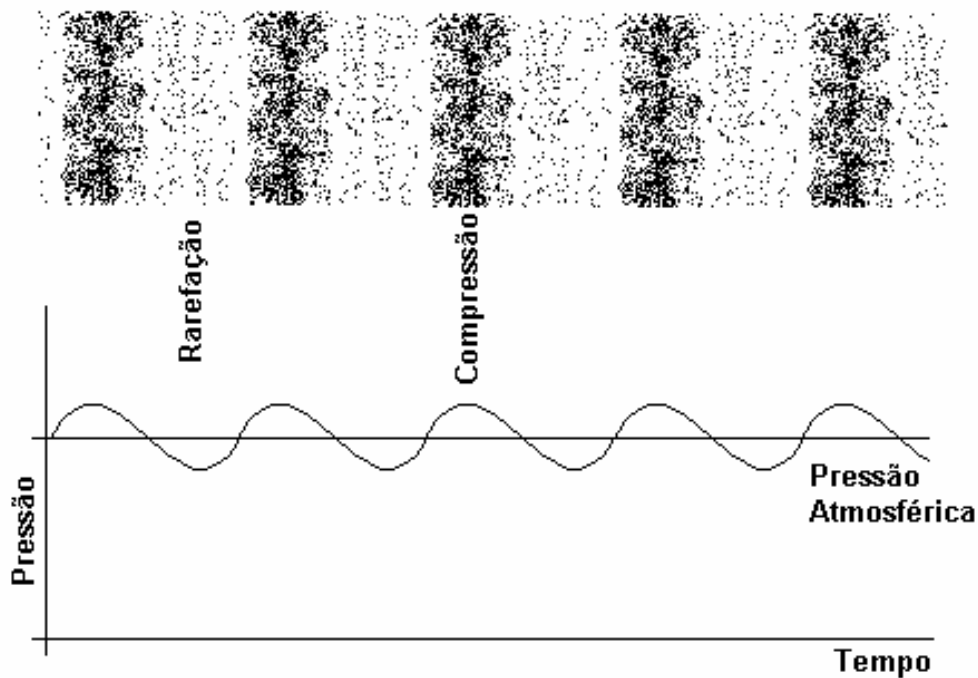


Figura 2.13: Vista instantânea das regiões de compressão e rarefação de uma onda sonora no ar.

Essas flutuações de pressão são muito pequenas, só para se ter idéia, o som mais baixo que o ouvido humano pode ouvir ($20 \mu\text{Pa}$) é cerca de 5.000 milhões de vezes menor que a pressão atmosférica.

2.3. Campo Sonoro

Pode-se entender o que é campo sonoro, simbolizado a partir deste ponto por f , em termos de uma variação na densidade, ou na velocidade da partícula, ou no deslocamento da partícula, entre outros, entretanto, na prática a pressão sonora é a grandeza mais fácil de ser medida. Geralmente o campo sonoro é medido como pressão sonora, sendo expresso em decibéis relativo a um nível de pressão sonora de 20 μPa . Posteriormente, essa descrição pode ainda incluir um filtro generalizado de frequências, designado para representar a resposta em frequência do ouvido humano, quando então a medida passa a ser chamada de nível de pressão sonora em escala A, ou simplesmente dB (A).

Em uma de suas formas matemáticas, o campo sonoro gerado por um emissor pode ser descrito como uma função de onda esférica, tal como [Mazzocchi, 1995; Salomons, 2001]:

$$f = S(q, j) \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (2.7)$$

Sendo: k o número de onda, expresso como $k = w/c$ [rad/m]; (r, θ, φ) as coordenadas esféricas referidas a uma origem; j a unidade imaginária $j = \sqrt{-1}$; S uma função da amplitude da onda para uma direção qualquer.

Observe que a equação (2.7) válida para campo distante é uma das soluções da equação de Helmholtz equação (2.3).

2.3.1. Termos Coloquiais Relativos ao Campo Sonoro

- 1- Campo Próximo (a): região próxima ao emissor sonoro onde o movimento do meio é dominado pelo fluxo hidrodinâmico local – também chamado de campo próximo hidrodinâmico [Christensen-Dasgaard, 2002];
- 2- Campo Próximo (b): região próxima ao emissor sonoro onde a radiação sonora é complexa devido à interferência entre o som radiado de diferentes regiões – também chamado de campo próximo geométrico;
- 3- Campo Distante: a região distante do emissor, onde o movimento do meio é dominado pela propagação da onda sonora;

- 4- Campo Livre: é um campo sonoro sem componentes reflexivos e distantes do emissor;
- 5- Campo Difuso: é o campo sonoro no qual o som viaja em todas as direções com a mesma magnitude. Aqui o vetor de intensidade é nulo, e a influência do som recebido diretamente da fonte é desprezível.

2.4. Difração

O fenômeno conhecido como difração põe em jogo um dos mais importantes conceitos da física e da engenharia onde se trabalha com propagação de ondas. Apesar da teoria ter iniciado com a física ótica, ela é suficientemente generalista para ser aplicada em outros campos como na propagação de ondas sonoras e eletromagnéticas. Portanto, um perfeito entendimento das propriedades da imagem ótica e dos sistemas eletromagnéticos, é essencial para a difração.

Uma forma bem simples de se entender o que é o fenômeno de difração pode ser explicada pelas figuras 2.14, 2.15 e 2.16 [HyperPhysics, 2002]. A primeira delas diz respeito à difração de uma onda que contorna pequenos objetos, como uma coluna, e a dispersão de uma onda através de uma pequena abertura, no caso uma porta. Aqui, entende-se como pequenos objetos ou aberturas se compararmos esses com o comprimento da onda sonora. A segunda figura refere-se que quando um grande comprimento de onda sonora provocada por um bumbo, fará a onda difratar ao redor de uma esquina de forma mais eficiente que uma onda com comprimento de onda menor produzida, por exemplo, por uma flauta com notas bem agudas. Por conseguinte, a última figura mostra uma das conseqüências da difração, onde o som de um alto-falante irá espalhar-se, ao invés de apenas seguir em frente como um feixe de laser. Uma vez que as freqüências graves possuem comprimento de onda maior se comparado com o tamanho do alto-falante, elas se “espalharão” mais do que ondas com freqüências mais elevadas. As curvas na figura representam o contorno com a mesma intensidade sonora de no caso, 90 dB, produzidos por um pequeno alto-falante. É evidente que as ondas de alta freqüências irão se dispersar menos que as de baixa freqüências.

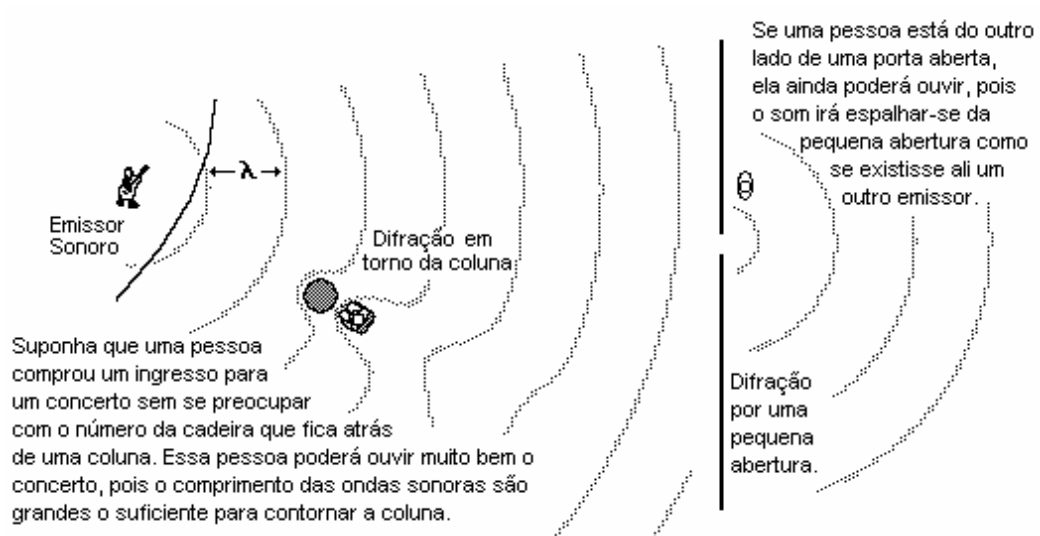


Figura 2.14: Difração ao redor de pequenos objetos ou por pequenas aberturas.

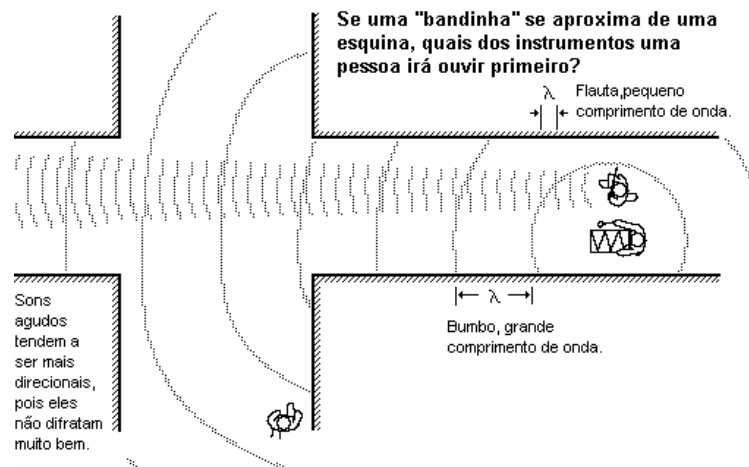


Figura 2.15: Difração de um som grave e direcionalidade de um som agudo.

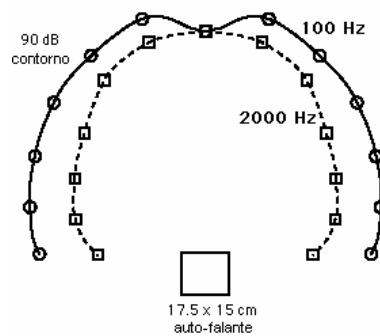


Figura 2.16: Curvas de mesma intensidade sonora para uma onda de baixa e para uma de alta frequência.

Quando o objeto é grande quando comparado com o comprimento de onda, parte da onda é refletida e parte é difratada [Morse e Ingard, 1986]. Atrás desse objeto existe uma região de sombra, onde a amplitude de onda é pequena; e à sua frente existe a região “iluminada”, onde ocorre uma combinação de ondas incidentes e refletidas pela superfície do objeto. No limite da região sombria, a amplitude da onda não decai descontinuamente de seu valor na região “iluminada” até zero; a amplitude oscila do valor da região “iluminada” aumentando até atingir um máximo instantâneo antes do limite entre as regiões e decai monotonamente, tendendo a zero dentro da sombra. Essas flutuações de amplitude, próximas do limite da sombra, são chamadas de bandas (ou franjas) de difração (observadas por Young em 1807). Seus espaços angulares dependem da razão entre o comprimento da onda incidente e da distância do ponto de observação até a linha do objeto, separada pelas regiões iluminada e sombria.

2.5. Refração das Ondas Sonoras

Antes de prosseguir-se, convém fornecer uma rápida descrição do fenômeno da refração em ondas sonoras.

Suponha que uma pessoa more em um terreno plano distante a 500 m de uma rodovia. Durante o dia essa pessoa pode ver os caminhões que trafegam na rodovia, mas não pode ouvi-los. Esse fenômeno é oriundo da refração das ondas sonoras.

A velocidade de uma onda depende das propriedades elásticas e inerciais do meio em que ela propaga-se. Quando uma onda encontra diferentes meios onde a velocidade da onda é diferente, a onda irá mudar de direção. Muito freqüentemente as teorias de refração são encontradas no estudo de ótica, em que um raio luminoso incide sobre um contorno entre dois meios (ar-vidro, ar-água, água-vidro). A relação entre as direções da onda antes e após essa cruzar o contorno entre os dois meios é dada pela Lei de Snell [Hecht, 1998].

Conforme Russell, 2001, em acústica, entretanto as ondas sonoras usualmente não encontram uma mudança abrupta nas propriedades do meio. A velocidade da onda sonora muda de forma gradual sobre uma dada distância. Por exemplo, considere-se que a velocidade da onda sonora no ar depende apenas da temperatura [Pierce, 1994].

$$c = 311 + 0,6T \quad (2.8)$$

Sendo c a velocidade do som no ar (m/s) e T a temperatura em °C.

A mudança resultante da velocidade da onda, e a refração resultante é originária da mudança da temperatura local do ar. Por exemplo, durante o dia, o ar é mais quente junto ao solo e mais frio à medida que se distancia desse. Chama-se isso de lapso de temperatura. Uma vez que a temperatura diminui com a altura, a velocidade sonora também diminui com a altura. Assim, uma onda que se propaga junto ao solo é mais rápida que à parte que se propaga afastada do solo. Como resultado dessa diferença de velocidade, a onda muda de direção e curva-se em direção aos céus. Isso pode criar uma região sombria em que a onda sonora não pode penetrar. Assim a pessoa situada na sombra acústica não ouvirá o som mesmo se observar o emissor, pois as ondas sonoras serão refratadas para cima e nunca alcançarão o observador (veja detalhes na figura 2.17).

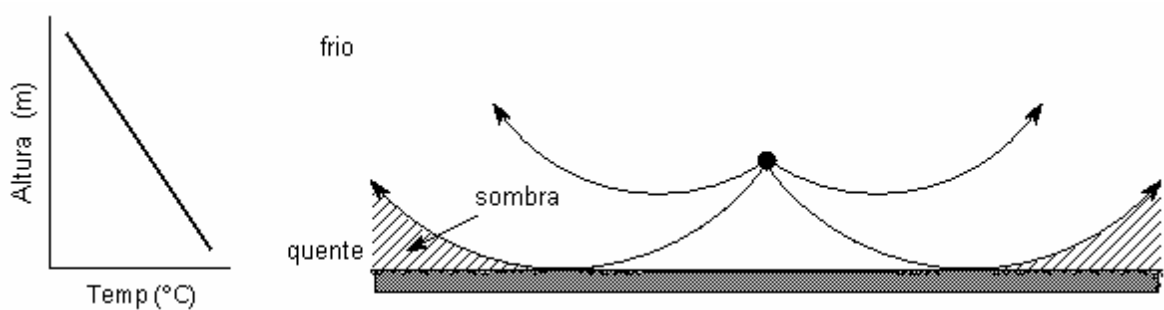


Figura 2.17: Refração de ondas sonoras com variação da temperatura, propagação em direção aos céus.

Agora, uma inversão da temperatura é quando a temperatura é mais fria próxima do solo e quente à medida que se afasta desse. Isso significa que para uma onda propagando-se próximo ao solo, a parte mais próxima do solo é mais lenta que à frente de ondas que se propaga mais afastada. Como resultado, a onda muda de direção e curva-se em direção ao solo (veja detalhes na figura 2.18). A inversão da temperatura normalmente acontece à noite, após o Sol se por, quando o solo esfria rapidamente, enquanto o ar acima do solo continua quente. Essa refração sonora direcionada ao solo é o motivo do porque se pode ouvir os caminhões na rodovia quando antes não se podia ouvi-los.

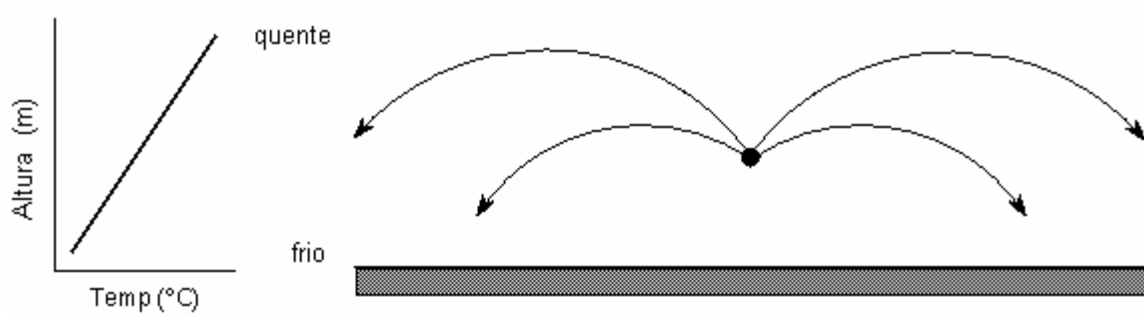


Figura 2.18: Refração de ondas sonoras com variação da temperatura, propagação em direção ao solo.

2.6. Outros Termos

Outros termos surgem no decorrer do trabalho e uma rápida explicação sobre eles pode ser vista a seguir:

- Ø Intensidade: fluxo médio de energia sonora por unidade de área em direção normal à propagação [ABNT P-TB-143, 1973].
- Ø Frequência: identificada por f [Hz] ou em sua forma angular $\omega=2\pi f$ [rad/s].
- Ø Fase: uma vez escolhido um tempo inicial (t_0), a fase da onda fornece uma medida da diferença entre o tempo de origem e o tempo de início da onda [Mazzocchi, 1995].
- Ø Impedância Acústica (Z): é a razão entre a pressão e a velocidade normal do fluido em um ponto na superfície. A impedância depende da frequência da onda incidente.

$$Z(w) = \frac{P}{v_{normal}} \quad (2.9)$$

- Ø Irradiância: também chamada de Intensidade. Em ótica representa a energia média por unidade de área na unidade de tempo, a irradiância é proporcional ao quadrado da amplitude de um campo elétrico I [W/m²]. A irradiância em outras palavras, é uma medida da concentração da potência, ou seja, é a densidade do fluxo radiado.
- Ø Distúrbio, Perturbância ou Distúrbio Óptico ($B(x,t)$): é uma função escalar que representa a densidade de fluxo. Segundo Hecht, 1998, o distúrbio ótico B é referido como o campo elétrico \vec{B} [N/C] em um ponto, sendo chamado também de campo de luz.

3. REVISÃO HISTÓRICA E ESTADO DA ARTE

O primeiro trabalho apurado e a descrição do fenômeno da difração foram feitos por Francesco Maria Grimaldi (1618-1663), e publicado em 1665 com o título de *Physico Mathesis de Luminie, Coloribus et Iride*, pouco depois de sua morte. As medições descritas por Grimaldi feitas com um aparato experimental similar com o da figura 3.1: onde uma abertura em uma parede opaca foi iluminada por um emissor de luz, e a intensidade da luz foi observada através de um plano a uma certa distância atrás da parede.

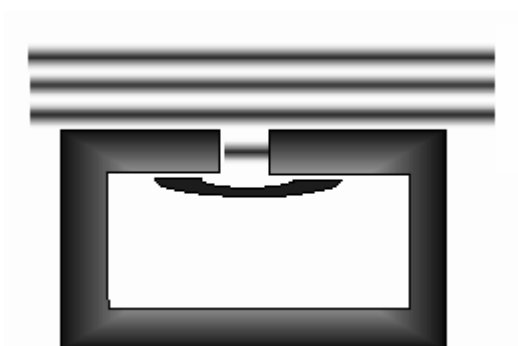


Figura 3.1: Aparato para a observação da difração da luz.

A teoria corpuscular da propagação da luz, que era aceita como meio de explicação dos fenômenos óticos nesse período, predizia que a sombra atrás da parede deveria ser bem definida, com bordas afiadas. A observação de Grimaldi indicava, entretanto, que a transição da luz para a sombra era gradual ao invés de abrupta. Se a qualidade do seu emissor de luz fosse melhor, ele talvez observasse resultados mais chocantes, como a presença de luz e de franjas escuras estendendo-se para dentro da sombra geométrica da parede. Tais efeitos não poderiam ser satisfeitos com a explicação da teoria corpuscular da luz, que requer uma propagação linear dos raios de luz na falta da reflexão e da refração. Essas sombras foram estudadas por Isaac Newton (1642-1727) (*Opticks* em 1706) e finalmente conhecidas como franjas de interferência por Thomas Young (1773-1829) no início do século XIX (*Lectures on Natural Philosophy*, 1807). O cume foi a maéstrica síntese por Augustin Jean Fresnel da teoria de ondas de luz como fruto de uma competição para explicar as franjas.

O passo inicial para a evolução da teoria que explicaria tais efeitos foi feito pelo primeiro promotor da teoria de ondas de luz, Christian Huygens (1629-1695), no ano de 1678. Huygens expressou uma convicção intuitiva que cada ponto na frente de ondas esféricas de um distúrbio de luz era considerado como sendo um novo emissor de um distúrbio esférico secundário, assim,

à frente de ondas em qualquer instante posterior poderia ser encontrada pela construção dos envelopes dos pacotes de ondas secundários. Christian Huygens descreveu primeiramente o fenômeno, quando estudava as ondas na baía de Rotterdam. As ondas passavam por uma pequena abertura, mas apesar de apenas seguirem linearmente em frente, elas espalhavam-se ao redor e diminuía em amplitude. Agora, se pensarmos em termos de luz ou de ondas sonoras, estranhamente, quando a onda choca-se com um obstáculo, ela espalha-se também para a região geometricamente iluminada, e é a interferência dessa onda e a onda direta que faz a franja. Como já dito, as idéias intuitivas de Huygens foram grandemente incrementadas em 1818 por Augustin Jean Fresnel (1788-1827), que suplementou os envelopes de Huygens, construído com o princípio da interferência de Young. Fazendo algumas suposições arbitrárias sobre as amplitudes efetivas e a fase dos emissores secundários de Huygens, e permitindo que vários pacotes de ondas com interferência mútua, Fresnel foi capaz de calcular a distribuição da luz em parâmetros de difração com uma excelente precisão.

Deduções interessantes podem ser obtidas ao aplicar-se o Princípio de Huygens, para uma frente de ondas planas (ou esféricas) como Fresnel aplica, para encontrar-se a intensidade em um certo ponto “P”. Uma dessas deduções pode ser feita bloqueando-se uma frente de ondas com um meio plano infinito, onde o diagrama de fase ou a “curva de vibração”, seguem o traçado das Integrais de Fresnel, sendo as curvas chamadas de Espirais de Cornu. As propriedades da onda da borda podem ser deduzidas dessa representação, bem como, as franjas que envolvem uma borda linear.

Mais tarde, as idéias de Huygens e Fresnel foram colocadas em uma fundamentação matemática rigorosa em 1882 por Gustav Kirchhoff (1824-1887), que obteve sucesso em mostrar que as amplitudes e fases atribuídas pelo emissor secundário por Fresnel eram conseqüências lógicas na natureza ondular da luz. Baseado na formulação matemática de Kirchhoff, através de suposições sobre os valores de contorno da luz incidente na superfície de um obstáculo posto na trajetória da propagação da luz, esse solucionou o problema. Essas suposições foram mais tarde provadas como inconsistentes entre si, por Poicaré, em 1892 e por Sommerfeld em 1896. Como consistência dessa crítica, a formulação de Kirchhoff do então chamado Princípio de Huygens-Fresnel deveria ser dita como uma primeira aproximação, apesar de na maioria das condições fornecer resultados que concordam muito bem com o experimental. Kottler em 1923, resolveu as contradições reinterpretando os valores de contorno de Kirchhoff como um problema de salto (descontinuidade ou pulo de uma função). A teoria de Kirchhoff também foi modificada por Sommerfeld, que eliminou uma das suposições a respeito da luz no contorno pelo uso da teoria das funções de Green. Essa então chamada de Teoria de Difração de Rayleigh-Sommerfeld.

Deve-se enfatizar desde o início, que a teoria de Kirchhoff e de Rayleigh-Sommerfeld possuem certas simplificações e aproximações. Mais importante ainda, a luz é tratada como um fenômeno escalar, isto é, apenas a amplitude escalar de um componente transversal de tanto o campo elétrico ou magnético é considerado, assume-se que qualquer outro componente de interesse pode ser tratado independentemente de uma maneira similar. Tal aproximação negligencia o fato de que vários componentes dos vetores de campo são acoplados, muitas vezes, através das equações de Maxwell e não podem ser tratadas independentemente. Felizmente, experimentos realizados de diferentes formas, mostram que a teoria escalar resulta em resultados muito bons sob certas condições. Generalizações da teoria de difração vetorial existem, e o primeiro tratamento satisfatório foi realizado por Kottler em 1923. Em 1962, Jessel em face da multiplicidade de teorias particulares que tratam cada uma das formas e natureza dadas da difração, construiu uma teoria generalizada que inclui as teorias existentes e completam as lacunas remanescentes entre elas, utilizando para isso o princípio de Huygens como base.

Existem formas mais fáceis para entender-se sobre a difração que é explicada qualitativamente e que aparece em muitos casos práticos. Considera-se o campo difratado como uma superposição de ondas limitadas geometricamente e uma onda cilíndrica ou esférica emanando do contorno do obstáculo. Sommerfeld mostrou, em uma solução exata da difração em bordas lineares, que essa onda de fato existe, e não é meramente uma aproximação. MacDonald, 1915, trabalhando apenas com a sombra geométrica de um caso simples de um meio plano, encontrou uma solução exata para a onda difratada por uma fonte a um comprimento de onda ou mais distanciado do plano de difração. Entretanto como relata Jonasson, 1972 (a), a formulação de MacDonald é quase desconhecida. Mais recentemente, Keller em 1957 desenvolveu a *Teoria Geométrica da Difração*, cujo conceito central é que um raio difratado qualquer, deve obedecer ao princípio generalizado de Fermat (Pierre de Fermat, 1601-1665, em 1657 enunciou o princípio do menor tempo na forma “*A natureza sempre atua pelo curso mais curto*”). Sendo essa teoria amplamente utilizada em acústica.

Como atualmente as normas para o ruído estão cada vez mais exigentes: o nível de pressão sonora máxima permitida está caindo, as predições de ruído agora devem levar em conta receptores situados em distâncias onde os efeitos meteorológicos devem ser considerados. Conforme Rasmussen e Arranz, 1998, a influência dos gradientes de temperatura e de velocidade do vento têm sido consideravelmente estudada para o caso de propagação sonora sobre ambientes planos e livres de obstáculos [Scholes, et al., 1971; Scholes, et al., 1975; Gilbert e Wite, 1989; Rasmussen, 1990; Gilbert, et al., 1990; Salomons, 1994; L’Espérance, et al., 1995].

Entretanto, muito pouco tem sido investigado para o caso onde no ambiente exista uma barreira, e nesses casos, apenas resultados experimentais em escala são realizados. Logo, essa situação trouxe a necessidade de revisar os métodos atuais [Embleton, 1996].

Uma barreira sonora é um meio amplamente usado no mundo como uma forma eficiente e econômica de proteger as pessoas de ruídos indesejados. É bem sabido que a performance de uma barreira aumenta com o aumento de sua altura. Entretanto, conforme May e Osman, 1980 (b), o custo de ter-se barreiras mais altas não compensa os benefícios resultantes, tal fato ocorre devido ao custo construtivo, fatores operacionais e em vários casos, pela vista externa dos residentes. Alternativamente, uma revisão geral nos trabalhos publicados na área, mostra que para ter-se uma melhor performance sem aumentar a altura, a forma da barreira tem sido alterada. Dentre essas formas, algumas se apresentam como sendo mais eficientes em termos de performance acústica que o simples caso de uma barreira plana com superfície refletora [Rawlins, 1976 (a) e (b); May e Osman, 1980 (a) e (b); Watts, et al., 1994; Crombie e Hothersall, 1994; Crombie, et al., 1995; Fahy, et al., 1995; Watts, 1996 (a) e (b); Watts e Morgan, 1996; Fujiwara, et al., 1998; Möser e Volz, 1999; Volz, 2000; Cheng e Ng, 2001; Jin, et al., 2001]. Em geral, o efeito de vários perfis de topo tem sido estudado usando, ou modelos experimentais em escala, ou modelos por análise numérica como o método dos elementos de contorno. A título de complementação do trabalho, no Anexo 1 apresenta-se resumidamente alguns valores do acréscimo na perda por inserção (em valor total) para vários tipos de barreiras, quando comparados com o caso de uma barreira simples, plana e refletora.

Atualmente existe uma ampla variedade de métodos para avaliar-se a atenuação por uma barreira de dimensões finitas. Métodos esses baseados na difração, que estende a teoria da ótica geométrica para a solução da equação de onda de Helmholtz. Jones, 1953, forneceu uma solução aproximada para a incidência de uma onda plana em um meio plano espesso, mas infelizmente, a solução é inútil em muitos problemas práticos, devido às muitas complicações numéricas e é válida apenas no limite em que a espessura da barreira é menor que o comprimento de onda. O mais simples desses métodos, e o mais utilizado pelos projetistas, é o de Maekawa, 1968, que introduziu um método empírico baseado em um modelo de difração que prediz a perda por inserção de uma barreira fina em termos do número de Fresnel, entretanto, esse possui pouca base teórica. Maekawa, sugeriu que para barreiras finitas, podem-se determinar os múltiplos caminhos da difração em torno da barreira e depois somar a contribuição da energia de cada um desses caminhos. Existem outros modelos mais complexos matematicamente para determinarem-se os coeficientes de difração de uma barreira. Um deles, relativamente simples e aproximado, para uma difração em dupla face de uma onda esférica por uma barreira de três lados, foi

primeiramente dado por Pierce, 1974, por meio de uma solução assintótica para uma cunha simples baseado no conceito inerente da teoria de difração de Keller, 1957 e 1962. O modelo pode determinar o campo de difração para duas e três dimensões, envolvendo funções de Airy e integrais de Fresnel. Kurze e Anderson, 1971, propuseram um modelo para a atenuação sonora por barreiras semi-infinitas e Kouyoumjian e Pathak, 1974, propuseram um outro modelo elaborado para ondas eletromagnéticas com base na teoria de difração de Keller.

Em 1979, Kawai comparou as fórmulas de Kouyoumjian e Pathak e a de Pierce com cálculos numéricos de solução de integrais (propostas por Terai, 1980) de onde se mostrou que a formulação de Kouyoumjian e Pathak é mais apurada que a fórmula de Pierce para cunhas mais gerais, enquanto ambas as fórmulas são idênticas para barreiras finas. De acordo com Kawai, 1981, o erro ao usar-se a formulação de Kouyoumjian e Pathak é de cerca de 0,5 dB se está associado a distâncias menores que $\lambda/4$.

Entretanto, para resultados mais precisos quando formas e condições de contorno arbitrárias são usadas, obtém-se pela solução numérica da equação de Helmholtz com as condições de contorno adequadas e a condição de radiação de Sommerfeld [Pierce, 1994; Morse e Ingard, 1986; Duhamel, 1996; Seznec, 1980]. Vários métodos numéricos foram e têm sido desenvolvidos para analisar esse tipo de problema de propagação de onda, e de todos esses métodos numéricos pode-se citar: o Método dos Elementos de Contorno (*MEC*) [Terai, 1980; Seznec, 1980; Kawai e Terai, 1990; Hothersall, et al., 1991; Zeng, et al., 1992; Crombie e Hothersall, 1994; Crombie, et al., 1995; Duhamel, 1996; Duhamel e Sergent, 1998; Fujiwara, et al., 1998; Di Francescantonio, 1997; Jean e Gabillet, 2000; Lacerda, et al., 1997; Li e Wang, 1998; Zhang e Chen, 1999; Jean, 1998 e 2000]; o Método dos Elementos Finitos (*MEF*) [Bracciali, et al., 1997; Chu e Trethewey, 1998; Wu, et al., 1998; entre outros]; e o Método dos Infinitos Envelopes de Onda (*MIE*) [Astley e Eversman, 1983; Cremers e Fyfe, 1995; Cremers, et al., 1994; Astley, et al., 1994].

Os métodos de integrais de contorno, também chamados de elementos de contorno, são muito atrativos no ponto de vista teórico [Terai, 1980; Jean, 1998; Jean e Gabillet, 2000; Jean, et al., 1999; Seznec, 1980; Lacerda, et al., 1997; Li e Wang, 1998; Wu, et al., 1998; Duhamel, 1996; Duhamel e Sergent, 1998; Zhang e Chen, 1999]. Através do uso da função de Green no espaço livre, satisfazendo tanto a equação de Helmholtz quanto à condição de Sommerfeld (nenhuma energia é radiada do infinito ao emissor, ao receptor ou ao obstáculo), e utilizando ainda o segundo teorema de Green, o problema pode ser reduzido resolvendo-se a integral de contorno. Nesse caso apenas uma discretização da superfície de radiação sonora é necessária. Em

uma primeira etapa apenas as variáveis de campo na superfície são resolvidas, e posteriormente as variáveis de campo em um ponto arbitrário podem ser determinadas. O MEC reflete uma aplicação geral precisa da condição de radiação, tornando todos os graus de liberdade em acústica interconectados. Segundo Zhang e Chen, 1999, e Cremers, et al., 2000, o sistema resultante de equações inclui um sistema completo de matrizes complexas. Esse sistema completo, leva a um problema de armazenagem dos dados computacionais e conseqüentemente ao elevado tempo computacional, mesmo com o reduzido tamanho do problema devido aos requerimentos da discretização. Dokumaci, 1990, e posteriormente Zhang e Chen, 1999, relatam que o problema não possui solução única em determinadas frequências características. Essas frequências são as auto-frequências do problema interior complementar (dentro do contorno interno). Muitos métodos diferentes estão sendo desenvolvidos para esse problema singular, mas tendem a ter um alto custo computacional [Cremers, et al., 2000; Crombie, et al., 1995]. Duhamel, em 1996, contorna o problema do alto tempo computacional utilizando uma série de modelos bidimensionais simples para um modelo tridimensional. Entretanto, como relata Duhamel, 1996, o problema de utilizar-se soluções bidimensionais é que o cálculo da pressão sonora é suposto como possuindo um emissor linear coerente, que é dado por:

$$f(\mathbf{r}) = \frac{j}{4} H_0(k \cdot \mathbf{r}) \quad (3.1)$$

Sendo H_0 a função de Hankel de primeira ordem, \mathbf{r} a normal e k o número de onda.

Ainda segundo Duhamel, 1996, infelizmente os dados experimentais e no mundo real, usualmente os sons consistem de emissores pontuais tridimensionais, cuja pressão é dada por:

$$f(\mathbf{r}) = \frac{e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}}{4p\mathbf{r}} \quad (3.2)$$

Assim, os modelos bidimensionais só podem estimar o campo sonoro criado por um emissor pontual, fornecendo um valor aproximado.

Fora elementos de contorno, vários métodos baseados em elementos finitos também tem sido desenvolvidos em um esforço de incorporar as vantagens dessa formulação [Cremers, et al., 2000; Wu, et al., 1998; Jean, 2000]. Apesar de todo o meio ter de ser discretizado, o que resulta em um grande número de graus de liberdade, pode-se obter uma certa eficiência computacional utilizando um sistema de matrizes banda [Golub e Boor, 1978]. Esses métodos variam de truncagem dos elementos finitos convencionais esquematizados por expansões analíticas,

elementos de amortecimento no fim do contorno [ANSYS, 5.4, 1997] ou condições de impedância, até a formulação de elementos infinitos tal como o método de onda infinita [Astley e Eversman, 1983; Astley, et al., 1994; Cremers, et al., 1994; Wu, et al., 1998]. Onde esses últimos elementos estendem-se ao infinito e possuem o decremento apropriado da amplitude e a incorporação da variação da onda para modelar as ondas de propagação.

Wu, et al., 1998, relatam que para problemas internos, em espaços fechados, o método dos elementos finito fornece uma solução satisfatória, o que não ocorre quando se deseja modelar espaços abertos onde a geometria é infinita e o fluido ocupa um domínio sem contorno. Nesses casos, a grande quantidade de dados a serem manejados torna difícil sua aplicação. Por exemplo, Bracciali, et al., 1997, relata que para uma área de 8x3 m para elementos bidimensionais com uma frequência de 1 kHz, necessita-se de no mínimo 27.000 elementos, sendo o mesmo dito por di Francescantonio, 1997. Um modelo de elemento finito clássico para o problema em espaço aberto requer que a malha seja suficientemente grande e que a superfície vibrante esteja distante, para que as condições impostas no contorno da malha não causem um efeito apreciável na solução da região ao redor do emissor. Agora, segundo Wu, et al., 1998, pode-se incorporar a condição de Sommerfeld em certas soluções analíticas e em particular a condição de Dirichlet-to-Neumann e após ser truncada em um número finito de termos. O meio sem contorno, pode ser então modelado por elementos infinitos, onde, como dito anteriormente, o domínio do elemento é estendido ao infinito, entretanto o método dos elementos infinitos não é exato se comparado com o método dos elementos finitos.

Conforme alguns autores, o método dos elementos de contorno de multidomínio visa a providenciar entre uma eficiência computacional dos métodos de elementos finitos e o modelo global e preciso da condição de Sommerfeld, inerente nos métodos dos elementos de contorno [Cremers, et al., 2000; Zhang e Chen, 1999; Wu, et al., 1998]. Zeng, et al., 1992, posteriormente Cremers, et al., 1994 e Cremers, et al., 2000, implementaram no MEC uma variação indireta de multidomínio. Onde um elemento infinito de contorno quadrático é combinado em um número de elementos de contorno convencionais para modelar as variáveis do campo sonoro ao longo de interfaces infinitas dos subdomínios adjacentes. Ao longo dessas bordas infinitas é imposta a continuidade da pressão sonora e o gradiente normal, resultando assim, na formulação variacional em um sistema de matrizes bandas simétricas, através da cadeia montada de subdomínios diferentes de elementos de contorno. Um aspecto importante desse tipo de multidomínio é o fato da não ocorrência de singularidades encontrados no MEC convencional. Pois as frequências críticas do problema complementar do interior não é mais um fator, uma vez

que o problema complementar de cada subdomínio infinito possui uma extensão infinita, fazendo assim, com que uma única solução possa ser obtida para todas as frequências.

Em 1999, Zhang e Chen, utilizaram o método pontual de contorno para o cálculo do problema da radiação sonora externa. A essência do método é substituir as matrizes coeficientes [**A**] e [**B**] no sistema de equações com a solução particular das matrizes que são formadas pela solução particular gerada por emissores “virtuais”. No método pontual de contorno é desnecessário considerar a interpolação e a integral singular que é indispensável para o MEC, uma vez que essas não existem. Contornado o cálculo direto para as matrizes coeficientes, o método pontual de contorno pode aumentar a velocidade de cálculo, enquanto mantém a precisão. Outra vantagem do método é que pode ser utilizado para o cálculo dos parâmetros sonoros em qualquer ponto no campo sonoro, sem a necessidade do cálculo dos parâmetros da superfície.

Parece ser consenso geral que uma vez que barreiras são um problema tridimensional com grande geometria, os métodos numéricos rapidamente mostram sua limitação [Duhamel, 1996; Wu, et al., 1998; Hothersall, et al., 1991; di Francescantonio, 1997; Crombie, et al., 1995; Muradali e Fyfe, 1998 e 1999]. Uma barreira típica para frequências de trânsito, prova ser computacionalmente complexa e “rouba” horas, e em alguns casos dias, para resolver para uma única frequência em uma estação, o que torna impossível de se conduzir testes típicos para a verificação do espectro, e estudos paramétricos de geometria simples com os métodos baseados em MEC/FEM.

Na década passada, Lam, 1994, utilizando o método analítico, ajustou o método de Maekawa somando pressões complexas com as energias para cada caminho da difração ao redor da barreira. Isso foi feito incorporando a interação de fase e a interferência entre os caminhos, o que segundo Lam, era a causa da pobre concordância entre o método de Maekawa e os resultados experimentais. Incorporando a interação de fase, uma excelente concordância foi observada com resultados experimentais e com métodos baseados na solução da equação da onda (MEC/MEF). O tempo rápido de cálculo permite uma série de testes, tais como faixas de frequências, média de oitavas e variação da altura das barreiras.

Apesar dessas técnicas de avaliação da performance de uma barreira ter recebido uma grande aceitação, é notado comumente que o desempenho acústico de uma barreira é diferente do predito pelos modelos. Isso ocorre por que todas as técnicas mencionadas anteriormente assumem uma atmosfera homogênea e estacionária. E na realidade, a atmosfera possui

gradientes de velocidade do vento, de temperatura e de turbulência sendo, que todos afetam a velocidade do som, e por conseguinte a energia sonora transmitida.

Técnicas mais recentes têm sido feitas para desenvolver um modelo de propagação sonora, em condições de meios não homogêneos. Essas, incluem programas de campos rápidos (*Fast Field Program –FFP*) descritos por Lee, et al., 1986 e Rasset, et al., 1985, e as Equações Parabólicas (PE) descritas por White e Gilbert, 1989, e Gilbert e Di, 1993. Essas técnicas levam em conta vários tipos de perfis da velocidade sonora, e a formulação das Equações Parabólicas, podem modelar inclusive os efeitos da turbulência [Gilbert, et al. 1990]. Entretanto, essas técnicas são geralmente restritas a uma propagação em solos planos e unicamente para modelos de geometria axisimétrica. Além do mais, conforme Muradali e Fyfe, 1999, esses modelos requerem um grande tempo computacional e um conhecimento detalhado dos parâmetros de controle para gerar resultados que são representativos das condições atmosféricas consideradas.

Para contornar os problemas associados aos modelos que consomem um grande tempo computacional para atmosferas não homogêneas, L'Espérance, et al., 1992, desenvolveu um modelo baseado na teoria de raios óticos para a predição da propagação sonora ao ar livre. Esse modelo, referido como modelo heurístico, assume uma variação linear do perfil da velocidade sonora que permite uma determinação analítica de todos os raios possíveis entre o emissor e o receptor, bem como, os parâmetros para cada raio. A curvatura desses raios é baseada na Lei de Snell que expressa a direção da mudança do raio sonoro por um gradiente de velocidade sonora. Para um perfil linear da velocidade sonora, os raios resultantes são circulares. O modelo heurístico também inclui os efeitos do solo, absorção atmosférica e a turbulência. Experimentos sobre o efeito dos ventos em uma barreira, comprovam que o vento realmente afeta a performance de uma barreira [Scholes, et al., 1971; Scholes, et al., 1975; Salomons e Rasmussen, 2000; Salomons, 2001].

Salomons, 1996, recentemente desenvolveu um modelo baseado na teoria de raios geométricos, que inclui a refração atmosférica no cálculo da performance de uma barreira, sendo que, comparações com a técnica das Equações Parabólicas, com uma barreira fina, mostraram uma boa concordância [Salomons, 1994]. Entretanto, esse trabalho apenas inclui o efeito do vento no sentido para o solo, o que sempre foi considerado apenas para a propagação sonora de grandes distâncias. Mais ainda, ela exclui os raios que produzem reflexões múltiplas com o solo sob a noção de que esses raios são absorvidos na presença de solos absorventes. Os únicos raios considerados são os raios que vão do emissor ao topo da barreira e do topo para o receptor. Na presença de solos absorventes, a curvatura do perfil refringente está inclusa no cálculo da perda por inserção da barreira, contudo, na presença de um solo perfeitamente reflexivo, esses raios são

assumidos como sendo lineares. Outro ponto fraco nesse tipo de formulação é que, na presença de uma atmosfera refringente para baixo e para grandes distâncias além da barreira, é possível ter-se alguns raios sonoros passando sobre a barreira sem serem atenuados [Muradali e Fyfe, 1999], efeitos esses não discutidos por Salomons.

Não é necessário dizer, que uma introdução histórica de um capítulo tão mencionado na literatura, dificilmente pode ser considerado como completo. Muito há para ser feito, muito há para ser descoberto.

3.1. Base Teórica Sobre Difração

Antes de iniciar o próximo capítulo com as expressões analíticas para o cálculo da propagação sonora ao ar livre, esta seção tem como meta formar uma base para o entendimento da teoria de difração e suas derivações. Essa discussão inicial também servirá para introduzir a notação utilizada neste trabalho.

3.1.1. Princípio de Huygens

Quem primeiro elaborou uma explicação, por assim dizer, de como as ondas contornam “esquinas” foi Christian Huygens, no século XVII. Segundo Jessel, 1962, no decorrer de três séculos, as idéias sobre a propagação de um fenômeno ondulatório foram sendo gradualmente refinadas e particularizadas. Entretanto, nada realmente fundamental surgiu depois da década de 1970 e alguns trabalhos recentes parecem ser um retorno à origem ou uma restauração das idéias de Huygens.

Conforme relata ainda Jessel, o primeiro capítulo do “*Traité de la Lumière*” de Huygens de 1678, é consagrado à propagação retilínea, descrita por um modelo mecânico de transmissão de um pequeno trecho para um empilhamento de esferas perfeitamente elásticas. Nessa descrição uma passagem significativa está como segue:

“Há que se considerar ainda, na emanção dessas ondas, que em cada partícula da matéria, em que uma onda se estende, o movimento não deve ser apenas comunicado para a partícula mais próxima que está na linha retilínea traçada a partir do ponto luminoso, mas deve necessariamente transmitir para todas as outras que a tocam e que são opostas ao seu

movimento. De modo que necessariamente ao redor de cada partícula é feita uma onda cuja essa é o centro.”

Ou seja, conceitualmente, o princípio de Huygens estabelece que [Born e Wolf, 1999]:

“Todo o ponto em uma propagação de uma frente de ondas, serve como emissor secundário de pacotes de ondas esféricas, assim a frente de ondas torna-se o envelope desses pacotes. Se a onda propagada possui uma frequência f , e é transmitida através de um meio com velocidade c , então os pacotes de ondas possuem a mesma frequência e velocidade.”

De forma a facilitar o entendimento, as figuras 3.2 e 3.3 mostram passo a passo o princípio de Huygens.

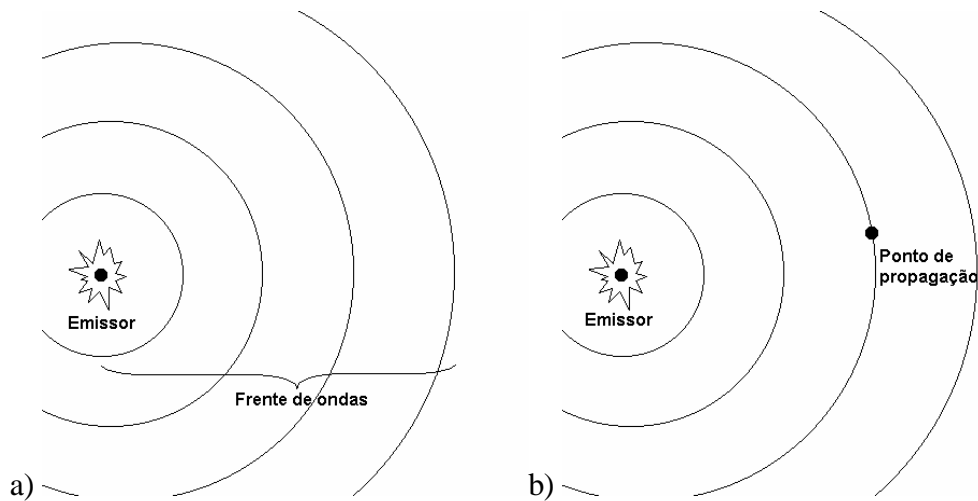


Figura 3.2: a) Emissor e sua frente de ondas esférica, cada uma das circunferências representam uma onda primária na frente de ondas. b) Ponto de propagação em uma das ondas primárias da frente de onda.

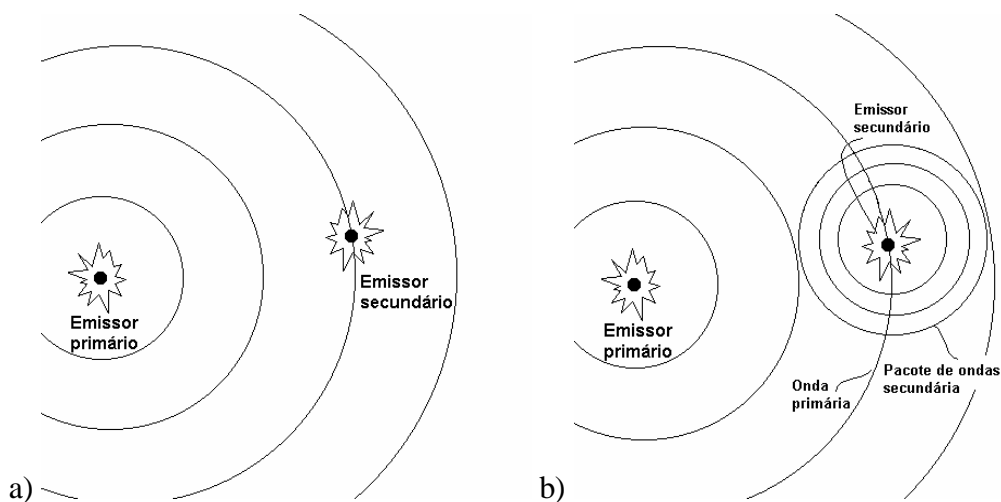


Figura 3.3: a) O ponto de propagação na frente de onda esférica torna-se um emissor secundário. b) A partir do emissor secundário surge um novo pacote de ondas secundárias esféricas.

Uma vez reconhecida a descrição do princípio de Huygens, de todo o contexto é bastante claro que surgem dois pontos essenciais [Jessel, 1962]:

- a) A ausência do efeito retrógrado dos pacotes de ondas, ou seja, não há onda de retorno;
- b) A natureza não fictícia desses pacotes de ondas.

Esses pontos são notadamente concretizados através de uma construção geométrica dos raios refletidos e refratados, tratados por Huygens nos capítulos seguintes de seu “*Traité de la Lumière*”.

Como dito anteriormente, ao longo dos séculos, o princípio de Huygens foi sendo expandido e complementado, dentre essas Fresnel levou à formulação do então chamado princípio de Huygens-Fresnel que é de grande importância para a teoria de difração. Fresnel aplicou, simultaneamente, o princípio das interferências de Young com o princípio de Huygens.

3.1.2. Difração de Fresnel

Fresnel, 1818, levou em consideração, que de acordo com Huygens, cada ponto da frente de ondas pode ser considerado como um emissor secundário de pacotes de ondas esféricas, assim, a progressão através do espaço da frente de ondas pode ser então determinada, uma vez que em qualquer tempo arbitrário, a forma da frente de ondas é suposta como sendo o envelope de um pacote secundário de ondas (veja figura 3.3b). Entretanto a hipótese de Huygens ignora a maior parte de cada envelope de ondas secundário, retendo-se apenas na parte comum ao envelope. O resultado disso é que o Princípio de Huygens, por si só, é incapaz de levar em conta detalhes do processo da difração. Esses são de fato casos do dia a dia, por exemplo: uma onda sonora de frequência de 500 Hz facilmente contorna objetos como postes e árvores, entretanto, esses mesmos objetos moldam sombras distintas quando iluminados por um holofote à noite. Entretanto, o Princípio de Huygens é independente de qualquer consideração sobre o comprimento de ondas e irá prever as mesmas configurações da frente de ondas para ambas as situações.

Essa dificuldade foi resolvida por Fresnel, com a adição do conceito de interferência. Assim o Princípio de Huygens-Fresnel correspondente diz que:

“Cada ponto desobstruído de uma frente de ondas, em um dado instante, serve como um emissor de pacotes secundários de ondas esféricas – com a mesma frequência da onda primária. A amplitude desse campo em qualquer ponto além do ponto considerado será então a superposição de todos esses pacotes de onda – considerando suas amplitudes e respectivas fases.”

Tal postulado significa que em qualquer instante, cada ponto na frente de ondas primária é visto como um emissor contínuo de pacotes de ondas secundárias. Mas se cada pacote de ondas radia uniformemente em todas as direções podendo ser uma onda passante ou uma onda reversa (que volta para o emissor). Hecht, 1998, relata que nenhuma onda desse tipo foi achada experimentalmente, e teve-se que modificar os parâmetros de radiação do emissor secundário, o que foi feito por Kirchhoff. A título de informação, no Anexo 2 encontra-se toda a dedução realizada por Fresnel.

De forma bem resumida, pode-se aplicar a difração de Fresnel no caso de uma barreira opaca semi-infinita a partir do problema clássico, onde uma onda de luz esférica, com uma única frequência incide sobre uma placa infinita com uma abertura retangular – veja figura 3.4.

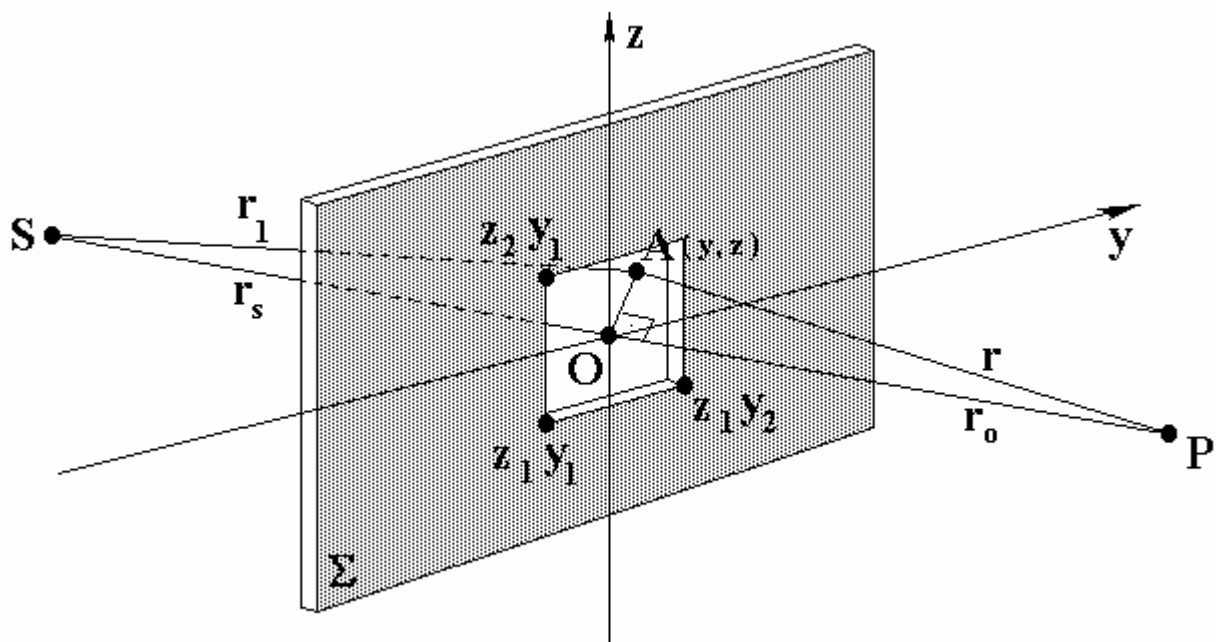


Figura 3.4: Difração de Fresnel em uma abertura retangular.

Considere a figura 3.4 acima, onde dS é a área de um elemento situado em um ponto arbitrário A de coordenadas (y, z) . A localização da origem O é determinada como sendo o

centro da abertura, onde um emissor de luz (S) emite perpendicularmente à placa, uma onda esférica de uma única frequência (monocromática). A contribuição ao distúrbio ótico no ponto P do emissor secundário em dS tem a forma dada pela equação 3 do Anexo 2. Fazendo uso de que a amplitude de uma onda propagando-se livremente possui a forma de:

$$\Gamma_A r_s I = \Gamma_0 \quad (3.3)$$

Sendo Γ_0 a amplitude da onda não perturbada; r_s a distância entre os pontos S e O observados na figura 3.4; I é o comprimento de onda; Γ_A é a energia do emissor do pacote secundário da onda primária.

Pode-se escrever que a variação do distúrbio (B) no ponto p como:

$$dB_p = \frac{K(\theta)\Gamma_0}{r_s r I} \cos[k(r_s + r) - \omega t] dS \quad (3.4)$$

Sendo que: $K(\theta)$ é o fator de inclinação que dá a idéia da direção de propagação da onda secundária; Γ_0 é a amplitude da onda original; I é o comprimento de onda [m]; B é o distúrbio ótico, também chamado de perturbância ou distúrbio [N/C]; k é o número de onda [m^{-1}]; r é a distância entre o ponto A e o ponto P e r_s é a distância entre os pontos S e O, dados pela figura 3.4.

Conforme Hecht, 1998, o sinal da fase muda da equação original e é escrita dessa forma para concordar com o tratamento original. *No caso de que as dimensões da abertura sejam pequenas* comparado com r_s e r_0 , pode-se fazer que $K(\theta) = 1$ e $\frac{1}{r_s r} = \frac{1}{r_s r_0}$.

Utilizando o teorema de Pitágoras para os triângulos SOA e POA, têm-se:

$$r_1 = \sqrt{r_s^2 + y^2 + z^2} = r_s \sqrt{1 + \frac{(y^2 + z^2)}{r_s^2}} \quad (3.5)$$

$$r = \sqrt{r_0^2 + y^2 + z^2} = r_0 \sqrt{1 + \frac{(y^2 + z^2)}{r_0^2}} \quad (3.6)$$

Sendo r_0 a distância entre os pontos O e P.

Uma forma conveniente de aproximação é fornecida pela expansão binomial da raiz quadrada:

$$\sqrt{1+b} = 1 + \frac{1}{2}b - \frac{1}{8}b^2 + \dots \quad |b| < 1 \quad (3.7)$$

Assumindo que as equações (3.5) e (3.6) são adequadamente aproximadas pelos primeiros dois termos da expansão, têm-se que:

$$r_1 + r \approx r_s + r_0 + (y^2 + z^2) \frac{r_s + r_0}{2r_s r_0} \quad (3.8)$$

Integrando a equação (3.4) e escrevendo então o distúrbio da luz no ponto P na representação complexa:

$$\bar{B}_p = \frac{\Gamma_0}{r_s r_0 l} e^{j\omega t} \int_{y_1}^{y_2} \int_{z_1}^{z_2} e^{jk(r_1+r)} dy dz \quad (3.9)$$

Utilizando as formas usuais de derivação, introduzem-se as variáveis adimensionais u e v,

$$u \equiv y \left[\frac{2(r_s + r_0)}{l r_s r_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad e \quad v \equiv z \left[\frac{2(r_s + r_0)}{l r_s r_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.10)$$

Substituindo (3.8) em (3.9) e utilizando (3.10), chega-se a:

$$\bar{B}_p = \frac{\Gamma_0}{2(r_s + r_0)} e^{j[k(r_0+r_s)-\omega t]} \int_{u_1}^{u_2} e^{jp \frac{u^2}{2}} du \int_{v_1}^{v_2} e^{jp \frac{v^2}{2}} dv \quad (3.11)$$

O termo antes da integral representa o distúrbio no ponto P sem a obstrução dividido por 2. As integrais podem ser avaliadas usando duas funções $\wp(w)$ e $\Im(w)$, onde w representa tanto u quanto v. essas funções são as chamadas integrais de Fresnel do co-seno e do seno, definidas por:

$$\wp(w) \equiv \int_0^w \cos\left(\frac{pt^2}{2}\right) dt \quad (3.12)$$

$$\Im(w) \equiv \int_0^w \text{sen}\left(\frac{pt^2}{2}\right) dt \quad (3.13)$$

Sendo:

$$\int_0^w e^{jp \frac{t^2}{2}} dt = \wp(w) + j\mathfrak{S}(w) \quad (3.14)$$

que tem a forma das integrais de (3.11). O distúrbio em P é então:

$$\bar{B}_p = \frac{\Gamma_0}{2(r_s + r_0)} e^{j[k(r_s + r_0) - \omega t]} \cdot \left| \wp(u) + j\mathfrak{S}(u) \right|_{u_1}^{u_2} \left| \wp(v) + j\mathfrak{S}(v) \right|_{v_1}^{v_2} \quad (3.15)$$

A irradiância no ponto P, que nada mais é que a energia média por unidade de área, definida por:

$$I_p = \frac{\bar{B}_p \bar{B}_p^*}{2} \quad (3.16)$$

É então:

$$I_p = \frac{I_0}{4} \left\{ \left[\wp(u_2) - \wp(u_1) \right]^2 + \left[\mathfrak{S}(u_2) - \mathfrak{S}(u_1) \right]^2 \right\} \times \left\{ \left[\wp(v_2) - \wp(v_1) \right]^2 + \left[\mathfrak{S}(v_2) - \mathfrak{S}(v_1) \right]^2 \right\} \quad (3.17)$$

Sendo I_0 a irradiância em P sem a obstrução.

Utilizando a equação da irradiância no ponto P (3.17) e removendo a metade superior de Σ da figura 3.4, têm-se a forma de uma barreira plana opaca e semi-infinita. Dizendo que $z_2 = y_2 = y_1 = \infty$. Considerando a figura 3.5, limitando-se a geometria onde o ponto de observação está próximo da borda da barreira.

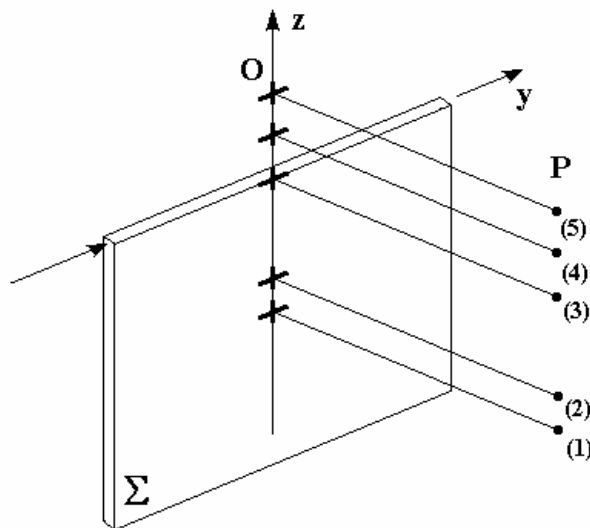


Figura 3.5: Barreira opaca e semi-infinita com seus pontos de observação para a aplicação da difração de Fresnel.

Tem-se então [Hecht, 1998; Born e Wolf, 1999]:

$$I_p = \frac{I_0}{2} \left\{ \left[\frac{1}{2} - \wp(v_1) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} - \Im(v_1) \right]^2 \right\} \quad (3.18)$$

Sendo: u_1 = borda esquerda; u_2 = borda direita; v_1 = borda superior; v_2 = borda inferior.

Quando o ponto P está diretamente oposto a borda, $v_1 = 0$, $\wp(0) = 0$ e $\Im(0) = 0$. Logo: $I_p = \frac{I_0}{4}$, o que é esperado, uma vez que metade da frente de ondas está obstruída, o distúrbio cai pela metade e a irradiação cai em 1/4. Isso ocorre no ponto 3 da figura 3.5. Movendo-se na região de sombra geométrica do ponto (2) e depois (1), e assim por diante, os pontos cairão monotonamente. Nenhuma oscilação da irradiação existirá dentro dessa região; e a irradiação cai rapidamente. Em qualquer ponto acima de (3) a borda da barreira estará abaixo, em outras palavras, $z_1 < 0$ e $v_1 < 0$. Por exemplo, se $v_1 = -1,2$, a irradiação será máxima, fazendo I_p oscilar em torno de I_0 e gradualmente diminuir em magnitude, o que pode ser visto no gráfico da figura 3.6.

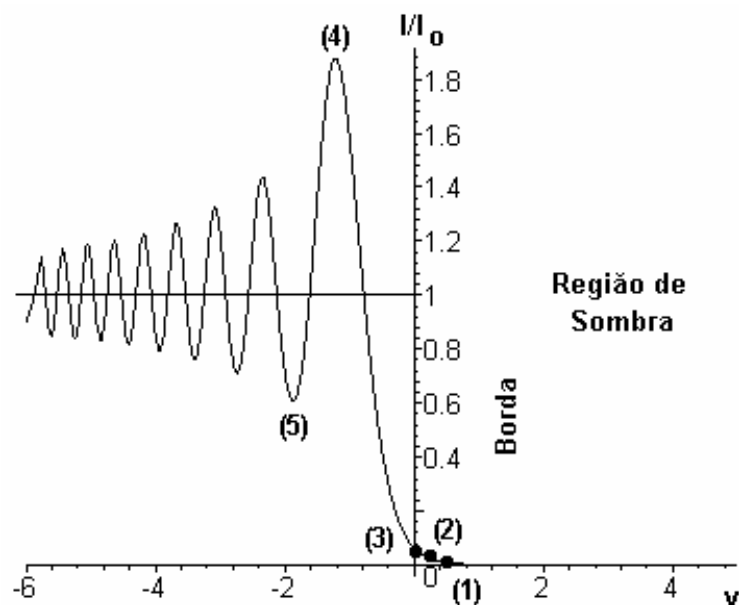


Figura 3.6: Gráfico correspondente à distância da irradiância nos pontos (P) definidos na figura 3.5.

3.1.2.1. Resolução da Integral de Fresnel

Aproveitando o contexto da integral de Fresnel, neste trabalho se propôs sua solução através da identidade de Euler. É bastante óbvio que existem diversas formas de sua solução e algumas delas podem ser vistas no Anexo 3.

Considerando a forma da integral de Fresnel utilizada em acústica, ou seja:

$$f(x) = \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{jt^2} dt \quad (3.19)$$

Como:

$$e^{jq} = \cos q + j\text{sen}q \quad \text{ou} \quad e^{-jq} = \cos q - j\text{sen}q \quad (3.20)$$

Substituindo as componentes da identidade de Euler em $f(x)$, têm-se:

$$f(x) = \int_{\sqrt{x}}^{\infty} \cos t^2 + j\text{sen}t^2 dt \quad (3.21)$$

A equação (3.21) pode ser resolvida de forma bem simplificada, utilizando-se para isso as integrais do seno e co-seno de Fresnel, vistas anteriormente. Essa solução resulta em:

$$f(x) = \frac{1}{4}\sqrt{2}\sqrt{p} + \frac{1}{4}j\sqrt{2}\sqrt{p} - \frac{1}{2}\sqrt{2}\sqrt{p} \cdot \mathcal{C}\left(\frac{\sqrt{2}\sqrt{x}}{\sqrt{p}}\right) - \frac{1}{2}j\sqrt{2}\sqrt{p} \cdot \mathcal{S}\left(\frac{\sqrt{2}\sqrt{x}}{\sqrt{p}}\right) \quad (3.22)$$

3.1.3. Difração de Kirchhoff

Kirchhoff, em 1882, mostrou que os resultados do Princípio de Huygens-Fresnel são derivados precisos das equações diferenciais escalares da onda. A teoria toda foi feita baseada em ondas de luz como apresentam diversos autores [Born e Wolf, 1999; Hecht, 1997; Goodman, 1968; Klein e Furtak, 1986; Sommerfeld, 1954], entretanto, é perfeitamente aplicável em ondas sonoras (onde apenas o comprimento de onda muda em escala de grandeza e o distúrbio ótico equivale à pressão sonora). Assumindo que a análise de Fourier pode separar as frequências constitutivas, pode-se trabalhar apenas com uma única frequência em um determinado tempo.

Logo, a derivação dentro do domínio da frequência sendo $\bar{p}(x, y, z)$ a transformada de Fourier da pressão sonora (p) segundo Blackstock, 2000, é dada por:

$$\bar{p}(x, y, z) = \mathbf{F} (p(x, y, z)) = \int_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z) e^{-j\omega t} dt \quad (3.23)$$

Para tomar a transformada de Fourier de uma das formas da equação da onda em um determinado ponto do campo ($\nabla^2 p - (1/c^2) p_{tt} = 0$) que multiplicando por $e^{-j\omega t}$ e integrando no tempo de $-\infty$ a ∞ , resulta na equação da onda de Helmholtz:

$$\nabla^2 \bar{p} + k^2 \bar{p} = 0 \quad (3.24)$$

Sendo: $k = \omega/c$ chamado de número da onda.

Aplicando então o teorema de Green. Sendo S uma superfície fechada sobre um volume V , com n a normal a S (figura 3.7).

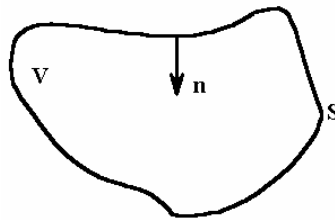


Figura 3.7: Normal n à superfície S do volume V .

Se tomarmos U e U_1 como duas funções de uma única frequência tendo contínuas a primeira e a segunda derivadas parciais em S , sendo que as funções também satisfazem a equação da onda de Helmholtz (equação (3.24)). O teorema de Green resulta em:

$$\int_V (U \nabla^2 U_1 - U_1 \nabla^2 U) dV = \int_S \left(U_1 \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial U_1}{\partial n} \right) dS \quad (3.25)$$

onde: $\partial U / \partial n$ é o gradiente de U na direção normal (invariante) de S no ponto em questão. Fazendo com que U e U_1 sejam funções que satisfaçam as equações de Helmholtz; em particular $U = \bar{p}$ e $U_1 = \bar{p}_1$, onde \bar{p} e \bar{p}_1 satisfazem a equação (3.24). Nesse caso a integral do volume (primeira integral da equação (3.25)) desaparece quando aplica-se a equação (3.24).

$$\begin{aligned}
U\nabla^2 U_1 - U_1\nabla^2 U &= \bar{p}\nabla^2 \bar{p}_1 - \bar{p}_1\nabla^2 \bar{p} \\
U\nabla^2 U_1 - U_1\nabla^2 U &= \bar{p}(-k^2 \bar{p}_1) - \bar{p}_1(-k^2 \bar{p}) \\
U\nabla^2 U_1 - U_1\nabla^2 U &= 0
\end{aligned} \tag{3.26}$$

assim a equação (3.25) se reduz:

$$\int_S \left(\bar{p}_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} - \bar{p} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial n} \right) dS = 0 \tag{3.27}$$

Neste ponto, \bar{p} e \bar{p}_1 podem ser qualquer solução da equação de Helmholtz. Tomando-se \bar{p}_1 como solução específica que representa um campo de um ponto emissor dentro de um ponto P, isto é: $\bar{p}_1 = \Gamma \frac{e^{-jkr}}{r}$, onde r é a distância do ponto P até o ponto $P'(x', y', z')$ em S como mostra a figura 3.8.

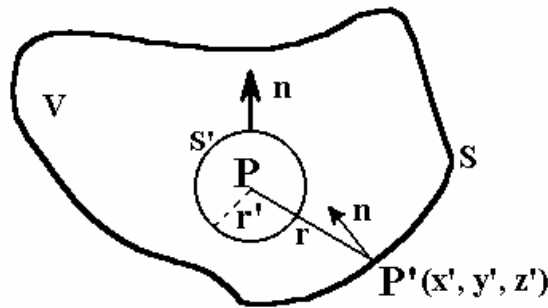


Figura 3.8: Representação do ponto emissor dentro do ponto P.

Essa função tem o requisito da continuidade, exceto no próprio ponto P. Para escapar dessa singularidade em P, redesenhando a superfície S para excluir P. Sendo P cercado por uma esfera pequena S' de raio r' , a superfície de integração torna-se $S+S'$ e a equação (3.27) torna-se:

$$\int_{S+S'} \left\{ \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} - \bar{p} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) \right\} dS = 0 \tag{3.28}$$

que separando em S e S' :

$$\int_{S'} \left\{ \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} - \bar{p} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) \right\} dS' = - \int_S \left\{ \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} - \bar{p} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) \right\} dS \tag{3.29}$$

Assim, a integral sobre S' pode ser resolvida por: $S = r'$, $\partial/\partial n = \partial/\partial r$ e $dS' = r'^2 d\Omega$ onde Ω é o ângulo sólido. Substituindo na integral de S' :

$$\int_0^{4p} \left\{ \frac{e^{-jkr'}}{r'} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \bar{p} \frac{e^{-jkr'}}{r'} \left(jk + \frac{1}{r'} \right) \right\} r'^2 d\Omega \quad (3.30)$$

Fazendo r' tender a zero $r' \rightarrow 0$, apenas o último termo da integral não desaparece, $\int_0^{4p} \bar{p}(P) d\Omega = 4p \bar{p}(P)$, onde resolvendo para a equação (3.29) têm-se:

$$\bar{p}(x, y, z) = \frac{1}{4p} \int_S \left(\frac{-e^{-jkr}}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} + \bar{p} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkr}}{r} \right) \right) dS \quad (3.31)$$

Que é a integral de Helmholtz-Kirchhoff, comumente utilizada pelos métodos numéricos. Para calcular-se a pressão em qualquer ponto P, tudo que se precisa são os dados de \bar{p} e a normal de qualquer superfície circundante a P. Entretanto observa-se que a equação (3.31) é exata, para resolver-se a integral precisa-se de p , de sua derivada normal e de todos os pontos de S. Em muitos casos, S pode ser escolhido de forma que seja tão grande que pode-se assumir que p e $\partial p/\partial n$ desaparecem sobre ela. Entretanto, em regiões próximas, partes de S que frequentemente não conhece-se p e $\partial p/\partial n$, têm-se que arbitrar valores aparentemente razoáveis, o que faz que a solução exata torne-se aproximada.

Resumidamente, a aplicação da formulação da difração de Kirchhoff para barreiras pode ser conseguida com os seguintes passos: Uma única superfície de integração fechada que cerca um ponto de observação P é geralmente obtida para a barreira Σ ser inteiramente recoberta por um hemisfério infinito. Têm-se, então, três áreas distintas que devem ser observadas. A contribuição para a forma integral da região do hemisfério infinito é zero. Além disso, assume-se que não há distúrbio imediatamente atrás de uma barreira opaca, então a segunda região não contribui em nada. O distúrbio em P, outro sim, é determinado pela contribuição crescente da abertura.

3.1.4. Variação da Teoria de Kirchhoff por Sommerfeld – Integral de Difração de Rayleigh-Sommerfeld

Conforme Goodman, 1988, a teoria de Kirchhoff foi encontrada experimentalmente para fornecer resultados apurados e amplamente usada na prática. Entretanto, há certas inconsistências internas na teoria que motivaram a procura por um desenvolvimento matemático mais satisfatório. As dificuldades da teoria de Kirchhoff encontram-se no fato de que as condições de contorno devem ser impostas, tanto no campo como em sua derivada normal. Em particular, é bem conhecido o teorema da teoria potencial de que duas funções potenciais dimensionais e sua derivada normal desaparecem juntas sobre qualquer segmento de curva finita, então a função potencial deve desaparecer sobre todo o plano. Similarmente, se uma solução da equação da onda tridimensional desaparece sobre qualquer superfície de um elemento finito, essa deve desaparecer sobre todo o espaço. Assim as duas condições de contorno de Kirchhoff juntas, implicam que o campo é igualmente zero em qualquer local atrás da abertura, um resultado que contradiz a situação física conhecida. Uma indicação dessa inconsistência é o fato que a fórmula da difração de Fresnel-Kirchhoff pode ser mostrada como falha ao reproduzir-se determinadas condições de contorno, à medida que o ponto de observação aproxima-se da barreira ou da abertura, entretanto, mesmo com as contradições a teoria de Kirchhoff ainda fornece resultados bem apurados.

A inconsistência da teoria de Kirchhoff foi removida por Sommerfeld, que eliminou a necessidade de impor valores de contorno em ambos os distúrbios e sua derivada normal simultaneamente. Essa, então chamada de teoria de Rayleigh-Sommerfeld, é tratada da seguinte forma:

Para obter a integral de difração de Rayleigh-Sommerfeld, se iniciará com a dedução de uma solução formal de dois problemas de valores de contorno.

3.1.4.1. Integral de Difração de Rayleigh

Fazendo uso das equações (3.25) e (3.27), pode-se escrever que:

$$\int_S \left(\bar{p} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial n} - \bar{p}_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right) dS = 0 \quad (3.32)$$

Sendo $\bar{p}(x, y, z)e^{-j\omega t}$ e $\bar{p}_1(x, y, z)e^{-j\omega t}$ duas funções de onda da transformada de Fourier da pressão para uma única frequência, definidas no domínio de V , circundado por uma superfície S e com n a normal interna de S (figura 3.7). Fazendo uso da solução da equação de Helmholtz (equação (3.24)), novamente têm-se que:

$$\bar{p}_1(x, y, z) = \frac{e^{jkr}}{r} \quad (3.33)$$

Em que r é a distância de um ponto arbitrário (P') em (x', y', z') na superfície S ao ponto P (figura 3.8). Assim como mostrado para a difração de Kirchhoff, se o ponto P está dentro do volume V , tem-se que:

$$\int_S \left[\bar{p} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right) - \frac{e^{jkr}}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right] dS = 4\pi \bar{p}(P) \quad (3.34)$$

Se, entretanto, o ponto P está fora do volume V , a equação (3.32) implica que:

$$\int_S \left[\bar{p} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right) - \frac{e^{jkr}}{r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right] dS = 0 \quad (3.35)$$

Supondo que o domínio de V seja um meio-espaço $z \geq 0$. A superfície de integração S então consiste no plano $z'=0$ e o hemisfério nesse meio-espaço é centrado na origem [Born e Wolf, 1999]. Assumindo que \bar{p} comporta-se como uma onda de pressão esférica com pontos suficientemente distantes da origem, isto é, propagando-se para o infinito em V .

$$\bar{p}(x, y, z) : \frac{e^{jks}}{s} \quad (3.36)$$

Com $s = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ e $z \geq 0$. Segundo Born e Wolf, 1999, não existe contribuição na equação (3.35) de uma grande esfera $s \rightarrow \infty$ no meio espaço $z > 0$, centrado na origem, para a dedução da integral de Fresnel-Kirchhoff (que será vista mais adiante). Se o ponto $P(x, y, z)$ está no meio-espaço $z > 0$, a equação (3.34) resulta em:

$$\bar{p}(P) = \frac{1}{4p} \iint_{(z'=0)} \left[\bar{p} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{e^{jkR^+}}{R^+} \right) - \frac{e^{jkR^+}}{R^+} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z'} \right] dx' dy' \quad (3.37)$$

Em que de acordo com a figura 3.9:

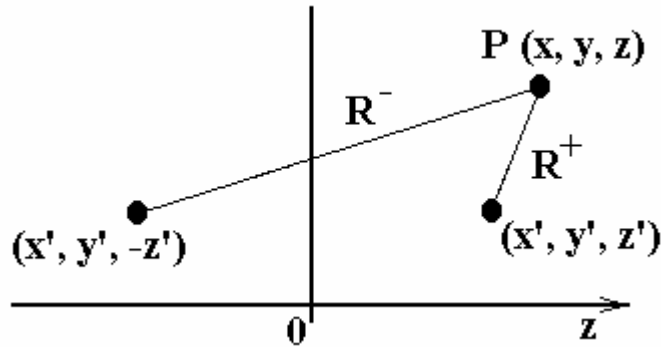


Figura 3.9: Significado geométrico das distâncias R^+ e R^- definidas nas equações e :

$$R^+ = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \quad (z > 0) \quad (3.38)$$

e para o ponto P(x, y, -z) situado no meio-espaço $z < 0$ a equação (3.35) resulta:

$$\frac{1}{4p} \iint_{(z'=0)} \left[\bar{p} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{e^{jkR^-}}{R^-} \right) - \frac{e^{jkR^-}}{R^-} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z'} \right] dx' dy' = 0 \quad (3.39)$$

com:

$$R^- = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2} \quad (3.40)$$

Deve-se notar que:

$$\left. \frac{e^{jkR^+}}{R^+} \right|_{z'=0} = \left. \frac{e^{jkR^-}}{R^-} \right|_{z'=0} \quad (3.41)$$

assim:

$$\left. \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{e^{jkR^-}}{R^-} \right) \right|_{z'=0} = - \left. \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{e^{jkR^+}}{R^+} \right) \right|_{z'=0} \quad (3.42)$$

que substituindo na equação (3.39) resulta:

$$\frac{1}{4p} \iint_{(z'=0)} \left[-\bar{p} \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{e^{jkR^+}}{R^+} \right) - \frac{e^{jkR^+}}{R^+} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z'} \right] dS = 0 \quad (3.43)$$

Subtraindo agora a equação (3.43) da equação (3.37) e dizendo que $R^+ \Big|_{z'=0} = r$, encontra-se:

$$\bar{p}(P) = \frac{1}{2p} \iint_{(z'=0)} \left[\bar{p}(x', y', 0) \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right) \right] dx' dy' \quad (3.44)$$

e para a adição da equação (3.43) com a equação (3.37) com $R^+ \Big|_{z'=0} = r$, têm-se:

$$\bar{p}(P) = \frac{1}{2p} \iint_{(z'=0)} \left[\left(\frac{\partial \bar{p}(x', y', z')}{\partial z'} \right) \frac{e^{jkr}}{r} \right] dx' dy' \quad (3.45)$$

Essas duas últimas equações são conhecidas como *equações da difração de Rayleigh* de primeira e segunda ordem, respectivamente. O uso da terminologia da teoria de equações diferenciais à equação de difração de Rayleigh de primeira ordem, origina solução para um problema de valor de contorno de Dirichlet enquanto a equação de difração de Rayleigh, de segunda ordem, origina solução para um problema de valor de contorno de Neumann.

3.1.4.2. Integrais de Difração de Rayleigh-Sommerfeld

Considerando as mesmas premissas utilizadas anteriormente, e levando-se em conta que se deseja determinar o distúrbio da onda em um ponto P (x, y, z) em um meio espaço $z > 0$ em que a onda se propaga. Como citado anteriormente, pela teoria de Kirchhoff, o campo é igualmente nulo em qualquer local atrás de uma barreira, o que não é correto. Entretanto segundo Born e Wolf, 1999 é aceitável assumir que em uma abertura (A) da barreira $\bar{p} \approx \bar{p}^i$ e $\bar{p} \approx 0$ no lado da sombra (B) com \bar{p}^i representando a pressão no campo incidente (veja figura 3.10). Com essas suposições, a equação da difração de Rayleigh de primeira ordem (equação (3.44)) resulta:

$$\bar{p}(x, y, z) = \frac{1}{2p} \iint_A \left[\bar{p}^i(x', y', 0) \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{e^{jkr}}{r} \right) \right] dx' dy' \quad (3.46)$$

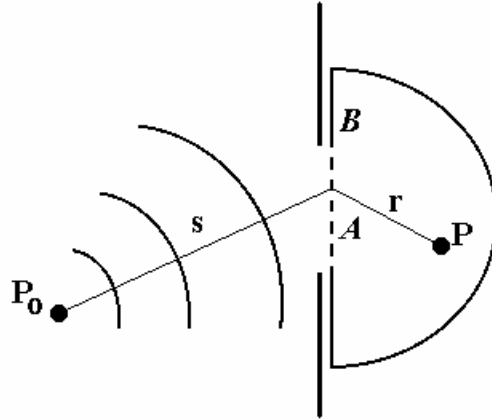


Figura 3.10: Ilustração da derivação da fórmula diferencial de Fresnel-Kirchhoff.

Também é razoável esperar que dentro dessas premissas, $\partial \bar{p} / \partial z \approx \partial \bar{p}^i / \partial z$ na abertura (A) e $\partial \bar{p} / \partial z \approx 0$ no lado da sombra (B). A integral da difração de Rayleigh de segunda ordem resulta na seguinte expressão para $z > 0$:

$$\bar{p}(P) = -\frac{1}{2p} \iint_A \left[\left(\frac{\partial \bar{p}^i(x', y', z')}{\partial z'} \right) \frac{e^{jkr}}{r} \right] dx' dy' \quad (3.47)$$

As equações (3.46) e (3.47) são conhecidas como *integrais da difração de Rayleigh-Sommerfeld* de primeira e segunda ordem respectivamente. Essas foram apresentadas primeiramente por Sommerfeld, 1954, para quando o campo incidente é uma onda esférica divergente, nesse caso:

$$\bar{p}^i = \Gamma \frac{e^{jks}}{s}; \quad \frac{\partial \bar{p}^i}{\partial z} = \Gamma \frac{e^{jks}}{s} \left(jk - \frac{1}{s} \right) \cos(n, s) \quad (3.48)$$

Sendo $\cos(n, s)$ o ângulo entre a normal e o plano da abertura (a direção positiva de z e a direção da difração – veja figura 3.11

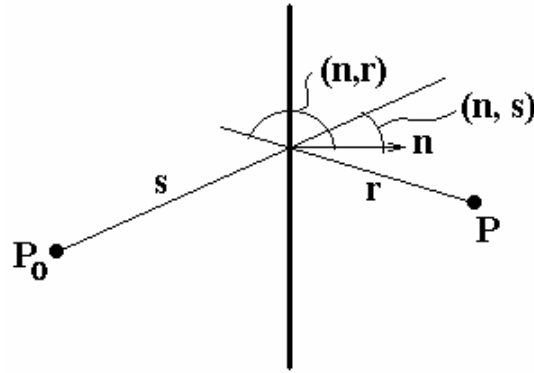


Figura 3.11: Ilustração da derivação da fórmula diferencial de Fresnel-Kirchhoff.

A equação de Rayleigh-Sommerfeld de primeira ordem para a difração resulta em:

$$\bar{p}(x, y, z) = \frac{1}{2p} \iint_A \Gamma \frac{e^{jks}}{s} \left(jk - \frac{1}{r} \right) \frac{e^{jkr}}{r} \cos(n, r) dS \quad (3.49)$$

E para a de segunda ordem.

$$\bar{p}(x, y, z) = -\frac{1}{2p} \iint_A \Gamma \frac{e^{jks}}{s} \left(jk - \frac{1}{s} \right) \frac{e^{jkr}}{r} \cos(n, s) dS \quad (3.50)$$

Sob condições normais $r \gg l$ e $s \gg l$, assim $jk \approx 1/s$ e $jk \approx 1/r$ as equações (3.49) e (3.50) adquirem a forma:

$$\bar{p}(x, y, z) \approx \frac{j\Gamma}{l} \iint_A \frac{e^{jk(r+s)}}{rs} \cos(n, r) dS \quad (3.51)$$

para a primeira ordem e para a segunda:

$$\bar{p}(x, y, z) \approx \frac{-j\Gamma}{l} \iint_A \frac{e^{jk(r+s)}}{rs} \cos(n, s) dS \quad (3.52)$$

Que a título de comparação com a equação de Fresnel-Kirchhoff que nada mais é que a aplicação das mesmas condições de contorno com a equação (3.48) na equação de Helmholtz-Kirchhoff, equação (3.31), ou seja:

$$\bar{p}(x, y, z) = \frac{-j\Gamma}{2I} \iint_A \frac{e^{jk(r+s)}}{rs} [\cos(n, r) - \cos(n, s)] dS \quad (3.53)$$

Nota-se que para pequenos ângulos de incidência e de difração $\cos(n, s) \approx 1$ e $\cos(n, r) \approx -1$, as equações (3.51), (3.52) e (3.53) são iguais. O que em outras palavras significa que ângulos de incidência e de difração pequenos, bem como para grandes distâncias, o campo predito pela teoria de Kirchhoff e o campo dado pelas integrais de Rayleigh-Sommerfeld fornecem os mesmos resultados [Goodman, 1988; Born e Wolf, 1999]. Entretanto a equação de Kirchhoff não é válida para quando o ponto aproxima-se da abertura, onde as integrais de Rayleigh-Sommerfeld são.

Sommerfeld, 1954, relata ainda que o método possui uma vasta aplicabilidade, sendo estendido à acústica quando se trabalha de forma escalar.

3.1.5. Difração de Keller – Teoria Geométrica da Difração

Segundo Keller, 1962, assim como na ótica geométrica, a teoria geométrica da difração assume que a luz viaja ao longo de uma certa linha curva ou reta chamada de raio. Entretanto introduz vários outros, chamados de raios difratados, em adição ao raio original, fazendo, assim, com que alguns desses entrem na região de sombra e outros na região iluminada.

Os raios difratados são produzidos por raios incidentes determinados pelas leis de propagação, reflexão e refração que se chocam com bordas ou vértices de superfícies ou a tocam levemente. É sabido que a ótica geométrica não descreve tais casos, entretanto a teoria de Keller descreve, fazendo uso de várias leis de difração que são análogas às leis de reflexão e refração, utilizando para isso o princípio de Fermat. Os pacotes de ondas difratadas são definidos conforme o princípio de Huygens. Keller introduz ainda um *eikonal* ou função de fase que é constante nessa frente de ondas e que satisfaz a equação *eikonal* comumente utilizada. Torna-se possível estender, então todos os princípios fundamentais da ótica geométrica para a teoria geométrica da difração.

De forma resumida, a teoria de Keller determina o valor de campo para cada raio e calcula o campo total em um ponto como sendo a soma de todos os raios completos nesse ponto. A fase é determinada a partir de um ponto de referência cuja fase é zero e a amplitude varia de acordo com o princípio da conservação de energia.

3.1.5.1. Raios Difrattados por uma Borda

A teoria da difração de Keller, 1957 e 1962, é baseada na premissa de que a propagação de uma onda é um fenômeno local, ou seja, o modo de propagação de um ponto é determinado exclusivamente pelas propriedades do meio e da estrutura do campo em um pequeno contorno arbitrário do ponto. Assim todos os campos devem ter a mesma estrutura local e devem propagar da mesma forma (figura 3.12).

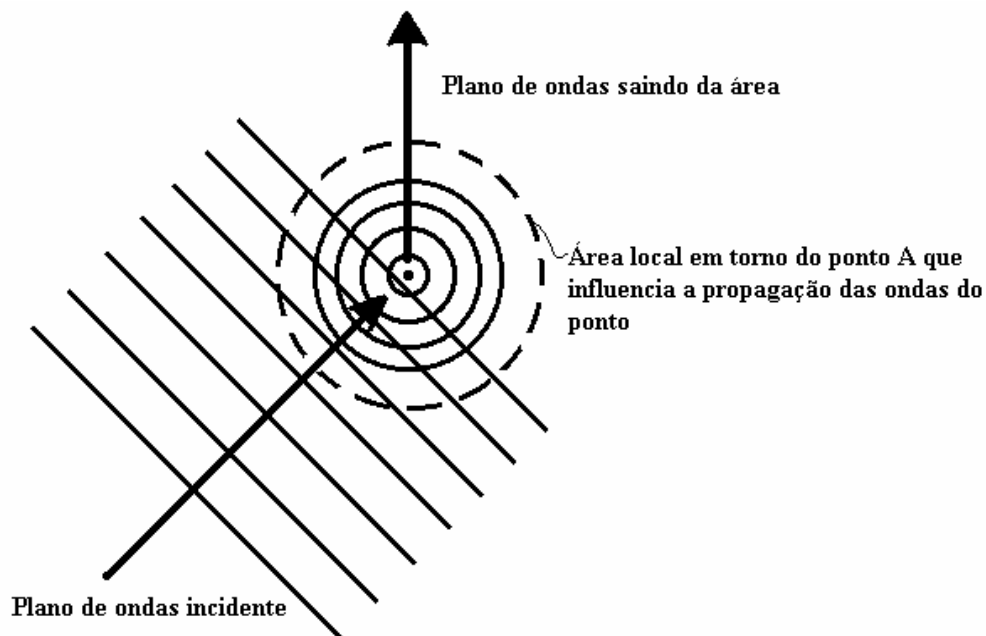


Figura 3.12: Propagação do plano de ondas incidente e ponto arbitrário.

Keller, 1962, utiliza as leis de propagação, reflexão e refração para a determinação da trajetória dos raios entre um ponto emissor e um ponto na borda. É exatamente nesse caso, quando um raio toca a borda que Keller aplica a hipótese que esse raio origina outros raios difratados. Essa hipótese foi testada matematicamente em casos em que os problemas de difração foram resolvidos de outras formas [Keller, 1957 e 1962]. Um desses, é o caso utilizado no

contexto desta tese que é a difração de uma onda plana por uma barreira semi-infinita com borda retilínea, cuja solução exata foi obtida por Sommerfeld, 1954. A solução desse problema resulta em duas ondas planas, a incidente e a refletida, além de uma terceira onda chamada de difratada. Considerando que um raio difratado e o raio incidente correspondente produzem ângulos iguais com a borda e situam-se em lados opostos ao plano normal da borda no ponto de difração. Segue-se então, que infinitos raios difratados são produzidos por um raio incidente. Esses, estão em uma superfície de um cone possuindo como eixo a tangente com a borda no ponto de difração. O meio ângulo do cone é apenas o ângulo entre o raio incidente e a borda. Agora, quando o raio incidente é perpendicular a borda, o cone de raios difratados torna-se um plano perpendicular a borda (figura 3.13 b).

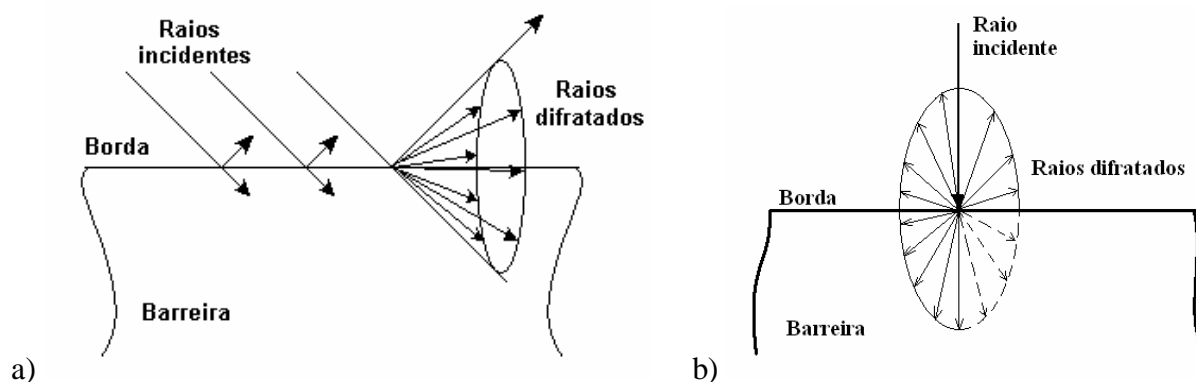


Figura 3.13: a) Raios difratados em cone, produzidos por ondas incidentes que se chocam obliquamente com a borda de uma barreira fina. b) Plano de ondas difratadas produzidas por um raio de incidência normal na borda de uma barreira fina. Os raios difratados são perpendiculares à borda e estão contidos em um plano.

Foi desse exemplo que Keller imaginou a “*Lei da Difração em Bordas*” que é consequência do princípio de Fermat:

“*Um raio difratado e seu raio incidente correspondente, possuem ângulos iguais com a borda no ponto de difração, e espalha-se em lados diferentes em um plano normal ao da borda quando ambos estão em um mesmo meio.*”

3.1.5.2. Difração por Bordas Retilíneas

Considerando um campo f^d de um raio difratado por uma borda [Keller, 1957]. Por simplicidade supõe-se que o raio está em um meio homogêneo, sendo assim uma linha retilínea. Considerando ainda um caso bidimensional em que a borda é uma linha retilínea com o raio incidente estando em um plano normal à borda, assim os raios difratados também são normais à borda e emanam dessa para todas as direções.

Conforme Keller, 1962, se l é o comprimento de onda de um campo incidente f^i , k é o número de onda ($k = 2\pi/l$), r é a distância da borda. Assim a fase de uma onda difratada é a soma de kr com a fase da onda incidente (j^i) na borda. Para encontrar a amplitude $\Gamma(r)$, que é assumida como sendo um escalar, se considera como um tubo de raios, dois raios vizinhos no mesmo plano normal à borda. Dizendo que o tubo é um cilindro de altura unitária, a área do corte transversal desse tubo é proporcional a r e o fluxo que passa por ele é proporcional a $r\Gamma^2$. Uma vez que o fluxo (amplitude) deve ser constante, $\Gamma(r)$ é proporcional a $r^{-\frac{1}{2}}$. Assim, a amplitude também é proporcional à amplitude incidente na borda:

$$\Gamma(r) = V\Gamma^i r^{-\frac{1}{2}}$$

Sendo Γ^i a amplitude do raio incidente, V o coeficiente de difração.

Dessa forma o campo difratado é:

$$f^d = V\Gamma^i r^{-\frac{1}{2}} e^{j(kr+j^i)} = V f^i r^{-\frac{1}{2}} e^{jkr} \quad (3.54)$$

Sendo: f^i o campo de onda incidente; j^i a fase do raio que incide na borda.

Que comparando com a solução exata de Sommerfeld, para a difração de uma onda plana escalar em um meio plano, com uma expansão assintótica para valores altos de kr , concorda perfeitamente com a equação (3.54) resultando que:

$$V = -\frac{e^{j\frac{p}{4}}}{2\sqrt{2kp}\text{sen}b} \left[\sec\left(\frac{1}{2}(q-a)\right) \pm \csc\left(\frac{1}{2}(q+a)\right) \right] \quad (3.55)$$

Sendo: β o ângulo entre o raio incidente e a borda; r a distância da borda e α e θ são os ângulos dados pela figura 3.14.

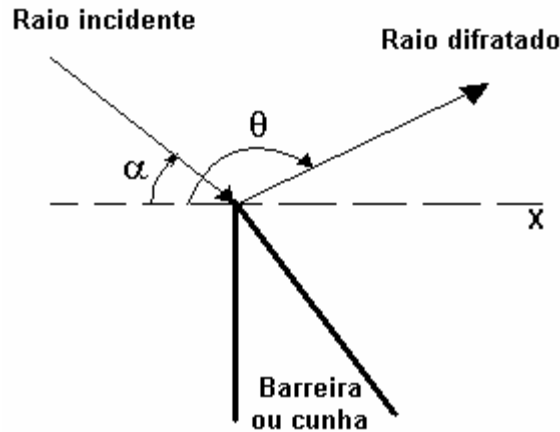


Figura 3.14: Ângulos para a determinação do coeficiente de difração para uma barreira em cunha.

No caso de meio plano ser trocado por uma cunha de ângulo $(2-n)p$, comparando com a equação (3.54) e modificando sua forma para $b \neq p/2$, o resultado para o coeficiente de difração concorda com a solução exata de Sommerfeld com:

$$V = \frac{e^{j\frac{p}{4}} \text{sen}\left(\frac{p}{n}\right)}{n\sqrt{2pk}\text{sen}b} \left[\left(\cos\frac{p}{n} - \cos\frac{q-a}{n} \right)^{-1} \mathbf{m} \left(\cos\frac{p}{n} - \cos\frac{q+a+p}{n} \right)^{-1} \right] \quad (3.56)$$

Para $n = 2$, a cunha torna-se um meio plano e a equação (3.56) reduz-se à equação (3.55).

Observando atentamente as equações (3.55) e a (3.56), pode-se notar que apenas os ângulos de incidência e de difração, o comprimento de onda e as propriedades do meio no ponto de difração, afetam seu coeficiente.

Um ponto importante a ser destacado na teoria geométrica da difração é que essa utiliza as leis de propagação, reflexão e refração para a determinação da trajetória dos raios usuais de um emissor ao ponto em que ocorre a difração (ponto em que o raio incidente toca a borda). Tal fato é de suma importância na determinação do número de raios a serem utilizados para a

determinação, como será visto em capítulos posteriores, do campo sonoro entre emissor e receptor.

3.1.5.3. Raios Geométricos

O uso da Teoria Geométrica da Difração, requer o conhecimento prévio do princípio de Fermat que será descrito em termos de conceitos acústicos através da solução da equação de ondas. Com se sabe, solução da equação de ondas providencia uma solução completa para a propagação sonora [Rayleigh, 1945], entretanto essa não é de fácil obtenção. Existem várias aproximações para a equação cuja solução pode ser calculada para a maioria dos casos de interesse. A mais simples é chamada de equação dos raios ou equação *eikonal* [Pierce, 1994]. Nessa aproximação, a onda viaja através de caminhos de raios que são determinados pela Lei de Snell.

O conceito de uma frente de ondas rege a teoria de *raios geométricos*. Em poucas palavras, uma frente de ondas são os pontos de uma superfície móvel que simultaneamente possuem a mesma forma de onda [Pierce, 1994; Hecht, 1998; Born e Wolf, 1999]. Para um distúrbio com frequência constante, as frentes de ondas são superfícies em que a fase da oscilação da pressão sonora (nos casos em acústica) em qualquer ponto possui o mesmo valor. Não é necessário, entretanto, que a amplitude ao longo de uma frente de ondas seja constante.

3.1.5.3.1. Caminho dos Raios

Se o meio move-se com velocidade \vec{v} , a velocidade da onda $c\vec{n}$ vista por um observador móvel com o fluido torna-se $\vec{v} + c\vec{n}$ em um sistema de coordenadas em repouso [Stokes, 1857, citado por Pierce, 1994]. Aqui \vec{n} é o vetor unitário normal à frente de ondas; cuja direção coincide com a da propagação se o sistema de coordenadas move-se com o fluido do ambiente local cuja velocidade é \vec{v} . Entretanto a direção de propagação vista por um observador estacionário não é necessariamente a mesma que \vec{n} , uma vez que \vec{n} não é independente da velocidade do fluxo de referência.

Seja $\mathbf{x}_p(t)$ um ponto móvel (figura 3.15) que está em uma frente de ondas $t = t(\mathbf{x})$ em um tempo inicial.

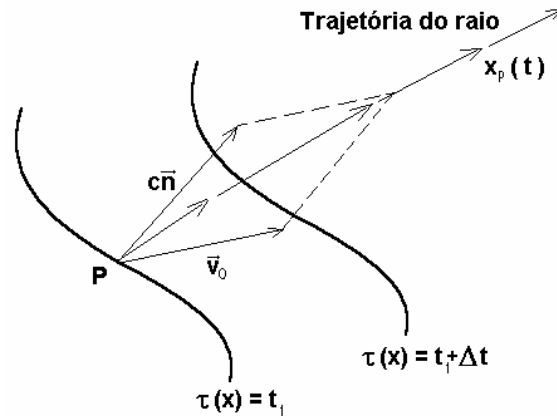


Figura 3.15: Conceito de caminho do raio. O ponto $\mathbf{x}_p(t)$ move-se com velocidade $\mathbf{v} + c\mathbf{n}$ de tal forma que sempre encontra-se na frente de ondas $t = t(\mathbf{x})$ e assim cria traços de um caminho de um raio [Pierce, 1994].

Assim, $\mathbf{x}_p(t)$ sempre estará na frente de ondas móvel se sua velocidade for:

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{v}(\mathbf{x}_p, t) + \mathbf{n}(\mathbf{x}_p, t)c(\mathbf{x}_p, t) = \mathbf{v}_{raio} \quad (3.57)$$

Tanto \mathbf{v} como c podem variar com a posição e com o tempo. A linha descrita no espaço por $\mathbf{x}_p(t)$ versus t é o *caminho do raio* e a função $\mathbf{x}_p(t)$ é uma *trajetória do raio*. A velocidade da frente de ondas normal a si mesma é o produto do lado direito da equação (3.57) com \mathbf{n} ; esse produto igual a $c + \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$ que é menor que a magnitude $|\mathbf{v} + c\mathbf{n}|$ da velocidade do raio \mathbf{v}_{raio} .

A equação (3.57) é suficiente para determinar a frente de ondas em tempos sucessivos e representa uma extensão do princípio de Huygens. Para meios não homogêneos, a equação (3.57), conforme relata Pierce, 1994, torna-se complicada, uma vez que exige conhecimento de \mathbf{n} em cada instante ao longo do caminho. Para contornar esse problema, deriva-se uma equação diferencial adicional que permite prever a taxa de tempo em que \mathbf{n} muda. Ao invés de lidar diretamente com \mathbf{n} , usa-se um *vetor de lentidão da onda* (no original *wave-slowness*) $\mathbf{s}(\mathbf{x}) = \nabla t(\mathbf{x})$, que é paralelo a \mathbf{n} pois ∇t é perpendicular a superfície $t = t(\mathbf{x})$.

O termo *lentidão da onda* aplica-se devido que o recíproco de $|\mathbf{s}|$ é a velocidade $c + \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$ com que a frente de ondas move-se normal a si mesma. A demonstração desse procedimento provém de considerar a frente de ondas em um espaço fechado no tempo t e $t + \Delta t$. Para uma

dada trajetória de raio $\mathbf{x}_p(t)$, a posição em $t + \Delta t$ é aproximadamente $\mathbf{x}_p(t) + \dot{\mathbf{x}}_p(t)\Delta t$, logo $t + \Delta t \approx t(\mathbf{x}_p + \dot{\mathbf{x}}_p\Delta t)$ que por sua vez é aproximadamente $t(\mathbf{x}_p) + \Delta t \dot{\mathbf{x}}_p \cdot \mathbf{g} \nabla t$. Porém, $t = t(\mathbf{x})$ e $\nabla t = \mathbf{s}$, logo isso requer que $\nabla t \cdot \mathbf{g} \dot{\mathbf{x}}_p = 1$, ou da equação (3.57), que:

$$\mathbf{s} \cdot \mathbf{g} (c\mathbf{n} + \mathbf{v}) = 1 \quad c\mathbf{s} \cdot \mathbf{g} \mathbf{n} = 1 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} \mathbf{s} \quad (3.58)$$

Para qualquer ponto dado na frente de ondas em qualquer dado instante. Uma vez que \mathbf{s} é paralelo a \mathbf{n} , têm-se $\mathbf{s} = (\mathbf{s} \cdot \mathbf{g} \mathbf{n}) \mathbf{n}$ e $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{s}}{(\mathbf{s} \cdot \mathbf{g} \mathbf{n})}$, e que assim resulta em:

$$\mathbf{s} = \frac{\mathbf{n}}{c + \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} \mathbf{n}} \quad \mathbf{n} = \frac{c\mathbf{s}}{\Omega} \quad (3.59)$$

Sendo:

$$\Omega = 1 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} \mathbf{s} = 1 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} \nabla t = \frac{c}{c + \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} \mathbf{n}} \quad (3.60)$$

A equação (3.59) concretiza a afirmação que $|\mathbf{s}|^{-1} = c + \mathbf{n} \cdot \mathbf{g} \mathbf{v}$. Também por $\mathbf{n} \cdot \mathbf{g} \mathbf{n} = 1$ e $\mathbf{s} = \nabla t$ a relação anterior fornece:

$$s^2 = \frac{\Omega^2}{c^2} \quad (\nabla t)^2 = \frac{\Omega^2}{c^2} \quad (3.61)$$

Essa equação diferencial parcial é a chamada *equação eikonal* que em ótica o *eikonal* $W(\mathbf{x})$ é definido como $c_0 t(\mathbf{x})$, em que c_0 é a velocidade constante da onda [Born e Wolf, 1999]. A equação (3.61), com $\mathbf{v} = 0$ resulta em $(\nabla W)^2 = (c_0/c)^2$ sendo c_0/c o índice de refração. Em termos de acústica, a introdução de uma velocidade sonora constante é supérflua, logo $t(\mathbf{x})$ é chamado de *eikonal*. (O termo *eikonal* foi introduzido em ótica por H. Bruns em 1895, a versão do *eikonal* utilizada aqui foi derivada do movimento das descontinuidades fracas em um fluido conforme Keller, 1954).

Uma equação diferencial para a taxa do tempo de variação de \mathbf{s} ao longo da trajetória do raio pode ser obtida partindo de:

$$\frac{d\mathbf{s}(\mathbf{x}_p)}{dt} = (\dot{\mathbf{x}}_p \cdot \mathbf{g} \nabla) \mathbf{s} = c(\mathbf{n} \cdot \mathbf{g} \nabla) \mathbf{s} + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{g} \nabla) \mathbf{s} \quad (3.62)$$

Aqui todas as quantidades são avaliadas em $\mathbf{x}_p(\mathbf{r})$. Por \mathbf{n} estar na direção de \mathbf{s} , o primeiro termo tem fator $(\mathbf{s}\mathbf{g}\nabla)\mathbf{s}$ que pode ser expresso como:

$$(\mathbf{s}\mathbf{g}\nabla)\mathbf{s} = -\mathbf{s} \times (\nabla \times \mathbf{s}) + \frac{1}{2} \nabla s^2 = 0 + \frac{1}{2} \nabla \frac{\Omega^2}{c^2} = -\frac{\Omega}{c^2} \nabla (\mathbf{v}\mathbf{g}\mathbf{r}) - \frac{\Omega^2}{c^3} \nabla c \quad (3.63)$$

Reconhecendo-se que $\nabla \times (\nabla t) = 0$ e substituindo para \mathbf{s} na equação (3.61) e posteriormente na equação (3.63) e com $\mathbf{n} = c\mathbf{s}/\Omega$ na equação (3.62) resulta que:

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = -\frac{\Omega}{c} \nabla c - \nabla (\mathbf{v}\mathbf{g}\mathbf{r}) + (\mathbf{v}\mathbf{g}\nabla)\mathbf{s} \quad (3.64)$$

Uma solução pode ser conseguida a partir do vetor de identidade:

$$\nabla (\mathbf{v}\mathbf{g}\mathbf{r}) = \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{s}) + \mathbf{s} \times (\nabla \times \mathbf{v}) + (\mathbf{v}\mathbf{g}\nabla)\mathbf{s} + (\mathbf{s}\mathbf{g}\nabla)\mathbf{v} \quad (3.65)$$

sendo o primeiro termo nulo pois \mathbf{s} é um gradiente.

As equações dos caminhos dos raios são as equações (3.57) e (3.64) que aqui são escritas com a substituição de $\mathbf{n} = c\mathbf{s}/\Omega$ e com a identidade (equação (3.65)) como:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{c^2\mathbf{s}}{\Omega} + \mathbf{v} \quad (3.66)$$

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = -\frac{\Omega}{c} \nabla c - \mathbf{s} \times (\nabla \times \mathbf{v}) - (\mathbf{s}\mathbf{g}\nabla)\mathbf{v} \quad (3.67)$$

ou em coordenadas cartesianas:

$$\frac{ds_i}{dt} = -\frac{\Omega}{c} \frac{\partial c}{\partial x_i} - \sum_{j=1}^3 s_j \frac{\partial}{\partial x_i} v_j \quad (3.68)$$

As três últimas equações não dependem das derivadas espaciais de \mathbf{s} ; se $c(\mathbf{x}, t)$ e $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ são dados e a posição \mathbf{x} do raio e o vetor \mathbf{s} são dados em um tempo t_0 , as equações (3.66) e (3.67) podem ser integradas no tempo para determinar \mathbf{x} e \mathbf{s} em qualquer instante subsequente sem a necessidade de informar sobre a vizinhança dos raios.

3.1.5.3.2. Princípio de Fermat

A aplicabilidade do *princípio de Fermat* (*Pierre de Fermat, 1601 – 1665 – Princípio do Menor Tempo*) para a predição de caminhos como o do ponto receptor da refração é, como já mencionado, a base principal da *teoria geométrica da difração* [Keller, 1962].

Para o princípio de *Fermat* considere que l denota a distância ao longo do caminho de um raio, logo $\frac{d\mathbf{x}}{dl}$ denota a direção do raio. A magnitude da velocidade do raio v_{raio} satisfaz a equação (3.57) e assim [Pierce, 1994]:

$$c\mathbf{n} = v_{raio} \frac{d\mathbf{x}}{dl} - \mathbf{v} \quad (3.69)$$

Entretanto, $\mathbf{n}\mathbf{g}\mathbf{n} = 1$ e $\frac{d\mathbf{x}}{dl}\mathbf{g}\frac{d\mathbf{x}}{dl}$ também vale um, logo v_{raio} satisfaz a equação quadrática:

$$v_{raio} = \frac{\mathbf{r}}{v}\mathbf{g}\frac{d\mathbf{x}}{dl} + \left[c^2 - v^2 + \left(\frac{\mathbf{r}}{v}\mathbf{g}\frac{d\mathbf{x}}{dl} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.70)$$

O tempo que o raio leva par ir de um ponto A a um ponto B, \mathbf{x}_A a \mathbf{x}_B é conseqüentemente:

$$T_{AB} = \int_{l_A}^{l_B} \frac{dl}{\frac{\mathbf{r}}{v}\mathbf{g}\frac{d\mathbf{x}}{dl} + \left[c^2 - v^2 + \left(\frac{\mathbf{r}}{v}\mathbf{g}\frac{d\mathbf{x}}{dl} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.71)$$

Assumindo que c e \mathbf{v} são funções apenas da posição, tal que para um dado caminho do raio elas possam ser consideradas com função da distância l ao longo do caminho.

O *princípio de Fermat* diz que o caminho do raio atual conectando \mathbf{x}_A e \mathbf{x}_B é tal que submete a integral do tempo de propagação T_{AB} estacionário com respeito a pequenas mudanças virtuais no caminho. Se uma variação pequena $\mathbf{x}(l) \rightarrow \mathbf{x}(l) + d\mathbf{x}(l)$ é imposta no caminho atual (veja figura 3.16), a variação resultante dT_{AB} deve ser zero para a primeira ordem no $d\mathbf{x}$.

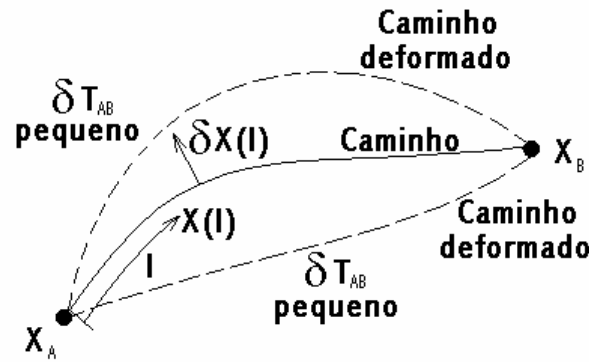


Figura 3.16: Princípio de Fermat: o tempo de propagação do caminho do raio atual conectando dois pontos é estacionário a respeito com pequenas mudanças virtuais.

A prova para quando o caminho não tem reflexões intermediárias provém da troca da variável de integração pela projeção q do caminho do raio em uma linha retilínea conectando \mathbf{x}_A e \mathbf{x}_B , tal que dl torna-se $(\mathbf{x}_q \mathbf{g} \mathbf{x}_q)^{\frac{1}{2}} dq$ e $d\mathbf{x}/dl$ torna-se $\frac{\dot{\mathbf{x}}_q}{(\mathbf{x}_q \mathbf{g} \mathbf{x}_q)^{\frac{1}{2}}}$, sendo $\dot{\mathbf{x}}_q$ a derivação de \mathbf{x} com respeito a q . O tempo de propagação T_{AB} torna-se a integral de zero a $|\mathbf{x}_B - \mathbf{x}_A|$ sobre q de $\dot{\mathbf{L}}(\mathbf{x}_q, \dot{\mathbf{x}})$, em que:

$$\dot{\mathbf{L}}(\mathbf{x}_q, \dot{\mathbf{x}}) = \frac{x_q^2}{v \mathbf{g} \mathbf{x}_q + \left[(c^2 - v^2) x_q^2 + (v \mathbf{g} \mathbf{x}_q)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.72)$$

O requerimento para que o tempo de propagação ser estacionário leva segundo Pierce, 1994, à equação de Euler-Lagrange:

$$\frac{d}{dq} \frac{\partial \dot{\mathbf{L}}}{\partial \dot{\mathbf{x}}_q} - \frac{\partial \dot{\mathbf{L}}}{\partial \mathbf{x}} = 0 \quad (3.73)$$

Manipulando as equações e com as relações dadas, reduz-se a derivada parcial da função $\dot{\mathbf{L}}(\mathbf{x}_q, \dot{\mathbf{x}})$ a:

$$\frac{\partial \dot{\mathbf{L}}}{\partial \dot{\mathbf{x}}_q} = \frac{\mathbf{n}}{n \mathbf{g}'_{\text{raio}}} = \mathbf{s} \quad (3.74)$$

$$\frac{\partial \dot{L}}{\partial \dot{\mathbf{r}}} = - \frac{dl}{dq} \left[\frac{\Omega}{c} \nabla_c + \mathbf{s} \times (\nabla \times \mathbf{v}) + (\mathbf{s} \mathbf{g} \nabla) \mathbf{v} \right] \quad (3.75)$$

v_{raio}

logo a equação (3.73) é equivalente a equação do caminho do raio (equação (3.67)). O *princípio de Fermat* é então consequência das equações do raio.

3.2. Consideração Sobre as Teorias de Difração

Nota-se que os trabalhos da teoria de difração foram realizadas para difração das ondas de luz. Agora, a questão que se segue é: As considerações tomadas para a teoria de raios óticos são válidas para ondas sonoras? A resposta é: Sim, **desde que ambas sejam baseadas na hipótese do potencial escalar** [Sommerfeld, 1954; Shao, et al., 2001].

4. EXPRESSÕES ANALÍTICAS PARA O CÁLCULO DA PROPAGAÇÃO SONORA AO AR LIVRE

Quando se instala uma barreira ao ar livre, diversos efeitos ocorrem quando na propagação sonora de um ponto emissor (E) a um ponto receptor (R). Neste capítulo se procurará analisar isoladamente cada um dos efeitos e juntá-los, posteriormente, de forma a ter-se um método analítico para o cálculo da propagação sonora ao ar livre com o uso de barreiras. Os efeitos aqui considerados são a difração, o solo (que pode refletir ou absorver a onda sonora) e por fim, a atmosfera que faz com que a velocidade do som varie tanto como para as condições climáticas como para a altura.

4.1. Efeito da Difração

4.1.1. Modelo de Kouyoumjian e Pathak

Conforme Jin, et al., 2001, para uma onda difratada por uma cunha, pode-se usar as expressões de Kouyoumjian e Pathak, 1974, ou de Pierce, 1974. Kawai, 1981, comparou ambas as expressões e mostrou que a equação de Kouyoumjian e Pathak é mais precisa que a de Pierce para problemas diversos de bordas, entretanto, são idênticas para uma barreira fina com $v = 2$ (a ser explicado mais adiante). De acordo com Kawai, o erro quando se usa a formulação de Kouyoumjian e Pathak é em torno de 0,5 dB se associado com distâncias menores que $\lambda/4$.

4.1.1.1. Campo Geométrico

Primeiramente, antes de se entrar diretamente no modelo de Kouyoumjian e Pathak, deve-se compreender o significado de campo geométrico.

Quando se descreve os raios sonoros, bem como sua amplitude média como uma analogia com a ótica geométrica com os seus raios de luz e intensidade desses, chama-se a esse, modelo conceitual da acústica geométrica [Morse e Ingard, 1986].

O modelo da acústica geométrica torna-se claro quando se imagina uma frente de ondas qualquer como uma superfície em movimento. Agora, tendo-se um histórico no tempo, por exemplo, a pressão sonora com um único pico de amplitude que chega a um ponto P em um

tempo $\tau(x)$, diz-se que todos os pontos satisfazem $t = \tau(x)$ como forma de descrição da frente de ondas em um tempo t correspondente. Assim, para um distúrbio com frequência constante, as frentes de ondas que são superfícies em que todos os pontos possuem mesmo valor de amplitude e de fase. Agora, supondo-se que $P(t)$, seja um ponto em movimento junto a uma frente de ondas $t = \tau(x)$. A linha descrita no espaço pelo ponto $P(t)$ em um tempo t é o caminho do raio e a função $P(t)$ é a sua trajetória. Tendo-se esses conceitos em mente, pode-se agora trabalhar com o campo sonoro geométrico.

Para se compreender o campo sonoro envolvido no problema da difração, observe a figura 4.1.

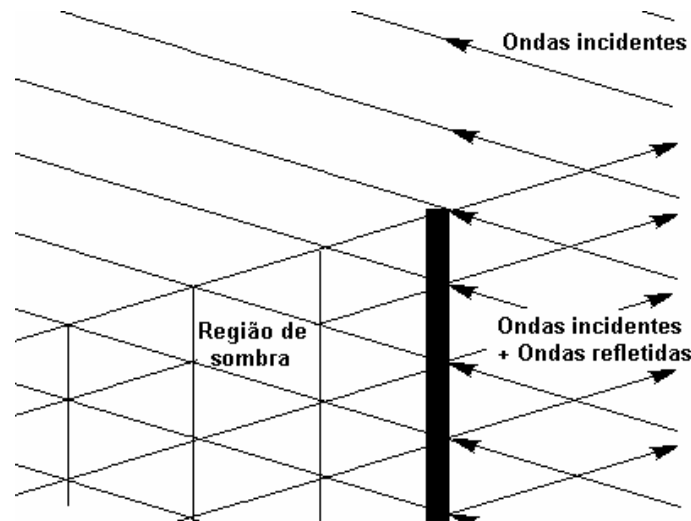


Figura 4.1: Regiões formadas quando ondas incidentes chocam-se com um meio plano opaco.

Nela, pode-se observar que as ondas incidentes ou passam acima do meio plano, formando uma região de apenas ondas incidentes, ou chocam-se formando uma região de ondas incidentes e refletidas, ou no lado oposto ao meio plano opaco formando uma região de sombra. Portanto, segundo vários autores [Pierce, 1974 e 1994; Morse e Ingard, 1986; Blackstock, 2000; Heckt, 1998; Kinsler, et al., 1982; Goodman, 1988] fazendo a combinação entre velocidades potenciais entre um ponto R qualquer distante de uma barreira e um ponto E emissor de uma onda sonora esférica, pode ter o campo total representado por [Kawai, 1981]:

$$f = f^s + f^d \quad (4.1)$$

Sendo: f^s uma onda da ótica geométrica que compreende as ondas incidentes e refletidas e f^d a onda difratada.

Em resumo, se o emissor ou suas imagens são visíveis geometricamente no ponto receptor R, f^e é obtido como a soma das ondas esféricas provindas do emissor. Entretanto, se o emissor não é visível no ponto R, f^e será nulo. Ainda, se o receptor R, encontra-se no contorno entre a região iluminada geometricamente e a região de sombra, assume-se que o emissor é visível no ponto R [Kouyoumjian e Pathak, 1974; Kawai, 1981].

Agora, a onda difratada f^d para uma barreira espessa considerando seus três lados (quando cortada por uma seção) a formarem duas bordas, 1 e 2 (veja figura 4.2), pode ser obtida considerando as bordas 1 e 2 como estando posicionadas ao longo do eixo z de um sistema de coordenadas cilíndricas. Aqui, o ponto emissor E será expresso como $(r_{e1}, \varphi_{e1}, z_e)$ ou $(r_{e2}, \varphi_{e2}, z_e)$ e o receptor R como $(r_{r1}, \varphi_{r1}, z_r)$ ou $(r_{r2}, \varphi_{r2}, z_r)$.

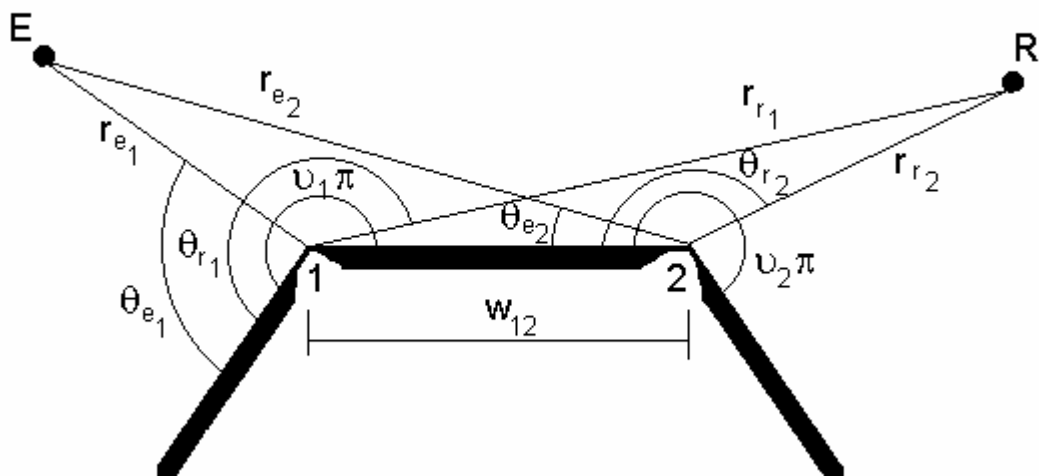


Figura 4.2: Notação para uma barreira de 3 lados.

De acordo com a teoria da difração de Keller, 1957 e 1962, Pierce em 1974 relata que se tanto o ponto emissor quanto o ponto receptor estão longe de cada uma das bordas e a distância entre as bordas (w_{12}) é suficientemente grande, então:

$$kr_{e1}, kr_{e2} \gg 1; kr_{r1}, kr_{r2} \gg 1 \text{ e } kw_{12} \gg 1 \quad (4.2)$$

Portanto a onda difratada f^d pode ser expressa como a soma de cada uma das ondas difratadas e um número infinito de ondas múltiplas difratadas para R como:

$$\begin{aligned} f^d = N(u_1 p - q_{e1}) \{ & N(u_1 p - q_1) f_1^d + N(u_2 p - q_2) f_{12}^d + N(u_1 p - q_1) f_{121}^d + \mathbf{K} \} + \\ & + N(u_2 p - q_{e2}) \{ N(u_2 p - q_2) f_2^d + N(u_1 p - q_1) f_{21}^d + N(u_2 p - q_2) f_{212}^d + \mathbf{K} \} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Sendo: $N(a)$ a função passo unitário definida como:

$$N(a) = \begin{cases} 1 & \text{para } a \geq 0 \\ 0 & \text{para } a < 0 \end{cases}; \quad (4.4)$$

f_1^d é a onda difratada pela borda 1; f_{12}^d é a onda difratada pela borda 1 e 2 e assim por diante.

Kawai, 1981, demonstra que as ondas f_{121}^d e f_{212}^d , difratadas duas ou mais vezes pelas mesmas bordas, podem ser desprezadas quando comparadas com as ondas difratadas apenas uma única vez por tal borda, logo f^d pode ser dada por:

$$\begin{aligned} f^d = N(u_1 p - q_{e1}) \{ & N(u_1 p - q_1) f_1^d + N(u_2 p - q_2) f_{12}^d \} + \\ & + N(u_2 p - q_{e2}) \{ N(u_2 p - q_2) f_2^d + N(u_1 p - q_1) f_{21}^d \} \end{aligned} \quad (4.5)$$

4.1.1.2. Difração da Onda em uma Única Borda

Para se poder elaborar a equação para uma onda difratada por uma barreira espessa deve-se antes deduzir como a onda se difrata primeiro por uma única borda, para depois então, utilizar essa formulação para a difração por dupla borda.

Utilizando então, a formulação de Kouyoumjian e Pathak, 1974, a onda difratada por uma única borda f_i^d é expressa diretamente por meio da solução assintótica:

$$\begin{aligned} f_i^d = \frac{-e^{j\frac{p}{4}}}{\text{sen } b} \sqrt{\frac{L}{p}} \left[f(kL, q - q') e^{j2pL \cos^2\left(\frac{q-q'}{2}\right)} \cdot \text{sign}(p + q' - q) \right. \\ \left. + \text{mf}(kL, q + q') e^{j2pL \cos^2\left(\frac{q-q'}{2}\right)} \cdot \text{sign}(p - q' - q) \right] \end{aligned} \quad (4.6)$$

Sendo:

$$f(kL, b) = \int_{\sqrt{2kL}|\cos b/2|}^{\infty} e^{-jt^2} dt \quad \text{é a integral de Fresnel} \quad (4.7)$$

$$b = q \pm q'$$

$$L = \frac{r(r_e^i + r)r_1^i r_2^i \sin^2 b_0}{r_e^i (r_1^i + r)(r_2^i + r)} \quad (4.8)$$

r é a distância do caminho do raio; r_1 e r_2 são os raios principais de curvatura; q' é o ângulo entre o raio incidente e o contorno entre os raios que tocam a superfície da borda veja figura 4.3; r_e^i é o raio de curvatura da frente de ondas incidentes; b é o ângulo entre o raio incidente e a tangente da borda .

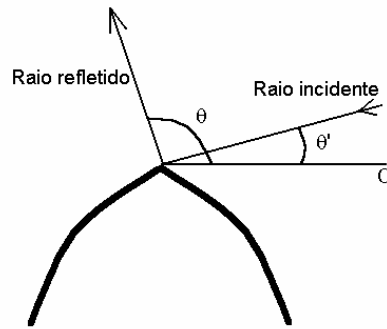


Figura 4.3: Difração em bordas curvilíneas.

Kawai, 1981, reescreve a expressão assintótica da solução de Kouyoumjian e Pathak, para ondas sonoras em uma única borda utilizando a mesma notação de Pierce, 1974 e 1994, mostrada na figura 4.4:

$$f^d = \frac{e^{jkL(r_e+r_r)}}{L(r_e+r_r)} \{V^d[d, q_r - q_e] + V^d[d, q_r + q_e]\} \quad (4.9)$$

$$d = \frac{r_e r_r}{L(r_e + r_r)} \quad e \quad \Theta = q_r \pm q_e \quad (4.10)$$

$$V^d \{Jd, \Theta\} = V^{d+} \{Jd, \Theta\} + V^{d-} \{Jd, \Theta\} \quad (4.11)$$

$$V_i^{d\pm} \{J_i d_i, \Theta\} = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{\sqrt{2pkJ_i d_i}} \frac{1}{2u_i} \cot \frac{p \pm \Theta}{2u_i} \cdot F^* \{J_i c_i^\pm(\Theta)\} \quad (4.12)$$

Aqui:

$$L(r_e + r_r) = \sqrt{(r_e + r_r)^2 + (z_e + z_r)^2} \quad (\text{como definido por Pierce, 1974}) \quad (4.13)$$

$$F^*(x) = -2j\sqrt{x}e^{-jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{jt^2} dt \quad (\text{cuja solução da integral é dada pela equação 3.22}) \quad (4.14)$$

$$c_i^\pm(\Theta) = 2kd_i \cos^2\left(\frac{2N^\pm u_i p - \Theta}{2}\right) \quad (4.15)$$

z_e e z_r são os valores da coordenada z do ponto emissor e receptor. O coeficiente ϑ é introduzido para o caso de difração múltipla, aqui, como a difração ocorre em uma única borda, $\vartheta = 1$. A função V representa o coeficiente de difração na borda, q_e e q_r são os ângulos vistos na figura 4.4; r_e é a distância do emissor a borda; r_r é a distância da borda ao receptor; E é o ponto emissor; R é o ponto receptor; $u_i p$ é o ângulo da borda, no caso uma cunha; e N é dado por:

$$N^+ = \begin{cases} 0 & \text{para } \Theta \leq u_i p - p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_i p - p \end{cases} \quad (4.16)$$

$$N^- = \begin{cases} -1 & \text{para } \Theta < p - u_i p \\ 0 & \text{para } p - u_i p \leq \Theta \leq u_i p + p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_i p + p \end{cases} \quad (4.17)$$

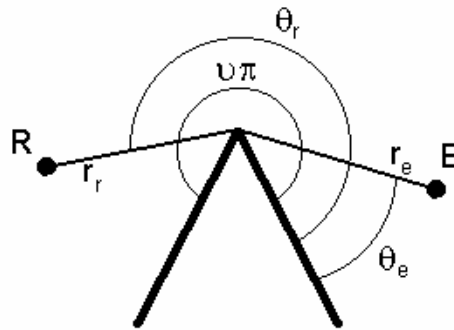


Figura 4.4: Notação para difração em uma única borda.

Pode-se ainda expressar f^d pela primeira ou segunda solução assintótica de Pierce, 1974 (equações 5a ou 5b do artigo), entretanto este não é o objetivo do trabalho.

4.1.1.3. Difração da Onda em Dupla Borda

Agora, com o conhecimento prévio sobre difração em uma única borda, pode-se passar para a aplicação em dupla borda.

De acordo com a teoria de Keller, 1962, uma onda f^d difratada por apenas uma única borda pode ser expressa como:

$$f^d = f^i(P_e) V_n(E, R) \cdot e^{jkL_b} \sqrt{\frac{L_a}{L_b(L_a + L_b)}} \quad (4.18)$$

Sendo $f^i(P_e)$ a onda incidente no ponto P_e da difração da borda n , como mostra a figura 4.5.a e b; V_n o coeficiente de difração e L_a e L_b dados por:

$$f^i(P_e) = \frac{e^{jkL_a}}{L_a} \quad (4.19)$$

$$L_a = \frac{r_{e_n}}{\text{sen}b_n}; \quad L_b = \frac{r_{r_n}}{\text{sen}b_n} \quad (4.20)$$

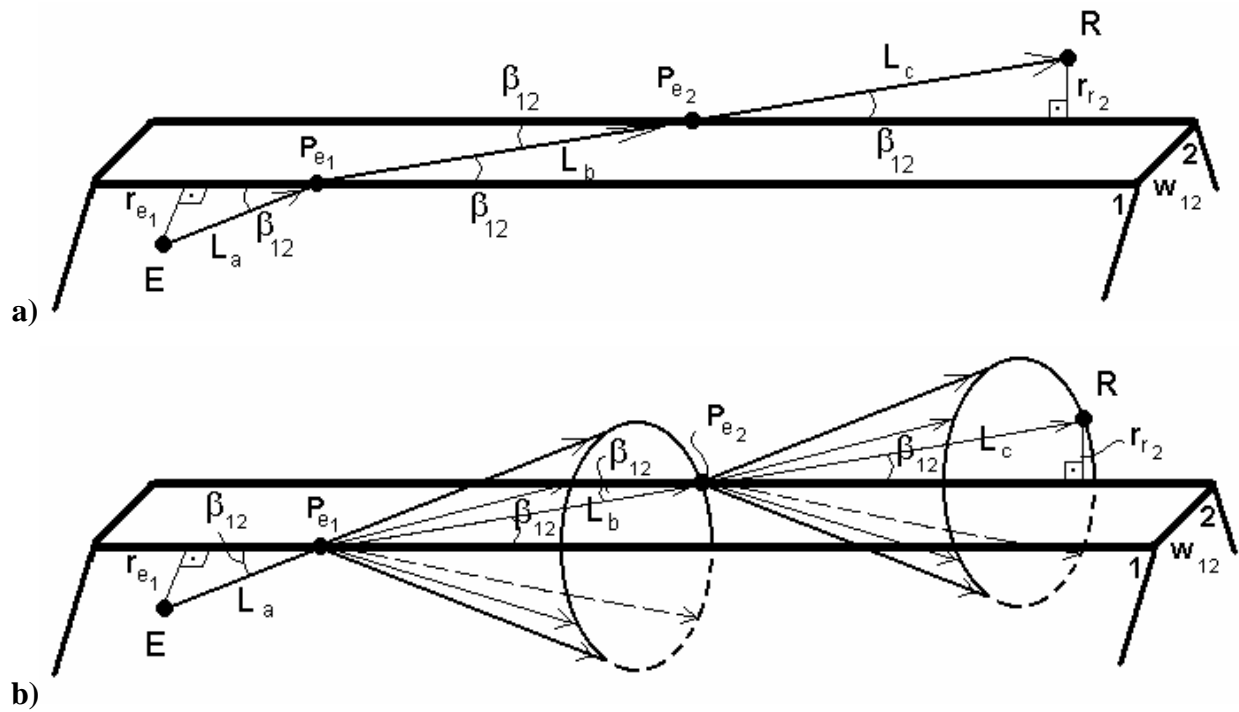


Figura 4.5: a) Trajetória dos raios difratados em duas bordas; b) raios difratados pelas duas bordas.

As figuras 4.5.a e 4.5.b mostram os conceitos descritos por Keller (veja capítulo 3.1.5) em que exemplificam para o caso de uma barreira espessa a trajetória dos raios difratados em duas bordas (a) e o cone formado devido a onda incidente chocar-se com a borda com um ângulo qualquer (b).

A expressão para o coeficiente de difração entre os pontos E e R para uma única borda provém da equação (4.9) com:

$$V_n(E, R) = V_n(r_{e_n}, q_{e_n}, r_{r_n}, q_{r_n}) = \frac{1}{\text{sen} b_n} \sqrt{d} \cdot \{V_n^d[d, q_{r_n} - q_{e_n}] + V_n^d[d, q_{r_n} + q_{e_n}]\} \quad (4.21)$$

Uma onda f_{12}^d duplamente difratada pode ser expressa como uma onda difratada por uma borda sobre outra [Kawai, 1981], isto é, a onda sai de E incide sobre a borda 1 no ponto P_{e1} difratando-se uma vez, propaga-se então até a borda 2 no ponto P_{e2} difratando-se pela segunda vez para então propagar-se até o ponto R. Tal evento pode ser observado tanto na figura 4.5.a como na figura 4.6 a seguir.

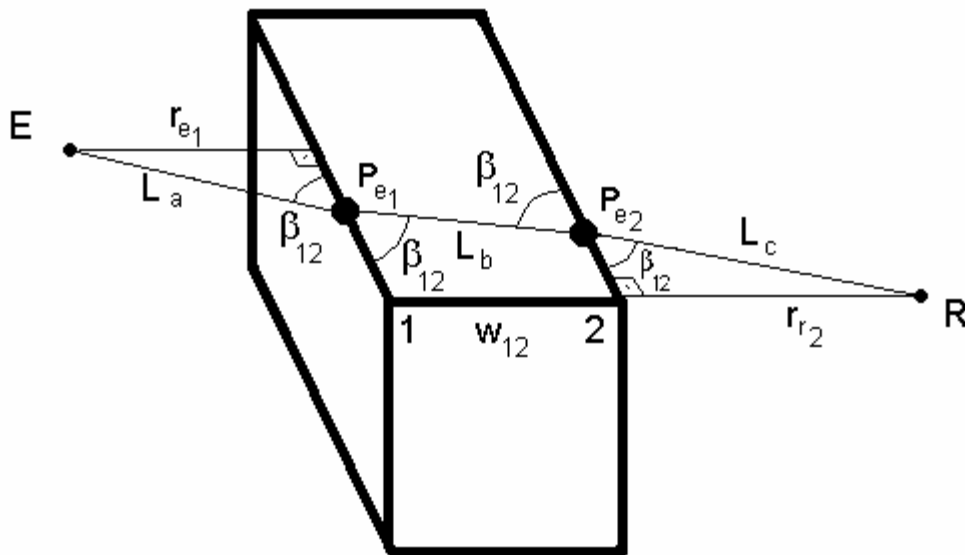


Figura 4.6: Raio de onda duplamente difratado pelas bordas 1 e 2.

Em outras palavras, para ondas difratadas duas vezes, o campo sonoro pode ser obtido multiplicando-se os termos da difração em uma única borda [Pierce, 1974 e 1994]. Aqui se deve ressaltar que a idéia de Pierce e de Kawai, para trabalhar com a difração múltipla, ocorre apenas em perfis “convexos” de borda, onde todos os ângulos externos $\forall \pi$ são maiores que π . Apesar disso, Jin, et al., 2001, aplicam também para ângulos menores que π , obtendo ótimos resultados, apesar da teoria de difração de Pierce ser válida apenas quando $p < up \leq 2p$. Para o presente estudo, entretanto, esse fato não é preocupante, pois se está trabalhando com ângulos maiores que π .

Assim, a difração que vai da borda 1 para a borda 2 é:

$$f_{12}^d(E, R) = f^i(P_{e2}) V_2(r_{e1} + w_{12}, 0, r_{r2}, q_{r2}) \cdot e^{jkL_c} \sqrt{\frac{(L_a + L_b)}{L_c [(L_a + L_b) + L_c]}} \quad (4.22)$$

Sendo $f^i(P_{e2})$ a onda difratada na borda 1, ou seja:

$$f^i(P_{e2}) = \frac{e^{jk(L_a + L_b)}}{2L_a} V_1(R, P_{e2}) \sqrt{\frac{L_a}{L_b (L_a + L_b)}} \quad (4.23)$$

Substituindo então as equações (4.23) e (4.22) na equação (4.21), têm-se:

$$f_{12}^d(E, R) = 2 \frac{e^{jkL(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \cdot V_1^d[J_1 d_1, u_1 p - q_{e1}] \cdot V_2^d[J_2 d_2, q_{r2}] \quad (4.24)$$

Sendo:

$$d_1 = \frac{r_{e1} (w_{12} + r_{r2})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \quad (4.25)$$

$$d_2 = \frac{(r_{e1} + w_{12}) r_{r2}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \quad (4.26)$$

$$L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2}) = \sqrt{(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})^2 + (z_e + z_r)^2} \quad (4.27)$$

$J_{1,2}$ são dados pelas equações (4.29) e (4.30) a seguir; $u_1 p$ é o ângulo da borda da barreira, no caso de uma barreira com a forma de um paralelepípedo (figura 4.6) $u_1 p = \frac{3p}{2}$; V_1 é o coeficiente de difração para borda considerada e é calculado pelas equações de (4.11) a (4.17).

Agora, quando o emissor está localizado no ponto $R(r_{r2}, q_{r2}, z_r)$ e o receptor no ponto $E(r_{e1}, q_{e1}, z_e)$ a difração dupla da onda f_{21}^d , isto é sai da borda 2 e vai para a borda 1, têm-se então:

$$f_{21}^d(R, E) = 2 \frac{e^{jkL(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \cdot V_1^d[J_1 d_1, u_1 p - q_{e1}] \cdot V_2^d[J_2 d_2, q_{r2}] \quad (4.28)$$

Para assegurar a continuidade do campo sonoro e a reciprocidade, os coeficientes ϑ_1 e ϑ_2 são escolhidos como:

$$\begin{aligned}
 \text{para } c_1^-(\mathbf{u}_1\mathbf{p} - \mathbf{q}_{e1}) \leq c_2^-(\mathbf{q}_{r2}) &\rightarrow J_1 = J \text{ e } J_2 = 1 \\
 \text{para } c_1^-(\mathbf{u}_1\mathbf{p} - \mathbf{q}_{e1}) > c_2^-(\mathbf{q}_{r2}) &\rightarrow J_1 = 1 \text{ e } J_2 = J
 \end{aligned}
 \tag{4.29}$$

com:

$$J = \frac{w_{12}(w_{12} + r_{e1} + r_{r2})}{(w_{12} + r_{e1})(w_{12} + r_{r2})}
 \tag{4.30}$$

Uma vez que a reciprocidade não necessariamente é satisfeita aplicando-se estritamente a teoria de Keller, essa pode ser satisfeita pelo método de Pierce que fornece uma onda duplamente difratada, baseada na sua primeira solução assintótica para uma única borda. A condição para a reciprocidade é detalhada no Anexo 4.

4.2.2. Caminhos da Difração

Para os modelos baseados na difração, a pressão sonora no receptor é determinada pela soma da contribuição de cada caminho difratado à medida que a onda de pressão se propaga do emissor. As figuras 4.7, 4.8 e 4.9 ilustram os diferentes caminhos ao redor de uma barreira, tanto para os casos de uma geometria bidimensional como para uma geometria tridimensional.

Segundo Gerges, 1992, quando se trabalha tridimensionalmente, a pressão total é obtida apenas pela soma da difração pela borda superior e as duas bordas extremas, veja figura 4.7, sem considerar os caminhos provocados pela reflexão [ISO 9613-2, resumida no Anexo 5].

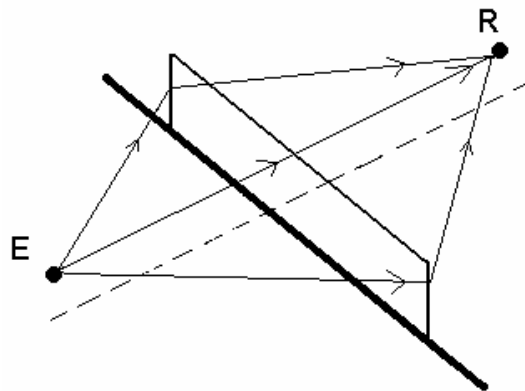


Figura 4.7: Caminhos da difração para uma barreira finita.

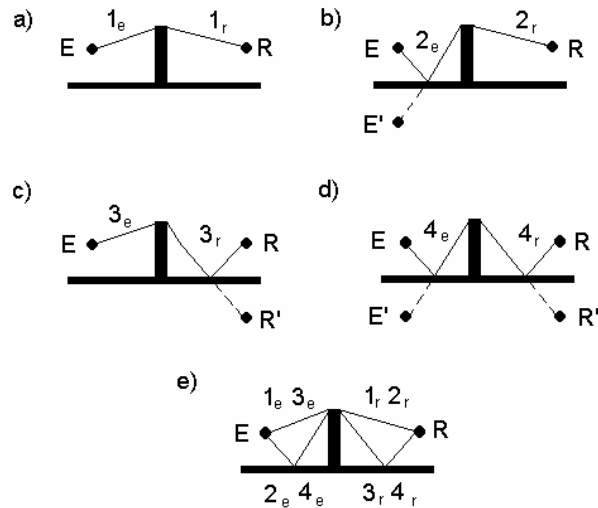


Figura 4.8: Caminhos da difração para uma barreira de geometria bidimensional.

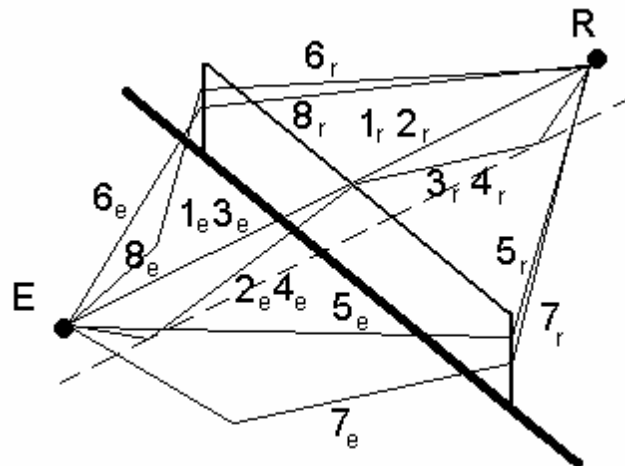


Figura 4.9: Caminhos da difração para uma barreira de comprimento finito e de geometria tridimensional.

Vários autores consideram que a pressão total é obtida pela soma do caminho direto com os caminhos dos possíveis raios refletidos (veja figuras 4.8 e 4.9) [Seznec, 1980; Embleton, 1996; Defrance e Gabillet, 1999; Jin, et al., 2001], e no caso de uma atmosfera não homogênea adiciona-se ainda os raios refratados. Tal consideração é perfeitamente condizente com os modelos baseados na Teoria Geométrica da Difração [Keller, 1962]. Uma vez que a Teoria Geométrica da Difração considera que os raios difratados são produzidos por raios incidentes determinados pelas leis de propagação, reflexão e refração que se chocam com a borda de um objeto, utilizando para isso o princípio de Fermat. Assim, para o caso de uma barreira sobre um

solo plano soma-se a contribuição de cada um dos caminhos para obter-se o campo sonoro total como:

$$f_{total} = \sum_{i=1}^n f_{di} \quad (4.31)$$

Sendo i ($i = 1,2,3\dots n$) denota os caminhos considerados e n o número de caminhos. Para o caso de geometria bidimensional, $n = 4$ (figura 4.7); para geometria tridimensional, $n = 8$ (figura 4.8).

Note que para uma geometria tridimensional existem na verdade 10 caminhos diferentes possíveis, entretanto, segundo Lam, 1994, e Muradali e Fyfe, 1998 e 1999, apenas 8 dos quais são aplicáveis para qualquer configuração emissor-receptor. Quando o receptor está próximo do solo, os caminhos 7 e 8 são trocados pelos caminhos 9 e 10 que consideram a reflexão do solo no lado do receptor, e desconsideram a reflexão no lado do emissor.

Outra forma de consideração dos caminhos é relatada por Lam, 1994, que descreve um princípio baseado no conceito do caminho mínimo de difração para um solo de superfície perfeitamente refletora. Apesar de originalmente ser concebido para o modelo de Maekawa, 1968, Muradali e Fyfe, 1998, ampliaram o seu uso para incorporar os modelos de difração de Kurze e Anderson, 1971, e de Pierce, 1974, em situações bi e tridimensionais. O princípio consiste basicamente em representar a pressão no i -ésimo caminho difratado como:

$$f_i = \Gamma_i e^{j\phi_i} g(kd_i) \quad (4.32)$$

Sendo: Γ_i , ϕ_i e d_i são a mudança de amplitude na difração, a mudança de fase na difração e o comprimento do caminho da onda difratada, respectivamente. A função g é a propagação geométrica para o campo de dispersão considerado.

Para uma melhor compreensão, chama-se de campo de dispersão o meio onde a onda sonora se propaga. Conforme Pierce, 1994 e Hecht, 1998, entre outros, se:

§ a distância entre o emissor e um obstáculo for muito menor que distância entre o obstáculo e o receptor, usa-se a dispersão por ondas esféricas, o que dispensa qualquer má concepção de que a onda difratada dispersa-se cilíndricamente (com amplitude proporcional a $r^{-1/2}$).

§ a distância entre o emissor e um obstáculo for muito maior que distância entre o obstáculo e o receptor, a dispersão por ondas cilíndricas pode ser uma boa aproximação.

Continuando. Observando-se a equação (4.32) a pressão total no receptor será a soma das pressões de cada um dos caminhos, ou seja:

$$f_{total} = \sum_{i=1}^n f_i = \sum_{i=1}^n \Gamma_i e^{j\beta_i} g(kd_i) \quad (4.33)$$

Sendo: n o número de caminhos considerados.

Para problemas 2D, ou seja considerar as ondas como planas, $n = 4$ e $g(kd_i) = -jH_0^{(1)}(kd_i)$ que é a função de Hankel de primeira classe e ordem zero.

$$H_0^{(1)}(x) = J_0(x) + jY_0(x)$$

$J_0(x)$ é a função de Bessel de primeira classe e ordem zero, e $Y_0(x)$ é a função de Bessel de segunda classe e ordem zero.

Para problemas 3D, ou seja considerar as ondas como esféricas, $n = 8$ e o termo de propagação esférica é $g(kd_i) = \frac{e^{-jkd_i}}{d_i}$.

Agora, se observarmos bem, não existe diferença entre as equações (4.33) e (4.31) quando trabalha-se com modelos 3D que consideram a mudança de fase, amplitude e o comprimento do caminho, tais como os modelos de Pierce e de Kouyoumjian e Pathak. E em situações 2D a única mudança é a troca do termo de propagação esférica pela cilíndrica representada pela função de Hankel.

4.2.3. Condicionamento da Frequência para Barreiras Espessas

Sabe-se que a eficiência de uma barreira é baseada na diferença entre o comprimento do caminho do raio entre o emissor e o receptor sobre o topo da barreira e o comprimento do

caminho direto entre o emissor e o receptor. Adicionalmente, a eficiência é baseada na relação entre o comprimento de onda e as distâncias entre emissor - barreira, receptor - barreira e espessura da barreira.

Conforme Kawai, 1981, a condição necessária para que o modelo de Kouyoumjian e Pathak apresente um pequeno erro de aproximação da solução assintótica, é que:

$$\frac{kr_e r_r}{L(r_e + r_r)} = \frac{kr_e r_r \text{sen} b}{(r_e + r_r)} \geq \frac{p}{4} \quad (4.34)$$

Ou, após algumas manipulações:

$$r_e \text{sen} b, r_r \text{sen} b \geq \frac{l}{4} \quad (4.35)$$

Agora, no caso de ondas duplamente difratadas, ou seja, barreiras espessas, têm-se adicionalmente a condição:

$$r_e \text{sen} b, r_r \text{sen} b, w_{12} \text{sen} b \geq \frac{l}{4} \quad (4.36)$$

Observando a equação (4.36) nota-se que para o caso de baixas frequências não existe solução, uma vez que a condição não é satisfeita. Entretanto, a solução para uma única borda deve ser muito próxima da solução verdadeira desde que satisfaça a condição da equação (4.35). Assim, pode-se utilizar para baixas frequências o modelo de difração de uma única borda e para as restantes o modelo de difração de dupla borda.

Ögren, 1997, apresenta uma idéia bem simples para a transição entre o modelo de uma borda e o de dupla borda. Essa consiste em fornecer pesos para faixas de frequência de 1/3 de oitavas dentro do espectro analisado. A hipótese originalmente elaborada para o modelo de Pierce, 1974, foi aqui adaptada para o modelo de Kouyoumjian e Pathak e essa consiste em:

- Calcular a frequência limite por:

$$f_{\text{lim}} = \frac{c_0}{4w_{12} \text{sen} b} \quad (4.37)$$

Sendo para casos 2D, com barreiras na forma de um paralelepípedo:

$$b = \frac{p}{2} \quad (4.38)$$

E para casos 3D, com barreiras na forma de um paralelepípedo:

$$b = \frac{P}{2} - \arccos \frac{x_2 - x_1}{d_0} \quad (4.39)$$

Sendo: $d_0 = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$; e o sistema de coordenadas dado pela figura 4.10.

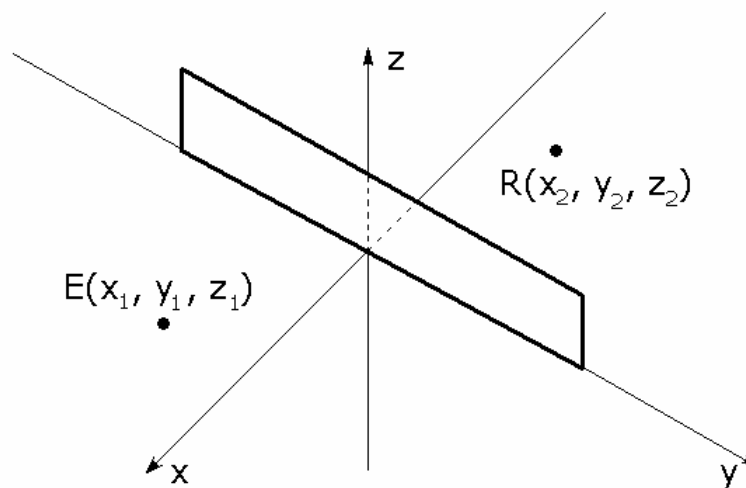


Figura 4.10: Sistema de coordenadas.

- A partir da primeira banda de 1/3 de oitava em que a frequência central é maior que a f_{lim} , têm-se a solução por difração dupla.
- Para bandas de 1/3 de oitavas menores, adiciona-se à solução um fator de peso η na equação do campo difratado.

$$f = (1-h)f_{dupla} + hf_{única} \quad (4.40)$$

Sendo $h = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$ e $1,0$ para as frequências de 1/3 de oitava restantes em ordem decrescente.

Ou seja, se chamarmos f_c a frequência central da banda de 1/3 de oitava, f_i a frequência inferior da banda e f_s a frequência superior da banda. Se $f_{lim} > f_c$ então $h = 0$, tendo a sim a solução por dupla borda.

Chamando ainda:

f_{c1} a primeira frequência central inferior a f_c ;

f_{c2} a segunda frequência central inferior a f_c ;

f_{c3} a terceira frequência central inferior a f_c ;

f_{c4} a quarta frequência central inferior a f_c ;

f_{c5} a quinta frequência central inferior a f_c .

Assim, teremos os fatores de peso para a equação (4.40) dados por:

$$h = 0,2 \quad \text{para} \quad 2^{-\frac{1}{6}} f_{c1} < f \leq 2^{\frac{1}{6}} f_{c1}$$

$$h = 0,4 \quad \text{para} \quad 2^{-\frac{1}{6}} f_{c2} < f \leq 2^{\frac{1}{6}} f_{c2}$$

$$h = 0,6 \quad \text{para} \quad 2^{-\frac{1}{6}} f_{c3} < f \leq 2^{\frac{1}{6}} f_{c3}$$

$$h = 0,8 \quad \text{para} \quad 2^{-\frac{1}{6}} f_{c4} < f \leq 2^{\frac{1}{6}} f_{c4}$$

$$h = 1,0 \quad \text{para} \quad f \leq 2^{\frac{1}{6}} f_{c5}$$

Note que quando h variar entre 0,2 e 0,8 tem-se a transição do modelo de dupla borda para o de uma única borda. Agora quando $h = 1$, tem-se então a solução por apenas uma única borda.

Como exemplo a figura 4.11 mostra a união do modelo de uma borda com o modelo de dupla borda. A barreira em questão possui 4,0 m de altura e espessura de 0,25 m o que resulta em uma frequência limite de 344,9 Hz. Tanto o emissor quanto o receptor estão a 2,0 m do solo e afastados em 30,0 m e 20,0 m da barreira respectivamente.

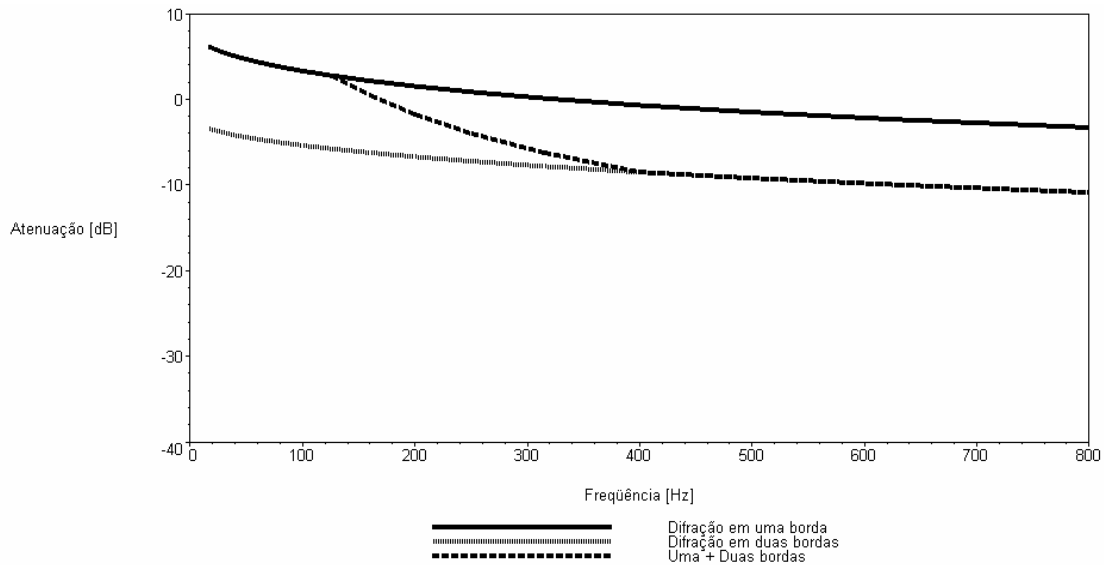


Figura 4.11: Difração por uma barreira espessa, a solução é obtida pela linha tracejada que une os modelos de uma e dupla borda.

4.2.4. Atenuação pelo Efeito da Difração

A atenuação devido à inserção de uma barreira é definida como a razão logarítmica entre o campo sonoro quando não há um obstáculo e o campo sonoro quando existe tal obstáculo [Pierce, 1994; Jean, et al., 1999], ou seja:

$$A^d = 10 \log_{10} \left(\frac{f_0}{f_{total}} \right)^2 \quad [\text{dB}] \quad (4.41)$$

em que o f_{total} é dado pelas equações (4.31) ou (4.33) conforme se o modelo considerado é tri ou bidimensional.

Ou, para cada um dos n caminhos:

$$A_n^d = 10 \log_{10} \left(\frac{f_0}{f_n} \right)^2 \quad [\text{dB}] \quad (4.42)$$

em que f_n é dado pela equação (4.9) ou (4.24) para o caminho n considerado; f_0 é o campo sonoro quando a onda propaga-se livre de obstáculos, considerando a reflexão do solo, dado por [Robertson, 1999; Attenborough, et al., 2000; Jin, et al., 2001]:

$$f_0 = \sum_{i=1}^n \frac{e^{jkd_i}}{d_i} = \frac{e^{jkd_1}}{d_1} + \frac{e^{jkd_2}}{d_2} \quad (4.43)$$

em que a distância d_i ($i = 1, 2$) inclui o caminho direto (d_1) e o refletido (d_2):

$$\begin{aligned} d_1 &= \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} \\ d_2 &= \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (-z_1 - z_2)^2} \end{aligned} \quad (4.44)$$

4.2. Efeito do Solo

Ultimamente tem-se aumentado o reconhecimento de que esquema para predição do nível de pressão sonora, em ambientes externos necessita-se, além de outros fatores, do conhecimento da natureza superficial do solo [Embleton, 1996]. Principalmente sabendo-se que as propriedades acústicas da superfície do solo são particularmente importantes para frequências menores que 500 Hz. Segundo Attenborough, 1985, abaixo dessas frequências, o solo exerce um efeito que tende a sobressair-se dos efeitos causados pelo vento, gradiente de temperatura e turbulência. Ainda, abaixo de 250 Hz, a influência do solo é o fator mais importante na propagação de raios sonoros que “quase o tocam levemente”.

O efeito do solo na propagação sonora é basicamente determinado pela impedância do solo sendo fortemente um efeito dependente da frequência [Delany e Bazley, 1971; Van Moorhem, 1975; Chien e Soroka, 1980; Habault, 1980 e 1981; Habault e Filippi, 1981; Jong, et al., 1983; Attenborough, 1985; Habault e Corsain, 1985; Morse e Ingard, 1986; Dunn e Davern, 1986; Anderson e Kurze, 1992]. Por exemplo, considerando um emissor pontual sobre uma superfície infinitamente rígida, tem-se a princípio dois raios sonoros, o direto e o refletido. Esses dois raios interferem-se, causando decréscimos na resposta em frequência onde as distâncias dos raios são $n\lambda + \lambda/2$ com $n = 0, 1, 2, \dots$ [Ögren, 1997]. Agora quando se tem a superfície com uma impedância acústica específica, os raios refletidos são afetados tanto em magnitude quanto em fase, fazendo assim variar a resposta em frequência.

4.2.5. Impedância Acústica

Como já mencionado anteriormente, a impedância acústica específica é definida como sendo a razão complexa da pressão sonora da velocidade efetiva da partícula normal à superfície, em um determinado ponto conforme resume a equação (4.45) (figura 4.12). A unidade no SI é Ns/m^3 e a palavra “específica” implica em “por unidade de área” uma vez que a pressão é força por unidade de área [Morse e Ingard, 1986].

$$Z(w) = \frac{p}{\bar{v} \bar{n}} \quad (4.45)$$

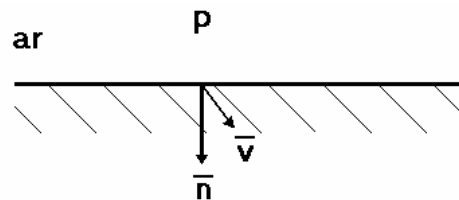


Figura 4.12: Definição da impedância acústica específica.

A admitância, simbolizada como Y no texto, é a inversa da impedância. A parte real da impedância é chamada de resistiva e a imaginária de reativa.

Para caracterizar uma superfície, geralmente condiciona-se a impedância da superfície normalizando-a com a impedância do ar, $Z_{normalizada} = Z / r_0 c_0$, sendo r_0 a densidade do ar e c_0 a velocidade do som no ar. No texto a seguir a impedância acústica específica normalizada será referida como impedância.

4.2.6. Reação Local e Estendida

Segundo Ögren, 1997, a superfície é chamada de localmente reativa se a velocidade da partícula $\bar{v} \bar{n}$ em um ponto, depende apenas da pressão (p) nesse mesmo ponto. Quando não ocorre de tal fato, chama-se superfície estendida reativa. O fato de que a superfície seja localmente reativa faz com que se assuma que a impedância seja independente do ângulo de incidência da onda. Ainda segundo Ögren, não há evidências de que superfícies normalmente

usadas como solo não possam ser classificadas como localmente reativas, com exceção de superfícies muito macias como neve fofa.

4.2.7. Modelos de Impedância

Como já mencionado, o efeito do solo plano na propagação de uma onda sonora é determinado principalmente pela impedância, sendo esse fortemente dependente da frequência. Assumindo algumas hipóteses sobre as propriedades físicas do solo, pode-se construir um modelo teórico da impedância. O propósito de um modelo de impedância é descrever como essa varia com a frequência conforme alguns parâmetros. Dentre os modelos, o mais simples, de apenas um parâmetro, é o de Delany e Bazley, 1970, que usa a resistência ao fluxo (σ) como parâmetro. Outro modelo, já não tão simples, que pode ser citado é o de Attenborough, 1985, esse é baseado em quatro parâmetros que inclui a resistência ao fluxo, a porosidade, o fator de forma dos grãos e o fator de forma dos poros. Entretanto, apesar do modelo de Attenborough apresentar resultados melhores que o modelo de um parâmetro de Delany e Bazley, para terrenos de areia ou terra, para outros tipos de superfícies tornam-se difíceis obter-se os quatro parâmetros (veja Anexo 6 para esse e outros modelos). Assim, utilizar-se-á aqui o modelo de um parâmetro de Delany e Bazley, 1970, para o cálculo do coeficiente de admitância acústica (Y) para uma superfície espessa caracterizada pela resistência ao fluxo (σ) onde os valores típicos podem ser obtidos pela tabela 4.1:

$$Z = \frac{1}{Y} = \left[1 + 9,07 \left(\frac{1000f}{s} \right)^{-0,75} + j \cdot 11,90 \left(\frac{1000f}{s} \right)^{-0,73} \right] \quad (4.46)$$

Sendo: Y a admitância e σ a resistência ao fluxo [N.s/m⁴].

Tabela 4.1: Resistência ao fluxo para várias superfícies, obtida in situ.

Superfície	S [kN.s/m ⁴]
Neve seca, recém caída sobre uma camada de neve velha, camada de 0,1 m.	10 – 30
Neve cristalizada.	25 – 50
Solo de uma floresta verde.	20 – 80

Superfície	S [kN.s/m ⁴]
Gramados, pastagens, aeroportos gramados, parques, etc.	150 – 350
Laterais de estradas de terra, mal definidas, com pedregulhos de granulação maior que 0,01 m.	300 – 800
Estrada de chão batido.	800 – 2.500
Lascas de cascalho, granulação entre 0,01 e 0,025 m.	1.500 – 4.000
Estradas velhas e sujas, pedras pequenas com espaços cobertos pela poeira.	2.000 – 4.000
Terra exposta e compactada pela chuva.	4.000 – 8.000
Poeira de pedreiras, fina, muito compactada por veículos.	5.000 – 20.000
Asfalto, selado por poeira e em uso.	~ 30.000
Limite superior, definido por condução térmica e viscosidade.	$2 \times 10^5 - 1 \times 10^6$

[Embleton, 1980; Tonin, 1996; Ögren e Jonasson, 1998; Jonasson e Storeheier, 2001; Martin e Hothersall, 2002]

Como exemplo, na figura 4.13, a impedância para $\sigma = 200.000 \text{ N.s/m}^4$ é graficada. Nota-se no gráfico que o modelo prediz uma alta impedância para baixas frequências e baixa impedância para altas frequências. Ainda, a parte imaginária da impedância é positiva, o que significa que a impedância tem o comportamento similar a uma mola.

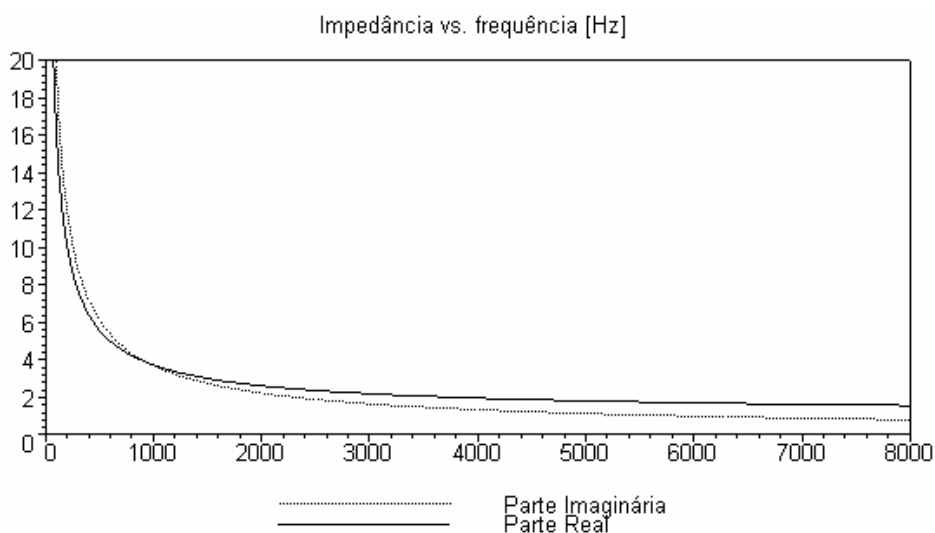


Figura 4.13: Impedância de acordo com Denaly e Bazley, 1970, para $\sigma = 200.000 \text{ kN.s/m}^4$.

4.2.8. Coeficiente de Reflexão de Ondas Planas

Assume-se aqui a propagação de uma onda plana sobre um plano infinito com impedância Z e admitância $Y = 1/Z$, sendo a superfície localmente reativa. O ângulo com que a onda incide na superfície é θ e é dado pela lei de reflexão podendo ser visto na figura 4.14 [Born e Wolf, 1999].

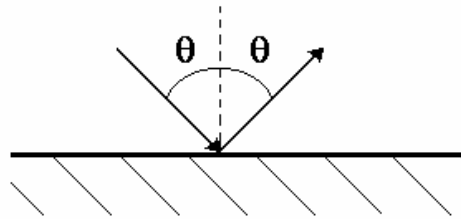


Figura 4.14: Geometria para reflexão de uma onda plana.

Pela Lei de Snell, tem-se a onda plana incidindo sobre uma superfície com um ângulo θ igual para a onda refletida. Assim, o coeficiente de reflexão plano resultante ($R(\theta)$) é [Jonasson, 1972 (a); Rasmussen, 1982, 1985 e 1990; Jong, et al., 1983; Embleton, et al., 1983; Morse e Ingard, 1986; Attenborough, 1988; Li, et al., 1991; Embleton, 1996; Ögren, 1997; Ögren e Jonasson, 1998; Attenborough, et al., 2000; Plovsing e Kragh, 2000; Golebiewski e Makarewicz, 2002]:

$$R(q) = \frac{\cos(q) - Y}{\cos(q) + Y} \quad (4.47)$$

4.2.9. Coeficiente de Reflexão de Ondas Esféricas

No caso de ondas esféricas, obtidas quando o emissor não está muito longe da superfície, deve-se calcular o coeficiente de reflexão esférica [Pierce, 1994; Born e Wolf, 1999]. O problema da reflexão de ondas esféricas foi primeiramente estudado na teoria de campo eletromagnético e pode ser rapidamente resumido nos próximos parágrafos.

Utilizando como referência à formulação de Chien e Soroca, 1975 e 1980, o campo sonoro sobre um solo com impedância $Z(f)$ ($Y = 1 / Z(f)$), pode ser dada por [Delani e Bazley, 1971; Jonasson, 1972 (a); Chien e Soroca, 1980; Berengier, et al., 1997; Ögren, 1997; Ögren e Jonasson, 1998; Defrance e Gabillet, 1999; Wong e Li, 2001]:

$$f = \left(\frac{e^{jkr}}{r} + Q \frac{e^{jkr'}}{r'} \right) e^{-j\omega t} \quad (4.48)$$

Como pode-se observar na equação (4.48), o campo no ponto receptor R, sobre uma superfície de impedância Z é expresso como duas ondas esféricas. Uma proveniente do caminho direto e outra do caminho refletido pela superfície, veja figura 4.15.

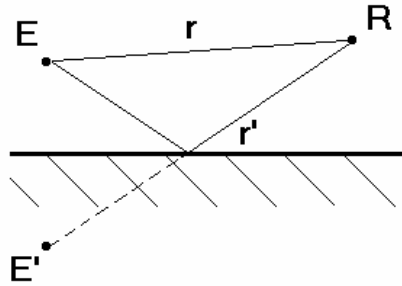


Figura 4.15: Geometria para a reflexão de uma onda esférica.

A parcela do raio refletido é multiplicada pelo coeficiente de reflexão esférico (complexo) Q , que pode ser calculado pela equação (4.49), lembrando que $R(\theta)$ é o coeficiente de reflexão plano dado pela equação (4.47) [Jonasson, 1972 (a); Rasmussen, 1982, 1985 e 1990; Jong, et al., 1983; Embleton, et al., 1983; Morse e Ingard, 1986; Attenborough, 1988; Li, et al., 1991; Embleton, 1996; Ögren, 1997; Ögren e Jonasson, 1998; Attenborough, et al., 2000; Plovsing e Kragh, 2000; Golebiewski e Makarewicz, 2002]:

$$Q = R(q) + (1 - R(q)) F(q) \quad (4.49)$$

A função $F(q)$ é calculada pela equação (4.50), e $erfc(z)$ é a função de erro complementar estendida para os argumentos complexos e que é chamada de distância numérica.

$$F(q) = 1 + j\sqrt{p} q e^{-q^2} erfc(-jq) \quad (4.50)$$

$$q = \sqrt{\frac{1}{2} jkr'} (Y + \cos(\theta)) \quad (4.51)$$

$$erfc(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{p}} \int_0^z e^{-t^2} dt \quad (4.52)$$

As variáveis são dadas pela figura 4.16, sendo: r o caminho direto entre o emissor e o receptor (ou quando existe um obstáculo, r é a distância do ponto considerado até o topo desse obstáculo); r' o caminho entre a imagem do emissor e o receptor (ou na existência de uma barreira, r' é a distância entre a imagem do ponto considerado e o topo da barreira); d a distância entre os dois pontos considerados (ou distância entre o ponto e o obstáculo); z_e a altura do ponto E e z_r a altura do ponto R, ambos relativos ao solo.

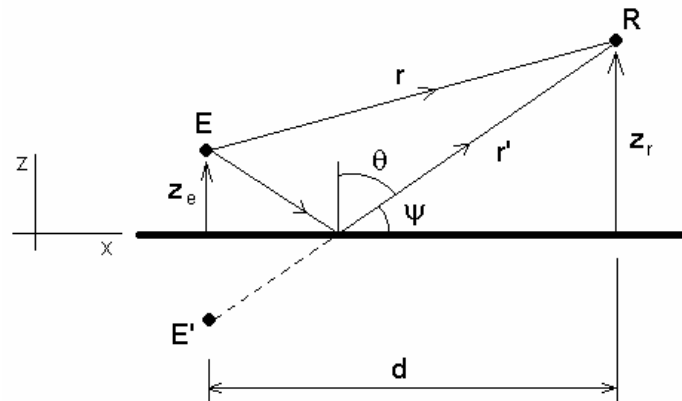


Figura 4.16: Desenho esquemático representando as variáveis envolvidas.

Para ondas planas, a solução pode ser vista como uma imagem do emissor multiplicada pelo coeficiente de reflexão. Agora, no caso de ondas esféricas isso não é tão simples. Embleton, 1996, sugere que a reflexão esférica possa ser vista como uma distribuição da imagem do emissor centrado em um ponto dado pela Lei de Snell. Significando um número infinito de imagens de emissores de magnitude infinitesimal.

4.2.10. Campo Livre

Às vezes deseja-se estudar os efeitos do solo sem obstáculos ou outras interferências. Uma forma normalmente empregada é estudar a pressão em um ponto relativo ao campo livre. Assumindo-se um campo livre, isto é, sem nenhum obstáculo, a pressão no ponto receptor é f_0 e no solo é f . Logo o campo sonoro relativo a um campo livre [Chien e Soroca, 1980; Ögren, 1997; Plovsing e Kragh, 1998; Ögren e Jonasson, 1998; Persson, 2000] é: $\frac{f}{f_0}$. No caso de ondas esféricas, o campo sonoro relativo ao campo livre, omitindo-se o fator tempo ($e^{-j\omega t}$) será:

$$\frac{f}{f_0} = \frac{\frac{e^{jkr}}{r} + Q \frac{e^{jkr'}}{r'}}{\frac{e^{jkr}}{r}} = 1 + Q \frac{r}{r'} e^{jk(r'+r)} \quad (4.53)$$

Pela equação (4.53) pode-se calcular a atenuação sobre um solo sem obstáculos, em uma atmosfera homogênea com impedância Z por [Delany e Bazley, 1971; Jonasson, 1972 (a)]; Berengier, et al., 1997; Defrance e Gabillet, 1999; Wang e Li, 2001]:

$$A^s = 20 \log \left[1 + Q \frac{r}{r'} e^{jk(r'-r)} \right] \quad [\text{dB}] \quad (4.54)$$

Como exemplo, a figura 4.17 mostra a curva resultante do cálculo da atenuação para as frequências de 1/3 de oitava. Os pontos emissor e receptor estão a 19,0 m de distância, o emissor com uma altura de 1,0 m e o receptor com altura de 1,2 m sobre um solo com resistência ao fluxo igual a 200.000 N.s/m⁴.

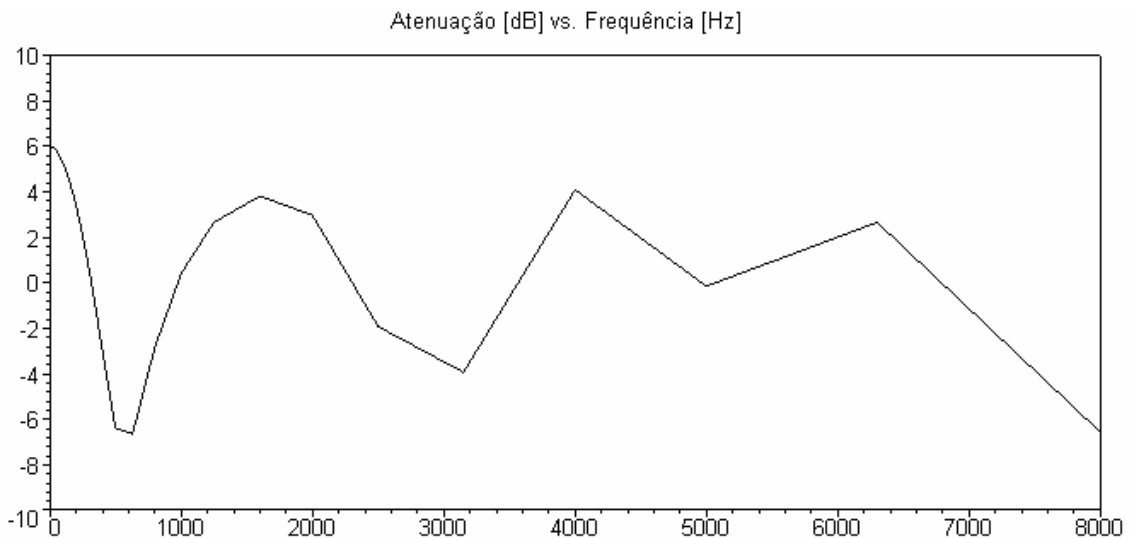


Figura 4.17: Atenuação para frequências de 1/3 de oitava. Distância entre os pontos E-R de 19,0 m, altura dos pontos E de 1,0 m e R de 1,2 m, $\sigma = 200.000 \text{ N.s/m}^4$.

4.2.11. Nota Sobre as Normas de Ruído para a Atenuação do Solo

Algumas considerações devem ser ditas a respeito das atuais normas para o cálculo da propagação sonora ao ar livre. Na norma ISO 9613-2 a atenuação pelo solo depende apenas da

altura média da linha reta do terreno (h_m) e da distância entre o emissor e o receptor ou obstáculo (d), sendo a impedância do solo ignorada. No Anexo 5 encontra-se um resumo da norma ISO 9613-2.

$$A^s = 4,8 - \left(\frac{2h_m}{d} \right) \left(17 + \frac{300}{d} \right) [dB] > 0 \text{ dB} \quad (4.55)$$

Assim, dada à importância que o solo exerce sobre a propagação das ondas, pode-se perceber que a norma é um tanto deficiente [Defrance e Gabillet, 1999].

4.3. Efeito da Atmosfera

Esta seção tratará de unir os efeitos estudados anteriormente (difração e solo) com o da atmosfera. Assim, dividiremos esta seção em duas partes, a saber:

- Ø Atmosfera homogênea que considera além do efeito da difração e do solo o efeito da absorção atmosférica, que é a absorção causada pelas moléculas do ar.
- Ø Atmosfera não homogênea, onde os efeitos do vento, da temperatura, do clima e/ou da turbulência fazem com que os raios sejam refratados e assim alterem a propagação das ondas sonoras entre um ponto e outro, alterando assim também tanto a difração como o efeito de absorção pelo solo.

4.3.1. Efeito da Atmosfera: Atmosfera Homogênea

Considera-se neste caso uma atmosfera homogênea, aquela em que a velocidade do som no ar permanece uma constante, i. é, não ocorrem variações de temperatura, ventos ou outros fatores, ou ainda, para pequenas distâncias entre o emissor e receptor (menores que 100 m) em que não ocorram grandes variações climáticas [L'Espérance, et al., 1992; West, et al., 1992].

Antes de incluir os efeitos da absorção por uma atmosfera homogênea, deve-se combinar dos efeitos do solo e da difração através do uso do método geométrico clássico, representado

pela equação (4.56) [Jonasson, 1972 (a) e (b); Salomons, 1994; Jong, et al., 1983; L'Espérance, et al., 1992; Makarewicz, 1997, 1998 (a) e (b)].

$$f_{total} = \sum_{i=1}^n f_i Q_i \quad (4.56)$$

Uma variação do método geométrico clássico foi proposta por Defrance e Gabillet, 1999, e mostrada no presente trabalho com alguma variação de forma a ajustar-se de maneira mais apropriada às variáveis aqui utilizadas. Assim, o coeficiente de reflexão esférica (Q) é substituído por Q' e cada campo elementar difratado refletido ao campo livre é trocado por $10^{\frac{-A_n^d}{20}}$, sendo A_n^d dado pela equação (4.42). Logo, a expressão que une os efeitos da difração e do solo para a atenuação de uma barreira infinita em uma atmosfera homogênea ($A^{d,s}_{total}$) é dada para uma geometria bidimensional (barreira infinita) por:

$$A^{d,s}_{total} = -20 \log_{10} \left[10^{\frac{-A_1^d}{20}} + Q'_{2e} 10^{\frac{-A_2^d}{20}} + Q'_{3r} 10^{\frac{-A_3^d}{20}} + Q'_{4e} Q'_{4r} 10^{\frac{-A_4^d}{20}} \right] \text{ [dB]} \quad (4.57)$$

Sendo: $Q'_{i e,r} = \left(10^{\frac{-A_{i e,r}^s}{20}} - 1 \right)$ e $A_{i e,r}^s$ é calculado pela equação (4.54)

Aqui se pode notar que, para cada um dos caminhos dos raios sonoros (capítulo 4.1.2) em que é considerada a reflexão, o termo da difração é multiplicado pelo termo do efeito do solo. Tomando-se, por exemplo, o caminho 4. Tem-se a parcela da difração avaliada com os comprimentos dos pontos E' e R' ao topo da barreira, e as duas parcelas da reflexão, onde a primeira delas (Q'_{4e}) refere-se ao caminho do ponto E' ao topo da barreira, e a segunda (Q'_{4r}) do topo da barreira ao ponto R' .

Prosseguindo então, do mesmo modo que a expressão para uma geometria bidimensional, para uma geometria tridimensional, ou seja, uma barreira finita, tem-se a combinação dos dois efeitos dada por:

$$A^{d,s}_{total} = -20 \log_{10} \left[10^{\frac{-A_1^d}{20}} + Q'_{2e} 10^{\frac{-A_2^d}{20}} + Q'_{3r} 10^{\frac{-A_3^d}{20}} + Q'_{4e} Q'_{4r} 10^{\frac{-A_4^d}{20}} + 10^{\frac{-A_5^d}{20}} + 10^{\frac{-A_6^d}{20}} + Q'_{7e,9r} 10^{\frac{-A_7,9^d}{20}} + Q'_{8e,10r} 10^{\frac{-A_{8,10}^d}{20}} \right] \quad [\text{dB}] \quad (4.58)$$

Agora, a atenuação pela absorção atmosférica pode ser adicionada à atenuação originada pelos efeitos da difração e do solo utilizando para isso os valores das normas ISO 9613-1 ou ANSI S1.26 (que pode ser calculada conforme indica o Anexo 7).

Assim, a equação para a atenuação total por uma atmosfera homogênea será:

$$A^h = A^{d,s}_{total} + \sum_{i=1}^n A_i^{atm} \quad [\text{dB}] \quad (4.59)$$

Sendo:

$$A_{total}^{atm} = \sum_{i=1}^n A_i^{atm} = \sum_{i=1}^n \alpha \frac{r_i}{1000} \quad [\text{dB} / \text{km}] \quad (4.60)$$

com α dado para, uma dada temperatura e umidade relativa, pela norma ISO 9613-1 ou ANSI S1.26 que são idênticas; r_i é o comprimento do caminho considerado conforme as figuras 4.7, 4.8 e 4.9 da seção 4.1.2; com $n = 4$ para geometrias bidimensionais e $n = 8$ para geometrias tridimensionais.

Ou ainda, pela norma da ABNT NB-1271, têm-se de forma semelhante:

$$A_{total}^{atm} = \sum_{i=1}^n A_i^{atm} = \sum_{i=1}^n \alpha \frac{r_i}{100} \quad [\text{dB} / 100\text{m}] \quad (4.61)$$

com α dado para, uma dada temperatura e umidade relativa, pela norma ABNT NB-1271 de 1989.

4.3.2. Efeito da Atmosfera: Atmosfera Não Homogênea

Diferentemente de uma atmosfera homogênea, geralmente em um ambiente externo, a temperatura do ar e os ventos variam com a altura alterando assim a velocidade do som. Segundo vários autores, de acordo com a Lei de Snell, a variação da velocidade do som, chamada de gradiente da velocidade do som, mudará a direção do raio sonoro [Rasmussen, 1986 e 1990; White e Gilbert, 1989; Pierce, 1991; L'Espérance, et al., 1992 e 1995; Salomons, 1994 e 1996;

Rasmussen e Arranz, 1998; Muradali e Fyfe, 1999; Salomons e Rasmussen, 2000]. Dependendo das condições atmosféricas e em alturas específicas, os raios podem ter mais, ou menos, sua propagação direcionada para cima ou para baixo (em direção às nuvens ou em direção ao solo) dependendo do sinal e da amplitude da velocidade sonora na respectiva altitude.

Dentre as condições climáticas que alteram a velocidade do som no ar, o vento é o que exerce um efeito mais grave sobre a propagação sonora. Como a velocidade do vento aumenta com a altura, essa provoca uma curvatura na trajetória sonora, e se usarmos os termos de ótica, faz uma região de foco, na condição em que o vento está para baixo e uma região de sombra, no lado do emissor em que o vento está para cima, como pode ser visto na figura 4.18.

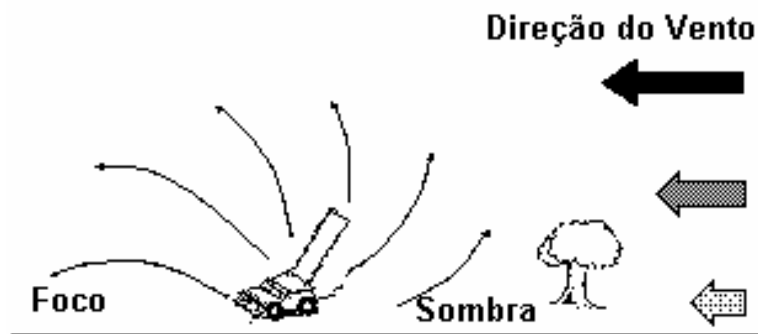


Figura 4.18: Efeito de “sombra” e “foco” dependendo da direção do vento.

Conforme o *Environmental Noise* da B&K, 2000, em distâncias pequenas, até 50 m, o vento provoca pouca influência na propagação sonora. Já para distâncias maiores, o efeito do vento torna-se apreciavelmente grande. É importante salientar que na condição em que o vento está direcionado para o solo, o nível de pressão sonora pode aumentar alguns decibéis, dependendo da velocidade do vento. Porém, se medirmos na condição que o sentido emissor-receptor está contra o vento (com o emissor estando contra o vento), o nível de pressão sonora pode reduzir mais de 20 dB, dependendo da velocidade do vento e da distância. Para uma melhor visualização desse efeito, o gráfico da figura 4.19, mostra mais claramente a alteração do nível de pressão sonora com o vento, indicando assim a importância de considerar as condições climáticas em que o vento sopra direcionando os raios sonoros para o solo, que é exatamente o objetivo do presente trabalho.

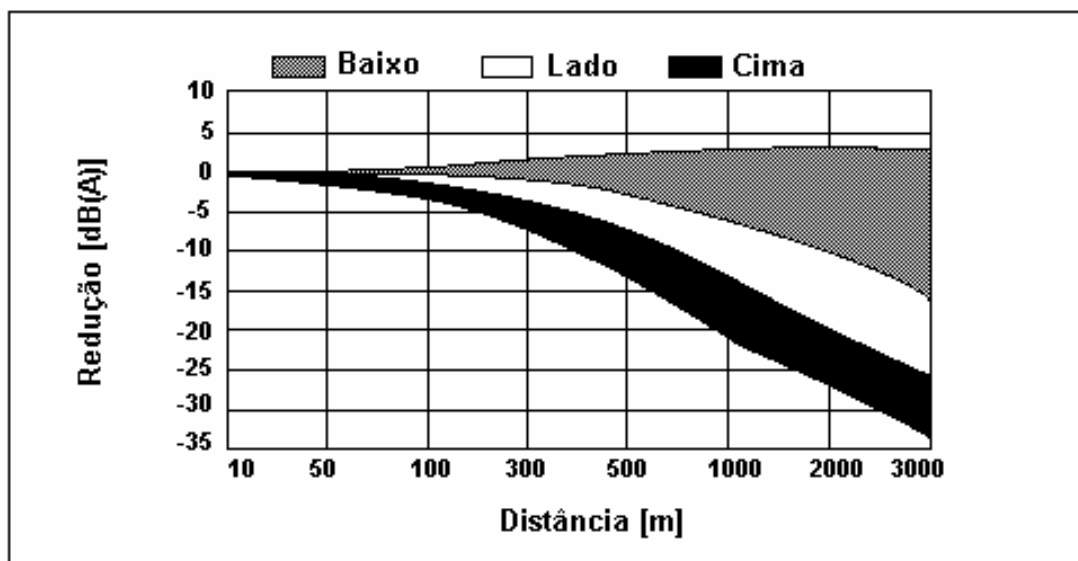


Figura 4.19: Variação do nível de pressão sonora com a distância da fonte em função da direção do vento. [Fonte: *Environmental Noise* da B&K, 2000]

Agora, se considerarmos, outros efeitos atmosféricos, além da temperatura, da pressão e do vento, os efeitos provocados pela umidade relativa do ar, ou de uma modificação da composição química do ar sobre a velocidade sonora, podem ser negligenciados segundo Spiesberger e Fristrup, 1990, pois as mudanças típicas são menores que 0,05 %. Portanto, no trabalho nos deteremos apenas nos efeitos do vento, temperatura e pressão.

4.3.2.1. Atmosfera Não Homogênea: Perfil de Velocidade Sonora

De acordo com L'Espérance, et al., 1992, do ponto de vista prático, próximo ao solo em um dia ensolarado, a temperatura do ar está menor que a uma distância do solo mais elevada o que se inverte quando em uma noite sem nuvens. Semelhantemente, a velocidade do vento sempre diminui à medida que se aproxima do solo. Isso faz com que o perfil da velocidade do som aumente ou diminua com a altura dependendo da hora do dia, da temperatura, dos ventos e se o emissor está contra ou a favor do vento, veja Capítulo 6 e Anexo 8 para maiores detalhes.

Conforme Le, et al., 1997, as pesquisas em Mecânica dos Fluidos relacionadas a fluxos sobre obstáculos parecem implicar que a velocidade do fluxo necessita passar sobre uma altura muito maior que o obstáculo para que recupere a condição de fluxo anterior ao obstáculo. Simulações numéricas podem se realizadas utilizando as equações de Navier-Stokes, levando-se em conta a viscosidade do fluido. Entretanto, conforme Rasmussen e Arranz, 1998, nenhuma

representação analítica do desenvolvimento do escoamento de um fluido sobre uma barreira vertical em uma superfície horizontal existe, exceto para as aproximações baseadas na equação de Laplace, válida apenas para um escoamento não rotacional. Entretanto, essa simplificação leva a um escoamento simétrico, o que de forma alguma está presente em dados experimentais, como pode ser deduzido do descrito acima relatado pelos especialistas em Mecânica dos Fluidos.

Vários autores assumem uma relação linear, equação (4.62), figura 4.20, entre a velocidade do som (c) e a altura (z) [Rasmussen, 1986 e 1990; Rasper, et al., 1985; Almgren, 1987; L'Espérance, et al., 1992; Gilbert e Di, 1993; Li e Wang, 1998; Defrance e Gabillet, 1999; Muradali e Fyfe, 1999]. L'Espérance, et al., 1995, realizaram medições em campo e compararam essas com alguns modelos, com distâncias de propagação menores que 1 km, e com pequenas altitudes, mostrando que o uso de uma relação linear é aceitável [Embleton, et al., 1976; Rasmussen, 1986; Tonin, 1996; Makarewicz, 1997].

$$c(z) = c_0(1 + a \cdot z) \quad (4.62)$$

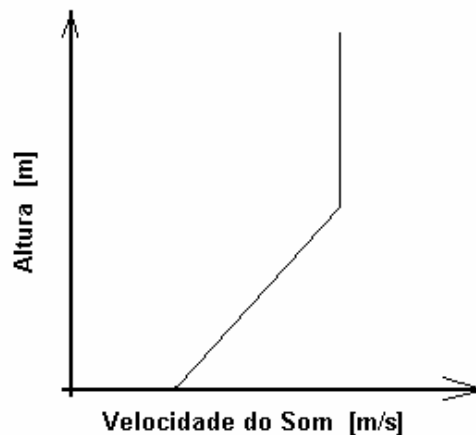


Figura 4.20: Gráfico representativo do perfil linear de variação da velocidade sonora com a altura.

Sendo: c_0 a velocidade do som, na altura do solo em m/s; a o gradiente de velocidade de velocidade (que não é função dos eixos x e y , apenas z), cuja unidade é m^{-1} .

Entretanto, segundo outros autores, distante da barreira (horizontal ou verticalmente), em muitas situações práticas, uma variação logarítmica do vento com a altura é assumida, veja figura 4.21 [Stull, 1988; White e Gilbert, 1989; West, et al., 1992; Salomons, 1994, 1996 e 2001; Taherzadeh, et al., 1998; Rasmussen e Arranz, 1998; Salomons e Rasmussen 2000]. Sendo que

essas equações, equação (4.63) ou (4.64), foram originalmente obtidas pelo método do traçado dos raios (*ray tracing*).

$$c(z) = \begin{cases} c_0 + a \ln(z) & \text{para } z \geq z_0 \\ c_0 + a \ln(z_0) & \text{para } z \leq z_0 \end{cases} \quad (4.63)$$

$$c(z) = c_0 + u(z) \quad (4.64)$$

Em que $u(z)$ que é o perfil médio da velocidade do vento é dado por:

$$u(z) = \frac{u^*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.65)$$

Sendo: u^* geralmente a chamada velocidade de fricção que é a velocidade do vento medida a uma altura de 10,0 m [Salomons e Rasmussen, 2000]; z_0 a altura da rugosidade do solo (considerado pelos autores como sendo 0,1 m); κ a constante de von Karman ($\kappa = 0,41$).

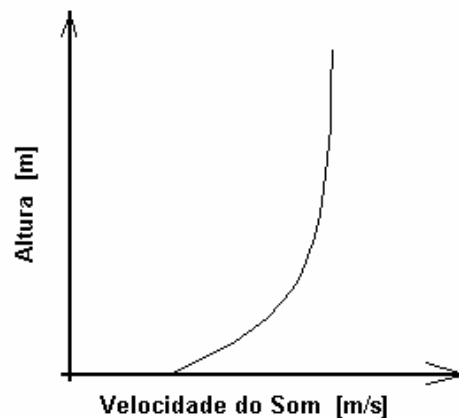


Figura 4.21: Gráfico representativo do perfil logarítmico de variação da velocidade sonora com a altura.

Porém, conforme Taherzadeh, et al., 1998, apesar da comum ocorrência de perfis logarítmicos para o vento e para a velocidade do som, não há uma solução analítica simples para a equação da onda com tal variação da velocidade sonora. Por essa razão, esse problema é resolvido de duas maneiras: ou aproximando-se o perfil logarítmico por um perfil linear equivalente, ou por cálculo numérico.

Baseados em experimentos em túnel de vento e em cálculos numéricos do escoamento sobre uma barreira, Salomons e Rasmussen, 2000, desenvolveram uma representação

matemática do perfil perturbado da velocidade do vento próximo a uma barreira vertical e fina sobre o solo. As situações consideradas são que o vento é perpendicular à barreira e desconsidera-se o efeito da temperatura.

A descrição a seguir serve para apresentar o campo da velocidade do vento que foi elaborado por Salomons e Rasmussen, 2000. Para uma altura da barreira “h” e uma distância horizontal “x”, o efeito da barreira no perfil da velocidade do vento é restrito à região $-3h \leq x \leq 20h$ e $z \leq h$. For a dessa região, o perfil de velocidade do vento é dado pelo perfil logarítmico não perturbado (equação (4.64)).

O perfil na região perturbada é calculado de seis perfis, em $x = -3h, -h, 0, 5h$ e $20h$ respectivamente. Para valores intermediários de x , a interpolação linear deve ser utilizada. Os perfis em $x = -3h$ e $20h$ são iguais ao perfil logarítmico não perturbado (equação (4.64)). Os outros quatro perfis, obtidos por meio da equação de conservação de massa, são dados por:

$$u(z) = \begin{cases} u_2 \operatorname{sen}\left(\frac{p}{2} \frac{z}{z_2}\right) & \text{para } z < z_2 \\ \frac{1}{2}(u_2 + u_3) + \frac{1}{2}(u_2 + u_3) \cos\left(p \frac{z - z_2}{z_3 - z_2}\right) & \text{para } z_2 < z \leq z_3 \\ \frac{1}{2}(u_3 + u_4) + \frac{1}{2}(u_3 + u_4) \cos\left(p \frac{z - z_3}{z_4 - z_3}\right) & \text{para } z_3 < z \leq z_4 \end{cases} \quad (4.66)$$

Sendo: $z_4 = 10h$, $u_4 = u_0(z_4)$, calculado pela equação (4.64), e outros parâmetros dados pela tabela 4.2.

Tabela 4.2: Parâmetros z_2 , u_2 e z_3 para o perfil da velocidade do vento em $x = -h, 0, h$ e $5h$.

	x = -h	x = 0	x = h	x = 5h
z₂	$10^{-6}h$	H	h	0,5h
u₂	0	0	$-0,1 \cdot u_0(z_4)$	$-0,3 \cdot u_0(z_4)$
z₃	2h	1,3h	2h	3h
u₃	$1,3 \cdot u_0(z_3)$	$1,3 \cdot u_0(z_3)$	$1,3 \cdot u_0(z_3)$	$1,3 \cdot u_0(z_3)$

Existe ainda a representação por uma função quadrática do perfil geral da velocidade do som [Hallberg, et al., 1988]. Entretanto, tal função foi deduzida para ser utilizada em modelos de predição mais complexos como as equações parabólicas e elementos de contorno, pois “transfere” os dados de um elemento para o outro da função, e isso a torna incompatível com a

formulação analítica deste presente trabalho. Como já mencionado anteriormente, o Capítulo 6 junto com o Anexo 10 abordam mais detalhes sobre o tema.

4.3.2.2. Atmosfera Não Homogênea: Gradiente de Velocidade Sonora

Segundo L'Espérance, et al., 1992, para uma relação linear da velocidade do som, os raios sonoros são análogos arcos de círculos com raios de curvatura R_c (o raio de curvatura também pode ser obtido como $R_c = 1/(a \cos y)$, cujo centro de curvatura está em uma linha horizontal a uma altura $z_c = -1/a$). Como visto anteriormente, para a predição da performance de uma barreira, os raios curvados para o solo são de interesse particular (veja figura 4.18). Esse interesse reside em que para um gradiente positivo da velocidade do som ($a > 0$), propagação em direção ao solo, muitos raios podem surgir entre o emissor e o receptor incluindo-se aí reflexões múltiplas do solo. Já em uma condição para um gradiente negativo da velocidade do som ($a < 0$), propagação em direção aos céus, uma zona de sombra incrementa a performance da barreira [Rasmussen, 1986; L'Espérance, et al., 1992; Muradali e Fyfe, 1999].

A tabela 4.3, a seguir, fornece alguns valores de a para condições atmosféricas comuns, sem, contudo, fazer distinção quanto à temperatura, direção e valores de velocidade do vento. Valores positivos de a referem-se a condições noturnas e valores negativos a condições diurnas [Rasmussen, 1986; L'Espérance, et al., 1992; Tonin, 1996; Rasmussen e Arranz, 1998; Muradali e Fyfe, 1999; Salomons e Rasmussen, 2000; *Environmental Noise* de B&K, 2000]. Como já mencionado, maiores detalhes sobre o gradiente de velocidade sonora podem ser obtidos no Capítulo 6, onde esse é estudado mais profundamente.

Tabela 4.3: Gradiente de velocidade sonora para condições atmosféricas comuns.

a [m^{-1}]	Condições comuns associadas com o gradiente de velocidade sonora
0,00001	Condições nebulosas e sem vento.
0,0001	Tempo calmo, meio nebuloso e com uma brisa leve.
0,001	Céu limpo e com brisa.
0,01	Ventos fortes.

Fonte: Muradali e Fyfe, 1999.

No caso de uma simples reflexão sobre um plano, a analogia: solo plano + raios curvos à solo curvo + raios retilíneos, pode ser considerada [Almgren, 1987]. Essa analogia é correta para $a < 0$ (figura 4.22) bem como para $a > 0$ (figura 4.23).

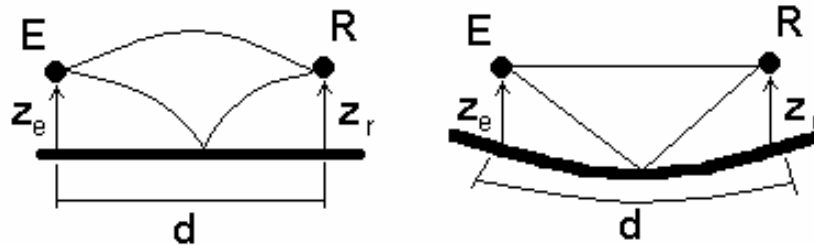


Figura 4.22: Efeito do solo para um gradiente positivo. Representação do solo plano + raios curvos e solo curvo + raios retilíneos.

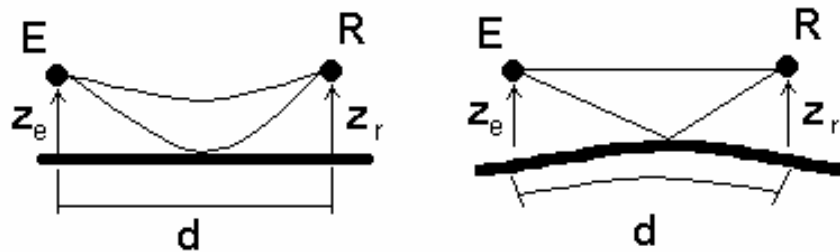


Figura 4.23: Efeito do solo para um gradiente negativo. Representação do solo plano + raios curvos e solo curvo + raios retilíneos.

Defrance e Gabillet, 1999, utilizaram essa analogia para corrigir as alturas do emissor, do receptor e da distância entre eles, e assim incluir dentro do modelo para atmosfera homogênea os efeitos da não homogeneidade. As correções são dadas por:

$$\bar{z}_{e,r} = z_{e,r} + d z_{e,r} \quad (4.67)$$

$$\bar{d}^2 = d^2 - (dd)^2 \quad (4.68)$$

Sendo: dd a correção da distância entre emissor e receptor; dz_e a correção da altura do emissor e dz_r a correção da altura do receptor, sendo que:

$$d_{z_{e,r}} = a \left[\frac{z_{e,r}}{z_e + z_r} \right]^2 \frac{d^2}{2} \quad (4.69)$$

$$dd = a \left[\frac{z_e - z_r}{z_e + z_r} \right] \frac{d^2}{2} \quad (4.70)$$

Defrance e Gabillet, 1999, indicam ainda que o efeito da difração também se altera, uma vez que o efeito do solo é levado em conta. Considerando-se um elipsóide de Fresnel no caso da barreira em uma atmosfera homogênea, o elipsóide torna-se curvo na presença de um gradiente linear da velocidade do som (veja figura 4.24). Na representação de solo curvo + raios retílineos, o elipsóide não é curvado, mas a barreira torna-se mais (para $a < 0$) ou menos (para $a > 0$) elevada pelo fator de correção δh , quando comprado com o caso de uma atmosfera homogênea.

Para $d = |a|^{-1}$, dh é dado por:

$$dh = a \frac{d_e d_r}{2} \quad (4.71)$$

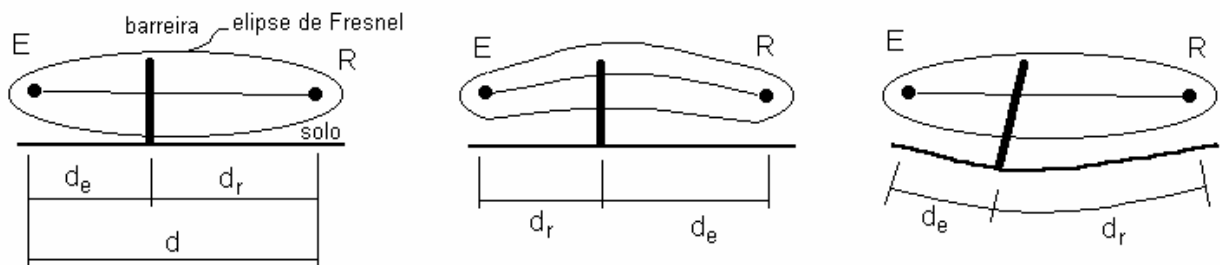


Figura 4.24: Configurações da difração para os casos de atmosfera homogênea, e para gradiente positivo da velocidade do som.

Aplicando então os termos de correção (equações (4.67), (4.68) e (4.71)) no modelo completo para atmosfera homogênea (equação (4.57)) têm-se para uma barreira infinita (caso bidimensional):

$$A^{nh} = -20 \log_{10} \left(10^{\frac{-\bar{A}_1^d}{20}} + \bar{Q}'_{2e} 10^{\frac{-\bar{A}_2^d}{20}} + \bar{Q}'_{3r} 10^{\frac{-\bar{A}_3^d}{20}} + \bar{Q}'_{4e} \bar{Q}'_{4r} 10^{\frac{-\bar{A}_4^d}{20}} \right) \quad (4.72)$$

Em que:

$$\bar{A}_i^d = A_i^d(z_e, z_r, h - dh) \text{ dado pela equação (4.42).}$$

$\bar{A}_i^s = A_i^s(\bar{z}_e, \bar{h}_e)$ para $i=2$ e 4 (lado do emissor) dado pela equação (4.54).

$\bar{A}_i^s = A_i^s(\bar{h}_r, \bar{z}_r)$ para $i=3$ e 4 (lado do receptor)

$$\bar{Q}'_{i e,r} = \left(10^{\frac{-\bar{A}_i^s}{20}} - 1 \right)$$

Sendo: $\bar{h}_{e,r} = h_{e,r} + dh_{e,r}$; h_e a altura da barreira no lado do emissor; h_r a altura da barreira no lado do receptor; $dh_{e,r}$ é o fator de correção calculado como a correção da altura de um emissor ou receptor, ou seja:

$$dh_{e,r} = a \left[\frac{h_{e,r}}{h_e + h_r} \right]^2 \frac{d_{e,r}^2}{2}$$

Já para uma geometria tridimensional, ou seja, uma barreira finita, supõe-se que os efeitos da atmosfera não homogênea só atuam nos eixos x e z , logo, não há variações em y , isto é, apenas nos caminhos 1, 2, 3 e 4, assim:

$$A^{nh} = -20 \log_{10} \left(10^{\frac{-\bar{A}_1^d}{20}} + \bar{Q}'_{2e} 10^{\frac{-\bar{A}_2^d}{20}} + \bar{Q}'_{3r} 10^{\frac{-\bar{A}_3^d}{20}} + \bar{Q}'_{4e} \bar{Q}'_{4r} 10^{\frac{-\bar{A}_4^d}{20}} + \right. \\ \left. + 10^{\frac{-A_5^d}{20}} + 10^{\frac{-A_6^d}{20}} + \bar{Q}'_{7e,9r} 10^{\frac{-A_{7,9}^d}{20}} + \bar{Q}'_{8e,10r} 10^{\frac{-A_{8,10}^d}{20}} \right) \quad (4.73)$$

Agora, observando bem o modelo considerado na analogia de Almgren, 1987, esse simplesmente exclui os raios com múltiplas reflexões no solo, sob a noção de que esses raios são absorvidos quando na presença de um solo absorvente, ou por considerar um gradiente de velocidade do som “moderado”. Os únicos raios considerados são os raios que se deslocam do emissor ao topo da barreira e do topo ao receptor. Porém, na presença de uma atmosfera refringente em direção ao solo, e em grandes distâncias entre o receptor e a barreira, é possível que existam alguns raios que simplesmente passam sobre a barreira sem tocá-la, permanecendo inalterados.

Atualmente existem técnicas que foram desenvolvidas para modelar a propagação sonora em meios não homogêneos. Nessas, estão incluídas o Programa de Campo Rápido (*Fast Field Program*) [Raspet, et al., 1985; Lee, et al., 1986], e as Equações Parabólicas [White, et al., 1989; Gilbert, et al., 1990; Gilbert e Di, 1993; Salomons, 1994] que podem inclusive modelar o efeito da turbulência. Entretanto esses modelos requerem um tempo computacional elevado e um

grande detalhamento dos parâmetros envolvidos para fornecer um resultado satisfatório. L'Espérance, et al., 1992, desenvolveu um modelo baseado na teoria de raios e na Lei de Snell que contorna o problema de tempo computacional. O modelo de L'Espérance, chamado de modelo *heurístico* assume que a velocidade do som varia linearmente, equação (4.62), e permite uma determinação analítica de todos os possíveis raios, entre o emissor e o receptor, em um solo plano, sem obstáculos (um dos objetivos deste trabalho é incluir obstáculos no modelo *heurístico*).

4.3.2.3. Atmosfera Não Homogênea: Modelo Heurístico

Conforme relatado na seção anterior, pode-se determinar analiticamente todos os possíveis raios entre o emissor e o receptor sobre um solo plano sem obstáculos, para uma atmosfera não homogênea, através do modelo *heurístico* de L'Espérance, et al., 1992.

Sob um gradiente de velocidade positivo, ou para grandes distâncias entre o emissor e o receptor, mais de dois raios podem existir entre o emissor e o receptor como mostra a figura 4.25 [Rasmussen, 1986; L'Espérance, et al., 1992; Tonin, 1996; Rasmussen e Arranz, 1998; Muradali e Fyfe, 1999].

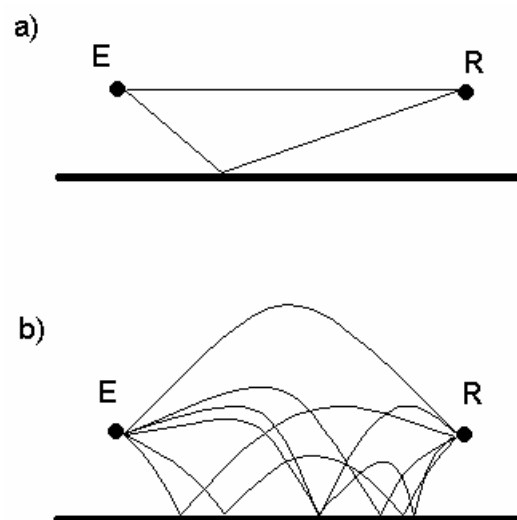


Figura 4.25: Raios sonoros entre o emissor e o receptor existentes em uma atmosfera homogênea (a) e em uma atmosfera com um grande gradiente de velocidade (b).

Embleton, et al., 1976, mostraram que o número (n_r) desses raios pode ser determinado utilizando uma equação de quarta ordem:

$$\begin{aligned} n_r(n_r+1)x^4 - (2n_r+1)d \cdot x^3 + [b_r^2 + (2n_r^2-1)b_e^2 + d^2]x^2 + \\ -(2n_r-1)b_e^2d \cdot x + n_r(n_r-1)b_e^4 = 0 \end{aligned} \quad (4.74)$$

Sendo: n_r o número de reflexões no solo; d a distância entre os pontos E e R; x a variável da distância, que indica o ponto em que o raio reflete no solo; a o gradiente de velocidade sonora; z a altura; os sub-índices e e r são relativos ao emissor e ao receptor; $b_{e,r}$ dados por;

$$b_{e,r}^2 = \frac{z_{e,r}}{a} (2 + az_{e,r}) \quad (4.75)$$

A equação (4.74) deve ser resolvida para $n_r = 0, 1, 2, 3 \dots$, até não existir solução real, ou seja, $0 < x < d$. Para $n_r = 0$, não existe reflexão no solo, apenas o raio direto do emissor ao receptor que sempre estará presente. Para cada n_r adicional, toda a raiz real é um raio válido entre o emissor e o receptor. Como exemplo considere o caso da figura 4.26.

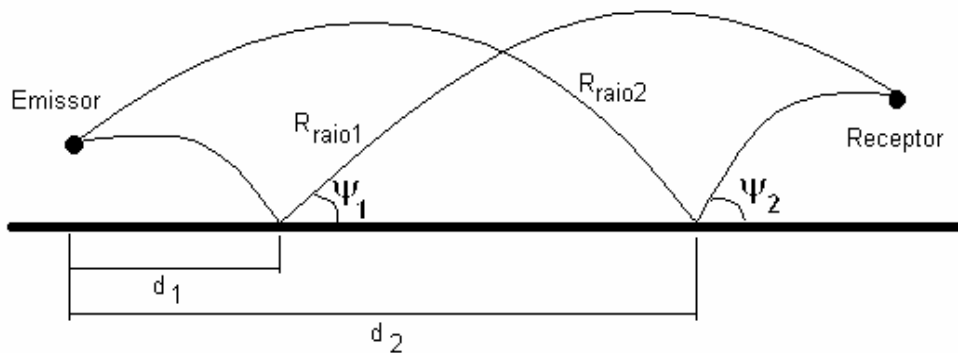


Figura 4.26: Parâmetros geométricos de raios sonoros curvos.

Para esse caso, têm-se que $n_r = 1$ (cada raio reflete uma vez no solo) e a equação (4.74) resulta em duas raízes reais. Assim, têm-se dois raios que aparecem para $n_r = 1$, com as posições da primeira reflexão sendo x igual a d_1 e para o raio 2 igual a d_2 . Nota-se que são necessários outros parâmetros para caracterizar o raio sonoro, tais como o comprimento do raio, raio de curvatura, ângulo de incidência com o solo e o tempo que o raio leva para ir do emissor ao receptor, esses, são dados pelas seguintes equações [L'Espérance, et al., 1992; Muradali e Fyfe, 1999]:

$$R(z_r) = \frac{1}{a \cos y} \left[\arcsen((1 + az_r) \cos y) - \frac{p}{2} + y \right] \quad (4.76)$$

$$t(z_r) = \frac{1}{2ac_0} \ln \left[\frac{f(0)}{f(z_r)} \right] \quad (4.77)$$

$$f(z) = \frac{1 + \sqrt{1 - (1 + az)^2 \cos^2 y}}{1 - \sqrt{1 - (1 + az)^2 \cos^2 y}} \quad (4.78)$$

$$\tan y = \frac{ad}{2} + \frac{z_r(2 + az_r)}{2d} \quad (4.79)$$

Sendo: d a distância horizontal entre os pontos considerados, por exemplo entre o ponto que o raio toca o solo; $R(z_r)$ o comprimento do raio curvo; $t(z_r)$ o tempo de propagação do raio sonoro; y o ângulo de reflexão no solo.

Observa-se que quando o raio passa pela sua altura máxima (z_{max}), no caso de um gradiente positivo ou na altura mínima, para um gradiente negativo, dois pontos do arco do círculo possuem a mesma altura (veja figura 4.27), ou seja, as equações (4.76) a (4.79) não podem ser utilizadas diretamente (isso acontece quando o receptor está na posição da altura máxima – veja figura 4.28). Logo, quando tal fato ocorre, as seguintes equações devem ser aplicadas:

$$R(z_{max}) = \frac{y}{a \cos y} \quad (4.80)$$

$$t(z_{max}) = \frac{1}{2ac_0} \ln \left[\frac{1 + \sen y}{1 - \sen y} \right] \quad (4.81)$$

$$z_{max} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{\cos y} - 1 \right) \quad (4.82)$$

$$d_{max} = \frac{\tan y}{a} \quad (4.83)$$

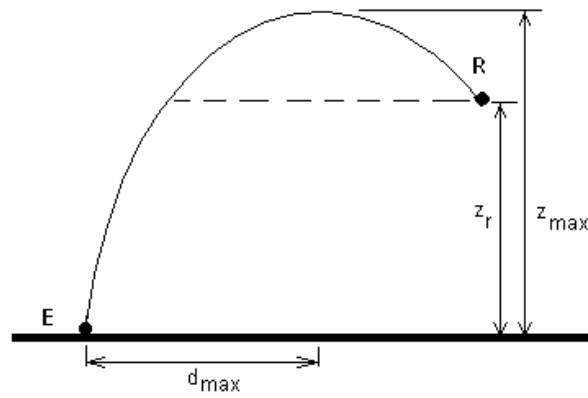


Figura 4.27: Altura do receptor menor que a altura máxima.

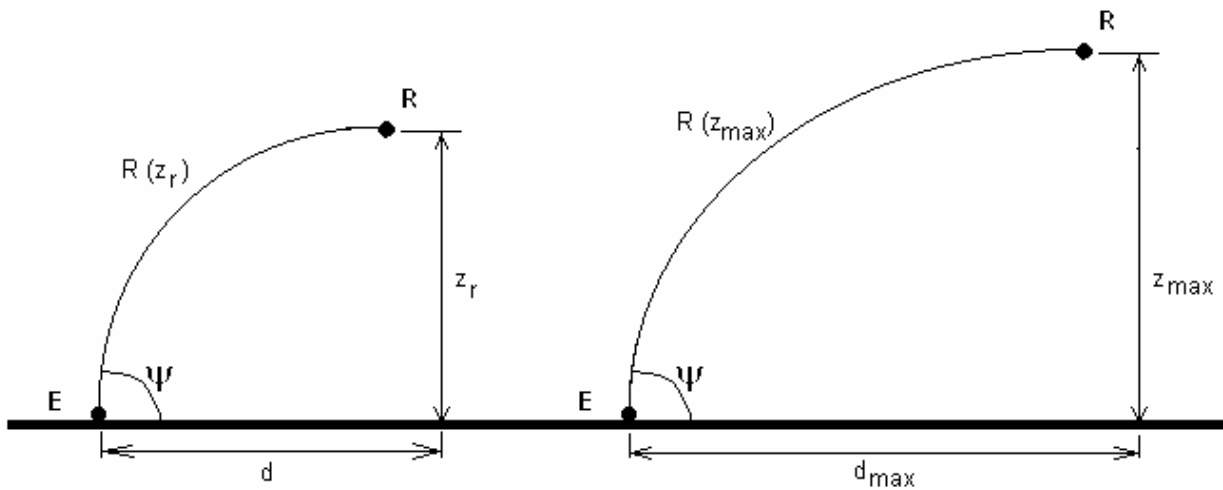


Figura 4.28: Altura do receptor igual à altura máxima.

O comprimento total e o tempo de propagação total dos raios podem ser determinados pela simples adição e subtração, utilizando as equações a seguir. Como exemplo, considere novamente o caso mostrado na figura 4.26 repetido na figura 4.29, o comprimento dos raios e o tempo de propagação para ambos os raios são determinados utilizando os resultados das equações de (4.76) a (4.83) na seguinte forma [Muradali e Fyfe, 1999]:

$$R_{raio1} = R(z_e) + 2R(z_{max1}) - R(z_r) \quad (4.84)$$

$$t_{raio1} = t(z_e) + 2t(z_{max1}) - t(z_r) \quad (4.85)$$

$$R_{raio2} = 2R(z_{max2}) - R(z_e) + R(z_r) \quad (4.86)$$

$$t_{raio2} = 2t(z_{max2}) - t(z_e) + t(z_r) \quad (4.87)$$

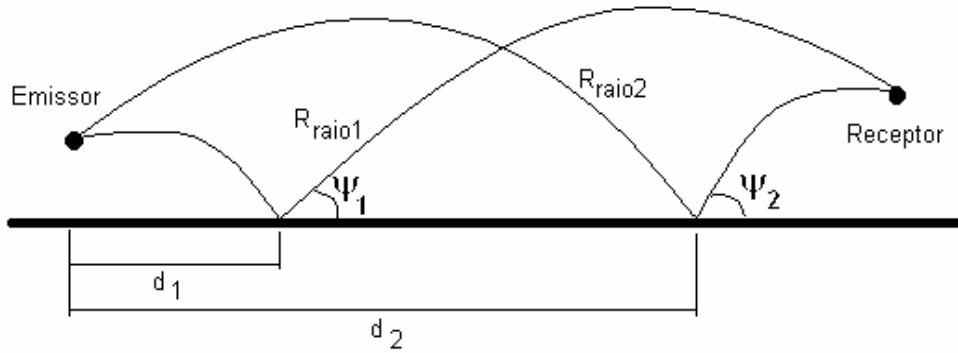


Figura 4.29: Parâmetros geométricos de raios sonoros curvos.

Nota-se que a componente do raio número 1, indo do solo ao receptor, passa necessariamente pelo ponto máximo. Logo, a última parte das equações (4.84) e (4.85) é a correção para esse comprimento. O mesmo pode ser dito para o raio número 2, entretanto, a componente aqui se desloca do emissor ao solo.

Em geral, os parâmetros para um raio submetido a n reflexões do solo podem ser determinados utilizando as seguintes expressões [L'Espérance, et al., 1992]:

$$R_{\text{raio } i} = 2(n-1)R(z_{\text{maxi}}) + R(z_e) + R(z_r) \quad (4.88)$$

$$t_{\text{raio } i} = 2(n-1)t(z_{\text{maxi}}) + t(z_e) + t(z_r) \quad (4.89)$$

Deve-se observar que apesar das equações acima serem corretas, elas levam a problemas numéricos quando pequenos ângulos de reflexão são envolvidos. Para propósito de cálculo computacional, conforme constatado neste trabalho, deve-se evitar o uso de funções trigonométricas, utilizando isso sim, uma expressão polinomial equivalente da tangente do ângulo. Ainda, $R(z_e)$, $R(z_r)$, $t(z_e)$, e $t(z_r)$ (equações (4.76) e (4.77)) devem ser corrigidas sempre que a altura máxima (z_m) for ultrapassada ($d > d_m$).

Uma vez calculados todos os parâmetros entre o emissor e o receptor, a pressão no receptor pode ser determinada segundo L'Espérance, et al., 1992, por:

$$f^2 = \sum_{i=1}^n \frac{A^{atm}(R_{\text{raio } i})^2 |Q_i|^2}{R_{\text{raio } i}^2} + \quad (4.90)$$

$$+ 2 \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{A^{atm}(R_{\text{raio } i}) |Q_i| \cdot A^{atm}(R_{\text{raio } j}) |Q_j|}{R_{\text{raio } i} \cdot R_{\text{raio } j}} \cdot \cos \left[2p f (t_j - t_i) + \arg \left(\frac{Q_j}{Q_i} \right) \right]$$

Sendo que: $i = 1$ denota o raio direto, e assim, $Q_1 = 1$; $A^{atm}(R_{raio\ i})$ é a atenuação normalizada de um único raio obtida pela absorção atmosférica (ANSI S1.26, ISO 9613-1 ou ABNT NB-1271) calculada utilizando o comprimento do caminho refratado ($R_{raio\ i}$); t_i é o tempo de propagação do raio e Q_i é o coeficiente de reflexão no solo para o raio, calculado com:

$$Q_i = Q(y_i)^{n_i} \quad (4.91)$$

Em que: y_i é o ângulo de reflexão no solo; n_i é o número de reflexões e $Q(y_i)$ é calculado pela equação (4.49).

No caso de um gradiente da velocidade sonora “moderado”, a refração irá causar apenas uma deformação do raio direto e do raio refletido (figura 4.30), podendo-se calcular os parâmetros geométricos desses dois raios. Assim, permite-se escrever a equação (4.90) como:

$$f^2 = \frac{A^{atm}(R_{raio\ 1})^2}{R_{raio\ 1}^2} + \frac{A^{atm}(R_{raio\ 2})^2 |Q_2|^2}{R_{raio\ 2}^2} + \quad (4.92)$$

$$+ 2 \frac{A^{atm}(R_{raio\ 1}) \cdot A^{atm}(R_{raio\ 2}) |Q_2|}{R_{raio\ 1} \cdot R_{raio\ 2}} \cdot \cos[2\pi f(t_2 - t_1) + \arg(Q_2)]$$

Sendo: t_1 e t_2 os tempos respectivos de $R_{raio\ 1}$ e $R_{raio\ 2}$. A equação (4.92) pode ser associada com o caso de um gradiente moderado da velocidade do som, isto é, quando apenas dois raios alcançam o receptor. Essa equação é equivalente aos casos descritos por Li, et al., 1991, e pela analogia solo plano + raios curvos à solo curvo + raios retilíneos de Almgren, 1987.

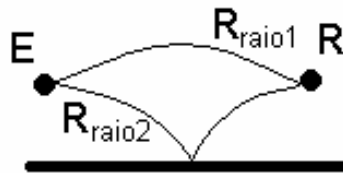


Figura 4.30: Gradiente de velocidade sonora moderado.

É importante notar que a interferência da fase entre os raios é determinada através da frequência e do tempo de propagação, ao invés do número de onda e o comprimento dos raios,

isso ocorre devido ao número de onda variar com a altura quando na presença de um perfil variável da velocidade do som.

4.3.2.4. Atmosfera Não Homogênea: Aplicação da Formulação de Kouyoumjian e Pathak - Difração

Como a formulação da difração de Kouyoumjian e Pathak descrita anteriormente é válida apenas para um meio homogêneo, a seguir, como parte da proposta do trabalho se unirá o modelo heurístico, que foi desenvolvido para solos planos sem obstáculos, com a formulação de Kouyoumjian e Pathak, tornando assim possível a utilização dessa formulação em uma atmosfera não homogênea.

Sabendo que na presença de um perfil variável da velocidade do som, o comprimento de onda muda com a altura, conseqüentemente o número de onda, tal fato afeta alguns termos da formulação de Kouyoumjian e Pathak como as equações (4.12) e (4.15) no caso de difração de uma única borda. Logo, para uma atmosfera não homogênea a formulação de Kouyoumjian e Pathak assume a seguinte forma:

$$f^d = \frac{e^{jkL(r_e+r_r)}}{L(r_e+r_r)} \{V^d [d, q_r - q_e] + V^d [d, q_r + q_e]\} \quad (4.93)$$

$$d = \frac{t_e t_r}{(t_e + t_r)} \quad e \quad \Theta = q_r \pm q_e \quad (4.94)$$

$$V^d \{Jd, \Theta\} = V^{d+} \{Jd, \Theta\} + V^{d-} \{Jd, \Theta\} \quad (4.95)$$

$$V^{d\pm} \{d, \Theta\} = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{\sqrt{2p \frac{t_e t_r f}{(t_e + t_r)}}} \frac{1}{2u_i} \cot\left(\frac{p \pm \Theta}{2u}\right) F^* \{c^\pm(\Theta)\} \quad (4.96)$$

$$c(\Theta) = \left(\frac{2t_e t_r f}{(t_e + t_r)}\right) \cos^2\left(\frac{2N^\pm u p - \Theta}{2}\right) \quad (4.97)$$

Mais uma vez:

$$L(r_e + r_r) = \sqrt{(r_e + r_r)^2 + (z_e + z_r)^2} \quad (4.98)$$

$$F^*(x) = -2j\sqrt{x}e^{-jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{jt^2} dt \quad (\text{cuja solução da integral é dada pela equação 3.22}) \quad (4.99)$$

z_e e z_r são os valores da coordenada z do ponto emissor e receptor. O coeficiente ϑ é introduzido para o caso de difração múltipla, aqui, como a difração ocorre em uma única borda, $\vartheta = 1$. A função V representa o coeficiente de difração na borda, q_e e q_r são os ângulos vistos na figura 4.31; r_e é a distância do emissor a borda; r_r é a distância da borda ao receptor; E é o ponto emissor; R é o ponto receptor; $u\pi$ é o ângulo da borda, no caso uma cunha; t_e o tempo de propagação do emissor ao topo da barreira; t_r é o tempo de propagação do topo da barreira ao receptor; f é a frequência do emissor; e N é dado por:

$$N^+ = \begin{cases} 0 & \text{para } \Theta \leq u\pi - p \\ 1 & \text{para } \Theta > u\pi - p \end{cases} \quad (4.100)$$

$$N^- = \begin{cases} -1 & \text{para } \Theta < p - u\pi \\ 0 & \text{para } p - u\pi \leq \Theta \leq u\pi + p \\ 1 & \text{para } \Theta > u\pi + p \end{cases} \quad (4.101)$$

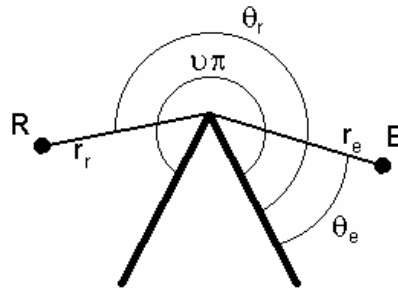


Figura 4.31: Notação para difração em uma única borda.

Para aplicar-se a formulação de Kouyoumjian e Pathak em um meio não homogêneo, considere, por exemplo, um único raio partindo do emissor ao receptor via uma barreira de uma única borda como mostra a figura 4.32. Os parâmetros do raio são determinados considerando o topo da barreira tanto como um emissor quanto um receptor. Utilizando dados do modelo heurístico, como o comprimento dos raios nos dois lados da barreira, bem como os tempos de propagação dos raios associados, que são os parâmetros para um único raio indo do emissor ao receptor, esses por sua vez, podem ser dados por [Muradali e Fyfe, 1999]:

$$R_{raio} = R_{raio1} + R_{raio2} \quad (4.102)$$

$$t_{raio} = t_{raio1} + t_{raio2} \quad (4.103)$$

$$Q = Q_e Q_r \quad (4.104)$$

Sendo: Q_e o coeficiente de reflexão esférico (equação (4.49)) no lado do emissor; Q_r o coeficiente de reflexão esférico no lado do receptor; $R_{raio i}$ dado pela equação (4.76) ou (4.80); $t_{raio i}$ dado pela equação (4.77) ou (4.81).

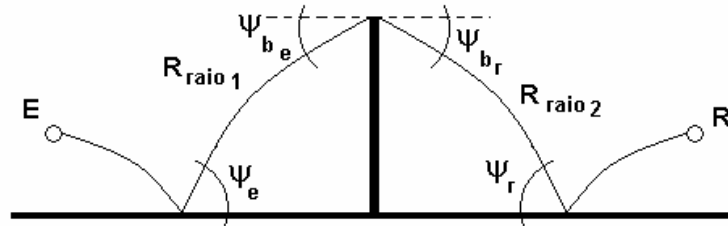


Figura 4.32: Um único raio viajando do emissor ao receptor, via o topo da barreira.

Ainda, os ângulos de incidência no topo da barreira também são necessários para o cálculo da difração. Conforme Muradali e Fyfe, 1999, após algumas manipulações geométricas, os ângulos necessários deduzidos originalmente para a formulação de Pierce são dados por:

$$\cos y_{b\ e,r} = (1 + ah) \cos y_{e,r} \quad (4.105)$$

Aqui se fará uso da equação (4.105), pois os mesmos ângulos são necessários para o cálculo da formulação de Kouyoumjian e Pathak. A figura 4.33 mostra em detalhe o ângulo ψ_b . Nota-se que uma pequena correção para o ângulo pode ser necessária se por acaso o raio passa pela altura máxima antes da barreira ($d_{eb} > d_{max}$). Ainda, y_b , para qualquer raio incidente com o topo da barreira deve ser substituído pelos ângulos q_e e q_r na formulação de Kouyoumjian e Pathak dependendo de qual lado da barreira o raio existe, ou seja $q_e = y_{be} - \frac{p}{2}$ e $q_r = p + y_{br}$.

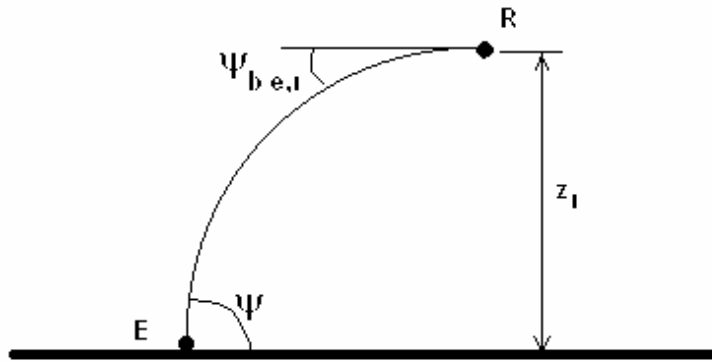


Figura 4.33: Detalhe do ângulo ψ_b .

Conforme Keller, 1962, a expressão da onda difratada (f^d), tem a forma de um campo de pressão incidente (neste caso o termo de propagação da onda esférica) multiplicado por um coeficiente. Logo, chamando esse coeficiente de coeficiente de difração (V^d), para um único raio na figura 4.30, é determinado pela equação de Kouyoumjian e Pathak em função de: R_{raio} , t_{raio} , t_{raio1} , t_{raio2} , f , θ_e e θ_r .

$$V^d (R_{raio}, t_{raio}, t_{raio1}, t_{raio2}, f, q_r, q_e)$$

Aplicando a mesma metodologia utilizada para o caso de difração em uma única borda, tem-se, também, uma mudança de termos para a difração de dupla borda. Lembrando-se da equação da onda difratada em dupla borda (equação (4.24)) e desconsiderando o termo de propagação da onda incidente, pode-se escrever o coeficiente de difração em dupla borda como:

$$V^d = 2 \cdot V_1^d \{J_1 d_1, u_1 p - q_{e1}\} \cdot V_2^d \{J_2 d_2, q_{r2}\} \quad (4.106)$$

Sendo: d_1 e d_2 dados pelas equações (4.25) e (4.26), respectivamente; e ϑ_1 e ϑ_2 pelas equações (4.29) e (4.30), com $r_{e,ri}$ substituído por $R_{raio e,ri}$.

Reescrevendo então os termos necessários para a resolução da equação (4.106), a formulação de Kouyoumjian e Pathak para o cálculo da difração por duas bordas por uma onda toma a seguinte forma, após algumas manipulações:

- Para $\phi_{12}^d(E, R)$, ou seja, quando $c_1^-(u_p - q_{e1}) \leq c_2^-(q_{r2})$:

$$f_{12}^d(E, R) = 2 \frac{e^{jkL(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \cdot V_1^d [J_1 d_1, u_p - q_{e1}] \cdot V_2^d [J_2 d_2, q_{r2}] \quad (4.107)$$

Sendo:

$$d_1 = \frac{r_{e1}(w_{12} + r_{r2})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \quad (4.108)$$

$$d_2 = \frac{(r_{e1} + w_{12})r_{r2}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \quad (4.109)$$

$$V^d \{Jd, \Theta\} = V^{d+} \{Jd, \Theta\} + V^{d-} \{Jd, \Theta\} \quad (4.110)$$

$$V_1^{d\pm} \{J_1 d_1, \Theta\} = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{2p \sqrt{f \frac{t_{w12} t_{e1}}{t_{w12} + t_{e1}}}} \frac{1}{2u_1} \cot \frac{p \pm \Theta}{2u_1} \cdot F^* \{J_1 c_1^\pm(\Theta)\} \quad (4.111)$$

$$V_2^{d\pm} \{J_2 d_2, \Theta\} = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{2p \sqrt{f \frac{(t_{e1} + t_{w12}) t_{r2}}{t_{e1} + t_{w12} + t_{e1}}}} \frac{1}{2u_2} \cot \frac{p \pm \Theta}{2u_2} \cdot F^* \{J_2 c_2^\pm(\Theta)\} \quad (4.112)$$

$$L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2}) = \sqrt{(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})^2 + (z_e + z_r)^2} \quad (4.113)$$

$$c_1^\pm(\Theta) = 4p f \left(\frac{t_{e1}(t_{w12} + t_{r2})}{t_{e1} + t_{w12} + t_{r2}} \right) \cos^2 \left(\frac{2N^+ u_1 p - \Theta}{2} \right), \quad (4.114)$$

$$c_2^\pm(\Theta) = 4p f \left(\frac{(t_{e1} + t_{w12}) t_{r2}}{t_{e1} + t_{w12} + t_{r2}} \right) \cos^2 \left(\frac{2N^+ u_2 p - \Theta}{2} \right) \quad (4.115)$$

$$F^*(x) = -2j\sqrt{x} e^{-jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{jt^2} dt \quad (\text{cuja solu\c{c}o\~{e} da integral \u00e9 dada pela equa\c{c}o\~{e} (3.22)) \quad (4.116)$$

z_e e z_r s\u00e3o os valores da coordenada z do ponto emissor e receptor q_e e q_r s\u00e3o os \u00e2ngulos vistos na figura 4.2 repetida na figura 4.34; r_e \u00e9 a dist\u00e2ncia do emissor a borda; r_r \u00e9 a dist\u00e2ncia da borda ao receptor; E \u00e9 o ponto emissor; R \u00e9 o ponto receptor; u_p \u00e9 o \u00e2ngulo da borda, no caso uma cunha; e N \u00e9 dado por:

$$N^+ = \begin{cases} 0 & \text{para } \Theta \leq u_p - p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_p - p \end{cases} \quad (4.117)$$

$$N^- = \begin{cases} -1 & \text{para } \Theta < p - u_i p \\ 0 & \text{para } p - u_i p \leq \Theta \leq u_i p + p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_i p + p \end{cases} \quad (4.118)$$

ainda: $J_{1,2}$ são dados pelas equações (4.119) e (4.120) a seguir; $u_i p$ é o ângulo da borda da barreira, no caso de uma barreira com a forma de um paralelepípedo (figura 4.6) $u_i p = \frac{3p}{2}$.

$$\begin{aligned} \text{para } c_1^-(u_i p - q_{e1}) \leq c_2^-(q_{r2}) &\rightarrow J_1 = J \text{ e } J_2 = 1 \\ \text{para } c_1^-(u_i p - q_{e1}) > c_2^-(q_{r2}) &\rightarrow J_1 = 1 \text{ e } J_2 = J \end{aligned} \quad (4.119)$$

com:

$$J = \frac{w_{12}(w_{12} + r_{e1} + r_{r2})}{(w_{12} + r_{e1})(w_{12} + r_{r2})} \quad (4.120)$$

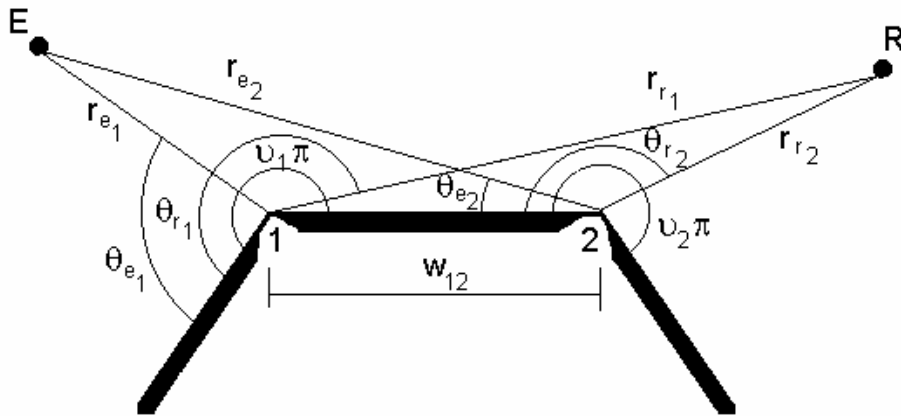


Figura 4.34: Notação para uma barreira de 3 lados.

- Para $\phi_{21}^d(R, E)$, ou seja, quando $c_1^-(u_i p - q_{e1}) > c_2^-(q_{r2})$:

$$f_{21}^d(R, E) = 2 \frac{e^{jkL(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \cdot V_1^d[J_1 d_1, u_i p - q_{e1}] \cdot V_2^d[J_2 d_2, q_{r2}] \quad (4.121)$$

Sendo:

$$d_1 = \frac{r_{e1}(w_{12} + r_{r2})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \quad (4.122)$$

$$d_2 = \frac{(r_{e1} + w_{12})r_{r2}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \quad (4.123)$$

$$V^d \{Jd, \Theta\} = V^{d+} \{Jd, \Theta\} + V^{d-} \{Jd, \Theta\} \quad (4.124)$$

$$V_1^{d\pm} \{J_1 d_1, \Theta\} = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{2p \sqrt{f \frac{t_{e1}(t_{w12} + t_{r2})}{t_{e1} + t_{w12} + t_{e1}}}} \frac{1}{2u_1} \cot \frac{p \pm \Theta}{2u_1} \cdot F^* \{J_1 c_1^\pm(\Theta)\} \quad (4.125)$$

$$V_2^{d\pm} \{J_2 d_2, \Theta\} = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{2p \sqrt{f \frac{t_{w12} t_{r2}}{t_{w12} + t_{r2}}}} \frac{1}{2u_2} \cot \frac{p \pm \Theta}{2u_2} \cdot F^* \{J_2 c_2^\pm(\Theta)\} \quad (4.126)$$

$$L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2}) = \sqrt{(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})^2 + (z_e + z_r)^2} \quad (4.127)$$

$$c_1^\pm(\Theta) = 4p f \left(\frac{t_{e1}(t_{w12} + t_{r2})}{t_{e1} + t_{w12} + t_{r2}} \right) \cos^2 \left(\frac{2N^\pm u_1 p - \Theta}{2} \right) \quad (4.128)$$

$$c_2^\pm(\Theta) = 4p f \left(\frac{(t_{e1} + t_{w12})t_{r2}}{t_{e1} + t_{w12} + t_{r2}} \right) \cos^2 \left(\frac{2N^\pm u_2 p - \Theta}{2} \right) \quad (4.129)$$

$$F^*(x) = -2j \sqrt{x} e^{-jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{jt^2} dt \quad (4.130)$$

$$N^+ = \begin{cases} 0 & \text{para } \Theta \leq u_1 p - p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_1 p - p \end{cases} \quad (4.131)$$

$$N^- = \begin{cases} -1 & \text{para } \Theta < p - u_1 p \\ 0 & \text{para } p - u_1 p \leq \Theta \leq u_1 p + p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_1 p + p \end{cases} \quad (4.132)$$

Lembrando: $J_{1,2}$ são dados pelas equações (4.119) e (4.120); $u_1 p$ é o ângulo da borda da barreira, no caso de uma barreira com a forma de um paralelepípedo (figura 4.6) $u_1 p = \frac{3p}{2}$.

Sendo: t_{e1} o tempo de propagação entre o emissor e o topo da barreira na borda 1; t_{r2} o tempo de propagação entre a borda 2, no topo da barreira, e o receptor; t_{w12} o tempo de propagação da onda entre as bordas 1 e 2.

Ainda, a título de simplificação pode-se considerar que a largura no topo da barreira seja pequena, portanto não ocorrerá a curvatura do raio de propagação, logo, pode-se escrever t_{w12} como:

$$t_{w12} = \frac{w_{12}}{c(z)} \quad (4.133)$$

4.3.2.5. Atmosfera Não Homogênea: Modelo Completo

Para obter-se o modelo completo em uma atmosfera não homogênea, deve-se considerar todos os raios entre o emissor e o receptor separados por uma barreira. Muitos raios podem surgir e desaparecer dependendo da geometria e do gradiente da velocidade sonora. Considerando, por exemplo a figura 4.30, para um emissor pontual, em frente a uma barreira bidimensional, com $a = 0,1$ e a relação entre velocidade-altura dada pela equação (4.62). O modelo heurístico resulta em 2 raios entre o emissor e o topo a barreira e 4 raios entre o topo e o receptor. Logo, o número total de raios difratados pela barreira é 6, cujos parâmetros de determinação foram dados na seção anterior.

Agora, existem ainda os raios que partem do emissor e alcançam o receptor sobre a barreira sem tocar no topo dessa. Para o caso da figura 4.35 existem 4 desses raios. Uma vez que esses raios passam sem serem perturbados pela barreira, esses não são difratados, portanto o coeficiente de difração para tais raios dever ser 1, ou seja:

$$V^d = 1 + j \cdot 0 \quad (4.134)$$

Existem ainda os raios que, em alguns casos, passam próximos à barreira e assim são difratados para a região de sombra, logo após a barreira. Entretanto, esse efeito é de difícil determinação e não será aqui considerado. Sugere-se que quando tal efeito ocorrer, mude-se algum dos parâmetros geométricos, tal como: ou à distância entre o emissor e a barreira; ou a altura da barreira; ou a distância entre a barreira e o receptor de forma a contornar-se tal problema. Contudo, caso a não existência de tal possibilidade, para trabalhar-se em favor da segurança, ignora-se que tais raios sejam atenuados pela difração.

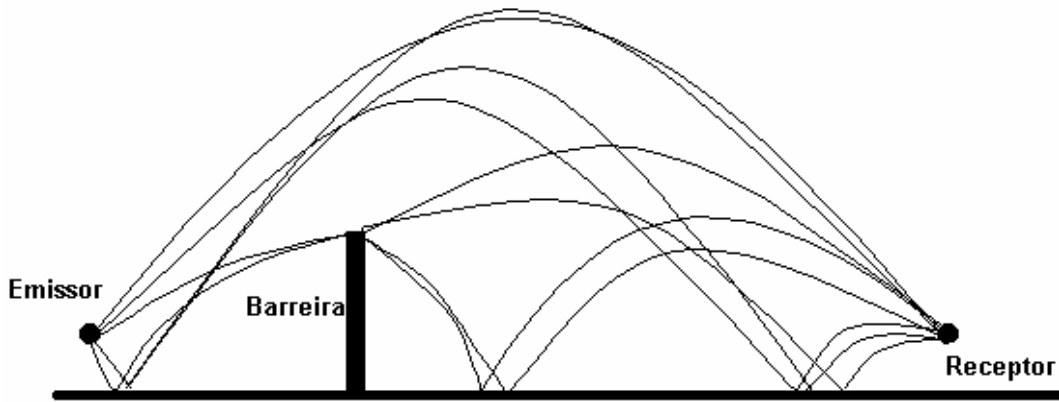


Figura 4.35: Exemplo dos raios existentes que passam sobre uma barreira para um gradiente alto de velocidade.

Destarte, estando com todos os parâmetros dos raios calculados, a pressão no ponto receptor pode ser determinada pela seguinte equação [Muradali e Fyfe, 1999]:

$$\begin{aligned}
 (f^{nh})^2 &= \sum_{i=1}^n \left(\frac{A^{atm}(R_{raio\ i}) |Q_i| |V_i^d|}{R_{raio\ i}} \right)^2 + \\
 &+ 2 \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{A^{atm}(R_{raio\ i}) |Q_i| |V_i^d| \cdot A^{atm}(R_{raio\ j}) |Q_j| |V_j^d|}{R_{raio\ i} \cdot R_{raio\ j}} \\
 &\times \cos \left[2p f (t_j - t_i) + \arg \left(\frac{Q_j}{Q_i} \right) + \arg \left(\frac{V_j^d}{V_i^d} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{4.135}$$

Sendo: $n = 10$ para o caso da figura 4.35; A^{atm} calculado pela equação (4.60) ou (4.61); $R_{raio\ i}$ pela equação (4.76) ou (4.80); Q_j pela equação (4.91) e $Q_i = 1$; V_i^d pela equação (4.96) para uma única borda ou pela (4.106) para a difração por dupla borda. Para propósito de cálculo, L'Espérance, et al., 1992, definem para o modelo heurístico um coeficiente de absorção atmosférica dado novamente por:

$$A^{atm}(R_{raio\ i}) = 10^{\frac{\alpha R_{raio\ i}}{2000}} \tag{4.136}$$

Com α igual a absorção atmosférica em dB/100 m dado pelas Normas ANSI S1.26, ISO 9613-1 ou ABNT NB-1271.

4.3.2.6. Atmosfera Não Homogênea: Efeito da Turbulência

Segundo L'Espérance, et al., 1995, um modelo preciso para a predição do nível de pressão sonora na atmosfera deve levar em conta não apenas os efeitos da geometria, da absorção atmosférica e da reflexão do solo mas, também, os efeitos da refração e da turbulência. Como o ar, ao mover-se sobre um terreno gera uma série de flutuações no gradiente de velocidade do vento e dependendo do clima, têm-se também flutuações no gradiente de temperatura, tais condições resultam em oscilações no gradiente de velocidade do som com o tempo.

L'Espérance, et al., 1995, estudaram os efeitos da turbulência utilizando dados experimentais e modelando com o Programa de Campo rápido (*Fast Field Program*) conduzindo a média da pressão sonora por meio do perfil instantâneo da velocidade do som. Perfil esse medido por um período específico, cujos resultados ajustam-se muito bem nas mesmas condições atmosféricas com os dados experimentais.

O modelo de turbulência utilizado aqui segue o trabalho de L'Espérance, et al., 1995, por ser bem mais simples e prático que outros modelos [Gilbert, et al., 1990; L'Espérance, et al., 1992; Gilbert e Di, 1993; Makarewicz, 1998]. A média da pressão sonora é obtida por meio de uma faixa específica de perfis lineares da velocidade do som. A figura 4.36 mostra esses perfis e a pressão média é obtida, conforme Muradali e Fyfe, 1999, por:

$$f_{medio}^2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (f_i^{nh})^2 \quad (4.137)$$

Sendo: $(f_i^{nh})^2$ o quadrado da pressão sonora para o i-ésimo perfil da velocidade sonora; m o número total de perfis considerados, (equação (4.135)).

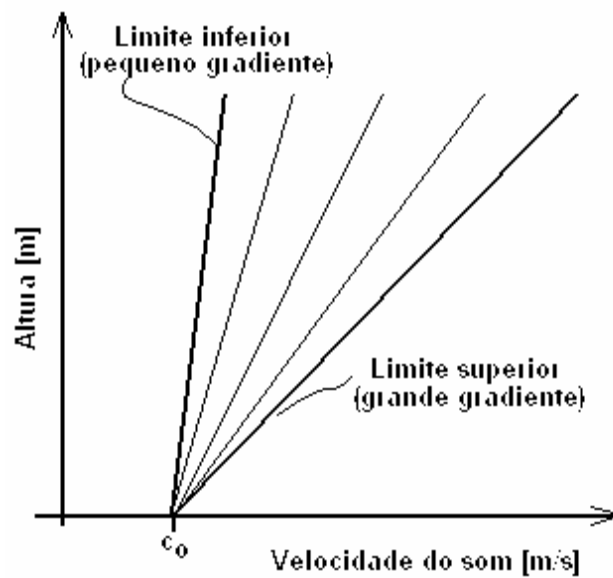


Figura 4.36: Perfis lineares de velocidade sonora para o modelo da turbulência.

Por exemplo, se durante um determinado período o gradiente da velocidade do som mudasse de um perfil sem vento ($a = 0,00001$) para um perfil com uma brisa leve ($a = 0,0001$) e a seguir para um perfil com brisa ($a = 0,001$), a pressão média seria obtida por:

$$\left(f^{nh}\right)_{\text{medio}}^2 = \frac{\left(f^{nh}\right)_{a=0,00001}^2 + \left(f^{nh}\right)_{a=0,0001}^2 + \left(f^{nh}\right)_{a=0,001}^2}{3}$$

Finalizando este capítulo, será abordado na próxima seção o algoritmo geral para o cálculo da perda por inserção, considerando todos os fatores abordados no trabalho.

4.4. Algoritmo Geral

O algoritmo generalizado proposto e utilizado neste trabalho, foi desenvolvido com a linguagem de programação do software MAPLE[®], sua listagem para um caso bidimensional é dada no Anexo 8. O seu fluxograma principal é representado pela figura 4.37.

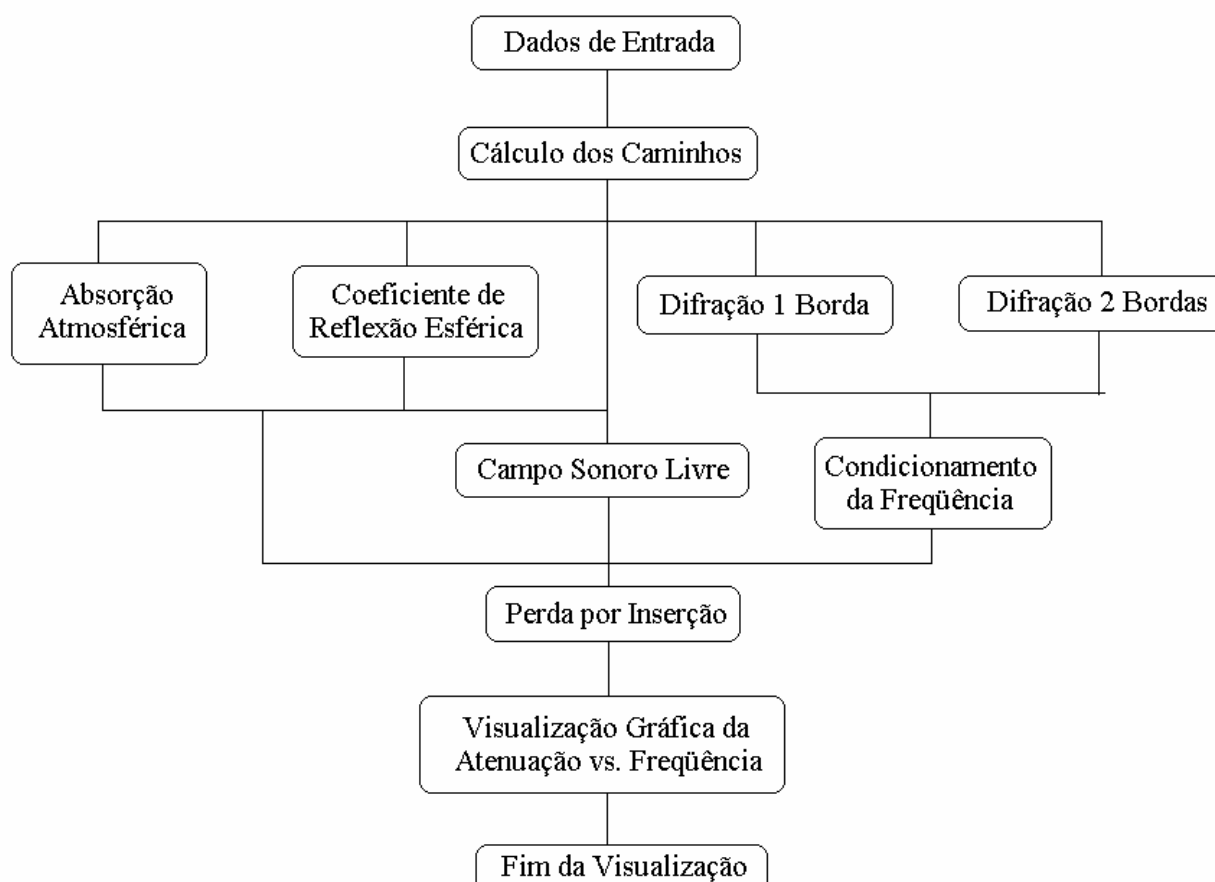


Figura 4.37: Fluxograma principal do algoritmo.

O algorítmico proposto é dividido em oito etapas principais: rotinas do cálculo dos caminhos, rotina para determinação dos coeficientes de reflexão esférico, do campo sonoro livre, da difração por uma única borda, da difração por duas bordas, rotina para condicionamento da frequência e por fim na determinação da perda por inserção. Para facilitar a sua implementação, cada uma das rotinas é acompanhada posteriormente por suas respectivas equações. A rotina principal, que define todo o programa é a chamada de cálculo dos caminhos onde são determinadas as distâncias e tempos de propagação entre emissor-barreira, barreira-receptor, emissor-receptor e os respectivos ângulos, cujo fluxograma é apresentado na figura 4.38, e as equações são repetidas a seguir.

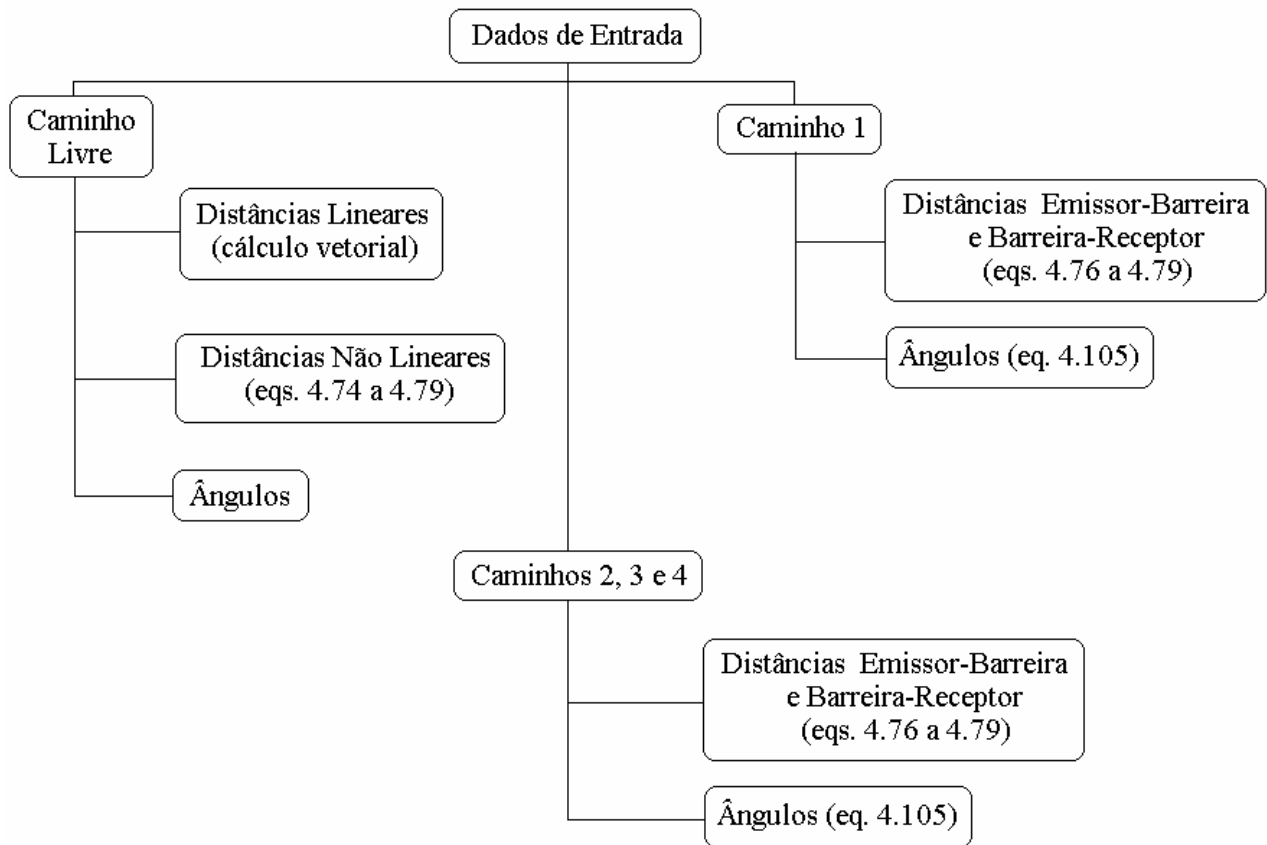


Figura 4.38: Fluxograma para o cálculo dos caminhos.

Relembrando, a equação (4.74) é:

$$n_r(n_r + 1)x^4 - (2n_r + 1)d \cdot x^3 + [b_r^2 + (2n_r^2 - 1)b_e^2 + d^2]x^2 + \\ -(2n_r - 1)b_e^2 d \cdot x + n_r(n_r - 1)b_e^4 = 0 \quad (4.74)$$

Sendo: n_r o número de reflexões no solo; d a distância entre os pontos E e R; x a variável da distância, que indica o ponto em que o raio reflete no solo; a o gradiente de velocidade sonora; z a altura; os sub-índices e e r são relativos ao emissor e ao receptor; $b_{e,r}$ dados por:

$$b_{e,r}^2 = \frac{z_{e,r}}{a} (2 + az_{e,r}) \quad (4.75)$$

Já as equações (4.76) a (4.79), são dadas por:

$$R(z_r) = \frac{1}{a \cos y} \left[\arcsen((1 + az_r) \cos y) - \frac{p}{2} + y \right] \quad (4.76)$$

$$t(z_r) = \frac{1}{2ac_0} \ln \left[\frac{f(0)}{f(z_r)} \right] \quad (4.77)$$

$$f(z) = \frac{1 + \sqrt{1 - (1 + az)^2 \cos^2 y}}{1 - \sqrt{1 - (1 + az)^2 \cos^2 y}} \quad (4.78)$$

$$\tan y = \frac{ad}{2} + \frac{z_r(2 + az_r)}{2d} \quad (4.79)$$

Sendo: d a distância horizontal entre os pontos considerados; $R(z_r)$ o comprimento do raio curvo; $t(z_r)$ o tempo de propagação do raio sonoro; y o ângulo de reflexão no solo.

E finalmente, a equação (4.105):

$$\cos y_{b\ e,r} = (1 + ah) \cos y_{e,r} \quad (4.105)$$

As figuras 4.39 e 4.40, apresentam o fluxograma das rotinas para a determinação do coeficiente de reflexão esférica e do campo sonoro livre.

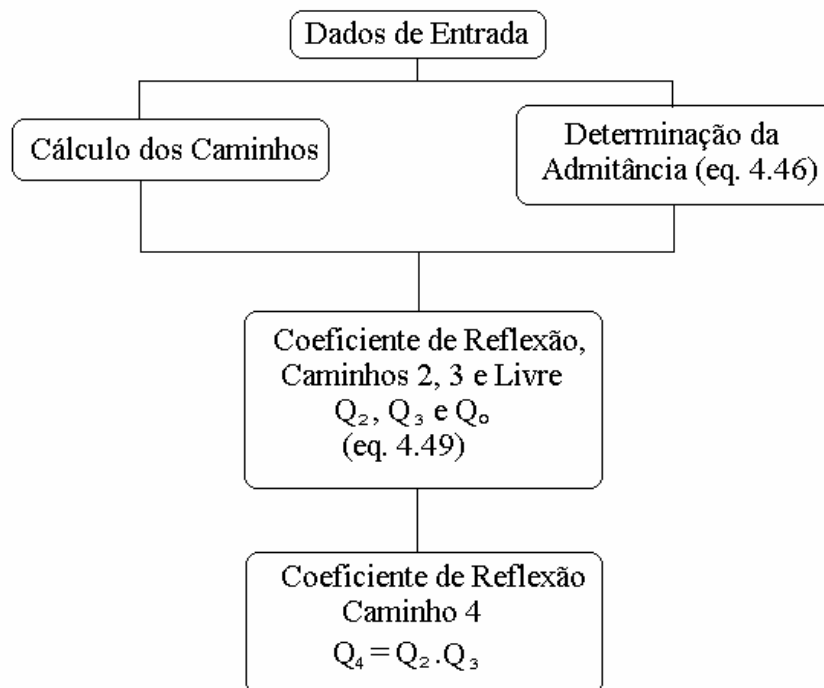


Figura 4.39: Fluxograma para a determinação do coeficiente de reflexão esférica.

As equações (4.46) e (4.49) são respectivamente:

$$Z = \frac{1}{Y} = \left[1 + 9,07 \left(\frac{1000f}{s} \right)^{-0,75} + j \cdot 11,90 \left(\frac{1000f}{s} \right)^{-0,73} \right] \quad (4.46)$$

$$e \quad Q = R(q) + (1 - R(q))F(q) \quad (4.49)$$

Novamente, a função $F(q)$ é calculada pela equação (4.50), e $erfc(z)$ é a função de erro complementar estendida para os argumentos complexos e que é chamada de distância numérica.

$$F(q) = 1 + j\sqrt{p}qe^{-q^2}erfc(-jq) \quad (4.50)$$

$$q = \sqrt{\frac{1}{2}jkr'(Y + \cos(q))} \quad (4.51)$$

$$erfc(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{p}} \int_0^z e^{-t^2} dt \quad (4.52)$$

As variáveis são definidas como: r o caminho direto entre o emissor e o receptor (ou quando existe um obstáculo, r é a distância do ponto considerado até o topo desse obstáculo); r' o caminho entre a imagem do emissor e o receptor (ou na existência de uma barreira, r' é a distância entre a imagem do ponto considerado e o topo da barreira); d a distância entre os dois pontos considerados (ou distância entre o ponto e o obstáculo); z_e a altura do ponto E; z_r a altura do ponto R, ambos relativos ao solo. Ainda, Y é a admitância e σ a resistência ao fluxo [$N.s/m^4$].

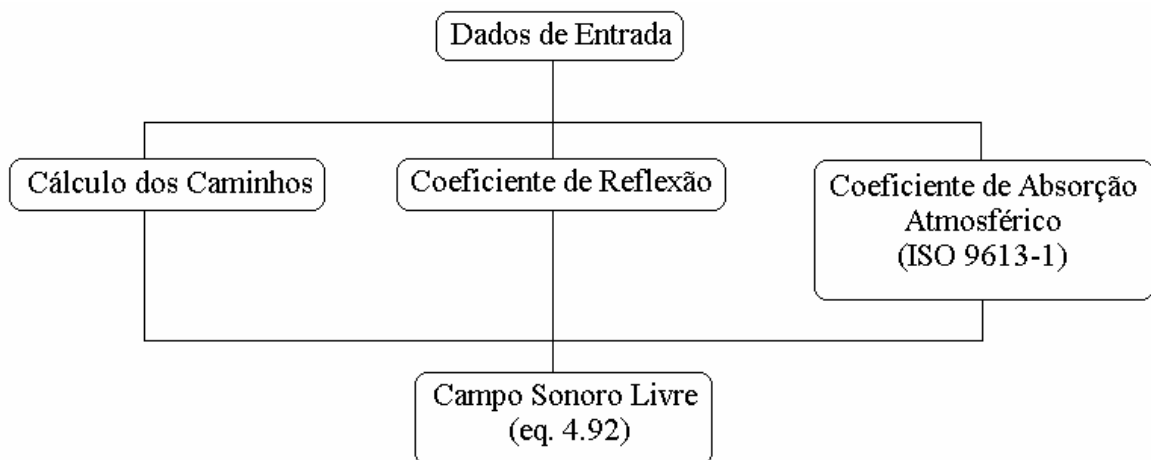


Figura 4.40: Fluxograma para a determinação do campo sonoro livre.

Para a determinação do campo sonoro livre, conforme o fluxograma da figura 4.40, a equação (4.92) é dada por:

$$f^2 = \frac{A^{atm}(R_{raio\ 1})^2}{R_{raio\ 1}^2} + \frac{A^{atm}(R_{raio\ 2})^2 |Q_2|^2}{R_{raio\ 2}^2} + 2 \frac{A^{atm}(R_{raio\ 1}) \cdot A^{atm}(R_{raio\ 2}) |Q_2|}{R_{raio\ 1} \cdot R_{raio\ 2}} \cdot \cos[2\pi f(t_2 - t_1) + \arg(Q_2)] \quad (4.92)$$

Sendo que: $i = 1$ denota o raio direto, e assim, $Q_i = 1$; $A^{atm}(R_{raio\ i})$ é a atenuação normalizada de um único raio obtida pela absorção atmosférica (ANSI S1.26, ISO 9613-1 ou ABNT NB-1271) calculada utilizando o comprimento do caminho refratado ($R_{raio\ i}$); t_1 e t_2 são os tempos respectivos de $R_{raio\ 1}$ e $R_{raio\ 2}$ e Q_i é o coeficiente de reflexão no solo para o raio, dado pela equação (4.91) em que y_i é o ângulo de reflexão no solo; n_i é o número de reflexões e $Q(y_i)$ é calculado pela equação (4.49), ou seja, o fluxograma da figura 4.39:

$$Q_i = Q(y_i)^{n_i} \quad (4.91)$$

As figuras 4.41 e 4.42, apresentam a seguir os fluxogramas das rotinas para a apuração da difração para uma e duas bordas com o condicionamento da frequência para cada um dos caminhos e para a determinação da perda por inserção de uma barreira.

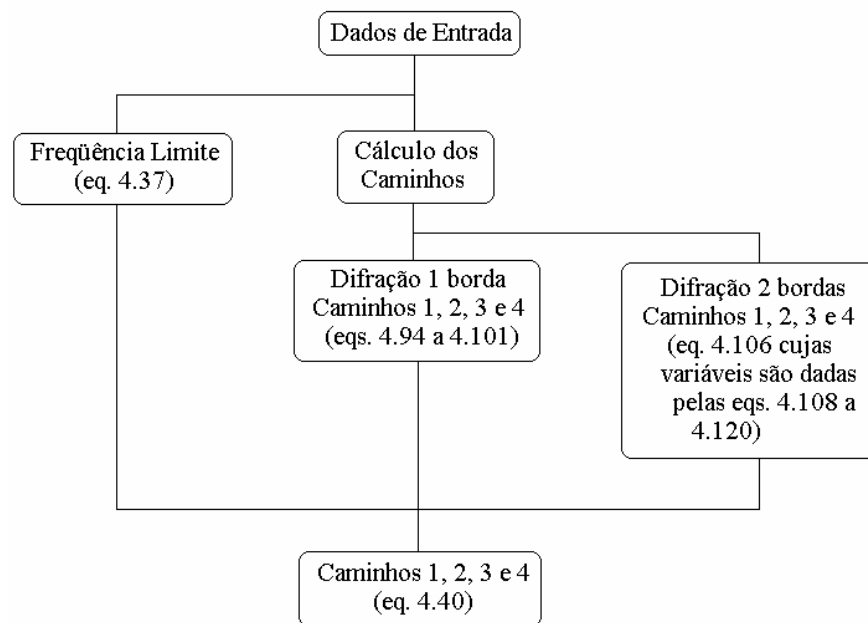


Figura 4.41: Fluxograma para a determinação do campo sonoro difratado e do condicionamento da frequência.

Para o cálculo da frequência limite utiliza-se a equação (4.37):

$$f_{\text{lim}} = \frac{c_0}{4w_{12} \text{sen} b} \quad (4.37)$$

Sendo para casos 2D, com barreiras na forma de um paralelepípedo:

$$b = \frac{p}{2} \quad (4.38)$$

E para casos 3D, com barreiras na forma de um paralelepípedo:

$$b = \frac{p}{2} - \arccos \frac{x_2 - x_1}{d_0} \quad (4.39)$$

Em que: $d_0 = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$.

Para uma única borda, para cada um dos caminhos, a equação (4.95) é novamente reescrita aqui junto com suas variáveis:

$$V^d \{Jd, \Theta\} = V^{d^+} \{Jd, \Theta\} + V^{d^-} \{Jd, \Theta\} \quad (4.95)$$

Sendo:

$$d = \frac{t_e t_r}{(t_e + t_r)} \quad e \quad \Theta = q_r \pm q_e \quad (4.94)$$

$$V^{d^\pm} \{d, \Theta\} = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{\sqrt{2p \frac{t_e t_r f}{(t_e + t_r)}}} \frac{1}{2u_i} \cot \left(\frac{p \pm \Theta}{2u} \right) F^* \{c^\pm(\Theta)\} \quad (4.96)$$

$$c(\Theta) = \left(\frac{2t_e t_r f}{(t_e + t_r)} \right) \cos^2 \left(\frac{2N^\pm u p - \Theta}{2} \right) \quad (4.97)$$

$$L(r_e + r_r) = \sqrt{(r_e + r_r)^2 + (z_e + z_r)^2} \quad (4.98)$$

$$F^*(x) = -2j\sqrt{x}e^{-jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{jt^2} dt \quad (\text{cuja solução da integral é dada pela equação 3.22}) \quad (4.99)$$

z_e e z_r são os valores da coordenada z do ponto emissor e receptor. O coeficiente $\vartheta = 1$. A função V representa o coeficiente de difração na borda, q_e e q_r são ângulos; r_e é a distância do emissor a borda; r_r é a distância da borda ao receptor; E é o ponto emissor; R é o ponto receptor; up é o

ângulo da borda, no caso uma cunha; t_e o tempo de propagação do emissor ao topo da barreira; t_r é o tempo de propagação do topo da barreira ao receptor; f é a frequência do emissor; e N é dado por:

$$N^+ = \begin{cases} 0 & \text{para } \Theta \leq u_i p - p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_i p - p \end{cases} \quad (4.100)$$

$$N^- = \begin{cases} -1 & \text{para } \Theta < p - u_i p \\ 0 & \text{para } p - u_i p \leq \Theta \leq u_i p + p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_i p + p \end{cases} \quad (4.101)$$

Para duas bordas, para cada um dos caminhos, a equação (4.106) é reescrita aqui junto com suas variáveis:

$$V^d = 2 \cdot V_1^d \{J_1 d_1, u_i p - q_{e1}\} \cdot V_2^d \{J_2 d_2, q_{r2}\} \quad (4.106)$$

Sendo:

$$d_1 = \frac{r_{e1}(w_{12} + r_{r2})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \quad (4.108)$$

$$d_2 = \frac{(r_{e1} + w_{12})r_{r2}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} \quad (4.109)$$

$$V^d \{Jd, \Theta\} = V^{d+} \{Jd, \Theta\} + V^{d-} \{Jd, \Theta\} \quad (4.110)$$

$$V_1^{d\pm} \{J_1 d_1, \Theta\} = \frac{e^{\frac{jP}{4}}}{2p \sqrt{f \frac{t_{w12} t_{e1}}{t_{w12} + t_{e1}}}} \frac{1}{2u_1} \cot \frac{p \pm \Theta}{2u_1} \cdot F^* \{J_1 c_1^\pm(\Theta)\} \quad (4.111)$$

$$V_2^{d\pm} \{J_2 d_2, \Theta\} = \frac{e^{\frac{jP}{4}}}{2p \sqrt{f \frac{(t_{e1} + t_{w12}) t_{r2}}{t_{e1} + t_{w12} + t_{e1}}}} \frac{1}{2u_2} \cot \frac{p \pm \Theta}{2u_2} \cdot F^* \{J_2 c_2^\pm(\Theta)\} \quad (4.112)$$

$$L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2}) = \sqrt{(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})^2 + (z_e + z_r)^2} \quad (4.113)$$

$$c_1^\pm(\Theta) = 4p f \left(\frac{t_{e1}(t_{w12} + t_{r2})}{t_{e1} + t_{w12} + t_{r2}} \right) \cos^2 \left(\frac{2N^\pm u_i p - \Theta}{2} \right), \quad (4.114)$$

$$c_2^\pm(\Theta) = 4p f \left(\frac{(t_{e1} + t_{w12}) t_{r2}}{t_{e1} + t_{w12} + t_{r2}} \right) \cos^2 \left(\frac{2N^\pm u_2 p - \Theta}{2} \right) \quad (4.115)$$

$$F^*(x) = -2j\sqrt{x}e^{-jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{jt^2} dt \quad (\text{cuja solução da integral é dada pela equação (3.22)}) \quad (4.116)$$

z_e e z_r são os valores da coordenada z do ponto emissor e receptor q_e e q_r são ângulos; r_e é a distância do emissor a borda; r_r é a distância da borda ao receptor; E é o ponto emissor; R é o ponto receptor; u_p é o ângulo da borda, no caso uma cunha; e N é dado por:

$$N^+ = \begin{cases} 0 & \text{para } \Theta \leq u_p - p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_p - p \end{cases} \quad (4.117)$$

$$N^- = \begin{cases} -1 & \text{para } \Theta < p - u_p \\ 0 & \text{para } p - u_p \leq \Theta \leq u_p + p \\ 1 & \text{para } \Theta > u_p + p \end{cases} \quad (4.118)$$

ainda, $J_{1,2}$ são dados pelas equações (4.119) e (4.120), e u_p é o ângulo da borda da barreira.

$$\begin{aligned} \text{para } c_1^-(u_p - q_{e1}) \leq c_2^-(q_{r2}) &\rightarrow J_1 = J \text{ e } J_2 = 1 \\ \text{para } c_1^-(u_p - q_{e1}) > c_2^-(q_{r2}) &\rightarrow J_1 = 1 \text{ e } J_2 = J \end{aligned} \quad (4.119)$$

com:

$$J = \frac{w_{12}(w_{12} + r_{e1} + r_{r2})}{(w_{12} + r_{e1})(w_{12} + r_{r2})} \quad (4.120)$$

E finalmente a equação (4.40), que condiciona a frequência, é calculada para cada um dos caminhos:

$$f = (1-h)f_{dupla} + hf_{\&ica} \quad (4.40)$$

Sendo: $h = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8$ e $1,0$ para as frequências de 1/3 de oitava restantes em ordem decrescente.

A figura 4.42, mostra a seguir o fluxograma e as equações necessárias para a determinação da perda por inserção de uma barreira.

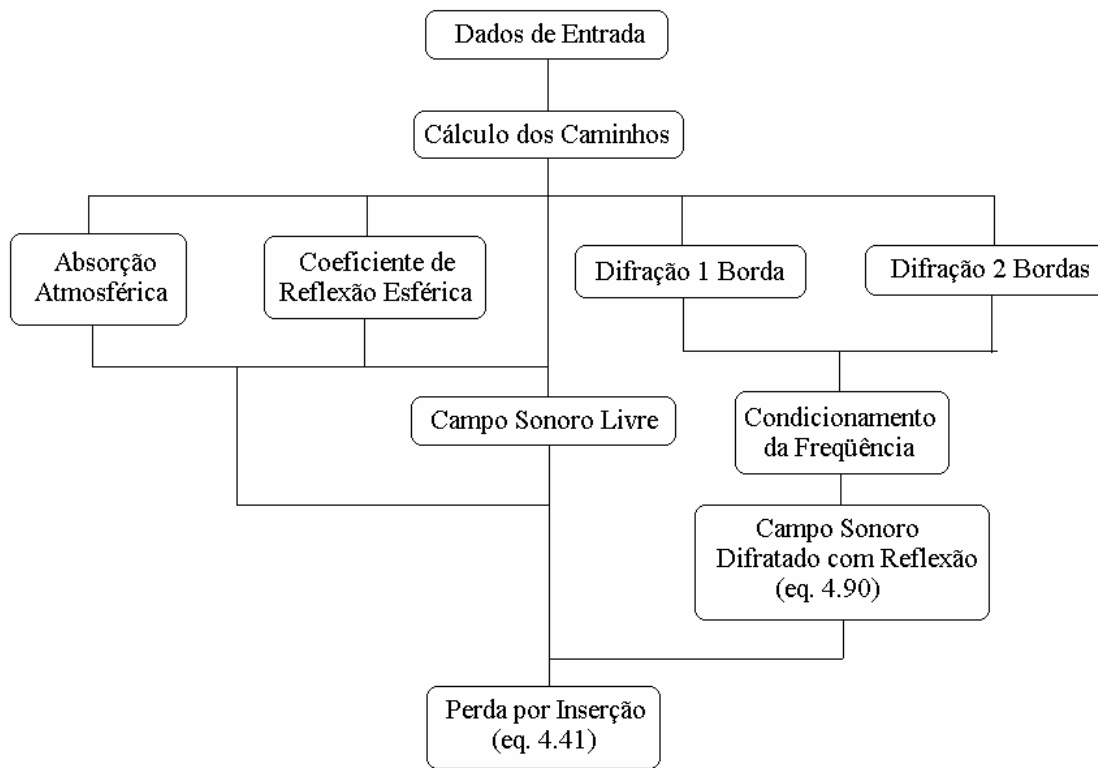


Figura 4.42: Fluxograma para a determinação da Perda por Inserção.

Recordando, a equação (4.41) é:

$$A^d = 10 \log_{10} \left(\frac{f_0}{f_{total}} \right)^2 \quad [\text{dB}] \quad (4.41)$$

em que o f_{total} é dado pela equação (4.31) sendo que i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) denota os caminhos considerados e n o número de caminhos. Para o caso de geometria bidimensional, $n = 4$; para geometria tridimensional, $n = 8$:

$$f_{total} = \sum_{i=1}^n f_{di} \quad (4.31)$$

Já o campo sonoro para uma atmosfera não homogênea é obtido pela equação (4.90):

$$f^2 = \sum_{i=1}^n \frac{A^{atm}(R_{raio\ i})^2 |Q_i|^2}{R_{raio\ i}^2} + 2 \sum_{i=2}^n \sum_{j=1}^{i-1} \frac{A^{atm}(R_{raio\ i}) |Q_i| \cdot A^{atm}(R_{raio\ j}) |Q_j|}{R_{raio\ i} \cdot R_{raio\ j}} \cdot \cos \left[2p f (t_j - t_i) + \arg \left(\frac{Q_j}{Q_i} \right) \right] \quad (4.90)$$

Sendo que: $i = 1$ denota o raio direto, e assim, $Q_I = 1$; $A^{atm}(R_{raio\ i})$ é a atenuação normalizada de um único raio obtida pela absorção atmosférica (ANSI S1.26, ISO 9613-1 ou ABNT NB-1271) calculada utilizando o comprimento do caminho refratado ($R_{raio\ i}$); t_i é o tempo de propagação do raio e Q_i é o coeficiente de reflexão no solo para o raio, calculado com:

$$Q_i = Q(y_i)^{n_i} \quad (4.91)$$

Em que: y_i é o ângulo de reflexão no solo; n_i é o número de reflexões e $Q(y_i)$ é calculado pela equação (4.49), ou seja:

$$Q = R(q) + (1 - R(q))F(q) \quad (4.49)$$

A função $F(q)$ é calculada pela equação (4.50), e $erfc(z)$ é a função de erro complementar estendida para os argumentos complexos.

$$F(q) = 1 + j\sqrt{p}q e^{-q^2} erfc(-jq) \quad (4.50)$$

$$q = \sqrt{\frac{1}{2} jkr'} (Y + \cos(q)) \quad (4.51)$$

$$erfc(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{p}} \int_0^z e^{-t^2} dt \quad (4.52)$$

Finalmente, as variáveis são definidas como: r o caminho direto entre o emissor e o receptor (ou quando existe um obstáculo, r é a distância do ponto considerado até o topo desse obstáculo); r' o caminho entre a imagem do emissor e o receptor (ou na existência de uma barreira, r' é a distância entre a imagem do ponto considerado e o topo da barreira); d a distância entre os dois pontos considerados (ou distância entre o ponto e o obstáculo); z_e a altura do ponto E; z_r a altura do ponto R, ambos relativos ao solo.

5. VALIDAÇÃO DO MODELO

Neste capítulo se apresentará o resultado da validação do modelo. A validação do modelo foi realizada através da simples comparação com casos resolvidos por outros métodos analíticos ou numéricos, além de alguns dados experimentais obtidos em literatura, que serviram como “benchmark”. A conferência se dará tanto para atmosfera homogênea como para não homogênea.

5.1. Comparação com Outras Teorias e com Dados Experimentais para uma Atmosfera Homogênea

Para a comparação do modelo com outras teorias e com dados experimentais, utilizou-se um sistema de coordenadas tridimensional cartesiano, com o ponto emissor em $E(x_e; y_e; z_e)$, o ponto receptor em $R(x_r; y_r; z_r)$ com a barreira posicionada na origem do sistema. Esse sistema pode ser visto na figura 5.1 e será utilizado no restante do trabalho.

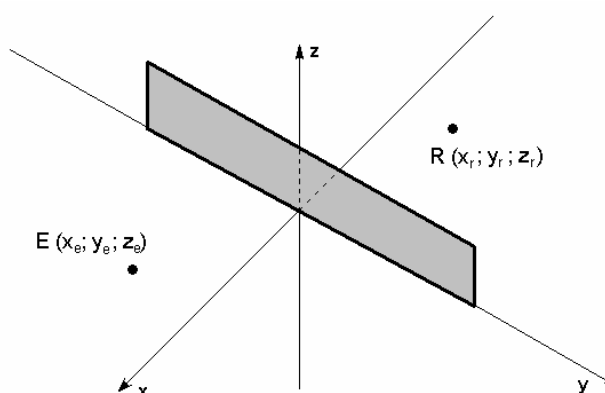


Figura 5.1: Sistema de coordenadas do plano x-z com origem na barreira.

De forma a ratificar tanto o modelo como o algoritmo proposto, antes de sua aplicação em uma atmosfera não homogênea, esse foi comparado com resultados de algumas teorias que estão resumidas no Anexo 9, além de compará-lo com dados experimentais em atmosfera homogênea. Para tanto, em um meio homogêneo, o gradiente de velocidade sonora é igual a zero e o raio é retilíneo, recaindo-se no modelo de Kouyoumjian e Pathak, 1974.

Como primeiro caso, comparou-se o modelo com o resultado apresentado por Duhamel, 1996, que utiliza o Método dos Elementos de Contorno para um emissor pontual e solo rígido ($Q_i = 1$). A barreira possui altura de 2,0 m e uma espessura de 0,1 m. As coordenadas tanto do

emissor como do receptor são respectivamente: E (2; 0; 0,5) m e R (-2; 0; 0,5) m. A figura 5.2 mostra o gráfico com o resultado de tal comparação.

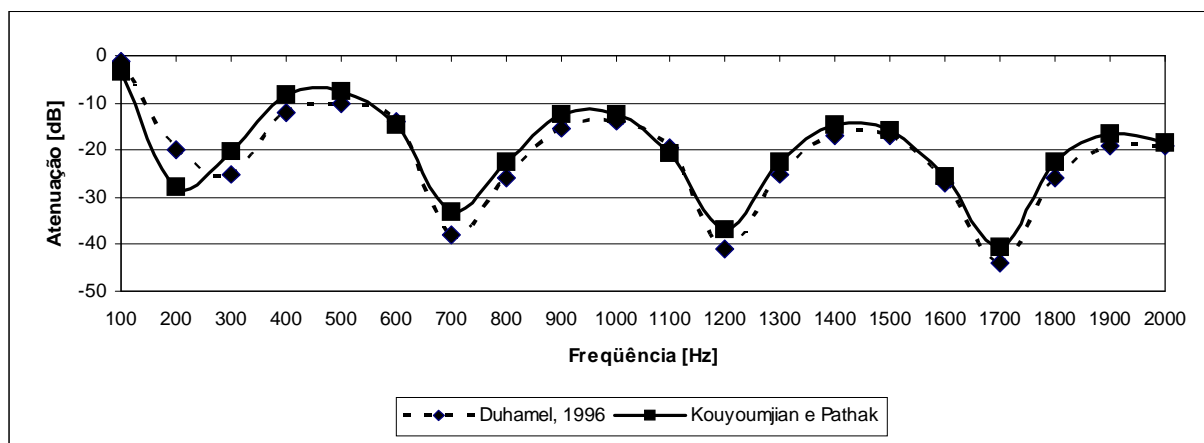


Figura 5.2: Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.

Outro evento analisado é mostrado na figura 5.3 referente à verificação do modelo com os dados obtidos por Lam, 1994, utilizando o Método da Equação Integral elaborado por Kawai e Terai, 1990. A barreira possui altura de 0,5 m e espessura de 0,018 m com comprimento de 0,91 sobre um solo rígido. Os pontos emissor e receptor estão situados nas coordenadas E (0,909; 0; 0,033) m e R (-1,491; 0; 0,007) m.

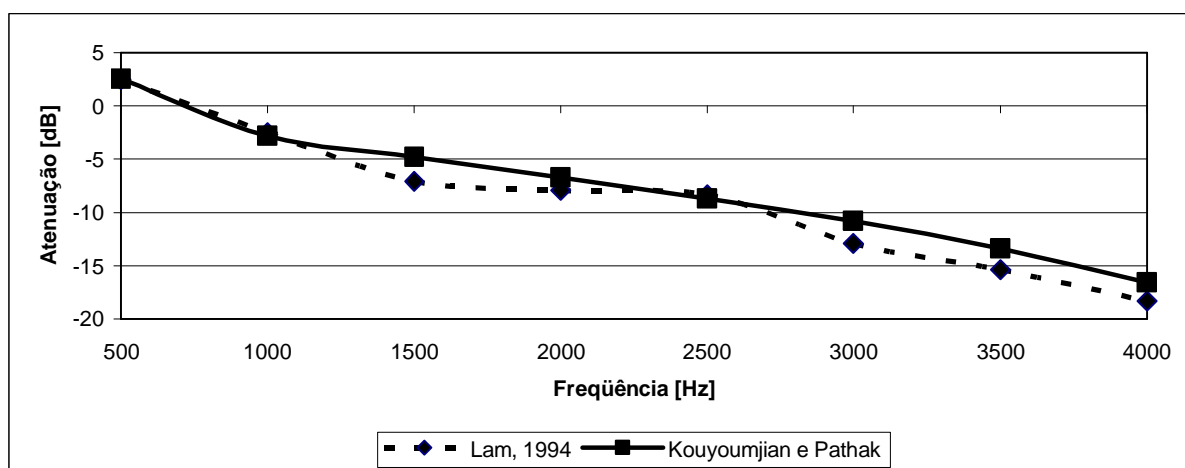


Figura 5.3: Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.

A seguir é mostrado na figura 5.4 o resultado da verificação do modelo com os dados obtidos por Premat e Gablet, 2000, utilizando o Método dos Elementos de Contorno. A barreira possui altura de 0,15 m considerada fina e de comprimento infinito sobre um solo rígido. Os pontos emissor e receptor estão situados nas coordenadas E (4; 0; 0,1) m e R (-2; 0; 0,1) m.

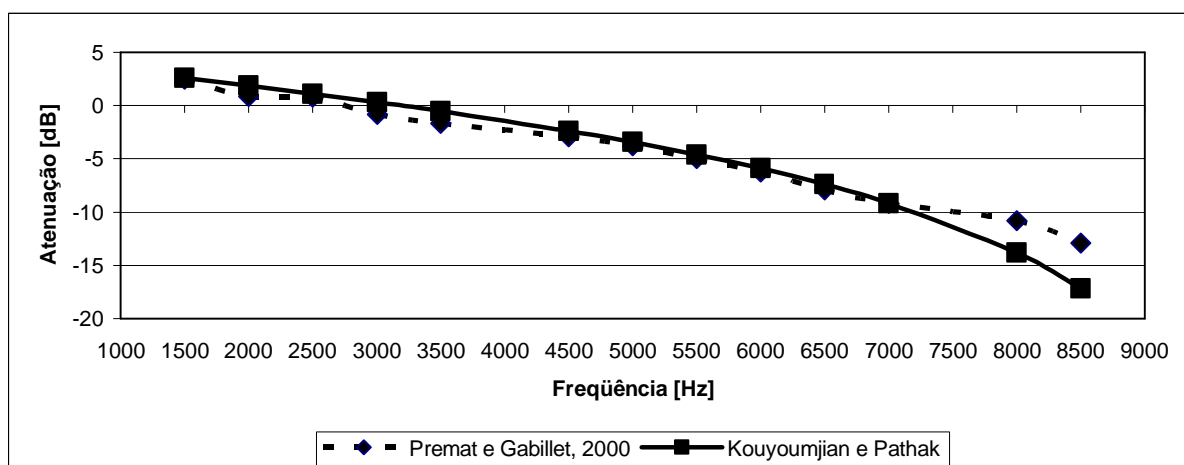


Figura 5.4: Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.

Conforme Daumas, 1978, citado por Muradali e Fyfe, 1998, comparando-se a perda por inserção entre geometrias bi e tridimensionais encontra-se uma boa aproximação entre ambas, principalmente em eventos cujo comprimento da barreira seja superior a 300 m. Na figura 5.5 pode-se observar a comparação do modelo com geometria tridimensional e o resultado de Muradali e Fyfe, 1998, para uma geometria bidimensional resolvida pelo Método dos Elementos de Contorno, com um emissor pontual sobre um solo rígido. A barreira possui altura de 3,0 m, 400 m de comprimento e é considerada como fina, ou seja, um caso de difração por uma única borda. As coordenadas dos pontos emissor e receptor estão situadas respectivamente a E (7,5; 0; 0,5) m e R (-22,5; 0; 3,0) m. Para esse teste pouca diferença foi encontrada, uma vez que devido ao grande comprimento da barreira, os caminhos de difração laterais contribuem muito pouco.

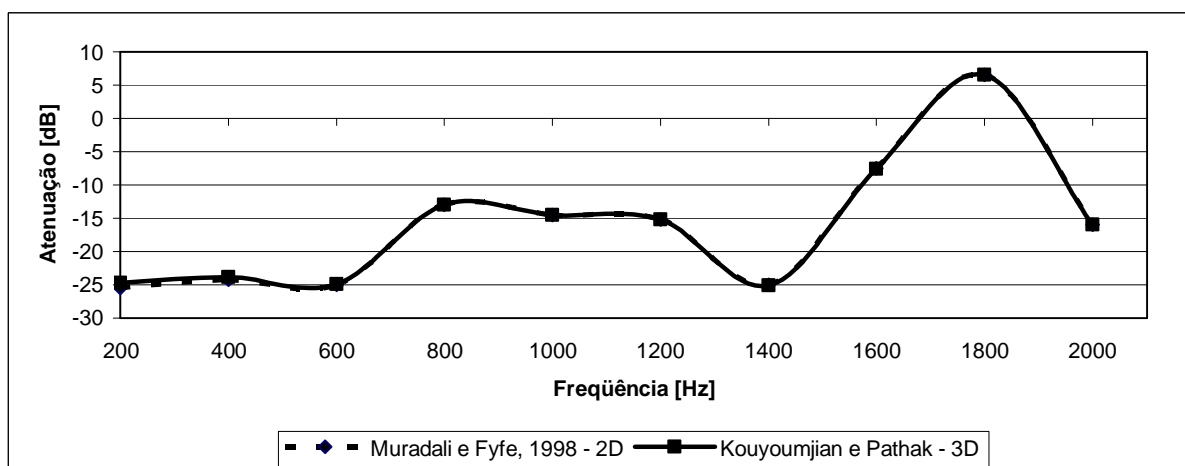


Figura 5.5: Comparação entre 2D e 3D.

Para casos em que o comprimento da barreira seja pequeno, a figura 5.6 mostra a comparação da perda por inserção em função da frequência do método de Pierce com o de Kouyoumjian e Pathak em situações tridimensionais. Essa figura mostra a resposta para um ponto situado a 30,0 m da barreira e a 1,5 m do solo. O emissor encontra-se a 0,5 m de um solo rígido e a 7,5 m de uma barreira com 30,0 m de comprimento [Muradali e Fyfe, 1998]. Pode-se observar que ambos os métodos concordam perfeitamente.

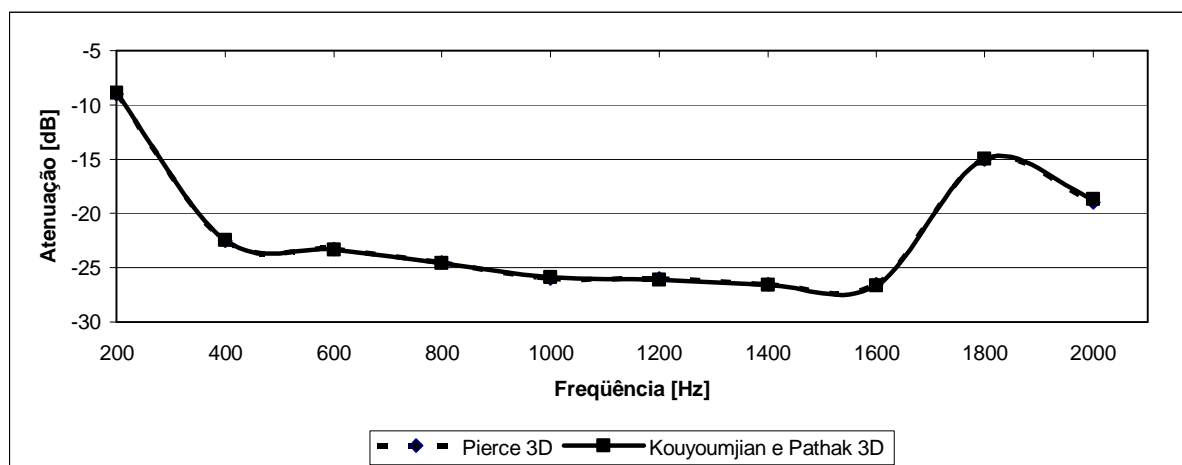


Figura 5.6: Comparação de resultados para um caso 3D.

Além de resultados numéricos, comparou-se o modelo com alguns dados experimentais realizados em câmaras anecóicas. As figuras 5.7 e 5.8 mostram o resultado da verificação do modelo com os dados obtidos por Ögren, 1997. Para o primeiro caso, a barreira possui altura de 0,3 m e espessura de 0,1 m com o comprimento desprezado sobre um solo rígido. Os pontos emissor e receptor estão situados nas coordenadas E (1; 0; 0) m e R (-0,1; 0; 0) m e o modelo utilizado para a comparação foi o de dupla borda. Já no segundo caso (figura 5.8), a barreira possui altura de 0,3 m e espessura de 0,013 m com o comprimento desprezado sobre um solo rígido. Os pontos emissor e receptor estão situados nas coordenadas E (1; 0; 0) m e R (-0,7; 0; 0) m e o modelo utilizado para comparação foi o de difração por uma única borda.

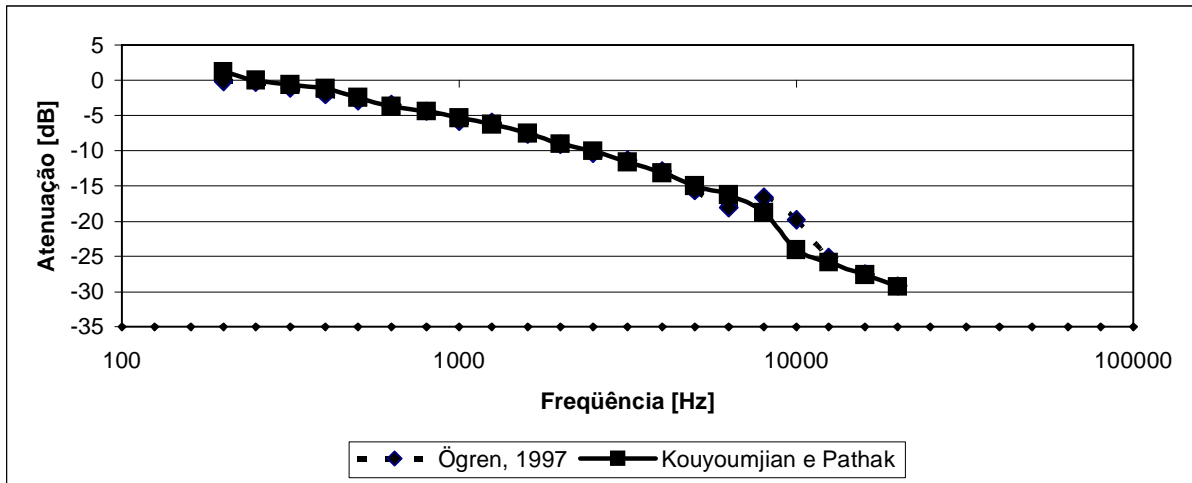


Figura 5.7: Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.

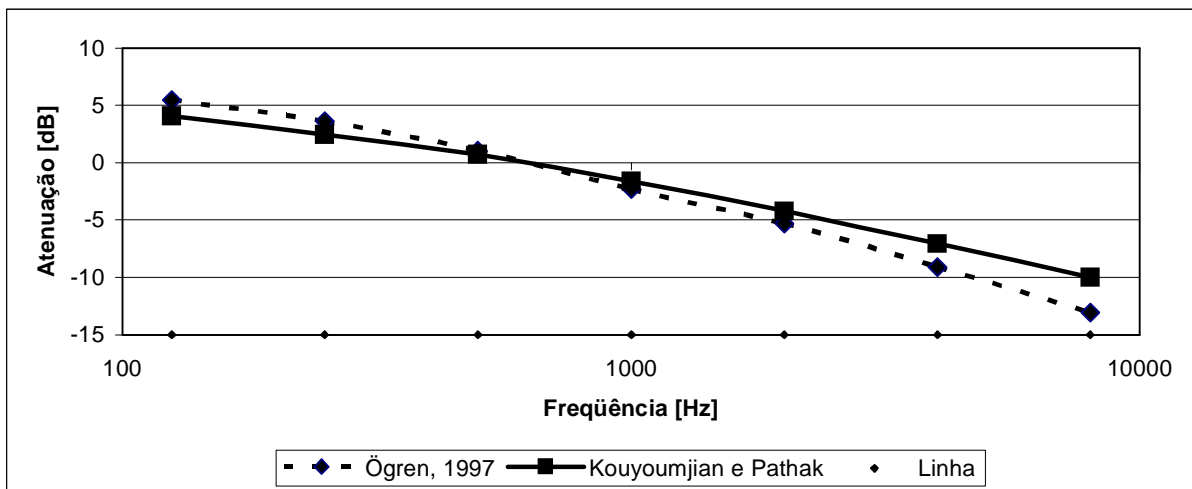


Figura 5.8: Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.

5.2. Comparação com Outras Teorias e com Dados Experimentais para uma Atmosfera Não Homogênea

Tendo sido validado o algoritmo para uma atmosfera homogênea, esse foi incrementado de forma a possibilitar a aplicação em uma atmosfera não homogênea, sendo por fim validado através da comparação com resultados de algumas teorias e dados experimentais em atmosfera não homogênea.

Os dois primeiros casos analisados para o modelo completo em uma atmosfera não homogênea, referem-se aos resultados apresentados por Li e Wang, 1998, utilizando o Método dos Elementos de Contorno para um emissor pontual, com gradiente de velocidade sonora igual a $0,05 \text{ m}^{-1}$ e solo rígido ($Q_i = 1$). A altura das barreiras analisadas é de 0,8 m e sua espessura é desprezada, sendo considerado apenas a difração por uma única borda. As coordenadas do emissor para ambos os casos é de E (2; 0; 0,5) m e as do receptor são: R (-5; 0; 0,05) m, para o caso mostrado na figura 5.9 e R (-7; 0; 0,1) m, para o caso mostrado na figura 5.10.

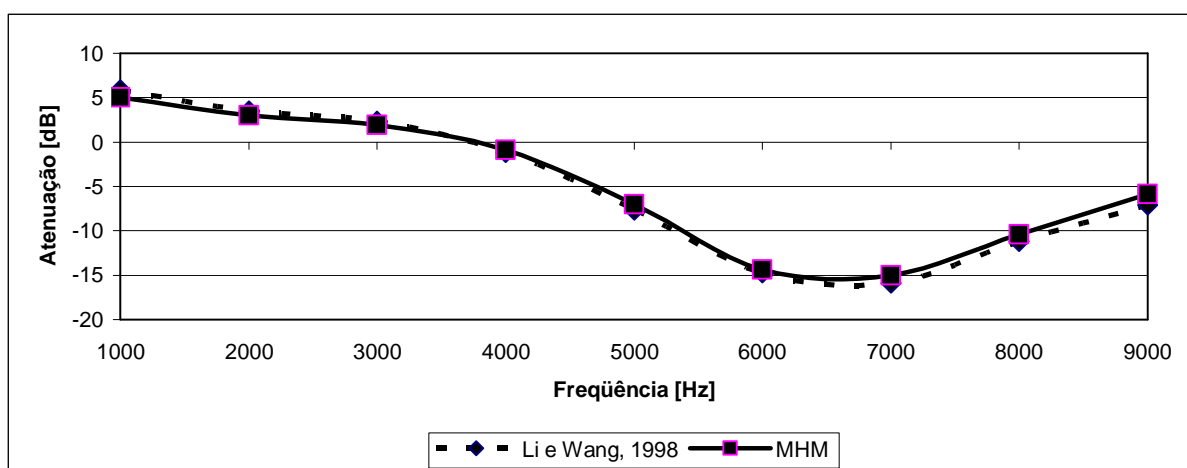


Figura 5.9: Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.

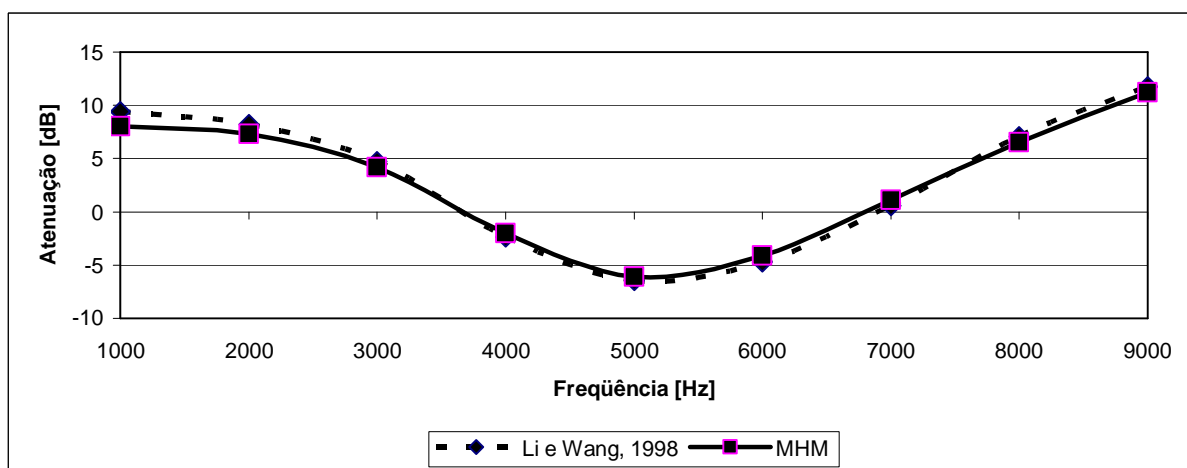


Figura 5.10: Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.

A figura 5.11 mostra o resultado da verificação do modelo com os dados obtidos por Li e Wang, 1998, utilizando o Método dos Elementos de Contorno. A barreira possui altura de 2,5 m, é considerada com comprimento infinito e de uma única borda (barreira fina), apoiada sobre um

solo com admitância de 20 kN.s/m^4 imersa em uma atmosfera com gradiente de velocidade sonora igual a $2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Os pontos emissor e receptor estão situados nas coordenadas E (20; 0; 2) m e R (-40; 0; 1) m.

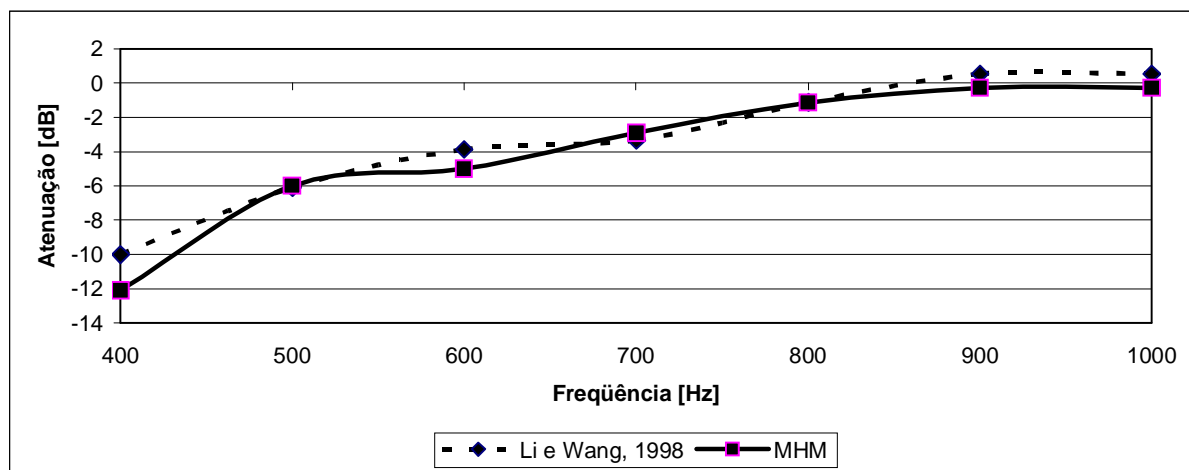


Figura 5.11: Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.

A seguir, a figura 5.12 mostra o resultado da verificação do modelo com os dados obtidos por Salomons, 1998, utilizando Equações Parabólicas. A barreira possui altura de 5,0 m, é considerada com comprimento infinito e de uma única borda (barreira fina), apoiada sobre um solo com admitância de 300 kN.s/m^4 imersa em uma atmosfera com gradiente de velocidade sonora resultante de $c(z) = c_0 + 1,1 \ln\left(\frac{z}{0,1} + 1\right)$. Os pontos emissor e receptor estão situados nas coordenadas E (10; 0; 0,7) m e R (-10; 0; 5) m.

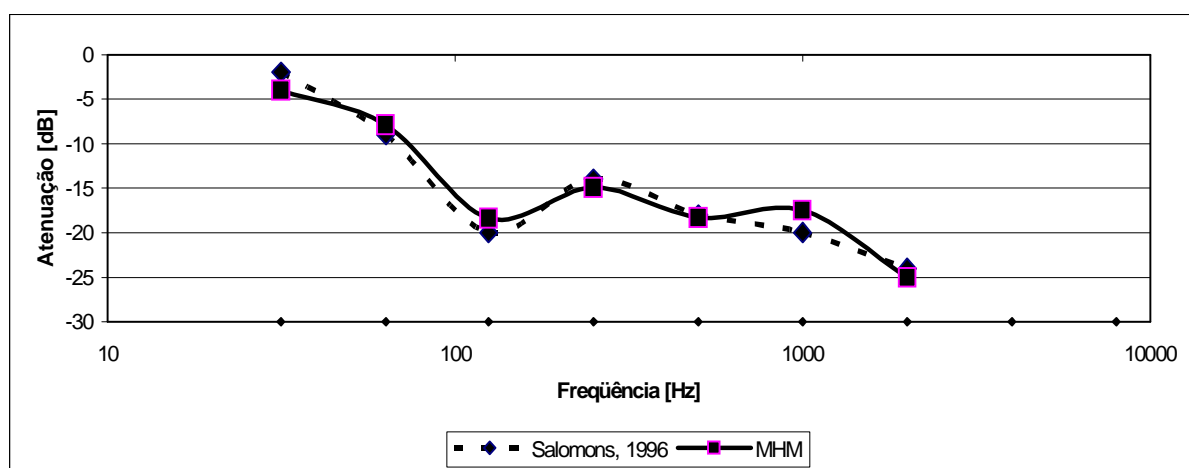


Figura 5.12: Comparação de resultados numéricos com o modelo analítico.

Assim como no caso de atmosfera homogênea, além de resultados numéricos, comparou-se o modelo com alguns dados experimentais realizados por Scholes, et al., 1971. Apesar das condições experimentais não terem sido bem documentadas para permitir uma comparação válida com o modelo proposto, alguns parâmetros foram arbitrados, e apesar disso, apresentaram bons resultados, são eles: o solo gramado foi assumido como possuindo uma admitância de 150 kN.s/m^4 e a temperatura como sendo de 20° C . As figuras 5.13 e 5.14 mostram o resultado da verificação do modelo com os dados obtidos para uma barreira fina de 1,8 m de altura com comprimento de 61 m sobre o solo gramado. As coordenadas do emissor para ambos os casos é de E (10; 0; 0,7) m e as do receptor são: R (-30; 0; 1,5) m, para o caso mostrado na figura 5.13 e R (-30; 0; 3) m, para o caso mostrado na figura 5.14. Apesar da falta de informações importantes, uma boa concordância foi observada quando utilizado o método com o efeito da turbulência com 6 perfis lineares com gradiente de velocidade sonora variando de $0,001 \text{ m}^{-1}$ a $0,00001 \text{ m}^{-1}$.

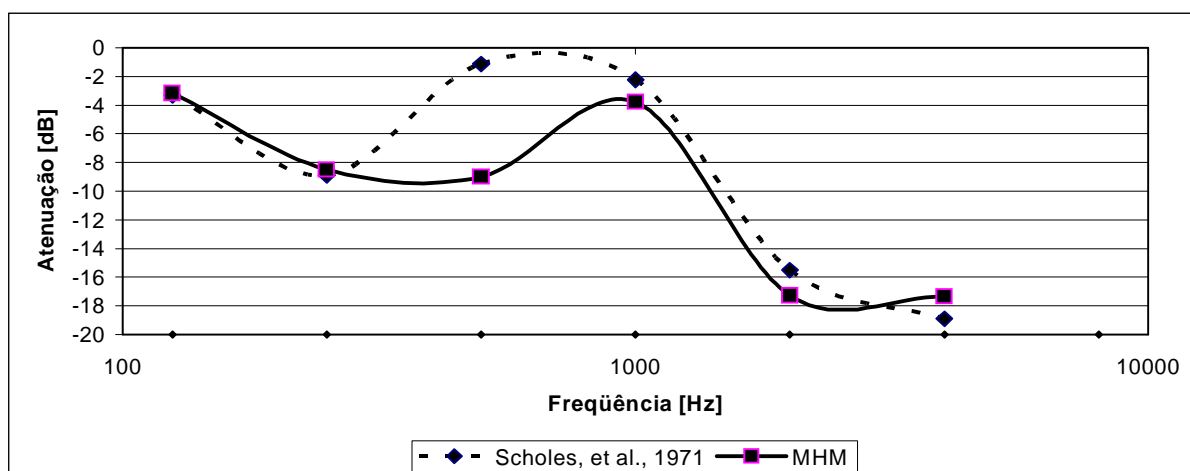


Figura 5.13: Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.

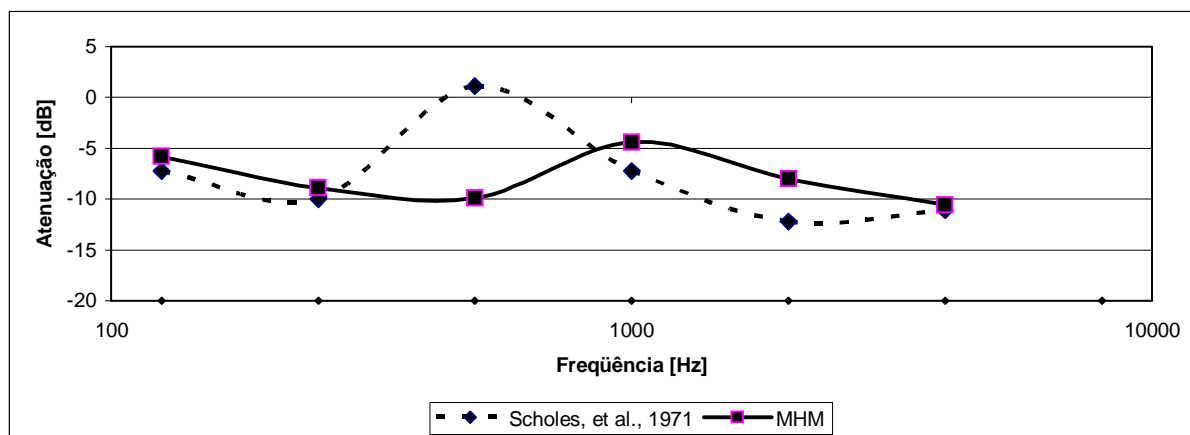


Figura 5.14: Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.

Ainda para alguns dados experimentais realizados por Scholes, et al., 1971, as figuras 5.15 e 5.16 mostram o resultado da verificação do modelo com os dados obtidos para uma barreira fina, agora de 4,9 m de altura com comprimento de 61 m sobre um solo gramado. As coordenadas do emissor para ambos os casos é de E (10; 0; 0,7) m e as do receptor são: R (-30; 0; 1,5) m, para o caso mostrado na figura 5.15 e R (-30; 0; 3) m, para o caso mostrado na figura 5.16. Novamente, utilizando as mesmas informações dos dois casos anteriores, apesar da falta dessas, uma boa concordância foi observada quando utilizado o método com o efeito da turbulência com 10 perfis lineares com gradiente de velocidade sonora variando de $0,001 \text{ m}^{-1}$ a $0,00001 \text{ m}^{-1}$.

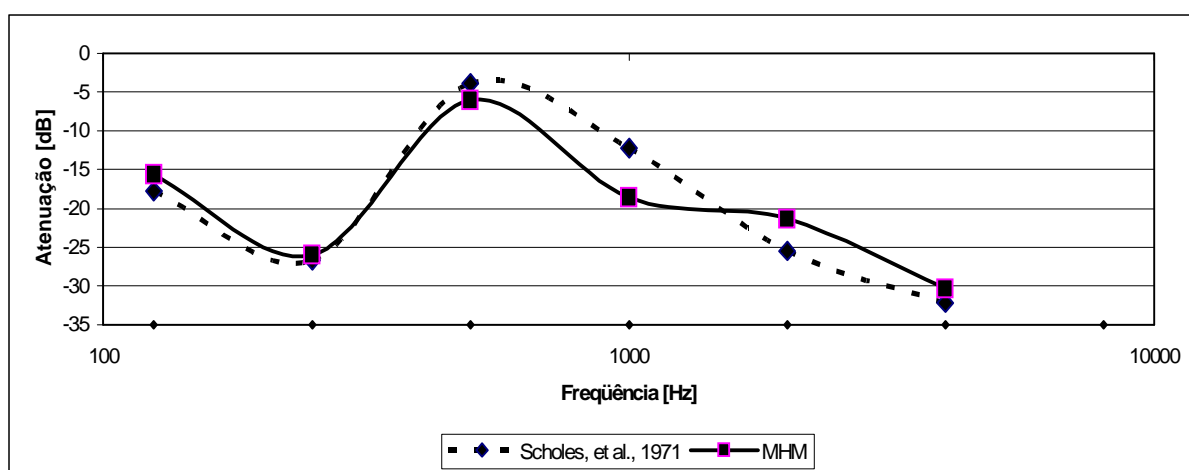


Figura 5.15: Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.

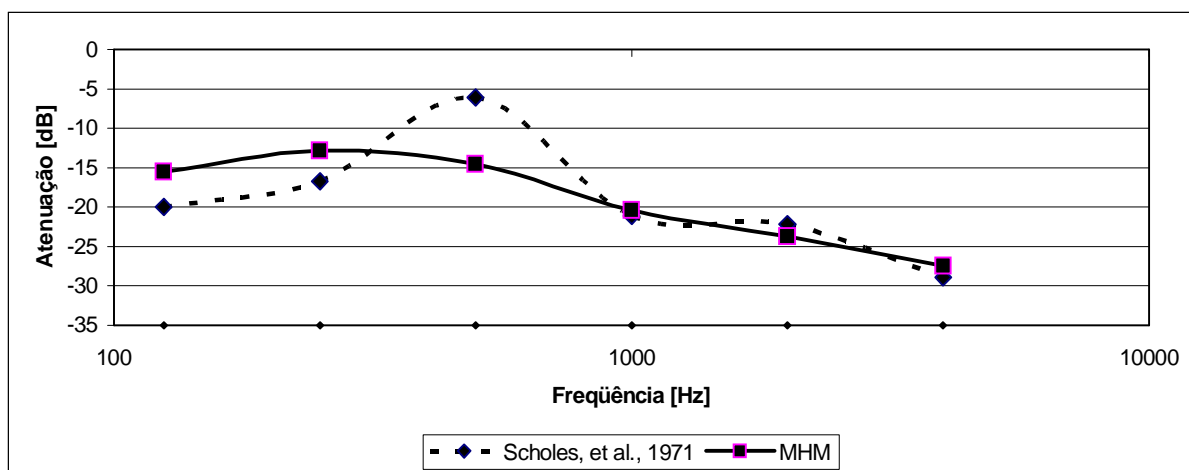


Figura 5.16: Comparação de resultados experimentais com o modelo analítico.

5.3. Comparação Entre Modelos

Utilizando os principais modelos analíticos resumidos nos Anexos 5 e 9, comparou-se os mesmos entre si para alguns casos. O primeiro caso é para um emissor e receptor próximos à barreira e o segundo para o receptor afastado da barreira. Neste trabalho utilizou-se para os dois casos bidimensionais as seguintes configurações:

- Barreira fina com altura de 4,0 m;
- Velocidade do ar na altura do solo de 343 m/s;
- Solo com admitância de 150 kNs/m^4 ;
- Temperatura de aproximadamente 20° C ;
- Umidade relativa do ar de 60%;
- Emissor com coordenadas de (5,0; 0; 1,5) m;
- Para os casos não homogêneos o gradiente de velocidade sonora em duas situações assume os valores de $0,0005 \text{ m}^{-1}$ e de $0,00005 \text{ m}^{-1}$.

5.3.1. Comparação Entre Modelos – Receptor Próximo à Barreira

Para o primeiro caso de comparação entre os modelos o receptor encontra-se posicionado na seguinte coordenada: R (5,0; 0; 1,5) m. A figura 5.17 mostra o resultado dos modelos de Kurze e Anderson, 1971, Kouyoumjian e Pathak, 1974, Pierce, 1974, os métodos de Maekawa através das expressões de Yamamoto e Takagi, 1992 e o apresentado pela norma ISO 9613-2. No gráfico da figura, o modelo de Pierce encontra-se sobreposto pelo modelo de Kouyoumjian e Pathak e pelo método de Maekawa. Os resultados foram calculados apenas considerando o efeito da difração, com exceção do método da norma ISO 9613-2. As frequências utilizadas para o cálculo foram as frequências de uma oitava, ou seja: 63 Hz, 125 Hz, 250 Hz, 500 Hz, 1.000 Hz, 2.000 Hz, 4.000 Hz e 8.000Hz.

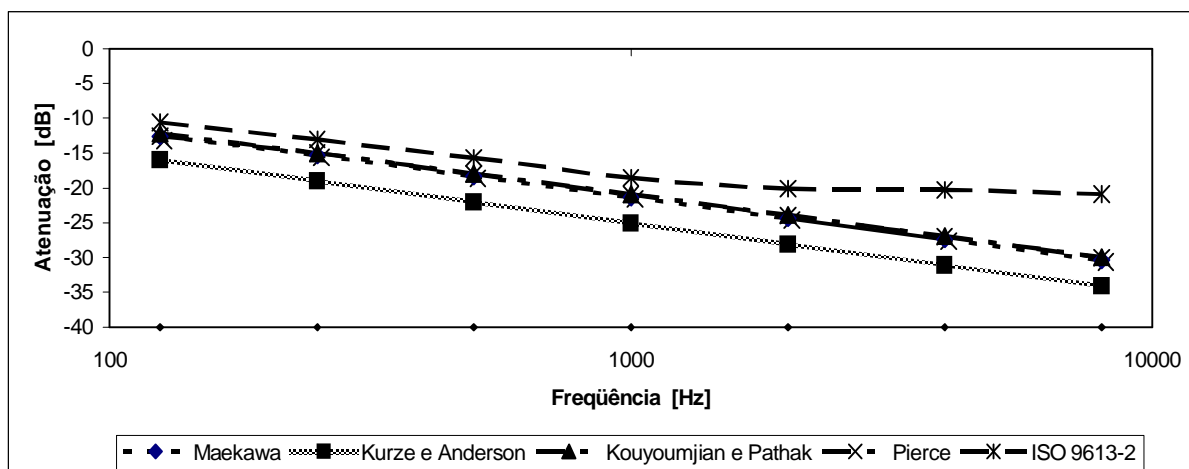


Figura 5.17: Resultado da comparação dos modelos e métodos, considerando apenas o efeito da difração.

Considerando o efeito do solo, e conseqüentemente os quatro caminhos para o caso bidimensional, a figura 5.18 mostra o resultado da comparação dos modelos de Pierce, de Kouyoumjian e Pathak e o método de Lam, 1994. Novamente, os resultados dos modelos de Pierce e de Kouyoumjian e Pathak encontram-se sobrepostos. Tal fato ocorre pelos modelos serem derivados da Teoria de Difração de Keller, e apenas diferem quando em distâncias menores que um comprimento de onda. Pode-se observar na figura 5.18 uma diferença de aproximadamente 5,0 dB entre os modelos e o método de Lam, principalmente em médias frequências, pois o método considera um solo rígido ao invés de um solo absorvente como é o caso analisado.

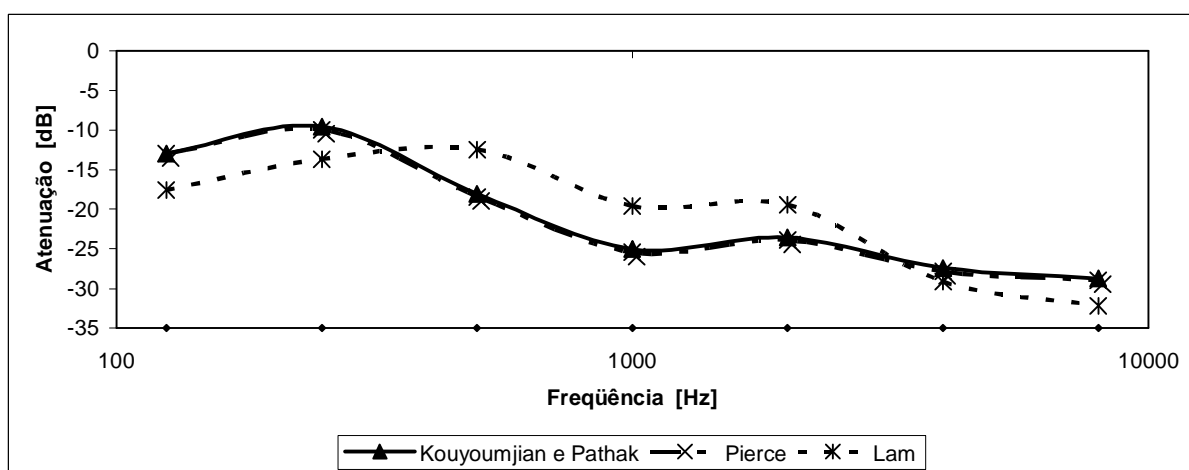


Figura 5.18: Resultado da comparação dos modelos e métodos, considerando além da difração por quatro caminhos o efeito do solo.

As figuras 5.19 e 5.20 mostram o resultado da comparação entre os modelos de Pierce, Kouyoumjian e Pathak, o método de Maekawa e o Modelo Heurístico Modificado com um gradiente de velocidade sonora de $0,00005 \text{ m}^{-1}$ para a figura 5.19 e de $0,00005 \text{ m}^{-1}$ para a figura 5.20. Os gráficos de ambas as figuras mostram o efeito, pouco acentuado, provocado pelo gradiente de velocidade sonora para as frequências mais altas. Entretanto, em baixas frequências, uma diferença de cerca de 5,0 dB pode ser encontrada quando se compara o Modelo Heurístico Modificado e o Kouyoumjian e Pathak, considerando o efeito do solo e dos caminhos do raio sonoro. Em uma primeira análise, o método de Maekawa apresenta-se como um valor médio, apontando uma necessidade de estudo mais aprofundada que será realizado no decorrer do capítulo.

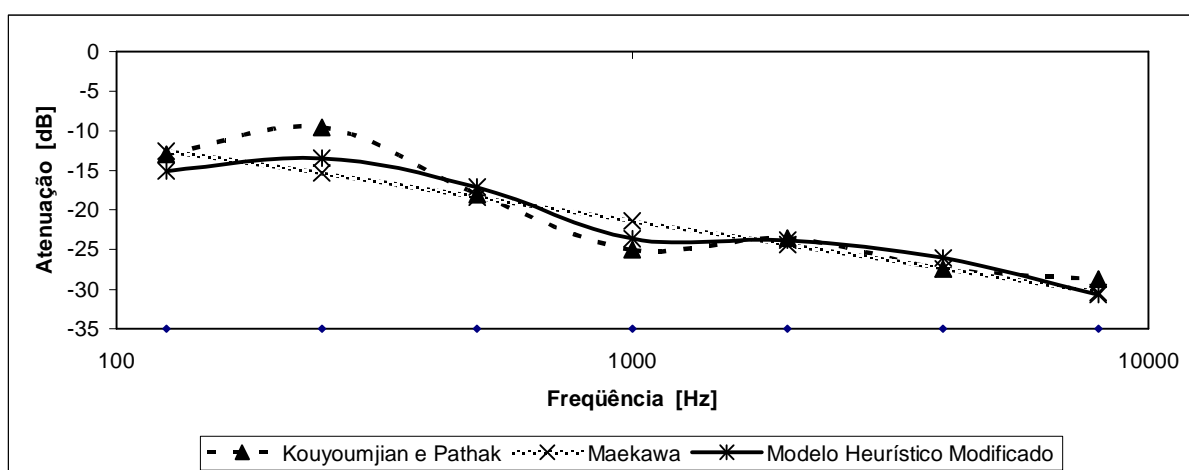


Figura 5.19: Resultado da comparação dos modelos e métodos, Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,00005 \text{ m}^{-1}$.

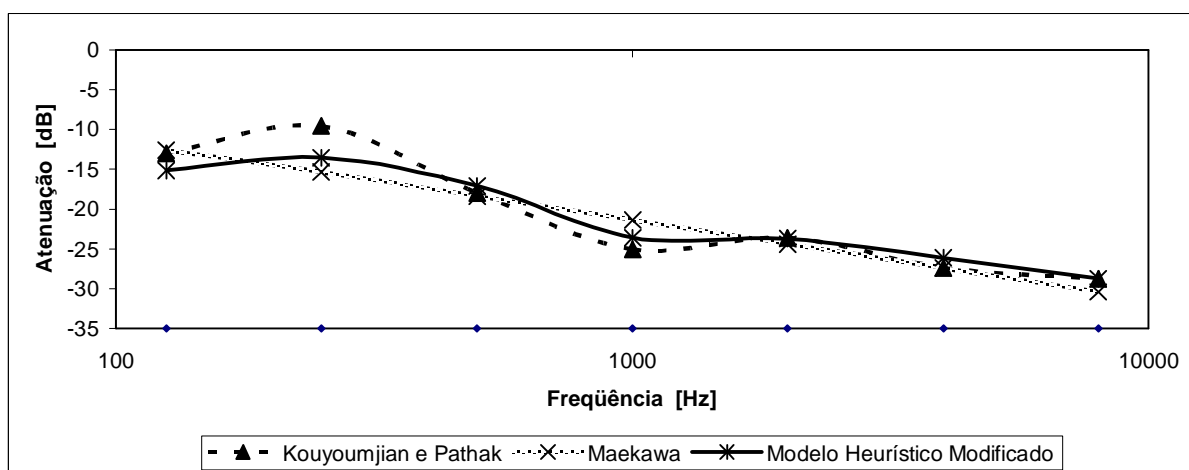


Figura 5.20: Resultado da comparação dos modelos e métodos, Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$.

A figura 5.21 mostra a comparação do Modelo Heurístico Modificado com o uso dos gradientes de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$ e de $0,00005 \text{ m}^{-1}$. Para pequenas distâncias o aumento de dez vezes no gradiente apresentou uma diferença de aproximadamente 1,5 dB na frequência de 8.000 Hz.

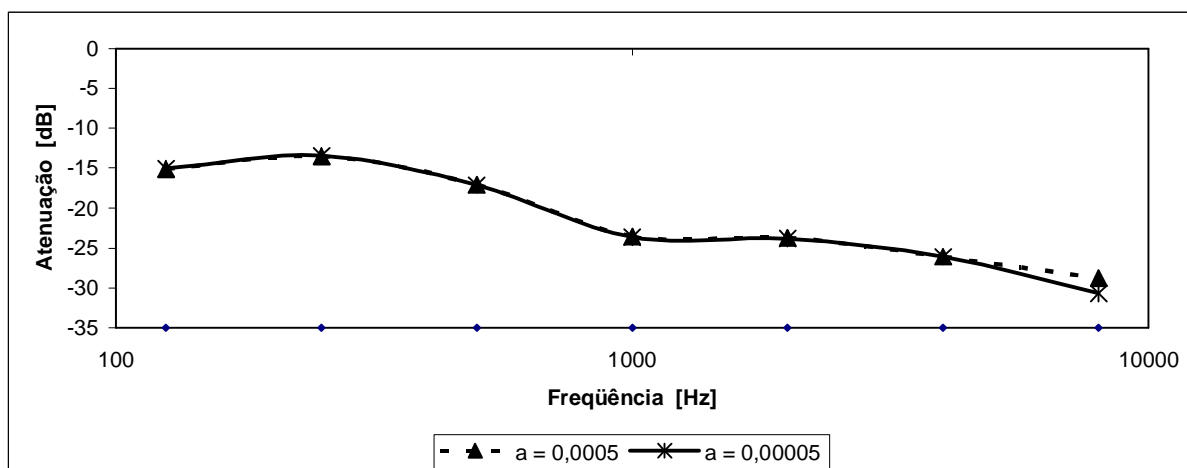


Figura 5.21: Comparação do Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$ e $0,00005 \text{ m}^{-1}$.

5.3.2. Comparação Entre Modelos – Receptor Afastado da Barreira

Para o segundo caso de comparação entre os modelos, o receptor encontra-se posicionado nas seguintes coordenadas: R (50,0; 0; 1,5) m. Como no primeiro caso, a figura 5.22 mostra o resultado dos modelos de Kurze e Anderson, 1971, Kouyoumjian e Pathak, 1974, Pierce, 1974 e métodos de Maekawa através das expressões de Yamamoto e Takagi, 1992 e o apresentado pela norma ISO 9613-2. No gráfico da figura, o modelo de Pierce encontra-se sobreposto pelo modelo de Kouyoumjian e Pathak e pelo método de Maekawa, além de nas altas frequências os resultados da norma ISO 9613-2 também coincidirem. Os resultados foram calculados apenas considerando o efeito da difração, com exceção da norma ISO 9613-2 que considera outros efeitos. As frequências utilizadas para o cálculo foram as frequências de uma oitava, ou seja: 63 Hz, 125 Hz, 250 Hz, 500 Hz, 1.000 Hz, 2.000 Hz, 4.000 Hz e 8.000Hz.

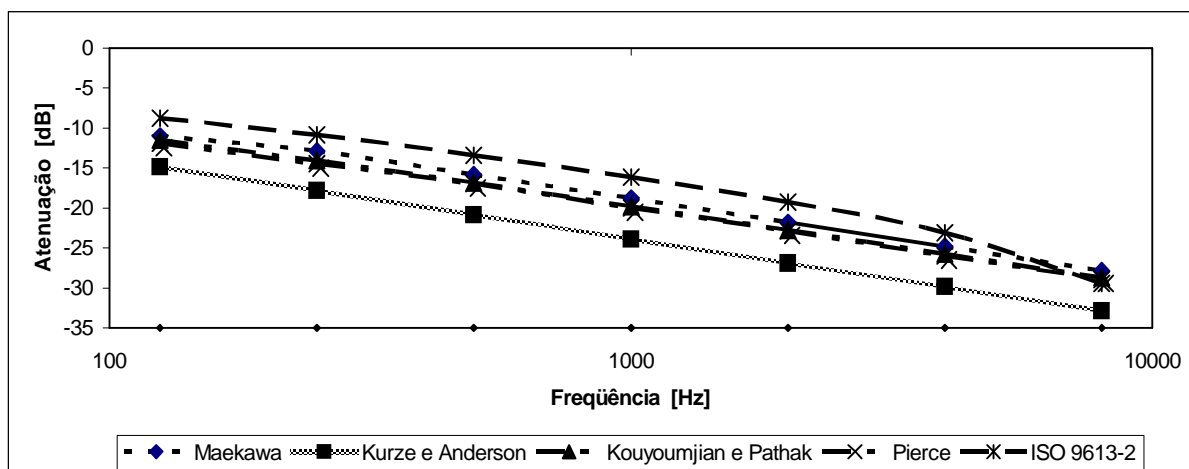


Figura 5.22: Resultado da comparação dos modelos e métodos, considerando apenas o efeito da difração.

Considerando o efeito do solo, e conseqüentemente os quatro caminhos para o caso bidimensional, a figura 5.23 mostra o resultado da comparação dos modelos de Pierce, de Kouyoumjian e Pathak e o método de Lam, 1994. Novamente, os resultados dos modelos de Pierce e de Kouyoumjian e Pathak encontram-se sobrepostos. Entretanto, para uma distância entre a barreira e o receptor 10 vezes maior que no caso anterior (50 m), observa-se uma diferença de aproximadamente 20,0 dB entre os modelos e o método de Lam, principalmente em frequências acima de 125 Hz, uma vez que o método considera um solo rígido ao invés de um solo absorvente, como é o caso analisado.

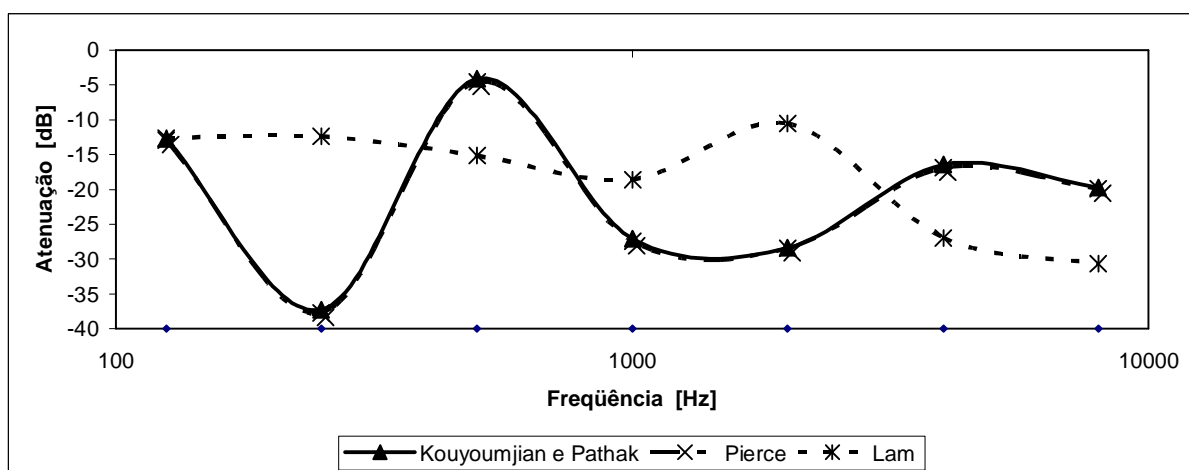


Figura 5.23: Resultado da comparação dos modelos e métodos, considerando além da difração por quatro caminhos o efeito do solo.

As figuras 5.24 e 5.25 mostram o resultado da comparação entre os modelos de Pierce, Kouyoumjian e Pathak, o método de Maekawa e o Modelo Heurístico Modificado com um gradiente de velocidade sonora de $0,00005 \text{ m}^{-1}$ para a figura 5.24 e de $0,00005 \text{ m}^{-1}$ para a figura 5.25. Os gráficos de ambas as figuras mostram o efeito agora, muito acentuado, provocado pelo gradiente de velocidade sonora para todas as frequências, com diferenças de mais de 10 dB sendo encontradas. Novamente, como no caso do receptor próximo a barreira, em uma primeira análise o método de Maekawa apresenta-se como um valor médio.

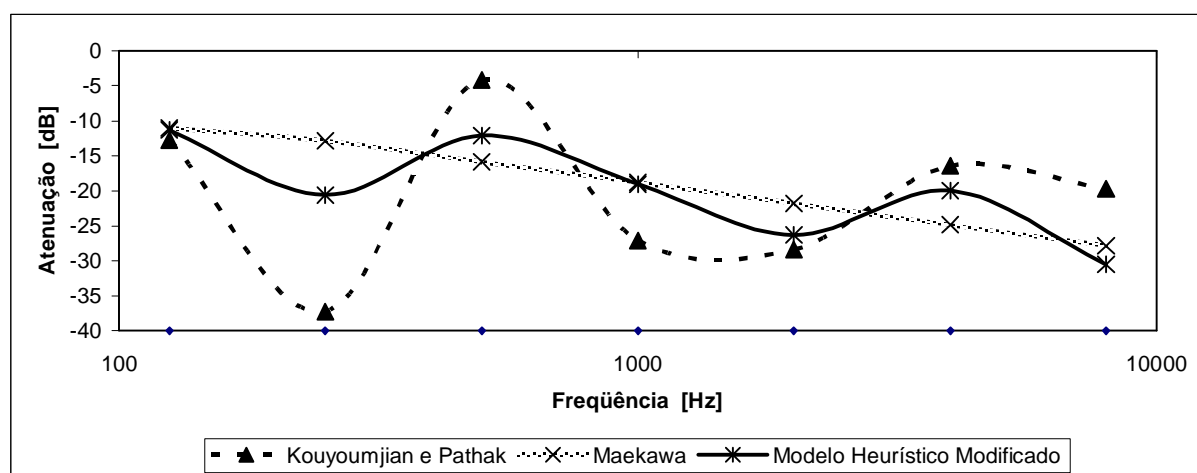


Figura 5.24: Resultado da comparação dos modelos e métodos, Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,00005 \text{ m}^{-1}$.

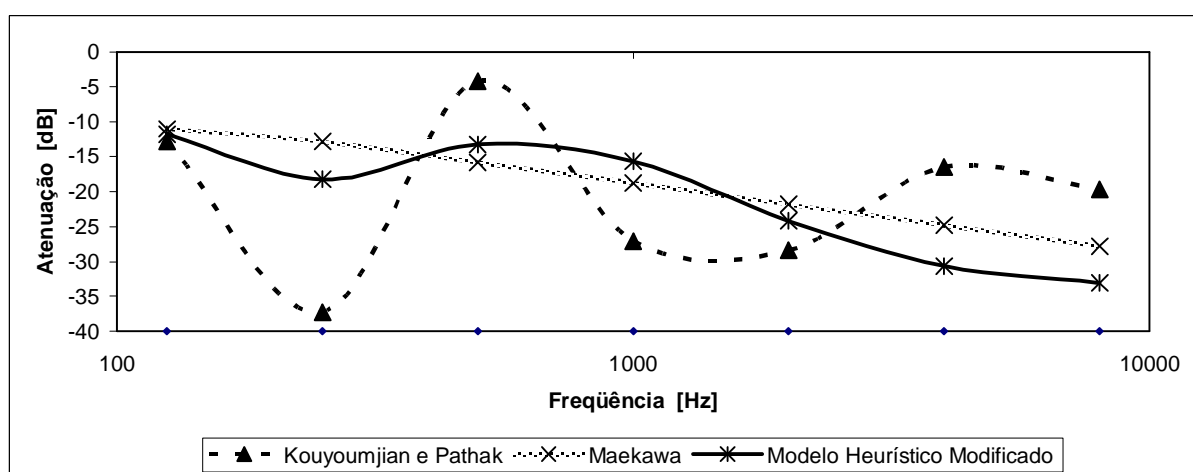


Figura 5.25: Resultado da comparação dos modelos e métodos, Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$.

Por fim, a figura 5.26 mostra a comparação do Modelo Heurístico Modificado com o uso dos gradientes de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$ e de $0,00005 \text{ m}^{-1}$. Neste caso em que a distância entre a barreira e o receptor é maior, o aumento de dez vezes no gradiente apresentou uma diferença significativa de aproximadamente 10,0 dB na frequência de 4.000 Hz.

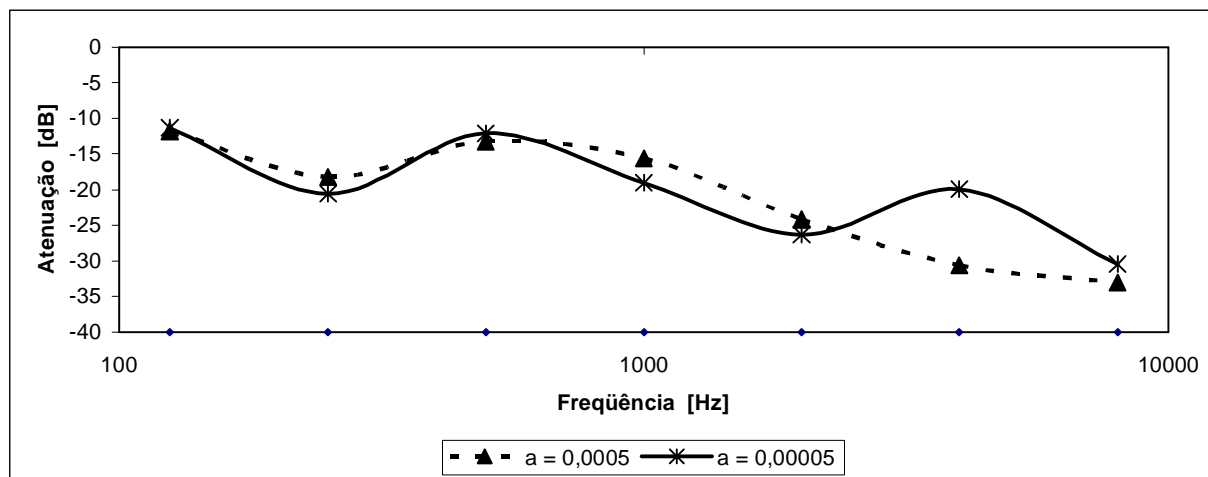


Figura 5.26: Comparação do Modelo Heurístico Modificado com gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$ e $0,00005 \text{ m}^{-1}$.

O que em uma primeira análise poderia mostrar que os resultados encontrados entre o método de Maekawa e o Modelo Heurístico Modificado é que o método de Maekawa mostraria valores médios da atenuação, se comparados com o Modelo Heurístico Modificado. Entretanto quando se utiliza, em uma análise mais apurada, as frequências de 1/3 de oitava, entre 63 Hz e 8.000Hz, o cenário muda de forma, e grandes diferenças podem ser encontradas. Como mostram as figuras 5.27 e 5.28 quando utilizado um gradiente de velocidade sonora de $0,0005 \text{ m}^{-1}$. A figura 5.27 representa o caso do receptor posicionado nas coordenadas R (5,0; 0; 1,5) m e a figura 5.28 para o receptor no ponto R (50,0; 0; 1,5) m. Com o receptor a 5,0 m da barreira diferenças de até 9,0 dB foram encontradas na região abaixo dos 1.000 Hz, onde efeito do solo é acentuado. Agora, com o receptor afastado em 50,0 m da barreira, diferenças de aproximadamente 6,0 dB foram encontradas distribuídas no espectro de frequências.

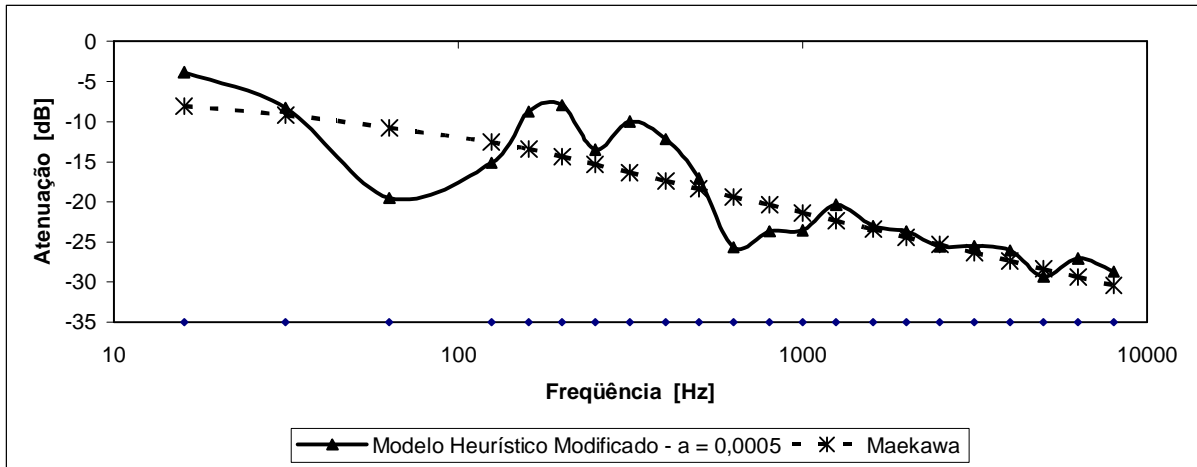


Figura 5.27: Comparação entre o Modelo Heurístico Modificado e o método de Maekawa para emissor no ponto R (5,0; 0; 1,5) m.

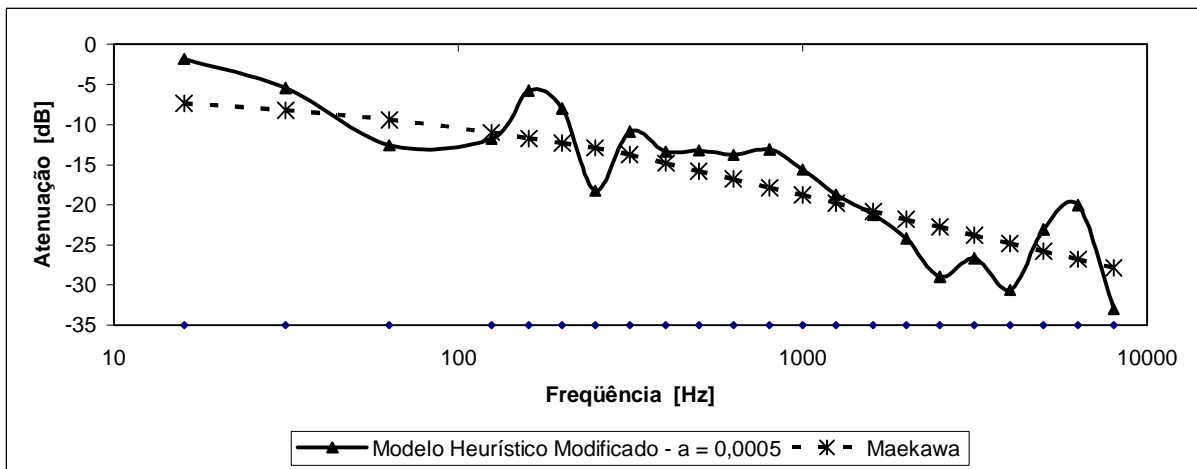


Figura 5.28: Comparação entre o Modelo Heurístico Modificado e o método de Maekawa para emissor no ponto R (50,0; 0; 1,5) m.

6. GRADIENTE DE VELOCIDADE SONORA

Neste capítulo será abordada a metodologia empregada para a determinação do gradiente de velocidade sonora. Por se tratar de um trabalho com enfoque urbano, algumas limitações foram assumidas, tais como, adoção de apenas das condições atmosféricas comumente encontradas na região metropolitana de Porto Alegre, assim muitas das categorias e parâmetros não foram analisados exaustivamente, entretanto serão abordados aqui meios para a sua determinação, quando em situações diversas.

Antes de prosseguir, convém ressaltar que as medições realizadas para a caracterização do gradiente de velocidade sonora foram realizadas em dias e períodos, cujo ruído de fundo permanecia baixo, de forma que esse não interferisse nas medições, o que de certo modo restringiu um pouco o trabalho. Além disso, limitou-se a altura entre 0,0 e 6,0 m. A escolha de 6,0 m como altura máxima, ocorre por certas limitações, não só da montagem dos equipamentos, mas também construtivas das barreiras.

6.1. Determinação Experimental do Gradiente de Velocidade Sonora

A medição da velocidade sonora é bastante simples, conforme descrevem vários autores [Spiesberger e Fristrup, 1990; Bendat e Piersol, 1993; Spiesberger, 1998 e 1999; Arnold, et al., 1999]. Com o uso de um emissor (alto-falante), dois microfones, um sinal impulsivo e uma placa de aquisição de dois canais mede-se a diferença do tempo entre o sinal emitido adquirido simultaneamente com o uso de dois microfones distanciados entre si por uma distância “x” conhecida (veja esquema da figura 6.1 e a disposição dos equipamentos sobre o suporte na figura 6.2). Dessa forma, necessita-se apenas a distância entre os microfones, uma alta taxa de aquisição e a sincronização de todos os instrumentos conectados para a aquisição de dados [Arnold, et al., 1999; Spiesberger e Fristrup, 1990].

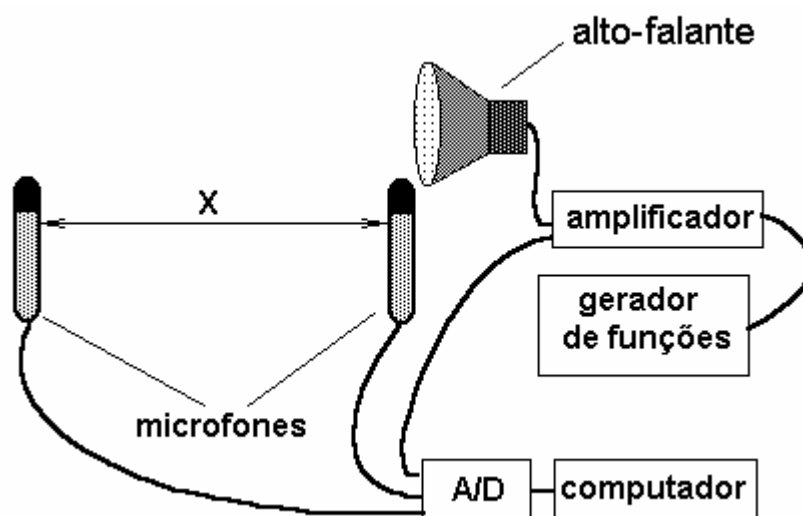


Figura 6.1: Esquema de montagem dos equipamentos para medição da velocidade sonora. O alto-falante e os microfones são montados em série.

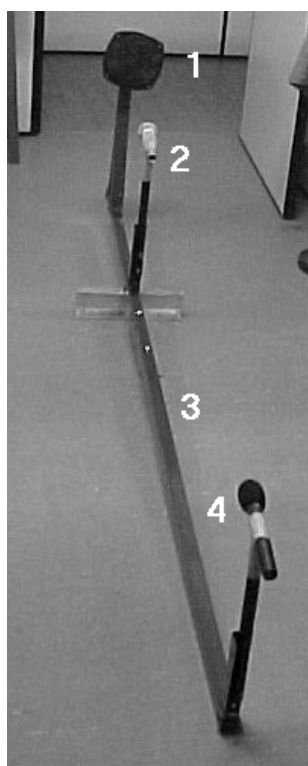


Figura 6.2: Suporte para o alto-falante e os microfones: 1 - alto-falante; 2 – microfone; 3 – suporte; 4 – microfone.

O sinal utilizado para as medições é um sinal impulsivo na forma de senóide de 0,005 s de duração, com frequência constante de 1.000 Hz. Utilizando essa assinatura, uma identificação clara do sinal transmitido é possível. A pequena duração do sinal é escolhida para prevenir o “*overlapping*” de sinais diferentes, isto é, identificar as possíveis reflexões. Arnold, et al., 1999,

recomendam o uso de uma taxa de aquisição 10 vezes ou mais que a frequência do sinal, entretanto, testes realizados e uma análise de incertezas mostraram que uma taxa acima de 40 kHz por canal, para uma distância entre os microfones entre 1,35 e 1,45 m, fornece resultados com uma incerteza em torno dos 0,3 %. Os sinais especificados foram emitidos em intervalos de 1,0 s gravados em uma fita cassete e reproduzidos continuamente. Para efeito de obtenção dos valores médios da velocidade sonora em uma determinada altura, os sinais emitidos foram adquiridos por 5,0 s e gravados em um arquivo para posterior análise.

A análise dos sinais consiste na determinação do tempo da trajetória do raio sonoro, que é obtido medindo-se o tempo do primeiro pico, para cada um dos canais, e subtraindo esse valor entre si, obtendo-se assim a diferença de tempo entre os dois (veja figuras de 6.3 a 6.5). Tal valor resulta no tempo de trajetória que a onda sonora leva para ir do microfone 1 ao microfone 2, e como a distância entre os dois é conhecida a velocidade sonora também o é. Apesar de alguns autores utilizarem a correlação cruzada do sinal dos microfones, cuja função é dada pela equação (6.1), como forma de determinar o tempo da trajetória do sinal transmitido [Spiesberger e Freistrup, 1990; Bendat e Piersol, 1993; Spiesberger, 1998 e 1999], essa técnica não apresentou resultados satisfatórios. A causa dos maus resultados é que o sinal é de curtíssima duração, além do que, erros numéricos e ruído do sinal acabam por interferir tornando assim os resultados inadequados como mostra a figura 6.6.

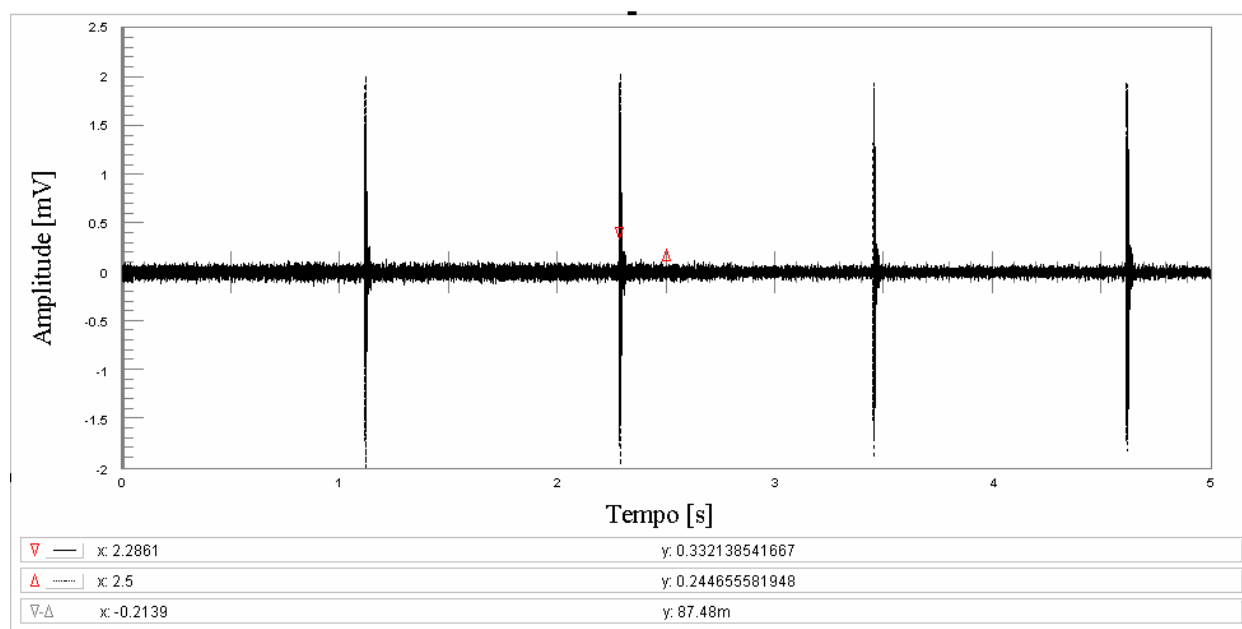


Figura 6.3: Exemplo do sinal adquirido, linha contínua sobreposta à linha tracejada que representam o sinal de captado por cada um dos microfones. Gráfico de uma aquisição de 5 s de duração onde foram coletados 4 sinais.

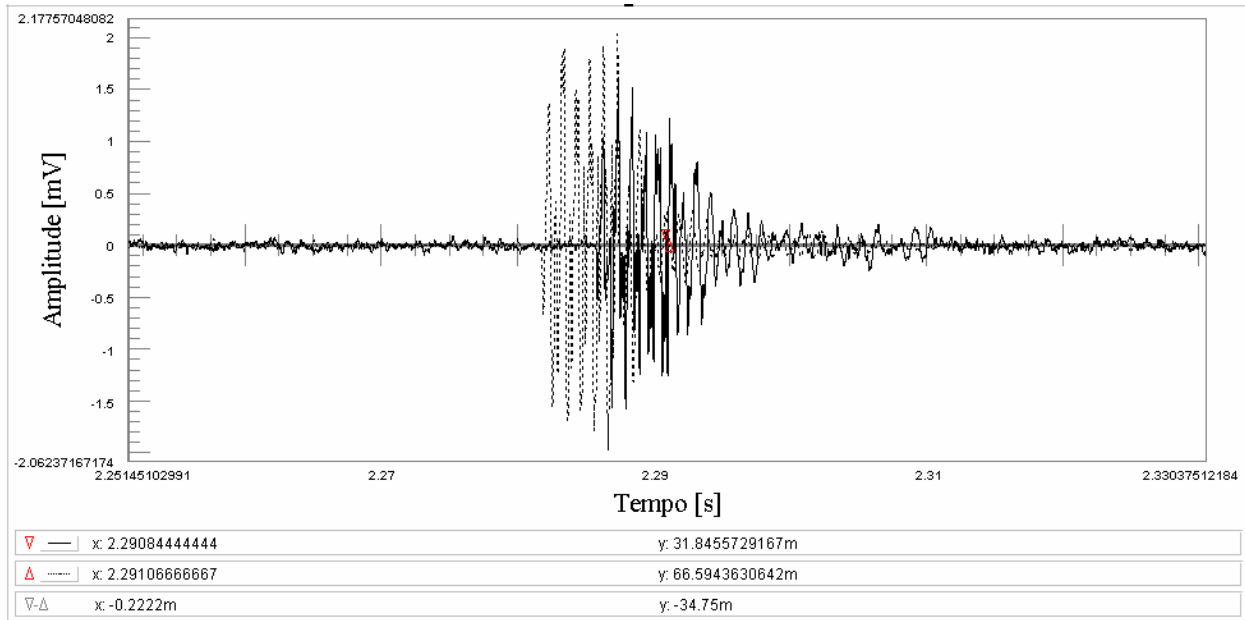


Figura 6.4: Exemplo do sinal adquirido, gráfico ampliado em apenas um dos sinais emitidos, linha tracejada representa o sinal do microfone próximo ao emissor e linha contínua o sinal do microfone mais afastado.

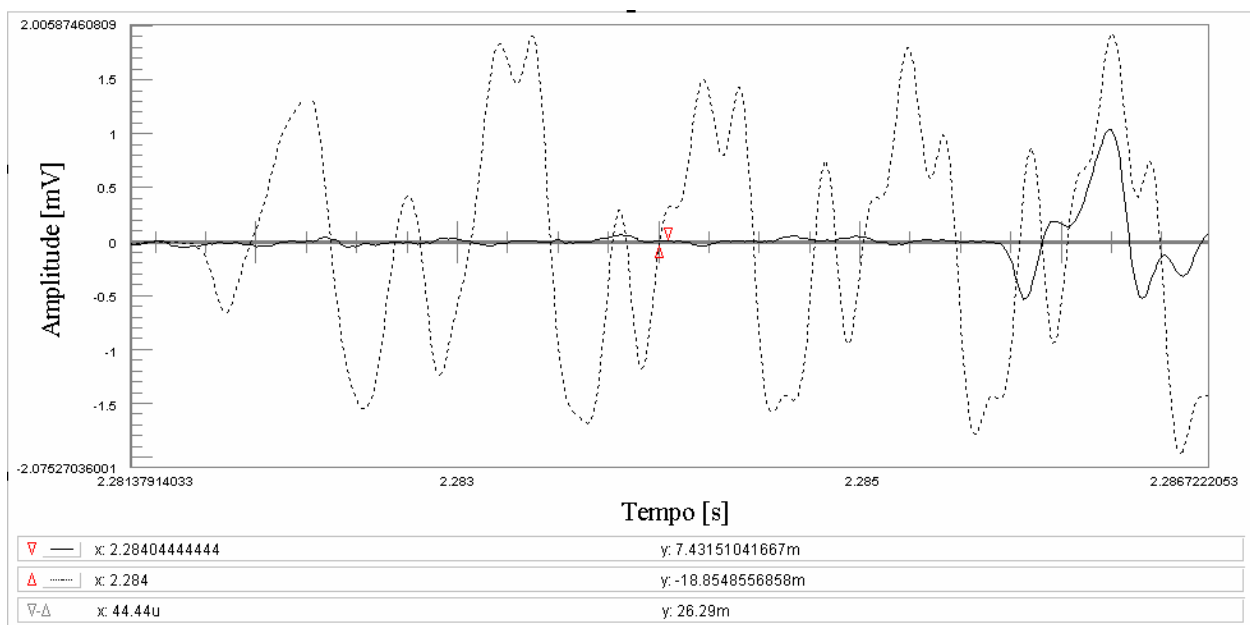


Figura 6.5: Exemplo do sinal adquirido, gráfico ampliado referente ao mostrado na figura 6.4, linha tracejada representa o sinal do microfone próximo ao emissor e linha contínua o sinal do microfone mais afastado.

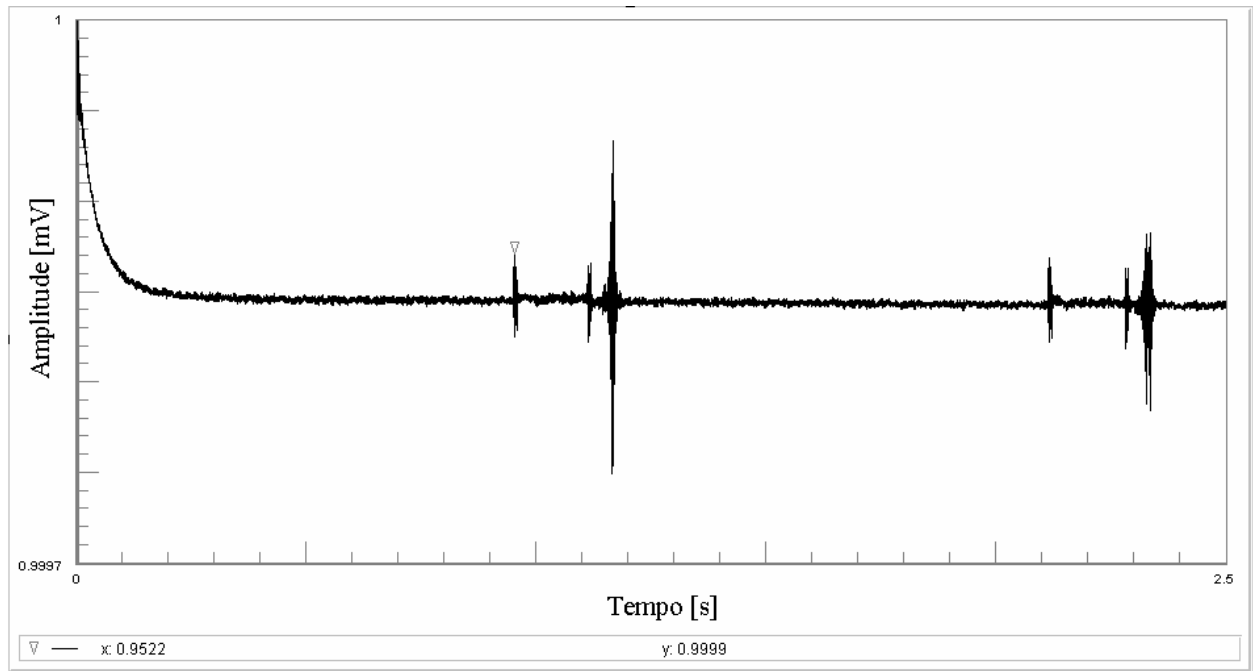


Figura 6.6: Exemplo do resultado da correlação entre o sinal dos microfones.

Função de correlação cruzada $R_{xy}(t)$:

$$R_{xy}(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) y(t+t) dt \quad (6.1)$$

Sendo: $x(t)$ o sinal do microfone 1; $y(t)$ o sinal do microfone 2; τ é a defasagem de tempo entre os sinais $x(t)$ e $y(t)$; t é o tempo e T é o tempo total do sinal.

Com relação à análise de incerteza, algumas conclusões podem ser ditas a cerca das medições realizadas. Por exemplo, para uma taxa de 45 kHz, tem-se um intervalo de $2,2 \times 10^{-5}$ s entre um ponto e outro, ou seja, uma incerteza de $1,1 \times 10^{-5}$ s, e utilizando uma distância de $1,381 \pm 0,005$ m, têm-se um tempo de propagação da onda sonora na ordem dos 3,955 ms, que utilizando o teorema de propagação de incerteza, resulta em uma incerteza na velocidade sonora de cerca de 0,3 %. Entretanto, em alguns casos a variação da velocidade sonora com a altura dependendo das condições atmosféricas exige uma incerteza ainda menor. Por exemplo, um gradiente de velocidade sonora na ordem de 10^{-5} m^{-1} para uma variação de altura de 6 m, e com velocidade sonora entre 330 e 350 m/s, exige-se que a variação de velocidade seja na ordem de 2×10^{-2} m/s. Com base na taxa de aquisição utilizada e com a incerteza encontrada, o gradiente de velocidade sonora obtido por medições diretas da velocidade sonora só pode ser considerado

quando na ordem de até 10^{-4} m^{-1} . Para valores menores do gradiente, deve-se obter a velocidade sonora por um método indireto, como por exemplo, pela medição da temperatura.

Conforme vários autores [Streeter e Wylie, 1982; Beranek, 1991; Pierce, 1994], a velocidade sonora pode ser calculada em função da temperatura, aplicando-se as equações da quantidade de movimento e da continuidade oriundas da Mecânica dos Fluidos. Fazendo uso da equação dos gases perfeitos ao ar seco, a velocidade sonora em uma determinada altura assume a forma:

$$c(z; T) = \sqrt{g \mathfrak{R} T} \quad (6.2)$$

Sendo: γ o coeficiente de calor específico do ar para uma pressão e volume constante ($g = 1,4$); \mathfrak{R} é a constante de gás para o ar ($\mathfrak{R} = 287 \text{ mN/kgK}$); T é a temperatura em Kelvin;

Que substituindo os coeficientes e constantes, tem-se:

$$c(z; T) = \sqrt{401,8 \cdot T} \quad (6.3)$$

Outra forma de escrever a equação (6.2) é:

$$c(z; T) = \sqrt{\frac{g \mathfrak{R}' T}{M}} \quad (6.4)$$

Sendo: g o coeficiente de calor específico do ar para uma pressão e volume constante ($g = 1,4$); \mathfrak{R}' é a constante universal dos gases ($\mathfrak{R}' = 8.314,32 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$); T é a temperatura em Kelvin; M é a massa molecular.

Segundo Wilson, 2003, se adicionar-se o efeito da umidade, a equação (6.2) assume a forma de :

$$c(z; T; q) = \sqrt{g \mathfrak{R} T (1 + 0,511q)} \quad (6.5)$$

Sendo: q é o coeficiente de mistura de vapor d'água (massa de vapor dividida pela massa de ar seco em uma amostra).

Outra forma de levar-se em conta a umidade é dada por Tunick, 2003, em que fazendo uso da equação (6.4) pode-se ter a razão do calor específico pela massa molar (g/M) como uma função da temperatura e da umidade na seguinte forma:

$$\frac{g}{M} = 0,04833 + (rh - 0,023) A_T \quad (6.6)$$

Sendo: $A_T = 9,2 \times 10^{-5} + 5,5 \times 10^{-6} \cdot T_C + 4,25 \times 10^{-7} \cdot T_C^2$; rh é a umidade relativa (assumida como constante com a altura sobre o solo); e T_C é a temperatura em °C

Entretanto, conforme Spiesberger e Fristrup, 1990, os efeitos provocados pela umidade relativa do ar, ou de uma modificação da composição química do ar sobre a velocidade sonora podem ser negligenciados, pois as mudanças típicas são menores que 0,05 %. Sendo assim, no presente trabalho tais efeitos foram desprezados, principalmente por não se ter observado variações quando nos ensaios em dias mais, ou menos úmidos, uma vez que tal variação deve estar inclusa dentro da incerteza da medição.

Levando-se em conta apenas a variável temperatura, a incerteza da velocidade sonora (Δc) resultante, medindo-se apenas a temperatura do ar pode ser calculada como:

$$\Delta c = \frac{401,8 \cdot \Delta T}{2\sqrt{401,8 \cdot T}} \quad (6.7)$$

Sendo ΔT a incerteza da temperatura, que para o equipamento de medição utilizado no trabalho é de 0,3%.

No caso das medições realizadas, em que a variação temperatura variou entre a mínima registrada de 18,5 °C e a máxima de 32,2°C, essas fazem com que a incerteza na velocidade sonora seja no mínimo 0,032 m/s e a máxima de 0,057 m/s. Esse grau de incerteza fornece valores na ordem de grandeza desejada, o que possibilita a determinação do gradiente de velocidade sonora através do método indireto.

Agora, se junto ao efeito da temperatura adicionar-se o efeito do vento resultando em um vetor do perfil de velocidade sonora, que é a soma da velocidade sonora e a componente do vento na direção considerada [Robertson, et al., 1990; Klug, 1991; L'Espérance, et al., 1993; Hole, et al., 1997; Hole, 1998; Salomons, 2001; Wilson, 2003], ou seja:

$$c(z) = c(z; T) + u(z) \cos \alpha \quad (6.8)$$

$u(z)$ é a velocidade do vento medida na altura z , α é o ângulo entre a reta emissor-receptor e a direção do vento.

Neste caso, a incerteza para a velocidade sonora é dada como:

$$\Delta c = \sqrt{\left(\frac{401,8 \cdot \Delta T}{2\sqrt{401,8 \cdot T}}\right)^2 + (\Delta u \cdot \cos a)^2 + (-\Delta a \cdot u \cdot \operatorname{sen} a)^2} \quad (6.9)$$

Nos instrumentos utilizados nos ensaios, a incerteza do anemômetro é de $\pm 0,1$ m/s e a do ângulo α de $\pm 1^\circ$.

Analisando cuidadosamente uma série de resultados obtidos pelo cálculo da velocidade sonora (veja tabelas 1 e 2 do Anexo 10), e pela medição da velocidade sonora feita para diferentes velocidades e sentidos do vento, para uma mesma temperatura e altura, observou-se que a diferença máxima encontrada foi de 0,34 %, para medições com vento contra, de 0,99 % para medições com vento a favor e 0,1 % para medições em ambientes sem vento e com temperatura controlada, ou seja, quando não há vento, o gradiente de velocidade sonora pode ser obtido através da medição da temperatura e quando há vento através da medição direta da velocidade sonora. Quanto a incerteza, a equação (6.3), quando não há vento, fornece resultados de incerteza máxima para os dados obtidos de 0,057 m/s, ou seja, 0,0162 % sendo que na medição direta da velocidade sonora a máxima foi de 0,284 %, e pelo cálculo utilizando a equação (6.8) a máxima foi de 0,0327 %.

Dessa forma, no presente trabalho foram adotados os valores do gradiente de velocidade sonora obtidos pela medição direta da velocidade sonora para os dias com ventos e para os dias sem vento, os valores obtidos pela medição indireta da velocidade sonora (equação (6.3)) através de medições da temperatura. Os dados foram coletados em situações de clima comuns à região metropolitana de Porto Alegre (30° S e $51,2^\circ$ O), que se situa a 10,0 m acima do nível do mar, cuja média anual de temperatura é de $19,4^\circ$ C e a média mensal da temperatura e da precipitação é dada pela tabela 6.1. Esses podem ser observados no Anexo 10, e resultaram nas tabelas 6.2 e 6.3 do gradiente de velocidade sonora para dias e noites com e sem vento respectivamente. Por climas comuns, entende-se medições em temperaturas diversas, que no caso variaram de $8,9^\circ$ C a $33,2^\circ$ C, com uma média em torno de $21,4^\circ$ C, e velocidade do vento entre 0 e 1,7 m/s a uma altura máxima de 6,0 m quando nas medições com variação da altura e de 0 a 3,7 m/s quando verificado a validade da equação (6.8).

Tabela 6.1: Média e registros mensais de temperaturas (em °C) e precipitação (em mm) da cidade de Porto Alegre no ano de 2003.

	Jan	Fev	Mar	Abr	Mai	Jun	Jul	Ago	Set	Out	Nov	Dez
Máximo	30	30	28	25	22	19	19	20	22	24	27	29
Mínimo	20	21	19	16	13	10	5	11	13	15	17	19
Média	24	25	23	20	17	14	14	16	17	19	21	23
Precipitação	99	109	104	86	94	132	122	140	140	114	104	102

Fonte: <http://br.weather.com/weather/climatology/>

Testes feitos com medições da velocidade sonora com o uso de microfones, quando em velocidade do vento acima de 4 m/s, mostraram um elevado nível de ruído produzido pelo vento nos microfones, o que mascarava as medições mesmo com o uso de protetor de poliuretano como para-vento na entrada do microfone, assim as medições foram desprezadas quando nessas condições. O mesmo vale para dias chuvosos em que os pingos d'água sobre o microfone mascaravam as medições.

Tabela 6.2: Gradiente de velocidade sonora para dias com e sem vento.

Sem Vento	Gradiente de velocidade Sonora [m⁻¹]	Incerteza
Nublado	-0.000315	± 0.000197
Parcialmente Nublado	-0.000083	± 0.000034
Céu Limpo	-0.000169	± 0.000140
Com Vento	Gradiente de velocidade Sonora [m⁻¹]	Incerteza
Nublado	-0,000493	± 0,000390
Parcialmente Nublado	-0,000125	± 0,000136
Céu Limpo	-0,000172	± 0,000132

Tabela 6.3: Gradiente de velocidade sonora para noites com e sem vento.

Sem Vento	Gradiente de velocidade Sonora [m⁻¹]	Incerteza
Nublado	6.27269E-05	± 3.3541E-05
Parcialmente Nublado	0.000105	± 0.000032
Céu Limpo	0.000317	± 0.000069
Com Vento	Gradiente de velocidade Sonora [m⁻¹]	Incerteza
Nublado	0,000179	± 0,000057
Parcialmente Nublado	0,000352	± 0,000331
Céu Limpo	0,000455	± 0,000177

Embora os dados das tabelas 6.2 e 6.3 forneçam resultados do gradiente de velocidade sonora, convém mencionar que esses foram obtidos através da avaliação de ajuste de pontos pelo Método dos Mínimos Quadrados (MMQ), com o uso de incerteza e grau de confiança de 95%. Tais resultados foram obtidos seguindo-se os passos da seção 1 do Anexo 10, que trata sobre a incerteza no ajuste de curvas.

6.2. Perfil de Velocidade do Vento

O objetivo desta seção é fornecer base para a determinação do gradiente de velocidade sonora, quando as condições atmosféricas diferem das características e do local em que foram coletados os dados resumidos nas tabelas 6.2 e 6.3 da seção anterior. Assim, de posse das equações (6.3) e (6.8) torna-se possível através de uma ou duas medições da temperatura e da velocidade do vento em uma determinada altura, caracterizar aproximadamente o perfil de velocidade sonora e conseqüentemente seu gradiente. Portanto, segue-se um pequeno resumo relativo ao perfil de velocidade do vento necessário para a utilização da equação (6.8).

Uma revisão literária sobre a velocidade do vento mostra que um perfil de velocidade logarítmico é amplamente aceito como forma a representar a variação da velocidade do vento com a altura [Johnson, 1999; Montero e Sanin, 2001; Panofsky e Ming, 1983; Sill, 1988; Tieleman, 1992; Wieringa, 1992; de Wit, et al., 2002; do Amarante e da Silva, 2002; Theurer, et al., 1992; Joit Committee on Structural Safety, 2001; Kastner-Klein e Rotach, 2001; Berneiser e König, 1996 e 1997]. Esse pode ser representado pela seguinte equação:

Para condições climáticas sem considerar o efeito térmico, a velocidade do vento para uma determinada altura z pode ser obtida por:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \right] \quad (6.10)$$

Sendo: κ a constante de von Karman, geralmente assumida como valendo 0,41; u_* a velocidade de fricção; z_0 a rugosidade do terreno dada pela tabela de classificação de Davenport.

O parâmetro da velocidade de fricção pode ser determinado de duas formas, uma através da tensão de cisalhamento no nível do solo [Theurer, et al., 1992], e outra através da utilização de uma velocidade de referência a uma altura de referência [Joit Committee on Structural Safety, 2001; Kastner-Klein e Rotach, 2001; Johnson, 1999], ou seja:

$$u_* = \sqrt{\frac{t_0}{r_0}} \quad (6.11)$$

ou

$$u_* = \frac{k \cdot u_{ref}}{\ln\left(\frac{z_{ref}}{z_0}\right)} \quad (6.12)$$

em que: t_0 é a tensão de cisalhamento do ar no nível do solo e r_0 é a densidade do ar. u_{ref} corresponde a velocidade medida em uma altura de referência z_{ref} .

Tieleman, 1992, relata que para terrenos planos e uniformes, a rugosidade do terreno, z_0 , e a velocidade de fricção, u_* , são parâmetros que unem a natureza do terreno com a média e o fluxo turbulento próximo da superfície. Próximo da superfície o perfil médio do vento e a intensidade da turbulência vertical são unidas com a rugosidade local que pode ser avaliada por observações de turbulência. Entretanto, na ausência dessas observações a rugosidade “regional” pode ser avaliada com a classificação de terreno de Davenport atualizada por Wieringa, 1992 (tabela 6.4). Segundo Wieringa, a rugosidade z_0 é o parâmetro que mais facilmente define a partir de uma mudança relativa da velocidade do vento (u), com a altura (z) em uma estabilidade neutra em níveis bem acima dos elementos rugosos.

Tabela 6.4: Classificação da Rugosidade de Davenport (revisado por Wieringa, 1992).

Z_0 (m)	Descrição da paisagem
1 – 0,0002 “Mar”	Mar aberto ou lago (não importando o tamanho das ondas); ondas planas; terreno plano coberto de neve; desertos; concreto com um campo livre de vários quilômetros.
2 – 0,005 “Liso”	Terreno com superfície sem um único obstáculo visível e com vegetação negligenciável; praias; montes de gelo sem grandes cumes; campos cobertos de neve ou alqueires livres.

Z₀ (m)	Descrição da paisagem
3 – 0,03 “Aberto”	Campos planos com vegetação rasteira (grama) e obstáculos isolados, separados entre si com pelo menos 50 vezes a sua altura; pastagens sem quebra-vento; tundra; ancoradouros; áreas livres de aeroportos.
4 – 0,1 “Aberto e rugoso”	Área cultivada com cobertura regular de plantações baixas; campos moderadamente abertos com obstáculos ocasionais (cercas baixas, uma única fileira de árvores, fazendas isoladas), com distâncias horizontais relativas de pelo menos 20 vezes a altura do obstáculo.
5 – 0,25 “Rugoso”	Campos recentemente “novos” com plantações altas ou plantações de várias alturas, possuindo obstáculos dispersos (plantações de videiras, cercas vivas densas, etc.) com distâncias relativas de cerca de 20 vezes a altura do obstáculo.
6 – 0,5 “Muito áspero”	Campos com plantações “velhas” com muitos obstáculos grandes e agrupados (fazendas grandes, granjas, matas de moitas), separadas entre si por espaços abertos cerca de 10 vezes a altura do obstáculo; vegetações média com pequenos espaços abertos entre si, tais como: bosques, pomares, matas novas e densamente plantadas (eucalipto, pinus, acácia, etc.).
7 – 1,0 “Fechado”	Paisagem totalmente e completamente coberta de objetos de tamanhos similares, com espaços abertos compatíveis ao tamanho do objeto; florestas adultas, matas regulares, cidades homogêneas ou vilas.
8 - ≥ 2,0 “Caótico”	Centro de grandes cidades com mistura de prédios baixos e altos. Florestas grandes e irregulares com muitas clareiras.

A classe oito (caótica) apresentada por Wieringa, apenas completa a tabela. Em cidades com muitos arranha-céus, ou sobre uma grande topografia, a existência de uma camada superficial e a inutilidade de restrição de fluxo de momento vertical são muito questionáveis, tornando a aplicação do conceito de rugosidade aqui duvidoso.

Existem condições mais complexas do perfil logarítmico de velocidade do vento baseadas na Teoria da Similaridade de Monin-Obukhov [Monin e Yaglom, 1971]. Entretanto a formulação torna-se muito intrincada e foge do contexto do presente trabalho, exigindo vários parâmetros que dificultam sua aplicação, como por exemplo, a flutuação da velocidade do vento na horizontal e na vertical em um determinado período, bem como a flutuação da temperatura e da umidade.

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Xi_m \left(\frac{z}{L_{MO}} \right) + \Xi_m \left(\frac{z_0}{L_{MO}} \right) \right] \quad (6.13)$$

sendo: Ξ_m a função empírica de estratificação atmosférica e L_{MO} o comprimento de Monin-Obukhov dados por:

$$L_{MO} = - \frac{u_*^3}{k \frac{g}{T_o} Q} \quad (6.14)$$

Em que as variáveis $\Xi_m(z)$ e $m_m(z)$ são baseadas no trabalho de Wilson, 2003, são:

$$\Xi_m(z) = \begin{cases} 2 \ln \left[1 + \frac{m_m^{-1}}{2} \right] & \text{para } z < 0 \\ -5,3z & \text{para } z \geq 0 \end{cases} \quad (6.15)$$

e

$$m_m(z) = \begin{cases} \left(1 + 3,6|z|^{2/3} \right)^{-1/2} & \text{para } z < 0 \\ 1 + 5,3z & \text{para } z \geq 0 \end{cases} \quad (6.16)$$

g é a aceleração da gravidade; a constante de von Karman, geralmente assumida como valendo 0,41; T_o é a temperatura superficial; $z = z/L_{MO}$; u_* a velocidade de fricção e Q é o fluxo vertical de calor dado por $Q = q/c_p r_o$, sendo c_p o calor específico do fluido para pressão constante e q o fluxo de calor.

As variáveis $\Xi_m(z)$ e $m_m(z)$ podem assumir outras formas como as dadas por L'Espérance, et al., 1993, uma vez que são empíricas:

$$\Xi_m(z) = \begin{cases} \frac{3}{2} \ln \frac{1 - m_m^{-1} + m_m^2}{3} + \sqrt{3} \arctan \frac{2m_m + 1}{\sqrt{3}} & \text{para } z < 0 \\ -4,7z & \text{para } z \geq 0 \end{cases} \quad (6.17)$$

e

$$m_m(z) = \begin{cases} (1 - 15z)^{-1/3} & \text{para } z < 0 \\ 1 + 4,7z & \text{para } z \geq 0 \end{cases} \quad (6.18)$$

Observa-se que se $z < 0$ tem-se condições instáveis no contorno, e se $z > 0$ as condições são estáveis, como ocorre tipicamente quando o solo esfria à noite. No limite $|z| \rightarrow 0$, a função gradiente é igual a 1 e o perfil de velocidade do vento toma a forma logarítmica.

Existem ainda outras formas de perfis de vento, tais como o modelo de Davenport da Lei Potencial [Blessmann, 1978; Berneiser e König, 1996 e 1997; Matschullat, 2003] e o modelo utilizado pelo EUROCODE 1 [Berneiser e König, 1996]. Esse último não será utilizado neste trabalho devido a sua limitação em considerar como constante a velocidade do vento quando a altura não ultrapassa um mínimo, que no caso é de 8,0 m para áreas suburbanas ou industriais. No caso da Lei Potencial do modelo de Davenport, a velocidade do vento é dada por:

$$u(z) = u_{ref} \left(\frac{z}{z_{ref}} \right)^\alpha \quad (6.19)$$

Sendo u_{ref} a velocidade do vento em uma altura de referência - z_{ref} ; e α dado pela tabela 6.5.

Tabela 6.5: Valores para o coeficiente α .

Expoente α	Terreno
0,12	Superfície muito lisa (água, ilhas planas, mar).
0,13	Superfícies planas com pequenos obstáculos (gramados, pradarias, desertos, tundras).
0,15	Superfícies ligeiramente onduladas (campos com poucas árvores ou construções, capoeiras, pântanos, brejos).
0,18	Terrenos ondulados com cercas, árvores ou construções.
0,22	Terrenos ondulados com muitos obstáculos (cercas, árvores, prédios de no máximo dois andares).
0,29	Terreno ondulante com muitos e grandes obstáculos (florestas, parques, bosques).
0,33	Superfícies muito irregulares com grandes obstáculos (cidades, subúrbios, bairros, fazendas com árvores altas e matas).
0,70	Superfícies muito irregulares com obstáculos extremamente grandes (centros urbanos).

[Blessmann, 1978; Matschullat, 2003]

Comparando-se os perfis de velocidade do vento com alguns perfis lineares, obtidos experimentalmente e ajustados pelo método dos mínimos quadrados (Anexo 10), notou-se que quando se usa uma altura de referência pequena, em torno de 1,5 m, o perfil potencial apresenta melhores resultados, e quando no uso de uma altura de referência maior, cerca de 6,0 m o perfil

logarítmico tem um melhor comportamento. Tais conclusões podem ser observadas nos gráficos das figuras 6.7 e 6.8, que mostram a variação da velocidade do vento frente à altura quando se considera alturas de referência baixas e maiores.

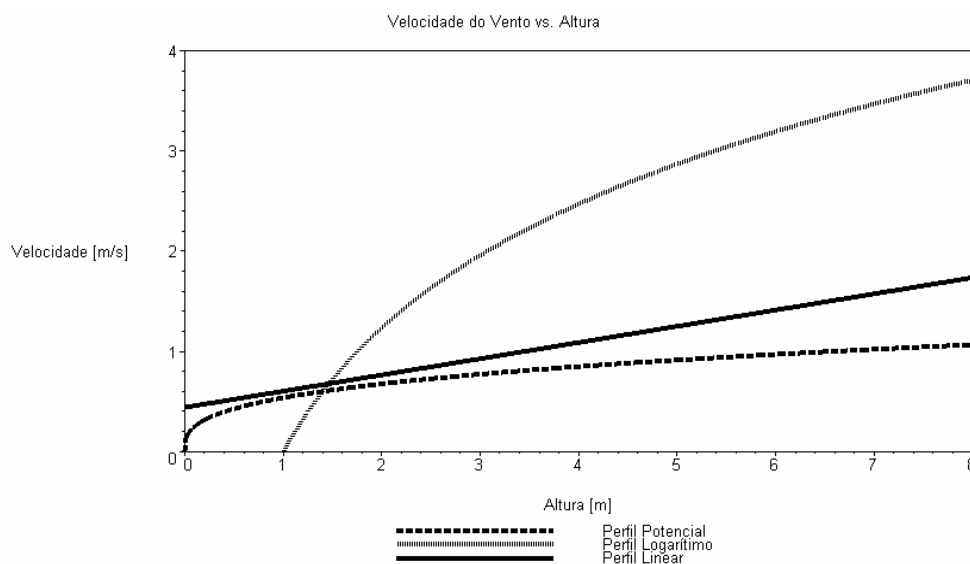


Figura 6.7: Altura de referência $z_{ref} = 1,4$ m, $u_{ref} = 0,6$ m/s; para o perfil potencial $\alpha = 0,33$ e para o perfil logarítmico $z_0 = 1,0$.

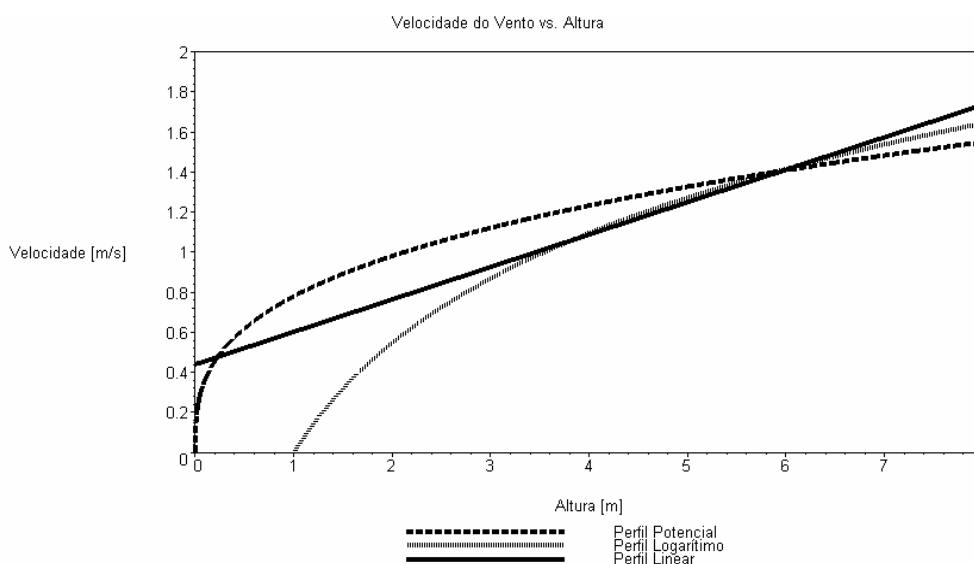


Figura 6.8: Altura de referência $z_{ref} = 5,875$ m, $u_{ref} = 1,4$ m/s; para o perfil potencial $\alpha = 0,33$ e para o perfil logarítmico $z_0 = 1,0$.

Convém ressaltar, entretanto, que o uso de tais perfis não se ajustam aos pré-requisitos necessários para a aplicação do modelo heurístico, uma vez que esse exige um perfil de

velocidade linear. Assim, conforme sugerem alguns autores [L'Espérance, et al., 1992; Salomons, 1998], para pequenas alturas, os perfis não lineares podem ser substituídos por um perfil linear equivalente. Segundo L'Espérance, et al., 1992, como uma primeira aproximação, sugere-se que para pequenas distâncias, um perfil linear possa ser avaliado a partir da inclinação de um perfil logarítmico na altura média entre emissor e receptor dado por um perfil de velocidade conhecido ou definido por um perfil logarítmico:

$$a \approx \left. \frac{dc}{dz} \right|_{\frac{z_e + z_r}{2}} \quad (6.20)$$

Testes realizados resultaram que tal hipótese também pode ser utilizada quando no uso do perfil potencial.

6.3. Perfil de Temperatura

Além do perfil de velocidade do vento, existe ainda o perfil de temperatura que também é importante para a determinação do gradiente de velocidade sonora. Entretanto, sua forma de determinação é um tanto quanto complexa, uma vez que segue a Teoria da Similaridade equação (6.21) [Wilson, 2003; Salomons, 2001; Monin e Yaglom, 1965], exigindo vários parâmetros que dificultam sua aplicação, como por exemplo, a flutuação da temperatura e da umidade.

$$T(z) = T_0 - \Gamma_d (z - z_0) + \frac{P_r T_*}{k} \left[\ln \frac{z}{z_0} - \Xi_h \left(\frac{z}{L_{MO}} \right) + \Xi_h \left(\frac{z_0}{L_{MO}} \right) \right] \quad (6.21)$$

$\Xi_h(z)$ é uma função empírica relativa a estratificação atmosférica relacionada com o comprimento L_{MO} de Monin-Obukhov dado pela equação (6.14); $z = z/L_{MO}$; T_0 a temperatura referente a altura z_0 ; $T_* = \frac{-Q}{u_*}$ em que Q é o fluxo de calor referente a um turbilhão cinemático

vertical; k é a constante de von Karman ($k = 0,41$); u_* a velocidade de fricção; z_0 a rugosidade do terreno dada pela tabela de classificação de Davenport; P_r é o número de Prandtl para uma

estratificação turbulenta e neutra ($P_r = 0,95$); Γ_d descreve o decréscimo da temperatura com a altura devido a compressão da coluna de ar $\Gamma_d = \frac{gT_0(g-1)}{c_0^2}$; g é a aceleração da gravidade; c_0 é a velocidade sonora para um gás ideal (equação(6.2)) e γ é o coeficiente de calor específico do ar para uma pressão e volume constantes.

As variáveis $\Xi_h(z)$ e respectivamente $m_h(z)$ são baseadas no trabalho de Wilson, 2003, e são dadas por:

$$\Xi_h(z) = \begin{cases} 2 \ln \left[1 + \frac{m_h^{-1}}{2} \right] & \text{para } z < 0 \\ -8,4z & \text{para } z \geq 0 \end{cases} \quad (6.22)$$

e

$$m_h(z) = \begin{cases} \left(1 + 7,9|z|^{2/3} \right)^{-1/2} & \text{para } z < 0 \\ 1 + 8,4z & \text{para } z \geq 0 \end{cases} \quad (6.23)$$

Apesar de toda a complexidade da teoria da similaridade uma boa aproximação, constatada neste trabalho, por meio dos dados de medições (Anexo 10), é utilizar para pequenas alturas, um perfil de temperatura linear equivalente. Sugere-se que para pequenas alturas, um perfil linear possa ser avaliado a partir do conhecimento da temperatura em duas alturas. Ou seja, aplicando a equação da reta entre dois pontos (z_1 e z_2), a variação da temperatura com a altura pode ser obtida como:

$$T(z) = T(z_1) + \left(\frac{T(z_2) - T(z_1)}{z_2 - z_1} \right) (z - z_1) \quad (6.24)$$

Testes realizados resultaram que tal hipótese pode ser utilizada quando não há ventos ou a velocidade do vento é muito baixa (na ordem dos 0,6 m/s).

7. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA PERDA POR INSERÇÃO

Neste capítulo será abordada a metodologia utilizada quando nas medições para a determinação experimental da perda por inserção de uma barreira sonora. O objetivo é avaliar a atenuação de ruído propiciada por uma barreira e comparar o resultado experimental com o modelo proposto. Segue a seguir descrição dos procedimentos realizados para tal e a apresentação dos resultados encontrados.

7.1. Procedimentos para Caracterização Acústica de uma Barreira

Segundo Curcuruto, et al., 1997, a eficácia acústica de uma barreira sonora, artificial ou natural, pode ser avaliada mediante três procedimentos:

1. Medições em laboratório;
2. Medições em campo aberto;
3. Medições “in situ”.

A medição em laboratório é efetuada em ambiente controlado (câmara anecóica por exemplo) e serve para definir as características intrínsecas da barreira, como por exemplo à atenuação em função da frequência. Dessa metodologia resulta necessariamente do detalhamento do fenômeno de propagação do ruído de um emissor, em geral um alto-falante. A desvantagem é que se utiliza nesses casos, instrumentos sofisticados, ambiente experimental altamente controlado e reprodutibilidade limitada das condições reais “in situ”.

A medição em campo aberto, é executada em um campo de prova externo, apenas com a barreira. Tal experimento é realizado em um ambiente controlado (terreno com determinada característica, ausência de obstáculos naturais e um emissor artificial). Neste caso, obtém-se o valor da atenuação do ruído tendo em conta o aspecto geométrico (difração sonora) e ambiental (divergência geométrica, absorção do ar). A vantagem de tal metodologia é que fornece uma indicação muito ampla das características da barreira em exame, garantindo ao receptor os mesmos valores experimentais quando “in situ”. A contrapartida principal de tal procedimento que não limita o seu uso, é a necessidade de ter-se um campo de prova com a barreira.

A medição “in situ” representa um sistema de controle imediato da eficiência acústica de uma barreira sonora. Em tal modo, apresenta-se a sua singularidade de manufatura, características geométricas inseridas no contexto territorial, em relação ao receptor presente na zona.

Como sugerido pelas normas ANSI S12.8 de 1987 e ISO 10847, 1997, é possível adotar por investigação “in situ” dois métodos de medição: o método direto, que prevê o relevo do nível sonoro em uma mesma posição antes e após a construção da barreira; e o método indireto, onde se mede o nível de pressão sonora em uma área sem barreira (equivalente à situação anterior a instalação da barreira) e em uma área com a barreira (equivalente à situação posterior), sendo que as distâncias entre o emissor e o receptor devem ser iguais em ambos os casos.

O primeiro método assegura uma notável precisão e “confiabilidade” dos resultados, uma vez que garante as condições iguais de medição para as duas situações (antes e após). Ocorre na prática, em medir-se na situação pós-construção a mesma condição para o emissor (pessoas, tráfego, equipamentos, etc.) e as mesmas condições ambientais (vento, temperatura, umidade, condições meteorológicas, ruído de fundo, etc.) da medição pré-construção. Apenas desse modo poderá se assegurar à perfeita confrontabilidade dos dados dos diferentes níveis sonoros uma vez que garante condições ideais de medição para as duas situações (antes e após) [Blaney, 1984; Curcuruto, et al., 1997; ANSI S12.8, 1987].

O segundo método é menos preciso, mas é o único possível caso a barreira já esteja construída. Em casos de medições, segue-se uma mesma posição para os dois casos, entre o emissor e o receptor, onde se mede simultaneamente. A vantagem de tal medição é que possibilita registrar ao mesmo tempo dois sinais, provenientes das duas posições diferenciadas, utilizando um instrumento de medição com dois canais, permitindo assim medir em um ponto sem barreira e em outro ponto com a presença da barreira.

Além dos três procedimentos já citados, se poderiam utilizar modelos em escala. Entretanto, perderia-se a possibilidade de incluir no modelo os efeitos da absorção do ar [Osman, 1977] e conforme Rasmussen e Arranz, 1998, o efeito da turbulência. A principal razão para isso é que as propriedades viscosas do fluído não podem ser postas em escala.

7.2. Efeitos a Serem Considerados Quando nas Medições

Conforme vários autores, existem dois efeitos principais no ambiente, que devem ser considerados sempre que medições de ruído são realizadas [Broch, 1969; *Environmental Noise by B&K*, 2000; Pérez e Bolaños, 1990; Fleming, et al., 2000]. Esses são os efeitos da reflexão sonora e do ruído de fundo. Uma vez que qualquer objeto, cujas dimensões físicas são da ordem ou maiores que o comprimento de onda sonora, esse irá refletir as ondas e assim causar um distúrbio no campo sonoro, pois quando as ondas impactam sobre uma superfície, parte de sua energia é refletida, parte é transmitida através e parte é absorvida pela superfície. Se a absorção e a transmissão são baixas, como geralmente o são no caso de construções, grande parte da energia sonora é refletida e a superfície é dita como acusticamente rígida. Assim, o nível de pressão sonora próxima da superfície é, portanto, devido à radiação do emissor e as ondas que chegam de uma ou mais reflexões.

O montante do distúrbio depende ademais das propriedades refletoras do objeto, da forma e do ângulo da onda incidente. Quando o campo sonoro é difuso ou o som consiste de várias frequências, não se têm grandes problemas e a precisão das medidas irá depender mais é da precisão dos instrumentos utilizados. Entretanto, se no caso o ruído medido consiste de ondas cilíndricas, planas ou esféricas com uma ou duas frequências predominantes, existe a possibilidade de reflexões consideravelmente indesejáveis e conseqüentemente ter-se-á erros de medida [Broch, 1969]. Por exemplo, medidas têm mostrado que a reflexão máxima do corpo humano irá ocorrer em uma frequência ao redor dos 400 Hz. Logo se o operador do equipamento está próximo do microfone, uma incerteza máxima em torno de 6 dB pode ser obtida nessa faixa de frequências, dependendo das propriedades absorventes da roupa do operador. Segundo o manual *Environmental Noise* da Brüel & Kjaer, 2000, tipicamente, o nível de pressão sonora a 0,5 m de uma parede plana é cerca de 3 dB(A) maior caso não existisse a parede. Por essa razão, muitas normas requerem a exclusão do efeito da reflexão (condição de campo livre).

Como mencionado anteriormente, a presença do ruído de fundo no local medido pode afetar os resultados. Se, por acaso, deseja-se medir o ruído de um emissor particular, o ruído de fundo pode ou não mascarar os resultados. Nesses casos ou move-se o emissor para um lugar mais “silencioso” ou desliga-se os equipamentos ou geradores do ruído de fundo. Existem casos em que não se pode mover ou desligar equipamentos e o ruído de fundo está sempre presente. Nesses casos, quando o ruído de fundo é menor em 10 dB que o ruído produzido pelo emissor, o efeito do ruído de fundo pode ser desprezado [Pérez e Bolaños, 1990; Beranek, 1991; Broch, 1969; ANSI S12.8]. Em casos em que a diferença é menor que 3 dB, os resultados estão

comprometidos severamente. Em muitas situações a influência do ruído de fundo sobre as medições pode ser reduzida escolhendo-se uma largura de banda mais estrita para a análise de frequências. Dessa forma, as conclusões citadas a respeito da correção das medições devem ser aplicadas, é claro, para cada faixa de frequência de interesse na análise.

7.3. Descrição da Medição

A avaliação da atenuação do ruído propiciada por uma barreira deve ser feita de maneira a englobar a faixa de frequências importantes do espectro sonoro. Para este fim, foi gerado um ruído em uma frequência específica, representando o emissor, e este ruído é medido no ponto do receptor antes e após a inserção da barreira. Este procedimento é repetido para ruídos gerados em diversas frequências, escolhidas para representar adequadamente o espectro do som.

Descreve-se a seguir a localização dos pontos de medição, o levantamento do nível de pressão sonora do ruído de fundo, bem como o equipamento utilizado para realizar as medições.

Escolheu-se entre os métodos apresentados no subcapítulo 7.1, o método direto de medições *in situ*, por, como descrito por vários autores, ter-se uma certa carência de resultados experimentais em escala real e de medições *in situ* [Pierce, 1974; Kurze, 1974; Josse, 1975; Fano, 1978; May e Osman, 1980 (a); Kawai, 1981; Rasmussen, 1981 e 1990; Raspet, et al., 1985; Gilbert e White, 1989; Beranek, 1991; West, et al., 1992; Salomons, 1994 e 1996; Embleton, 1996; Makarewicz, 1997 e 1998; Muradali e Fyfe, 1998 e 1999; Rasmussen e Arranz, 1998; Jean, et al., 1999; Salomons e Rasmussen, 2000; Jin, et al., 2001; Picaut e Simon, 2001; Godinho, et al., 2001].

Uma das características da barreira sonora utilizada que deve ser atendida é que a perda por transmissão da barreira seja cerca de 6 dB maior que a atenuação por difração. Assim, a perda por transmissão da barreira deve ser calculada, conforme estudos realizados [Laranja, 2000], quando no uso de paredes duplas obtém-se bons resultados quando aplicada a Lei de Massa considerando como massa total a soma das massas superficiais de ambas as paredes. Utilizando como barreira uma placa utilizada comumente em divisórias, que consiste em duas placas de compensado com espessura de 4,0 mm, obteve-se como resultado calculado da perda por transmissão o gráfico mostrado na figura 7.1.

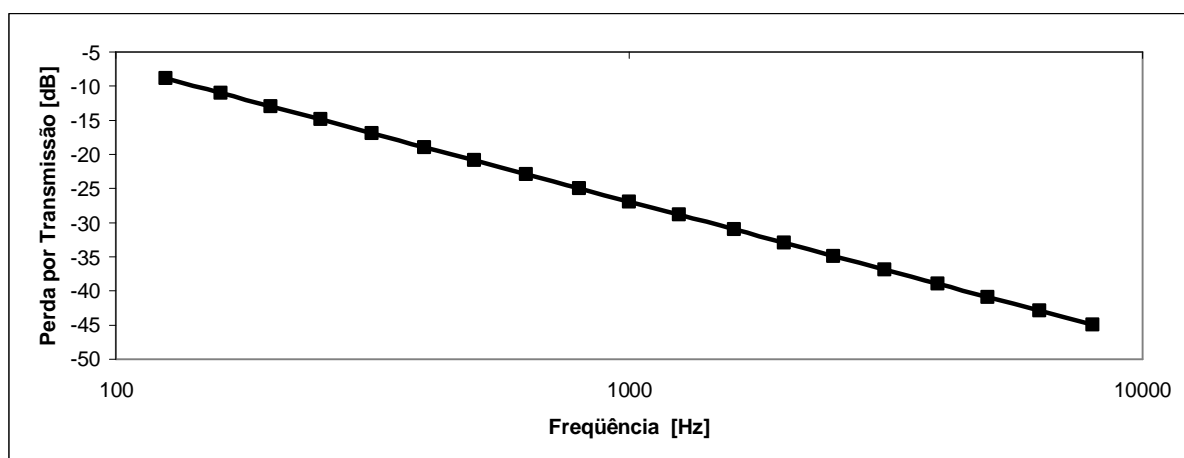


Figura 7.1: Gráfico da perda por transmissão da barreira utilizada.

7.3.1. Descrição dos Equipamentos e dos Dados Coletados

As medições de ruído foram feitas utilizando medidor de nível de pressão sonora LUTRON – modelo SL-4001; Tipo I de acordo com as normas IEC 651, DIN 45633, JIS 1502 e ANSI S1.4. A faixa de utilização é de 30 a 130 dB, com precisão de 0,7 dB após a calibração (94 dB/1kHz), faixas de frequências de 31,5 a 8.000 Hz e resposta rápida de 0,2 s, com o uso da escala de ponderação “A”.

O ruído foi gerado por um gerador de funções com onda senoidal de frequências variáveis e emitido por uma caixa acústica amplificada, servindo para assegurar que o nível seja sempre constante em cada uma das frequências de varredura [ANSI S12.8]. A leitura dos níveis de pressão sonora foram feitas diretamente no sonômetro. Além do nível de pressão sonora foram coletados dados quanto a temperatura e velocidade do vento em diferente alturas para tanto foram utilizados os seguintes equipamentos: um termômetro digital marca MINIPA – modelo MT-510 11 com precisão de 0,3 % do fundo de escala e taxa de amostragem de 0,6 vezes/segundo; um anemômetro marca KESTREL – modelo 1.000, com precisão de 3,0 % do fundo de escala e taxa de amostragem de 1,0 vezes/segundo; um termo anemômetro marca TEXTO – modelo 405-V1, com precisão de $\pm 0,5$ °C e $\pm 5,0$ % de velocidade do vento no fundo de escala; um termo anemômetro marca BACHARACH – modelo FloRite 800 com precisão de $\pm 1,0$ °C e $\pm 3,0$ % de velocidade do vento no fundo de escala. Os instrumentos para medição das condições atmosféricas foram fixos a uma haste de forma que pudessem ser realizadas medidas simultâneas em três alturas fixas mais uma na altura do solo.

Com tais equipamentos foram coletados os dados relativos ao nível de pressão sonora antes e após a montagem da barreira para cada frequência e a temperatura e a velocidade do vento em cada ponto em quatro alturas distintas.

7.3.2. Localização dos Pontos de Medição

Os pontos de medição foram escolhidos de forma a atender o tamanho da barreira e ao objetivo proposto neste trabalho, ou seja, pontos próximos da barreira. Devido a problemas construtivos e de mobilidade, a barreira foi montada com duas placas de divisórias em compensado de 2,110 x 0,540 x 0,035 m, montadas de forma a ter um comprimento total de 4,22 m como mostra a figura 7.2. Já na figura 7.3, são mostrados os pontos do emissor, situado a 0,80 m do centro da barreira e os pontos do receptor, situados a 1,0, 2,0 e 3,0 m do centro da barreira. As alturas tanto do emissor quanto do receptor, foram escolhidas como sendo as menores possíveis, assim o alto-falante emissor está com o centro do cone situado a 0,11 m do solo e o microfone do sonômetro a 0,10 m do solo. O local escolhido para a montagem da barreira, situa-se sobre um solo de asfalto, com possíveis objetos refletivos posicionados a no mínimo 19,55 m das laterais da barreira.

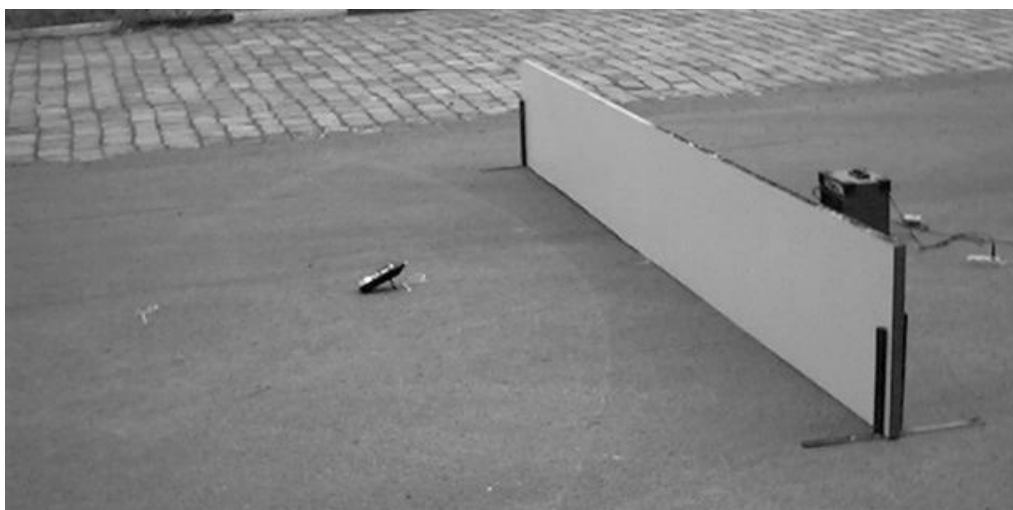


Figura 7.2: Figura da barreira com o emissor situado à direita e o receptor à esquerda.



Figura 7.3: Local da medição, emissor e receptor alinhados com o ponto central mostrado por uma cruz.

7.4. Levantamento do Nível de Pressão Sonora Existente – Ruído de Fundo

Foram realizadas medidas de ruído no horário de final de tarde, entre 18h e 10min e 19h e 05 min, no dia 14 de janeiro de 2004. As condições atmosféricas eram de tempo com céu completamente nublado sujeito a chuva, umidade relativa de 90 %, pressão atmosférica de 101,300 kPa, temperatura média de 27°C com vento (dados obtidos por medição local com equipamentos específicos). As medidas realizadas consistiram na leitura do nível de pressão sonora (NPS) com o uso de escala de ponderação “A”, com tempo de resposta rápido.

A tabela 7.1 mostra os valores do nível de pressão sonora do ruído de fundo no ambiente no início e no fim das medições.

Tabela 7.1: Valores NPS escala A do ruído de fundo.

Medição do Ruído de Fundo	NPS [dB (A)]
Início	56,4
Fim	55,6

7.5. Características Climáticas

Além do nível de pressão sonora medido antes e após a inserção de uma barreira, a medição das condições meteorológicas e a subsequente obtenção da velocidade do som no ar devem ser caracterizadas. A obtenção da velocidade do som no ar foi realizada com base nas características atmosféricas, fazendo uso do valor da temperatura e da velocidade do vento. Os valores de umidade relativa do ar, pressão atmosférica e condições nebulosas não variaram significativamente durante o período do experimento (variação menor de 0,5 %).

Para caracterizar bem as condições meteorológicas do meio, seguiu-se a sugestão de Ramussen e Arranz, 1998, essas foram medidas em pontos situados a 5,0 m da barreira (no lado do emissor), na barreira e nos pontos onde se efetuará a medição do nível de pressão sonora no lado do receptor. As condições meteorológicas foram medidas em 4 alturas, no nível do solo, na altura do receptor (0,10 m), na altura da barreira (0,54 m) e em 2 vezes a altura da barreira (1,62 m), para assim obter-se um perfil característico no ambiente. A figura 7.4 mostra o resultado dos valores da temperatura e velocidade do vento para cada um dos pontos analisados. Na figura, os valores anteriores indicam a temperatura em graus Celsius e os valores posteriores indicam a velocidade média do vento durante 5 segundos em metros por segundo.

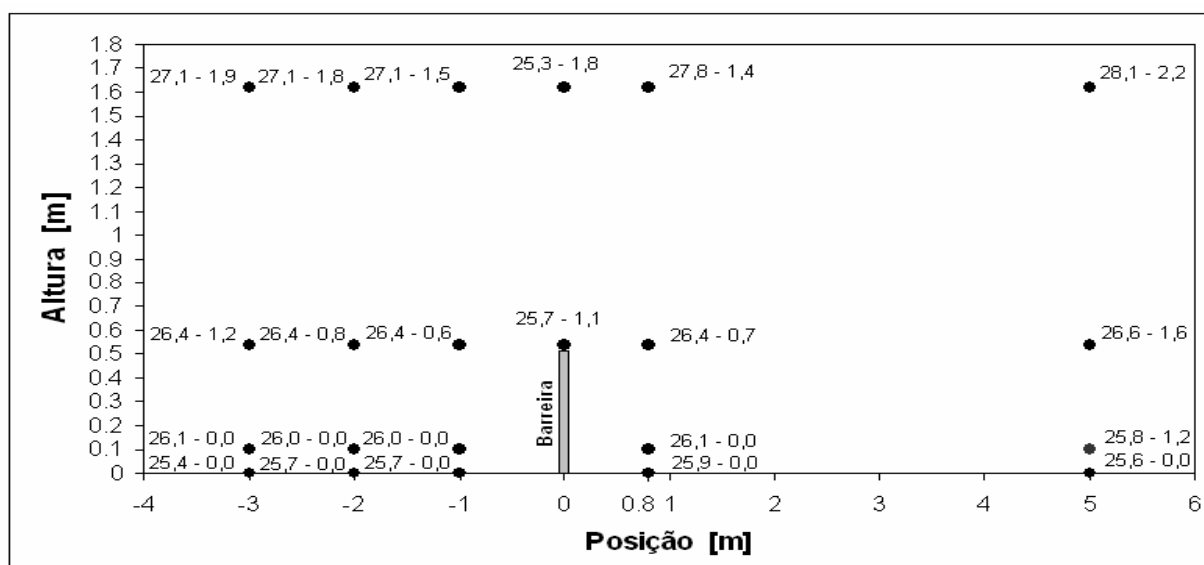


Figura 7.4: Temperatura [°C] - velocidade do vento [m/s] para cada um dos pontos que caracterizam as condições atmosféricas no entorno da barreira.

7.6. Medidas da Perda por Inserção de uma Barreira

Para verificar a diferença do nível de pressão sonora foi utilizado o sonômetro como receptor e a caixa amplificadora como emissor, ambos alinhados com o centro da barreira conforme mostra a figura 7.5 para as medidas antes da inserção da barreira, e a figura 7.6 para as após a inserção. A perda por inserção foi calculada através da diferença (A) do nível antes (em torno de 90 dB(A)) com o nível após a inserção da barreira para as frequências de 125, 250, 500, 1.000, 2.000, 4.000 e 8.000 Hz através da equação (7.1) para cada ponto “ i ” de medição [Blaney, 1984, ANSI S12.8].

$$A_i = NPS_{d_i} - NPS_{a_i} \quad (7.1)$$

Sendo: NPS_{d_i} o nível de pressão sonora da posição i depois da montagem da barreira; NPS_{a_i} o nível de pressão sonora na posição i antes da inserção da barreira; A_i a perda por inserção da barreira em dB na posição i .



Figura 7.5: Receptor e emissor posicionados antes da inserção da barreira.



Figura 7.6: Receptor e emissor posicionados após a inserção da barreira.

Os gráficos das figuras 7.7, 7.8 e 7.9 mostram o valor da média de três amostras da diferença de nível para o receptor situado a 1,0, 2,0 e 3,0 metros do centro da barreira. Estes gráficos descrevem os valores obtidos através de uma leitura realizada diretamente sobre o sonômetro durante 10 segundos. Ainda para as figuras 7.7, 7.8 e 7.9 o erro associado ao experimento, que foi calculado segundo a norma ANSI S12.8 de 1987, é mostrado na barra de erros. O cálculo do erro experimental consiste no acúmulo do erro aleatório com o erro de precisão com grau de confiança de 95%, ou seja a raiz quadrada do somatório das variâncias de cada medição do nível de pressão sonora, da diferença de nível junto com a precisão do equipamento com confiança de 95%.

Os erros máximo e mínimo do experimento para o receptor posicionado a 1,0, 2,0 e 3,0 podem ser observados na tabela 7.2.

Tabela 7.2: Limites dos erros experimentais para as posições do receptor.

Limite [dB]	1,0 m	2,0 m	3,0 m
Máximo	$\pm 0,85$	$\pm 1,99$	$\pm 1,68$
Mínimo	$\pm 0,77$	$\pm 0,78$	$\pm 0,77$

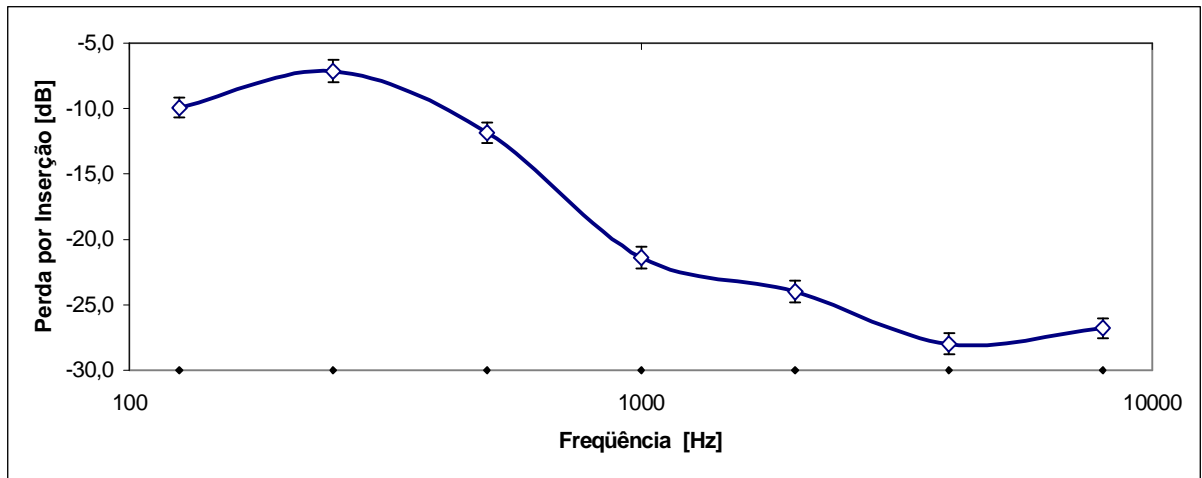


Figura 7.7: Perda por inserção para receptor a 1,0 m da barreira.

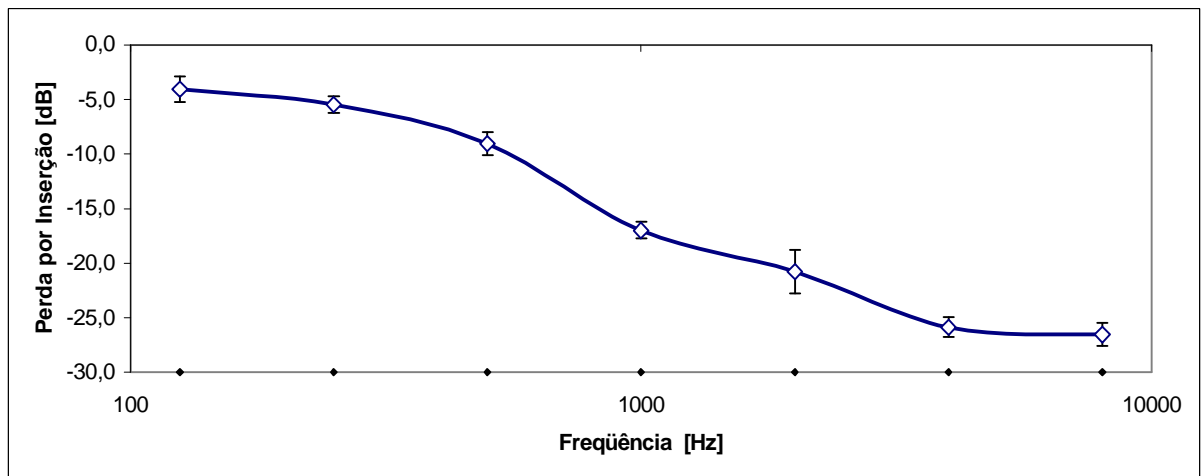


Figura 7.8: Perda por inserção para receptor a 2,0 m da barreira.

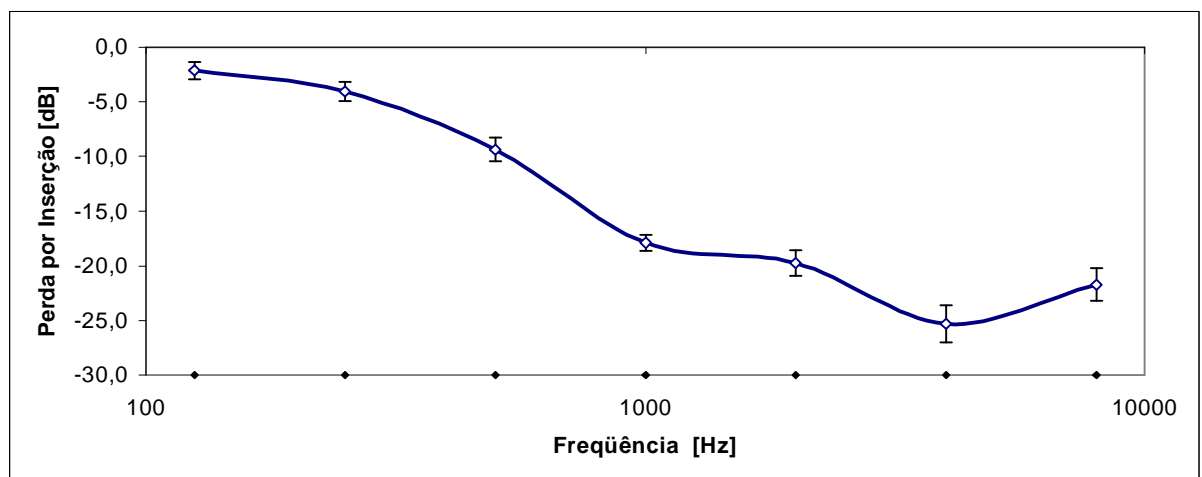


Figura 7.9: Diferença Perda por inserção para receptor a 3,0 m da barreira.

7.7. Comparação do Modelo Analítico com os Valores Experimentais

Para finalizar este capítulo, foi realizada a comparação entre o modelo proposto e o resultado experimental realizado. Os parâmetros utilizados para o cálculo da perda são: emissor a 0,8 m do centro da barreira e a 0,11 m do solo; receptor a 0,10 m do solo e posicionado a 1,0, 2,0 e 3,0 m do centro da barreira; solo de superfície de asfalto com resistência ao fluxo de 30.000 kN.s/m^4 ; gradientes de velocidade sonora de $0,03798 \text{ m}^{-1}$ para o caminho livre (sem barreira), $0,00258 \text{ m}^{-1}$ para os caminhos entre emissor e a barreira, e $0,00495 \text{ m}^{-1}$ para os caminhos entre barreira e o receptor calculados com base nos valores da temperatura e velocidade do vento; umidade relativa do ar de 90%; pressão atmosférica de 101,3 kPa. Devido a incerteza de $\pm 0,01 \text{ m}$ na medida das distâncias entre emissor-barreira e receptor-barreira, os resultados do modelo heurístico modificado são as médias para cada frequência da variação da perda com a variação da distância. Tal incerteza gerou um erro padrão no cálculo da perda, cujos limites podem ser observados na tabela 7.3.

Tabela 7.3: Limites dos erros padrão do cálculo para as posições do receptor.

Limite [dB]	1,0 m	2,0 m	3,0 m
Máximo	$\pm 0,44$	$\pm 0,29$	$\pm 0,16$
Mínimo	$\pm 0,02$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$

As figuras 7.10, 7.11 e 7.12 mostram a sobreposição das curvas dos valores médios da medição com os valores médios resultantes do modelo heurístico modificado.

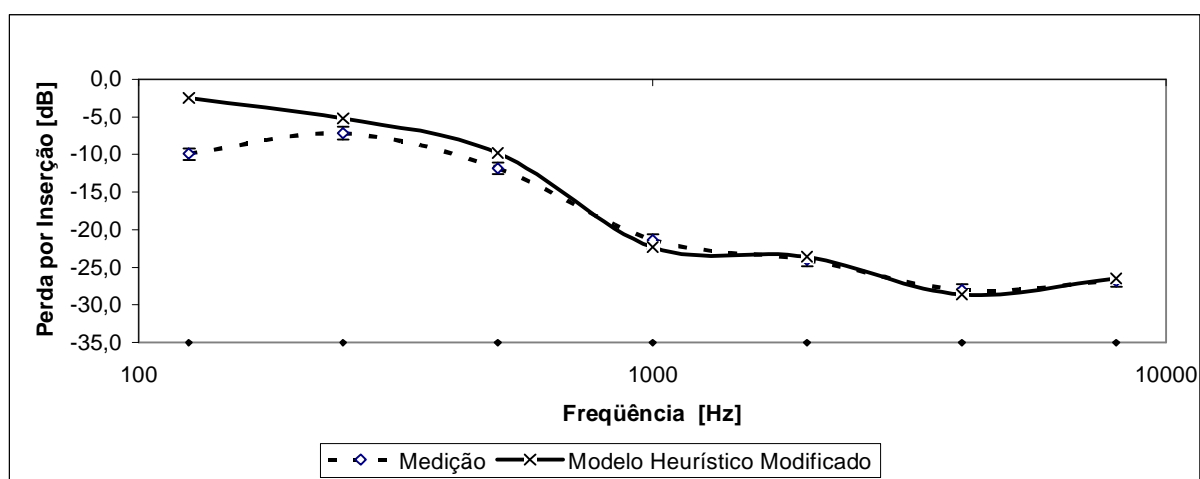


Figura 7.10: Emissor a 1,0 m, linha tracejada representa o resultado experimental e linha contínua o resultado teórico.

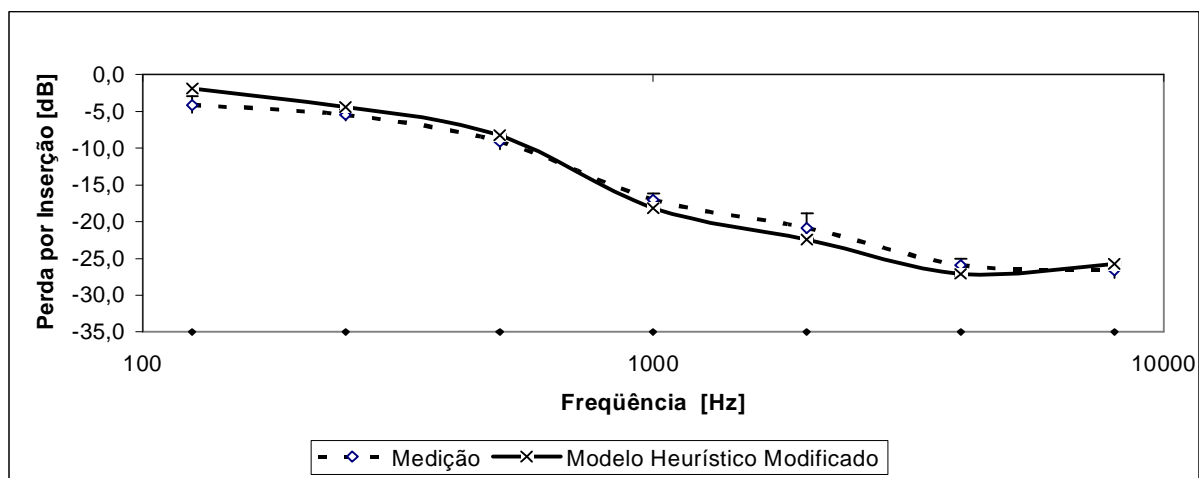


Figura 7.11: Emissor a 2,0 m, linha tracejada representa o resultado experimental e linha contínua o resultado teórico.

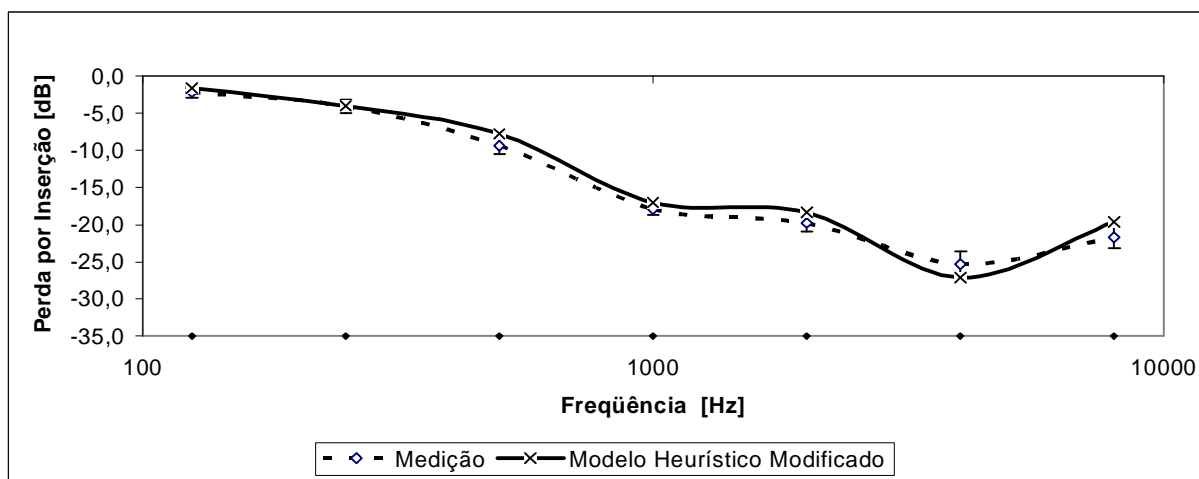


Figura 7.12: Emissor a 3,0 m, linha tracejada representa o resultado experimental e linha contínua o resultado teórico.

Pode-se observar nas figuras 7.10 e 7.11 uma diferença de aproximadamente 7,5 dB para o emissor a 1,0 m da barreira e 2,0 dB para o emissor a 2,0 m da barreira na frequência de 125 Hz cujos valores estão fora do erro padrão do experimento e do modelo teórico. Uma das possíveis causas da grande diferença entre a curva teórica e a experimental é o efeito “mascarado” entre a perda por transmissão e a perda por inserção. Outra possível causa e provavelmente a mais significativa é a de o emissor não gerar um sinal sonoro adequado nessa frequência, uma vez que o diâmetro do cone da caixa acústica utilizada era de 0,1778 m (7 polegadas) o que corresponderia a uma frequência mínima de aproximadamente 240 Hz. Nas

freqüências restantes, levando-se em conta os erros padrões tanto para os resultados experimentais como para os teóricos o modelo proposto mostrou-se eficiente.

8. RESULTADOS

Neste capítulo serão vistos alguns resultados resolvidos com o modelo proposto. Tais resultados permitirão abordar o comportamento da perda por inserção de uma barreira sonora conforme a variação do gradiente de velocidade sonora, resistência ao fluxo do solo, frequência e distâncias tanto do emissor quanto do receptor. Ao todo foram analisados 720 casos que foram resumidos e condensados em 72 gráficos que compreendem as frequências de 250, 1.000 e 4.000 Hz, ou seja: baixas, médias e altas frequências. De forma a não tornar cansativa a leitura, serão apresentados aqui apenas alguns exemplos dos resultados encontrados, entretanto, no Anexo 11 pode-se observar a totalidade dos casos.

8.1. Parâmetros Analisados

A barreira analisada é uma barreira com 2,50 m de altura e 0,01 m de espessura, sendo considerada rígida em uma situação bi-dimensional. Foram avaliados dois casos de gradiente de velocidade sonora positivo, o primeiro o de uma noite sem vento e céu nublado ($a = 6,27 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$) e o segundo de uma noite com vento e céu limpo ($a = 4,55 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$). Quatro posições para o emissor foram consideradas: emissor a 1,00 e 3,00 da barreira e 0,50 e 1,50 m do solo. E para o receptor 11 posições foram consideradas: 1,00, 2,00, 3,00, 4,00 e 5,00 m de distância da barreira e 0,00, 0,50, 1,00, 1,50, 2,00 e 2,50 m do solo. A figura 8.1 mostra esquematicamente os pontos do emissor e do receptor mencionados. Já a figura 8.2 destaca a área analisada sendo representada graficamente por uma superfície com os eixos representando a distância do emissor e a barreira e a altura do emissor do solo. A escala em tons de cinza representa o resultado da perda por inserção da barreira em decibéis para cada ponto.

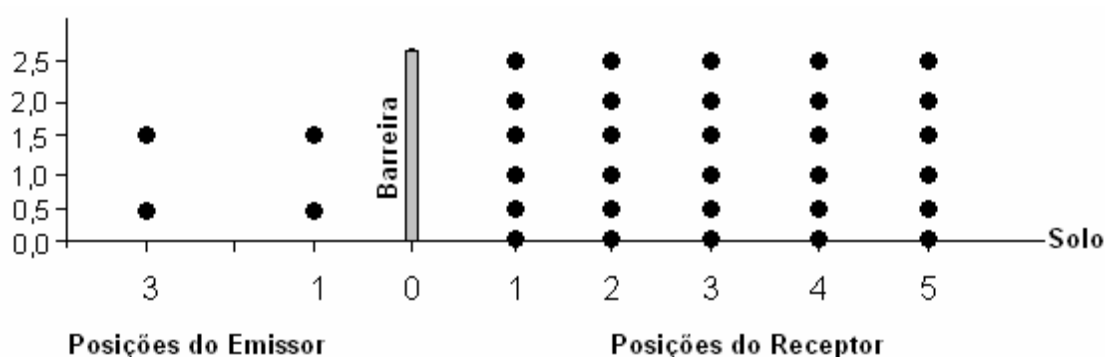


Figura 8.1: Posições para o emissor e para o receptor relacionadas com o solo e com a barreira.

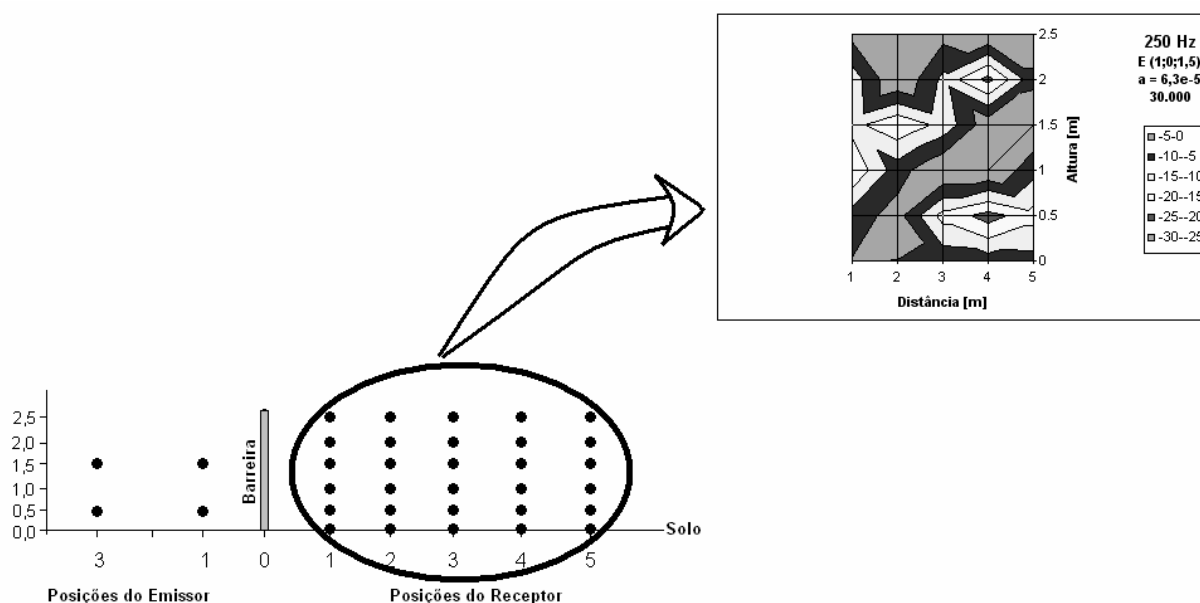


Figura 8.2: Destaque para a área geométrica analisada pelos gráficos.

Completando o estudo, três tipos diferentes de solo foram verificados, são eles: solo reflexivo ($\sigma = 30.000 \text{ kN.s/m}^4$), solo absorvente ($\sigma = 300 \text{ kN.s/m}^4$) e um solo intermediário ($\sigma = 3.000 \text{ kN.s/m}^4$).

8.2. Baixa Frequência – 250 Hz

Comparando-se os resultados para um mesmo gradiente de velocidade sonora e diferentes posições do emissor nota-se que, sobre um solo absorvente, a perda por inserção parece distribuir-se harmonicamente. O mesmo não acontece com um solo reflexivo, havendo casos inclusive de aumento da perda em alguns pontos situados na sombra acústica, principalmente, para nos casos analisados, nos pontos situados a 0,5, 1,5 e 2,0 m (figuras 8.3 e 8.4).

Em todos os casos analisados, para baixas frequências as regiões limites da sombra acústica, isto é, pontos situados entre 2,0 e 2,5 m de altura, a perda por inserção encontra-se mais dispersa que em casos de médias e altas frequências (figuras de 8.3 a 8.20).

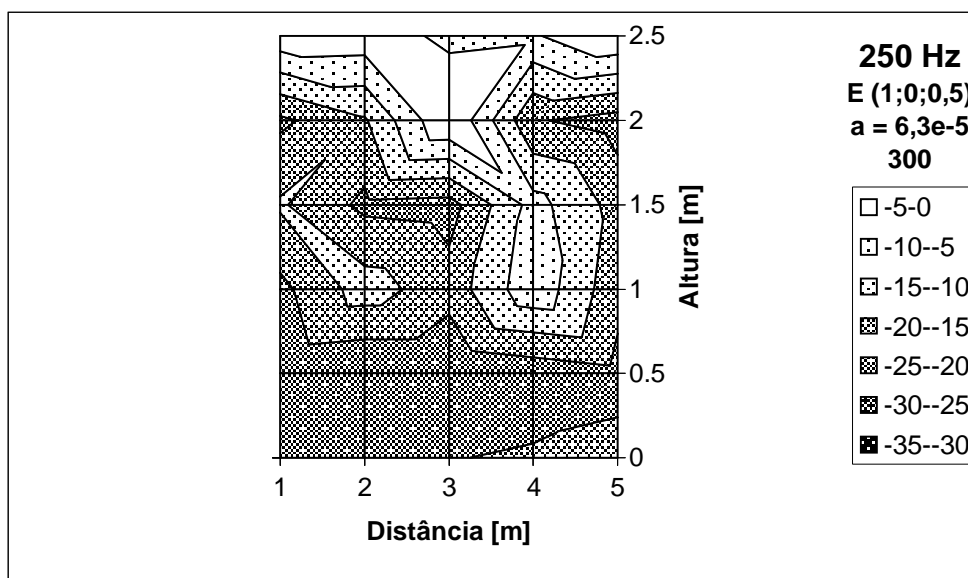


Figura 8.3: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

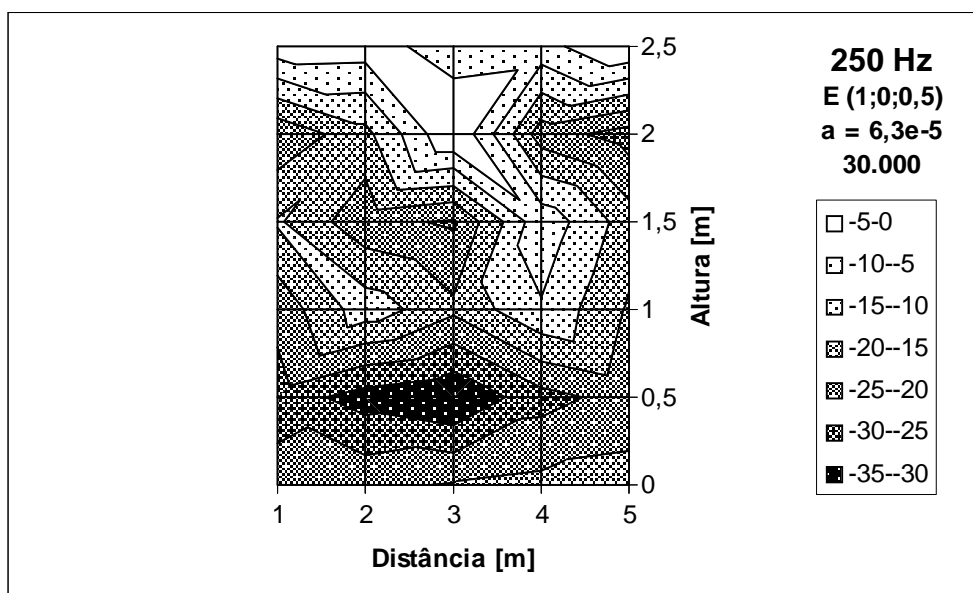


Figura 8.4: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

Para as pequenas distâncias analisadas, a variação do gradiente de velocidade sonora para um mesmo caso não contribui significativamente para a variação da perda por inserção, em todas as análises a variação é menor que 1,0 dB. Tal fato pode ser observado comparando-se as figuras 8.4 e 8.5.

Comparando-se agora, apenas o aumento da distância do emissor, encontraram-se alguns fatos interessantes, tais como:

- Para um solo reflexivo ocorre um aumento da perda para os mesmos pontos receptores, o que é coerente, pois há um aumento do comprimento do raio sonoro e do ângulo entre o raio e a barreira (figuras 8.5 e 8.6);
- Para um solo absorvente aumenta a perda para pontos acima do solo e diminui para os pontos junto ao solo (figuras 8.7 e 8.8).

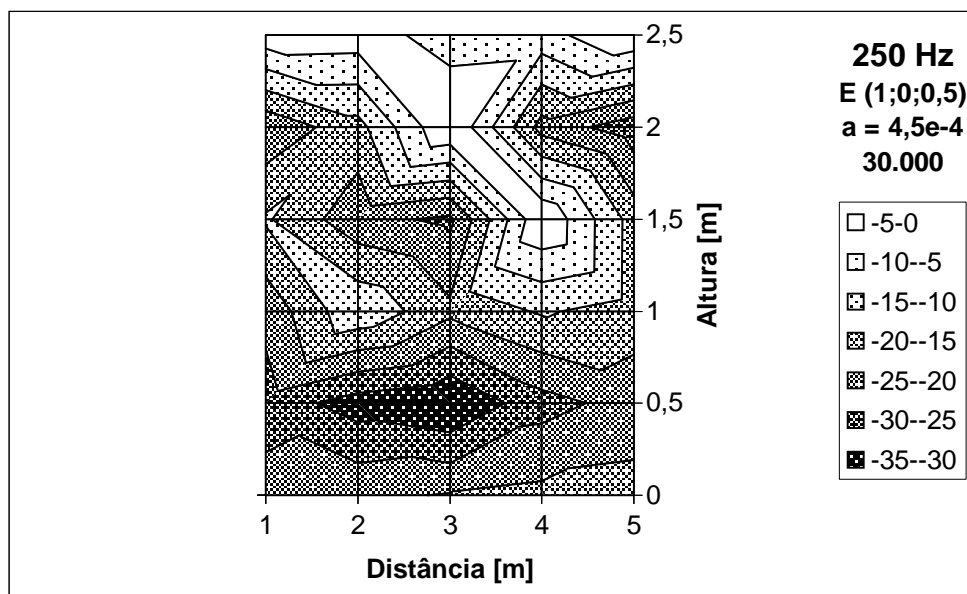


Figura 8.5: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

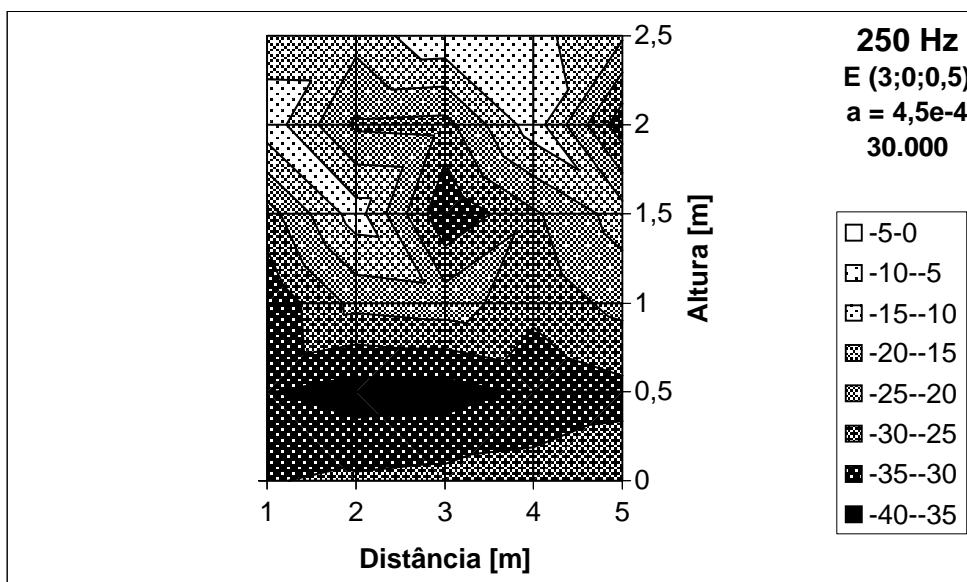


Figura 8.6: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

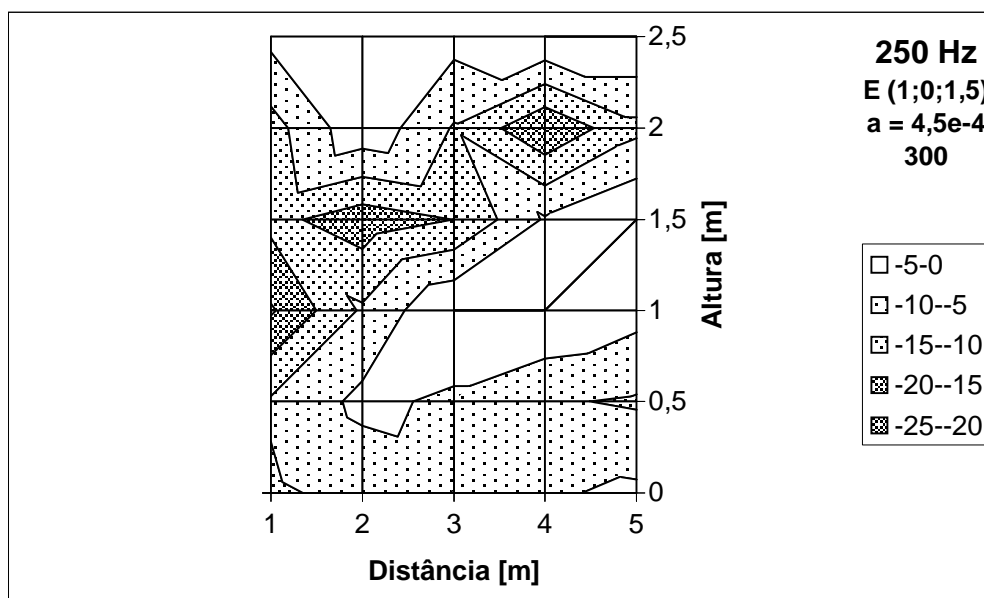


Figura 8.7: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

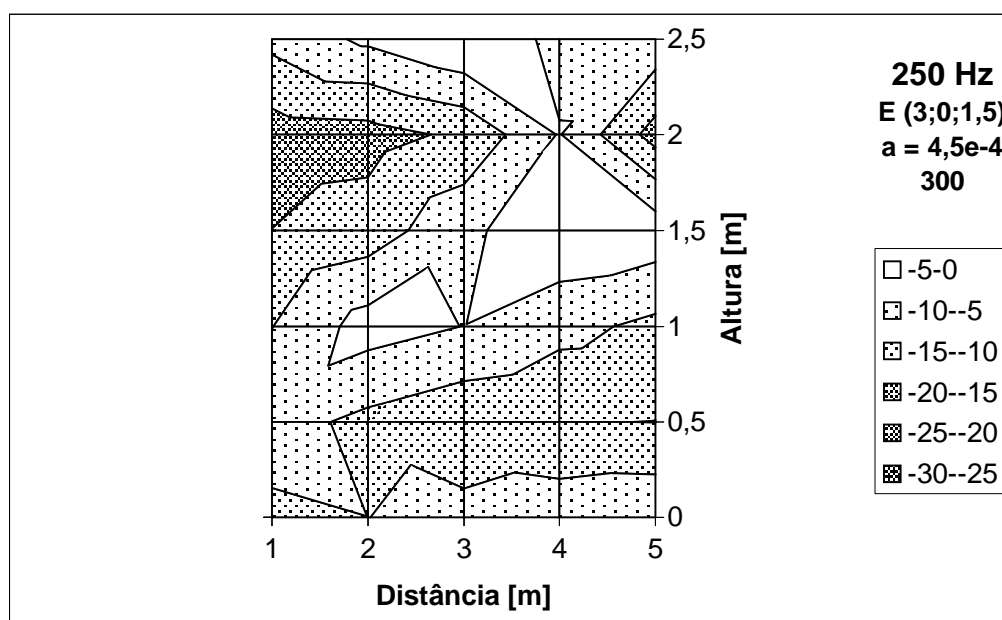


Figura 8.8: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

8.3. Média Frequência – 1.000 Hz

Em casos de médias frequências, assim como para baixas frequências, para um mesmo gradiente de velocidade sonora e diferentes posições do emissor, um solo absorvente distribuí de maneira mais harmônica a perda por inserção (figuras 8.9 e 8.10). Já para situações de um solo

reflexivo, ocorre um aumento da perda em pontos mais próximos à barreira e ao solo, porém em alguns casos a perda diminui em alguns pontos mais altos (figura 8.10).

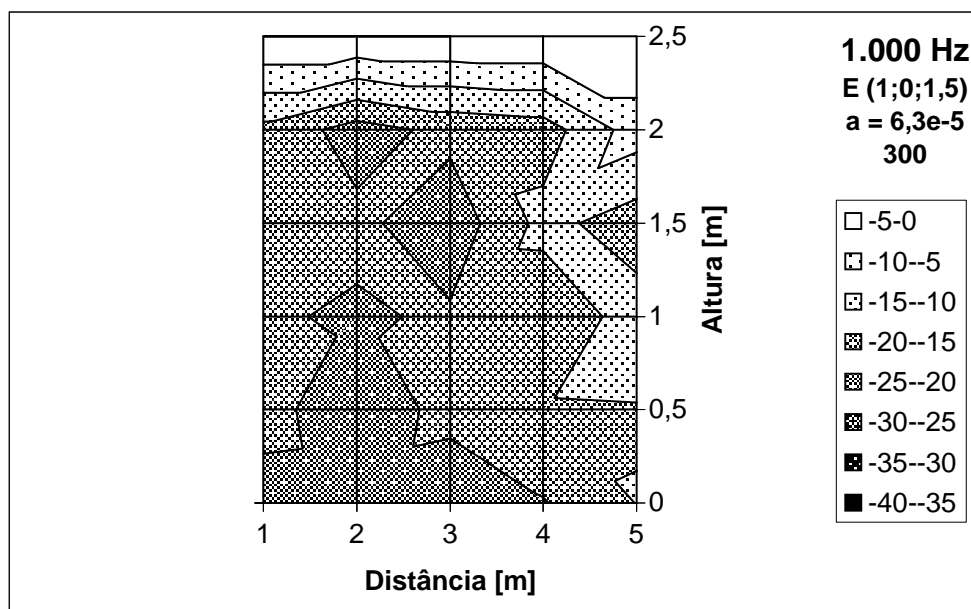


Figura 8.9: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

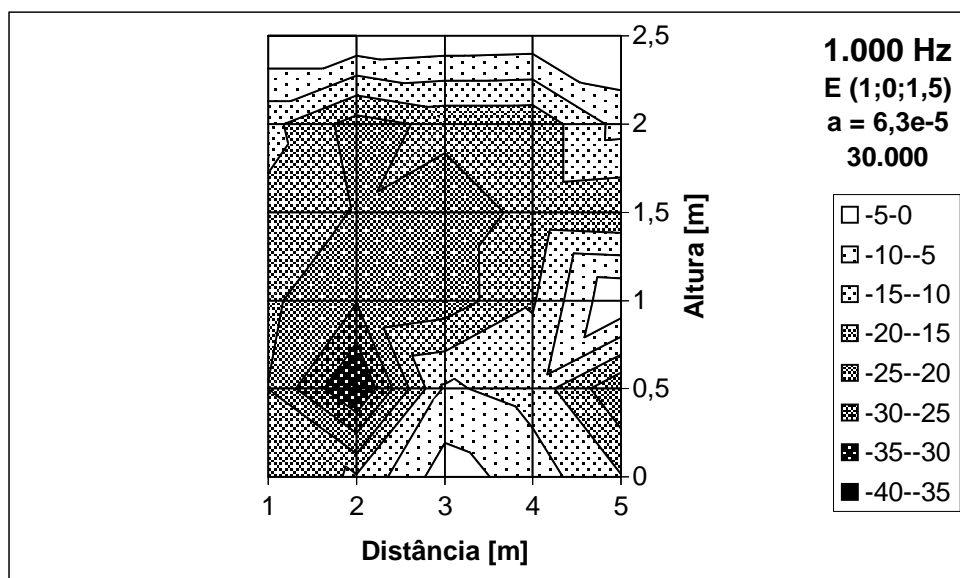


Figura 8.10: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

Como mencionado anteriormente, próximo da região iluminada, a perda por inserção para uma mesma altura não varia significativamente com o aumento da distância entre o receptor e a barreira (figuras 8.9 a 8.13). Novamente, para pequenas distâncias, a variação do gradiente de velocidade sonora não contribui significativamente para a variação da perda, cuja variação permanece inferior a 1,0 dB.

Comparando-se apenas o aumento da distância do emissor, observou-se que:

- Para um solo reflexivo ocorre um aumento da perda para alguns pontos receptores próximos ao solo e em algumas situações a perda é reduzida para pontos receptores afastados do solo (figuras 8.10 e 8.11);
- Para um solo absorvente aumenta a perda para pontos próximos ao solo e da barreira e diminui para os pontos junto ao solo e afastados da barreira (figuras 8.12 e 8.13).

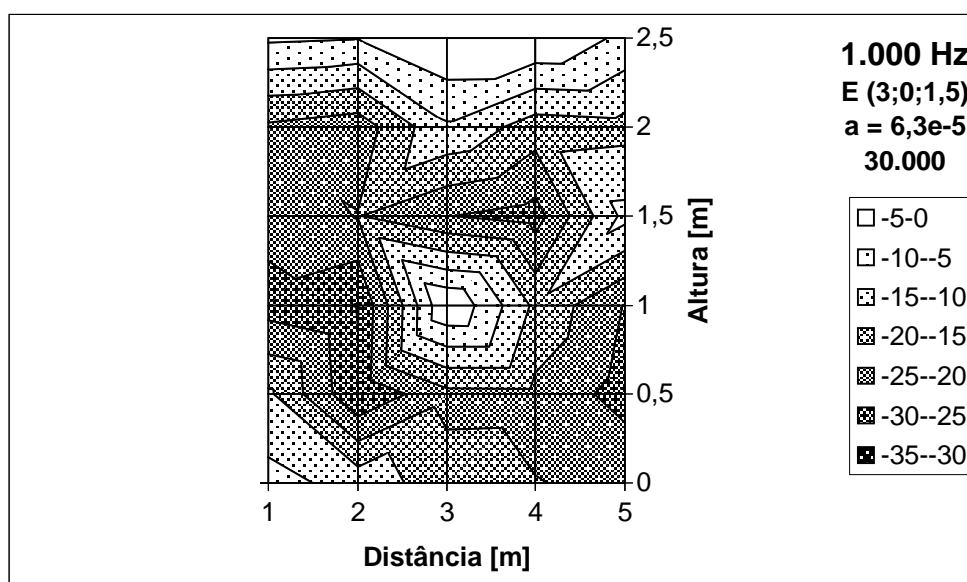


Figura 8.11: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

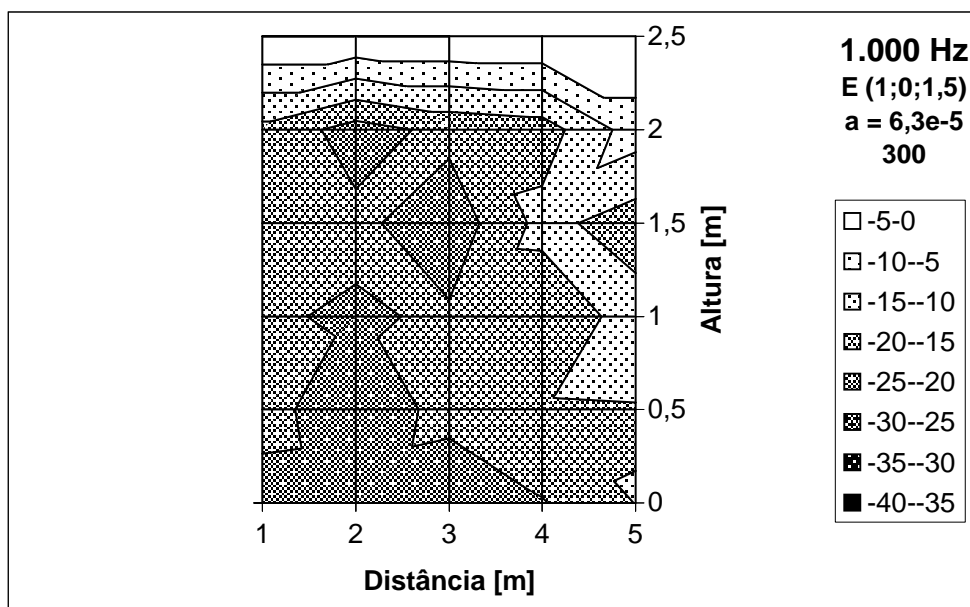


Figura 8.12: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

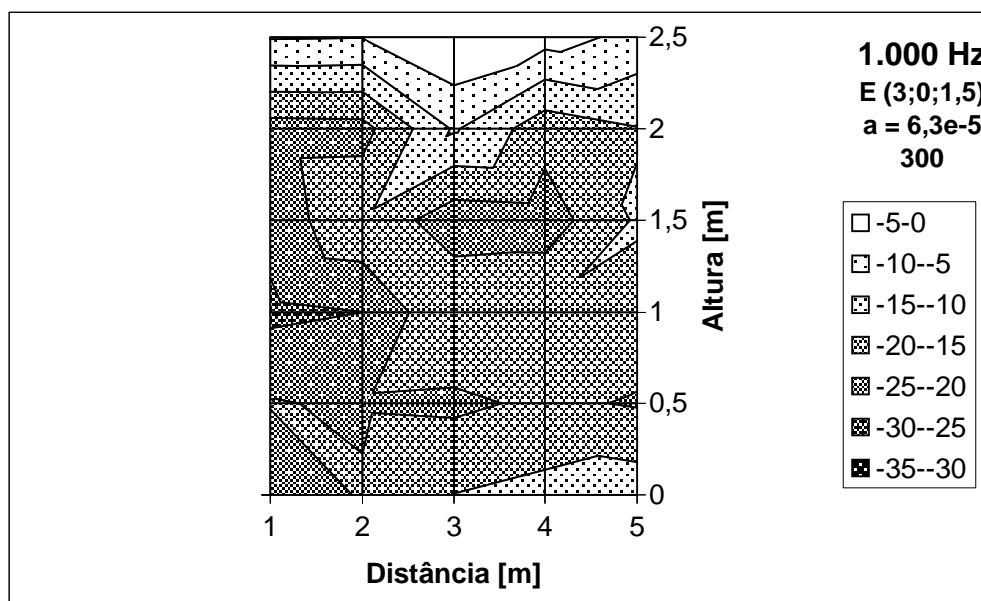


Figura 8.13: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

8.4. Alta Frequência – 4.000 Hz

Para altas frequências, como já mencionado, próximo da região iluminada a perda por inserção para uma mesma altura não varia significativamente com o aumento da distância entre o receptor e a barreira (figuras 8.14). Novamente, para um mesmo gradiente de velocidade sonora e diferentes posições do emissor, um solo absorvente distribui de maneira mais harmônica a perda por inserção (figuras 8.14 e 8.15).

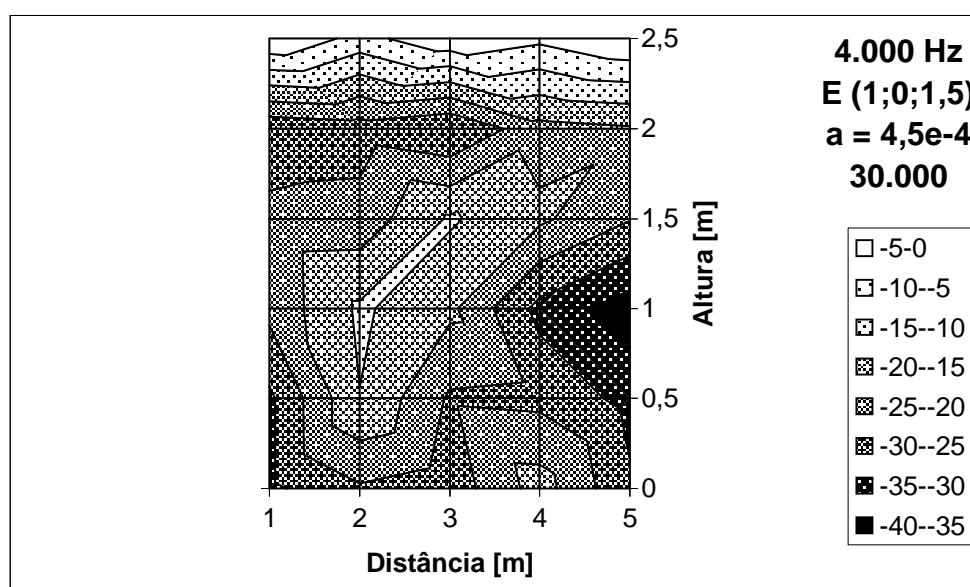


Figura 8.14: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

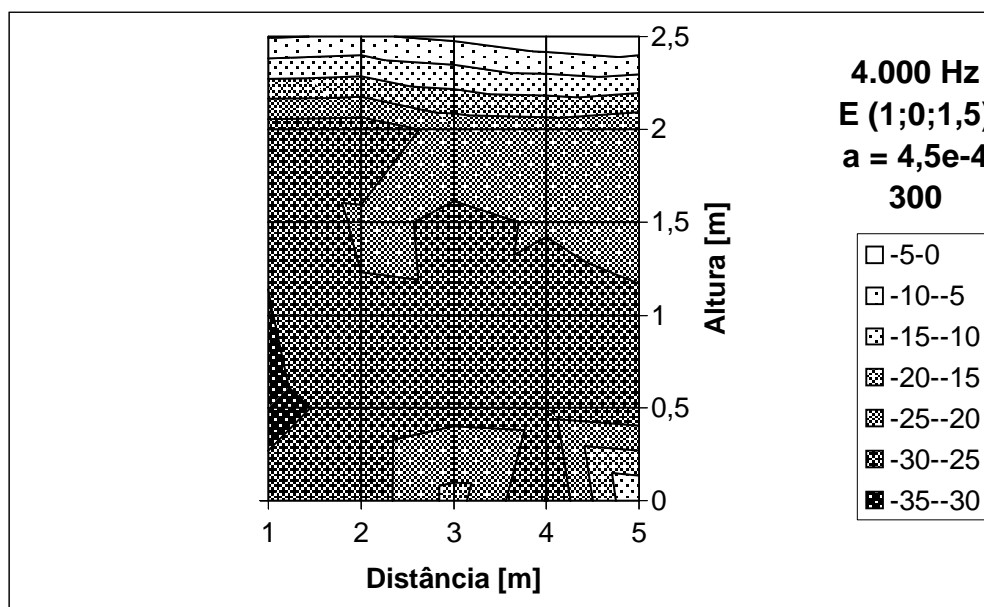


Figura 8.15: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

Nos casos de altas frequências, como já constatado no Capítulo 5, para pequenas distâncias a variação do gradiente de velocidade sonora contribui significativamente para a variação da perda. Nas situações analisadas a variação é superior a 2,0 dB, e essa pode ser observada nos gráficos das figuras 8.16 e 8.17.

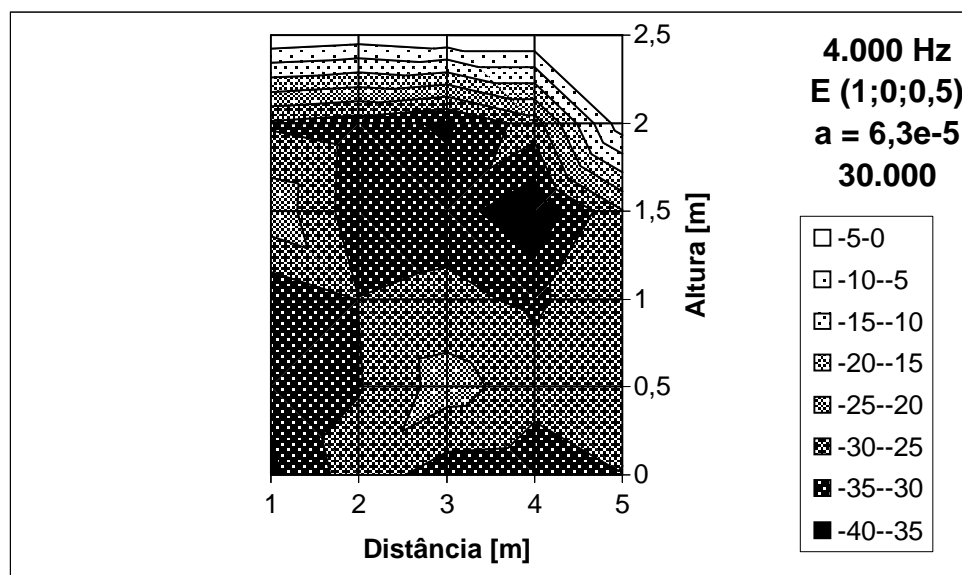


Figura 8.16: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

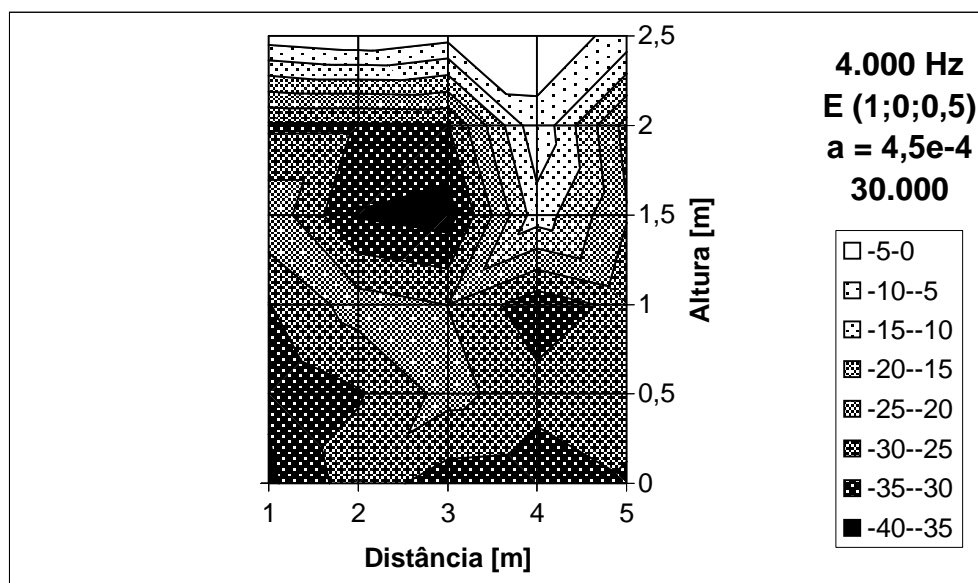


Figura 8.17: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

Comparando-se apenas o aumento da distância entre o emissor e a barreira, algumas afirmações podem ser observadas:

- Para um solo reflexivo dependendo da posição do receptor o aumento ou a diminuição da perda ocorre de modo aleatório (figuras 8.17 e 8.18);
- Para um solo absorvente em alguns casos parece haver uma diminuição da perda junto ao solo quando se aumenta a distância do receptor (figuras 8.19 e 8.20).

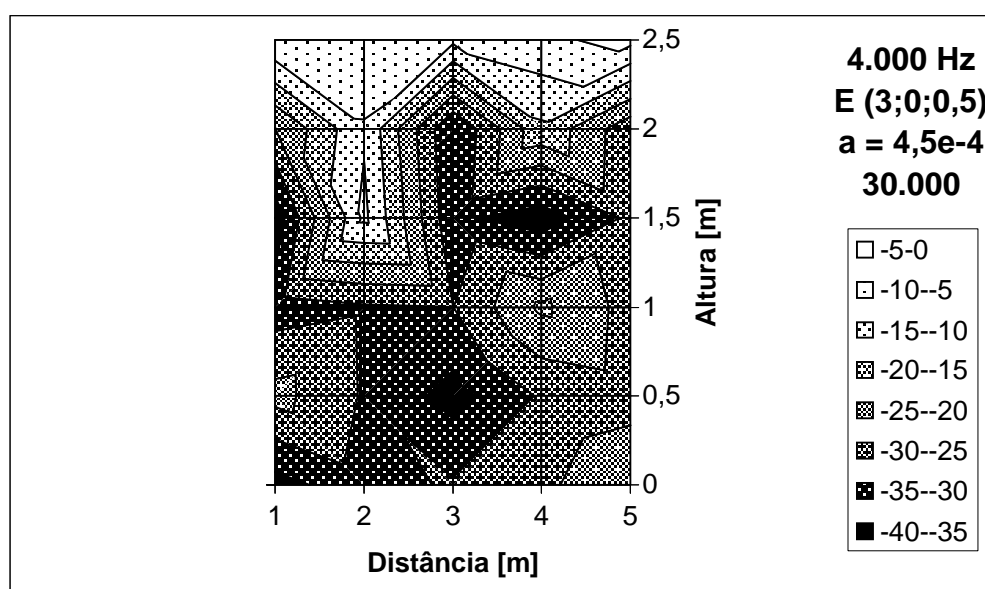


Figura 8.18: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

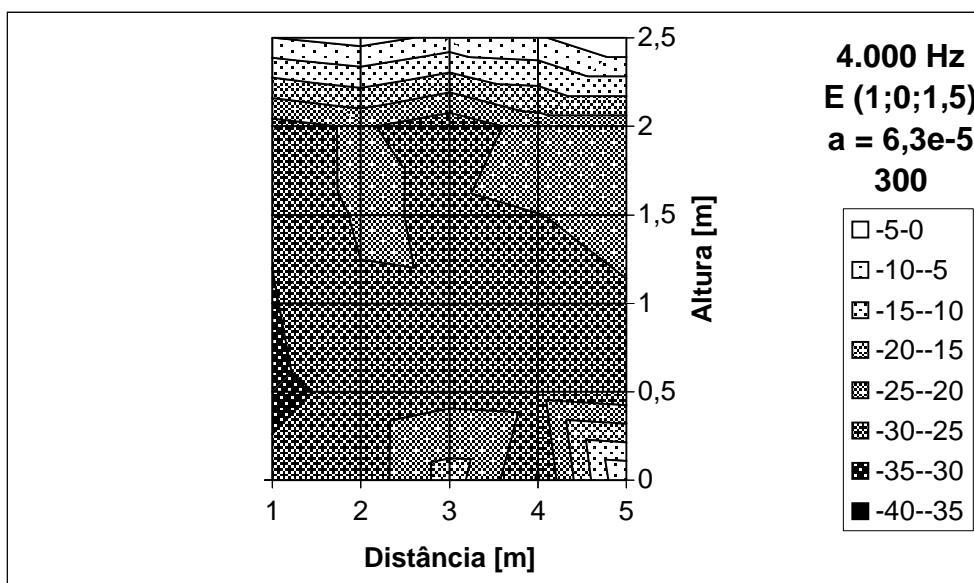


Figura 8.19: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

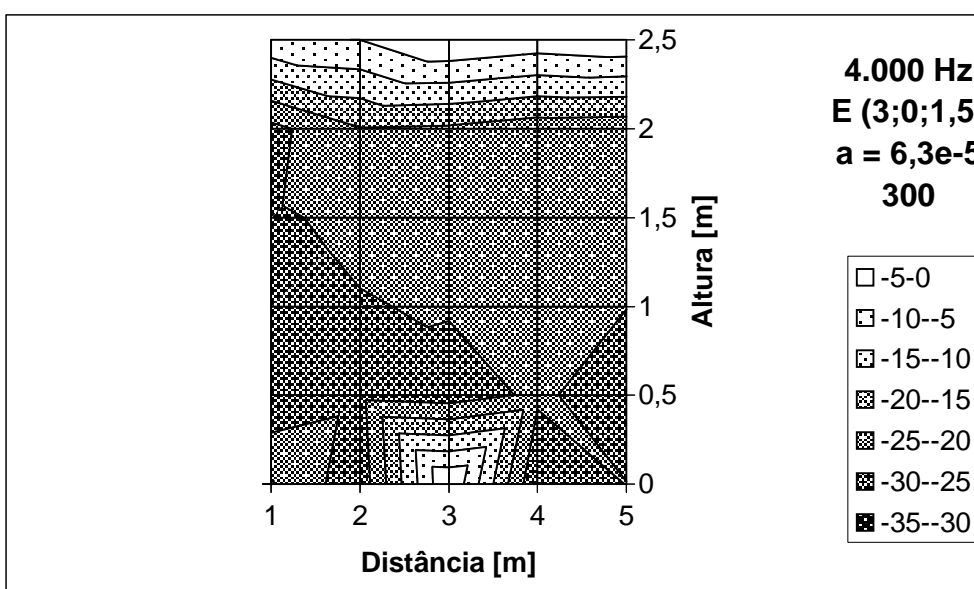


Figura 8.20: Gráfico em superfície da perda por inserção [dB].

Para finalizar, convém mencionar que em todas as situações analisadas, os casos com solo cuja admitância encontra-se entre solo reflexivo e solo absorvente, esses se comportam como casos intermediários. Dependendo de quão próxima a admitância encontra-se dos extremos mencionados no trabalho, essa, irá comportar-se semelhantemente a esses. Tal fenômeno, pode ser observado nos gráficos do Anexo 11.

9. CONSIDERAÇÕES FINAIS

9.1. Conclusões

Neste trabalho foram propostos os seguintes objetivos:

- Ø A elaboração de um modelo analítico assintótico para o cálculo da perda por inserção de uma barreira ao ar livre com atmosfera refringente com propagação para o solo.
- Ø A união dos efeitos da atenuação provocados pela difração, solo, clima e ar.
- Ø A determinação experimental da perda por inserção de uma barreira ao ar livre em escala real.
- Ø A determinação experimental do gradiente de velocidade sonora em função da altura (entre 0,0 e 6,0 m) e de condições climáticas diversas.
- Ø A comparação de alguns modelos analíticos com resultados numéricos e dados experimentais.

Com relação aos objetivos propostos, pode-se afirmar que todos foram alcançados, pois foi elaborado um novo modelo analítico para o cálculo da propagação sonora ao ar livre com o uso de uma barreira, cuja espessura da própria, é considerada. O modelo foi elaborado tendo como base o modelo de difração proposto por Kouyoumjian e Pathak, 1974, unido com o modelo heurístico proposto com L'Espérance, et al., 1992, bem como a reflexão do solo e a atenuação pela absorção do ar. Essa característica torna importante o trabalho, pois a mesma representa a situação real do uso externo de barreira. Além disso, apresenta um apanhado geral da literatura da área que normalmente é bem dispersa. Para o uso do modelo, foi desenvolvido um programa em um software comercial, *MAPLE*, e sua validação foi por meio de comparações diretas com outras teorias e com casos experimentais. As medições diretas e indiretas da velocidade sonora propiciaram na determinação do gradiente de velocidade sonora, para algumas situações climáticas comuns em áreas urbanas. E por fim, a análise de situações diversas mostrou alguns efeitos interessantes quando na variação de parâmetros geométricos, do solo e climáticos.

Além disso, alguns questionamentos se fizeram presentes no decorrer deste trabalho:

- 1) Existem dados experimentais em literatura da propagação sonora com o uso de barreiras ao ar livre, sob condições climáticas diversas?

- 2) Quais os motivos necessários para a escolha de um modelo analítico de forma a servir como modelo base para o proposto?
- 3) Por que não utilizar um modelo numérico?
- 4) Por que um limite para a perda por inserção entre 20 e 25 dB é utilizado por alguns autores [Anderson e Kurze, 1992; Gerges, 1992; Beranek, 1991; ISO 9613-2]?
- 5) O clima e o solo realmente influem na perda por inserção?

Para responder a esses questionamentos, será realizada uma breve revisão dos resultados discutidos anteriormente:

- 1) Existem muito pouco dados experimentais quanto a perda por inserção de uma barreira, principalmente ao ar livre. Quase que a totalidade dos trabalhos são baseados em modelos em escala, ou em câmaras anecóicas. Dentre os poucos trabalhos com dados experimentais de medições *in situ*, pode-se citar principalmente o trabalho de Scholes, et al., 1971, entretanto esse não especifica adequadamente as condições atmosféricas, e assim não se tem idéia da variação da velocidade sonora.
- 2) Os motivos que levaram à escolha do modelo analítico de Kouyoumjian e Pathak, 1974, é que esse é aplicável a pequenas distâncias entre o emissor e a barreira, menores que $\frac{1}{4}$ do comprimento de onda, conforme explica Kawai, 1981. Tal aplicabilidade, não ocorre com os outros modelos estudados, e assim esses foram excluídos, uma vez que se está interessado em aplicações cuja distância entre emissor e a barreira seja pequena. Como exemplo, pode-se citar o uso de barreiras para atenuação de ruído produzido por transformadores de subestações situadas próximo a residências. A figura 9.1 mostra um espectro típico de um transformador instalado em uma subestação com potência nominal de 15/19 MVA com refrigeração natural, cujo nível de pressão sonora máximo é de 70,7 dB(A) em um ponto situado a 2,1 m do transformador e 1,2 m do solo.

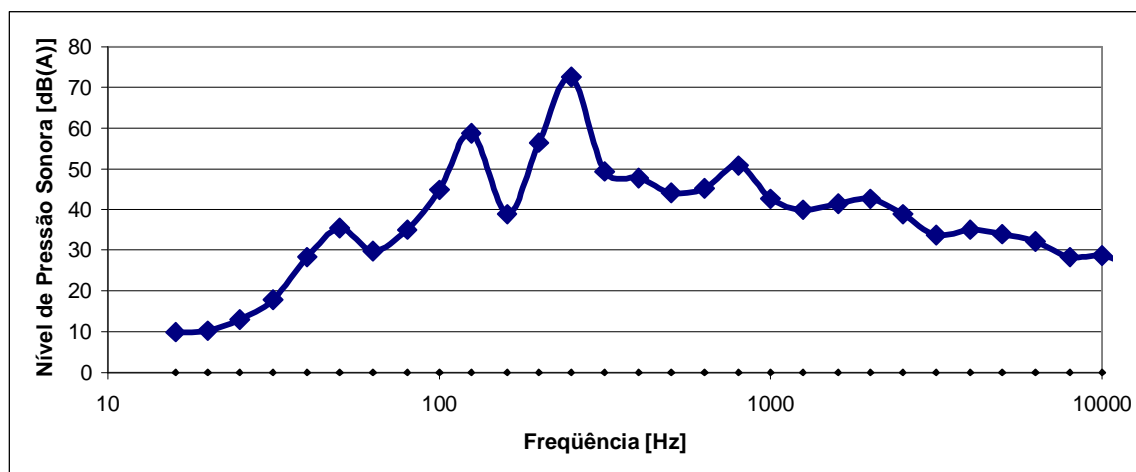


Figura 9.1: Espectro de um transformador de 15/19 MVA de potência nominal com refrigeração nominal em um ponto situado a 2,1 m do mesmo.

Como se pode observar, o nível de pressão sonora gerado pelo transformador está concentrado entre as frequências de 120 e 240 Hz, cujo comprimento de onda situa-se entre 2,8 m e 1,4 m. Tal ruído tende a causar problemas em subestações antigas cujo crescimento da vizinhança aproximou as moradias da mesma. Neste caso quando na necessidade de previsão da perda por inserção de uma barreira a ser instalada próximo ao transformador, pelo modelo de Kouyoumjian e Pathak poder-se-ia aproximar a barreira a uma distância de até 0,7 m para a frequência de 120 Hz, distância mínima que utilizando outros modelos seria de 2,8 m.

- 3) O motivo que levou a escolha de um método analítico e não um método numérico é fora o alto custo computacional, a dificuldade de remodelamento, ou seja, a dificuldade de alterarem-se os parâmetros de projeto. Isso significa que cada vez que se deseja mudar ou a altura da barreira, a frequência, ou as distâncias entre emissor e receptor em um método numérico ter-se-ia que refazer a malha para cada nova análise, o que em um método analítico os parâmetros são mudados facilmente.
- 4) O principal motivo para a existência de tal limite, citado pelos autores como “limite prático” é que esse é utilizado em modelos teóricos que não consideram a difração pelos flancos da barreira, ou as condições atmosféricas. O limite é imposto principalmente quando os modelos são aplicados em uma faixa de frequências superior a 2.000 Hz, que como pode ser observado neste trabalho, o efeito da refração

causado pelo gradiente de velocidade sonora interfere significativamente no aumento ou diminuição da perda por inserção. De forma a contestar tal limite, o mesmo não aparece nos resultados experimentais realizados neste trabalho, bem como no trabalho de Scholes, et al., 1971.

- 5) Como foi constatado durante o trabalho, tanto o clima como o solo contribuem significativamente para a variação da perda por inserção.

Resumindo, o trabalho indica que considerar em barreiras apenas o efeito da difração, pode levar a erros graves quando no projeto de uma barreira sonora. Fatores como características do solo e efeitos atmosféricos podem tornar inviável o uso de uma barreira em um determinado local. Entretanto, o seu uso, quando em condições favoráveis, pode ser uma forma de baixo custo e de rápida implementação se comparado com o enclausuramento ou a troca da fonte de ruído.

Cabe registrar que a teoria apresentada, apesar de complexa, é robusta para aplicação em diversos casos e o seu uso em outras configurações pode ser rapidamente implementado. Um exemplo de tal configuração seria a implementação para terrenos não planos, com objetos refletores próximos ao local de interesse e solos com diferentes características no percurso entre emissor-receptor. Além disso, o trabalho torna visível a influência atmosférica tão pouco considerada quando em projetos de barreiras sonoras.

9.2. Proposta de Continuidade

Com o objetivo de contribuir para a melhora, é interessante registrar algumas propostas de continuidade para este trabalho:

- 1- Determinação em túnel de vento do perfil de velocidade do vento quando em outras configurações de barreiras, por exemplo: barreiras duplas; topo com perfis em T, Y, O entre outros;
- 2- Implementação do modelo em um método de otimização como forma de escolha da melhor configuração de uma barreira;
- 3- Incrementar o modelo de difração para um número definido de bordas, permitindo assim o uso em outras formas de barreiras;

- 4- Comparar experimentalmente a perda de inserção quando no uso de outros perfis de barreiras;
- 5- Avaliar experimentalmente a perda de inserção na existência de objetos refletores;
- 6- Implementar no modelo proposto o uso de barreiras com superfície absorventes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABNT NB-1271, 1989. “Determinação dos Valores-Padrão de Atenuação Atmosférica para Bandas de Oitava e Um Terço de Oitava, em Função da Temperatura e Umidade Relativa”, Associação Brasileira de Normas Técnicas.

ABNT P-TB-143, 1973. “Terminologia Brasileira: Poluição Sonora”, Associação Brasileira de Normas Técnicas.

Ährlin, U., Öhrström, 1978. “Medical Effects of Environmental Noise on Humans”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 79-87.

Almgren, M., 1987. “Simulation by Using a Curved Ground Scale Model of Outdoor Sound Propagation Under the Influence of a Constant Sound Speed Gradient”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 118 (2), pp. 353-370.

do Amarante, O.A.C., da Silva, F.J.L., 2002. “**Atlas Eólico: Rio Grande do Sul**”, Editado pela Secretaria de Energia, Minas e Comunicações, Porto Alegre,

Anderson, G.S., Kurze, U.J., 1992. “Outdoor Sound Propagation”. **Noise and Vibration Control Engineering: Principles and Applications**, Edited by Leo L. Beranek and István L. Vér, John Wiley & Sons, Cap. 5, pp.113-144.

ANSI S1.26, 1978. “Method for Calculation of the Absorption of Sound by Atmosphere”, Acoustical Society of America.

ANSI S12.8, 1987. “Methods for Determination of Insertion Loss of Outdoor Noise Barriers”, Acoustical Society of America.

ANSYS 5.4, 1997. User Manual – Cap. 4 – “Acoustics: Coupled, Field Guide”, 861. 2º Ed. SAS IP, Inc.

Arnold, K., Zieman, A., Raabe, A., 1999. "Acoustic Tomography Inside the Atmospheric Boundary Layer", **Physics and Chemistry of the Earth, Part B: Hydrology, Oceans and Atmosphere**, vol. 24 (1-2), pp. 133-137.

Astley, R.J., Eversman, W., 1983. "Finite Element Formulations for Acoustical Radiation", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 88 (1), pp. 47-64.

Astley, R.J., Coyette, J.P., Macaulay, G.J., 1997. "Mapped Wave Envelope Elements for Acoustical Radiation and Scattering", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 170 (1), pp. 97-118.

Attenborough, K., 1985. "Impedance Models for Outdoor Ground Surfaces", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 99 (4), pp. 521-544.

Attenborough, K., 1988. "Review of Ground Effects on Outdoor Sound Propagation from Continuous Broadband Sources", **Applied Acoustics**, vol. 24, pp. 289-319.

Attenborough, K., 1992. "Ground Parameter Information for Propagation Modeling", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 92, pp. 418-427.

Attenborough, K., Waters-Fuller, T., Li, K.M., Lines, J.A., 2000., "Acoustical Properties of Farmland", **Journal of Agricultural Engineering Research**, vol. 76, pp. 183-195.

Babisch, W., 1991. "Traffic Noise as a Risk Factor for Myocardial Infarction", **Symposium on Noise and Disease**, Berlin.

Beckwith, T.G., Marangoni, R.D., Lienhard V, J.H., 1995. "**Mechanical Measurements**", Addison-Wesley Publishing Company, Cap. 3, pp. 45-117 e Apêndice G, pp. 857-876.

Bendat, J.S., Piersol, A.G., 1993. "**Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis**". John Wiley e Sons, New York, 2ª edição.

Beranek, L., 1991. "**Noise Reduction**", Peninsula Publishing, Los Altos.

Berneiser, A., König, G., 1996. "Full scale Measurements of Wind-Velocity at the New Commerzbank-Building in Frankfurt/Main", **Leipzig Annual Civil Engineering Report**, N° 1, Published by Intitut für Massivbau und Baustofftechnologie, Wirtschaftswissenschaftliche Fakultät, Marschnerstraße 31, 04109 Leipzig, Federal Republic of Germany. ISSN 1432-6590, URL: <http://aspdin.wifa-leipzig.de/>

Berneiser, A., König, G., 1997. "Wind Loads in City Centers Demonstrated at the New Commerzbank Building in Frankfurt/Main", **Leipzig Annual Civil Engineering Report**, N° 1, Published by Intitut für Massivbau und Baustofftechnologie, Wirtschaftswissenschaftliche Fakultät, Marschnerstraße 31, 04109 Leipzig, Federal Republic of Germany. ISSN 1432-6590, URL: <http://aspdin.wifa-leipzig.de/>

Berengier, M.C., Daigle, M.R., Hamet, J.F., 1997, "Porous Road Pavements: Acoustical characterization and propagation effects", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 101 (1), pp. 155-162.

Blackstock, D.T., 2000. "**Fundamentals of Physical Acoustics**", Wiley-Interscience Publication, New York.

Blaney, C.T., 1984. "Acoustical Performance of Noise Barriers: Hwy. 417, North Side Pinecrest Avenue to Richmond Road in the Cities of Ottawa and Nepean", **Technical Report HOS-84-C2, Ontario Ministry of Transportation and Communications**.

Blessman, J., 1978. "**Efeitos do Vento em Edificações**", Editora da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Série Engenharia Estrutural, vol. 7, Porto Alegre.

Born, M., Wolf, E., 1999. "**Principles of Optics – Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light**", Cambridge University Press, 7^a (expanded) edition, Cambridge.

Bracciali, A., Cascini, G., Ciuffi, R., Rissone, P., 1997. "Structural Design and Acoustic Optimization of a Railway Bogie Noise Screen", **World Congress on Railway Research**, Florence, November.

Broch, J.T., 1969. “**The Application of the Brüel & Kjaer Measuring Systems to Acoustic Noise Measurements**”, B&K, Søborg – Denmark.

Calvert, J.B., 2000. “**Harmonic Motion**”, URL: <http://www.du.edu/jcalvert/waves/>

Cantrell, R.W., 1974. “Noise, Biochemical and Sleep Effects”, **The Laryngoscope**, vol. 84 (supl. 10/2), pp. 1-55.

Cipolla-Neto, J., Marques, N. e Menna-Barreto, L.S., 1989. “**Cronobiologia**”, Editora Edusp, São Paulo, pp. 270.

Cheng, W.F., NG, C.F., 2001. “The Acoustic Performance of an Inclined Barrier for High-Rise Residents”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 242 (2), pp. 295-308.

Chien, C.F., Soroka, W.W., “1975. Sound Propagation Along an Impedance Plane”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 43 (1), pp. 9-20.

Chien, C.F., Soroka, W.W., 1980. “Letters to the Editor: A Note on the Calculation of Sound Propagation Along an Impedance Surface”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 69 (2), pp. 340-343.

Christensen-Dasgaard, J., 2002. “**The Sound Field and How it is Measured**”, CSC (laminas de apresentação).

Chu, C.-H., Trethewey, M.W., 1998. “Rapid Structural Design Change Evaluation with an Experiment Based FEM”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 211 (3), pp. 335-353.

Cremers, L., Fyfe, K.R., 1995. “On the Use of Variable Order Infinite Wave Envelope Elements for Acoustic Radiation and Scattering”, **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 97 (4), pp. 2028-2040.

Cremers, L., Fyfe, K.R., Coyette, J.P., 1994. “A Variable Order Infinite Acoustic Wave Envelope Element”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 171 (4), pp. 483-508.

Cremers, L. Fyfe, K.R., Sas, P., 2000. "A Variable Order Infinite Element for Multi-Domain Boundary Element Modelling of Acoustic Radiation and Scattering", **Applied Acoustics**, vol. 59, pp. 185-220.

Crombie, D.H., Hothersall, D.C., 1994. "The Performance of Multiple Noise Barriers", **Journal of Sound and Vibrations**, vol. 176 (4), pp. 459-473.

Crombie, D.H., Hothersall, D.C., Chandler-Wilde, S.N., 1995. "Multiple-Edge Noise Barrier", **Applied Acoustics**, vol. 44, pp. 353-367.

Curcuruto, S., De Leo, A., De Taddeo, D., Giuliani, F., 1997. "Le Barriere Verdi: Per la riduzione dell'inquinamento acustico nel rispetto dell'ambiente", **Rapporto Tecnico RTI 2/97-AMB-ACUS**, **Agenzia Nazionale per la Protezione dell'Ambiente**, Dipartimento Stato dell'Ambiente, Prevenzione, Risanamento e Sistemi Informativi, Italia.

Daigle, G.A., 1982. "Diffraction of Sound by a Noise Barrier in the Presence of Atmospheric Turbulence", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 71 (4), pp. 847-854.

Daumas, A., 1978. "Etude de la Diffraction par un Ecran Mince Dispose sur le Sol.", **Acustica**, vol. 40, pp. 213-222. (Citado por Muradali e Fyfe, 1998).

Defrance, J., Gabillet, Y., 1999. "A New Analytical Method for the Calculation of Outdoor Noise Propagation", **Applied Acoustics**, vol. 57, pp. 109-127.

Delany, M.E., Bazley, E.N., 1970. "Acoustical Properties of Fibrous Absorbent Material", **Applied Acoustics**, vol. 3, pp. 105-116.

Delany, M.E., Bazley, E.N., 1971. "A Note on the Effect of Ground Absorption in the Measurement of Aircraft Noise", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 16 (3), pp. 315-322

Delany, M.E., 1972. "A Practical Scheme for Predicting Noise Levels (L10) Arising From Road Traffic", **N.P.L.**, Acoustics Report, AC57.

Di Francescantonio, P., 1997. "A New Boundary Integral Formulation for the Prediction of Sound Radiation", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 202 (4), pp. 491-509.

Dokumaci, E., 1990. "A Study of the Failure of Numerical Solutions in Boundary Element Analysis of Acoustic Radiation Problems", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 139 (1), pp. 83-97.

Dunn, I.P., Davern, W.A., 1986. "Calculation of Acoustic Impedance of Multi-layer Absorbers", **Applied Acoustics**, vol. 19, pp. 321-334.

Duhamel, D., 1996. "Efficient Calculation of the Three-Dimensional Sound Pressure Field Around a Noise Barrier", **Journal fo Sound and Vibration**, vol. 197 (5), pp. 547-571.

Duhamel, D., Sergent, P., 1998. "Sound Propagation Over Noise Barrier with Absorbing Ground", **Journal fo Sound and Vibration**, vol. 218 (5), pp. 799-823.

Embleton, T.F.W., 1980. "Sound Propagation Outdoors – Improved Predictions Schemes for the 80's", **Inter-Noise**, vol. 80, pp. 17-30.

Embleton, T.F.W., 1996. "Tutorial on Sound Propagation Outdoors", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 100 (1), pp. 31-48.

Embleton, T.F.W., Thiessen, G.J., Piercy, J.E., 1976. "Propagation in an Inversion and Reflections at the Ground", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 59 (2), pp. 278-282.

Embleton, T.F.W., Piercy, J.E., Daigle, G.A., 1983. "Effective Flow Resistivity of Ground Surfaces Determined by Acoustical Measurements", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 74 (4), pp. 1239-1244.

Environmental Noise, 2000. Booklet by Brüel & Kjaer Sound & Vibration Measurement A/S.
URL: <http://www.nonoise/library/envnoise/>

Fahy, F.J., Ramble, D.G., Walker, J.G., 1995. "Development of a Novel Modular Form of Sound Absorbent Facing for Traffic Noise Barriers", **Applied Acoustics**, vol. 44, págs 39-51.

Fano, P.C., 1978. "A Ray Model for Predicting Sound Attenuation by Double Barriers", Dissertation for Master Degree. Massachusetts Institute of Technology.

FHWA, 2001. "Keeping the Noise Down: Highway traffic noise barriers". U.S. Department of Transportation, Federal Highway Administration, Washington. (URL: <http://www.fhwa.dot.gov/environment>).

Fleming, G.G., Knauer, H.S., Lee, C.S.Y., Pedersen, S., 2000. "Highway Noise Barrier Design Handbook", Technical Report, U.S. Department of Transportation, Federal Highway Administration (FHWA), Washington.

Forssén, J., Ögren, M., 2002. "Thick Barrier Noise-Reduction in the Presence of Atmospheric Turbulence: Measurements and Numerical modeling", **Applied Acoustics**, vol. 63, pp. 173-187.

Fujiwara, K., Hothersall, D.C., Kim, C.H., 1998. "Noise Barriers With Reactive Surfaces", **Applied Acoustics**, vol. 53 (4), pp. 255-272.

Garfield, P., 1977. "**Sonhos Criativos**", Editora Nova Fronteira, Rio de Janeiro, pp. 234.

Gauvreau, B., Bérengier, M., Blanc-Benon, P., Depollier, C., 2002. "Traffic Noise Prediction with the Parabolic Equation Method: Validation of a split-step Padé approach in complex environments", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 112 (6), pp. 2680-2687.

Gerges, S.N.Y., 1992. "**Ruído: fundamentos e controle**". Florianópolis.

Gilbert, K. E., Di, X., 1993. "A fast Green's Function Method for One-Way Sound Propagation in the Atmosphere", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 94, pp.2343-2352.

Gilbert, K. E., White, M. J., 1989. "Application of the Parabolic Equation to Sound Propagation in a Refracting Atmosphere", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 85, pp. 630-637.

Gilbert, K.E., Raspet, R., Di, X., 1990. "Calculation of Turbulence Effects in an Upward-Refracting Atmosphere", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 87, pp. 2428-2437.

Godinho, L., António, J., Tadeu, A., 2001. "3D Sound Scattering by Rigid Barriers in the Vicinity of Tall Buildings", **Applied Acoustics**, vol. 62, pp. 1229-1248.

Golebiewski, R., Makarewicz, R., 2002. "Engineering Formulas for Ground Effects on Broad-Band Noise", **Applied Acoustics**, vol. 63, pp. 993-1001.

Golub, G.H., Boor, C. de, 1978. "**Recent Advances in Numerical Analysis**". Academic Press, New York.

Goodman, J.W., 1988. "**Introduction to Fourier Optics**". McGraw-Hill, New York.

Griefahn, B., Muzet, A., 1978. "Noise-Induced Sleep Disturbances and Their Effects on Health", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 99-106.

Guski, R., 1978. "Defensive Activation Toward Noise", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 107-110.

Habault, D., 1980. "Diffraction of a Spherical Wave by Different Models of Ground: Approximate Formulas", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 68 (3), pp. 413-425.

Habault, D., 1981. "Sound Propagation Over Ground: Analytical Approximations and Experimental Results", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 79 (4), pp. 551-560.

Habault, D., Corsain, G., 1985. "Identification of the Acoustical Properties of a Ground Surface", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 100 (2), pp. 169-180.

Habault, D., Filippi, P.J.T., 1981. "Ground Effect Analysis: Surface Wave and Layer Potential Representations", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 79 (4), pp. 529-550.

Hallberg, B., Larsson, C., Israelsson, S., 1988. “Some Aspects on Sound Propagation Outdoors”, **Acoustica**, vol. 66, pp. 109-112.

Hart, R.C., Balla, R.J., Herring, G.C., 2000. “Optical Measurement of the Speed of Sound in air Over the Temperature Range 300 – 650 K”, **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 108 (4), pp. 1946-1948.

Hecht, E., 1998, “**Optics**”, Addison-Wesley, 3ª edição, Reading, cap. 2, 4, 10, appendix 2.

Heimann, D., Gross, G., 1999. “Coupled Simulation of Meteorological Parameters and Sound Level in a Narrow Valley”, **Applied Acoustics**, vol. 56, pp. 73-100.

Hole, L.R., 1998. ‘An Experimental and Theoretical Study of Propagation of Acoustic Pulses in a Strongly Refracting Atmosphere”, **Applied Acoustic**, vol. 53 (1-3), pp. 77-94.

Hole, L.R., Lunde, P., Gjessing, Y.T., 1997. “Effects of Strong Sound Velocity Gradients on Propagation of Low-Frequency Impulse Sound: Comparison of fast field program predictions and experimental data”, **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 102 (3), pp. 1443-1453.

Holt, P.G., 1978. “Auditory Stress and the Immune System”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 131-132.

Hothersall, D.C., Chandler-Wilde, S.N., Hajmirzae, M.N., 1991. “Efficiency of Single Noise Barriers”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 146, pp. 303-322.

HyperPhysics, 2002. “Diffraction of Sound” URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/sound/>

ISO 9613-1, 1993. “Attenuation of Sound During Propagation Outdoors. Part 1: Calculation of the Absorption of Sound by Atmosphere”, International Organization for Standardization.

ISO 9613-2, 1996. “Attenuation of Sound During Propagation Outdoors. Part 2: General Method of Calculation”, International Organization for Standardization.

ISO 10847, 1997. “Acoustics – In Situ Determination of Insertion Loss of Outdoor Noise Barriers of All Types”, International Organization for Standardization.

ISO – Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement, 1995. International Organization for Standardization.

Jean, P., 1998. “A Variational Approach for the Study of Outdoor Sound Propagation and Application to Railway Noise”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 212, pp. 275-294.

Jean, P., 2000. “The Effect of Structural Elasticity on the Efficiency of Noise Barriers”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 237 (1), pp. 1-21.

Jean, P., Defrance, J., Gabillet, Y., 1999. “The Importance of Source Type on the Assessment of Noise Barriers”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 226 (2), pp. 201-216.

Jean, P., Gabillet, Y., 2000. “Using a Boundary Element Approach to Study Small Screens Close to Rails”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 231 (3), pp. 673-679.

Jessel, M., 1962. “**Contribution aux Théories du Principe de Huygens et de la Diffraction**”, Tese de Doutorado. Faculte des Sciences De L’Universite de Paris.

Jin, B.-J., Kim, H.-S., Kang, H.-J., Kim, J.-S., 2001, “Sound diffraction by a Partially Inclined Noise Barrier”, **Applied Acoustics**, vol. 62, pp. 1107-1121.

Johnson, H., 1999. “Simple Expressions for Correcting Wind Speed Data for Elevation”, **Coastal Engineering**, vol. 36, pp., 263-269.

Joint Committee on Structural Safety (JCSS) – 2001. “Probabilistic Model Code, Part II – Load Models: Wind Load”, URL: <http://www.jcss.ethz.ch/JCSSPublications/PMC/PMC.html>

Jonasson, H.G., 1972 (a). “Sound Reduction by Barriers on the Ground”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 22 (1), pp. 113-126.

Jonasson, H.G., 1972 (b). "Diffraction by Wedges of Finite Acoustic Impedance With Applications to Depressed Roads", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 25 (4), pp. 577-585.

Jonasson, H.G., 1973. "A Theory of Traffic Noise Propagation With Applications to L_{EQ} ", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 30 (3), pp. 289-304.

Jonasson, H.G., Storeheier, S., 2001. "Nord 2000. New Nordic Prediction Method for Road Traffic Noise", **SP Report 2001:10 Swedish National Testing and Research Institute**, Borås.

Jones, D.S., 1953, "Diffraction by a Semi-Infinite Plate", **Proceedings of the Royal Society**. vol. A217, pp. 153-175.

Jong, B.A., Moerkerken, A., Van Der Toorn, J.D., 1983. "Propagation of Sound Over Grassland and Over an Earth Barrier", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 86 (1), pp. 23-46

Jonsson, A., 1978, "Noise as a Possible Risk Factor for Raised Blood Pressure in Man", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 119-121.

Josse, R., 1975. "**La Acústica en la Construcción**", Editorial Gustavo Gili, Barcelona.

Jouvet, M., 1977. "Le Reve", **La Recherche en Neurobiologie**. Seuil, Paris, pp. 125-164.

Kastner-Klein, P., Rotach, M.W., 2001. "Parameterization of Wind and Turbulent Shear Stress Profiles in the Urban Roughness Sublayer". **The Third International Conference on Urban Air Quality**, Loutraki, Greece, March, pp. 19-23.

Kawai, T., 1979, "On Asymptotic Solution of the 3D Problems of Diffraction by a Wedge", **Journal of the Acoustical Society of Japan**, vol. 34, pp. 544-553.

Kawai, T., 1981, "Sound Diffraction by a Many-Sided Barrier or Pillar", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 79 (2), pp. 229-242.

Kawai, Y., Terai, T., 1990. "The Application of Integral Equation Methods to the Calculation of Sound Attenuation by Barriers", **Applied Acoustics**, vol. 31, pp. 101-117.

Keller, J. B., 1954, “Geometrical Acoustics, I: The theory of weak shock waves”, **Journal of the Applied Physics**, vol. 25, pp. 938-947.

Keller, J. B., 1957, “Diffraction by an Aperture”, **Journal of the Applied Physics**, vol. 28, pp. 426-444.

Keller, J. B., 1962, “Geometrical Theory of Diffraction”, **Journal of the Optical Society of America**, vol. 52, pp. 116-130.

Kinsler, L.E., Frey, A.R., Coppers, A.B., Sanders, J.V., 1982. “**Fundamentals of Acoustics**”, 3^a Edição, John Wiley & Sons, New York.

Klein, M. V., Furtak, T.E., 1986, “**Optics**”, John Wiley e Sons, New York, pp. 407-443.

Klug, H., 1991. “Sound-speed Profiles Determined from Outdoor Sound Propagation Measurements”. **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 90 (1), pp. 475-481.

Kouyoumjian, R. G., Pathak, P.H., 1974, “An Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface”, **Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics Engineers**, vol. 62 (Nov), pp. 1448-1461.

Kraak, W., Ertel, H., Fuder, G. e Kracht, L., 1974, “Risk of Hearing Damage Caused by Steady-State and Impulsive Noise”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 36 (3), pp., 347-359.

Krichagin, V.J., 1978. “Health Effects of Noise Exposure”, **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 67-71.

Kurze, U.J., Anderson, G.S., 1971. “Sound Attenuation by Barriers”, **Applied Acoustics**, vol. 4, pp. 35-53.

Kurze, U.J., 1974. “Noise Reduction by Barriers”, **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 55, pp. 504-518.

Lacerda, L.A. de, Wrobel, L.C., Mansur, W.J., 1997. "A Dual Boundary Element formulation for Sound Propagation Around Barriers Over an Impedance Plane", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 202 (2), pp. 235-247.

Lam, Y.W., 1994. "Using Maekawa's Chart to Calculate Finite Length Barrier Insertion Loss", **Applied Acoustics**, vol. 42, pp. 29-40.

Lamancusa, J.S., 2000. **Engineering Noise Control**, University of Penn State.

Laranja, R.A.C., 2000. "**Métodos e Modelos de Predição da Redução Sonora por Paredes e Atenuação por Barreiras**", Dissertação de Mestrado, PROMEC, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

Le, H., Moin, P., Kim, J., 1997. "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow Over a Backward-Facing Step", **Journal of Fluid Mechanics**, vol. 330, pp. 349-374.

Lee, S.W., Bong, N., Richards, W.F., Raspet, R., 1986. "Impedance Formulation of the Fast-Field Program for Acoustic Wave Propagation in the Atmosphere", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 79, pp. 628-634.

L'Espérance, A., Gabillet, Y., Daigle, G.A., 1995. "Outdoor Sound Propagation in the Presence of Atmospheric Turbulence: Experiments and theoretical analysis with the fast field program algorithm", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 98, pp. 570-579.

L'Espérance, A., Herzog, P., Daigle, G.A., Nicolas, J.R., 1992. "Heuristic Model for Outdoor Sound Propagation Based on an Extension of the Geometrical Ray Theory in the Case of a Linear Sound Speed Profile", **Applied Acoustics**, vol. 37, pp. 111-139.

L'Espérance, A., Nicolas, J.R., Wilson, D.K., Thomson, D.W., Gabillet, Y., Daigle, G.A., 1993. "Sound Propagation in the Atmospheric Surface Layer: Comparison of experiment with FFP predictions", **Applied Acoustics**, vol. 40, pp. 325-346.

Li, K.M., Attenborough, K., Heap, N.W., 1991. "Source Height Determination by Ground Effect Inversion in the Presence of a Sound Velocity Gradient", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 145 (1), pp. 111-128.

Li, K.M., Wang, Q., 1998. "A BEM Approach to Assess the Acoustic Performance of Noise Barriers in a Refracting Atmosphere", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 211 (4), pp. 663-681.

MacDonald, H.M., 1915, "A Class of Diffraction Problems", **Proceedings of the London Mathematical Society**, vol. 14, pp., 410-427.

Maekawa, Z., 1968. "Noise Reduction by Screens", **Applied Acoustics**, vol. 1, pp. 157-173.

Makarewicz, R., 1997. "Influence of Ground Effect and Refraction on Road Traffic Noise", **Applied Acoustics**, vol. 52 (2), pp. 125-137.

Makarewicz, R., 1998 (a). "Attenuation of Outdoor Noise Due to Air Absorption and Ground Effect", **Applied Acoustics**, vol. 53 (1-3), pp. 133-151.

Makarewicz, R., 1998 (b). "A Simple Model of Outdoor Noise Propagation", **Applied Acoustics**, vol. 54 (2), pp. 131-140.

Martin, S.J., Hothersall 2002. "Numerical Modeling of Median Road Traffic Noise Barrier", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 251 (4), pp. 671-681.

Matschullat, J., 2003. "Meteorology and Climatology", Technische Universität Bergakademie Freiberg, URL: http://www.ioez.tu-freiberg.de/Iehrmaterial/v1_meteorologie/07m.pdf

Mazzocchi, S., 1995. "Information Theory of Monochromatic Sound Fields", URL: mazzocch@odino.unipv.it

May, D.N., Osman, M.M., 1980 (a). "The Performance of Sound Absorptive, Reflective, and T-Profile Noise Barriers in Toronto", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 71 (1), pp. 64-71.

May, D.N., Osman, M.M., 1980 (b). "Highway Noise Barriers: New Shapes", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 71 (1), pp. 73-101.

Möller, A., 1978. "Review of Animal Experiments", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 73-77.

Monin, A.S., Yaglom, A.M., 1971. "**Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence**", The Massachusetts Institute of Technology Press, Cambridge.

Montero, G., Sanín, N., 2001. "3-D Modelling of Wind Field Adjustment Using Finite Differences in a Terrain Conformal Coordinate System", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, vol. 89, pp. 471-488.

Morse, P.M., Ingard, K.U., 1986. "**Theoretical Acoustics**", Ed. Princetow University Press, Princeton.

Möser, M., Volz, R., 1999. "Improvement of Sound Barriers Using Headpiece with Finite Impedance", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 106 (6), pp. 3049-3060.

Mouret, J., 1982. "**Foundaments Biologiques de la Privation de Sommeil dans le Traitement des Depressions**", L'Encephale, vol. 8, pp. 229-250.

Muradali, A., Fyfe, K.R., 1998. "A Study of 2D and 3D Barrier Insertion Loss Using Improved Diffraction-Based Methods", **Applied Acoustics**, vol. 53, pp. 49-75.

Muradali, A., Fyfe, K.R., 1999. "Accurate Barrier Modeling in the Presence of Atmospheric Effects", **Applied Acoustics**, vol. 56, pp. 157-182.

Nelson, P.A., 1998. "An Introduction to Acoustics", **Fundamentals of Noise and Vibrations**, Edited by F.J. Fahy and J.G. Walker, E&FN Spon, London, Cap. 1, pp. 1-57.

Ögren, M., 1997. "Propagation of Sound – Screening and ground effect: Part I: Non-refracting atmosphere". **SP Report 1997:44, Swedish National Testing and Research Institute**. Borås, SEK75.

Ögren, M., Jonasson, H., 1998. "Measurement of the Acoustic Impedance of Ground", (KFB-Project 1997-0222). (Nordtest Project 1365-1997). (NT Technical Report 411). Nordtest Method (Layout): 'Ground Surfaces: Determination of the acoustic impedance'. **SP Report 1998:28, Swedish National Testing and Research Institute**. Borås, SEK120.

Osman, M.M., 1977. "MTC Scale Model Facility for Transportation Noise Problems: Materials choice and validation for scale modeling". **Technical Report 77-AC-4, Ontario Ministry of Transportation and Communications**.

Panofsky, H.A., Ming, Z., 1983. "Characteristics of Wind Profiles Over Complex Terrain", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, vol. 15, pp. 177-183.

Pérez, J.M.O., Bolaños, F., 1990. **Medida y Control del Ruido**, Ed. Marcombo, Barcelona.

Persson, P., 2000. "Measurement of Outdoor Sound Propagation – Validation of NORD2000 Prediction Models". **SP Report 2000:06, Swedish National Testing and Research Institute**. Boras, SEK120.

Peterson, E., Augenstein, J.S., Tanis, D.C., 1978. "Continuing Studies of Noise and Cardiovascular Function", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 123-129.

Picaut, J., Simon, L., 2001. "A Scale Model Experiment for the Study of Sound Propagation in Urban Areas", **Applied Acoustics**, vol. 62, pp. 327-340.

Pierce, A. D., 1974. "Diffraction of Sound Around Corners and Over Wide Barriers", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 55, pp. 941-955.

Pierce, A. D., 1994. "**Acoustics: An Introduction to Its Physical Principles and Applications**", Publicado pela Acoustical Society of America, New York.

Pimentel-Souza, F., Álvares, P.A. de S., 1992. "A Poluição Sonora Urbana no Trabalho e na Saúde", Prêmio da Associação Ibero-Americana de Engenharia de Segurança do Trabalho (aibest), (URL: <http://www.icb.ufmg.br/lpf/>).

Plovsing, B., Kragh, J., 1998. "Principles for Including the Effect of Multiple Screens in the New Nordic Prediction Methods for Environmental Noise". **DELTA Acoustics & Vibration, Report AV 1820/98**, Lyngby, DKK250.

Plovsing, B., Kragh, J., 2000. "Nord2000: Comprehensive Outdoor Sound Propagation Model. Part I: 'Propagation in an atmosphere without significant refraction'". **DELTA Acoustics & Vibration, Report AV 1849/00**, Lyngby, DKK450.

Premat, E., Gabillet, Y., 2000. "A New Boundary-Element Method for Predicting Outdoor Sound Propagation and Application to the Case of a Sound Barrier in the Presence of Downward Refraction", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 108 (6), pp. 2775-2783.

Purcell, A. T., Thorne, R. H., 1977, "An Alternative Method for Assessing the Psychological Effects of Noise in the Field", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 55 (4), pp.533-544.

Rasmussen, K.B., 1981. "Sound Propagation Over Grass Covered Ground", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 78 (2), pp. 247-255.

Rasmussen, K.B., 1982. "Letters to the Editor: A Note on the Calculation of Sound Propagation Over Impedance Jumps and Screens", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 84 (4), pp. 598-602.

Rasmussen, K.B., 1985. "On the Effect of Terrain Profile on Sound Propagation Outdoors", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 98 (1), pp. 35-44.

Rasmussen, K.B., 1986. "Outdoor Sound Propagation Under the Influence of Wind and Temperature Gradients", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 104 (2), pp. 321-335.

Rasmussen, K.B., 1990. "Sound Propagation Over Ground Under the Influence of a Sound Seep Profile in the Atmosphere", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 139 (1), pp. 71-81.

Rasmussen, K.B., Arranz, M.G., 1998. "The Insertion Loss of Screens Under the Influence of Wind", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 104, pp. 2692-2698.

Raspet, R., Lee, S. W., Kuester, E., Chang, D.C., Richards, W. F., Gilbert, R., Bong, N., 1985. "A Fast-Field Program for Sound Propagation in a Layered Atmosphere Above an Impedance Ground". **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 77, pp. 345-352.

Rawlins, A.D., 1976 (a). "Diffraction of Sound by a Rigid Screen with a Soft or Perfectly Absorbing Edge". **Journal of Sound and Vibration**, vol. 45 (1), pp. 53-67.

Rawlins, A.D., 1976 (b). "Diffraction of Sound by a Rigid Screen with an Absorbent Edge", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 47 (4), pp. 523-541.

Rayleigh, J.W.S., 1945. "**The Theory of Sound**", Dover, New York.

Rehm, S., Jansen, G., 1978. "Aircraft Noise and Premature Birth", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 133-135.

Robertson, J.S., 1999. "Sound Propagation Over a Large Wedge: A comparison between the geometrical theory of diffraction and the parabolic equation", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 106 (1), pp. 113-119.

Robertson, J.S., Jacobson, M.J., Siegmann, W.L., Santandrea, D.P., 1990. "Acoustical Effects of a Large Ridge on Low-Frequency Sound Propagation in Stationary and Moving Atmospheres", **Applied Acoustics**, vol. 31, pp. 265-280.

Rosenberg, E., Busch-Vishniad, I. J., 1997. "Continued investigation of Noise Reduction by a Random-Edge Noise Barrier", **Acoustical Society of America 133rd meeting Lay Language Papers**, paper n° 2PNSA4.

Rulander, R., 1978. "Medical Effects of noise Exposure Basic Considerations", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 59 (1), pp. 61-63.

Russell, D., 2001. "**Acoustics Animations: Refraction of sound waves**", Kettering University Applied Physics, URL:<http://www.kettering.edu/~drussell/Demos/refract/refract.html>.

Salomons, E. M., 1994. "Diffraction by Screen in Downwind Sound Propagation: a parabolic-equation approach", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 95, pp. 3109-3117.

Salomons, E. M., 1996. "Noise Barriers in a Refracting Atmosphere", **Applied Acoustics**, vol. 47 (3), pp. 217-238.

Salomons, E. M., 1998. "Caustic Diffraction Fields in a Downward Refracting Atmosphere", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 104 (6), pp. 3259-3272.

Salomons, E. M., 1999. "Reduction of the Performance of a Noise Screen Due to Screen-Induced Wind Speed Gradients", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 105 (4), pp. 2287-2293.

Salomons, E.M., Rasmussen, K.B., 2000. "Numerical Computation of Sound Propagation Over a Noise Screen Based on an Analytic Approximation of the Wind Speed Field", **Applied Acoustics**, vol. 60, pp. 327-341.

Salomons, E.M., 2001. "**Computational Atmospheric Acoustics**", Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.

Seznec, R., 1980. "Diffraction of Sound Around Barriers: use of the boundary elements techniques", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 73 (2), pp. 195-209.

Scholes, W.E., Salvidge, A.C., Sargent, J.W., 1971. "Field Performance of a Noise Barrier", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 16 (4), pp. 627-642.

Scholes, W.E., Salvidge, A.C., Sargent, J.W., 1975. "Motorway Noise Propagation and Screening", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 38 (3), pp. 281-303.

Shao, W., Lee, H.P., Lim, S.P., 2001. "Performance of Noise Barrier With Random Edge Profiles", **Applied Acoustics**, vol. 62, pp. 1157-1170.

Sill, B.L., 1988. "Turbulent Boundary Layer Profiles Over Uniform Rough Surfaces", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, vol. 31, pp. 147-163.

Sommerfeld, A., 1954, "**Optics: Lectures on theoretical physics**", vol. IV, Academic Press, New York.

Spiegel, M.R., 1985. "**Estatística**", McGraw-Hill, Coleção Schaum, Cap. 13 e 14, pp. 272-334.

Spiesberger, J.L., 1998. "Liking Auto- and Cross-Correlation Functions with Correlation Equations: Application to estimating the relative travel times and amplitudes of multipath", **Journal of the Acoustic Society of America**, vol. 104 (1), pp. 300-312.

Spiesberger, J.L., 1999. "Locating Animals From Their Sounds and Tomography of the Atmosphere: Experimental demonstration", **Journal of the Acoustic Society of America**, vol. 106 (2), pp. 837-846.

Spiesberger, J.L., Fristrup, K.M., 1990. "Passive Localization of Calling Animals and Sensing of Their Acoustic Environment Using Acoustic Tomography", **The American Naturalist**, vol. 135, pp. 107-153.

Streeter, V.L., Wylie, E. B., 1982. "**Mecânica dos Fluidos**", McGraw-Hill, São Paulo.

Stull, R.B., 1988. "**An Introduction to Boundary Layer Meteorology**", Dordrecht: Kluwer.

Taherzadh, S., Li, K.m., Attenborough, K., 1998. "Some Practical Considerations for Predicting Outdoor Sound Propagation in the Presence of Wind and Temperature Gradients", **Applied Acoustics**, vol. 54 (1), pp. 27-44.

Taherzadh, S., Li, K.m., Attenborough, K., 2001. "A Hybrid BIE/FFP Scheme for Predicting Barrier Efficiency Outdoors", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 110 (2), pp. 918-924.

Tatge, R.B., 1973. "Barrier-Wall Attenuation with a Finite-Sized Source", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 53, pp. 1317-1319.

Terai, T., 1980. "On Calculation of Sound Around Barriers: use of the boundary elements techniques", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 69 (1), pp. 71-100.

Theurer, W., Baechlin, W., Plate, E.J., 1992. "Model Study of the Development of Boundary Layers Above Urban Areas", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, vol. 41-44, pp. 437-448.

Tieleman, H.W., 1992. "Wind Characteristics in the Surface Layer Over Heterogeneous Terrain", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, vol. 41-44, pp. 329-340.

Tonin, R., 1996. "Modelling and Predicting Environmental Noise", Technical Report – AAS96. Renzo Tonin & Associates Pty Ltd.

Tunick, A., 2003. "Calculating the Micrometeorological Influences on the Speed of Sound Through the Atmosphere in Forests", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 144 (4), pp. 1796-1806.

Van Moorhem, W.K., 1975. "Reflection of a Spherical Wave from a Plane Surface", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 42 (2), pp. 201-208.

Volz, R., 2000. "Headpieces with Lambda/4 Resonators to Improve Sound Barriers – Various Countours". Proceeding of ICSV7.

Wang, C., Bradley, J.S., 2002. "A Mathematical Model for a Single Screen Barrier in Open-Plan Offices", **Applied Acoustics**, vol. 63, pp. 849-866.

Watts, G.R., Crombie, D.H., Hothersall, D.C., 1994. "Acoustic Performance of New Designs of Traffic Noise Barriers: Full scale tests". **Journal of Sound and Vibration**, vol. 177 (3), pp. 289-305.

Watts, G.R., Morgan, P.A., 1996. "Acoustic Performance of an Interference-Type Noise-Barrier Profile", **Applied Acoustics**, vol. 49 (1), pp. 1-16.

Watts, G.R., 1996 (a). "Acoustic Performance of a Multiple Edge Noise Barrier Profile at Motorway Sites", **Applied Acoustics**, vol. 47, pp. 47-66.

Watts, G.R., 1996 (b). "Acoustic Performance of Parallel Traffic Noise Barriers", **Applied Acoustics**, vol. 47, pp. 95-119.

West, M., Gilbert, K. E., Sack, R.A., 1992. "A Tutorial on the Parabolic Equation (PE) Model Used for Long Range Sound Propagation in the Atmosphere, **Applied Acoustics**, vol. 37, pp. 31-49.

White, M. J., Gilbert, K. E., 1989. "Application of the Parabolic Equation to the Outdoor Propagation of Sound", **Applied Acoustics**, vol. 27, pp. 227-238.

Wieringa, J., 1992. "Updating the Davenport Roughness Classification", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, vol. 357-368, pp. 357-368.

de Wit, M.H., Stathopoulos, T., Wisse, J.A., 2002. "Airport Wind Speeds Used for the Design in Urban Environments: the Eindhoven Case", **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, vol. 90, pp. 1289-1298.

Wilkins, P.A., Martin, A.M., 1984. "Attention Demand and Recognition in the Perception of Warning Sounds and the Effects of Wearing Hearing Protection", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 94 (4), pp. 483-494.

Wilson, D.K., 2003. "The Sound-Speed Gradient and Refraction in the Near-Ground Atmosphere", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 113 (2), pp. 750-757.

Wong, H.Y., Li, K.M., 2001. "Prediction Models for Sound Leakage Through Noise Barriers", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 109 (3), pp. 1011-1022.

Wu, S.-W., Lian, S.-H., Hsu, L.-H., 1998. "A Finite Element Model for Acoustic Radiation", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 215 (3), pp. 489-498.

Yamamoto, K., Takagi, K., 1992. "Expressions of Maekawa's Chart for Computation". **Applied Acoustics**, vol. 37, pp. 75-82.

Zeng, X., Kallivokas, L.F., Bielak, D.J., 1992. "Stable Localized Symmetric Integral Equation Method for Acoustic Scattering Problems", **Journal of the Acoustical Society of America**, vol. 91, pág. 2510-2518.

Zhang, S.Y., Chen, X.Z., 1999. "The Boundary Point Method for the Calculation of Exterior Acoustic Radiation Problem", **Journal of Sound and Vibration**, vol. 228 (4), pp. 761-772.

ANEXOS

ANEXO 1 – PERFIS DE BARREIRAS

O intuito desta seção é apresentar um sumário da atenuação relativa para vários tipos de barreiras quando comparadas com uma barreira simples com borda em cunha e de superfície reflexiva. Aqui, as figuras de 1 a 7 mostram os diferentes tipos de barreiras, suas respectivas dimensões e o acréscimo na perda por inserção em valores globais.

A figura 1 apresenta alguns casos de outros tipos de perfis de barreira que não o de barreiras simples [May e Osman, 1980 (b)], para todos os casos o receptor encontra-se atrás da barreira, isto é, no lado da sombra sonora. Para todos os tipos de barreira apresentados nessa figura, o valor de referência de 0 dB(A) representa a perda por inserção de uma barreira convencional, de superfície refletora e com topo em cunha. Assim, comparando-se com uma barreira convencional, através de dados obtidos experimentalmente com modelos em escala, tem-se que:

- a) uma barreira espessa irá acrescentar em 0,5 dB(A) a perda por inserção para uma espessura de 0,20 m e em 3,0 dB(A) para uma espessura de 2,44 m;
- b) um perfil “T” reflexivo, irá aumentar em 2,0 dB(A) para uma “tampa” de 0,41 m; 2,5 dB(A) para 0,61 m; 4,0 dB(A) para 2,44 m e 6,5 dB(A) para 4,88 m. Esses valores aplicam-se para uma espessura da tampa de aproximadamente 0 m, sendo que a perda por inserção torna-se menor se a espessura da tampa for maior, cerca de 1,5 dB(A) para uma tampa de 0,61 m de largura e 0,2 m de espessura;
- c) um perfil “Y” reflexivo como especificado na figura 1 irá aumentar em 3,5 dB(A) para uma medida de 2,4 m entre bordas e espessura aproximadamente igual a 0 m;
- d) um perfil tipo seta sem material absorvente aumentará em 2,0 dB(A) para uma distância entre bordas de 2,4 m e espessura aproximadamente igual a 0 m;
- e) uma barreira de 0,2 m de espessura com o topo absorvente (coeficiente de absorção médio de 0,82), irá acrescentar em 0,5 dB(A) a perda por inserção, o que é igual a uma barreira comum com 0,2 m de espessura.
- f) um perfil “T” com material absorvente (coeficiente de absorção médio de 0,82), o acréscimo na perda por inserção é de 3,0 dB(A) para uma tampa de 0,61 m de largura e 0,2 m de espessura da tampa, 6,0 dB(A) para 2,44 m de largura e 0,2 m de espessura da tampa; se a espessura da tampa é reduzida para aproximadamente 0 m, a perda por inserção aumenta em 4,5 dB(A) quando utiliza-se uma tampa de 0,61 m de largura;

- g) uma barreira comum com o lado do emissor recoberto de material absorvente, aumentará a perda por inserção em 1,5 dB(A) quando usado um material com coeficiente de absorção médio de 0,82, e possuir espessura total de 0,41 m; agora quando a barreira for de pequena espessura e a borda for em cunha, o acréscimo será de apenas 0,8 dB(A);
- h) para uma barreira comum com uma superfície enrugada em forma de ondas (como mostra a figura 2) no lado do emissor e com o topo em cunha o aumento na perda é de apenas 0,5 dB(A);
- i) em uma barreira inclinada para o lado do emissor com um ângulo de 60° , não foi encontrado acréscimo algum na perda por inserção;
- j) uma barreira espessa totalmente feita de material com coeficiente de absorção médio de 0,82, há um acréscimo de 5,0 dB(A);
- k) uma barreira com o topo cilíndrico absorvente com diâmetro de 2,44m, aumenta-se em 2,5 dB(A) a perda por inserção quando o coeficiente de absorção médio for de 0,82.

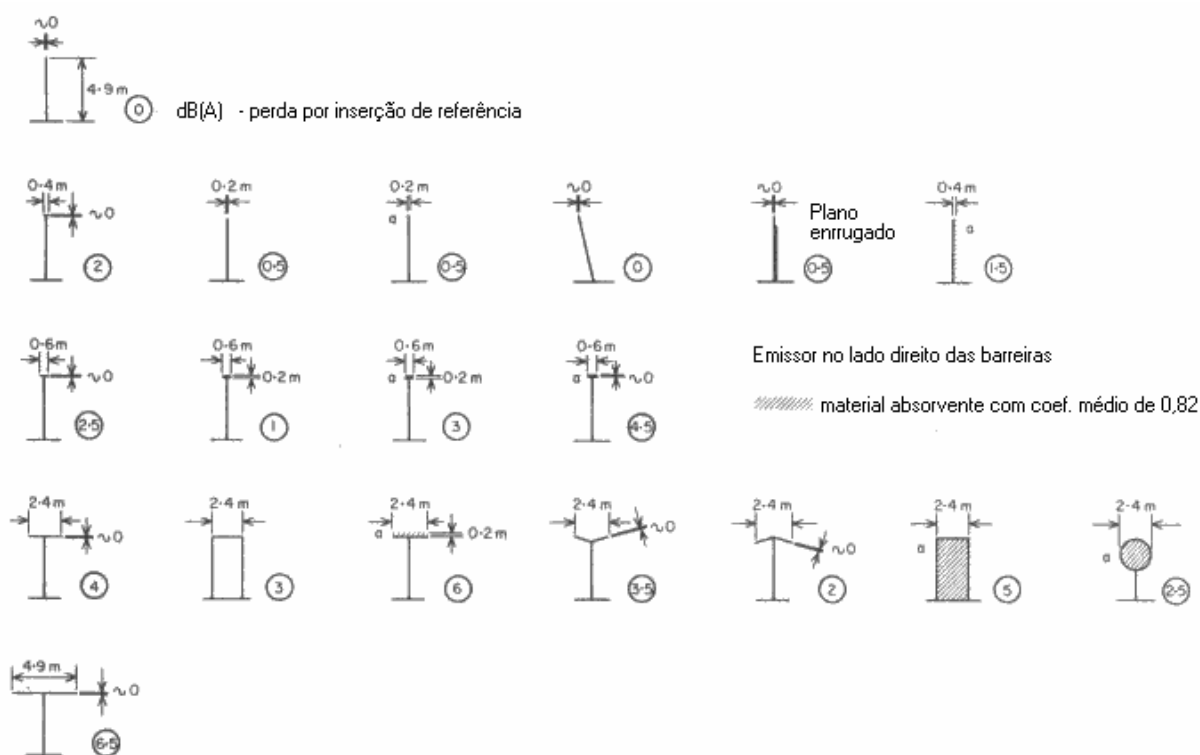


Figura 1: Resumo da perda por inserção relativa (mostrada dentro dos círculos) de vários tipos de barreiras quando comparado com uma barreira simples em cunha entre um emissor e um receptor [May e Osman, 1980 (b)].

Para todos os casos estudados por May e Osman, 1980 (b), e apresentados na figura 1, as barreiras possuem uma altura de 4,9 m e a superfície refletora possui coeficiente de absorção médio de 0,07. A altura do emissor é de 1,2 m e a distância entre esse e a barreira é de 12,2 m

para todos os casos com exceção do perfil “T” em que o emissor possui uma altura de 1,5 m do solo e está distante da barreira em 3,1 m. Já o receptor, esse possui uma altura de 1,22 m e sua distância da barreira varia entre 6,0 e 40,0 m. Não necessário dizer que os valores são válidos apenas para uma atmosfera homogênea.

Outros casos foram estudados por Watts, et al., 1994, onde foram realizados testes em escala real em 10 diferentes tipos de barreiras. As barreiras, neste caso, possuem comprimento de 20,0 m e foram construídas na borda de uma via asfaltada de 20,0 m de largura. O emissor encontra-se sobre a rua asfaltada a uma altura de 0,5 m do solo e a uma distância de 5,5 e 7,8 m da barreira, o que corresponde às posições efetivas de tráfego de veículos automotores. A posição do receptor é obtida em três pontos distantes em 20,0, 40,0 e 80,0 m da barreira com alturas de 1,5 e 4,5m sobre um solo plano gramado. O sinal emitido para os testes é um espectro típico do ruído de tráfego (frequências dominantes entre 500 e 3000 Hz) com nível de pressão sonora de 110 dB(A).

Nos diferentes tipos de perfis de barreiras avaliados por Watts, et al., 1994, o acréscimo na perda por inserção é relativo a uma barreira com superfície refletora plana feita de compensado, com espessura igual a 0,012 m. Enquanto que as barreiras com um lado absorvente, construídas com painéis de fibra mineral com espessura de 0,12 m e com os dois lados absorventes a espessura era de 0,115 m, com coeficiente de absorção dado pelo o gráfico da figura 2.

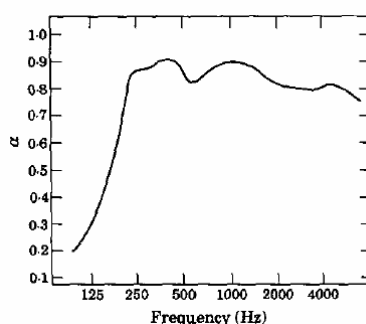


Figura 2: Coeficiente de absorção versus frequência [Watts, et al., 1994].

Para “evitar” o efeito de uma atmosfera não homogênea, todas as medições foram realizadas com velocidade do vento menor que 4 m/s. Assim, os valores medidos da perda por inserção relativa a uma barreira simples e refletora, são apresentados na figura 3, junto com os perfis de barreiras utilizados, bem como suas dimensões.

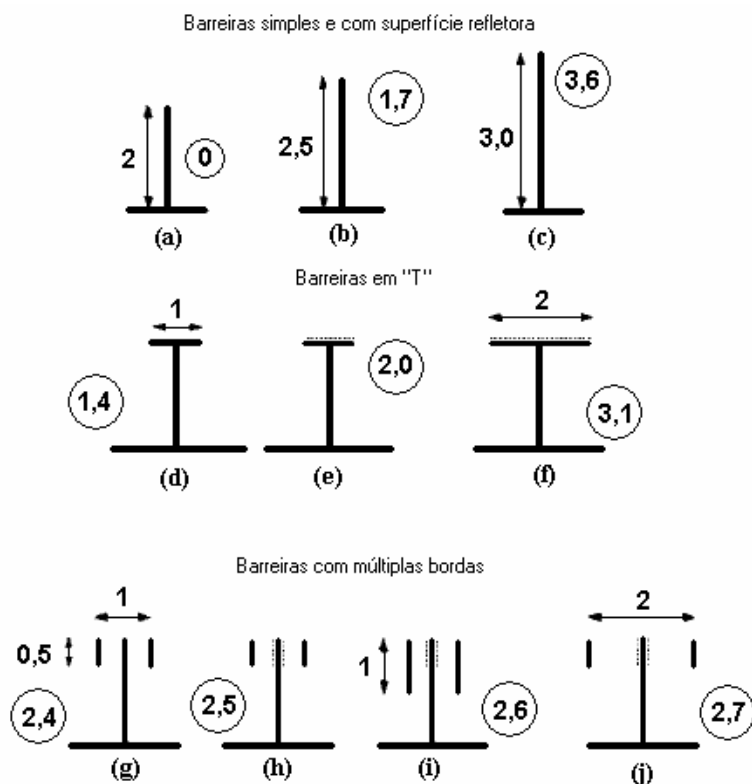


Figura 3: Resumo da perda por inserção relativa (mostrada dentro dos círculos) de vários tipos de barreiras quando comparado com uma barreira simples em cunha entre um emissor e um receptor [Watts, et al., 1994].

Em 1996, Watts e Morgan apresentaram o resultado de testes em escala real em um outro tipo de perfil de barreira, utilizado em pesquisas de ruído de tráfego, mais especificamente de caminhões. A figura 4 mostra a vista da seção transversal da barreira estudada. Assim como no artigo de Watts, et al., 1994, Watts e Morgan utilizaram aqui as mesmas condições de ensaio descritas anteriormente e obtiveram um aumento de 1,9 dB(A) na perda por inserção quando comparado com uma barreira simples e refletora de 2,0 m de altura. A barreira avaliada pelos autores possui 2,0 m de altura com dutos retangulares que fazem o som entrar por uma abertura retangular superior e sair por outra abertura, como um plenum. Os dutos foram desenvolvidos para que as ondas sonoras entre neles pelo lado emissor e saia no lado oposto interferindo destrutivamente o som propagado diretamente sobre o topo. A interferência sonora ocorre devido à distância adicional percorrida pela componente sonora no duto quando comparada com a propagação direta sobre o topo, fornecendo assim um aumento da perda por inserção da barreira.

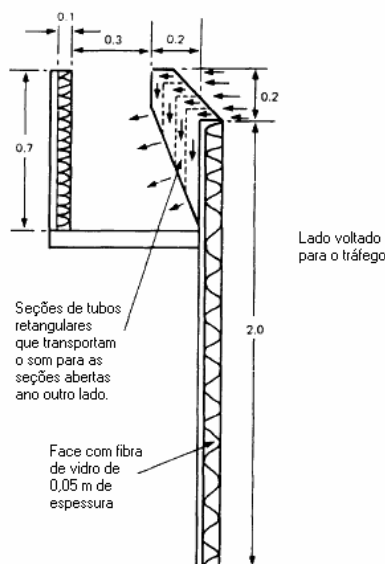


Figura 4: Dimensões da seção transversal da barreira [Watts e Morgan, 1996].

Por fim, de forma a não se estender muito sobre o assunto, outros tipos de perfis mais complexos foram analisados numericamente utilizando o método dos elementos de contorno por Crombie, et al., 1995. Os modelos analisados são modelos aplicados sobre barreiras sonoras simples em que painéis são adicionados de modo a criar formas bifurcadas de perfis. E nesses, conclui-se que barreiras de múltiplas bordas apresentam um aumento significativo na eficiência sonora quando comparado com uma barreira simples. A adição de novos painéis leves é uma medida relativamente de baixo custo, e pode ser aplicada em barreiras já existentes, além de permitir que não seja necessário o aumento da altura da barreira nos casos de projetos já existentes. As figuras 5 a 7 apresentam os resultados da perda por inserção para algumas configurações de barreira. Os resultados foram calculados com a média da perda por inserção (ΔIL) entre a dada barreira e uma barreira simples refletora de mesma altura (no caso 3,0 m). O sinal utilizado para o emissor que está a 15,0 m no lado esquerdo da barreira sobre um solo rígido é assumido como sendo o espectro sonoro de ruído de tráfego em escala A.

Pode-se observar na figura 5, que os resultados para barreiras (c) e (h) mostram que a adição de uma segunda barreira a 0,5 m e 1,0 m da barreira (a) pode aumentar a performance em torno de 2 dB(A). Entretanto resultados para as barreiras (d) a (g) e de (i) a (l) indicam que a adição de apenas uma pequena seção da barreira pode ser tão efetiva, desde que se providencie uma profundidade suficiente para prevenir adições significativas de energia sonora da difração em torno da borda inferior. Por exemplo, para um painel com separação entre as bordas de 0,5 m, uma altura de 1,0 m já é suficiente (barreira (e)). Entretanto quando à distância entre as bordas é de 1,0 m, um painel com altura de 1,5 m se faz necessário (barreira (k)). De fato, a performance

da barreira (k) é similar a barreira (b) que teve sua altura aumentada para 4,0 m. Também, as barreiras (e) e (k) são melhores que a (f) e (l) em termos de perda por inserção e sugerem que o efeito da interferência do som difratado ao redor da borda superior e da inferior do painel contribua com a eficiência final do design. Resultados apresentados para as barreiras (e), (m) e (n) indicam que o painel é mais eficiente quando colocado no lado do emissor.

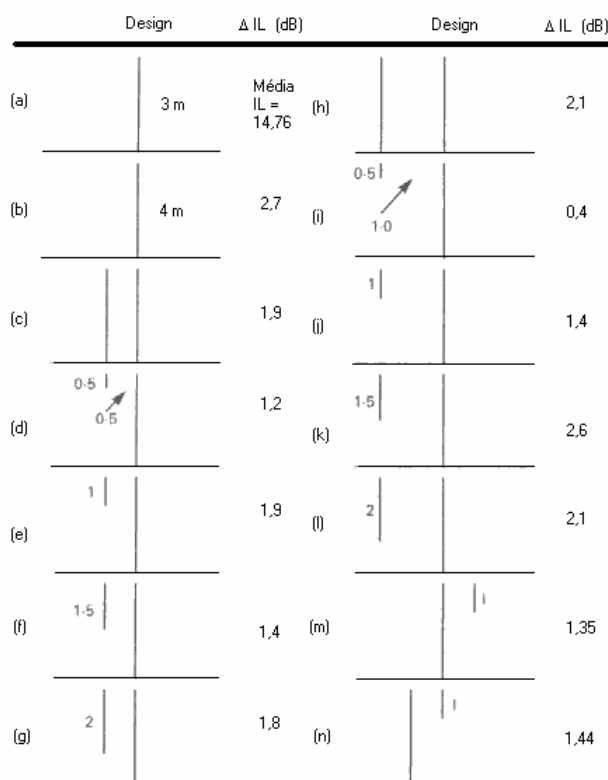


Figura 5: A altura de todos os perfis é de 3,0 m, a menos que seja especificado outro valor na figura. A espessura da barreira central é de 0,2 m e todas as outras superfícies possuem espessura de 0,1 m. Todas as dimensões são em m e as não indicadas na figura podem ser derivadas dos perfis (d) e (i) [Crombie, et al., 1995].

Na figura 6, comparando os resultados para a barreira (e) com (o) e (k) com (p), nota-se que ao unir o painel à barreira com uma seção horizontal se reduz sua eficiência. Assumindo que o painel em (e) é alto o suficiente para negligenciar-se a energia difratada pela borda inferior, então a queda na eficiência da barreira (o) tem sua origem na introdução da seção horizontal. O suporte central da barreira e a seção horizontal modelados com material absorvente (coeficiente de absorção médio de 0,8, correspondente a lã de rocha), como mostrado no design (s), resulta em um aumento médio na perda por inserção na barreira (o), entretanto o perfil continua sendo menos eficiente que o da barreira (e). O tratamento absorvente foi introduzido primeiramente para se reduzir o efeito da reflexão entre as placas verticais nas barreiras de múltipla borda, de fato, uma comparação dos resultados das formas (e) e (r) sugerem que a diferença é pequena. Já

a adição de mais um painel perfazendo então uma difração em três bordas, barreiras (t) e (u), acrescenta uma perda em mais de 3 dB(A) quando comparado com uma barreira simples. Os resultados das barreiras (u) e (v) mostram uma vez mais que é levemente mais eficiente posicionar a borda adicional no lado do emissor. Quando os painéis extras em (v) são reduzidos de 1,0 para 0,5 m (barreira (w)), ocorre apenas um pequeno decréscimo na eficiência, porém, quando o painel da barreira (t) é afastado de 0,5 para 1,0 m aumenta-se substancialmente o desempenho (barreira (x)).

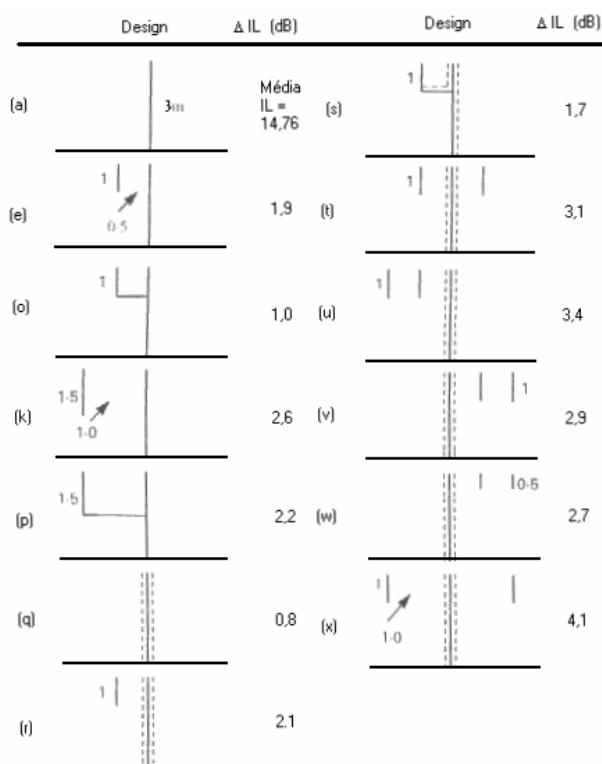


Figura 6: A altura de todos os perfis é de 3,0 m, a menos que seja especificado outro valor na figura. A espessura da barreira central é de 0,2 m e todas as outras superfícies possuem espessura de 0,1 m. Todas as dimensões são em m e as não indicadas na figura podem ser derivadas dos perfis (e) e (k). Superfícies com tratamento absorvente são indicadas por (-----), caso contrário, a superfície é refletora [Crombie, et al., 1995].

Utilizando algumas formas possíveis para três ou mais bordas (veja figura 7), a redução no lado direito do painel da barreira (x) de 1,0 para 0,5 m não necessariamente deteriora seu desempenho (barreira (y)). Entretanto reduzir ambos os painéis para 0,5 m reduz em 1,4 dB(A) (barreira (z)), todavia esse design bem simples continua sendo 2,7 dB(A) mais eficiente que uma barreira comum.

As barreiras de design (aa) a (af) apresentam o efeito da adição de outras bordas difratoras baseadas no perfil da barreira (x). Em geral pouca melhoria é encontrada. Cabe

destacar que o resultado da barreira (ag), que mostra quando esse painel é estendido até o solo, formando outra barreira, existe um benefício pequeno se comparado com a barreira (x) e mais uma vez a barreira (ah) mostra que unir os painéis à barreira com seções horizontais reduz significativamente a eficiência.

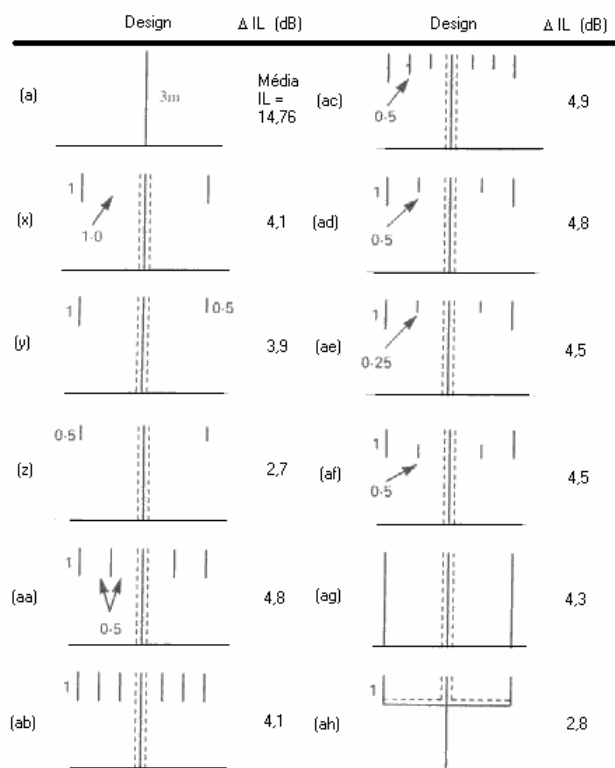


Figura 7: A altura de todos os perfis é de 3,0 m, a menos que seja especificado outro valor na figura. A espessura da barreira central é de 0,2 m e todas as outras superfícies possuem espessura de 0,1 m. Todas as dimensões são em m e as não indicadas na figura podem ser derivadas dos perfis (x) e (aa). Superfícies com tratamento absorvente são indicadas por (-----), caso contrário, a superfície é refletora [Crombie, et al., 1995].

Crombie, et al., 1995, relatam ainda que a análise espectral dessas formas de barreiras apresenta que o benefício de adicionar-se painéis extras ocorrem em quase todas as regiões do espectro, destacando porém as regiões de alta frequência.

ANEXO 2 - PRINCÍPIO DE HUYGENS-FRESNEL

Fresnel, 1818, modificou o Princípio de Huygens adicionando o conceito de interferência. Formando assim o Princípio de Huygens-Fresnel, que diz:

“Cada ponto desobstruído de uma frente de ondas, em um dado instante, serve como um emissor de pacotes secundários de ondas esféricas – com a mesma frequência da onda primária. A amplitude desse campo em qualquer ponto além do ponto considerado será então a superposição de todos esses pacotes de onda – considerando suas amplitudes e respectivas fases.”

Tal postulado significa que em qualquer instante, cada ponto na frente de ondas primária é visto como um emissor contínuo de pacotes de ondas secundárias. Mas se cada pacote de ondas radia uniformemente em todas as direções podendo ser uma onda passante, ou uma onda reversa (que volta para o emissor). Hecht, 1998, relatam que nenhuma onda desse tipo foi achada experimentalmente, logo, teve-se que modificar os parâmetros de radiação do emissor secundário. Introduzindo uma função $K(\theta)$, como a obliquidade, ou fator de inclinação, para descrever a direcionalidade do emissor secundário. Fresnel reconheceu a necessidade de introduzir uma quantidade desse tipo, entretanto fez apenas uma conjectura dessa forma, restando para Kirchhoff uma formulação mais analítica que resultou em:

$$K(\mathbf{q}) = \frac{1}{2}(1 + \cos \mathbf{q}) \quad (1)$$

Sendo $K(\mathbf{q})$ uma função que descreve a direcionalidade do emissor secundário, \mathbf{q} é o ângulo feito entre a reta do ponto P e o emissor do pacote secundário e a frente de onda normal $\hat{\mathbf{k}}$.

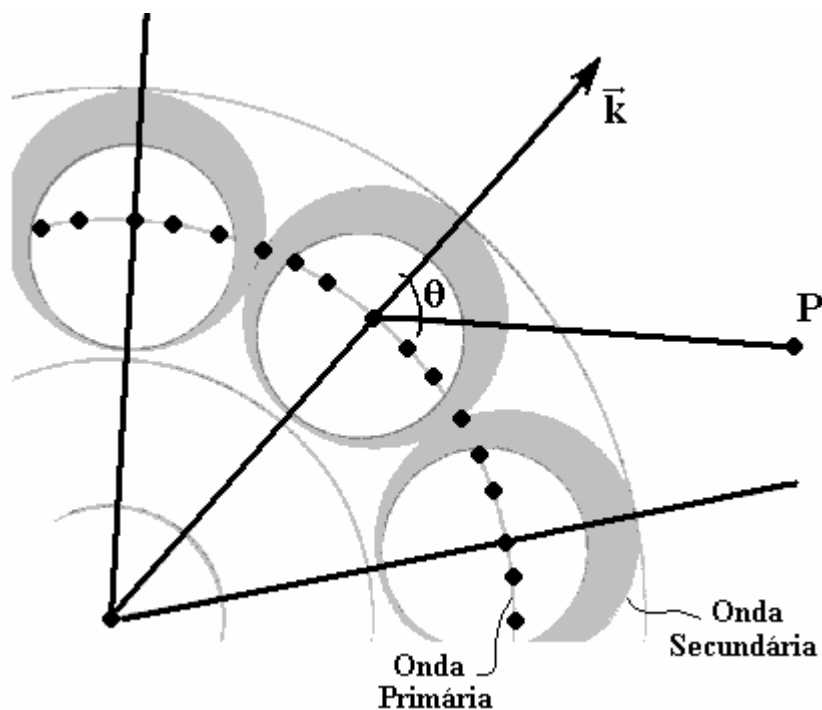


Figura 1: Onda primária e secundária da Difração de Fresnel.

Logo, observando-se a figura 1, percebe-se que o valor máximo de K é para $\theta = 0$, que se propaga para frente e que dispensa a onda para trás, uma vez que $K(\pi)=0$.

Examinando agora a propagação livre de uma esfera que se propaga com uma única frequência emitida por um ponto emissor S . Se o Princípio de Huygens-Fresnel está correto, deve-se obter uma adição de um pacote de ondas secundário chegando no ponto P , e assim obter uma onda primária desobstruída. Considerando a figura 2:

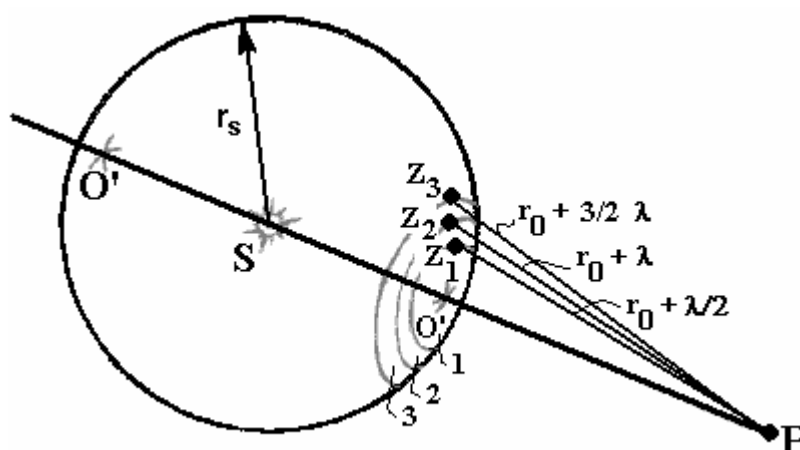


Figura 2: Superfície esférica e as definições para representação da onda harmônica.

A superfície da esfera é considerada à frente de onda primária em algum tempo t' depois de ter sido emitida em S com $t=0$. O distúrbio (B) que é uma função escalar, $B(r,t)$, é a solução da equação diferencial de onda, de raio r_s , pode ser representado por qualquer uma das expressões que descrevem uma onda harmônica esférica, por ex.:

$$B = \frac{\Gamma_0}{r_s} \cos(\omega t' - kr_s) \quad (2)$$

Γ_0 é a amplitude da onda não perturbada, r_s é o raio da onda, visto na figura 2.

Como ilustrado, dividiu-se à frente de ondas em um número de regiões anulares. Os contornos dessas regiões correspondem as interseções da frente de onda com uma série de esferas centradas em P de raio $r_0 + \frac{1}{2}$, $r_0 + 1$, $r_0 + \frac{3}{2}$ e assim por diante, chamadas de zonas de meio período de Fresnel. Observa-se que para um ponto secundário na zona 1, haverá um ponto emissor em uma zona adjacente provindo de P por uma quantidade de $\lambda/2$. Uma vez que cada zona pequena é finita em extensão, pode-se definir como um anel com um diferencial de área dS como pode ser visto na figura 3.

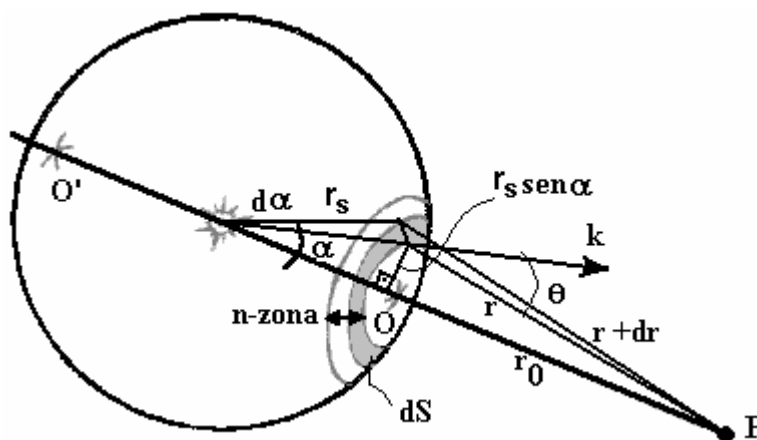


Figura 3: Diferencial de área da superfície esférica e parâmetros que descrevem a formulação.

Todos os pontos emissores de dS são coerentes, e assumindo que cada um radia em fase com a onda primária (equação (2)). Ainda, os pacotes de onda secundários viajam a uma distância r até o ponto P, em um tempo t , todos chegando com a mesma fase, $\omega t - k(r_s + r)$. A amplitude da onda primária em uma distância r_s de S é Γ_0/r_s . Assumindo que a energia do emissor por unidade de área Γ_A dos emissores secundários em dS é proporcional a Γ_0/r_s por uma constante X, isto é: $\Gamma_A = X \cdot \Gamma_0/r_s$. A contribuição para o distúrbio em P de um emissor secundário em dS é:

$$dB = K(q) \frac{\Gamma_A}{r} \cos(wt - k(r_s + r)) dS \quad (3)$$

O fator oblíquo varia pouco e pode ser assumido como constante sobre uma única zona de Fresnel. Para ter-se dS como função de r , começa-se por: $dS = r_s da 2p(r_s \text{ sen} a)$, que aplicando a lei dos co-senos: $r^2 = r_s^2 + (r_s + r_0)^2 - 2r_s(r_s + r_0) \cos a$, e em seguida derivando: $2r dr = 2r_s(r_s + r_0) \text{ sen} a da$, como r e r_0 são constantes. Fazendo uso de dj , acha-se a área dos elementos:

$$dS = 2p \frac{r_s}{r_s + r_0} r dr \quad (4)$$

O distúrbio que chega a P na n ésima zona é:

$$B_n = \frac{K_n(q) \cdot 2p \cdot \Gamma_A r_s}{r_s + r_0} \int_{r_{n-1}}^{r_n} \cos(wt - k(r_s + r)) dr \quad \text{logo:}$$

$$B_n = \frac{K_n(q) \cdot \Gamma_A r_s l}{r_s + r_0} \left[\text{sen}(wt - k(r_s + r)) \right]_{r=r_{n-1}}^{r=r_n} \quad \text{como } r_{n-1} = r_0 + \frac{(n-1)l}{2} \text{ e } r_n = r_0 + \frac{nl}{2}, \text{ a}$$

expressão se reduz:

$$B_n = (-1)^{n+1} \frac{2K_n(q) \cdot \Gamma_A r_s l}{r_s + r_0} \text{sen}(wt - k(r_s + r)) \quad (5)$$

Observa-se que a amplitude de E_n alterna-se entre valores positivos e negativos, dependendo de se n é par ou ímpar. Isso significa que a contribuição das zonas adjacente está fora de fase e se cancelam. É aqui que o fator oblíquo faz uma diferença crucial. Com o incremento de n , q aumenta e $K(q)$ decai, então essas contribuições sucessivas de fato não se cancelam completamente. É interessante notar que $B_n/K_n(q)$ é independente de qualquer posição variável. Entretanto, as áreas de cada zona são quase iguais, elas incrementam sensivelmente à medida que n aumenta, o que significa um incremento do número de emissores. Porém a distância média de cada zona com P também aumenta, então $B_n/K_n(q)$ permanece constante.

A soma do distúrbio em todas as m zonas em P é: $B = B_1 + B_2 + B_3 + \dots + B_m$. E uma vez que se alternam de sinal: $B = |B_1| - |B_2| + |B_3| - \dots \pm |B_m|$. (6)

Se m for ímpar a série pode ser reformulada de duas maneiras:

$$B = \frac{|B_1|}{2} + \left(\frac{|B_1|}{2} - |B_2| + \frac{|B_3|}{2} \right) + \left(\frac{|B_3|}{2} - |B_4| + \frac{|B_5|}{2} \right) + \mathbf{L} + \left(\frac{|B_{m-2}|}{2} - |B_{m-1}| + \frac{|B_m|}{2} \right) + \frac{|B_m|}{2} \quad (7)$$

ou

$$B = |B_1| - \frac{|B_2|}{2} - \left(\frac{|B_2|}{2} - |B_3| + \frac{|B_4|}{2} \right) - \left(\frac{|B_4|}{2} - |B_5| + \frac{|B_6|}{2} \right) + \mathbf{L} + \left(\frac{|B_{m-3}|}{2} - |B_{m-2}| + \frac{|B_{m-1}|}{2} \right) - \frac{|B_{m-1}|}{2} + |B_m| \quad (8)$$

Têm-se agora duas possibilidades: ou $|B_l|$ é grande se comparado com a média aritmética de seus dois vizinhos $|B_{n-1}|$ e $|B_{n+1}|$, ou é menor que a média. Essa é uma questão que realmente importa, pois diz respeito com a taxa de mudança de $K(q)$. Quando $|B_l| > (|B_{n-1}| + |B_{n+1}|)/2$, cada termo é negativo, seguindo então da equação(7):

$$B = \frac{|B_1|}{2} + \frac{|B_m|}{2} \quad (9)$$

e da equação (8):

$$B = |B_1| - \frac{|B_2|}{2} - \frac{|B_{m-1}|}{2} + |B_m| \quad (10)$$

Uma vez que o fator oblíquo varia entre 1 e 0 sobre todas as zonas, pode-se negligenciar a variação entre as zonas adjacentes, isto é, $|E_l| \approx |E_2|$ e $|E_{m-1}| \approx |E_m|$. A expressão (10), para o mesmo grau de aproximação torna-se:

$$E > \frac{|E_1|}{2} + \frac{|E_m|}{2} \quad (11)$$

Logo das equação (9) e (11): $E \approx \frac{|E_1|}{2} + \frac{|E_m|}{2}$ que é o mesmo resultado obtido quando $|B_l| < (|B_{n-1}| + |B_{n+1}|)/2$. Se o último termo, $|B_m|$, na série da equação 6 corresponde a

um termo par, o mesmo procedimento leva a: $B \approx \frac{|B_1|}{2} - \frac{|B_m|}{2}$

Fresnel supôs que o fator oblíquo era tal que a última zona contribuinte era onde $\theta = 90^\circ$, isto é: $K(q) = 0$ para $\pi/2 \leq |\theta| \leq \pi$. Nesse caso as equação anteriores se reduziriam a: $B \approx \frac{|B_1|}{2}$ quando $|B_m|$ vale zero, pois $K_m(p/2) = 0$. Alternativamente, usando o fator corrigido por Kirchhoff, dividindo-se toda a onda esférica em onda onde a última ou a m-ésima zona cerca O'.

Agora, aproximando-se q de π , $K_m(p) = 0$, $|B_m| = 0$, e mais uma vez $B \approx \frac{|B_1|}{2}$. O distúrbio gerado por toda à frente de onda desobstruída é aproximadamente igual à metade da contribuição da primeira zona.

Se a onda primária é para propagar-se simplesmente de S a P em um tempo t , ela teria a forma:

$$B = \frac{\Gamma_0}{r_s + r_0} \cos(\omega t - k(r_s + r_0)) \quad (12)$$

Agora, o distúrbio sintetizado para o segundo pacote de ondas, equação (5) e (12), é:

$$B_n = \frac{K_n(q) \cdot \Gamma_A r_s I}{r_s + r_0} \text{sen}(\omega t - k(r_s + r_0)) \quad (13)$$

Essas duas equações devem ser exatamente equivalentes. Para isso, deixa-se o fator oblíquo igual a um na direção frontal, $K_l(q) = 1$ (ao invés de $1/I$), que faz com que $X = 1/I$. Nesse caso, $\Gamma_A r_s I = \Gamma_0$, que é uma dimensão adequada. Tendo em mente que Γ_A é a energia do emissor do pacote secundário de ondas por unidade de área, sobre uma frente de ondas primária de raio r_s e Γ_0/r_s é a amplitude da onda primária $B_0(r_s)$, logo $\Gamma_A = B_0(r_s)/I$. Porém, existe ainda outro problema que é a diferença de fase de $\pi/2$ entre as equações (12) e (13). Isso pode ser explicado se voluntariamente assumir-se que o emissor secundário radia um quarto do comprimento de onda fora de fase com a onda primária.

Assim, faz-se necessário modificar o relato inicial do Princípio de Huygens-Fresnel, mas não deve desviar de usá-lo: Primeiramente a teoria de Huygens-Fresnel mostra-se como uma aproximação à formulação de Kirchhoff e não é meramente uma contribuição uma vez que leva ao mesmo resultado total, com exceção que está faltando à fase correta de $\pi/2$. Segundo, permite de uma maneira simples, prever com uma boa concordância com observações experimentais.

ANEXO 3 – RESOLUÇÃO DA INTEGRAL DE FRESNEL

Conforme, Kawai, 1981, $F^*(x)$, apresentada na equação 4.14, é expressa geralmente em termos da integral de Fresnel, e pode ser aproximada por uma expressão racional aproximada:

$$F^*(x) = e^{-j\frac{p}{4}\left[1-\frac{\sqrt{x}}{(x+1,4)}\right]} \begin{cases} \sqrt{px} \left(1 - \frac{\sqrt{x}}{(0,7\sqrt{x}+1,2)}\right) & \text{para } x < 0,8 \\ 1 - \frac{0,8}{(x+1,2)^2} & \text{para } x \geq 0,8 \end{cases} \quad (1)$$

Pode-se dizer que a equação (1) é idêntica a equação 4.14, pois a diferença da pressão sonora calculada pela equação (1) e a calculada pela equação 4.14 é sempre menor que 0,03 dB, o que em termos de ruído é desprezível.

Jonasson, 1972 (a), utiliza apenas o primeiro termo da expansão assintótica até o infinito da integral complexa de Fresnel. Haja visto que a equação:

$$f = \frac{e^{-j\frac{p}{4}} e^{jkR_1}}{\sqrt{p} kR_1} e^{-jx^2} F(x) \quad (2)$$

Quando expandida ao infinito resulta em:

$$f_\infty = \frac{-e^{j\frac{p}{4}} e^{jkR_1}}{2\sqrt{p} kR_1} \left(\frac{R_1}{2kr_e r_r}\right)^{1/2} \sec\left(\frac{q-q_0}{2}\right) \quad (3)$$

Ou quando $x \ll 1$:

$$f_0 = \frac{e^{j\frac{p}{4}} e^{j(kR_1-x^2)}}{\sqrt{p} kR_1} \left(\frac{\sqrt{p}}{2} e^{j\frac{p}{4}} - x\right) \quad (4)$$

Sendo: $R_1 = \sqrt{(r_e + r_r)^2 + (z_e - z_r)^2}$ e as variáveis dadas pela figura 1.

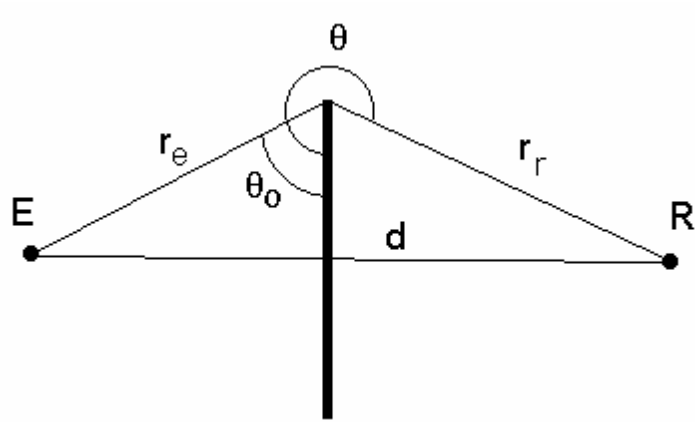


Figura 1: Definição das variáveis para a solução das equações de Jonasson, 1972 (a), e Defrance e Gabillet, 1999.

Defrance e Gabillet, 1999, contornam a aplicação da integral complexa de Fresnel utilizando uma aproximação analítica para a equação da atenuação pela difração proposta por MacDonald, 1915:

$$A_{Macd} = -20 \log_{10} \left(\frac{F(*\sqrt{px})}{\sqrt{p}} \right) \quad (5)$$

Sendo: $*\sqrt{x} = \text{sign}(x)\sqrt{|x|}$; N o número de Fresnel $N = \frac{r_e + r_r - d}{I/2}$; e a integral de Fresnel $F(x)$

dada por: $F(x) = \int_x^\infty e^{jt^2} dt$.

A solução analítica é então dada por:

$$A = \begin{cases} \Delta dif(N) = 0 & \text{para } -0,25 \leq N \\ \Delta dif(N) = 6 + 12*\sqrt{N} & \text{para } -0,25 \leq N < 0,25 \\ \Delta dif(N) = 8 + 8\sqrt{N} & \text{para } 0,25 \leq N < 1 \\ \Delta dif(N) = 16 + 10 \log_{10}(N) & \text{para } N \geq 1 \end{cases} \quad (6)$$

ANEXO 4 – CONDIÇÃO DE CONTINUIDADE:

Segundo Kawai, 1981, a condição necessária para a solução da equação de Kouyoumjian e Pathak (equação 4.9) é:

$$\frac{kr_e r_r}{L(r_e + r_r)} = kr_e r_r \cdot \text{sen} \frac{b}{(r_e + r_r)} \geq \frac{p}{4} \quad (1)$$

Agora, para uma cunha com ângulo externo, a condição pode ser reescrita como:

$$r_e \text{sen} b \geq \frac{r_e + r_r}{r_r} \frac{l}{8} \quad (2)$$

$$r_r \text{sen} b \geq \frac{r_e + r_r}{r_e} \frac{l}{8} \quad (3)$$

Sendo b , conforme a teoria de Keller, o ângulo entre a onda levemente difratada e a borda, conforme esquema da figura 1.

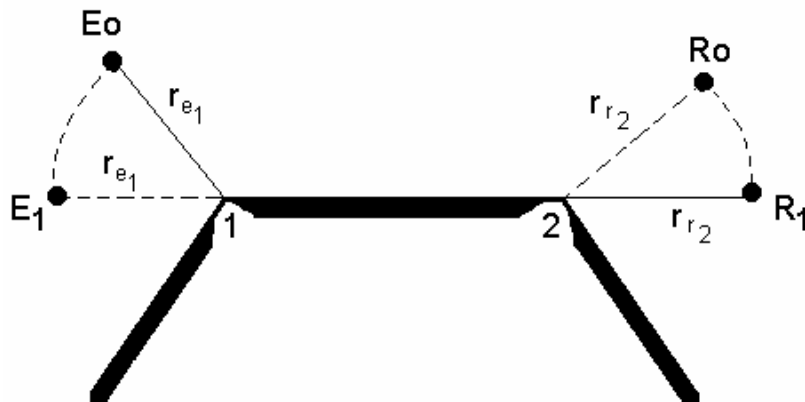


Figura 1: Pontos de recepção e emissão usados para o cálculo de duas difrações de uma borda que abrange a difração de dupla borda ϕ_{12}^d .

Agora, se $r_r \text{sen} b \geq r_e \text{sen} b \geq l/4$ então:

$$\frac{l}{4} \geq \frac{r_e + r_r}{r_r} \frac{l}{8} \quad (4)$$

e a equação (2) é satisfeita, similarmente, se $r_e \text{sen} b \geq r_r \text{sen} b \geq l/4$, a equação (3) é satisfeita.

Assim, acha-se que a condição da equação (1) é sempre satisfeita, provindo

$$r_e \text{sen} b, r_r \text{sen} b \geq \frac{l}{4} \quad (5)$$

que é uma expressão mais conveniente. Conseqüentemente, é evidente que a solução de Kouyoumjian e Pathak é aplicável e conveniente para quase todos os casos práticos de problemas de ruído.

Ainda, trabalhando-se com difração por múltiplas bordas, da condição (5), as equações 4.18 e 4.21 possuem um erro pequeno de aproximação se:

$$r_{e1} \text{sen} b_{12}, w_{12} \text{sen} b_{12}, r_{r2} \text{sen} b_{12} \geq \frac{l}{4} \quad (6)$$

Em que b_{12} é o ângulo entre o raio duplamente difratado e as bordas. Segundo Kawai, 1981, essa equação pode ser trocada por:

$$r_{e1} \text{sen} b_1, w_{12} \text{sen} b_1, w_{12} \text{sen} b_2, r_{r2} \text{sen} b_2 \geq \frac{l}{4}, \quad (7)$$

pois:

$$\text{sen} b_{12} \geq \text{sen} b_1, \text{sen} b_2 \quad (8)$$

Se o termo B nas equações. 4.18 e 4.21 é removido, V_1^d expressa a contribuição para a difração pela borda 1 quando o emissor está no ponto E_0 e o ponto receptor está em R_1 , como mostra a figura 2. V_2^d expressa a contribuição para a difração pela borda 2 quando o emissor está em E_1 e o receptor em R_0 .



Figura 2: Caso limite em que o emissor encontra-se no contorno da zona de sombra de uma difração de apenas uma única borda.

A continuidade no plano estendido no topo da barreira pode ser confirmada a seguir. Considerando-se a figura 2, quando o emissor encontra-se no plano do topo da barreira, $q_{e1} = u_1 p - p \pm e$ ($e > 0$) e $q_{r2} > p$, logo:

$$c_1^-(p) = 0 < c_2^-(q_2), \quad (9)$$

$$V_1^d \left\{ B \frac{r_{e1}(w_{12} + r_{r2})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}, \mathbf{p} \right\} = \mathbf{m} \frac{1}{2} + V_1^d \left\{ B \frac{r_{e1}(w_{12} + r_{r2})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}, \mathbf{p} \right\} \mathbf{m} \text{ para } \pm e \quad (10)$$

logo:

$$2 \frac{e^{jkL(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} V_2^d \left\{ \frac{r_{r2}(r_{e1} + w_{12})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}, \mathbf{q}_{r2} \right\} = \mathbf{f}_2^d \quad (11)$$

O campo total em R_0 é então:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}^d = \mathbf{h}(\pm e) \mathbf{f}_2^d + \mathbf{f}_{12}^d = \mathbf{f}_2^d \left\{ \frac{1}{2} + V_1^{d+} \left[B \frac{r_{e1}(w_{12} + r_{r2})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}, \mathbf{p} \right] \right\} \quad (12)$$



Figura 3: Caso limite em que o receptor encontra-se no contorno da zona de sombra de uma difração de apenas uma única borda.

Similarmente, quando o ponto receptor está muito próximo do plano do topo da barreira, $q_{r2} = p \mathbf{m} e$ e $q_{e1} < u_1 p - p$ como mostra a figura 3, então:

$$c_2^-(p) = 0 < c_1^-(u_1 p - q_{e1}) \quad (13)$$

$$V_2^d \left\{ B \frac{r_{e2}(w_{12} + r_{e1})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}, \mathbf{p} \right\} = \mathbf{m} \frac{1}{2} + V_2^d \left\{ B \frac{r_{r2}(w_{12} + r_{e1})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}, \mathbf{p} \right\} \mathbf{m} \text{ para } \pm e \quad (14)$$

Logo:

$$2 \frac{e^{jkL(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})} V_1^d \left\{ \frac{r_{e1}(r_{r2} + w_{12})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}, u_1 p - q_{e1} \right\} = \mathbf{f}_1^d \quad (15)$$

O campo total será então:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}^d = \mathbf{h}\{-\mathbf{m}e\} \mathbf{f}_1^d + \mathbf{f}_{12}^d = \mathbf{f}_1^d \left\{ \frac{1}{2} + V_2^{d+} \left[B \frac{r_{r2}(w_{12} + r_{e1})}{L(r_{e1} + w_{12} + r_{r2})}, \mathbf{p} \right] \right\} \quad (16)$$

Portanto, segundo Kawai, 1981, a precisão das equações 4.18 e 4.21 é confirmada com os dois casos limites descritos acima. Se contudo, $c_1^- = c_2^-$, as equações 4.24 e 4.27 não são idênticas, exceto para o caso em que $u_1 p = u_2 p$ e $r_{e1} = r_{r2}$. Todavia a diferença de nível entre as duas expressões é negligenciável. Por exemplo, se $u_1 p = u_2 p = 1,5p$, $r_{e1}, w_{12} > l/4$ e $0 \leq r_{r2} - r_{e1} < 1000.l$ a diferença de nível é menor que 0,1 dB.

No caso em que $u_2 p = p$, isto é, uma única borda, V_2^d nas equações 4.9, 4.18 e 4.21 reduzem-se a zero, tornando a equação 4.6 exata, ou seja: $f^d = f_1^d$.

ANEXO 5 – RESUMO DA NORMA ISO 9613

ISO 9613-2: 1996, *Attenuation of sound during propagation outdoors, Part 2. A general method of calculation.*

1 A Norma ISO 9613-2

A Norma ISO 9613, intitulada “*Attenuation of sound during propagation outdoors*”, é dividida em duas partes:

§ Parte 1: Calculation of the absorption of sound by the atmosphere,

§ Parte 2: General method of calculation

A primeira parte trata detalhadamente da atenuação sonora causada pela absorção atmosférica, e a segunda parte trata dos vários mecanismos de atenuação sonora durante sua propagação em um ambiente externo (difração, efeito do solo...).

O tratamento descrito na segunda parte fornece um método para o cálculo da atenuação sonora durante a propagação em ambiente externo, de modo empírico. A norma calcula o nível contínuo equivalente da pressão sonora obtido assumindo-se sempre uma condição meteorológica favorável para a propagação, sem considerar, turbulências ou outros efeitos. Assume-se ainda, um emissor pontual em bandas de oitava (com frequências nominais entre 63 Hz e 8 kHz). O método contém uma série de algoritmos em banda de oitava para o cálculo dos seguintes efeitos:

§ Atenuação por divergência geométrica;

§ Atenuação por absorção atmosférica;

§ Atenuação por efeito do terreno;

§ Reflexão por superfícies;

§ Atenuação pela presença de algum obstáculo.

E em seu apêndice contém uma série de simplificações para avaliar a atenuação da propagação quando o terreno atravessa:

§ Uma zona coberta de vegetação;

§ Uma zona industrial;

§ Uma zona urbana.

1.1 Descrição teórica do emissor

A ISO 9613-2 trabalha com um emissor pontual descrito de forma a transmitir um valor de diretividade e potência sonora em bandas de oitava (dB). Em particular:

- A potência sonora em banda de oitava (dB) é convencionalmente especificada em relação a uma potência sonora de referência de um picowatt; e o valor em banda de oitava compreendendo as frequências de 62,5Hz ; 125Hz; 250Hz; 500Hz; 1kHz; 2kHz; 4kHz; 8kHz.
- A diretividade é um termo que depende da frequência e da direção e representa a derivação do nível de pressão sonora em uma específica direção a respeito do nível produzido por um emissor omnidimensional.

A norma especifica a possibilidade de descrição do emissor quando em movimento. Com esse propósito a ISO 9613-2 especifica o emissor como estendido, ou uma parte estendida, podendo ser representada se:

- À distância do emissor pontual equivalente e o receptor é maior que o dobro da direção maior que o emissor estendido.

1.2 Equações básicas

As equações básicas para o modelo sonoro que a ISO 9613-2 utiliza é reportada no parágrafo 6 da norma:

$$L_p(f) = L_w(f) + D(f) - A(f)$$

Sendo:

- L_p : nível de pressão sonora em banda de oitava (dB) gerado por um emissor pontual no ponto p dado pelo emissor w na frequência f
- L_w : nível de potência sonora em banda de oitava na frequência f (dB) produzido pelo emissor w relativo a uma potência sonora de referência de um picowatt
- D : índice de direcionalidade do emissor w (dB)
- A : atenuação sonora em banda de oitava (dB) na frequência f durante a propagação do som do emissor w ao receptor p

O termo de atenuação A é expresso da seguinte forma:

$$A = A_{div} + A_{atm} + A_{gr} + A_{bar} + A_{misc}$$

Sendo:

- A_{div} : atenuação devida à divergência geométrica
- A_{atm} : atenuação devida à absorção atmosférica
- A_{gr} : atenuação devida ao efeito do solo
- A_{bar} : atenuação devida a uma barreira
- A_{misc} : atenuação devida a outros efeitos (descritos no apêndice da norma)

O valor total do nível sonoro na curva de ponderação A obtém-se somando as contribuições de todas as bandas de oitava dos emissores presentes, segundo a equação:

$$L_{AT}(dBA) = 10 \log \left(\sum_{i=1}^n \left(\sum_{j=1}^8 10^{0,1(L_p(ij)+A(j))} \right) \right)$$

Sendo:

- n : número de emissores
- j : índice que indica qual a frequência por banda de oitava de 63 Hz a 8 kHz
- A_f ; indica o coeficiente da curva de ponderação A

1.2.1 Divergência geométrica

A atenuação por divergência é calculada segundo a fórmula (par. 7.1 ISO 9613-2):

$$A_{div} = 20 \log \left(\frac{d}{d_0} \right) + 11 \quad dB$$

Sendo: d à distância entre o emissor e o receptor em metro e d_0 à distância de referência.

NOTA:

À distância de referência para o valor de emissão é de 1 metro.

1.2.2 Absorção atmosférica

A atenuação por absorção atmosférica é calculada pela fórmula (par. 7.2 ISO 9613-2):

$$A_{atm} = a \cdot d / 1000 \quad [dB/km]$$

Sendo que d representa a distância de propagação em metros e a representa o coeficiente de absorção atmosférica em decibel por quilômetro por banda de oitava segundo as tabelas a seguir (outras tabelas mais completas e com outras características podem ser encontradas na parte 1 da norma ISO 9613):

Umidade relativa do ar de 70%:

Temp(C)	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000(Hz)
10	0,122	0,411	1,04	1,93	3,66	9,66	32,8	117
20	0,089	0,339	1,13	2,80	4,98	9,02	22,9	76,6
30	0,0654	0,256	0,963	3,14	7,41	12,7	23,1	59,3

Temperatura do ar de 15° C

Uml(%)	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000(Hz)
20	0,272	0,647	1,22	2,70	8,17	28,2	88,8	202
50	0,142	0,479	1,22	2,24	4,16	10,8	36,2	129
80	0,0927	0,343	1,07	2,40	4,15	8,31	23,7	82,8

1.2.3 Efeito do Solo

A ISO 9613-2 descreve dois métodos para o cálculo da atenuação pela absorção do terreno.

Método completo

O método completo descrito no parágrafo 7.3.1, baseia-se na hipótese de que na condição meteorológica de propagação sonora prevista pela norma a atenuação devida à interferência do solo realiza-se principalmente em duas áreas limitadas uma próxima ao emissor e outra próxima o receptor. A equação utilizada é a seguinte:

$$A_{gr} = A_s + A_r + A_m$$

Sendo:

- A_s , atenuação calculada na região do emissor
- A_r : atenuação calculada na região do receptor
- A_m : atenuação calculada na região do meio (ponto onde tanto o emissor quanto o receptor não exercem efeitos)

A tabela seguinte reporta o esquema de cálculo descrito na norma:

Hz	A_s, A_r (dB)	A_m (dB)
63	-1,5	$-3q$
125	$-1,5+G\alpha(h)$	$-3q(1-Gm)$
250	$-1,5+G\beta(h)$	$-3q(1-Gm)$
500	$-1,5+G\gamma(h)$	$-3q(1-Gm)$
1000	$-1,5+G\delta(h)$	$-3q(1-Gm)$
2000	$-1,5(1-G)$	$-3q(1-Gm)$
4000	$-1,5(1-G)$	$-3q(1-Gm)$
8000	$-1,5(1-G)$	$-3q(1-Gm)$

Sendo:

$$a(h) = 1,5 + 3 \cdot e^{-0,12(h-5)^2} (1 - e^{-d/50}) + 5,7 \cdot e^{-0,09h^2} (1 - e^{-2,8 \cdot 10^{-6} \cdot d^2})$$

$$b(h) = 1,5 + 8,6 \cdot e^{-0,09h^2} (1 - e^{-d/50})$$

$$c(h) = 1,5 + 14 \cdot e^{-0,46h^2} (1 - e^{-d/50})$$

$$d(h) = 1,5 + 5 \cdot e^{-0,9h^2} (1 - e^{-d/50})$$

- h : no cálculo de A_s representa a altura do emissor ao solo, e no cálculo de A_r representa a altura do receptor ao solo.
- d : é a projeção do plano da distância em metros entre o emissor e o receptor
- q : se $d \leq 30 \cdot (h_s + h_r)$ o termo q vale 0 caso contrário $q = 1 - \frac{30(h_s + h_r)}{d}$
- G : Fator do solo, valor que descreve a propriedade acústica do terreno sendo 0 (solo rígido) e 1 (solo poroso).

NOTA:

Este método só é aplicável em terrenos planos.

Método alternativo para terreno plano ou não

Em caso de um terreno não plano a ISO 9613-2 (par. 7.3.2) fornece um método simplificado que calcula a atenuação devida ao solo ponderada na A (e não em banda de oitava):

$$A_{gr} = 4,8 - (2h_m / d)(17 + 300 / d) \quad dB$$

Sendo:

- h_m : altura média do raio de propagação em metros
- d : distância entre o emissor e o receptor

- **NOTA:**

O método só é aplicável quando na propagação sobre um terreno poroso ou cujo terreno prevaleça à parte porosa.

1.2.4 Obstáculos

A condição para considerar um obstáculo segue o seguinte esquema:

- A densidade superficial do obstáculo deve ser maior ou igual a 10 kg/m².
- O obstáculo deve possuir uma superfície uniforme e compacta.
- A dimensão horizontal do obstáculo normal ao raio sonoro é maior que o comprimento da onda da banda nominal

O modelo de cálculo para resultar em um valor para a difração pela borda superior horizontal segue a equação:

$$A_{bar} = D_z - A_{gr}$$

Sendo:

- D_z : atenuação da barreira em banda de oitava
- A_{gr} : atenuação do terreno sem a presença da barreira

Tenha-se presente que:

- A atenuação provocada pela barreira conta com o efeito do solo: quando em presença de uma barreira não se calcula o efeito do solo.
- Para grandes distâncias e para barreiras altas o cálculo descrito não é confirmado quanto a sua validade.
- Considera-se apenas o percurso principal.

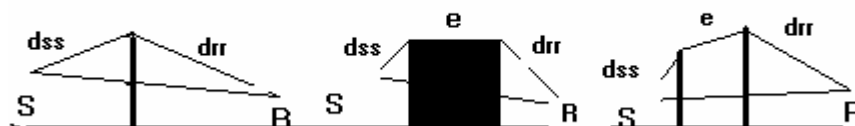
A equação que descreve o efeito da difração é:

$$D_z = 10 \log(3 + (C_2 / I) \cdot C_3 \cdot z \cdot K_{met}) \quad dB$$

Sendo:

- C_2 : fator igual a 20
- C_3 : fator = 1 em caso de uma única barreira e em caso de múltiplas barreiras

$$C_3 = (1 + (5I / e)^2) / (1/3 + (5I / e)^2)$$
- I : comprimento de onda
- z : diferença entre o percurso direto do raio sonoro e o percurso difratado calculado conforme a figura seguinte.
- K_{met} : correção meteorológica dada por $K_{met} = \exp(-(1/2000) \sqrt{d_{ss} d_{sr} d / (2z)})$
- e : distância entre as barreiras para o caso de múltipla difração.



Deve-se levar em conta que:

- O cálculo por banda de oitava vem com uma limitação de 20 dB em caso de difração por uma única barreira e de 25 dB em caso de difração dupla.
- Em caso de múltiplas barreiras a ISO 96113-2 sugere utilizar a equação para um caso de barreira dupla considerando apenas as difrações significativas.

1.2.5 Efeitos adicionais

Os efeitos adicionais são descritos no apêndice da ISO 9613-2 e consideram um percurso de propagação sonoro de um raio curvado com um arco de 5 km.

Tal percurso é típico das condições meteorológicas assumidas pela ISO 9613-2.

Os efeitos são descritos como:

- A_{fol} : atenuação devida à propagação através de vegetações.
- A_{site} : atenuação pela propagação através de um sítio industrial.
- A_{hous} : atenuação pela propagação através de uma zona urbana.

NOTA:

O fato que uma dada zona apresente uma cota média superior à cota entre o emissor e o receptor não significa necessariamente que tal zona será atravessada pelo raio sonoro: o caminho curvado considerado pela ISO 9613 pode atravessar uma zona maior que a zona cujos efeitos são considerados.

**Atenuação devida à propagação através de vegetações**

A atenuação devida à vegetação é muito limitada e se verifica apenas quando a vegetação é muito densa a ponto de bloquear a visão. A atenuação se verifica não necessitando da presença do emissor ou do receptor e é dada pela seguinte tabela:

	Distância (m)							
	Atenuação (dB)							
Frequência	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000
$10 \leq d \leq 20$	0	0	1	1	1	1	2	3

	Distância (m)							
	Atenuação (dB/m)							
$20 \leq d \leq 200$	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,08	0,09	0,12

Para valores superiores a 200 m assume-se como $d = 200\text{m}$.

Atenuação pela propagação através de um sítio industrial

A atenuação é linearmente proporcional à distância do percurso curvo d que atravessa o sítio industrial conforme a seguinte tabela:

Frequência (Hz)	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000 (Hz)
Atenuação (dB/m)	0	0,015	0,025	0,025	0,02	0,02	0,015	0,015

Observações:

- Tal atenuação não deve superar 10 dB.

- Não se deve mesclar os efeitos, isto é, não se deve inserir uma barreira na zona sonora considerada.

Atenuação pela propagação através de uma zona urbana

A atenuação pela propagação através de uma zona urbana é calculada pela seguinte fórmula:

$$A_{hous} = 0,1 \cdot B \cdot d$$

sendo:

B : a densidade de edifícios.

d : distância do raio curvo que atravessa a zona edificada.

Observações:

- O valor da atenuação não deve superar 10 dB.
- Se o valor de atenuação do solo calculado como em um caso sem a presença das edificações é maior que A_{hous} adota-se a atenuação do solo.

ANEXO 6 – MODELOS DE MAIS DE UM PARÂMETRO PARA O CÁLCULO DA IMPEDÂNCIA

- Segundo Ögren e Jonasson, 1998, o modelo de um parâmetro de Dalany e Bazley pode ser expandido para uma situação onde um material poroso é suportado por uma superfície muito dura, tendo-se um modelo de 2 parâmetros, dado por:

$$Z = \frac{1}{Y} = Z_{\infty} \cdot j \cdot \cot(L \cdot k) \quad (1)$$

Sendo: Z_{∞} a impedância dada pelo modelo de um parâmetro de Delany e Bazley; L a espessura da camada poroso e k dado por:

$$k = \frac{2pf}{c_0} \left[1 + 10,8 \cdot \left(\frac{1000f}{s} \right)^{0,70} + j \cdot 10,3 \cdot \left(\frac{1000f}{s} \right)^{0,59} \right] \quad (2)$$

- Outro modelo que utiliza dois parâmetros para o cálculo da impedância (Z) refere-se à resistividade do fluido (σ) e a razão efetiva da mudança de porosidade com a profundidade, sendo esse proposto por Attenborough, 1985 e dado por:

$$Z = \frac{1}{Y} = 0,218 * (1 + j) * \sqrt{\frac{s_e}{f}} + 9,74 * j * \frac{a_e}{f} \quad (3)$$

Sendo : $s_e = s_f^2 * \frac{s}{\Omega(0)}$; s_f o fator da razão de forma dos poros e varia entre 0,6 e 1; a_e a

razão efetiva da mudança de porosidade com a profundidade $a_e = \frac{n'a}{\Omega(0)}$ $[m^{-1}]$; n' o fator

de forma dos grãos (para partículas esféricas $n' = 0,1$, para solos comuns $n' = 1$); $\Omega(0)$ a porosidade do solo.

- Attenborough, 1985, elaborou ainda modelos mais complexos e subseqüentemente mais precisos como o modelo de quatro parâmetros em que além da resistividade do fluido

levados em conta ainda o fator de forma dos grãos (n'), a porosidade do solo (Ω) e o fator da razão de forma dos poros (s_f):

$$Z = \frac{1}{Y} = \frac{w p_b(w)}{r_0 c_0 k_b} \quad (4)$$

Sendo: k_b o número de onda normalizado que é dado por:

$$k_b^2 = q^2 \frac{1 + 2(g-1)(P_r^{1/2} l \sqrt{j})^{-1} * T(P_r^{1/2} l \sqrt{j})}{1 - 2(l \sqrt{j})^{-1} * T(l \sqrt{j})} \quad (5)$$

P_r é o número de Prandtl; $q^2 = \Omega^{-n'}$; $T(x) = \frac{J_1(x)}{J_0(x)}$; $J_1(x)$ e $J_0(x)$ são as funções de Bessel;

g é o calor específico do ar = 1,4; $l = \frac{1}{s_f} \sqrt{\frac{8r_0 q^2 w}{\Omega s}}$; r_0 é a densidade adiabática do ar; c_0 é a

velocidade do ar em ambiente homogêneo ;

$$p_b(w) = \frac{q^2 r_0}{\Omega} \left(1 - 2(l \sqrt{j})^{-1} * T(l \sqrt{j}) \right)^{-1} \quad (6)$$

- Além desses modelos, Atenborough, 1992, caracterizou a impedância do solo por um modelo de dois parâmetros que levam em conta a resistividade do fluido (σ) e a espessura da camada (j).

$$Z = \frac{1}{Y} = 0,4342(1+j) \sqrt{\frac{s}{f}} + j.9,6485 \frac{j}{f} \quad (7)$$

Sendo que valores convenientes para a velocidade do som (340 m/s), densidade do ar (1,20413 kg/m³) e coeficiente de calor específico (1,4021) foram utilizados. Aqui, j , que denota a razão da diminuição exponencial da porosidade com a profundidade, é interpretado como $2 / d_e$, sendo d_e a espessura efetiva da camada porosa de porosidade constante em um revestimento duro.

ANEXO 7 – ABSORÇÃO ATMOSFÉRICA

A energia sonora é dissipada pelo ar por dois mecanismos principais:

- Perdas de viscosidade devido a fricção entre as moléculas de ar que resultam em geração de calor (chamada de absorção clássica);
- Processos de relaxação – a energia sonora é momentaneamente absorvida pelas moléculas de ar fazendo-as vibrar e rotacionar. Essas moléculas então re-radiam o som em um instante depois (como pequenas câmara de eco) que podem interferir no som [Lamancusa, 2000].

Esses mecanismos foram exaustivamente estudados, quantificados de forma empírica e codificados em normas internacionais para o cálculo: ANSI S1-26:1995, ou ISO 9613-1:1996.

O coeficiente de absorção do ar a , em decibel por metro, pode ser calculado como uma função da frequência f (Hz), temperatura T (K) e concentração molar do vapor de água h (%) por:

$$a = 8,686f^2 \left\{ \left[1,84 \times 10^{-11} \left(\frac{p_a}{p_r} \right)^{-1} \left(\frac{T}{T_r} \right)^{\frac{1}{2}} \right] + \left(\frac{T}{T_r} \right)^{-\frac{5}{2}} \times \left[0,01275 \cdot e^{-\frac{2239,1}{T}} \frac{F_{r,O}}{F_{r,O}^2 + f^2} + 0,1068 \cdot e^{-\frac{3352,0}{T}} \frac{F_{r,N}}{F_{r,N}^2 + f^2} \right] \right\} \quad (1)$$

Sendo: $F_{r,O}$ a frequência de relaxação do oxigênio (Hz) e $F_{r,N}$ a frequência de relaxação do nitrogênio (Hz), ambas dadas por:

$$F_{r,O} = \frac{p_a}{p_r} \left\{ 24 + \left[\frac{(4,04 \times 10^4 h)(0,02 + h)}{0,391 + h} \right] \right\} \quad (2)$$

e

$$F_{r,N} = \frac{p_a}{p_r} \left(\frac{T}{T_r} \right)^{-\frac{1}{2}} \left\{ 9 + 280 \cdot h \cdot e^{\left(-4,17 \left[\left(\frac{T}{T_r} \right)^{\frac{-1}{3}} - 1 \right] \right)} \right\} \quad (3)$$

p_r é a pressão atmosférica de referência no nível do mar, ou seja: $p_r = 101,325$ kPa; T_r é a temperatura de referência do ar, mais especificamente 20°C , ou seja $T_r = 293,15$ K; p_a é a pressão atmosférica do ambiente (kPa); f é a frequência da onda sonora (Hz); T é a temperatura da atmosfera do ambiente (K); h é a concentração molar de vapor de água (%).

Para o cálculo da atenuação, em decibéis por metro, devido a absorção atmosférica, para uma dada distância de propagação de uma pressão sonora de frequência de tom puro, é dado por [ANSI S1.26, 1995]:

$$\begin{aligned} A^{atm}(f) &= -10 \log \left(\frac{P_{receptor}^2}{P_{emissor}^2} \right) \\ &= -10 \log \left(e^{-0,1151a \cdot r_i} \right)^2 \\ &= a \cdot r_i \end{aligned} \quad (4)$$

O mecanismo predominante da absorção é proporcional ao quadrado da frequência. O efeito da vibração de relaxação depende na frequência de relaxação dos constituintes do gás (Oxigênio e Nitrogênio) e é altamente dependente da umidade relativa.

ANEXO 8 – LISTAGEM DO PROGRAMA

O programa listado a seguir refere-se a uma barreira espessa ou não para o caso bidimensional, escrito na linguagem do software comercial *Maple*[®].

Modelo Heurístico Modificado - 2D:

Cálculo para atmosfera não homogênea e barreiras com duas bordas (**barreiras espessas**).

> restart;
> with(linalg): with(plots):

Entrada de Dados:

> h:=4.9: **Altura da barreira**

> w12:=0.001: **Espessura da barreira**

Coordenadas dos pontos E (emissor) e R (receptor):

coordenadas de E:

> x1:=10:

> y1:=0:

> z1:=0.7:

coordenadas de R:

> x2:=-30:

> y2:=0.0:

> z2:=1.5:

> sigma:=20e3: **Resistividade do fluido (solo).**

> a:= 0.0150; **Gradiente de velocidade sonora (m).**

> T:=19.6549: **Temperatura do ar em ° C.**

> c0:=sqrt(401.8*(273.15+T)); **Velocidade do som no ar (m/s).**

> hr:=60: **Umidade relativa do ar (%)**

> pa:=101.325: **Pressão atmosférica em kPa - usualmente 1 atm.**

> nu1b:=2:

> nu2b:=3/2:

f:=[63,80,100,125,160,200,250,315,400,500,630,800,1000,1250,1600,2000,2500,3150,4000,5000,6300,8000]: **Frequências de 1/3 de oitava**

> Digits:=16: **Definição do número de dígitos utilizados no programa para cálculo.**

Cálculo do caminho perpendicular... (modelo baseado na teoria de difração de Keller e mo Modelo Heurístico)

Caminho livre:

Distâncias Lineares:

> d0:=sqrt((x1-x2)^2+(y1-y2)^2+(z1-z2)^2); **Dist. linear entre E e R**

> di:=sqrt((x1-x2)^2+(y1-y2)^2+(-z1-z2)^2); **Dist linear. entre E' e R**

> x3:=w12/2; x4:=-w12/2;

> tw12:=w12/c0;

Distâncias não lineares:

> be:=sqrt(z1/a *(2+a*z1));

> br:=sqrt(z2/a *(2+a*z2));

> for n from 0 to 3 do

> dist[n]:=n*(n+1

) $x^4 - (2^n + 1)(x_1 - x_2)x^3 + (br^2 + (2^{n^2} - 1)be^2 + (x_1 - x_2)^2)x^2 - (2^{n-1})be^2(x_1 - x_2)x + n(n-1)be^4 = 0$:

> Result[n]:=solve(dist[n],x):

> end do:

A equação acima é resolvida para $n = 0, 1, 2, 3 \dots$ até não existir solução real, ou para $0 < x < d$.

> for n from 0 to 3 do

> N[n,1]:=Result[n]:

> end do:

> M:=N[1,1];

> d:=Re(M[2]); **é a distância do ponto de reflexão a partir do emissor, que no caso é só uma.**

> nr:=1: Coloque aqui o número de reflexões!

Variáveis para o cálculo do tempo e comprimento antes do raio tocar o solo:

> psi1:=arctan(((a*d)/2) + ((z1*(2+a*z1))/(2*d)));

> R1:=evalf((1/(a*cos(psi1)) * (arcsin((1+a*z1)*cos(psi1)) -Pi/2 +psi1)));

> f0:=(1+sqrt(1-(cos(psi1)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(psi1)^2)));

> fz1:=(1+sqrt(1-((1+a*z1)^2)*(cos(psi1)^2))) / (1-sqrt(1-((1+a*z1)^2)*(cos(psi1)^2)));

> t2:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz1);

Variáveis para o cálculo do tempo e o comprimento após do raio tocar o solo:

> psi2:=arctan(((a*((x1-x2)-d))/2) + ((z2*(2+a*z2))/(2*((x1-x2)-d))));

> R2:=evalf((1/(a*cos(psi2)) * (arcsin((1+a*z2)*cos(psi2)) -Pi/2 +psi2)));

> f0:=(1+sqrt(1-(cos(psi2)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(psi2)^2)));

> fz2:=(1+sqrt(1-((1+a*z2)^2)*(cos(psi2)^2))) / (1-sqrt(1-((1+a*z2)^2)*(cos(psi2)^2)));

> t1:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz2);

Resultado final do comprimento do raio e seu respectivo tempo de propagação:

> t20:=t1+t2;

> r20:=R1+R2;

Variáveis para o cálculo do tempo e o comprimento do raio que não toca o solo:

> Dm:=sqrt((x1-x2)^2);

> zr:=sqrt((z1-z2)^2);

> psi:= arctan(a*Dm/2 + (zr*(2+a*zr)/(2*Dm)));

> r10:=evalf((1/(a*cos(psi)) * (arcsin((1+a*zr)*cos(psi)) -Pi/2 +psi)));

> f0:=(1+sqrt(1-(cos(psi)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(psi)^2)));

> fz1:=(1+sqrt(1-((1+a*(z1-z2))^2)*(cos(psi)^2))) / (1-sqrt(1-((1+a*(z1-z2))^2)*(cos(psi)^2)));

> t10:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz1);

Ângulo de reflexão no solo:

> psi0:=arctan(((a*d)/2) + ((z2*(2+a*z2))/(2*d)));

> Theta00:=Re(evalf(Pi/2 - psi0));

Caminho - 1

Emissor-barreira:

> psi1 := arctan(a*(x1-x3)/2+(h-z1)*(2+a*(h-z1))/(2*(x1-x3)));

> re[1]:=evalf((1/(a*cos(psi1)) * (arcsin((1+a*(h-z1))*cos(psi1)) -Pi/2 +psi1)));

> f0:=(1+sqrt(1-(cos(psi1)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(psi1)^2)));

> fz1:=(1+sqrt(1-((1+a*(h-z1))^2)*(cos(psi1)^2))) / (1-sqrt(1-((1+a*(h-z1))^2)*(cos(psi1)^2)));

> te[1]:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz1);

Barreira-receptor:

> psi2 := arctan(a*(-x2+x4)/2+(h-z2)*(2+a*(h-z2))/(2*(-x2+x4)));

```

> rr[1]:=evalf((1/(a*cos(psi2)) * ( arcsin((1+a*(h-z2))*cos(psi2)) -Pi/2 +psi2 )));
> f0:=(1+sqrt(1-(cos(psi2)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(psi2)^2)));
> fz2:=(1+sqrt(1-((1+a*(h-z2))^2)*(cos(psi2)^2))) / (1-sqrt(1-((1+a*(h-z2))^2)*(cos(psi2)^2)));
> tr[1]:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz2);

```

Outros dados necessários:

```

> L[1]:=evalf(sqrt((re[1]+rr[1]+w12)^2));
> t[1]:=tr[1]+te[1];
> d[1]:=d0;

```

Ângulos...

```

> theta11b[1]:=evalf( Pi/2 - arccos(cos(psi1)*(1+a*(h-z1))));
> theta21b[1]:=evalf( 3*Pi/2 + arccos(cos(psi2)*(1+a*(h-z2))));
> theta12b[1]:=evalf( Pi/2 - arccos(cos(psi1)*(1+a*(h-z1))));
> theta22b[1]:=evalf( Pi + arccos(cos(psi2)*(1+a*(h-z2))));

```

Caminho - 2

Emissor-barreira:

```

> be:=sqrt(z1/a *(2+a*z1));
> bh:=sqrt(h/a *(2+a*h));
> for n from 0 to 3 do
> dist[n]:=n*(n+1)
)*x^4 -(2*n+1)*(x1-x3)*x^3 +(bh^2+(2*n^2-1)*be^2 +(x1-x3)^2)*x^2 -(2*n-1)*be^2 *(x1-x3)*x + n*(n-1)*be^4=0:
> Result[n]:=solve(dist[n],x):
> end do:

```

A equação acima é resolvida para $n = 0, 1, 2, 3 \dots$ até não existir solução real, ou para $0 < x < d$.

```

> for n from 0 to 3 do
> N[n,1]:=Result[n]:
> end do:
> M:=N[1,1];

```

> d:=Re(M[2]); **é a distância do ponto de reflexão a partir do emissor, que no caso é só uma.**

Variáveis para o cálculo do tempo e comprimento antes do raio tocar o solo:

```

> psi1:=arctan( ((a*d)/2) + ((z1*(2+a*z1))/(2*d)) );
> R1:=evalf((1/(a*cos(psi1)) * ( arcsin((1+a*z1)*cos(psi1)) -Pi/2 +psi1 )));
> f0:=(1+sqrt(1-(cos(psi1)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(psi1)^2)));
> fz1:=(1+sqrt(1-((1+a*z1)^2)*(cos(psi1)^2))) / (1-sqrt(1-((1+a*z1)^2)*(cos(psi1)^2)));
> t2:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz1);

```

Variáveis para o cálculo do tempo e o comprimento após do raio tocar o solo:

```

> psi12:=arctan( ((a*((x1-x3)-d))/2) + ((h*(2+a*h))/(2*((x1-x3)-d))) );
> R2:=evalf((1/(a*cos(psi12)) * ( arcsin((1+a*h)*cos(psi12)) -Pi/2 +psi12 )));
> f0:=(1+sqrt(1-(cos(psi12)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(psi12)^2)));
> fh:=(1+sqrt(1-((1+a*h)^2)*(cos(psi12)^2))) / (1-sqrt(1-((1+a*h)^2)*(cos(psi12)^2)));
> t1:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fh);

```

Resultado final do comprimento do raio e seurespectivo tempo de propagação:

```

> te[2]:=t1+t2;
> re[2]:=R1+R2;

```

Barreira-receptor:

```

> psi2 := arctan(a*(-x2+x4)/2+(h-z2)*(2+a*(h-z2))/(2*(-x2+x4)));
> rr[2]:=evalf((1/(a*cos(psi2)) * ( arcsin((1+a*(h-z2))*cos(psi2)) -Pi/2 +psi2 )));

```

```

> f0:=(1+sqrt(1-(cos(ψ2)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(ψ2)^2)));
> fz2:=(1+sqrt(1-((1+a*(h-z2))^2)*cos(ψ2)^2))/(1-sqrt(1-((1+a*(h-z2))^2)*cos(ψ2)^2));
> tr[2]:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz2);

```

Outros dados necessários:

```

> L[2]:=evalf(sqrt((re[2]+rr[2]+w12)^2));
> t[2]:=tr[2]+te[2];
> d[2]:=di;

```

Ângulos...

```

> theta11b[2]:=evalf( Pi/2 - arccos(cos(ψ2)*(1+a*h)));
> theta21b[2]:=evalf( 3*Pi/2 + arccos(cos(ψ2)*(1+a*(h-z2))));
> theta12b[2]:=evalf( Pi/2 - arccos(cos(ψ2)*(1+a*h)));
> theta22b[2]:=evalf( Pi + arccos(cos(ψ2)*(1+a*(h-z2))));
> Theta02:=evalf(Pi/2 - ψ2);

```

Caminho - 3

Emissor-barreira:

```

> ψ1 := arctan(a*(x1-x3)/2+(h-z1)*(2+a*(h-z1))/(2*(x1-x3)));
> re[3]:=evalf((1/(a*cos(ψ1)) * ( arcsin((1+a*(h-z1))*cos(ψ1)) -Pi/2 +ψ1) ));
> f0:=(1+sqrt(1-(cos(ψ1)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(ψ1)^2)));
> fz1:=(1+sqrt(1-((1+a*(h-z1))^2)*cos(ψ1)^2))/(1-sqrt(1-((1+a*(h-z1))^2)*cos(ψ1)^2));
> te[3]:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz1);

```

Barreira-receptor:

```

> br:=sqrt(z2/a *(2+a*z2));
> bh:=sqrt(h/a *(2+a*h));
> for n from 0 to 3 do
> dist[n]:=n*(n+1
)*x^4 -(2*n+1)*(-x2+x4)*x^3 +(bh^2+(2*n^2-1)*be^2 +(-x2+x4)^2)*x^2 -(2*n-1)*be^2 *(-
x2+x4)*x + n*(n-1)*be^4=0:
> Result[n]:=solve(dist[n],x):
> end do:

```

A equação acima é resolvida para $n = 0, 1, 2, 3 \dots$ até não existir solução real, ou para $0 < x < d$.

```

> for n from 0 to 3 do

```

```

> N[n,1]:=Result[n]:

```

```

> end do:

```

```

> M:=N[1,1];

```

```

> d:=Re(M[2]); é a distância do ponto de reflexão a partir do receptor, que no caso é só uma.

```

Variáveis para o cálculo do tempo e comprimento após o raio tocar o solo:

```

> ψ22:=arctan( ((a*d)/2) + ((z2*(2+a*z2))/(2*d)) );
> R2:=evalf((1/(a*cos(ψ22)) * ( arcsin((1+a*z2)*cos(ψ22)) -Pi/2 +ψ22) ));
> f0:=(1+sqrt(1-(cos(ψ22)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(ψ22)^2)));
> fz1:=(1+sqrt(1-((1+a*z2)^2)*cos(ψ22)^2)) / (1-sqrt(1-((1+a*z2)^2)*cos(ψ22)^2));
> t2:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fz1);

```

Variáveis para o cálculo do tempo e o comprimento antes do raio tocar o solo:

```

> ψ21:=arctan( ((a*((-x2+x4)-d))/2) + ((h*(2+a*h))/(2*((-x2+x4)-d))) );
> R1:=evalf((1/(a*cos(ψ21)) * ( arcsin((1+a*h)*cos(ψ21)) -Pi/2 +ψ21) ));
> f0:=(1+sqrt(1-(cos(ψ21)^2))) / (1-sqrt(1-(cos(ψ21)^2)));
> fh:=(1+sqrt(1-((1+a*h)^2)*cos(ψ21)^2)) / (1-sqrt(1-((1+a*h)^2)*cos(ψ21)^2));
> t1:=(1/(2*a*c0)) *log(f0/fh);

```

Resultado final do comprimento do raio e seurespectivo tempo de propagação:

```
> tr[3]:=t1+t2;
> rr[3]:=R1+R2;
```

Outros dados necessários:

```
> L[3]:=evalf(sqrt((re[3]+rr[3]+w12)^2));
> t[3]:=tr[3]+te[3];
> d[3]:=di;
```

Ângulos...

```
> theta11b[3]:=evalf( Pi/2 - arccos(cos(psi1)*(1+a*(h-z1))));
> theta21b[3]:=evalf( 3*Pi/2 + arccos(cos(psi21)*(1+a*(h))));
> theta12b[3]:=evalf( Pi/2 - arccos(cos(psi1)*(1+a*(h-z1))));
> theta22b[3]:=evalf( Pi + arccos(cos(psi21)*(1+a*(h))));
> Theta03:=evalf(Pi/2 - psi22);
```

Caminho - 4

Emissor-barreira e barreira-receptor:

```
> re[4]:=re[2];
> rr[4]:=rr[3];
> te[4]:=te[2];
> tr[4]:=tr[3];
```

Outros dados necessários:

```
> L[4]:=evalf(sqrt((re[4]+rr[4]+w12)^2));
> t[4]:=tr[4]+te[4];
> d[4]:=d0;
```

Ângulos...

```
> theta11b[4]:=theta11b[2];
> theta21b[4]:=theta21b[3];
> theta12b[4]:=theta12b[2];
> theta22b[4]:=theta22b[3];
```

Coeficiente de reflexão esférico

```
> for n from 1 to 22 do
```

Admitância Y

```
> Z:=evalf(1+9.08*(1000*f[n]/sigma)^(-0.75)+11.9*(1000*f[n]/sigma)^(-0.73));
```

Impedância

```
> Y:=1/Z;
```

```
> k:=evalf(2*Pi*f[n]/c0);
```

Coeficiente de Reflexão caminho 2:

```
> q:=evalf(sqrt(l*k*re[2]/2)*(Y+cos(Theta02)));
```

```
> F:=evalf(1+l*sqrt(Pi)*q*exp(-q^2)*erfc(-l*q));
```

```
> R:=evalf((cos(Theta02)-Y)/(cos(Theta02)+Y)); R é o coeficiente de reflexão plano
```

```
> Q2[n]:=evalf(R+(1-R)*F); Q2 é o coeficiente de reflexão esférico para o caminho 2
```

Coeficiente de Reflexão caminho 3:

```
> q:=evalf(sqrt(l*k*rr[3]/2)*(Y+cos(Theta03)));
```

```
> F:=evalf(1+l*sqrt(Pi)*q*exp(-q^2)*erfc(-l*q));
```

```
> R:=evalf((cos(Theta03)-Y)/(cos(Theta03)+Y)); R é o coeficiente de reflexão plano
```

```
> Q3[n]:=evalf(R+(1-R)*F); Q3 é o coeficiente de reflexão esférico para o caminho 3
```

Coeficiente de Reflexão caminho 4:

```
> Q4[n]:=Q2[n]*Q3[n];
```

Coeficiente de Reflexão caminho livre:

```
> q:=evalf(sqrt(l*k*di/2)*(Y+cos(Theta00)));
```

```
> F:=evalf(1+l*sqrt(Pi)*q*exp(-q^2)*erfc(-l*q));
```

```

> R:=evalf((cos(Theta00)-Y)/(cos(Theta00)+Y)); R é o coeficiente de reflexão plano
> Q0[n]:=evalf(R+(1-R)*F); Q0 é o coeficiente de reflexão esférico para propagação livre
> end do:

```

Campo sonoro livre com a reflexão do solo

Modelo Heurístico L'Espérance, et al., 1992, eq. 25. No caso se está considerando apenas 2 raios - o direto e o refletido.

Coeficiente de Absorção Atmosférica - ISO 9613-1 ou ANSI S1.26

```

> pr:=101.325: T0:=293.15: Pressão e temperatura de referência
> C:=-6.8346*(273.16/(T+273.15))^1.261 +4.6151:
> h:=hr*(10^C)/(pa/pr): Concentração molar de vapor d'água
> frO:=(pa/pr)*(24 + 4.04*(10^4)*h*((0.02+h)/(0.391+h))): freq. de relaxação do oxigênio - Hz
> frN:=(pa/pr) * (1/sqrt((T+273.15)/T0)) * (9 + 280*h*exp( -4.170*(((T+273.15)/T0)^(-1/3)-1) ) ) ): freqüência de relaxação do nitrogênio - Hz
> for i from 1 to 22 do Coeficiente de atenuação em decibéis por metro:
> alpha1:=evalf(1.84*10^(-11)*(pr/pa)*sqrt((T+273.15)/T0));
> alpha21:=evalf(0.01275*exp(-2239.1/(T+273.15))*(frO+(f[i]^2 /frO))^(-1));
> alpha22:=evalf(0.1068*exp(-3352/(T+273.15))*(frN+(f[i]^2 /frN))^(-1));
> alpha2:=evalf(((T+273.15)/T0)^(-5/2) *(alpha21+alpha22));
> alpha[i]:=evalf(8.686*f[i]^2*(alpha1+alpha2))*100; (dB/100m)
> end do:
> alpha[13];
> for i from 1 to 22 do
> A10[i]:=10^(r10*alpha[i]/2000);
> A20[i]:=10^(r20*alpha[i]/2000);
> end do:
> for i from 1 to 22 do
> phi0[i]:=evalf((A10[i])^2 /(r10^2) +((A20[i])^2 *(Q0[i])^2)/(r20^2)+2*(A10[i]*A20[i]*sqrt(Q0[i]^2))/(r10*r20) *cos(2*Pi*f[i]*(t20-t10)+argument(Q0[i])));
> end do:
> phi0[13];

```

Difração 1 borda

Difração Caminho 1

Thetas:

```

> Theta2:=evalf(theta21b[1]-theta11b[1]);
> Theta1:=evalf(theta21b[1]+theta11b[1]);

```

Condições de N:

Valores positivos:

```

> Condic1:=(nu1b*Pi-Pi);
> if (evalf(Theta1 <= Condic1)) then Np:=0 else Np:=1 end if;

```

Valores negativos:

```

> Condic2:=evalf(Pi-nu1b*Pi);
> Condic3:=evalf(nu1b*Pi+Pi);
> if (evalf(Theta2 < Condic2)) then Nn:=-1 end if;
> if (Theta2 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn:=0 end if;

```



```
> if (evalf(Theta2 > Condic3)) then Nn:=1 end if;
```

A:

```
> A:=(te[1]*tr[1])/(te[1]+tr[1]);
```

X:

```
> for i from 1 to 22 do
> Xp[i]:=2*f[i]*A*(cos((2*Np*nu1b*Pi-Theta1)/2))^2;
> Xn[i]:=2*f[i]*A*(cos((2*Nn*nu1b*Pi-Theta2)/2))^2;
> end do;
```

B:

```
> B:=1;
```

F*(x):

```
> for i from 1 to 22 do
> xp[i]:=B*Xp[i];
> xn[i]:=B*Xn[i];
> fxp[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp[i])/(sqrt(Pi)));
> xip[i]:=-2*I*sqrt(xp[i])*exp(-I*xp[i]);
> Fxp[i]:=evalf(xip[i]*fxp[i]);
> fxn[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn[i])/(sqrt(Pi)));
> xin[i]:=-2*I*sqrt(xn[i])*exp(-I*xn[i]);
> Fxn[i]:=evalf(xin[i]*fxn[i]);
> end do;
```

V:

Parte do emissor (1):

```
> for i from 1 to 22 do
> yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(2*Pi*f[i]*B*A)*1/(2*nu1b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta1)/(2*nu1b)));
> Vdp[i]:=yx1[i]*yz*Fxp[i];
> end do;
```

Parte do receptor (2):

```
> for i from 1 to 22 do
> yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(2*Pi*f[i]*B*A)*1/(2*nu1b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta2)/(2*nu1b)));
> Vdn[i]:=yx2[i]*yz*Fxn[i];
> end do;
```

Onda Difrutada:

na direção de 1-2, ou seja, emissor-receptor:

```
> for i from 1 to 22 do
> V1b1[i]:=evalf(Vdp[i]+Vdn[i]);
> end do;
```

Difração Caminho 2

Thetas:

```
> Theta2:=evalf(theta21b[2]-theta11b[2]);
> Theta1:=evalf(theta21b[2]+theta11b[2]);
```

Condições de N:

Valores positivos:

```
> Condic1:=(nu1b*Pi-Pi);
> if (evalf(Theta1 <= Condic1)) then Np:=0 else Np:=1 end if;
```

Valores negativos:

```
> Condic2:=evalf(Pi-nu1b*Pi);
> Condic3:=evalf(nu1b*Pi+Pi);
> if (evalf(Theta2 < Condic2)) then Nn:=-1 end if;
> if (Theta2 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn:=0 end if;
> if (evalf(Theta2 > Condic3)) then Nn:=1 end if;
```

A:

```
> A:=(te[2]*tr[2])/(te[2]+tr[2]);
```

X:

```
> for i from 1 to 22 do
> Xp[i]:=2*f[i]*A*(cos((2*Np*nu1b*Pi-Theta1)/2))^2;
> Xn[i]:=2*f[i]*A*(cos((2*Nn*nu1b*Pi-Theta2)/2))^2;
> end do;
```

B:

```
> B:=1;
```

F*(x):

```
> for i from 1 to 22 do
> xp[i]:=B*Xp[i];
> xn[i]:=B*Xn[i];
> fxp[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp[i])/(sqrt(Pi))):
> xip[i]:=-2*I*sqrt(xp[i])*exp(-I*xp[i]);
> Fxp[i]:=evalf(xip[i]*fxp[i]);
> fxn[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn[i])/(sqrt(Pi))):
> xin[i]:=-2*I*sqrt(xn[i])*exp(-I*xn[i]);
> Fxn[i]:=evalf(xin[i]*fxn[i]);
> end do;
```

V:

Parte do emissor (1):

```
> for i from 1 to 22 do
> yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(2*Pi*f[i]*B*A)*1/(2*nu1b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta1)/(2*nu1b)));
> Vdp[i]:=yx1[i]*yz*Fxp[i];
> end do;
```

Parte do receptor (2):

```
> for i from 1 to 22 do
> yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(2*Pi*f[i]*B*A)*1/(2*nu1b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta2)/(2*nu1b)));
> Vdn[i]:=yx2[i]*yz*Fxn[i];
> end do:
```

Onda Difrataada:

na direção de 1-2, ou seja, emissor-receptor:

```
> for i from 1 to 22 do
> V1b2[i]:=evalf( Vdp[i]+Vdn[i] );
> end do:
```

Difração Caminho 3

Thetas:

```
> Theta2:=evalf(theta21b[3]-theta11b[3]);
> Theta1:=evalf(theta21b[3]+theta11b[3]);
```

Condições de N:

Valores positivos:

```
> Condic1:=(nu1b*Pi-Pi);
> if (evalf(Theta1 <= Condic1)) then Np:=0 else Np:=1 end if;
```

Valores negativos:

```
> Condic2:=evalf(Pi-nu1b*Pi);
> Condic3:=evalf(nu1b*Pi+Pi);
> if (evalf(Theta2 < Condic2)) then Nn:=-1 end if;
> if (Theta2 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn:=0 end if;
> if (evalf(Theta2 > Condic3)) then Nn:=1 end if;
```

A:

```
> A:=(te[3]*tr[3])/(te[3]+tr[3]);
```

X:

```
> for i from 1 to 22 do
> Xp[i]:=2*f[i]*A*(cos((2*Np*nu1b*Pi-Theta1)/2))^2;
> Xn[i]:=2*f[i]*A*(cos((2*Nn*nu1b*Pi-Theta2)/2))^2;
> end do:
```

B:

```
> B:=1;
```

F*(x):

```
> for i from 1 to 22 do
> xp[i]:=B*Xp[i];
> xn[i]:=B*Xn[i];
> fxp[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp[i])/(sqrt(Pi))):
> xip[i]:=-2*I*sqrt(xp[i])*exp(-I*xp[i]);
> Fxp[i]:=evalf(xip[i]*fxp[i]);
> fxn[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn[i])/(sqrt(Pi)))-
```

```

1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn[i])/(sqrt(Pi))):
> xin[i]:=-2*I*sqrt(xn[i])*exp(-I*xn[i]):
> Fxn[i]:=evalf(xin[i]*fxn[i]);
> end do:

```

V:

Parte do emissor (1):

```

> for i from 1 to 22 do
> yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(2*Pi*f[i]*B*A)*1/(2*nu1b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta1)/(2*nu1b)));
> Vdp[i]:=yx1[i]*yz*Fxp[i];
> end do:

```

Parte do receptor (2):

```

> for i from 1 to 22 do
> yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(2*Pi*f[i]*B*A)*1/(2*nu1b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta2)/(2*nu1b)));
> Vdn[i]:=yx2[i]*yz*Fxn[i];
> end do:

```

Onda Difrataada:

na direção de 1-2, ou seja, emissor-receptor:

```

> for i from 1 to 22 do
> V1b3[i]:=evalf( Vdp[i]+Vdn[i] );
> end do:

```

Difração Caminho 4

Thetas:

```

> Theta2:=evalf(theta21b[4]-theta11b[4]);
> Theta1:=evalf(theta21b[4]+theta11b[4]);

```

Condições de N:

Valores positivos:

```

> Condic1:=(nu1b*Pi-Pi);
> if (evalf(Theta1 <= Condic1)) then Np:=0 else Np:=1 end if;

```

Valores negativos:

```

> Condic2:=evalf(Pi-nu1b*Pi);
> Condic3:=evalf(nu1b*Pi+Pi);
> if (evalf(Theta2 < Condic2)) then Nn:=-1 end if;
> if (Theta2 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn:=0 end if;
> if (evalf(Theta2 > Condic3)) then Nn:=1 end if;

```

A:

```

> A:=(te[4]*tr[4])/(te[4]+tr[4]);

```

X:

```

> for i from 1 to 22 do
> Xp[i]:=2*f[i]*A*(cos((2*Np*nu1b*Pi-Theta1)/2))^2;
> Xn[i]:=2*f[i]*A*(cos((2*Nn*nu1b*Pi-Theta2)/2))^2;
> end do:

```

B:

```

> B:=1:

```

F*(x):

```

> for i from 1 to 22 do
> xp[i]:=B*Xp[i];
> xn[i]:=B*Xn[i];
> fxp[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp[i])/(sqrt(Pi)));
> xip[i]:=-2*I*sqrt(xp[i])*exp(-I*xp[i]);
> Fxp[i]:=evalf(xip[i]*fxp[i]);
> fxn[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn[i])/(sqrt(Pi)));
> xin[i]:=-2*I*sqrt(xn[i])*exp(-I*xn[i]);
> Fxn[i]:=evalf(xin[i]*fxn[i]);
> end do:

```

V:

Parte do emissor (1):

```

> for i from 1 to 22 do
> yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(2*Pi*f[i]*B*A)*1/(2*nu1b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta1)/(2*nu1b)));
> Vdp[i]:=yx1[i]*yz*Fxp[i];
> end do:

```

Parte do receptor (2):

```

> for i from 1 to 22 do
> yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(2*Pi*f[i]*B*A)*1/(2*nu1b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta2)/(2*nu1b)));
> Vdn[i]:=yx2[i]*yz*Fxn[i];
> end do:

```

Onda Difrada:

na direção de 1-2, ou seja, emissor-receptor:

```

> for i from 1 to 22 do
> V1b4[i]:=evalf(Vdp[i]+Vdn[i]);
> end do:

```

Difração 2 bordas**Difração Caminho 1****Thetas:**

```

> Theta2:=theta22b[1];
> Theta1:=evalf(3*Pi/2 -theta12b[1]);

```

Condições de N:

Valores positivos:

```

> Condic1:=(nu2b*Pi-Pi);
> if (evalf(Theta1 <= Condic1)) then Np1:=0 else Np1:=1 end if;
> if (evalf(Theta2 <= Condic1)) then Np2:=0 else Np2:=1 end if;

```

Valores negativos:

```

> Condic2:=evalf(Pi-nu2b*Pi);
> Condic3:=evalf(nu2b*Pi+Pi);
> if (evalf(Theta1 < Condic2)) then Nn1:=-1 end if;
> if (Theta1 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn1:=0 end if;

```

```

> if (evalf(Theta1 > Condic3)) then Nn1:=1 end if;
> if (evalf(Theta2 < Condic2)) then Nn2:=-1 end if;
> if (Theta2 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn2:=0 end if;
> if (evalf(Theta2 > Condic3)) then Nn2:=1 end if;

```

Deltas:

```

> delta1:=te[1]*(tr[1]+tw12)/(te[1]+tw12+tr[1]);
> delta2:=tr[1]*(te[1]+tw12)/(te[1]+tr[1]+tw12);

```

X:

```

> for i from 1 to 22 do
> Xp1[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta1*(cos((2*Np1*nu2b*Pi-Theta1)/2))^2);
> Xn1[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta1*(cos((2*Nn1*nu2b*Pi-Theta1)/2))^2);
> end do:
> for i from 1 to 22 do
> Xp2[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta2*(cos((2*Np2*nu2b*Pi-Theta2)/2))^2);
> Xn2[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta2*(cos((2*Nn2*nu2b*Pi-Theta2)/2))^2);
> end do:

```

Upsilon:

```

> for i from 1 to 22 do
> if Xn1[i] > Xn2[i] then
> upsilon1[i]:=1:
upsilon2[i]:=w12*(w12+re[1]+rr[1])/((w12+re[1])*(w12+rr[1]));
> else
upsilon1[i]:=w12*(w12+re[1]+rr[1])/((w12+re[1])*(w12+rr[1]));
> upsilon2[i]:=1:
> end if:
> end do:

```

F*(X):

```

> for i from 1 to 22 do
> xp1[i]:=upsilon1[i]*Xp1[i];
> xn1[i]:=upsilon1[i]*Xn1[i];
> fxp1[i]:=evalf(1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp1[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp1[i])/(sqrt(Pi)))):
> xip1[i]:=evalf(-2*I*sqrt(xp1[i])*exp(-I*xp1[i]));
> Fxp1[i]:=evalf(xip1[i]*fxp1[i]);
> fxn1[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn1[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn1[i])/(sqrt(Pi))):
> xin1[i]:=-2*I*sqrt(xn1[i])*exp(-I*xn1[i]);
> Fxn1[i]:=evalf(xin1[i]*fxn1[i]);
> end do:
> for i from 1 to 22 do
> xp2[i]:=upsilon2[i]*Xp2[i];
> xn2[i]:=upsilon2[i]*Xn2[i];
> fxp2[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp2[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp2[i])/(sqrt(Pi))):
> xip2[i]:=-2*I*sqrt(xp2[i])*exp(-I*xp2[i]);
> Fxp2[i]:=evalf(xip2[i]*fxp2[i]);
> fxn2[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn2[i])/(sqrt(Pi)))-

```

```

1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn2[i])/(sqrt(Pi))):
> xin2[i]:=-2*I*sqrt(xn2[i])*exp(-I*xn2[i]);
> Fxn2[i]:=evalf(xin2[i]*fxn2[i]);
> end do:

```

Vd:

Parte do emissor (1):

```

> B1:=((tw12*te[1]))/(te[1]+tw12);
> for i from 1 to 22 do
yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B1)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta1)/(2*nu2b)));
> Vdp1[i]:=yx1[i]*yz*Fxp1[i];
> end do:

```

> for i from 1 to 22 do

```

yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B1)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta1)/(2*nu2b)));
> Vdn1[i]:=yx1[i]*yz*Fxn1[i];
> end do:

```

Parte do receptor (2):

```

> B2:=(te[1]*(tw12+tr[1]))/(te[1]+tr[1]+tw12);
> for i from 1 to 22 do
yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B2)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta2)/(2*nu2b)));
> Vdp2[i]:=yx2[i]*yz*Fxp2[i];
> end do:

```

> for i from 1 to 22 do

```

yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B2)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta2)/(2*nu2b)));
> Vdn2[i]:=yx2[i]*yz*Fxn2[i];
> end do:

```

Onda Duplamente Difrata:

na direção emissor-receptor:

```

> for i from 1 to 22 do
> Vd1[i]:=Vdp1[i]+Vdn1[i];
> Vd2[i]:=Vdp2[i]+Vdn2[i];
> V2b1[i]:=2*Vd1[i]*Vd2[i];
> end do:

```

Difração Caminho 2**Thetas:**

```

> Theta2:=theta22b[2];
> Theta1:=evalf(3*Pi/2 -theta12b[2]);

```

Condições de N:

Valores positivos:

```

> Condic1:=(nu2b*Pi-Pi);
> if (evalf(Theta1 <= Condic1)) then Np1:=0 else Np1:=1 end if;
> if (evalf(Theta2 <= Condic1)) then Np2:=0 else Np2:=1 end if;

```

Valores negativos:

```

> Condic2:=evalf(Pi-nu2b*Pi);
> Condic3:=evalf(nu2b*Pi+Pi);
> if (evalf(Theta1 < Condic2)) then Nn1:=-1 end if;
> if (Theta1 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn1:=0 end if;

```

```

> if (evalf(Theta1 > Condic3)) then Nn1:=1 end if;
> if (evalf(Theta2 < Condic2)) then Nn2:=-1 end if;
> if (Theta2 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn2:=0 end if;
> if (evalf(Theta2 > Condic3)) then Nn2:=1 end if;

```

Deltas:

```

> delta1:=te[2]*(tr[2]+tw12)/(te[2]+tw12+tr[2]);
> delta2:=tr[2]*(te[2]+tw12)/(te[2]+tr[2]+tw12);

```

X:

```

> for i from 1 to 22 do
> Xp1[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta1*(cos((2*Np1*nu2b*Pi-Theta1)/2))^2);
> Xn1[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta1*(cos((2*Nn1*nu2b*Pi-Theta1)/2))^2);
> end do:
> for i from 1 to 22 do
> Xp2[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta2*(cos((2*Np2*nu2b*Pi-Theta2)/2))^2);
> Xn2[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta2*(cos((2*Nn2*nu2b*Pi-Theta2)/2))^2);
> end do:

```

Upsilon:

```

> for i from 1 to 22 do
> if Xn1[i] > Xn2[i] then
> upsilon1[i]:=1:
upsilon2[i]:=w12*(w12+re[2]+rr[2])/((w12+re[2])*(w12+rr[2]));
> else
upsilon1[i]:=w12*(w12+re[2]+rr[2])/((w12+re[2])*(w12+rr[2]));
> upsilon2[i]:=1:
> end if:
> end do:

```

F*(X):

```

> for i from 1 to 22 do
> xp1[i]:=upsilon1[i]*Xp1[i];
> xn1[i]:=upsilon1[i]*Xn1[i];
> fxp1[i]:=evalf(1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp1[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp1[i])/(sqrt(Pi)))):
> xip1[i]:=evalf(-2*I*sqrt(xp1[i])*exp(-I*xp1[i]));
> Fxp1[i]:=evalf(xip1[i]*fxp1[i]);
> fxn1[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn1[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn1[i])/(sqrt(Pi))):
> xin1[i]:=-2*I*sqrt(xn1[i])*exp(-I*xn1[i]);
> Fxn1[i]:=evalf(xin1[i]*fxn1[i]);
> end do:
> for i from 1 to 22 do
> xp2[i]:=upsilon2[i]*Xp2[i];
> xn2[i]:=upsilon2[i]*Xn2[i];
> fxp2[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp2[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp2[i])/(sqrt(Pi))):
> xip2[i]:=-2*I*sqrt(xp2[i])*exp(-I*xp2[i]);
> Fxp2[i]:=evalf(xip2[i]*fxp2[i]);
> fxn2[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn2[i])/(sqrt(Pi)))-

```



```

1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn2[i])/(sqrt(Pi))):
> xin2[i]:=-2*I*sqrt(xn2[i])*exp(-I*xn2[i]);
> Fxn2[i]:=evalf(xin2[i]*fxn2[i]);
> end do:

```

Vd:

Parte do emissor (1):

```

> B1:=((tw12*te[2]))/(te[2]+tw12);
> for i from 1 to 22 do
yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B1)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta1)/(2*nu2b)));
> Vdp1[i]:=yx1[i]*yz*Fxp1[i];
> end do:

```

> for i from 1 to 22 do

```

yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B1)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta1)/(2*nu2b)));
> Vdn1[i]:=yx1[i]*yz*Fxn1[i];
> end do:

```

Parte do receptor (2):

```

> B2:=(te[2]*(tw12+tr[2]))/(te[2]+tr[2]+tw12);
> for i from 1 to 22 do
yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B2)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta2)/(2*nu2b)));
> Vdp2[i]:=yx2[i]*yz*Fxp2[i];
> end do:

```

> for i from 1 to 22 do

```

yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B2)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta2)/(2*nu2b)));
> Vdn2[i]:=yx2[i]*yz*Fxn2[i];
> end do:

```

Onda Duplamente Difrata:

na direção emissor-receptor:

```

> for i from 1 to 22 do
> Vd1[i]:=Vdp1[i]+Vdn1[i];
> Vd2[i]:=Vdp2[i]+Vdn2[i];
> V2b2[i]:=2*Vd1[i]*Vd2[i];
> end do:

```

Difração Caminho 3**Thetas:**

```

> Theta2:=theta22b[3];
> Theta1:=evalf(3*Pi/2 -theta12b[3]);

```

Condições de N:

Valores positivos:

```

> Condic1:=(nu2b*Pi-Pi);
> if (evalf(Theta1 <= Condic1)) then Np1:=0 else Np1:=1 end if;
> if (evalf(Theta2 <= Condic1)) then Np2:=0 else Np2:=1 end if;

```

Valores negativos:

```

> Condic2:=evalf(Pi-nu2b*Pi);
> Condic3:=evalf(nu2b*Pi+Pi);
> if (evalf(Theta1 < Condic2)) then Nn1:=-1 end if;
> if (Theta1 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn1:=0 end if;

```

```

> if (evalf(Theta1 > Condic3)) then Nn1:=1 end if;
> if (evalf(Theta2 < Condic2)) then Nn2:=-1 end if;
> if (Theta2 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn2:=0 end if;
> if (evalf(Theta2 > Condic3)) then Nn2:=1 end if;

```

Deltas:

```

> delta1:=te[3]*(tr[3]+tw12)/(te[3]+tw12+tr[3]);
> delta2:=tr[3]*(te[3]+tw12)/(te[3]+tr[3]+tw12);

```

X:

```

> for i from 1 to 22 do
> Xp1[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta1*(cos((2*Np1*nu2b*Pi-Theta1)/2))^2);
> Xn1[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta1*(cos((2*Nn1*nu2b*Pi-Theta1)/2))^2);
> end do:
> for i from 1 to 22 do
> k[i]:=evalf(2*Pi*f[i]/c0);
> Xp2[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta2*(cos((2*Np2*nu2b*Pi-Theta2)/2))^2);
> Xn2[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta2*(cos((2*Nn2*nu2b*Pi-Theta2)/2))^2);
> end do:

```

Upsilon:

```

> for i from 1 to 22 do
> if Xn1[i] > Xn2[i] then
> upsilon1[i]:=1:
upsilon2[i]:=w12*(w12+re[3]+rr[3])/((w12+re[3])*(w12+rr[3]));
> else
upsilon1[i]:=w12*(w12+re[3]+rr[3])/((w12+re[3])*(w12+rr[3]));
> upsilon2[i]:=1:
> end if:
> end do:

```

F*(X):

```

> for i from 1 to 22 do
> xp1[i]:=upsilon1[i]*Xp1[i];
> xn1[i]:=upsilon1[i]*Xn1[i];
> fxp1[i]:=evalf(1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp1[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp1[i])/(sqrt(Pi))):
> xip1[i]:=evalf(-2*I*sqrt(xp1[i])*exp(-I*xp1[i]));
> Fxp1[i]:=evalf(xip1[i]*fxp1[i]);
> fxn1[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn1[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn1[i])/(sqrt(Pi))):
> xin1[i]:=-2*I*sqrt(xn1[i])*exp(-I*xn1[i]);
> Fxn1[i]:=evalf(xin1[i]*fxn1[i]);
> end do:
> for i from 1 to 22 do
> xp2[i]:=upsilon2[i]*Xp2[i];
> xn2[i]:=upsilon2[i]*Xn2[i];
> fxp2[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp2[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp2[i])/(sqrt(Pi))):
> xip2[i]:=-2*I*sqrt(xp2[i])*exp(-I*xp2[i]);
> Fxp2[i]:=evalf(xip2[i]*fxp2[i]);
> fxn2[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-

```

```

1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn2[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn2[i])/(sqrt(Pi))):
> xin2[i]:=-2*I*sqrt(xn2[i])*exp(-I*xn2[i]):
> Fxn2[i]:=evalf(xin2[i]*fxn2[i]);
> end do:

```

Vd:

Parte do emissor (1):

```

> B1:=(tw12*te[3])/(te[3]+tw12);
> for i from 1 to 22 do
yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B1)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta1)/(2*nu2b)));
> Vdp1[i]:=yx1[i]*yz*Fxp1[i];
> end do:
> for i from 1 to 22 do
yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B1)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta1)/(2*nu2b)));
> Vdn1[i]:=yx1[i]*yz*Fxn1[i];
> end do:

```

Parte do receptor (2):

```

> B2:=(te[3]*(tw12+tr[3])/(te[3]+tr[3]+tw12);
> for i from 1 to 22 do
yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B2)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta2)/(2*nu2b)));
> Vdp2[i]:=yx2[i]*yz*Fxp2[i];
> end do:
> for i from 1 to 22 do
yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B2)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta2)/(2*nu2b)));
> Vdn2[i]:=yx2[i]*yz*Fxn2[i];
> end do:

```

Onda Duplamente Difrata:

na direção emissor-receptor:

```

> for i from 1 to 22 do
> Vd1[i]:=Vdp1[i]+Vdn1[i];
> Vd2[i]:=Vdp2[i]+Vdn2[i];
> V2b3[i]:=2*Vd1[i]*Vd2[i];
> end do:

```

Difração Caminho 4**Thetas:**

```

> Theta2:=theta22b[4];
> Theta1:=evalf(3*Pi/2 -theta12b[4]);

```

Condições de N:

Valores positivos:

```

> Condic1:=(nu2b*Pi-Pi);
> if (evalf(Theta1 <= Condic1)) then Np1:=0 else Np1:=1 end if;
> if (evalf(Theta2 <= Condic1)) then Np2:=0 else Np2:=1 end if;

```

Valores negativos:

```

> Condic2:=evalf(Pi-nu2b*Pi);
> Condic3:=evalf(nu2b*Pi+Pi);

```

```

> if (evalf(Theta1 < Condic2)) then Nn1:=-1 end if;
> if (Theta1 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn1:=0 end if;
> if (evalf(Theta1 > Condic3)) then Nn1:=1 end if;
> if (evalf(Theta2 < Condic2)) then Nn2:=-1 end if;
> if (Theta2 >= Condic2 and Theta2 <= Condic3) then Nn2:=0 end if;
> if (evalf(Theta2 > Condic3)) then Nn2:=1 end if;

```

Deltas:

```

> delta1:=te[4]*(tr[4]+tw12)/(te[4]+tw12+tr[4]);
> delta2:=tr[4]*(te[4]+tw12)/(te[4]+tr[4]+tw12);

```

X:

```

> for i from 1 to 22 do
> Xp1[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta1*(cos((2*Np1*nu2b*Pi-Theta1)/2))^2);
> Xn1[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta1*(cos((2*Nn1*nu2b*Pi-Theta1)/2))^2);
> end do;
> for i from 1 to 22 do
> k[i]:=evalf(2*Pi*f[i]/c0);
> Xp2[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta2*(cos((2*Np2*nu2b*Pi-Theta2)/2))^2);
> Xn2[i]:=evalf(4*Pi*f[i]*delta2*(cos((2*Nn2*nu2b*Pi-Theta2)/2))^2);
> end do;

```

Upsilon:

```

> for i from 1 to 22 do
> if Xn1[i] > Xn2[i] then
> upsilon1[i]:=1:
upsilon2[i]:=w12*(w12+re[4]+rr[4])/((w12+re[4])*(w12+rr[4]));
> else
upsilon1[i]:=w12*(w12+re[4]+rr[4])/((w12+re[4])*(w12+rr[4]));
> upsilon2[i]:=1:
> end if;
> end do;

```

F*(X):

```

> for i from 1 to 22 do
> xp1[i]:=upsilon1[i]*Xp1[i];
> xn1[i]:=upsilon1[i]*Xn1[i];
> fxp1[i]:=evalf(1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp1[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp1[i])/(sqrt(Pi))):
> xip1[i]:=evalf(-2*I*sqrt(xp1[i])*exp(-I*xp1[i]));
> Fxp1[i]:=evalf(xip1[i]*fxp1[i]);
> fxn1[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn1[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn1[i])/(sqrt(Pi))):
> xin1[i]:=-2*I*sqrt(xn1[i])*exp(-I*xn1[i]);
> Fxn1[i]:=evalf(xin1[i]*fxn1[i]);
> end do;
> for i from 1 to 22 do
> xp2[i]:=upsilon2[i]*Xp2[i];
> xn2[i]:=upsilon2[i]*Xn2[i];
> fxp2[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xp2[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xp2[i])/(sqrt(Pi))):
> xip2[i]:=-2*I*sqrt(xp2[i])*exp(-I*xp2[i]);

```

```

> Fxp2[i]:=evalf(xip2[i]*fxp2[i]);
> fxn2[i]:=1/4*sqrt(2)*sqrt(Pi)+1/4*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)-
1/2*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelC(sqrt(2)*sqrt(xn2[i])/(sqrt(Pi)))-
1/2*I*sqrt(2)*sqrt(Pi)*FresnelS(sqrt(2)*sqrt(xn2[i])/(sqrt(Pi)));
> xin2[i]:=-2*I*sqrt(xn2[i])*exp(-I*xn2[i]);
> Fxn2[i]:=evalf(xin2[i]*fxn2[i]);
> end do:

```

Vd:

Parte do emissor (1):

```

> B1:=((tw12*te[4]))/(te[4]+tw12);
> for i from 1 to 22 do
yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B1)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta1)/(2*nu2b)));
> Vdp1[i]:=yx1[i]*yz*Fxp1[i];
> end do:

```

```

> for i from 1 to 22 do
yx1[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B1)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta1)/(2*nu2b)));
> Vdn1[i]:=yx1[i]*yz*Fxn1[i];
> end do:

```

Parte do receptor (2):

```

> B2:=(te[4]*(tw12+tr[4]))/(te[4]+tr[4]+tw12);
> for i from 1 to 22 do
yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B2)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi+Theta2)/(2*nu2b)));
> Vdp2[i]:=yx2[i]*yz*Fxp2[i];
> end do:

```

```

> for i from 1 to 22 do
yx2[i]:=evalf(exp(I*Pi/4)/sqrt(4*(Pi^2)*f[i]*B2)*1/(2*nu2b));
> yz:=evalf(cot((Pi-Theta2)/(2*nu2b)));
> Vdn2[i]:=yx2[i]*yz*Fxn2[i];
> end do:

```

Onda Duplamente Difrata: na direção emissor-receptor:

```

> for i from 1 to 22 do
> Vd1[i]:=Vdp1[i]+Vdn1[i];
> Vd2[i]:=Vdp2[i]+Vdn2[i];
> V2b4[i]:=2*Vd1[i]*Vd2[i];
> end do:

```

Condicionamento da Freqüência

```

> flim:=evalf(c0/(4*w12*sin(Pi/2)));
> f1:=[63,80,100,125,160,200,250,315,400,500,630,800,1000,1250,1600,2000,2500,31
50,4000,5000,6300,8000,10000,12600,16000,20000,25200,32000,40000,50400,64000,
80000,100800];
> for i from 1 to 33 do
> if (f1[i] < flim) then j:=i end if;
> end do;

```

Caminho 1

```

> for i from 1 to 22 do
> if (i >= j) then Vfim1[i]:=V2b1[i] end if;
> end do:

```

```

> Vfim1[j-4]:=(1-0.8)*V2b1[j-4]+0.8*V1b1[j-4];
> Vfim1[j-3]:=(1-0.6)*V2b1[j-3]+0.6*V1b1[j-3];
> Vfim1[j-2]:=(1-0.4)*V2b1[j-2]+0.4*V1b1[j-2];
> Vfim1[j-1]:=(1-0.2)*V2b1[j-1]+0.2*V1b1[j-1];
> for i from 1 to j-5 do
>   Vfim1[i]:=V1b1[i];
> end do:

```

Caminho 2

```

> for i from 1 to 22 do
>   if (i >= j) then Vfim2[i]:=V2b2[i] end if:
> end do:
> Vfim2[j-4]:=(1-0.8)*V2b2[j-4]+0.8*V1b2[j-4];
> Vfim2[j-3]:=(1-0.6)*V2b2[j-3]+0.6*V1b2[j-3];
> Vfim2[j-2]:=(1-0.4)*V2b2[j-2]+0.4*V1b2[j-2];
> Vfim2[j-1]:=(1-0.2)*V2b2[j-1]+0.2*V1b2[j-1];
> for i from 1 to j-5 do
>   Vfim2[i]:=V1b2[i];
> end do:

```

Caminho 3

```

> for i from 1 to 22 do
>   if (i >= j) then Vfim3[i]:=V2b3[i] end if:
> end do:
> Vfim3[j-4]:=(1-0.8)*V2b3[j-4]+0.8*V1b3[j-4];
> Vfim3[j-3]:=(1-0.6)*V2b3[j-3]+0.6*V1b3[j-3];
> Vfim3[j-2]:=(1-0.4)*V2b3[j-2]+0.4*V1b3[j-2];
> Vfim3[j-1]:=(1-0.2)*V2b3[j-1]+0.2*V1b3[j-1];
> for i from 1 to j-5 do
>   Vfim3[i]:=V1b3[i];
> end do:

```

Caminho 4

```

> for i from 1 to 22 do
>   if (i >= j) then Vfim4[i]:=V2b4[i] end if:
> end do:
> Vfim4[j-4]:=(1-0.8)*V2b4[j-4]+0.8*V1b4[j-4];
> Vfim4[j-3]:=(1-0.6)*V2b4[j-3]+0.6*V1b4[j-3];
> Vfim4[j-2]:=(1-0.4)*V2b4[j-2]+0.4*V1b4[j-2];
> Vfim4[j-1]:=(1-0.2)*V2b4[j-1]+0.2*V1b4[j-1];
> for i from 1 to j-5 do
>   Vfim4[i]:=V1b4[i];
> end do:

```

Perda por Inserção

```

> for i from 1 to 22 do   Coefficiente de absorção atmosférica para cada um dos caminhos...
> A1[i]:=10^(L[1]*alpha[i]/2000);   Caminho 1
> A2[i]:=10^(L[2]*alpha[i]/2000);   Caminho 2
> A3[i]:=10^(L[3]*alpha[i]/2000);   Caminho 3
> A4[i]:=10^(L[4]*alpha[i]/2000);   Caminho 4
> end do:
> for i from 1 to 22 do

```

```

> phi11[i]:=(A1[i]*sqrt(Vfim1[i]^2)/L[1])^2;
> phi21[i]:=(A2[i]*sqrt(Vfim2[i]^2)/L[2])^2;
> phi31[i]:=(A3[i]*sqrt(Vfim3[i]^2)/L[3])^2;
> phi41[i]:=(A4[i]*sqrt(Vfim4[i]^2)/L[4])^2;
> phi22[i]:=(2*A2[i]*sqrt(Q2[i]^2)*sqrt(Vfim2[i]^2)*A1[i]*sqrt(Vfim1[i]^2))/(L[2]*L[1]) *cos(
2*Pi*f[i]*(t[1]-t[2])+argument(1/Q2[i])+argument(Vfim1[i]/Vfim2[i]) );
> phi32[i]:=(2*A3[i]*sqrt(Q3[i]^2)*sqrt(Vfim3[i]^2)*A1[i]*sqrt(Vfim1[i]^2))/(L[3]*L[1]) *cos(
2*Pi*f[i]*(t[1]-t[3])+argument(1/Q3[i])+argument(Vfim1[i]/Vfim3[i]) );
> phi33[i]:=(2*A3[i]*sqrt(Q3[i]^2)*sqrt(Vfim3[i]^2)*A2[i]*sqrt(Q2[i]^2)*sqrt(Vfim2[i]^2))/(L[3]
*L[2]) *cos( 2*Pi*f[i]*(t[2]-t[3])+argument(Q2[i]/Q3[i])+argument(Vfim2[i]/Vfim3[i]) );
> phi42[i]:=(2*A4[i]*sqrt(Q4[i]^2)*sqrt(Vfim4[i]^2)*A1[i]*sqrt(Vfim1[i]^2))/(L[4]*L[1]) *cos(
2*Pi*f[i]*(t[1]-t[4])+argument(1/Q4[i])+argument(Vfim1[i]/Vfim4[i]) );
> phi43[i]:=(2*A4[i]*sqrt(Q4[i]^2)*sqrt(Vfim4[i]^2)*A2[i]*sqrt(Q2[i]^2)*sqrt(Vfim2[i]^2))/(L[4]
*L[2]) *cos( 2*Pi*f[i]*(t[2]-t[4])+argument(Q2[i]/Q4[i])+argument(Vfim2[i]/Vfim4[i]) );
> phi44[i]:=(2*A4[i]*sqrt(Q4[i]^2)*sqrt(Vfim4[i]^2)*A3[i]*sqrt(Q3[i]^2)*sqrt(Vfim3[i]^2))/(L[4]
*L[3]) *cos( 2*Pi*f[i]*(t[3]-t[4])+argument(Q3[i]/Q4[i])+argument(Vfim3[i]/Vfim4[i]) );
> phi[i]:=evalf(phi11[i]+phi21[i]+phi31[i]+phi41[i]+phi22[i]+phi32[i]+phi33[i]+phi42[i]+phi43
[i]+phi44[i]);  Atenção o campo sonoro já está ao quadrado!!!
> end do:
> for i from 1 to 22 do
> IL[i]:=evalf(10*log10(phi[i]/phi0[i]));  Perda por inserção
> end do:
> Ahm2d:=[1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14,15,16,17,18,19,20,21,22]:
> for i from 1 to 22 do
> Ahm2d[i]:=Re(IL[i]):
> end do:

```

ANEXO 9 – MODELOS ANALÍTICOS PARA ATENUAÇÃO PELA DIFRAÇÃO EM BARREIRAS COM ATMOSFERA HOMOGÊNEA

Os modelos apresentados a seguir são válidos apenas para meios homogêneos, onde não é considerada a reflexão do solo, para distâncias entre emissor e barreira, ou receptor e barreira maiores que um comprimento de onda. Ainda, a barreira é considerada como sendo rígida, quando não mencionada.

Ø Método de Maekawa

O mais popular método na engenharia foi desenvolvido por Maekawa, 1968, que obteve um gráfico de designe empírico em termos do número de Fresnel, usando uma série de dados de testes para estimar a difração sonora sobre uma única barreira semi-infinita desprezando o solo. Algumas aproximações do gráfico de designe foram feitas, um exemplo delas é a fórmula de Delany, 1972, que expressa como um polinômio, mas que apresenta um erro grande quando o número de Fresnel está próximo de zero. Outro exemplo é a fórmula de Tatge, 1973, que serve apenas para valores positivos do número de Fresnel. Além disso, conforme Yamamoto e Takagi, 1992, a precisão na aproximação com o gráfico original não é reportada em nenhum caso.

Como o objetivo deste anexo não é o de apresentar o desenvolvimento das equações e sim as expressões para a aplicação em casos práticos. Apresentando então algumas aproximações do gráfico de designe de Maekawa, temos:

Expressões polinomiais de Delany, 1972:

$$A_M = 13,33 + 8,34X + 2,445X^2 - 0,8838X^3 + \dots \quad [\text{dB}] \quad (1)$$

$$-0,3012X^4 + 0,1644X^5 + 0,01832X^6 - 0,010024X^7$$

(para o receptor na zona sombria)

$$A_M = 0,22 + 0,304X + 2,063X^2 - 1,022X^3 - 1,221X^4 - 0,241X^5 \quad [\text{dB}] \quad (2)$$

(para o receptor na zona iluminada)

Sendo $X = \log(|N|)$

Expressão de Tatge, 1973:

$$A_M = 10 \log(3 + 20N) \quad \text{para } N > 0 \quad [\text{dB}] \quad (3)$$

Expressões de Kurze e Anderson, 1971 (conforme Wang e Bradley, 2002):

$$A_M = 20 \log \left(\frac{\sqrt{2pN}}{\tanh \sqrt{2pN}} \right) + 5 \quad [\text{dB}] \quad \text{para } N > 0 \quad (4)$$

Expressões de Yamamoto e Takagi, 1992, que apresenta uma diferença máxima com o gráfico de Maekawa de 0,21 dB, diferença média de 0,094 dB e um desvio de 0,071 dB:

$$A_M = \begin{cases} 10 \log(N) + 13 & \text{para } N > 1 \\ 5 + 8N |N|^{-0,55 - 0,143|N|} & \text{para } -0,3 < N < 1 \\ 0 & \text{para } N < -0,3 \end{cases} \quad [\text{dB}] \quad (5)$$

Sendo: N o número de Fresnel ($N = 2/I (r_e + r_r - d)$).

Ø Modelo de Kurze e Anderson

Kurze e Anderson, 1971, formularam uma equação que determinasse a redução do nível de pressão sonora pela inserção de uma barreira semi-infinita, entre um emissor pontual e um receptor, desprezando o solo, onde uma versão levemente modificada de sua equação é:

$$A_{K\&A} = -20 \log \left(\frac{d \left[1 - \cot \left(\frac{1}{2} (q - a) \right) \right]}{2p (r_e + r_r) \sqrt{\frac{d}{l} \left(1 + \frac{d}{r_e + r_r} \right)}} \right) \quad (6)$$

Sendo: $d = r_e + r_r - d$, dados pela figura 1:

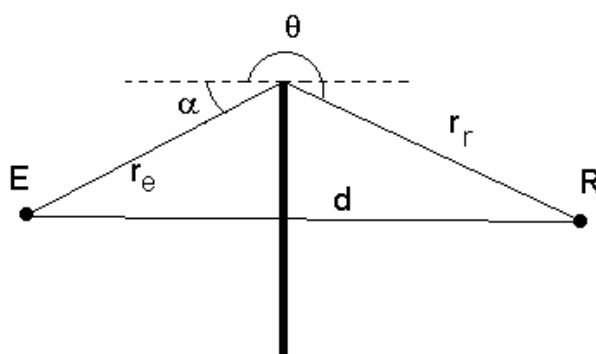


Figura 1: Parâmetros para cálculo da expressão de Kurze e Anderson.

Ø Modelo de Pierce para uma borda

Pierce, 1974, formulou uma solução aproximada para a equação da onda para uma difração em uma única borda por uma cunha semi-infinita a partir da Teoria Geométrica da Difração. A solução considera os casos onde E e R estão distantes da barreira (maiores que um comprimento de onda). O modelo permite a integração com o efeito do solo e a difração de uma barreira fina e semi-infinita é um caso especial onde $b = 2\pi$.

$$f = \frac{e^{j\frac{p}{4}} e^{-jkL}}{\sqrt{2}} \frac{1}{L} [A_d(X_+) + A_d(X_-)] \quad (7)$$

Sendo:

$$A_d(X) = \text{sign}(x) [f(|x|) - jg(|x|)] \quad (8)$$

$$X_+ = X(q + q_e)$$

$$X_- = X(q - q_e)$$

$$X(q) = 2\sqrt{\frac{2r_e r_r}{I L}} \cos\left(\frac{q}{2}\right)$$

$$L = \sqrt{(r_e + r_r)^2 + (z_e - z_r)^2}$$

e $f(x)$ e $g(x)$ são as integrais complementares de Fresnel e as demais variáveis são dadas pela figura 2.

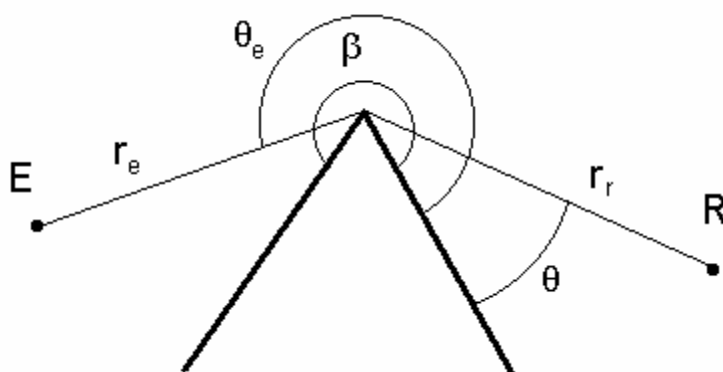


Figura 2: Parâmetros necessários para o modelo de Pierce.

Ø Modelo de Pierce para barreiras com 3 lados

Para uma barreira de 3 lados, Pierce, 1974, desenvolveu a seguinte equação para representar a difração baseada também na Teoria Geometria da Difração, válida para distâncias maiores que um comprimento de onda:

$$f = j \frac{e^{jkL}}{L} [f(Y_>) - jg(Y_>)] \cdot [f(BY_<) - jg(BY_<)] \quad (9)$$

sendo: $Y_{e,r_1} = g_{e,r} M_{u_{e,r}}(b_{e,r} - q_{e,r})$; $Y_{e,r_2} = \left(2 \frac{r_{e,r} (w_{12} + r_{r,e})}{I L}\right)^{\frac{1}{2}}$;

$B = [w_{12} (w_{12} + r_r + r_e) / (w_{12} + r_e)(w_{12} + r_r)]^{\frac{1}{2}}$; $Y_>$ e $Y_<$ é o maior e a menor das quantidades de Y_{e,r_1} e Y_{e,r_2} , e os demais parâmetros são dados pela figura 3.

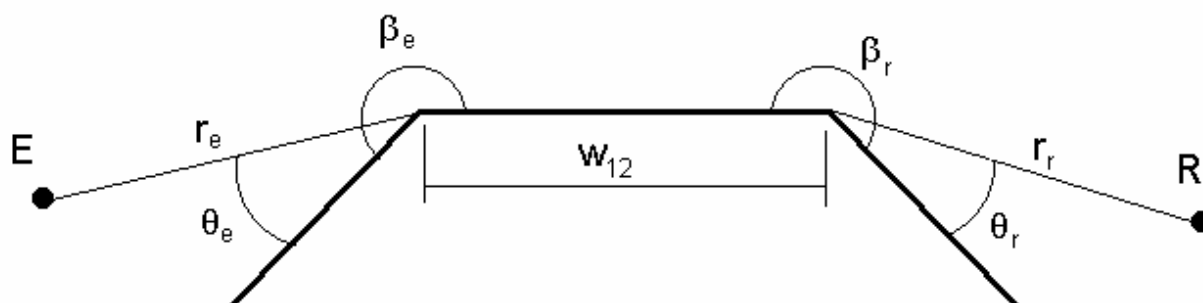


Figura 3: Parâmetros necessários para o modelo de Pierce de 3 bordas.

O modelo permite a integração com o efeito do solo, bastando para isso aplicar a mesma metodologia descrita no capítulo 4.

Ø Modelo de Jonasson

Jonasson, 1972 (a) e 1973, utilizou a solução exata de MacDonald, 1915, para a solução de um problema da difração por um meio plano. O modelo permite a integração com o efeito do solo. Considera-se aqui como o emissor (E), ou o receptor (R) distante a mais de um comprimento de onda da borda, assim, a melhor aproximação para a onda difratada é:

$$f = \frac{e^{-j\frac{p}{4}} e^{jkR}}{\sqrt{p} kR_x} \left\{ F(x) \pm \left[\frac{R_1 + R}{R_1 + S} \right]^{\frac{1}{2}} e^{jk(S-R)} F(y) \right\} \quad (10)$$

Sendo que: o sinal positivo é para uma barreira rígida e o sinal negativo é para uma barreira flexível;

$$F(z) = \int_z^\infty e^{jt^2} dt ;$$

$$R^2 = r_e^2 + r_r^2 - 2r_e r_r \cos(q - q_0) + (z_r - z_e)^2 ;$$

$$S^2 = r_e^2 + r_r^2 - 2r_e r_r \cos(q + q_0) + (z_r - z_e)^2 ;$$

$$R_1 = \sqrt{(r_e + r_r)^2 + (z_e - z_r)^2} ;$$

$$R_x = \left(\frac{R_1(R_1 + R)}{2} \right)^{\frac{1}{2}};$$

$$x = [k(R_1 - R)]^{\frac{1}{2}} \quad \text{e} \quad y = [k(R_1 - S)]^{\frac{1}{2}}; \text{ e as variáveis são dadas pela figura 4.}$$

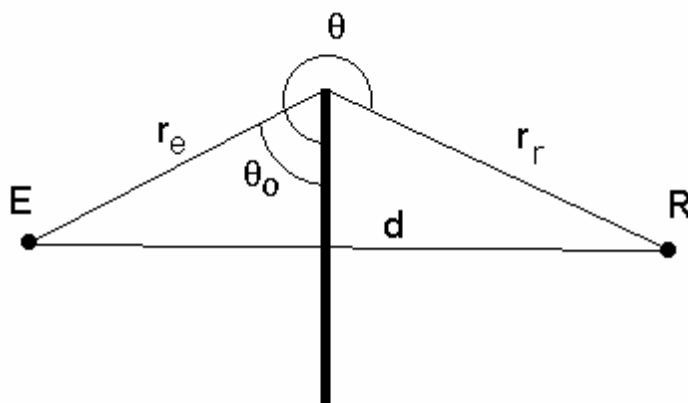


Figura 4: Definição das variáveis para a solução das equações de Jonasson, 1972 (a).

Jonasson, 1972 (a), reescreve a equação (10) de forma a resolver a integral complexa de Fresnel, cuja solução negligencia o 2º termo da equação (termo com $F(y)$). Assim, têm-se:

- Para a primeira aproximação da expansão assintótica até o infinito de $F(x)$:

$$f_{\infty} = \frac{-e^{j\frac{p}{4}}}{2\sqrt{p}} \frac{e^{jkR_1}}{kR_1} \left(\frac{R_1}{2kr_e r_r} \right)^{1/2} \sec\left(\frac{q - q_0}{2}\right) \quad (11)$$

- Para a expansão assintótica quando $x \ll 1$:

$$f_0 = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{\sqrt{p}} \frac{e^{j(kR_1 - x^2)}}{kR_1} \left(\frac{\sqrt{p}}{2} e^{j\frac{p}{4}} - x \right) \quad (12)$$

Ø Modelo de Defrance e Gabillet

Defrance e Gabillet, 1999, utilizaram uma expressão analítica aproximada da equação de MacDonald, 1915, (eq. (13)), que é válida para um meio plano infinito e fino:

$$A_{Macd} = -20 \log_{10} \left(\frac{F(*\sqrt{px})}{\sqrt{p}} \right) \quad (13)$$

Sendo: $*\sqrt{x} = \text{sign}(x)\sqrt{|x|}$; N o número de Fresnel $N = \frac{r_e + r_r - d}{I/2}$; e a integral de Fresnel $F(x)$

dada por: $F(x) = \int_x^\infty e^{jt^2} dt$.

A solução analítica é então dada por:

$$\begin{cases} A_{D\&G}(N) = 0 & \text{para } -0,25 \leq N \\ A_{D\&G}(N) = 6 + 12*\sqrt{N} & \text{para } -0,25 \leq N < 0,25 \\ A_{D\&G}(N) = 8 + 8\sqrt{N} & \text{para } 0,25 \leq N < 1 \\ A_{D\&G}(N) = 16 + 10\log_{10}(N) & \text{para } N \geq 1 \end{cases} \quad (14)$$

Assim como os modelos de Pierce e Jonasson o modelo permite a integração com o efeito do solo, bastando para isso aplicar a mesma metodologia descrita no capítulo 4.

Ø Método de Lam para o Modelo de Maekawa

No trabalho de Lam, 1994, a equação para a perda por inserção de uma barreira finita é dada por:

$$A_{L\&M} = A_{M1} + 10 \log \left\{ \frac{1 + 2 \frac{d}{d^i} \cos(p N^i) + \left(\frac{d}{d^i}\right)^{\frac{1}{2}}}{\sum_{i=1}^8 \sum_{m=1}^8 \frac{10^{-M_i/20}}{10^{-M_1/20}} \frac{10^{-M_m/20}}{10^{-M_1/20}} \cos(p(N_i - N_m))} \right\} \quad (15)$$

Sendo que: N_i é o número de Fresnel para o i -ésimo caminho considerado; A_M é a perda por inserção calculada pelo método de Maekawa; o superíndice i refere-se ao caminho com reflexão do solo (da imagem do emissor ao receptor). O método de Lam utiliza uma geometria tridimensional considerando todos os oito caminhos descritos no capítulo 4.

Outra forma de escrever a equação de Lam, para a perda por inserção de uma barreira finita, pode ser dada na forma de determinar a pressão em cada um dos oito caminhos difratados, ou seja [Muradali e Fyfe, 1998]:

$$f_i = A_i e^{j\frac{p}{4}} \frac{e^{-jkd_i}}{d_i} \quad (16)$$

sendo: A_i o termo da amplitude que é determinada por:

$$A_i = \frac{d_i}{d} \left(\frac{\tanh\left(p\sqrt{N/2}\right)}{2p\sqrt{N/2}} \right) \quad \text{para } N < 1 \quad (17)$$

$$A_i = \frac{d_i}{d} \left(\frac{1}{\sqrt{20N}} \right) \quad \text{para } N \geq 1 \quad (18)$$

Em que d é o caminho direto entre o emissor (imagem) e o receptor (imagem) dependendo do caminho considerado.

ANEXO 10 – DADOS EXPERIMENTAIS DO GRADIENTE DE VELOCIDADE SONORA

A seguir é apresentada a metodologia para a determinação da incerteza no ajuste de curvas, bem como as equações, curvas de ajustes e resultados dos dados experimentais do gradiente de velocidade sonora.

1. Incerteza no Ajuste de Curvas

A determinação da incerteza das medições realizadas se dá por meio de testes estatísticos no ajuste pelo Método dos Mínimos Quadrados – MMQ – [Spiegel, 1985; ISO Guide, 1995; Beckwith, et al., 1995], e segue os seguintes passos:

O objetivo dos testes estatísticos no ajuste pelo método dos mínimos quadrados é caracterizar a qualidade do MMQ. Como qualquer outro intervalo de confiança estatística, esse pode ser inaceitável, assim um ajuste “a olho” pode estimar a incerteza fornecendo resultados mais satisfatórios.

A determinação da incerteza segue:

Erro padrão do y -dado do ajuste, $s_{y/x}$ que é a quantidade que aproxima o desvio padrão do erro de precisão em y_i ; se o erro de precisão é pequeno, também será $s_{y/x}$.

$$s_{y/x} = \left(\frac{S^2}{n-2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

sendo S^2 o desvio quadrado vertical dado por:

$$S^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - y(x_i))^2 \quad (2)$$

Pode-se tornar $s_{y/x}$ mais revelador introduzindo a variação quadrada total do conjunto de dados (que inclui o erro de precisão e a linha retilínea que varia com x e y).

$$S_{yx}^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \quad (3)$$

sendo y_i os valores em y medidos e $y(x_i)$ os valores em y calculados pelo MMQ e $\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i$.

Fazendo com que a variação média total seja dada por:

$$s_{yy}^2 = \frac{S_{yy}^2}{(n-1)} \quad (4)$$

Quando a aplicação do MMQ é justificável, os intervalos de confiança para a inclinação podem ser calculados assumindo que o erro de precisão em y_i satisfaz uma distribuição normal. Nesse caso, a inclinação verdadeira fica dentro de um intervalo de confiança $c\%$, ou seja:

$$b \pm t_{\frac{a}{2}, u} \frac{s_{y/x}}{S_{xx}} \quad (5)$$

e a interceptação verdadeira:

$$a \pm t_{\frac{a}{2}, u} s_{y/x} \left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{S_{xx}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

em que: $t_{\frac{a}{2}, u}$ é a distribuição t de Student; v é o grau de liberdade $u = 1 - c$ e S_{xx}^2 vale:

$$S_{xx}^2 = \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \quad (7)$$

com $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$

No presente trabalho utilizou-se uma confiança de 95%, logo o nível de significância $a = 0,05$.

Utilizando-se a incerteza no ajuste de curva na determinação do gradiente linear de velocidade sonora têm-se que:

$$c(z) = c(0) + a \cdot z \cdot c(0) \quad (8)$$

$$c(z) = a + b \cdot z \quad (9)$$

Quando $z = 0$ e substituindo (8) em (9) tem-se que:

$$a = \frac{b}{a} \quad (10)$$

Aplicando o teorema de propagação de incertezas [Beckwith, et al., 1995]:

$$\Delta a = \left[\left(\frac{-b}{a^2} \cdot \Delta a \right)^2 + \left(\frac{1}{a} \cdot \Delta b \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

o que resulta em $a \pm \Delta a$

sendo Δa a incerteza de α dada pela segunda metade da equação (6) e Δb a incerteza de b dada pela segunda metade da equação (5).

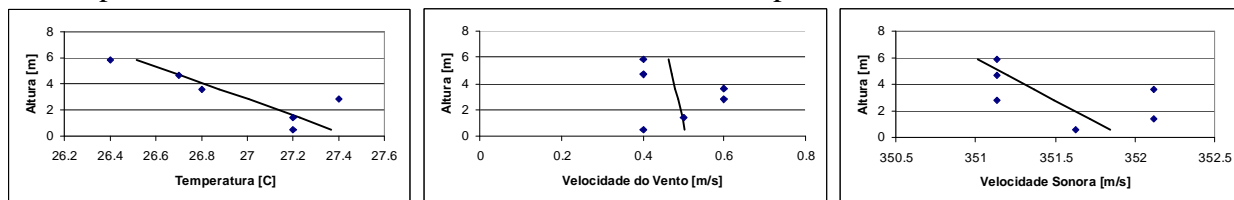
2. Curvas e Equações dos Dados Experimentais do Gradiente de Velocidade Sonora

Nas figuras seguintes, os pontos nos gráficos representam os dados médios de 4 medidas em um intervalo de 5 segundos e as retas representam o ajuste da reta obtida pelo Método do Mínimo Quadrado (MMQ) com a forma $y = a + bx$ e grau de confiança de 95%. As equações representam os resultados obtidos pelo MMQ em função da altura para a temperatura ($T(z)$), para a velocidade do vento ($u(z)$) e para a velocidade sonora ($c(z)$). Ainda, abaixo de cada equação encontra-se os valores da incerteza para cada termo da equação linear, ou seja para o termo a , Δa e para o termo b , Δb , e o valor do quadrado do coeficiente de correlação (cc^2) dado por [Spiegel, 1985; Beckwith, et al., 1995; ISO Guide, 1995]:

$$cc^2 = \frac{\text{variação \% explicada quadrada}}{\text{variação \% total quadrada}} \quad (12)$$

Medição dia 02/03/03 – entre 9 h e 50 min e 10 h e 35 min.

Manhã parcialmente nublada, nuvens baixas, brisa leve, temperatura do solo de 29,1°C.



$$T(z) = 27,45428987 - 0,160261608 \cdot z \quad (13)$$

$$\Delta a = \pm 0,5094993465; \Delta b = \pm 0,1400956725; cc^2 = 0,7165823216$$

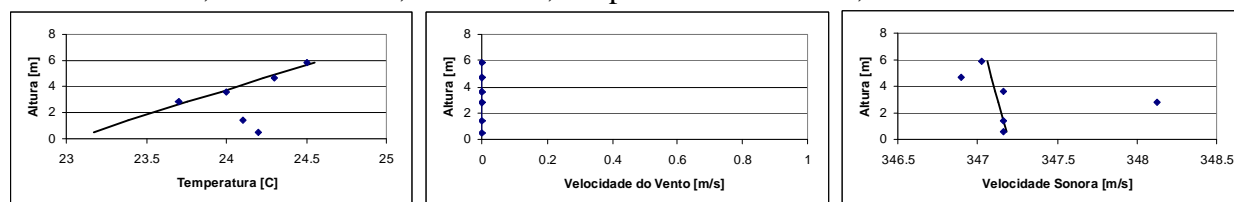
$$u(z) = 0,5072044195 - 0,0075861503 \cdot z \quad (14)$$

$$\Delta a = \pm 0,2458558116; \Delta b = \pm 0,06760231489; cc^2 = 0,0237524977$$

$$c(z) = 351,931757 - 0,15697807 \cdot z \quad (15)$$

$$\Delta a = \pm 0,6765715284; \Delta b = \pm 0,1788574469; cc^2 = 0,6765715284$$

Medição dia 03/03/03 madrugada – entre 6 h e 15 min e 6 h e 37 min.
Manhã nublada, nuvens baixas, sem vento, temperatura do solo 24,2°C.



$$T(z) = 23,02871268 + 0,258787211 \cdot z \quad (16)$$

$$\Delta a = \pm 0,4416985259; \Delta b = \pm 0,1005996432; cc^2 = 0,9709802663$$

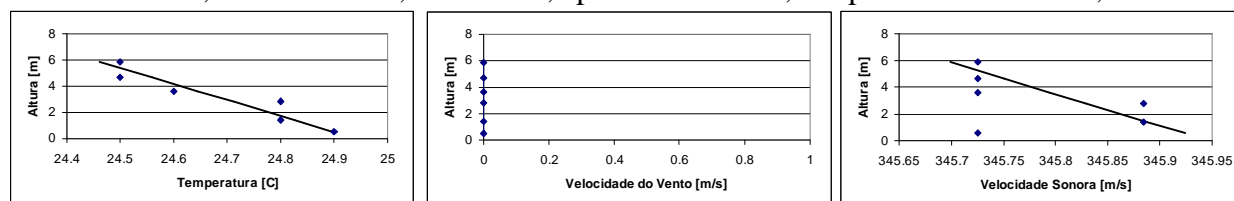
$$u(z) = 0 \cdot z \quad (17)$$

$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 347,19227 - 0,0229697 \cdot z \quad (18)$$

$$\Delta a = \pm 0,1174902; \Delta b = \pm 0,0332878; cc^2 = 0,70652832$$

Medição dia 03/03/03 – entre 6 h e 51 min e 7 h e 17 min.
Manhã nublada, nuvens baixas, sem vento, após o Sol nascer, temperatura do solo 24,9°C.



$$T(z) = 24,94002638 - 0,081576179 \cdot z \quad (19)$$

$$\Delta a = \pm 0,130609; \Delta b = \pm 0,035913; cc^2 = 0,894955$$

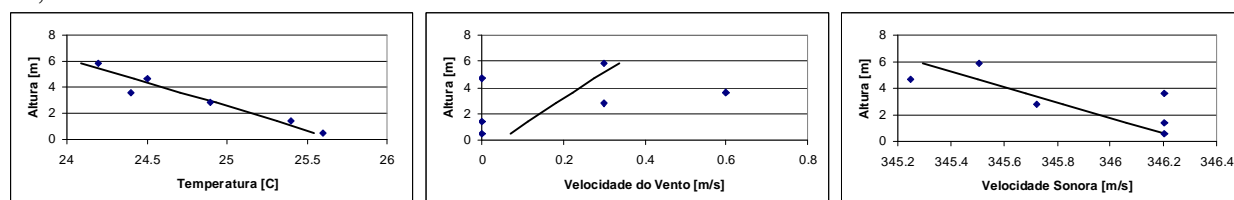
$$u(z) = 0 \cdot z \quad (20)$$

$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 345,9465685 - 0,04213118 \cdot z \quad (21)$$

$$\Delta a = \pm 0,1724082; \Delta b = \pm 0,0425053; cc^2 = 0,716723$$

Medição dia 03/03/03 – entre 7 h e 26 min e 7 h e 53 min.
Manhã nublada, nuvens baixas, quase sem vento, luz do Sol sobre o solo, temperatura do solo 25,8°C.



$$T(z) = 25,69313939 - 0,273243449 \cdot z \quad (22)$$

$$\Delta a = \pm 0,3683429; \Delta b = \pm 0,101282; cc^2 = 0,923184$$

$$u(z) = 0,04320797224 + 0,04982797492 \cdot z \quad (23)$$

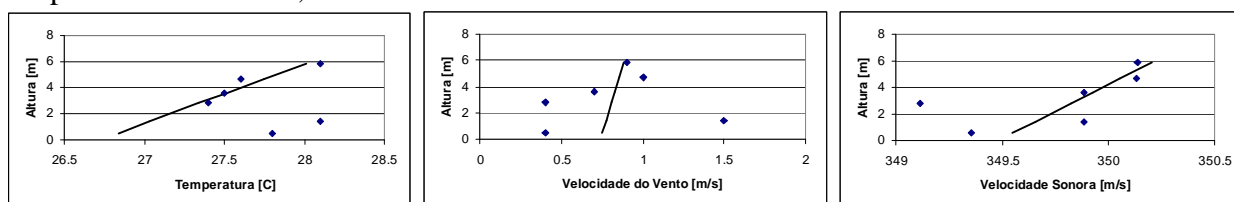
$$\Delta a = \pm 0,5236537; \Delta b = \pm 0,143987; cc^2 = 0,1650967$$

$$c(z) = 346,299196 - 0,17080667 \cdot z \quad (24)$$

$$\Delta a = \pm 0,491384; \Delta b = \pm 0,134953; cc^2 = 0,804945$$

Medição dia 04/03/03 – entre 17 h e 56 min e 18 h e 22 min.

Tardinha, céu parcialmente nublado, brisa de média a forte, Sol se pondo no horizonte, temperatura do solo 27,5°C.



$$T(z) = 26,719979 + 0,2195386 \cdot z \quad (25)$$

$$\Delta a = \pm 0,77926; \Delta b = \pm 0,177482; cc^2 = 0,885535$$

$$u(z) = 0,739164504 + 0,0246299246 \cdot z \quad (26)$$

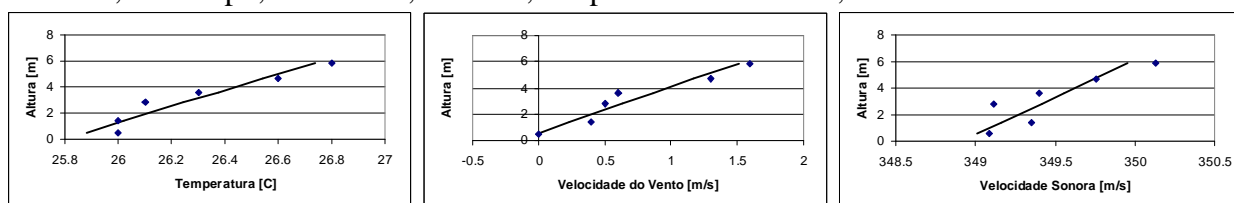
$$\Delta a = \pm 0,9681912; \Delta b = \pm 0,266221; cc^2 = 0,013936$$

$$c(z) = 349,4823688 + 0,12305662 \cdot z \quad (27)$$

$$\Delta a = \pm 0,4381241; \Delta b = \pm 0,115822; cc^2 = 0,744116$$

Medição dia 04/03/03 – entre 18 h e 56 min e 19 h e 19 min.

Noitinha, céu limpo, brisa fraca, sem Sol, temperatura do solo 25,8°C.



$$T(z) = 25,79586791 + 0,160211472 \cdot z \quad (28)$$

$$\Delta a = \pm 0,229152; \Delta b = \pm 0,0630093; cc^2 = 0,914349$$

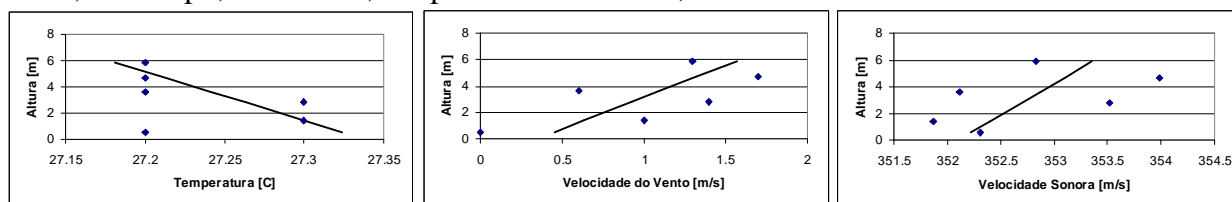
$$u(z) = -0,1719539696 + 0,2876972361 \cdot z \quad (29)$$

$$\Delta a = \pm 0,3945494; \Delta b = \pm 0,108488; cc^2 = 0,920711$$

$$c(z) = 348,9175512 + 0,17681224 \cdot z \quad (30)$$

$$\Delta a = \pm 0,4543834; \Delta b = \pm 0,124940; cc^2 = 0,767816$$

Medição dia 08/03/03 – entre 19 h e 27 min e 20 h e 3 min.
Noite, céu limpo, brisa fraca, temperatura do solo 26,9°C.



$$T(z) = 27,3380277 - 0,026718 \cdot z \quad (31)$$

$$\Delta a = \pm 0,1116977; \Delta b = \pm 0,02808791; cc^2 = 0,6997847$$

$$u(z) = 0,343571405 + 0,2086107823 \cdot z \quad (32)$$

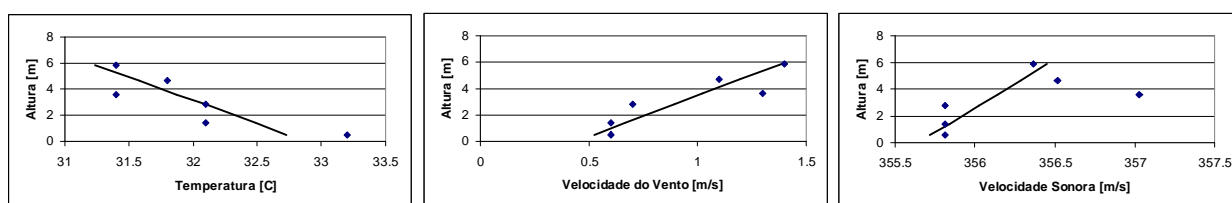
$$\Delta a = \pm 1,062862; \Delta b = \pm 0,2922551; cc^2 = 0,4569125$$

$$c(z) = 352,1071616 + 0,21160965 \cdot z \quad (33)$$

$$\Delta a = \pm 1,685868; \Delta b = \pm 0,463558; cc^2 = 0,256000$$

* Não foi possível ajustar a curva, os dados estão muito dispersos.

Medição dia 09/03/03 – entre 10 h e 48 min e 11 h e 15 min.
Manhã, céu parcialmente nublado, brisa fraca, temperatura do solo 33,3°C.



$$T(z) = 32,87773564 - 0,278941411 \cdot z \quad (34)$$

$$\Delta a = \pm 0,855064; \Delta b = \pm 0,235115; cc^2 = 0,699174$$

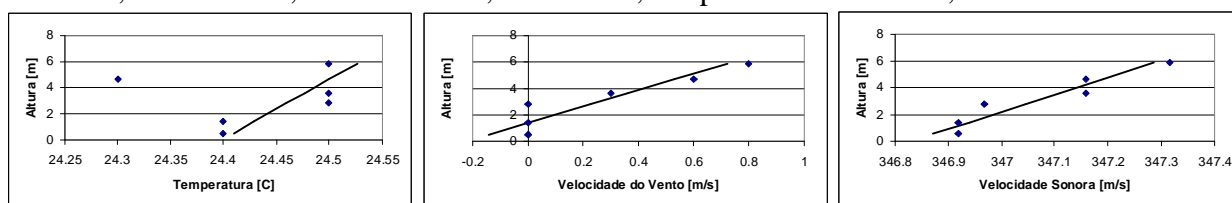
$$u(z) = 0,4401893023 + 0,1620161116 \cdot z \quad (35)$$

$$\Delta a = \pm 0,379231; \Delta b = \pm 0,1042761; cc^2 = 0,799444$$

$$c(z) = 355,6476841 + 0,13633815 \cdot z \quad (36)$$

$$\Delta a = \pm 0,4506622; \Delta b = \pm 0,123769; cc^2 = 0,757629$$

Medição dia 16/03/03 – entre 18 h e 13 min e 18 h e 36 min.
Tardinha, céu nublado, nuvens baixas, brisa fraca, temperatura do solo 24,1°C.



$$T(z) = 24,39794609 + 0,021819236 \cdot z \quad (37)$$

$$\Delta a = \pm 0,081121; \Delta b = \pm 0,023892; cc^2 = 0,682396$$

$$u(z) = -0,226345915 + 0,1619743374 \cdot z \quad (38)$$

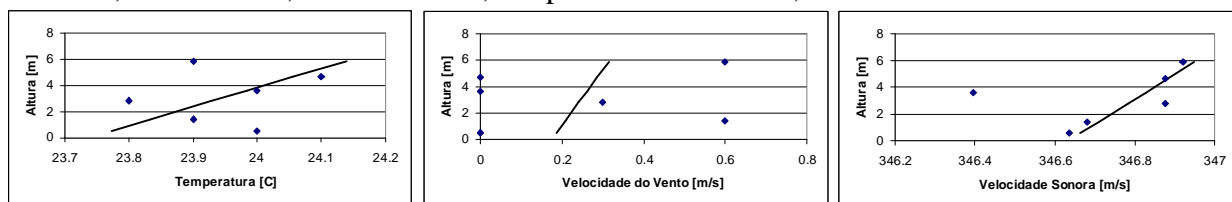
$$\Delta a = \pm 0,304994; \Delta b = \pm 0,083863; cc^2 = 0,860328$$

$$c(z) = 346,8304929 + 0,07727331 \cdot z \quad (39)$$

$$\Delta a = \pm 0,120836; \Delta b = \pm 0,033226; cc^2 = 0,899308$$

Medição dia 16/03/03 – entre 18 h e 41 min e 18 h e 55 min.

Noitinha, céu nublado, nuvens baixas, temperatura do solo 24,2°C.



$$T(z) = 23,73569546 + 0,068742436 \cdot z \quad (40)$$

$$\Delta a = \pm 0,479147; \Delta b = \pm 0,143564; cc^2 = 0,536878$$

$$u(z) = 0,1737334555 + 0,02423724933 \cdot z \quad (41)$$

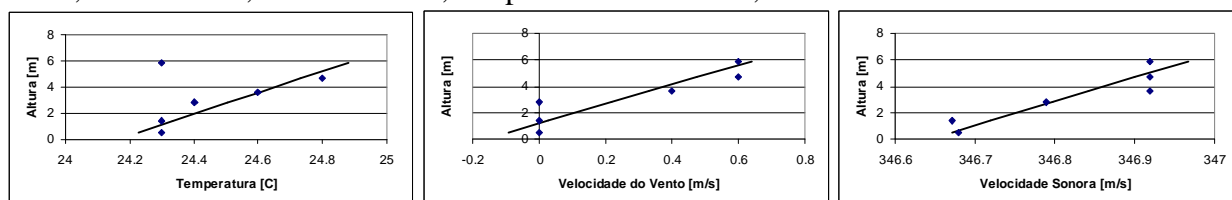
$$\Delta a = \pm 0,680738; \Delta b = \pm 0,187181; cc^2 = 0,0269396$$

$$c(z) = 346,6348232 + 0,05332446 \cdot z \quad (42)$$

$$\Delta a = \pm 0,1377628; \Delta b = \pm 0,0378351; cc^2 = 0,836526$$

Medição dia 16/03/03 – entre 19 h e 19 h e 16 min.

Noite, céu nublado, nuvens baixas, temperatura do solo 24,2°C.



$$T(z) = 24,16052008 + 0,12282965 \cdot z \quad (43)$$

$$\Delta a = \pm 0,21382032; \Delta b = \pm 0,0713988; cc^2 = 0,884047$$

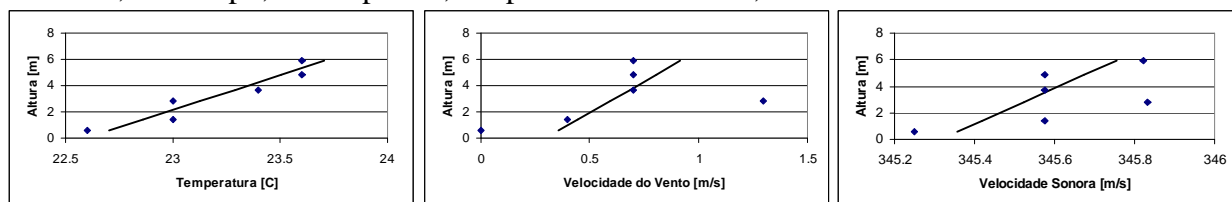
$$u(z) = -0,164327381 + 0,1369684474 \cdot z \quad (44)$$

$$\Delta a = \pm 0,294256; \Delta b = \pm 0,080911; cc^2 = 0,825537$$

$$c(z) = 346,6421948 + 0,05539008 \cdot z \quad (45)$$

$$\Delta a = \pm 0,110251; \Delta b = \pm 0,030315; cc^2 = 0,846448$$

Medição dia 22/03/03 – entre 17 h e 57 min e 18 h e 13 min.
Tardinha, céu limpo, Sol se pondo, temperatura do solo 22,4°C.



$$T(z) = 22,59840964 + 0,187168377 \cdot z \quad (46)$$

$$\Delta a = \pm 0,293868; \Delta b = \pm 0,079209; cc^2 = 0,902151$$

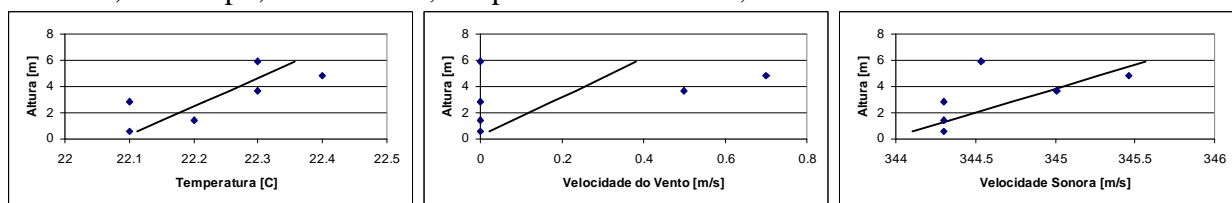
$$u(z) = 0,2956148186 + 0,1050718739 \cdot z \quad (47)$$

$$\Delta a = \pm 0,869876; \Delta b = \pm 0,234464; cc^2 = 0,249028$$

$$c(z) = 345,3123325 + 0,07482482 \cdot z \quad (48)$$

$$\Delta a = \pm 0,307253; \Delta b = \pm 0,079571; cc^2 = 0,694931$$

Medição dia 22/03/03 – entre 18 h e 41 min e 18 h e 56 min.
Noitinha, céu limpo, anoitecendo, temperatura do solo 22,0°C.



$$T(z) = 22,08532797 + 0,046047819 \cdot z \quad (49)$$

$$\Delta a = \pm 0,179846; \Delta b = \pm 0,048495; cc^2 = 0,595565$$

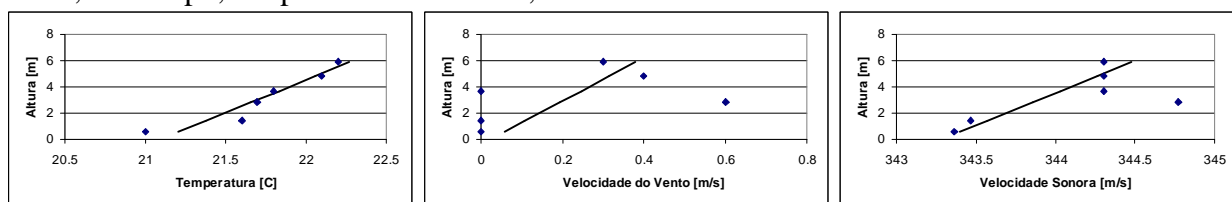
$$u(z) = -0,01693760095 + 0,06749419788 \cdot z \quad (50)$$

$$\Delta a = \pm 0,665364; \Delta b = \pm 0,179413; cc^2 = 0,188110$$

$$c(z) = 343,950838 + 0,272723 \cdot z \quad (51)$$

$$\Delta a = \pm 0,7281236; \Delta b = \pm 0,2361525; cc^2 = 0,774561$$

Medição dia 22/03/03 – entre 20 h e 20 h e 24 min.
Noite, céu limpo, temperatura do solo 20,5°C.



$$T(z) = 21,09598975 + 0,19829014 \cdot z \quad (52)$$

$$\Delta a = \pm 0,3304314; \Delta b = \pm 0,0889537; cc^2 = 0,8904971$$

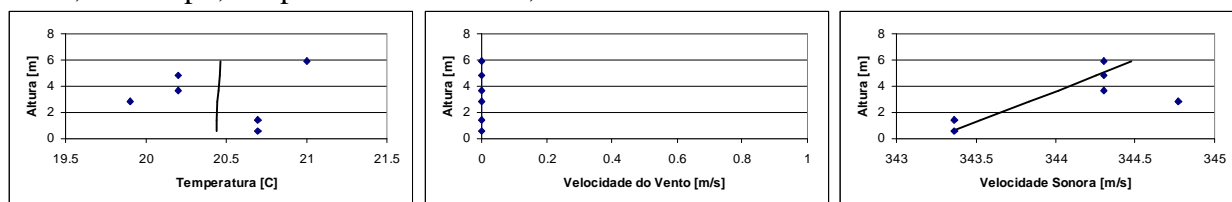
$$u(z) = 0,02366422828 + 0,06004742705 \cdot z \quad (53)$$

$$\Delta a = \pm 0,5261279; \Delta b = \pm 0,1416362; cc^2 = 0,2277462$$

$$c(z) = 343,2848788 + 0,20137492 \cdot z \quad (54)$$

$$\Delta a = \pm 0,4671022; \Delta b = \pm 0,1208034; cc^2 = 0,877428$$

Medição dia 22/03/03 – entre 21 h e 25 min e 21 h e 50 min.
Noite, céu limpo, temperatura do solo 20,9°C.



$$T(z) = 20,4328065 + 0,005464036 \cdot z \quad (55)$$

$$\Delta a = \pm 0,9660994; \Delta b = \pm 0,2600787; cc^2 = 0,00006963$$

$$u(z) = 0 \cdot z \quad (56)$$

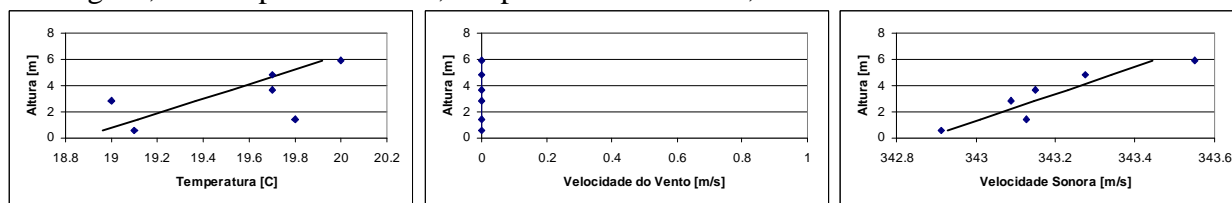
$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 343,2338142 + 0,2106722 \cdot z \quad (57)$$

$$\Delta a = \pm 0,5200617; \Delta b = \pm 0,1344999; cc^2 = 0,863394$$

* Não é possível ajustar a curva, os dados obtidos estão muito dispersos.

Medição dia 23/03/03 – entre 5 h e 50 min e 6 h e 4 min.
Madrugada, céu limpo e estrelado, temperatura do solo 19,8°C.



$$T(z) = 18,85957631 + 0,179239768 \cdot z \quad (58)$$

$$\Delta a = \pm 0,6911829; \Delta b = \pm 0,1719346; cc^2 = 0,736821$$

$$u(z) = 0 \cdot z \quad (59)$$

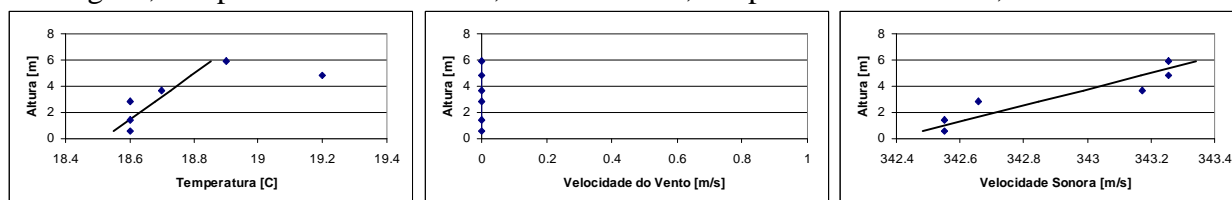
$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 342,8759545 + 0,09579598 \cdot z \quad (60)$$

$$\Delta a = \pm 0,2084079; \Delta b = \pm 0,0561044; cc^2 = 0,825992$$

Medição dia 23/03/03 – entre 6 h e 16 min e 6 h e 31 min.

Madrugada, céu parcialmente nublado, amanhecendo, temperatura do solo 19,0°C.



$$T(z) = 18,51708142 + 0,056568951 \cdot z \quad (61)$$

$$\Delta a = \pm 0,1431438; \Delta b = \pm 0,0416616; cc^2 = 0,826073$$

$$u(z) = 0 \cdot z \quad (62)$$

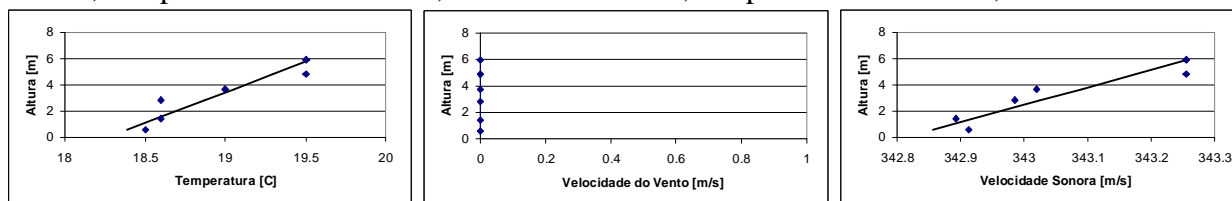
$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 342,3912654 + 0,16071101 \cdot z \quad (63)$$

$$\Delta a = \pm 0,3222180; \Delta b = \pm 0,0868703; cc^2 = 0,848311$$

Medição dia 23/03/03 – entre 7 h e 18 min e 7 h e 36 min.

Manhã, céu parcialmente nublado, recém amanheceu, temperatura do solo 19,3°C.



$$T(z) = 18,26919348 + 0,211814317 \cdot z \quad (64)$$

$$\Delta a = \pm 0,3803051; \Delta b = \pm 0,1025306; cc^2 = 0,874553$$

$$u(z) = 0 \cdot z \quad (65)$$

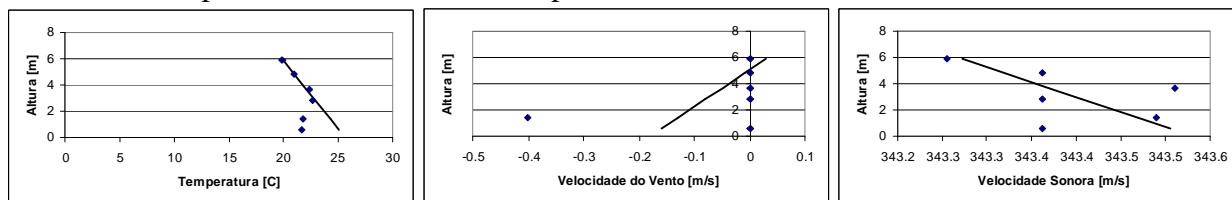
$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 342,8132753 + 0,07483441 \cdot z \quad (66)$$

$$\Delta a = \pm 0,1362508; \Delta b = \pm 0,0367334; cc^2 = 0,871363$$

Medição dia 23/03/03 – entre 7 h e 54 min e 8 h e 11 min.

Manhã, céu limpo, Sol tocando o solo, temperatura do solo 22,1°C.



$$T(z) = 25,62169033 - 0,952716632 \cdot z \quad (67)$$

$$\Delta a = \pm 1,6838917; \Delta b = \pm 0,3758865; cc^2 = 0,970133$$

$$u(z) = -0,1792568397 + 0,03502935122 \cdot z \quad (68)$$

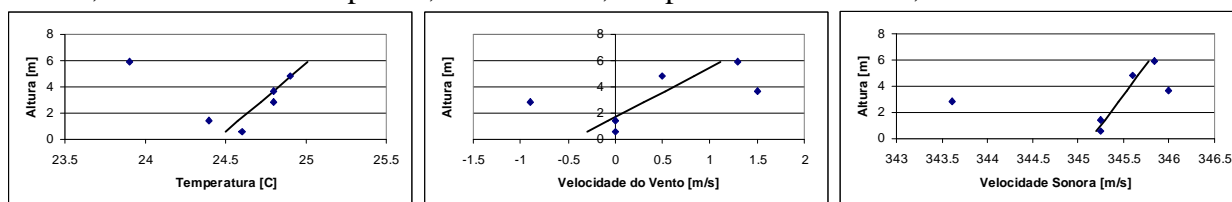
$$\Delta a = \pm 0,3452640; \Delta b = \pm 0,093062; cc^2 = 0,189596$$

$$c(z) = 343,529991 - 0,04347062 \cdot z \quad (69)$$

$$\Delta a = \pm 0,1807207; \Delta b = \pm 0,0436598; cc^2 = 0,833679$$

Medição dia 23/03/03 – entre 9 h e 2 min e 9 h e 16 min.

Manhã, céu com nuvens esparsas, nuvens altas, temperatura do solo 27,0°C.



$$T(z) = 24,44181632 + 0,096553359 \cdot z \quad (70)$$

$$\Delta a = \pm 0,3202308; \Delta b = \pm 0,1037877; cc^2 = 0,690356$$

$$u(z) = -0,4434902133 + 0,2624288971 \cdot z \quad (71)$$

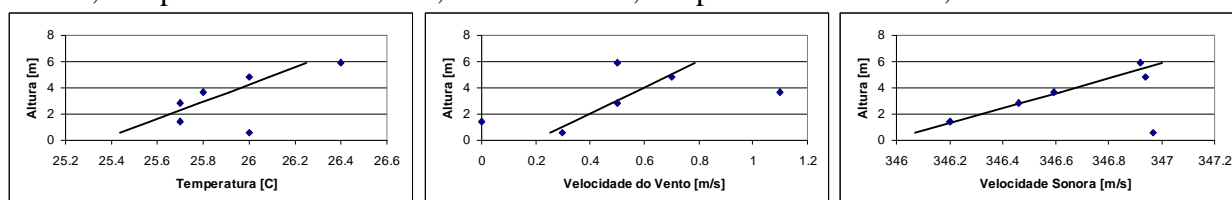
$$\Delta a = \pm 1,7005103; \Delta b = \pm 0,4583520; cc^2 = 0,351193$$

$$c(z) = 345,140648 + 0,1072262 \cdot z \quad (72)$$

$$\Delta a = \pm 0,2114984; \Delta b = \pm 0,05423806; cc^2 = 0,951833$$

Medição dia 23/03/03 – entre 10 h e 10 h e 14 min.

Manhã, céu parcialmente nublado, nuvens baixas, temperatura do solo 30,1°C.



$$T(z) = 25,35336229 + 0,151385978 \cdot z \quad (73)$$

$$\Delta a = \pm 0,4862801; \Delta b = \pm 0,1198869; cc^2 = 0,804216$$

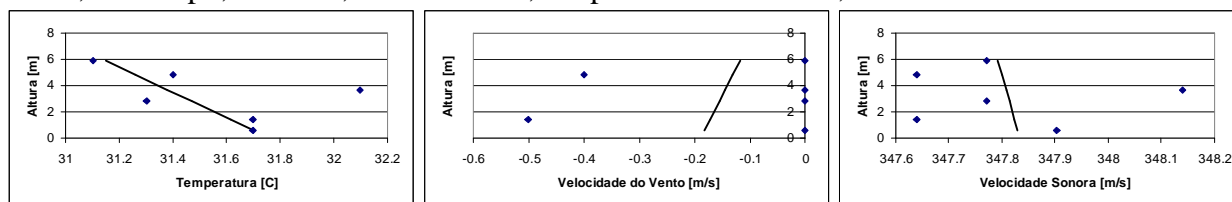
$$u(z) = 0,196434733 + 0,09963140276 \cdot z \quad (74)$$

$$\Delta a = \pm 0,7305974; \Delta b = \pm 0,1969237; cc^2 = 0,297097$$

$$c(z) = 345,9722943 + 0,17403903 \cdot z \quad (75)$$

$$\Delta a = \pm 0,2837671; \Delta b = \pm 0,0699596; cc^2 = 0,940978$$

Medição dia 29/03/03 – entre 17 h e 19 min e 17 h e 35 min.
Tarde, céu limpo, com Sol, final de tarde, temperatura do solo 30,2°C.



$$T(z) = 31,7601802 - 0,102753595 \cdot z \quad (76)$$

$$\Delta a = \pm 0,3169978; \Delta b = \pm 0,0854197; cc^2 = 0,788483$$

$$u(z) = -0,1886524924 + 0,01202566526 \cdot z \quad (77)$$

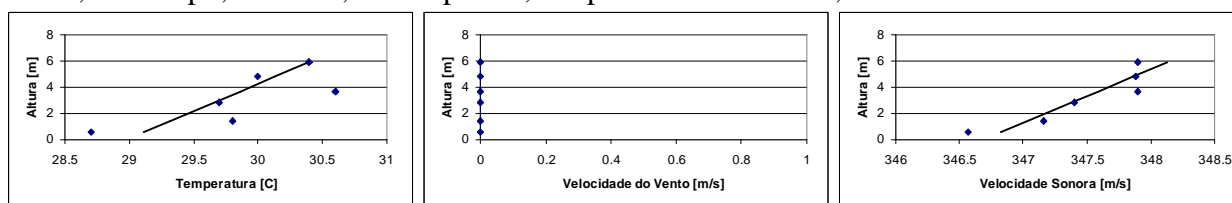
$$\Delta a = \pm 0,5478125; \Delta b = \pm 0,1476562; cc^2 = 0,010834$$

$$c(z) = 347,8334088 - 0,00702109 \cdot z \quad (78)$$

$$\Delta a = \pm 0,4418494; \Delta b = \pm 0,1190952; cc^2 = 0,005706$$

* Não é possível ajustar a curva, dados muito dispersos, provável causa de turbulência.

Medição dia 29/03/03 – entre 17 h e 51 min e 18 h e 6 min.
Tarde, céu limpo, com Sol, Sol se pondo, temperatura do solo 27,9°C.



$$T(z) = 28,97524963 + 0,239008463 \cdot z \quad (79)$$

$$\Delta a = \pm 0,8642454; \Delta b = \pm 0,2328835; cc^2 = 0,730707$$

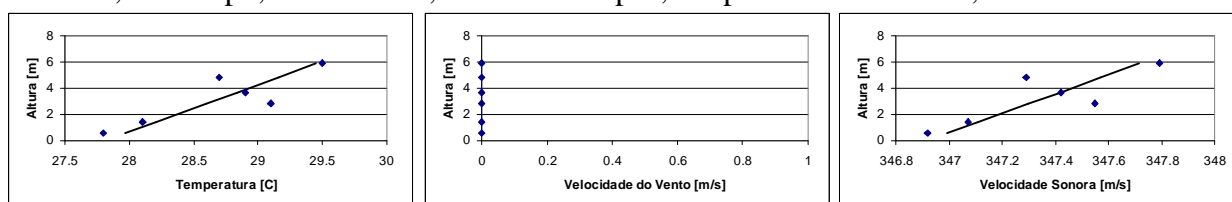
$$u(z) = 0 \cdot z \quad (80)$$

$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 346,6867478 + 0,24351014 \cdot z \quad (81)$$

$$\Delta a = \pm 0,5046413; \Delta b = \pm 0,1360199; cc^2 = 0,841073$$

Medição dia 29/03/03 – entre 18 h e 18 min e 18 h e 32 min.
Noitinha, céu limpo, anoitecendo, Sol recém se pos, temperatura do solo 26,6°C.



$$T(z) = 27,81038239 + 0,277420849 \cdot z \quad (82)$$

$$\Delta a = \pm 0,7447182; \Delta b = \pm 0,2007298; cc^2 = 0,749685$$

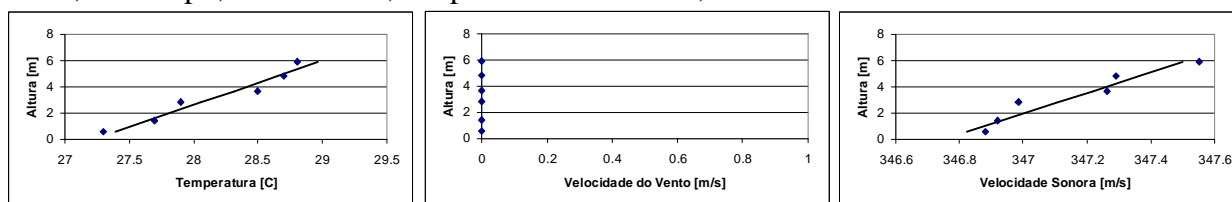
$$u(z) = 0 \cdot z \quad (83)$$

$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 346,9170936 + 0,13488379 \cdot z \quad (84)$$

$$\Delta a = \pm 0,4136164; \Delta b = \pm 0,1114853; cc^2 = 0,694863$$

Medição dia 29/03/03 – entre 18 h e 57 min e 19 h e 15 min.
Noite, céu limpo, noite escura, temperatura do solo 26,4°C.



$$T(z) = 27,22510054 + 0,293929914 \cdot z \quad (85)$$

$$\Delta a = \pm 0,3296164; \Delta b = \pm 0,0888441; cc^2 = 0,946331$$

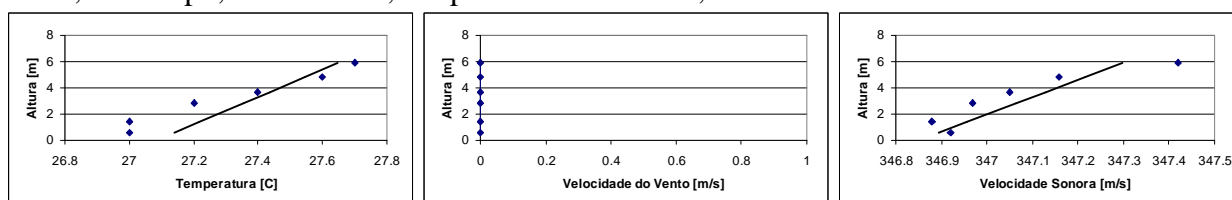
$$u(z) = 0 \cdot z \quad (86)$$

$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 346,7497282 + 0,12677121 \cdot z \quad (87)$$

$$\Delta a = \pm 0,1778650; \Delta b = \pm 0,0479413; cc^2 = 0,917554$$

Medição dia 29/03/03 – entre 20 h e 4 min e 20 h e 21 min.
Noite, céu limpo, noite escura, temperatura do solo 25,6°C.



$$T(z) = 27,08518134 + 0,094751693 \cdot z \quad (88)$$

$$\Delta a = \pm 0,1226476; \Delta b = \pm 0,0330582; cc^2 = 0,969587$$

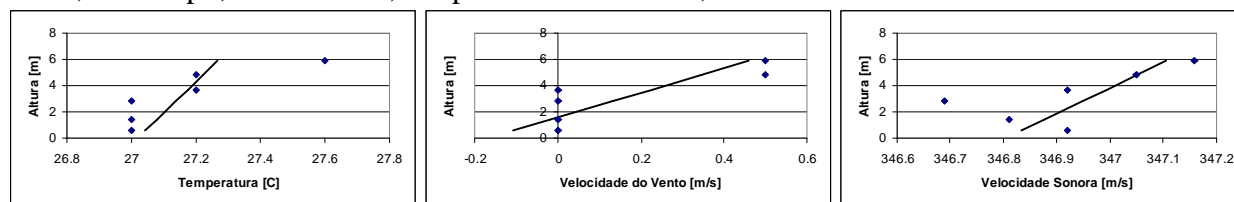
$$u(z) = 0 \cdot z \quad (89)$$

$$\Delta a = \pm 0; \Delta b = \pm 0; cc^2 = 0$$

$$c(z) = 346,8510544 + 0,07536592 \cdot z \quad (90)$$

$$\Delta a = \pm 0,1883415; \Delta b = \pm 0,0507652; cc^2 = 0,839938$$

Medição dia 29/03/03 – entre 21 h e 3 min e 21 h e 17 min.
Noite, céu limpo, noite escura, temperatura do solo 25,7°C.



$$T(z) = 27,01891935 + 0,041656988 \cdot z \quad (91)$$

$$\Delta a = \pm 0,2782405; \Delta b = \pm 0,0749964; cc^2 = 0,743264$$

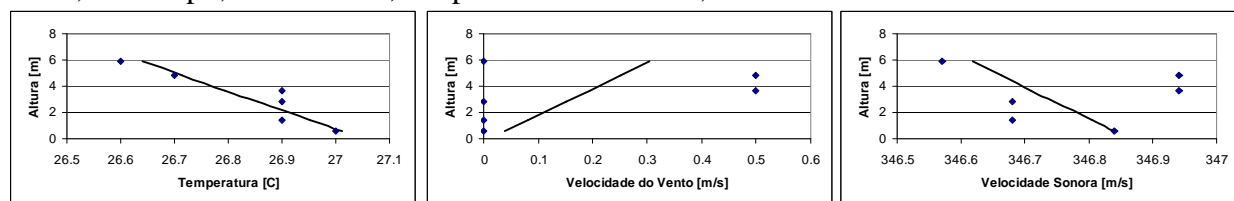
$$u(z) = -0,1678703138 + 0,1063147184 \cdot z \quad (92)$$

$$\Delta a = \pm 0,3405388; \Delta b = \pm 0,0917881; cc^2 = 0,684650$$

$$c(z) = 346,8046806 + 0,05082348 \cdot z \quad (93)$$

$$\Delta a = \pm 0,1939707; \Delta b = \pm 0,0502340; cc^2 = 0,725044$$

Medição dia 29/03/03 – entre 22 h e 6 min e 22 h e 26 min.
Noite, céu limpo, noite escura, temperatura do solo 26,1°C.



$$T(z) = 27,05138047 - 0,069294639 \cdot z \quad (94)$$

$$\Delta a = \pm 0,1407089; \Delta b = \pm 0,0379264; cc^2 = 0,841648$$

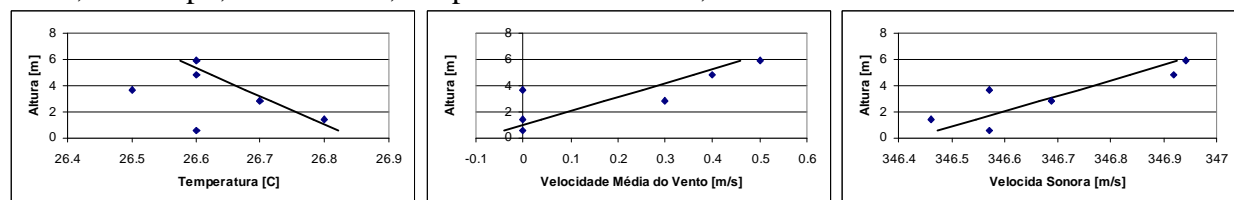
$$u(z) = 0,01037414417 + 0,04966923385 \cdot z \quad (95)$$

$$\Delta a = \pm 0,5542494; \Delta b = \pm 0,1493912; cc^2 = 0,164648$$

$$c(z) = 346,8643812 - 0,04160576 \cdot z \quad (96)$$

$$\Delta a = \pm 0,1664653; \Delta b = \pm 0,0494453; cc^2 = 0,781658$$

Medição dia 29/03/03 – entre 22 h e 41 min e 23 h e 7 min.
Noite, céu limpo, noite escura, temperatura do solo 25,3°C.



$$T(z) = 26,8471813 - 0,045884423 \cdot z \quad (97)$$

$$\Delta a = \pm 0,1127978; \Delta b = \pm 0,0272505; cc^2 = 0,934790$$

$$u(z) = -0,09402448641 + 0,09343998509 \cdot z \quad (98)$$

$$\Delta a = \pm 0,3087873; \Delta b = \pm 0,0832299; cc^2 = 0,667583$$

$$c(z) = 346,4266698 + 0,08447323 \cdot z \quad (99)$$

$$\Delta a = \pm 0,2395264; \Delta b = \pm 0,0645614; cc^2 = 0,734274$$

3. Medições da Velocidade Sonora Variando Apenas a Velocidade do Vento e seu Sentido

A título de verificação da equação 6.7 referente ao capítulo 6, em que:

$$c(z) = c_0 + u(z) \cos q \quad (100)$$

Sendo c_0 dado por [Streeter e Wylie, 1982; Beranek, 1991; Pierce, 1991]:

$$c_0 = [gRT]^{\frac{1}{2}} = [401,8 \cdot T]^{\frac{1}{2}} \quad (101)$$

Realizou-se uma série de medições em uma determinada altura, registrando-se a velocidade e direção do vento e a temperatura, onde analisou-se a diferença encontrada entre os valores medidos e a equação (100). Os resultados dessa análise formaram as seguintes tabelas de vento a favor e contra respectivamente, destacando-se os valores onde a velocidade do vento é nula.

Para as tabelas 1 e 2, a seguir: T é a temperatura em $^{\circ}\text{C}$; $u_{\text{médio em } 5 \text{ s}}$ é a velocidade média do vento em um período de 5 s; c_0 (medido) é o valor da velocidade sonora medida; c_0 (calculado) é o valor da velocidade sonora calculada pela equação (100); diferença % é a diferença em valores percentuais entre as colunas c_0 (medido) e c_0 (calculado).

Tabela 1: Vento a favor.

T	$u_{\text{médio em } 5 \text{ s}}$	c_0 (medido)	Incerteza (para o valor medido)	c_0 (calculado)	Incerteza (para o valor calculado)	Diferença %
24,3	1,8	344,114422	0,943202095	347,4545	0,477665	-0,97063
24,2	2,6	345,060217	0,94839398	348,1691	0,681135	-0,90097
24,2	3,5	345,907224	0,953055671	349,0384	0,911979	-0,90522
24,2	1,4	343,737555	0,941137272	347,01	0,377367	-0,95202
24,1	3,1	345,146456	0,948868094	348,5939	0,809225	-0,99885
24,1	1,6	344,303166	0,944237055	347,1451	0,427299	-0,8254
24	2,1	344,423384	0,944896554	347,5699	0,553621	-0,91356
23,5	1,2	345,802523	0,919198625	346,4097	0,327833	-0,17559
23,3	2,3	346,909091	0,925090909	347,3558	0,604441	-0,12878
23,1	1	344,902386	0,914419438	345,9837	0,279188	-0,31351
23,1	1,3	345,168604	0,9158316	346,2735	0,352373	-0,3201
23,1	0	345,068724	0,915301656	345,0178	0,104683	0,014764

T	u_m médio em 5 s	C₀ (medido)	Incerteza (para o valor medido)	c₀ (calculado)	Incerteza (para o valor calculado)	Diferença %
20	2,3	344,437491	0,911956001	345,4296	0,604091	-0,28803
20	1,6	344,073094	0,91002742	344,7534	0,426675	-0,19773
20	1,9	344,155844	0,910465196	345,0432	0,502382	-0,25783
20	2,2	344,321463	0,911341697	345,333	0,578604	-0,29377
20	2,1	344,238634	0,910903288	345,2364	0,553152	-0,28984
20	1,5	343,907714	0,909152814	344,6568	0,401603	-0,21782
20	3,7	344,869138	0,914243147	346,7819	0,96313	-0,55462
20,2	1,3	343,792043	0,90854134	344,5807	0,351847	-0,2294
20,2	2	344,46651	0,912109674	345,2568	0,527766	-0,22944
20,2	3	344,752819	0,913626531	346,2228	0,783245	-0,42638
20,2	2,9	344,719599	0,91345047	346,1262	0,757595	-0,40803
20,2	0	342,968076	0,904191553	343,325	0,102896	-0,10407
					Máximo	0,014764
					Mínimo	-0,99885

Tabela 2: Vento contra.

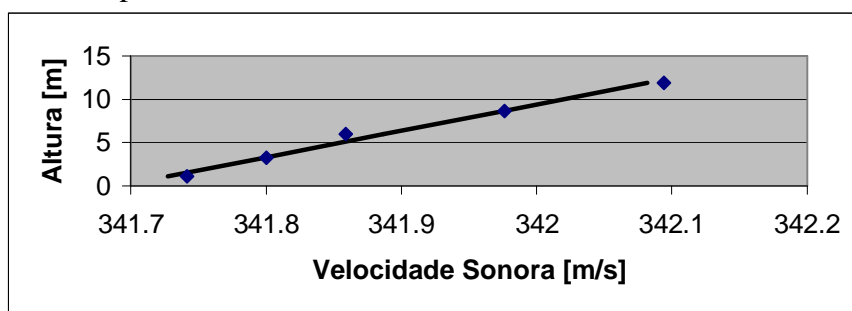
T	u_m médio em 5 s	C₀ (medido)	Incerteza (para o valor medido)	c₀ (calculado)	Incerteza (para o valor calculado)	Diferença %
19,8	1,1	341,384863	0,864561	342,02832	0,302645944	-0,18849
19,8	0,9	341,608976	0,865696	342,22151	0,254557746	-0,17931
19,8	2	340,35772	0,859366	341,15899	0,527720709	-0,23542
19,8	2,2	340,098869	0,85806	340,96580	0,578583168	-0,25491
19,7	3,6	339,74359	0,856268	339,55495	0,937381252	0,055524
19,7	3,3	339,921136	0,857163	339,8447	0,860244089	0,022478
19,8	1,8	340,616967	0,860676	341,35217	0,477052193	-0,21585
19,7	3,5	339,921136	0,888197	339,65154	0,911659271	0,07931
19,8	1,8	340,714286	0,892347	341,35217	0,477052193	-0,18722
20,3	2,7	341,384863	0,895863	340,77550	0,706354786	0,178497
20,5	0,9	342,246245	0,90039	342,63115	0,254722611	-0,11247
20,7	1,8	341,706863	0,897554	341,87877	0,477165828	-0,05031
21	2,2	341,788478	0,897983	341,66776	0,578708922	0,035319
21	1,5	342,508377	0,901769	342,34390	0,401754774	0,048019
20,9	0,7	343,231315	0,90558	343,05820	0,208558919	0,050434
21	1,6	342,508377	0,901769	342,24731	0,426817248	0,07622
21	3,7	341,384863	0,895863	340,21887	0,963193469	0,341547
21,3	1,9	342,405934	0,90123	342,13280	0,502540757	0,079768
21,3	1	342,857143	0,903607	343,00213	0,278765759	-0,04229
21,9	0,8	343,412527	0,906537	343,5455	0,231671112	-0,03875
22	1	343,186042	0,905341	343,410	0,278926302	-0,06547
22	1,4	342,968076	0,904192	343,02436	0,376971742	-0,01641
22,1	2,8	342,508377	0,901769	341,73040	0,732124336	0,227139
22	1,7	342,959856	0,904148	342,7345	0,452112693	0,065682
22	0	344,669782	0,913186	344,37666	0,103983546	0,085043
					Máximo	0,341547
					Mínimo	-0,25491

Atentando-se para os valores em que a velocidade do vento é nula, em nenhum dos casos de vento contra ou a favor a diferença entre os valores medidos e calculados ultrapassou 0,1 % o que indica a validade da equação (101).

4. Medições da Velocidade Sonora Para Dias Sem Vento

Em dias sem a presença de vento a velocidade sonora pode ser determinada a partir da medição da temperatura, conforme visto anteriormente. Assim, nas figuras seguintes, os pontos nos gráficos representam os dados médios de da leitura da temperatura em um intervalo de 15 segundos, ou o suficiente para a sua estabilização, em que as retas representam o ajuste da reta obtida pelo Método do Mínimo Quadrado (MMQ) com a forma $y = a + bx$ e grau de confiança de 95%. As equações representam os resultados obtidos pelo MMQ em função da altura para a velocidade sonora ($c(z)$). Ainda, abaixo de cada equação encontra-se os valores da incerteza para cada termo da equação linear, ou seja para o termo α , Δa e para o termo β , Δb , e o valor do quadrado do coeficiente de correlação (cc).

Medição dia 30/06/03 – entre 21 h e 45 min e 21 h e 50 min.
Noite, céu nublado, temperatura do solo 17,4°C.



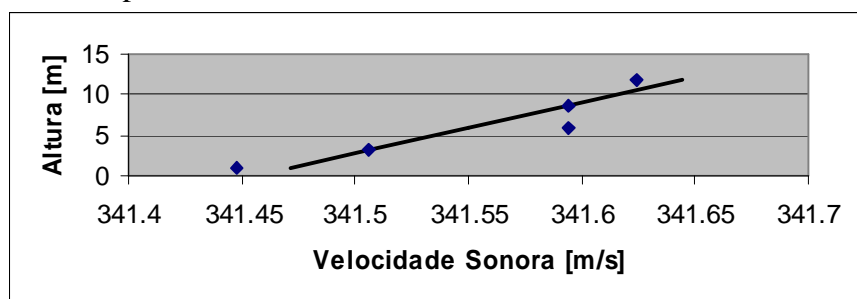
$$T(z) = 17,4143931 + 0,0558873 \cdot z \quad (102)$$

$$\Delta a = \pm 0,0779330; \Delta b = \pm 0,0107162; cc^2 = 0,985928$$

$$c(z) = 341,6911253 + 0,0328378 \cdot z \quad (103)$$

$$\Delta a = \pm 0,0457471; \Delta b = \pm 0,0062904; cc^2 = 0,985955$$

Medição dia 30/06/03 – entre 22 h e 45 min e 22 h e 50 min.
Noite, céu nublado, temperatura do solo 17,0°C.



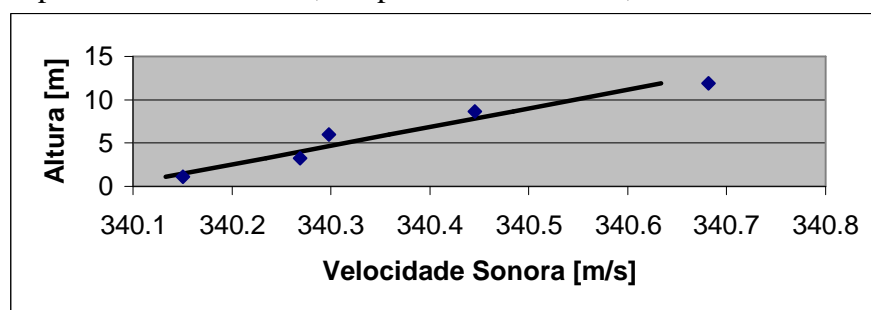
$$T(z) = 17,0117564 + 0,0272063 \cdot z \quad (104)$$

$$\Delta a = \pm 0,1279116; \Delta b = \pm 0,0175885; cc^2 = 0,860410$$

$$c(z) = 341,4542646 + 0,0160032 \cdot z \quad (105)$$

$$\Delta a = \pm 0,0752479; \Delta b = \pm 0,0160032; cc^2 = 0,860383$$

Medição dia 01/07/03 – entre 7 h e 12 min e 7 h e 18 min.
Madrugada, céu parcialmente nublado, temperatura do solo 14,6°C.



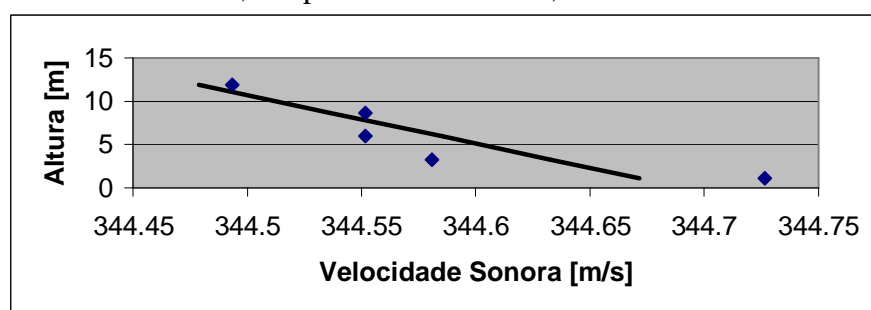
$$T(z) = 14,6839818 + 0,0785928 \cdot z \quad (106)$$

$$\Delta a = \pm 0,2184455; \Delta b = \pm 0,0300388; cc^2 = 0,946337$$

$$c(z) = 340,0820292 + 0,0463827 \cdot z \quad (107)$$

$$\Delta a = \pm 0,1288291; \Delta b = \pm 0,0177147; cc^2 = 0,946412$$

Medição dia 01/07/03 – entre 15 h e 03 min e 15 h e 10 min.
Noite, céu parcialmente nublado, temperatura do solo 22,5°C.



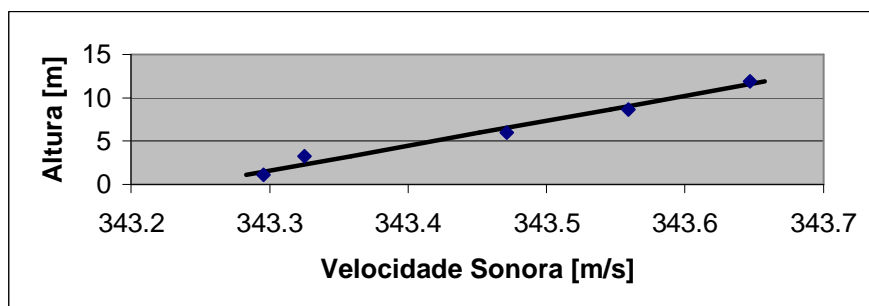
$$T(z) = 22,5393205 - 0,0306146 \cdot z \quad (108)$$

$$\Delta a = \pm 0,1993579; \Delta b = \pm 0,0274128; cc^2 = 0,762642$$

$$c(z) = 344,6911480 - 0,0178478 \cdot z \quad (109)$$

$$\Delta a = \pm 0,1162017; \Delta b = \pm 0,0159784; cc^2 = 0,762708$$

Medição dia 01/07/03 – entre 21 h e 40 min e 21 h e 44 min.
Noite, céu parcialmente nublado, temperatura do solo 20°C.



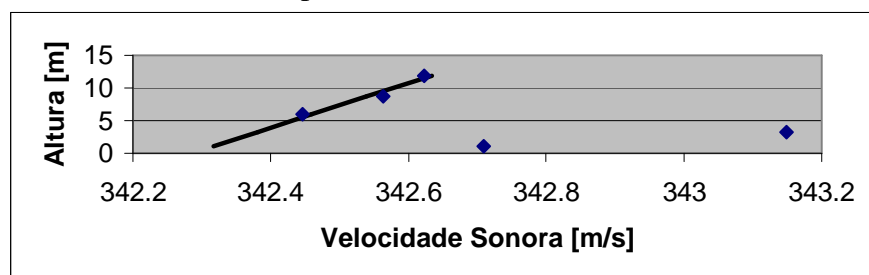
$$T(z) = 20,0634850 + 0,0592683 \cdot z \quad (110)$$

$$\Delta a = \pm 0,1034478; \Delta b = \pm 0,0142246; cc^2 = 0,978129$$

$$c(z) = 343,2451412 + 0,0346672 \cdot z \quad (111)$$

$$\Delta a = \pm 0,0605336; \Delta b = \pm 0,0083237; cc^2 = 0,978111$$

Medição dia 01/07/03 – entre 22 h e 31 min e 22 h e 45 min.
Noite, céu parcialmente nublado, temperatura do solo 18,4°C.



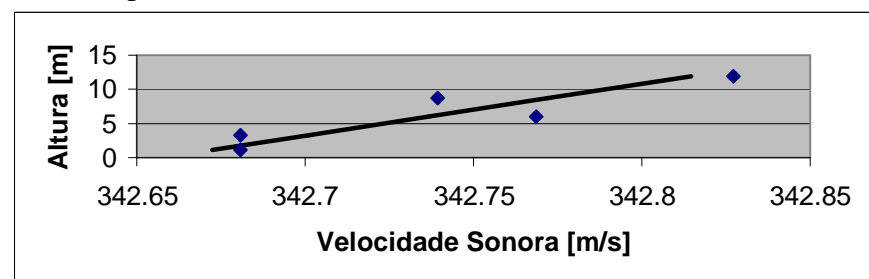
$$T(z) = 18,4250871 + 0,0499148 \cdot z \quad (112)$$

$$\Delta a = \pm 0,4791054; \Delta b = \pm 0,0522256; cc^2 = 0,9441028$$

$$c(z) = 342,2848887 + 0,0292755 \cdot z \quad (113)$$

$$\Delta a = \pm 0,2810780; \Delta b = \pm 0,0306393; cc^2 = 0,944073$$

Medição dia 03/07/03 – entre 21 h e 50 min e 21 h e 56 min.
Noite, céu nublado, temperatura do solo 19,0°C.



$$T(z) = 19,0610918 + 0,0224625 \cdot z \quad (114)$$

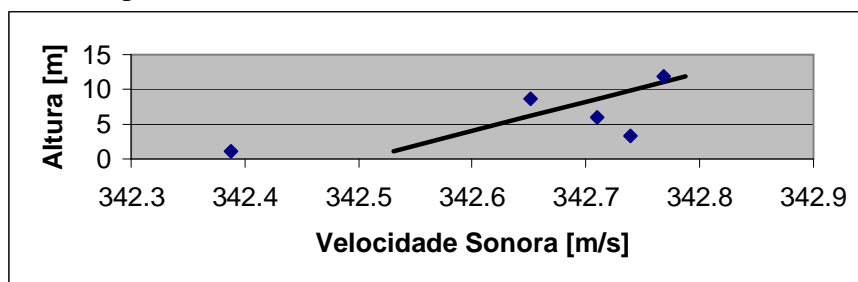
$$\Delta a = \pm 0,1223732; \Delta b = \pm 0,0168269; cc^2 = 0,821129$$

$$c(z) = 342,657904 + 0,0131664 \cdot z \quad (115)$$

$$\Delta a = \pm 0,0717272; \Delta b = \pm 0,0098626; cc^2 = 0,821137$$

Medição dia 03/07/03 – entre 22 h e 27 min e 22 h e 41 min.

Noite, céu nublado, temperatura do solo 18,7°C.



$$T(z) = 18,7989519 + 0,0405964 \cdot z \quad (116)$$

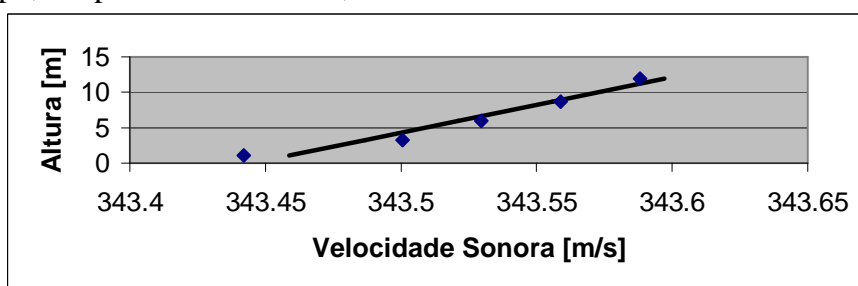
$$\Delta a = \pm 0,5358012; \Delta b = \pm 0,0736755; cc^2 = 0,438880$$

$$c(z) = 342,5041368 + 0,0238082 \cdot z \quad (117)$$

$$\Delta a = \pm 0,3142215; \Delta b = \pm 0,0432071; cc^2 = 0,438891$$

Medição dia 04/07/03 – entre 21 h e 40 min e 21 h e 44 min.

Noite, céu limpo, temperatura do solo 20,4°C.



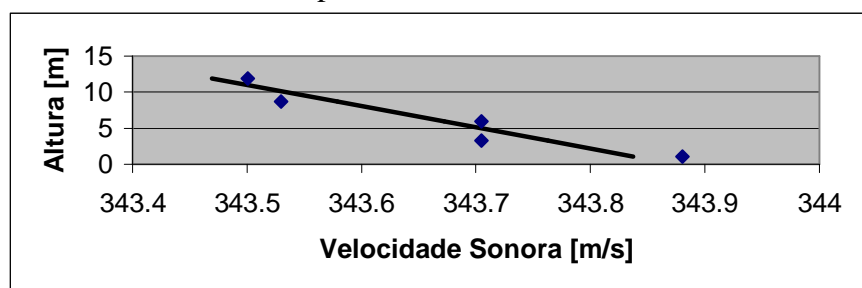
$$T(z) = 20,4045371 + 0,0219054 \cdot z \quad (118)$$

$$\Delta a = \pm 0,0588158; \Delta b = \pm 0,0080875; cc^2 = 0,949747$$

$$c(z) = 343,4446601 + 0,0128108 \cdot z \quad (119)$$

$$\Delta a = \pm 0,0344086; \Delta b = \pm 0,0000138; cc^2 = 0,949717$$

Medição dia 05/07/03 – entre 09 h e 30 min e 09 h e 36 min.
Manhã, céu parcialmente nublado, temperatura do solo 21,1°C.



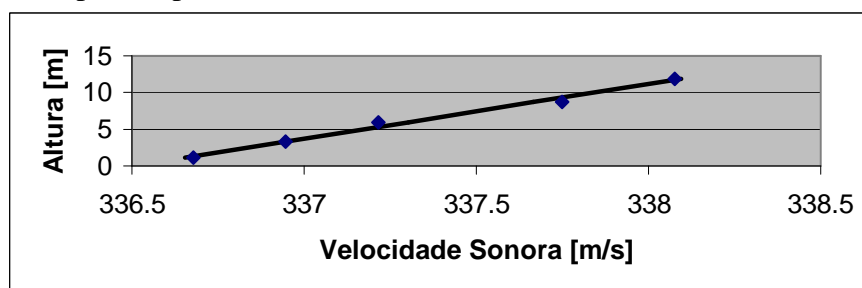
$$T(z) = 21,1409586 - 0,0583698 \cdot z \quad (120)$$

$$\Delta a = \pm 0,2302380; \Delta b = \pm 0,0316589; cc^2 = 0,897509$$

$$c(z) = 343,8751914 - 0,0341211 \cdot z \quad (121)$$

$$\Delta a = \pm 0,1345547; \Delta b = \pm 0,0185019; cc^2 = 0,897556$$

Medição dia 10/07/03 – entre 07 h e 15 min e 07 h e 18 min.
Madrugada, céu limpo, temperatura do solo 8,6°C.



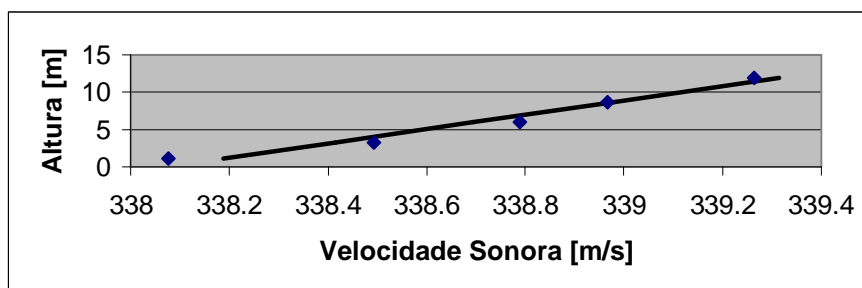
$$T(z) = 8,6637047 + 0,2241745 \cdot z \quad (122)$$

$$\Delta a = \pm 0,2884661; \Delta b = \pm 0,0396656; cc^2 = 0,987993$$

$$c(z) = 336,5074511 + 0,1334882 \cdot z \quad (123)$$

$$\Delta a = \pm 0,1715874; \Delta b = \pm 0,0235942; cc^2 = 0,988018$$

Medição dia 11/07/03 – entre 21 h e 40 min e 21 h e 44 min.
Noite, céu limpo, temperatura do solo 11,2°C.



$$T(z) = 11,2928513 + 0,1759002 \cdot z \quad (124)$$

$$\Delta a = \pm 0,3969124; \Delta b = \pm 0,0545776; cc^2 = 0,963936$$

$$c(z) = 338,0730314 + 0,1042781 \cdot z \quad (125)$$

$$\Delta a = \pm 0,2360772; \Delta b = \pm 0,0324619; cc^2 = 0,963746$$

5. Resultado do Gradiente de Velocidade Sonora

Da análise do gradiente de velocidade sonora separando-se em períodos com e sem vento e em dias e noites, com base na seção 1 deste anexo, equações (8) e (9), obteve-se os seguintes resultados que são apresentados de forma resumida no Capítulo 6.

Dias:

Sem Vento			
Dia - Nublado		<i>a</i>	<i>Da</i>
	3/mar	-0.000493234	0.0003897
	3/mar	-0.000136885	6.02627E-05
Média		-0.000315	0.000197
Dia - Parcial. Nublado		<i>a</i>	<i>Da</i>
	23/mar	-9.69345E-05	7.13862E-05
	1/jul	-0.000051779	0.000046355
	5/jul	-9.92253E-05	5.38044E-05
Média		-0.000083	0.000034
Dia - Céu Limpo		<i>a</i>	<i>Da</i>
	29/mar	-0.000168583	0.00014015
Média		-0.000169	0.000140
Com Vento			
Dia - Nublado		<i>a</i>	<i>Da</i>
	03/mar	-0,000493234	0,0003897
Média		-0,000493	0,000390
Dia - Parcial. Nublado		<i>a</i>	<i>Da</i>
	02/mar	-0,000446047	0,000508217
	09/mar	0,000383352	0,000348012
	23/mar	-0,000126541	0,000127092
	23/mar	0,000310674	0,000157148
	23/mar	0,000503043	0,000202219
Média		0,000125	0,000136
Dia - Céu Limpo		<i>a</i>	<i>Da</i>
	22/mar	0,000216687	0,000230434
	23/mar	0,000126541	0,000127092
Média		0,000172	0,000132

Noites:

Sem Vento			
Noite - Nublado		<i>a</i>	<i>Da</i>
	30/jun	9.61037E-05	1.84098E-05
	30/jun	4.68677E-05	3.03027E-05
	3/jul	3.84243E-05	2.87883E-05
	3/jul	6.95121E-05	0.000126151
Média		6.27269E-05	3.3541E-05
Noite - Parcial. Nublado		<i>a</i>	<i>Da</i>
	23/mar	9.69345E-05	0.000071386
	1/jul	0.000136387	5.20895E-05
	1/jul	0.000100998	2.425E-05
	1/jul	8.55296E-05	8.95141E-05
Média		0.000105	0.000032
Noite - Céu Limpo		<i>a</i>	<i>Da</i>
	23/mar	0.000306563	0.000294122
	29/mar	0.000448517	0.000332994
	29/mar	0.000482562	0.000147736
	29/mar	0.000241896	5.50426E-05
	4/jul	3.73009E-05	1.37758E-05
	10/jul	0.000396687	7.01152E-05
	11/jul	0.000308448	9.60205E-05
Média		0.000317	0.000069
Com Vento			
Noite - Nublado		<i>a</i>	<i>Da</i>
	16/mar	0,00022228	9,57986E-05
	16/mar	0,000153835	0,00010915
	16/mar	0,00015979	8,74544E-05
Média		0,000179	0,000057
Noite - Parcial. Nublado		<i>a</i>	<i>Da</i>
	02/mar	0,000352111	0,00033141
Média		0,000352	0,000331
Noite - Céu Limpo		<i>a</i>	<i>Da</i>
	04/mar	0,000506745	0,000358081
	22/mar	0,000792912	0,00068659
	22/mar	0,000586612	0,000351905
	29/mar	0,000146548	0,000144848
	29/mar	0,000241088	0,000186365
Média		0,000455	0,000177

ANEXO 11 – RESULTADOS DA ANÁLISE

Este anexo mostra os resultados gráficos resolvidos com o modelo proposto e condensados no Capítulo 8. Tais resultados permitiram analisar o comportamento da perda por inserção de uma barreira sonora conforme a variação do gradiente de velocidade sonora, resistência ao fluxo do solo, frequência e distâncias tanto do emissor quanto do receptor. Dos 720 casos verificados, aqui foram resumidos 72 gráficos que compreendem as frequências de 250, 1.000 e 4.000 Hz.

Recapitulando, a barreira analisada é uma barreira com 2,50 m de altura e 0,01 m de espessura, sendo considerada rígida em uma situação bi-dimensional. Dois casos de gradiente de velocidade sonora positivo foram avaliados, um correspondente a uma noite sem vento e céu nublado ($a = 6,27 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$) e um segundo a uma noite com vento e céu limpo ($a = 4,55 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$). Quatro posições para o emissor foram consideradas: emissor a 1,00 e 3,00 da barreira e 0,50 e 1,50 m do solo. Para o receptor 11 posições foram consideradas: 1,00, 2,00, 3,00, 4,00 e 5,00 m de distância da barreira e 0,00, 0,50, 1,00, 1,50, 2,00 e 2,50 m do solo. A figura 1 repete o esquema já mostrado dos pontos do emissor e do receptor mencionados e a figura 8.2 destaca a área analisada sendo representada graficamente por uma superfície com os eixos representando a distância do emissor e a barreira e a altura do emissor do solo a escala em tons de cinza representam o resultado da perda por inserção da barreira em decibéis.

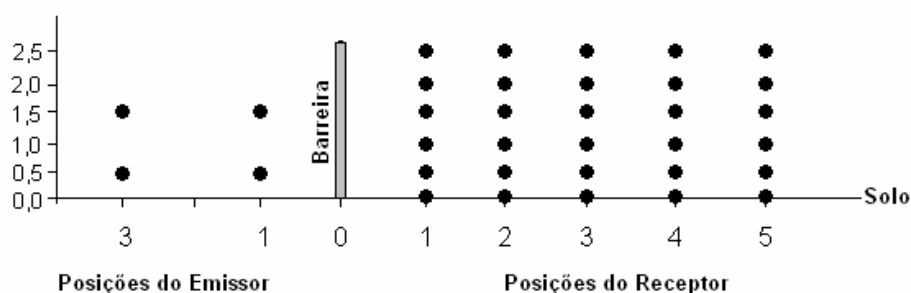


Figura 1: Posições para o emissor e para o receptor relacionadas com o solo e com a barreira.

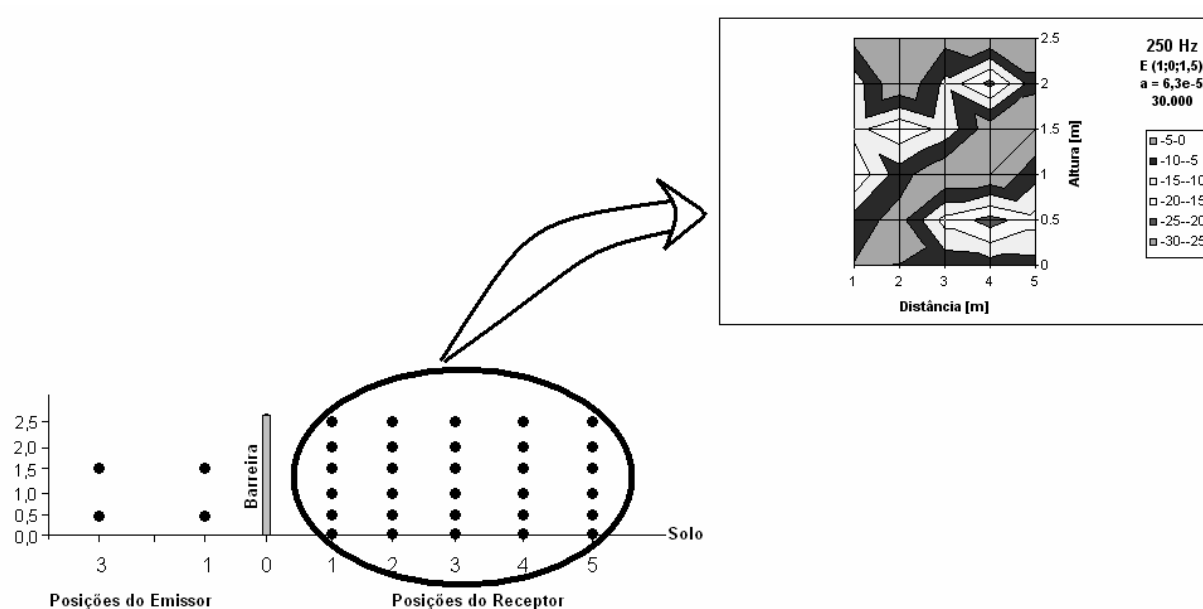


Figura 2: Destaque para a área geométrica analisada pelos gráficos.

Convém, lembrar ainda que três tipos diferentes de solo foram verificados, são eles: solo reflexivo ($\sigma = 30.000 \text{ kN.s/m}^4$), solo absorvente ($\sigma = 300 \text{ kN.s/m}^4$) e um solo intermediário ($\sigma = 3.000 \text{ kN.s/m}^4$). Para uma melhor compreensão dos gráficos apresentados, a figura 3 informa as características de cada gráfico apresentado, ou seja; a frequência de análise; a posição do receptor nas coordenada cartesianas ($x = \text{distância da barreira}$; $y = 0$; $z = \text{altura do solo}$); o gradiente de velocidade sonora utilizado; as posições do receptor; a resistência ao fluxo do solo analisado e a legenda indicativa da Perda por Inserção em decibéis.

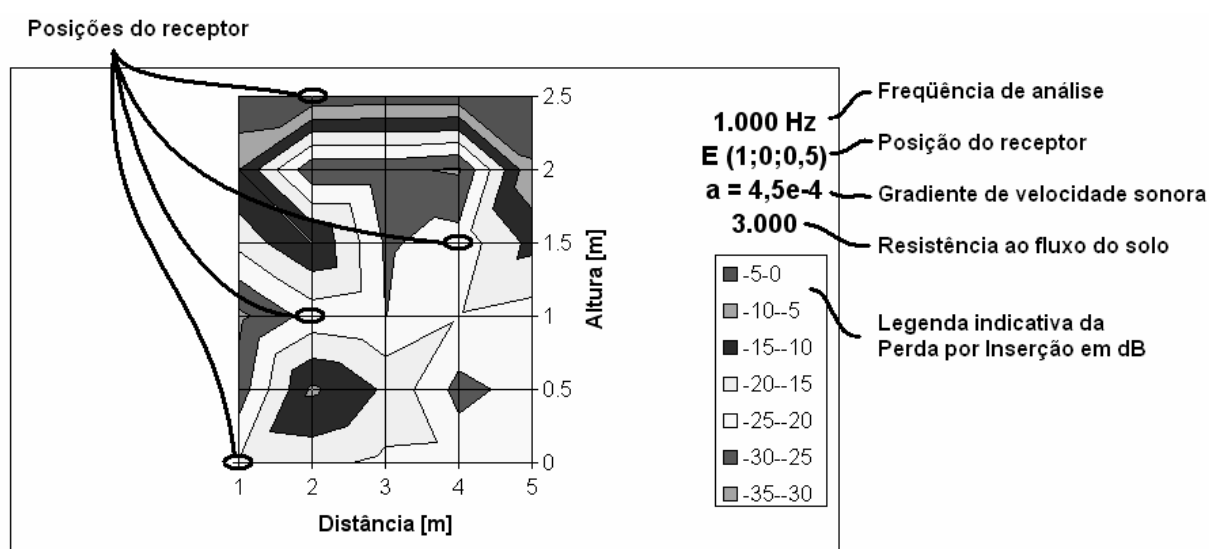


Figura 3: Indicadores dos parâmetros analisados.

