

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO TECNOLÓGICO DE JOINVILLE
CURSO DE ENGENHARIA AEROESPACIAL

STEPHANNY NOGUEIRA MOREIRA SILVA

AVALIAÇÃO DE ERROS NO CÁLCULO DIRETO DE RUÍDO EM OPENFOAM
UTILIZANDO CASO CLÁSSICO EM AEROACÚSTICA

Joinville
2022

STEPHANNY NOGUEIRA MOREIRA SILVA

AVALIAÇÃO DE ERROS NO CÁLCULO DIRETO DE RUÍDO EM OPENFOAM
UTILIZANDO CASO CLÁSSICO EM AEROACÚSTICA

Trabalho apresentado como requisito para obtenção do título de bacharel em Engenharia Aeroespacial do Centro Tecnológico de Joinville da Universidade Federal de Santa Catarina.

Orientador: Dr. Filipe Dutra da Silva

Joinville
2022

STEPHANNY NOGUEIRA MOREIRA SILVA

AVALIAÇÃO DE ERROS NO CÁLCULO DIRETO DE RUÍDO EM OPENFOAM
UTILIZANDO CASO CLÁSSICO EM AEROACÚSTICA

Este Trabalho de Conclusão de Curso foi julgado adequado para obtenção do título de bacharel em Engenharia Aeroespacial, na Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico de Joinville.

Joinville (SC), 18 de março de 2022.

Banca Examinadora:

Orientador: Dr. Filipe Dutra da Silva
Orientador(a)
Presidente

Prof. Dr. Rafael Gigena Cuenca
Membro(a)
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Dr. Thiago Antonio Fiorentin
Membro(a)
Universidade Federal de Santa Catarina

RESUMO

A utilização de simulações numéricas em aeroacústica são, em muitas aplicações, mais acessíveis do que métodos experimentais. No entanto, dificuldades surgem no cálculo direto de ruído devido a erros introduzidos por condições de contorno e por esquemas numéricos tipicamente utilizados em mecânica dos fluidos computacional. A diferença de ordens de grandeza definidas pelo escoamento e pelo campo sonoro torna uma simulação direta mais onerosa, porém, mesmo quando métodos híbridos são utilizados, é necessário seguir critérios para se obter um cálculo acurado da propagação sonora até a superfície de controle utilizada por analogias acústicas. Este trabalho buscou avaliar a influência de diferentes esquemas numéricos — disponíveis no código aberto *OpenFOAM* — no cálculo direto da propagação de onda. Para tanto, adotou-se o caso do campo sonoro gerado por um monopolo em um domínio bidimensional. Um modelo de simulação foi desenvolvido e avaliou-se diferentes esquemas de discretização espacial e temporal, juntamente com testes de refino de malha e condições de contorno. Por fim, comparou-se os resultados com a solução analítica disponível e foram estabelecidas boas práticas para esse tipo de simulação. Concluiu-se que o modelo desenvolvido permitiu análise da propagação de onda para o meio estacionário, em que a influência do esquema temporal e o refino de malha nos resultados puderam ser verificados. Além disso, conseguiu-se evitar reflexões numéricas nas condições de contorno por adição de zonas externas que extinguiram a onda ao longo do domínio.

Palavras-chave: Aeroacústica Computacional. Monopolo. Dissipação. Dispersão.

ABSTRACT

The use of numerical simulations in aeroacoustics is, in many applications, more accessible than experimental methods. However, difficulties arise in the direct computation of noise due to errors introduced by boundary conditions and numerical schemes typically used in Computational Fluid Dynamics. The difference in scale between the flow and the sound field makes a direct simulation more expensive, however, even when hybrid methods are used, it is necessary to follow criteria to obtain an accurate calculation of the sound propagation up to the control surface used by acoustic analogies. This work sought to evaluate the influence of different numerical schemes — available in the open source *OpenFOAM* — on the direct calculation of wave propagation. In this sense, the case of the sound field generated by a monopole in a two-dimensional domain was adopted. A simulation model was developed and different spatial and temporal discretization schemes were evaluated, along with mesh refinement and boundary conditions tests. Finally, the results were compared with the available analytical solution and good practices for this type of simulation were established. As a conclusion, the developed model allowed the analysis of the wave propagation for the stationary medium, in which the influence of temporal discretization and mesh refinement in the results could be verified. Furthermore, it was possible to avoid numerical reflections in the boundary conditions by adding external zones that extinguished the wave along the domain.

Keywords: Computational aeroacoustics. Monopole. Dissipation. Dispersion.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Amplitude e comprimento de onda de uma onda senoidal.	17
Figura 2 – Valor eficaz da pressão (<i>root mean square pressure</i>) para onda senoidal.	18
Figura 3 – Transmissão de onda entre meios divididos por partição plana. . . .	18
Figura 4 – Impedância acústica em diagrama de plano complexo.	19
Figura 5 – Geração de frentes de onda esféricas: à esquerda por fonte pontual e à direita por fonte real.	19
Figura 6 – Esfera pulsante.	20
Figura 7 – Sistema de coordenadas cilíndricas.	21
Figura 8 – Malha unidimensional igualmente espaçada.	24
Figura 9 – Dispersão numérica.	26
Figura 10 – Dissipação numérica.	26
Figura 11 – Zona de absorção ao redor da zona útil.	27
Figura 12 – Zona com amortecimento artificial ao redor da zona útil.	28
Figura 13 – Comparação entre solução analítica e simulação para as duas primeiras malhas de Akhnoukh (2015) ($t = 150$).	29
Figura 14 – Comparação entre solução analítica e simulação para malha refinada de Akhnoukh (2015) ($t = 150$).	29
Figura 15 – Comparação entre solução analítica e simulação para monopolo em escoamento uniforme de Akhnoukh (2015) ($t = 270$).	30
Figura 16 – Resultados para o caso padrão de Stoker e Smith (1995).	30
Figura 17 – Imagem do domínio computacional utilizado para as malhas com zona útil uniforme. Dimensões dos eixos em metros.	34
Figura 18 – Malha de 32 PPW com zona útil uniforme.	35
Figura 19 – Zona de refino para malha com 32 PPW.	36
Figura 20 – Malha triangular 1 gerada no <i>Gmsh</i> : comprimento característico de $0,491\lambda$	38
Figura 21 – Malha 3: zona útil com 60λ e 32 PPW.	40
Figura 22 – Malha 4: zona útil com 30λ e 32 PPW.	40
Figura 23 – Tempo entre os picos de duas ondas senoidais.	42
Figura 24 – Assimetria próximo à fonte para zona útil uniforme de 16 PPW ($t = 0,50$ s).	44
Figura 25 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para zona útil uniforme de 8 PPW.	45
Figura 26 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para zona útil uniforme de 16 PPW.	45
Figura 27 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para zona útil uniforme de 32 PPW.	46

Figura 28 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para zona útil uniforme de 64 PPW.	46
Figura 29 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para malha de 16 PPW com zona de refino.	47
Figura 30 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para malha de 32 PPW com zona de refino.	48
Figura 31 – Erros em função do refino de malha ($t = 0,50$ s).	48
Figura 32 – Erros em função do refino para $x = 0,588\lambda$	49
Figura 33 – Erros em função do refino para $x = 3,529\lambda$	50
Figura 34 – Erros em função do refino para $x = 24,118\lambda$	50
Figura 35 – Erros em função do refino para $x = 27,059\lambda$	50
Figura 36 – Erros em função do refino para $x = 30,000\lambda$	51
Figura 37 – Comparação entre esquemas Euler e <i>backward</i> para malha de 32 PPW, $n = 4000$ e $t = 0,50$ s.	52
Figura 38 – Comparação entre esquemas Euler e Backward para malha de 32 PPW, $n = 10$ e $t = 0,50$ s.	52
Figura 39 – Comparação entre esquemas Euler e Backward para malha de 32 PPW, $n = 20$ e $t = 0,50$ s.	53
Figura 40 – Comparação entre esquemas Euler e Backward para malha de 32 PPW, $n = 40$ e $t = 0,50$ s.	53
Figura 41 – Comparação entre esquemas Euler e Backward para malha de 32 PPW, $n = 80$ e $t = 0,50$ s.	54
Figura 42 – Erros para diferentes discretizações temporais em função do número de divisões do período ($t = 0,50$ s).	54
Figura 43 – Comparação entre $n = 80$ e $n = 4.000$ para esquema Backward, malha de 32 PPW e $t = 0,50$ s.	55
Figura 44 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 0,588\lambda$.	56
Figura 45 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 3,529\lambda$.	57
Figura 46 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 12,353\lambda$.	57
Figura 47 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 27,059\lambda$.	57
Figura 48 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 30,000\lambda$.	58
Figura 49 – Análise da curva para esquema <i>backward</i> com $n = 10$ a $x = 0,588\lambda$.	58
Figura 50 – Análise da curva para esquema Euler com $n = 10$ a $x = 0,588\lambda$. . .	58
Figura 51 – Análise da curva para esquema <i>backward</i> com $n = 20$ a $x = 0,588\lambda$.	59
Figura 52 – Análise da curva para esquema <i>backward</i> com $n = 80$ a $x = 0,588\lambda$.	59
Figura 53 – Variação de pressão para a malha de 16 PPW usando o esquema numérico <i>limitedLinear</i> ($t = 0,50$ s).	61
Figura 54 – Variação de pressão para a malha de 16 PPW usando o esquema numérico <i>linearUpwind</i> ($t = 0,50$ s).	61

Figura 55 – Variação de pressão para a malha de 16 PPW usando o esquema numérico <i>upwind</i> ($t = 0,50$ s).	62
Figura 56 – Variação de pressão para a malha de 32 PPW usando o esquema numérico <i>limitedLinear</i> ($t = 0,50$ s).	62
Figura 57 – Variação de pressão para a malha de 32 PPW usando o esquema numérico <i>linearUpwind</i> ($t = 0,50$ s).	63
Figura 58 – Variação de pressão para a malha de 32 PPW usando o esquema numérico <i>upwind</i> ($t = 0,50$ s).	63
Figura 59 – Erros para malha de 16 e 32 PPW em função de diferentes esquemas numéricos ($t = 0,50$ s).	64
Figura 60 – Erros em função do esquema numérico para $x = 0,588\lambda$	64
Figura 61 – Erros em função do esquema numérico para $x = 3,529\lambda$	64
Figura 62 – Erros em função do esquema numérico para $x = 15,294\lambda$	65
Figura 63 – Erros em função do esquema numérico para $x = 27,059\lambda$	65
Figura 64 – Erros em função do esquema numérico para $x = 30,000\lambda$	65
Figura 65 – Variação de pressão a $t = 0,198$ s para Malha triangular 1 ($l = 0,491\lambda$).	66
Figura 66 – Variação de pressão a $t = 0,195$ s para Malha triangular 2 ($l = 0,219\lambda$).	67
Figura 67 – Variação de pressão a $t = 0,231$ s para Malha triangular 3 ($l = 0,169\lambda$).	67
Figura 68 – Variação de pressão para condição de contorno <i>waveTransmissive</i> e Malha 3 ($t = 0,70$ s).	69
Figura 69 – Variação de pressão para condição de contorno <i>fixedValue</i> e Malha 3 ($t = 0,70$ s).	69
Figura 70 – Variação de pressão para condição de contorno <i>waveTransmissive</i> e Malha 4 ($t = 0,40$ s).	70
Figura 71 – Variação de pressão para condição de contorno <i>fixedValue</i> e Malha 4 ($t = 0,40$ s).	70
Figura 72 – Comparação entre resultados utilizando zona de saída e a condição <i>waveTransmissive</i> para malha de 32 PPW e $t = 0,40$ s.	71
Figura 73 – Variação de pressão a $t = 0,70$ s para condição de contorno <i>waveTransmissive</i> e Malha 3 com zona de absorção ($r_1 = 30\lambda$ e $r_2 = 45\lambda$).	72
Figura 74 – Variação de pressão a $t = 0,70$ s para condição de contorno <i>fixedValue</i> e Malha 3 com zona de absorção ($r_1 = 30\lambda$ e $r_2 = 45\lambda$).	72
Figura 75 – Variação de pressão a $t = 0,40$ s para condição de contorno <i>waveTransmissive</i> e Malha 4 com zona de absorção ($r_1 = 27\lambda$ e $r_2 = 28\lambda$).	73
Figura 76 – Variação de pressão a $t = 0,40$ s para condição de contorno <i>fixedValue</i> e Malha 4 com zona de absorção ($r_1 = 27\lambda$ e $r_2 = 28\lambda$).	73
Figura 77 – Erros em função do refino para $x = 0,588\lambda$	81

Figura 78 – Erros em função do refino para $x = 3,529\lambda$	81
Figura 79 – Erros em função do refino para $x = 6,471\lambda$	82
Figura 80 – Erros em função do refino para $x = 9,412\lambda$	82
Figura 81 – Erros em função do refino para $x = 12,353\lambda$	82
Figura 82 – Erros em função do refino para $x = 15,294\lambda$	83
Figura 83 – Erros em função do refino para $x = 18,235\lambda$	83
Figura 84 – Erros em função do refino para $x = 21,176\lambda$	83
Figura 85 – Erros em função do refino para $x = 24,118\lambda$	84
Figura 86 – Erros em função do refino para $x = 27,059\lambda$	84
Figura 87 – Erros em função do refino para $x = 30,000\lambda$	84
Figura 88 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 0,588\lambda$	85
Figura 89 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 3,529\lambda$	85
Figura 90 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 6,471\lambda$	86
Figura 91 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 9,412\lambda$	86
Figura 92 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 12,353\lambda$	86
Figura 93 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 15,294\lambda$	87
Figura 94 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 18,235\lambda$	87
Figura 95 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 21,176\lambda$	87
Figura 96 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 24,118\lambda$	88
Figura 97 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 27,059\lambda$	88
Figura 98 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 30,000\lambda$	88
Figura 99 – Erros em função do esquema numérico para $x = 0,588\lambda$	89
Figura 100–Erros em função do esquema numérico para $x = 3,529\lambda$	89
Figura 101–Erros em função do esquema numérico para $x = 6,471\lambda$	90
Figura 102–Erros em função do esquema numérico para $x = 9,412\lambda$	90
Figura 103–Erros em função do esquema numérico para $x = 12,353\lambda$	90
Figura 104–Erros em função do esquema numérico para $x = 15,294\lambda$	91
Figura 105–Erros em função do esquema numérico para $x = 18,235\lambda$	91
Figura 106–Erros em função do esquema numérico para $x = 21,176\lambda$	91
Figura 107–Erros em função do esquema numérico para $x = 24,118\lambda$	92
Figura 108–Erros em função do esquema numérico para $x = 27,059\lambda$	92
Figura 109–Erros em função do esquema numérico para $x = 30,000\lambda$	92

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros geométricos para geração de malha em função do comprimento de onda.	34
Tabela 2 – Parâmetros da zona de refino.	36
Tabela 3 – Dimensões da malha triangular em função do comprimento de onda.	37
Tabela 4 – Parâmetros das malhas triangulares.	37
Tabela 5 – Condições de contorno padrão utilizadas nas simulações.	39
Tabela 6 – Nova combinação para teste de condições de contorno.	39
Tabela 7 – Valores dos raios em função do comprimento de onda para as zonas de absorção de cada malha.	41
Tabela 8 – Coordenadas das <i>probes</i> para medição da variação de pressão ao longo do tempo.	43
Tabela 9 – Erros para cada refino de malha ($t = 0,50$ s).	49
Tabela 10 – Erros para diferentes discretizações temporais em função do número de divisões do período ($t = 0,50$ s).	55
Tabela 11 – Erros para diferentes esquemas numéricos em função do refino de malha ($t = 0,50$ s).	60
Tabela 12 – Erros para Malha 4 em função da condição de contorno comparando com o caso com zona de saída ($t = 0,40$ s).	68

LISTA DE SÍMBOLOS

t	Instante de tempo
Δp	Varição de pressão
Δp_m	Amplitude da pressão
k	Número de onda
x	Coordenada referente ao eixo da abscissa do sistema cartesiano
ω	Frequência angular
τ	Período
f	Frequência
λ	Comprimento de onda
c	Velocidade do som
p_{rms}	Valor eficaz da pressão
p	Pressão
Z	Impedância acústica
Z_1	Componente real da impedância acústica
Z_2	Componente imaginária da impedância acústica
u	Velocidade de partícula na onda
a	Raio da esfera pulsante
r	Distância radial
ϕ_m	Potencial de velocidade do monopolo
v_0	Amplitude da velocidade na superfície da esfera pulsante
p'	Pressão sonora
ρ_0	Densidade do fluido
m	Ordem da função de Hankel

$H_m^{(2)}$	Função de Hankel do segundo tipo de ordem m
U_m	Amplitude da velocidade radial na superfície da fonte cilíndrica
Γ	Coefficiente de difusão da Equação de Transporte
S	Fonte da Equação de Transporte
M	Número de Mach
ϕ	Erro de dispersão
G	Fator de amplificação
ϵ_d	Erro de dissipação
S	Taxa de variação do volume
$H_0^{(2)}$	Função de Hankel do segundo tipo de ordem zero
U_0	Magnitude da velocidade radial na superfície da fonte cilíndrica
C	Comprimento da circunferência da fonte cilíndrica
T	Temperatura
Δt	Divisão do tempo da simulação
n	Número de divisões do período
l	Comprimento característico da malha
U_n	Velocidade de advecção
ν_{max}	Valor máximo do coeficiente de amortecimento
w	Largura do stencil
t_{obs}	Instante de tempo de observação
x_{obs}	Posição espacial de observação
Δt_{pico}	Diferença dos tempos entre os picos das ondas numérica e analítica

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	13
1.1	Objetivos	14
1.1.1	Objetivo Geral	14
1.1.2	Objetivos Específicos	15
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	16
2.1	Conceitos básicos de acústica	16
2.1.1	Fonte pontual	19
2.1.2	Monopolo	20
2.1.3	Ondas Cilíndricas	21
2.2	Simulações em acústica usando CFD	22
2.2.1	Cálculo direto do ruído	23
2.2.2	Esquemas Numéricos	23
2.2.3	Erros Numéricos	25
2.2.4	Zona de absorção	27
2.2.5	Monopolo por cálculo direto	28
3	METODOLOGIA	32
3.1	Solução Analítica	32
3.2	Parâmetros da solução numérica	33
3.3	Malha com zona útil uniforme	34
3.4	Malha com zona de refino	35
3.4.1	Esquemas temporais	36
3.4.2	Esquemas numéricos	36
3.5	Malha triangular	37
3.6	Análise de efeitos de reflexão nas condições de contorno	37
3.6.1	Geração de malhas com novos domínios	39
3.6.2	Zona de absorção por dissipação artificial	39
3.7	Análise de erros	41
4	RESULTADOS	44
4.1	Malha com zona útil uniforme	44
4.2	Malha com zona de refino adjacente à fonte	47
4.3	Esquemas temporais	51
4.4	Esquemas de discretização espacial	60
4.5	Malha triangular	66
4.6	Condições de contorno	68

4.7	Zona de absorção	71
5	CONCLUSÕES	74
	REFERÊNCIAS	77
	APÊNDICE A	81

1 INTRODUÇÃO

A história da aviação permite observar a evolução das aeronaves e de seus componentes ao longo do tempo. Não apenas houve um ganho em termos de velocidade e autonomia, mas a otimização permitiu uma redução dos níveis de ruídos sonoros interno e externo gerados pelos componentes (MARTENS, 2002). Além disso, há exigências de organizações reguladoras, como a Organização da Aviação Civil Internacional (ICAO), que definem limites para os níveis de ruído gerados, o que provoca adequação das aeronaves para os padrões exigidos e, assim, contribui para a redução almejada (ORGANIZATION, 2017).

Porém, mesmo com essa diminuição, os níveis de ruído que ainda são gerados afetam de maneira significativa a saúde da população exposta a eles, pois estão relacionados com deficiências cognitivas, como prejuízo à compreensão de leitura (CLARK et al., 2006) e à memória de longo prazo (HAINES et al., 2001), e com uma população mais estressada (ORGANIZATION et al., 2018). Devido a esses problemas, o estudo de fontes sonoras pela aeroacústica é essencial para o desenvolvimento da indústria aeronáutica.

A identificação dessas fontes sonoras e a análise de ruídos gerados por elas permitem que intervenções sejam realizadas a fim de diminuir os níveis que causam prejuízos ou desconfortos na população. Como exemplo, tem-se que, durante o pouso de uma aeronave, entre 75% e 80% do ruído produzido é de origem aerodinâmica, enquanto o restante é causado pelo motor (VASCONCELOS, 2009). Só o trem de pouso é responsável por uma porcentagem de 31 a 40% do ruído total e afeta a população no entorno do aeroporto por muitos quilômetros (BENNETT; NERI; KENNEDY, 2018).

Outro exemplo é o de aerogeradores, cujos parques eólicos geram impactos sobre a fauna local e sobre ecossistemas sensíveis (SILVEIRA, 2019), além de trazerem consequências para o bem-estar da população exposta aos ruídos gerados (FREDIANELLI; CARPITA; LICITRA, 2019). Devido à crescente demanda por energias renováveis, em que se prevê que, nas próximas décadas, as fontes eólica e solar serão responsáveis por suprir boa parte da energia elétrica na América Latina (NASSA et al., 2019), verifica-se a importância da análise de ruídos provenientes de aerogeradores.

Os estudos na área de aeroacústica partem dos métodos experimentais, que medem os níveis de ruído através de instrumentos e permitem levantamento de dados em ambiente controlado, porém esses experimentos podem se tornar inviáveis quando se verifica os custos necessários para realização dos mesmos (AKHNOUKH, 2015). Portanto, outra possibilidade de estudo é a utilização de métodos computacionais para simulação dos casos desejados, permitindo análises mais acessíveis.

A Aeroacústica Computacional (CAA), segundo Lee et al. (2005), "[...] captura, numericamente, grandezas acústicas irradiadas geradas a partir de flutuações do escoamento [...]" (p. 01). Essa resolução de forma numérica, além de permitir maior acesso e diminuição de custos (AKHNOUKH, 2015), pode servir como complemento ou como análise inicial para os métodos experimentais (YOKOYAMA; TANIMOTO; IIDA, 2017).

Apesar da vantagem dos métodos computacionais, esses apresentam uma dificuldade quanto à simulação do problema físico devido às diferenças de escala entre o escoamento e o campo sonoro para baixos números de Mach e às condições de contorno inadequadas (AKHNOUKH, 2015). Neste sentido, esquemas de discretização espacial e temporal comumente utilizados na Fluidodinâmica Computacional (CFD) podem apresentar erros numéricos intoleráveis do ponto de vista acústico.

Para reverter a problemática da existência de múltiplas escalas na simulação, segundo Akhnoukh (2015), pode-se utilizar a abordagem do método híbrido, com a qual é possível resolver as equações para o escoamento e para o campo sonoro, separadamente, sem que o custo computacional seja tão oneroso quanto uma simulação direta. Dessa forma, esse método permite análise de geometrias complexas e com uma configuração desejada dos parâmetros. No entanto, mesmo com o uso desses métodos, é necessário minimizar os erros na propagação de ondas até as regiões de acoplamento entre os domínios das soluções fluidodinâmica e acústica.

Considerando o que foi exposto, a pesquisa propôs desenvolver a configuração de um modelo no programa computacional de código aberto *OpenFOAM* de monopolo em meio estacionário bidimensional. Como o foco do trabalho está na identificação de erros no cálculo direto de ruído e em estabelecer boas práticas para esse tipo de simulação, a escolha por um caso simplificado se justifica pela disponibilidade de solução analítica e pela facilidade em identificar os erros gerados no cálculo da propagação de ondas.

Dessa forma, através dos resultados retirados da pesquisa, pôde-se comparar a solução numérica com a solução analítica e, com isso, avaliar a eficácia do cálculo direto quando utilizado para predições sonoras de campo distante. Além disso, analisou-se a influência no resultado final devido à variação do domínio, das condições de contorno, da malha e de outros parâmetros especificados.

1.1 OBJETIVOS

1.1.1 Objetivo Geral

Desenvolver modelo de simulação no programa computacional *OpenFOAM* para estudo de caso fundamental em aeroacústica.

1.1.2 Objetivos Específicos

- Estabelecer práticas eficientes para previsões acuradas da geração e propagação de ondas sonoras;
- Avaliar a influência de diferentes esquemas numéricos na dispersão e dissipação de ondas sonoras;
- Verificar a influência da resolução de malha na propagação de ondas sonoras em campo distante;
- Analisar a eficácia de métodos de dissipação de onda e de condições de contorno em evitar reflexões numéricas;
- Investigar a relação entre o grau de alinhamento da malha e a influência de esquemas numéricos na propagação de onda sonora.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo estão sintetizados alguns dos conceitos utilizados na pesquisa. A fonte escolhida, definida como monopolo em meio bidimensional, tem sua descrição apresentada, e conceitos da simulação direta, assim como esquemas numéricos utilizados e erros associados, são expostos a seguir. Além disso, alguns tratamentos para minimização de reflexões numéricas também foram abordados. Por fim, apresentou-se trabalhos usados como referência teórica para construção do modelo e para configuração da simulação.

2.1 CONCEITOS BÁSICOS DE ACÚSTICA

As ondas sonoras estão relacionadas às flutuações de pressão que ocorrem em um fluido compressível (KINSLER et al., 2000), e existem diferentes parâmetros que as caracterizam, como o comprimento de onda e a frequência. Dessa forma, devido a importância de definir alguns desses conceitos, estes são apresentados a seguir.

Para uma onda senoidal que se propaga no sentido positivo do eixo x , a variação de pressão no instante t pode ser representada por (HALLIDAY, 2000):

$$\Delta p(x, t) = \Delta p_m \sin(kx - \omega t) \quad (1)$$

onde ω é a frequência angular da onda em rad/s, k é o número de onda e Δp_m é a amplitude da pressão.

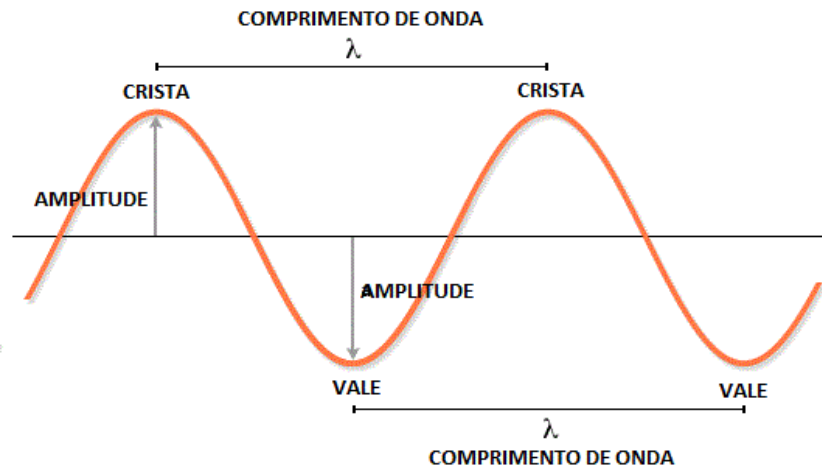
A amplitude é definida como o valor absoluto do deslocamento máximo a partir da posição de equilíbrio (HALLIDAY, 2000), como exemplificado na Figura 1, e está relacionada com a quantidade de energia que a onda carrega (ISLAND; CENTER, 2005). A fase da onda é o argumento do seno na Equação 1 e especifica a localização espacial ou o instante de um ponto ao longo de um período, porém normalmente não é tão relevante quanto à diferença de fase entre ondas sonoras (ISLAND; CENTER, 2020).

O período τ de uma onda é o tempo necessário para uma oscilação completa. A frequência f é o número de oscilações por unidade de tempo, normalmente medida em Hz (Hertz), e independe da amplitude (MANITOBA, 2009), enquanto a frequência angular ω refere-se à taxa de mudança de fase da onda. Esses três parâmetros estão relacionados pela Equação 2 (BYJU'S, 2022):

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} = 2\pi f \quad (2)$$

Segundo Halliday (2000), o comprimento de onda λ "é a distância (medida paralelamente à direção de propagação da onda) entre repetições da forma de onda" e também pode ser visualizado na Figura 1. Esse parâmetro está relacionado com o número de onda através da Equação 3. Na Equação 4 está indicada a relação com a frequência e com o período, onde c é a velocidade do som.

Figura 1 – Amplitude e comprimento de onda de uma onda senoidal.



Fonte: Albuquerque (2020).

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3)$$

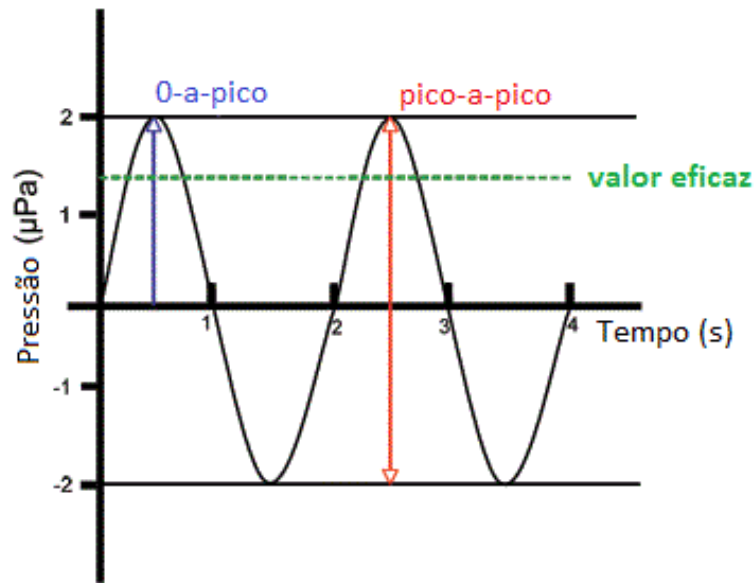
$$\lambda = c\tau = \frac{c}{f} \quad (4)$$

O valor eficaz da pressão (*root mean square pressure* - p_{rms}) é uma forma mais complexa de caracterizar uma onda sonora e é frequentemente utilizado devido à sua relação com a intensidade sonora. Esse parâmetro é calculado pela raiz quadrática da média dos valores de pressão ao quadrado durante um determinado período, como visto na Equação 5 (ISLAND; CENTER, 2005). Na Figura 2, pode-se observar como esse valor é representado para uma onda senoidal.

$$p_{rms} = \sqrt{(p^2)_{media}} \quad (5)$$

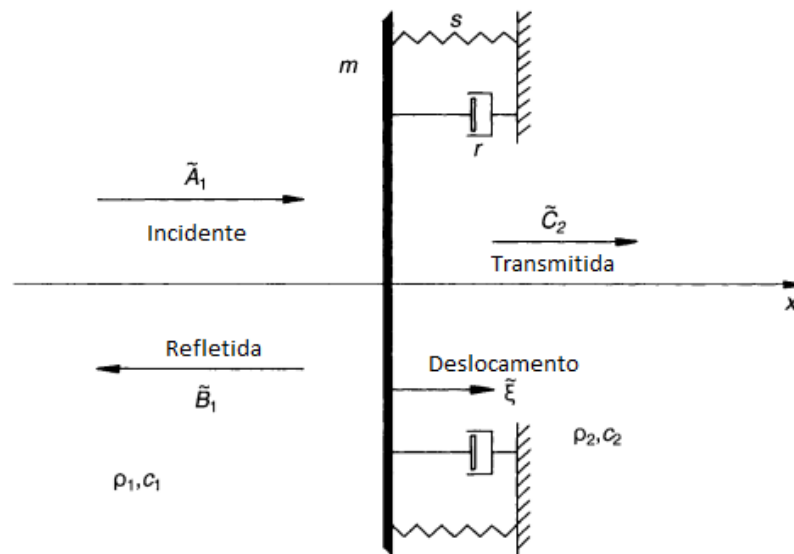
Como pode ser observado na Figura 3 a seguir, quando há alteração de meio durante a propagação de uma onda, parte da energia é refletida de volta ao meio da onda incidente. Dessa forma, a impedância acústica é um parâmetro importante por estar relacionado com a quantidade de energia transmitida ou refletida. A Equação 6 define a impedância Z como a razão entre a pressão acústica senoidal p e a

Figura 2 – Valor eficaz da pressão (*root mean square pressure*) para onda senoidal.



Fonte: Adaptado de Island e Center (2005).

Figura 3 – Transmissão de onda entre meios divididos por partição plana.

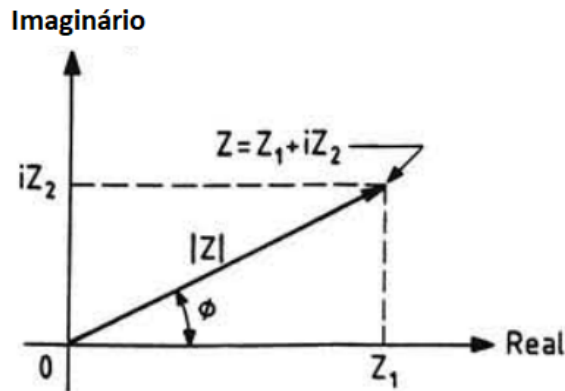


Fonte: Adaptado de Fahy (2000, p. 316).

velocidade de partícula u na onda, ambos na forma complexa (DETIEN; REGTIEN, 2018). Como Z é um número complexo, suas componentes real e imaginária — Z_1 e Z_2 , respectivamente — estão representadas na Figura 4, onde Z_1 é denominada de resistência acústica característica e Z_2 de reatância acústica característica (RUIJGROK, 1993).

$$Z = \frac{p}{u} \quad (6)$$

Figura 4 – Impedância acústica em diagrama de plano complexo.

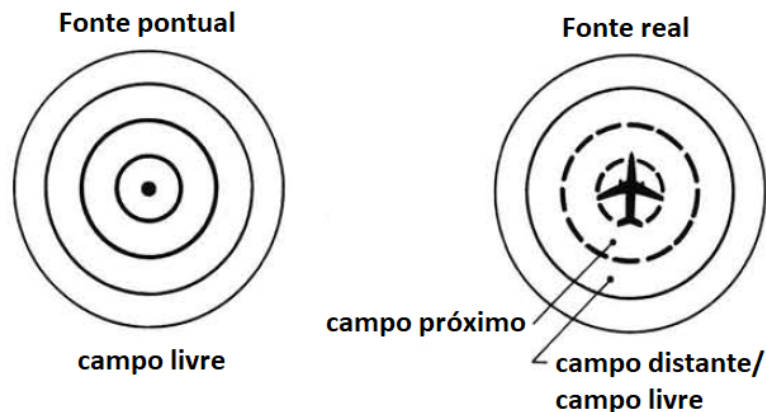


Fonte: Adaptado de Ruijgrok (1993, p. 49).

2.1.1 Fonte pontual

O ser humano, ao longo de sua evolução, conseguiu se adaptar ao fenômeno físico do som de forma a tolerar ampla faixa dentro do espectro audível (SMITH, 1989). O estudo das propriedades e propagação do som é essencial para garantir o bem-estar da população e otimizar tecnologias. Além disso, é importante saber identificar e abordar diferentes fontes sonoras.

Figura 5 – Geração de frentes de onda esféricas: à esquerda por fonte pontual e à direita por fonte real.



Fonte: Adaptado de Ruijgrok (1993, p. 10).

Segundo Ruijgrok (1993), uma fonte pontual — Figura 5 — gera som que se propaga esfericamente em todas as direções, o que ocorre em condições de campo livre. De acordo com o glossário de acústica (GLOSSARY, 2022), um campo sonoro livre é definido por "campo sonoro em um meio isotrópico homogêneo cujas fronteiras exercem um efeito insignificante sobre as ondas sonoras" e ocorrem quando não há superfícies refletoras próximas.

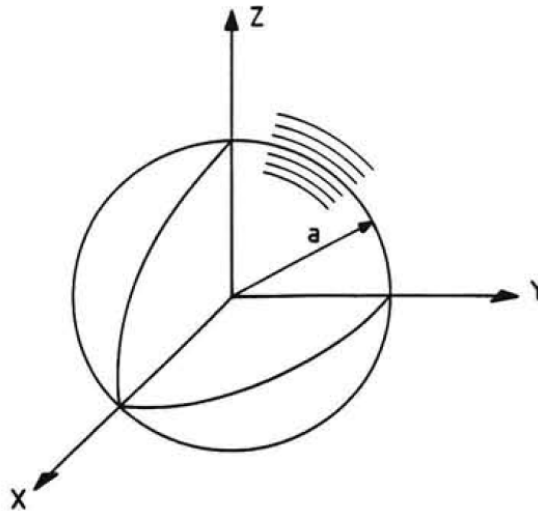
Para uma fonte real, também apresentada na Figura 5, enquanto a variação da pressão sonora pela distância para o campo próximo possui função complexa e,

portanto, geralmente é evitada nas medições (RUIJGROK, 1993), o campo distante é onde o nível de som é definido pela lei do inverso do quadrado (GLOSSARY, 2022). Dessa forma, grande parte do campo sonoro de uma aeronave pode ser tratada como vindo de um ponto, o que ocorre quando a distância até a fonte é grande quando comparada às suas dimensões (RUIJGROK, 1993).

2.1.2 Monopolo

Segundo Ruijgrok (1993), o monopolo, como visto na Figura 6, é tido como uma esfera pulsante de raio a cujo centro está na origem do sistema de coordenadas, pois irradia o som igualmente bem em todas as direções. O estudo dessa fonte é essencial para o estudo de acústica, pois é conceito teórico central da disciplina. Além disso, é a fonte com a representação matemática mais simples, porém difícil de ser criada na prática de forma isolada (BREE, 2009). Entretanto, pode-se usar como exemplos o alto-falante, pois este atua como monopolo em baixas frequências (RUSSELL, 2001), e sirenes (NOVAK et al., 2011).

Figura 6 – Esfera pulsante.



Fonte: Ruijgrok (1993, p. 51).

O potencial de velocidade do monopolo para campo distante ($r \gg a$) é

$$\phi_m(r, t) = -\frac{v_0 a^2}{(1 + i\frac{\omega a}{c})} \frac{1}{r} e^{i\omega(t-r/c)} \quad (7)$$

onde v_0 é a amplitude da velocidade na superfície da esfera, r é a distância radial, t é o instante de tempo, c é a velocidade do som e ω é a frequência. Utilizando a relação entre a pressão sonora p' e o potencial de velocidade, dada por

$$p'(r, t) = -\rho_0 \frac{\partial \phi_m}{\partial t} \quad (8)$$

tem-se que a pressão sonora é

$$p'(r, t) = \frac{i\omega\rho_0v_0a^2}{(1 + i\frac{\omega a}{c})} \frac{1}{r} e^{i\omega(t-r/c)} \quad (9)$$

Para r muito maior do que o comprimento de onda ($r \gg c/\omega$), a impedância Z se torna praticamente real, assumindo o valor para ondas planas:

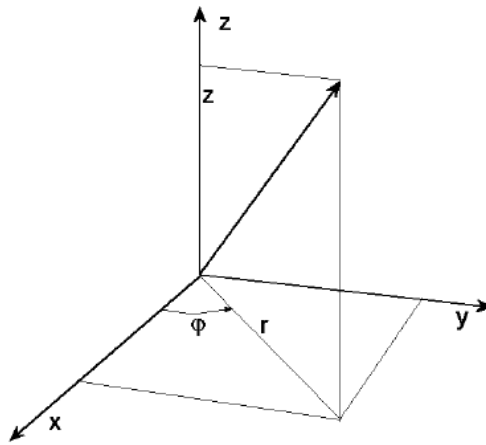
$$Z = \rho_0c \quad (10)$$

onde ρ_0c é a resistência acústica característica do meio.

2.1.3 Ondas Cilíndricas

Como o estudo foi realizado para monopolo em meio bidimensional, a propagação ocorre por meio de ondas cilíndricas, que possuem solução analítica se a extensão da fonte for considerada infinita. Segundo Jacobsen e Juhl (2006), algumas fontes podem ser resolvidas por essa aproximação, como torres de energia eólica e sistemas de ventilação, e a solução utiliza coordenadas cilíndricas, como apresentado na Figura 7.

Figura 7 – Sistema de coordenadas cilíndricas.



Fonte: Jacobsen e Juhl (2006, p. 17).

A pressão sonora para esse caso pode ser resolvida utilizando separação de variáveis, como apresentado na Equação 11 (JACOBSEN; JUHL, 2006):

$$\hat{p}(r, \varphi, z, t) = p_r(r)p_\varphi(\varphi)p_z(z)e^{i\omega t} \quad (11)$$

Através das soluções para p_φ e p_z :

$$p_z(z) = Ae^{-ik_z z} + Be^{ik_z z} \quad (12)$$

$$p_\varphi(\varphi) = Ce^{-ik_\varphi \varphi} + De^{ik_\varphi \varphi} \quad (13)$$

em que k é o número de onda. Considerando que $A = 1$ e $B = k_z = 0$ para uma vibração da superfície cilíndrica independente de z , obtêm-se a solução total:

$$\hat{p}(r, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(k_r r) e^{im\varphi} e^{i\omega t} \quad (14)$$

onde $m = k_\varphi$ é um valor inteiro e $H_m^{(2)}$ é a função de Hankel do segundo tipo de ordem m .

Para uma fonte cilíndrica de ordem m , em que m é um valor arbitrário maior que zero, a pressão é:

$$\hat{p}_m(r, \varphi) = A_m H_m^{(2)}(k_r r) e^{im\varphi} e^{i\omega t} \quad (15)$$

onde A_m possui relação com a amplitude da velocidade radial na superfície do cilindro U_m :

$$A_m = \frac{2\pi\rho_0 c}{m!} \left(\frac{kr_f}{2}\right)^{m+1} U_m \quad (16)$$

em que ρ_0 é a densidade do fluido e o subscrito f indica um ponto na superfície cilíndrica (JACOBSEN; JUHL, 2006).

2.2 SIMULAÇÕES EM ACÚSTICA USANDO CFD

A Aeroacústica Computacional (CAA) pode ser dividida em métodos diretos e métodos híbridos para a predição do som. Resolvendo as equações para o escoamento e para o campo sonoro por simulação direta para números de Mach baixos, o custo computacional se torna alto devido à diferença de escala entre os dois campos¹, o que restringe a resolução numérica para casos com geometrias simples (AKHNOUKH, 2015).

O método híbrido utiliza analogias acústicas para cálculo das propriedades sonoras em campo distante. Segundo Wang, Freund e Lele (2006), essas analogias consideram que o escoamento é responsável pela geração e pelas mudanças de propagação do som, mas também que as ondas sonoras não afetam o escoamento de maneira significativa.

Em relação aos métodos diretos, podem ser considerados a tecnologia mais exata para a CAA. Porém, como mencionado, apresentam limitações quanto às escalas existentes na simulação, pois, enquanto o domínio deve ser grande o suficiente

¹ A razão entre as energias do som e do escoamento é na ordem de aproximadamente $10^{-4} M^5$, onde M é o número de Mach.

para contabilizar as ordens de grandeza do escoamento, o refino da malha deve ser pensado para ter o tamanho mínimo necessário para representar as menores escalas dinamicamente ativas (WAGNER; HÜTTL; SAGAUT, 2007).

2.2.1 Cálculo direto do ruído

Os métodos diretos utilizam esquemas numéricos desenvolvidos a partir da Equação de Transporte da variável de interesse ϕ dada por:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV}_{\text{Tempo}} + \underbrace{\oint_A \rho \phi \mathbf{V} \cdot d\mathbf{A}}_{\text{Advectivo}} = \underbrace{\oint_A \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\mathbf{A}}_{\text{Difusivo}} + \underbrace{\int_V S_\phi dV}_{\text{Fonte}} \quad (17)$$

em que Γ é o coeficiente de difusão e S é a fonte (ESSS, 2016).

Dessa forma, as equações compressíveis de Euler ou Navier-Stokes completas são resolvidas para o campo acústico e de escoamento até o ponto do observador de campo distante, o que resulta em maior custo computacional. Além disso, apesar de não possuírem erros de modelagem do som ou de aproximação, os esquemas da Fluidodinâmica Computacional (CFD) mais usuais apresentam altos erros de dissipação e dispersão, assim como são ajustados para suprimir ondas acústicas espúrias, o que prejudica a aplicação para casos de aeroacústica (WAGNER; HÜTTL; SAGAUT, 2007).

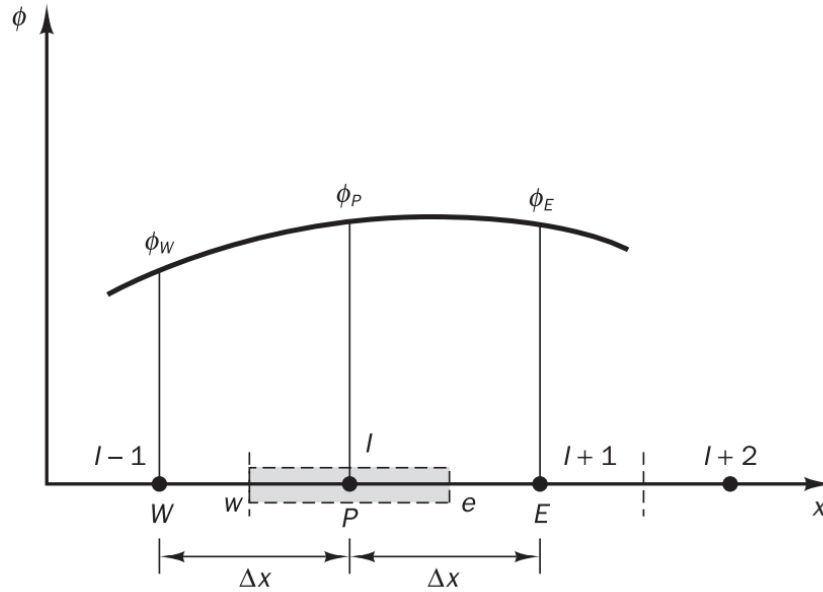
Dessa forma, devido aos problemas de escala já mencionados, os métodos diretos são mais utilizados em análises teóricas e para melhor entendimento acerca do comportamento do escoamento. Além disso, são utilizados em conjunto com analogias acústicas para predição de ruído de jato em campo distante, em que o método direto realiza os cálculos para o escoamento transiente em campo próximo (WAGNER; HÜTTL; SAGAUT, 2007).

2.2.2 Esquemas Numéricos

Os esquemas numéricos utilizados em CFD são obtidos a partir da discretização das equações governantes. Com isso, surgem erros relacionados à diferença entre a solução exata desse sistema de equações algébricas, calculada por esses métodos, e a solução exata do modelo. Além disso, o domínio da simulação deve ser dividido em espaços discretos e em intervalos de tempo (JASAK, 1996).

Segundo Jasak (1996), "os erros de discretização dependem da precisão do método de discretização das equações, bem como da discretização do domínio da solução". Como a variável que está sendo transportada possui uma descrição em função das regiões do problema, quando a divisão destas tende ao infinito, a solução pelo método utilizado se aproxima da solução exata do modelo. Dessa forma, para

Figura 8 – Malha unidimensional igualmente espaçada.



Fonte: Versteeg e Malalasekera (1995, p. 445).

diminuição dos erros mencionados, pode-se aumentar o número de regiões discretas do domínio ou aumentar a ordem da interpolação.

Para exemplificar a influência das questões apresentadas, utilizou-se a Figura 8 para cálculo da diferenciação progressiva por Série de Taylor. Como mostrado em Versteeg e Malalasekera (1995), para uma função $\phi(x)$ desenvolvida ao redor do ponto i em x :

$$\phi(x + \Delta x) = \phi(x) + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_x \Delta x + \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}\right)_x \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \quad (18)$$

Usando ϕ_P e ϕ_E para $\phi(x)$ e $\phi(x + \Delta x)$, respectivamente, tem-se:

$$\phi_E = \phi_P + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_P \Delta x + \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}\right)_P \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \quad (19)$$

Rearranjando a Equação:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\phi_E + \phi_P}{\Delta x} - \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}\right)_P \frac{\Delta x}{2} - \dots = \frac{\phi_E + \phi_P}{\Delta x} + \text{Termos truncados} \quad (20)$$

Os termos truncados envolvem multiplicações por Δx . Desprezando-os, obtêm-se:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\phi_E + \phi_P}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (21)$$

onde $O(\Delta x)$ está relacionado com a ordem da aproximação e, portanto, com o erro de truncamento, que pode ser reduzido com a diminuição de Δx . Nos termos de truncamento com fatores Δx^n , o valor de n dita a ordem do método e fornece a taxa com que o erro tende a zero quando se aumenta o refino (VERSTEEG; MALALASEKERA, 1995). Dessa forma, verifica-se que a Equação 21 é de primeira ordem ($n = 1$).

Segundo Guerrero (2019), esquemas de primeira ordem como o Euler (discretização temporal) e o *upwind* (discretização espacial), são limitados (do inglês *bounded*) e estáveis, mas são difusivos. Por outro lado, os de segunda ordem — como o temporal *backward* ou os espaciais *vanLeer*, *linearUpwind* e *limitedLinear* — são mais acurados, mas podem se tornar oscilatórios. Além disso, Holst, Glasby e Bond (2020) afirma que os "esquemas numéricos de ordem ímpar são dominados por erros de dissipação, enquanto os de ordem par são dispersivos". Portanto, é importante considerar as demandas do modelo a fim de realizar a melhor escolha referente ao método.

Para Wagner, Hüttl e Sagaut (2007), apesar dos esquemas de discretização espacial de segunda ordem terem boa aplicação na Engenharia, as demandas para a Aeroacústica requerem métodos numéricos de maior acurácia devido às diferentes escalas existentes no domínio computacional. Com isso, a ordem do esquema não se torna tão relevante quanto seus comportamentos dispersivos e dissipativos, o que também vale para a discretização temporal.

Dessa forma, para aplicações aeroacústicas, esses erros devem ser minimizados, o que ainda é mais importante para os métodos diretos, em que se trabalha resolvendo uma maior amplitude de escalas ao mesmo tempo e ao longo de todo o domínio. Além disso, os esquemas de discretização temporal e espacial devem ser sintonizados a fim de apresentarem melhor combinação em termos de redução de erros (WAGNER; HÜTTL; SAGAUT, 2007).

2.2.3 Erros Numéricos

Segundo Akhnoukh (2015), os principais erros associados à propagação de ondas em esquemas numéricos são os de dispersão e de dissipação, como visto nas Figuras 9 e 10, onde as curvas azuis representam os resultados numéricos e as pretas os valores exatos.

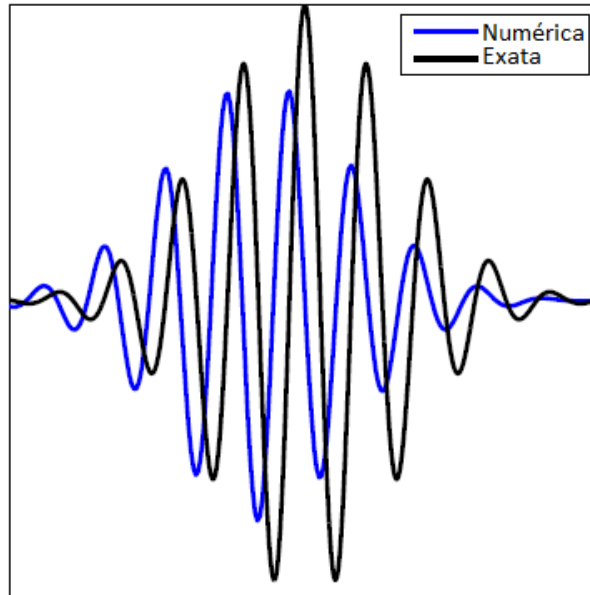
O erro de dispersão está associado à diferença de fases entre a solução numérica e a exata, onde a fase é dada pela Equação 22:

$$\phi = \tan \left(\frac{\Im(G)}{\Re(G)} \right)^{-1} \quad (22)$$

e G é o fator de amplificação da solução u dado pela Equação 23:

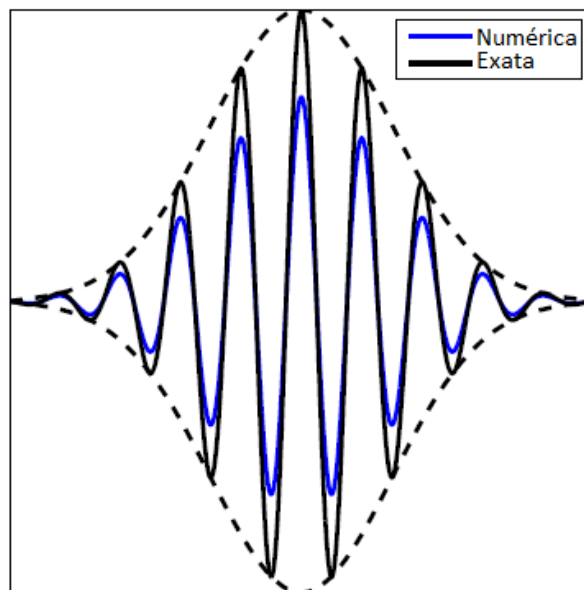
$$G = \frac{u(x, t + \Delta t)}{u(x, t)} \quad (23)$$

Figura 9 – Dispersão numérica.



Fonte: Adaptado de Akhnoukh (2015, p. 09).

Figura 10 – Dissipação numérica.



Fonte: Adaptado de Akhnoukh (2015, p. 09).

Por fim, a dissipação numérica está associada com a razão entre as magnitudes dos fatores de amplificação de cada solução:

$$\epsilon_d = \frac{|G_{num}|}{|G_{exato}|} \quad (24)$$

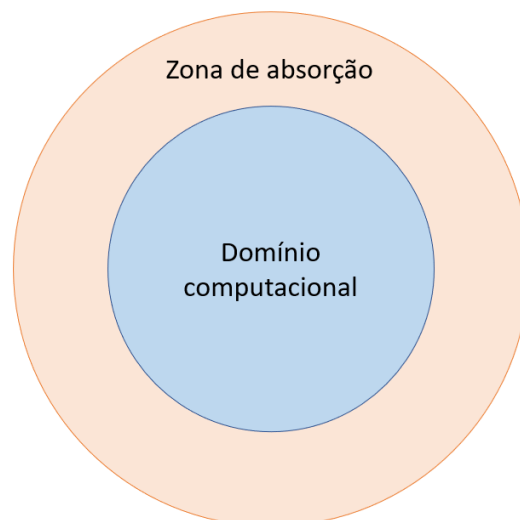
Como mencionado na Seção anterior, é importante avaliar os comportamentos dissipativo e dispersivo dos esquemas de discretização espacial e temporal disponíveis a fim de realizar a melhor escolha para a aplicação desejada. Além disso, a quantificação desses erros serve como métrica para a viabilidade dos modelos em

estudo.

2.2.4 Zona de absorção

Segundo Wagner, Hüttl e Sagaut (2007), uma forma de evitar a reflexão numérica, que pode gerar interferências nos resultados, é implementar zonas adicionais cercado o domínio físico a fim de atenuar as perturbações de saída. Essas zonas são chamadas de zonas de absorção — Figura 11 — e, se forem numericamente estáveis sem gerar reflexões significativas na zona útil, não precisam possuir soluções numéricas com sentido físico. Dessa forma, apesar dessas zonas geralmente serem utilizadas em conjunto com condições de contorno não-refletivas, elas diminuem a influência do tratamento das fronteiras nos resultados.

Figura 11 – Zona de absorção ao redor da zona útil.



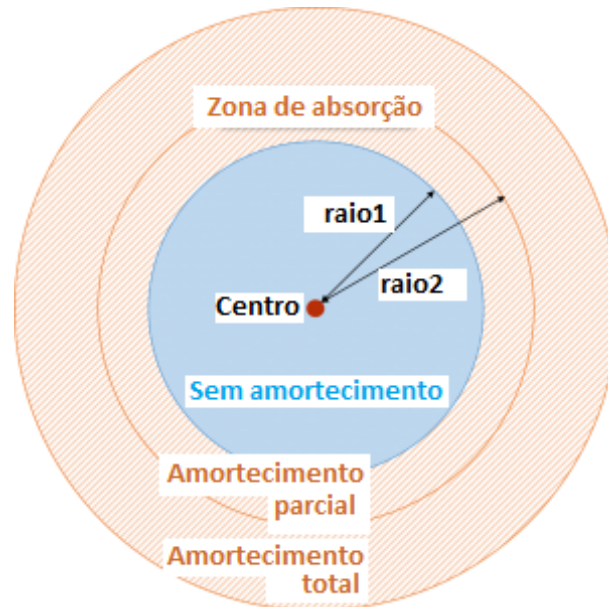
Fonte: Autora (2022).

Dentre os tipos de zonas de absorção, a zona de alongamento, em que a malha é esticada e seu refino é reduzido progressivamente, atenua a solução de forma puramente numérica (WAGNER; HÜTTTL; SAGAUT, 2007). Como a maioria dos esquemas numéricos é preparada para dissipar perturbações em áreas grosseiras, quando uma onda entra nessa zona, ela se torna subresolvida e é dissipada numericamente. Entretanto, a diminuição do refino da malha deve ser feita gradualmente, pois um alongamento repentino pode gerar reflexões numéricas.

Outra zona que pode ser implementada é a com amortecimento artificial, em que se altera as equações governantes de parte do domínio físico computacional para imitar um mecanismo físico de dissipação (WAGNER; HÜTTTL; SAGAUT, 2007). No *OpenFOAM*, essa zona é definida como na Figura 12, em que há uma zona intermediária — definida pelo raio 1 —, cuja intensidade de amortecimento aumenta de forma gradual, e a zona com intensidade máxima a partir do raio 2 (FUMIYA, 2019a).

Para melhorar a atenuação e diminuir a extensão da zona de absorção, pode-se combinar diferentes métodos.

Figura 12 – Zona com amortecimento artificial ao redor da zona útil.



Fonte: Adaptado de fumiya (2019a).

2.2.5 Monopolo por cálculo direto

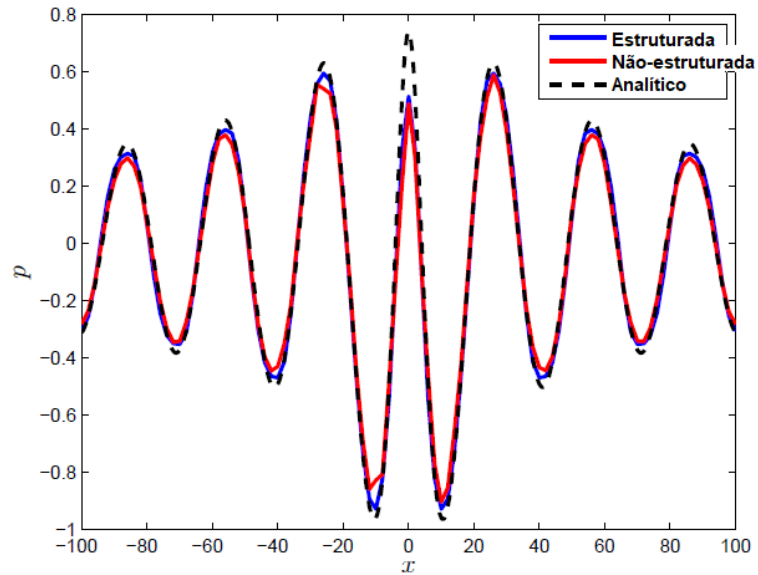
Uma questão discutida em CAA é a praticabilidade de métodos típicos CFD na aeroacústica. Como discutido, isso ocorre devido às escalas existentes no domínio computacional para essa área, que tornam o custo computacional alto para casos com baixo número de Mach e, portanto, limitam o estudo em geometrias mais simples.

Na literatura disponível, é possível identificar diferentes modelos desenvolvidos em que se utilizou métodos diretos para os cálculos acústicos. Na revisão realizada por Lele (1997), são mencionados alguns estudos que validaram a utilização desse tipo de cálculo em CAA, mas em que também foram verificadas as dificuldades já apresentadas. Para os casos clássicos do monopolo em meio estacionário e com escoamento, Akhnoukh (2015) e Stoker e Smith (1995) realizaram simulações que apresentaram bons resultados, i.e., tiveram boa aproximação com a solução analítica.

Akhnoukh (2015) também realizou simulações no *OpenFOAM*, porém com o objetivo de validar o *solver aacFoam* desenvolvido no estudo, próprio para aplicações de acústica. Dentre os casos clássicos abordados, dois deles foram os monopolos em meio estacionário e em escoamento uniforme. Para isso, utilizou três malhas com diferentes refinamentos e comparou os resultados com a solução analítica, o que pode ser visto nas Figuras 13 a 14.

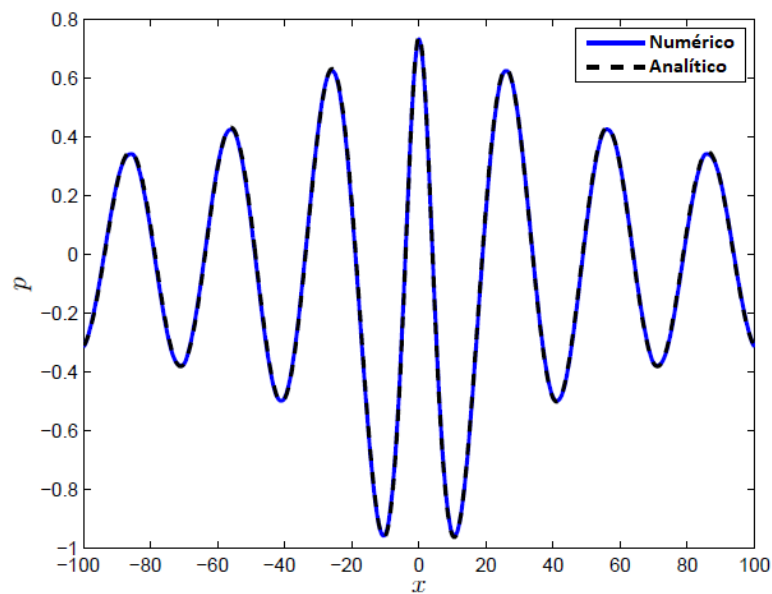
Observa-se que Akhnoukh (2015) conseguiu atingir bons resultados através dos *solvers* utilizados no *OpenFOAM*. Através de suas simulações, conseguiu estabelecer

Figura 13 – Comparação entre solução analítica e simulação para as duas primeiras malhas de Akhnoukh (2015) ($t = 150$).



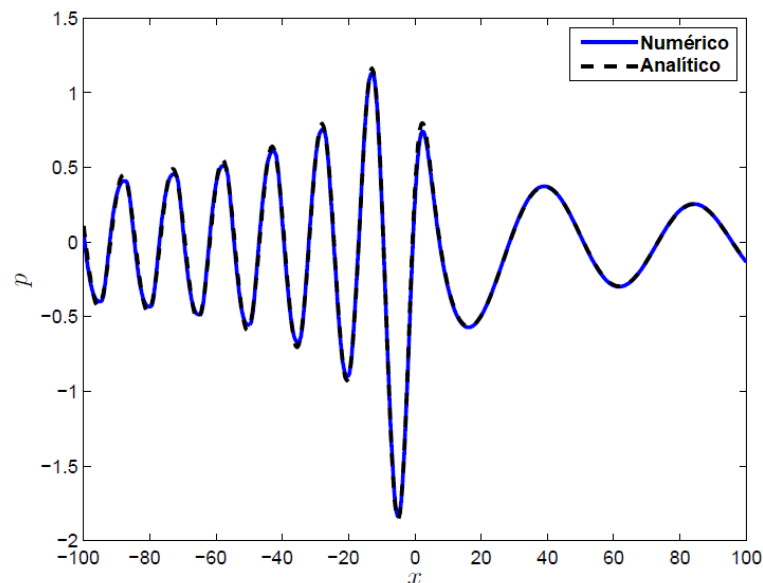
Fonte: Adaptado de Akhnoukh (2015, p. 32).

Figura 14 – Comparação entre solução analítica e simulação para malha refinada de Akhnoukh (2015) ($t = 150$).



Fonte: Adaptado de Akhnoukh (2015, p. 32).

Figura 15 – Comparação entre solução analítica e simulação para monopolo em escoamento uniforme de Akhnoukh (2015) ($t = 270$).

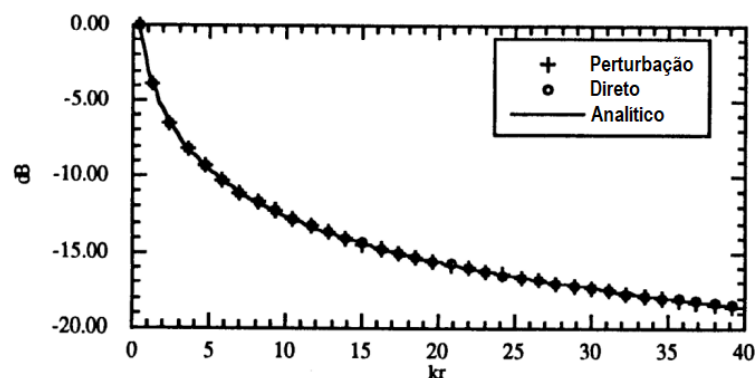


Fonte: Adaptado de Akhnoukh (2015, p. 33).

a preservação do padrão de radiação no método numérico e serviu como referência para construção do modelo utilizado no presente trabalho.

Em relação a Stoker e Smith (1995), além da utilização de cálculos diretos, realizou comparações com o método de perturbações. Para isso, usou o esquema de Runge-Kutta de quarta ordem no tempo. Para o caso padrão, utilizou frequência de 500 Hz em uma malha polar 81×161 . Os resultados apresentados na Figura 16 para uma constante de dissipação $\epsilon = 0,008$ e um passo de tempo de $\Delta t = 0,001$ mostraram boa convergência com a solução analítica, com a observação de que a alteração da amplitude da onda, do refino da malha e da constante de dissipação podem afetar a capacidade do método em retornar valores acurados.

Figura 16 – Resultados para o caso padrão de Stoker e Smith (1995).



Fonte: Adaptado de Stoker e Smith (1995, p. 287).

Dessa forma, para avaliar a influência desses parâmetros, alterou a constante

de dissipação para verificar os efeitos nos resultados. Com isso, verificou-se que, ao diminuir os níveis de dissipação, o método direto falha em retornar boa comparação com a solução analítica para o caso de campo distante. De maneira semelhante, aumentando o mesmo parâmetro, os resultados para ambos os métodos apresentam menor qualidade.

Foi realizado também um teste de amplitude, em que se diminuiu esse parâmetro a fim de assegurar a eficácia dos métodos em identificar pequenas flutuações de pressão. Com isso, observou-se que o método direto só apresentou resultados aceitáveis quando se aumentou a precisão, o que aumentou o tempo da simulação e, com isso, o custo computacional.

Constatou-se que uma discretização espacial de 27 pontos por comprimento de onda retornou boa predição da propagação da onda. Além disso, ambos os métodos utilizados obtiveram bons resultados com múltiplas frequências e, aumentando o valor deste parâmetro, notou-se que o efeito da dissipação também cresce. Por fim, para o caso do monopolo com escoamento uniforme de $M = 0,1$, há excelente concordância do método direto com a solução analítica.

Para o tratamento da simulação, na revisão realizada por Colonius (2004), discute-se várias formas de tratar as condições de fronteira a fim de evitar a reflexão numérica. Além disso, o autor apresenta opções de camadas de absorção, como a Camada Perfeitamente Alinhada (PML) e o alongamento de malha, em que são adicionadas ao redor do domínio interno para dissipar a onda antes de sua chegada na fronteira.

O estudo de zonas de absorção foi intensamente abordado para utilização em simulações numéricas. Uma revisão desses métodos pode ser visto em Hu (2004), que disserta sobre as opções usuais, como PML, amortecimento artificial, alongamento de malha e filtragem numérica. Em Mani (2012), algumas limitações apresentadas pela zona esponjosa foram discutidas e foram fornecidas diretrizes para construção desse método em diferentes aplicações, assim como um comparativo com a PML. Uma continuação desse estudo pode ser visto em Crivellini (2016), que investiga a utilização da zona esponjosa para casos em CFD e CAA, apresentando concordância com o que foi exposto por Mani (2012).

Quanto aos esquemas numéricos disponíveis, Lee (2017) realizou um estudo para análise dos esquemas de discretização temporal através do *OpenFOAM*, em que foram simulados numericamente vórtices bidimensionais, tanto *Taylor-Green*, quanto gerados por desprendimento de cilindro circular. Para discretização espacial, em Kurbatskii e Mankbadi (2004) foi realizada uma revisão dos esquemas disponíveis para aplicação CAA. Dessa forma, o foco do estudo é para análise de esquemas de alta ordem.

3 METODOLOGIA

A pesquisa, do tipo computacional, utilizou o método analítico para realizar simulações em aeroacústica e coletar resultados. A fim de validar o método selecionado, comparou-se os resultados finais com a solução analítica disponível. Primeiramente, realizou-se uma revisão bibliográfica de trabalhos acadêmicos semelhantes, ou seja, que abordam validação de casos simples em acústica e que serviram como referência teórica na construção do modelo. Desse modo, definiu-se um modelo para simulação do monopolo bidimensional em meio estacionário. A escolha pelo monopolo foi realizada devido à existência da solução analítica correspondente, o que permite acurácia na análise dos resultados.

As simulações foram realizadas no programa computacional de código aberto *OpenFOAM* (OPENCFD, 2020), que foi escolhido por ser de código aberto, através do Cluster do Laboratório de Computação Científica (LabCC). As malhas utilizadas foram geradas no programa computacional *Gmsh* (GEUZAIN; REMACLE, 2009) por ele ser livre e pela compatibilidade com o *OpenFOAM*. O pós-processamento foi realizado pelo *Paraview* (SQUILLACOTE et al., 2007).

Para exposição dos resultados das simulações em comparação com sua solução analítica, empregou-se o uso de gráficos gerados através do programa computacional *MATLAB* (MATHWORKS, 2005). Com a visualização deles, foi possível avaliar os erros de amplitude ou de fase de ondas e realizar correções necessárias, como alterar os esquemas numéricos ou refinar a malha.

3.1 SOLUÇÃO ANALÍTICA

Para implementação da solução analítica do monopolo em meio bidimensional estacionário, utilizou-se as equações descritas por Jacobsen e Juhl (2006) para uma fonte cilíndrica de ordem zero. Como configurou-se a fonte senoidal através da condição de contorno *flowRateInletVelocity* para velocidade, optou-se por uma solução em função da taxa de variação do volume por unidade de profundidade, S (m²/s), uma vez que o meio é bidimensional.

Dessa forma, a pressão em função da distância até a fonte r e do instante de tempo t para onda seno é dada por:

$$p'(r, t) = \Im \left(A_0 H_0^{(2)}(kr) e^{i\omega t} \right) \quad (25)$$

onde k é o número de onda, ω é a frequência em rad/s, $H_0^{(2)}$ é a função de Hankel do segundo tipo de ordem zero e A_0 é em função da magnitude da velocidade radial, U_0 ,

na superfície da fonte ($r = r_f$):

$$A_0 = U_0 \frac{i\rho_0 c}{H_1^{(2)}(kr_f)} \quad (26)$$

em que ρ_0 é a densidade do fluido, que foi calculada pela equação dos gases ideais, e c é a velocidade do som. Como S é definido por unidade de profundidade, a velocidade U_0 é calculada por:

$$U_0 = \frac{S}{C} = \frac{S}{2\pi r_f} \quad (27)$$

onde C é o comprimento da circunferência da fonte. Dessa forma, a constante A_0 é dada por:

$$A_0 = \frac{S}{2\pi r_f} \frac{i\rho_0 c}{H_1^{(2)}(kr_f)} \quad (28)$$

3.2 PARÂMETROS DA SOLUÇÃO NUMÉRICA

Para análise numérica, definiu-se frequência, f , de 100 Hz, temperatura, T , de 287,91 K (14,76 °C) e amplitude da flutuação da vazão volumétrica de 0,1 m³/s. Como a profundidade é unitária devido ao meio bidimensional, S é 0,1 m²/s. Calculou-se o comprimento de onda, λ , pela Equação 29, onde a velocidade do som utilizada foi obtida pela Equação 30, em que c_0 é a velocidade do som para a temperatura T_0 de 0 °C: $c_0 = 331,45$ m/s e $T_0 = 273,15$ K.

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (29)$$

$$c = c_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \quad (30)$$

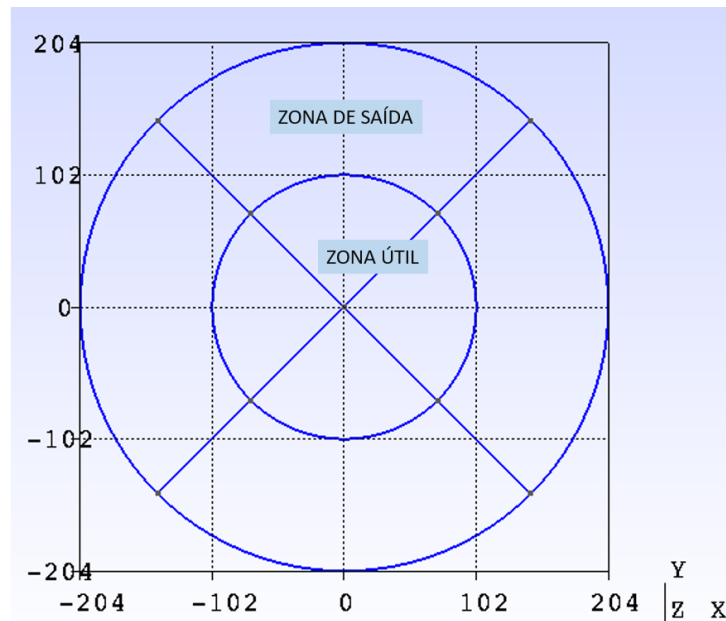
Para o caso padrão, foram utilizados os esquemas numéricos *backward* de discretização temporal e *vanLeer* de discretização espacial, em que ambos foram escolhidos por serem de segunda ordem. Além disso, a divisão do tempo, Δt , calculada pela razão entre período e número de divisões do período, n , foi definida baseada no tutorial de monopolo 2D de Epikhin et al. (2015), em que $n = 4.000$, assim como manteve-se o *solver* utilizado: *rhoPimpleFoam*. Em seguida, as malhas para simulação foram geradas a partir do valor calculado para o comprimento de onda.

3.3 MALHA COM ZONA ÚTIL UNIFORME

A primeira malha gerada no *Gmsh* pode ser vista na Figura 17. Os arcos visíveis na imagem definem os limites da zona útil e da zona de saída — região mais externa. Optou-se por uma malha circular para que a direção das linhas de construção coincidissem com a direção de propagação da onda e, dessa forma, diminuir erros gerados por desalinhamentos. Na direção z , por ser tratar de um caso bidimensional, o domínio possui dimensão unitária com somente uma camada de volumes.

A fonte é representada por uma fronteira cilíndrica, no centro do domínio, com raio $0,028575\text{ m}$ ($8,4e-3\lambda$). Esse valor foi considerado suficientemente menor que o comprimento de onda para que a hipótese de fonte pontual seja válida. A dimensão radial de cada zona, mostrada na Tabela 1, foi definida como 30 comprimentos de onda, seguindo o valor utilizado por Akhnoukh (2015).

Figura 17 – Imagem do domínio computacional utilizado para as malhas com zona útil uniforme. Dimensões dos eixos em metros.



Fonte: Autora (2022).

Tabela 1 – Parâmetros geométricos para geração de malha em função do comprimento de onda.

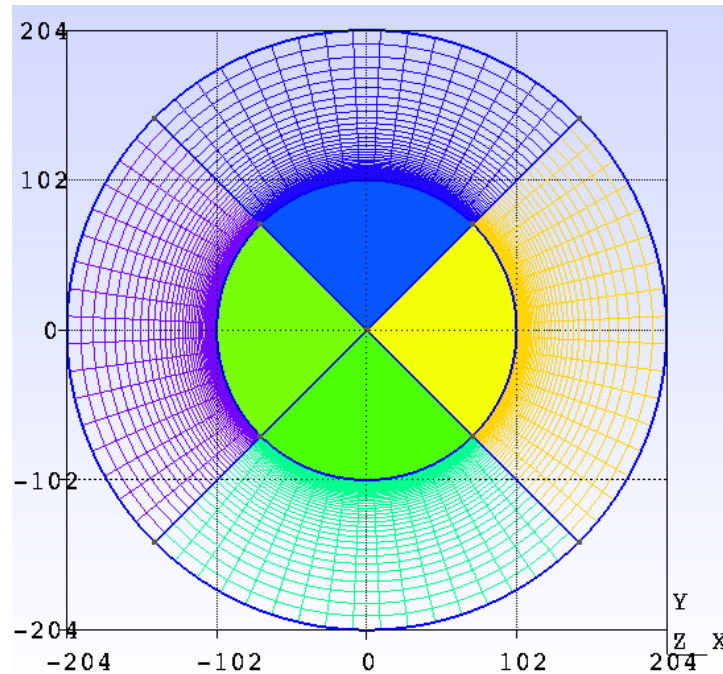
Parâmetros da malha	
Raio da fonte	$8,4e-3\lambda$
Raio da zona útil	30λ
Raio da zona de saída	60λ

Fonte: Autora (2022).

A zona de saída, onde ocorre o alongamento da malha, foi adicionada a fim de extinguir a onda progressivamente e evitar reflexões na fronteira. Enquanto o domínio

é uniforme, a zona de saída possui taxa de crescimento de 1,10, o que pode ser observado na Figura 18.

Figura 18 – Malha de 32 PPW com zona útil uniforme.



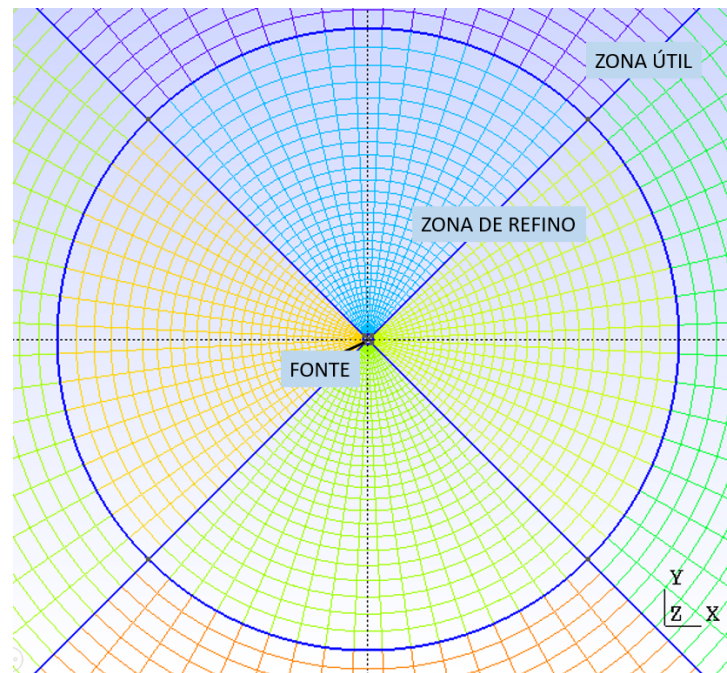
Fonte: Autora (2022).

Para análise dos resultados, gerou-se inicialmente uma malha com resolução de 8 volumes por comprimento de onda (PPW) para a zona útil e 1 volume a cada 5 graus na direção azimutal. A partir disso, testou-se diferentes refinamentos até atingir a convergência: 16, 32 e 64 PPW.

3.4 MALHA COM ZONA DE REFINO

As malhas apresentadas na seção anterior apresentaram volumes finos e alongados adjacentes à fonte, principalmente nos casos com baixo número de divisões por comprimento de onda. A baixa qualidade desses volumes acabou criando problemas de assimetria na geração das ondas, que serão apresentados no Capítulo 4. Para contornar esse problema, optou-se por refinar a região adjacente à fonte, criando uma zona de refino adicional não-uniforme, com raio e taxa de crescimento radial dos volumes mostrados na Tabela 2. Tanto o raio quanto a progressão foram selecionados de forma a refinar suficientemente a malha e a evitar saltos no tamanho dos volumes na transição para a zona útil. A Figura 19 destaca a região central da malha, ilustrando os elementos na zona adicional de refino para a malha com 32 PPW.

Figura 19 – Zona de refino para malha com 32 PPW.



Fonte: Autora (2022).

Tabela 2 – Parâmetros da zona de refino.

Malha	Raio	Progressão
8 PPW	$1,0\lambda$	1,10
16 PPW	$0,5\lambda$	1,09
32 PPW	$0,5\lambda$	1,05

Fonte: Autora (2022).

3.4.1 Esquemas temporais

Para análise da influência dos esquemas numéricos de discretização temporal nos resultados, escolheu-se utilizar a malha de 32 PPW. Os esquemas de discretização temporal analisados foram o *backward* (segunda ordem — caso padrão) e Euler (primeira ordem). De forma a analisar os erros na propagação da onda e estabelecer boas práticas para cada esquema, o passo de tempo das simulações foi variado contemplando os seguintes números de divisões por período: $n = 10, 20, 40, 80$ e 4.000 (caso padrão).

3.4.2 Esquemas numéricos

De forma a avaliar a influência de diferentes esquemas de discretização espacial, foram testados quatro esquemas diferentes:

- vanLeer (caso padrão)
- upwind
- linearUpwind

- limitedLinear

A escolha desses quatro ocorreu por estarem dentre os mais utilizados no *OpenFOAM* (GUERRERO, 2019). Para essa análise, foram consideradas duas malhas: com 16 e 32 PPW.

3.5 MALHA TRIANGULAR

Os testes com a malha triangular foram adicionados para verificar a influência dos esquemas numéricos de discretização espacial no caso do monopolo em meio estacionário, assim como analisar a propagação da onda em uma malha desalinhada. As dimensões do domínio computacional podem ser vistas na Tabela 3 e a malha está apresentada na Figura 20.

Para essa configuração de malha, foram definidos três níveis de refino. Os parâmetros que caracterizam cada uma podem ser observados na Tabela 4, que contém o número de volumes e o comprimento característico, l , de cada uma, onde:

$$l = \sqrt{\frac{\text{Área do domínio}}{\text{N}^\circ \text{ total de elementos}}} \quad (31)$$

Tabela 3 – Dimensões da malha triangular em função do comprimento de onda.

Dimensões da malha triangular	
Raio da fonte	$8,4e-3\lambda$
Raio do domínio	60λ

Fonte: Autora (2022).

Tabela 4 – Parâmetros das malhas triangulares.

Malha	Nº de volumes	l
1	46.994	$0,491\lambda$
2	234.864	$0,219\lambda$
3	394.309	$0,169\lambda$

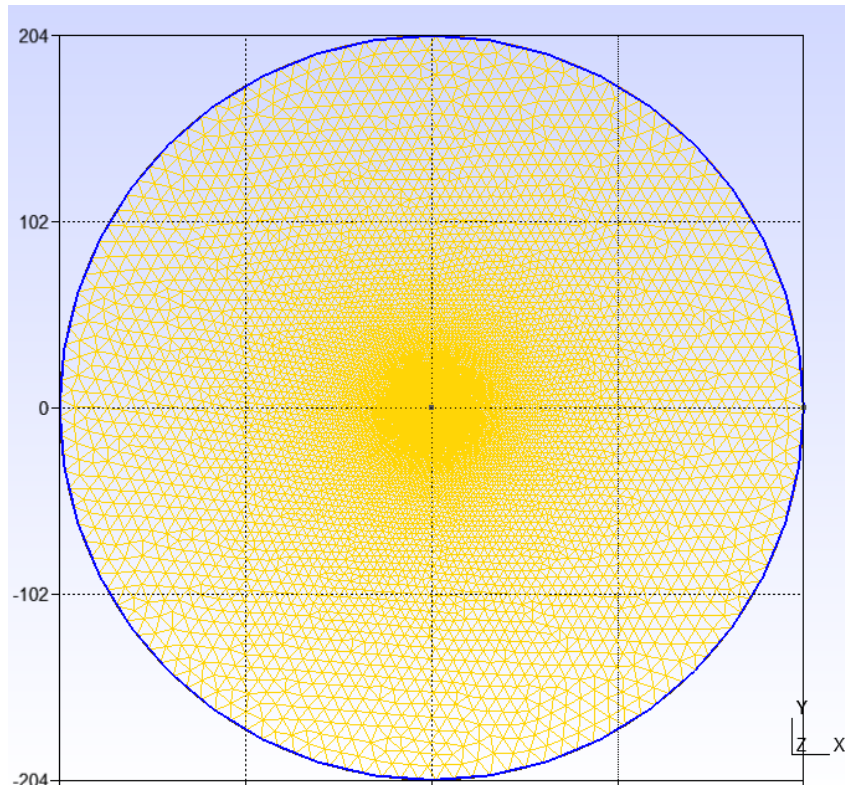
Fonte: Autora (2022).

Novamente, por ser um caso em meio bidimensional, o domínio na direção z tem dimensão unitária e apenas uma camada de volumes. Os esquemas escolhidos foram *vanLeer* e *upwind* por serem de ordens diferentes. O restante das configurações são as mesmas do caso padrão.

3.6 ANÁLISE DE EFEITOS DE REFLEXÃO NAS CONDIÇÕES DE CONTORNO

Como apresentado por fumiya (2019b), há duas condições de contorno não-refletivas disponíveis no *OpenFOAM*: *waveTransmissive* e *advective*, em que calculam

Figura 20 – Malha triangular 1 gerada no *Gmsh*: comprimento característico de $0,491\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

a solução para a fronteira através da Equação 32:

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla\phi = 0 \quad (32)$$

onde D/Dt é a derivada material e $\mathbf{U}(x, t) = U_n$ é a velocidade de advecção.

Para a condição *advective*, a velocidade de advecção é a componente perpendicular à fronteira (u_n). Entretanto, para a *wave Transmissive*, a velocidade do som c é adicionada:

$$U_n = u_n + c \quad (33)$$

As condições de contorno do caso padrão escolhidas para análises estão apresentadas na Tabela 5 e foram definidas baseando-se nos tutoriais de Epikhin et al. (2015). Como a zona de saída com alongamento de malha extingue a onda antes de sua chegada na fronteira, também impossibilita analisar a influência da condição de contorno nos resultados. Dessa forma, visando a separar as diferentes técnicas para a dissipação das ondas, foram definidas duas novas configurações de malha sem alongamento na saída e com diferentes domínios.

Para avaliar o efeito da condição *wave Transmissive* em evitar efeitos de reflexão,

resultados também foram obtidos utilizando uma condição de saída tipicamente aplicada em CFD (OPENCFD, 2016): pressão fixa e gradiente nulo para velocidade e temperatura (Tabela 6). Por fim, como o meio é bidimensional, não há propagação na direção z , logo definiu-se condição vazia (*empty*) para as faces perpendiculares a esse eixo.

Tabela 5 – Condições de contorno padrão utilizadas nas simulações.

Parâmetro	Fonte	Fronteira
ρ	zeroGradient	waveTransmissive
T	fixedValue	zeroGradient
U	flowRateInletVelocity	waveTransmissive

Fonte: Autora (2022).

Tabela 6 – Nova combinação para teste de condições de contorno.

Parâmetro	Fonte	Fronteira
ρ	zeroGradient	fixedValue
T	fixedValue	zeroGradient
U	flowRateInletVelocity	zeroGradient

Fonte: Autora (2022).

3.6.1 Geração de malhas com novos domínios

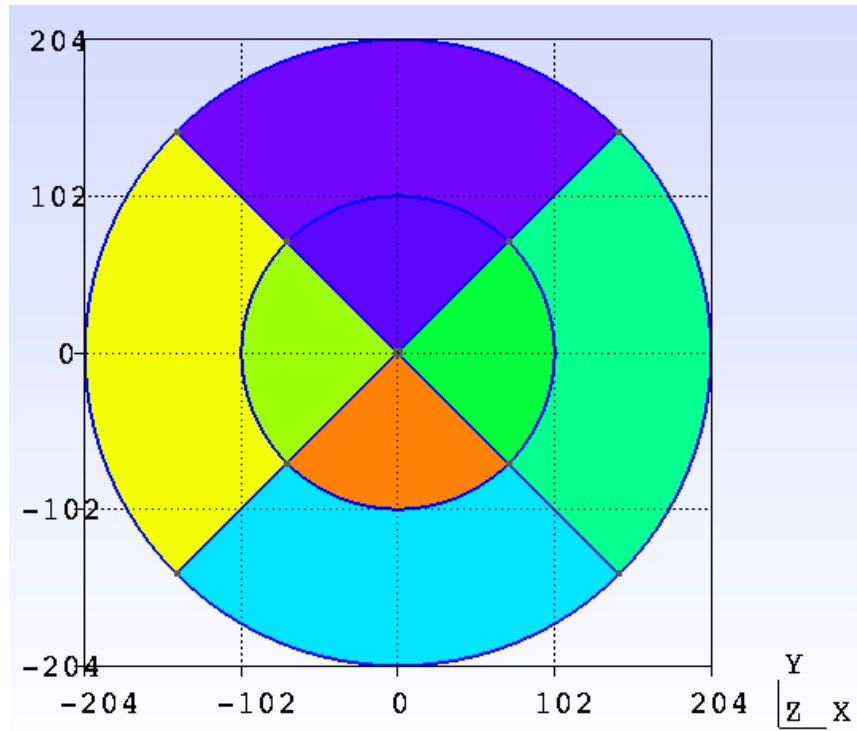
Para análise de reflexões numéricas para diferentes condições de contorno, gerou-se duas novas malhas. Para a primeira, vista na Figura 21 e nomeada de Malha 3, apenas alterou-se o refino da zona externa a fim de que se tornasse uma prolongação da zona útil, cujo raio final se tornou 60λ . Dessa forma, foi eliminado o alongamento da malha, que tinha a função de dissipar a onda antes de atingir a condição de contorno.

De forma a levar em consideração os efeitos de tamanho de domínio nessa análise de reflexão nas condições de contorno, definiu-se a Malha 4, mostrada na Figura 22. Para esse caso, o domínio tem raio reduzido de 30λ , com refino de malha uniforme na zona útil. Pode-se observar que a zona externa foi retirada, mas a malha ainda é composta por: zona útil de 30λ , zona de refino já descrita e a fonte cilíndrica no centro. Por padrão, adotou-se o valor de 32 PPW para o refino da zona útil.

3.6.2 Zona de absorção por dissipação artificial

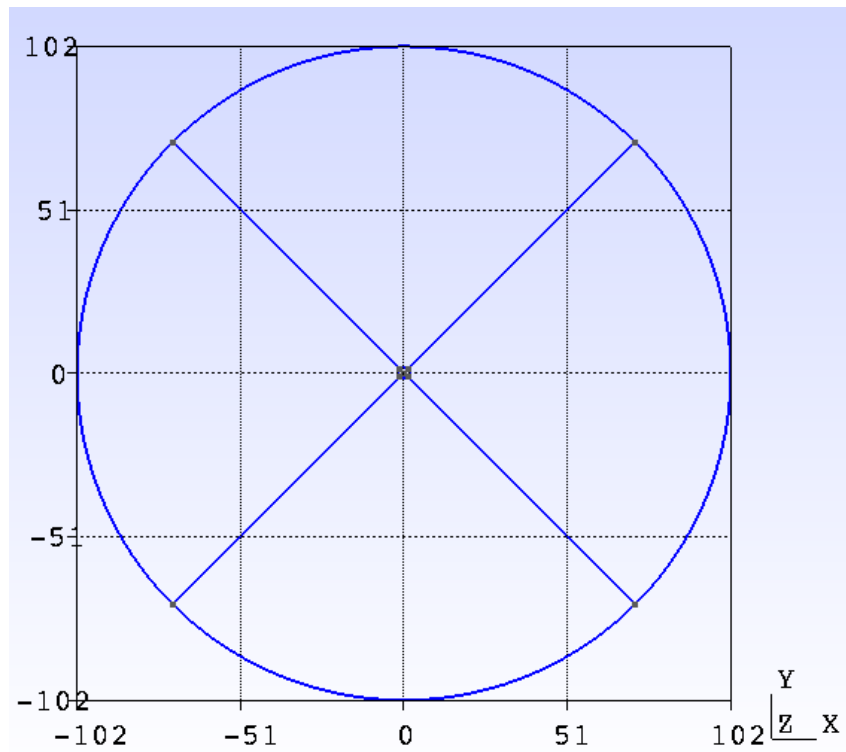
A zona de absorção disponível pelo *OpenFOAM* como a função *acousticDampingSource* é definida por dois raios que delimitam as intensidades de amortecimento artificial que atuam na onda. Os valores utilizados para as duas malhas são apresentados na Tabela 7. Pode-se observar que, para a Malha 3, a absorção começa onde se iniciaria o alongamento (30λ) e a intensidade é máxima entre 45λ e

Figura 21 – Malha 3: zona útil com 60λ e 32 PPW.



Fonte: Autora (2022).

Figura 22 – Malha 4: zona útil com 30λ e 32 PPW.



Fonte: Autora (2022).

60 λ .

Como o domínio da Malha 4 é menor, a zona de absorção possui apenas 3 comprimentos de onda, pois se inicia em 27 λ e a intensidade é máxima a partir de 28 λ , o que diminui o raio da zona útil para 27 λ . O campo de velocidade de referência (URef) utiliza a velocidade média (UMean) nas equações. Como essa velocidade é calculada durante a simulação, definiu-se um instante inicial (*timeStart*) de 0,004 s para a função de absorção a fim de garantir que já existam resultados para UMean quando for ativada.

Além disso, definiu-se a frequência (*frequency*) como 100 Hz, pois é a frequência da onda que se pretende dissipar. Esse parâmetro influencia no valor máximo do coeficiente de amortecimento através da Equação 34 (FUMIYA, 2019a):

$$\nu_{max} = w \times frequency \quad (34)$$

onde w é a largura do stencil, que por padrão é 20.

Tabela 7 – Valores dos raios em função do comprimento de onda para as zonas de absorção de cada malha.

Malha	r_1	r_2
Malha 3	30 λ	45 λ
Malha 4	27 λ	28 λ

Fonte: Autora (2022).

3.7 ANÁLISE DE ERROS

Para quantificação dos erros da solução numérica frente à analítica, definiu-se primeiramente a métrica do erro espacial médio:

$$\text{Erro} = \frac{\int |p'(x, t_{obs}) - p'_a(x, t_{obs})|^2 dx}{\int p'_a(x, t_{obs})^2 dx} \quad (35)$$

onde o subscrito *obs* indica o instante de observação e o *a* indica os valores para solução analítica. Essa métrica é baseada no Erro RMS definido por Lou e Jin (2006), mas é aplicada realizando as integrais no espaço, ao invés do tempo. Como a comparação dos resultados é feita no espaço, fixou-se $t_{obs} = 0,5$ s para os casos com domínio padrão, pois é tempo suficiente para a onda se propagar ao longo de toda a zona útil e interagir com a zona de saída. De maneira semelhante, nos casos com alteração do domínio, t_{obs} é igual a 0,7 s e 0,3 s para as Malhas 3 e 4, respectivamente.

A fim de realizar uma análise de erros em função do tempo e separar os erros de amplitude e de fase, as seguintes equações foram definidas:

$$\text{Erro de amplitude (\%)} = \frac{|p'_{rms}{}^2(x_{obs}, t) - p'_{rms,a}{}^2(x_{obs}, t)|}{p'_{rms,a}{}^2(x_{obs}, t)} \quad (36)$$

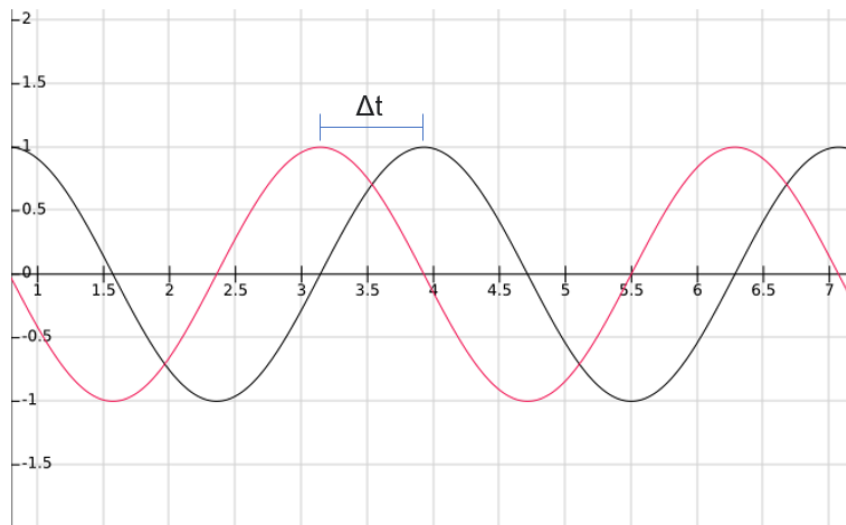
$$\text{Erro de fase} = \Delta\phi = \omega\Delta t_{pico} \quad (37)$$

A pressão RMS é definida pela Equação 38, onde t_1 é o início do regime estacionário e t_2 é o tempo final da simulação. Dessa forma, calculou-se o desvio das pressões RMS quadráticas normalizado pela solução analítica.

$$p'_{rms}(x_{obs}) = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p'^2(x_{obs}, t) dt} \quad (38)$$

O Δt usado para calcular o erro de fase é definido como a diferença dos tempos entre os picos das duas ondas numérica e analítica, como visto na Figura 23.

Figura 23 – Tempo entre os picos de duas ondas senoidais.



Fonte: Autora (2022).

As posições de observação, x_{obs} , foram configuradas pelas *probes* da simulação e espaçadas ao longo eixo x. Iniciou-se a disposição em 2 m e a cada 10 m foi adicionada outra até os 102 m — limite da zona útil —, totalizando 11 *probes*. As coordenadas resultantes podem ser vistas na Tabela 8.

Para realizar numericamente as integrações definidas nas equações, utilizou-se o método trapezoidal. Apesar de ser um método que retorna resultados aceitáveis, possui erros numéricos associados que variam em função do espaçamento entre medições. Portanto, para os casos com menores divisões do período, esse erro tende a ser maior (CHENEY; KINCAID, 2012).

Tabela 8 – Coordenadas das *probes* para medição da variação de pressão ao longo do tempo.

<i>Probe</i>	Coordenada
1	(0,588 0 0) λ
2	(3,529 0 0) λ
3	(6,471 0 0) λ
4	(9,412 0 0) λ
5	(12,353 0 0) λ
6	(15,294 0 0) λ
7	(18,235 0 0) λ
8	(21,176 0 0) λ
9	(24,118 0 0) λ
10	(27,059 0 0) λ
11	(30,000 0 0) λ

Fonte: Autora (2022).

4 RESULTADOS

Neste capítulo, estão expostos os resultados obtidos por meio do modelo apresentado. As seções estão divididas pelo tipo de teste realizado, assim como descrito no Capítulo 3. Com o intuito de analisar a eficácia do modelo, utilizou-se gráficos comparativos entre os resultados e a solução analítica disponível. Além disso, tabelas com exposição dos dados foram adicionadas para possibilitar a visualização de resultados individuais, mas que também têm a finalidade de comparação entre métodos. Por fim, os erros para os testes de refino e de esquemas numéricos com discretização espacial e temporal foram quantificados através das equações apresentadas na Seção 3.7.

4.1 MALHA COM ZONA ÚTIL UNIFORME

Como descrito na Seção 3.3, gerou-se inicialmente uma malha de 8 volumes por comprimento de onda (PPW) para a zona útil e 1 ponto a cada 5 graus na direção azimutal. A partir disso, pode-se observar pelas Figuras 25 a 28 que foram testados diferentes refinamentos radiais até melhora na propagação da onda, o que ocorreu em 64 PPW.

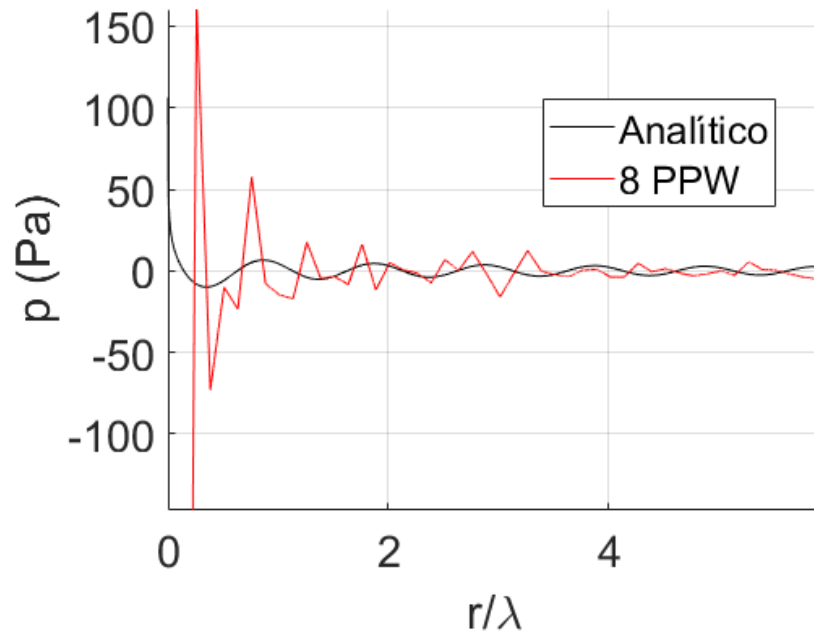
É possível observar pelos gráficos que há clara disparidade entre numérico e analítico para as malhas de 8, 16 e 32 PPW, porém a de 64 PPW apresentou resultados com concordância muito boa em relação à solução analítica. Analisando os campos de pressão próximos à fonte, como o apresentado na Figura 24, notou-se a ocorrência de um comportamento não físico de perda de simetria azimutal na geração de ondas.

Portanto, esses resultados claramente não correspondem à solução de uma

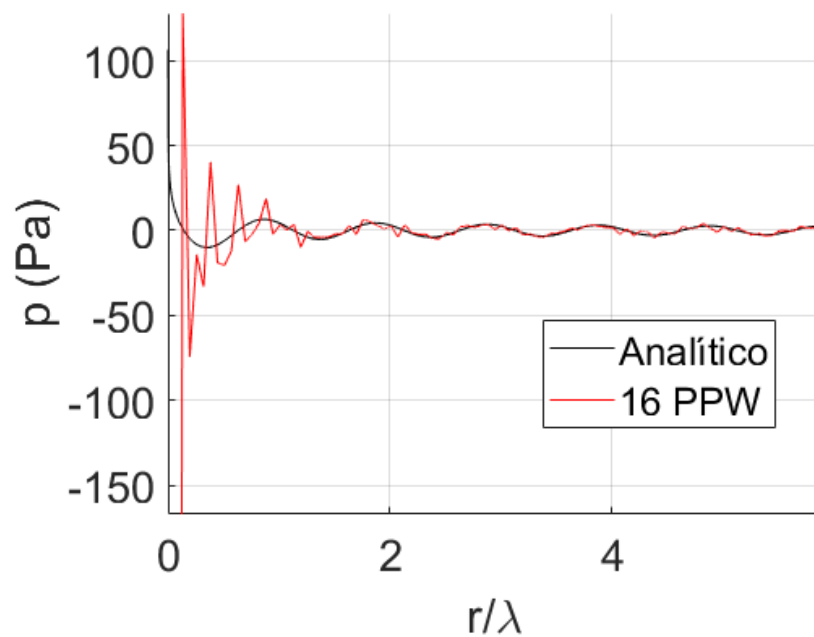
Figura 24 – Assimetria próximo à fonte para zona útil uniforme de 16 PPW ($t = 0,50$ s).



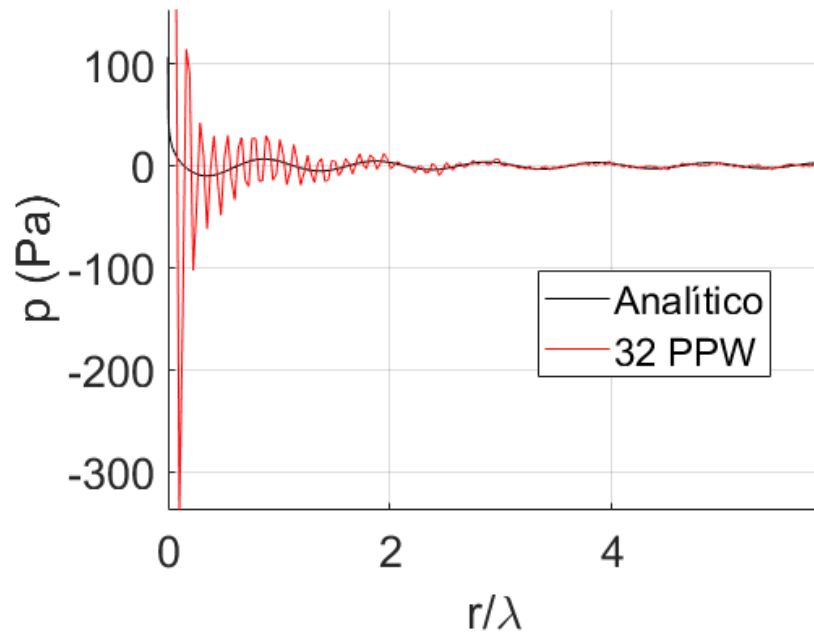
Fonte: Autora (2022).

Figura 25 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para zona útil uniforme de 8 PPW.

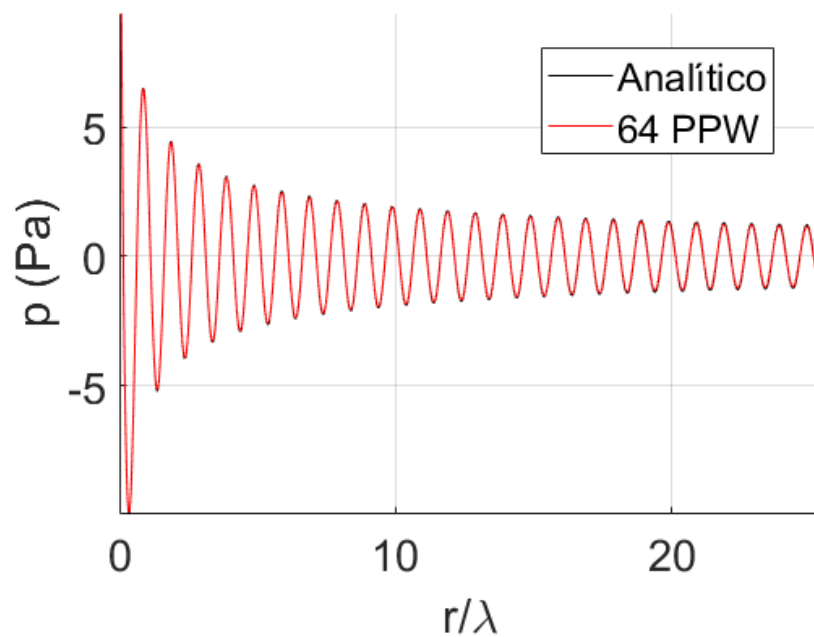
Fonte: Autora (2022).

Figura 26 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para zona útil uniforme de 16 PPW.

Fonte: Autora (2022).

Figura 27 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para zona útil uniforme de 32 PPW.

Fonte: Autora (2022).

Figura 28 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para zona útil uniforme de 64 PPW.

Fonte: Autora (2022).

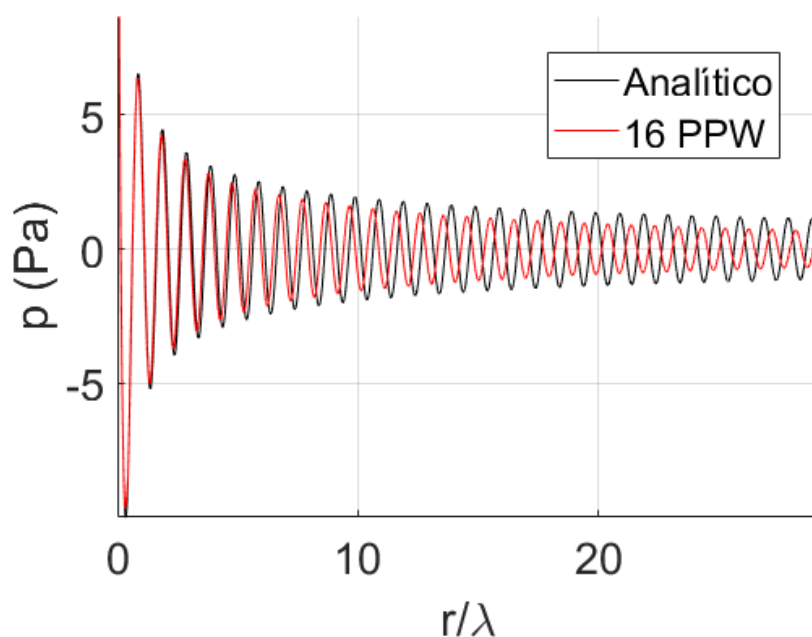
fonte omnidirecional, como a que se deseja reproduzir. A principal hipótese para ocorrência desse erro numérico é a presença de volumes finos e alongados adjacentes à fonte nas malhas de 8 a 32 PPW. Dessa forma, como mencionado na Seção 3.4, foi proposta uma análise de refino local de malha, cujos resultados estão apresentados na seção que segue.

4.2 MALHA COM ZONA DE REFINO ADJACENTE À FONTE

Os resultados para as malhas com adição da zona de refino estão expostos nas Figuras 29 e 30. É possível observar que os resultados apresentam comportamento mais consistente com a propagação de uma onda cilíndrica harmônica. Como esperado, os erros de dissipação e dispersão tendem a diminuir com o refino de malha. Dessa forma, verifica-se que os resultados para as malhas com 32 e 64 PPW apresentam resultados com boa concordância com os dados analíticos. Por outro lado, o resultado para 16 PPW mostra considerável disparidade em relação ao analítico.

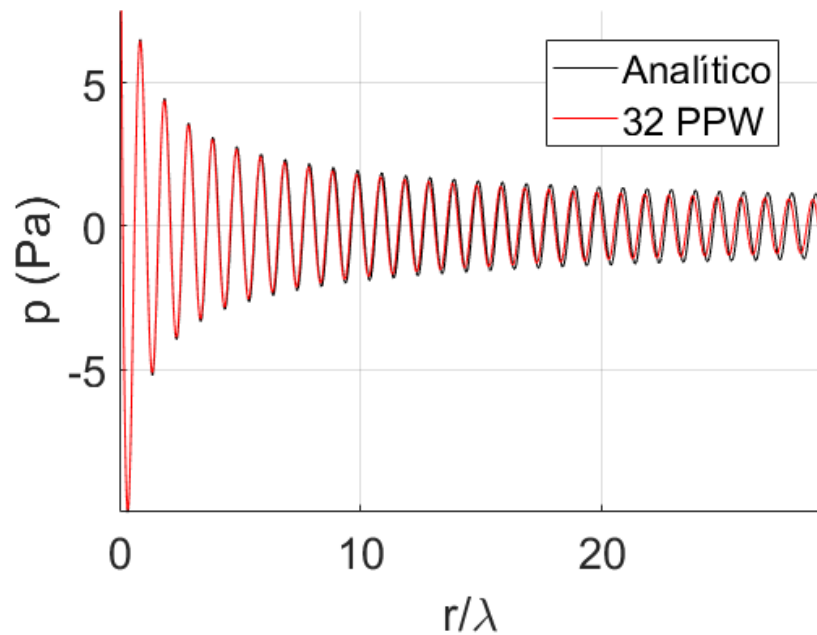
Nota-se também que o gráfico para 8 PPW não foi incluído. Isso ocorreu porque, apesar da propagação ter melhorado com a adição da zona de refino, o caso não conseguiu atingir uma boa convergência e, mesmo realizando outros testes alterando os parâmetros da malha e da simulação, esta apresentou instabilidades que impossibilitaram a análise para essa configuração de refino, o que mostra a insuficiência dessa discretização espacial para o caso em estudo. Dessa forma, pode-se concluir

Figura 29 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para malha de 16 PPW com zona de refino.



Fonte: Autora (2022).

Figura 30 – Variação de pressão a $t = 0,50$ s para malha de 32 PPW com zona de refino.

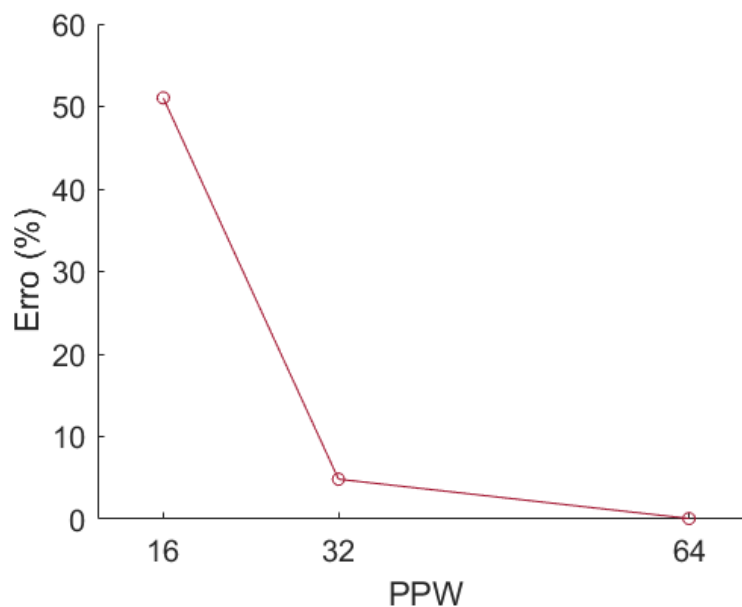


Fonte: Autora (2022).

que uma boa prática para garantir uma adequada representação do comportamento espacial da onda é garantir uma discretização de, no mínimo, 32 PPW.

Visando a uma análise quantitativa, calculou-se o erro espacial médio através da Equação 35 para cada uma das malhas, cujos valores são mostrados na Tabela

Figura 31 – Erros em função do refino de malha ($t = 0,50$ s).



Fonte: Autora (2022).

9 e Figura 31. Em consonância com o observado nos gráficos anteriores, a malha de 16 PPW apresenta erro médio elevado, enquanto as malhas de 32 e 64 PPW se mostraram capazes de prever adequadamente o comportamento espacial da onda.

Tabela 9 – Erros para cada refino de malha ($t = 0,50$ s).

PPW	Erros (%)
16	51,10
32	4,84
64	0,07

Fonte: Autora (2022).

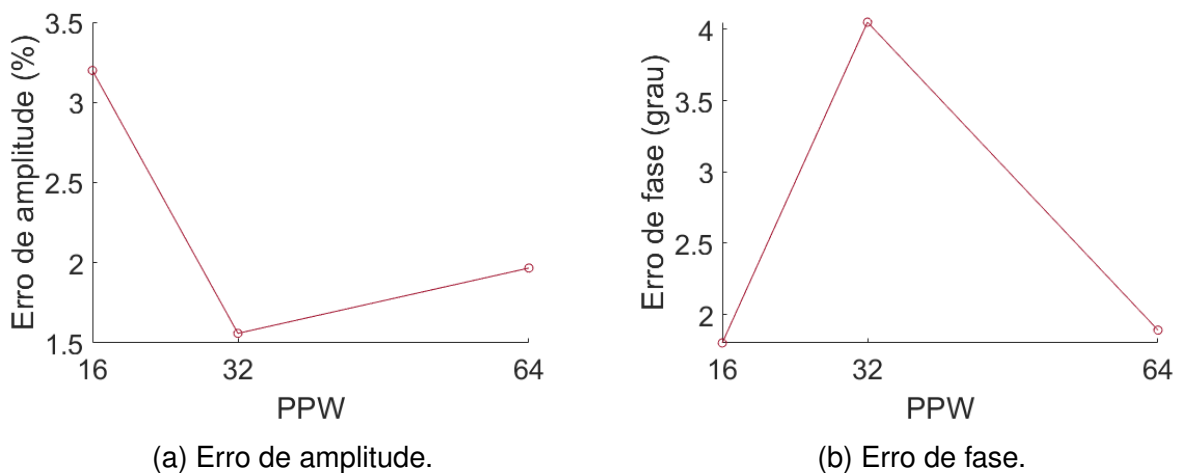
Para quantificar os erros de amplitude e de fase separadamente, utilizou-se as Equações 36 e 37. No total, os resultados de pressão em função do tempo foram extraídos em 11 pontos (*probes*) ao longo da zona útil. Entretanto, para fins de discussão, serão analisados os resultados de 5 probes. No Apêndice A.1 estão disponíveis os resultados para todas as posições definidas na simulação.

Pode-se observar através das Figuras 32 a 36 que os erros obtidos pelos dados da 1ª *probe* não seguem a tendência das demais posições, o que pode ser devido às zonas de refino que não apresentam a mesma resolução de malha do restante da zona útil uniforme. Além disso, pela proximidade com a fonte, ainda não há grandes diferenças entre os erros, pois estes se acumulam durante o transporte ao longo do domínio.

Observa-se na Figura 33 que, já para a 2ª *probe*, os resultados seguem a tendência apresentada na Figura 31, em que diminuem com o aumento do refino. Além disso, enquanto os erros para as malhas de 32 e 64 PPW permanecem estáveis, eles continuam crescendo de forma perceptível para a de 16 PPW.

Observando a propagação desses erros através das *probes* 9 e 10 — Figuras

Figura 32 – Erros em função do refino para $x = 0,588\lambda$.

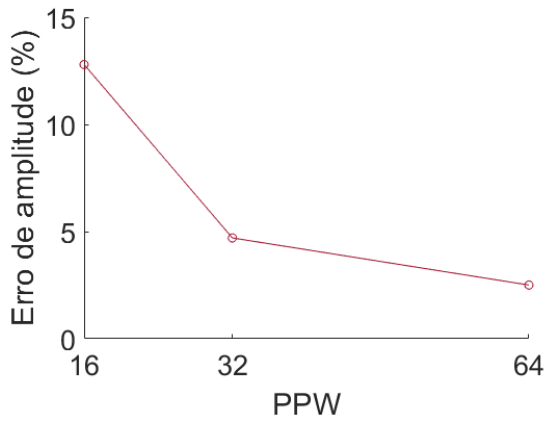


(a) Erro de amplitude.

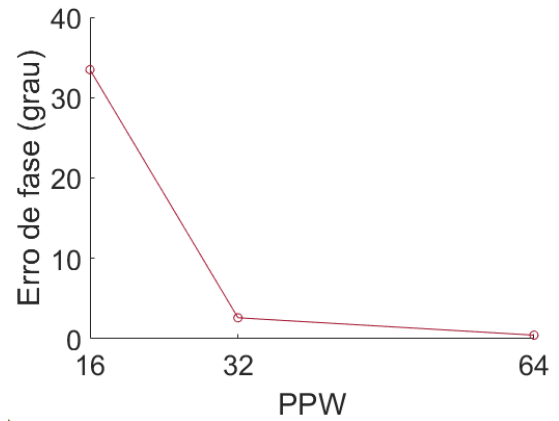
(b) Erro de fase.

Fonte: Autora (2022).

Figura 33 – Erros em função do refino para $x = 3,529\lambda$.



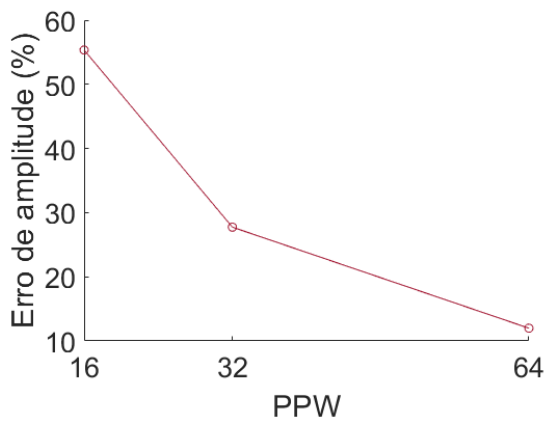
(a) Erro de amplitude.



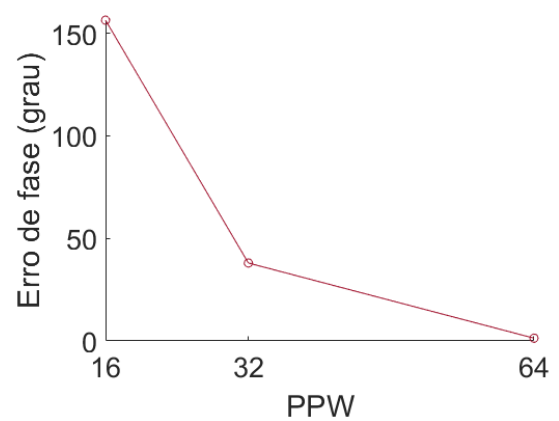
(b) Erro de fase.

Fonte: Autora (2022).

Figura 34 – Erros em função do refino para $x = 24,118\lambda$.



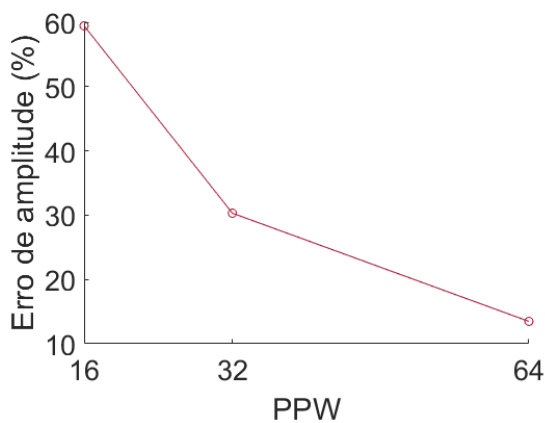
(a) Erro de amplitude.



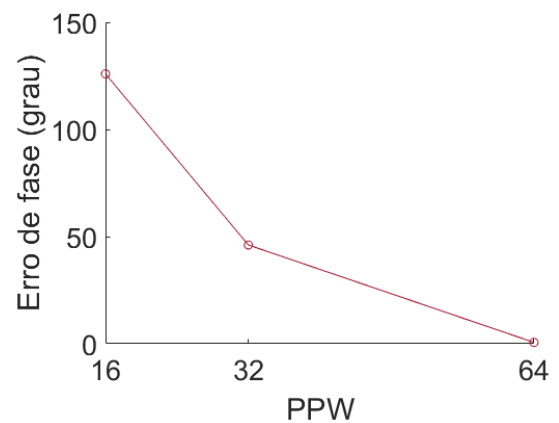
(b) Erro de fase.

Fonte: Autora (2022).

Figura 35 – Erros em função do refino para $x = 27,059\lambda$.

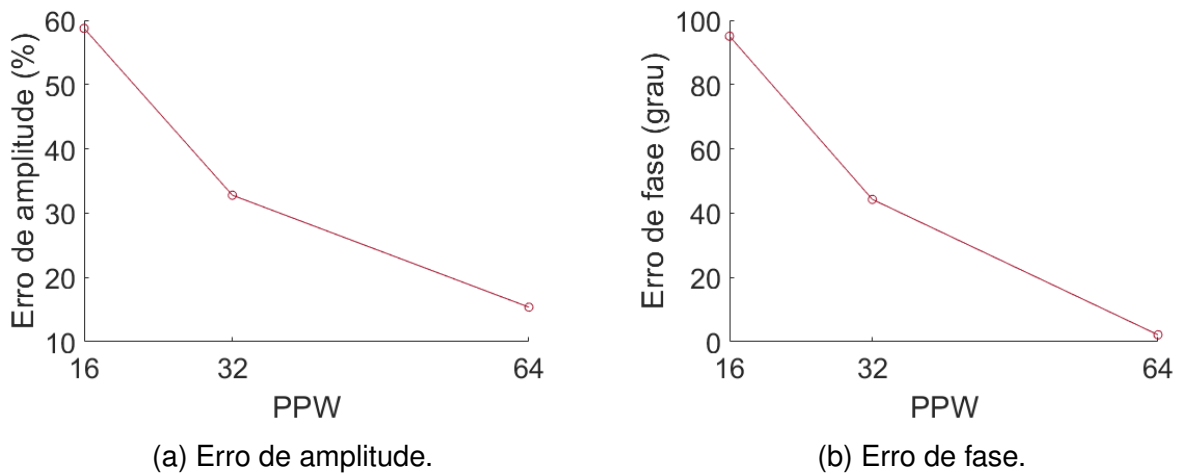


(a) Erro de amplitude.



(b) Erro de fase.

Fonte: Autora (2022).

Figura 36 – Erros em função do refino para $x = 30,000\lambda$.

Fonte: Autora (2022).

34 e 35 —, é possível verificar que o erro de fase, cujas curvas ainda apresentam a mesma tendência, parece diminuir para a malha de 16 PPW, o que não está de acordo com a predição referente à propagação dos erros, em que estes são transportados ao longo do domínio e tendem a se acumular em pontos mais externos. Esse comportamento evidencia uma limitação na forma em que esse erro é quantificado, pois, para atrasos maiores que 360° , o erro não sofre acréscimo por considerar o pico mais próximo.

Apesar dessa limitação, pôde-se observar o caráter dissipativo e dispersivo de cada refino de malha. Dessa forma, conclui-se, a partir dos erros calculados, o que pôde ser visto nos gráficos de propagação espacial: que a malha de 16 PPW não é apropriada para o caso em estudo. Portanto, utilizou-se a malha de 32 PPW com zona de refino para o restante dos testes.

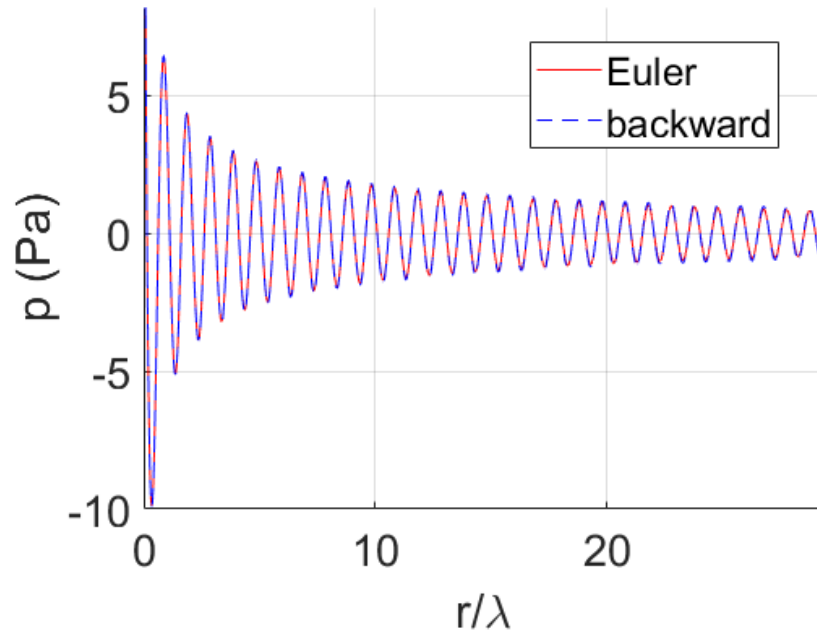
4.3 ESQUEMAS TEMPORAIS

Nesta seção é apresentada a comparação dos resultados obtidos utilizando o esquema *backward* de segunda ordem (caso padrão) e o esquema Euler de primeira ordem. O n utilizado foi de 4.000 e, por se tratar de um valor alto, pode-se observar na Figura 37 que não há divergência perceptível entre os resultados dos esquemas considerados.

A fim de analisar a influência do passo de tempo nos resultados obtidos com cada esquema, foram considerados os seguintes valores de divisões por período: 10, 20, 40 e 80. O comportamento da onda para cada caso pode ser observado nas Figuras 38 a 41.

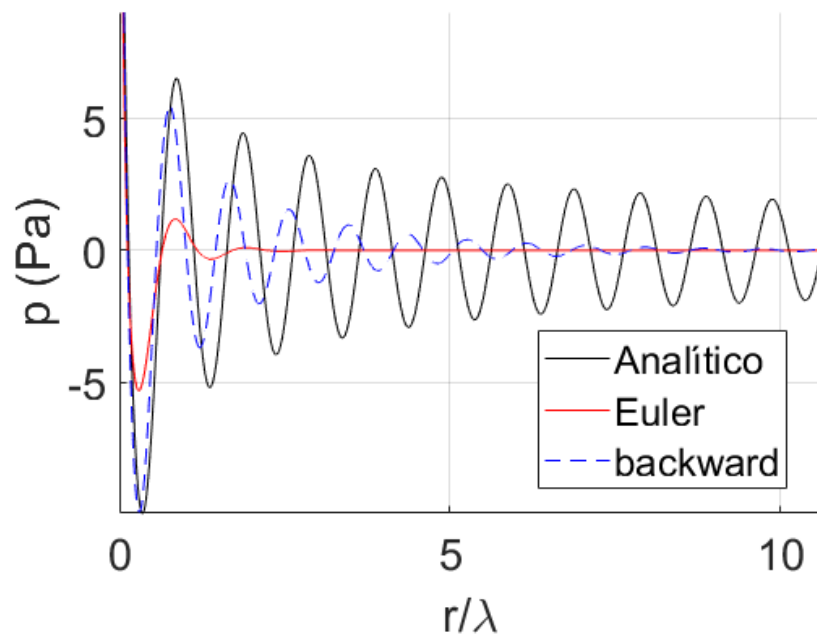
Pode-se observar que o esquema Euler, por ser de 1ª ordem, é bastante dissipativo, pois a onda cessa sua propagação ao longo do domínio para todas

Figura 37 – Comparação entre esquemas Euler e *backward* para malha de 32 PPW, $n = 4000$ e $t = 0,50$ s.



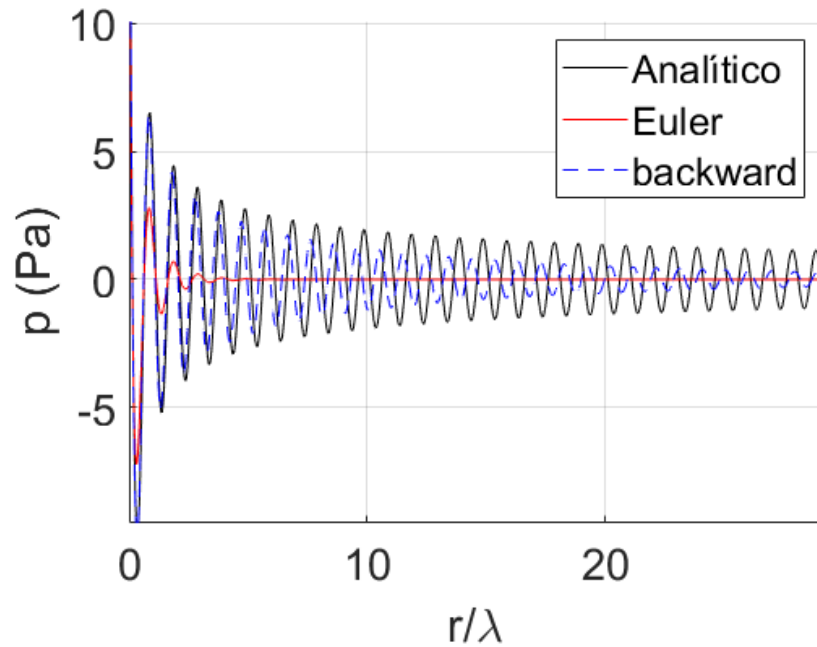
Fonte: Autora (2022).

Figura 38 – Comparação entre esquemas Euler e Backward para malha de 32 PPW, $n = 10$ e $t = 0,50$ s.



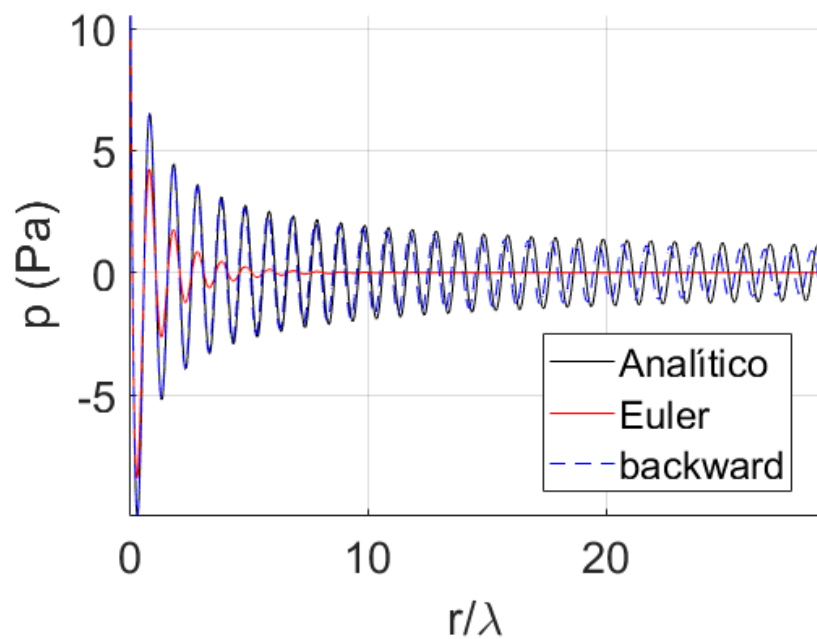
Fonte: Autora (2022).

Figura 39 – Comparação entre esquemas Euler e Backward para malha de 32 PPW, $n = 20$ e $t = 0,50$ s.



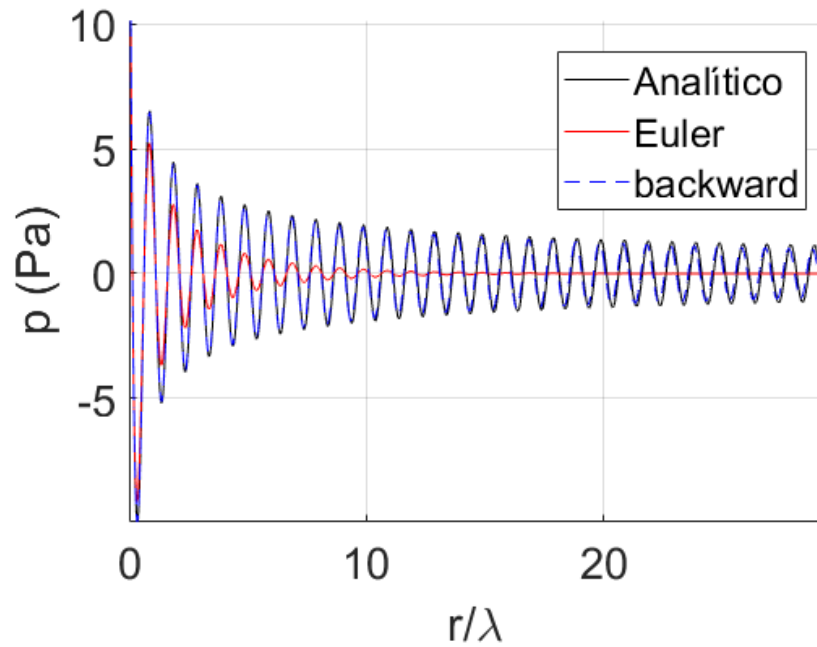
Fonte: Autora (2022).

Figura 40 – Comparação entre esquemas Euler e Backward para malha de 32 PPW, $n = 40$ e $t = 0,50$ s.



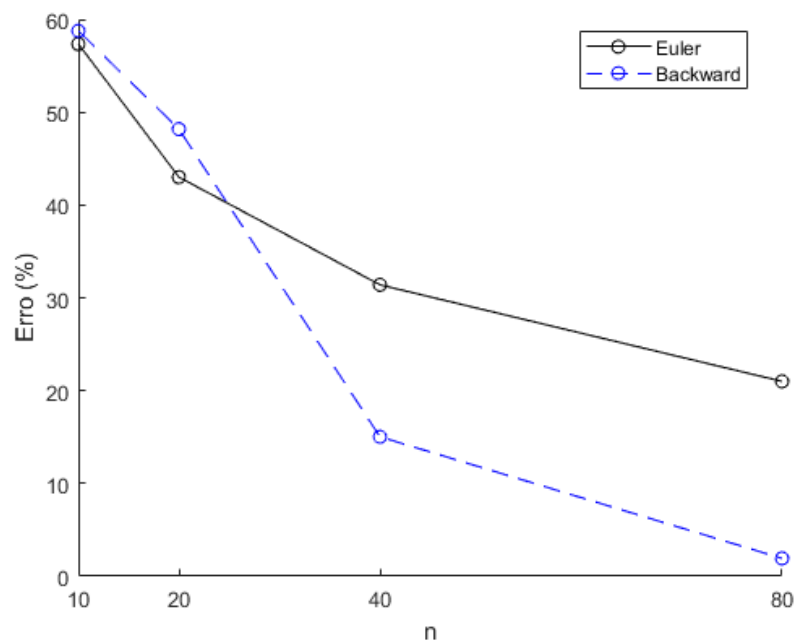
Fonte: Autora (2022).

Figura 41 – Comparação entre esquemas Euler e Backward para malha de 32 PPW, $n = 80$ e $t = 0,50$ s.



Fonte: Autora (2022).

Figura 42 – Erros para diferentes discretizações temporais em função do número de divisões do período ($t = 0,50$ s).



Fonte: Autora (2022).

as divisões consideradas. Como esperado, o esquema *backward* apresenta menor dissipação da onda, em comparação com o Euler, para todos os valores de n . Pode-se observar que, a partir de $n = 20$, a onda atinge o fim da zona útil com amplitude não nula e os resultados estão em ótima concordância com o analítico para $n = 80$.

Como na seção anterior, calculou-se os erros médios no espaço apresentados na Tabela 10 e no gráfico da Figura 42 através da Equação 35. Observa-se que os erros diminuem com o aumento do refino temporal e que, mesmo o esquema Euler sendo mais dissipativo e extinguindo a onda, o esquema *backward* retorna erros maiores para n igual a 10 e a 20 devido aos erros de dispersão. Isso ocorre devido às ordens dos métodos, em que os de 1ª ordem possuem tendências dissipativas, enquanto os de 2ª são dispersivos (HOLST; GLASBY; BOND, 2020).

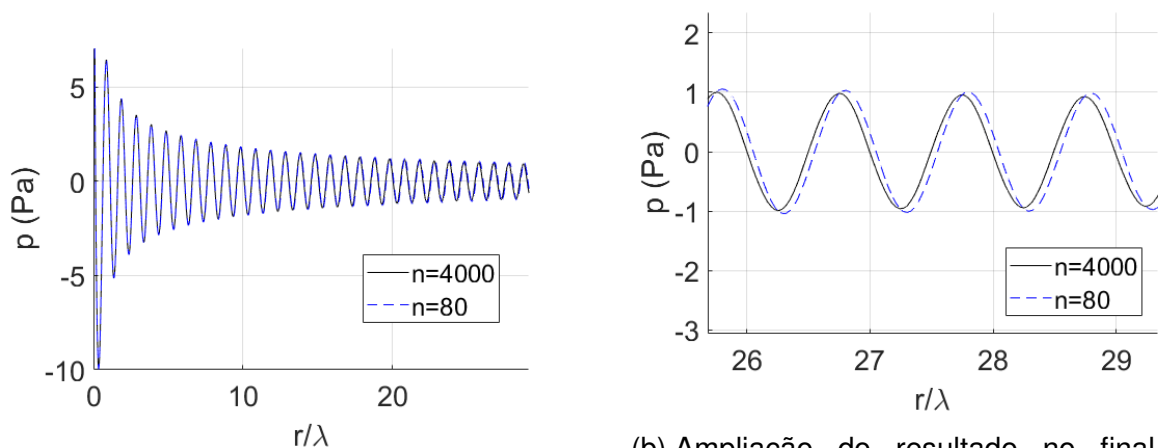
Tabela 10 – Erros para diferentes discretizações temporais em função do número de divisões do período ($t = 0,50$ s).

n	Erros Euler (%)	Erros Backward (%)
10	57,34	58,75
20	43,00	48,17
40	31,40	15,03
80	20,99	1,93
4.000	4,50	4,84

Fonte: Autora (2022).

Analisando a Tabela 10, é possível verificar que, enquanto os erros diminuem com o aumento de n , há uma quebra da tendência para $n = 4.000$ do esquema *backward*. Levantou-se a hipótese de ser alguma questão de má convergência da simulação, porém mesmo aumentando o número de iterações do *solver* e garantindo a

Figura 43 – Comparação entre $n = 80$ e $n = 4.000$ para esquema Backward, malha de 32 PPW e $t = 0,50$ s.



(a) Variação de pressão ao longo do domínio.

(b) Ampliação do resultado no final do domínio.

Fonte: Autora (2022).

convergência, a propagação e o erro permanecem os mesmos. Essas diferenças de amplitude e de fase podem ser observadas na Figura 43.

A hipótese levantada é que os erros aumentam pelo caráter do método. Segundo Jasak (1996), "a principal deficiência do esquema — *backward* — advém de seu comportamento extrapolativo no tempo, o que causa a deslimitação (*unboundedness*)". Essa questão também é apresentada pela documentação do *OpenFOAM*, em que se explicita que a limitação (*boundedness*) do método não é garantida (OPENCFD, 2021). Além disso, Versteeg e Malalasekera (1995) afirma que os "resultados numéricos só serão fisicamente realistas quando o esquema de discretização tiver certas propriedades fundamentais", sendo uma delas a limitação (*boundedness*).

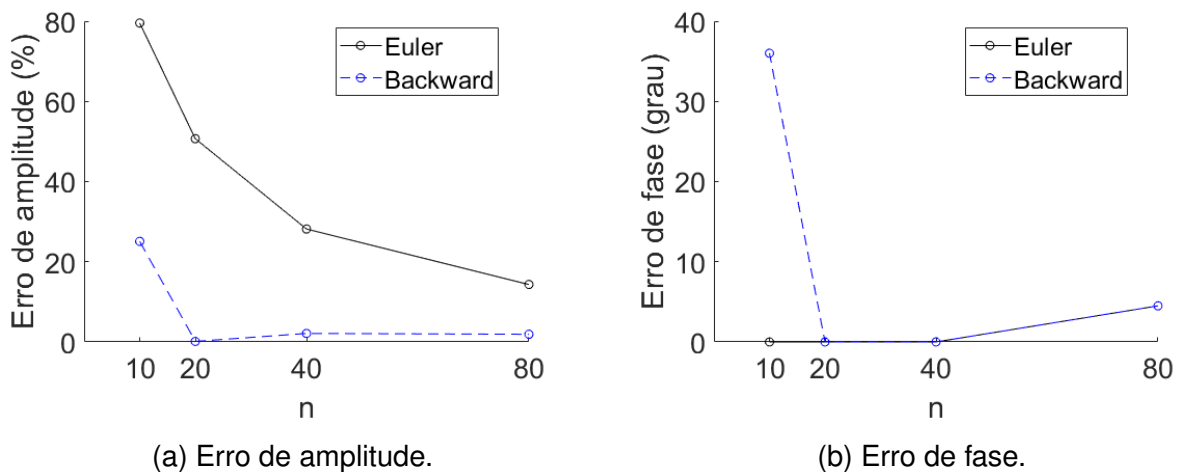
Dessa forma, apesar dos erros para $n = 4.000$ para o esquema *backward* ainda serem aceitáveis, verifica-se que o método é mais instável e, dependendo da aplicação, se não forem asseguradas as propriedades fundamentais para soluções numéricas, pode prejudicar os resultados.

Para analisar os erros de amplitude e de fase separadamente, utilizou-se as Equações 36 e 37. Novamente, os resultados para todas as *probes* estão disponíveis no Apêndice A.2. Nesta seção, foram selecionadas apenas as cinco medições expostas a seguir para representação do caso.

É possível observar através das Figuras 44 a 48 que o esquema Euler apresenta maiores erros de amplitude para todos os casos, o que era esperado. Analisando os resultados da 1ª *probe* — Figura 44 —, observa-se que os erros de fase ainda não são significativos devido à curta distância de propagação, com exceção para o do *backward* com $n = 10$.

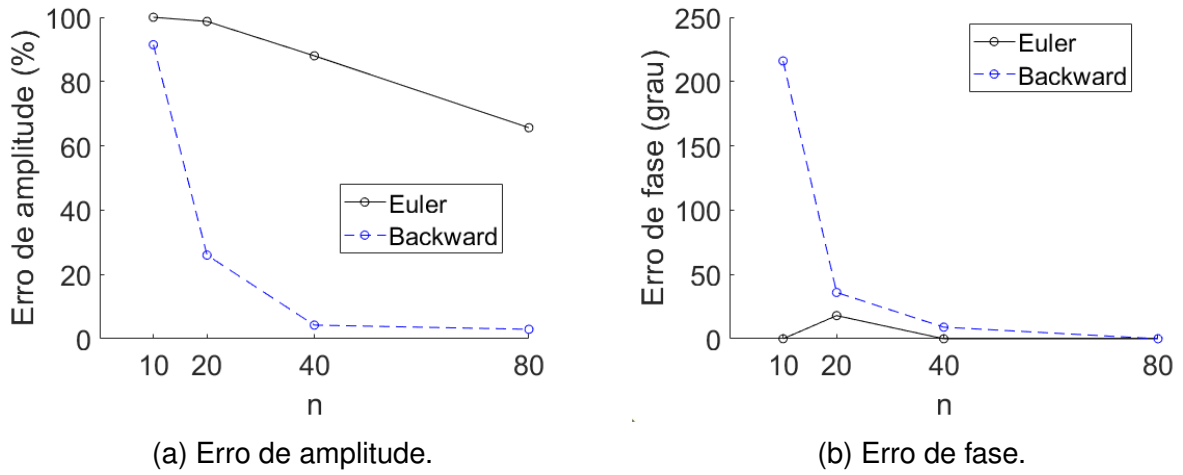
É importante ressaltar que o método utilizado para calcular o erro de fase é

Figura 44 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 0,588\lambda$.



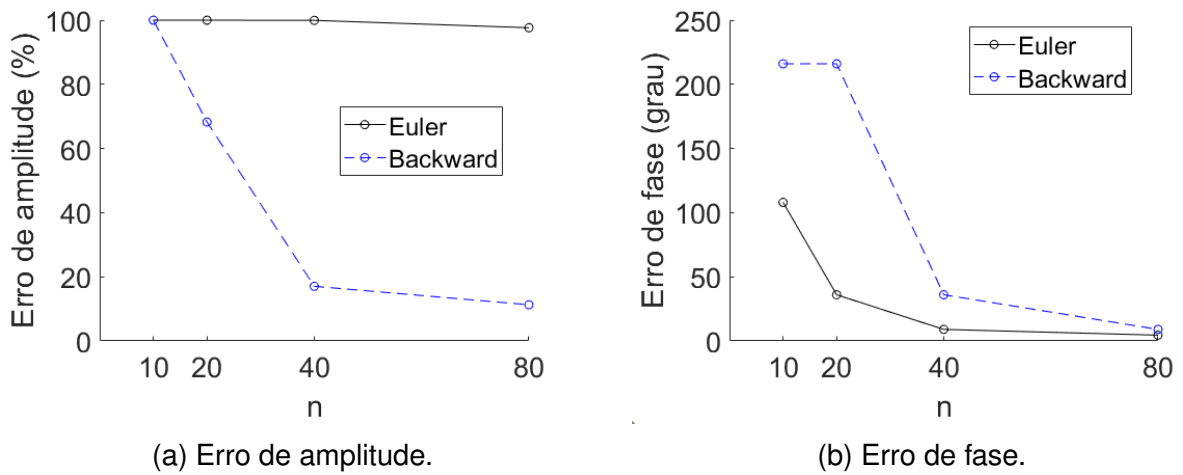
Fonte: Autora (2022).

Figura 45 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 3,529\lambda$.



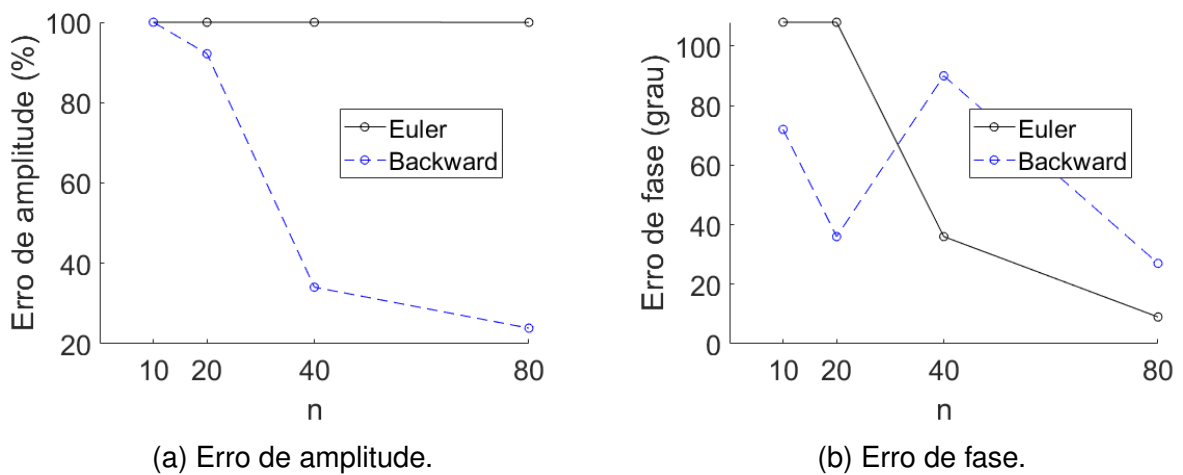
Fonte: Autora (2022).

Figura 46 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 12,353\lambda$.



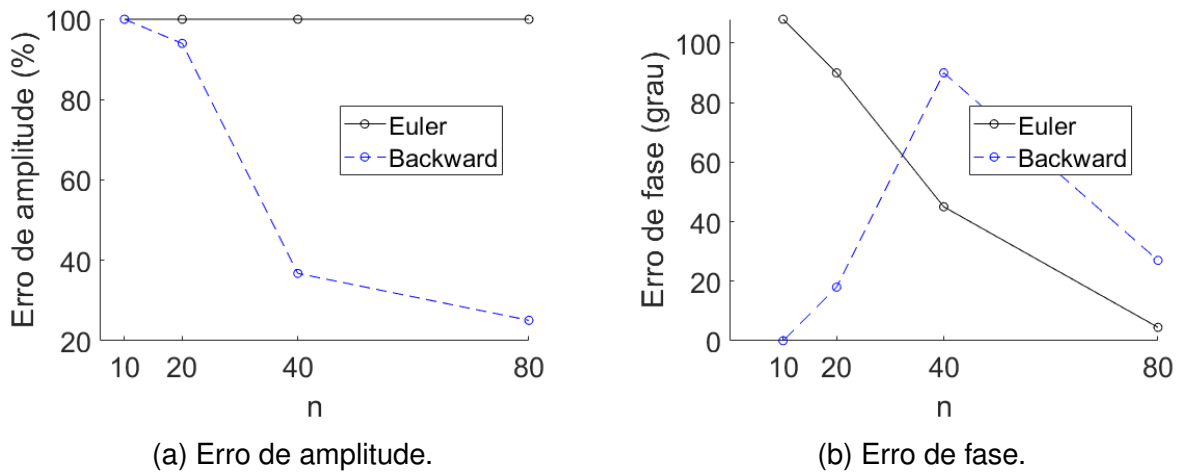
Fonte: Autora (2022).

Figura 47 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 27,059\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

Figura 48 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 30,000\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

Figura 49 – Análise da curva para esquema *backward* com $n = 10$ a $x = 0,588\lambda$.

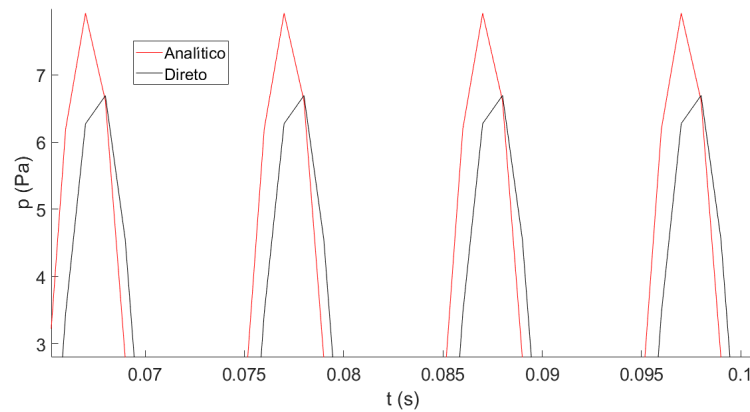


Figura 50 – Análise da curva para esquema Euler com $n = 10$ a $x = 0,588\lambda$.

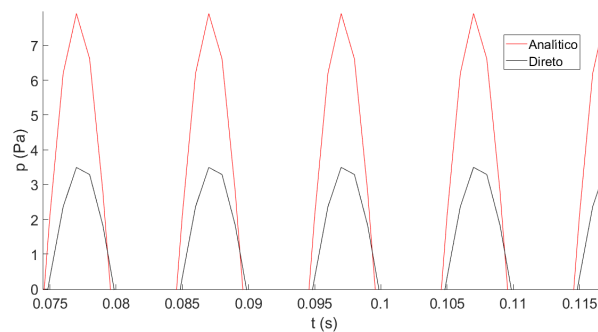
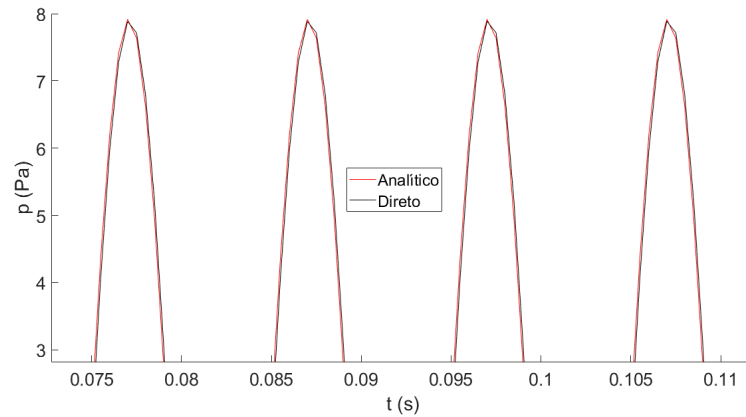
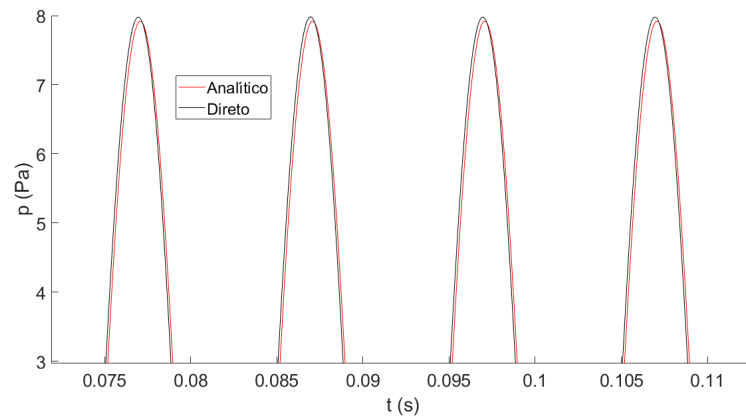


Figura 51 – Análise da curva para esquema *backward* com $n = 20$ a $x = 0,588\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

Figura 52 – Análise da curva para esquema *backward* com $n = 80$ a $x = 0,588\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

fortemente influenciado pela discretização temporal. Para os casos com menores n , há menos divisões do tempo e, portanto, menos pontos para construção das curvas de resultados, gerando erros tanto na identificação do tempo exato em que ocorrem os picos quanto na identificação do valor de pico. Esse comportamento é apresentado nas Figuras 49 e 50 para os dois esquemas.

Dessa forma, analisando as Figuras 51 e 52 é possível observar que o motivo dos erros para $n = 80$ serem maiores do que para $n = 20$ na 1ª *probe*, por exemplo, é o fato do cálculo do erro de fase estar contaminado pelo erro na previsão dos máximos, causado pela discretização temporal. Para os erros apresentados na Figura 42, como são obtidos em função da distância ao invés do tempo, utilizou-se o mesmo tamanho de domínio e número de pontos para geração das curvas, o que evitou essa divergência nos resultados.

Através da análise do restante das *probes*, é possível observar que os erros refletem o que os gráficos da propagação ao longo do domínio apresentaram. Apesar da dificuldade referente à resolução gráfica, verifica-se que o esquema Euler, em geral,

apresenta menores erros de fase, porém praticamente não há propagação de onda, o que pode ser visualizado pelos erros de amplitude. Os resultados também evidenciaram o caráter dispersivo do esquema *backward* e a limitação do método escolhido para quantificar o erro de fase quando o atraso da onda é muito grande, pois pode-se observar que, para os casos com 10 e 20 divisões, o erro não é acrescido quando ultrapassa 360°.

Dessa forma, observa-se que o esquema *backward* é mais recomendado pela sua maior acurácia, pois o esquema Euler necessita de maior refino temporal e pode tornar a simulação onerosa. Entretanto, como o de segunda ordem é mais instável, precisou-se aumentar o número de iterações do *solver* a fim de garantir a convergência dos resultados.

4.4 ESQUEMAS DE DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL

O esquema numérico de discretização espacial utilizado nas seções anteriores foi o *vanLeer* por ser de 2ª ordem. A influência de outros esquemas nos resultados das malhas de 16 e 32 PPW pode ser observada nas Figuras 53 a 58.

Percebe-se através dos gráficos que a mudança do esquema numérico não apresenta variações perceptíveis nos resultados. Para tentar quantificar diferenças existentes, utilizou-se a Equação 35 para calcular os resultados da Figura 59 e da Tabela 11.

Tabela 11 – Erros para diferentes esquemas numéricos em função do refino de malha ($t = 0, 50$ s).

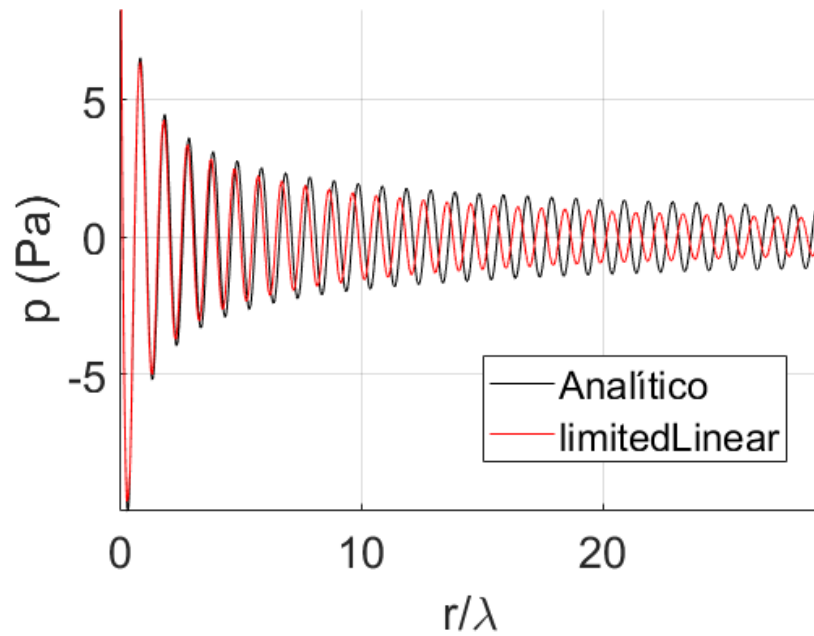
Esquema Numérico	Erros 16 PPW (%)	Erros 32 PPW (%)
limitedLinear	51,096	4,976
linearUpwind	50,882	5,003
upwind	51,092	4,994
vanLeer	51,097	4,840

Fonte: Autora (2022).

Através dos valores apresentados para os erros, pode-se observar que há variação de acordo com o esquema escolhido, porém não é significativa nem para o método *upwind* de 1ª ordem. A fim de verificar se essa tendência se mantém para a amplitude e para a fase separadamente, utilizou-se as Equações 36 e 37 para construção dos gráficos a seguir. O restante dos resultados pode ser visualizado no Apêndice A.3.

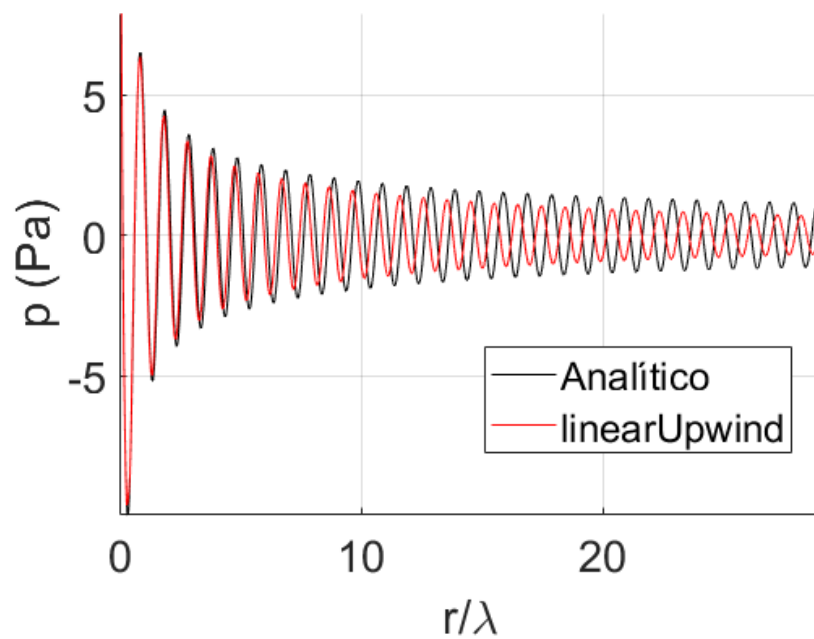
Observa-se que os erros de fase, apesar de aumentarem ao longo do domínio, não apresentam diferenças significativas entre esquemas numéricos. Mesmo na 1ª *probe* — Figura 60 —, em que os erros de fase para a malha de 16 PPW são maiores para o *upwind* e o *linearUpwind*, esse aumento não é significativo.

Figura 53 – Variação de pressão para a malha de 16 PPW usando o esquema numérico *limitedLinear* ($t = 0,50$ s).



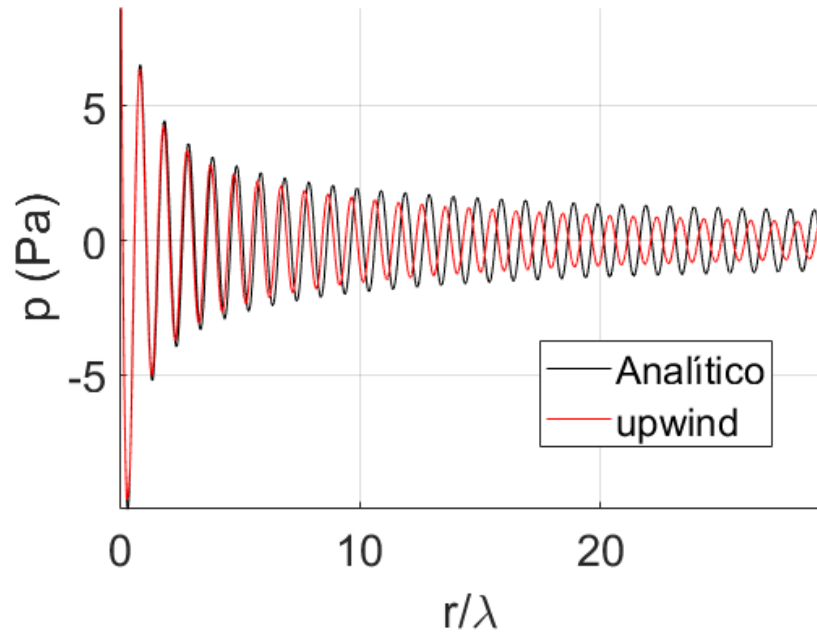
Fonte: Autora (2022).

Figura 54 – Variação de pressão para a malha de 16 PPW usando o esquema numérico *linearUpwind* ($t = 0,50$ s).



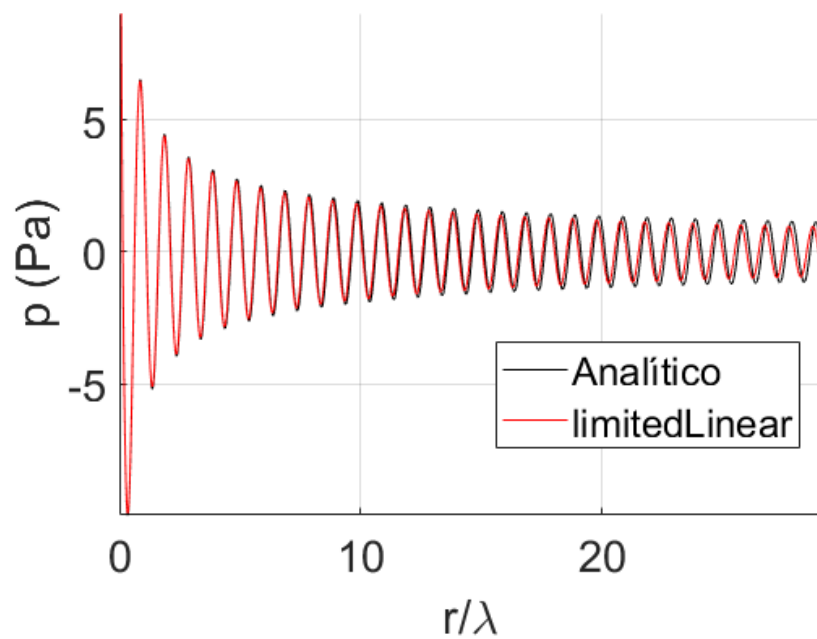
Fonte: Autora (2022).

Figura 55 – Variação de pressão para a malha de 16 PPW usando o esquema numérico *upwind* ($t = 0,50$ s).



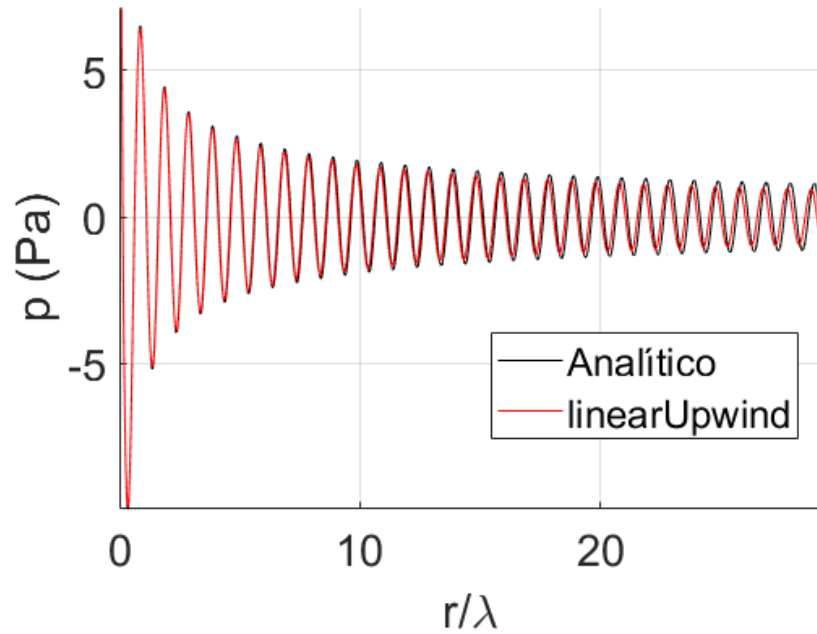
Fonte: Autora (2022).

Figura 56 – Variação de pressão para a malha de 32 PPW usando o esquema numérico *limitedLinear* ($t = 0,50$ s).



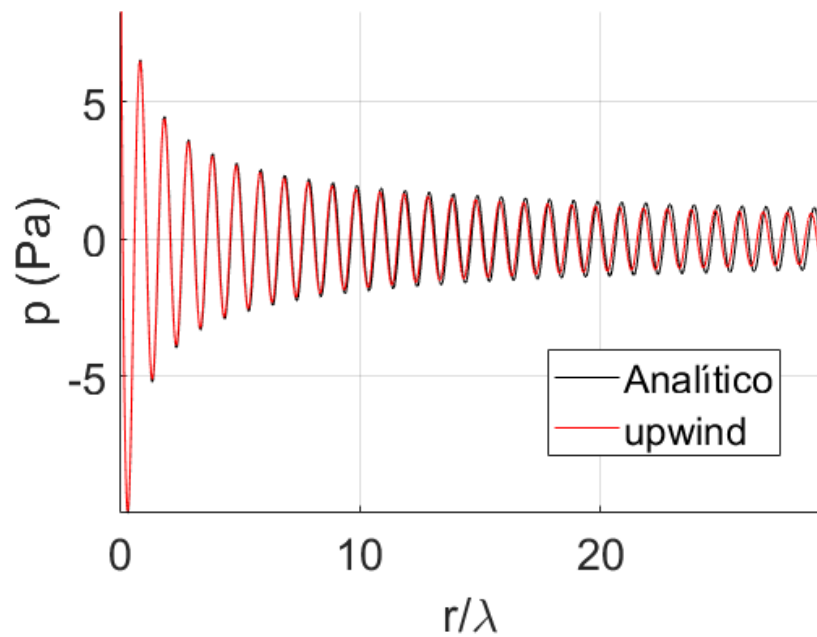
Fonte: Autora (2022).

Figura 57 – Variação de pressão para a malha de 32 PPW usando o esquema numérico *linearUpwind* ($t = 0,50$ s).



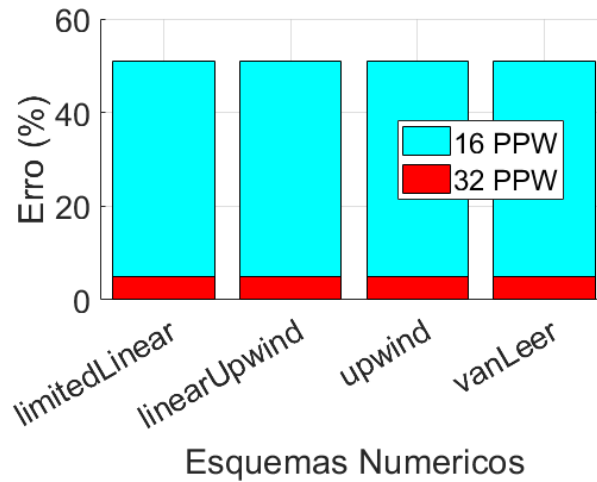
Fonte: Autora (2022).

Figura 58 – Variação de pressão para a malha de 32 PPW usando o esquema numérico *upwind* ($t = 0,50$ s).



Fonte: Autora (2022).

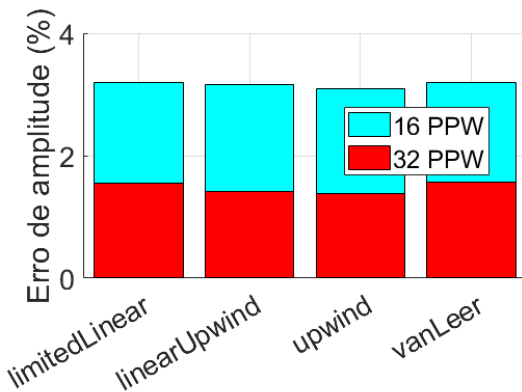
Figura 59 – Erros para malha de 16 e 32 PPW em função de diferentes esquemas numéricos ($t = 0,50$ s).



Esquemas Numericos

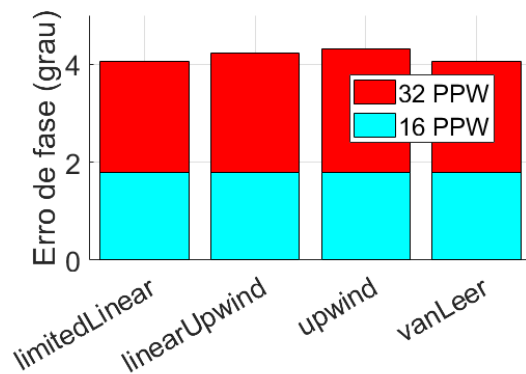
Fonte: Autora (2022).

Figura 60 – Erros em função do esquema numérico para $x = 0,588\lambda$.



Esquemas Numericos

(a) Erro de amplitude.

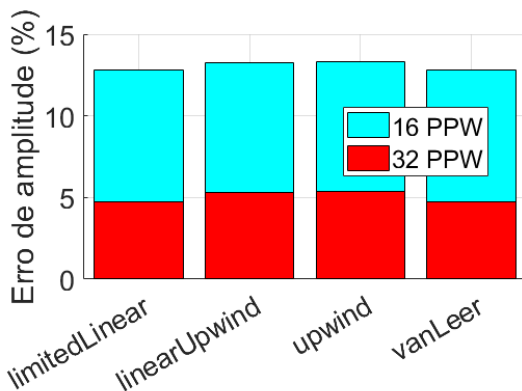


Esquemas Numericos

(b) Erro de fase.

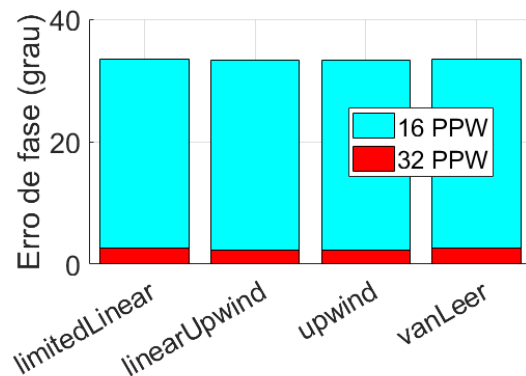
Fonte: Autora (2022).

Figura 61 – Erros em função do esquema numérico para $x = 3,529\lambda$.



Esquemas Numericos

(a) Erro de amplitude.

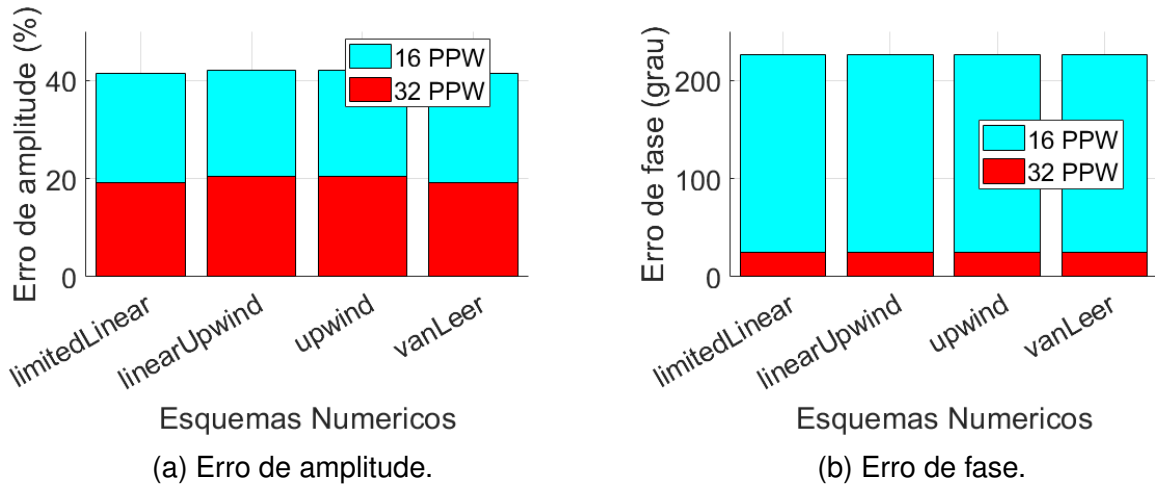


Esquemas Numericos

(b) Erro de fase.

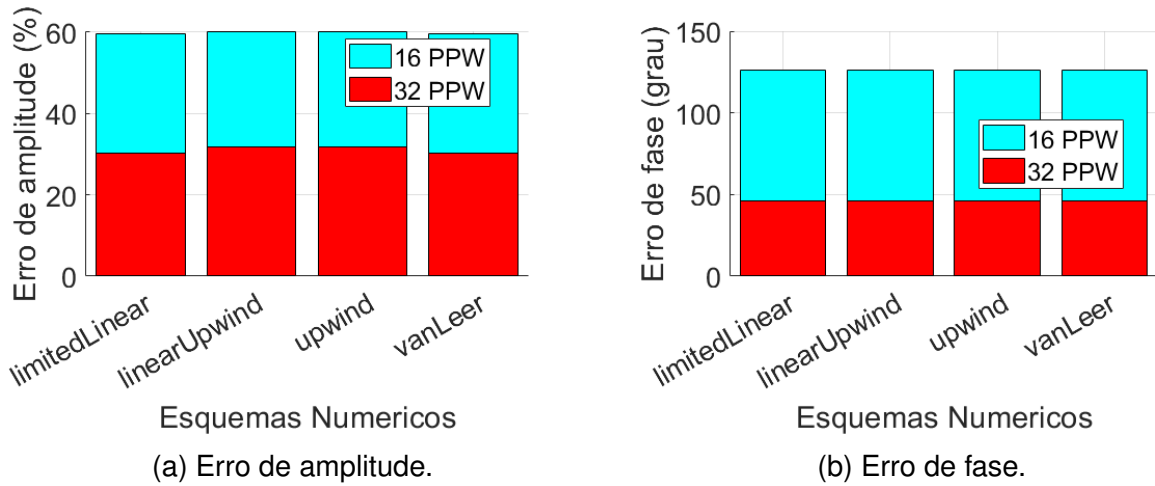
Fonte: Autora (2022).

Figura 62 – Erros em função do esquema numérico para $x = 15,294\lambda$.



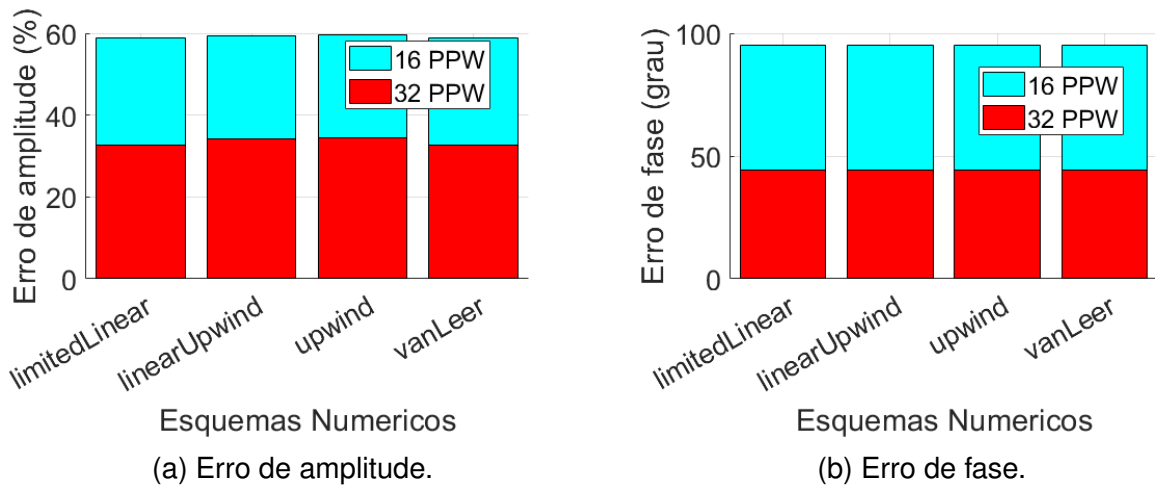
Fonte: Autora (2022).

Figura 63 – Erros em função do esquema numérico para $x = 27,059\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

Figura 64 – Erros em função do esquema numérico para $x = 30,000\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

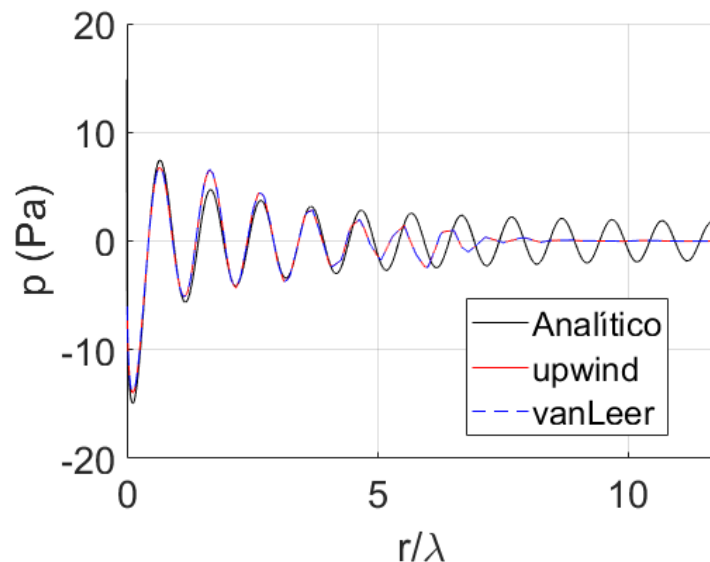
Para a amplitude, observa-se que os erros, em geral, são maiores para o *upwind* e o *linearUpwind*, porém esperava-se maior diferença entre os resultados dos esquemas de ordens diferentes, pois as variações apresentadas não são significativas.

A hipótese levantada para essa baixa influência do esquema numérico nos resultados é por ser devido ao alinhamento da malha com a direção de propagação da onda. Para testar essa possibilidade, realizou-se simulações para malhas triangulares, como visto na Seção 4.5.

4.5 MALHA TRIANGULAR

Para analisar a propagação e a influência dos esquemas numéricos de discretização espacial nos resultados, gerou-se malhas triangulares com diferentes refinamentos. Nas Figuras 65 a 67, comparou-se as curvas dos esquemas de ordens diferentes com a solução analítica. Os instantes de tempo selecionados ocorrem após a identificação de um comportamento estatisticamente estacionário, descartados os efeitos iniciais de propagação da onda. Deve-se ressaltar que para todos os casos analisados a onda foi dissipada antes de atingir o fim da zona útil. Como o custo computacional para a malha triangular é alto e não houve melhora nos resultados a partir dos pontos definidos, optou-se pelos instantes de observação apresentados.

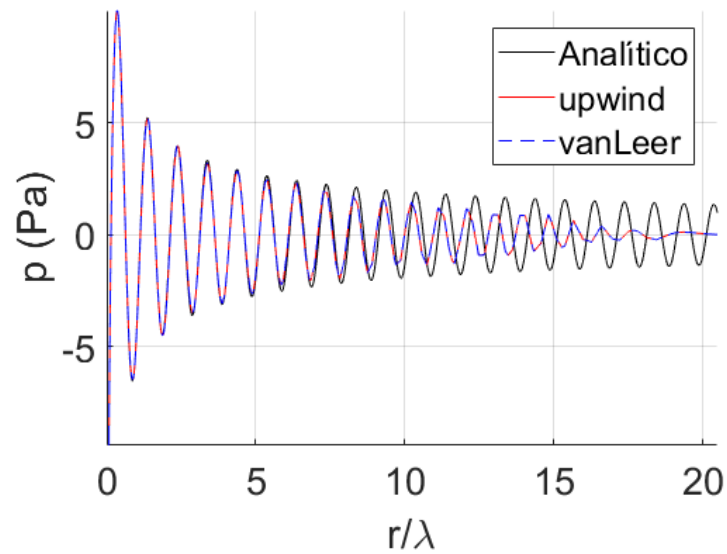
Figura 65 – Variação de pressão a $t = 0,198$ s para Malha triangular 1 ($l = 0,491\lambda$).



Fonte: Autora (2022).

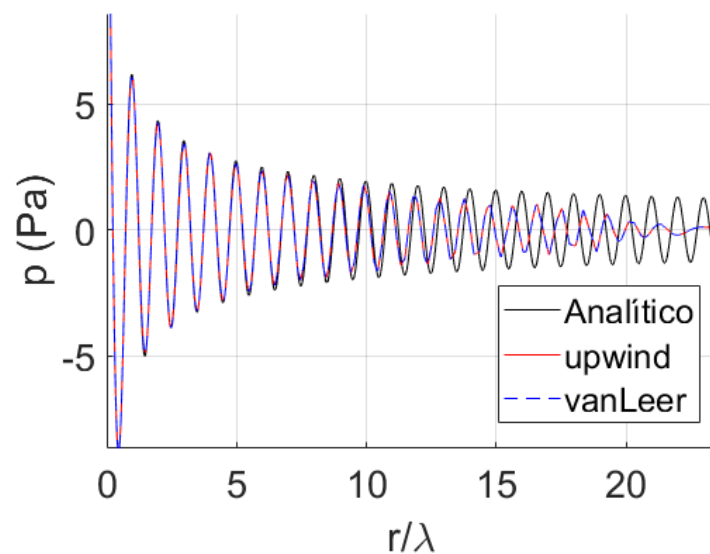
Através dos gráficos é possível observar que, mesmo para malha triangular, que possui maior grau de não ortogonalidade entre as faces dos volumes, o esquema numérico utilizado não influencia de forma perceptível nos resultados. A hipótese considerada é a de que a flutuação de velocidade, por ser um caso puramente acústico,

Figura 66 – Variação de pressão a $t = 0,195$ s para Malha triangular 2 ($l = 0,219\lambda$).



Fonte: Autora (2022).

Figura 67 – Variação de pressão a $t = 0,231$ s para Malha triangular 3 ($l = 0,169\lambda$).



Fonte: Autora (2022).

não é significativa. É possível que os esquemas de discretização espacial exerçam influência maior para os casos com um escoamento médio.

Por fim, sobre a viabilidade da malha triangular para o modelo em estudo, pôde-se verificar que não é a melhor opção dentre as abordadas. Apesar da propagação melhorar com o aumento do refino, isso resulta em aumento significativo do custo computacional. Para o caso de campo distante, em que a fonte é muito pequena em relação ao comprimento do domínio, tentar uniformizar a malha para evitar saltos de refino resulta em um alto número de volumes. Dessa forma, conclui-se que a malha

hexaédrica, para o caso abordado, é mais eficiente, pois permite melhor propagação da onda com menor custo computacional.

4.6 CONDIÇÕES DE CONTORNO

Como a zona de alongamento utilizada nas seções anteriores demonstrou que consegue extinguir a onda antes de sua chegada nas fronteiras, ela foi removida nessa seção para permitir a propagação ao longo de todo o domínio e realizar a análise das condições de contorno. O refino de 32 PPW foi utilizado, porém em malhas com tamanhos diferentes. Nas Figuras 68 e 69, estão expostos os resultados para a Malha 3.

Pode-se observar que a condição *fixedValue* é mais refletiva, gerando interferências por grandes comprimentos de onda, enquanto que a condição *waveTransmissive* não apresenta reflexões numéricas perceptíveis. Para análise de eficácia das fronteiras em pontos que as ondas chegam com maior intensidade, diminuiu-se o domínio para 30λ — mesmo comprimento da zona útil utilizada nas seções anteriores —, e os resultados estão apresentados nas Figuras 70 e 71.

Observa-se pela Figura 71 que a condição de contorno *fixedValue* gera interferências significativas no domínio interno, apresentando alta refletividade nas fronteiras. Por outro lado, analisando pela Figura 70, vê-se que, novamente, não são observadas reflexões perceptíveis para a condição *waveTransmissive*, o que pode ser verificado na Figura 72, que compara os resultados para uma zona útil de 30λ terminando em malha truncada ou em zona de saída.

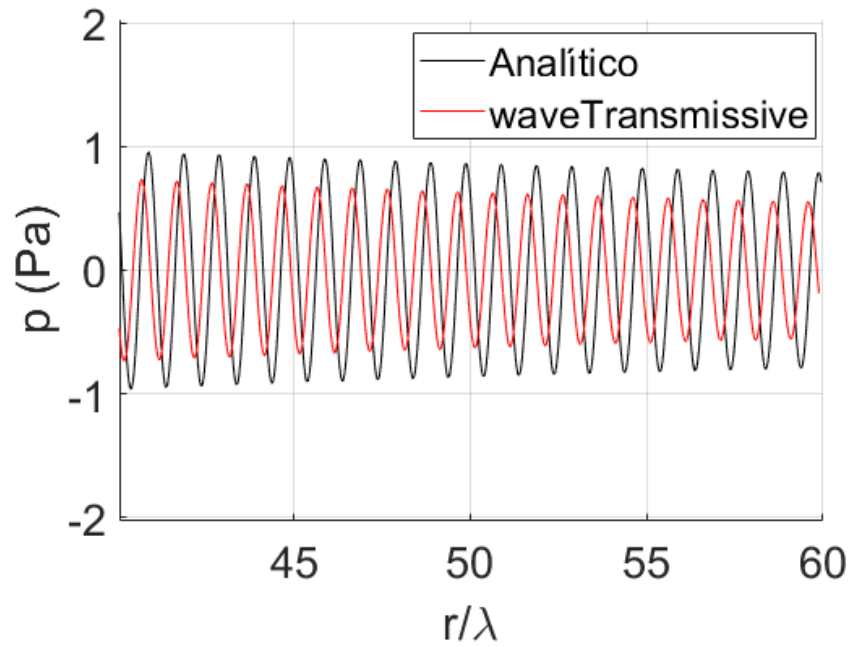
Tabela 12 – Erros para Malha 4 em função da condição de contorno comparando com o caso com zona de saída ($t = 0, 40$ s).

Fronteira da zona útil	Erros (%)
Zona de saída	4,82
<i>waveTransmissive</i>	4,82
<i>fixedValue</i>	11,81

Fonte: Autora (2022).

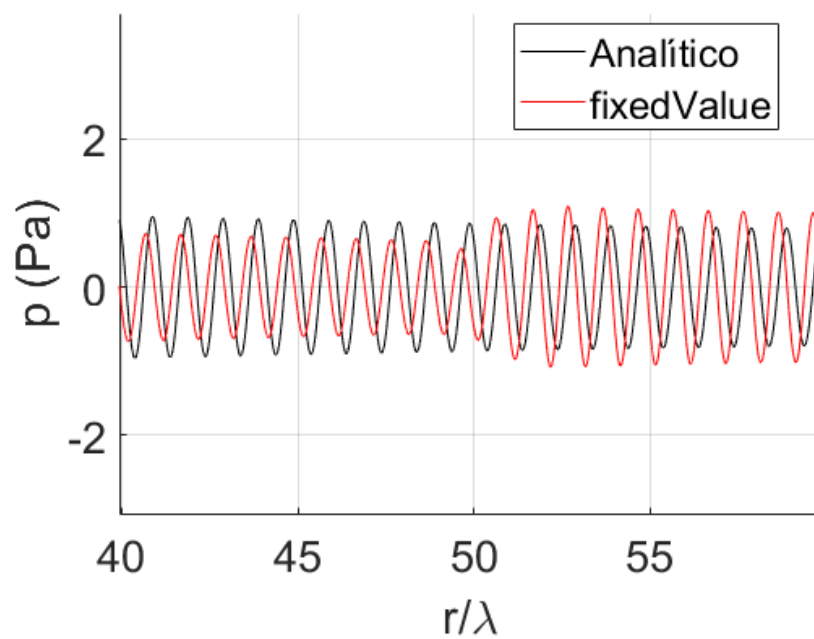
Através da Tabela 12, com valores calculados pela Equação 35, verifica-se novamente a eficácia da condição de contorno *waveTransmissive*, em contraste com a *fixedValue*. Com os resultados apresentados, é possível observar que a *fixedValue* não é indicada para evitar reflexões numéricas sozinha. Para evitar erros com sua utilização, precisaria ser combinada com algum método para extinguir a onda antes da chegada na fronteira, como visto na Seção a seguir.

Figura 68 – Variação de pressão para condição de contorno *waveTransmissive* e Malha 3 ($t = 0,70$ s).



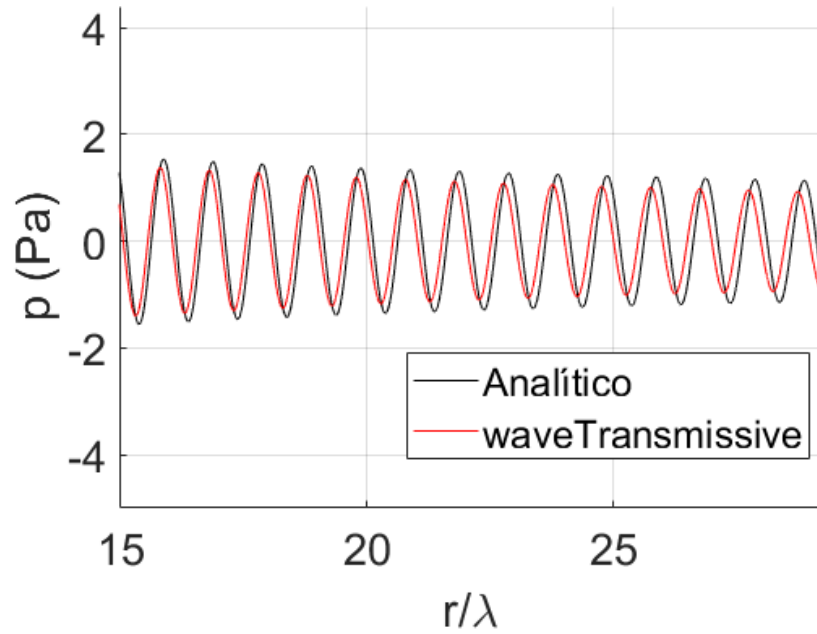
Fonte: Autora (2022).

Figura 69 – Variação de pressão para condição de contorno *fixedValue* e Malha 3 ($t = 0,70$ s).



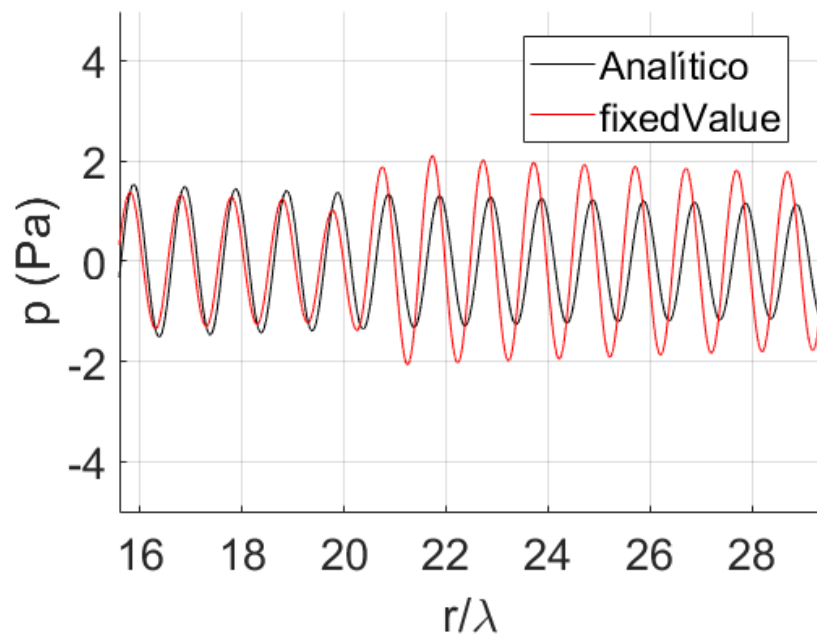
Fonte: Autora (2022).

Figura 70 – Variação de pressão para condição de contorno *waveTransmissive* e Malha 4 ($t = 0,40$ s).



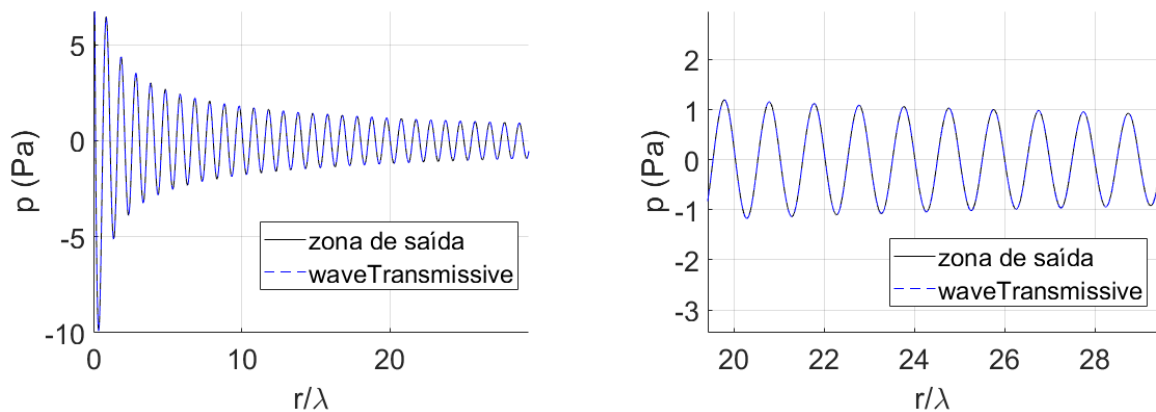
Fonte: Autora (2022).

Figura 71 – Variação de pressão para condição de contorno *fixedValue* e Malha 4 ($t = 0,40$ s).



Fonte: Autora (2022).

Figura 72 – Comparação entre resultados utilizando zona de saída e a condição *waveTransmissive* para malha de 32 PPW e $t = 0, 40$ s.



(a) Variação de pressão ao longo do domínio. (b) Ampliação do resultado no final do domínio.

Fonte: Autora (2022).

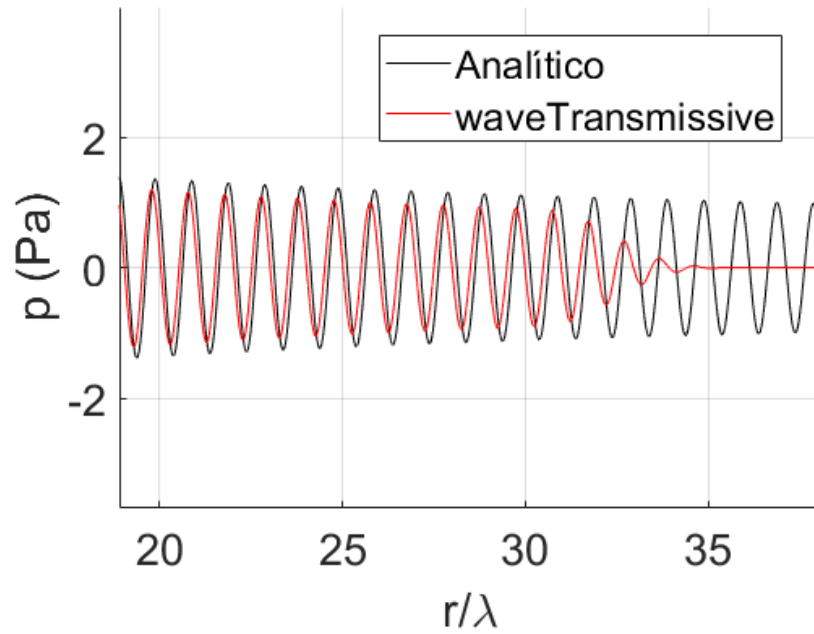
4.7 ZONA DE ABSORÇÃO

Uma forma de diminuir a dependência da condição de contorno escolhida é adicionar mecanismos para extinguir a onda antes de sua chegada na fronteira. Dentro desse escopo, o *OpenFOAM* disponibiliza a opção de amortecimento acústico (acoustic damping) como função em *fvOptions* (OPENCFD, 2018). Nas Figuras 73 e 74, estão apresentados os resultados para a malha com zona útil de 60λ , em que a zona de absorção se inicia onde o alongamento começava.

Pode-se observar pelos gráficos da Malha 3 que a onda cessa sua propagação antes de chegar na zona com intensidade de amortecimento máxima. Portanto, as duas condições de fronteira utilizadas apresentaram mesmos resultados porque não interagiram com a onda propagada. Para observar se o mesmo ocorre em um domínio menor, em que se limitou o comprimento da zona de absorção, a função também foi aplicada para a Malha 4, como visto nas Figuras 75 e 76.

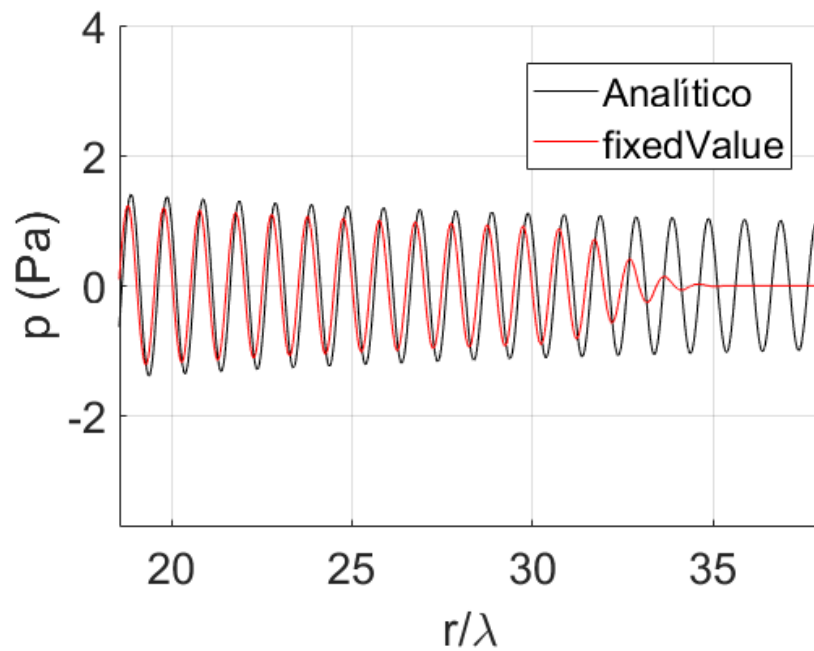
Pode-se observar que, mesmo limitando o comprimento total da zona de absorção para 3λ , ela conseguiu extinguir a onda de forma mais rápida, antes de sua chegada na fronteira. Isso ocorre porque a função utilizada calcula a intensidade do amortecimento através da frequência e do comprimento de zona definido. Dessa forma, conclui-se que a zona de absorção foi eficaz em diminuir a dependência das condições de contorno e em evitar reflexões numéricas. Além disso, se for utilizada em conjunto com a zona de alongamento, permite reduzir o tamanho do domínio.

Figura 73 – Variação de pressão a $t = 0,70$ s para condição de contorno *waveTransmissive* e Malha 3 com zona de absorção ($r_1 = 30\lambda$ e $r_2 = 45\lambda$).



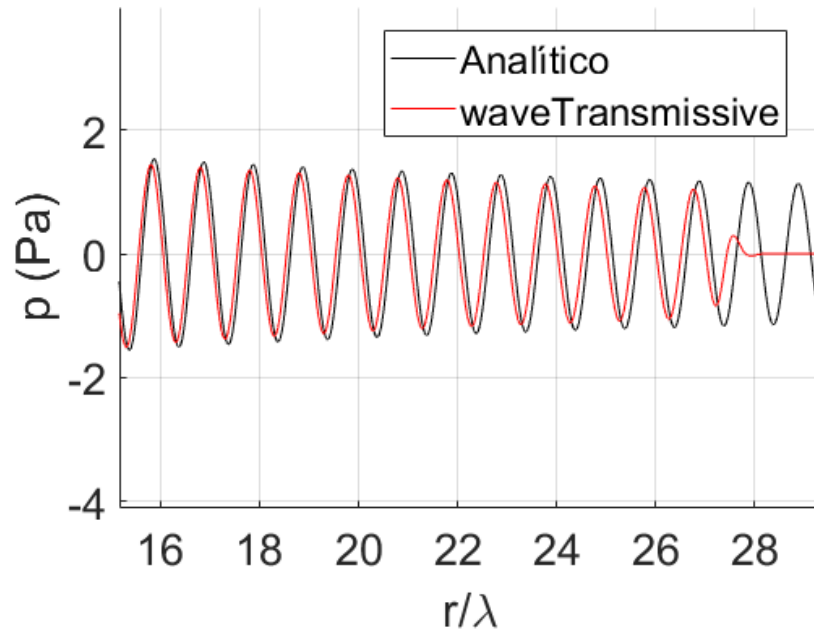
Fonte: Autora (2022).

Figura 74 – Variação de pressão a $t = 0,70$ s para condição de contorno *fixedValue* e Malha 3 com zona de absorção ($r_1 = 30\lambda$ e $r_2 = 45\lambda$).



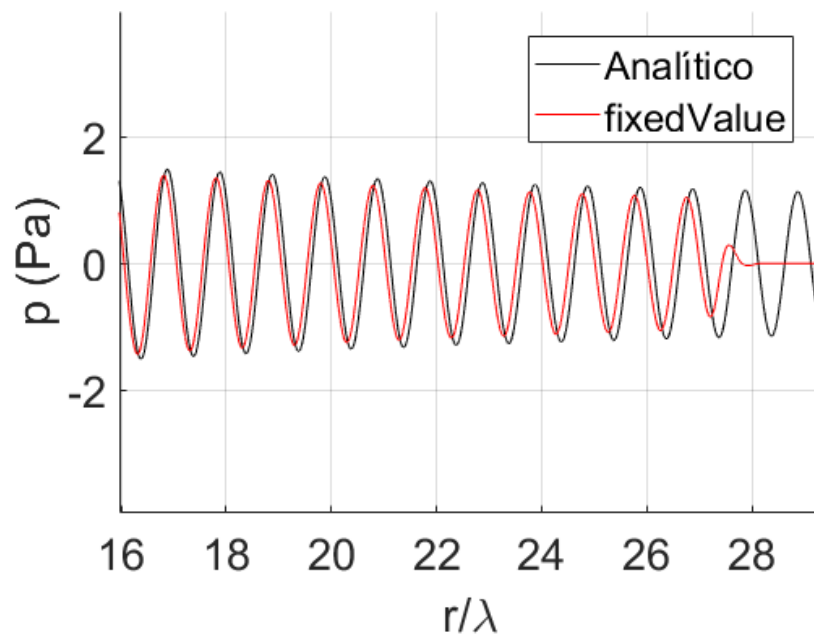
Fonte: Autora (2022).

Figura 75 – Variação de pressão a $t = 0,40$ s para condição de contorno *waveTransmissive* e Malha 4 com zona de absorção ($r_1 = 27\lambda$ e $r_2 = 28\lambda$).



Fonte: Autora (2022).

Figura 76 – Variação de pressão a $t = 0,40$ s para condição de contorno *fixedValue* e Malha 4 com zona de absorção ($r_1 = 27\lambda$ e $r_2 = 28\lambda$).



Fonte: Autora (2022).

5 CONCLUSÕES

Como visto ao longo do trabalho, foi escolhido um modelo bidimensional para o cálculo direto do campo sonoro pelo *OpenFOAM* de monopolo em meio estacionário por ser conceito teórico central da aeroacústica e apresentar solução analítica correspondente. As malhas utilizadas foram geradas no *Gmsh* e foram construídas de modo que a direção de propagação da onda ficasse mais alinhada com a direção das linhas de crescimento. A partir disso, alterou-se o refino, as zonas utilizadas e o tamanho do domínio para os testes realizados.

Para avaliação do refino utilizado, observou-se que, mesmo sendo um caso não-viscoso com geometria simples, malhas mais grosseiras não são capazes de representar a propagação da onda escolhida devido à quantidade de erros de amplitude e de fase apresentados. Esse comportamento se intensifica por se tratar de um caso acústico em campo distante, uma vez que os erros tendem a ser transportados ao longo do domínio e se acumular em pontos mais externos.

Através dos testes com os esquemas numéricos Euler e *backward*, observou-se o caráter dissipativo do primeiro, pois extinguiu a onda para menores valores de divisões do período. Para o segundo, apesar de ser mais instável e dispersivo — em que foi preciso aumentar o número de iterações do *solver* para garantir a diminuição dos resíduos da simulação —, permitiu uma melhor acurácia dos resultados com menor refino temporal.

Em relação aos esquemas numéricos de discretização espacial utilizados, estes não apresentaram diferenças significativas nos resultados. Devido à possibilidade desse comportamento ser por conta do alinhamento da malha com a propagação, gerou-se malhas triangulares para realização de novos testes. Os resultados para esse maior grau de desalinhamento mostrou que os esquemas de ordens diferentes utilizados retornaram soluções sem desvios perceptíveis entre si.

Dessa forma, verifica-se que os esquemas numéricos de discretização espacial testados não exercem grande influência para o monopolo em meio estacionário. É possível que, se os mesmos testes forem feitos com a presença de um escoamento médio, os resultados para esquemas diferentes apresentem maior variação, em que seria possível observar a influência do método e do erro de truncamento.

Para análise das condições de contorno, observou-se que a não-refletiva (*wave Transmissive*) apresentou bons resultados para as duas configurações de malha analisadas. Calculando os erros espaciais médios para o domínio menor, foi possível verificar que essa condição mostrou eficácia equivalente ao método de dissipação de onda por zona de alongamento em evitar reflexões que interferem no resultado final.

Quanto à condição de contorno de pressão fixa prescrita na saída, verificou-se que gera erros consideráveis devido às reflexões numéricas que ocorrem quando a onda incidente interage com a fronteira. Esse comportamento pode ser observado de maneira perceptível para as duas malhas com domínios diferentes. Dessa forma, conclui-se a importância de considerar a utilização de métodos que extinguem a onda antes de sua chegada na fronteira a fim de diminuir a dependência entre os resultados e as condições de contorno.

Em relação às formas de dissipar a onda em zonas de saída que cercam o domínio interno, utilizou-se em um primeiro momento um modo de atenuação puramente por meio da discretização, em que se alongou a malha progressivamente até a propagação se tornar subresolvida. Observou-se através dos resultados que, para o caso em meio estacionário, esse método é eficaz em evitar reflexões numéricas, caso não existam saltos de refino.

Para a função de dissipação acústica disponível no *OpenFOAM*, foi possível verificar que conseguiu extinguir as ondas em zonas com diferentes comprimentos radiais, diminuindo a influência das condições de contorno nos resultados. Dessa forma, conclui-se que a utilização combinada entre as formas disponíveis de evitar reflexões numéricas possibilita a diminuição do domínio.

Através dos resultados apresentados no trabalho, é possível listar algumas boas práticas relacionadas a esse tipo de simulação, como:

- Garantir uma discretização espacial com no mínimo 32 divisões por comprimento de onda.
- Utilizar esquemas temporais de segunda ordem com discretização de, no mínimo, 80 divisões por período.
- Utilizar condições de contorno com tratamento não-refletivo e, quando possível, combinar com métodos de dissipação de onda.
- Evitar volumes finos e alongados adjacentes à fonte.
- Priorizar malhas hexaédricas para obtenção de maior acurácia nos resultados e com menor custo computacional — quando comparadas à malha triangular.

Além disso, pode-se indicar algumas sugestões para trabalhos futuros a fim de dar continuidade ao estudo, como adicionar um escoamento uniforme ao meio para verificar a influência dos esquemas numéricos. Como notou-se forte influência dos esquemas de discretização temporal nos resultados, poderiam ser realizados testes também com o esquema *Crank-Nicolson*, variando o coeficiente e analisando as alterações que ocorrerem na propagação de onda. Ademais, seria interessante continuar o estudo sobre reflexões nas condições de contorno a fim de avaliar diferentes combinações de métodos de dissipação de onda e estabelecer dimensões para zonas de buffer e de amortecimento.

Por fim, como pôde ser observado durante o desenvolvimento, o modelo

escolhido apresentou soluções próximas à analítica para o monopolo em meio estacionário bidimensional. Dessa forma, permitiu diferentes análises de possíveis configurações de caso para esse tipo de simulação, em que se verificou a influência de cada escolha no resultado final, e boas práticas puderam ser estabelecidas.

REFERÊNCIAS

- AKHNOUKH, J. T. **Linear aeroacoustic solver in OpenFOAM**. 2015. Tese (Mestrado em Engenharia Aeroespacial) — Faculty of Aerospace Engineering, Delft University of Technology, Delft, 2015.
- ALBUQUERQUE, J. P. F. **Conceitos iniciais sobre ondas no Enem**. 2020. Disponível em: <https://infoenem.com.br/conceitos-iniciais-sobre-ondas-no-enem/>. Acesso em: 05 mar. 2022.
- BENNETT, G. J.; NERI, E.; KENNEDY, J. Noise characterization of a full-scale nose landing gear. **Journal of Aircraft**, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 55, n. 6, p. 2476–2490, 2018.
- BREE, H.-E. de. **The Microflown E-book**. [S.l.]: Online, 2009.
- BYJU'S. **Frequency, Time Period And Angular Frequency**. 2022. Disponível em: <https://byjus.com/physics/period-angular-frequency/>. Acesso em: 05 mar. 2022.
- CHENEY, E. W.; KINCAID, D. R. **Numerical mathematics and computing**. [S.l.]: Cengage Learning, 2012.
- CLARK, C. et al. Exposure-effect relations between aircraft and road traffic noise exposure at school and reading comprehension: the ranch project. **American journal of epidemiology**, Oxford University Press, v. 163, n. 1, p. 27–37, 2006.
- COLONIUS, T. Modeling artificial boundary conditions for compressible flow. **Annu. Rev. Fluid Mech.**, Annual Reviews, v. 36, p. 315–345, 2004.
- CRIVELLINI, A. Assessment of a sponge layer as a non-reflective boundary treatment with highly accurate gust–airfoil interaction results. **International Journal of Computational Fluid Dynamics**, Taylor & Francis, v. 30, n. 2, p. 176–200, 2016.
- DERTIEN, E.; REGTIEN, P. P. **Sensors for mechatronics**. [S.l.]: Elsevier, 2018.
- EPIKHIN, A. et al. Development of a dynamic library for computational aeroacoustics applications using the openfoam open source package. **Procedia Computer Science**, Elsevier, v. 66, p. 150–157, 2015.
- ESSS, E. **Fluidodinâmica Computacional: o que é?** 2016. Disponível em: <https://www.esss.co/blog/fluidodinamica-computacional-o-que-e/>. Acesso em: 20 fev. 2022.
- FAHY, F. J. **Foundations of engineering acoustics**. [S.l.]: Elsevier, 2000.
- FREDIANELLI, L.; CARPITA, S.; LICITRA, G. A procedure for deriving wind turbine noise limits by taking into account annoyance. **Science of the total environment**, Elsevier, v. 648, p. 728–736, 2019.
- FUMIYA. **fvOptions acousticDampingSource**. 2019. Disponível em: <https://caefn.com/openfoam/fvoptions-acousticdampingsource>. Acesso em: 25 jan. 2022.

FUMIYA. **Non-Reflecting Boundary Conditions in OpenFOAM**. 2019. Disponível em: <https://caefn.com/openfoam/bc-advective-wavetransmissive>. Acesso em: 25 jan. 2022.

GEUZAINÉ, C.; REMACLE, J.-F. Gmsh: A 3-d finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities. **International journal for numerical methods in engineering**, Wiley Online Library, v. 79, n. 11, p. 1309–1331, 2009.

GLOSSARY, A. **Sound Fields, Terms and Definitions ...** 2022. Disponível em: <https://www.acoustic-glossary.co.uk/sound-fields.htm>. Acesso em: 20 fev. 2022.

GUERRERO, J. **Crash introduction to the FVM and numerical playground**. 2019. Disponível em: https://wiki.openfoam.com/Theory_by_Joel_Guerrero. Acesso em: 14 fev. 2022.

HAINES, M. M. et al. Chronic aircraft noise exposure, stress responses, mental health and cognitive performance in school children. **Psychological medicine**, Cambridge University Press, v. 31, n. 2, p. 265, 2001.

HALLIDAY, D. **Fundamentos de Física: Gravitação, Ondas E Termodinâmica. Volume 2** . [S.l.]: Grupo Gen-LTC, 2000.

HOLST, K. R.; GLASBY, R. S.; BOND, R. B. On the effect of temporal error in high-order simulations of unsteady flows. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 402, p. 108989, 2020.

HU, F. Q. Absorbing boundary conditions. **International Journal of Computational Fluid Dynamics**, Taylor & Francis, v. 18, n. 6, p. 513–522, 2004.

RHODE ISLAND, U. of; CENTER, I. S. **Introduction to Signal Levels — Discovery of Sound in the Sea**. 2005. Disponível em: <https://dosits.org/science/advanced-topics/introduction-to-signal-levels/>. Acesso em: 05 mar. 2022.

RHODE ISLAND, U. of; CENTER, I. S. **Introduction to Phase — Discovery of Sound in the Sea**. 2020. Disponível em: <https://dosits.org/science/advanced-topics/phase/#:~:text=What%20is%20Phase%3F,absolute%20phases%20of%20the%20signals>. Acesso em: 05 mar. 2022.

JACOBSEN, F.; JUHL, P. Radiation of sound. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 120, p. 3232, 2006.

JASAK, H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows. Imperial College London (University of London), 1996.

KINSLER, L. E. et al. **Fundamentals of acoustics**. [S.l.]: John wiley & sons, 2000.

KURBATSKII, K. A.; MANKBADI, R. R. Review of computational aeroacoustics algorithms. **International Journal of Computational Fluid Dynamics**, Taylor & Francis, v. 18, n. 6, p. 533–546, 2004.

LEE, D.-J. et al. Computational aeroacoustics (caa): Flow-acoustic feedback problems. **Journal of Computational Acoustics**, v. 5, n. 2, p. 177–191, 2005.

LEE, S. B. A study on temporal accuracy of openfoam. **International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering**, Elsevier, v. 9, n. 4, p. 429–438, 2017.

- LELE, S. K. Computational aeroacoustics-a review. In: **35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit**. [S.l.: s.n.], 1997. p. 18.
- LOU, Z.; JIN, J.-M. A novel dual-field time-domain finite-element domain-decomposition method for computational electromagnetics. **IEEE transactions on antennas and propagation**, IEEE, v. 54, n. 6, p. 1850–1862, 2006.
- MANI, A. Analysis and optimization of numerical sponge layers as a nonreflective boundary treatment. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 231, n. 2, p. 704–716, 2012.
- MANITOBA, U. of. **Acoustic Phonetics: Properties of sine waves**. 2009. Disponível em: <https://home.cc.umanitoba.ca/~krussll/phonetics/acoustic/sine-properties.html>. Acesso em: 05 mar. 2022.
- MARTENS, S. Jet noise reduction technology development at ge aircraft engines. **ICAS Paper**, v. 842, 2002.
- MATHWORKS, T. **MATLAB® The Language of Technical Computing: Getting Started with MATLAB®**. [S.l.]: The MathWorks, Inc., 2005. v. 10.
- NASSA, T. et al. **Energias renováveis devem suprir 80% da demanda mundial até 2050**. 2019. Disponível em: <https://www.portalsolar.com.br/blog-solar/energia-solar/energias-renovaveis-devem-suprir-80-da-demanda-mundial-ate-2050.html>. Acesso em: 21 mar. 2022.
- NOVAK, P. R. et al. Previsão numérica do ruído acústico gerado por escoamentos subsônicos em cavidades retangulares. Florianópolis, SC, 2011.
- OPENCDFD. **OpenFOAM: User Guide: Common Combinations**. 2016. Disponível em: <https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-bcs-common-combinations.html>. Acesso em: 14 fev. 2022.
- OPENCDFD. **OpenFOAM: User Guide: Acoustic Damping**. 2018. Disponível em: <https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-fvoptions-sources-acoustic-damping.html>. Acesso em: 25 jan. 2022.
- OPENCDFD. **OpenFoam: The Open Source CFD Toolbox: User guide - version v2112**. Online, 2020.
- OPENCDFD. **OpenFOAM: User Guide: Backward time scheme**. 2021. Disponível em: <https://www.openfoam.com/documentation/guides/latest/doc/guide-schemes-time-backward.html>. Acesso em: 14 fev. 2022.
- ORGANIZATION, I. C. A. **Reduction of Noise at Source**. 2017. Disponível em: <https://www.icao.int/environmental-protection/pages/reduction-of-noise-at-source.aspx>. Acesso em: 11 ago. 2021.
- ORGANIZATION, W. H. et al. Environmental noise guidelines for the european region. World Health Organization. Regional Office for Europe, 2018.
- RUIJGROK, G. J. **Elements of aviation acoustics**. [S.l.]: Delft University Press, 1993.

RUSSELL, D. A. **Sound Fields Radiated by Simple Sources**. 2001. Disponível em: <https://www.acs.psu.edu/drussell/demos/rad2/mdq.html>. Acesso em: 14 jan. 2022.

SILVEIRA, E. da. **O pouco conhecido impacto negativo da energia eólica no Nordeste**. 2019. Disponível em: <https://www.bbc.com/portuguese/geral-49858734#:~:text=inofensiva%20%C3%A0%20natureza.-,H%C3%A1%20impactos%20sobre%20a%20fauna%2C%20principalmente%20morcegos%20e%20aves%2C%20que,mais%20bem%20avaliados%2C%20diz%20Melo>. Acesso em: 21 mar. 2022.

SMITH, M. J. Aircraft noise. **Cambridge Aerospace Series**, Cambridge University Press, 1989.

SQUILLACOTE, A. H. et al. **The paraview guide**. [S.l.]: Kitware Clifton Park, NY, 2007. v. 366.

STOKER, R. W.; SMITH, M. J. An evaluation of finite volume direct simulation and perturbation methods in caa applications. **Journal of Computational Acoustics**, World Scientific, v. 3, n. 04, p. 281–295, 1995.

VASCONCELOS, Y. **Aeronaves mais silenciosas: Revista Pesquisa Fapesp**. 2009. Disponível em: <https://revistapesquisa.fapesp.br/aeronaves-mais-silenciosas/#:~:text=Durante%20o%20pouso%2C%20entre%2075,voo%2C%20essa%20rela%C3%A7%C3%A3o%20se%20inverte>. Acesso em: 05 mar. 2022.

VERSTEEG, H.; MALALASEKERA, W. An introduction to computational fluid dynamics. **The finite volume method**, 1995.

WAGNER, C.; HÜTTL, T.; SAGAUT, P. **Large-eddy simulation for acoustics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2007. v. 20.

WANG, M.; FREUND, J. B.; LELE, S. K. Computational prediction of flow-generated sound. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 38, p. 483–512, 2006.

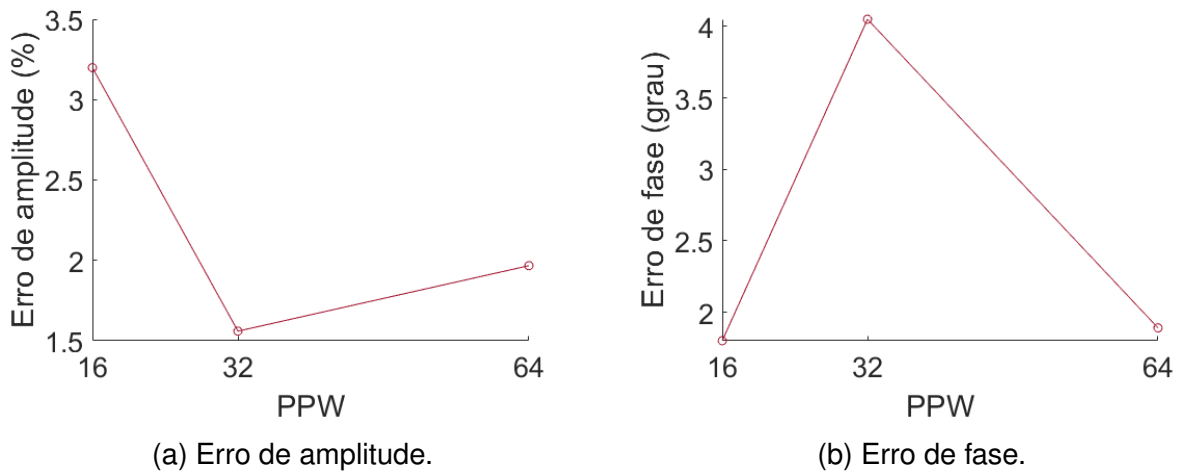
YOKOYAMA, H.; TANIMOTO, I.; IIDA, A. Experimental tests and aeroacoustic simulations of the control of cavity tone by plasma actuators. **Applied Sciences**, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 7, n. 8, p. 790, 2017.

APÊNDICE A - GRÁFICOS COM ERROS DE AMPLITUDE E DE FASE DOS RESULTADOS

Como visto no Capítulo 4, os erros de amplitude e de fase associados aos testes foram expostos em gráficos comparativos para *probes* selecionadas; neste Apêndice estão apresentados os resultados para todos os pontos de medição.

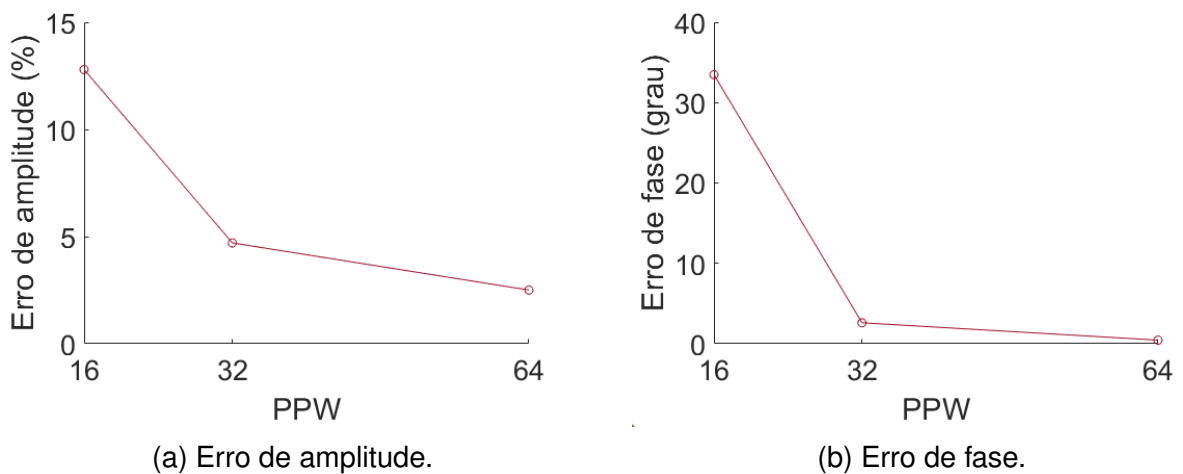
A.1 - ERROS GERADOS PARA MALHA COM ZONA DE REFINO

Figura 77 – Erros em função do refino para $x = 0,588\lambda$.



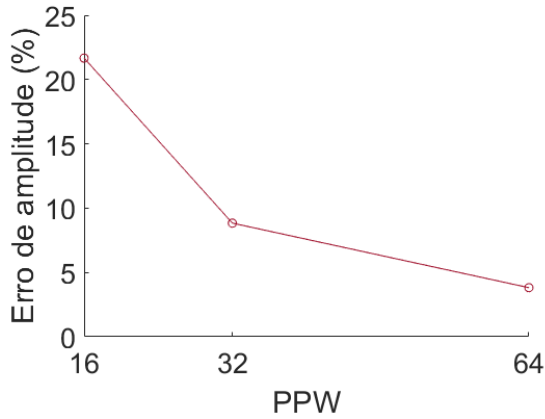
Fonte: Autora (2022).

Figura 78 – Erros em função do refino para $x = 3,529\lambda$.

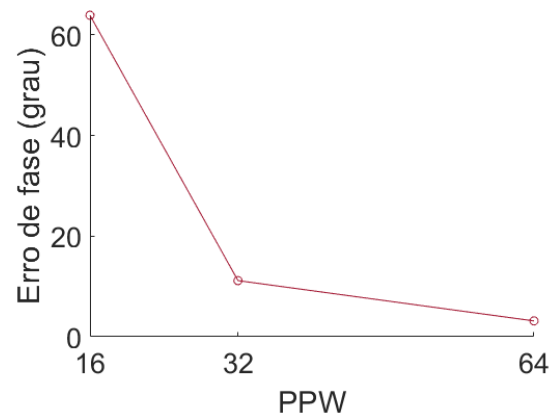


Fonte: Autora (2022).

Figura 79 – Erros em função do refino para $x = 6,471\lambda$.



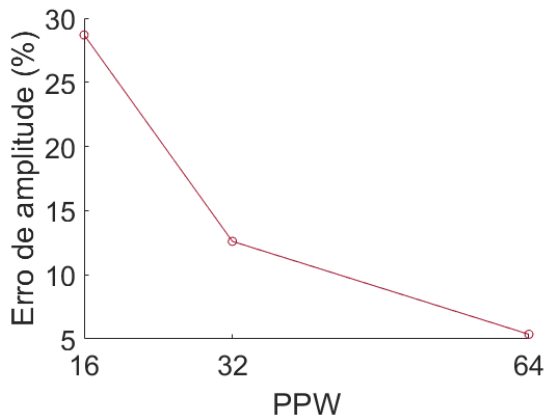
(a) Erro de amplitude.



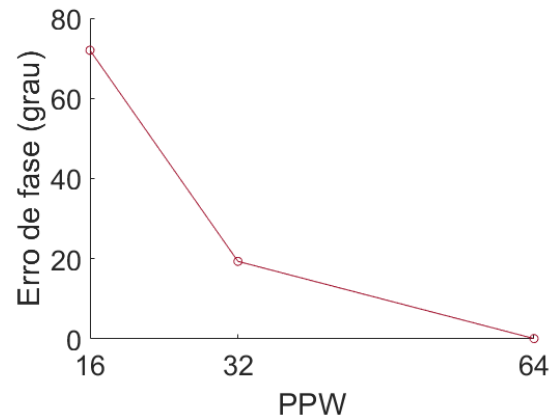
(b) Erro de fase.

Fonte: Autora (2022).

Figura 80 – Erros em função do refino para $x = 9,412\lambda$.



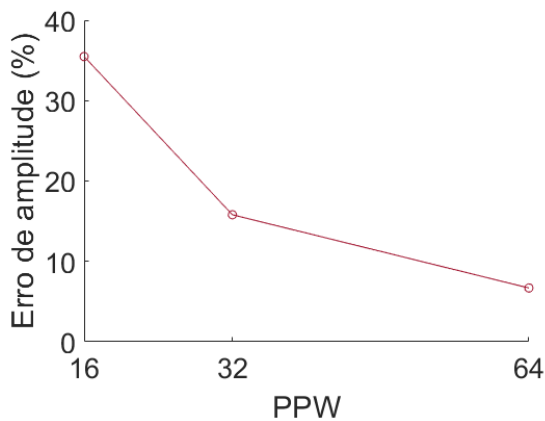
(a) Erro de amplitude.



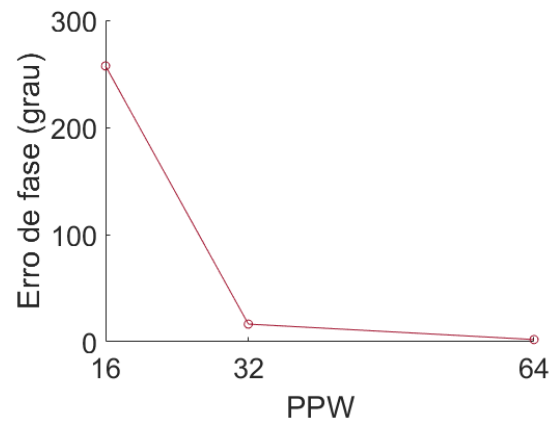
(b) Erro de fase.

Fonte: Autora (2022).

Figura 81 – Erros em função do refino para $x = 12,353\lambda$.



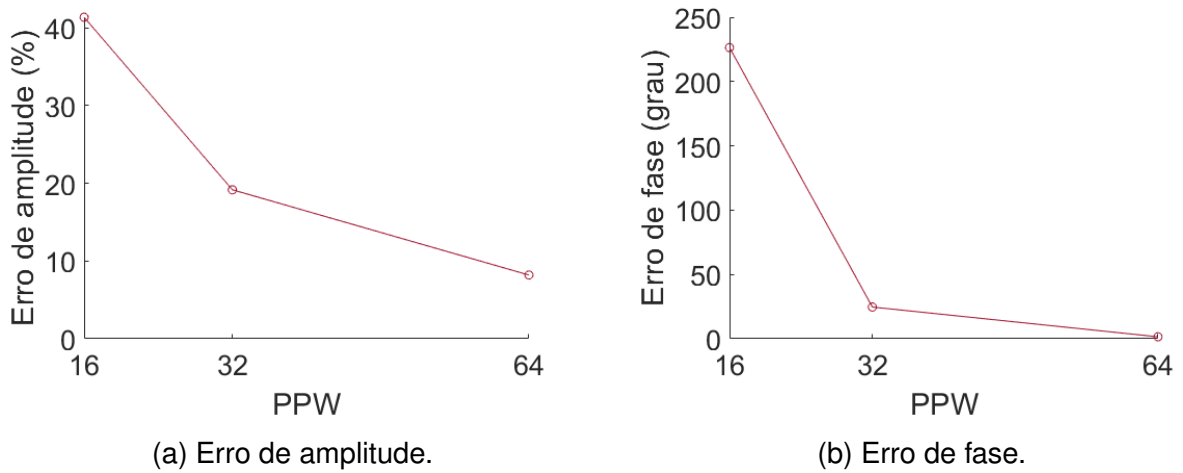
(a) Erro de amplitude.



(b) Erro de fase.

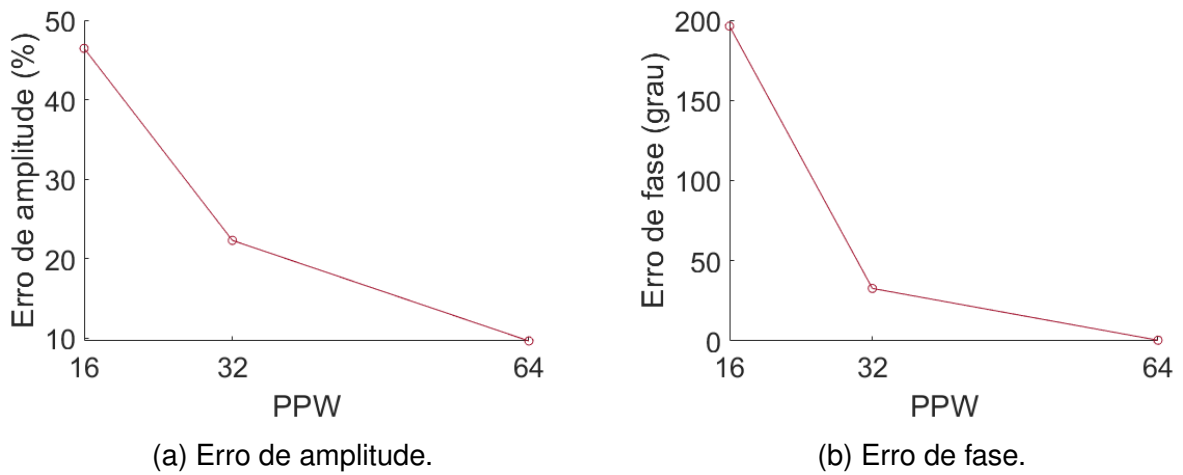
Fonte: Autora (2022).

Figura 82 – Erros em função do refino para $x = 15,294\lambda$.



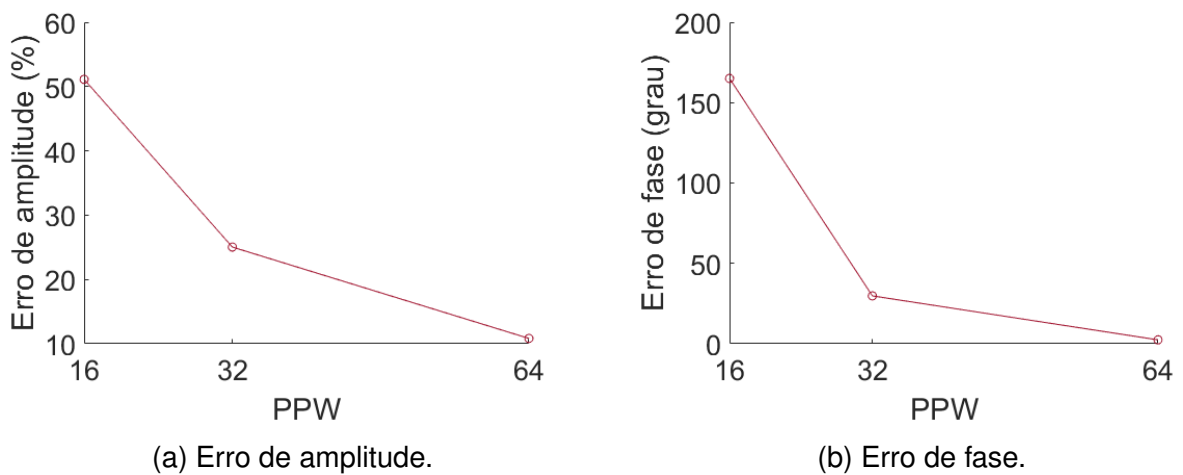
Fonte: Autora (2022).

Figura 83 – Erros em função do refino para $x = 18,235\lambda$.



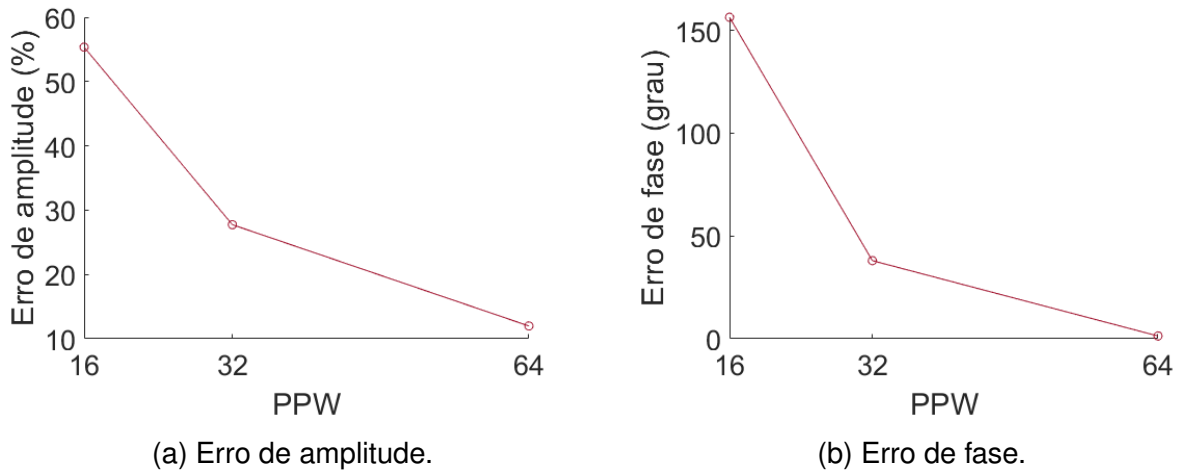
Fonte: Autora (2022).

Figura 84 – Erros em função do refino para $x = 21,176\lambda$.



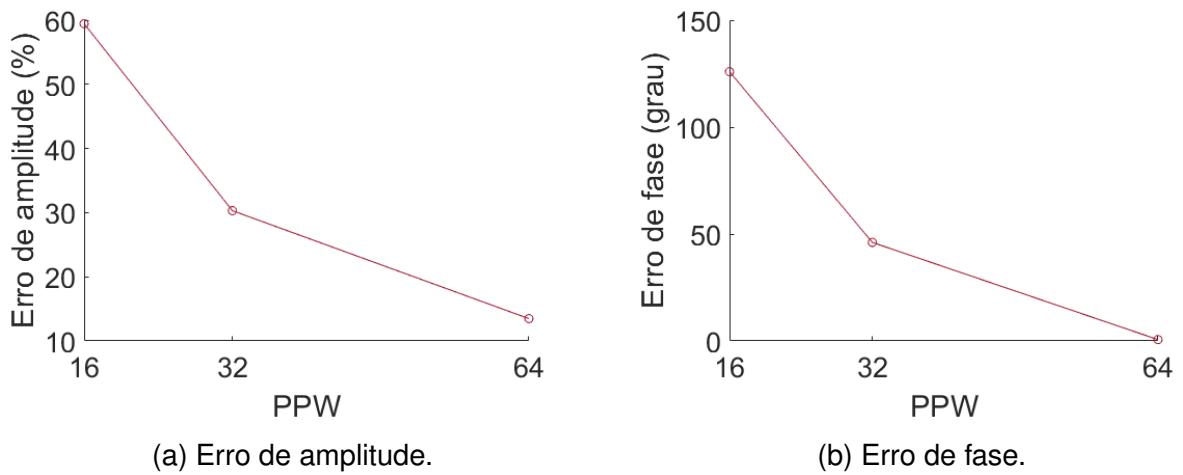
Fonte: Autora (2022).

Figura 85 – Erros em função do refino para $x = 24,118\lambda$.



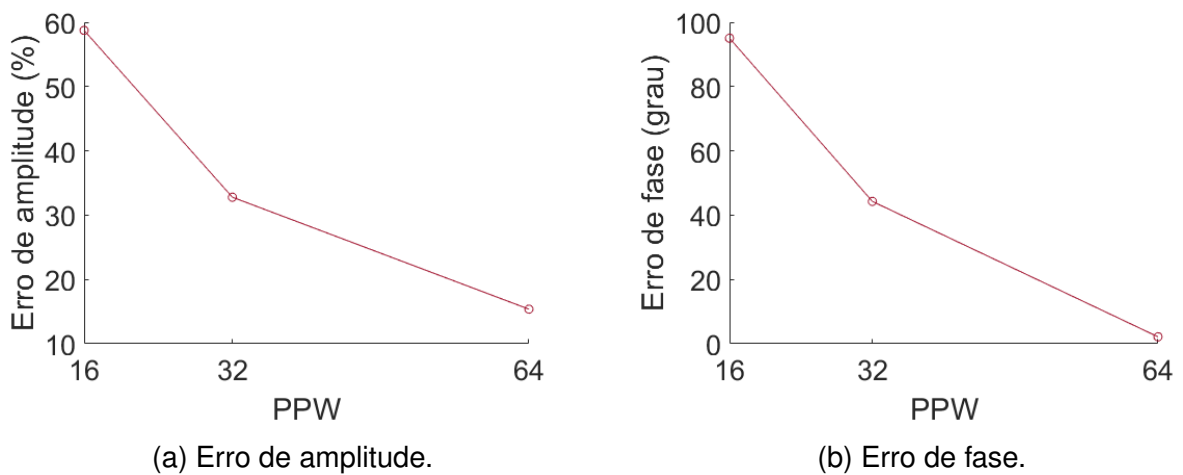
Fonte: Autora (2022).

Figura 86 – Erros em função do refino para $x = 27,059\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

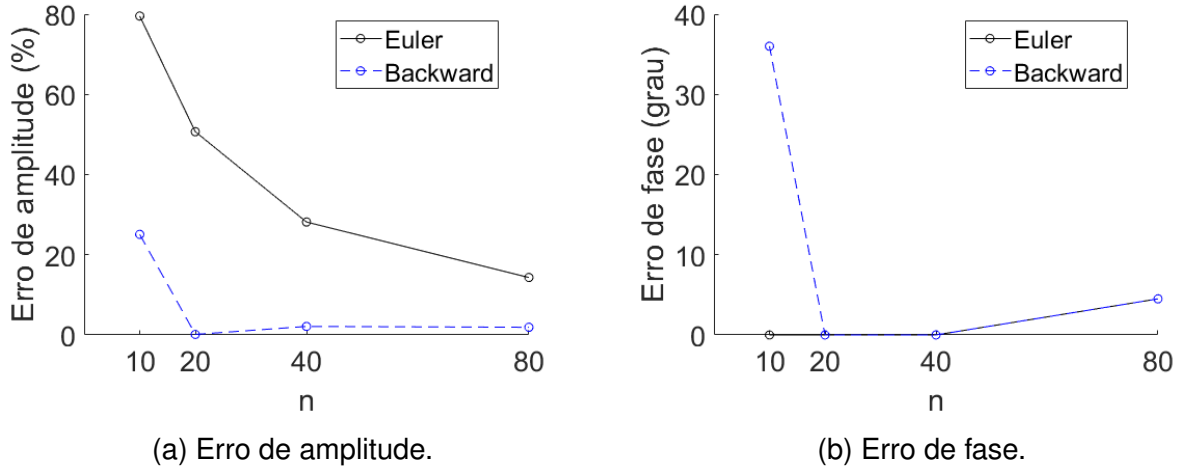
Figura 87 – Erros em função do refino para $x = 30,000\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

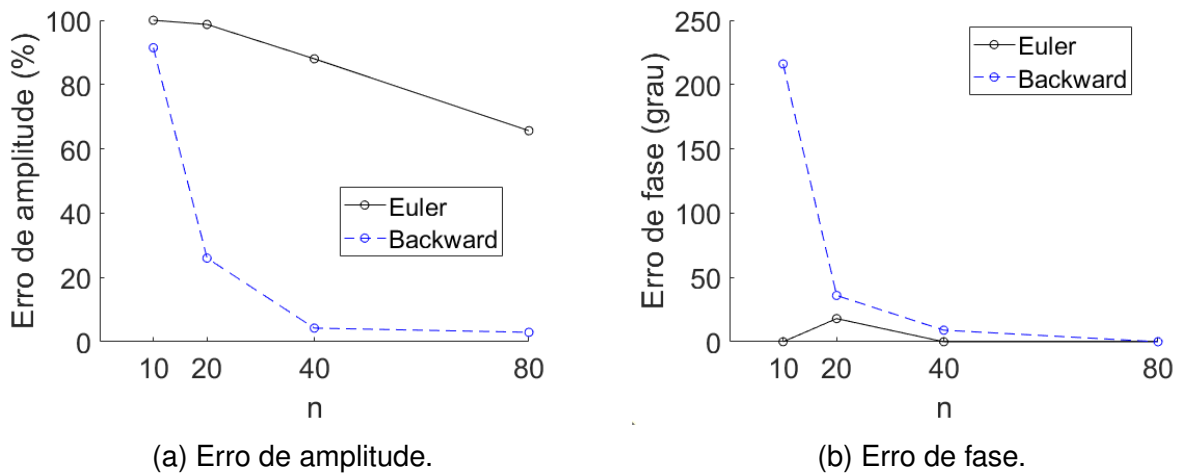
A.2 - ERROS GERADOS PARA TESTES COM ESQUEMAS NUMÉRICOS DE DISCRETIZAÇÃO TEMPORAL

Figura 88 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 0,588\lambda$.



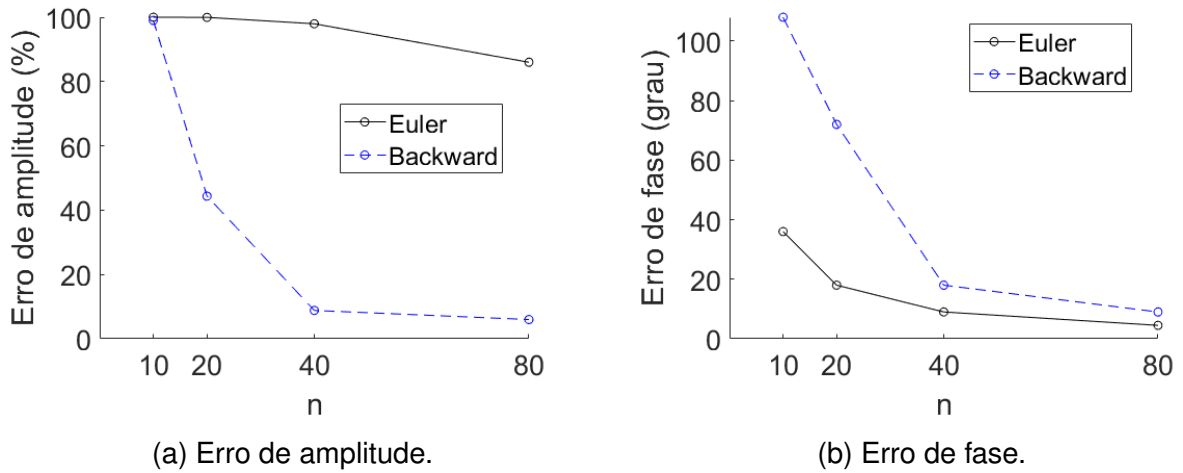
Fonte: Autora (2022).

Figura 89 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 3,529\lambda$.



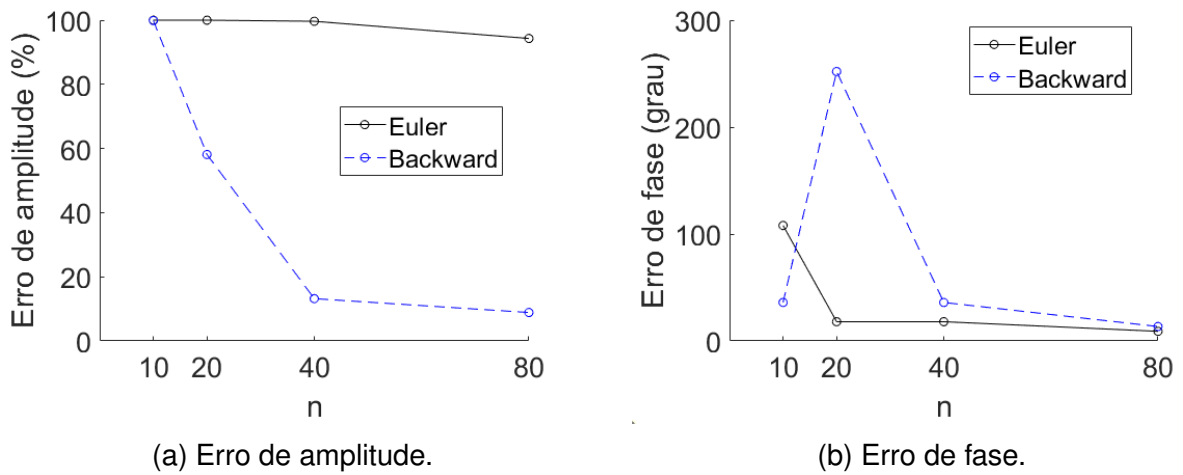
Fonte: Autora (2022).

Figura 90 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 6,471\lambda$.



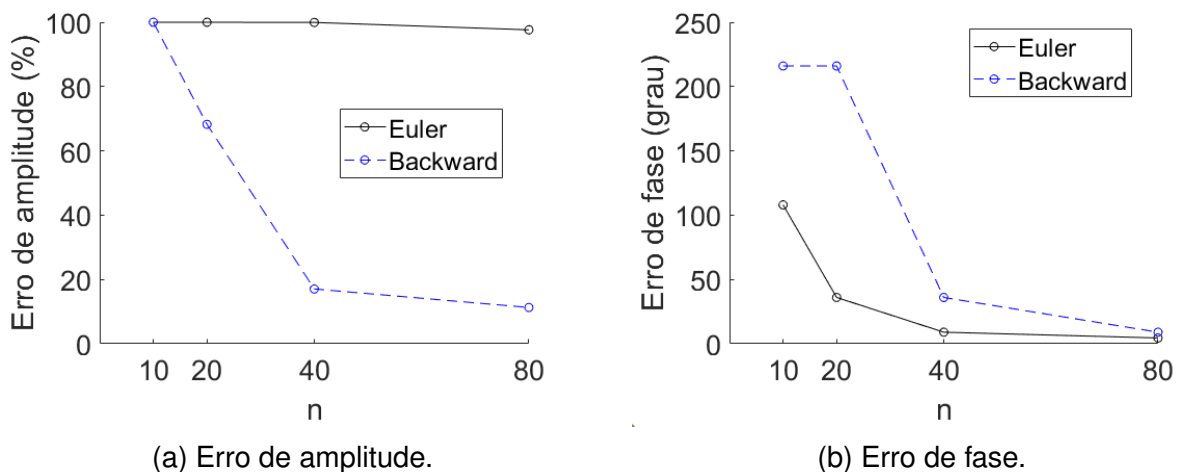
Fonte: Autora (2022).

Figura 91 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 9,412\lambda$.



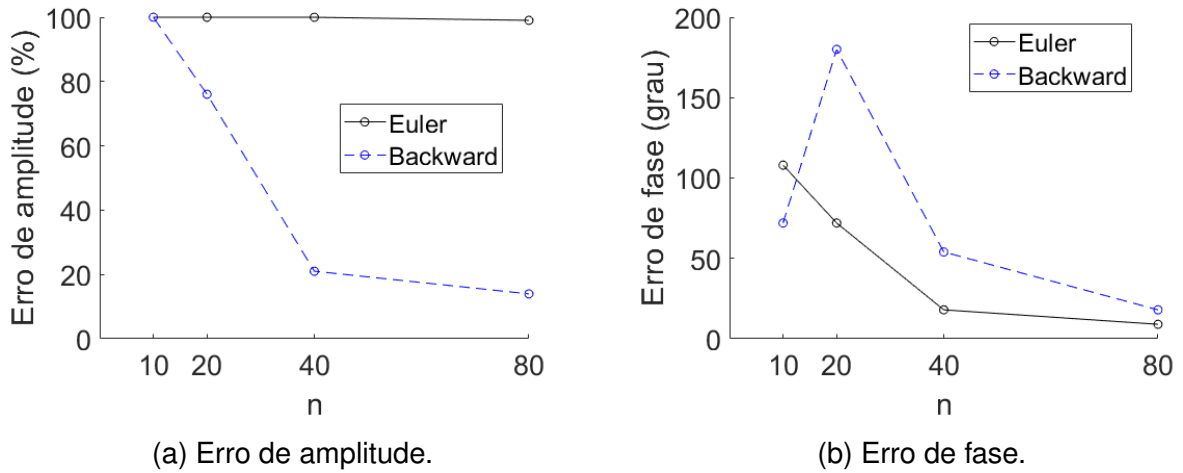
Fonte: Autora (2022).

Figura 92 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 12,353\lambda$.



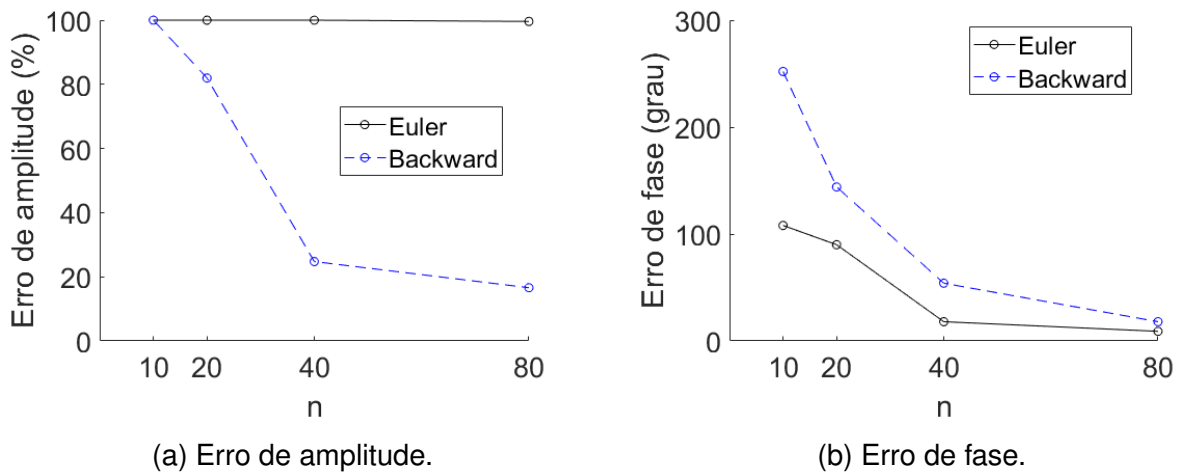
Fonte: Autora (2022).

Figura 93 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 15,294\lambda$.



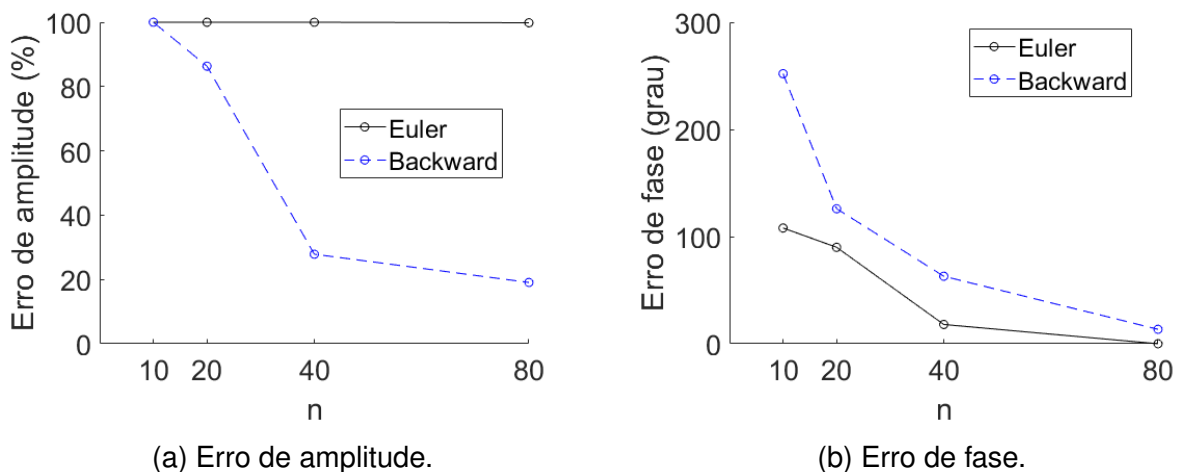
Fonte: Autora (2022).

Figura 94 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 18,235\lambda$.



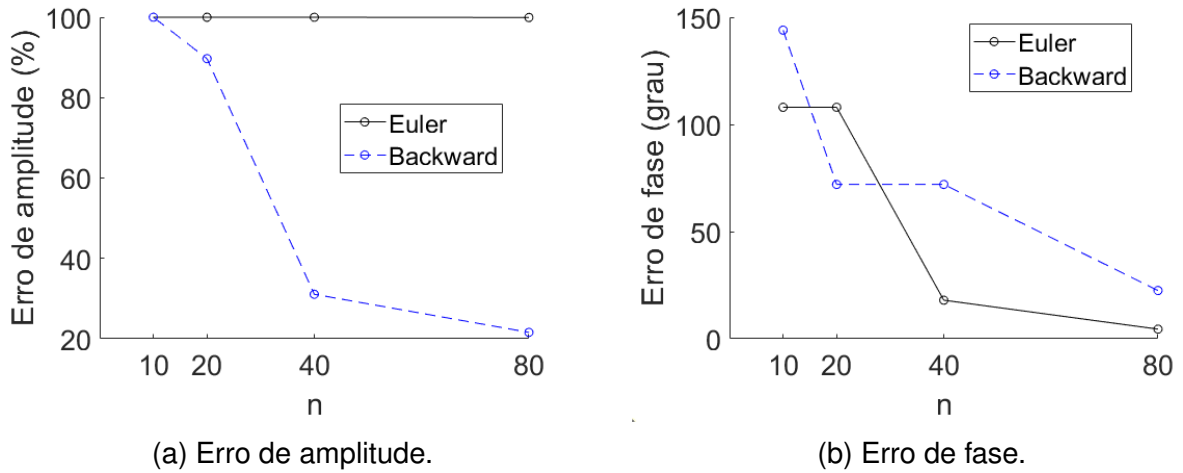
Fonte: Autora (2022).

Figura 95 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 21,176\lambda$.



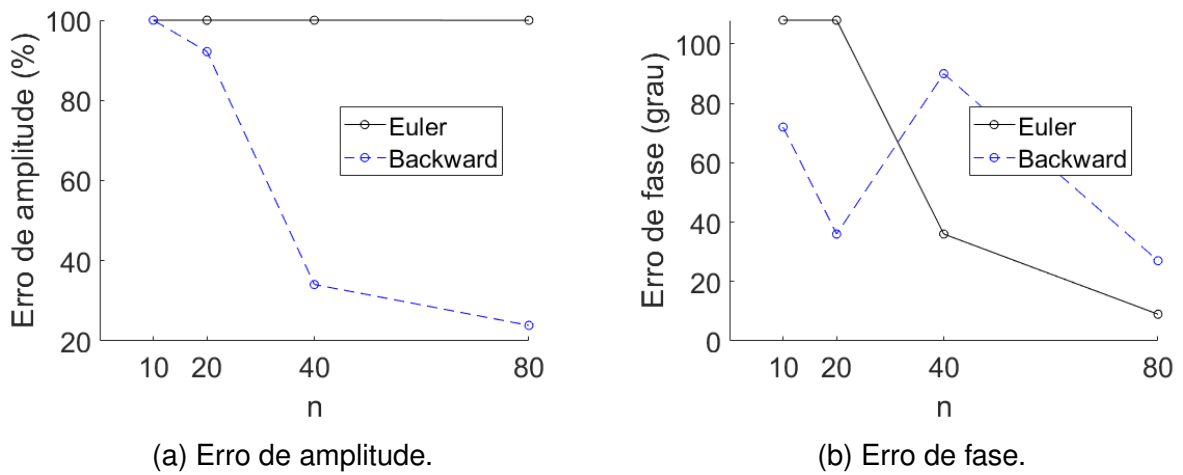
Fonte: Autora (2022).

Figura 96 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 24,118\lambda$.



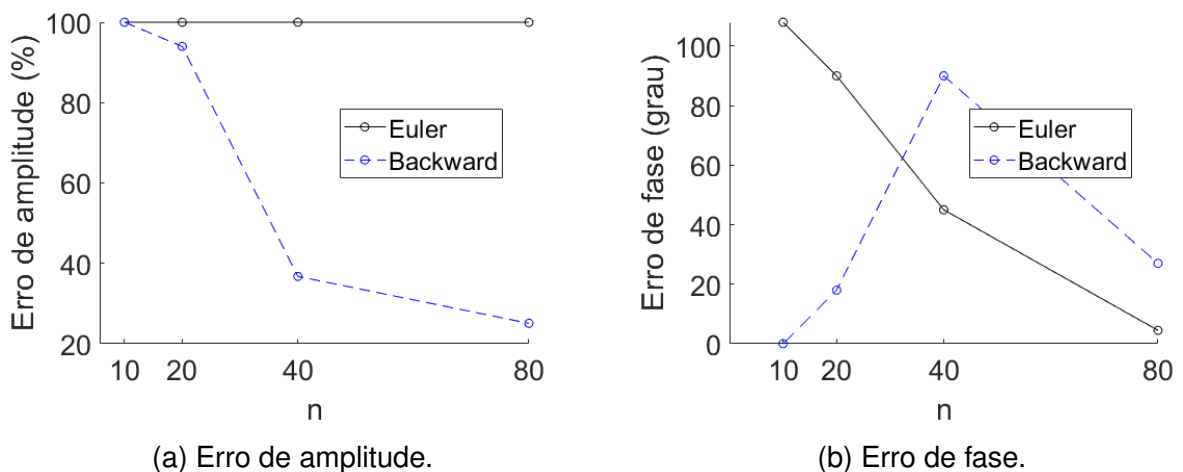
Fonte: Autora (2022).

Figura 97 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 27,059\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

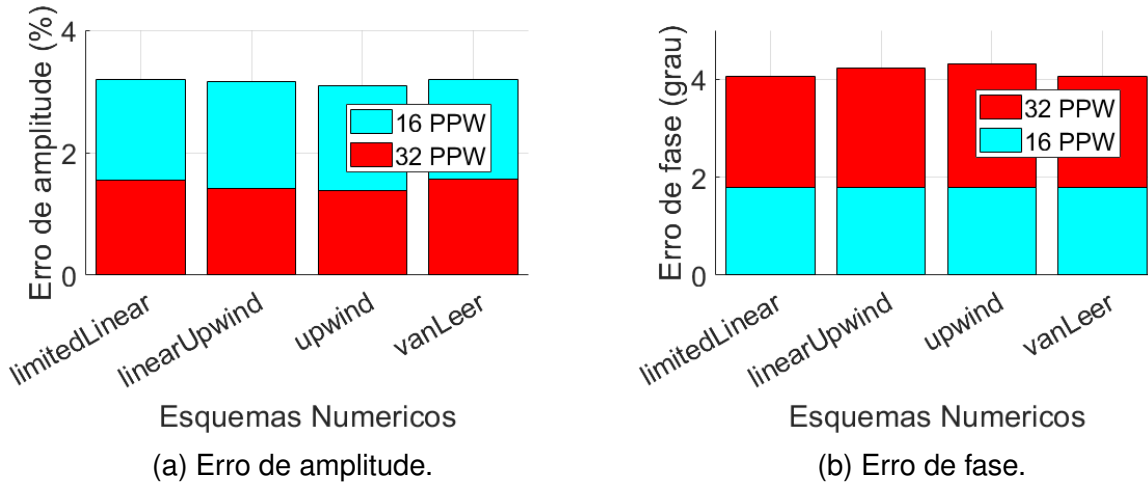
Figura 98 – Erros em função do número de divisões do período para $x = 30,000\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

A.3 - ERROS GERADOS PARA TESTES COM ESQUEMAS NUMÉRICOS DE DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL

Figura 99 – Erros em função do esquema numérico para $x = 0,588\lambda$.

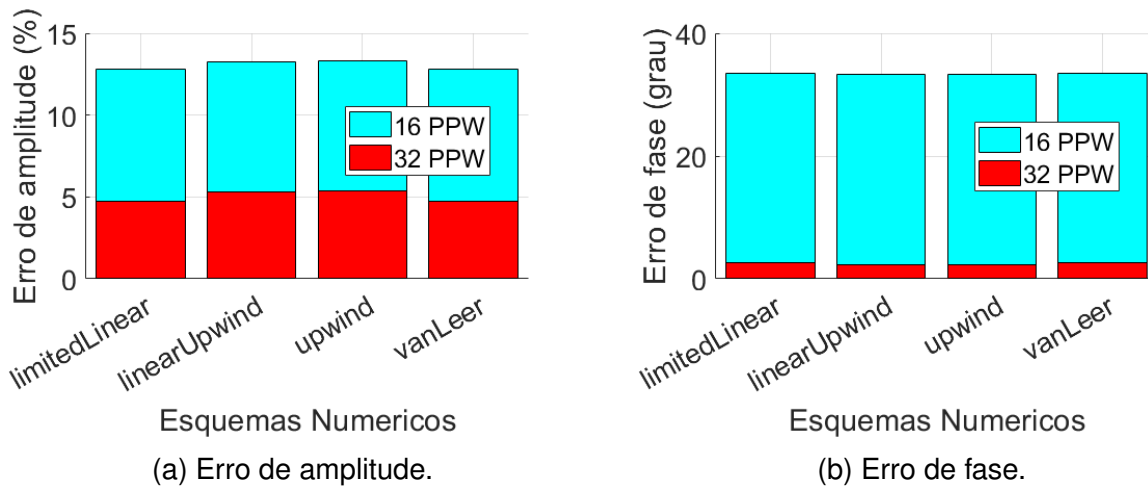


(a) Erro de amplitude.

(b) Erro de fase.

Fonte: Autora (2022).

Figura 100 – Erros em função do esquema numérico para $x = 3,529\lambda$.

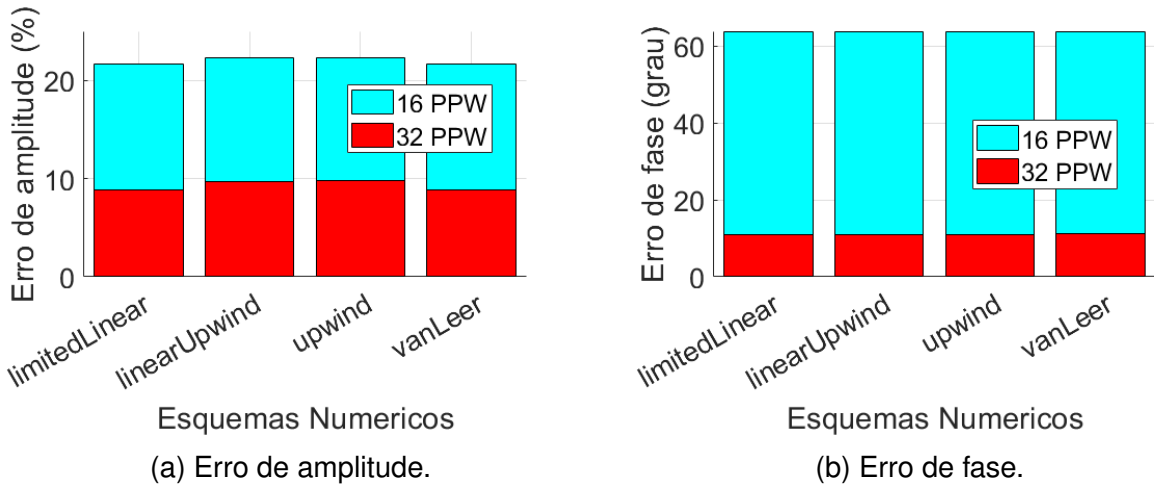


(a) Erro de amplitude.

(b) Erro de fase.

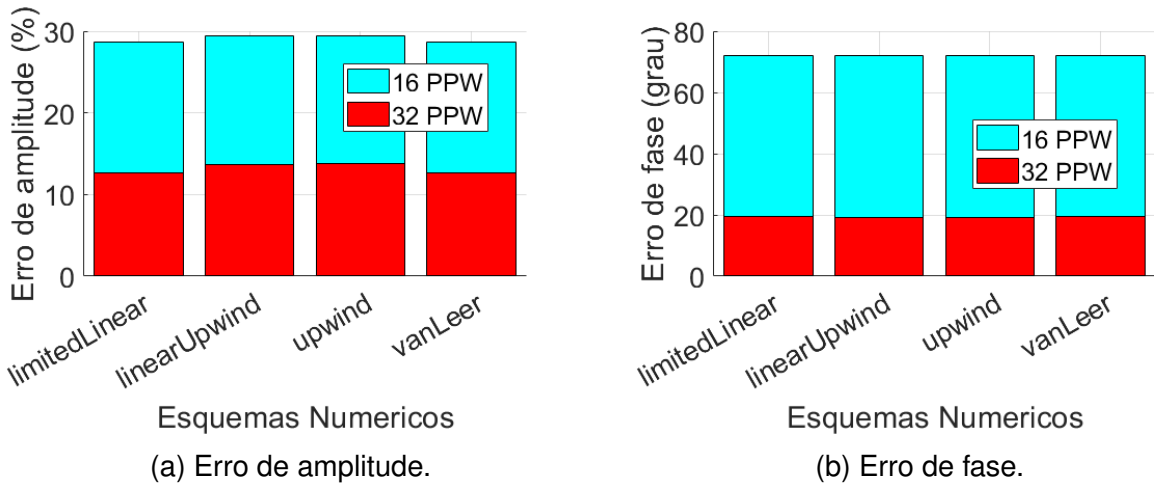
Fonte: Autora (2022).

Figura 101 – Erros em função do esquema numérico para $x = 6,471\lambda$.



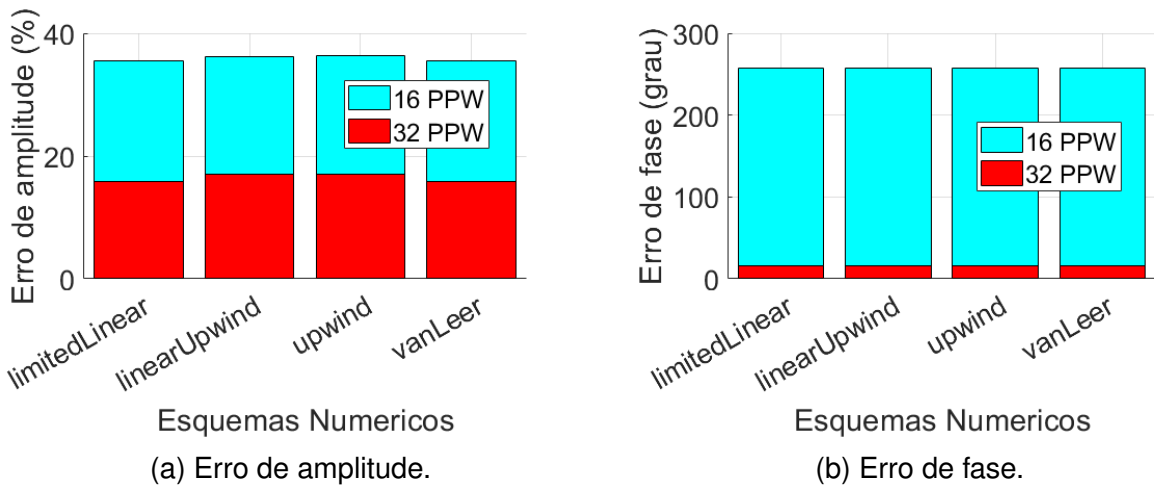
Fonte: Autora (2022).

Figura 102 – Erros em função do esquema numérico para $x = 9,412\lambda$.



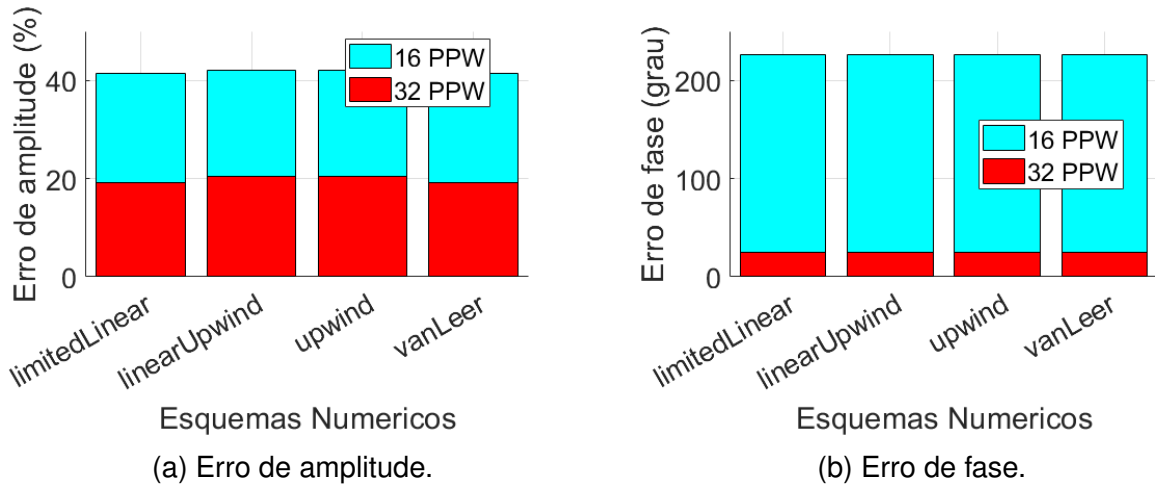
Fonte: Autora (2022).

Figura 103 – Erros em função do esquema numérico para $x = 12,353\lambda$.



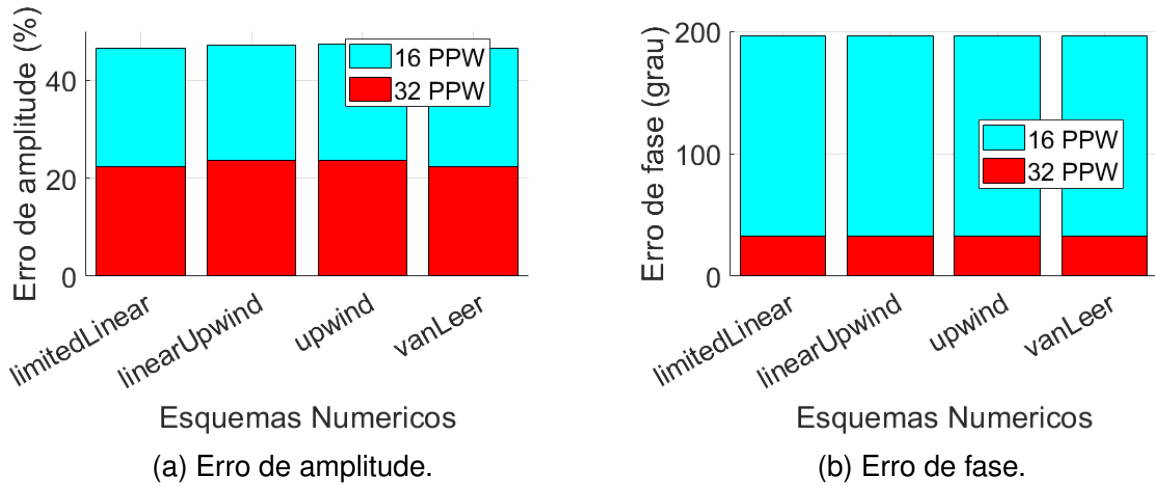
Fonte: Autora (2022).

Figura 104 – Erros em função do esquema numérico para $x = 15,294\lambda$.



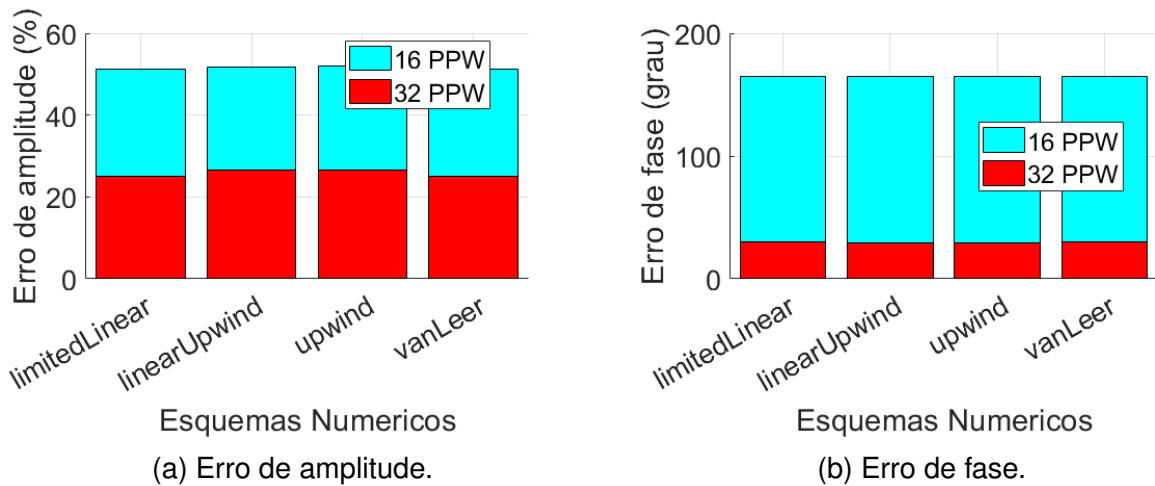
Fonte: Autora (2022).

Figura 105 – Erros em função do esquema numérico para $x = 18,235\lambda$.



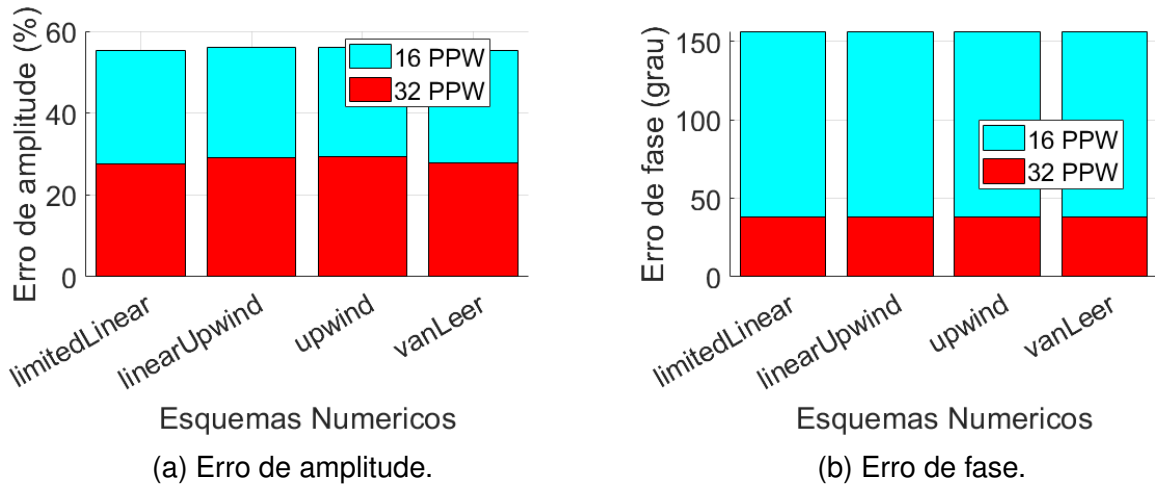
Fonte: Autora (2022).

Figura 106 – Erros em função do esquema numérico para $x = 21,176\lambda$.



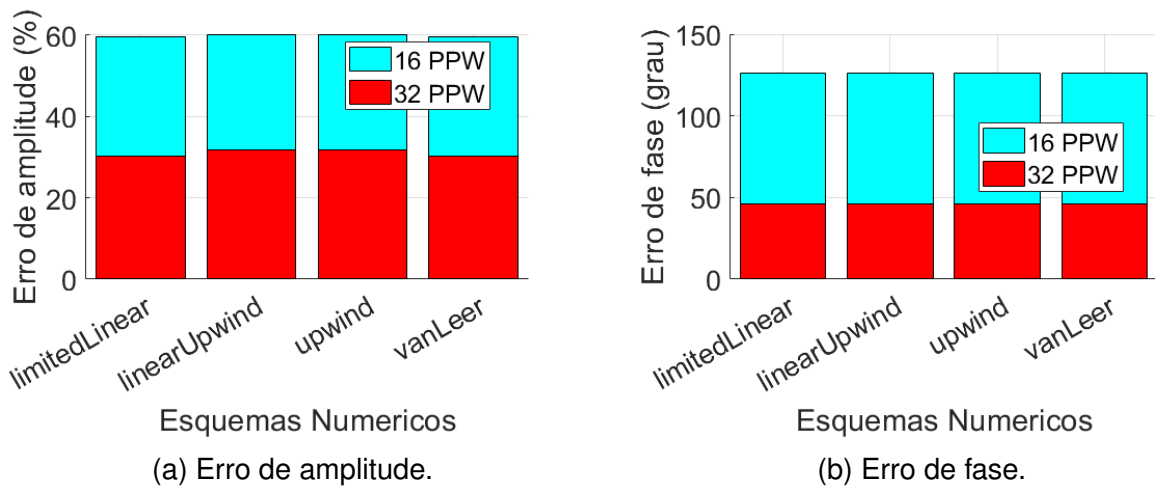
Fonte: Autora (2022).

Figura 107 – Erros em função do esquema numérico para $x = 24, 118\lambda$.



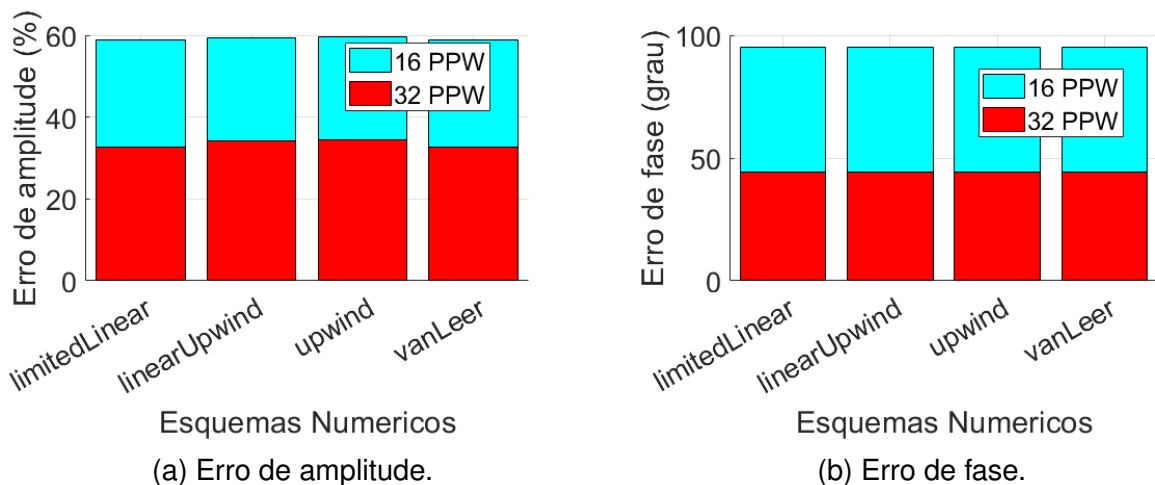
Fonte: Autora (2022).

Figura 108 – Erros em função do esquema numérico para $x = 27, 059\lambda$.



Fonte: Autora (2022).

Figura 109 – Erros em função do esquema numérico para $x = 30, 000\lambda$.



Fonte: Autora (2022).