



Filipe António Farrajota Ferreira

Licenciado em Ciências da Engenharia Mecânica

Simulação numérica da propagação de ondas regulares

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Mecânica

Orientador: Professor Doutor José Manuel Paixão Conde,
Professor Auxiliar, DEMI FCT/UNL

Júri

Presidente: Prof. Doutor Luís Miguel Chagas Costa Gil
Arguente: Doutor Eric Lionel Didier
Vogal: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Setembro, 2019

Simulação numérica da propagação de ondas regulares

Copyright © Filipe António Farrajota Ferreira, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade NOVA de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade NOVA de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

"With great power comes great responsibility!"

Stan Lee

AGRADECIMENTOS

A elaboração desta dissertação, que resulta no culminar do meu percurso académico, não seria possível sem o suporte de diversas pessoas que me apoiaram, as quais eu dou os meus sinceros agradecimentos.

Em primeiro lugar gostaria de agradecer à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa, mais propriamente ao Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial e ao meu orientador Prof. José Conde por toda a orientação, disponibilidade e colaboração que me foi dada ao longo da realização desta dissertação.

Agradecer também à minha família, aos meus pais, avós e irmão que me deram todo o apoio necessário para a conclusão de mais uma etapa na minha vida, sendo fulcrais na minha educação e orientação, permitindo-me ser a pessoa que sou hoje. Em especial ao meu Avô José, que sempre teve uma palavra amiga para dar, tinha como sonho final ver o seu neto mais velho erguer o canudo, algo que infelizmente não foi possível pois veio a falecer alguns anos antes.

Um agradecimento também à minha namorada Catarina, pelo apoio e por todas as palavras de conforto.

Por fim, mas não menos importante, agradecer aos meus amigos, David S, David H, José, Filipe, Sónia, Hugo, Rodrigo, Tiago e outros por serem uma segunda família para mim, pelos momentos de descontração e companheirismo, por aquela palavra amiga e momentos de lazer, que me permitiram manter o equilíbrio ao longo destes anos.

RESUMO

Na seguinte dissertação são apresentados estudos de formação e propagação de ondas, realizados com a simulação de ondas numéricas recorrendo ao programa OpenFOAM utilizando o *solver olaflow*, ao longo de um canal de ondas de fundo variável.

Inicialmente é feita uma descrição de algumas teorias de onda e dos seus conceitos matemáticos, necessários para a compreensão do comportamento de uma onda. Posteriormente é descrito o *software* OpenFOAM e algumas das suas funcionalidades, como a geração de malha e a constituição dos seus *solvers*.

Os estudos realizados na seguinte dissertação estão relacionados com a variação da superfície livre ao longo de várias secções de um canal de ondas, estando estes essencialmente divididos em duas partes. Na primeira parte é feito um estudo de independência de solução com malhas bidimensionais, onde recorrendo ao mesmo número de elementos por comprimento de onda e altura, pretende-se avaliar qual a influência da variação do fundo na propagação da onda. A segunda parte consiste em duas simulações numéricas, bidimensional e tridimensional, de um caso de estudo realizado experimentalmente no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC), relacionado com a propagação de ondas num canal de fundo variável com redução de secção transversal, sendo que as ondas nele estudadas se encontram em condições de pré-rebentação.

Os resultados numéricos obtidos são comparados tanto a valores experimentais como a outros valores numéricos obtidos para casos semelhantes, por forma a dar fundamento aos estudos realizados. Para além dos gráficos da variação de superfície livre, é realizada uma análise espectral recorrendo às transformadas discretas de *Fourier*, que permitem de uma maneira mais coesa observar a evolução das ordens de uma onda para diferentes secções ao longo do canal. Algumas das diferenças notadas nas variações da superfície livre podem estar associadas a fenómenos de reflexão, à utilização de malhas bidimensionais e tridimensionais ou a uma possível dissipação numérica.

Palavras-chave: OpenFOAM, *interFoam/olaFlow*, *utilities*, *Navier-Stokes*, superfície livre, propagação de ondas, ondas regulares, simulação numérica

ABSTRACT

In the following dissertation there are presented some studies related with the formation and propagnation of waves, performed with the simulation of numerical waves using the software Openfoam allied to the solver *olaflow*, through a variable depth wave channel.

Initialy there is a description of some wave theories and their mathematical concepts, which are needed in order to understand the behavior of a wave. Afterwards, some details related to the software OpenFOAM and its utilities are explained, such as the generation of the mesh and a description of its solvers.

The studies performed in this dissertation are related to the free surface elevation along different sections of a wave flume, and it can be separated in two main sections. The first section describes a mesh independency study, using bidimensional meshes with the same elements per wave length and height, in order to study the variable depth effect on the wave propagnation. The second section consists of two numerical simulations, bidimensional and tridimensional, of an experimental case study carried out in a wave flume at Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC). This wave flume has a variable depth and a reduction of width, with some waves near breaking wave conditions.

Numerical data his compared either with experimental or other numerical data obtained in simimilar cases, in order to validate the studies carried out in this dissertaion. The free surface elevation charts are complemented with a spectral analysis using discrete *Fourier* transformations, in order to evaluate more precisely the evolution of a wave's order for different sections along the wave flume. Some of the discrepancies between free surface elevation charts might be related with reflection phenomena or a possible numerical dissipation.

Keywords: OpenFOAM, *interFoam/olaFlow*, *utilities*, *Navier-Stokes*, free surface, wave propagnation, regular waves, numerical simulation

ÍNDICE

Índice de Figuras	xv
Índice de Tabelas	xix
Nomenclaturas e Símbolos	xxi
Abreviaturas e Acrónimos	xxiii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.2 Objetivos	2
1.3 Estrutura da Dissertação	3
2 Contextualização Teórica	5
2.1 Agitação Marítima	5
2.1.1 Tipos de ondas e mecanismos de formação	5
2.2 Teoria das ondas	8
2.2.1 Parâmetros que definem a onda	9
2.2.2 Teoria de ondas linear	10
2.2.3 Teoria de ondas não linear	14
3 Ferramentas Computacionais	17
3.1 Ferramentas e <i>Software</i>	17
3.1.1 OpenFOAM	17
3.2 Modelação matemática e numérica	20
3.2.1 Equações RANS	20
3.2.2 Modelos de Turbulência	23
3.2.3 Método VOF	25
3.2.4 Equações que governam o escoamento	26
3.2.5 Algoritmos de resolução	27
3.2.6 Esquemas numéricos e de interpolação	31
4 Caracterização Numérica e Discussão de Resultados	35
4.1 Casos de Estudo	35

4.1.1	Caracterização Experimental	36
4.1.2	Estudos numéricos	38
4.2	Modelo Numérico	39
4.2.1	Estudo do Efeito da Variação do Fundo	39
4.2.2	Canal de Fundo Constante	40
4.2.3	Canal de Fundo Variável	53
4.2.4	Canal de Fundo Variável Semelhante ao Caso de Estudo	61
4.3	Efeito da Redução de Sécção Lateral na Propagação da Onda	68
4.3.1	Caracterização Experimental	68
4.3.2	Modelo Numérico	69
4.3.3	Comparação de Resultados	72
4.4	Caso de Estudo	73
4.4.1	Geometria do domínio computacional	73
4.4.2	Condições de simulação	75
4.4.3	Geração de malha	76
4.4.4	Comparação de resultados	80
5	Conclusões e Trabalhos Futuros	89
	Bibliografia	93
I	Árvore de Diretorias do Caso de Estudo do OpenFOAM® com o Solver <i>olaFlow</i>	95

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1	Exemplo da colocação de paredões da Praia da Galé, Albufeira. (Ramos et al., 2016).	2
2.1	Deslocamento das massas de água em função da Lua e do Sol. Adaptado de Foreman (1977)	7
2.2	Distribuição esquemática da energia da onda por frequência. Adaptado de Massel (1996).	7
2.3	Representação de uma onda simples progressiva. Adaptada de Demirbilek e Vincent (2008).	10
2.4	Condições de fronteira para ondas regulares (Dean e Dalrymple, 1984). . . .	13
2.5	Teoria de Ondas por Le Méhauté, Le Méhauté (1976).	15
3.1	Medição da velocidade característica de um escoamento turbulento (Versteeg e Malalasekera, 2007)	22
3.2	Fluxograma representativo do algoritmo PIMPLE aplicado ao solver inter-Foam. "TFSL" representa o nível teórico de superfície livre (Higuera et al., 2013)	28
4.1	Vista lateral do canal (esquerda), gerador de ondas (centro) e vista de cima do canal (direita). Adaptado de Conde et al. (2013).	36
4.2	Estrutura móvel de 8 sondas de nível (esquerda) e sonda ADV e de nível (direita). Adaptado de Conde et al. (2012).	37
4.3	Plano longitudinal (cima) e planta (baixo) do canal de ondas do modelo experimental. Adaptado de Conde et al. (2012).	37
4.4	Definição da teoria de geração de onda, utilizando as características da onda da tabela 4.3. Adaptado de Le Méhauté (1976)	41
4.5	Esquema do canal simplificado indicando o número vertical de elementos de cada bloco. Adaptado de Cardoso, 2017.	42
4.6	Malha utilizada para o estudo de independência da solução para um canal de ondas de fundo constante.	43
4.7	Últimos 20 períodos de onda, para um canal bidimensional de fundo constante (a).	44
4.8	Últimos 20 períodos de onda, para um canal bidimensional de fundo constante (a), (continuação).	45

4.9	Periodogramas referentes das sondas 2L, 4L, 6L, 8L e 10L.	46
4.10	Periodogramas referentes das sondas 2L, 4L, 6L, 8L e 10L, (continuação). . .	47
4.11	Últimos 20 períodos de onda e respetiva transformada discreta de <i>Fourier</i> , para um canal bidimensional de fundo constante (b).	48
4.12	Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo constante (a). .	49
4.13	Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo constante (b). .	50
4.14	Esquema do canal de fundo variável simplificado indicando o número de elementos de cada bloco. Adaptado de Cardoso, 2017.	54
4.15	Malha utilizada para o estudo de um canal de ondas de fundo variável. . . .	54
4.16	Últimos 20 períodos de onda e respetiva transformada discreta de <i>Fourier</i> , para um canal bidimensional de fundo variável (a).	57
4.17	Últimos 20 períodos de onda e respetiva transformada discreta de <i>Fourier</i> , para um canal bidimensional de fundo variável (b).	58
4.18	Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo variável (a). . .	59
4.19	Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo variável (b). . .	60
4.20	Últimos 20 período de onda e respetiva transformada discreta de <i>Fourier</i> , para um canal bidimensional de fundo semelhante ao caso de estudo (a).	64
4.21	Últimos 20 períodos de onda e respetiva transformada discreta de <i>Fourier</i> , para um canal bidimensional de fundo semelhante ao caso de estudo (b). . .	65
4.22	Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo semelhante ao caso de estudo (a).	66
4.23	Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo semelhante ao caso de estudo (b).	67
4.24	Planta (cima) e plano longitudinal (baixo) do canal de ondas do modelo experimental. Adaptado de Neves (2018)	69
4.25	Definição da teoria de geração de onda, aplicando os parâmetros de onda da tabela A.1. Adaptado de Le Méhauté (1976)	70
4.26	Superfície livre captada pelas sondas ($x = -9.2; 2.2; 0$ m), contendo os resultados obtidos experimentalmente e numericamente em Neves (2018), assim como os resultados obtidos numericamente recorrendo ao <i>solver olaFlow</i> . Os resultados apresentados contabilizam a superfície numérica existente desde a 6 ^a até à 10 ^a onda.	72
4.27	Representação do domínio computacional utilizado na simulação numérica com os nomes das fronteiras do domínio e a representação de algumas das sondas. Adaptado de Cardoso (2017).	75

4.28	Definição da teoria de geração de onda, utilizando os parâmetro de onda da tabela 4.16. Adaptado de Le Méhauté (1976)	76
4.29	Esquema para a criação do fundo variável, recorrendo à ferramenta " <i>snappyHexMesh</i> " aliada ao ficheiro STL "rampa.STL".	77
4.30	Região de geração da onda.	77
4.31	Início da rampa de declive 1:11.	78
4.32	Início da rampa de declive 1:22.	78
4.33	Final da rampa de declive 1:22.	78
4.34	Região final do canal.	78
4.35	Esquema para a criação da redução de área lateral, recorrendo à ferramenta " <i>snappyHexMesh</i> " aliada ao ficheiro STL "red_let_area.STL".	78
4.36	Região inicial do canal.	79
4.37	Região onde se dá o início da redução lateral de área.	79
4.38	Região onde se dá o final da redução lateral de área.	79
4.39	Região final do canal.	79
4.40	10 períodos do sinal da onda, para o caso de estudo.	83
4.41	10 períodos do sinal da onda, para o caso de estudo, (continuação).	84
4.42	Periodogramas referentes aos sinais de onda da figura 4.37.	85
4.43	Periodogramas referentes aos sinais de onda da figura 4.38.	86
4.44	Primeiros 40 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal de ondas representado no caso de estudo, recorrendo a uma malha bidimensional.	87
4.45	Primeiros 40 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal de ondas representado no caso de estudo, recorrendo a uma malha tridimensional.	88
I.1	Diagrama de diretorias em árvore que representa o conjunto de ficheiros e pastas para realizar uma das simulações realizadas nesta dissertação.	96

ÍNDICE DE TABELAS

2.1	Mecanismos de formação dos vários tipos de onda e gamas de períodos. Adaptado de Cardoso (2017).	6
2.2	Parâmetros que descrevem uma onda simples progressiva. Adaptado de Cardoso (2017).	9
3.1	Coefficientes e termos fonte e as respectivas expressões intermédias. Adaptado de Higuera (2015).	24
3.2	Coefficientes do modelo de turbulência k_ϵ .	25
3.3	Parâmetros de controlo do algoritmo PIMPLE.	29
3.4	<i>Linear-solvers</i> utilizados pelo OpenFOAM ao longo da presente dissertação.	31
3.5	Esquemas numéricos e respetivos esquemas de interpolação utilizados no OpenFOAM	32
4.1	Ondas regulares sem rebentação	38
4.2	Algoritmos e esquemas numéricos utilizados. Adaptado de Conde et al. (2015).	39
4.3	Parâmetros da onda incidente no estudo de independência da solução.	40
4.4	Condições de simulação para o estudo de independência da solução para um canal de ondas de fundo constante.	43
4.5	Amplitudes das harmónicas da onda teórica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Exp.)(a).	51
4.6	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Num1.)(a).	51
4.7	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Num2.)(a).	52
4.8	Amplitudes das harmónicas da onda teórica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Exp.)(b).	52
4.9	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Num.)(b).	52
4.10	Condições de simulação para o estudo de independência da solução para um canal de ondas de fundo variável.	54
4.11	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo variável (a).	55

4.12	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo variável (b).	56
4.13	Condições de simulação para o estudo de independência da solução para um canal de ondas de fundo variável semelhante ao caso de estudo.	61
4.14	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo variável semelhante ao caso de estudo (a).	62
4.15	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo variável semelhante ao caso de estudo (b).	63
4.16	Parâmetros da onda utilizados para o estudo do efeito da redução secção lateral do canal.	69
4.17	Condições de simulação para o estudo da malha bidimensional, para o canal de ondas.	70
4.18	Condições de simulação para o estudo da malha tridimensional, para o canal de ondas.	71
4.19	Parâmetros da onda incidente no caso de estudo	75
4.20	Condições de simulação para o caso de estudo da recolhendo a uma malha bidimensional.	79
4.21	Condições de simulação para o caso de estudo da recolhendo a uma malha tridimensional.	79
4.22	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal descrito no caso de estudo recorrendo a uma malha bidimensional, (Exp).	82
4.23	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal descrito no caso de estudo recorrendo a uma malha bidimensional, (Num2D).	82
4.24	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal descrito no caso de estudo recorrendo a uma malha bidimensional, (Num3D1).	82
4.25	Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal descrito no caso de estudo recorrendo a uma malha tridimensional, (Num3D2).	82

NOMENCLATURAS E SÍMBOLOS

θ	Fase [rad].
ω	Frequência Angular [$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$].
ν	Viscosidade cinemática [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$].
ρ	Massa volúmica [$\text{Kg} \cdot \text{m}^{-3}$].
Φ	Potencial de velocidade [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$].
Ψ	Função corrente [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$].
η	Deslocamento da superfície livre [m].
ψ	Ângulo de fase inicial [rad].
δ	Delta de Kronecker [-].
μ	Viscosidade dinâmica [$\text{Kg} \cdot (\text{m} \cdot \text{s})^{-1}$].
α	Fração de volume de fluido [-].
σ	Tensão superficial [$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$].
κ	Curvatura da interface [-].
ϵ	Dissipação de energia cinética [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$].
ν_{eff}	Viscosidade cinemática efetiva [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$].
μ_{eff}	Viscosidade dinâmica efetiva [$\text{Kg} \cdot (\text{m} \cdot \text{s})^{-1}$].
β_k, β_ϵ	Coefficientes de dissipação [-].
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$].
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta [$\text{Kg} \cdot (\text{m} \cdot \text{s})^{-1}$].
∂t	Passo de tempo [s].
C	Celeridade [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$].
D_k, D_ϵ	Coefficientes de difusão [-].
F_i	Forças de fontes externas [N].
H	Altura de onda [m].
K	Número de onda [$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$].
L	Comprimento de onda [m].
Re	Número de Reynolds [-].
S	Tensor da taxa de deformações [s^{-1}].
T	Período [s].

NOMENCLATURAS E SÍMBOLOS

U	Modulo da velocidade [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$].
U_c	Velocidade de compressão [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$].
X	Vetor posição [m].
a	Amplitude [m].
d	Profundidade [m].
g	Aceleração da gravidade [$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$].
k	Energia cinética turbulenta [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$].
n	Número de elementos ao longo de uma aresta de malha [-].
p	Pressão [Pa].
p^*	Pressão pseudo-dinâmica [Pa].
p_η	Pressão na superfície livre [Pa].
t	Tempo [s].
u, v, w	Componentes da velocidade na direção longitudinal, transversal e vertical [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$].
u'_i	Flutuação da velocidade [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$].
x, y, z	Coordenadas longitudinal, transversal e vertical do referencial cartesiano [m].

ABREVIATURAS E ACRÓNIMOS

CFD	Computational Fluid Dynamics.
DES	Detached Eddy Simulation.
DNS	Direct Numerical Simulation.
EDP	Equações Diferenciais às Derivadas Parciais.
FFT	Fast Fourier Transform.
GPL	General Public License.
LES	Large Eddy Simulation.
LNEC	Laboratório Nacional de Engenharia Mecânica.
MDF	Método das Diferenças Finitas.
MEF	Método dos Elementos Finitos.
MULES	Multidimensional Universal Limiter of Explicit Solution.
MVF	Método dos Volumes Finitos.
N-S	Navier-Stokes.
PIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations.
PISO	Pressure Implicit with Splitting of Operators.
RAM	Random Access Memory.
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes.
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations.
STL	Stereolithography.

ABREVIATURAS E ACRÓNIMOS

VARANS Volume Averaged Reynolds Averaged Navier-Stokes.
VOF Volume of Fluid.

INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

É incontestável o interesse que o ser humano sempre demonstrou pelo modo como a natureza se comporta. Dentro dos vários comportamentos irregulares que esta demonstra podemos destacar a formação de ondas marítimas. Sendo este fenómeno de importantíssimo estudo principalmente em países com uma considerável linha costeira, como o caso de Portugal. A exploração de recursos marinhos para aproveitamento energético, (e.g. energia maremotriz, ...), tem uma grande importância na economia destes países, assim sendo, existe a necessidade da criação de mecanismos para que tal aproveitamento possa ser feito. Outro factor importante, que justifica este estudo são os fenómenos de erosão existentes ao longo de toda a linha de costa, que apesar de processos naturais, põem em causa algumas estruturas e o próprio meio ecológico existente à sua volta. Tomando assim um papel importantíssimo no que toca ao ordenamento do território.

Deste modo, os fenómenos de propagação e rebentação das ondas têm sido estudados com o objetivo de melhorar a compreensão dos parâmetros físicos existentes em todo este processo. Sabe-se que as estruturas criadas junto às zonas de costa na sua maioria são afectadas por ondas que têm formação devido à ação do vento na superfície da água, sendo estas movidas por conta da gravidade. A forma como estas ondas são formadas tem influência em todo o tipo de problemas relacionados com a engenharia costeira (e.g. hidrovias, marinas, ...) e também na maneira como as praias são formadas, sendo que, por vezes, estas mesmo necessitam de paredões de modo a ficar a areia nas praias.



Figura 1.1: Exemplo da colocação de paredões da Praia da Galé, Albufeira. (Ramos et al., 2016).

Houve, portanto a necessidade de criar ferramentas que auxiliassem no estudo e na compreensão da dinâmica existente na formação e rebentação das ondas. Podemos distinguir os mais variados tipos de casos de estudo, desde ferramentas matemáticas que são baseadas em fórmulas obtidas por diversos métodos experimentais, até ao caso específico que será utilizado, denominado de simulação numérica.

A simulação numérica consiste na reprodução virtual de um experimento, onde são aplicados os mais diversos algoritmos matemáticos, estes ajudam na formulação e resolução dos mais diversos problemas, tendo por base todo um processamento que a computação é capaz de gerar. Logo, por dependência lógica, podemos afirmar que uma das limitações da simulação numérica é a capacidade computacional da máquina que renderiza o processo, assim como o tempo, que deve ser balanceado com a qualidade dos resultados obtidos. Para este caso em concreto podemos distinguir a Dinâmica de Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics*, (CFD)).

A maioria dos casos tratados pela CFD são descritos por meio de uma aproximação *Euleriana* baseada nas equações de *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS), sendo que estas assentam nas equações de *Navier-Stokes* (N-S), (Versteeg e Malalasekera, 2007). Tornando assim possível o estudo dos mais diversos casos de turbulência nos mais variados tipos de escoamento, dentro desses o estudo da formação, propagação e rebentação das ondas.

De entre os vários *softwares* utilizados para simulação numérica em dinâmica de fluidos, nos estudos relatados na seguinte dissertação recorreu-se a um programa *opensource* designado de OpenFOAM na sua versão 17.12, instalado no sistema operativo Ubuntu 16.04 LTS.

1.2 Objetivos

O objetivo principal do estudo realizado é a simulação numérica da propagação de ondas regulares.

Para tal, inicialmente irão ser realizadas algumas simulações em malhas simplificadas, de modo a ter um maior contacto com o programa OpenFOAM v17.12. Por norma, o tempo de simulação aumenta de uma maneira proporcional com a complexidade da malha. Assim sendo, é necessário ajustar o tipo de malha que, tendo em conta a sua complexidade, permite a obtenção de resultados coerentes num tempo adequado. Inicialmente as malhas bidimensionais utilizadas visam estudar o efeito que a variação do fundo tem no comportamento da onda.

As simulações do caso de estudo serão realizadas numa malha tridimensional, que toma a forma de um canal que é utilizado para o estudo da propagação e formação de ondas. De tal forma para que assim seja possível comparar os resultados obtidos por via computacional, com resultados obtidos por via experimental e outros resultados numéricos resultantes do estudo de casos semelhantes.

1.3 Estrutura da Dissertação

Inicialmente haverá uma pesquisa e um desenvolvimento da malha que se adequa melhor às simulações a realizar, para tal serão realizados diversos casos de estudo, por forma a assegurar uma boa propagação da onda ao longo de todo o domínio existente.

Esta dissertação encontra-se dividida em cinco capítulos: Introdução, Contextualização Teórica, Metodologias, Análise de Resultados e Conclusões e Trabalhos Futuros.

O primeiro capítulo inicia o leitor ao tema, onde dado a conhecer ao leitor as motivações existentes e mostrando os objetivos a atingir.

O segundo capítulo aborda os mecanismos físicos que descrevem a formação, propagação e rebentação de ondas. Descrevendo as várias teorias que descrevem este fenómeno e os parâmetros que condicionam os diferentes tipos de ondas.

No terceiro capítulo é dado a conhecer ao leitor a mecânica dos fluidos computacional e quais as ferramentas utilizadas no decorrer das simulações. Estão descritos os códigos existentes no programa OpenFOAM assim como descritos os *solvers* utilizados, entre eles o *interFoam* e o *olaFlow*.

O capítulo quatro demonstra uma análise pormenorizada dos resultados das simulações efectuadas, assim como uma descrição do caso em estudo. É feito um estudo de independência da malha utilizada. Posteriormente são comparados os resultados obtidos nas simulações numéricas com resultados experimentais e com resultados numéricos obtidos para casos semelhantes.

Por fim, no capítulo cinco, são feitas algumas conclusões a cerca do trabalho realizado e são discutidas algumas sugestões de possíveis trabalhos futuros a realizar.

CONTEXTUALIZAÇÃO TEÓRICA

No seguinte capítulo, é dado a conhecer ao leitor conceitos teóricos que descrevem os fenómenos de formação, propagação e rebentação de ondas. Estes conceitos são importantes de modo a que seja possível uma boa descrição do caso em estudo, assim como dos resultados obtidos.

Apresentam-se vários tipos de onda existentes na natureza e a maneira como estas são geradas. São também descritos os parâmetros físicos de uma onda, assim como a influência de alguns factores externos como a variação da configuração do fundo.

Por fim, são demonstradas de forma resumida, algumas das teorias desenvolvidas ao longo dos últimos séculos. De entre as teorias descritas, é dada uma maior relevância à teoria linear e à teoria de *Stokes* de segunda ordem.

2.1 Agitação Marítima

As ondas marítimas são manifestações de trocas de energias provocadas por diferentes fontes. De entre essas fontes é possível destacar o aquecimento não uniforme de massas de ar adjacentes à interface ar-água. Devido aos gradientes de pressão gerados, existe um deslocamento das massas de ar, que em contacto com a interface referida anteriormente, geram as ondas marítimas e os fenómenos a si associados.

A dinâmica oceânica é também afectada por outros factores externos, como a gravidade e a configuração do fundo. Sendo assim, as ondas estão constantemente a serem induzidas e transformadas devido às ações externas da natureza.

2.1.1 Tipos de ondas e mecanismos de formação

Existem três tipos básicos de ondas oceânicas. Primeiramente podemos distinguir as ondas capilares, formadas na interface ar-água, geradas pela turbulência do vento quando

este entra em contacto com a tensão superficial da água dando origem a ondas curtas de elevada frequência. Em seguida, as ondas de gravidade, formadas pelo deslocamento da posição de equilíbrio das partículas existentes ao longo da superfície oceânica, provocada por forças gravíticas. Por fim, as ondas planetárias, provocadas essencialmente pelo efeito de *Coriolis*, ao longo da latitude e profundidade causando alterações de equilíbrio no potencial de vorticidade. Estes tipos de onda anteriormente referidos podem ocorrer tanto singularmente como em conjunto, nos mais variados tipos de padrões e frequências.

A gama de frequências das várias ondas existentes é bastante vasta, assim como os seus respetivos comprimentos de onda e períodos. Desde as ondas capilares, com períodos na ordem dos décimos de segundo, passando pelas ondas swell, cuja ação de condições meteorológicas induzem períodos de alguns segundos, até às marés, onde a força de atração da Lua em relação às gigantes massas oceânicas gera ondas cujos períodos podem se encontrar na ordem das horas, ou até mesmo de dias. Na tabela 2.1, são indicadas os diferentes tipos de onda, assim como qual o mecanismo físico de responsável pela sua geração e o seu período respectivamente.

Tabela 2.1: Mecanismos de formação dos vários tipos de onda e gamas de períodos. Adaptado de Cardoso (2017).

Tipo de onda	Fenómeno Físico	Períodos
Ondas capilares	Tensão superficial	$< 10^{-1}$ s
Ondas geradas pela ação do vento	Variação da intensidade da direção do vento	< 15 s
Swell	Séries de ondas geradas por condições meteorológicas	< 30 s
Surf beat	Combinação de ondas com alturas de rebentação diferentes	1 até 5 min
Seicha	Variação do vento e ressonância em espaços confinados	2 até 40 min
Tsunamis	Tremores de terra ou movimentos de placas tectónicas	10 min até 2h
Sobreelevação do nível do mar de índole meteorológica	Variação da pressão atmosférica e forças do vento	1 até 3 dias

Como referido anteriormente, é possível constatar a influência que certos corpos astrais têm nos mares e oceanos, pelo efeito das marés. Onde a Lua, satélite natural terrestre, que através da sua grande massa é capaz de criar uma força gravítica que atrai as gigantes massas oceânicas existentes no planeta Terra. Na figura 2.1, é possível observar as diferentes fases das marés.

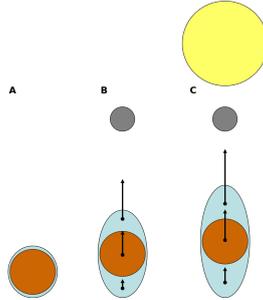


Figura 2.1: Deslocamento das massas de água em função da Lua e do Sol. Adaptado de Foreman (1977)

- A) Situação isopotencial, havendo uma inexistência de maré;
- B) Maré lunar, onde as massas oceânicas são atraídas pela Lua por meio de uma força gravitacional;
- C) Maré lunissolar, onde as massas oceânicas são atraídas tanto pela Lua como pelo Sol por meio de uma força gravitacional, provocando marés de maior dimensão.

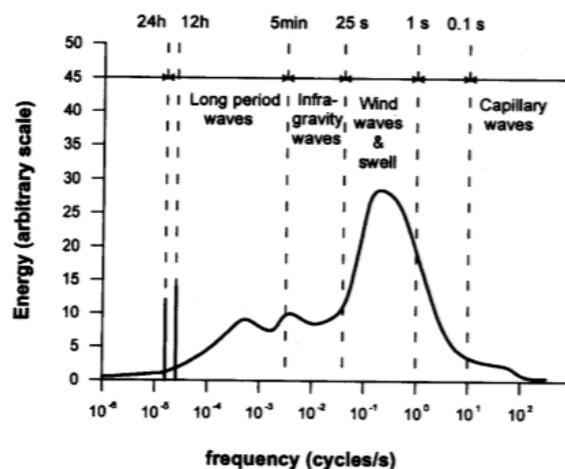


Figura 2.2: Distribuição esquemática da energia da onda por frequência. Adaptado de Massel (1996).

Uma outra propriedade que tem algum interesse é a energia gerada e libertada na formação das ondas. Na figura 2.2, é possível ter uma relação entre a frequência e a

energia existente nos vários tipos de onda, contudo não revela o seu verdadeiro conteúdo energético.

Por observação do gráfico da figura 2.2, é possível constatar que as ondas de gravidade são as de maior conteúdo energético, sendo as que existem em maior quantidade nos oceanos. Assim sendo, o seu estudo torna-se importante para os vários problemas de engenharia costeira, tanto nos projetos de infraestruturas junto à linha de costa, assim como para a criação de um equipamento que seja implementado de modo a aproveitar esta fonte de energia renovável.

2.2 Teoria das ondas

Várias foram as teorias desenvolvidas para caracterizar os parâmetros relacionados com a formação, propagação e rebentação das ondas marítimas. Porém, estas teorias descrevem meras aproximações da realidade, podendo ser bem descritos alguns fenómenos sob determinadas condições de modo a satisfazer as hipóteses que são apresentadas. No entanto, podem existir falhas na sua descrição, havendo assim uma violação dessas mesmas hipóteses. Uma vez adoptada uma teoria, deve-se assegurar que esta traduz com alguma coerência os fenómenos das ondas em estudo, havendo assim, vários projetos de engenharia costeira que estão imensamente dependentes da capacidade de previsão do movimento da água e da formação das ondas, junto à linha da costa.

O inicial interesse pela teoria das ondas começou no séc. XVIII, pelos matemáticos Euler (1707-1783) e Laplace (1749-1827), que após um estudo analítico, chegaram a diversas equações diferenciais (e.g. equação das ondas, ...), porém estas não descreviam de maneira concisa os fenómenos envolventes. Somente no séc. XIX, o britânico George Airy (1801-1892), desenvolveu uma segunda teoria designada por teoria linear das ondas, onde são descritas equações que modelam ondas de baixas amplitudes. Porém mais tarde, após se verificar algumas insuficiências na sua teoria, esta deu origem à *Teoria não linear*. Anos mais tarde, o físico e matemático Gabriel Stokes (1819-1903), aplicando os conhecimentos desenvolvidos na função potencial e corrente, chega à *Teoria de Stokes das ondas curtas*, que permitiram uma melhor compreensão das ondas de baixa amplitude, para um fundo finito constante (Condeço, 2018).

Na teoria das ondas, como já referido em capítulos anteriores, são descritas aproximações matemáticas da realidade. Na escolha de uma teoria, deve-se ter em conta se esta é uma boa aproximação do caso de estudo, pois a previsão do tipo de ondas (Demirbilek e Vincent, 2008) está inteiramente ligada com o desenvolvimento de projectos de engenharia costeira. Incorre-se então o risco da teoria adoptada entrar em falha em determinados aspectos quando comparada com o caso real, o que trará carência nos resultados obtidos, ou até mesmo descrever fenómenos inexistentes.

Com o avanço do conhecimento científico, deu-se um *boom* na evolução tecnológica e com o surgimento de novas técnicas matemáticas e de computadores, foram criados

diversos modelos que descrevem os fenômenos associados à formação, propagação e re-bentação das ondas de maneira cada vez mais precisa. Aplicando estes modelos ao cálculo computacional, com base nas equações diferenciais idealizadas por Stokes e Euler, é possível criar modelos numéricos, válidos para qualquer tipo de onda, (e. g. marítima, eléctrica, sonora, ...).

Podem ser distinguidas dois tipos de ondas, as ondas regulares e irregulares. As ondas regulares são caracterizadas por serem bidimensionais, tendo a sua altura e período constantes, podendo ser representadas por equações lineares (e.g. sinusoidal, ...) ou equações não lineares. Por outro lado temos as ondas irregulares, que são sistemas constituídos por sucessivas ondas que podem ter diferentes alturas e períodos. Estas ondas de carácter tridimensional e não estacionário são analisadas através de métodos estatísticos, sendo que, para chegar a uma estimativa é necessário aplicar algumas simplificações. É possível afirmar que a teoria escolhida e o seu grau de simplificação indicam que os resultados a obter terão uma determinada fiabilidade. Ondas irregulares são o tipo de ondas mais representativo do que se passa na superfície oceânica.

No seguinte sub-capítulo estão descritas de maneira mais pormenorizada os parâmetros constituintes de uma onda, assim como a *Teoria Linear de Ondas* e a *Teoria não Linear de Ondas*.

2.2.1 Parâmetros que definem a onda

Como referido anteriormente, as ondas regulares são bidimensionais, podendo ser representadas por variáveis espaciais (x) e variáveis temporais (t), ou pela sua fase (θ), sendo esta última descrita pela combinação das duas anteriores variando entre 0 e 2π . A fase de uma onda pode ser representada pelas funções trigonométricas seno e cosseno que combinando a altura, comprimento de onda e profundidade da zona de propagação. Tornando assim possível descrever uma onda por completo (Demirbilek e Vincent, 2008; Cardoso, 2017). Existem outros parâmetros que também definem uma onda, estes serão ilustrados na tabela 2.2.

Tabela 2.2: Parâmetros que descrevem uma onda simples progressiva. Adaptado de Cardoso (2017).

Parâmetro	Descrição
$H(m)$	Altura de onda
$T(s)$	Período
$L(m)$	Comprimento de onda
$d(m)$	Profundidade
$a(m)$	Amplitude
$\theta(rad/s)$	Fase
$k(rad/s)$	Número de onda
$\omega(rad/s)$	Frequência angular
$C(m)$	Celeridade

Ao observar a figura 2.3, vemos que a onda tem um ponto mais alto e um outro mais baixo, sendo estes denominados de crista e cava respectivamente. A distância vertical entre os pontos anteriormente mencionados é definida como a altura de onda (H). A amplitude de onda (a), em ondas lineares, é definida como a distância vertical entre a superfície da água e a crista. Em ondas regulares, a distância entre a linha de água e a crista é semelhante para a distância existente entre a linha de água e a cava. Podemos assim afirmar que o valor da amplitude é metade da altura de onda, $a = H/2$. O intervalo de tempo entre duas cristas ou cavas sucessivas num determinado ponto é designado de período da onda (T). A distância horizontal entre esses pontos é denominada por comprimento de onda (L).

De entre outros parâmetros que definem uma onda temos a frequência angular dada por $\omega = 2\pi/T$, o número de onda designado por $k = 2\pi/L$, o declive da onda dado por $\epsilon = H/L$ e a celeridade definida por $C = L/T = \omega/k$. Por fim temos a fase da onda, sendo esta matematicamente descrita por, $\theta = kx - \omega t$.

A superfície livre, η , representada na figura 2.3, é definida em função do tempo e da coordenada espacial horizontal por, $\eta(x, t)$ ou por $\eta(\theta)$.

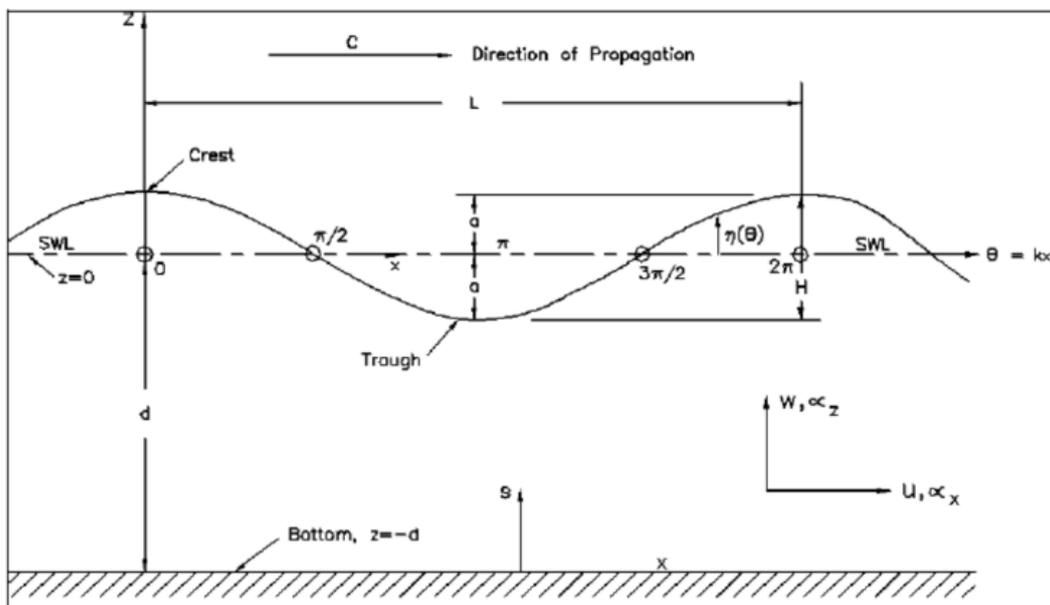


Figura 2.3: Representação de uma onda simples progressiva. Adaptada de Demirbilek e Vincent (2008).

2.2.2 Teoria de ondas linear

Após definidos os parâmetros de uma onda, é possível descrever a teoria mais elementar que descreve a agitação marítima, a teoria linear.

A teoria linear de ondas, proposta por Airy (1845), consiste numa teoria de fácil aplicabilidade, apresentado resultados bastante exequíveis em termos da aproximação dos parâmetros de uma vasta gama de ondas. No entanto, esta possui algumas limitações, logo, de modo a que esta teoria possa ser aplicada, é necessário considerar os pressupostos envolvidos na mesma. Sendo estas condições (Demirbilek e Vincent, 2008):

- O fluido deve ser homogéneo, incompressível, de massa volúmica (ρ) constante.
- A tensão superficial pode ser desprezada.
- O efeito de Coriolis é desprezável.
- A pressão na superfície livre é constante e uniforme.
- O fluido é ideal ou invíscido.
- O escoamento é irrotacional.
- O fundo é horizontal, fixo e impermeável.
- A amplitude da onda é pequena e a sua forma não varia.
- As ondas são bidimensionais.

A teoria linear tem por base as equações de Laplace, da continuidade e de Bernoulli. Deste modo e aplicando algumas simplificações, definem-se modelos matemáticos que descrevem as características das ondas.

Primeiramente a propriedade da irrotacionalidade do escoamento, que possibilita a aplicação da função potencial, Φ , função matemática escalar, cujo gradiente é o vetor de velocidade em cada ponto, tornando assim possível a obtenção do campo de velocidades. Assim sendo, a componente da velocidade do fluido na direção longitudinal é dada por:

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (2.1)$$

Do mesmo modo, a componente da velocidade na direção vertical é obtida por:

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (2.2)$$

Somente existem duas componentes da velocidade, pois o escoamento é bidimensional. Como se trata de um escoamento incompressível, ortogonal à função potencial, Φ , temos a função corrente, Ψ . A função corrente é obtida através da função potencial e vice-versa pelas equações de *Cauchy-Riemann*:

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (2.3)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (2.4)$$

Derivando uma segunda vez, obtém-se a equação de *Laplace*. A equação de *Laplace* descreve o comportamento do escoamento de fluidos ideais, ou seja, fluidos invíscidos e incompressíveis, pressupostos esses incluídos na teoria linear. A equação de *Laplace* bidimensional em termos do potencial de velocidade é dada por:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.5)$$

A equação da continuidade para um escoamento incompressível bidimensional (Dean e Dalrymple, 1984):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

De modo a obter uma solução para a equação de *Laplace* é necessário a implementação de condições fronteiras cinemáticas e dinâmicas ao longo da superfície livre e do fundo impermeável. As condições de fronteira que formam a base da teoria linear estão descritas na figura 2.4. Como não é conhecida a forma da superfície livre, de modo a fechar o sistema de equações, é necessário recorrer à equação de *Bernoulli* para um escoamento potencial não estacionário, ou seja, variável no tempo. A equação de *Bernoulli* aplicada em escoamentos não estacionários é dada por:

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{P_\eta}{\rho} + gz = 0, \quad \text{para } z = \eta(x, t) \quad (2.7)$$

Após simplificar a equação 2.7, é fulcral analisar a condição de fronteira dinâmica existente ao longo da superfície livre. A superfície livre descreve a interface ar-água, tendo esta a particularidade de não suportar variações de pressão, característica esta representada na figura 2.4 como DFSBC. Tendo em conta a simplificação descrita, é possível assumir que a pressão acima da interface ar-água P_η , é constante, podendo o seu termo ser cancelado, logo:

$$-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + gz = 0, \quad \text{para } z = \eta(x, t) \quad (2.8)$$

Em seguida, é necessário recorrer à condição de fronteira cinemática da superfície livre. Depois de simplificada a equação 2.7, chega-se a relação entre o deslocamento da superfície livre, η , com a variação do potencial de velocidade, Φ , em ordem ao tempo. Condição esta descrita na figura 2.4 por KFSBC. Tendo em conta que a interface água-ar está constantemente a sofrer deformações devido às variações de pressão, pela conservação de energia imposta pela equação de *Bernoulli*, estas têm de ser compensadas pelas variações de velocidade do fluido. Assim sendo, (considerando g como a aceleração da gravidade):

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (2.9)$$

Observando a equação 2.4, vemos que condição de fronteira aplicada dita que velocidade de um partícula ao longo da superfície livre é igual à velocidade da própria superfície.

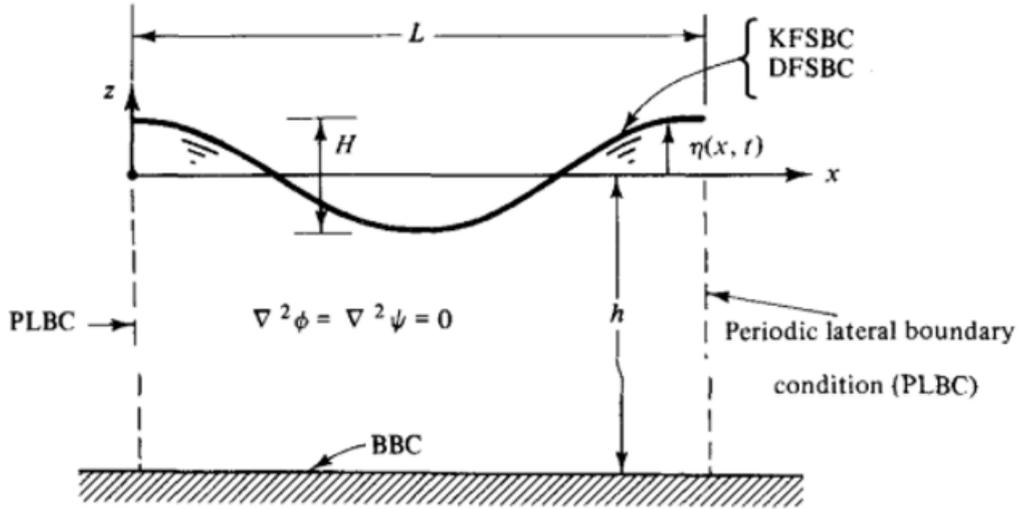


Figura 2.4: Condições de fronteira para ondas regulares (Dean e Dalrymple, 1984).

Assim sendo, para uma onda monocromática progressiva, a teoria linear descreve a mesma como um sinusóide simples. A elevação da superfície livre é dada pela equação:

$$\eta(x, t) = A \cos(\theta) \quad (2.10)$$

Como enunciado anteriormente, $a = H/2$ e $\theta = kx - \omega t - \psi$, onde ψ é o ângulo de fase inicial. Separando as variáveis, o potencial de velocidade que satisfaz a equação de Laplace, tendo em conta as condições de fronteira:

$$\Phi = \frac{H g}{2 \omega} \frac{\cosh(k)(d+z)}{\cosh(kd)} \sin(\theta) \quad (2.11)$$

Sendo a função cosh e sinh o cosseno e o seno hiperbólico, respectivamente. Através do potencial de velocidades, equação 2.11, derivando obtém-se as componentes da velocidade, u e w :

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{H g T}{2 L} \frac{\cosh(k)(d+z)}{\cosh(kd)} \cos(\theta) \quad (2.12)$$

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{H g T}{2 L} \frac{\sinh(k)(d+z)}{\cosh(kd)} \sin(\theta) \quad (2.13)$$

Após todas as demonstrações realizadas anteriormente, chegamos aos parâmetros das ondas pretendidos inicialmente. Através das condições de fronteira cinemáticas que satisfazem a relação de dispersão:

$$\omega^2 = g k \tanh(kd) \quad (2.14)$$

Onde \tanh representa a função tangente hiperbólica, por meio de manipulação algébrica chega-se à velocidade de propagação da onda:

$$C = \frac{L}{T} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kd)} \quad (2.15)$$

Por fim, resultante de uma segunda manipulação algébrica, obtém-se a expressão que define o comprimento de onda:

$$L = \frac{gT}{\omega} \tanh(kd) \quad (2.16)$$

Para melhor compreensão das deduções matemáticas aplicadas anteriormente, pode-se consultar Dean e Dalrymple (1984).

Esta teoria permite inclusive, classificar as ondas consoante a profundidade a que estas se propagam. Quando nos deparamos com o argumento de $\tanh(kd)$, podemos afirmar que à medida que este aumenta, o valor de $\tanh(kd)$ tende para a unidade. Em contrapartida, para os casos de baixas oscilações, temos que $\tanh(kd) \approx kd$. Assim sendo as ondas podem ser agrupadas em três tipos de profundidade (Demirbilek e Vincent, 2008; Cardoso, 2017):

- No caso de um escoamento em águas profundas, para uma profundidade superior a meio comprimento de onda $d > L/2$, onde o fundo praticamente não tem influencia nas características das ondas, $\tanh(kd) \approx 1$;
- No caso de um escoamento de profundidades intermédias, onde $L/20 < d < L/2$, existe uma influência da profundidade, período e comprimento de onda nos restantes parâmetros da onda, tornando $\tanh(kd)$ impossível de simplificar;
- No caso de um escoamento de baixas profundidades, onde a profundidade é menor que o comprimento de onda, sendo este dividido por 20, $d < L/20$, a velocidade de propagação somente depende da profundidade, logo, $\tanh(kd) \approx 0$.

Esta teoria representa uma óptima aproximação para ondas de pequena amplitude. Porém, quando falamos em projectos de engenharia costeira, este tipos de ondas não são as de maior interesse. As ondas presentes no oceano são ondas de grandes dimensões, com comportamentos irregulares, dos mais variados tipos de períodos e sobreposições dos mesmos, assim sendo, é necessário recorrer a outras teorias não lineares de modo a descrever esses fenómenos (Demirbilek e Vincent, 2008).

2.2.3 Teoria de ondas não linear

Sendo a teoria linear de ondas limitada a ondas de pequena amplitude, onde necessariamente devem ser tidas em conta todas as condições de fronteira dinâmicas e cinemáticas, esta torna-se insuficiente para descrever os fenómenos recorrentes nas realidades dos

ossos mares e oceanos. Factores como a aproximação à costa, ou um desnível entre a crista e a cava de determinada onda não são tidos em conta pela teoria linear.

Houve então a necessidade de criar novas teorias, que dessem resposta às limitações existentes na teoria linear, foram assim criadas as teorias de ordem superior. Entre essas teorias, destacam-se a de *Stokes*, *Cnoidal* e ondas solitárias. As teorias mencionadas anteriormente estão descritas em Dean e Dalrymple (1984) e Demirbilek e Vincent (2008).

A escolha da teoria a utilizar está relacionada com alguns parâmetros, como a profundidade do local, altura de onda e período. A variação destes fatores, foi estudada por Le Méhauté (1976), resultando no gráfico da figura 2.5, onde este comparou os parâmetros anteriormente enunciados e a forma como estes variam consoante as diversas teorias de ordem superior.

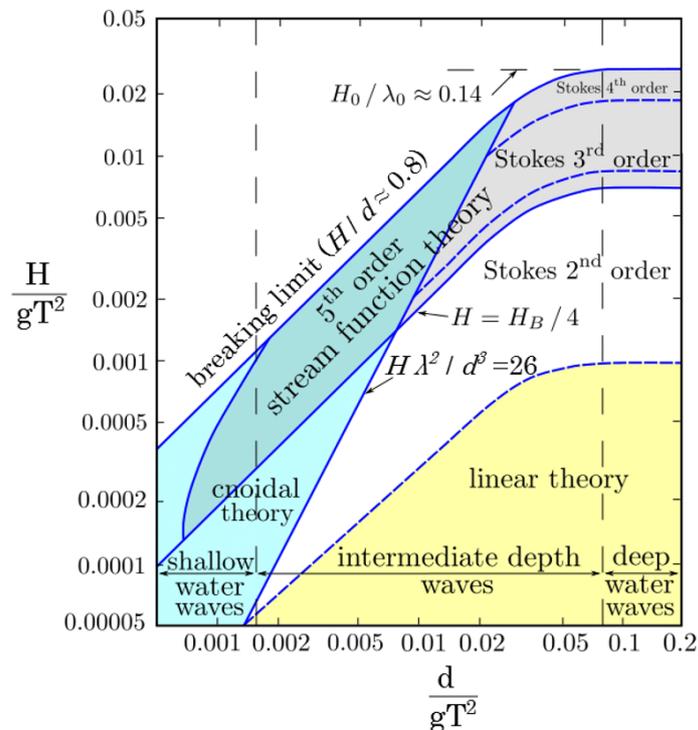


Figura 2.5: Teoria de Ondas por Le Méhauté, Le Méhauté (1976).

Uma das principais características das teorias de ordem superior, é a particularidade destas descreverem o fenómeno do transporte de massa, também conhecido como deriva de *Stokes*, onde o movimento da água é dado na direção de propagação da onda. Nesta dissertação, será dado ênfase à teoria de *Stokes*, mais concretamente a de segunda ordem, (*StokesII*), como será demonstrado posteriormente.

Na sua forma mais simples, a teoria de primeira ordem assemelha-se à teoria linear de *Airy*, podendo ser desenvolvida até à quinta ordem. A teoria de *Stokes* tem por base a teoria linear, sendo esta levada a ordens superiores por meio de uma expansão de potências, aplicando o método de perturbações. Para tal, é necessário tornar as condições de fronteira adimensionais, surgindo a variável $\epsilon = ka$, denominada de parâmetro de

perturbação. A expressão referente à expansão de potências da teoria linear:

$$\Phi = \Phi_0 + \epsilon\Phi_1 + \epsilon^2\Phi_2 + \dots \quad (2.17)$$

Analisando a equação 2.17, podemos ver que existem termos dependentes e independentes de ϵ . A solução linear, (primeira ordem), corresponde somente ao termo Φ_0 , independente de ϵ , os restantes termos correspondem às teorias de ordem superior. No caso da teoria de segunda ordem, o termo dependente é ϵ^2 . Assim sendo, recorrendo ao raciocínio utilizado na equação 2.10, a equação que descreve a elevação da superfície livre para a teoria de *Stokes* de segunda ordem é dada por:

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2}\cos(\theta) + k\frac{H^2}{4}\frac{3 - \sigma^2}{4\sigma^3}\cos(2\theta) \quad (2.18)$$

Onde H representa a altura da onda ($H = 2a$), θ a fase ($\theta = kx - \omega t - \psi$) e $\sigma = (\tanh(kd))$. Separando os termos da equação 2.18, vemos que o primeiro termo corresponde ao existente na teoria linear, enquanto que o segundo termo representa as harmônicas que são adicionadas pelas teorias de ordens superiores.

Analogamente, as componentes da velocidade para a teoria de segunda ordem:

$$u = \frac{H}{2}\omega\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kd)}\cos(\theta) + \frac{3}{4}\frac{H^2\omega k \cosh(2kz)}{4\sinh^4(kd)}\cos(2\theta) \quad (2.19)$$

$$w = \frac{H}{2}\omega\frac{\sinh(kz)}{\sinh(kd)}\sin(\theta) + \frac{3}{2}\frac{H^2\omega k \sinh(2kz)}{4\sinh^4(kd)}\sin(2\theta) \quad (2.20)$$

À medida que são adicionadas componentes harmônicas, estas destacam-se do termo relativo à teoria linear, havendo uma alteração no comportamento das ondas. A amplitude relativa às cristas e cavas torna-se desigual, a crista da onda fica mais longa e a cava mais curta. A teoria de *Stokes* para ordens superiores descreve também o fenómeno do transporte de massa, pois as órbitas de uma partícula de água deixam de ser fechadas (Demirbilek e Vincent, 2008).

FERRAMENTAS COMPUTACIONAIS

No presente capítulo estão descritas as ferramentas utilizadas para solucionar os objetivos apresentados, os processos de geração de malha que são necessários para o desenvolvimento da geometria desejada, os modelos matemáticos que são base das simulações numéricas e as características do programa OpenFOAM.

Este *software* recorre ao método de volumes finitos e é constituído de *solvers*, como o *interFoam* e o *olaFlow*, que auxiliam na resolução dos mais diversos casos na área da dinâmica dos fluidos. Possui também *utilities* de pré e pós processamento.

De modo facilitar o tratamento de dados, são utilizados alguns *scripts* e *softwares* externos.

3.1 Ferramentas e Software

As simulações realizadas nesta dissertação têm como base o código gratuito OpenFOAM. Para tal foi utilizada a versão OpenFOAM v17.12 instalada no sistema operativo Ubuntu 16.04 LTS. O computador utilizado para o decorrer das simulações é equipado com um processador Intel®Core™i7-7700K @ 4.20GHz x 8 com 32GB RAM.

3.1.1 OpenFOAM

O OpenFOAM, (*Open Field Operation and Manipulation*), é um programa *open-source*, ou seja, de *download* e utilização gratuitos por parte do utilizador, que tem como principal propósito a resolução de problemas da área da dinâmica de fluidos computacional, (CFD). Foi um *software* desenvolvido pela *OpenFOAM Foundation*, sendo este distribuído pela *General Public License*, (GPL), que possibilita aos utilizadores do *software* realizar alterações e redistribuir o código, de acordo com os termos da licença (*The OpenFOAM Foundation*).

Uma das principais características do programa, é o facto de este ser formado por um conjunto de bibliotecas escritas em linguagem de programação C++, permitindo a criação de executáveis, denominados de aplicações. As aplicações podem ser divididas em duas classes, os *solvers* e as *utilities*. Os *solvers* são ferramentas de código utilizadas para solucionar um problema em específico dos vários casos possíveis abordados pelo OpenFOAM. As *utilities* são responsáveis pelo tratamento e processamento de dados, entre eles temos a geração de malha, as condições de fronteira e ferramentas de pré e pós processamento utilizadas na compilação de dados. A grande variedade de *solvers* e *utilites* permite resolver uma gama vasta de casos nas mais diversas áreas da dinâmica de fluidos computacional (Cardoso, 2017).

O OpenFOAM não contém uma interface gráfica, todos os comandos e cálculos são realizados no próprio terminal do sistema operativo Ubuntu. Assim sendo é necessário recorrer a *softwares* externos que permitam observar o comportamento do escoamento, como o caso do Paraview. De modo a observar os resultados obtidos através das sondas de pressão, recorre-se ao programa GnuPlot, que é instalado em conjunto com o próprio OpenFOAM.

Para iniciar o estudo de um caso, é necessário criar uma directoria constituída por sub-directorias, cada uma delas contendo informação necessária à realização da simulação numérica de determinado escoamento. Entre essas informações destacam-se as condições de fronteira, a geração da malha, quais os fluidos envolvidos e parâmetros de simulação.

A directoria principal de um caso de estudo divide-se em três sub-directorias, sendo estas a directoria "0", "constant" e "system". Cada uma das directorias mencionadas anteriormente é dividida em outras sub-directorias, cada uma contendo uma especificação do caso de estudo. A directoria "0" contém ficheiros com informação acerca das condições iniciais e de fronteira dos parâmetros da simulação numérica. A directoria "constant" diz respeito aos ficheiros responsáveis pelas propriedades do fluido e modelos de turbulência, na sua sub-directoria "polymesh" estão contidas informações relativas à malha. Por fim, a directoria "system" possui o ficheiro "controlDict" onde são controlados os parâmetros de simulação e um conjunto de ficheiros responsáveis pelos esquemas numéricos e algoritmos de resolução.

3.1.1.1 Geração de malha

A criação das malhas nesta dissertação incorreu na utilização das *utilites* do próprio OpenFOAM, sendo estas a *blockMesh* e o *snappyHexMesh*. De modo a complementar a utilização do *snappyHexMesh* foi necessário recorrer à utilização de um *software* externo designado de SketchUp (Trimble, 2019). Este *software* não possui problemas de compatibilidade entre diferentes sistemas operativos pois o modelo de CAD (*Computer Aided Design*) é gerado via *browser*.

Como referido anteriormente, o *blockMesh* é um *utility* existente no próprio OpenFOAM, cuja sua principal função é dividir a geometria/malha desejada em vários blocos

tridimensionais hexaédricos. A execução desses mesmos comandos é realizada no ficheiro "*blockMeshDict*", localizado na directoria "*system*", onde para além desta decomposição da malha é possível também designar quantas células são desejadas e qual taxa de extensão ao longo das direções existentes, (x, y e z).

A *utility snappyHexMesh* gera malhas tridimensionais através de hexaedros repartidos, "cortando" as geometrias iniciais triangularmente. Para tal recorre-se a um ficheiro STL, (*Stereolithography*), onde o volume deste é "subtraído" à malha fornecida no ficheiro "*blockMeshDict*". O ficheiro que gere a refinação da malha na zona triangular é designado de "*snappyHexMeshDict*", localizado na directoria *system*, é possível definir diferentes níveis de refinamento. Como referido anteriormente, é necessário recorrer a um *software* externo de desenho de modo a completar o funcionamento desta ferramenta, para tal é gerado um ficheiro do tipo STL que fica guardado na sub-directoria *triSurface* localizado na directoria *constant*.

3.1.1.2 Objetos função

O *software* é também munido de objetos função, (*function Objects*), sendo estes um complemento dos *solvers* já existentes no próprio OpenFOAM. A directoria "*system*" contém um ficheiro designado de "*controlDict*" onde podem ser configurados alguns dos parâmetros de simulação, como o compasso de tempo de registo dos resultados. Os objetos função permitem auxiliar o utilizador com algumas tarefas durante a simulação e com alguns cálculos de pós-processamento.

Nesta dissertação foi utilizado como objeto função a função "*sampleSet*", onde são colocadas sondas em pontos específicos da geometria a ser estudada. Estas sondas possibilitam a obtenção de dados com base em linhas, superfícies ou conjuntos de pontos.

3.1.1.3 Pós-processamento

As tarefas de compilação e tratamento de dados de pós-processamento podem ser realizadas por algumas funções embutidas no próprio OpenFOAM, ou fazendo o uso de alguns *softwares* externos.

O sistema operativo utilizado, para o desenvolvimento desta dissertação recorre à linguagem de programação C++, sendo esta uma das bases da linguagem *Python*. A linguagem de programação *Python* tem como características o facto de ser orientada por objetos, interativa e simples. O código é *open-source*, sendo possível fazer alterações no mesmo, possuindo um interpretador capaz de compilar os objetos função existentes num caso de estudo. Nesta dissertação, aplicando a lógica da programação, o *Python* foi utilizado para manipulação e estatística dos resultados obtidos pelas sondas, fazendo recurso dos seus módulos matemáticos, científicos e gráficos.

De modo a compilar os resultados obtidos, foi utilizado *script* de *Python* (ficheiro "*postSensVOF.py*" do Anexo A), onde é realizado um integral de *Riemann* da fração de volume de fluido ao longo da altura para cada instante, criando um ficheiro para cada

sonda existente ao longo do domínio computacional, descrevendo assim a oscilação da superfície livre (Cardoso, 2017). Com o intuito de realizar uma análise espectral, o cálculo das transformadas discretas de *Fourier* (DFT), para cada uma das sondas foi realizado através de um *script* em *Python*, (ficheiro "FFT.py" do Anexo A), tendo o registo dos últimos vinte períodos de cada sonda, aplicando o algoritmo da transformada rápida de *Fourier* do próprio *Python*.

De modo a analisar os resultados obtidos pelas sondas colocadas ao longo do domínio computacional, é utilizado o programa GnuPlot. Este *software* tem a particularidade de gerar gráficos com base numa linha de comandos. O programa Paraview é utilizado para uma análise pormenorizada da refinação da malha e do comportamento do escoamento num determinado ponto do domínio para um certo instante de tempo. Ambos os *softwares* designados anteriormente são instalados juntamente com o próprio OpenFOAM.

3.2 Modelação matemática e numérica

A matemática utilizada para descrever os fenómenos relacionados com a mecânica de fluidos podem ser descritos desde equações diferenciais até derivadas parciais (EDP). A resolução deste tipo de problemas passa pela utilização de três tipos de métodos particulares, o Método das Diferenças Finitas (MDF), o Método dos Volumes Finitos (MVF) e o Método dos Elementos Finitos (MEF). O *software* OpenFOAM utilizado para o desenvolvimento desta dissertação recorre somente ao MVF.

De modo a aplicar o MVF é necessário decompor o domínio em várias células, designadas de volumes de controlo. Estas células possuem um centróide, onde são armazenados os valores das variáveis e constantes. As equações que regem o escoamento são integradas ao longo de todas as células para que sejam obtidos os valores das diferentes variáveis no centróide das mesmas, enquanto que os valores referentes às fases são obtidos por meio de uma interpolação das células anteriores.

3.2.1 Equações RANS

Nesta dissertação as simulações realizadas têm por base um modelo bidimensional e tridimensional de um escoamento newtoniano e incompressível. Para tal descrição matemática são aplicadas as equações de *Navier-Stokes*, considerando inclusive as leis da conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia (Versteeg e Malalasekera, 2007).

Estas considerações são suficientes para descrever um escoamento laminar, porém em casos mais complexos somente estas ponderações não permitem o estudo de escoamentos em regime turbulento. Assim sendo, esta insuficiência levou à criação das equações de *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS), que podem ser obtidas via análise diferencial do escoamento.

A equação que descreve a lei da conservação da massa para um volume de controlo é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

Considerando um escoamento tridimensional e incompressível, U representa o vetor velocidade, sendo este formado pelas suas coordenadas vetoriais $U = (x, y, z)$.

$$\nabla \cdot U = 0, \quad \text{onde } \nabla \text{ representa o divergente} \quad (3.2)$$

Após feitas as seguintes simplificações obtém-se a equação em notação normal e de *Einstein* por:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

Aplicando o mesmo raciocínio, a lei da conservação do momento ou da quantidade de movimento é dada na notação de *Einstein* por:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p \delta_{ij}}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.4)$$

Na equação 3.4, g representa a aceleração da gravidade, δ é definido como o Delta de *Kronecker* ou matriz identidade ($\delta_{ij} = 1$ se $i = j$ e $\delta_{ij} = 0$ se $i \neq j$) e μ a viscosidade dinâmica do fluido.

O comportamento de escoamentos em regime laminar é completamente descrito pelas equações de *Navier-Stokes*. Porém estas tornam-se insuficientes para descrever a maioria de problemas de engenharia, onde os escoamentos possuem um regime turbulento. O regime de um escoamento é definido pelo número de *Reynolds*. A equação que permite o seu cálculo é dada por:

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu} \quad (3.5)$$

Onde U é o módulo da velocidade e L o comprimento característico. O número de *Reynolds* é adimensional e possui como característica o facto de ser a razão existente entre as forças de inércia e viscosas. Considerando um escoamento ao longo do interior de um tubo, cujo comprimento característico L é o seu diâmetro interno, para valores de *Reynolds* ($Re < 2100$) o escoamento encontra-se num regime laminar, enquanto que para números de *Reynolds* ($Re > 4000$) o escoamento é considerado em regime turbulento (Cardoso, 2017).

Os escoamentos em regime turbulento possuem estados de movimento caóticos, irregulares e imprevisíveis, havendo a criação de vórtices de tamanho variável com uma alta taxa de libertação de energia. Algumas das propriedades do escoamento como a velocidade e a pressão variam significativamente com o passar do tempo. A figura 3.1 demonstra como estas irregularidades provocam oscilações bruscas em torno de um ponto médio, neste caso a velocidade pontual.

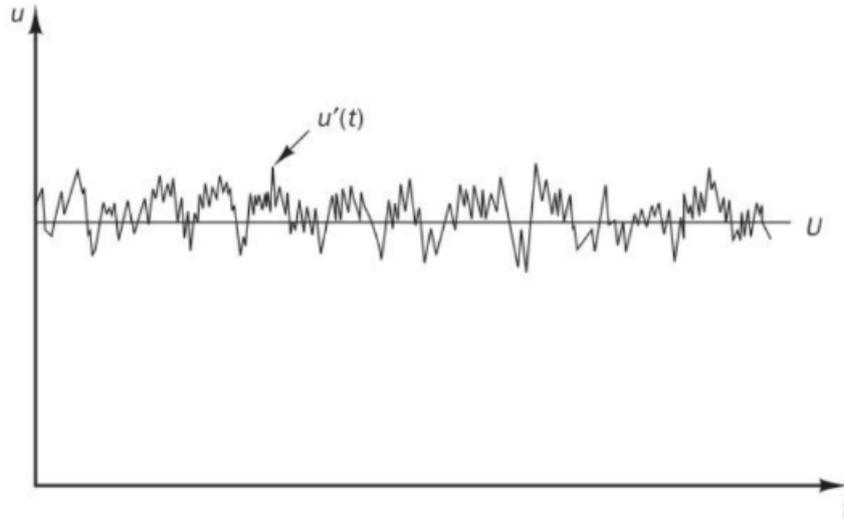


Figura 3.1: Medição da velocidade característica de um escoamento turbulento (Versteeg e Malalasekera, 2007)

As irregularidades existentes na natureza do escoamento levam à criação de uma forma alternativa de descrever as suas propriedades. A representação desta metodologia passa pela sua decomposição em duas componentes, pelo que qualquer propriedade instantânea do escoamento por ser dada por:

$$a(t) = \bar{a} + a'(t) \quad (3.6)$$

A componente a define qualquer uma das propriedades instantâneas do fluido. Sendo esta decomposta na sua componente \bar{a} que representa a média temporal e a' que descreve a componente da flutuação.

Esta abordagem é designada de decomposição de *Reynolds*, onde são obtidas as expressões matemáticas que permitem descrever a natureza de um escoamento em regime turbulento. A sua substituição nas equações de *Navier-Stokes*, realizando a média temporal, levam à obtenção das equações RANS.

Aplicando esta nova analogia à equação da conservação da massa, averigua-se que esta não sofre nenhuma alteração, pelo que a média da flutuação para a componente da velocidade é zero, logo:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{x_i} = 0 \quad (3.7)$$

Analogamente, na equação da conservação do momento, proveniente das flutuações surge um novo termo:

$$u_i u_j = (\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j) = \overline{(\bar{u}_i \bar{u}_j)} + \overline{(\bar{u}_i u'_j)} + \overline{(u'_i \bar{u}_j)} + \overline{(u'_i u'_j)} = \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u'_i u'_j} \quad (3.8)$$

Substituindo a decomposição de Reynolds na equação do momento obtém-se:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

Onde o termo $\overline{\rho u'_i u'_j}$, dependente do termo u'_i que está relacionado com as flutuações de velocidade, surge como a contribuição do regime turbulento. As equações de RANS por si só não permitem solucionar este novo termo, sendo necessário recorrer a um modelo turbulento. Rearranjando a equação 3.9:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right] \quad (3.10)$$

Do lado direito da igualdade surge o tensor das tensões turbulentas gerado pelas componentes médias das velocidades, designadas tensões de *Reynolds*. O recurso aos modelos de turbulência possibilita a previsão das tensões de *Reynolds* e dos termos escalares do transporte. A maioria dos modelos de turbulência são classificados consoante o número adicional de equações do transporte que são necessárias resolver paralelamente às equações RANS. Alguns dos exemplos de modelos de turbulência são o modelo $k - \epsilon$ e o modelo $k - \omega$. Derivado da importância da turbulência na dissipação de energia, uma das abordagens comuns é a utilização de uma viscosidade adicional:

$$\overline{u'_i u'_j} = -v_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.11)$$

A viscosidade turbulenta é adicionada a viscosidade molecular, resultando na viscosidade efectiva, (μ_{eff}):

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t = \mu + \rho v_t \quad (3.12)$$

Substituindo na equação 3.10:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] + F_i \quad (3.13)$$

O termo F_i é adicionado à equação para que seja tida em conta as forças externas (Higuera, 2015).

3.2.2 Modelos de Turbulência

Nesta dissertação já foi referida a importância de haver um "equilíbrio" entre o tempo de simulação e a qualidade dos resultados obtidos. Assim sendo é fundamental a escolha do modelo de turbulência adequado, este tem de ser capaz de dar solução ao problema, não comprometendo o tempo de simulação, o esforço computacional e a qualidade dos resultados obtidos.

Num estudo numérico envolvendo as equações de *Navier-Stokes* existem algumas maneiras de ter em conta os efeitos da turbulência. Uma das técnicas mais efetivas é designada de *Direct Numerical Simulation* (DNS), onde são resolvidas diretamente as equações

de *Navier-Stokes* fazendo recurso a malhas bastante refinadas e passos de tempo curtos, para que sejam tidos em conta vórtices de menores escalas. Em contrapartida este método exige um enorme esforço computacional, logo os resultados demoram mais tempo para serem obtidos. Outra técnica é designada de *Large Eddy Simulation* (LES), divergindo do método DNS pelo facto de ser capaz de resolver as equações RANS para escalas maiores de turbulência. Nos vórtices de menores dimensões a turbulência é modelada, permitindo que nas simulações sejam utilizadas malhas menos refinadas, reduzindo capacidade computacional e o tempo necessário. Este modelo possui ainda um segundo modelo alternativo designado de *Detached Eddy Simulation* (DES), sendo este uma junção do método LES e das equações de RANS. Em regiões do domínio computacional suficientemente refinadas o modelo DES recorre ao método LES, por outro lado, em zonas da malha onde a turbulência é menos significativa são utilizadas as equações de RANS para que haja uma modelação da turbulência. Nestes modelos de turbulência é tida em conta a viscosidade adicional (Higuera, 2015; Versteeg e Malalasekera, 2007).

O modelo de turbulência $k - \epsilon$ é utilizado para escoamentos onde imperam as tensões de *Reynolds*, este recorre a duas equações de transporte adicionais. A primeira equação modela a energia cinética de turbulência, k , descrevendo a energia cinética média por unidade de massa:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \mu \nabla k - \nabla \cdot (D_k \nabla k) + \beta_k \cdot k = F_k \quad (3.14)$$

A segunda equação é referente à taxa de dissipação de energia, ϵ , que estuda a taxa de energia cinética turbulenta que é convertida em energia térmica:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \mu \nabla \epsilon - \nabla \cdot (D_\epsilon \nabla \epsilon) + \beta_\epsilon \cdot \epsilon = F_\epsilon \quad (3.15)$$

Analisando as equações 3.14 e 3.15 verifica-se que estas possuem diversos coeficientes. Na tabela abaixo está indicada a sua designação e respectivo método de cálculo.

Tabela 3.1: Coeficientes e termos fonte e as respetivas expressões intermédias. Adaptado de Higuera (2015) .

Coeficientes	Expressões Intermédias
Coeficientes de Difusão	$D_k = \nu + \frac{x_t}{\sigma_k}$; $D_\epsilon = \nu + \frac{x_t}{\sigma_\epsilon}$
Coeficientes de Dissipação	$B_k = \frac{\epsilon}{k}$; $B_\epsilon = C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon}{k}$
Termos Fonte	$F_k = 2\nu_t \mathbf{S}^2$; $F_\epsilon = 2C_{\epsilon 1} \nu_t \frac{\epsilon}{k} \mathbf{S}^2$

Observando as equações para o cálculo dos termos fontes, deparamo-nos com o termo \mathbf{S} , designado de tensor das taxas de deformações, dado por:

$$\mathbf{S} = \left[\frac{\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^t}{2} \right] \quad (3.16)$$

As equações de transporte para o modelo de turbulência $k - \epsilon$ possuem cinco constantes que são derivadas empiricamente. Os seus valores estão enunciados na tabela abaixo.

Tabela 3.2: Coeficientes do modelo de turbulência k_ϵ .

Modelo	C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ
$k - \epsilon$	0.09	1.44	1.92	1.00	1.30

Apesar da boa aproximação que o modelo k_ϵ demonstra no estudo de escoamentos em regime turbulento, não é aconselhada a sua utilização para problemas que envolvam gradientes de pressão adversos ou malhas com curvaturas acentuadas. Ainda assim, este modelo é o mais utilizado em problemas de engenharia (Higuera, 2015; Versteeg e Malalasekera, 2007).

3.2.3 Método VOF

Ao conjunto de vários fluidos coexistindo no mesmo domínio é dado o nome de sistema multifásico. Se os fluidos envolvidos forem imiscíveis então na sua região de contato é formada uma superfície livre. A nível das aplicações computacionais foram criados diversos métodos para o estudo da superfície livre ao longo do tempo, nesta dissertação foi utilizado o *Volume of Fluid* (VOF) (Hirt e Nichols, 1981). O método VOF possibilita estimar a quantidade de volume de fluido nas várias células do domínio, captando assim a superfície livre. Uma das suas principais vantagens é a sua simplicidade, permitindo uma boa definição da superfície livre sem recorrer a malhas deformáveis. Por outro lado, a sua eficiência diminui com o aumento da tensão superficial. Nas simulações realizadas são identificadas duas fases, a fase líquida correspondente à água e a fase gasosa correspondente ao ar. Sendo α o indicador da fase líquida:

$$x = \begin{cases} \alpha = 1 & \text{líquido} \\ 0 < \alpha < 1 & \text{interface ar-água} \\ \alpha = 0 & \text{ar} \end{cases} \quad (3.17)$$

Através da ponderação de α é feito o cálculo de qualquer propriedade do fluido ao longo do domínio. Considerando a como qualquer uma das propriedades do fluido, (e.g. massa volúmica ρ ou viscosidade μ), então:

$$\phi = \alpha a_{liquido} + (1 - \alpha) a_{ar} \quad (3.18)$$

Na equação 3.18, $a_{liquido}$ representa uma propriedade do fluido e a_{ar} corresponde à mesma propriedade porém do ar. O movimento de ambas as fases é descrito por uma equação de advecção, dada por:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha U) = 0, \quad \text{sendo } U \text{ a velocidade do fluido} \quad (3.19)$$

A equação 3.19 possui algumas restrições, o seu resultado deve ser limitado entre 0 e 1 e na região de interface ar-líquido, ($0 < \alpha < 1$), deve ser o mais fina possível uma vez que fisicamente em líquidos reais a interface consiste numa descontinuidade (Higuera, 2015). De modo a que seja dada uma solução a esta questão é adicionado um termo contra-difusivo. Este termo pode representar uma força compressora aplicada na interface ar-líquido, ou simplesmente uma reconstrução da superfície livre.

3.2.4 Equações que governam o escoamento

3.2.4.1 *interFoam*

Integrado no próprio OpenFOAM está contido o solver *interFoam*, cuja sua principal função é a resolução das equações tridimensionais de RANS para escoamentos bifásicos, incompressíveis e não estacionários. Este *solver* possui duas vertentes, a versão *interFoam* aplicada em malhas estáticas. As equações de RANS responsáveis pela relação entre a pressão e a velocidade, dando solução às equações da continuidade, conservação da quantidade de movimento e fração de volume. A resolução destas equações leva à criação de novos termos e algumas alterações nos já existentes. Assim sendo, a equação da continuidade e a equação da conservação da quantidade de movimento são dadas respetivamente por:

$$\nabla U = 0 \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla(\rho U U) - \nabla(\mu_{eff} \nabla U) = -\nabla p^* - g X \nabla \rho + \nabla U \nabla \mu_{eff} + \sigma \kappa \nabla \alpha \quad (3.21)$$

Analogamente, a equação da fração de volume fica:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla U \alpha + \nabla U_\epsilon \alpha (1 - \alpha) = 0 \quad (3.22)$$

Nas equações 3.20 e 3.21 os termos que as compõem representam: U o vetor de velocidade, ρ a massa volúmica, p^* a pressão modificada que é obtida pela subtração da pressão hidroestática, X o vetor posição, g a aceleração da gravidade e U_ϵ a velocidade de compressão. O termo σ define a tensão superficial estando inteiramente ligado a κ que define a curvatura da interface ar-água, sendo este último dado por:

$$\kappa = \frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \cdot \nabla, \quad \text{sendo } \alpha \text{ o indicador da fase líquida} \quad (3.23)$$

Por fim, o termo μ_{eff} é designado de viscosidade dicâmica efetiva, tendo este sido demonstrado anteriormente na equação 3.12.

A equação 3.21 é tem por base a equação 3.19, representando a superfície livre dada pelo modelo VOF. Para que os resultados obtidos tenham um valor físico "lógico" é necessário aplicar algumas restrições. Dessas restrições destaca-se a criação de um termo de compressão artificial, havendo assim uma conservação da superfície livre. Sendo esta uma equação derivada da aplicação do modelo VOF, é importante realçar a necessidade da sua solução se encontrar entre os valores 0 e 1. A limitação deste valor é assegurada pelo solver *Multidimensional Universal Limiter of Explicit Solution* (MULES), que recorre a um fator limitador nos fluxos dos termos divergentes discretizados (Rusche, 2003; Higuera et al., 2013).

3.2.4.2 *olaFlow*

O *olaFlow* é um *solver* gratuito que é instalado posteriormente, operando como um *add-on* do OpenFOAM munindo-o dos mais recentes avanços em simulação da dinâmica das ondas, (Higuera, 2019).

Tendo como base de sua criação o *solver interFoam*, o *olaFlow* tem como principal diferença a capacidade de criar novas condições de fronteira, na geração das ondas lineares e não lineares (e.g. *Stokes I*, *StokesII*, *Cnoidal*, ...), na absorção ativa prevenindo a reflexão e na captação da superfície livre especificamente em regiões porosas.

Analogamente, o *olaFlow* resolve as equações de RANS, como demonstrado anteriormente. Porém para casos em que está presente a porosidade do meio sólido, este não possui informação suficiente para solucionar o problema, recorrendo assim às equações de VARANS. Nesta dissertação nenhuma das simulações realizadas teve a presença de porosidade, pelo que a descrição pormenorizada das equações de VARANS pode ser encontrada em Higuera (2015).

3.2.5 Algoritmos de resolução

A discretização das equações de RANS demonstram uma dependência linear entre a pressão e a velocidade, onde os *solvers* dos *softwares* de CFD recorrem a algoritmos de modo a contornar esse problema. Os algoritmos utilizados consistem num conjunto de processos iterativos que combinam e resolvem as equações do momento e conservação de massa para a velocidade e pressão, tendo como base realizarem a previsão das soluções e as suas sucessivas correções (Versteeg e Malalasekera, 2007).

Nas simulações realizadas nesta dissertação o algoritmo utilizado é designado de PIMPLE, sendo este resultante da combinação do algoritmo *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*, (SIMPLE) (Patankar, 1980) e o algoritmo *Pressure Implicit with Splitting Operators*, (PISO) (Issa, 1985). O PIMPLE tem como base de funcionamento a estrutura do PISO, fazendo uso dos fatores de relaxamento dados pelo SIMPLE de modo a haver uma convergência de todas as equações para cada passo de tempo. Na figura 3.2 está representado um fluxograma do algoritmo PIMPLE. Analisando o mesmo, é possível destacar a área sombreada onde se encontra o ciclo principal. Abaixo estão representados

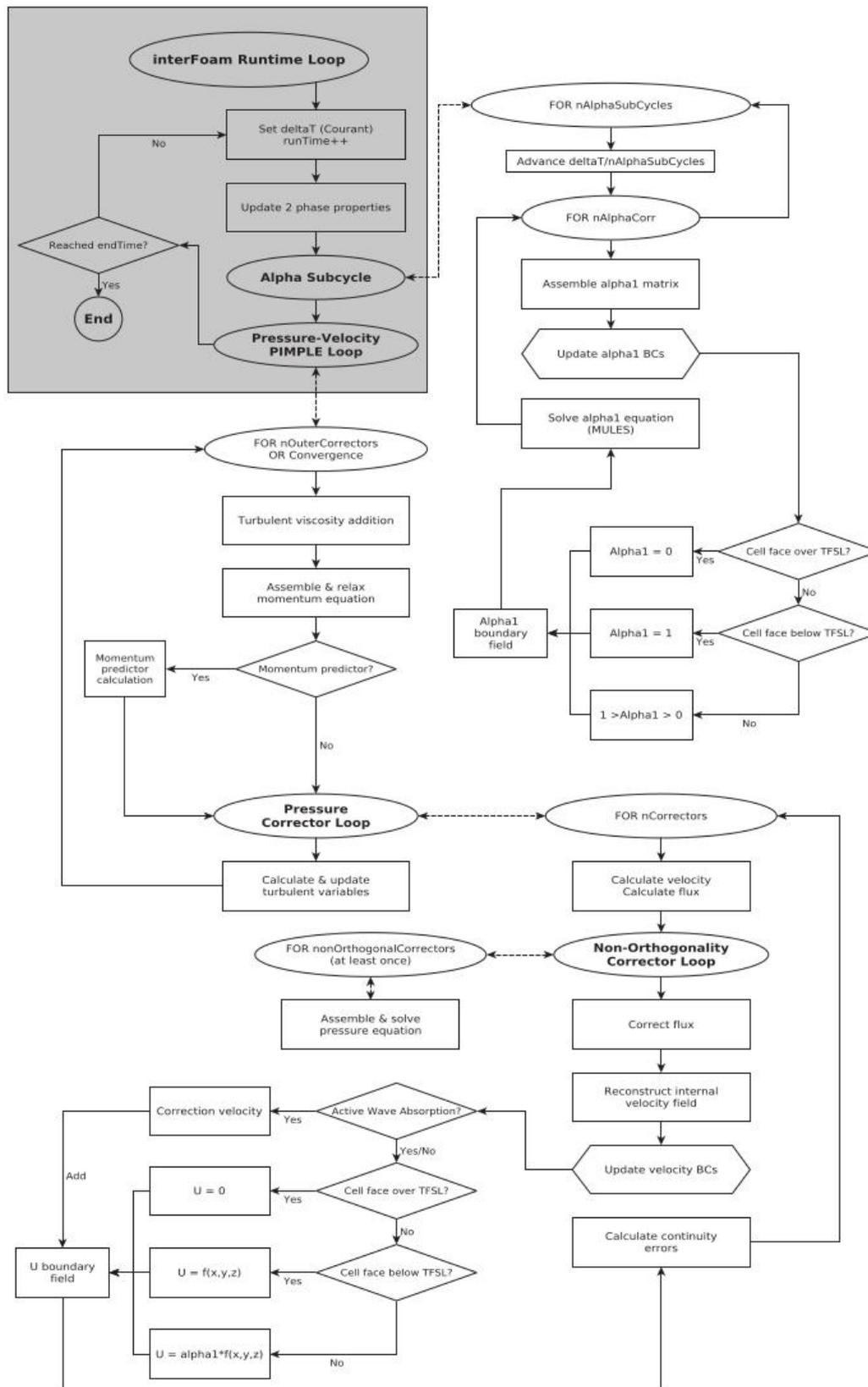


Figura 3.2: Fluxograma representativo do algoritmo PIMPLE aplicado ao solver interFoam. "TFSL" representa o nível teórico de superfície livre (Higuera et al., 2013)

os subciclos alfa ou *AlphaSubCycle* e PIMPLE, executados posteriormente ao ciclo principal.

O subciclo alfa é responsável por resolver a equação da fração de volume, realizando o cálculo da superfície livre. Neste subciclo, como descrito pelo fluxograma, o utilizador deve indicar seis parâmetros de controlo que definem a realização do algoritmo e quantas vezes o ciclo é repetido. Primeiramente temos o parâmetro *nOuterCorrectors*, que é responsável por ativar o ciclo e definir o número de repetições que este é executado por cada passo de tempo. Se for definido o valor 1 é utilizado o algoritmo PISO, para valores superiores recorre-se ao algoritmo PIMPLE. Em seguida o parâmetro *nCorrectors* que determina a quantidade de vezes que o algoritmo resolve a equação de pressão e a correção do momento em cada passo de tempo. O parâmetro *nNonOrthogonalCorrector* corrige os resultados de malhas não ortogonais, convergindo os resultados. O parâmetro *nAlphaSubCycles* gere o número de vezes que a equação de transporte VOF α é resolvida para cada passo de tempo e o parâmetro *nAlphacorr* que define o número de correções necessárias a executar na equação VOF para cada iteração. Por fim, o parâmetro *momentumPredictor*, que tal como o próprio nome sugere, controla se o ciclo para cada passo de tempo se inicia ou não pela resolução da equação do momento. O programa OpenFOAM define este parâmetro como zero para escoamentos multifásicos, como é o caso das simulações existentes nesta dissertação.

A tabela 3.3 demonstra os valores definidos para os parâmetros do algoritmo PIMPLE, utilizados nas simulações desta dissertação. A alteração dos valores dos parâmetros, assim como os esquemas de discretização pode ser feita no ficheiro "*fvSolution*" que se encontra na directoria "*system*" do caso a estudar.

Tabela 3.3: Parâmetros de controlo do algoritmo PIMPLE.

Parâmetros	Valor
<i>nCorrectors</i>	3
<i>nNonOrthogonalCorrectors</i>	0
<i>nAlphaSubCycles</i>	2
<i>nAlphacorr</i>	1
<i>momentumPredictor</i>	Não

As iterações realizadas pelo algoritmo passam pela resolução de sistemas de equações discretizadas, para tal é recorrido a métodos numéricos designados de *linear-solvers*.

Os *linear-solvers* diferem dos *solvers* pelo fato de estes resolverem sistemas de equações lineares, enquanto que estes últimos são compostos por conjuntos de equações e algoritmos utilizados para resolver problemas específicos.

De modo a solucionar os sistemas de equações discretizadas, são criadas matrizes para que os *linear-solvers* distingam matrizes simétricas de matrizes assimétricas. A simetria

das matrizes está diretamente relacionada com número de termos nas equações a resolver, onde por norma a maioria destes toma o valor zero. Assim sendo, os *linear-solvers* são responsáveis por reduzir os resíduos das equações, por meio de processos iterativos, ao longo das várias soluções.

Os resíduos são uma medição do erro da solução, quanto menor o seu valor mais precisos se tornam os resultados obtidos. O cálculo dos resíduos é feito a partir da substituição da solução obtida na equação de modo a obter a diferença em ambos os lados da equação. Este processo é realizado de modo a normalizar os resíduos, tornando-os independentes da escala dos vários casos a estudar.

Inicialmente, para a resolução de uma equação de determinado campo, é feita uma avaliação do valor dos resíduos, sendo estes comparados aos valores atuais do vários campos. Sempre que realizado um processo iterativo é feita uma reavaliação dos valores dos resíduos. Os *linear-solvers* cessam este ciclo quando são respeitados os seguintes critérios de paragem:

- Os resíduos estarem abaixo do valor de tolerância;
- O rácio entre resíduo atual e inicial encontrar-se abaixo da tolerância relativa;
- O número de iterações exceder o número máximo.

A tolerância designada acima é definida pelo nível de resíduos que considera a solução precisa o suficiente. Em problemas não estacionários, que é o caso desta dissertação, a tolerância é definida como zero, de modo a que os resultados obtidos convirjam a cada passo de tempo (*OpenFOAM*® (2013)).

Na tabela 3.4 estão resumidos os algoritmos para resolução dos sistemas lineares de equações, (*linear-solvers*), utilizados nas simulações presentes nesta dissertação, assim como as suas repetivas características. Destaca-se o fato dos valores designados para cada parâmetro terem por base a diretoria principal do *OpenFOAM*, visto estes estarem otimizados para a teoria das ondas de *StokesII*.

Tabela 3.4: *Linear-solvers* utilizados pelo OpenFOAM ao longo da presente dissertação.

$p\text{-rgh}$	Linear-Solver <i>Preconditioned Conjugate Gradient (PCG)</i>	Pré-conditioner <i>Diagonal Incomplete-Cholesky (DIC)</i>	Tolerance 1×10^{-7}	Rel. Tolerance 0.05
\mathbf{u}	Linear-Solver <i>smoothSolver</i>	smoother <i>symGaussSeidel</i>	Tolerance 1×10^{-6}	Rel. Tolerance 0
κ, ϵ	Linear-Solver <i>smoothSolver</i>	smoother <i>symGaussSeidel</i>	Tolerance 1×10^{-8}	Rel. Tolerance 0

3.2.6 Esquemas numéricos e de interpolação

As equações que governam o escoamento são discretizadas na sua forma integral para cada volume de controlo, de modo a serem aplicados os algoritmos de resolução. Para tal, recorre-se a esquemas numéricos de discretização para cada um dos termos específicos das equações, consoante a categoria nestes enquadrada. O OpenFOAM distingue as seguintes categorias de esquemas numéricos:

- *interpolationSchemes* - Interpolação de valores ponto a ponto;
- *snGradSchemes* - Componente do gradiente normal à face de uma célula;
- *gradSchemes* - Gradiente (∇);
- *divSchemes* - Divergência ($\nabla \cdot$);
- *laplacianSchemes* - Laplaciano (∇^2);
- *timeSchemes* - Primeira e segunda derivadas temporais ($-\frac{\partial}{\partial t}$ e $\frac{\partial^2}{\partial t^2}$).

Após escolhido o esquema numérico é fundamental a definição de esquemas de interpolação, mais precisamente os esquema da integração dos volumes finitos Gaussiana, onde são obtidos os valores nos centros das faces dos elementos interpolando os valores dos centros das células. Num caso de estudo, a informação referente a esquemas numéricos e esquemas de interpolação encontra-se no ficheiro *fvSchems* localizado na diretoria "system". Existe uma grande variedade de esquemas de interpolação no programa OpenFOAM, esquemas de primeira e segunda ordem, limitados e não limitados (OpenFOAM® (2013)). A tabela 3.5 demonstra a escolha dos esquemas utilizado nas simulações desta dissertação, tendo estes sido baseados nos já existentes na diretoria do OpenFOAM pois encontram-se otimizados para a teoria de ondas de *StokesII*.

Tabela 3.5: Esquemas numéricos e respectivos esquemas de interpolação utilizados no OpenFOAM

<i>ddtSchemes</i> (derivada temporal $\partial/\partial t$)			
Termo	Discretização	Descrição do esquema	
Default	<i>Euler</i>	Primeira ordem, limitado, implícito	
<i>gradSchemes</i> (termo gradiente ∇)			
Termo	Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
Default	<i>Gauss</i>	Linear	Segunda ordem, interpolação linear
<i>divSchemes</i> (termo divergente ∇ . ou div)			
Termo	Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
div (rhoPhi,U), div ((rhoPhi interpolate (porosity)),U), div (rhoPhiPor,UPor), div (rhoPhi,UPor), div (rhoPhiPor,U)	<i>Gauss</i>	limitedLinearV 1	Primeira ordem, limitado
div (U), div ((muEff*dev(T (grad(U))))))	<i>Gauss</i>	linear	Segunda ordem, limitado
div (phi,alpha)	<i>Gauss</i>	vanLeer	Primeira ordem, limitado
div (phirb,alpha)	<i>Gauss</i>	interfaceCompression	Primeira ordem, limitado
div (phi,k), div (phi,epsilon), div ((phi interpolate (porosity)),k), div ((phi interpolate (porosity)),epsilon), div (phi,omega), div ((phi interpolate (porosity)),omega)	<i>Gauss</i>	upwind	Primeira ordem, limitado

3.2. MODELAÇÃO MATEMÁTICA E NUMÉRICA

<i>laplacianSchemes</i> (laplaciano ∇^2)			
Termo	Discretização	Interpolação	Descrição do esquema
Default	<i>Gauss</i>	linear corrected	Segunda ordem, não limitado, conservativo
<i>snGradSchemes</i> (Componente do gradiente normal à face de uma célula)			
Termo	Discretização	Descrição do esquema	
Default	<i>Corrected</i>	Segunda ordem, não limitado, conservativo, correção não ortogonal	
<i>interpolationSchemes</i> (Componente do gradiente normal à face de uma célula)			
Termo	Discretização	Descrição do esquema	
Default	<i>Linear</i>	Interpolação linear	

CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

O seguinte capítulo começa com uma apresentação sucinta da descrição da configuração experimental dos casos estudados nesta dissertação. São também designadas quais as condições das simulações numéricas, analisando a convergência e independência de resultados para malhas diferentes. Os casos estudados envolvem a comparação da superfície livre obtida numericamente, com estudos semelhantes resolvidos experimentalmente e numericamente, por forma a obter uma validação do código utilizado, sendo também realizada uma análise espectral de forma a verificar a evolução da onda ao longo das várias geometrias estudadas.

4.1 Casos de Estudo

O código usado pelo programa OpenFOAM é amplamente utilizado, tendo sido devidamente testado em vários problemas que envolvem os fenómenos de formação, propagação e rebentação de ondas (Higuera, 2015). Sendo um *software open-source*, este possui um conjunto de tutoriais para introduzir os utilizadores aos vários *solvers* existentes no programa, entre estes quais os *solvers* responsáveis por resolver problemas com escoamentos multifásicos, (e.g. *interFoam*, *olaFlow*, ...), mais especificamente casos que envolvam o estudo da dinâmica das ondas. Com base na vasta gama de tutoriais existente, é possível criar um caso específico de estudo, onde este é resolvido com base num dos *solvers*, (neste dissertação foi utilizado o *olaflow*). Posteriormente os resultados obtidos numericamente são comparados a outros já existentes por forma a serem validados.

4.1.1 Caracterização Experimental

Na seguinte dissertação, os resultados obtidos foram comparados a resultados experimentais, de modo a validar as simulações realizadas. Os ensaios experimentais foram realizados no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC), sendo o principal intuito deste experimento o estudo da transformação e rebentação de ondas regulares, num canal cujo fundo é variável, tendo sido realizado por Okamoto et al. (2010), Endres et al. (2011), Neves et al. (2011, 2012) e Conde et al. (2012).

A figura 4.1 demonstra o canal onde foram realizados os ensaios experimentais, sendo possível averiguar com maior detalhe a sua geometria na figura 4.3.

O canal possui uma extensão total de 32,57 m, sendo constituído no seu fundo impermeável por duas rampas, uma rampa primeira de declive 1:11 que se encontra perto do gerador de ondas e uma segunda rampa de declive 1:22 com 10 m de extensão que é seguida de uma região horizontal de 10 m. Na zona final do canal, encontra-se uma rampa de declive 1:20 seguida de uma zona de enrocamento de declive 1:2. Na zona de declive 1:20 foram colocados tapetes porosos de forma a reduzir a energia refletiva das ondas. Observando com mais atenção a planta do canal, este possui inicialmente uma largura constante de 1 m, convergindo para um troço final de largura constante de 0,6 m.

A redução de área da secção transversal do canal assegura um melhor comportamento hidráulico, reduz o aparecimento de ondas transversais indesejadas e permite a geração de ondas com uma maior altura, (aliada á profundidade inicial da rampa de 1:11). O canal encontrava-se equipado de um gerador de ondas do tipo pistão, controlado por uma placa A/D, (analógico/digital), e um computador pessoal.

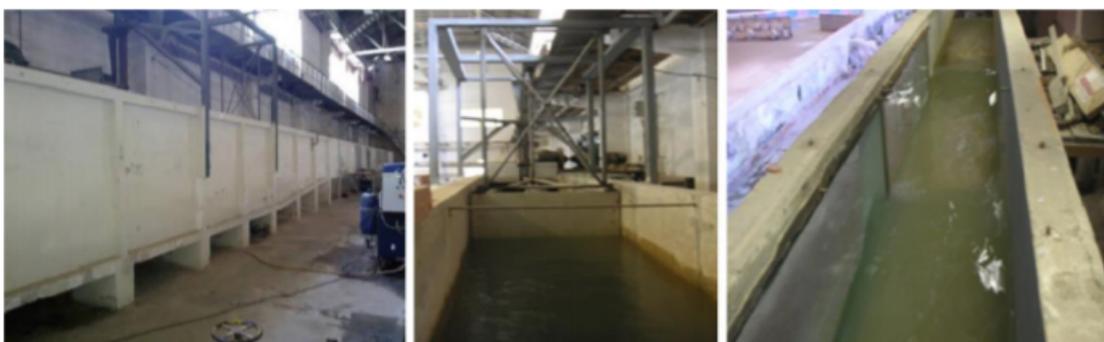


Figura 4.1: Vista lateral do canal (esquerda), gerador de ondas (centro) e vista de cima do canal (direita). Adaptado de Conde et al. (2013).

Os resultados obtidos consistiram de três fases principais, (Conde et al. 2012), correspondendo a diferentes condições de geração de ondas. Porém para a análise de resultados nesta dissertação, somente foi tida em conta a primeira, ou seja, ondas regulares resultantes da combinação de quatro períodos ($T = 1.1, 1.5, 2.0$ e 2.5 s) e de seis alturas de onda ($H = 0.08, 0.10, 0.12, 0.14, 0.16$ e 0.18 m).



Figura 4.2: Estrutura móvel de 8 sondas de nível (esquerda) e sonda ADV e de nível (direita). Adaptado de Conde et al. (2012).

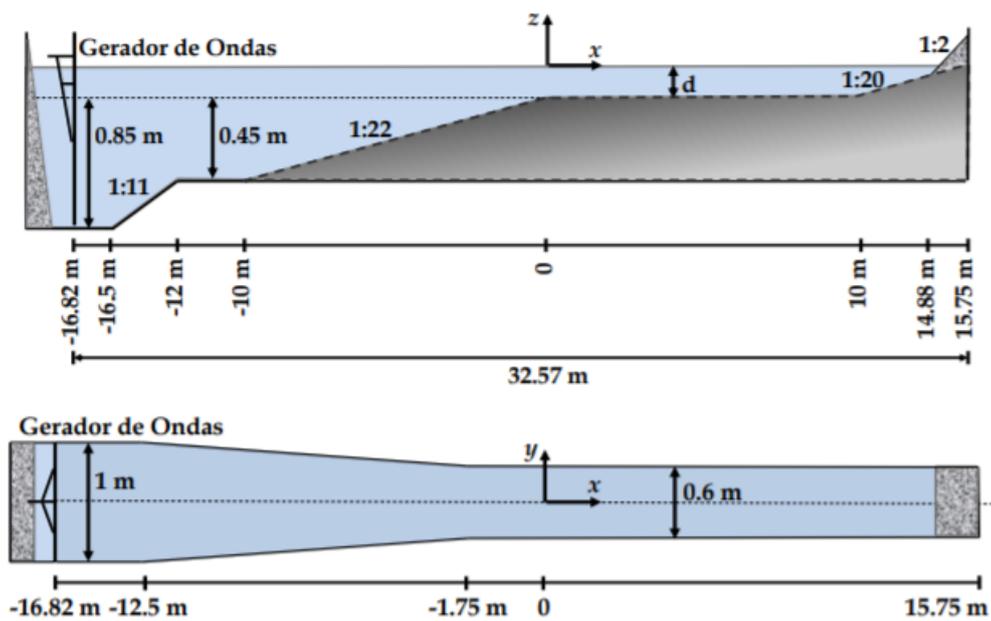


Figura 4.3: Plano longitudinal (cima) e planta (baixo) do canal de ondas do modelo experimental. Adaptado de Conde et al. (2012).

Tabela 4.1: Ondas regulares sem rebentação

	T(s)			
H(m)	1.1	1.5	2	2.5
0.08				
0.1		×	-	-

Nos ensaios realizados foram utilizadas duas profundidades (d) distintas, 0,1 m e 0,3 m, de modo a estudar quais as condições em que se dá a ocorrência de rebentação. A tabela 4.1 apresenta as combinações de altura e período de onda estudadas experimentalmente, onde as células a sombreado correspondem às condições sem rebentação.

A medição das elevações da superfície livre feitas ao longo da extensão do canal foi feita a partir de uma estrutura de 8 sondas móveis espaçadas entre si 0,2 m (figura 4.2). Em seguida esta estrutura foi movida para diferentes regiões do canal, por forma a efetuar medições a cada 0,1 m. Considerando o referencial apresentado na figura 4.3, o canal foi estudado entre $x = -10$ m e $x = 10$ m, tendo sido inclusive colocada uma sonda de referência antes da rampa de declive 1:22 ($x = -10,8$ m), de modo a certificar a altura de onda gerada.

4.1.2 Estudos numéricos

Semelhante ao trabalho feito nesta dissertação, para o experimento descrito previamente, foram realizadas simulações numéricas para validar o código numérico de determinados *solvers*. Os resultados obtidos nas simulações realizadas foram comparados a outros resultados obtidos numericamente, podendo assim constatar se estes são semelhantes ou verificar qual o *solver* mais apropriado para o estudo de um canal de ondas com fundo variável.

Um dos artigos que aborda este estudo é dado por Conde et al. (2015), que visa a validação do *solver waves2Foam* desenvolvido por Jacobsen et al. (2012). O *waves2Foam*, à semelhança do *olaFlow* tem por base o *solver interFoam*, recorrendo às equações descritas no capítulo anterior, assim como do método VOF utilizado na resolução de problemas multifásicos.

A malha tridimensional utilizada em Conde et al. (2015) possui um total de 322040 células, tendo sido gerada com 10 elementos por altura de onda (H) e 50 elementos por comprimento de onda (L). A geometria do domínio computacional é semelhante à da figura 4.3, começando em $x = -16,82$ m, onde se encontra o gerador de ondas, terminando em $x = 10$ m, com o final da região horizontal. À esquerda do domínio computacional, antes das rampas, foi implementada uma zona de relaxação de ondas com 6,18 m. A zona de dissipação de energia tem 5,75 m e encontra-se do lado direito do domínio computacional. Para facilitar o estudo da superfície livre, esta encontra-se em torno de $z = 0$ m, estando o topo do domínio computacional localizado em $z = 0,5$ m.

Tabela 4.2: Algoritmos e esquemas numéricos utilizados. Adaptado de Conde et al. (2015).

Esquemas numéricos	
<i>Euler</i>	Time
<i>Gauss</i>	Divergence Gradient
<i>Gauss Linear Corrected</i>	Laplacian
Esquemas de interpolação	
limitedLinearV 1	Velocity Field
MUSCL	Volume fraction
InterfaceCompression	Volume fraction compression
Linear-Solvers	
GAMG Linear- Solver	Pressure
PBiCG	Velocity Volume fraction

Simulando uma onda monocromática de período $T = 1,5$ s de altura $H = 0,1$ m, para uma profundidade $d = 0,3$ m, foi estudada a elevação da superfície livre ao longo do canal. Para tal, foram criadas 5 sondas ($x = -10, -5, -2, 1$ e 5 m), considerando o referencial da figura 4.3 na direção horizontal, que captaram a elevação da superfície livre para os primeiros 10 comprimentos de onda.

Para além da captação da elevação da superfície livre, foi feito um estudo do espectro da amplitude para cada uma das sondas, utilizando a *discrete Fourier transform* (DFT), mais conhecidas como transformadas discretas de *Fourier*. O valor de a_{ref} tida em conta é de metade da altura de onda analisada experimentalmente na sonda de referência ($x = -10,8$ m). A amplitude de referência numérica é de metade da altura de onda, $0,05$ m. O estudo dos gráficos DFT permite avaliar a transformação de ordem da onda ao longo da extensão do canal, (e.g. *StokesI, StokesII, ...*), de modo a confirmar a escolha da teoria de ondas a adoptar.

4.2 Modelo Numérico

4.2.1 Estudo do Efeito da Variação do Fundo

Inicialmente para o estudo de um caso em CFD é necessário a criação da malha e das condições iniciais, tendo este passo uma enorme importância no sucesso dos resultados a obter numa simulação. De modo a assegurar a qualidade do estudo é relevante a realização de um estudo prévio de convergência e independência da solução. O sucesso de uma simulação numérica não está somente ligado à qualidade dos resultados obtidos, mas

também no tempo útil necessário para a obtenção dos mesmos. Resumidamente, uma malha muito grosseira não é capaz de captar todos os fenômenos presentes no escoamento, porém uma malha excessivamente refinada leva a uma solução com somente um pouco mais de exatidão daquilo que é esperado, não compensando o poder computacional e tempo gastos (Versteeg e Malalasekera, 2007). Assim sendo, na criação da malha é fulcral ter em conta o nível de refinamento, o tempo útil para realização da simulação e o poder computacional disponível.

Um dos estudos de independência e convergência da malha para diferentes refinamentos encontra-se em Cardoso (2017), onde foram criadas e analisadas diferentes malhas, com diferentes elementos por altura e comprimento de onda, por forma a averiguar a partir de que ponto não é mais necessário um refinamento da malha para que haja uma melhoria plausível dos resultados obtidos. Tendo este sido o ponto de partida para o estudo da independência de solução, a criação de uma malha bidimensional, de geometria rectangular de fundo constante, semelhante à geometria estudada em Cardoso (2017). Os resultados deste estudo foram comparados tanto numericamente aos existentes em Cardoso (2017), como ao sinal gerado por uma onda teórica.

Em seguida, foi estudada a batimetria do canal, por forma a avaliar a influência da variação do fundo do canal nos resultados obtidos. Este estudo teve como base a geometria do fundo do canal utilizado em Conde et al. (2012).

4.2.2 Canal de Fundo Constante

4.2.2.1 Condições de simulação

A malha criada descreve um canal de ondas bidimensional (figura 4.5), de geometria rectangular, com 20 m de comprimentos e de 1,05 m de altura. A água no canal tem uma profundidade de 0,75 m, tendo sido simulada uma onda regular de altura 0,08 m e período 1,1 s, estando as suas características descritas na tabela 4.3.

Tabela 4.3: Parâmetros da onda incidente no estudo de independência da solução.

Altura de onda, H(m)	0,08
Período, T(s)	1,1
Profundidade do canal, d(m)	0,75
Comprimento de onda, L(m)	~ 1,86

Na fronteira definida como "*inlet*", foi utilizado um gerador de ondas do tipo estático responsável por impor as componentes da altura da superfície livre por meio da fração de volume de fluido (VOF) e da velocidade inicial (Cardoso (2017)).

Aplicando os parâmetros da onda ao gráfico de *Le Mauté*, define-se que a teoria de onda a ser aplicada é a de *Stokes* de segunda ordem, ou *StokesII*.

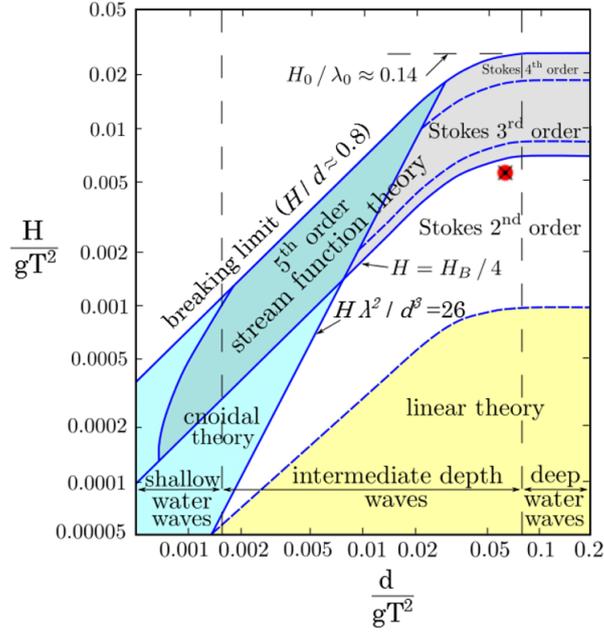


Figura 4.4: Definição da teoria de geração de onda, utilizando as características da onda da tabela 4.3. Adaptado de Le Méhauté (1976)

O cálculo do comprimento de onda é feito com base numa aproximação do número de onda e da relação de dispersão (eq. 2.14). Recorrendo ao *script* de *python* "waveTheory.py", existente num dos tutoriais de escoamentos multifásicos do *solver olaFlow*, calcula o comprimento de onda (L) com 0,1 % de precisão. Conhecendo kd a equação que permite fazer esta relação é dada por (Cardoso, 2017):

$$kd = k_0 d \sqrt{1 + \left[k_0 d \left(1 + \sum_{i=1}^6 d_i (k_0 d)^i \right) \right]^{-1}} \quad (4.1)$$

Assim através da equação 4.1, o comprimento de onda é calculado através de iterações onde: $d_1 = 0.6666666666$, $d_2 = 0.3555555555$, $d_3 = 0.1608465608$, $d_4 = 0.0632098765$, $d_5 = 0.0217540484$, $d_6 = 0.0065407983$, $k_0 = 2\pi/L_0$ e $L_0 = \frac{gT^2}{2\pi}$.

A malha foi gerada através da *utility* designada de *blockMesh*, dividindo o domínio num conjunto de 4 blocos distintos. O OpenFOAM está predefinido para resolver todos os problemas em domínio tridimensional. Sendo a geometria do domínio bidimensional foi necessário definir as laterais do canal com a condição fronteira de "empty", eliminando assim a necessidade de uma solução nesta direção. A malha gerada possui somente uma célula na direção transversal. Na *utility blockMesh* é possível definir uma progressão do tamanho dos elementos na malha de modo a tornar esta mais eficiente. Esta progressão é feita com base numa relação de expansão, relacionando a dimensão da primeira célula com a da última célula, ao longo de uma aresta em determinada dimensão. A relação de expansão (e) é denominada de "simpleGrading", sendo esta dada por:

$$e = \frac{l_n}{l_1} \quad (4.2)$$

Onde n descreve o número de elementos de um bloco ao longo dessa direção. Definindo $x = l_{i+1}/l_i$ como a expansão de elemento para elemento, então $dl_n = x^{n-1}l_1$, logo, o comprimento l da aresta do bloco, em função do tamanho dos elementos e da expansão, é dado por:

$$l = \sum_{i=1}^n l_i = \sum_{i=1}^n e \frac{l_1}{x^{i-1}} \quad (4.3)$$

Como referido anteriormente, a geometria estudada foi dividida em 4 blocos: O bloco I, contém a superfície livre, ($z = 0$ m), tendo 1.2 vezes a altura de onda acima e abaixo desta. Não tendo presente nenhuma expansão de elementos, ($e = 0$), este primeiro bloco é composto de 28 elementos por altura de onda, ($z = [0.96$ m: 0.096 m]); O bloco II, representa a região contendo a atmosfera, ($z = 0.3$ m), este é formado por 20 elementos na direção da altura de onda tendo uma expansão em direção ao topo de $e \approx 3$. Os elementos existentes junto à fronteira do bloco I possuem o mesmo tamanho, assim como as restantes fronteiras entre blocos, ($z = [0,096$ m: $0,3$ m]); O bloco III, situado abaixo do bloco I é formado por 20 elementos na direção da altura de onda, tendo uma expansão em direção à base de $e \approx 3$, ($z = [-0.3$ m: $-0,096$ m]); Por último, o bloco IV, situado abaixo do bloco III, é formado por 30 elementos na direção da altura de onda tendo uma expansão em direção ao topo de $e \approx 2.5$, ($z = [-0.75$ m: $-0,3$ m]).

A expansão da malha utilizada encontra-se indicada na figura 4.5, sendo inclusive destacada a posição das sondas de medição da superfície livre numérica. A malha da figura 4.6 foi gerada com 120 elementos por comprimento de onda, onde é possível de averiguar a expansão dos elementos na vertical ao longo do domínio computacional.

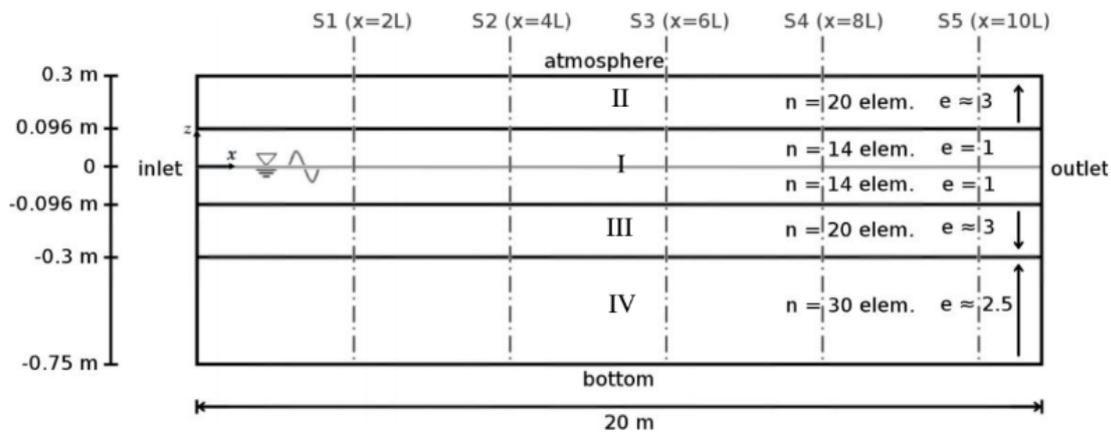


Figura 4.5: Esquema do canal simplificado indicando o número vertical de elementos de cada bloco. Adaptado de Cardoso, 2017.

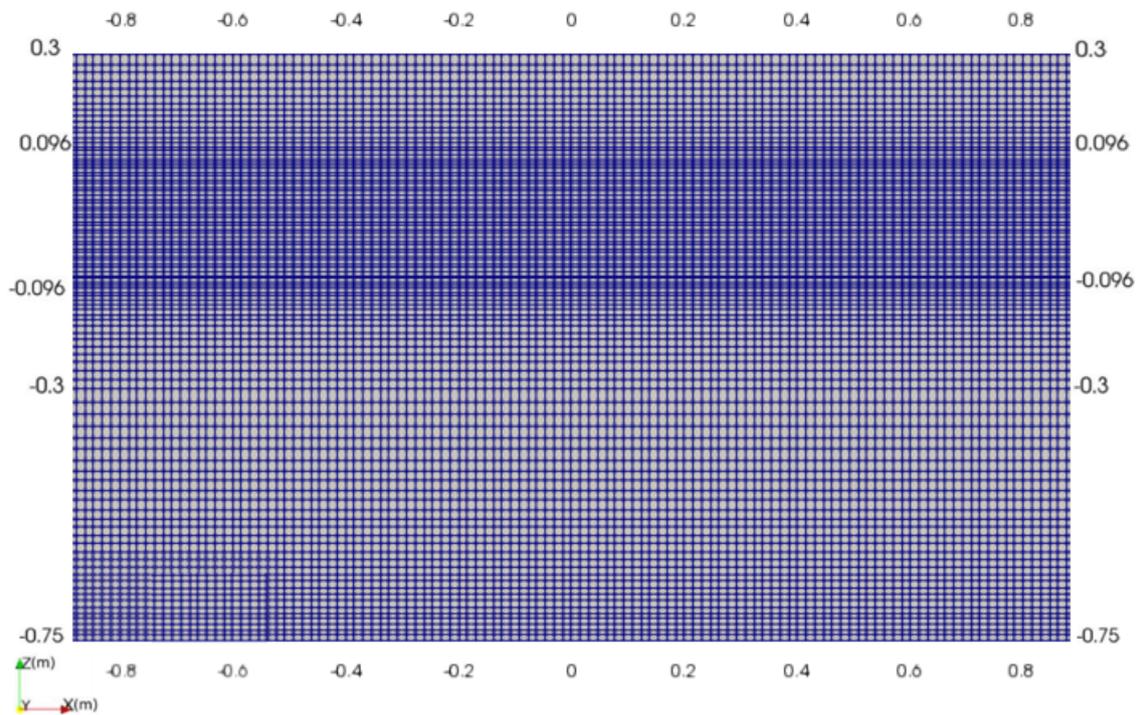


Figura 4.6: Malha utilizada para o estudo de independência da solução para um canal de ondas de fundo constante.

Tabela 4.4: Condições de simulação para o estudo de independência da solução para um canal de ondas de fundo constante.

Tempo de simulação = 200 s Passo de tempo = 0,001 s Frequência de aquisição de dados = 333 Hz N° de elementos por altura de onda = 14		
N° de elementos por comprimento de onda	N° de elementos	Duração da simulação
120	95892	9 horas e 55 minutos

Para além da colocação das sondas demonstradas na figura 4.5, foram implementadas mais 5 sondas ($x = 0, 5, 8, 11$ e 15 m) ao longo do canal, tendo sido estas estudadas posteriormente em relação às primeiras 5 sondas. A colocação destas sondas permite avaliar o efeito que a posição das mesmas tem nos resultados obtidos, visto que as primeiras 5 sondas dispostas ao longo do canal têm as suas posições associadas a múltiplos do comprimento de onda.

4.2.2.2 Comparação de resultados

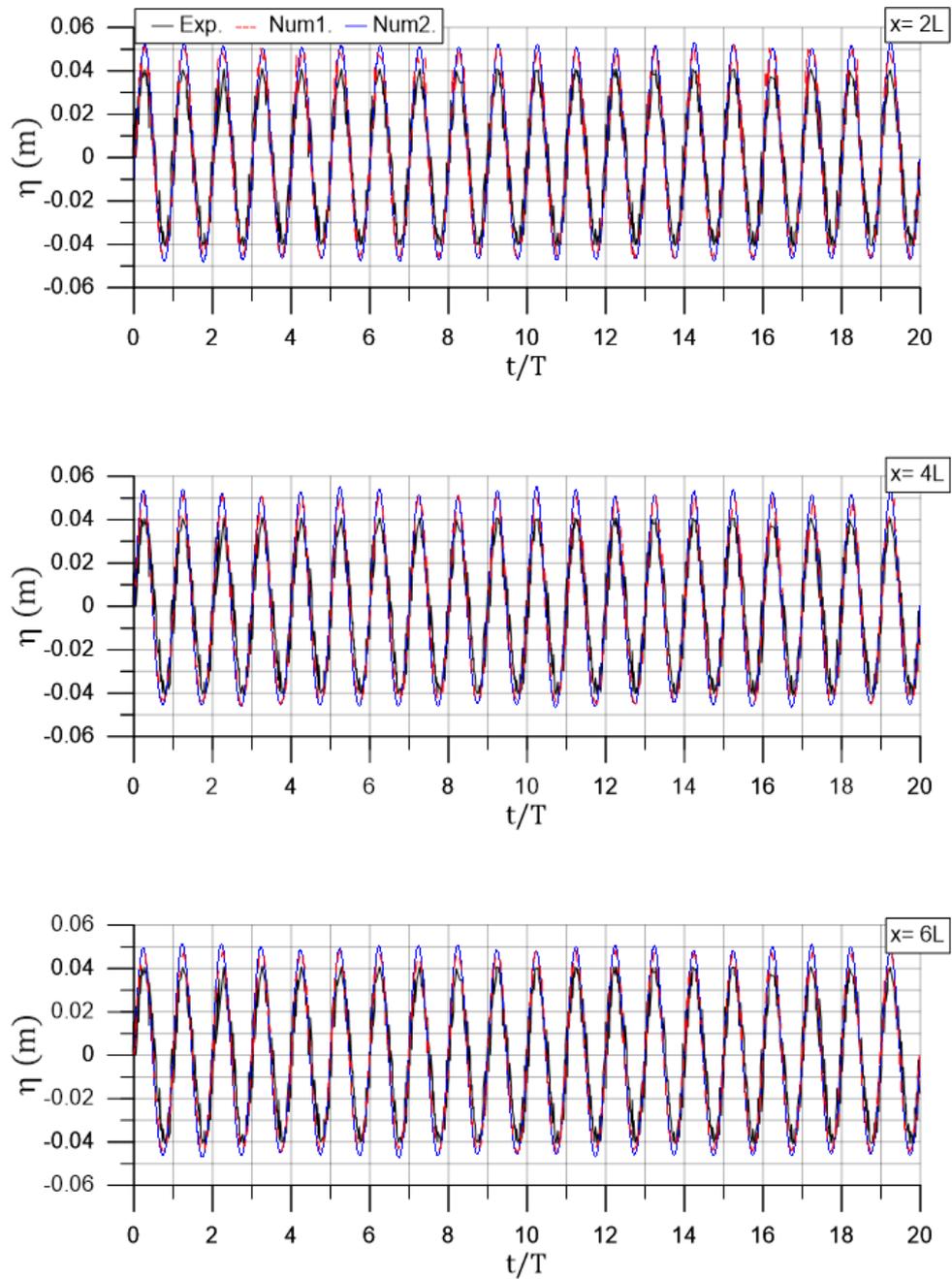


Figura 4.7: Últimos 20 períodos de onda, para um canal bidimensional de fundo constante (a).

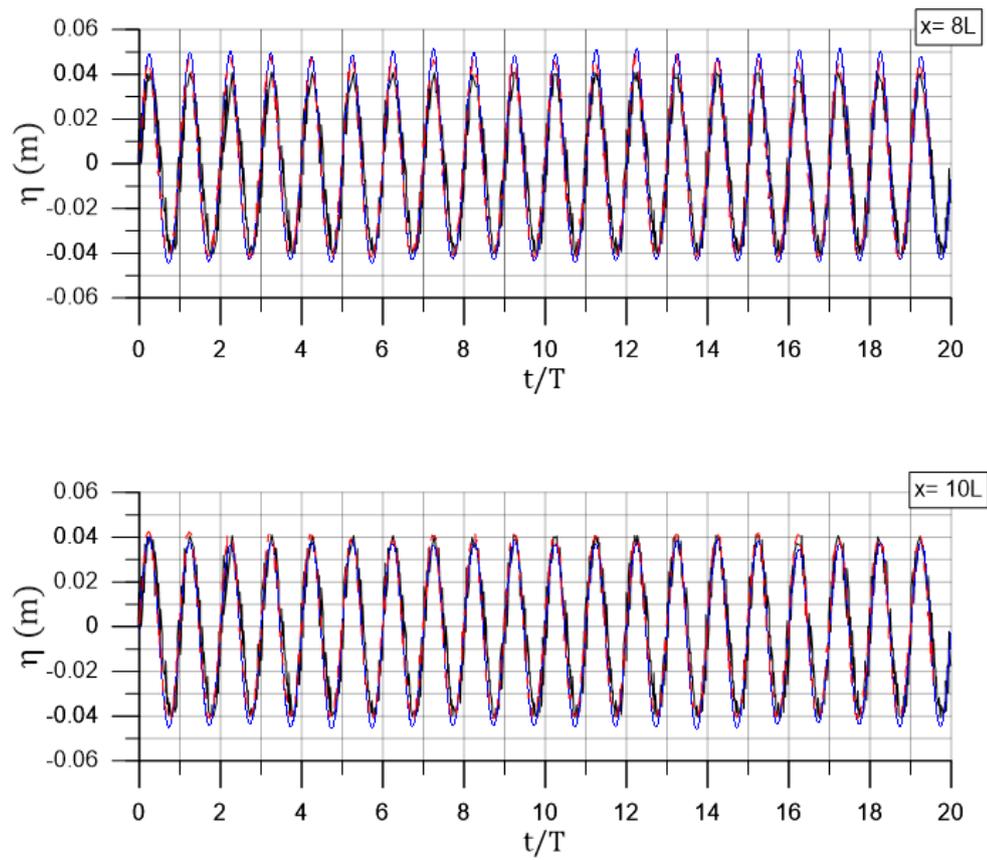


Figura 4.8: Últimos 20 períodos de onda, para um canal bidimensional de fundo constante (a), (continuação).

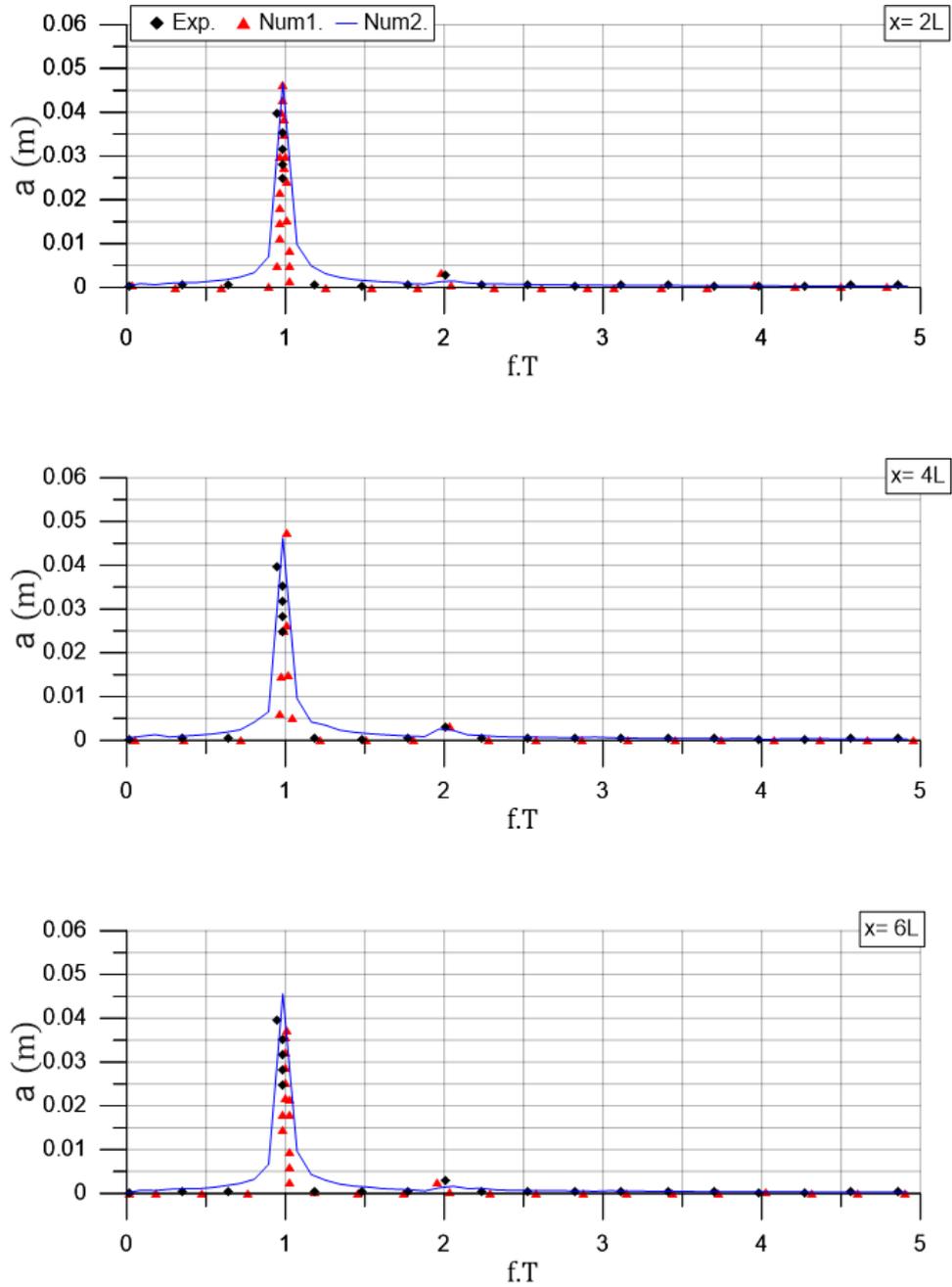


Figura 4.9: Periodogramas referentes das sondas 2L, 4L, 6L, 8L e 10L.

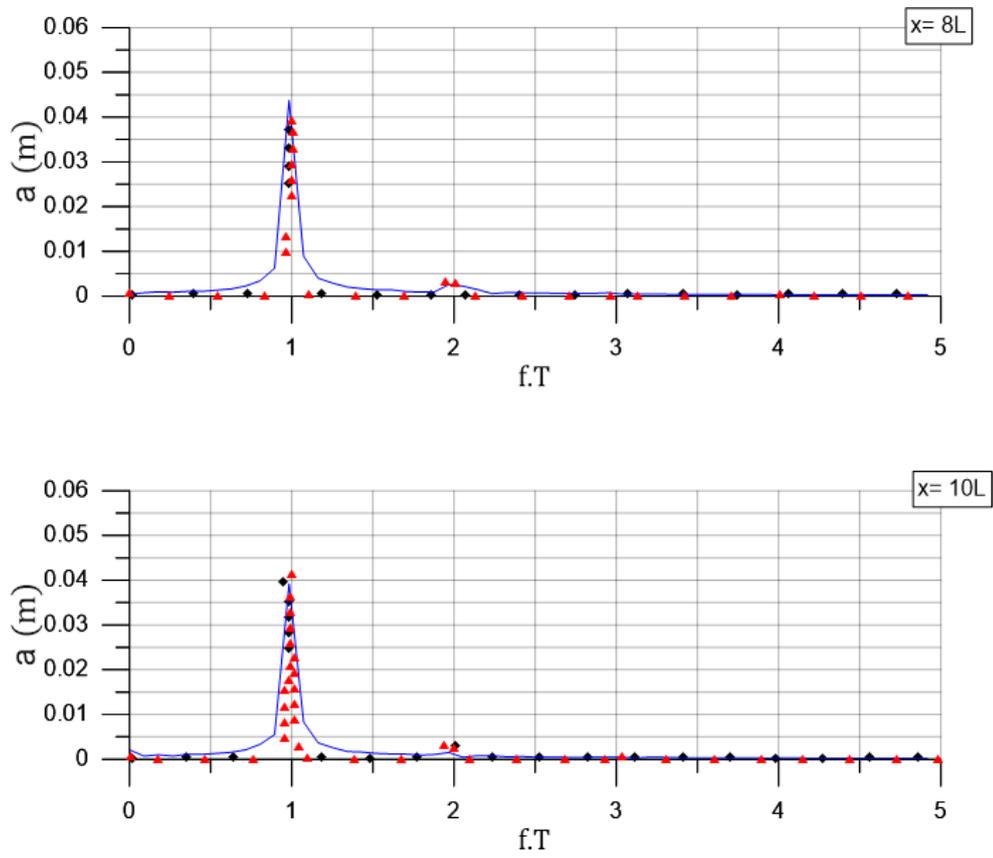


Figura 4.10: Periodogramas referentes das sondas 2L, 4L, 6L ,8L e 10L, (continuação).

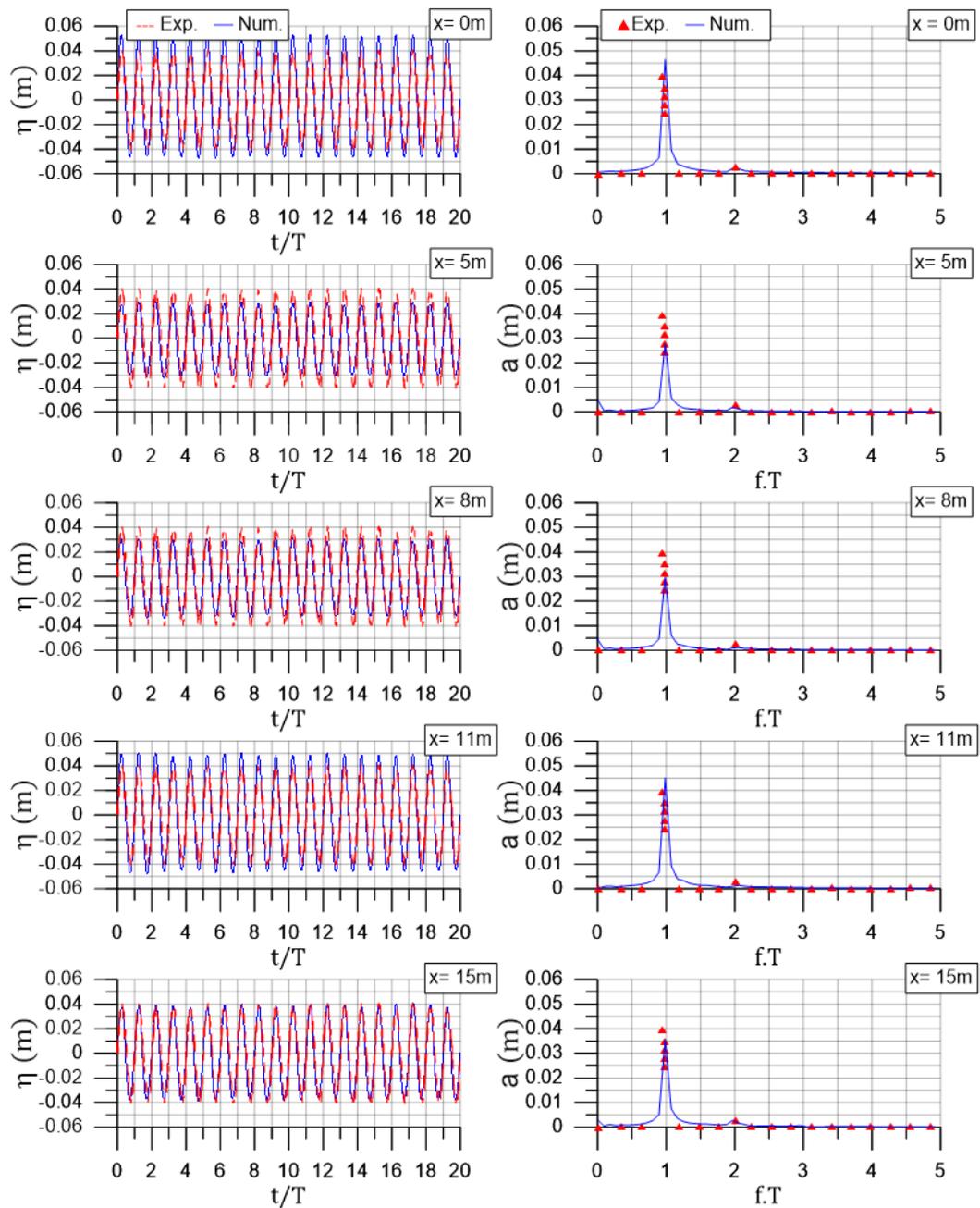


Figura 4.11: Últimos 20 períodos de onda e respectiva transformada discreta de *Fourier*, para um canal bidimensional de fundo constante (b).

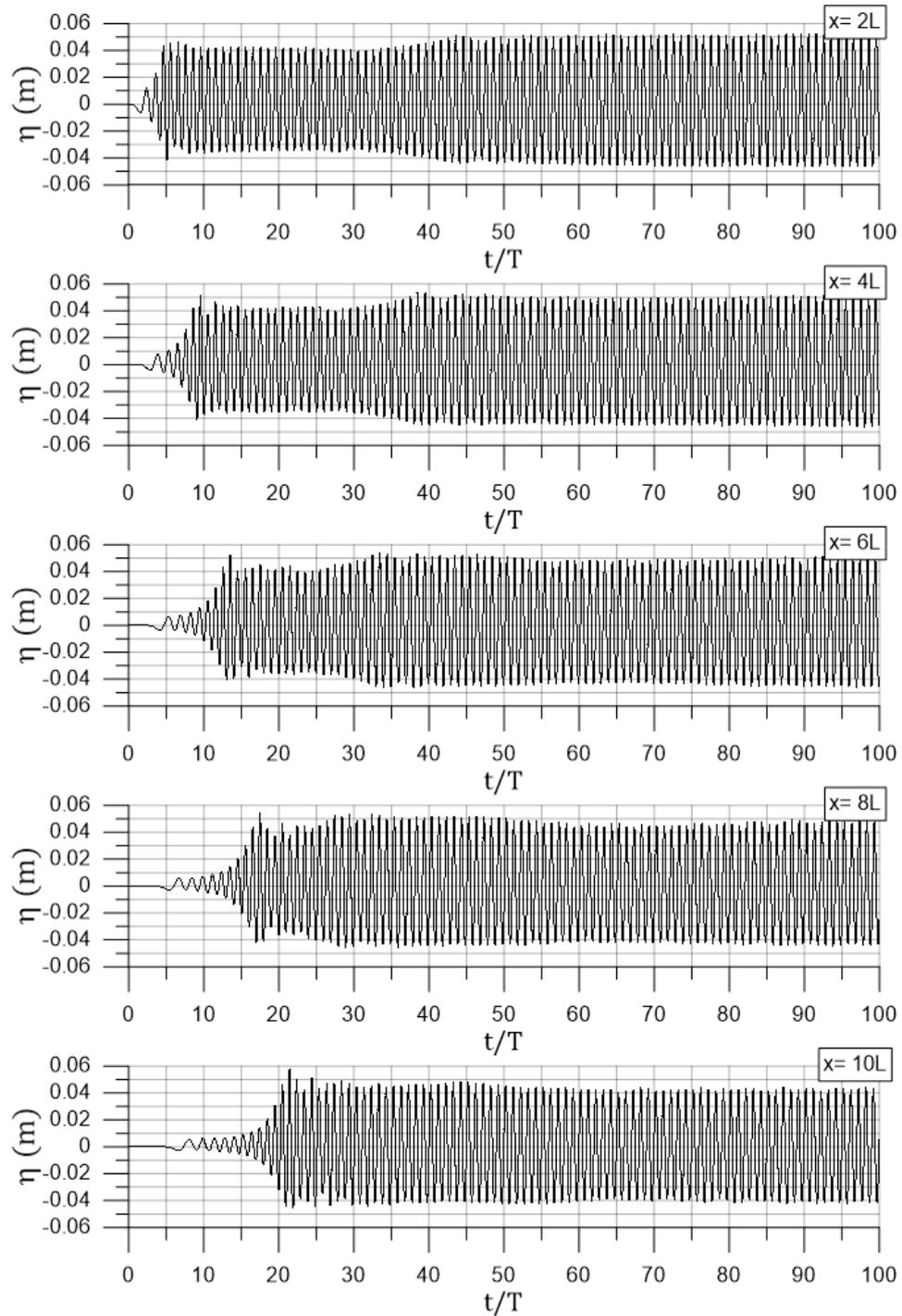


Figura 4.12: Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo constante (a).

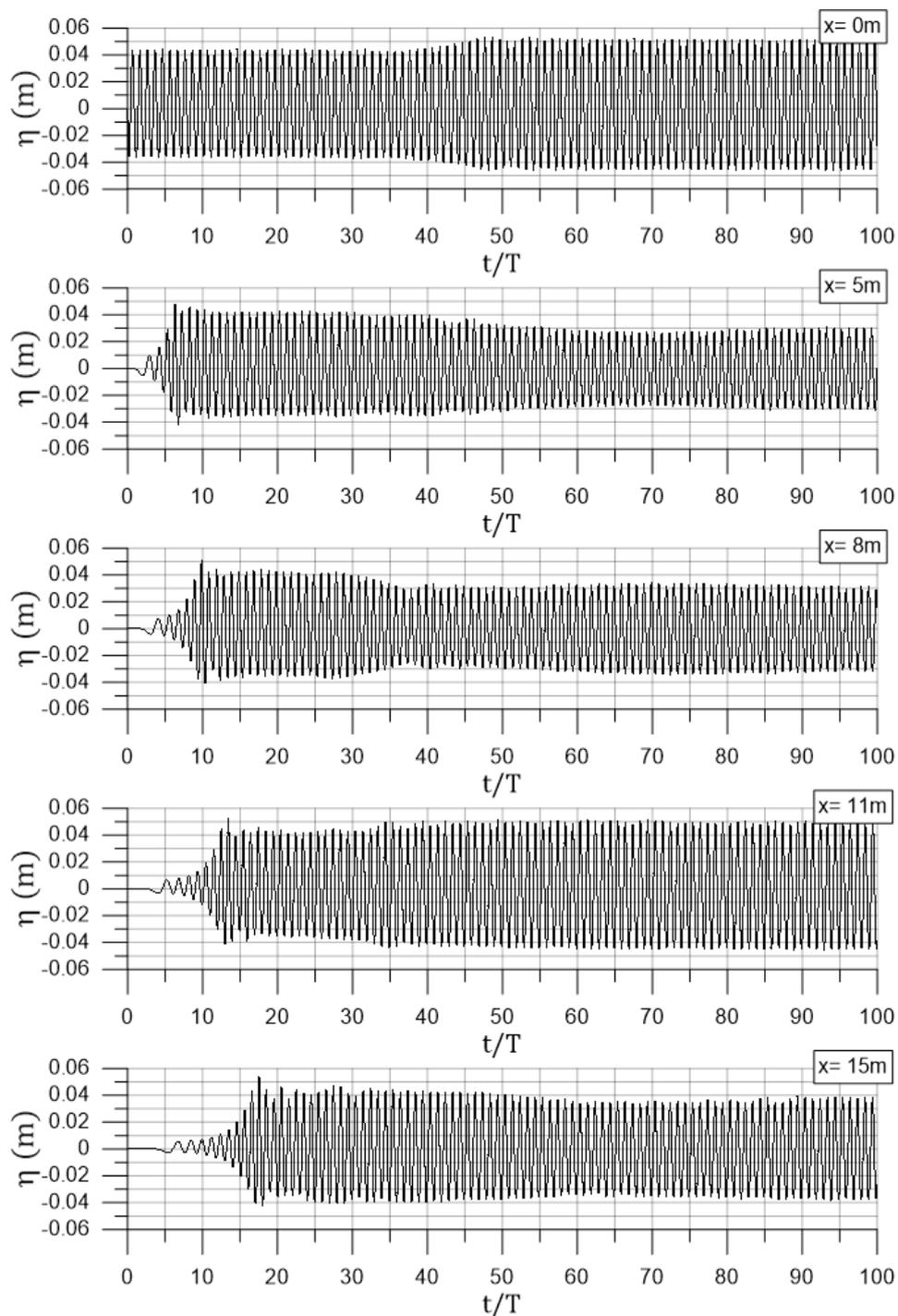


Figura 4.13: Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo constante (b).

Na figuras 4.7, 4.8, 4.9 e 4.10 estão registados os resultados obtidos (Num2) para as primeiras 5 sondas ($x = 2L, 4L, 6L, 8L, 10L$), tendo sido estes sobrepostos aos resultados obtidos numericamente em Cardoso (2017) (Num1.) e ao sinal de uma onda teórica (Exp.). De igual modo, na figura 4.11 são apresentados os resultados obtidos numericamente (Num.) para as restantes sondas existentes ao longo do canal, ($x = 0, 5, 8, 11, 15$ m), tendo estes sido comparados a uma onda teórica (Exp.). Os resultados estão associados aos últimos 20 períodos de onda, correspondendo à variação da superfície livre para cada sonda e suas respetivas DFT, sendo a frequência fundamental ($f.T = 1$).

Na figuras 4.12 e 4.13 estão registados para cada uma das sondas implementadas os 100 períodos iniciais da onda numérica. Sendo possível averiguar as variações da superfície livre ao longo do canal de ondas para diferentes secções.

Analisando as figuras 4.7 e 4.8, constata-se uma boa aproximação aos resultados obtidos em Cardoso (2017), onde as cristas e cavas das ondas encontram-se ambas um pouco a cima e abaixo, respetivamente, do sinal de onda teórica. Esta diferença tem uma diminuição de ($x = 2L$) para ($x = 10L$), destacando esta última, pois os resultados obtidos numericamente assemelham-se bastante ao sinal de uma onda teórica. Relativamente aos periodogramas, das figuras 4.9 e 4.10, estes são também semelhantes aos obtidos numericamente em Cardoso (2017), havendo uma diferença a montante em ($x = 2L$) de 20% na amplitude quando comparada ao sinal gerado pela onda teórica. Como referido anteriormente, se em ($x = 10L$) o registo da superfície livre numérica é bastante semelhante ao teórico, assim sendo, é de esperar também uma aproximação no periodograma.

Tabela 4.5: Amplitudes das harmónicas da onda teórica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Exp.)(a).

$f.T$ (m)	x(m)				
	2L	4L	6L	8L	10L
1	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04
2	0,002897	0,002897	0,002897	0,002897	0,002897

Tabela 4.6: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Num1.)(a).

$f.T$ (m)	x(m)				
	2L	4L	6L	8L	10L
1	0,0459845	0,047669	0,036301	0,038723	0,0430602
2	0,003086	0,003310	0,001912	0,00291	0,002897

Tabela 4.7: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Num2.)(a).

$f.T$ (m)	x(m)				
	2L	4L	6L	8L	10L
1	0,046703	0,0462389	0,045593	0,043755	0,039203
2	0,001439	0,002276	0,001614	0,002213	0,002954

Na figura 4.12, inicialmente as alturas de onda geradas numericamente aproximam-se da onda teórica, no entanto, a partir de um dado instante de tempo, dá-se um crescimento de cerca de 20% dos parâmetros originais. Este aumento mantém-se até ao final do decorrer da simulação, evidenciando o fato deste incremento da altura de onda ser dado para instantes de tempo cada vez menores para secções mais a jusante do canal.

Para os gráficos de superfície livre da figura 4.11, são evidenciadas algumas variações entre o registo efetuado pelas sondas. As sondas ($x = 0, 11$ m) tiveram resultados idênticos aos discutidos anteriormente, onde derivado do incremento de altura constatado nas figuras 4.7 e 4.8, a altura de onda numérica é superior à onda teórica. Porém nas sondas ($x = 5, 8, 15$ m) a onda numérica registada tem uma altura inferior à do sinal da onda teórica. Esta diferença é justificada pelas várias posições de leitura das sondas numéricas, ou seja, as posições associadas a múltiplos do comprimento de onda, ($x = 6xL = 6x1,86$ m = 11,16 m \approx 11 m), correspondem a regiões de cristas, havendo um incremento na altura de onda registada. Analogamente, o contrário acontece em regiões de cavas, onde se pode observar uma diminuição da altura de onda numérica quando comparada à sua respetiva onda teórica. Nos gráficos DFT, para ($x = 5, 8, 15$ m) constata-se uma diferença de 15 % da amplitude numérica em relação à experimental, derivada da diminuição da altura de onda.

Tabela 4.8: Amplitudes das harmónicas da onda teórica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Exp.)(b).

$f.T$ (m)	x(m)				
	2L	4L	6L	8L	10L
1	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04
2	0,002897	0,002897	0,002897	0,002897	0,002897

Tabela 4.9: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo constante (Num.)(b).

$f.T$ (m)	x(m)				
	0	5	8	11	15
1	0,046541	0,027756	0,029746	0,045131	0,035649
2	0,002026	0,001253	0,001194	0,001379	0,001594

Na figura 4.13, o registo da superfície livre para as sondas ($x = 5, 8, 15$ m) inicialmente aproxima-se da onda teórica, porém ao contrário do que se encontra descrito na figura 4.12, dá-se uma decréscimo da altura de onda. Esta diferença é menor e dá-se para instantes de tempo inferiores quanto mais a jusante no canal, pelo que em média a sonda ($x = 15$ m) é praticamente similar aos parâmetros originais, (93,75 %).

Observando os gráficos DFT, nota-se o aparecimento da harmónica de segunda ordem ($f.T = 2$), demonstrando que a onda numérica simulada não é linear mas sim uma onda de segunda ordem regular.

4.2.3 Canal de Fundo Variável

4.2.3.1 Condições de simulação

Com base na malha utilizada para o estudo de um canal de fundo constante, foi criado um segundo canal bidimensional de batimetria variável com o intuito de estudar o efeito que uma rampa tem na variação da superfície livre. O domínio computacional tem 20 m de comprimento, 1,05 m de profundidade possuindo uma rampa a montante de declive 1:22 ao longo dos primeiros 10 m de extensão, como descrito na figura 4.14.

Neste caso de estudo foi simulada uma onda regular de 0,08 m de altura com um período de 1,1 s, tendo como parâmetros os mesmos definidos na tabela 4.3, logo, a teoria de onda aplicada foi também a de *Stokes* de segunda ordem, *StokesII*, como definido na figura 4.4.

A malha foi gerada utilizando a *utility* do *software* OpenFOAM designada de *blockMesh*, tendo sido feita a separação em blocos, imposto o número de células e relação de expansão descrita na figura 4.14. Estando o OpenFOAM predefinido para resolver problemas no domínio tridimensional, foi necessário impor como condição fronteira "*empty*" as laterais do canal, eliminando a necessidade de uma solução nesta direção. Sendo este um canal bidimensional, foi definido somente com uma célula na direção transversal. De modo a formar a rampa, recorreu-se à ferramenta *snappyHexMesh*, que através de um ficheiro STL subtrai o volume do mesmo à malha fornecida pelo ficheiro "*blockMeshDict*", cortando as geometrias iniciais triangularmente. Na figura 4.15 é possível observar o efeito da expansão e da utilização da ferramenta *snappyHexMesh*.

Por forma a analisar o efeito da batimetria, foram colocadas ao longo do domínio computacional as mesmas sondas numéricas utilizadas para o estudo do canal de fundo constante, podendo a posição de parte destas ser observada na figura 4.14. Estas sondas, à semelhança do caso anterior, têm como função medir as diferentes elevações da superfície livre.

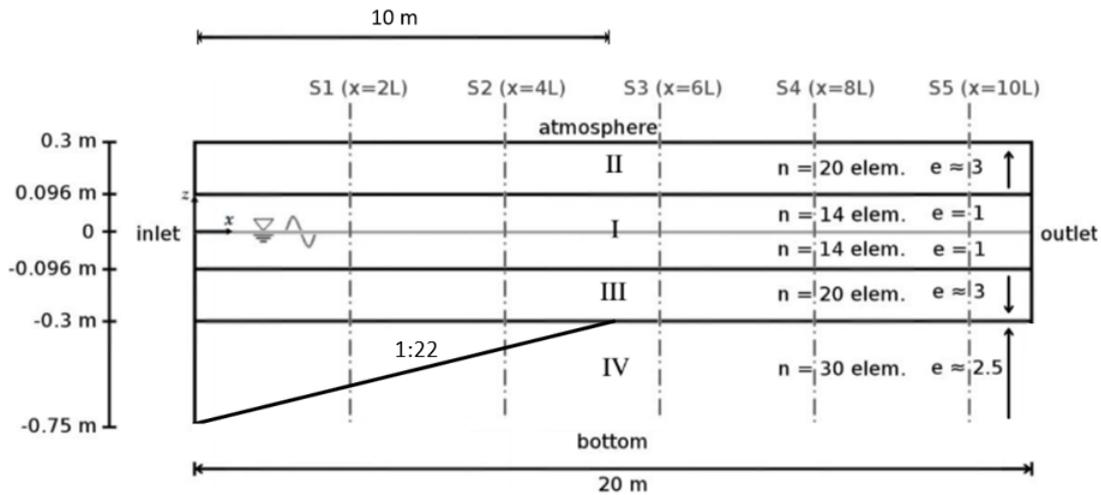


Figura 4.14: Esquema do canal de fundo variável simplificado indicando o número de elementos de cada bloco. Adaptado de Cardoso, 2017.

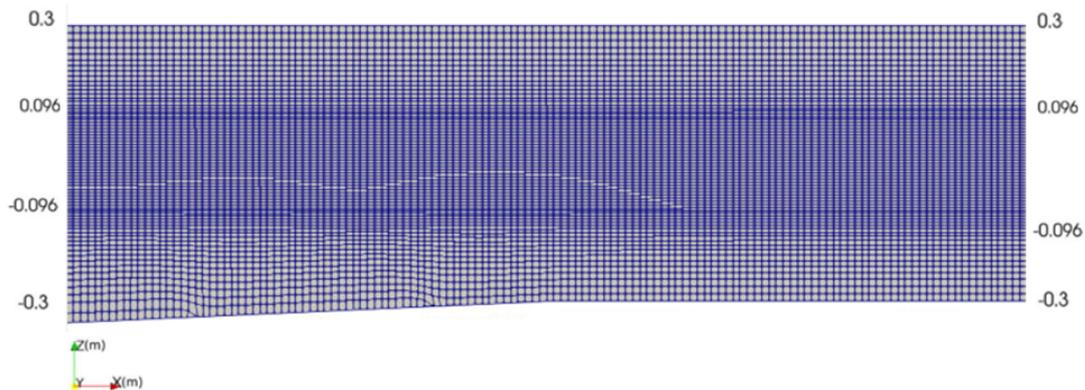


Figura 4.15: Malha utilizada para o estudo de um canal de ondas de fundo variável.

Tabela 4.10: Condições de simulação para o estudo de independência da solução para um canal de ondas de fundo variável.

Tempo de simulação = 200 s Passo de tempo = 0,001 s Frequência de aquisição de dados = 333 Hz N° de elementos por altura de onda = 14		
N° de elementos por comprimento de onda	N° de elementos	Duração da simulação
120	68322	10 horas e 28 minutos

4.2.3.2 Comparação de resultados

Na figura 4.16 estão registados os valores obtidos referentes às sondas ($x = 2L, 4L, 6L, 8L, 10L$), de igual forma, a figura 4.17 demonstra os resultados registados para as sondas ($x = 0, 5, 8, 11, 15$ m). Ambas as figuras apresentam os resultados obtidos numericamente para os últimos 20 períodos de onda, correspondendo à variação da superfície livre e suas repetidas DFT, sendo a frequência fundamental ($f.T = 1$).

Na figuras 4.18 e 4.19 estão registados para cada uma das sondas implementadas os 100 períodos iniciais da onda numérica. Sendo possível averiguar as variações da superfície livre ao longo do canal de ondas para diferentes secções.

O intuito principal desta simulação é constatar o efeito que uma variação no fundo pode ter na leitura do sinal de onda, quando comparado a uma malha de fundo constante.

Analisando a figura 4.16, comparando com os resultados numéricos obtidos nas figuras 4.7 e 4.8, é possível notar uma diminuição geral da altura de onda. Sendo que os valores de amplitude referentes às cavas não ultrapassam os $-0,003$ m, em média. Os resultados para a elevação da superfície para ($x = 2L, 4L$) são semelhantes, estando estas duas sondas posicionadas ao longo da rampa, [($2L = 2 \times 1,86$ m = $3,72$ m); ($4L = 4 \times 1,86$ m = $7,44$ m)], havendo um aumento da amplitude referente às cristas em ($x = 6L, 8L$), diminuindo novamente a altura do sinal de onda numérico para a sonda ($x = 10L$). Relativamente aos gráficos DFT, quando comparados aos valores de amplitude para os gráficos DFT das figuras 4.9 e 4.10, dá-se uma diminuição da amplitude referente às harmónicas de primeira ordem ($f.T = 1$), havendo um aumento dos valores da amplitudes para as harmónicas de segunda ordem ($f.T = 2$).

Tabela 4.11: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo variável (a).

$f.T$ (m)	x(m)				
	2L	4L	6L	8L	10L
1	0,030706048	0,031777694	0,032073494	0,039486313	0,036089987
2	0,001587079	0,002385075	0,002658063	0,003059853	0,003118339

Na figura 4.18, inicialmente as alturas de ondas geradas numericamente aproximam-se dos valores definidos para o gerador de ondas existente na condição de fronteira "inlet", (tabela 4.3), porém em vez de um salto na altura de onda numérica, como analisado na figura 4.18, dá-se precisamente o oposto para as sondas posicionadas ao longo da rampa de declive 1:22, ($x = 2L, 4L$). A altura de onda diminui cerca de 20 % quando comparada aos valores impostos pelo gerador de ondas. Notando-se um aumento da altura de onda de ($x = 6L, 8L$) estabilizando novamente o sinal em ($x = 10L$).

Observando os resultados numéricos obtidos na figura 4.17 e comparado os mesmos com os valores numéricos obtidos na figura 4.11, nota-se uma grande diferença nas alturas de onda referentes às primeiras duas sondas ($x = 0, 5$ m), havendo uma diminuição e

aumento da altura de onda respetivamente. A sonda ($x = 8\text{m}$) tem uma altura de onda ligeiramente inferior, quando comparada à sua correspondente para um canal de fundo constante. As sondas existentes após a rampa de declive 1:22, ($x = 11, 15\text{ m}$) também possuem alturas de onda inferiores, sendo que esta diferença atenuada mais a jusante do canal. Nos gráficos de DFT, analogamente, dá-se uma diminuição da amplitude referente às harmónicas de primeira ordem ($f.T = 1$), excepto nas sondas ($x = 5, 8\text{ m}$), havendo um aumento dos valores da amplitudes para as harmónicas de segunda ordem ($f.T = 2$), quando comparados aos da tabela 4.9.

Tabela 4.12: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo variável (b).

$f.T$ (m)	x(m)				
	0	5	8	11	15
1	0,03290507	0,039941669	0,030592768	0,039092778	0,035003982
2	0,002116542	0,002953227	0,004187168	0,003781757	0,004967439

Analisando a figura 4.19, as quedas na altura de onda registadas para a figura 4.18 não se encontram tão acentuadas, havendo até uma estabilidade na altura de onda para as sondas ($x = 5, 11, 15\text{ m}$). Registou-se um decréscimo na altura de onda de cerca de 15 % para ($x = 0\text{ m}$) e de 20 % para a sonda ($x = 8\text{ m}$), as diminuições na altura de onda registadas dão-se para intervalos de tempo inferiores para as sondas mais a jusante do canal.

Observando os gráficos DFT, nota-se o aparecimento da harmónica de segunda ordem ($f.T = 2$), demonstrando que a onda numérica simulada não é linear mas sim uma onda de segunda ordem, havendo inclusive um aumento registado no valor da amplitude para ($f.T = 2$).

Havendo uma diminuição da profundidade, provocada pela criação da rampa, as cavas dos sinais de onda numérica nunca rondam o valor -0.04 m , (metade da altura de onda impostas pelo gerador de onda), mas sim o valor -0.03 m , resultando numa geral diminuição das alturas de onda registadas. Os registos tendem a estabilizar para as sondas colocadas após a rampa, ($x = 6L, 8L, 10L$) e ($x = 11, 15\text{ m}$).

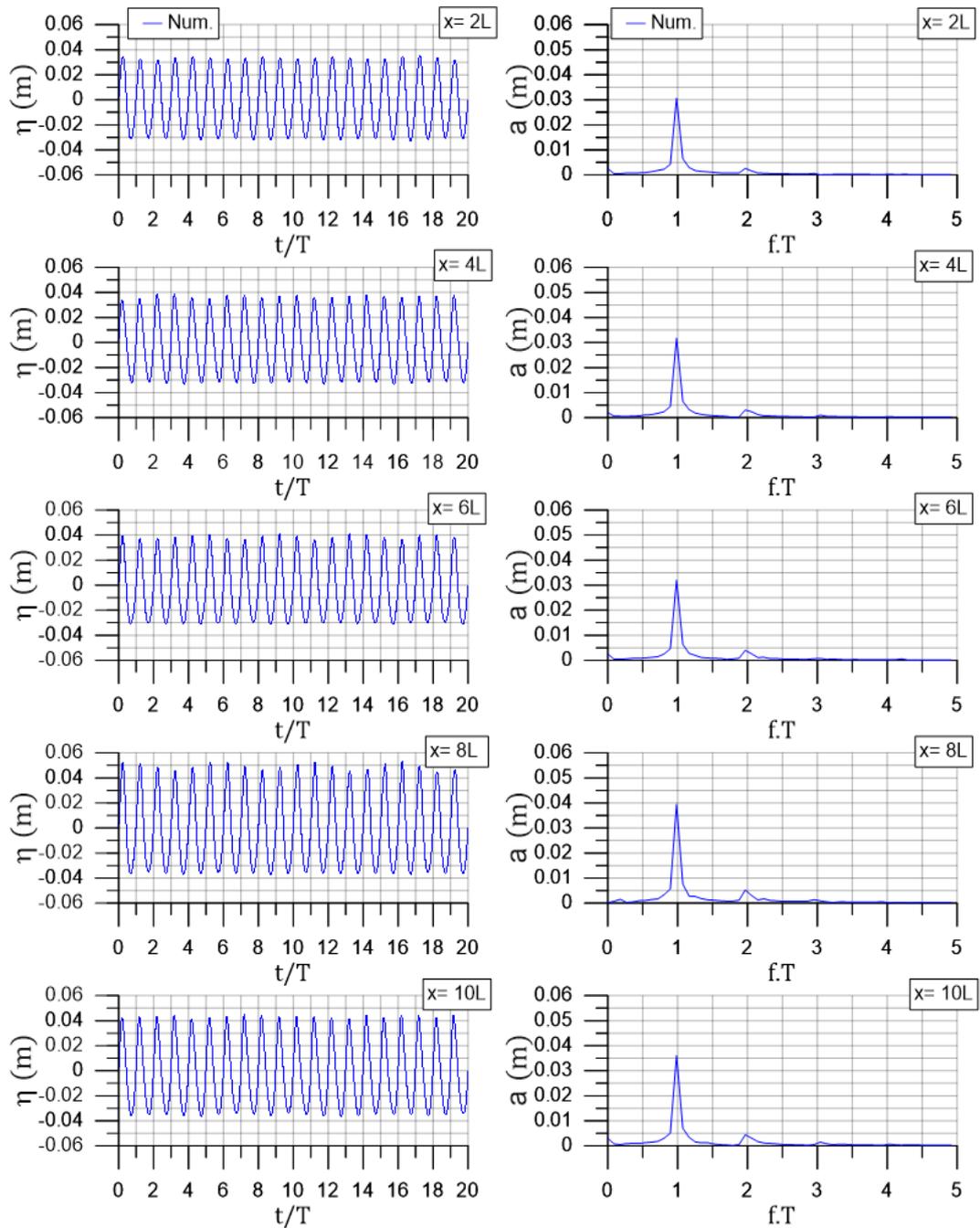


Figura 4.16: Últimos 20 períodos de onda e respetiva transformada discreta de *Fourier*, para um canal bidimensional de fundo variável (a).

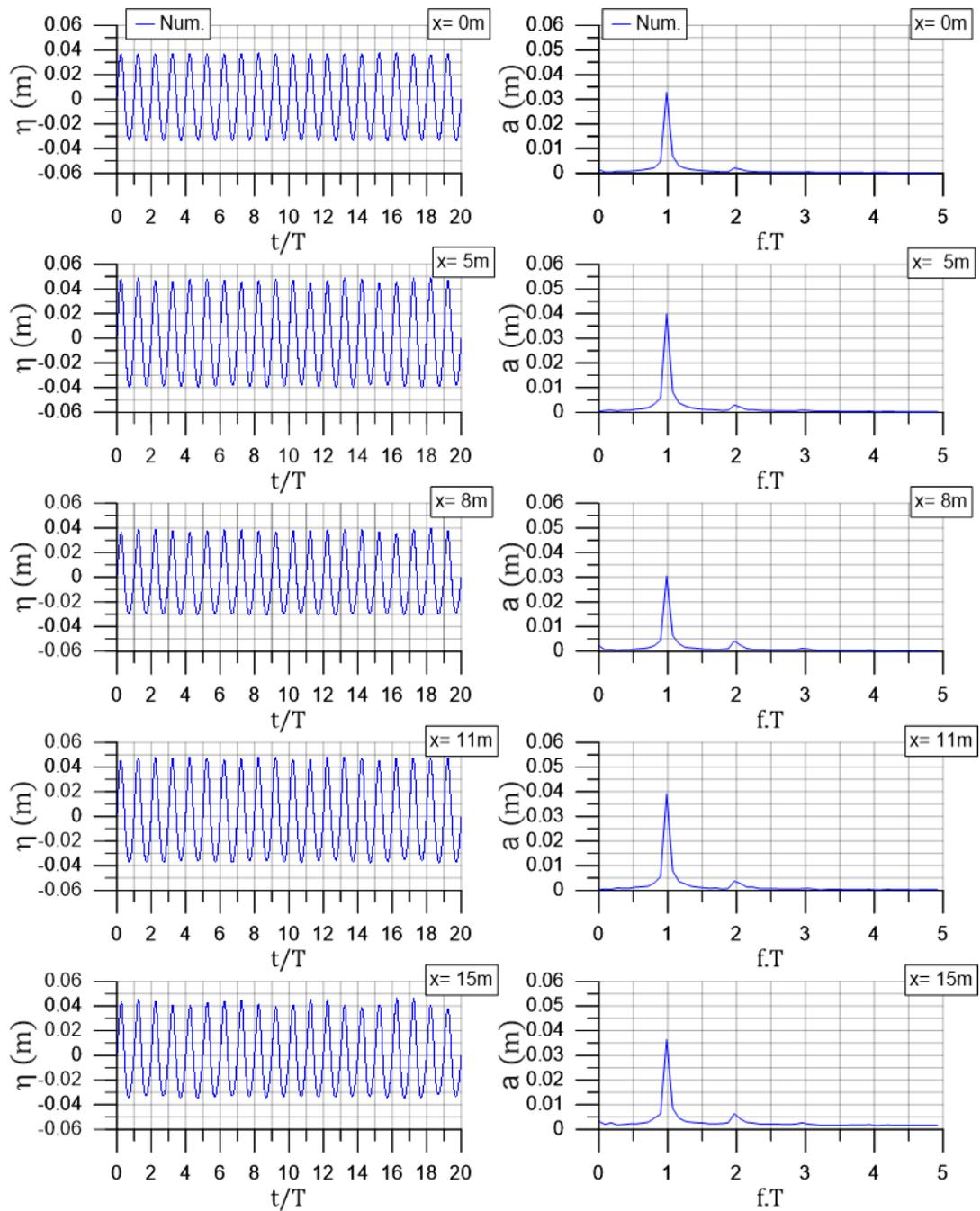


Figura 4.17: Últimos 20 períodos de onda e respetiva transformada discreta de *Fourier*, para um canal bidimensional de fundo variável (b).

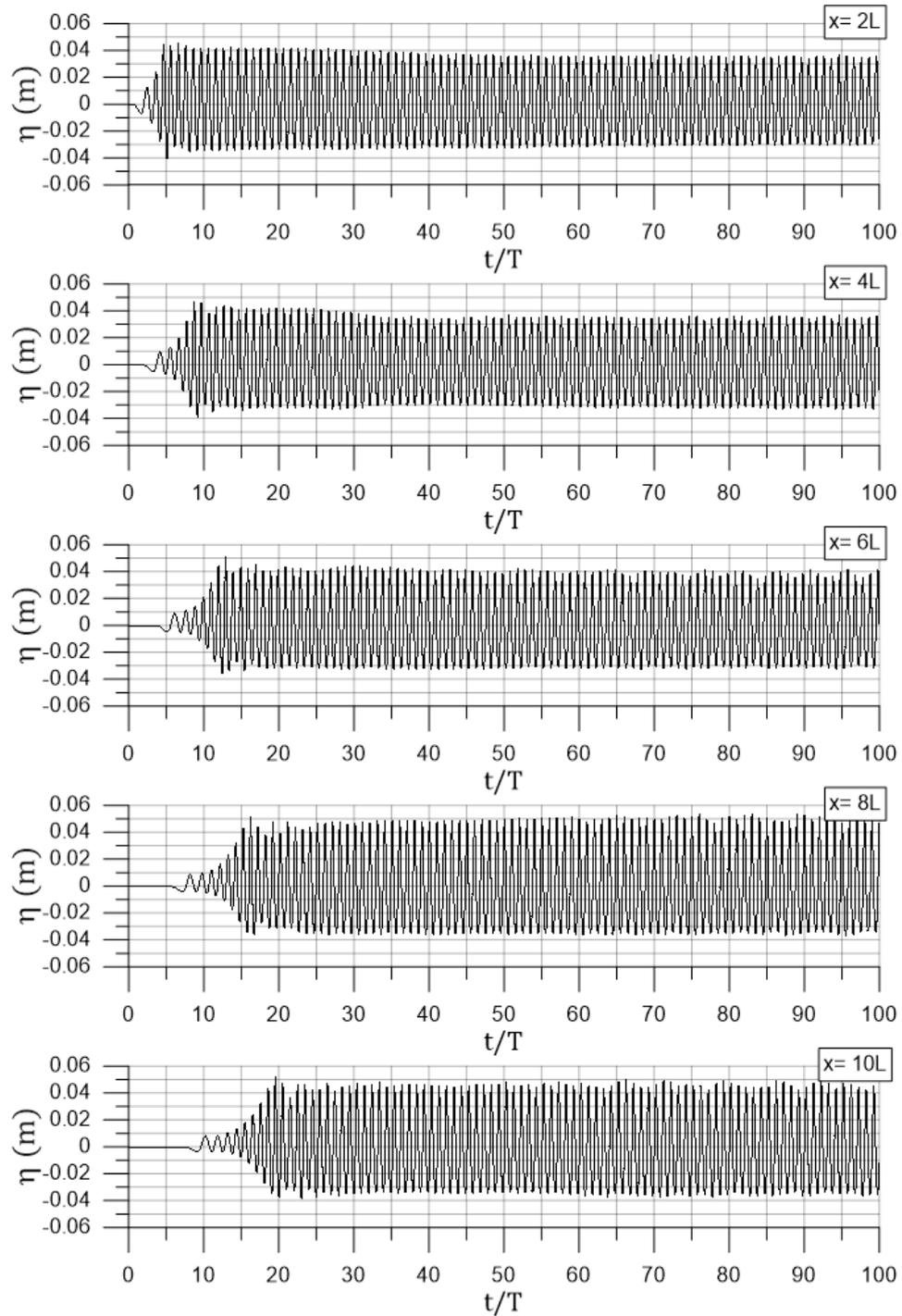


Figura 4.18: Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo variável (a).

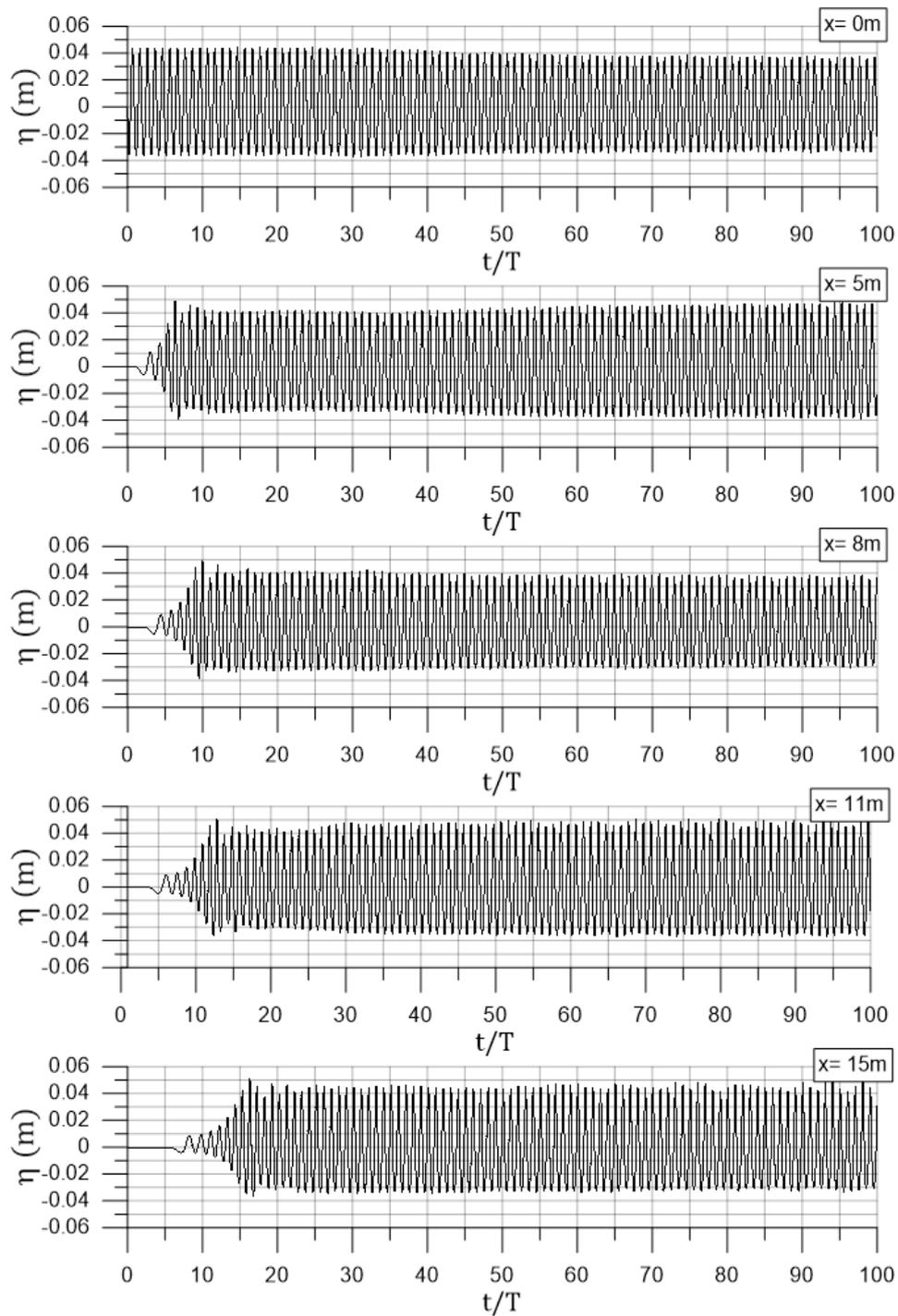


Figura 4.19: Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo variável (b).

4.2.4 Canal de Fundo Variável Semelhante ao Caso de Estudo

4.2.4.1 Condições de simulação

Para este estudo foi utilizada a malha desenvolvida no caso de estudo, tendo esta a particularidade de conter uma extensão de 26,82 m e uma profundidade junto à zona de geração de 1,15 m, pois assemelha-se ao canal utilizado no caso de estudo (figura 4.24).

Para este caso foi simulada uma onda regular de 0,08 m de altura com um período de 1,1 s, estando os seus parâmetros definidos na tabela 4.3, assim sendo, a teoria de ondas a ser aplicada é a se *Stokes* de segunda ordem, *StokesII*, como definido na figura 4.4.

A explicação a cerca de como a malha utilizada foi gerada encontra-se feita no caso de estudo, pois para este caso foi utilizada exatamente a mesma malha bidimensional.

De maneira a analisar o efeito da variação do fundo, foram colocadas ao longo do domínio computacional sondas numéricas que medem a variação da superfície livre em posições equivalentes às utilizadas nos dois casos anteriores, utilizando para este caso o referencial da figura 4.24.

Tabela 4.13: Condições de simulação para o estudo de independência da solução para um canal de ondas de fundo variável semelhante ao caso de estudo.

Tempo de simulação = 200 s Passo de tempo = 0,001 s Frequência de aquisição de dados = 333 Hz N° de elementos por altura de onda = 14		
N° de elementos por comprimento de onda	N° de elementos	Duração da simulação
120	96540	7 horas e 23 minutos

4.2.4.2 Comparação de resultados

Na figura 4.20 estão demonstrados os valores referentes às sondas ($x = 2L, 4L, 6L, 8L, 10L$), de igual forma, na figura 4.21 encontram-se demonstrados os valores registados para as sondas ($x = -10, -5, -2, 1, 5$ m), que estão em posições equivalentes às utilizadas anteriormente ($x = 0, 5, 8, 11, 15$ m) porém utilizam do referencial da figura 4.24. Nas figuras 4.20 e 4.21 estão representados os gráficos da variação da superfície livre para os últimos 20 períodos de onda e os repetitivos gráficos DFT, sendo a frequência fundamental ($f.T = 1$).

As figuras 4.22 e 4.23 demonstram para cada uma das sondas implementadas ao longo do domínio computacional os 100 períodos de onda numérica iniciais.

O intuito principal desta simulação é constatar o efeito que uma variação do fundo do canal de ondas pode ter na leitura do sinal de onda, comparando os resultados obtidos com os dois casos anteriores.

Analisando os gráficos da figura 4.20, comparando os resultados obtidos com os gráficos da variação de superfície livre das figuras 4.7, 4.8 e 4.16, nota-se à semelhança do caso anterior, uma leve diminuição da altura de onda, havendo novamente uma diminuição da amplitude das cavas. Os resultados para as sondas ($x = 2L, 4L$), são idênticos ao caso anterior, estando as amplitudes das cavas e das cristas mais concentradas em torno de $[-0,03 \text{ m}; 0,03 \text{ m}]$. À semelhança do caso anterior, dá-se um aumento da amplitude das cristas no registo das sondas ($x = 6L, 8L$), diminuindo a altura de onda para a sonda ($x = 10L$). Relativamente aos gráficos DFT, constatando a tabela 4.14 e comparando os valores da mesma com as tabelas 4.7 e 4.11, verifica-se uma diminuição geral da harmónica de primeira ordem, ($f.T = 1$). Em relação às harmónicas de segunda ordem, dá-se precisamente o contrário, onde se regista um aumento do valor de ($f.T = 2$).

Tabela 4.14: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo variável semelhante ao caso de estudo (a).

$f.T$ (m)	x(m)				
	2L	4L	6L	8L	10L
1	0,029141725	0,028892304	0,030503013	0,037190292	0,033466734
2	0,001904526	0,002763149	0,004233415	0,004596971	0,004789584

Na figura 4.22, para as três sondas mais a montante: ($x = 2L$), posicionada na rampa de declive 1:11; ($x = 4L$), situada no início da rampa de declive 1:22; ($x = 6L$), posicionada a meio da rampa de declive 1:22; dá-se uma ligeira diminuição da altura de onda registada de cerca de 20 %, sendo que esta diminuição dá-se para intervalos de tempo inferiores para sondas mais a montante do canal. Na sonda ($x = 8L$), situada no final da rampa de declive 1:22, dá-se um aumento da altura de onda registada, sendo que o sinal captado na sonda ($x = 10L$), posicionada na extensão horizontal final, mantém-se praticamente constante.

Observando os valores da elevação de superfície livre obtidos na figura 4.21, comparando estes com os valores dos gráficos da figuraa 4.11 e 4.17, semelhante ao que pode ser observado anteriormente, dá-se uma ligeira diminuição da altura de onda. Nas sondas ($x = -10, -5, -2 \text{ m}$), os registos da variação da superfície livre demonstram um decréscimo na amplitude referente às cristas, por outro lado, as duas sondas mais a jusante ($x = 1, 5 \text{ m}$), situadas na segunda metade da extensão horizontal final, não sofreram uma variação relevante em relação aos estudos realizados anteriormente.

Em relação às tabelas DFT, se compararmos os valores das amplitudes das harmónicas registadas na tabela 4.15, com os registos das tabelas 4.9 e 4.12, verifica-se uma diminuição geral das harmónicas de primeira ordem ($f.T = 1$). Contrário ao que acontece anteriormente, dá-se uma diminuição geral das harmónicas de segunda ordem, ($f.T = 2$).

Tabela 4.15: Amplitudes das harmónicas da onda numérica para algumas posições ao longo de um canal de fundo variável semelhante ao caso de estudo (b).

$f.T$ (m)	x(m)				
	-10	-5	-2	1	5
1	0,031209438	0,036290049	0,029933182	0,0366026093	0,033174212
2	0,001969709	0,001687085	0,003193731	0,004391183	0,004577564

Na figura 4.23 para todas as sondas não existe nenhuma diminuição relevante da altura de onda registada, além da imposta inicialmente pelo gerador de ondas. Assim sendo, após uma diminuição brusca inicial, o sinal mantém-se constante até ($t/T = 100$).

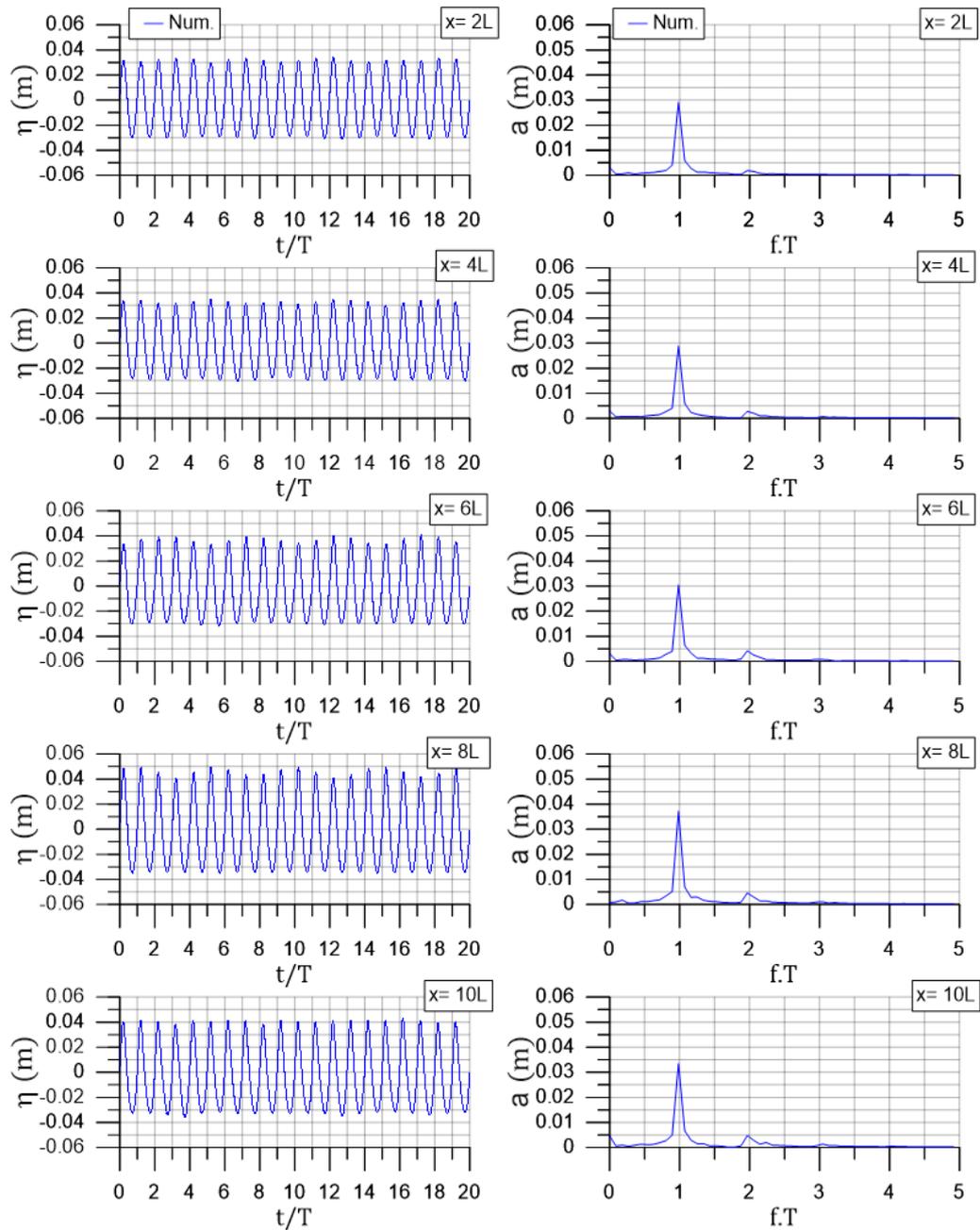


Figura 4.20: Últimos 20 período de onda e respetiva transformada discreta de *Fourier*, para um canal bidimensional de fundo semelhante ao caso de estudo (a).

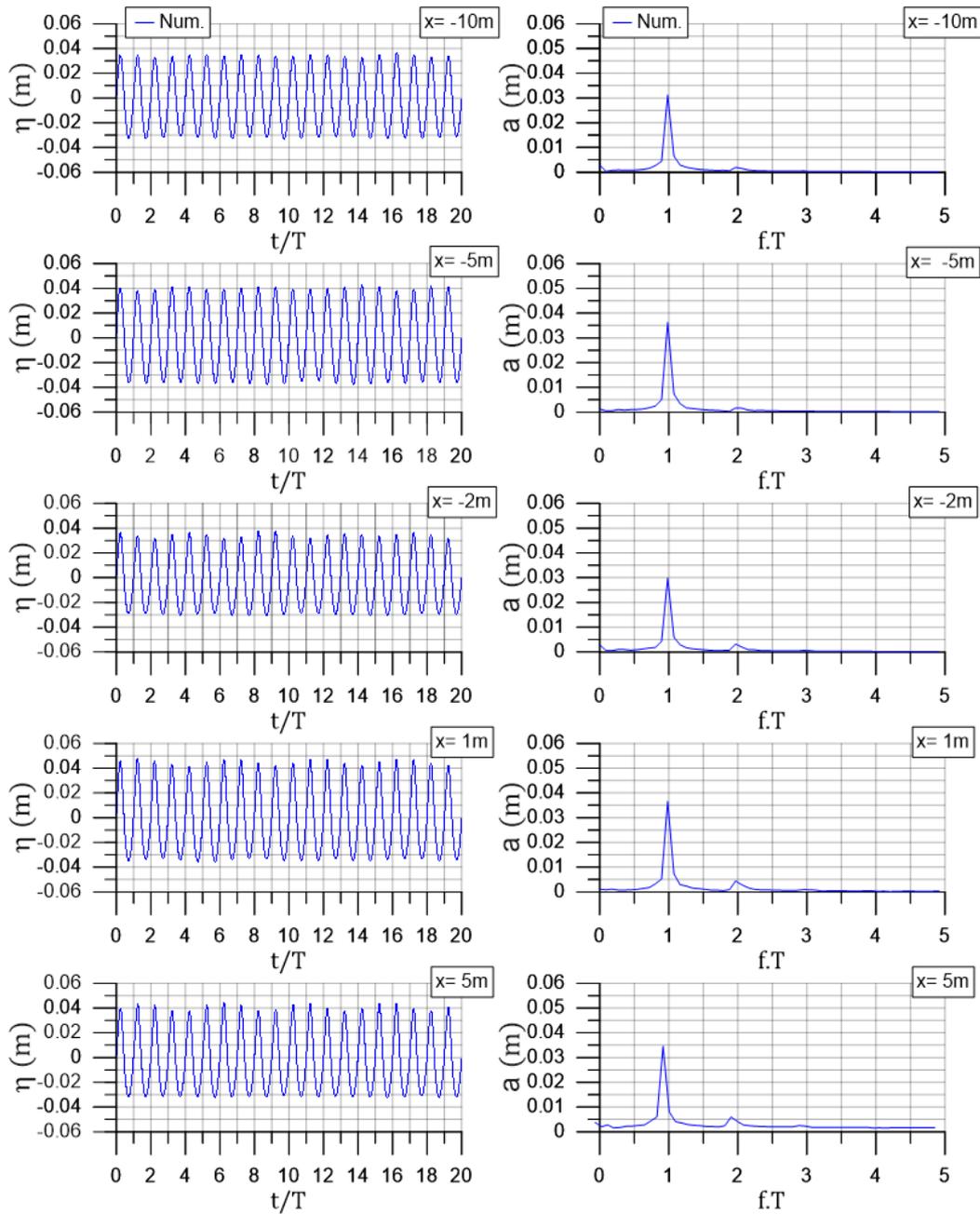


Figura 4.21: Últimos 20 períodos de onda e respetiva transformada discreta de *Fourier*, para um canal bidimensional de fundo semelhante ao caso de estudo (b).

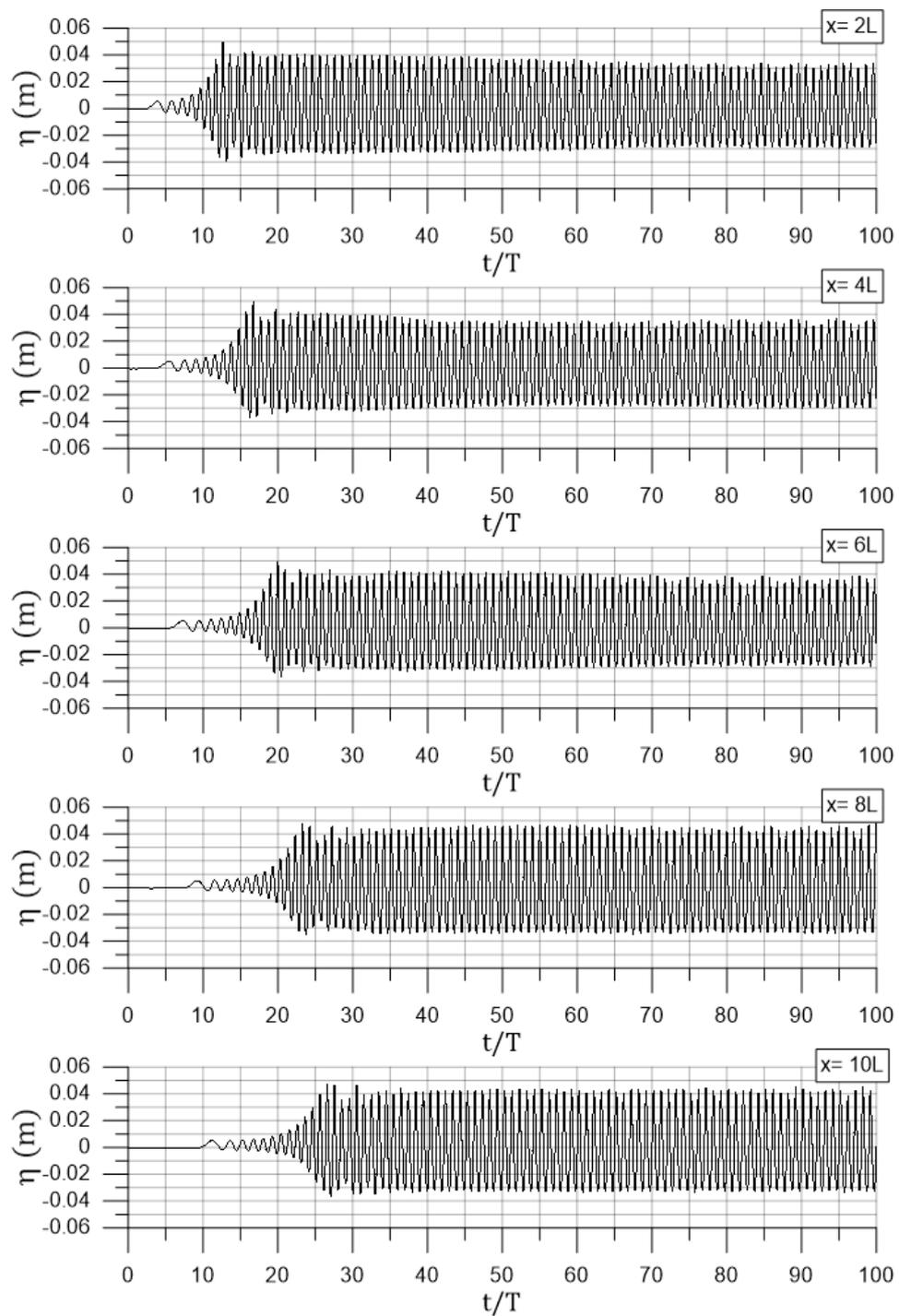


Figura 4.22: Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo semelhante ao caso de estudo (a).

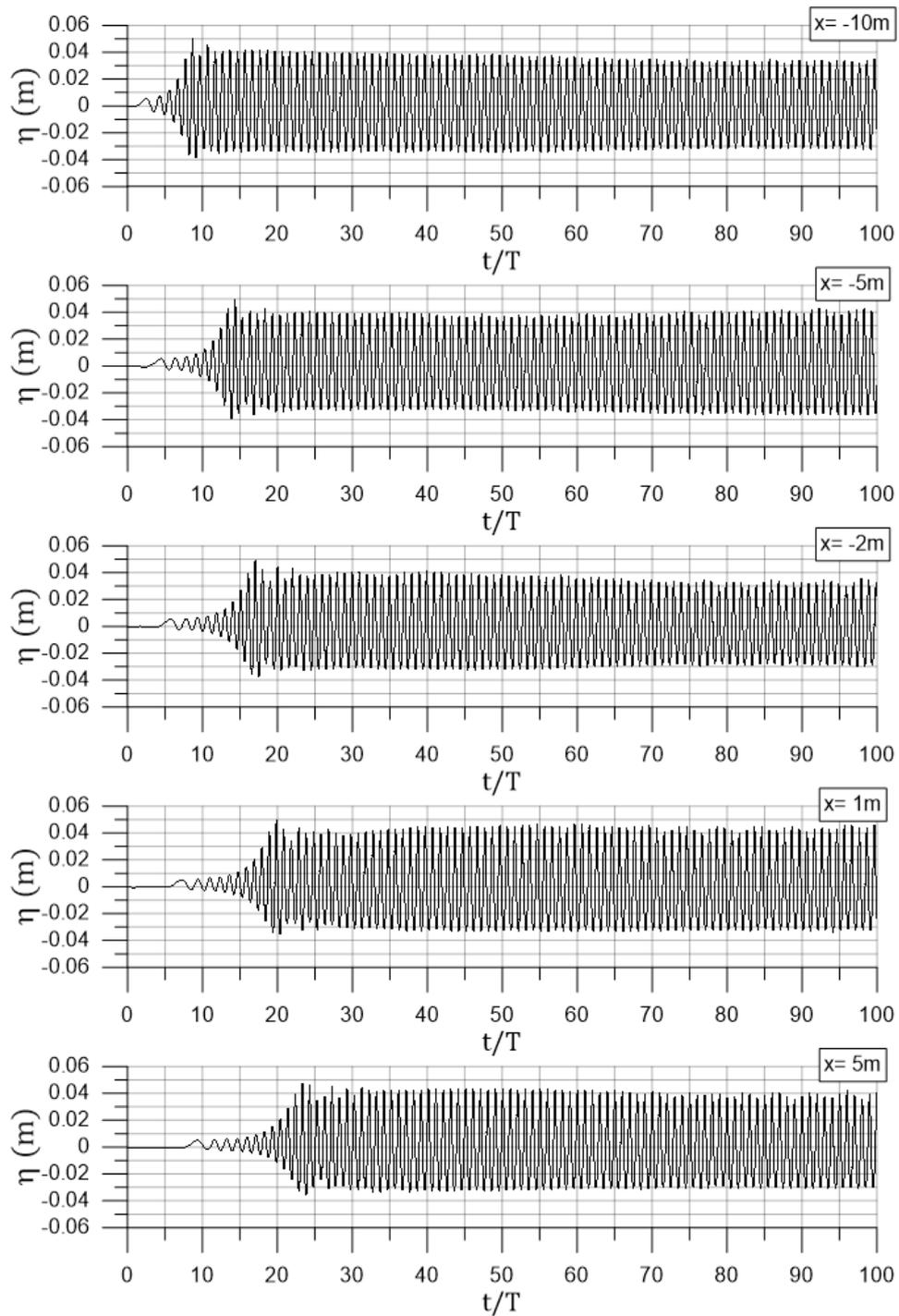


Figura 4.23: Primeiros 100 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal bidimensional de fundo semelhante ao caso de estudo (b).

4.3 Efeito da Redução de Sécção Lateral na Propagação da Onda

Para obter os resultados numéricos recorreu-se ao *solver olaFlow*, semelhante às restantes simulações feitas nesta dissertação. Os resultados obtidos numericamente foram comparados resultados experimentais e numéricos existentes em Neves (2018). Sendo que para os estudos numéricos realizados em Neves (2018) foi utilizado o *solver olaDyMFlow* desenvolvido por Higuera (2015).

No sub-capítulo é feita uma caracterização experimental do canal de ondas a estudar, assim como são demonstrados os parâmetros de onda, parâmetros de simulação e quais os processos utilizados na geração da malha.

4.3.1 Caracterização Experimental

Os ensaios experimentais descritos ao longo deste sub-capítulo são semelhantes aos descritos nos restantes casos de estudo, porém a configuração do canal é um pouco diferente.

O canal possui um comprimento total de 32,57 m, sendo o seu fundo variável composto de 3 rampas diferentes. Inicialmente a profundidade do canal é de 1 m, diminuindo para 0,6 m após a primeira rampa que está a 1,3 m do gerador de ondas. Prontamente, existe uma extensão horizontal de 10 m, seguida de uma rampa de declive 1:14 com 7,04 m de extensão e de uma rampa de declive 1:136 com uma extensão de 9,53 m. No final desta segunda rampa, a profundidade no canal é de 0,1 m.

Para além do fundo variável, observando a planta do canal constata-se a existência de uma redução da área lateral do mesmo. Inicialmente o canal de ondas possui uma largura de 1 m até 6,82 m do gerador de ondas. A diminuição da área lateral é feita ao longo de uma extensão horizontal de 10 m, até que a largura do canal seja de 0,6 m, mantendo-se constante até ao final da geometria.

A origem do referencial é imposta a montante da rampa de declive 1:14, para a coordenada longitudinal (x) e para a coordenada vertical (z), correspondendo à região onde á dada a rebentação das ondas. No eixo y , a origem é imposta a 0,8 m antes do final da redução de área lateral.

A planta do canal, assim como a variação do seu fundo podem ser observadas na figura A.1

À semelhança do canal de ondas descrito no capítulo 4, este encontrava-se equipado com um gerador de ondas do tipo pistão, gerando ondas de 4.5 s de período com uma altura de 0,1 m.

De modo a fazer as medições da superfície livre, foram instaladas sondas. A primeira sonda foi colocada em ($x = -9,2$ m), correspondendo ao início da redução de área transversal do canal. As restantes sondas foram instaladas entre ($x = -5$ m) e ($x = 0,8$ m), estando espaçadas entre si 0,2 m.

A frequência de aquisição de dados foi de 25 Hz, tendo sido estudadas os primeiros 150 comprimentos de onda.

4.3. EFEITO DA REDUÇÃO DE SÉCCÃO LATERAL NA PROPAGAÇÃO DA ONDA

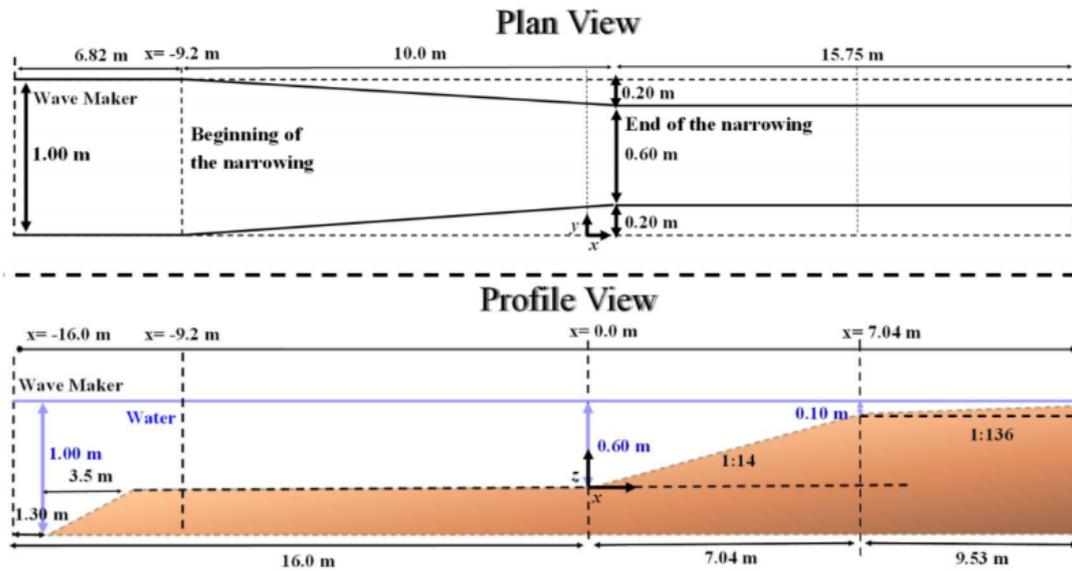


Figura 4.24: Planta (cima) e plano longitudinal (baixo) do canal de ondas do modelo experimental. Adaptado de Neves (2018)

4.3.2 Modelo Numérico

A onda utilizada nas seguintes simulações possui os parâmetros descritos na tabela 4.16. Aplicando esses mesmos parâmetros de onda ao gráfico de *Le Mauté*, define-se que a teoria de onda a ser aplicada é a de *Stokes* de segunda ordem, ou *StokesII*.

Tabela 4.16: Parâmetros da onda utilizados para o estudo do efeito da redução secção lateral do canal.

Altura de onda, $H(m)$	0,1
Período, $T(s)$	4,5
Profundidade do canal, $d(m)$	1
Comprimento de onda, $L(m)$	$\sim 13,63$

Foram realizadas duas simulações numéricas, à semelhança de Neves (2018). Assim sendo, foi criada uma malha bidimensional e uma segunda malha tridimensional. Ambas as malhas foram criadas utilizando a *utilty* do programa OpenFOAM designada de *blockMesh*, tendo-se recorrido à ferramenta *snappyHexMesh* para formar a rampa e fazer a redução da área lateral do canal.

Na geração da malha bidimensional, no ficheiro "*blockMeshDict*" e tendo por base o eixo da figura A.1, foram criadas células quadradas de área $0,015 \times 0,015$ m, ao longo dos eixos x e z , de modo a criar uma malha em que todas as células sejam semelhantes, havendo um total de 86840 células. Assim sendo, não foi imposta nenhuma expansão de elementos, ($e = 1$), em nenhuma das direções. Como referido anteriormente, o *software* OpenFOAM encontra-se predefinido para resolver problemas tridimensionais, logo , a

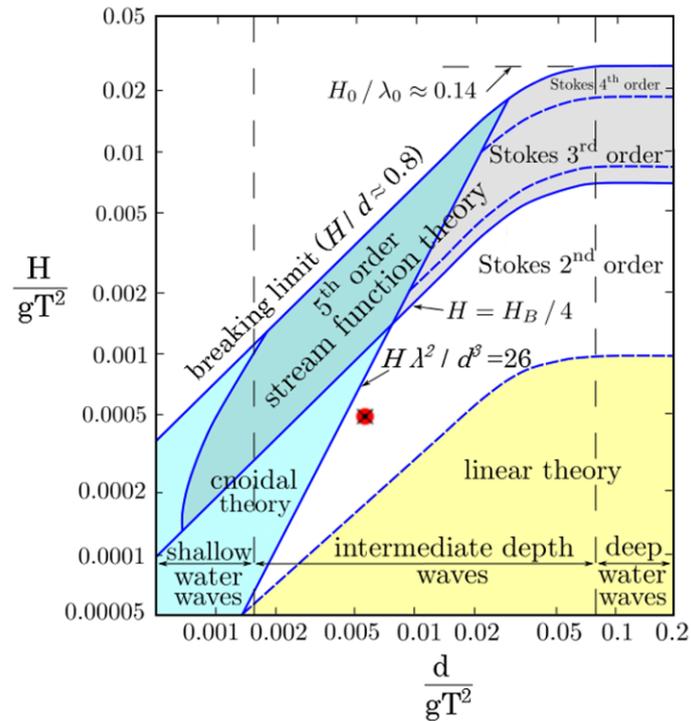


Figura 4.25: Definição da teoria de geração de onda, aplicando os parâmetros de onda da tabela A.1. Adaptado de Le Méhauté (1976)

condição de fronteira imposta para as laterais do canal foi dada como "empty", tendo sido definido somente uma célula na direção transversal (y), anulando assim a necessidade de qualquer solução nesta direção.

Analogamente, de modo a ser feita uma comparação com os resultados bidimensionais, para a malha tridimensional foram aplicadas o mesmo tamanho de elementos, ou seja, $0,015 \times 0,015 \times 0,015$ m, havendo um total de 434200 células. Assim como anteriormente não foi imposta qualquer relação de expansão, ($e = 1$), em nenhuma das direções.

Tabela 4.17: Condições de simulação para o estudo da malha bidimensional, para o canal de ondas.

Tempo de simulação = 100 s		
Passo de tempo = 0,001 s		
Frequência de aquisição de dados = 250 Hz		
<i>Solver</i>	Nº de elementos	Duração da simulação
<i>olaFlow</i>	86840	8 horas e 34 minutos

As sondas para que fazem a medição da superfície livre numérica são as mesmas descritas na caracterização experimental.

4.3. EFEITO DA REDUÇÃO DE SEÇÃO LATERAL NA PROPAGAÇÃO DA ONDA

Tabela 4.18: Condições de simulação para o estudo da malha tridimensional, para o canal de ondas.

Tempo de simulação = 100 s Passo de tempo = 0,001 s Frequência de aquisição de dados = 250 Hz		
<i>Solver</i>	Nº de elementos	Duração da simulação
<i>olaFlow</i>	434200	6 dias, 10 horas e 22 minutos

O computador utilizado para o decorrer das simulações é equipado com um processador Intel®Core™ i7-7700K @ 4.20GHz x 8 com 32GB RAM.

4.3.3 Comparação de Resultados

A figura 4.26 demonstra os resultados numéricos referentes às sondas ($x = -9,2; -2,2; 0$ m), em seguida é feita uma comparação destes resultados com os obtidos experimentalmente e com os obtidos numericamente em Neves (2018).

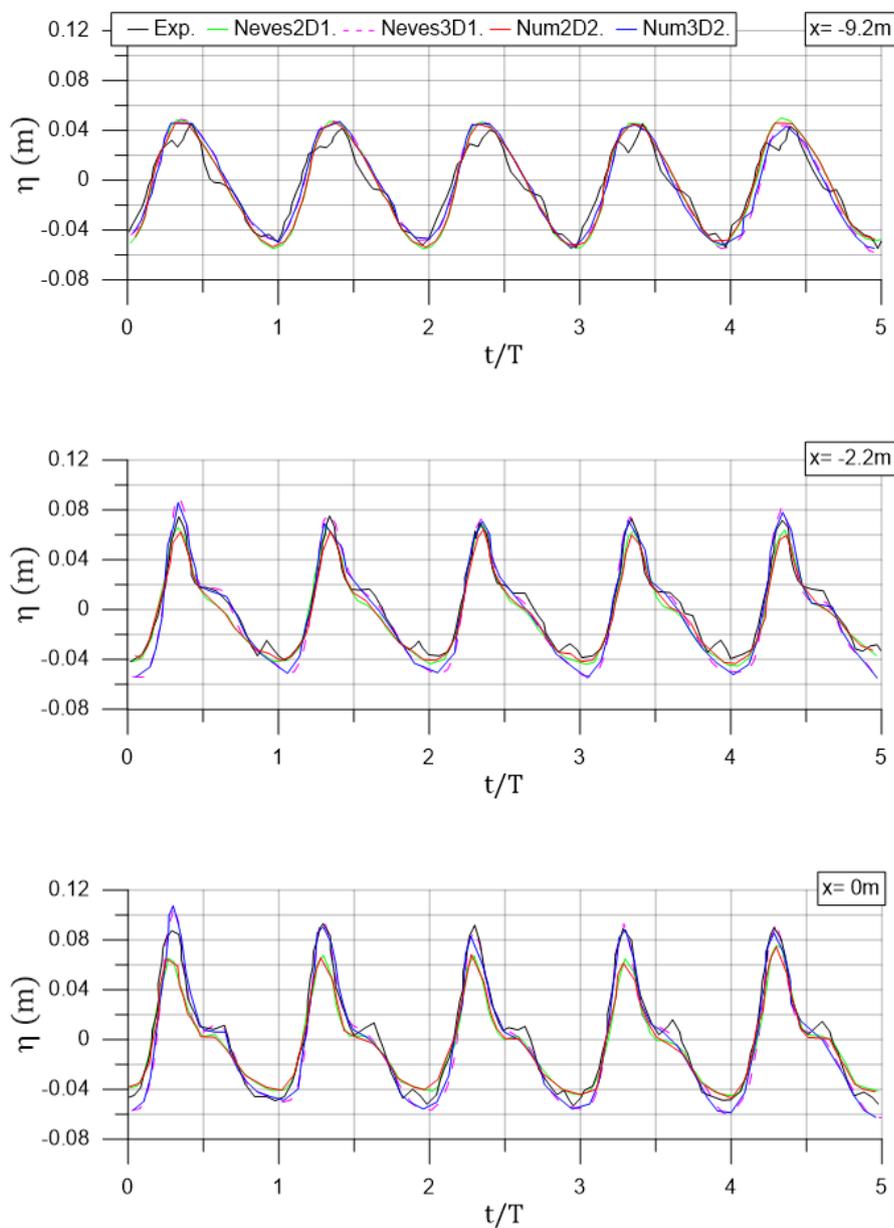


Figura 4.26: Superfície livre captada pelas sondas ($x = -9.2; 2.2; 0$ m), contendo os resultados obtidos experimentalmente e numericamente em Neves (2018), assim como os resultados obtidos numericamente recorrendo ao *solver olaFlow*. Os resultados apresentados contabilizam a superfície numérica existente desde a 6ª até à 10ª onda.

Nos gráficos da figura 4.26 são representada as variações da superfície livre para três sondas colocadas ao longo do canal de ondas onde: "Exp." representa os resultados experimentais, "Neves2D1." o sinal referente à simulação bidimensional em Neves (2018), "Neves3D1." o sinal referente à simulação tridimensional em Neves (2018), "Num2D2." os resultados da simulação bidimensional relativa à tabela 4.17 e "Num3D2." os resultados da simulação tridimensional relativa à tabela 4.18.

À semelhança do que acontece em Neves (2018), os resultados referentes à simulação tridimensional (Num3D2.), demonstram um claro aumento da altura da onda, quando comparados aos resultados registados na variação da superfície livre para a malha bidimensional (Num2D2.). A diferença entre as alturas de onda registadas aumenta quanto mais a jusante do canal, sendo esta mais notória em ($x = 0$ m) que em ($x = -9,2$ m).

Observando as elevações de superfície livre numéricas obtidas, (Num2D2. e Num3D2.) e comparando estas com os resultados experimentais (Exp.), é possível constatar que o comportamento de onda é semelhante, porém, da sonda ($x = -9,2$ m) para a sonda ($x = 0$ m) são melhor captadas algumas das harmónicas existentes nos sinais experimentais, que inicialmente não são aferidas pelos registos numéricos.

Comparando os resultados numéricos de Neves (2018), (obtidos recorrendo ao *solver olaDyMFlow*), com os obtidos nesta dissertação, conclui-se que aplicando as mesmas condições de simulação, o *solver olaFlow* apresenta resultados semelhantes. Demonstrando que este possui também uma boa aproximação para realizar a medição das variações da superfície livre ao longo de um canal de ondas, cujo fundo é variável estando este sujeito a uma redução da sua área lateral.

Por fim, discutindo a diferença dos valores registados entre ambas as simulações realizadas, conclui-se que como era esperado, a malha tridimensional é capaz de captar um sinal de onda numérico muito mais plausível em relação aos resultados experimentais. A malha bidimensional, não é capaz de captar a altura de onda na sua totalidade, havendo uma diferença maior do sinal de onda experimental para as sondas mais a jusante do canal, ($x = -2,2; 0$ m).

4.4 Caso de Estudo

4.4.1 Geometria do domínio computacional

O canal de ondas utilizado no seguinte estudo tem uma geometria de fundo semelhante à descrita na figura 4.3, porém a jusante este termina na última extensão de 10 m, excluindo assim as últimas duas rampas de declive 1:20 e 1:2.

O comprimento total do canal é de 26,82 m, sendo este dividido em três regiões horizontais e duas rampas com declives distintos, alternadamente dispostas. Tendo em conta o referencial apresentado na figura 4.3, a partir do ponto mais a montante, correspondente à zona de geração da onda, existe uma zona horizontal de ($x = [-16,82$ m: $-16,5$ m]), com uma profundidade ($z = -1,15$ m). Em seguida encontra-se uma rampa de declive 1:11

entre ($x = [-16,82 \text{ m}: -16,5 \text{ m}]$), conectada a uma zona horizontal de profundidade ($z = -0,75 \text{ m}$), tendo o seu final em ($x = -10 \text{ m}$). Logo após, existe uma rampa de declive 1:22, tendo esta o seu final na origem do referencial, ($x = [-10 \text{ m}: 0 \text{ m}]$). Por fim, o canal de ondas termina com uma região horizontal entre ($x = [0 \text{ m}: 10 \text{ m}]$), correspondendo a uma profundidade ($z = -0,3 \text{ m}$).

Analisando a figura 4.27, nota-se uma relação de simetria do canal em torno de ($y = 0$), assim sendo, o domínio computacional é reduzido para metade tendo como plano de simetria do escoamento $y = 0$. Para simulações tridimensionais, que requerem um grande esforço computacional, este tipo de simplificações é fulcral para que seja diminuída a capacidade computacional requerida para a simulação numérica, reduzindo assim também o tempo de cálculo.

Observando a figura 4.27, vemos uma representação do domínio computacional e as suas repetivas fronteiras, onde: "*bottom*" corresponde ao fundo variável do canal; "*atmosphere*" que, como o próprio nome indica, define a atmosfera em ($z = 0,3 \text{ m}$), sendo este o topo do domínio computacional; "*inlet*" é definida como a fronteira de geração de ondas; "*outlet*" representa a fronteira de absorção de ondas; "*sidewall*" designada como a lateral do canal, nesta fronteira está contida também a redução da área lateral; "*middle*" onde é definido o plano de simetria do canal.

A redução da área lateral do canal é feita entre ($x = [-12,5 \text{ m}: -1,75 \text{ m}]$), ao longo da fronteira "*sidewall*" reduzindo de 0,5 m para 0,3 m.

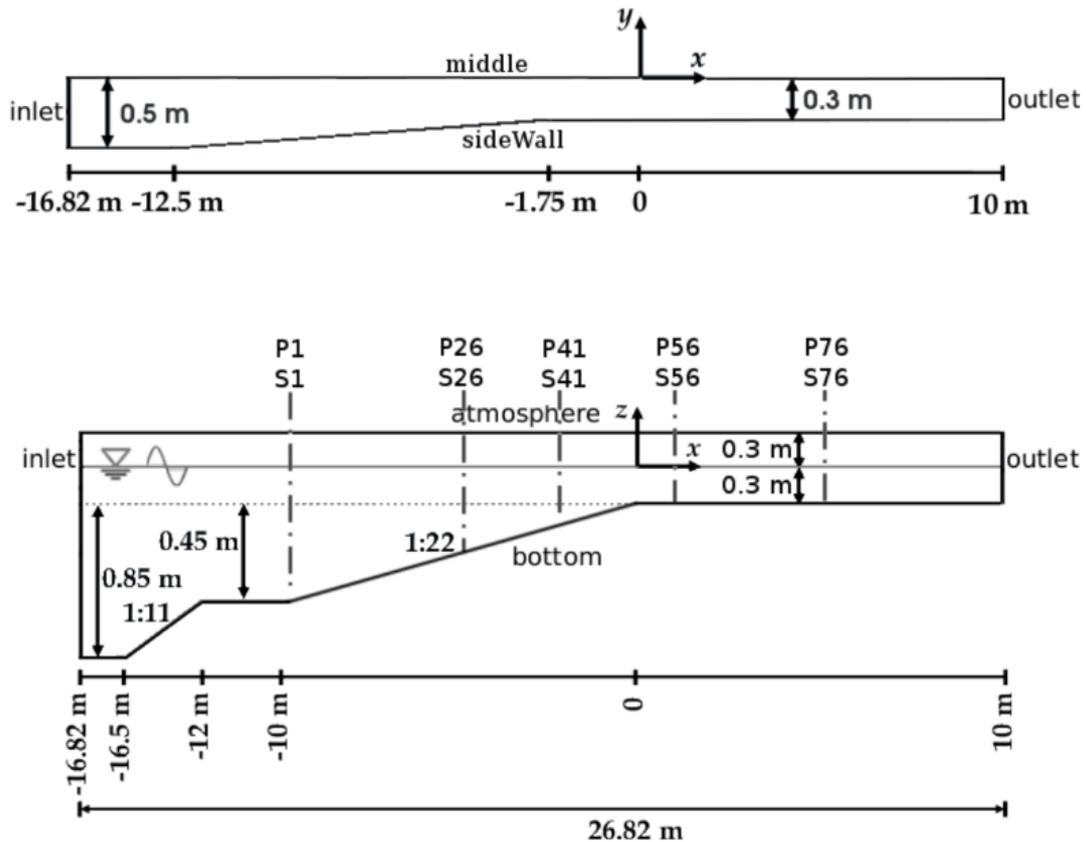


Figura 4.27: Representação do domínio computacional utilizado na simulação numérica com os nomes das fronteiras do domínio e a representação de algumas das sondas. Adaptado de Cardoso (2017).

4.4.2 Condições de simulação

Na seguinte simulação numérica, foi simulada uma onda de altura 0,1 m e período 1,5 s. Junto à zona de geração da onda, a profundidade da água do canal é de 1,15 m, estando as características da onda definidas na tabela 4.19.

Tabela 4.19: Parâmetros da onda incidente no caso de estudo

Altura de onda, H(m)	0,1
Período, T(s)	1,5
Profundidade do canal, d(m)	1,15
Comprimento de onda, L(m)	~ 3,407

Na fronteira definida como "inlet", foi utilizado um gerador de ondas do tipo estático que impõe as componentes da altura da superfície livre por meio da fração de volume de fluido (VOF) e da velocidade. Aplicando os parâmetros de onda ao gráfico de *Le Mauté*, define-se que a teoria de onda a ser aplicada é de StokesII.

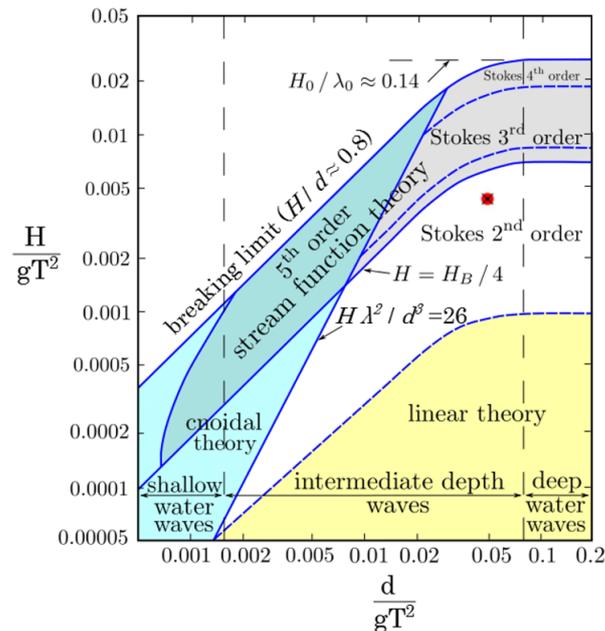


Figura 4.28: Definição da teoria de geração de onda, utilizando os parâmetro de onda da tabela 4.16. Adaptado de Le Méhauté (1976)

Junto à fronteira definida como *outlet*, é realizada a absorção ativa das ondas, de modo a que estas não sejam refletidas em direção ao gerador. As fronteiras *bottom* e *sidewall*, correspondentes ao fundo e parede lateral respetivamente, são compostas de paredes impermeáveis e sem escorregamento. Na fronteira *middle* é definido o plano de simetria, "*symmetry*". Tendo em conta os resultados apresentados anteriormente, em lugar de recorrer a um modelo de turbulência, optou-se por definir o escoamento como laminar.

4.4.3 Geração de malha

Para este estudo foram criadas duas malhas, uma primeira bidimensional e uma segunda trimimensional. Ambas foram geradas recorrendo às ferramentas *blockMesh* e *snappyHex-Mesh* do *software* OpenFOAM.

Como já referido anteriormente nesta dissertação, a *utility blockMesh* permite a criação de blocos hexaédricos com uma determinada expansão de elementos para uma certa direção. Para o estudo de ambas as malhas, foram criados dois blocos, onde na união entre blocos o último elemento de um bloco é igual ao primeiro do bloco adjacente:

- Um bloco superior entre ($z = [-0,3 \text{ m}; 0,3 \text{ m}]$), com 30 elementos na direção vertical z , possuindo uma expansão $e \approx 10$ em direção ao topo e 1000 elementos na direção horizontal x ;
- Um bloco inferior ($z = [-0,85 \text{ m}; -0,3 \text{ m}]$), com 77 elementos na direção vertical z , possuindo uma expansão $e \approx 10$ em direção à base do canal e 1000 elementos na direção horizontal x .

A ferramenta *snappyHexMesh* recorre à informação dada pela *utility blockMesh* e altera-a. Através de um *software* externo, são criados dois ficheiros do tipo STL, sendo um deles referente à configuração do fundo variável do canal, (*rampa.stl*), e outro descreve a redução de área lateral, (*red_la_area.stl*). O *snappyHexMesh* "recorta" os blocos dados pelo *blockMesh* tendo por base os ficheiros STL e adapta os elementos junto à fronteira do "corte".

Na malha bidimensional, foi criado somente uma célula ao longo da direção transversal, (*y*), tendo sido atribuída a condição de fronteira "*empty*" à fronteira *sidewall*, descartando a necessidade de uma solução para esta direção. Esta alteração é necessária, visto que o *software* OpenFOAM está predefinido para resolver todos os problemas em domínio tridimensional. Para este caso, a ferramenta *snappyHexMesh* fez somente uso do ficheiro STL, (*rampa.stl*).

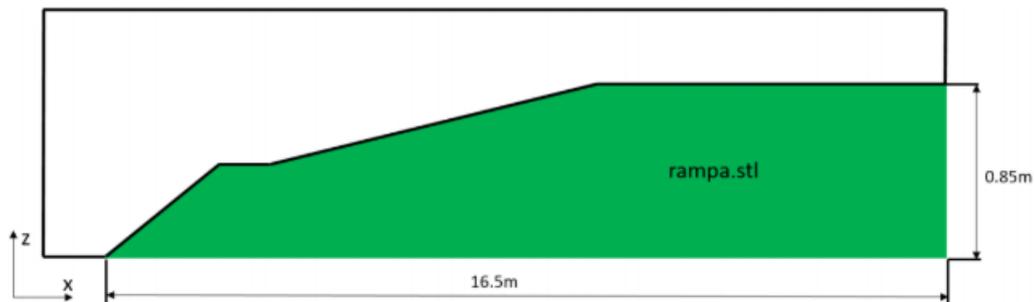


Figura 4.29: Esquema para a criação do fundo variável, recorrendo à ferramenta "*snappyHexMesh*" aliada ao ficheiro STL "*rampa.STL*".

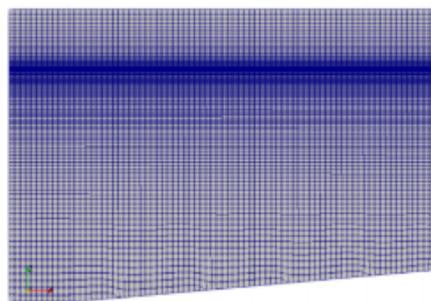


Figura 4.30: Região de geração da onda.

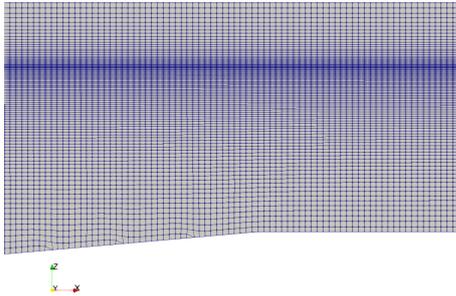


Figura 4.31: Início da rampa de declive 1:11.

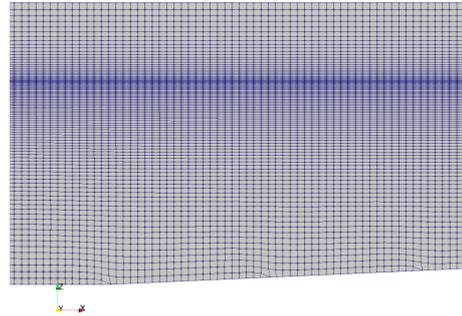


Figura 4.32: Início da rampa de declive 1:22.

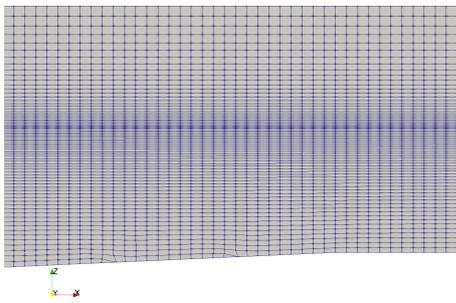


Figura 4.33: Final da rampa de declive 1:22.

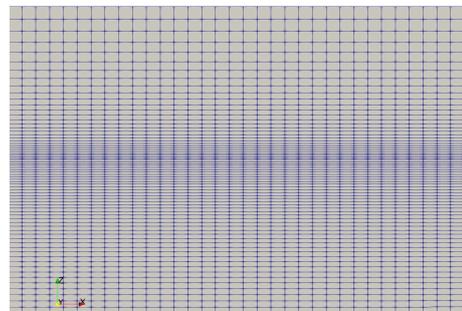


Figura 4.34: Região final do canal.

Para o caso da malha tridimensional, para além dos elementos já descritos para as direções horizontal (x) e vertical (z) do domínio computacional, foram inclusive adicionados 25 elementos na direção transversal (y). Neste caso, a *utility snappyHexMesh* faz recurso de ambos os ficheiros STL descritos anteriormente, (rampa.stl e red_la_area.stl).

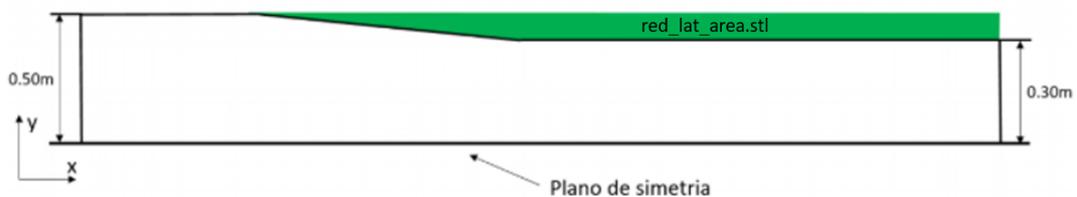


Figura 4.35: Esquema para a criação da redução de área lateral, recorrendo à ferramenta "*snappyHexMesh*" aliada ao ficheiro STL "red_lat_area.STL".

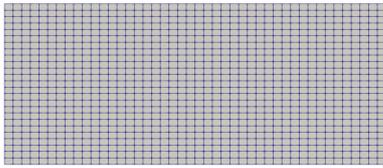


Figura 4.36: Região inicial do canal.

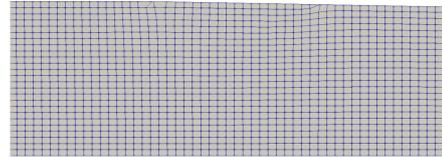


Figura 4.37: Região onde se dá o início da redução lateral de área.

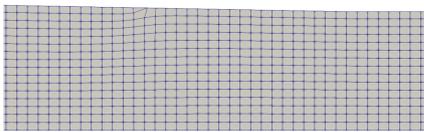


Figura 4.38: Região onde se dá o final da redução lateral de área.

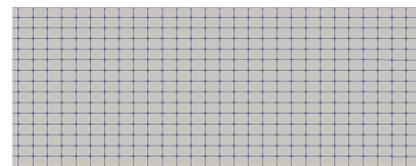


Figura 4.39: Região final do canal.

Tabela 4.20: Condições de simulação para o caso de estudo da recolhendo a uma malha bidimensional.

Tempo de simulação = 100 s Passo de tempo = 0,001 s Frequência de aquisição de dados = 333 Hz		
<i>Solver</i>	Nº de elementos	Duração da simulação
<i>olaFlow</i>	96540	7 horas e 45 minutos

Tabela 4.21: Condições de simulação para o caso de estudo da recolhendo a uma malha tridimensional.

Tempo de simulação = 100 s Passo de tempo = 0,001 s Frequência de aquisição de dados = 333 Hz		
<i>Solver</i>	Nº de elementos	Duração da simulação
<i>olaFlow</i>	797776	9 dias, 16 horas e 15 minutos

Para o decorrer de ambas as simulações foi utilizado um computador equipado com um processador Intel® Core™ i7-7700K @ 4.20GHz×8 com 32GB de RAM, utilizando os 8 cores em paralelo.

Por forma a medir as variações da superfície livre, foram colocadas desde o início do domínio computacional, até ao final do mesmo sondas numéricas, espaçadas entre si 10 cm. Estas sondas são criadas através da ferramenta "*sampleSet*", que em seguida são compiladas de maneira a serem lidas no ficheiro "*controlDict*".

4.4.4 Comparação de resultados

Nos gráficos das figuras 4.40, 4.41, 4.42 e 4.43, estão registados os resultados numéricos obtidos no caso de estudo, utilizando as malhas descritas anteriormente. Os resultados obtidos utilizando uma malha bidimensional (Num2D.) e os resultados obtidos recorrendo a uma malha tridimensional (Num3D2.). Estes resultados foram comparados a valores experimentais (Exp.) e valores obtidos numericamente em Conde et al. (2015) (Num3D1.), utilizando uma malha tridimensional. As séries temporais demonstradas na figura 4.40 e 4.41 descrevem a variação da superfície livre para 10 períodos de onda captados por sondas dispostas ao longo do canal de ondas, ($x = -10, -5, -2, 1, 5$ m), estando os respetivos periodogramas demonstrados nas figuras 4.32 e 4.43.

Nas figuras 4.44 e 4.45 estão registados os primeiros 40 períodos de onda numérica captados pelas simulações que recorrem das malhas bidimensional e tridimensional, respetivamente. Sendo possível averiguar as variações da superfície livre ao longo do canal de ondas para diferentes secções.

Os intuitos principais deste estudo são: averiguar a precisão do *solver olaFlow*; observar a diferença dos resultados numéricos obtidos para ambas as simulações; fazer uma comparação dos valores numéricos obtidos com valores obtidos em ensaios experimentais e numéricos existentes em Conde et al. (2015); estudar o comportamento e ordem das ondas para várias secções ao longo do canal, para tal recorrendo aos periodogramas.

Observando as figuras 4.40 e 4.41, é possível afirmar que de um modo geral, como era expectável, os resultados obtidos recorrendo a uma malha tridimensional (Num3D2.) captam uma altura de onda maior, quando comparados aos valores referentes à variação da superfície livre obtida utilizando uma malha bidimensional (Num2D.). Esta diferença é maior nas sondas ($x = -5, -2$ m). Na sonda ($x = -10$ m), os resultados numéricos para a variação da superfície livre nos três casos, (Num2D., Num3D1., Num3D2.), são bastante idênticos, havendo uma discrepância mais considerável para as restantes sondas. Nas sondas ($x = -5, -2, 1$ m), existe uma ligeira diferença nas alturas de ondas captadas entre (Num3D1.) e (Num3D2.), onde as alturas de onda mais semelhantes aos registos experimentais são as descritas em (Num3D2.). Esta diferença pode ser justificada pelos *solvers* utilizados, que são diferentes para ambos os casos, ou pela forma que as malhas utilizadas nas duas simulações foram geradas.

Para regiões de menor profundidade, mais a jusante do canal, observando tanto os

gráficos da variação da superfície livre como os seus repetivos periodogramas, constata-se o aparecimento de harmónicas que demonstram uma evolução para características cada vez mais não lineares, com cristas mais acentuadas e cavas mais alongadas, destacando para tal a sonda ($x = 5$ m). As harmónicas descritas pelos valores experimentais (Exp.), não são inteiramente descritas na variação de superfície livre referente à utilização de uma malha tridimensional, (Num3D2), à semelhança dos registos feitos em Conde et al. (2015), devido ao fenómeno da dissipação numérica.

Analisando os periodogramas das figuras 4.42 e 4.43, nota-se uma boa aproximação dos resultados obtidos nas simulações numéricas tridimensionais (Num3D1) e (Num3D2), havendo alguma discrepância dos resultados experimentais (Exp) justificados pela diferença entre alturas de ondas observadas nos gráficos de variação da superfície livre.

Nas tabelas DFT 4.23 e 4.25, é possível averiguar as diferenças existentes entre ambas as simulações (Num2D.) e (Num3D.), onde como referido anteriormente, uma malha tridimensional é capaz de captar melhor o comportamento da onda, ou seja, tanto a sua altura como as harmónicas nela existentes. Uma malha tridimensional permite simular o efeito do empolamento, permitindo assim estudar mais apropriadamente o crescimento da amplitude da frequência fundamental. Para secções mais a montante, as ondas possuem um comportamento linear, ($f.T = 1$), porém quanto mais a jusante, indicado pelo aumento da frequência fundamental, é possível afirmar o comportamento cada vez mais não linear das ondas, podendo estas serem consideradas ondas de quarta ordem, ($f.T = 4$).

Nas figuras 4.44 e 4.45, nota-se novamente a diferença da altura de onda captada entre uma simulação que recorre à utilização de uma malha bidimensional quando é feita a comparação para um caso semelhante que recorre a uma malha tridimensional, sendo essa diferença de cerca de 10 %. Junto à região onde se encontram o gerador de ondas definida como "inlet", é definida a altura da onda que diminui alguns instantes depois e mantém-se constante em todos os casos.

CAPÍTULO 4. CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

Tabela 4.22: Amplitudes das harmônicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal descrito no caso de estudo recorrendo a uma malha bidimensional, (Exp).

$f.T$ (m)	x(m)				
	-10	-5	-2	1	5
1	0,058545657	0,057245728	0,06783734	0,050129168	0,055686489
2	0,006302505	0,011031051	0,017697878	0,024121791	0,028129179
3	0,001665872	0,003154268	0,004503535	0,012915079	0,009797077
4	0,000638722	0,001775315	0,002595583	0,004866471	0,003890922

Tabela 4.23: Amplitudes das harmônicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal descrito no caso de estudo recorrendo a uma malha bidimensional, (Num2D).

$f.T$ (m)	x(m)				
	-10	-5	-2	1	5
1	0,044157293	0,043196726	0,043067341	0,042940152	0,039753576
2	0,002387915	0,002804617	0,005276796	0,009321111	0,009499936
3	0,000737077	0,000783609	0,001824388	0,004800068	0,004159432
4	0,000384249	0,000553814	0,000705959	0,002214209	0,001707464

Tabela 4.24: Amplitudes das harmônicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal descrito no caso de estudo recorrendo a uma malha bidimensional, (Num3D1).

$f.T$ (m)	x(m)				
	-10	-5	-2	1	5
1	0,048891984	0,054424722	0,058231343	0,053070463	0,042592175
2	0,002387915	0,007063905	0,013211975	0,023023561	0,015735641
3	0,000354714	0,001146913	0,003478537	0,009931987	0,006232360
4	0,000019734	0,000224304	0,001038311	0,005120241	0,002730373

Tabela 4.25: Amplitudes das harmônicas da onda numérica para algumas posições ao longo do canal descrito no caso de estudo recorrendo a uma malha tridimensional, (Num3D2).

$f.T$ (m)	x(m)				
	-10	-5	-2	1	5
1	0,044804875	0,050858811	0,053320001	0,050868827	0,045041457
2	0,003767182	0,003292698	0,007613677	0,013906944	0,011038241
3	0,000534945	0,001597489	0,003035312	0,006683472	0,004813884
4	0,000397077	0,000749601	0,001219927	0,003563069	0,001822354

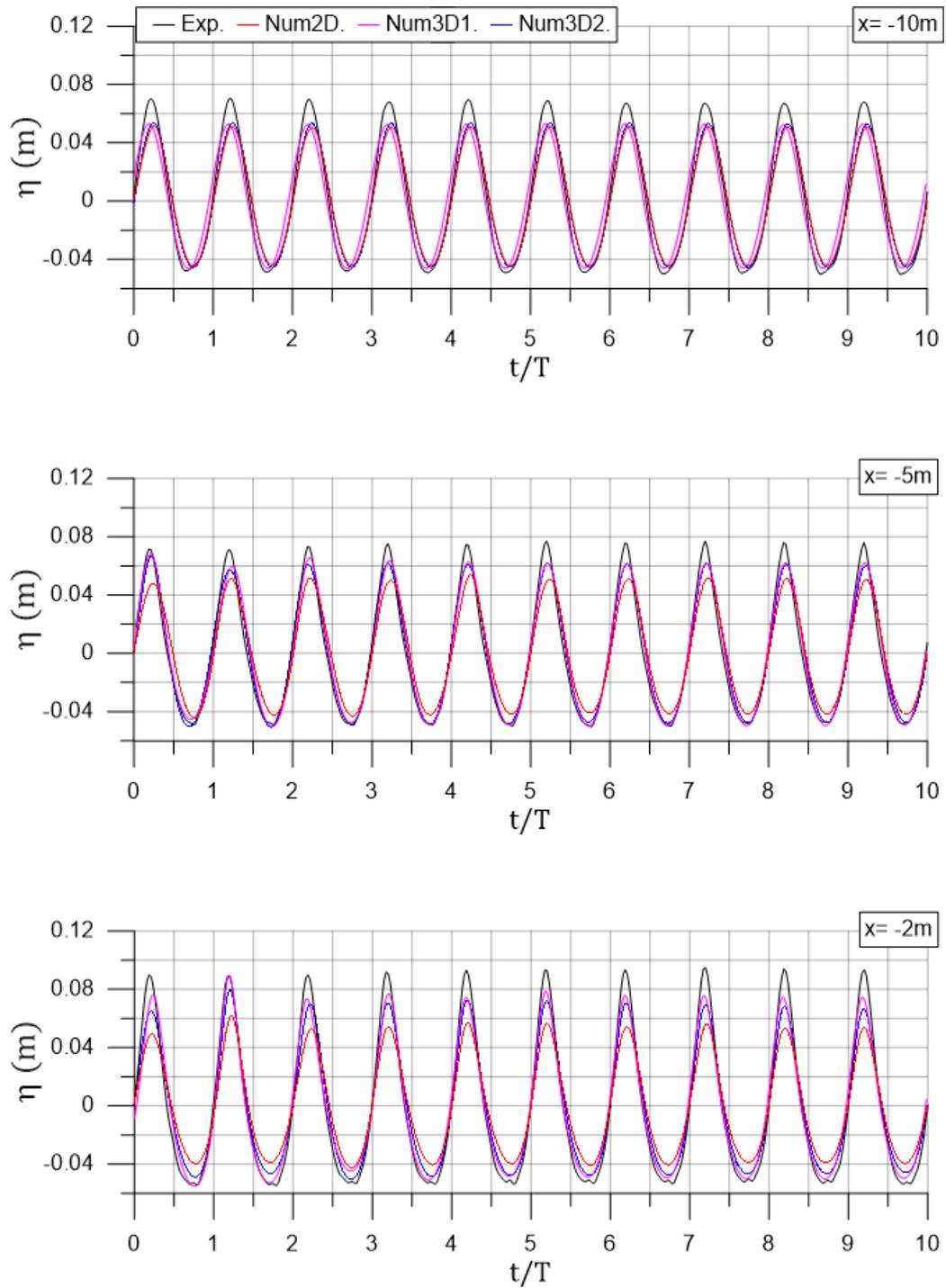


Figura 4.40: 10 períodos do sinal da onda, para o caso de estudo.

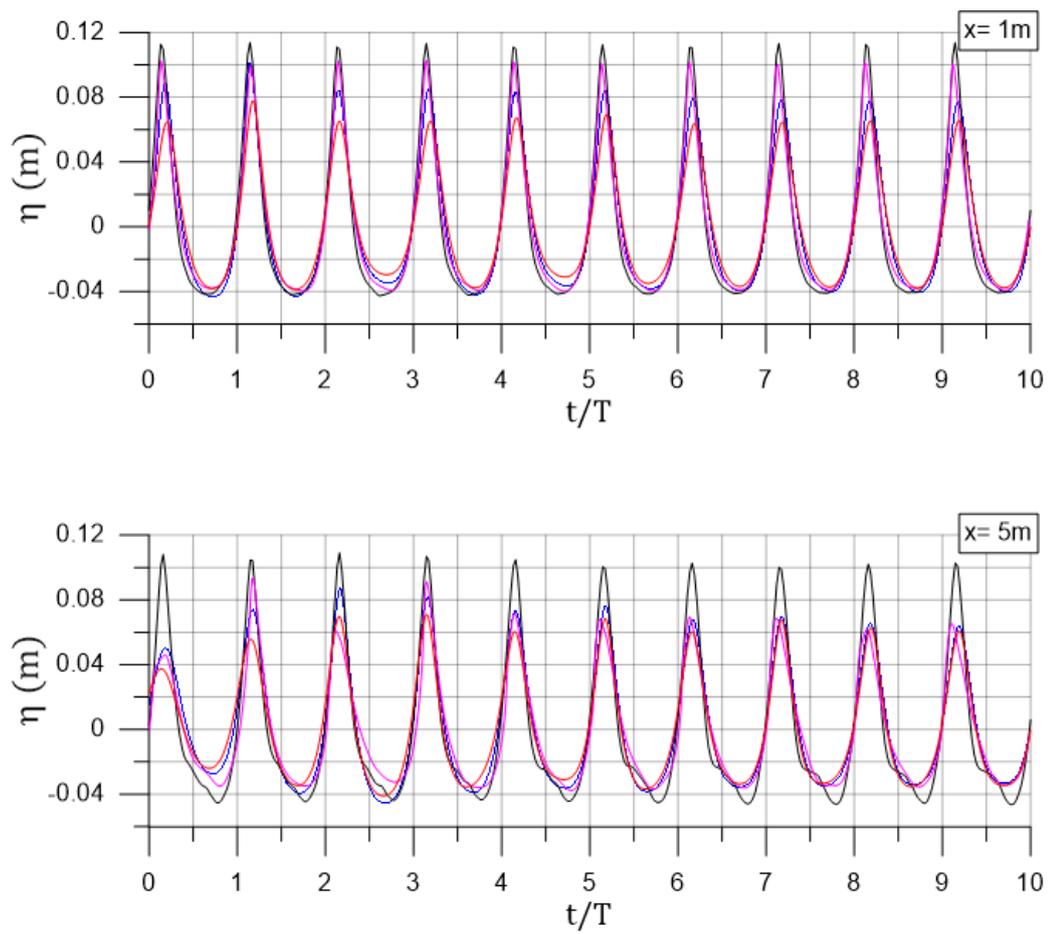


Figura 4.41: 10 períodos do sinal da onda, para o caso de estudo, (continuação).

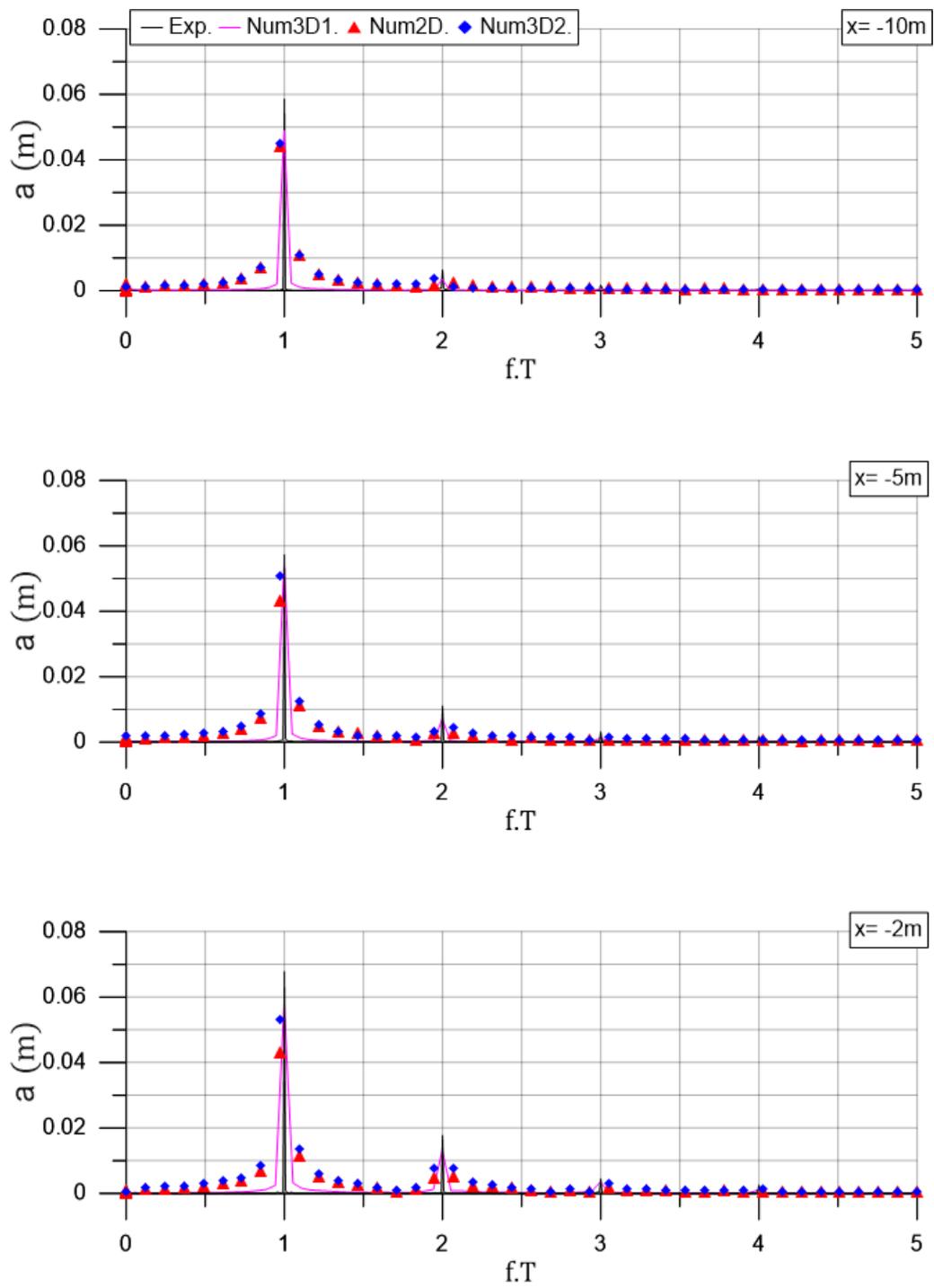


Figura 4.42: Periodogramas referentes aos sinais de onda da figura 4.37.

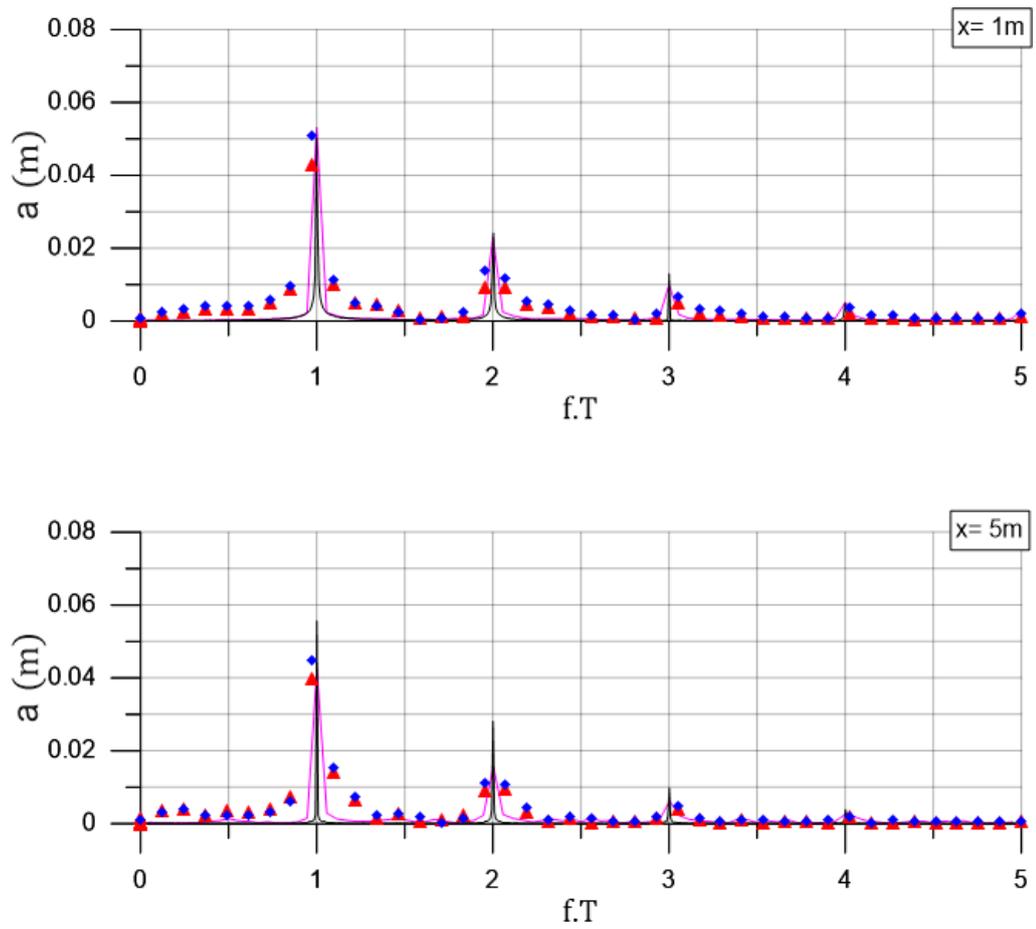


Figura 4.43: Periodogramas referentes aos sinais de onda da figura 4.38.

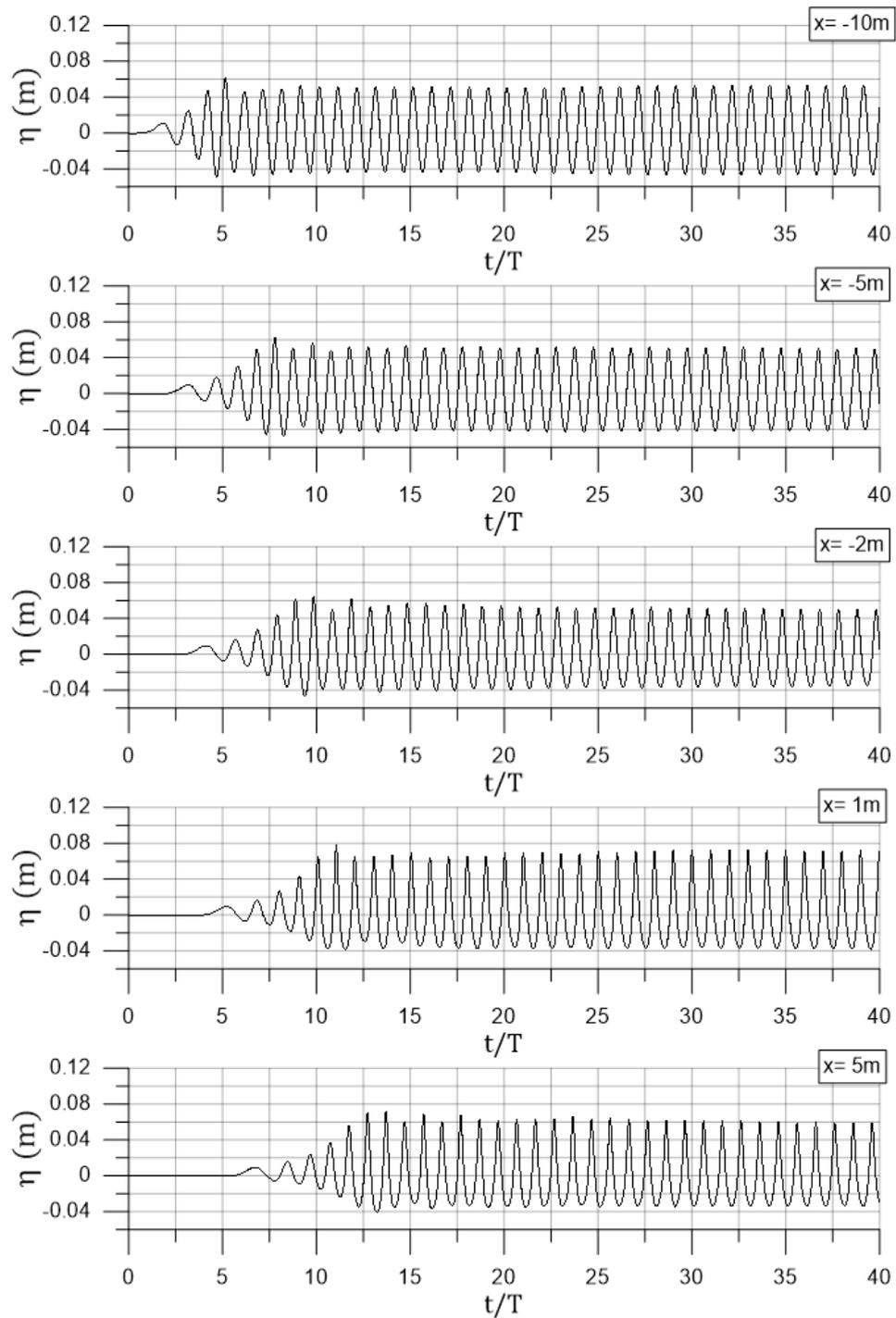


Figura 4.44: Primeiros 40 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal de ondas representado no caso de estudo, recorrendo a uma malha bidimensional.

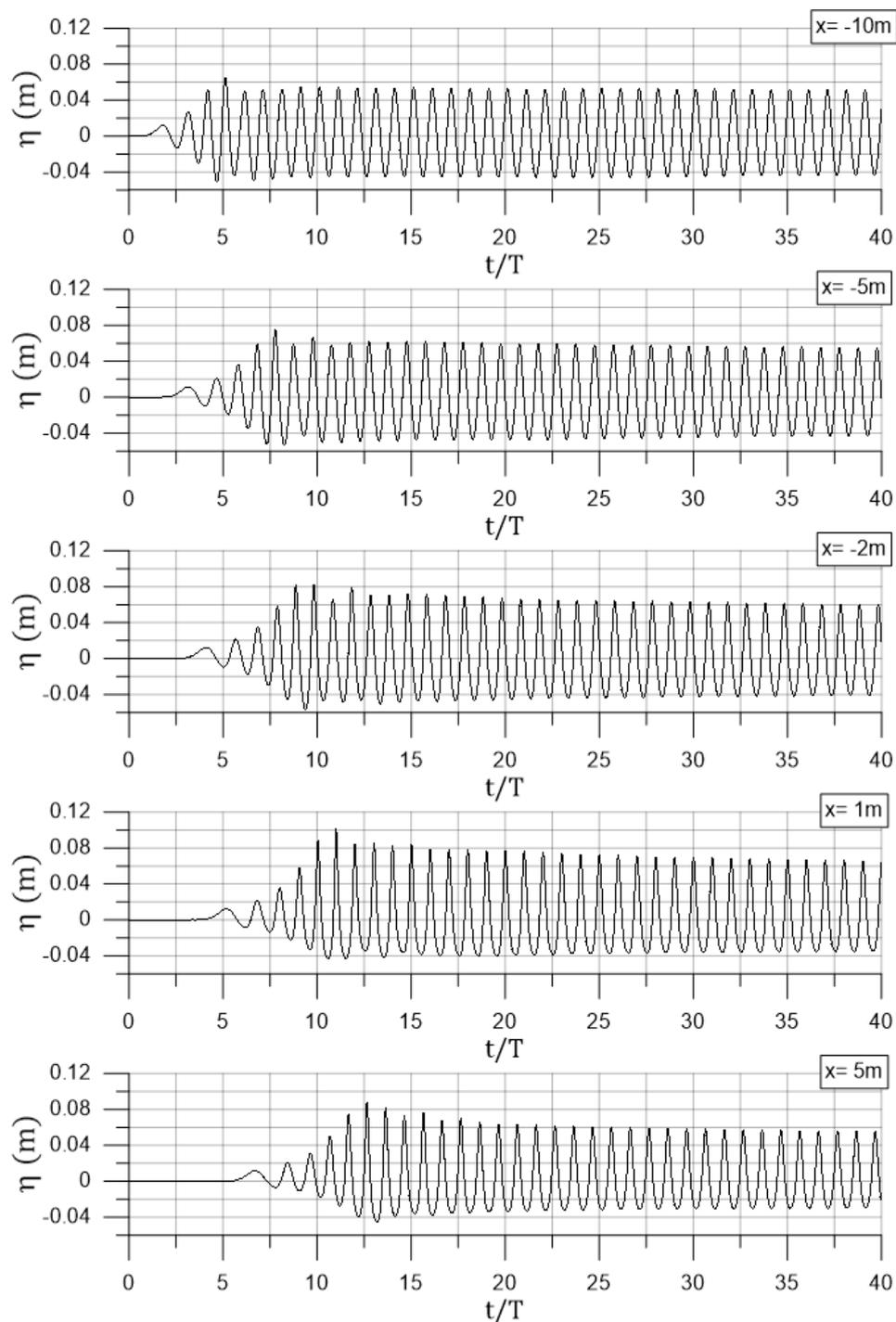


Figura 4.45: Primeiros 40 períodos de onda e evolução da elevação de superfície livre para diferentes secções ao longo de canal de ondas representado no caso de estudo, recorrendo a uma malha tridimensional.

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

O intuito principal da realização desta dissertação foi o estudo numérico de um canal de ondas de fundo variável com redução de área lateral, sendo que para tal foi utilizado o *software* OpenFOAM recorrendo ao *solver* *olaFlow* e a algumas das suas *utilities*. Para tal, foi tido como base o estudo experimental realizado em Conde et al. (2012) no canal de ondas do Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC). Os testes efetuados visam o estudo da variação da superfície livre em diferentes secções do canal, sendo os resultados obtidos numericamente comparados tanto a a resultados experimentais como a outros valores numéricos obtidos para casos semelhantes, por forma a que estes sejam validados. A validação dos resultados obtidos permite garantir a aplicabilidade do *software* utilizado assim como das suas ferramentas para casos de estudo semelhantes, sendo que o programa OpenFOAM possui ainda como vantagem o facto de ser gratuito, contendo em si um conjunto de bibliotecas completamente customizáveis por parte dos seus utilizadores.

Inicialmente foram realizadas simulações numéricas em malhas bidimensionais simples, de forma a verificar qual o efeito do fundo na captação da superfície livre para diferentes secções ao longo do canal. Para tal, foram utilizadas malhas com diferentes composições de fundo, onde o primeiro caso de estudo possui um fundo constante. A conclusão deste estudo é feita com uma malha cujo fundo possui uma geometria semelhante à descrita em Conde et al. (2012). Nestas simulações foi testada uma onda de período $T = 1,1$ s com uma altura $H = 0,08$ m, semelhante à utilizada no estudo de independência de solução e de malha em Cardoso (2017). Posteriormente foi feito um estudo numérico do caso experimental descrito em Conde et al. (2012), recorrendo para tal a duas geometrias idênticas, uma bidimensional que não possui solução na direção transversal (y) e uma geometria tridimensional que para além da variação do fundo, tem em conta ainda a redução da área lateral do canal de ondas. Em ambos os casos foi testada uma onda de

período $T = 1,5$ s e de altura $H = 0,1$ m. Para além dos estudos da variação da superfície livre, é feita uma análise espectral recorrendo para tal às transformadas discretas de *Fourier*, permitindo assim observar a evolução da ordem de uma onda à medida que esta avança para secções mais a jusante do canal.

Para além dos estudos enunciados acima, é ainda feito um estudo do efeito da redução da área lateral na propagação da onda, estando este descrito no Apêndice A desta dissertação. Recorrendo ao canal de ondas descrito em Neves (2018), a onda simulada tem um período $T = 4,5$ s e altura $H = 0,1$ s, estando assim em condições de rebentação.

Para o primeiro estudo realizado, foi definido um determinado número de células tanto por comprimento de onda como por altura de onda, assim como qual a expansão existente para uma determinada direção. A escolha destas características é fulcral para que seja feita uma boa captação da interface entre fluidos, mais especificamente para o caso de ondas não-lineares que são as ondas descritas nesta dissertação. Porém, um excessivo refinamento da geometria torna-se inviável a partir de determinado ponto, resultando somente numa sobrecarga computacional sem produzir uma melhoria considerável nos resultados obtidos. Para a malha de fundo constante, comparando os resultados numéricos obtidos tanto com o sinal de uma onda teórica como com outros resultados obtidos numericamente, pode-se afirmar que foi feita uma boa escolha da de malha, sendo esta capaz de captar de uma boa forma as variações de superfície livre. Nos casos seguintes, é possível verificar também de uma forma clara, qual a influência que uma variação do fundo tem na onda que é propagada até jusante do canal.

Relativamente ao caso de estudo, constatou-se que os resultados das simulações numéricas estão em concordância tanto com os ensaios experimentais realizados em Conde et al. (2012) com os resultados numéricos descritos em Conde et al. (2015). Como era previsto, uma malha de geometria bidimensional não é capaz de captar a altura de onda na sua totalidade, ao contrário de uma malha de geometria tridimensional que tem em conta a redução de área lateral. Para algumas secções ao longo da geometria tridimensional, verifica-se alguma discrepância nas alturas de ondas captadas nos resultados obtidos com os descritos em Conde et al. (2015), que podem justificadas pelos *solvers* ou malhas utilizados, que em ambos os casos são diferentes. Em relação aos resultados experimentais, verifica-se a existência de alguma dissipação numérica nos gráficos de superfície livre, onde a onda numérica simulada não foi capaz de captar todas as harmónicas descritas nos ensaios experimentais. Assim sendo, dá-se uma redução na amplitude da frequência fundamental, que pode ser observada nos periodogramas. O crescimento da frequência fundamental para as secções mais a jusante do canal é constatada para os resultados numéricos e experimentais de uma forma constante, sendo este aumento justificado tanto pela redução da área lateral do canal, como pela variação do fundo do canal cuja profundidade vai diminuindo de montante para jusante.

Para dar continuidade aos estudos realizados nesta dissertação, seria interessante a aplicação de malhas semelhantes às aqui utilizadas para simulação de outras ondas ensaiadas em Conde et al. (2012). Para além das ondas monocromáticas, estudar ondas

bicromáticas e irregulares realizando as simulações com diferentes modelos de turbulências por forma a verificar qual o mais adequado. Sendo o OpenFOAM um *software* que está sujeito a uma constante renovação, teria também algum interesse testar casos semelhantes para diferentes versões do programa, ou recorrendo a outros *solvers* que ainda não foram testados ou lançados.

BIBLIOGRAFIA

- Airy, G (1845). "Tides and Waves". Em: *Encyclopædia Metropolitana*, pp. 241–396.
- Cardoso, J. M. (2017). *Simulação Numérica da Propagação de Ondas em Canal de Fundo Variável Utilizando o Código IHFOAM*. Tese de Mestrado. FCT-UNL.
- Conde, J, R Reis, C Fortes e D. Neves (2012). "Wave Propagation on a Flume: Physical Modelling". Em: *Thermal Engineering* 11, pp. 22–29.
- Conde, J, Fortes, E Didier, R Lemos e R Reis (2013). "Physical Modelling of Bichromatic Waves with and without Wave Breaking". Em: *Proc. Congress of Numerical Methods in Engineering, Bilbao, Spain*.
- Conde, J, P. Roberto e C Fortes (2015). "Wave Propagation on a Flume: Numerical Simulation". Em: *Thermal Engineering* 14, pp. 95–102.
- Condeço, M. (2018). *Simulação Numérica do Escoamento numa Central de Energia das Ondas*. Tese de Mestrado. FCT-UNL.
- Dean, R. G. e R. A. Dalrymple (1984). *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. Vol. 2. Advanced Series on Ocean Engineering. Singapore: World Scientific Publishing Company.
- Demirbilek, Z e C Vincent (2008). "Part II - "Water Wave Mechanics". Em: *Coastal Engineering Manual*. EM 1110-2-1100. U.S. Army Corps of Engineers. Cap 1.
- Endres, L, D. R.C. B. Neves, E Didier, C. J.E. M. Fortes e T Okamoto (2011). "Performance Evaluation of Numerical Models to Simulate Waves Along a Wave Channel". Em: *Proc. Congress of Numerical Methods in Engineering (CMNE2011)*. Coimbra, Portugal.
- Foreman, M. G. G. (1977). "Manual for Tidal Heights Analysis and Prediction, Pacific Marine Science Report 77-10". Em: *Institute of Ocean Sciences Patricia Bay, Sidney, BC*.
- Higuera, P. (2015). *Application of Computational Fluid Dynamics to Wave Action on Structures*. Tese de Doutoramento, Phd. Universidade de Cantabria.
- Higuera, P. (2019). *OlaFlow*. <https://github.com/phicaul/olaFlow>. Acedido em 2018-12-16.
- Higuera, P., J. L. Lara e I. J. Losada (2013). "Realistic Wave Generation and Active Wave Absorption for Navier–Stokes models: Application to OpenFOAM®". Em: *Coastal Engineering* 71, pp. 102–118.
- Hirt, C. W. e B. D. Nichols (1981). "Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries". Em: *Journal of Computational Physics* 39, pp. 201–225.

- Issa, R. I. (1985). "Solution of the Implicit Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting". Em: *Journal of Computational Physics* 62.1, pp. 40–65.
- Jacobsen, N., D. R. Fuhrman e J. Fredsøe (2012). "A Wave Generation Toolbox for the Open-Source CFD Library: OpenFoam®". Em: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 70.9, pp. 1073–1088.
- Le Méhauté, B. (1976). *An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves*. New York, NY, USA: Springer-Verlag.
- Massel, S. R. (1996). *Ocean Surface Waves: Their Physics and Prediction*. Vol. 11. Advanced series on ocean engineering. Singapore: World Scientific Publishing Company.
- Neves, D. R.C. B., L Endres, C. J. E. Fortes e T Okamoto (2011). "Physical Modelling of Wave Propagation and Wave Breaking in a Wave Channel". Em: *5th SCACR International Short Conference on Applied Coastal Research*. Aachen, Germany.
- Neves, D. R.C. B., L Endres, C. J. E. Fortes e T Okamoto (2012). "Directional Spreading Model in a Wave Channel: Wave Propagation and Wave Breaking". Em: *Ocean Engineering* 55, pp. 148–160.
- Neves, D. R. (2018). *Air Entrainment in Wave Breaking: Experimental and Numerical Modeling*. Tese de Doutorado, Phd. Instituto Superior Técnico.
- Okamoto, T., C. J. Fortes e D. R. Basco (2010). "Bore Propagation Speed at the Termination of Wave Breaking". Em: *32nd International Conference on Coastal Engineering*. Shanghai, China.
- OpenFOAM® (2013). <http://web.archive.org/web/20080207010024/http://www.808multimedia.com/winnt/kernel.htm>. Acedido em 2018-09-30.
- Patankar, S. V. (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation, McGraw-Hi.
- Ramos, A, C. J.E. M. Fortes, J. M. P. Conde, S Gabriel e R Reis (2016). "Modelação Física em Canal da Propagação de Ondas na Praia da Galé, Algarve". Em: *Atas das 4^{as} Jornadas de Engenharia Hidrográfica* Lisboa, pp. 21–23.
- Rusche, H. (2003). "Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions". Em: Tese de Doutorado, Phd. Imperial College London (University of London).
- Trimble (2019). *SketchUp*. <https://www.sketchup.com>. Acedido em 2019-01-16.
- Versteeg, H. e W. Malalasekera (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics*. 2^a ed. McGraw-Hill.

A N E X O



ÁRVORE DE DIRETORIAS DO CASO DE ESTUDO DO
OPENFOAM® COM O *Solver olaFlow*

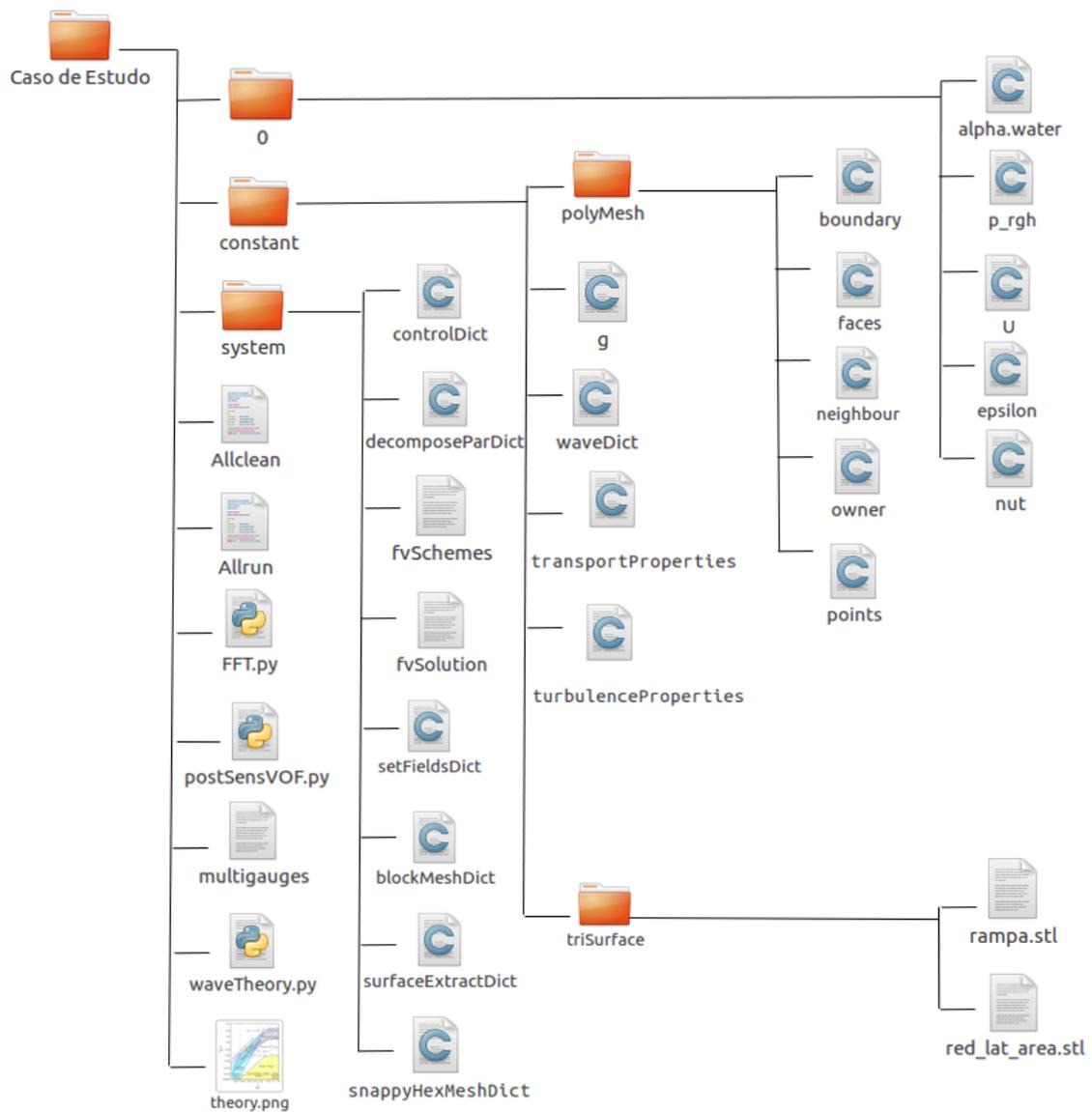


Figura I.1: Diagrama de diretórias em árvore que representa o conjunto de ficheiros e pastas para realizar uma das simulações realizadas nesta dissertação.