



Rafael Rocha Santos

Licenciado em Ciências de Engenharia Mecânica

Simulação numérica de um TAPCHAN utilizando o método SPH

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Mecânica

Orientador: Mestre Moisés Gonçalves de Brito, Investigador,
Instituto Superior Técnico
Co-orientador: Doutor Luís Miguel Chagas da Costa Gil, Professor
Auxiliar, Universidade Nova de Lisboa

Júri

Presidente: Doutor José Manuel Paixão Conde
Arguente: Doutora Maria da Graça Reis e Silva de Oliveira Neves
Vogais: Doutor Luís Miguel Chagas da Costa Gil



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

Setembro, 2018

Simulação numérica de um TAPCHAN utilizando o método SPH

Copyright © Rafael Rocha Santos, 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.

Não existem obstáculos, mas sim desafios.

AGRADECIMENTOS

Esta dissertação marca o fim de uma etapa importante na minha vida. Foram 5 anos que contribuíram para a minha evolução tanto pessoal, como profissional, e nos quais adquiri variadíssimos conhecimentos. Tal deve-se em geral aos professores do Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial da Faculdade de Ciências e Tecnologia, mas em especial à Comissão Científica do Mestrado Integrado em Engenharia Mecânica, composta pelos professores António Mourão, Rui Martins e Daniel Vaz, que reuniu um plano curricular de extremo interesse para os alunos que frequentam este curso.

Em particular, quero agradecer aos meus orientadores, o professor Luís Gil e o Mestre Moisés Brito, por todo o conhecimento transmitido e ajuda disponibilizada, e dar uma nota especial ao Moisés pela paciência que demonstrou para me auxiliar nos vários problemas e dúvidas relacionadas com o programa DualSPHysics e o modelo SPH que surgiram ao longo destes meses.

Aos meus pais, quero agradecer profundamente pela educação que me deram, por todos os valores transmitidos, pela oportunidade de tirar um curso superior e também pela paciência que tiveram no decorrer destes anos mais difíceis. Agradeço também por me terem ajudado com os recursos para realizar esta dissertação.

À minha namorada, Patrícia Costa, agradeço por todo o apoio e incentivo que me dá constantemente, não só ao longo desta dissertação, como em todas as outras matérias.

Um muito obrigado a todos.

RESUMO

Nas últimas décadas têm surgido diversos desenvolvimentos nos métodos numéricos livres de malha. Estes métodos, permitem ultrapassar a dificuldade que os métodos clássicos, apoiados numa malha, têm em simular fenómenos não lineares de que são exemplos o galgamento, a rebentação ou a interação onda-estrutura.

Nesta dissertação pretende-se explorar as potencialidades do método Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) no estudo e na optimização hidrodinâmica de um dispositivo costeiro do tipo TAPCHAN.

Inicialmente testa-se e valida-se o método numérico utilizando vários casos bidimensionais, de forma a comprovar que são correctamente simuladas a geração e propagação de onda, o galgamento, a rebentação e a dissipação de energia.

O estudo numérico do TAPCHAN foi realizado com base em simulações bi e tridimensionais, tendo sido estudada a influência que o declive da rampa e o ângulo das paredes laterais do dispositivo têm no caudal galgado para o reservatório.

Os resultados obtidos permitiram concluir que os ângulos que provocam maior galgamento são 25° para o ângulo da rampa e 19° para o ângulo das paredes laterais. A análise dos campos de velocidade mostra que os caudais galgados estão fortemente relacionados com a velocidade do escoamento na rampa.

Para finalizar o estudo, foi realizada uma simulação global (com os parâmetros geométricos que entretanto se mostraram mais realistas) de um canal com 200 metros de largura e estudada a distribuição de velocidades na superfície livre do reservatório de armazenamento. Da análise do campo de velocidades deduz-se que a melhor zona para produção de organismos aquáticos encontra-se a 4,5 metros do final da rampa.

Palavras-chave: TAPCHAN, Dispositivo de conversão de energia das ondas (WEC - *Wave Energy Converter*), Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH), Energia das ondas, Galgamento.

ABSTRACT

In the last decades several developments have appeared regarding the meshless numerical methods. These methods allow to overcome the difficulty that classical meshbased methods have in simulating non-linear phenomena such as overtopping, wave breaking or wave-structure interaction.

In this dissertation the aim is to explore the capabilities of the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method in order to study and optimize a TAPCHAN-type coastal device.

Initially, the numerical method is tested and validated using several two-dimensional cases, in order to prove that wave generation and propagation, surf breaking, overtopping and energy dissipation are correctly simulated.

The numerical study of TAPCHAN was carried out using bi and three-dimensional simulations where was studied the influence that the slope of the ramp and the angle of the side walls of the device have in the overtopping flow rate to the reservoir.

The obtained results allowed to conclude that the angles that lead to the greatest overtopping flow rate are 25° for the ramp slope and 19° for the angle of the lateral walls. The analysis of the velocity fields shows that the overtopping flow rates are strongly related to the flow velocity in the ramp.

To finalize the study, a global simulation (with the geometric parameters that were more realistic) of a channel with 200 meters of width was carried out and the velocity distribution on the free surface of the storage tank was studied. From the analysis of the velocity field it is deduced that the best zone for the production of aquatic organisms is 4.5 meters from the end of the ramp.

Keywords: TAPCHAN, Wave Energy Converter (WEC), Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH), Wave energy, Overtopping.

ÍNDICE

Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xix
Símbolos	xxi
Siglas	xxiii
1 Introdução	1
1.1 Enquadramento do trabalho	1
1.2 Importância do estudo do TAPCHAN	2
1.3 Objectivos	2
1.4 Metodologia	3
1.5 Estrutura da Dissertação	3
2 Revisão Bibliográfica	5
2.1 Energia das Ondas	5
2.2 Teoria das Ondas	7
2.2.1 Tipos de Ondas	7
2.2.2 Fenómeno da rebentação	8
2.2.3 Fenómeno do galgamento e espraio	9
2.2.4 Características das ondas	9
2.2.5 Teorias de 1ª ordem	10
2.2.6 Teorias de 2ª ordem	11
2.2.7 Geração de ondas	12
2.2.7.1 Ondas monocromáticas de 1ª ordem	12
2.2.7.2 Ondas monocromáticas de 2ª ordem	12
2.2.7.3 Ondas irregulares	13
2.3 Método SPH	14
2.4 DualSPHysics	15
2.5 TAPCHAN	16
3 Modelo Numérico	19
3.1 Método SPH	19

3.1.1	Kernel de interpolação	19
3.1.2	Conservação de massa	20
3.1.3	Conservação da quantidade de movimento	21
3.1.4	Modelo de Viscosidade	21
3.1.5	Movimento da partícula	21
3.1.6	Equação de estado	22
3.1.7	Filtros de densidade	22
3.2	DualSPPhysics	22
3.3	Parâmetros Numéricos	24
4	Validação do Modelo Numérico	27
4.1	Validação da geração e propagação da onda	28
4.2	Validação do galgamento	32
4.2.1	Estudo do galgamento numa estrutura <i>offshore</i>	33
4.2.2	Estudo do galgamento numa estrutura junto à costa	41
4.3	Validação da dissipação de energia	44
5	Estudo numérico do dispositivo	49
5.1	Estudo da influência do ângulo da rampa	49
5.2	Estudo da influência do ângulo das paredes laterais	52
5.3	Simulação tridimensional com os melhores parâmetros encontrados	56
6	Conclusões e desenvolvimentos futuros	59
6.1	Conclusões	59
6.2	Desenvolvimentos para trabalhos futuros	60
	Bibliografia	61
I	Anexo 1	65

LISTA DE FIGURAS

2.1	Potência média das ondas anual em kW/m adaptado de López et al. [4]	6
2.2	Espectro das ondas oceânicas e o seu mecanismo de formação por período de onda, adaptado de [10]. O termo "outras ondas" corresponde às ondas resultantes de interações entre ondas de alta frequência, à medida que estas se afastam de zonas de tempestade.	7
2.3	Tipos de rebentação das ondas sobre um talude com diferentes inclinações, adaptado de [11]	8
2.4	Fenómeno do galgamento.	9
2.5	Fenómeno de espraio e refluxo.	10
2.6	Principais características de uma onda regular.	10
2.7	Principais componentes num dispositivo TAPCHAN.	16
3.1	Domínio de influência de uma dada partícula, adaptado de [19].	20
3.2	Fluxograma da implementação CPU (esquerda) e GPU (direita) do método SPH.	23
3.3	Ficheiros de entrada e ficheiros de saída do DualSPHysics no pré-processamento e no pós-processamento, adaptado de [3].	23
4.1	Esquema do canal para a validação da altura e comprimento de onda.	28
4.2	Domínio computacional do canal correspondente aos dois primeiros casos.	28
4.3	Influência do dp na altura de onda e no tempo de simulação para o caso 1.	30
4.4	Comparação dos resultados numéricos obtidos para o caso 1 com resultados experimentais no ponto $x=25m$	30
4.5	Influência do dp na altura de onda e no tempo de simulação para o caso 2.	31
4.6	Comparação dos resultados numéricos obtidos para o caso 2 com resultados experimentais no ponto $x=25 m$	32
4.7	Esquema do canal para a validação do galgamento numa estrutura <i>offshore</i>	33
4.8	Esquema da estrutura <i>offshore</i> do canal do caso 3.	34
4.9	Pormenor do intervalo criado entre o fluido e a estrutura no caso 3.	35
4.10	Domínio computacional do canal do caso 3.	35
4.11	Distribuição da componente vertical z da velocidade antes da estrutura <i>offshore</i>	36
4.12	Comparação dos resultados de Y. U. Ryu [12] com os resultados obtidos pelo método SPH.	37

4.12	Comparação dos resultados de Y. U. Ryu [12] com os resultados obtidos pelo método SPH (continuação).	38
4.12	Comparação dos resultados de Y. U. Ryu [12] com os resultados obtidos pelo método SPH (continuação).	39
4.13	Resultados numéricos da componente horizontal x da velocidade antes e ao longo do deck.	40
4.14	Resultados experimentais da componente horizontal x da velocidade antes e ao longo do deck, adaptado de [33].	40
4.15	Geometria base do canal utilizado nas simulações experimentais do caso 4, adaptada do artigo [34].	41
4.16	Domínio computacional do canal do caso 4.	42
4.17	Pormenor das duas zonas no topo da rampa do canal do caso 4, adaptado de [34].	42
4.18	Esquema do canal para a validação da dissipação da energia.	44
4.19	Domínio computacional do caso 4.	45
4.20	Resultados experimentais de Huang et al. [40].	46
4.21	Resultados obtidos pelo método SPH com os mesmos parâmetros da experiência realizada no artigo de Huang et al. [40].	46
5.1	Comparação entre o caudal galgado adimensional, a velocidade média à entrada da rampa e a velocidade máxima à saída da rampa.	50
5.2	Variação da superfície livre para cada ângulo da rampa em cada estado de mar no ponto $x=17$ m. As cruces vermelhas identificam as ondas que provocaram galgamento.	51
5.3	Comparação entre o caudal galgado adimensional, a velocidade máxima à entrada da rampa e a velocidade média à saída da rampa.	52
5.4	Domínio computacional do canal do caso 6.	53
5.5	Pormenor das simplificações feitas na zona de saída da rampa para um canal com o ângulo das paredes laterais igual a 0°	53
5.6	Comparação entre o caudal galgado, a média da velocidade à entrada da rampa e a média da velocidade à saída da rampa.	55
5.7	Perfil de velocidades numa secção paralela ao plano y , correspondente ao ponto $x=11$ m.	55
5.8	Variação da superfície livre para cada ângulo das paredes laterais no ponto $x=11$ m. As cruces vermelhas identificam as ondas que provocaram galgamento.	56
5.9	Média da componente horizontal da velocidade segundo o eixo x em duas secções normais ao eixo x	57
5.10	Máximo da componente vertical da velocidade segundo o eixo z , ao longo do comprimento x da superfície livre do reservatório do TAPCHAN.	58

I.1	Galgamento a partir do instante $t=36,7$ s, do Sub-caso 6d correspondente a um ângulo de paredes laterais de 15°	66
I.1	Galgamento a partir do instante $t=36,7$ s, do Sub-caso 6d correspondente a um ângulo de paredes laterais de 15° (continuação).	67
I.1	Galgamento a partir do instante $t=36,7$ s, do Sub-caso 6d correspondente a um ângulo de paredes laterais de 15° (continuação).	68

LISTA DE TABELAS

3.1	Parâmetros numéricos existentes no DualSPHysics	25
4.1	Casos de estudo da validação da geração e propagação da onda.	28
4.2	Detalhes das simulações realizadas para o caso 1 e 2 do Sub-capítulo 4.1.	29
4.3	Diferença média em percentagem dos resultados numéricos do caso 1 para os resultados experimentais.	31
4.4	Diferença média em percentagem dos resultados numéricos do caso 2 para os resultados experimentais.	32
4.5	Primeiro caso de estudo da validação do galgamento.	34
4.6	Detalhes das simulações realizadas para o caso 3.	35
4.7	Segundo caso de estudo da validação do galgamento.	43
4.8	Detalhes das simulações realizadas para o caso 4.	43
4.9	Resultados do caudal médio galgado adimensional para o caso 4.	44
4.10	Caso de estudo da validação da dissipação de energia.	45
4.11	Detalhes da simulação realizada para o caso 5 no âmbito do Sub-capítulo 4.3	45
5.1	Resultados do caudal médio galgado para o canal do caso 4.	50
5.2	Caso de estudo da influência do ângulo das paredes laterais.	53
5.3	Detalhes das simulações realizadas para o caso 6.	54
5.4	Resultados do caudal galgado para os vários ângulos das paredes laterais simulados.	54
5.5	Parâmetros da geração de onda na simulação final	56
5.6	Detalhes da simulação realizada para o caso 7 no âmbito do Sub-capítulo 5.3.	56

SÍMBOLOS

α	Coefficiente do termo de viscosidade
B	Constante da equação de estado
c	Celeridade
\bar{c}_{ab}	Velocidade média do som entre as partículas a e b
d	Profundidade da água
δ	Fase inicial na geração de ondas regulares
dp	Dimensão da partícula
$e_1(t)$	Termo de 1ª ordem da série temporal do deslocamento de um batedor tipo-pistão para a geração de ondas monocromáticas
$e_2(t)$	Termo de 2ª ordem da série temporal do deslocamento de um batedor tipo-pistão para a geração de ondas monocromáticas
ϵ	Parâmetro da equação de movimento das partículas
g	Aceleração da gravidade
γ	Constante politrópica
Γ	Termos dissipativos da conservação da quantidade de movimento
h	Comprimento de alisamento (smoothing length)
H	Altura da onda
H_s	Altura de onda significativa
k	Número de onda
L	Comprimento de onda
m	Massa
P	Pressão
ϕ	Potencial da velocidade
Π	Termo da viscosidade artificial
q	Distância adimensional entre duas partículas
\bar{q}	Caudal médio galgado
\vec{r}	Vector posição
\vec{r}_{ab}	Distância entre duas partículas, a e b
R_c	Margem livre relativa da crista da rampa
ρ	Densidade
ρ_0	Densidade de referência
ρ_a	Densidade da partícula a

SÍMBOLOS

ρ_b	Densidade da partícula b
R_u	Altura de espraio
R_d	Altura de refluxo
S_0	Curso do batedor do tipo pistão
S_η	Espectro de ondas
T	Período da onda
T_p	Período de onda de pico
u	Componente da velocidade na direcção longitudinal
u_a	Velocidade da partícula a
u_{ab}	Diferença de velocidade entre as partículas a e b
u_b	Velocidade da partícula b
w	Componente da velocidade na direcção vertical
W	Kernel de interpolação
W_{ab}	Valor do kernel de interpolação entre as partículas a e b
\tilde{W}_{ab}	Valor recalculado do kernel de interpolação entre as partículas a e b utilizado no filtro Shepard

SIGLAS

BIV	Bubble Image Velocimetry
CPU	Central Processing Unit
CUDA	Compute Unified Device Architecture
DBC	Dynamic Boundary Conditions
GPU	Graphics Processing Unit
JONSWAP	Joint North Sea Wave Observation Project
PIV	Particle Image Velocimetry
SPH	Smoothed Particle Hydrodynamics
SSG	Sea-wave Slot-cone Generator
WEC	Wave Energy Converter

INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresenta-se o enquadramento do trabalho, a importância do estudo do dispositivo TAPCHAN, os objectivos e metodologia utilizada e por fim a estrutura desta dissertação.

1.1 Enquadramento do trabalho

Os custos de transporte de energia desde os dispositivos de conversão de energia das ondas, denominados WEC (Wave Energy Converter), até às estações de processamento de energia, constituem uma parcela significativa no financiamento destes sistemas. Se, em primeira instância, os WEC forem instalados junto do local onde a energia será consumida, estas alternativas de produção energética tornam-se substancialmente mais económicas. Uma das opções viáveis consiste, por exemplo, em integrar estes dispositivos em instalações costeiras de aquacultura para produção de organismos aquáticos como peixes, moluscos, crustáceos, anfíbios, répteis ou plantas aquáticas. Na presente dissertação, considerou-se a integração de um TAPCHAN numa instalação do tipo acima descrito. Este dispositivo utiliza a energia disponível das ondas, provocando um galgamento para um reservatório localizado acima do nível médio da água do mar. Posteriormente, esta água depositada a uma cota superior, é turbinada e devolvida novamente ao oceano com o objectivo de gerar energia eléctrica.

Esta dissertação tem em vista um estudo pormenorizado sobre o efeito que a geometria do canal do TAPCHAN tem no desempenho hidrodinâmico deste. Foram analisados os principais parâmetros geométricos deste canal, correspondentes ao declive da rampa e ao ângulo de abertura das paredes laterais, tendo como objectivo principal a maximização do volume de água que entra no reservatório.

1.2 Importância do estudo do TAPCHAN

Apesar de ser uma tecnologia com três décadas de existência, dado que o primeiro projecto conhecido do TAPCHAN surgiu por volta de 1985, continua a ser um ponto de partida no desenvolvimento de outras vertentes desta tecnologia, como é o caso do Wave Dragon [1] ou do Sea-wave Slot-cone Generator (SSG) [2].

O poder de cálculo existente actualmente permite realizar um estudo numérico preciso da geometria do TAPCHAN utilizando métodos sem malha, algo que antigamente não era possível excepto para casos muito simplificados ou utilizando métodos com malha. No entanto estes métodos sem malha carecem de grande capacidade computacional, implicando investimentos financeiros consideráveis.

Dado que não são conhecidas simulações numéricas com o método SPH do dispositivo em questão, o trabalho desenvolvido na presente dissertação terá um cariz inovador. Tendo em vista a inovação, existe a expectativa de alcançar resultados significativos que, eventualmente, possam contribuir para o desenvolvimento e ressurgimento desta tecnologia.

Esta dissertação surge num momento em que a aposta nas energias renováveis é elevada, devido às restrições na produção de gases com efeito de estufa, como o dióxido de carbono, o metano e os óxidos de azoto. A procura por energias sustentáveis permite também que WECs deste tipo sejam integrados em zonas costeiras, podendo fornecer energia em locais onde não existe acesso à rede eléctrica. Como dito anteriormente, existe a possibilidade de anexar este tipo de dispositivos a instalações costeiras de produção alimentar, criando uma solução de energia integrada capaz de sustentar as necessidades energéticas deste tipo de instalações.

1.3 Objectivos

O principal objectivo desta dissertação é a simulação numérica de um WEC, do tipo TAPCHAN, utilizando o método numérico Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH). Esta dissertação visa explorar este método de modo a otimizar a geometria do TAPCHAN, fazendo variar os principais parâmetros geométricos. Serão analisadas várias geometrias até serem encontrados os valores que maximizam o caudal galgado para o reservatório. Para atingir este objectivo foi utilizado o código open-source DualSPHysics [3] que permite utilizar uma unidade gráfica de processamento (GPU) e a arquitectura CUDA para diminuir acentuadamente os tempos de simulação.

O foco principal será o estudo de diversas geometrias do canal deste dispositivo, através de simulações numéricas 2D e 3D, de modo a maximizar a sua eficiência hidrodinâmica. Como referido, a geometria terá impacto no caudal galgado para o reservatório, sendo a optimização desta geometria um factor essencial na eficiência global do TAPCHAN.

Será analisada, de forma breve, a hipótese de anexar esta tecnologia a uma instalação de aquacultura perto da costa, visando a produção autónoma de energia.

1.4 Metodologia

Para atingir o objectivo proposto foi necessário comprovar que o método SPH consegue modelar fenómenos como a geração e propagação da onda, o galgamento, a rebentação e a dissipação de energia.

Numa análise inicial para a validação da geração e propagação de onda, verificou-se se os parâmetros das ondas introduzidos no código correspondiam efectivamente aos reproduzidos pela simulação numa geometria bidimensional previamente definida. Os resultados obtidos pelo método SPH foram comparados com ensaios experimentais, averiguando a precisão dos resultados obtidos. Utilizando estas simulações, definiram-se os ajustes necessários para que o código gere e propague ondas com as características desejadas. Foi igualmente realizada uma análise de sensibilidade da resolução do domínio computacional utilizado.

Para a validação do galgamento foram admitidas duas geometrias bidimensionais, uma que estuda o galgamento e rebentação numa estrutura *offshore* e outra que estuda o galgamento numa estrutura costeira. Foram comparados com resultados experimentais de artigos da bibliografia, os campos de velocidade e os caudais galgados obtidos.

Na validação da dissipação de energia foi modelado um canal bidimensional equivalente ao de uma simulação laboratorial, tendo sido comparados igualmente os campos de velocidade numa certa zona da geometria com os dados experimentais do ensaio considerado.

Após a validação, na optimização da geometria do TAPCHAN foi estudada a influência do ângulo da rampa e do ângulo das paredes laterais no caudal galgado para o reservatório. Foi considerado o mesmo caso bidimensional do estudo da validação do galgamento, tendo sido simulados 8 ângulos de rampa distintos e um novo caso tridimensional com 5 geometrias distintas, que dizem respeito a 5 ângulos diferentes. Depois de obtidos os resultados para cada ângulo, foram analisados os campos de velocidades à entrada e à saída da rampa, indagando se existe alguma correlação entre estes e o caudal galgado.

1.5 Estrutura da Dissertação

Esta dissertação encontra-se dividida em 6 capítulos, aos quais acrescem as referências bibliográficas e os anexos. Estes encontram-se divididos da seguinte forma:

No 1º capítulo introduz-se o dispositivo TAPCHAN, bem como o enquadramento geral do trabalho, os objectivos definidos e as metodologias utilizadas;

No 2º capítulo é apresentado o estudo bibliográfico realizado, descrevem-se as vantagens e desvantagens do método SPH, o programa DualSPHysics, as teorias das ondas utilizadas e compara-se a energia das ondas com outros tipos de energia renovável;

No 3º capítulo é descrito com maior pormenor o modelo numérico e os programas utilizados no âmbito deste trabalho;

No 4º capítulo é feito o teste e validação do modelo SPH, comparando as simulações numéricas com ensaios experimentais realizados por outros autores;

No 5º capítulo é estudado o dispositivo TAPCHAN, tendo em vista a optimização do mesmo através da maximização do caudal galgado; é também avaliada de forma breve a hipótese de produzir organismos aquáticos no reservatório deste dispositivo;

Por fim, no 6º capítulo é realizada uma análise geral aos resultados obtidos nos capítulos 4 e 5 e são apresentadas as conclusões obtidas e os possíveis desenvolvimentos em trabalhos futuros.

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Energia das Ondas

A utilização da energia das ondas para produção de energia eléctrica tem tido um percurso difícil nas últimas décadas devido à forte presença e utilização dos recursos fósseis como principal meio de produção energética. Esta tendência tem vindo porém a decrescer, em virtude das restrições à produção de gases de efeito de estufa impostas e da preocupação ambiental que cada vez mais se manifesta. Por essas razões, a aposta nas energias renováveis ressurgiu como forma de ultrapassar estes problemas.

De entre todas as energias renováveis, a energia das ondas apresenta uma densidade energética entre 2 a 3 kW/m, enquanto que a energia solar apresenta entre 0,1 a 0,2 kW/m² e a energia do vento apresenta entre 0,4 a 0,6 kW/m² [4].

Existem igualmente outras vantagens face a outras energias:

- Dependendo dos locais onde os dispositivos WEC são instalados, é possível gerar energia até um máximo de 90% do tempo [5];
- É uma energia mais concentrada que a do vento [5] [6];
- É uma fonte energética que está vastamente disponível pelo planeta desde a costa até a águas profundas [4];
- Tem uma boa relação entre oferta e procura dado que 37% da população mundial vive a 90 km da costa;
- Tem um impacto ambiental reduzido [5] [6].

A distribuição da potência média das ondas à escala mundial, resultante de dados reunidos por vários autores [7] [8] [9] ao longo de uma década, encontra-se representada

na Figura 2.1. Nesta figura pode verificar-se que as áreas mais ricas do globo se localizam entre os 40° e 60° de latitude em ambos os hemisférios.

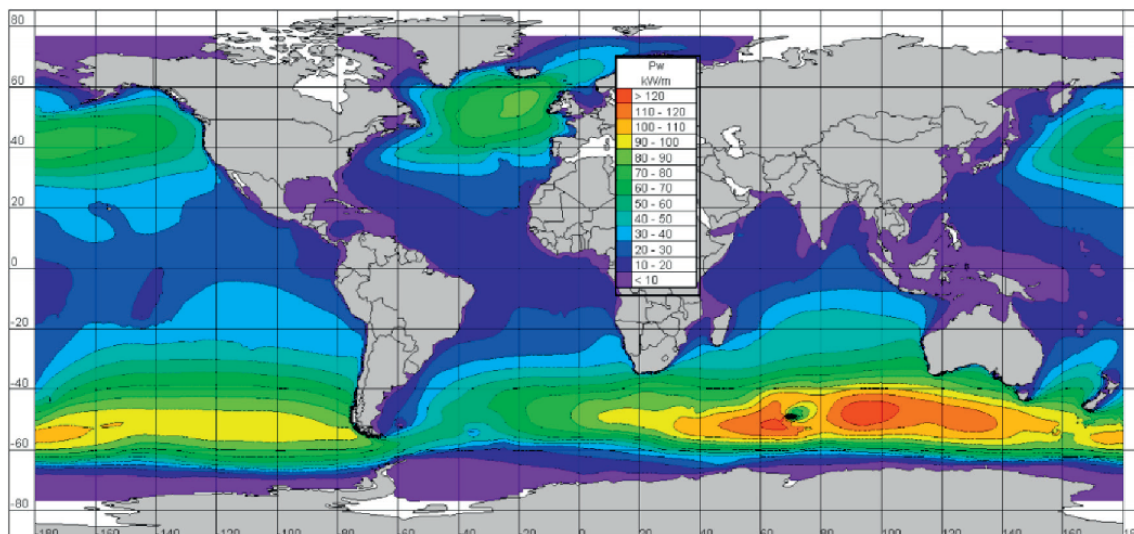


Figura 2.1: Potência média das ondas anual em kW/m adaptado de López et al. [4]

Outras ilações podem ser retiradas deste atlas:

- a área com maior intensidade energética localiza-se na zona sul do Oceano Índico, onde a potência anual média ultrapassa os 120 kW/m;
- por outro lado, a área onde o recurso se encontra menos disponível situa-se ao longo de toda a linha do equador;
- se for considerado apenas o hemisfério norte, a zona com maior densidade de energia é a do Oceano Atlântico norte, onde os valores oscilam entre os 60 a 90 kW/m;
- se forem consideradas apenas as zonas costeiras, os valores energéticos mais altos no hemisfério norte surgem na costa oeste das Ilhas Britânicas, na Islândia e na Gronelândia.

Segundo [8], o valor máximo da potência média mensal é semelhante nos dois hemisférios e chega a ultrapassar os 200 kW/m. Contudo, as regiões com maior densidade de energia são locais que se encontram muito longe da costa, o que torna inviável qualquer projecto de um WEC.

Existem ainda condicionalismos que não permitem tornar a energia das ondas num recurso energético competitivo comercialmente:

- Em zonas *offshore* a direcção das ondas varia com muita facilidade, e para dispositivos unidireccionais, torna-se difícil de maximizar a conversão de energia mecânica, sendo que estas estruturas *offshore* têm igualmente de suportar e resistir a condições meteorológicas extremas;

- Existe falta de investimento nos conversores de energia das ondas, devido à existência de tecnologias já amadurecidas (por ex. turbinas eólicas) e de menor risco, o que irá contribuir para uma evolução mais demorada deste tipo de tecnologias.

2.2 Teoria das Ondas

Previamente às teorias que procuram descrever o comportamento das ondas, será interessante expor de forma breve quais os diversos tipos de onda existentes, introduzir os fenómenos da rebentação e do galgamento e apresentar os principais parâmetros que caracterizam uma onda.

2.2.1 Tipos de Ondas

As ondas são massas de água que se movimentam em relação ao nível médio da superfície livre do mar, com oscilações periódicas. Geralmente são formadas pelo efeito do vento na superfície da água ou pela acção da força da gravidade. Consoante o mecanismo de formação, as ondas podem ser classificadas como ondas capilares, ondas de gravidade e ondas planetárias.

Na Figura 2.2 está representado o espectro de ondas oceânicas, sendo que as ondas de gravidade normais são as que têm maior relevância para esta dissertação.

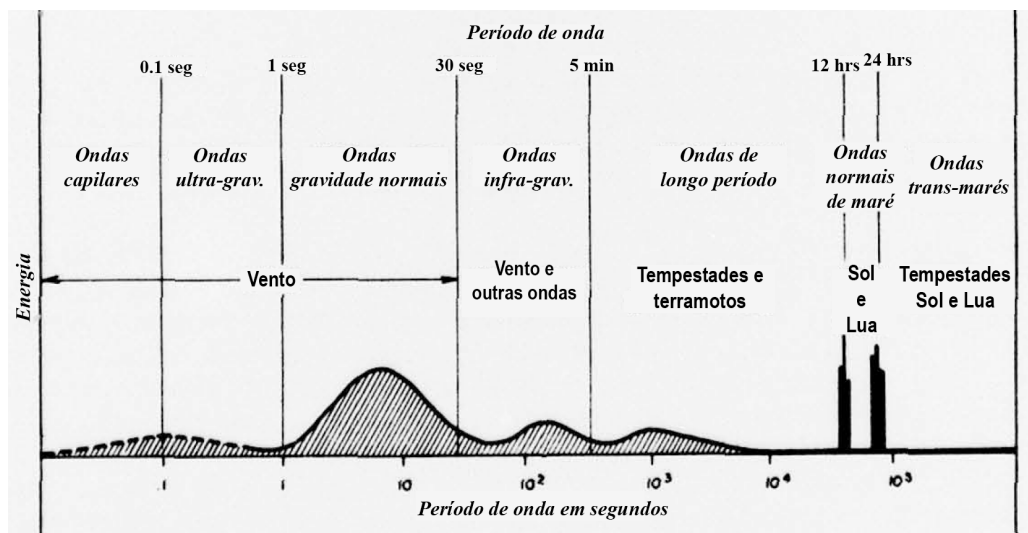


Figura 2.2: Espectro das ondas oceânicas e o seu mecanismo de formação por período de onda, adaptado de [10]. O termo "outras ondas" corresponde às ondas resultantes de interacções entre ondas de alta frequência, à medida que estas se afastam de zonas de tempestade.

As ondas capilares ocorrem devido à interacção da atmosfera com o mar, onde o vento interage com a tensão superficial da água e origina ondas de elevadas frequências. As ondas de gravidade por outro lado são ondas cujo período varia entre 1 e 30 segundos, que surgem quando a gravidade actua sobre as ondas que se encontram desviadas da posição

de equilíbrio devido às forças do vento. A água ao tentar voltar à posição de equilíbrio irá produzir um movimento oscilatório de vaivém. Por último tem-se as ondas de maré que se formam devido às forças gravitacionais exercidas pelo Sol e pela Lua.

É de salientar que todos estes tipos de onda podem ocorrer em simultâneo e que as ondas de gravidade são as que possuem maior amplitude e maior energia face a todas as outras. São também as que mais abundam nos oceanos. Este tipo de ondas consegue propagar-se ao longo de grandes distâncias por possuir muito pouca dissipação.

2.2.2 Fenómeno da rebentação

Grande parte da dissipação da energia de uma onda acontece quando esta rebenta nas linhas de costa, seja por efeito do fundo, seja por embater na costa ou em estruturas costeiras.

As ondas, quando chegam ao litoral, sofrem normalmente uma redução na sua velocidade de propagação, c , e no seu comprimento de onda, L , devido à diminuição da profundidade, d . Isto irá provocar um aumento da altura de onda, H , fazendo com que a razão H/L aumente significativamente, o que leva à ocorrência de rebentação.

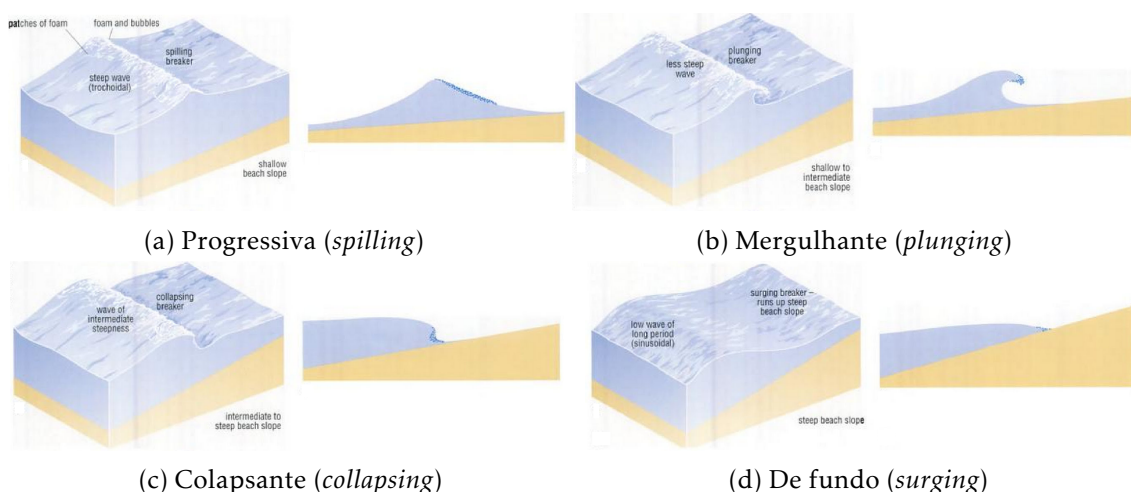


Figura 2.3: Tipos de rebentação das ondas sobre um talude com diferentes inclinações, adaptado de [11]

Existem quatro tipos diferentes de rebentação que dependem das características da onda e das características do fundo nas zonas do litoral. Na Figura 2.3 é possível visualizar os diversos tipos de rebentação e correlaciona-los com os declives de fundo:

- Progressiva (*spilling*): este tipo de rebentação ocorre quando a inclinação do talude é suave e quando a velocidade da crista é maior que a velocidade de propagação da onda, fazendo com que a crista destabilize e se transforme em espuma;
- Mergulhante (*plunging*): neste caso a inclinação do talude é um pouco mais acentuada que o caso anterior, o que irá provocar uma curvatura na onda que se enrola e origina um movimento de mergulho em direcção ao fundo;

- Colapsante (*collapsing*): este caso é semelhante ao anterior, contudo, devido à menor declividade da onda, a massa de água na crista da onda desloca-se no sentido contrário ao da propagação. O fundo tem um grau de inclinação elevado;
- De fundo (*surging*): acontece geralmente em planos extremamente inclinados com ondas de pequena dimensão e longo período; este tipo de ondas apresenta uma elevada reflexão.

2.2.3 Fenómeno do galgamento e espraçamento

Consoante as características da estrutura onde a onda embate, poderá eventualmente existir galgamento. O fenómeno do galgamento traduz-se numa transposição de um volume de água sobre uma dada estrutura, como representado na Figura 2.4. Por norma, o caudal médio galgado é representado por metro linear da estrutura, $m^3/s/m$.

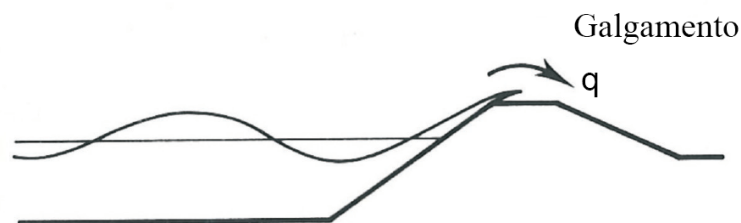


Figura 2.4: Fenómeno do galgamento.

O galgamento está directamente relacionado com outro fenómeno denominado espraçamento (*Run-up*). Este consiste na distância vertical definida pela diferença entre a cota máxima atingida pela onda na estrutura e o nível médio da água. Existe igualmente o refluxo (*Run-Down*) cuja medição é feita entre o nível de repouso da água e a cota mínima que a onda atinge na estrutura no movimento descendente. Na Figura 2.5 encontra-se uma representação destes dois fenómenos.

Existem casos em que o volume de água galgado é tão grande que se forma uma camada espessa a percorrer a estrutura. É o caso do estudo [12] no capítulo 4 onde as ondas embatem directamente numa parede vertical e existe uma rebentação violenta em galgamento sobre o coramento da estrutura. Nestes casos, utiliza-se o termo de *green water* para o tipo de galgamento que se dá sobre a estrutura.

Devido às complexas interacções não lineares que ocorrem, os fenómenos do galgamento e da rebentação trazem grandes desafios às teorias utilizadas na dinâmica de fluídos. No entanto, o modelo numérico SPH tem revelado bons resultados na modelação destas interacções onda-estrutura como descrito mais à frente neste capítulo.

2.2.4 Características das ondas

Os principais parâmetros que permitem caracterizar uma onda são a altura da onda, H , o período de onda, T , o comprimento de onda, L , e a profundidade da água, d , no caso

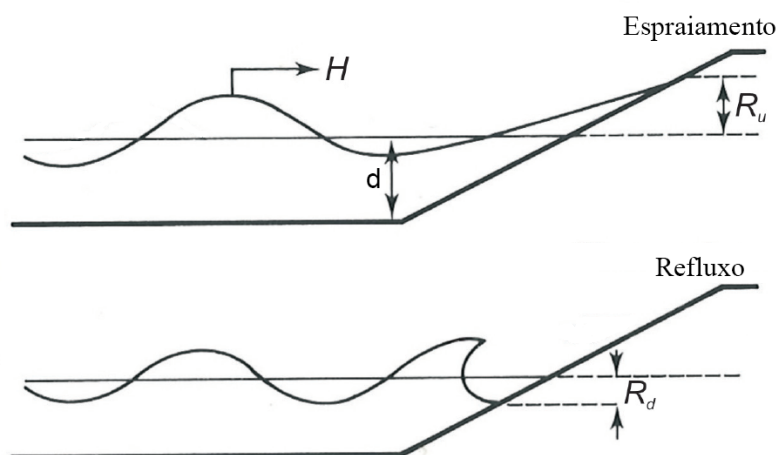


Figura 2.5: Fenómeno de espraiamento e refluxo.

de ondas regulares. Para agitação irregular os principais parâmetros que caracterizam a geração de ondas são a altura de onda significativa, H_s , e o período de pico, T_p . Na Figura 2.6 encontra-se uma representação das principais características das ondas regulares.

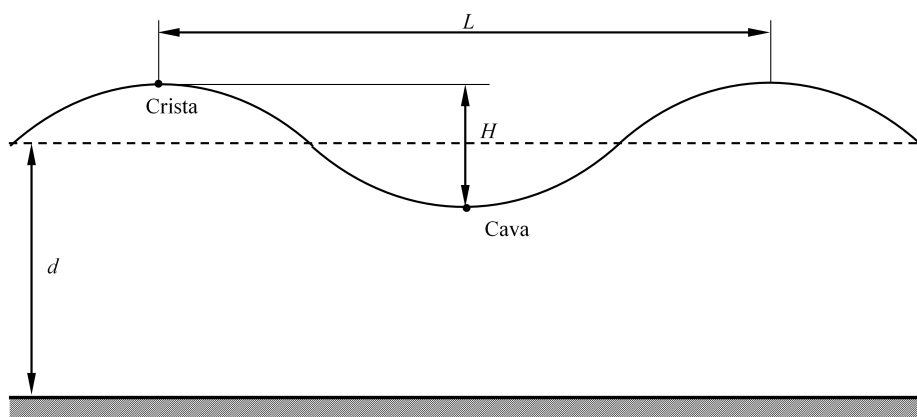


Figura 2.6: Principais características de uma onda regular.

2.2.5 Teorias de 1ª ordem

Existem diversas teorias que tentam representar a propagação de uma onda. O primeiro modelo linear foi descrito por George Airy e é resultante das equações fundamentais de fluídos. Esta teoria, apesar de ser eficaz para grandes profundidades, apresenta grandes limitações em pequenas profundidades visto que existem vários factores que não são considerados. As simplificações da teoria de Airy traduzem-se em considerar que o fluído é incompressível, o escoamento é irrotacional, os efeitos viscosos e da tensão superficial são desprezáveis e a pressão na superfície livre é constante. Admite-se ainda um fundo plano e sem irregularidades.

A utilização da teoria linear de Airy implica recorrer à resolução da equação de Laplace que, juntamente com as condições fronteira correctas, permite escrever o potencial de velocidade, ϕ . Para um problema bidimensional que varia no tempo, o potencial de velocidade das partículas pode ser definido como:

$$\phi(x, z, t) = -\frac{H}{2} \frac{g \cosh(k(d+z))}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.1)$$

onde ω e k são a frequência angular, $2\pi/t$, e o número de onda, $2\pi/L$.

Derivando em ordem às coordenadas x e z , obtêm-se as componentes da velocidade vertical e horizontal:

$$u(x, z, t) = \frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial x} = \frac{H}{2} g \cdot \frac{k \cosh(k(d+z))}{\omega \cosh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.2)$$

$$w(x, z, t) = \frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial z} = \frac{H}{2} g \cdot \frac{k \sinh(k(d+z))}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.3)$$

Com base na relação linear de dispersão,

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad (2.4)$$

é possível obter a relação entre o período de onda, T , e o comprimento de onda, L :

$$L = T^2 \frac{g}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \quad (2.5)$$

2.2.6 Teorias de 2ª ordem

Para profundidades pequenas devem-se considerar teorias não lineares. Surge assim a teoria de 2ª ordem de Stokes que permite modelar escoamentos em que $H/L < 0,125$. Esta teoria parte de uma teoria linear idêntica à teoria linear de Airy e é expandida para a 2ª ordem com recurso à teoria das perturbações [13]. Desta forma, a equação potencial de segunda ordem para um caso bidimensional é dada por:

$$\phi(x, z, t) = -\frac{H}{2} \frac{g \cosh(k(d+z))}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) - \frac{3H^2 \omega}{32} \frac{\cosh(2k(d+z))}{\sinh^4(kd)} \sin 2(kx - \omega t) \quad (2.6)$$

E as componentes da velocidade em cada coordenada:

$$u(x, z, t) = \frac{H}{2} \frac{gk \cosh(k(d+z))}{\omega \cosh(kd)} \cos(kx - \omega t) + \frac{3H^2 \omega k}{16} \frac{\cosh(2k(d+z))}{\sinh^4(kd)} \cos 2(kx - \omega t) \quad (2.7)$$

$$w(x, z, t) = \frac{H}{2} \frac{gk \sinh(k(d+z))}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3H^2 \omega k}{16} \frac{\sinh(2k(d+z))}{\sinh^4(kd)} \sin 2(kx - \omega t) \quad (2.8)$$

A respeito das simulações efectuadas, na próxima secção é descrita a teoria de 2ª ordem implementada no modelo SPH que permite gerar ondas regulares com fidelidade.

2.2.7 Geração de ondas

Uma das funcionalidades incluídas no DualSPHysics é a geração de ondas. Esta função permite gerar ondas regulares e irregulares segundo teorias de primeira e segunda ordem. A geração é feita recorrendo a um batedor que se movimenta horizontalmente, tipo-pistão, ou que oscila sobre um eixo, tipo flap. As teorias de segunda ordem no código são utilizadas tipicamente apenas com batedores do tipo pistão, uma vez que este é mais adequado que os batedores tipo-aba para águas pouco profundas.

2.2.7.1 Ondas monocromáticas de 1ª ordem

A teoria de 1ª ordem para ondas regulares implementada no DualSPHysics está assente nas funções de transferência de Biesel [14] que expressam a relação entre a amplitude da onda e o deslocamento do batedor, sob a assumpção de que o fluido é irrotacional e incompressível, e que existe uma pressão constante na superfície livre. Normalmente apenas a solução de longo alcance é interessante pelo facto da amplitude da onda não variar com a posição. A elevação da superfície livre para soluções de longo alcance é determinada por:

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(\omega t - kx + \delta) \quad (2.9)$$

onde ω corresponde à frequência angular $2\pi/T$, k é o número de ondas calculado por $2\pi/L$ e δ equivale à fase inicial que toma um valor aleatório entre 0 e 2π .

A função de transferência liga o deslocamento do batedor à superfície livre da água sob a hipótese de ondas sinusoidais monocromáticas. Para um batedor do tipo pistão, a função transferência de Biesel expressa-se por:

$$\frac{H}{S_0} = \frac{2 \sinh^2(kd)}{\sinh(kd) \cosh(kd) + kd} \quad (2.10)$$

onde S_0 corresponde ao curso do pistão e d à profundidade do fluido.

Uma vez definido S_0 , a série temporal do movimento do pistão é definida por:

$$e_1(t) = \frac{S_0}{2} \sin(\omega t + \delta) \quad (2.11)$$

2.2.7.2 Ondas monocromáticas de 2ª ordem

A utilização da teoria de primeira ordem na geração de ondas pode por vezes produzir ondas secundárias indesejadas que se propagam a uma velocidade inferior à das ondas primárias, o que provoca uma alteração do perfil da onda e da sua altura [15]. Isto deve-se sobretudo à discordância entre a velocidade que o batedor está a impor no fluido e à

velocidade orbital teórica da onda. Esta modificação agrava-se ainda quando a declividade da onda aumenta ou quando a profundidade relativa da água (d/L) diminui.

A implementação de uma teoria de segunda ordem no DualSPHysics vem resolver estes problemas anteriormente descritos. Madsen [16] desenvolveu uma teoria de segunda ordem simples capaz de gerar ondas de Stokes de longo alcance que não se alteram ao se propagar. Hughes [17] apresenta igualmente uma solução alternativa para uma teoria de segunda ordem que elimina as ondas livres secundárias. A teoria de Madsen é então implementada no DualSPHysics como descrita por Hughes.

Esta teoria de ordem superior redefine o curso do pistão, Equação (2.10), para $S_0 = H/m_1$, em que m_1 equivale a:

$$m_1 = \frac{2 \sinh^2(kd)}{\sinh(kd) \cosh(kd) + kd} \quad (2.12)$$

Segundo Madsen [16] é necessário adicionar um termo à equação 2.11 para gerar ondas de segunda ordem:

$$e_2(t) = \left[\left(\frac{H^2}{32d} \right) \left(\frac{3 \cosh(kd)}{\sinh^3(kd)} \right) - \frac{2}{m_1} \right] \sin(2\omega t + 2\delta) \quad (2.13)$$

Ficando com o deslocamento do batedor definido por:

$$e(t) = \frac{S_0}{2} \sin(\omega t + \delta) + \left[\left(\frac{H^2}{32d} \right) \left(\frac{3 \cosh(kd)}{\sinh^3(kd)} \right) - \frac{2}{m_1} \right] \sin(2\omega t + 2\delta) \quad (2.14)$$

De modo a garantir a aplicabilidade desta equação, Madsen [16] impôs que as ondas a ser simuladas devem respeitar a condição $HL^2/d^3 < 8\pi^2/3$.

2.2.7.3 Ondas irregulares

Embora a geração de ondas regulares seja útil para validar vários fenómenos, este tipo de ondas não corresponde ao que acontece na realidade. Os estados do mar são caracterizados por possuírem ondas de diversas características e com origem aleatória por natureza. Desta forma, a teoria implementada no programa DualSPHysics para produzir ondas aleatórias reside no método descrito por Liu e Frigaard [18].

O processo para a geração de ondas irregulares começa por definir o espectro de ondas a simular e aplicar a função de transferência de Biesel (eq. 2.10) a cada componente na qual o espectro está discretizado. De seguida divide-se o espectro em N partes num intervalo $f_{inicio} - f_{fim}$. O comprimento do espectro de frequências é definido com base neste intervalo, $\Delta f = (f_{fim} - f_{inicio})/N$, que decompõe a onda irregular em N ondas lineares.

É determinada a frequência angular e a amplitude de cada i -ésima onda a partir das expressões:

$$\omega_i = 2\pi f_i \quad (2.15)$$

$$a_i = \sqrt{2S_{\eta}(f_i)\Delta f} = \frac{H_i}{2} \quad (2.16)$$

É atribuída também uma fase inicial a cada i -ésima onda, δ_i . Posteriormente é aplicada a função de transferência de Biesel:

$$\frac{H_i}{S_{0,i}} = \frac{2 \sinh^2(k_i d)}{\sinh(k_i d) \cosh(k_i d) + k_i d} \quad (2.17)$$

Por último, utilizando todas as i -ésimas componentes derivadas da equação anterior, é composta a série temporal do deslocamento do batedor:

$$e(t) = \sum_{i=1}^N \frac{S_{0,i}}{2} \sin \omega_i t + \delta_i \quad (2.18)$$

Uma descrição mais pormenorizada do procedimento de geração de ondas irregulares pode ser encontrado em [3].

É possível escolher entre dois espectros de onda no DualSPHysics para gerar ondas irregulares, o espectro JONSWAP e o espectro Pierson-Moskowitz. O mais comum em Portugal, e utilizado no decorrer desta dissertação, é o JONSWAP.

2.3 Método SPH

O método SPH tem sido amplamente utilizado no ramo da dinâmica de fluidos computacional, em particular no estudo de escoamentos com deformação da superfície livre, devido à capacidade que este método tem em lidar com fenómenos complexos como a rebentação, a interacção onda-estrutura, o galgamento e o *sloshing*.

Este método considera o fluido como sendo constituído por partículas, pequenos volumes de fluido, não necessitando de configurar uma malha como nos métodos Eulerianos. Ao invés destes últimos métodos, onde para um determinado ponto do espaço se obtém a velocidade e a pressão em função do tempo, as metodologias Lagrangianas SPH permitem determinar a trajectória, velocidade e pressão em função da posição inicial e do tempo. As trajectórias do fluido são determinadas com base nas equações de Navier-Stokes, enquanto que a interacção entre partículas é assegurada por um kernel de interpolação. Diversos autores (A. J. Crespo et al. [3], Didier e Neves [19]) descrevem este código como sendo fiável e preciso quando comparado com outros modelos e dados experimentais para o mesmo caso de estudo.

É também referido que o método SPH possui diversas vantagens: o facto de a advecção pura ser tratada com exactidão; as interfaces de materiais distintos serem simuladas com facilidade por este método, mas com dificuldade pelos métodos de diferenças finitas; os métodos de partículas preencherem a lacuna entre os meios contínuos e a fragmentação de um modo natural; por existirem semelhanças entre o SPH e a dinâmica molecular, é muitas vezes possível incluir físicas complexas na simulação [20].

Contudo existem algumas desvantagens associadas a esta técnica. Após uma análise de sensibilidade ao programa SPHysics realizada por [21], verifica-se que existem instabilidades numéricas devidas à correcção XSPH de Monaghan, na equação que descreve o movimento da partícula. Estas instabilidades aparecem quando se utiliza o valor por defeito do parâmetro ϵ e consistem em acumulações locais de partículas que atravessam fronteiras sólidas. Se este parâmetro for anulado, ou seja, quando é zero, estas instabilidades desaparecem.

As limitações relativas à dimensão do domínio também são um factor a ter em conta, visto que modelos de grandes dimensões induziriam rapidamente num tempo de cálculo elevado. Hoje em dia porém, esta questão pode ser ultrapassada recorrendo a GPUs ao invés de CPUs, que diminuem acentuadamente o tempo de cálculo da simulação.

2.4 DualSPHysics

Hoje em dia o poder de cálculo existente vai viabilizando cada vez mais os estudos numéricos no projecto de estruturas. Devido a este factor e também ao facto do poder de processamento crescer ano após ano, surgem gradualmente mais métodos livres de malha que tomam proveito destes recursos computacionais.

A optimização do TAPCHAN foi realizada nesta dissertação através de um estudo numérico aplicando o modelo SPH. O código utilizado é o DualSPHysics. Este código baseia-se no método Lagrangiano SPH para resolver as equações que gerem a dinâmica de fluidos. Uma das grandes vantagens deste modelo numérico é o facto de permitir modelar escoamentos bi e tridimensionais com deformação da superfície livre, de forma precisa. O código DualSPHysics tem sido desenvolvido ao longo dos últimos anos com vista a estudar escoamentos complexos, tendo demonstrado ser robusto, eficiente e fiável. [3] [19]

Dado que o método SPH requer grandes recursos computacionais de modo a que as simulações decorram em curtos períodos de tempo, tem-se verificado que uma simples unidade central de processamento (CPU) se revela insuficiente para resolver todas as interacções que ocorrem entre partículas a cada passo-tempo. Nos anos em que o SPH foi desenvolvido, apenas se poderia resolver este problema recorrendo a supercomputadores com um elevado número de *cores* de CPU. Actualmente, esta questão pode ser solucionada recorrendo a unidades gráficas de processamento (GPU), através da plataforma CUDA. Este tipo de processador é desenhado para tratar grandes quantidades de dados por segundo, chegando a possuir milhares de *cores*, que permitem executar de forma altamente

eficiente todas as operações atribuídas. Conseguem-se melhorias de performance consideráveis que se traduzem na redução de pelo menos duas ordens de grandeza no tempo total de simulação. Vários autores [3] [22] descrevem esta eficiência computacional do GPU como necessária para a simulação de problemas de superfície livre, tendo em conta que grande parte dos investigadores não tem acesso a instalações com supercomputadores.

É devido a estas exigências que o código DualSPHysics se distingue do SPHysics, disponibilizando um processador de cálculo diferente. No primeiro é possível efectuar o cálculo tanto com o CPU como com o GPU, ao invés que no último é apenas possível utilizar o CPU. Os GPUs aparecem portanto, como uma alternativa mais económica a instalações de alta computação.

2.5 TAPCHAN

O TAPCHAN é uma tecnologia que se baseia no princípio do galgamento de ondas. Através de uma rampa e do estreitamento de um canal, a água situada ao nível médio da água do mar é transportada para um reservatório localizado a uma cota superior, transformando a energia cinética das ondas em energia potencial. Numa fase posterior a água é libertada para o oceano passando previamente por uma turbina, produzindo desta forma electricidade através de um gerador acoplado e de uma fonte constante (reservatório). As turbinas normalmente associadas a este tipo de dispositivos são axiais, do tipo Kaplan, devido às reduzidas alturas. Este tipo de turbinas suporta também uma variada gama de caudais, o que vai de encontro às necessidades deste dispositivo visto que, desta forma, é possível produzir energia em condições onde o caudal galgado é mais reduzido e existe a necessidade de não escoar tanto volume de água para a turbina. Uma turbina deste tipo revela ser uma enorme vantagem para este dispositivo.

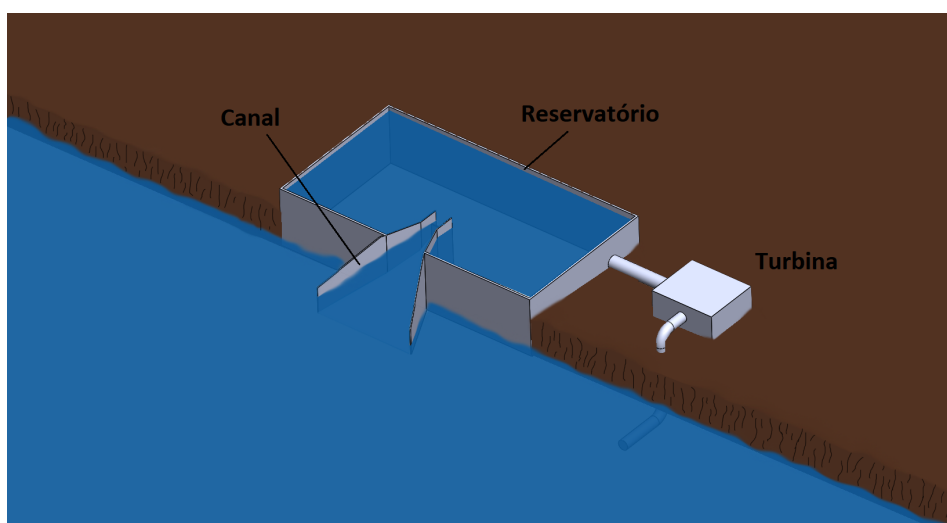


Figura 2.7: Principais componentes num dispositivo TAPCHAN.

Existem várias versões desta tecnologia porém, o foco de estudo desta dissertação

diz respeito a uma estrutura costeira. Encontram-se actualmente em desenvolvimento dois projectos na Dinamarca, Waveplane [23] e Wave Dragon [1], que permitem produzir energia em zonas perto da costa (*Nearshore*) ou em zonas de alto mar (*Offshore*) respectivamente.

A geometria geral desta tecnologia costeira, denominada TAPCHAN, encontra-se representada na Figura 2.7, com os principais componentes identificados.

Dois dos principais problemas deste tipo de estrutura são a resistência aos efeitos climáticos extremos e o facto da variação das marés influenciar directamente o nível médio da água do mar, que por sua vez tem impacto no caudal galgado para o reservatório do dispositivo. É também de notar que no caso da vertente *offshore*, existe o custo de transporte de energia associado que não é negligenciável [4].

Tal como referido anteriormente, serão estudados os efeitos da variação dos principais parâmetros geométricos do canal do TAPCHAN, como o ângulo das paredes laterais e o ângulo da rampa de entrada do canal. A maximização do caudal galgado será o principal objectivo desta dissertação.

MODELO NUMÉRICO

Neste capítulo descreve-se detalhadamente o método SPH e as equações que governam a dinâmica dos fluídos (Navier-Stokes) discretizadas segundo este método. Na secção final apresenta-se uma descrição do código DualSPHysics utilizado para o pré-processamento, para resolver as equações discretizadas e para o pós-processamento.

3.1 Método SPH

O método SPH é uma técnica que discretiza um meio contínuo num conjunto de partículas. Para uma determinada partícula, as equações de Navier-Stokes discretizadas são localmente integradas na posição ocupada por essa mesma partícula, utilizando as propriedades físicas das partículas vizinhas. O número de partículas vizinhas a considerar é determinado pelo kernel de interpolação que irá ser analisado em detalhe no tópico seguinte.

As leis da conservação da dinâmica de fluidos por meios contínuos têm de ser transformadas do formato de integral parcial, para uma notação apropriada a simulações de escoamentos com partículas.

Matematicamente, considera-se uma função F aproximada da seguinte forma:

$$F(\vec{r}) = \int F(\vec{r}') W(\vec{r} - \vec{r}', h) d\vec{r}' \quad (3.1)$$

onde W é o kernel de interpolação (*interpolant kernel*) e h é o comprimento característico (*smoothing length*) de W .

3.1.1 Kernel de interpolação

O kernel de interpolação consiste numa função analítica que permite definir o domínio de influência das partículas vizinhas, como mostra a Figura 3.1. A escolha do kernel afecta

fortemente a eficiência e precisão do método SPH, uma vez que determina a forma de interacção entre as partículas. Os kernels são normalmente compostos por polinómios de diferentes ordens e quanto maior for a ordem destes, mais precisos são os resultados. Por outro lado, quão maior for esta ordem, maiores serão os recursos computacionais exigidos.

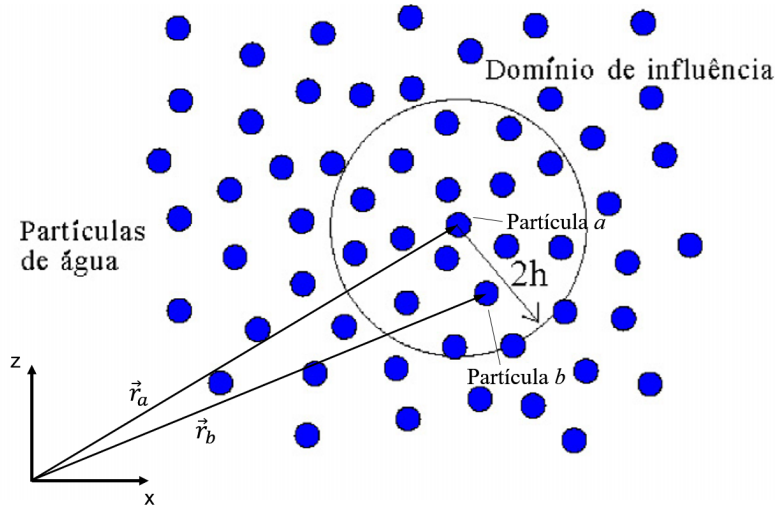


Figura 3.1: Domínio de influência de uma dada partícula, adaptado de [19].

Existem diversos modelos de kernel disponíveis no código DualSPHysics, sendo que o mais consensual e comumente utilizado nas simulações é o *cubic-spline* [3]:

$$W(\vec{r}, h) = \alpha_D \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{4}q^3 & 0 \leq q \leq 1 \\ \frac{1}{4}(2 - q)^3 & 1 \leq q \leq 2 \\ 0 & q \geq 2 \end{cases} \quad (3.2)$$

onde $q = r/h$ e α_D é igual a $\frac{10}{7\pi h^2}$ para simulações 2D e $\frac{1}{\pi h^3}$ para 3D. O vector $\vec{r} = |\vec{r}_a - \vec{r}_b|$ corresponde à distância entre duas partículas.

3.1.2 Conservação de massa

A equação da conservação de massa no método SPH é dada por:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (\vec{u}_a - \vec{u}_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \quad (3.3)$$

É utilizado um diferencial em ordem ao tempo em vez de uma função ponderada com os termos da massa visto que, com esta última, os resultados da densidade diminuem perto de interfaces como a superfície livre, dois fluidos ou fluido-fronteira [22].

3.1.3 Conservação da quantidade de movimento

A conservação da quantidade de movimento é dada por:

$$\frac{d\vec{u}_a}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \vec{g} - \vec{\Gamma} \quad (3.4)$$

onde $\vec{\Gamma}$ corresponde aos termos dissipativos da força.

O termo do gradiente de pressão será equivalente a:

$$-\frac{1}{\rho}\nabla P = -\sum_b m_b \left(\frac{P_b}{\rho_b^2} + \frac{P_a}{\rho_a^2} \right) \vec{\nabla}_a W_{ab} \quad (3.5)$$

Substituindo a Equação (3.5) em (3.4), resulta:

$$\frac{d\vec{u}_a}{dt} = -\sum_b m_b \left(\frac{P_b}{\rho_b^2} + \frac{P_a}{\rho_a^2} \right) \vec{\nabla}_a W_{ab} + \vec{g} - \vec{\Gamma} \quad (3.6)$$

3.1.4 Modelo de Viscosidade

A modelação dos termos dissipativos da conservação da quantidade de movimento é normalmente feita utilizando o modelo de viscosidade artificial, Π_{ab} . Com este modelo a Equação (3.6) pode ser descrita da seguinte forma:

$$\frac{d\vec{u}_a}{dt} = -\sum_b m_b \left(\frac{P_b}{\rho_b^2} + \frac{P_a}{\rho_a^2} + \Pi_{ab} \right) \vec{\nabla}_a W_{ab} + \vec{g} - \vec{\Gamma} \quad (3.7)$$

O termo da viscosidade, Π_{ab} é, então, dado por:

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} -\frac{\alpha \bar{c}_{ab}}{\rho_{ab}} \frac{h(\vec{u}_a - \vec{u}_b)(\vec{r}_a - \vec{r}_b)}{(\vec{r}_a - \vec{r}_b)^2 + \eta^2} & (\vec{u}_a - \vec{u}_b) \cdot (\vec{r}_a - \vec{r}_b) \leq 0 \\ 0 & (\vec{u}_a - \vec{u}_b) \cdot (\vec{r}_a - \vec{r}_b) \geq 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

onde α é o coeficiente de viscosidade artificial e $\eta^2 = 0,01h^2$

Este coeficiente deve ser ajustado caso a caso de modo a introduzir uma correcta dissipação de energia do escoamento. Simulações numéricas realizadas anteriormente por diversos autores (Barreiro et al. [22], Altomare et al. [24], Brito et al. [25] [26]) demonstraram que um $\alpha = 0,01$ permite obter bons resultados na geração e propagação das ondas, e no impacto das ondas em estruturas rígidas.

3.1.5 Movimento da partícula

No método SPH, o movimento das partículas é calculado da seguinte forma:

$$\frac{d\vec{r}_a}{dt} = \vec{v}_a + \epsilon \sum \frac{m_b}{\rho_{ab}} \vec{u}_{ab} W_{ab} \quad (3.9)$$

3.1.6 Equação de estado

No código SPH o fluido pode ser tratado como ligeiramente compressível [20]. É utilizada uma equação de estado para determinar a pressão no fluido através da massa volúmica das partículas. Tem como principal vantagem a sua rápida resolução pois não é necessário resolver uma equação diferencial, como a equação de Poisson, tornando-se menos exigente em termos de computação [27].

$$P = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (3.10)$$

Nesta equação B é uma constante relacionada com o módulo de compressibilidade do fluido e γ é a constante politrópica, que varia entre 1 e 7 [22].

3.1.7 Filtros de densidade

Enquanto que a cinemática das simulações SPH é geralmente realista, o campo de pressões das partículas pode exibir grandes oscilações de pressão. Este factor torna-se ainda mais importante perto da superfície livre e zonas de fronteira, como por exemplo, a interface fluido-canal ou a interface entre dois fluidos.

Uma das soluções mais utilizadas para resolver estas oscilações passa por aplicar uma correcção à densidade das partículas, reatribuindo uma nova densidade a cada partícula.

A correcção normalmente utilizada é o filtro *Shepard* e é executada a cada m passos-tempo:

$$\rho_a^{novo} = \sum_b \rho_b \tilde{W}_{ab} \frac{m_b}{\rho_b} = \sum_b m_b \tilde{W}_{ab} \quad (3.11)$$

onde é feita uma correcção de ordem zero:

$$\tilde{W}_{ab} = \frac{W_{ab}}{\sum_b W_{ab} \frac{m_b}{\rho_b}} \quad (3.12)$$

3.2 DualSPHysics

O DualSPHysics é um código *open-source* que tem vindo a ser desenvolvido nos últimos anos por investigadores de várias universidades. Este código teve como base o SPHysics e destaca-se sobretudo pelo facto de poder implementar o modelo SPH utilizando GPUs. Esta implementação resulta numa melhoria significativa de performance, uma vez que os tempos de cálculo são reduzidos em pelo menos duas ordens de grandeza, quando comparados com a implementação CPU [27].

Na Figura 3.2 apresentam-se as rotinas da implementação CPU e GPU. Salienta-se que a principal diferença ocorre na implementação GPU, onde é necessária uma memória de transferência CPU-GPU para transmitir as variáveis iniciais no início da simulação e para transferir os dados resultantes da simulação que necessitam de ser guardados.

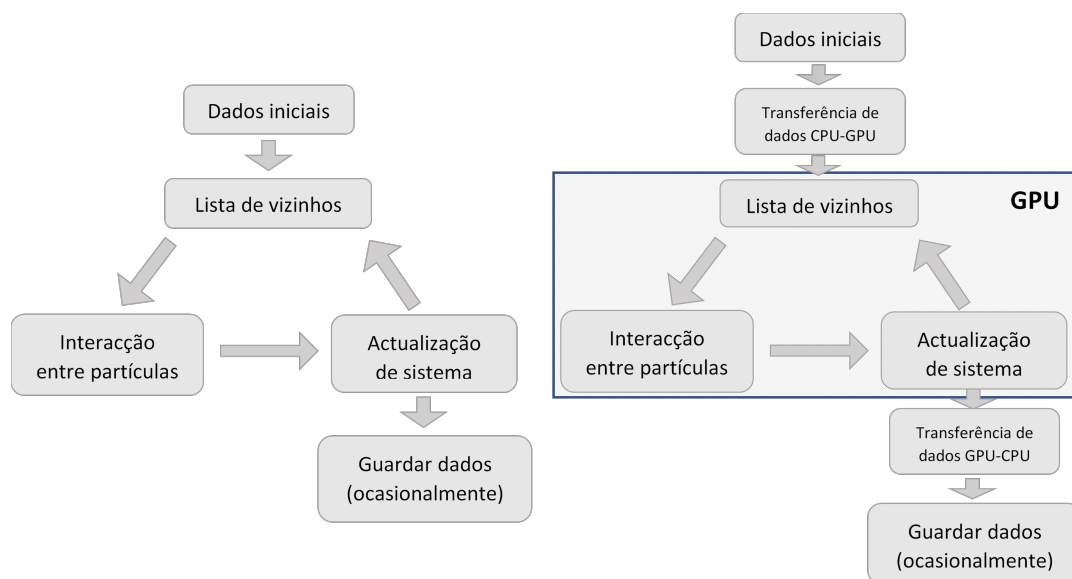


Figura 3.2: Fluxograma da implementação CPU (esquerda) e GPU (direita) do método SPH.

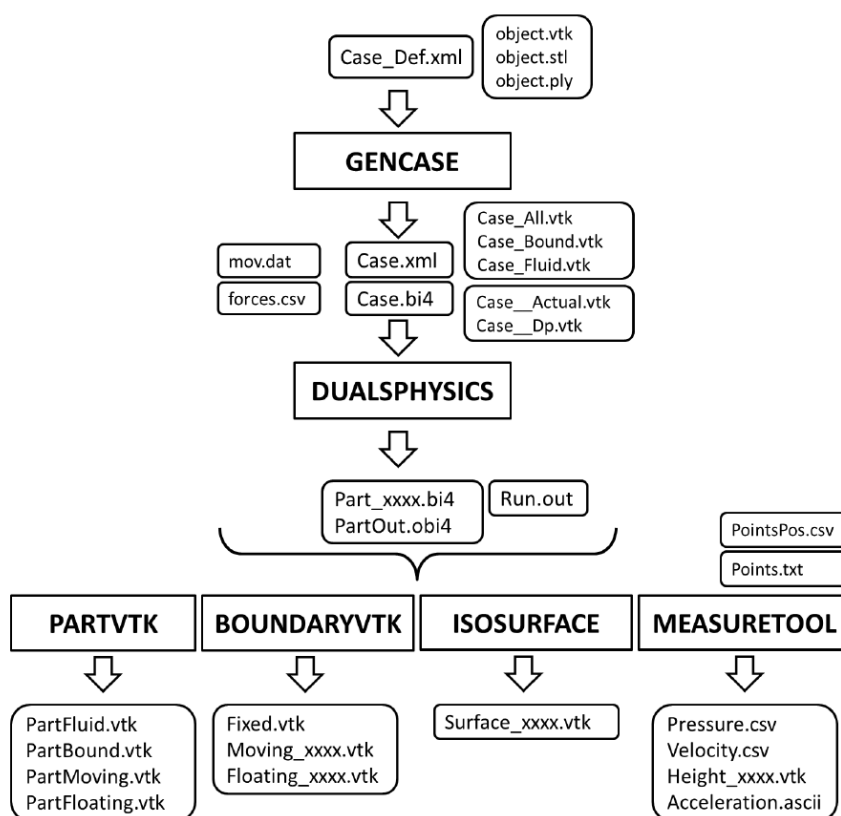


Figura 3.3: Ficheiros de entrada e ficheiros de saída do DualSPHysics no pré-processamento e no pós-processamento, adaptado de [3].

Do ponto de vista dos utilizadores, existem duas fases principais: a de pré-processamento e a de pós-processamento, como representado na Figura 3.3. Na primeira, são definidas as condições do caso a estudar como são também definidos os diversos parâmetros numéricos que influenciam o comportamento do escoamento, descritos mais à frente neste capítulo. Todos estes parâmetros numéricos, assim como as características das ondas a gerar, são definidos num ficheiro *.xml* que irá ser lido pelo programa, em específico pelo executável *GenCase*. É também neste ficheiro *.xml* que se define o canal e o formato do batedor, importando uma geometria no formato *.stl* ou criando os objectos utilizando uma ferramenta de criação incluída no código.

Depois de serem introduzidos todos os valores necessários, é dado início à simulação que por sua vez irá gerar um ficheiro no formato *.bi4* com os dados do caso inseridos. Os resultados obtidos surgem, de igual forma, sob a forma de um ficheiro *.bi4*.

Na fase de pós-processamento é possível utilizar diversas ferramentas, como a *MeasureTool*, que permitem analisar os resultados obtidos. Estas ferramentas permitem obter a altura da superfície livre num determinado ponto, ou outros parâmetros como a velocidade, a aceleração ou a pressão do fluido. Nesta etapa é possível também, a partir dos ficheiros resultantes da simulação (*Part_xxxx.bi4*), exportar ficheiros de visualização *.vtk* que permitem, através de um programa secundário como o Paraview (www.paraview.org), visualizar os resultados do domínio discretizado, em 2D ou 3D consoante o caso que estiver a ser estudado.

3.3 Parâmetros Numéricos

Como referido anteriormente, existem vários parâmetros numéricos que precisam ser definidos no DualSPHysics de modo a poder efectuar uma simulação. Estes parâmetros encontram-se resumidos na Tabela 3.1.

Foram implementados três modelos de viscosidade neste programa: viscosidade artificial [20], viscosidade laminar [28] e viscosidade laminar associada ao modelo de turbulência SPS (Sub-Particle Scale) [29]. O primeiro modelo, introduzido por Monaghan, é relativamente utilizado nas simulações SPH pela sua simplicidade e por introduzir uma difusão numérica importante, que provoca uma mudança na altura das ondas à medida que o parâmetro do modelo de viscosidade artificial aumenta. O diminuto grau de complexidade deste modelo permite tempos mais reduzidos de simulação e foi, por essa razão, o modelo escolhido para realizar as simulações numéricas no contexto desta dissertação. Definiu-se o valor padrão, 0,01 da variável α que corresponde ao coeficiente de viscosidade artificial presente na Equação (3.8).

O parâmetro *DeltaSPH* refere-se à variável ϵ do termo da correcção XSPH de Monaghan [20] da Equação (3.9). Esta correcção pretende que as partículas se movam com uma velocidade semelhante às partículas na sua vizinhança evitando que partículas com velocidades diferentes ocupem aproximadamente a mesma posição [3]. Foi considerado $\epsilon = 0,1$ por forma a incluir esta correcção nas simulações executadas.

Tabela 3.1: Parâmetros numéricos existentes no DualSPHysics

Parâmetro Numéricos	Valor pré-definido	Valor utilizado
<i>PosDouble</i>	0: Simple	1: Double
<i>StepAlgorithm</i>	1: Verlet	2: Symplectic
<i>Kernel</i>	1: Cubic Spline	2: Wendland
<i>ViscoTreatment</i>	1: Artificial	1: Artificial
<i>Visco</i>	0,01	0,01
<i>ViscoBoundFactor</i>	0	0
<i>DeltaSPH</i>	0,1	0,1
<i>Shifting</i>	0: None	0: None
<i>ShiftCoef</i>	-2	-2
<i>ShiftTFS</i>	1,5 para 2D e 2,75 para 3D	1,5
<i>RigidAlgorithm</i>	1: SPH	1: SPH
<i>FtPause</i>	0 [s]	0 [s]
<i>CoefDtMin</i>	0,05	0,05
<i>DtIni</i>	0,0001 [s]	0,0001 [s]
<i>DtMin</i>	0,00001 [s]	0,00001 [s]
<i>DtFixed</i>	Dtfixed.dat	Dtfixed.dat
<i>DtAllParticles</i>	0: Only fluid/floating	0: Only fluid/floating
<i>TimeMax</i>	—	100 [s]
<i>TimeOut</i>	—	0,05 [s]
<i>IncZ</i>	—	0
<i>PartsOutMax</i>	1 [100%]	1 [100%]
<i>RhopOutMin</i>	700 [kg/m ³]	700 [kg/m ³]
<i>RhopOutMax</i>	1300 [kg/m ³]	1300 [kg/m ³]
<i>Polytropic Constant</i>	7	7

Os valores dos parâmetros numéricos dependem fortemente do caso de estudo e dos recursos computacionais disponíveis. Devem por isso, ser cuidadosamente ajustados para cada situação. Foram alterados os valores pré-definidos de alguns parâmetros tendo em vista o rigor e exactidão dos resultados. Estas alterações foram feitas a partir de uma revisão bibliográfica, avaliando os parâmetros numéricos utilizados em estudos realizados por diversos autores.

Os principais parâmetros descritos na Tabela 3.1 são definidos como:

- *PosDouble* - Precisão da interacção entre partículas;
- *StepAlgorithm* - Algoritmo que determina o passo de tempo na interacção entre as partículas;
- *Kernel* - Função que determina o domínio de influência das partículas vizinhas numa dada partícula;
- *ViscoTreatment* - Modelo de viscosidade;
- *DeltaSPH* - Forma como é tratada a densidade;

- *Shifting* - Algoritmo que previne os espaçamentos criados pela anisotropia das partículas (intervalos entre as partículas de fluido e as partículas de fronteira);
- *TimeMax* - Tempo total de simulação em segundos;
- *TimeOut* - Intervalo de tempo em segundos no qual são gravados os dados;
- *PartsOutMax* - Percentagem máxima do número de partículas que pode sair do domínio;
- *Polytropic Constant* - Constante politrópica utilizada na equação de estado.

VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

Como referido anteriormente, o programa DualSPHysics permite aos seus utilizadores gerar diversos tipos de onda, podendo-se variar os diferentes parâmetros existentes no código. Para o programa gerar ondas, é necessário um batedor, uma placa vertical que possui um movimento oscilatório, desenhado previamente num programa de CAD. A inclusão de uma ferramenta que gera ondas no código do DualSPHysics, representa uma grande vantagem na utilização deste código. Contudo, é necessário verificar se a onda gerada pelo programa é igual à onda que o utilizador define.

A validação do modelo numérico é por isso um passo obrigatório antes da optimização do TAPCHAN, por forma a compreender como é que o método SPH representa as ondas para diferentes discretizações do domínio num referencial bidimensional.

Esta avaliação foi dividida em três partes distintas, de modo a avaliar e validar o modo como o programa representa as ondas. Em primeiro lugar foram sujeitos a análise dois parâmetros da geração e propagação de onda, a altura e o período da onda. Em segundo lugar foi avaliado o galgamento e os campos de velocidade numa estrutura a meio do canal e numa estrutura costeira. Por último, foi analisado o escoamento numa rampa tendo em vista a dissipação da energia ao longo desta.

Para ter um termo de comparação e um modo de validar o modelo, reuniram-se diversos estudos com resultados de simulações experimentais, que foram comparados com os resultados obtidos pelo método SPH. Serão comparados directamente parâmetros como a altura e o período de onda, bem como os campos de velocidade na rebentação contra uma estrutura e a dissipação da energia numa rampa. Por forma ao modelo ser dado como válido, os dados numéricos e os resultados experimentais apresentados devem convergir.

Os resultados apresentados neste capítulo foram realizados com o recurso de um processador Intel Core i5-8400 e uma unidade gráfica Nvidia GeForce GTX 1070 Ti com 2432 CUDA cores.

4.1 Validação da geração e propagação da onda

A validação da geração e propagação da onda é uma etapa essencial neste capítulo uma vez que permite compreender e confirmar algumas das capacidades do modelo SPH. Os dois primeiros casos simulados têm como objectivo, perceber quão exacta é a ferramenta de geração de ondas do DualSPHysics e entender o modo como estas se propagam. Não foi utilizada nenhuma técnica de absorção da reflexão das ondas.

No 1º caso tem-se uma altura de onda igual a 0,25 m com um período de onda igual a 2,0 s. No 2º caso a altura de onda equivale a 0,15 m com um período de onda também igual a 2,0 s. Um resumo destes casos pode ser encontrado de seguida na Tabela 4.1. A profundidade da água no batedor é de 1 m nos dois casos.

Tabela 4.1: Casos de estudo da validação da geração e propagação da onda.

Caso	Altura da onda [m]	Período da onda [s]	Profundidade da água [m]	Tipo de batedor
Caso 1	$H=0,25$	$T=2,0$	$d=1,0$	Pistão
Caso 2	$H=0,15$	$T=2,0$	$d=1,0$	Pistão

Ambos os casos de estudo foram simulados num canal com 60 m de comprimento e 1,5 m de largura, composto por um fundo plano com 54 m de comprimento, e por uma rampa com 6 m de comprimento e 1,8 m de altura, como esquematizado na Figura 4.1. O batedor é do tipo pistão e possui uma secção transversal rectangular, com altura igual a 2 m.

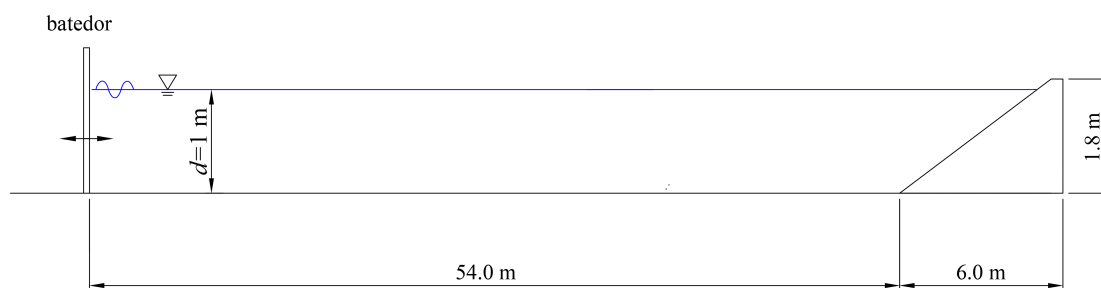


Figura 4.1: Esquema do canal para a validação da altura e comprimento de onda.

Uma vez importada a geometria e ajustados todos os parâmetros no ficheiro *.xml* de cada caso, o domínio discretizado para os primeiros dois casos terá o formato representado na Figura 4.2.

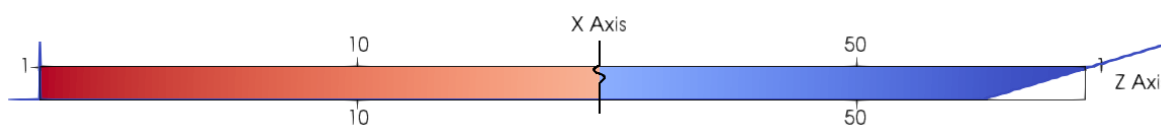


Figura 4.2: Domínio computacional do canal correspondente aos dois primeiros casos.

Com o objectivo de entender a influência da dimensão da partícula (dp) na representação do escoamento, foram realizadas 6 simulações com diferentes discretizações do domínio, para cada um dos casos de estudo deste sub-capítulo. O tamanho das partículas varia entre 50 mm e 2,5 mm e o número máximo de partículas simulado foi de 8,9 milhões de partículas. Na Tabela 4.2 é possível verificar os tamanhos de partículas aplicados, o número de partículas para cada simulação, bem como o tempo total de execução da simulação.

Tabela 4.2: Detalhes das simulações realizadas para o caso 1 e 2 do Sub-capítulo 4.1.

Caso	Sub-caso	Tamanho da partícula [m]	Número de partículas	Tempo físico da simulação [s]	Tempo de simulação [h]
1	1.1	0,050	22 402	100	0,252
	1.2	0,025	89 410		0,903
	1.3	0,010	563 547		8,48
	1.4	0,0075	1 004 120		19,0
	1.5	0,0050	2 240 780		53,7
	1.6	0,0025	8 934 979		404
2	2.1	0,050	22 402	100	0,252
	2.2	0,025	89 410		0,903
	2.3	0,010	563 547		8,48
	2.4	0,0075	1 004 120		19,0
	2.5	0,0050	2 240 780		53,7
	2.6	0,0025	8 934 979		404

Verifica-se na Figura 4.3b que os tempos de simulação aumentam exponencialmente com o decremento do tamanho da partícula. Para a escolha do dp deve-se ter em conta adicionalmente os recursos computacionais disponíveis e o tempo disponível para a realização do trabalho, uma vez que, como se constata nos sub-casos 1.6 e 2.6 onde o tamanho de partícula é de 2,5 mm, é possível ficar mais de 16 dias à espera dos resultados.

Uma vez terminada a simulação, recorreu-se a uma ferramenta de pós-análise do DualSPHysics, denominada *MeasureTool*, para determinar a elevação da superfície livre no ponto $x=25$ m em cada sub-caso. Como é possível verificar na Figura 4.3a, a altura de onda introduzida no DualSPHysics não corresponde à realmente representada pelo programa. O valor máximo deste parâmetro acontece quando o dp é o menor utilizado, 2,5 mm. Em média, os valores da altura de onda representados desviam-se 19,87% do valor real introduzido.

Facilmente se chega à conclusão que quanto menor for a dimensão da partícula, ou quanto maior for o número de partículas, mais perto se está dos valores da altura de onda introduzidos. No limite, para se obter o valor exacto da altura de onda, a dimensão da partícula teria de ser zero, o que se revela fisicamente impossível. Verifica-se também que a partir de um $dp = 0,01$ m, o aumento na variação de altura não é muito significativo e que uma diminuição da dimensão da partícula não justifica o tempo de simulação gasto. Utilizou-se a partir deste ponto nas simulações, um dp onde se tem pelo menos

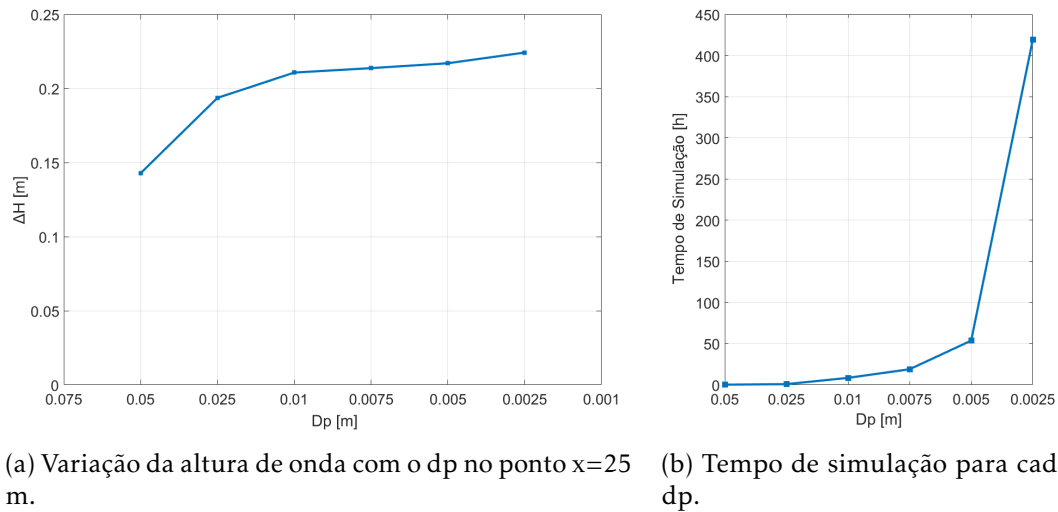


Figura 4.3: Influência do dp na altura de onda e no tempo de simulação para o caso 1.

10 partículas por altura de onda. Este valor revelou em estudos anteriores realizados por diversos autores (Altomare et al. [24], Altomare et al. [30], A. Crespo et al. [31]) ser a melhor relação precisão/performance no que toca à reprodução da altura das ondas pelo método SPH.

Na Figura 4.4 é feita uma comparação entre os dados numéricos obtidos pelo método SPH com diferentes dimensões de partícula e os dados experimentais obtidos no estudo [32] que possuem as mesmas características de onda, $H=0,25$ m e $T=2,0$ s.

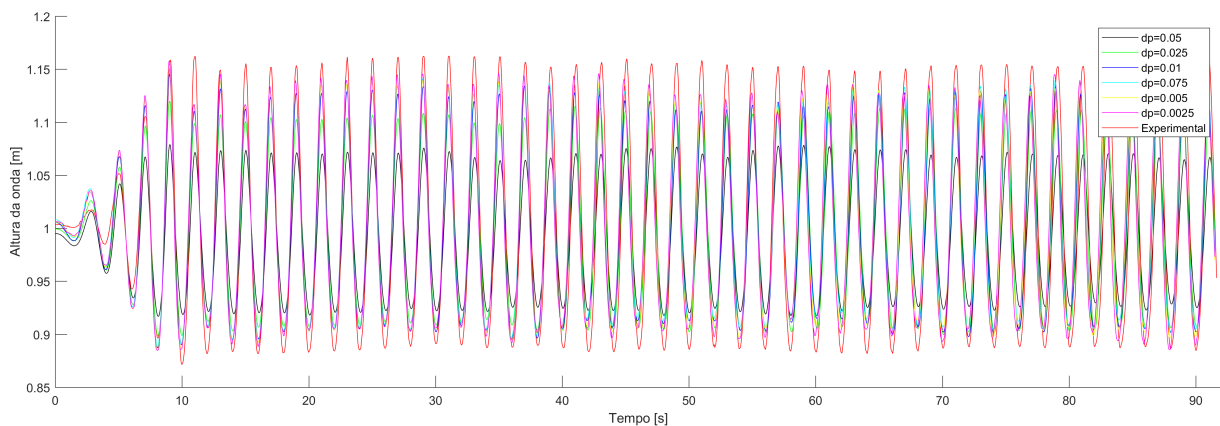


Figura 4.4: Comparação dos resultados numéricos obtidos para o caso 1 com resultados experimentais no ponto $x=25$ m.

Os resultados obtidos numericamente mostram boa concordância com os obtidos experimentalmente, especialmente ao nível do período de onda. Ao contrário do que acontece com a altura de onda, que tende a aumentar com o decréscimo do tamanho da partícula, o período aparenta não variar com o dp , como é perceptível na Figura 4.4.

Na Tabela 4.3, verifica-se que a média do erro máxima da altura da onda obtida

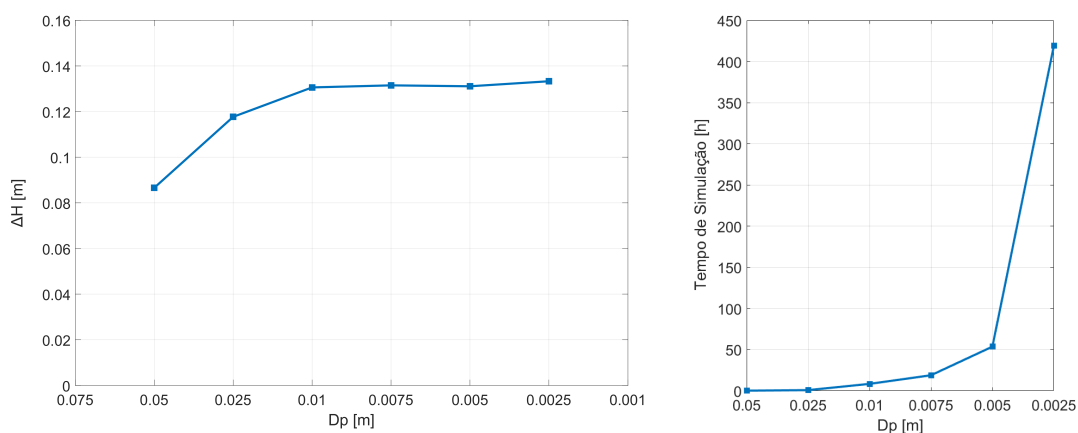
4.1. VALIDAÇÃO DA GERAÇÃO E PROPAGAÇÃO DA ONDA

numericamente face à experimental é de 3,53 % e ocorre quando a dimensão da partícula é a máxima utilizada, 50 mm. A média do erro mínima, 2,18 %, ocorre para um tamanho de partícula de 10 mm, o que reforça a ideia de que o tempo gasto na simulação com partículas inferiores a este tamanho não se justifica até porque a média do erro para tamanhos inferiores a 0,01 m aumenta ligeiramente. Esta média do erro foi determinada fazendo a média do valor da elevação da superfície livre no ponto escolhido, ao longo de todos os instantes de tempo.

Tabela 4.3: Diferença média em percentagem dos resultados numéricos do caso 1 para os resultados experimentais.

Dp [m]	0,050	0,025	0,010	0,0075	0,0050	0,0025
Diferença média [%]	3,53	2,23	2,18	2,41	2,45	2,71

Para o segundo caso de estudo em que $H=0,15$ m e $T=2,0$ s, os resultados para a altura aproximaram-se mais do pretendido com uma altura média representada a diferir 18,78% do valor introduzido. Observa-se que para este segundo caso, tal como no primeiro, a partir de um $dp=0,01$ m, a altura de onda tende a estabilizar e que o aumento com o dp se torna mais subtil.



(a) Variação da altura de onda com o dp no ponto $x=25$ m. (b) Tempo de simulação para cada dp .

Figura 4.5: Influência do dp na altura de onda e no tempo de simulação para o caso 2.

Da mesma forma que se observou para o primeiro caso, a comparação com os dados experimentais para este segundo caso mostrou que o período de onda parece não ser influenciado pelo tamanho da partícula, como é visível na Figura 4.6. O mesmo não se pode dizer da altura de onda uma vez que esta varia significativamente com o tamanho da partícula.

Os erros médios dos resultados numéricos para os dados experimentais associados a este caso encontram-se na Tabela 4.4 e desde já se constata que são inferiores aos do primeiro caso, sendo que o erro médio mínimo é de 1,28% para um $dp = 0,01$ m e o erro

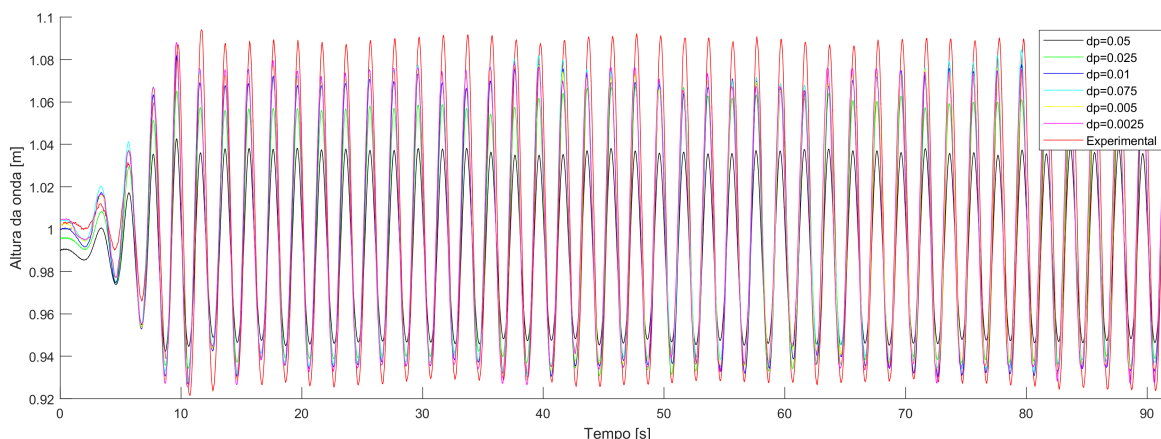


Figura 4.6: Comparação dos resultados numéricos obtidos para o caso 2 com resultados experimentais no ponto $x=25$ m.

médio máximo é de 2,25% para um $dp=0,05$ m. Esta tendência pode implicar que quanto maior for a altura de onda introduzida no código DualSPHysics, maior será o erro com que este representa a altura de onda.

Tabela 4.4: Diferença média em percentagem dos resultados numéricos do caso 2 para os resultados experimentais.

Dp [m]	0,050	0,025	0,010	0,0075	0,0050	0,0025
Diferença média [%]	2,25	1,47	1,28	1,48	1,44	1,66

Nos dois casos é possível verificar que existe um período inicial de estabilização da altura de onda, de aproximadamente 10 segundos. Isto deve-se principalmente à forma como o batedor provoca a geração de onda. Dado que o movimento oscilatório do batedor se realiza em rampa, a amplitude de onda gerada demora alguns segundos até atingir a amplitude introduzida no código, levando à existência deste período inicial. Analisando as Figuras 4.4 e 4.6, constata-se que o caso numérico apresenta boa concordância com o caso experimental no que toca a esta fase de estabilização.

Conclui-se, de igual forma, que nas simulações numéricas tanto a variação da altura de onda como a variação do tamanho da partícula não têm efeito sobre o período de onda, uma vez que este mostra estar de acordo com os dados experimentais em todos os sub-casos simulados.

4.2 Validação do galgamento

O TAPCHAN é um dispositivo costeiro que se baseia no princípio do galgamento, como tal, por forma a compreender os princípios deste fenómeno e de maneira a testar as capacidades do modelo SPH, a validação do galgamento é uma etapa essencial no desenvolvimento desta dissertação, em especial, do capítulo 5 onde este é responsável pelo

rendimento do dispositivo. Não obstante, é importante perceber a influência que parâmetros como a altura da onda e o período desta têm no volume de água galgado, não só para o projecto das estruturas, como para a prevenção do galgamento em edifícios costeiros e outros danos materiais que daí possam advir, ou ainda para testar a viabilidade de dispositivos de produção energética como o TAPCHAN, o WaveDragon ou o SSG.

Para esta validação foram considerados dois estudos diferentes: o primeiro [12] [33] analisa o galgamento numa estrutura *offshore* e o comportamento das ondas ao interagirem nesta estrutura; o segundo [34] tem o seu foco no estudo dos efeitos que alguns parâmetros geométricos têm no caudal galgado. Este segundo estudo será útil também no capítulo 5 uma vez que é estudada a influência que o ângulo da rampa tem no caudal galgado.

4.2.1 Estudo do galgamento numa estrutura *offshore*

O primeiro estudo considera um canal com 36 m de comprimento, 0,9 m de largura e 1,5 m de altura como esquematizado na Figura 4.7. No final do canal existe uma rampa com declive 1:5,5 revestida com pelo de cavalo por forma a absorver a energia das ondas de forma passiva e reduzir assim a reflexão destas. O principal objectivo deste estudo é analisar o galgamento por *green water* que ocorre numa estrutura a 21,7 m de distância do batedor com as dimensões descritas na Figura 4.8.

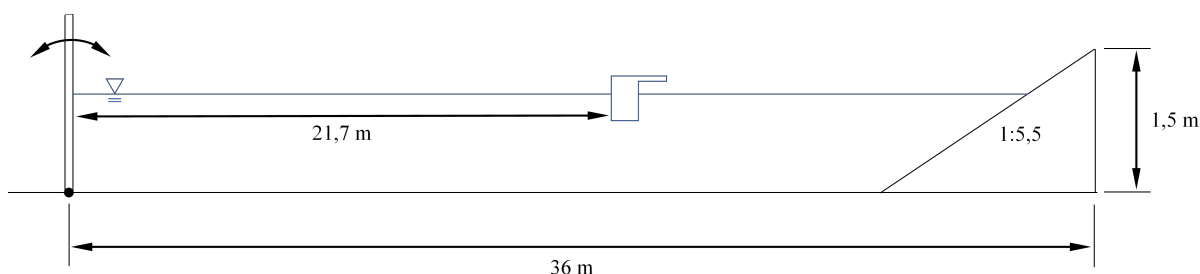


Figura 4.7: Esquema do canal para a validação do galgamento numa estrutura *offshore*.

As características das ondas foram escolhidas de modo a provocar uma rebentação mergulhante imediatamente à frente da estrutura. Os autores utilizaram um método de focalização de ondas que consiste num batedor que produz ondas dentro de um intervalo de frequências (0,7 Hz a 1,3 Hz), permitindo assim que a onda rebente num determinado local. As condições de agitação consideradas possuem também a particularidade de serem o mais parecidas possíveis com as ondas registadas durante o furacão Ivan de 2004. O perfil da onda resultante medido pelos autores equivale a 0,171 m de altura e 1,3 s de período (0,77 Hz).

Por forma a gerar ondas regulares com o método SPH, iguais às produzidas no estudo, foram introduzidos no programa os mesmos parâmetros de onda. Utilizou-se igualmente um pistão do tipo *flap* para a geração de ondas regulares. Na Tabela 4.7 encontra-se

Tabela 4.5: Primeiro caso de estudo da validação do galgamento.

Caso	Altura da onda [m]	Período da onda [s]	Profundidade da água [m]	Tipo de batedor
3	$H=0,171$	$T=1,3$	$d=0,8$	<i>Flap</i>

um sumário das características das ondas simuladas para este caso. Não foi considerada qualquer técnica de redução da reflexão das ondas.

Tal como nas simulações anteriores, a dimensão da partícula deve cumprir pelo menos 10 partículas por altura de onda, o que neste caso conduziria a um dp igual a 0,017 m. Apesar disso, a dimensão utilizada para a primeira simulação deste caso foi de 10 mm, originando um total de 244474 partículas. Contudo, este valor, para além de não se ter verificado suficiente para reproduzir a rebentação com um mínimo de fidelidade, introduzia um vazio significativo entre o fluido e a estrutura como é possível verificar na Figura 4.9.

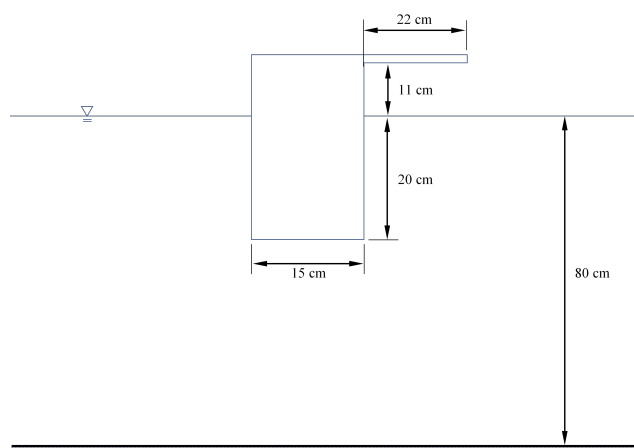


Figura 4.8: Esquema da estrutura *offshore* do canal do caso 3.

Esta lacuna deve-se à forma como é feito o tratamento das superfícies fronteira pelo método SPH. O método utiliza condições chamadas *Dynamic Boundary Conditions* (DBC), de modo a garantir um correcto comportamento do fluido nas interfaces fluido-fronteira. Este vazio pode ser encontrado em todas as simulações efectuadas ao longo desta dissertação com maior ou menor dimensão. Estas condições podem ser resumidas como: quando uma partícula de fluido em movimento entra dentro de um determinado domínio de uma partícula fronteira estática, normalmente equivalente a $2h$, sofre um aumento local da densidade que resulta num aumento da pressão representada pela equação de estado Equação (3.10) e num aumento no termo da pressão na equação da conservação do movimento Equação (3.6). Estes aumentos de pressão resultam na criação de uma força de repulsão por parte das partículas fronteira o que justifica este intervalo entre o fluido e a estrutura. Um estudo mais detalhado sobre as DBC pode ser encontrado em [35].

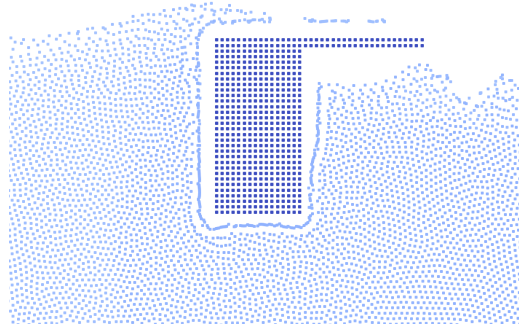


Figura 4.9: Pormenor do intervalo criado entre o fluido e a estrutura no caso 3.

Uma solução possível para reduzir esta separação é aumentar a resolução do domínio, ou seja, diminuir o tamanho da partícula. Reduziu-se a dimensão de 10 para 5 mm, que resultou num total de mais de 968 mil partículas distribuídas pelo canal. Contudo, a espessura do intervalo ainda verificava ser demasiado significativa, influenciando significativamente o comportamento do escoamento. Desta forma, reduziu-se novamente a dimensão da partícula, desta vez para 3 milímetros de diâmetro. Obteve-se um canal com aproximadamente 6 milhões de partículas, representado pela Figura 4.10, cujo tempo total de simulação foi de 91 horas. Na Tabela 4.6 é possível verificar os pormenores das várias simulações realizadas para este caso.

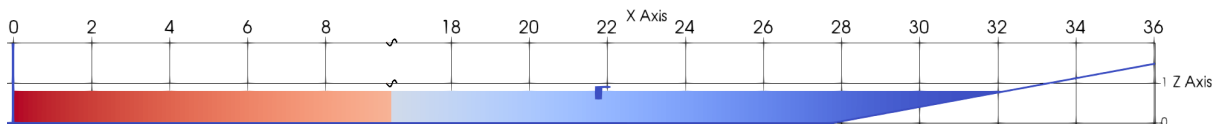


Figura 4.10: Domínio computacional do canal do caso 3.

Na análise de resultados os autores recorrem a técnicas como o Particle Image Velocimetry (PIV) e o sucessor Bubble Image Velocimetry (BIV) para medir o campo de velocidades na zona de pré-rebentação. O método PIV analisa sequências de imagens iluminadas por uma luz laser e é mais indicado para zonas de fase singular, ao passo que o método BIV permite aos investigadores medir a velocidade das ondas nas zonas de rebentação, onde existem muitas áreas de água arejada e salpicos.

Tabela 4.6: Detalhes das simulações realizadas para o caso 3.

Caso	Tamanho da partícula [m]	Número de partículas	Tempo físico da simulação [s]	Tempo de simulação [h]
3	0,01	244 474	30	2,1
	0,005	968 905		6,5
	0,003	6 019 491		91,035

Apesar de se terem introduzido os mesmos parâmetros para simular uma onda que rebentasse mergulhante imediatamente antes da estrutura, o perfil de onda obtido não apresentou estas características. A rebentação da onda simulada aproximou-se mais do tipo de rebentação progressiva. A razão pela qual não se conseguiu obter uma onda semelhante à do estudo de Y. U. Ryu [12] pode passar pela reflexão das ondas que ocorre no canal simulado com o modelo SPH, uma vez que não se utilizou nenhum método para reduzir este fenómeno.

Os dados recolhidos iniciam-se no instante de tempo antes da onda cruzar a linha vertical imaginária coincidente com a aresta da estrutura. O instante $t=0$ s corresponde a esse momento. São comparados 8 instantes consecutivos separados por 0,05 segundos, que corresponde à frequência de aquisição de dados definida no DualSPHysics (20 Hz). Os resultados são apresentados e comparados na Figura 4.12.

Neste estudo numérico não foi efectuada uma média de fase da onda, no entanto dos 30 segundos do tempo físico da simulação, identificou-se a onda que melhor se equipara aos resultados experimentais do artigo. Esta onda ocorre ao instante $t=22$ s.

Apesar da onda experimental e da onda numérica diferirem ligeiramente em termos de perfil, a altura atingida pela onda numérica depois de embater na estrutura exhibe uma boa concordância com os resultados experimentais.

Na Figura 4.11 é possível verificar a distribuição da componente vertical da velocidade até 50 mm antes da estrutura *offshore*. Observa-se que a componente vertical z da velocidade atinge um pico de 2 m/s no instante antes de a onda cruzar a linha imaginária referida atrás, correspondente ao instante $t=-0,05$ s. Este valor está de acordo com o valor atingido no caso experimental, dada a escala utilizada pelo autor nas figuras.

Com os resultados destes dois pontos anteriores, pode dizer-se que o método numérico consegue modelar com alguma exactidão as equações da hidrodinâmica envolvidas na interacção entre uma onda a uma estrutura, contudo apenas para certas variáveis.

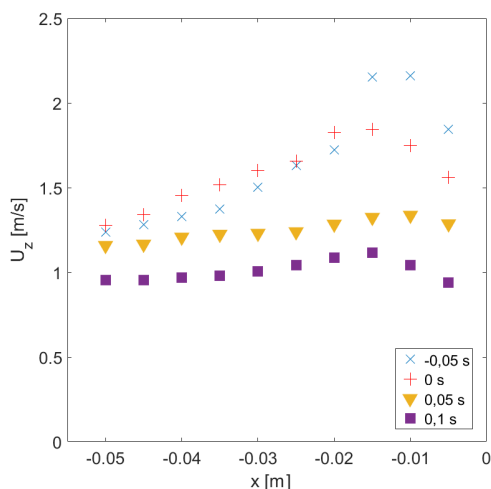


Figura 4.11: Distribuição da componente vertical z da velocidade antes da estrutura *offshore*.

4.2. VALIDAÇÃO DO GALGAMENTO

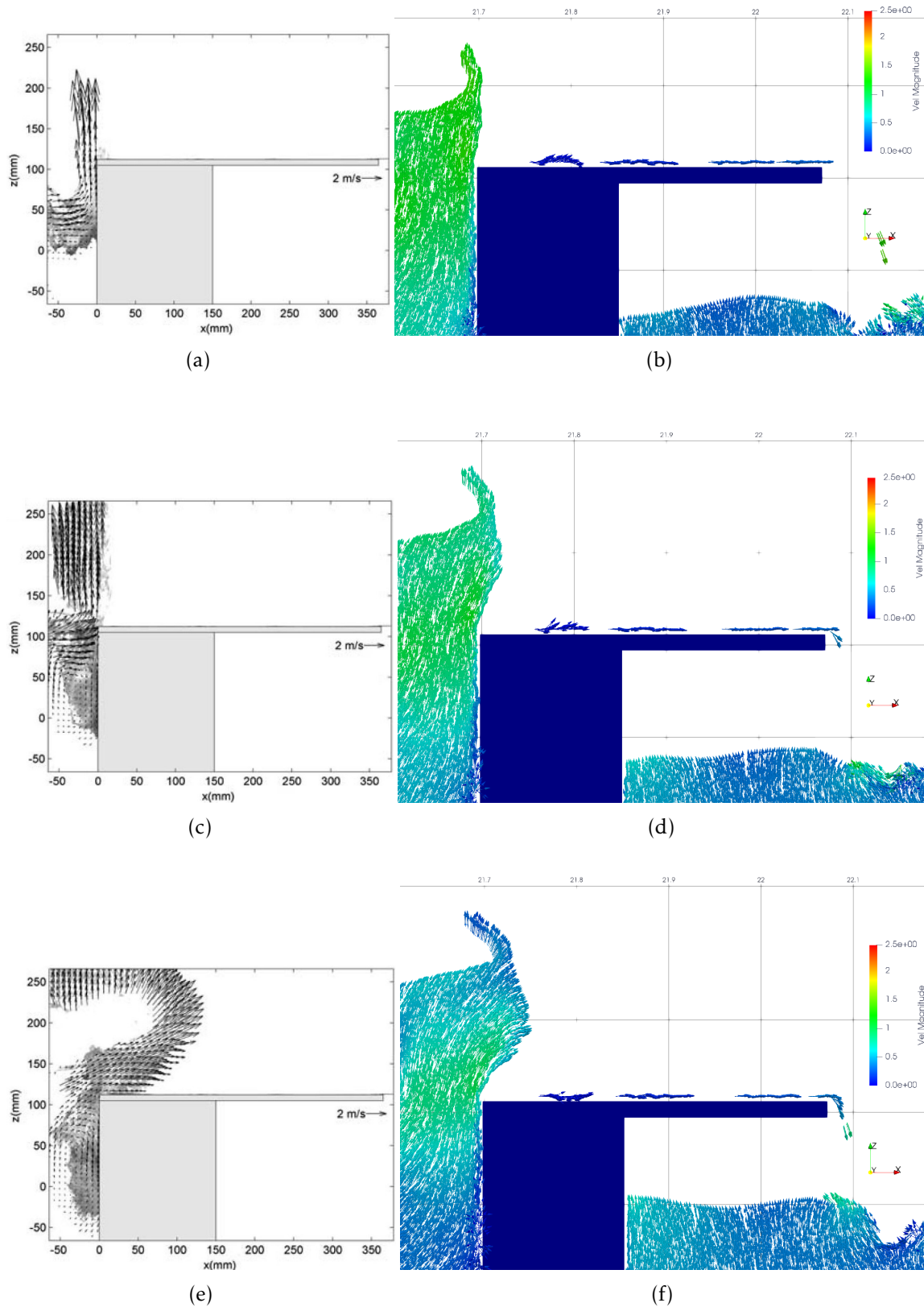


Figura 4.12: Comparação dos resultados de Y. U. Ryu [12] com os resultados obtidos pelo método SPH.

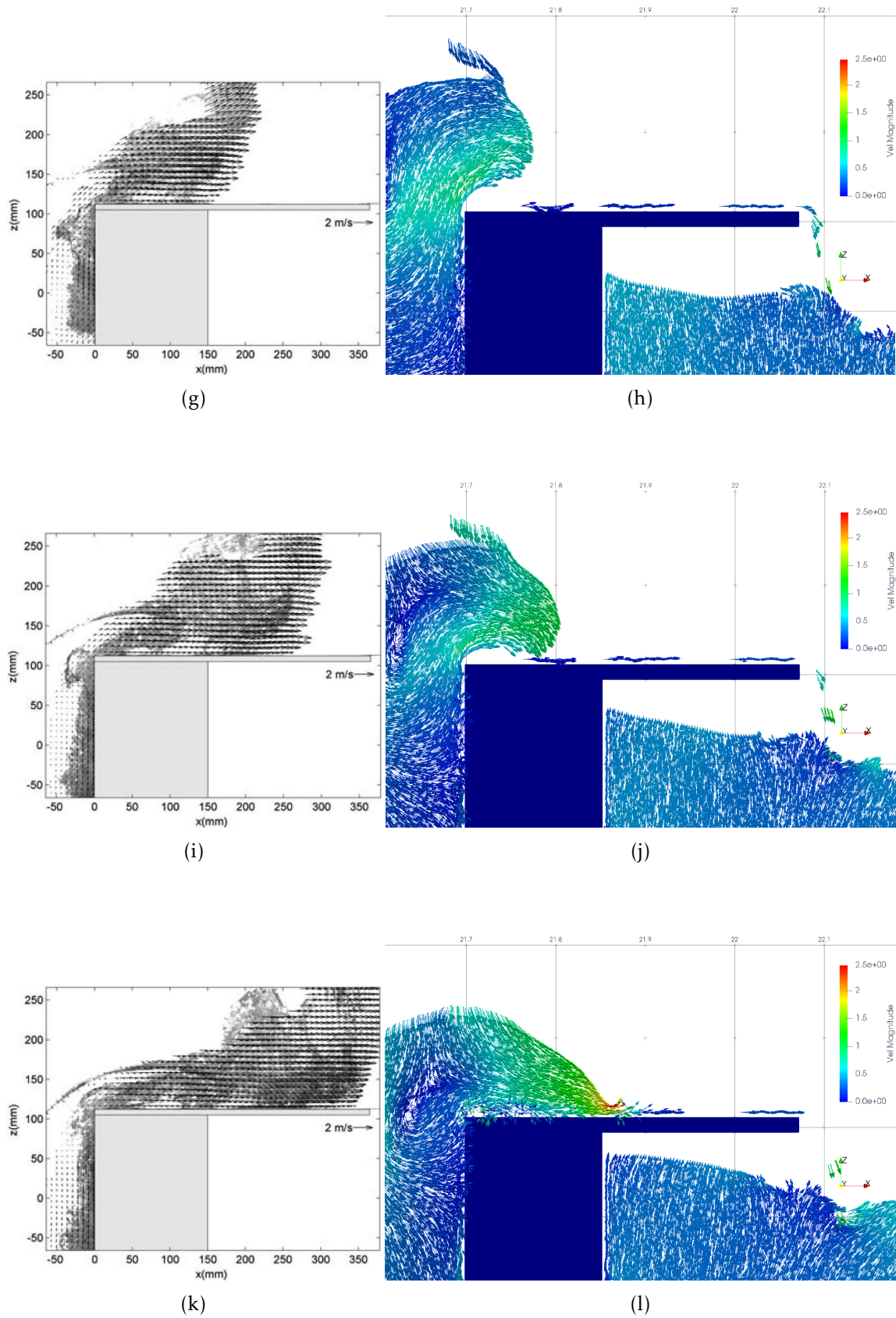


Figura 4.12: Comparação dos resultados de Y. U. Ryu [12] com os resultados obtidos pelo método SPH (continuação).

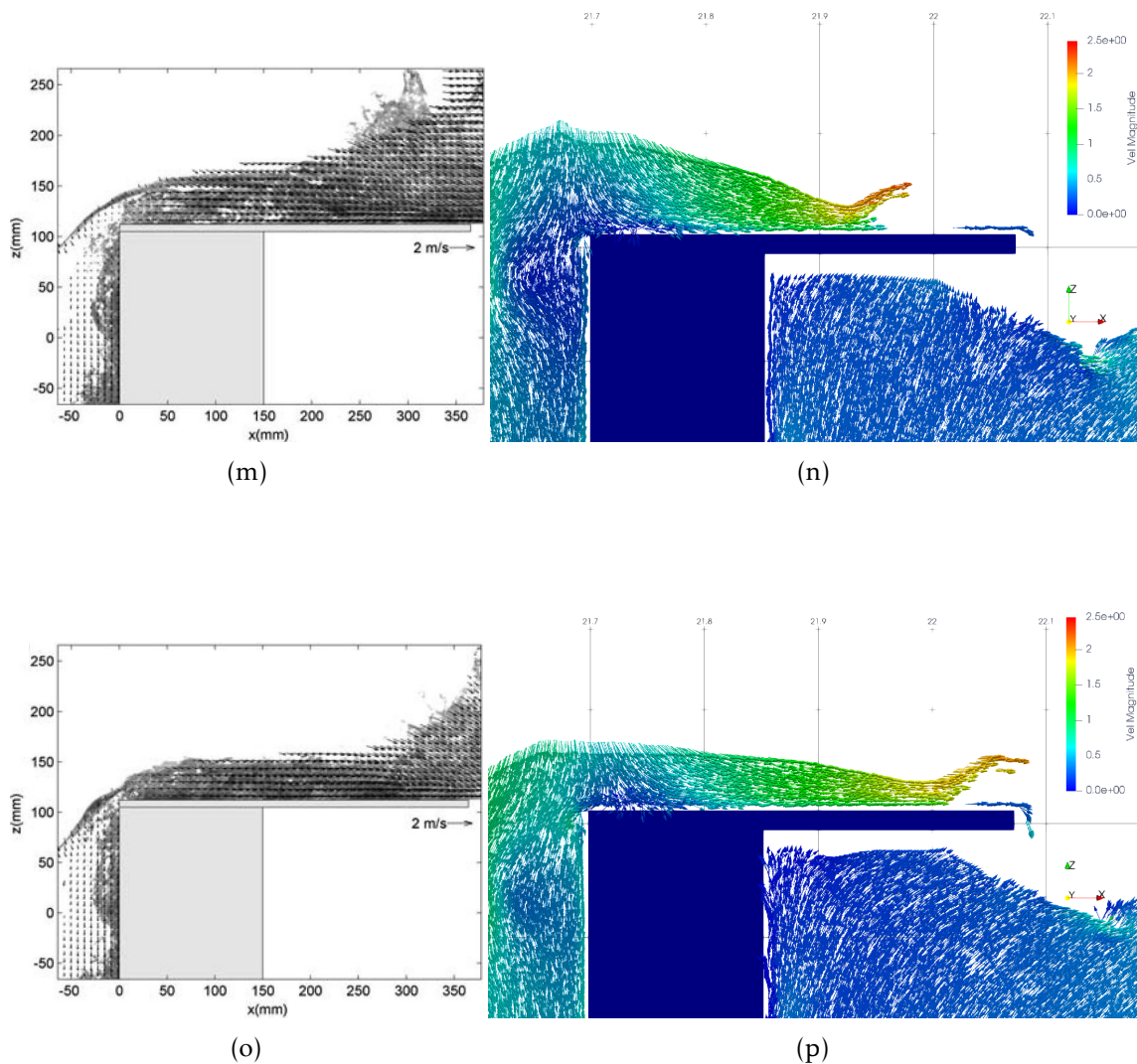


Figura 4.12: Comparação dos resultados de Y. U. Ryu [12] com os resultados obtidos pelo método SPH (continuação).

Fazendo uma comparação entre a Figura 4.12e e a Figura 4.12f correspondentes ao instante $t=0,05$ s, conclui-se que as velocidades horizontais nos dois casos são substancialmente diferentes. Este facto é corroborado pela Figura 4.13, que apresenta a distribuição da componente horizontal x da velocidade do escoamento, antes e sobre a estrutura *offshore*. Os resultados experimentais da componente horizontal x para os mesmos locais são apresentados na Figura 4.14. Na Figura 4.14a apenas podem ser comparados os dados a verde e vermelho, representados por uma forma de diamante (\diamond) e por um sinal de mais (+). Verifica-se que existe uma diferença substancial dos valores desta componente, principalmente nos primeiros instantes, $0 \text{ s} \leq t \leq 0,15 \text{ s}$. Esta diferença pode ser justificada tanto com o facto do perfil de onda gerado ter sido diferente do perfil experimental, como pode ter sido causada pela força de repulsão gerada pelas DBC.

Contudo, para os restantes instantes, $0,2 \text{ s} \leq t \leq 0,3 \text{ s}$, os valores numéricos da componente x da velocidade aproximam-se dos verificados nos resultados experimentais, representados na Sub-figura 4.14b. É possível comprovar que a velocidade na frente do galgamento *green water* é constante, aproximadamente igual a 2 m/s, tal como acontece no caso experimental.

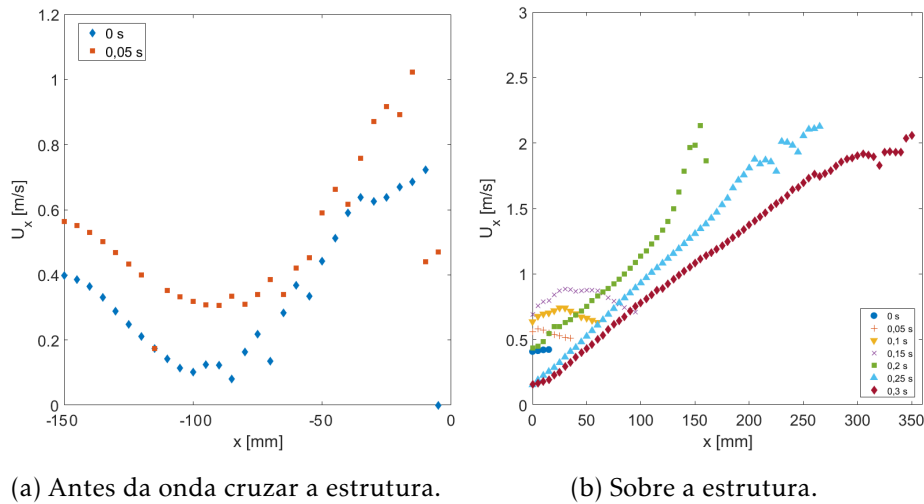


Figura 4.13: Resultados numéricos da componente horizontal x da velocidade antes e ao longo do deck.

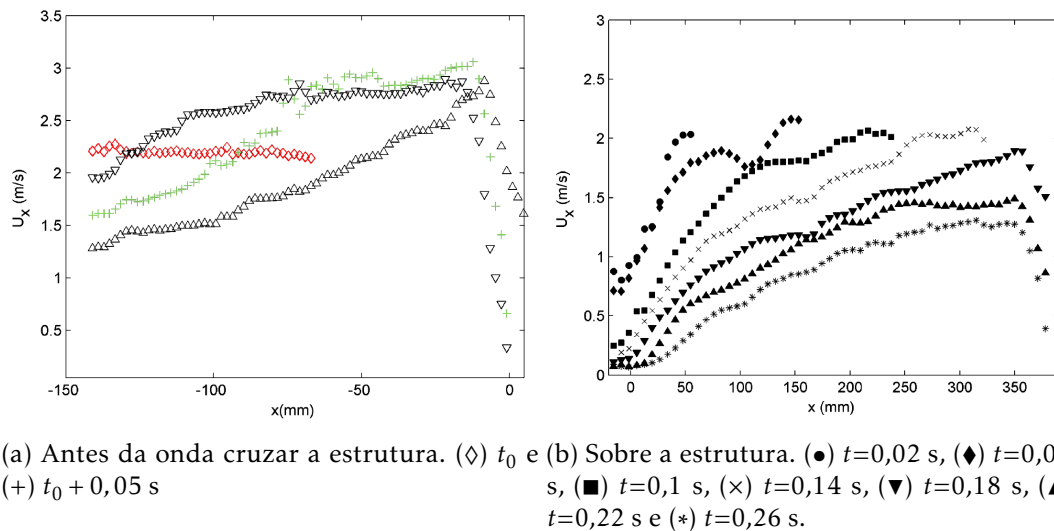


Figura 4.14: Resultados experimentais da componente horizontal x da velocidade antes e ao longo do deck, adaptado de [33].

No geral, os resultados do caso numérico simulado com o método SPH não se aproximaram significativamente dos resultados do estudo experimental. Contudo, apesar de os valores das componentes da velocidade distinguirem na sua maioria, os fenómenos da rebentação, do galgamento e da interacção onda estrutura mostraram-se correctamente

reproduzidos para o perfil de onda gerado, demonstrando a capacidade do método numérico SPH. Ficou de igual forma claro que nas simulações anteriores à simulação final realizada para este caso, a escolha do dp tem um impacto óbvio na representação destes fenómenos.

4.2.2 Estudo do galgamento numa estrutura junto à costa

O rendimento dos dispositivos de galgamento está directamente relacionado com a geometria destes dispositivos. Naturalmente, quanto maior for este rendimento, maior será o retorno energético e monetário. O estudo de Victor [34] tem como um dos principais objectivos, analisar a influência que o ângulo da rampa tem na massa de água galgada. São também estudados nesse artigo quais os efeitos que o comprimento livre na crista da rampa (*crest freeboard*) ou a declividade das ondas têm no caudal galgado.

As simulações experimentais foram realizadas pelo autor num canal com 30 m de comprimento, 1 m de largura e 1,2 m de altura. Este canal possui na sua base uma conduta horizontal que permite retornar a água que é galgada, novamente para o canal principal. Por este factor, existe uma ligeira rampa situada a 10 m do batedor que contorna essa conduta. Encontra-se na Figura 4.15 uma representação do canal onde é possível verificar estes pormenores.

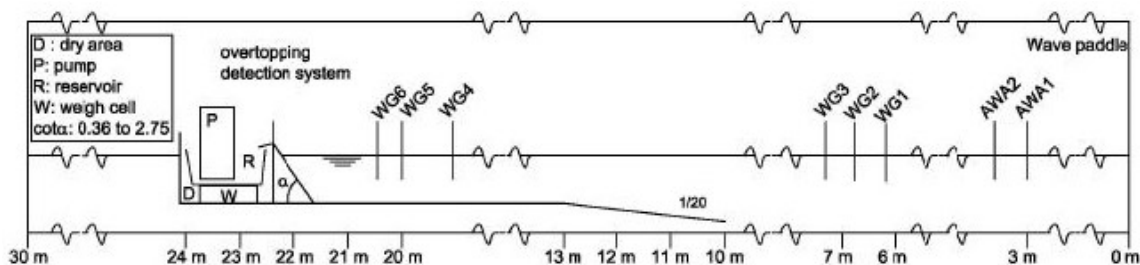


Figura 4.15: Geometria base do canal utilizado nas simulações experimentais do caso 4, adaptada do artigo [34].

O topo da rampa por onde ocorre o galgamento situa-se a cerca de 22 m do batedor e divide-se em duas zonas distintas. Uma das zonas é um estreito com 20 cm que direcciona a água para o sistema de detecção de galgamento. Este sistema serve apenas para registar quando ocorre galgamento e é composto por dois fios metálicos ligados a uma fonte de alimentação, que sofrem uma variação da voltagem quando são percorridos por água. Imediatamente depois do sistema de detecção, existe um reservatório em cima de uma balança que permite pesar a massa de água galgada. A outra zona do topo da rampa limita-se a devolver a água ao canal e é designada "*dry area*". A Figura 4.17 permite identificar as duas zonas descritas.

De modo a simplificar o canal, foram feitas algumas alterações face ao canal original descrito pelo autor. As modificações têm como fim reduzir os tempos de simulação e consistem em não considerar retorno de partículas de volta ao canal principal, a rampa

terminar no fundo do canal e na redução do comprimento do canal na zona plana inicial. Na Figura 4.16 é possível verificar o domínio computacional final simulado.

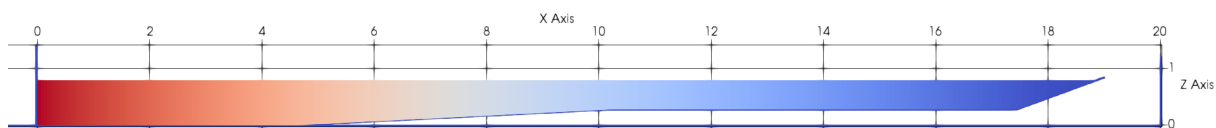


Figura 4.16: Domínio computacional do canal do caso 4.

Foram escolhidos apenas 3 estados de mar, dos 15 considerados pelo autor para geração de ondas irregulares. Estes estados são constituídos por uma altura significativa, H_s , e um período de onda de pico, T_p , diferentes de estado para estado. As características das ondas de cada estado considerado podem ser encontradas na Tabela 4.7. A geração de ondas irregulares permite representar com mais fidedignidade as ondas que ocorrem no mar. Tal como no artigo, foi utilizado o espectro de ondas Joint North Sea Wave Observation Project (JONSWAP) para gerar ondas irregulares. Outra diferença face ao estudo experimental reside no total de ondas simuladas visto que no caso experimental foram geradas mais de 1000 ondas, e no caso numérico foram definidas apenas 500 ondas para a simulação ser exequível no tempo disponível.

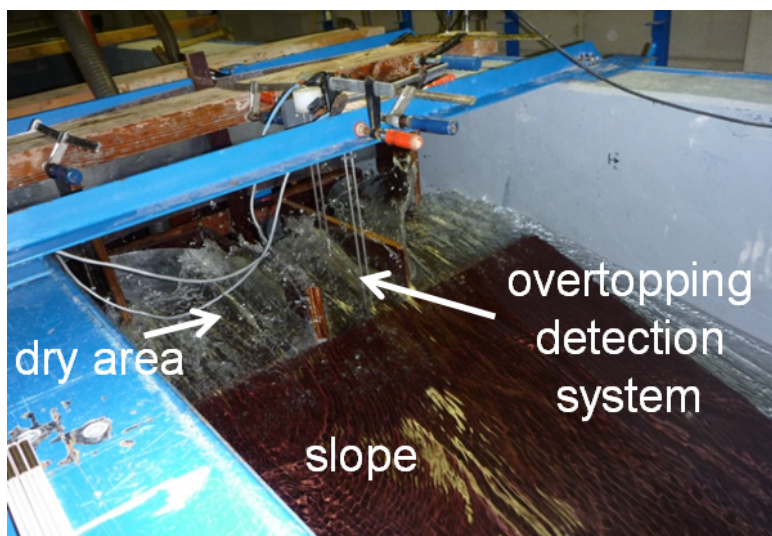


Figura 4.17: Pormenor das duas zonas no topo da rampa do canal do caso 4, adaptado de [34].

O autor estuda também o efeito que a altura de coroamento da rampa (*Crest Freeboard*), R_c , tem no caudal galgado, fazendo variar a profundidade da água. Para o caso numérico admitiu-se apenas um valor deste parâmetro, $R_c=0,45$ m, que corresponde a uma profundidade igual a 0,795 m, não estudando o efeito que este parâmetro tem no caudal. Foi considerado um batedor do tipo pistão.

De salientar que na Tabela 4.7, o caso 4 é composto pelos sub-casos [4a,4b,4c,4d,4e,4f,4g,4h], que correspondem respectivamente aos vários ângulos estudados [20°,25°,30°,35°,40°,50°,60°,70°].

Tabela 4.7: Segundo caso de estudo da validação do galgamento.

Caso	Sea state	Altura significativa da onda [m]	Período de pico da onda [s]	Profundidade da água [m]	Tipo de batedor
4	W33	$H_s=0,100$	$T_p=1,534$	$d=0,795$	Pistão
	W44	$H_s=0,133$	$T_p=1,789$		
	W55	$H_s=0,167$	$T_p=2,045$		

Foram executadas 24 simulações, 8 para cada estado de mar, cada uma com um domínio discretizado em mais de 468 mil partículas. Para um tempo físico de simulação igual a 50 segundos, o tempo de execução da simulação foi de 5,78 horas. Um resumo dos pormenores das simulações executadas encontra-se na Tabela 4.2.

Tabela 4.8: Detalhes das simulações realizadas para o caso 4.

Caso	Tamanho da partícula [m]	Número de partículas	Tempo físico da simulação [s]	Tempo de simulação [h]
4	0,005	468 341	50	5,78

Os resultados do caudal médio galgado do canal considerado estão expressos na Tabela 4.9. O caudal médio apresentado encontra-se adimensionalizado de forma a permitir ser comparado com os resultados do caso experimental. Este foi definido como:

$$\frac{\bar{q}}{\sqrt{g \cdot H_s^3}} \quad (4.1)$$

onde as unidades do caudal médio, \bar{q} , são m^3/m .

Examinando os resultados obtidos, constata-se que o ângulos com maior volume de água que galga são o de 25 e 30°. Estes valores vão de encontro aos resultados do estudo de Victor [34], que admite que o ângulo óptimo corresponde a 30°, bem como a de outros estudos experimentais [36] [37] [38] [39] cujos valores óptimos do ângulo rondam entre os 27° e os 30°.

Igualmente na Tabela 4.9, são comparados lado a lado, os resultados experimentais e os resultados numéricos. Apesar de existir uma diferença significativa no que toca aos valores absolutos dos caudais, existe uma boa concordância ao nível das geometrias que maximizam o caudal galgado.

Reafirma-se que foram utilizados apenas 3 estados de mar, contra os 15 simulados pelo autor. Esta afirmação pode justificar o facto de o ângulo óptimo obtido ter sido 25° e não 30° como no estudo considerado. Todavia, os resultados alcançados mostram que o método SPH consegue modelar com boa concordância o escoamento e o fenómeno do galgamento para os diferentes ângulos admitidos.

Tabela 4.9: Resultados do caudal médio galgado adimensional para o caso 4.

Sub-Caso	Ângulo	Caudal médio galgado adimensional	Resultado Experimental	Diferença
4a	20°	0,081	0,056	44%
4b	25°	0,107	0,060	79%
4c	30°	0,095	0,057	67%
4d	35°	0,089	0,055	61%
4e	40°	0,086	0,050	71%
4f	50°	0,081	0,041	96%
4g	60°	0,072	0,037	95%
4h	70°	0,067	0,033	104%

4.3 Validação da dissipação de energia

As ondas são partículas que se movem com uma determinada velocidade e em geral numa determinada direcção. Contudo, não se movimentam infinitamente e acabam por se dissipar. Tal deve-se às partículas em repouso que encontram pelo caminho e, em casos de zonas costeiras, a rampas com declive onde as ondas acabam por se dissipar. A dissipação da energia tem por isso um importante contributo na propagação e rebentação das ondas.

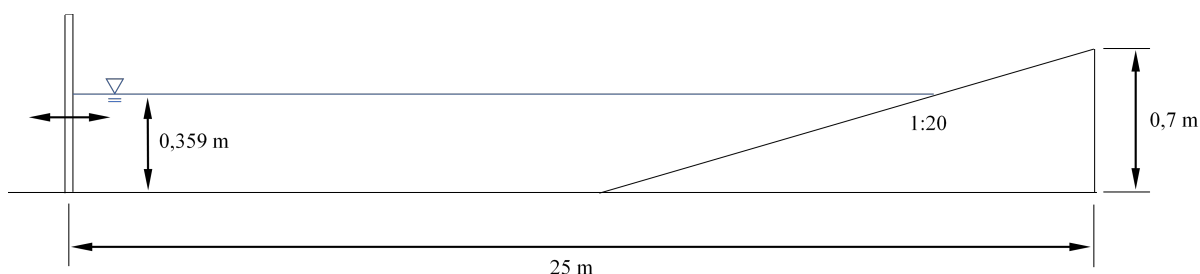


Figura 4.18: Esquema do canal para a validação da dissipação da energia.

Por forma a validar o comportamento da dissipação da energia executado pelo DualSPHysics foi considerado o canal do estudo [40], que analisa precisamente a turbulência e a dissipação da energia em zonas costeiras. Neste artigo os autores recorrem a um canal de 25 m com 0,3 m de largura e uma rampa com declive de 1:20, onde são adaptados diversos aparelhos electrónicos, que permitem identificar a superfície livre da água e os campos de velocidade das partículas em 2 dimensões. Um resumo do canal desta secção encontra-se na Figura 4.18. O domínio computacional gerado pelo método SPH encontra-se representado na Figura 4.19.

A partir do campo de velocidades os autores obtêm a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação da turbulência, que são definidas por fórmulas teóricas. Apesar do artigo incluir dados dessas duas grandezas, neste Sub-capítulo apenas serão comparados

4.3. VALIDAÇÃO DA DISSIPACÃO DE ENERGIA

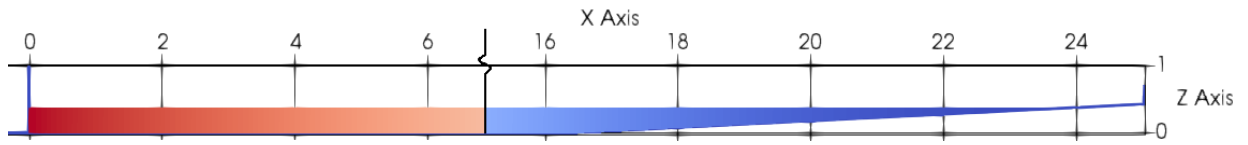


Figura 4.19: Domínio computacional do caso 4.

os campos de velocidades, uma vez que a determinação dessas grandezas é relativamente complexa. Poderiam ter sido comparados também outros parâmetros como a vorticidade, as tensões de corte, entre outros, como mostra o estudo [41]. Por outro lado, tendo em conta que o cálculo da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação turbulenta deriva da velocidade das partículas, verifica-se ser suficiente comparar o campo de velocidades obtido pelo método SPH com o campo de velocidades do artigo para validar a dissipação da energia.

Partindo de uma profundidade de 0,359 m, foram geradas ondas regulares, através de um batedor do tipo pistão, com uma altura igual a 0,03 m e com um período igual a 1 s. As características das ondas simuladas encontram-se discretizadas na Tabela 4.10.

Tabela 4.10: Caso de estudo da validação da dissipação de energia.

Caso	Altura da onda [m]	Período da onda [s]	Profundidade da água [m]	Tipo de batedor
5	H=0,03	T=1	d=0,359	Pistão

Para a simulação foi escolhido um $dp = 0,003$ m de modo a garantir 10 partículas por altura de onda. Isto irá resultar num total de aproximadamente 809 mil partículas que ocorre num tempo total de processamento igual a 5 horas e 59 minutos. O tempo físico da simulação escolhido foi de 40 segundos, visto que o autor do artigo não enuncia no artigo o tempo total da simulação experimental. Um resumo dos pormenores da simulação efectuada para este caso de estudo pode ser visto na Tabela 4.11.

Tabela 4.11: Detalhes da simulação realizada para o caso 5 no âmbito do Sub-capítulo 4.3

Caso	Tamanho Partícula [m]	Número Partículas	Tempo físico da simulação [s]	Tempo de simulação [h]
5	0,003	809 485	40	5,982

É feita uma comparação directa de 5 instantes de tempo entre os dados obtidos pelo método SPH e os dados do artigo. Os instantes são definidos em função do período de onda, t/T . Os resultados experimentais encontram-se na Figura 4.20 enquanto que os resultados obtidos com o método SPH são apresentados na Figura 4.21. O ponto $x=0$ no gráfico relativo ao caso experimental refere-se ao ponto inicial do campo de visão (*Field of View*) dos métodos PIV e BIV. No caso numérico este ponto corresponde ao ponto $x=22,6$ m.

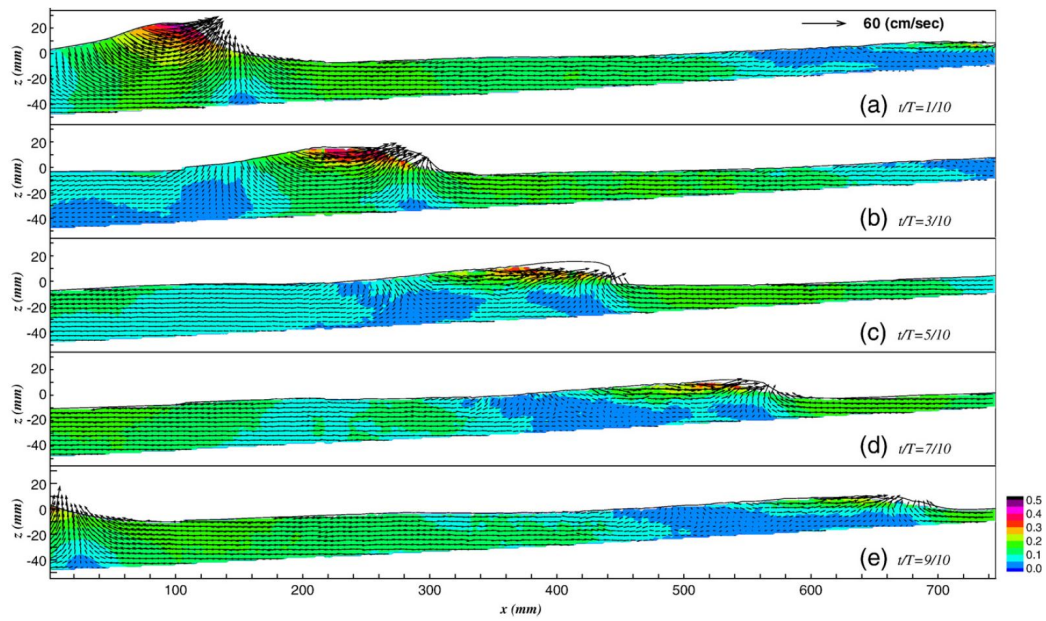


Figura 4.20: Resultados experimentais de Huang et al. [40].

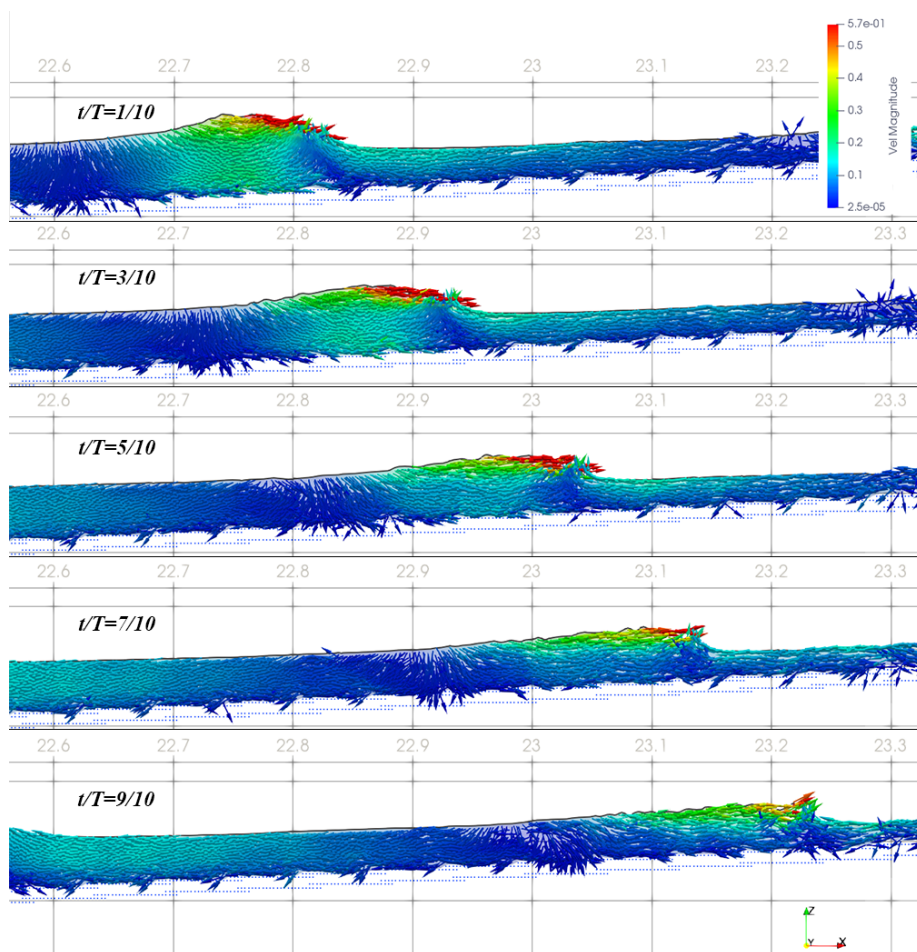


Figura 4.21: Resultados obtidos pelo método SPH com os mesmos parâmetros da experiência realizada no artigo de Huang et al. [40].

Analisando os dois gráficos, quer ao nível do campo de velocidades quer ao nível da deformação da superfície livre, verifica-se que os resultados numéricos apresentam uma excelente concordância com os dados experimentais. Observa-se igualmente que a velocidade máxima atingida na simulação numérica, 57 cm/s, é da mesma ordem de grandeza e quase idêntica à do estudo experimental, 60 cm/s, o que reitera as capacidades por parte do método SPH na geração e propagação de onda.

Tendo como foco a crista das ondas, pode-se concluir tanto no caso numérico como no experimental, que a velocidade máxima se mantém constante ao longo dos instantes considerados. É também visível que a certo ponto do escoamento, os vectores de velocidade tomam uma direcção contrária à da propagação de ondas. Para o instante $t/T=3/10$ acontece aproximadamente no ponto $x=22,75$ m.

Conclui-se, desta forma, que o método numérico SPH consegue modelar uma correcta dissipação da energia para as condições de onda e dimensão da partícula definidas.

ESTUDO NUMÉRICO DO DISPOSITIVO

Neste capítulo é realizada uma análise pormenorizada da influência que o ângulo da rampa e o ângulo das paredes laterais do dispositivo TAPCHAN têm na sua eficiência hidrodinâmica. Foram analisadas as distribuições de velocidade, o caudal galgado para o reservatório e a deformação da superfície livre nos dois casos de estudo apresentados.

Em primeiro lugar, é alvo de um estudo mais detalhado o caso introduzido no Sub-capítulo 4.2.2 que avalia o efeito do declive da rampa do TAPCHAN no caudal galgado. Foram estudados 8 ângulos da rampa num canal bidimensional semelhante ao do artigo de Victor [34].

Posteriormente, é de igual forma investigada a influência que o ângulo das paredes laterais do dispositivo tem no volume de água galgado para o reservatório. Partindo do canal utilizado para o caso de estudo anterior, foi projectado um canal optimizado para simulações tridimensionais.

No final do capítulo apresentam-se os resultados de uma simulação tridimensional realizada com os melhores parâmetros encontrados nos casos anteriores e é estudada, de forma breve, a hipótese de produzir organismos vivos no reservatório de armazenamento.

As simulações tridimensionais deste capítulo, devido ao seu tempo total de execução e por forma a obter os resultados em tempo útil, foram realizadas numa máquina virtual com o recurso de um processador Intel Xeon e uma Nvidia Tesla V100 com 5120 CUDA cores.

5.1 Estudo da influência do ângulo da rampa

No Capítulo 4 foram apresentados e analisados os resultados do caudal médio galgado no canal. Constatou-se que o ângulo para o qual se verificava o maior caudal é igual a 25°. Neste Sub-capítulo irão ser analisados os campos de velocidades em dois pontos

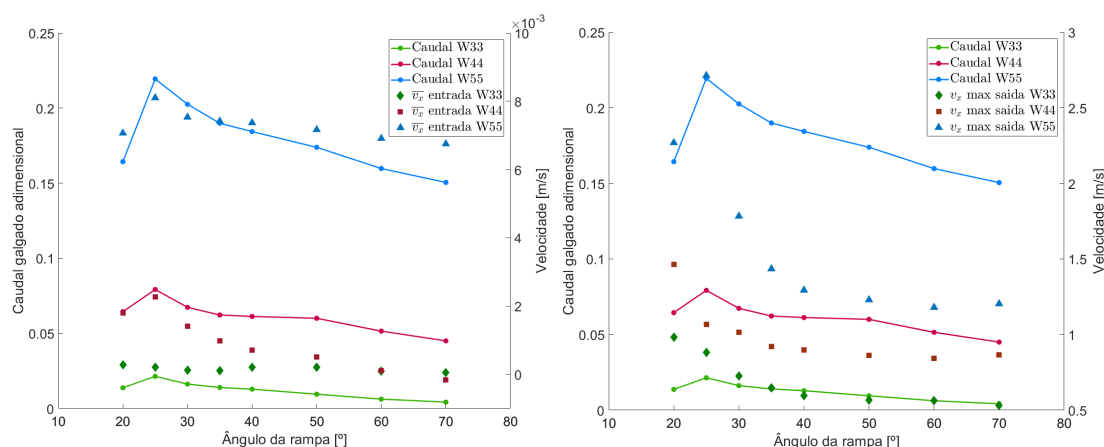
distintos do canal e averiguar se existe alguma relação entre a componente horizontal da velocidade e o caudal galgado.

Na Tabela 5.1 recorda-se os resultados numéricos do caso de estudo 4, baseado no canal do artigo de Victor [34]. Desta vez são apresentados o volume médio galgado e o caudal médio galgado, ao fim do tempo total de simulação (50 s), em lugar do caudal médio adimensional. Comprova-se que os dois ângulos da rampa que provocam um maior galgamento correspondem a 25° e 30°.

Tabela 5.1: Resultados do caudal médio galgado para o canal do caso 4.

Sub-Caso	Ângulo	Volume médio galgado [m^3/m]	Caudal médio galgado [$m^3/s/m$]
4a	20°	0,400	0,00800
4b	25°	0,528	0,01056
4c	30°	0,472	0,00944
4d	35°	0,439	0,00878
4e	40°	0,427	0,00853
4f	50°	0,402	0,00803
4g	60°	0,359	0,00718
4h	70°	0,330	0,00659

Foi realizada uma análise da distribuição da componente x da velocidade nos pontos $x=17,5$ m e $x=19$ m, correspondentes à entrada da rampa e saída da rampa respectivamente. Estas distribuições são apresentadas nas Figuras 5.1a e 5.1b. Para a primeira figura, foi medida a velocidade em 100 pontos de altura diferentes, na posição $x=17,5$ m, fazendo depois a média linear desses valores. Na segunda figura realizou-se o mesmo processo mas apenas para 15 pontos na posição correspondente.

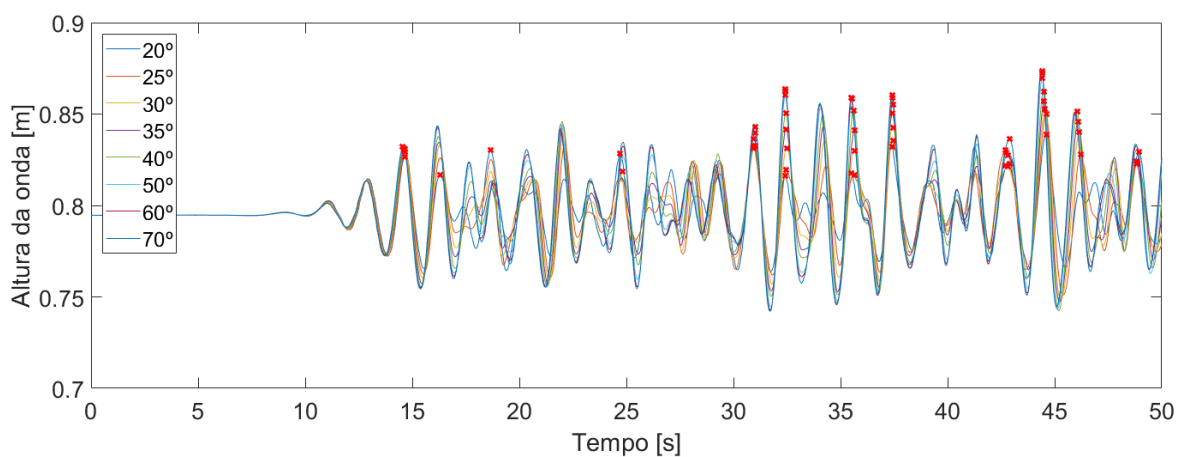


(a) Média da componente x da velocidade no ponto $x=17,5$ m.

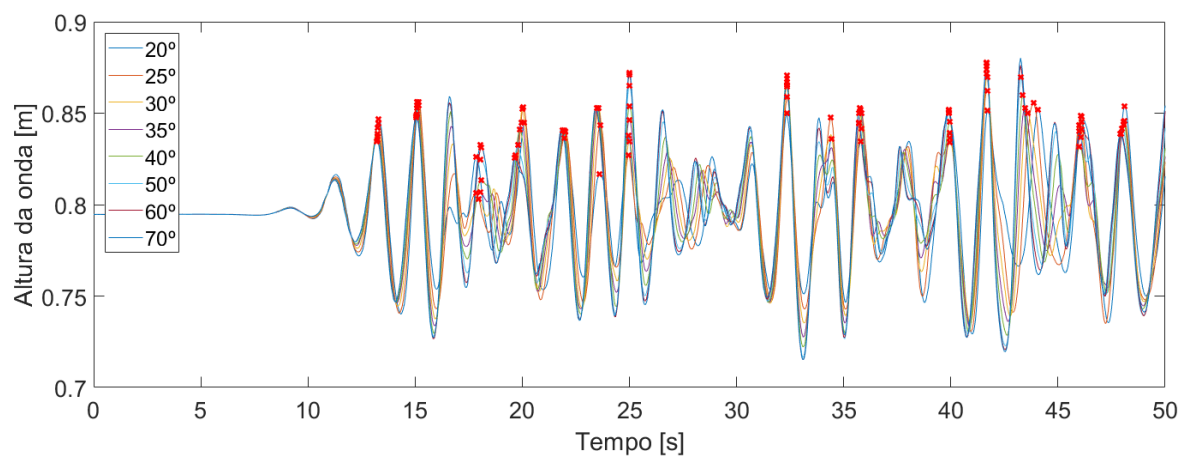
(b) Componente horizontal da velocidade máxima no ponto $x=19$.

Figura 5.1: Comparação entre o caudal galgado adimensional, a velocidade média à entrada da rampa e a velocidade máxima à saída da rampa.

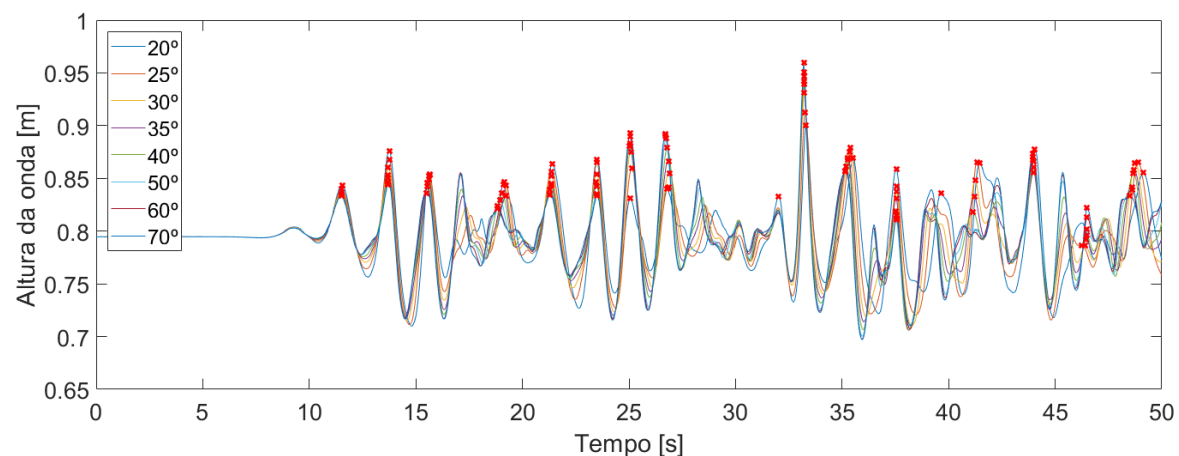
5.1. ESTUDO DA INFLUÊNCIA DO ÂNGULO DA RAMPA



(a) Estado de mar W33.



(b) Estado de mar W44.



(c) Estado de mar W55.

Figura 5.2: Variação da superfície livre para cada ângulo da rampa em cada estado de mar no ponto $x=17$ m. As cruzes vermelhas identificam as ondas que provocaram galgamento.

É perceptível na Figura 5.1a que existe uma relação para todos os estados de mar, entre a velocidade média do escoamento à entrada da rampa e o caudal galgado. Quando o caudal cresce, a velocidade média cresce e quando o caudal diminui, a velocidade média

diminui também.

Já a Figura 5.1b mostra uma tendência crescente da velocidade máxima à saída da rampa, com a diminuição do ângulo da rampa. Embora não seja evidente, a velocidade máxima no topo da rampa pode também aumentar com o aumento do galgamento. Não se pode confirmar este facto uma vez que do ângulo 25° para o ângulo 20° esta relação não se verifica.

São apresentados também na Figura 5.3 outros parâmetros como a velocidade máxima na entrada da rampa e a média da velocidade no topo da rampa. O caudal galgado aparenta não estar relacionado com nenhum destes dois parâmetros.

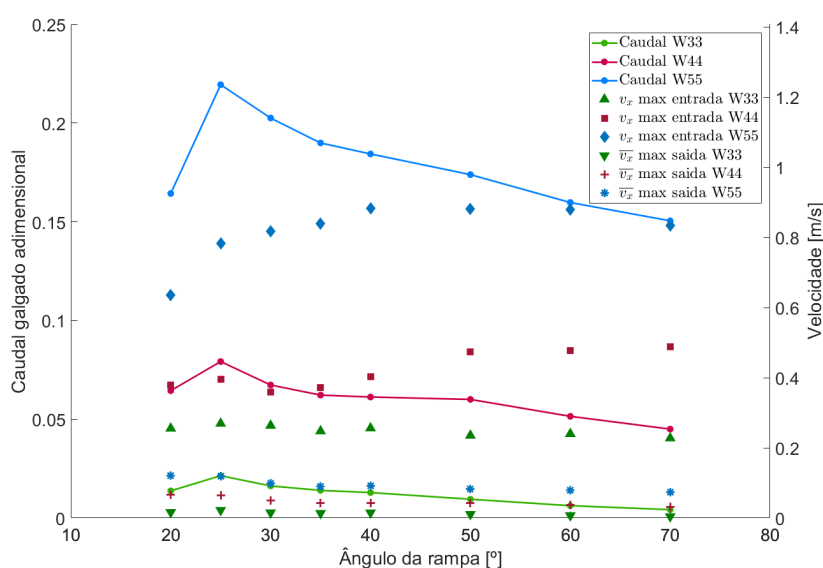


Figura 5.3: Comparação entre o caudal galgado adimensional, a velocidade máxima à entrada da rampa e a velocidade média à saída da rampa.

Na Figura 5.2 apresenta-se a variação da superfície livre no ponto $x=17,5$ m para os vários estados de mar e ângulos da rampa. Marcadas com um 'x' encontram-se as ondas que provocaram galgamento para cada ângulo da rampa. Como esperado, quanto mais intensas forem as condições de agitação, mais serão as ondas que provocam galgamento.

5.2 Estudo da influência do ângulo das paredes laterais

As condições de simulação para o estudo da influência do ângulo das paredes laterais no caudal 6 são idênticas ao caso anterior. Contudo, o canal simulado sofreu algumas modificações, de forma a que os tempos de simulação não fossem muito elevados. Embora se baseie no mesmo canal que o caso bidimensional 4, foi reduzido o comprimento total do canal e alterada a geometria na zona de saída da rampa e na zona do reservatório. Pode-se identificar em pormenor estas alterações na Figura 5.5. O domínio discretizado do canal considerado para este caso encontra-se representado na Figura 5.4.

5.2. ESTUDO DA INFLUÊNCIA DO ÂNGULO DAS PAREDES LATERAIS

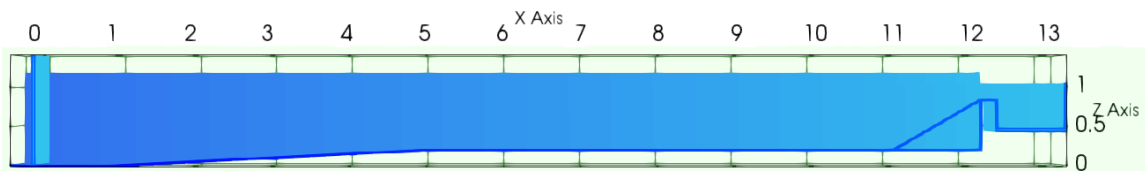
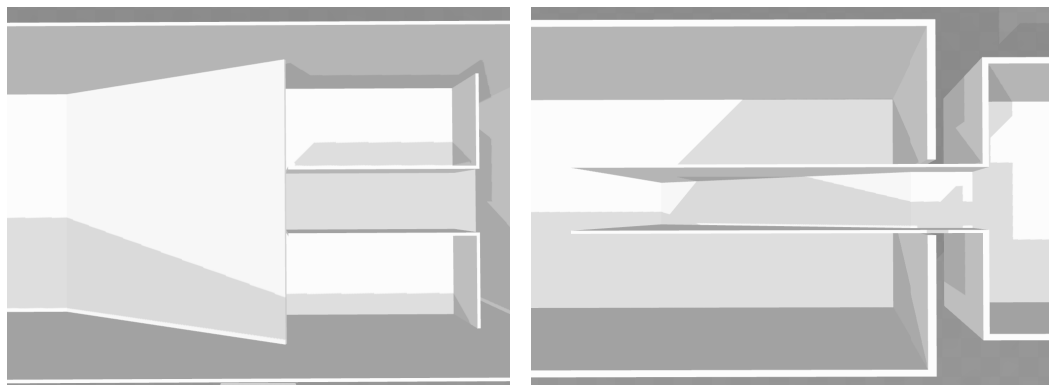


Figura 5.4: Domínio computacional do canal do caso 6.

Ao todo, foram consideradas 5 geometrias distintas correspondentes a cada um dos 5 ângulos, 0° , 5° , 10° , 15° e 19° . Existe, contudo, uma particularidade em relação à geometria com o ângulo de 19° . Para este ângulo, as paredes verticais da rampa coincidem com as paredes laterais do canal, canalizando o escoamento apenas para a rampa e não também para os lados como nos outros sub-casos. Isto significa que toda a energia disponível nas ondas é enviada para a rampa do canal, o que poderá favorecer o caudal galgado para este ângulo. Ainda assim, optou-se por incluir esta geometria nas simulações.



(a) Caso de estudo 4 - Validação do galgamento numa estrutura onshore.

(b) Caso de estudo 6 - Estudo da influência do ângulo das paredes laterais da rampa no caudal galgado.

Figura 5.5: Pormenor das simplificações feitas na zona de saída da rampa para um canal com o ângulo das paredes laterais igual a 0° .

O ângulo da rampa definido para todas as geometrias é de 30° . Apesar de nos resultados numéricos do Sub-capítulo 4.2.2 o ângulo com maior galgamento ter sido o de 25° , seleccionou-se o ângulo de 30° pelo facto de ser o ângulo mais abrangente e constante no que toca ao caudal máximo galgado para diferentes estados de mar [34].

Tabela 5.2: Caso de estudo da influência do ângulo das paredes laterais.

Caso	Altura significativa da onda [m]	Período de pico da onda [s]	Profundidade da água [m]	Tipo de batendor
6	$H_s=0,133$	$T_p=1,789$	$d=0,795$	Pistão

Dada a limitação de tempo, optou-se por utilizar apenas uma condição de agitação, W44, para cada geometria. Tal como no caso 4, foram geradas ondas irregulares com o

espectro JONSWAP. Na Tabela 5.2 é possível verificar as características das ondas para o estado de mar W44.

Para um tempo físico de simulação de 50 segundos, o tempo de execução de cada simulação rondou as 52 horas com o computador utilizado para as simulações 3D. De notar que uma simulação deste Sub-capítulo demoraria mais de 10 dias se fosse utilizado o computador do capítulo da validação. Na Tabela 5.3 estão condensados os detalhes das simulações realizadas para o caso 6.

Tabela 5.3: Detalhes das simulações realizadas para o caso 6.

Caso	Tamanho da partícula [m]	Número de partículas	Tempo físico da simulação [s]	Tempo de simulação [h]
6*	0,01	8 557 968	50	52,23

Na anterior tabela, o caso 6 é composto pelos sub-casos [6a,6b,6c,6d,6e], que correspondem respectivamente aos vários ângulos de parede estudados [0°,5°,10°,15°,19°].

Os resultados do volume galgado ao fim dos 50 segundos para cada ângulo são apresentados na Tabela 5.4. Como é possível verificar, quanto maior é o ângulo das paredes laterais, maior é o caudal galgado. Se se descartar o sub-caso 6e pela sua particularidade referida anteriormente, conclui-se que o ângulo que mais galgamento cria é o de 15°.

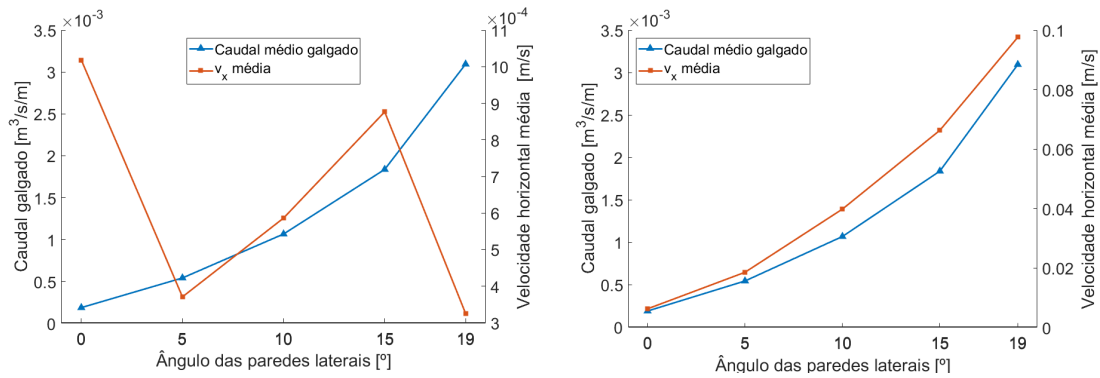
Tabela 5.4: Resultados do caudal galgado para os vários ângulos das paredes laterais simulados.

Sub-Caso	Ângulo das paredes laterais	Volume galgado [m ³ /m]	Caudal galgado [m ³ /s/m]
6a	0°	0,00942	0,000188
6b	5°	0,0271	0,000542
6c	10°	0,0533	0,00107
6d	15°	0,0919	0,00184
6e	19°	0,155	0,00309

À semelhança do realizado para o caso 4, foram analisados os campos de velocidade da componente horizontal x , à entrada e à saída da rampa, como forma de averiguar se existe alguma correlação entre o caudal e a velocidade atingida pelo escoamento. Obteve-se a velocidade média segundo o eixo x no ponto $x=11$ m, a partir de uma secção com 0,4 m de largura e 1 m de altura criada nesse ponto. Para a velocidade média à saída da rampa foi criada uma secção com 0,4 m de largura e 13 cm de altura no ponto $x=12,3$ m. Os resultados são apresentados na Figura 5.6.

Constata-se que, para o caso tridimensional, a velocidade média à entrada da rampa não está relacionada com o caudal galgado para o reservatório. Por outro lado, quanto maior é o caudal, maior verifica ser a velocidade à entrada do reservatório, tal como

5.2. ESTUDO DA INFLUÊNCIA DO ÂNGULO DAS PAREDES LATERAIS



(a) Média da componente x da velocidade no ponto $x=11$ m. (b) Média da componente x da velocidade no ponto $x=12,3$ m.

Figura 5.6: Comparação entre o caudal galgado, a média da velocidade à entrada da rampa e a média da velocidade à saída da rampa.

representado na Sub-figura 5.6b. Esta tendência vem contrariar o que acontecia para o caso de estudo 4.

Na Figura 5.7 encontra-se a distribuição de velocidades para cada ângulo das paredes laterais, num plano normal ao eixo x situado no ponto $x=11$ m. É possível observar o efeito que as paredes têm na velocidade do escoamento à entrada da rampa. Verifica-se que para o ângulo de 0° a velocidade média de entrada é a mais elevada, atingindo 6,5 m/s. Para os outros ângulos a distribuição de velocidades é mais linear dado que a área de entrada é maior, o que conduz numa redução da velocidade média.

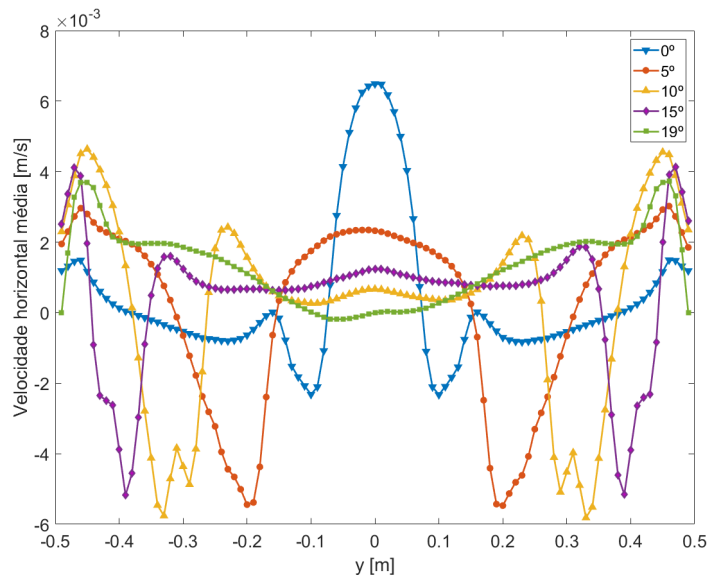


Figura 5.7: Perfil de velocidades numa secção paralela ao plano y , correspondente ao ponto $x=11$ m.

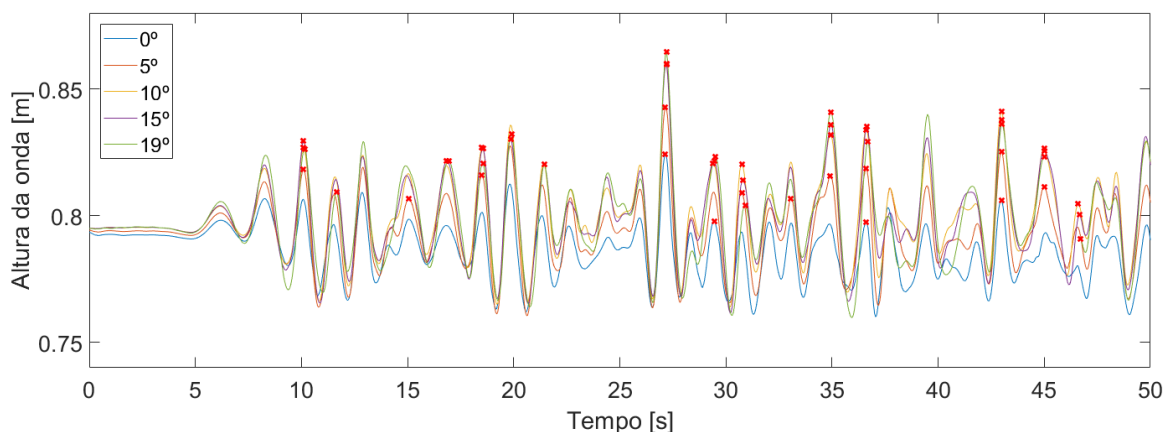


Figura 5.8: Variação da superfície livre para cada ângulo das paredes laterais no ponto $x=11$ m. As cruzes vermelhas identificam as ondas que provocaram galgamento.

5.3 Simulação tridimensional com os melhores parâmetros encontrados

Foram reunidos os melhores parâmetros geométricos num último caso, tendo como objectivo confirmar a eficiência dos parâmetros encontrados e analisar a distribuição da velocidades na superfície livre do reservatório de armazenamento do TAPCHAN. Para este efeito, foi simulado um caso tridimensional próximo da escala real, com um canal de 200 m de largura, 115 m de comprimento e 11,6 m de altura. Os parâmetros utilizados para a geração irregular de ondas encontram-se na Tabela 5.5.

Tabela 5.5: Parâmetros da geração de onda na simulação final

Caso	Altura significativa da onda [m]	Período de pico da onda [s]	Profundidade da água [m]	Tipo de batedor
7	$H_s=2$	$T_p=15$	$d=8$	Pistão

Dadas as dimensões do canal simulado, utilizou-se uma resolução que induzisse num número de partículas e tempo de simulação razoáveis. Definiu-se assim um dp igual a 0,2 m, criando um domínio com mais de 15 milhões de partículas. Na Tabela 5.6 é possível verificar os detalhes da simulação efectuada para este caso.

Tabela 5.6: Detalhes da simulação realizada para o caso 7 no âmbito do Sub-capítulo 5.3.

Caso	Tamanho da partícula [m]	Número de partículas	Tempo físico da simulação [s]	Tempo de simulação [h]
7	0,2	15013420	200	101,4

Foram analisados os campos de velocidade numa secção de 5 m de largura à entrada da rampa no ponto $x=108$ m, e numa secção de 1 m de largura (correspondente à largura

5.3. SIMULAÇÃO TRIDIMENSIONAL COM OS MELHORES PARÂMETROS ENCONTRADOS

do canal no topo da rampa) no ponto $x=115$ m. A representação da velocidade média nestes dois pontos considerados encontra-se na Figura 5.9. Através da análise destes gráficos, é possível constatar que a velocidade do escoamento é maior no centro do canal. Na Sub-figura 5.9a é possível ainda verificar, por meio da diferença de velocidade, onde se localizam as paredes laterais do dispositivo.

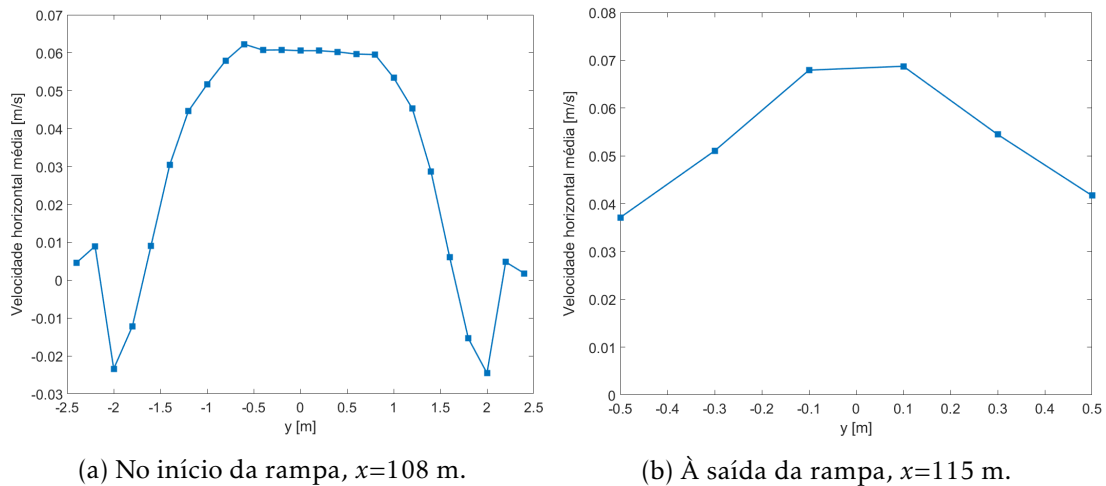


Figura 5.9: Média da componente horizontal da velocidade segundo o eixo x em duas secções normais ao eixo x .

Como referido no capítulo 1, existe a possibilidade de anexar um dispositivo do tipo TAPCHAN a uma instalação costeira de produção de organismos aquáticos. Por forma a apurar se a água do reservatório de armazenamento do TAPCHAN pode ser utilizada para produzir este tipo de organismos, foi estudada de forma breve se o volume de água galgado provoca zonas arejadas. A hipótese admitida pressupõe que quanto maior for a velocidade na superfície da água, maiores serão as zonas de ar criadas. Para investigar esta possibilidade, foi analisada a componente vertical máxima da velocidade nos galgamentos que ocorreram ao fim dos 200 segundos do tempo físico de simulação.

Da Figura 5.10, constata-se que nos dois primeiros galgamentos, a água galgada chega apenas a cerca de 50% do comprimento do canal, enquanto que nos últimos 3 galgamentos existe maior dispersão pelo reservatório. Observa-se ainda que o pico da velocidade é de aproximadamente 4,2 m/s.

Deste gráfico pode-se inferir que a zona mais activa energeticamente se situa entre os 117 e os 123 metros. A partir desta estimativa, esta zona do reservatório verifica ser a mais adequada para a criação de organismos aquáticos.

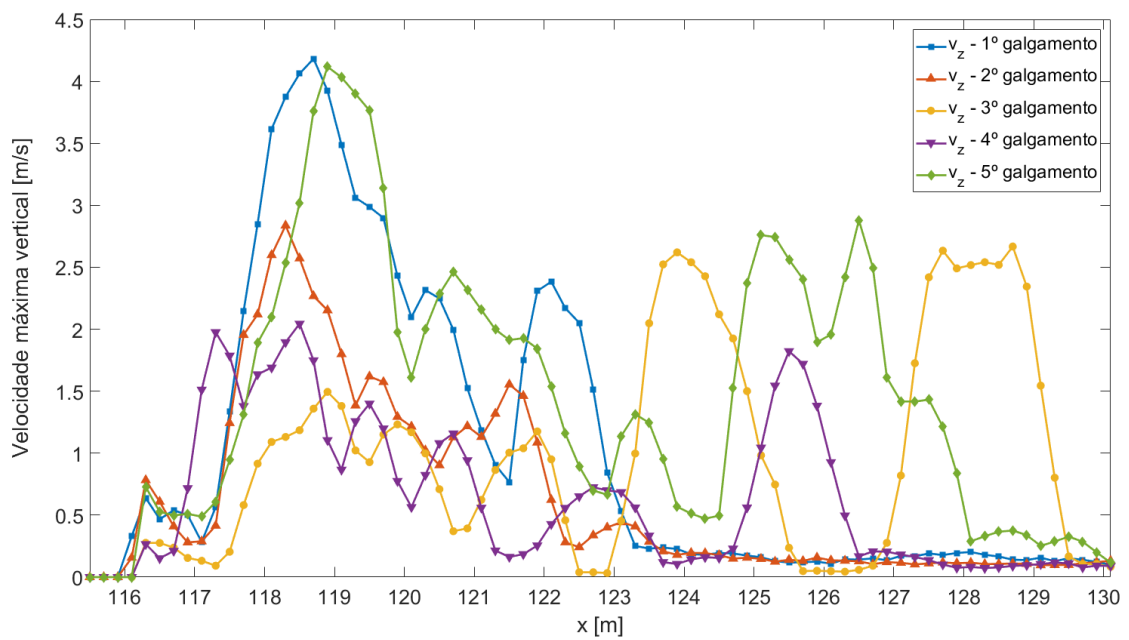


Figura 5.10: Máximo da componente vertical da velocidade segundo o eixo z , ao longo do comprimento x da superfície livre do reservatório do TAPCHAN.

CONCLUSÕES E DESENVOLVIMENTOS FUTUROS

6.1 Conclusões

Esta dissertação teve como objetivo principal o estudo, a análise e a otimização de um dispositivo de conversão da energia das ondas do tipo TAPCHAN, recorrendo ao método de partículas Smoothed Particle Hydrodynamics. Foi utilizado para esse efeito o código *open-source* DualSPHysics que utiliza a unidade gráfica para o cálculo e processamento, reduzindo os tempos de simulação em pelo menos duas ordens de grandeza quando comparados com a implementação CPU.

Para o caso de galgamento, tanto para estruturas *offshore* como para as costeiras, os resultados numéricos mostraram estar de acordo com os publicados pelos autores Y. U. Ryu [12], Victor [34], Kofoed et al. [36], Goda [37], Sibul e Tickner [38] e Owen [39]. Relativamente à dissipação de energia, foi possível conferir que a deformação da superfície livre simulada tem uma semelhança notável com a obtida experimentalmente [40]. Observou-se também, que a velocidade na crista da onda obtida numericamente se apresenta muito semelhante à obtida por via experimental, onde o erro é residual, de apenas 0,05%.

Paralelamente à validação, foi efetuada uma análise de sensibilidade à dimensão das partículas, constatando-se que a partir de uma dimensão de partícula igual a 0,01 m, o tempo de simulação não justifica o acréscimo da altura de onda simulada.

Terminada a fase de testes e calibração do modelo numérico efetuaram-se simulações bidimensionais, variando o declive da rampa. Foi possível concluir que para ângulos de 25 e 30° o caudal galgado apresentou os valores máximos. Os respetivos campos de velocidade à entrada e à saída da rampa permitiram constatar elevada correlação entre a velocidade média na entrada e o caudal galgado.

A realização de simulações tridimensionais (mantendo o declive da rampa em 30°) possibilitou o estudo da influência do ângulo das paredes laterais no caudal galgado.

Foi também possível efetuar uma análise do escoamento ao longo da rampa através do campo de velocidades. Verificou-se que o efeito do ângulo das paredes laterais influencia significativamente o caudal de galgamento, tendo-o maximizado para 19°. Ao contrário do observado para o declive de rampa, neste caso, a velocidade média na secção de saída aumenta com o aumento do ângulo das paredes laterais. Este facto está intimamente ligado ao aumento da área exposta à agitação. Para a secção de entrada na rampa foram determinados os perfis de velocidade segundo o eixo y , referentes aos ângulos das paredes laterais.

A simulação final com os melhores parâmetros encontrados permitiu inferir que a melhor zona para produção de seres vivos aquáticos se situa a 4,5 metros do final da rampa.

A capacidade do código código *open-source* DualSPHysics na simulação de fenómenos envolvendo deformação da superfície livre, galgamento e rebentação ficou bem comprovada pela qualidade dos resultados obtidos. Afirma-se também que o objetivo principal desta dissertação foi atingido pois foi possível otimizar, ainda que parcialmente, o dispositivo TAPCHAN. Contudo, as limitações dos recursos computacionais implicam a utilização de domínios limitados com consequências em reflexões e interacções indesejadas entre o TAPCHAN e as paredes laterais do canal numérico e bi-reflexões no batedor.

6.2 Desenvolvimentos para trabalhos futuros

Para trabalhos futuros, pode ser utilizado novamente o código DualSPHysics para explorar outros ângulos das paredes laterais em maiores domínios computacionais. Pode também ser estudada a influência que outras geometrias (curvas, côncavas, convexas) dessas paredes têm na reflexão das ondas e no caudal galgado.

Outra possibilidade será repetir as simulações realizadas utilizando o método SPH multi-fase, avaliando o efeito do ar no escoamento.

BIBLIOGRAFIA

- [1] *Wave Dragon*. URL: <http://www.wavedragon.net> (acedido em 27/06/2018).
- [2] D. Vicinanza, L. Margheritini, J. P. Kofoed e M. Buccino. “The SSG wave energy converter: Performance, status and recent developments”. Em: *Energies* 5.2 (2012), pp. 193–226.
- [3] A. J. Crespo, J. M. Domínguez, B. D. Rogers, M. Gómez-Gesteira, S. Longshaw, R. Canelas, R. Vacondio, A. Barreiro e O. García-Feal. “DualSPHysics: Open-source parallel CFD solver based on Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)”. Em: *Computer Physics Communications* 187 (2015), pp. 204–216.
- [4] I. López, J. Andreu, S. Ceballos, I. M. de Alegria e I. Kortabarria. “Review of wave energy technologies and the necessary power-equipment”. Em: *Renewable and sustainable energy reviews* 27 (2013), pp. 413–434.
- [5] R. Pelc e R. M. Fujita. “Renewable energy from the ocean”. Em: *Marine Policy* 26.6 (2002), pp. 471–479.
- [6] J. Villate. “Situación actual de las energías marinas y perspectivas de futuro”. Em: *Seminario anual de automática, electrónica e instrumentación (SAAEI)* (2010).
- [7] B. Reguero, C. Vidal, M. Menendez, F. Mendez, R. Minguez e I. Losada. “Evaluation of global wave energy resource”. Em: *OCEANS, 2011 IEEE-Spain*. IEEE. 2011, pp. 1–7.
- [8] S. Barstow, G. Mørk, L. Lønseth e J. P. Mathisen. “WorldWaves wave energy resource assessments from the deep ocean to the coast”. Em: *Journal of Energy and Power Engineering* 5.8 (2011), pp. 730–742.
- [9] A. M. Cornett et al. “A global wave energy resource assessment”. Em: *The Eighteenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore e Polar Engineers. 2008.
- [10] W. H. Munk. *Origin and generation of waves*. Rel. téc. SCRIPPS INSTITUTION OF OCEANOGRAPHY LA JOLLA CALIF, 1951.
- [11] J. Wright, A. Colling e D. Park. *Waves, tides, and shallow-water processes*. Vol. 4. Gulf Professional Publishing, 1999.
- [12] Y. U. Ryu. *Extreme wave impinging and overtopping*. Vol. 68. 09. 2006.

- [13] R. G. Dean e R. A. Dalrymple. *Water wave mechanics for engineers and scientists*. Vol. 2. World Scientific Publishing Company, 1991.
- [14] F. Biesel e F. Suquet. “Étude théorique d’un type d’appareil à houle”. Em: *La Houille Blanche* 6.2 (1951), pp. 152–165.
- [15] C. Altomare, J. Dominguez, A. Crespo, J. González-Cao, T. Suzuki, M. Gómez-Gesteira e P. Troch. “Long-crested wave generation and absorption for SPH-based DualSPHysics model”. Em: *Coastal Engineering* 127 (2017), pp. 37–54.
- [16] O. S. Madsen. “On the generation of long waves”. Em: *Journal of Geophysical Research* 76.36 (1971), pp. 8672–8683.
- [17] S. A. Hughes. “Laboratory wave reflection analysis using co-located gages”. Em: *Coastal Engineering* 20.3-4 (1993), pp. 223–247.
- [18] Z. Liu e P. Frigaard. “Generation and analysis of random waves”. Em: (1999).
- [19] E. Didier e M. Neves. “Study of wave interaction with coastal structures using a SPH numerical model”. Em: *Journal of Integrated Coastal Zone Management* 10.4 (2010), pp. 435–455.
- [20] J. J. Monaghan. “Smoothed particle hydrodynamics”. Em: *Reports on progress in physics* 68.8 (2005), p. 1703.
- [21] E. Didier e M. Neves. “Coastal flow simulation using SPH: Wave overtopping on an impermeable coastal structure”. Em: (2009).
- [22] A. Barreiro, A. J. Crespo, J. M. Domínguez e M. Gómez-Gesteira. “Smoothed particle hydrodynamics for coastal engineering problems”. Em: *Computers & Structures* 120 (2013), pp. 96–106.
- [23] *WavePlane*. URL: <http://www.waveplane.com> (acedido em 01/08/2018).
- [24] C. Altomare, A. J. Crespo, J. M. Dominguez, M. Gómez-Gesteira, T. Suzuki e T. Verwaest. “Applicability of smoothed particle hydrodynamics for estimation of sea wave impact on coastal structures”. Em: *Coastal Engineering* 96 (2015), pp. 1–12.
- [25] M. Brito, R. Canelas, R. Ferreira, O. Garcia-Feal, J. Dominguez, A. Crespo e M. Neves. “Coupling between DualSPHysics and Chrono-Engine: towards large scale HPC multiphysics simulations”. Em: *11th International SPHERIC Workshop, Munich, Germany*. 2016.
- [26] M. Brito, L. Teixeira, R. B. Canelas, R. M. Ferreira e M. G. Neves. “Experimental and Numerical Studies of Dynamic Behaviors of a Hydraulic Power Take-Off Cylinder Using Spectral Representation Method”. Em: *Journal of Tribology* 140.2 (2018), p. 021102.
- [27] M. Gomez-Gesteira, B. D. Rogers, R. A. Dalrymple e A. J. Crespo. “State-of-the-art of classical SPH for free-surface flows”. Em: *Journal of Hydraulic Research* 48.S1 (2010), pp. 6–27.

- [28] J. P. Morris, P. J. Fox e Y. Zhu. “Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH”. Em: *Journal of computational physics* 136.1 (1997), pp. 214–226.
- [29] H. Gotoh. “Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering”. Em: *Comp. Fluid Dyn. J.* 9.4 (2001), pp. 339–347.
- [30] C. Altomare, J. Dominguez, A. Crespo, T. Suzuki, I. Caceres e M. Gómez-Gesteira. “Hybridization of the wave propagation model SWASH and the meshfree particle method SPH for real coastal applications”. Em: *Coastal Engineering Journal* 57.4 (2015), pp. 1550024–1.
- [31] A. Crespo, C. Altomare, J. Dominguez, J. González-Cao e M. Gómez-Gesteira. “Towards simulating floating offshore oscillating water column converters with smoothed particle hydrodynamics”. Em: *Coastal Engineering* 126 (2017), pp. 11–26.
- [32] M. Brito, L. Teixeira, R. M. L. Ferreira, M. G. Neves e R. B. Canelas. “Experimental investigation on the power capture of an oscillating wave surge converter in unidirectional waves”. Em: *Ocean Engineering* (em consideração para publicação), 2018.
- [33] Y. Ryu, K.-A. Chang e R. Mercier. “Runup and green water velocities due to breaking wave impinging and overtopping”. Em: *Experiments in Fluids* 43.4 (2007), pp. 555–567.
- [34] L. Victor. “Optimization of the hydrodynamic performance of overtopping wave energy converters: experimental study of optimal geometry and probability distribution of overtopping volumes”. Tese de doutoramento. Ghent University, 2012.
- [35] A. Crespo, M. Gómez-Gesteira e R. A. Dalrymple. “Boundary conditions generated by dynamic particles in SPH methods”. Em: *CMC-TECH SCIENCE PRESS*- 5.3 (2007), p. 173.
- [36] J. P. Kofoed, T. Hald e P. Frigaard. “Experimental study of a multi level overtopping wave power device”. Em: *Proc. The Tenth Congress of International Maritime Association of the Mediterranean (IMAM 2002)*. 2002.
- [37] Y. Goda. “Derivation of unified wave overtopping formulas for seawalls with smooth, impermeable surfaces based on selected CLASH datasets”. Em: *Coastal Engineering* 56.4 (2009), pp. 385–399.
- [38] O. J. Sibul e E. G. Tickner. *Model Study of Overtopping of Wind-generated Waves on Levees with Slopes of 1: 3 and 1: 6*. Rel. téc. CALIFORNIA UNIV BERKELEY WAVE RESEARCH LAB, 1956.
- [39] M. Owen. “Design of seawalls allowing for wave overtopping”. Em: *Report Ex 924* (1980), p. 39.

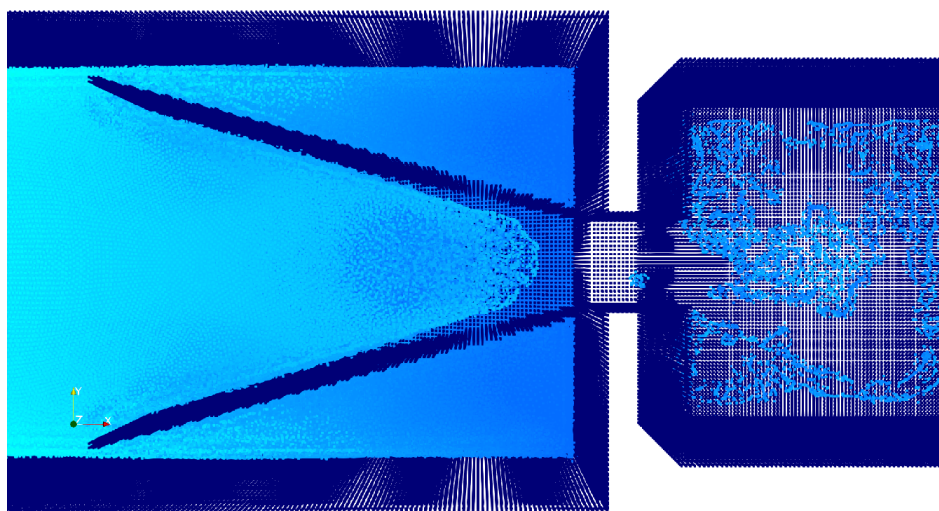
BIBLIOGRAFIA

- [40] Z.-C. Huang, S.-C. Hsiao, H.-H. Hwung e K.-A. Chang. “Turbulence and energy dissipations of surf-zone spilling breakers”. Em: *Coastal Engineering* 56.7 (2009), pp. 733–746.
- [41] P. K. Stansby e T. Feng. “Kinematics and depth-integrated terms in surf zone waves from laboratory measurement”. Em: *Journal of Fluid Mechanics* 529 (2005), pp. 279–310.

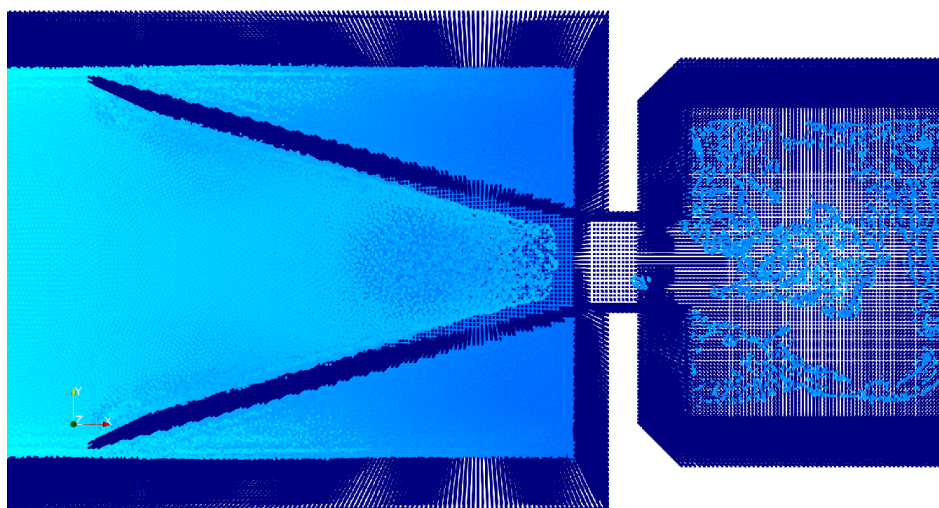
A N E X O



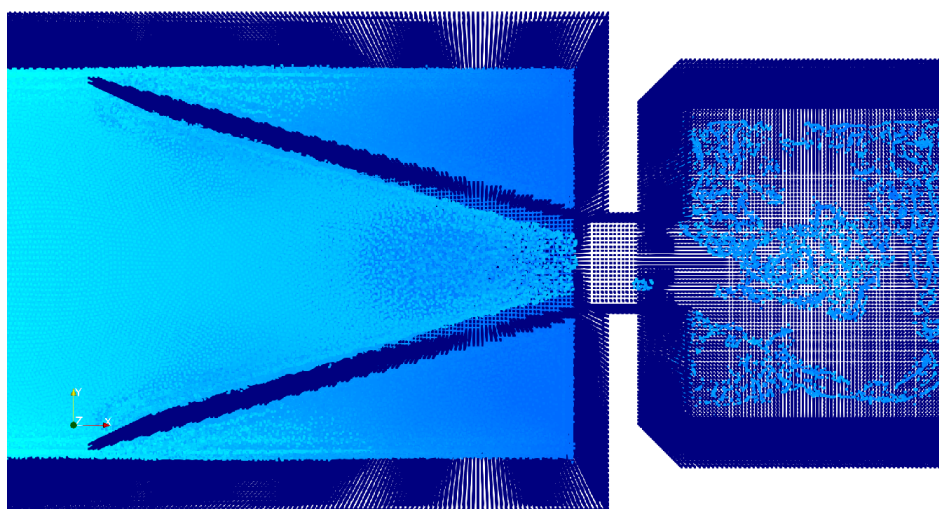
A N E X O 1



(a) $t=36,7$ s

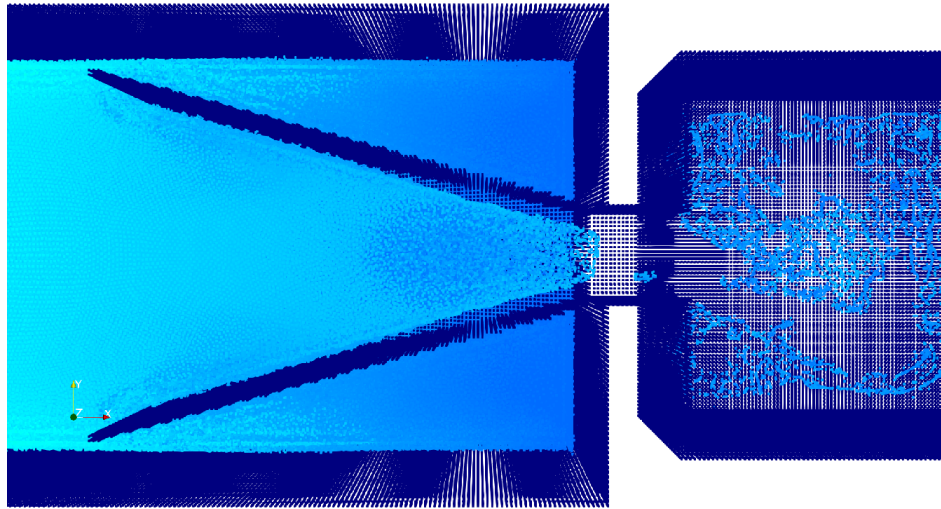


(b) $t=36,75$ s

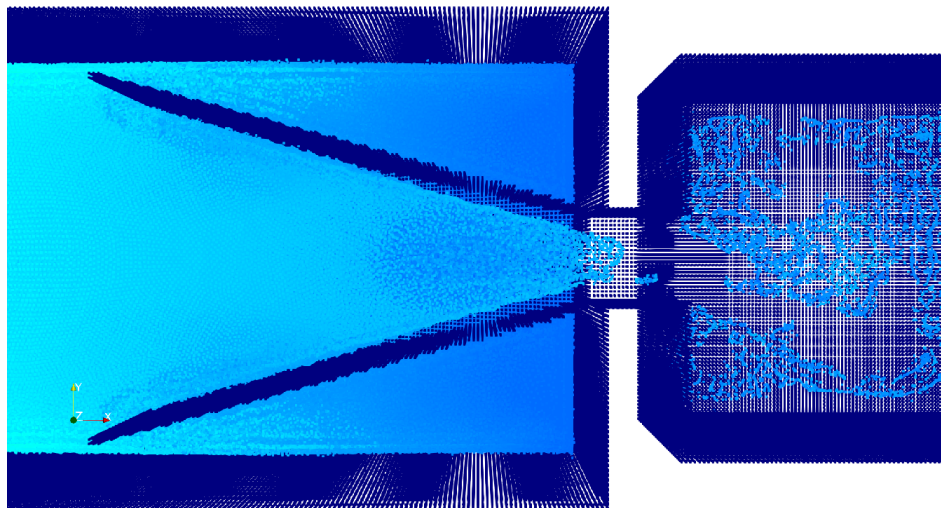


(c) $t=36,8$ s

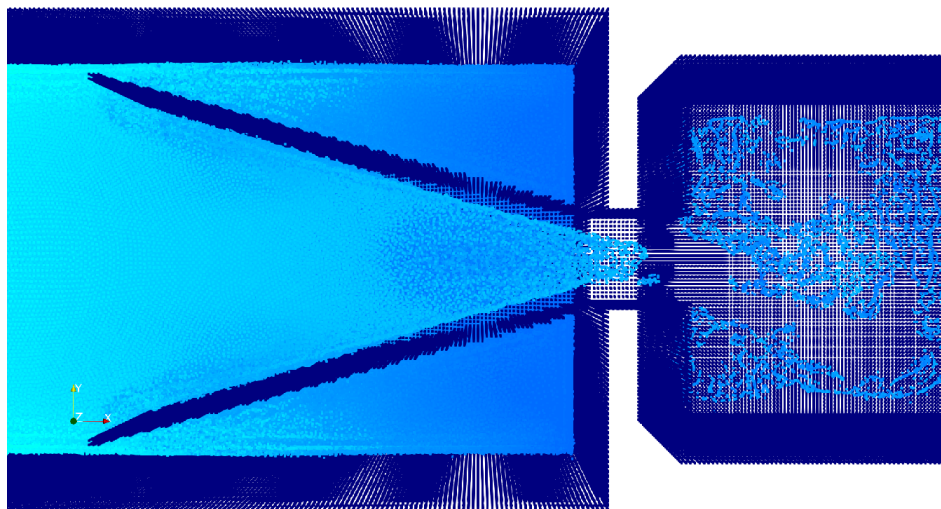
Figura I.1: Galgamento a partir do instante $t=36,7$ s, do Sub-caso 6d correspondente a um ângulo de paredes laterais de 15° .



(d) $t=36,85$ s

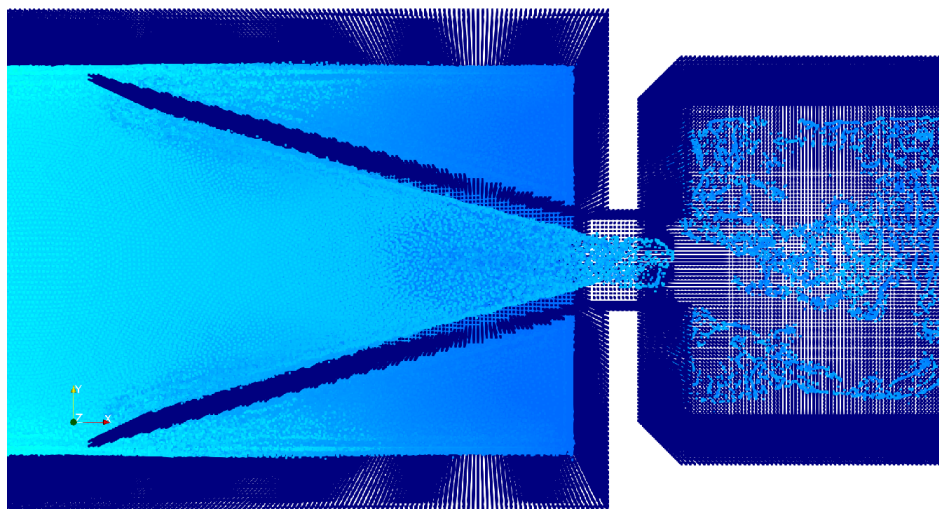


(e) $t=36,9$ s

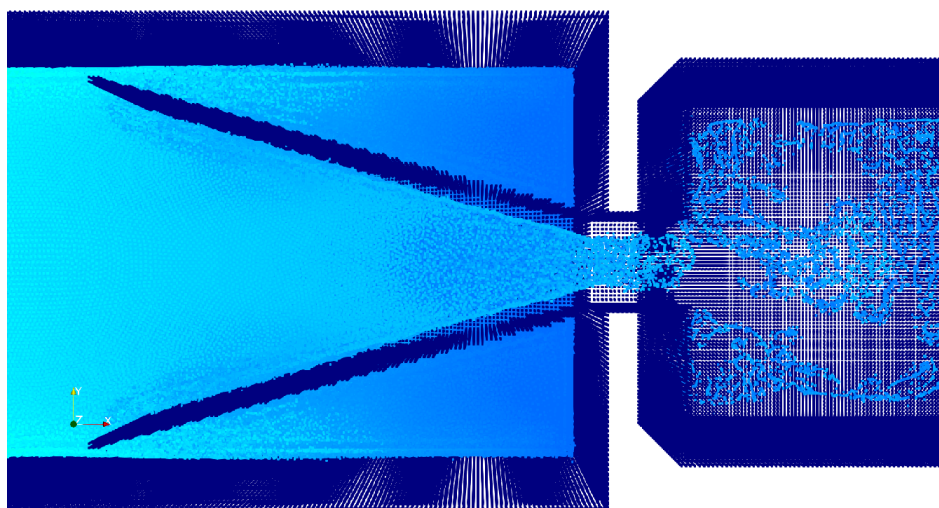


(f) $t=36,95$ s

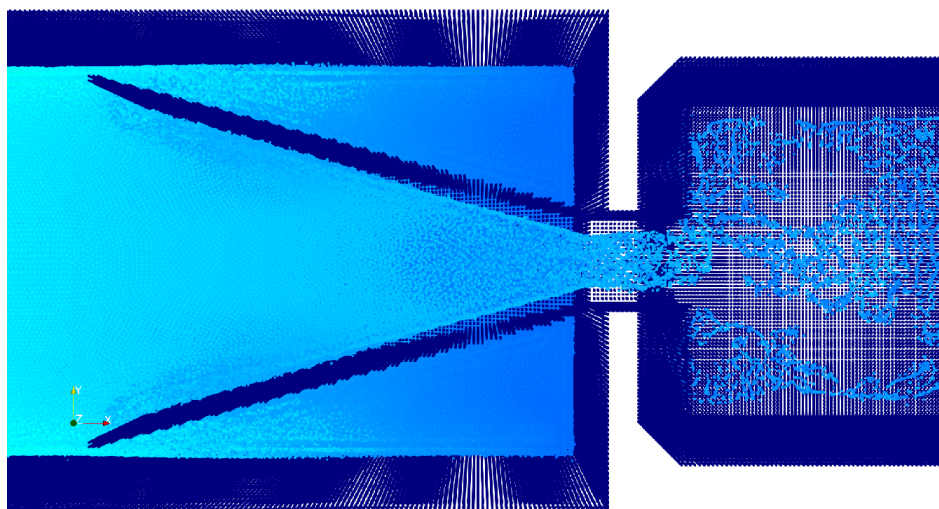
Figura I.1: Galgamento a partir do instante $t=36,7$ s, do Sub-caso 6d correspondente a um ângulo de paredes laterais de 15° (continuação).



(g) $t=37,0$ s



(h) $t=37,05$ s



(i) $t=37,1$ s

Figura I.1: Galgamento a partir do instante $t=36,7$ s, do Sub-caso 6d correspondente a um ângulo de paredes laterais de 15° (continuação).