

EFEITO DAS ALTERAÇÕES CLIMÁTICAS NA DINÂMICA SEDIMENTAR DA RESTINGA DO RIO DOURO

Francisca Isabel Macedo Caeiro Gonçalves

Dissertação submetida para satisfação parcial dos requisitos do grau de
**MESTRE EM ENGENHARIA CIVIL — ESPECIALIZAÇÃO EM HIDRÁULICA, RECURSOS HÍDRICOS E
AMBIENTE**

Orientador: Doutor Paulo Avilez-Valente

Coorientador: Doutora Isabel Iglesias Fernández

SETEMBRO DE 2022

MESTRADO EM ENGENHARIA CIVIL 2021/2022

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL

Tel. +351-22-508 1901

✉ m.ec@fe.up.pt

Editado por

FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO

Rua Dr. Roberto Frias

4200-465 PORTO

Portugal

Tel. +351-22-508 1400

✉ feup@fe.up.pt

🌐 <http://www.fe.up.pt>

Reproduções parciais deste documento serão autorizadas na condição que seja mencionado o Autor e feita referência a Mestrado em Engenharia Civil — 2021/2022, Departamento de Engenharia Civil, Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, Porto, Portugal, 2022.

As opiniões e informações incluídas neste documento representam unicamente o ponto de vista do respetivo Autor, não podendo o Editor aceitar qualquer responsabilidade legal ou outra em relação a erros ou omissões que possam existir.

Este documento foi produzido a partir de versão eletrónica fornecida pelo respetivo Autor.

O presente trabalho foi realizado no âmbito do projeto EsCo-Ensembles (PTDC/ECI-EGC/30877/2017), cofinanciado pelo NORTE2020, por Portugal 2020 e pela União Europeia através do Fundo Europeu de Desenvolvimento Regional (FEDER), e pela Fundação para a Ciência e Tecnologia (FCT) com fundos nacionais.



A meus Pais e
Irmãos

O prazer mais nobre é a alegria da compreensão.
Leonardo da Vinci

AGRADECIMENTOS

Deixo o meu agradecimento a todas as pessoas que me ajudaram, incentivaram e me acompanharam durante a realização desta dissertação. O meu obrigada, também, a todos os que apoiaram de certa forma a realização do curso.

Queria deixar um agradecimento especial ao Doutor Paulo Avilez Valente, orientador desta dissertação, pela disponibilidade, paciência, empenho, e por todos os ensinamentos transmitidos. A sua dedicação e orientação foram indispensáveis para a realização deste trabalho.

À Doutora Isabel Iglesias agradeço o contributo, a boa vontade, e todas as soluções apresentadas frente às adversidades.

À minha família e amigos, que me motivaram e acompanharam nos momentos bons, mas sobretudo nos momentos menos bons, ao longo deste percurso.

RESUMO

As alterações climáticas têm vindo a ser identificadas como uma das maiores ameaças ambientais, sociais e económicas que o planeta e a humanidade enfrentam na atualidade. Os futuros níveis extremos do mar (ESL) serão fortemente impactados pelo aquecimento global. É de extrema importância prever estes riscos a nível local para se tomarem as devidas precauções no sentido de minimizar as perdas humanas e socioeconómicas, no caso de inundações.

No presente estudo aplicou-se a modelação numérica para estimar o impacto de um evento extremo na morfodinâmica da restinga do estuário do rio Douro sob diferentes condições do nível médio do mar resultantes das alterações climáticas.

Selecionou-se um evento extremo que causou danos na costa portuguesa, a tempestade Christina, ocorrida em janeiro de 2014. Esta tempestade teve origem num sistema de baixas pressões que gerou ondas com longos períodos e com alturas máximas registadas de 13.5 m na boia de Leixões e 15 m na boia de Sines.

Com o propósito de estudar o efeito de uma tempestade idêntica à tempestade Christina em combinação com a subida do nível do mar induzida pelas alterações climáticas, utilizou-se uma combinação de modelos numéricos. Recorreu-se para isto ao acoplamento de dois modelos, um implementado no programa SWAN, o outro implementado no programa XBeach. O programa SWAN é adotado para a implementação, calibração e validação de um modelo regional Ibero-Atlântico, com um *downscaling* para um modelo costeiro com maior resolução. Com o programa XBeach, é realizada a modelação da dinâmica sedimentar na interface mar-terra num modelo local da Foz do Douro com as condições de agitação e marés obtidas do modelo Costeiro SWAN.

A análise realizada neste estudo considera dois dias de simulação, correspondentes ao pico da tempestade, constituindo assim uma análise de curta duração. São considerados sete cenários, em que um corresponde ao cenário atual e os restantes aos cenários de confiança média SSP2-4.5 e SSP5-8.5 do IPCC, sendo que cada um destes considera a probabilidade de ocorrência do valor médio do nível do mar para três percentis: 5 %, 50 % e 95 %, para o ano de 2100.

Os resultados permitem concluir que ocorrerá galgamento do quebramar sul para os maiores valores considerados no nível médio do mar. Relativamente à ocorrência de acreção/erosão verifica-se que ocorre erosão na zona de espraçamento das ondas e acreção abaixo da linha de costa.

PALAVRAS-CHAVE: Hidrodinâmica; Morfodinâmica; Modelo Numérico; Alterações Climáticas; Tempestade Christina; Erosão Costeira.

ABSTRACT

Climate change has been identified as one of the greatest environmental, social, and economic threats facing the planet and humanity today. Future extreme sea levels (ESLs) will be strongly impacted by global warming. It is extremely important to predict these risks at the local level in order to take action to minimize human and socio-economic risks from flooding.

In the present study we applied numerical modeling to determine the impact of an extreme event on the morphodynamics of the Douro estuary sandbar under different mean sea level conditions resulting from climate change.

For this study we selected an extreme event that caused damage to the Portuguese coast, storm Christina, which occurred in January 2014. This storm originated from a low pressure system that generated waves with long periods and maximum wave heights of 13.5 m at Leixões buoy and 15 m at Sines buoy.

In order to study the effect of a storm similar to storm Christina in combination with climate change induced sea level rise, a combination of numerical models was used. Two models, SWAN and XBeach, were coupled for this purpose. The SWAN model is adopted for the implementation, calibration and validation of the Ibero-Atlantic regional model, with a downscaling to a coastal model with higher resolution. With the XBeach model, the modeling of sediment dynamics at the sea-land interface in the Foz do Douro local model is performed with the wave and tidal conditions obtained from the SWAN Coastal model.

The analysis of this study considers two days, corresponding to the storm peak, thus constituting a short duration analysis. Seven scenarios are considered, one corresponding to the current scenario and the others to IPCC SSP2-4.5 and SSP-8.5 medium confidence scenarios, each of which considers the probability of occurrence of the mean sea level value for three percentiles: 5 %, 50 % and 95 %, for the year 2100.

The study leads to the conclusion that overwashing of the south breakwater will occur for the highest simulated values of mean sea level. Regarding the occurrence of accretion/erosion it is verified that erosion occurs in the wave spreading zone and accretion below the coastline.

KEYWORDS: Hydrodynamics; Morphodynamics; Numerical modelling; Climate change; Christina storm; Coastal erosion.

ÍNDICE

Agradecimentos.....	vii
Resumo.....	ix
Abstract	xi
Índice.....	xiii
Índice de Figuras	xv
Índice de Tabelas.....	xix
1 Introdução	1
1.1 Apresentação e Enquadramento do Tema.....	1
1.2 Objetivos a Atingir	2
1.3 Organização da Dissertação.....	2
2 Estado da Arte.....	3
2.1 Dinâmica da Restinga do Estuário do Rio Douro	3
2.2 Alterações Climáticas	5
2.3 Cenários de Alterações Climáticas	5
2.4 Alterações nos Padrões de Vento, Direção das Ondas e Dinâmica das Marés	6
2.5 Nível Médio do Mar Extremo.....	7
2.5.1 Subida do nível médio do mar	8
2.5.2 Sobrelevação meteorológica extrema	8
3 Metodologia.....	11
3.1 Modelo SWAN	11
3.1.1 Modelo SWAN	11
3.1.2 Ação do vento	14
3.1.3 Dissipação de energia	16
3.1.4 Interação não linear das ondas	18
3.2 Modelo XBeach	21
3.2.1 Domínio e definições	21
3.2.2 Opções hidrodinâmicas.....	22
3.2.3 Ação de ondas curtas	22
3.2.4 Transporte de sedimentos	29

3.2.5	Evolução do fundo	32
3.2.6	Condições de fronteira	33
4	Caso de Estudo	35
4.1	Delimitação da Bacia Hidrográfica do Rio Douro.....	35
4.2	Enquadramento Geológico e Geomorfológico da Restinga do Rio Douro.....	35
4.3	Tempestade Christina	36
4.4	Modelo Numérico	39
4.4.1	Modelo regional Ibero-Atlântico	41
4.4.2	Modelo costeiro Espinho–Lavra	42
4.4.3	Modelo local da Foz do Douro	43
4.4.4	Calibração e validação do modelo de marés	43
4.4.5	Calibração do modelo SWAN.....	46
5	Resultados e Discussão.....	55
5.1	Cenários de Simulação da Tempestade Christina.....	55
5.1.1	Nível médio do mar	55
5.1.2	Maré astronómica e sobrelevação meteorológica	56
5.1.3	Campos de velocidade do vento.....	56
5.1.4	Atrito, condições fronteira e hidrodinâmica	56
5.1.5	Sedimentologia	57
5.2	Validação do Modelo Costeiro	58
5.3	Análise dos Resultados	59
5.3.1	Altura significativa das ondas e espraçamento.....	60
5.3.2	Evolução dos fundos.....	63
5.4	Anexo — Figuras.....	64
5.4.1	Altura significativa.....	64
5.4.2	Evolução dos fundos.....	67
5.4.3	Transeptos — Níveis extremos	74
5.4.4	Transeptos — Evolução batimétrica	81
6	Conclusões e Trabalho Futuro	89
	Bibliografia	91

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1: Representação das estruturas construídas na embocadura do rio Douro (adaptado de: Veloso-Gomes et al., 2009).	4
Figura 2: Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP2-4.5 do IPCC, nível de <i>medium confidence</i> , para um quantil de 0.05 (—), 0.5 (—) e 0.95 (—).	8
Figura 3: Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP5-8.5 do IPCC, nível de <i>medium confidence</i> , para um quantil de 0.05 (—), 0.5 (—) e 0.95 (—). Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP5-8.5 do IPCC, nível de <i>medium confidence</i> , para um quantil de 0.05.	8
Figura 4: Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP2-4.5 do IPCC, nível de <i>low confidence</i> , para um quantil de 0.05 (—), 0.5 (—) e 0.95 (—).	9
Figura 5: Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP5-8.5 do IPCC, nível de <i>low confidence</i> , para um quantil de 0.05 (—), 0.5 (—) e 0.95 (—).	9
Figura 6: Sobrelevação meteorológica extrema ao largo de Leixões para o cenário RCP4.5 do projeto CMIP5 do IPCC, para períodos de retorno de 5 a 1000 anos.	10
Figura 7: Sobrelevação meteorológica extrema ao largo de Leixões para o cenário RCP8.5 do projeto CMIP5 do IPCC, para períodos de retorno de 5 a 1000 anos.	10
Figura 8: Registo da elevação da superfície livre numa boia ondógrafo.	12
Figura 9: Definição da altura de onda e do período de onda	12
Figura 10: Efeito do termo fonte para uma interação onda-onda de tríades num espectro JONSWAP em águas pouco profundas (fonte: Holthuijsen, 2007)	19
Figura 11: Efeito do termo fonte para uma interação onda-onda de quadrupletos num espectro JONSWAP em águas profundas (fonte: Holthuijsen, 2007)	20
Figura 12: Sistema de coordenadas retangular XBeach (fonte: Deltares, 2017)	21
Figura 13: Sistema de coordenadas curvilíneas XBeach (adaptado de Deltares, 2017)	22
Figura 14: Pressão atmosférica à superfície do mar e temperatura do ar na isobárica de 850 hPa (~1500 m de altitude) sobre o Hemisfério Norte às 00h00 UTC 03/Jan/2014. Dados de reanálise da NOAA (fonte: www.wetterzentrale.de).	36
Figura 15: Pressão atmosférica à superfície do mar e temperatura do ar na isobárica de 850 hPa (~1500 m de altitude) sobre o Atlântico Norte e a Europa às: (a) 00h00 UTC 06/Jan/2014; (b) 12h00 UTC 06/Jan/2014. Dados de reanálise da NOAA (fonte: www.wetterzentrale.de).	37
Figura 16: Altura significativa, H_S , registada na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).	37
Figura 17: Período de pico, T_{PK} , registado na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).	37

Figura 18: Altura máxima, $H_{\max}$, registada na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).	38
Figura 19: Período de altura máxima, $T_{H_{\max}}$, registado na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).	38
Figura 20: Período máximo, $T_{\max}$, registado na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).	38
Figura 21: Direção de pico, θ_{PK} , registada na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).	39
Figura 22: Limites e batimetria do modelo regional Ibero-Atlântico, grelha G1, e localização do modelo costeiro Espinho–Lavra.	40
Figura 23: Limites e batimetria do modelo costeiro Espinho–Lavra, grelha G2, e localização do modelo local da Foz do Douro.	41
Figura 24: Domínio computacional e topobatimetria do modelo local da Foz do Douro, grelha G3. ...	42
Figura 25: Grelha G3. Faixa de profundidade constante e rampa na fronteira oeste e faixas de gradiente constante na direção normal à fronteira nas fronteiras este, sul e norte. Localização dos pontos com informação espectral da agitação marítima.	44
Figura 26: Registo do marégrafo de Viana do Castelo no mês de agosto de 2014 (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014, datum vertical: ZH).	45
Figura 27: Variação da pressão atmosférica ao largo de Viana do Castelo no mês de agosto de 2014 (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014).	45
Figura 28: Sobrelevação meteorológica, ao largo de Viana do Castelo no mês de agosto de 2014 (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014).	45
Figura 29: Série temporal sintética da maré em Viana do Castelo no mês de agosto de 2014, obtida com o modelo TXPO 7.2, com correção devida à sobrelevação meteorológica (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014).	46
Figura 30: Comparação das séries temporais observada (o) e sintética (—) da maré em Viana do Castelo no mês de agosto de 2014 (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014).	46
Figura 31: Comparação das séries temporais observada $\eta^{(o)}$ e sintética $\eta^{(c)}$ (—) da maré em Viana do Castelo no mês de agosto de 2014.	47
Figura 32: Configuração T06. Altura significativa H_5 na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	52
Figura 33: Configuração T06. Período médio T_{m01} na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	52
Figura 34: Configuração T06. Período médio T_{m02} na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	53
Figura 35: Configuração T06. Direção de pico θ_{PK} na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	53
Figura 36: Configuração T06. Dispersão de direção σ_θ na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	53

Figura 37: Série temporal sintética da maré ao largo do Porto das 00h00 UTC de 25/Dez/2013 às 00h00 UTC de 15/Jan/2014, obtida com o modelo TPXO 7.2, com a correção devida à sobrelevação meteorológica (tempo referido às 00h00 UTC do dia 25/Dez/2013).	56
Figura 38: Série temporal sintética da maré ao largo do Porto das 00h00 UTC de 06/Jan/2014 às 00h00 UTC de 08/Jan/2014, obtida com o modelo TPXO 7.2, com a correção devida à sobrelevação meteorológica (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06/Jan/2014).	57
Figura 39: Modelo costeiro. Altura significativa H_S na boia de Leixões, no período 01–15/Jan/2014. (a) Séries temporais observada (●) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	58
Figura 40: Modelo costeiro. Período de pico T_{PK} na boia de Leixões, no período 01–15/Jan/2014. (a) Séries temporais observada (●) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	58
Figura 41: Modelo costeiro. Período médio T_{m02} na boia de Leixões, no período 01–15/Jan/2014. (a) Séries temporais observada (●) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	59
Figura 42: Modelo costeiro. Direção de pico θ_{PK} na boia de Leixões, no período 01–15/Jan/2014. (a) Séries temporais observada (●) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.	59
Figura 43: Pormenor da batimetria inicial do estuário e foz do rio Douro.	60
Figura 44: Pormenor da batimetria inicial da restinga.	61
Figura 45: Posição dos transeptos para análise.	61
Figura 46: Cenário S1. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.	64
Figura 47: Cenário S2. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.	64
Figura 48: Cenário S3. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.	65
Figura 49: Cenário S4. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.	65
Figura 50: Cenário S5. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.	66
Figura 51: Cenário S7. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.	66
Figura 52: Cenário S1. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	67
Figura 53: Cenário S1. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	67
Figura 54: Cenário S2. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	68
Figura 55: Cenário S2. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	68
Figura 56: Cenário S3. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	69
Figura 57: Cenário S3. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	69
Figura 58: Cenário S4. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	70
Figura 59: Cenário S4. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	70
Figura 60: Cenário S5. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	71
Figura 61: Cenário S5. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	71
Figura 62: Cenário S6. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	72
Figura 63: Cenário S6. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	72
Figura 64: Cenário S7. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	73

Figura 65: Cenário S7. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.	73
Figura 66: Cenário S1. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).	74
Figura 67: Cenário S2. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).	75
Figura 68: Cenário S3. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).	76
Figura 69: Cenário S4. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).	77
Figura 70: Cenário S5. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).	78
Figura 71: Cenário S6. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).	79
Figura 72: Cenário S7. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).	80
Figura 73: Cenário S1. Evolução dos perfis batimétricos.	81
Figura 74: Cenário S2. Evolução dos perfis batimétricos.	82
Figura 75: Cenário S3. Evolução dos perfis batimétricos.	83
Figura 76: Cenário S4. Evolução dos perfis batimétricos.	84
Figura 77: Cenário S5. Evolução dos perfis batimétricos.	85
Figura 78: Cenário S6. Evolução dos perfis batimétricos.	86
Figura 79: Cenário S7. Evolução dos perfis batimétricos.	87

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1: Condições fronteira e processos físicos das diferentes configurações.	48
Tabela 2: Métricas para a altura significativa espectral H_S	50
Tabela 3: Métricas para a altura significativa espectral H_S	51
Tabela 4: Métricas para o período médio de zero ascendente T_{m02}	51
Tabela 5: Métricas para o período médio de zero ascendente T_{m02}	51
Tabela 6: Métricas para o período médio de zero ascendente T_{m02}	52
Tabela 7: Cenários de simulação.	55

1 INTRODUÇÃO

1.1 APRESENTAÇÃO E ENQUADRAMENTO DO TEMA

No século XX, o nível médio do mar no litoral de Portugal, subiu cerca de 15 cm (Dias & Taborda, 1992). Esta subida resultou da expansão térmica do oceano e do degelo dos polos, resultantes das alterações climáticas de origem antropogénica. As principais consequências das alterações climáticas sobre o litoral são a elevação do nível médio do mar e o padrão das tempestades, com a modificação do regime de agitação marítima e das variações da pressão atmosférica.

Para o século XXI, prevê-se uma continuação da subida do nível médio do mar à escala global, com consequências significativas na costa portuguesa (Bastos et al., 2012). Paralelamente, um estudo realizado por Andrade et al. (2006), baseado em dados de marégrafos, prevê que ocorram elevações de um metro ou mais junto à costa Portuguesa de origem meteorológica, devido à passagem de depressões extensas e cavadas, sendo estes valores mais facilmente atingidos na costa Noroeste de Portugal, em Leixões e Viana do Castelo, onde os fundos adjacentes e a configuração do litoral favorecem esses efeitos.

Os principais impactos derivados da subida média do nível do mar, no litoral são (Andrade et al. 2006) o aumento do processo erosivo, o aumento das cotas de inundação e das áreas inundadas, o aumento da influência marinha em bacias de maré costeiras (estuários e lagunas), acompanhado por modificação do regime de maré e balanço sedimentar.

Vários fatores socioeconómicos são afetados negativamente por estas alterações e há por isso a necessidade de investigação objetiva sobre este tema a nível local.

A análise da vulnerabilidade das zonas costeiras e da sua evolução, em consequência dos fatores ambientais é essencial para o ordenamento territorial planeado, uma vez que permite conciliar valores humanos, económicos, ecológicos e culturais neste território específico, com a sua dinâmica intrínseca. Em particular a vulnerabilidade das zonas costeiras às ações do mar, pode se entendida como a predisposição a um dado risco, englobando diversos elementos e conceitos, como a sensibilidade ao dano e a falta de capacidade de adaptação. As zonas mais vulneráveis deverão ser objeto de abordagens que permitiam antecipar eventuais efeitos de alterações climáticas (IPCC, 2014).

A necessidade de antecipar os impactos das alterações climáticas e a adoção das medidas de adaptação e mitigação conduz, na atualidade, à utilização de ferramentas de modelação numérica.

Esta metodologia permite avaliar cenários de médio e longo prazo para condições de agitação, níveis extremos que poderão incidir na zona costeira em estudo.

Neste caso de estudo fez-se uso das ferramentas de modelação numérica para determinar os efeitos à ação da agitação marítima na morfologia da restinga do rio Douro sob o efeito de tempestades e a sua possível evolução face às alterações climáticas. Adotou-se uma abordagem metodológica que permite prever possíveis consequências do aumento local no nível médio do mar sobre o estuário do rio Douro. Serão considerados os cenários SSP2-4.5 e SSP5-8.5 de emissões de gases com efeito de estufa apresentados pelo Intergovernmental Painel on Climate Change (IPCC).

1.2 OBJETIVOS A ATINGIR

O presente trabalho tem como objetivo estudar numericamente de que forma as alterações climáticas vão modificar a morfodinâmica e hidrodinâmica do estuário do rio Douro. O modelo numérico permitirá inferir sobre processos físicos e sedimentares associados a um evento de tempestade extremo. Pretende-se analisar a evolução dos fundos, mais concretamente a ocorrência de erosão/acreção no talude de barlamar (oeste) da restinga e a interação dos processos hidrodinâmicos com o quebramar.

1.3 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

Este trabalho está dividido em seis capítulos. O presente capítulo aborda a apresentação e o enquadramento do tema e os objetivos que se pretendem atingir com este estudo.

No segundo capítulo é apresentado o estado de arte que revê estudos sobre o presente tema realizados até à data.

O terceiro capítulo descreve os programas SWAN e XBeach utilizados no presente estudo, bem como a metodologia de cálculo de determinados fenómenos.

No quarto capítulo descreve-se o caso de estudo e refere-se o domínio computacional e a estratégia computacional utilizada, os parâmetros considerados no modelo e a sua calibração.

No quinto capítulo descreve-se e analisa-se os resultados obtidos.

No sexto e último capítulo são apresentadas as conclusões e sugerem-se propostas para estudos futuros.

2 ESTADO DA ARTE

2.1 DINÂMICA DA RESTINGA DO ESTUÁRIO DO RIO DOURO

As restingas contribuem para a proteção de ambientes estuarinos e costeiros. São alvo de maior atenção quando situadas em locais de maior densidade populacional, uma vez que há interesse em estabilizar a sua dinâmica natural, pois caso esta se altere pode aumentar o risco de inundações e erosão na faixa costeira. Esta preocupação leva, por vezes, à necessidade de intervenção humana.

Há também algumas preocupações relativas a zonas estuarinas que podem levar à intervenção humana e à construção de estruturas como pontões, molhes ou quebramares. No caso do estuário do rio Douro, em particular, os objetivos foram melhorar as condições de navegação (Santos et al., 2010), estabilizar as margens do estuário, em particular na restinga e na entrada do estuário, preservar os valores ambientais, uma vez que neste caso a maior parte da restinga e a baía de São Paio constituem uma Reserva Natural, e diminuir o esforço de dragagem realizado para manter o canal de navegação, (Bastos et al., 2012).

Desde o século XVIII que, no estuário do rio Douro se têm construído estruturas com a finalidade de alcançar os objetivos descritos acima.

Em 1820 foi concluído o molhe/muro Luís Gomes de Carvalho. Este molhe tem um comprimento de 600 m e separa a baía de São Paio do canal do estuário.

A norte da embocadura do rio Douro foram construídos, entre 1790 e 1886, os molhes do Touro e Felgueiras e a respetiva colocação do farolim no molhe de Felgueiras.

Entre 2004 e 2008, foram realizadas mais duas intervenções: do lado norte da embocadura, com início em outubro de 2004, em articulação com o molhe de Felgueiras, de forma a dar continuidade ao espaço pedonal da marginal, foi construído um novo quebramar. Este quebramar situa-se entre o molhe de Felgueiras e o molhe do Touro e tem atualmente uma extensão de 350 m e um enraizamento de 200 m para terra. Do lado sul da embocadura e a barlar da restinga, iniciou-se em março de 2005, a construção de um quebramar destacado de taludes, galgável e com baixa cota de coroamento (+6 m Z.H.) (Teixeira, 2012), com 450 m de extensão e protegido por blocos de betão enriquecidos por minério de alta densidade. Após a construção do quebramar destacado foi também construída uma estrutura, quase perpendicular a este e entre este e a restinga para permitir o reforço da restinga (ver Figura 1). Esta estrutura tem 460 m de extensão.

O quebramar norte permite proteger o canal de acesso e o estuário da agitação, que é proveniente quase na totalidade do quadrante noroeste (Viitak et al., 2021), pois constitui uma barreira física. As estruturas da margem sul permitem reforçar a restinga e limitar o assoreamento do canal, ao deter o transporte de sedimentos da restinga para o canal. Os resultados obtidos até à data mostram que estes novos quebramares construídos estão a ter o resultado pretendido de recuperação da restinga e a manutenção das condições do canal de acesso (Veloso-Gomes et al., 2009).

Veloso-Gomes et al. (2009) realizaram um estudo, com recurso à aplicação informática ArcMap que permitiu gerar modelos tridimensionais da restinga, modelos estes que permitiram o cálculo do volume

total da restinga à data de cada levantamento. Foram também calculadas, para cada levantamento, as variações de posição (médias, máximas e mínimas no enraizamento da restinga e na zona de encontro com o quebramar) da linha de água, relativamente à linha de água em dezembro de 2002, na frente oeste da restinga.

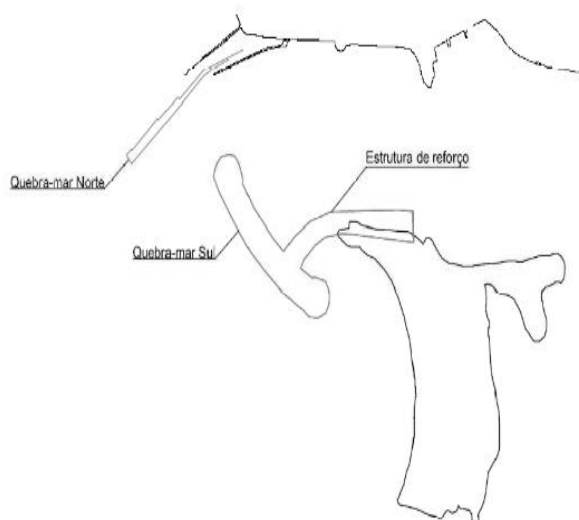


Figura 1: Representação das estruturas construídas na embocadura do rio Douro (adaptado de: Veloso-Gomes et al., 2009).

Relativamente à análise efetuada ao volume da restinga, conclui-se que, de modo geral, até dezembro de 2006, o volume apresentava uma tendência decrescente, que foi contrariada com a construção do quebramar sul, iniciada em março de 2005, apresentando, a partir de dezembro de 2006, uma tendência crescente. No entanto, é necessário ter em consideração que o período de análise a partir de dezembro de 2006, em que o volume da restinga apresenta uma tendência crescente, é muito curto, sendo necessário mais levantamentos para se poderem validar as conclusões.

Em relação ao estudo da variação da posição da linha de água, verificou-se que, após o início da construção do quebramar, a acreção no encontro é feita à custa de erosão no enraizamento e quando, na zona de encontro, termina a acreção começa o avanço na zona de enraizamento. No final da construção, verificou-se uma tendência de acreção na zona do encontro com o quebramar destacado e uma tendência de erosão na zona de enraizamento da restinga que está agora a recuperar, tendo sido apenas um efeito transitório.

Santos et al. (2010) realizaram um estudo com o objetivo de melhorar o conhecimento sobre a forma como a restinga do rio Douro responde aos ciclos naturais de evolução e à influência que as atividades humanas exercem sobre essa evolução. Efetuaram-se, com este fim, análises da evolução da linha de costa e modelação da evolução morfológica da restinga, aplicando métodos de interpolação numérica que sustentam o cálculo da dimensão da restinga (áreas) e a série temporal correspondente. Para a série temporal foi usado o método da decomposição clássica e a previsão foi feita pelo método de Holt-Winters (Chatfield, 1978). Para a configuração exterior, a estimação dos modelos usou técnicas de regressão linear e não linear, simples e múltiplas. A evolução da linha de costa foi analisada, num ambiente SIG, com a finalidade de diferenciar zonas de acreção de sedimentos e zonas de erosão.

Este estudo, com um período de levantamentos de 2001 a 2007, concluiu através da análise da linha de costa que a erosão ocorreu, principalmente, no lado oeste e norte da restinga enquanto que a acreção

ocorreu na zona onde se localiza o molhe sul da foz do rio Douro. Antes da construção dos molhes, havia acreção de sedimentos e por isso a área da restinga estava a aumentar. No entanto após o início da construção, em 2005, a tendência inverteu-se e a erosão tornou-se predominante, houve uma diminuição radical da restinga e o desaparecimento da zona arenosa da restinga, do lado norte, foi extremamente notório. Note-se que no ano 2005 a cabeça da restinga foi retirada para se construir os quebra-mares, daí se ter verificado esta redução. No ano de 2007, voltou-se a verificar acreção da linha de costa, o que prova que o objetivo da construção do quebra-mar destacado começou a surtir efeito, tal como alterou a tendência e a dinâmica do local.

Mais tarde, Bastos et al. (2012), realizaram também um estudo com o intuito de analisar o efeito do quebra-mar destacado na morfodinâmica da restinga estuarina em que se utilizou aproximadamente dez anos de levantamentos periódicos baseados em informações históricas e no sistema de posicionamento global (GPS), em modo cinemático relativo, que permitiu realizar as medições ao longo do limite instantâneo de água da restinga, determinando-se assim o contorno e topografia e a produção de MDT, representando a sua superfície 3D. Este estudo concluiu que a construção do quebra-mar destacado afetou fortemente a forma e a dinâmica da restinga, mas parece, por agora, ter o efeito pretendido, uma vez que a restinga está estabilizada em termos de área e volume, não obstrui o canal de navegação, e juntamente com o muro Luís Gomes de Carvalho, assegura boa navegabilidade. A restinga está agora menos suscetível a condições extremas, no entanto, nestas condições a sua parte sudeste está mais suscetível, o que é uma ameaça para a Reserva Natural do local da Bacia de São Paio. Refere-se ainda que antes da construção do quebra-mar a erosão estava maioritariamente relacionada com descargas extremas do rio e condições de vento, a acreção com condições extremas de vento e a área e volume a 1 e 2 m de altitude com condições de ondas extremas. Após a construção, não se encontraram essas correlações, mas conclui-se que a face leste e a parte sul da restinga estão mais suscetíveis a fluxos extremos do rio, ondas e condições de vento.

2.2 ALTERAÇÕES CLIMÁTICAS

Está comprovado empiricamente que a temperatura média anual e o nível médio do mar estão a subir (Andrade et al., 2007). Estudos realizados por Gulev et al. (2001) e Geng & Sugi (2001) verificaram o aumento do número, da taxa de aprofundamento e dos gradientes de pressão central de ciclones extremos. As alterações climáticas alteram os padrões de vento e como consequência também alteram eventos extremos da agitação marítima e a mudança de direção das ondas (Wang et al., 2004). Estas previsões estão ainda associadas a um grande grau de incerteza devido à variabilidade climática, sendo assim necessárias mais investigação para aumentar a confiança nas previsões realizadas, permitindo assim que sejam vantajosas para sustentar medidas objetivas de adaptação.

2.3 CENÁRIOS DE ALTERAÇÕES CLIMÁTICAS

De forma a classificar e quantificar as alterações climáticas, o IPCC definiu uma grandeza, o forçamento radiativo. Este traduz a variação do fluxo energético correspondente ao topo da estratosfera, que é causado por fatores naturais (como radiação solar, erupções vulcânicas, entre outros) e por fatores antropogénicos (emissões de gases de efeito de estufa e emissões de aerossóis). A variação deste fluxo energético deve-se principalmente às causas antropogénicas. O aquecimento global registado nos últimos dois séculos e mais marcadamente nas últimas décadas, resulta de um forçamento radiativo positivo, isto é, a Terra recebe mais energia do sol do que a energia que irradia para o espaço. O forçamento radiativo é definido como uma potência por unidade de área e é definido como a variação em relação ao ano de 1750 (condições de pré-industrialização).

Os cenários mais recentes do IPCC para as projeções climáticas foram desenvolvidos no âmbito do projeto CMIP6 (Coupled Model Intercomparison Project Phase 6) e são baseados em cinco diferentes premissas socioeconómicas. Estes cenários são designados por SSP1-2.6, SSP2-4.5, SSP4-6.0 E SSP5-8.5, em que a sigla SSP significa Shared Socio-Economic Pathways. Estes representam uma evolução em relação aos cenários RCP (Representative Concentration Pathways) do projeto CMIP5 (Coupled Model Intercomparison Project Phase 5).

SSP1-2.6, SSP2-4.5, SSP4-6.0 e SSP5-8.5 representam níveis de forçamento radiativo total de 2.6, 4.5, 7.0 e 8.5 W/m², respetivamente. Estes cenários fornecem conjuntos de dados de alterações do uso do solo, emissões setoriais de poluentes atmosféricos e concentrações anuais de gases com efeito de estufa e emissões antropogénicas até 2050. Os componentes considerados são o CO₂ (maioritariamente), CH₄, NO₂, HFCs, Nox e NMVOC. As concentrações de CO₂ correspondentes aos cenários SSP5-8.5, SSP2-4.5 E SSP1-2.6 para o ano de 2100, são de 1135.2, 602.8 e 4545.6 ppm, respetivamente (Kwiatkowski et al., 2020).

2.4 ALTERAÇÕES NOS PADRÕES DE VENTO, DIREÇÃO DAS ONDAS E DINÂMICA DAS MARÉS

Em 2006, foi realizado um estudo, que integra o projeto SIAM II (Andrade et al, 2006), que teve como principais objetivos estudar a evolução do regime de agitação e da sobrelevação do nível do mar até ao fim do séc. XXI e o respetivo impacto no litoral e estudar a resposta da faixa costeira à elevação do nível médio do mar a uma escala espacial com maior resolução.

O estudo da sobrelevação do nível do mar, com base em marégrafos, concluiu que ocorreram na costa portuguesa sobrelevações da ordem de 1 m ou mais, associadas à passagem de depressões extensas e cavadas. Estes valores são mais facilmente alcançáveis em locais da costa noroeste (Leixões, Viana do Castelo), enquanto, em Cascais e Lagos os valores máximos da sobrelevação não ultrapassaram os 0.5 m.

O estudo da evolução futura do regime de agitação marítima concluiu que pode ocorrer, nos finais do séc. XXI, uma tendência para agravamento da intensidade dos temporais. As repercussões serão a rotação, em sentido horário, da direção da agitação marítima, especialmente no verão e inverno marítimos. Atualmente considera-se uma rotação ao largo de 5° a 15°, mas a previsão é que o agravamento da intensidade da erosão provocada pelo futuro clima de agitação marítima poderá originar um agravamento da rotação atual no valor de 15 a 25 %.

Relativamente à altura significativa média das ondas, no cenário futuro, prevê-se uma alteração no seu valor médio, com maior expressão no período de verão, com fatores de crescimento entre 1.01 e 1.04 relativamente aos valores atuais para a costa ocidental, 1.07 para o largo e pouco superiores a 1.0 ao largo do Algarve.

No que diz respeito às situações de temporal, aqui definidas como casos de alturas significativas de percentil 95 (altura significativa excedida em média, em 5 % do tempo), a média anual de altura significativa de percentil 95 terá tendência para aumentar um pouco ao longo da costa ocidental portuguesa de um fator de 1.01 mantendo-se praticamente constante ao longo do litoral sul do Algarve.

Um ano depois, Andrade et al. (2007) realizaram um estudo com vista a ampliar os resultados obtidos no projeto SIAM II. Este estudo considerou resultados de modelos acoplados de vento e onda com um modelo simples de resposta costeira. Os resultados demonstraram que a altura média da onda poderá permanecer invariável, embora com alterações na sua distribuição intra-anual. A projeção futura sugere também um deslocamento rotacional das ondas que poderá ter impactos na condição de equilíbrio do balanço sedimentar costeiro. Demonstra-se também que os efeitos da refração irão atenuar o

deslocamento direcional imposto em águas profundas e essa atenuação é não linear. Prevê-se para o futuro um aumento na deriva líquida costeira de 5 a 15 % e que este não ultrapassará os 25 %, independentemente da magnitude do deslocamento rotacional do cenário de ondas em águas profundas. Neste estudo, a conclusão que se destaca é o deslocamento no sentido horário na direção das ondas no futuro. A variação da rotação variará entre 5° a 7° dependendo do parâmetro utilizado para descrever a direção da onda, e afetará todos os setores direcionais. Este deslocamento não será estritamente homogêneo, pois a magnitude da diferença é maior e a propagação direcional é menor nas componentes mais a norte comparativamente com as componentes mais a sul. Verificar-se-á uma redução não linear, mais significativa para mudanças direcionais superiores a 10°, da densidade de potência das ondas na zona de rebentação relativamente às condições de águas profundas. Junto à costa o espalhamento direcional será muito menor do que em relação a águas profundas e a rotação do vetor de potência das águas profundas reduzirá de 5° e 10° para águas profundas para 2° e 5° na rebentação.

Pouco depois, Dodet et al. (2010) estudaram as tendências, entre 1953 e 2009, em séries temporais de parâmetros de ondas no Oceano Atlântico nordeste e encontraram apenas um ligeiro aumento na altura de onda significativa (~0.002 m/ano) e uma rotação em sentido horário de 0.05 %/ano para as ondas de inverno e de 0.002 %/ano para as ondas de verão.

Em 2012, Plecha et al. (2012) estudaram, utilizando um sistema de modelação morfodinâmica, a influência de um futuro regime de ondas no balanço sedimentar de uma enseada lagunar costeira, na Ria de Aveiro, e na costa adjacente. A comparação entre os cenários de ondas atuais e futuros revela que o período e a altura das ondas são próximos para os dois cenários, mas comprova, para o futuro, a rotação das ondas no sentido anti-horário. Os fluxos de sedimentos residuais revelam-se um pouco mais acentuado no presente do que no futuro e os efeitos das alterações batimétricas mostram que as tendências de deposição tenderão a aumentar no futuro e que o transporte de sedimentos ao longo costa diminuirá cerca de 1 %.

Bruneau et al. (2011) analisaram uma pequena entrada de maré (lagoa de Óbidos) e referiram que as alterações climáticas provocarão alterações nos eventos extremos de ondas e nas direções das ondas que afetam os sistemas costeiros como a dinâmica das marés em enseadas. Segundo aqueles autores, o aumento do nível do mar e o aumento das tempestades podem promover a erosão da praia enquanto a mudança na direção das ondas levará a uma rotação da forma plana das praias.

2.5 NÍVEL MÉDIO DO MAR EXTREMO

A elevação do nível do mar, devida ao degelo polar e à expansão térmica provocada pelo aumento da temperatura do mar, expectáveis no futuro, está de acordo com os cenários SSP2-4.5 e SSP5-8.5 de emissão de gases de efeito de estufa do IPCC, tanto a nível global, como a nível regional, para os anos horizonte de 2050 e 2100. Para o nível regional foi consultado o modelo do IPCC para o local mais próximo do sítio de estudo, um ponto em Leixões. As variações consideram-se em relação ao nível médio base, correspondente ao período de referência de 1995 a 2014 (Fox-Kemper et al., 2021).

O nível médio das águas do mar atinge valores extremos (EML, *Extreme Mean Level*) devido à sobreposição dos efeitos da subida do nível do mar e da sobrelevação meteorológica devida às variações locais da pressão atmosférica em relação à pressão atmosférica padrão. O nível médio extremo (EML) é dado por:

$$\text{EML} = \text{SNM} + \text{SSL}, \quad (1)$$

onde SNM é a subida do nível médio do mar e SSL é a sobrelevação meteorológica extrema.

2.5.1 SUBIDA DO NÍVEL MÉDIO DO MAR

O nível médio do mar de referência utilizado no projeto CMIP6 corresponde ao período de 1995 a 2014. Os cenários do projeto CMIP6 apresentam projeções para duas situações, de acordo com a maior ou menor probabilidade de alteração dos padrões de alguns fenómenos físicos. Estas duas situações são designadas como de *medium confidence* e *low confidence*, respetivamente. As projeções são feitas a nível global e a nível local ao longo das zonas costeiras de todo o mundo. As projeções de subida do nível médio do mar para os cenários SSP2-4.5 e SSP5-8.5, para o período de 2020 a 2150, para um ponto correspondente ao marégrafo de Leixões, estão representadas nos gráficos das Figuras 2 a 5, para os quantis $p = 0.05$, $p = 0.50$ e $p = 0.95$.

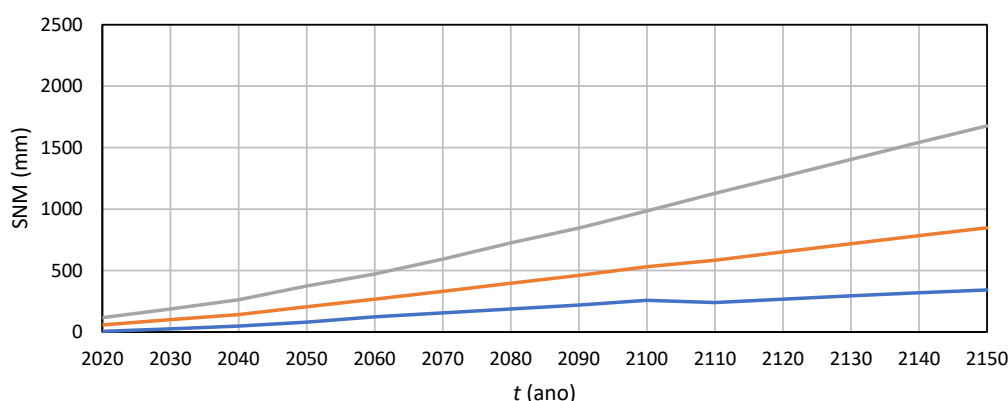


Figura 2: Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP2-4.5 do IPCC, nível de *medium confidence*, para um quantil de 0.05 (—), 0.5 (—) e 0.95 (—).

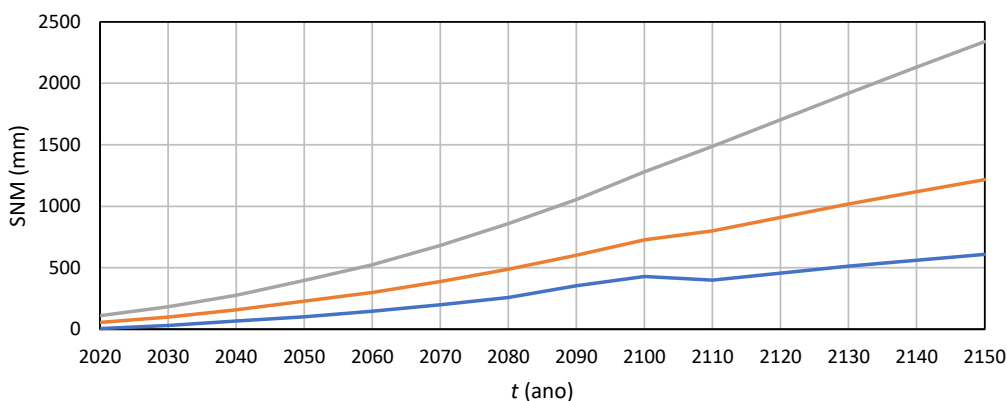


Figura 3: Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP5-8.5 do IPCC, nível de *medium confidence*, para um quantil de 0.05 (—), 0.5 (—) e 0.95 (—).

2.5.2 SOBRELEVAÇÃO METEOROLÓGICA EXTREMA

Vousdoukas et al. (2016) estimaram a sobrelevação meteorológica extrema para os cenários RCP4.5 e RCP8.5 do projeto CMIP5 para períodos de retorno de 5 a 1000 anos para as zonas costeiras da Europa. Nas Figuras 6 e 7 são apresentados os resultados para um ponto ao largo de Leixões, com as coordenadas (41.10 °N, 8.70 °W). Os resultados para os dois cenários são muito semelhantes. No cenário RCP4.5, são estimadas uma sobrelevação de 1.09 m para o período de retorno de 5 anos e uma sobrelevação de

1.34 m para o período de retorno de 100 anos. No cenário RCP8.5, são estimadas uma sobrelevação de 1.10 m para o período de retorno de 5 anos e uma sobrelevação de 1.35 m para o período de retorno de 100 anos.

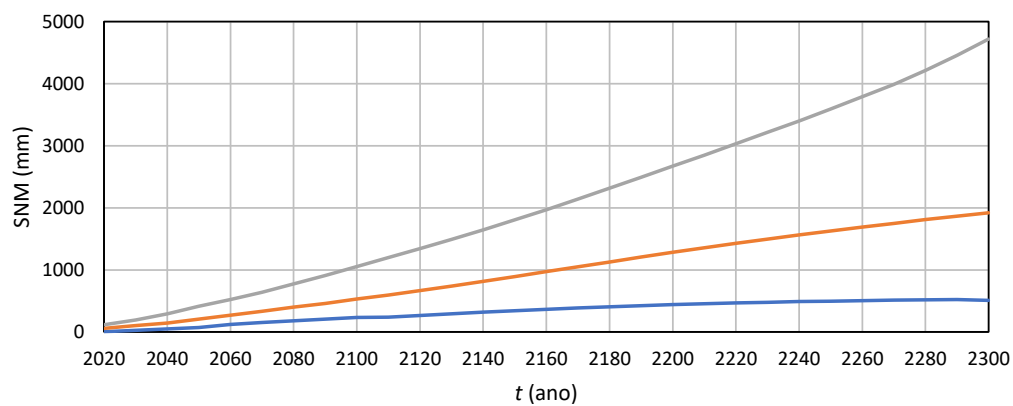


Figura 4: Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP2-4.5 do IPCC, nível de *low confidence*, para um quantil de 0.05 (—), 0.5 (—) e 0.95 (—).

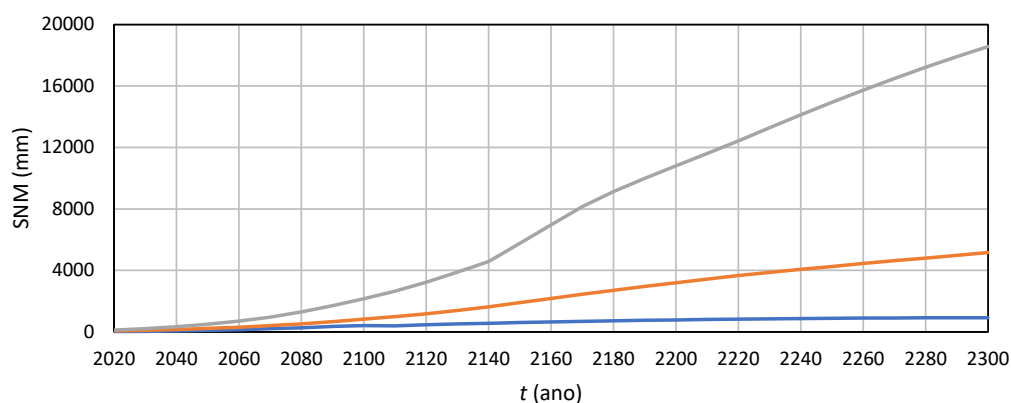


Figura 5: Subida do nível médio do mar em Leixões para o cenário SSP5-8.5 do IPCC, nível de *low confidence*, para um quantil de 0.05 (—), 0.5 (—) e 0.95 (—).

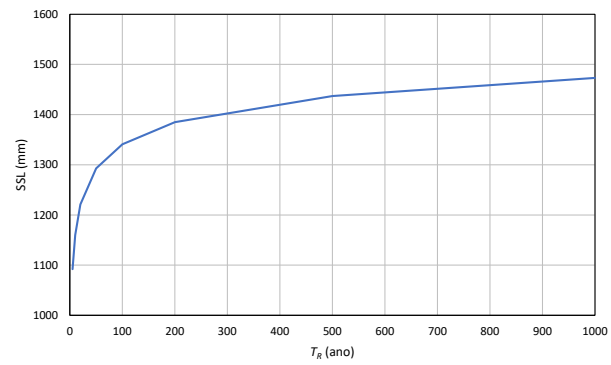


Figura 6: Sobrelevação meteorológica extrema ao largo de Leixões para o cenário RCP4.5 do projeto CMIP5 do IPCC, para períodos de retorno de 5 a 1000 anos.

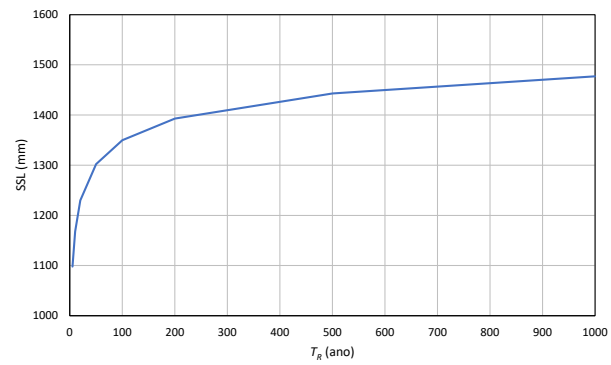


Figura 7: Sobrelevação meteorológica extrema ao largo de Leixões para o cenário RCP8.5 do projeto CMIP5 do IPCC, para períodos de retorno de 5 a 1000 anos.

3 METODOLOGIA

3.1 MODELO SWAN

O SWAN (Simulating Waves Nearshore) é um modelo desenvolvido pela faculdade de engenharia civil e geociências em Delft, na Holanda (The SWAN team, 2019). É um modelo numérico de terceira geração que permite obter os parâmetros que definem a agitação marítima em águas pouco profundas. Este modelo tem em consideração a geração da onda, o seu crescimento e decaimento devido ao vento, o atrito de fundo, a interação entre ondas, o fenómeno de refração e ainda a propagação e o rebentamento em zonas costeiras.

É um modelo sem resolução de fase, isto é, assume que as fases relativas aos componentes espectrais são aleatórias e que a informação da fase não é detetável. A informação de fase, é de modo geral, utilizada para obter as variações de superfície livre, junto a estruturas costeiras para se obter uma resolução pormenorizada de padrões de reflexão e difração.

Um modelo numérico, como é o caso do SWAN, é um modelo que permite reproduzir um fenómeno que geralmente é definido por um conjunto de equações e de condições fronteira. O presente modelo, baseado na equação de balanço da ação espectral, propaga, no domínio geográfico, o espectro direcional e calcula a evolução das ondas geradas pelo vento a várias escalas, desde oceanos até zonas costeiras, lagos e estuários a partir do conhecimento de condições fronteira, batimetria, campos de ventos e correntes.

Os dados fornecidos ao modelo definem o espectro de energia a propagar, a malha utilizada e as opções de cálculo seleccionadas. Os resultados que são fornecidos pelo programa são as alturas significativas, as direções médias espectrais, períodos médios, períodos de pico, e espectro direcional em cada ponto do domínio.

O modelo SWAN simula os processos físicos presentes na propagação da agitação marítima, como: a propagação da agitação no espaço, a refração devida a variação da profundidade e correntes, reflexões devidas a outras correntes, transmissão através de pequenos obstáculos e empolamento devido a variações de fundo ou correntes.

Para a geração e dissipação da energia das ondas os processos são os seguintes: interações não lineares entre ondas, geração de ondas devidas ao vento e dissipação por rebentação parcial (*whitecapping*) e devida à rebentação induzida pelos fundos.

3.1.1 MODELO SWAN

3.1.1.1 Teoria linear das ondas

Na Figura 8 apresenta-se um registo típico de uma boia ondógrafo, sendo η a elevação da superfície livre acima do nível médio do mar. As distribuições da altura de onda, H , e do período da onda, T , podem ser obtidas a partir do registo por análise das ondas individuais. Definindo uma onda como o registo entre dois zeros sucessivos com derivada negativa (*down-crossing zeros*) define-se a altura da onda como a distância vertical entre o máximo e o mínimo da elevação da superfície livre entre os dois zeros, e o período da onda como a distância temporal entre os dois zeros (ver Figura 9).

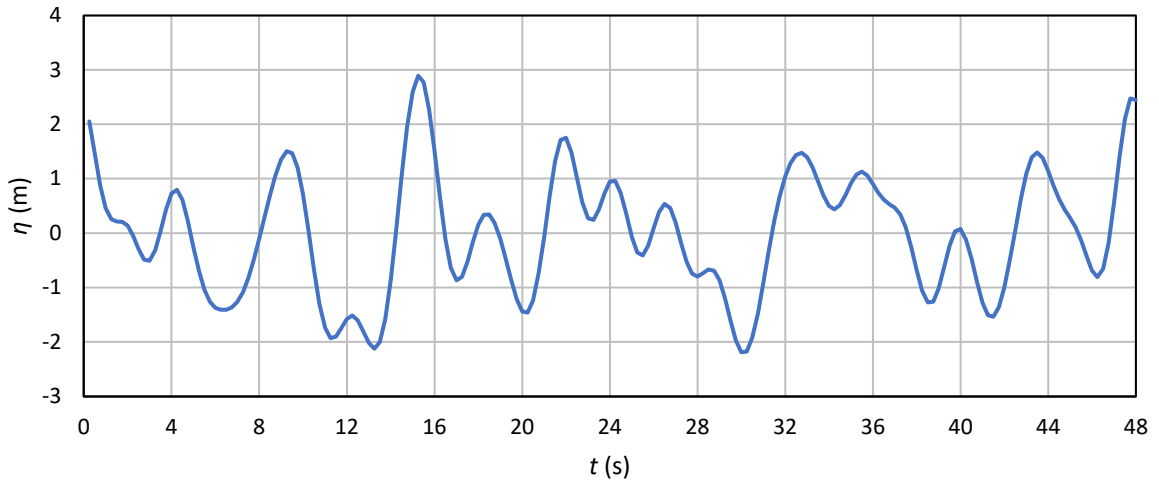


Figura 8: Registo da elevação da superfície livre numa boia ondógrafo.

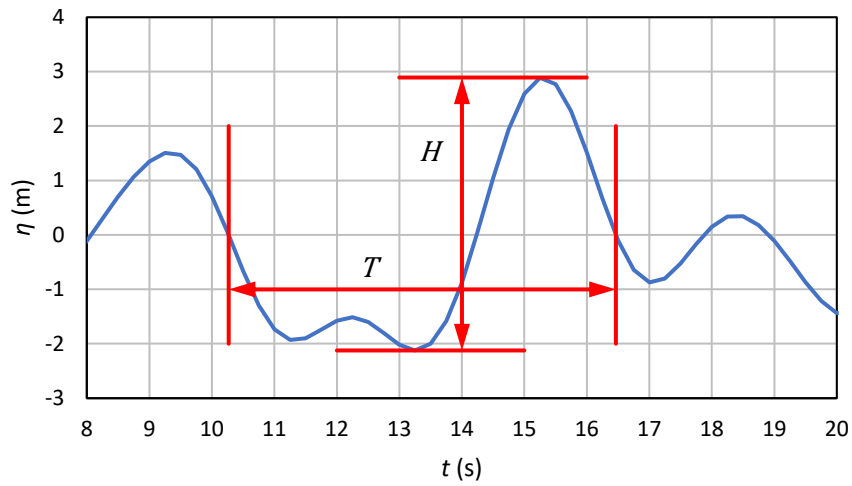


Figura 9: Definição da altura de onda e do período de onda.

A teoria linear de Airy (ver por exemplo Dean & Dalrymple, 1991) aceita como solução particular da equação de propagação das ondas uma onda sinusoidal progressiva dada por

$$\eta(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \sigma t + \varphi), \quad (2)$$

onde $k = 2\pi/\lambda$ é o número de onda, sendo λ o comprimento da onda, $\sigma = 2\pi/T$ é a frequência angular da onda e φ é a sua fase. O comprimento de onda e a frequência angular estão relacionados pela relação de dispersão

$$\sigma^2 = gk \tanh kh, \quad (3)$$

sendo h a profundidade. A velocidade de propagação da onda é dada por $c = \sigma/k$, de onde resulta

$$c^2 = gh \frac{\tanh kh}{kh}. \quad (4)$$

A velocidade de transporte da energia da onda, ou velocidade de grupo, é definida como $c_g = d\sigma/dk$, resultando

$$c_g = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \times c. \quad (5)$$

3.1.1.2 Descrição espectral da agitação marítima

A agitação marítima consiste em ondas geradas pela ação do vento sobre a superfície do mar. Devido à irregularidade desta ação, a superfície do mar está em constante modificação, com ondas que apresentam uma distribuição irregular com alturas e períodos que variam rapidamente no tempo e no espaço. Desta forma, não é possível a sua descrição determinística. No entanto, os parâmetros estatísticos que descrevem aquelas distribuições, tais como a altura média das ondas, ou a sua altura significativa, o período médio, ou o seu período de pico, e a direção média de propagação, variam lentamente no tempo e no espaço (The SWAN team, 2019). Por outro lado, as ondas do mar podem ser analisadas assumindo que resultam de uma soma infinita de componentes com diferentes frequências, amplitudes e direções, pelo que a elevação da superfície livre é dada, omitindo as direções, por:

$$\eta(t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \cos(2\pi f_i t + \varphi_i), \quad (6)$$

onde i representa a i -ésima componente, a_i é a sua amplitude, f_i a frequência e φ_i a fase.

Chama-se espectro de energia da onda, $E_k(f)$ à distribuição da energia destas componentes em função da frequência. Chama-se espectro direcional da onda à distribuição da energia das componentes em função da frequência e da direção $E_k(f, \theta)$. Pode-se demonstrar que a variância da elevação da superfície livre do mar é dada por

$$\langle \eta^2 \rangle = \int_0^{+\infty} E(f) df, \quad (7)$$

onde $E(f)$ é o chamado espectro de variância. O espectro de energia e o espectro de variância relacionam-se pela expressão

$$E_k(f) = \frac{1}{2} \rho g E(f), \quad (8)$$

sendo ρ a massa volúmica da água e g a aceleração gravítica. No remanescente deste texto, $E(f)$ representará indiscriminadamente, e sempre que daí não resulte confusão, os espectros de variância e de energia.

3.1.1.3 Equação de balanço da ação da onda

O modelo SWAN calcula a evolução da densidade da ação da onda, $N = E(\sigma, \theta)/\sigma$, no espaço e no tempo, a qual num referencial euleriano, com base na equação de conservação da densidade da ação da onda se escreve (Mei, 1983; Komen et al., 1994):

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(c_x N)}{\partial x} + \frac{\partial(c_y N)}{\partial y} + \frac{\partial(c_\sigma N)}{\partial \sigma} + \frac{\partial(c_\theta N)}{\partial \theta} = S_{\text{tot}}, \quad (9)$$

onde c_x , c_y , c_σ e c_θ são respetivamente as velocidades de propagação da ação da onda no espaço geométrico (x, y) , no espaço de frequência, σ , e no espaço direcional, θ . c_x e c_y são as componentes nas direções coordenadas do vetor velocidade de grupo, i.e.

$$\begin{cases} c_x = c_g \cos \theta \\ c_y = c_g \sin \theta \end{cases} \quad (10)$$

A equação de conservação da densidade da ação da onda inclui o efeito do empolamento (implícito na celeridade de grupo em função da profundidade) e a refração (expressa pela taxa de velocidade de mudança de direção, c_θ). Uma vez que não se considera a difração, a velocidade c_θ só se refere à refração.

O primeiro membro da equação (9) refere-se à parte da cinemática da equação enquanto que o segundo membro representa todos os termos, fontes ou sumidouros, associados aos fenómenos físicos que geram, dissipam e redistribuem a energia da onda.

No primeiro membro, o primeiro termo refere-se à taxa de variação da ação das ondas no tempo, o segundo e terceiro termos referem-se à propagação da ação das ondas no espaço geográfico e o quarto termo descreve o efeito da variação da frequência relativa da onda induzida pela variação de profundidade relativa e das correntes atuantes. Na ausência de correntes, este quarto termo assume valor nulo. O quinto termo da equação descreve o efeito da refração induzida em função da variação de profundidade e presença de correntes.

Para o fluxo de ação das ondas, relativamente à intensidade da energia, para águas pouco profundas, verificam-se seis fenómenos que contribuem para o parâmetro S_{tot} :

$$S_{tot} = S_{in} + S_{nl3} + S_{nl4} + S_{ds,w} + S_{ds,b} + S_{ds,br} , \quad (11)$$

sendo que S_{in} representa a geração de energia devido ao vento, S_{nl3} e S_{nl4} representam as interações não lineares a três ou quatro ondas, conforme sejam águas pouco profundas ou profundas/intermédias, respetivamente, na dissipação de energia. Os três últimos termos do segundo membro da equação referem-se à dissipação da energia da onda, que é calculada por três mecanismos: $S_{ds,w}$ representa a rebentação parcial (*whitecapping*), $S_{ds,b}$ representa o atrito no fundo e $S_{ds,br}$ representa a rebentação induzida pela profundidade relativa de propagação.

3.1.2 AÇÃO DO VENTO

A transferência da energia do vento para a superfície livre do mar realiza-se por dois mecanismos distintos: um primeiro mecanismo que inicia o crescimento da onda, e que resulta num aumento linear da energia da onda com o tempo, e um segundo mecanismo que resulta da interação do vento com as ondas já formadas, e que induz um crescimento exponencial da energia destas com o tempo. Nestas condições, ter-se-á que:

$$S_{in}(\sigma, \theta) = A + B E(\sigma, \theta) . \quad (12)$$

O parâmetro A (Cavaleri & Rizzoli, 1981) representa o crescimento linear da energia no tempo devido a flutuações de pressão atmosférica provocadas pelo vento. A segunda parcela que contém o parâmetro B , corresponde ao crescimento exponencial da energia (Snyder et al., 1981; Komen et al., 1984; The WAMDI Group, 1988).

O modelo SWAN assume a velocidade do vento medida 10 m acima do nível médio das águas, U_{10} , valor este que é convertido na velocidade de atrito, U_* . A expressão que traduz esta conversão é a seguinte:

$$U_*^2 = C_D U_{10}^2 , \quad (13)$$

em que C_D representa o coeficiente de atrito.

No presente trabalho foram utilizadas três formulações para o coeficientes de arrasto, Wu (1982), Hwang (2011) e Zijlema et al. (2012).

A formulação de Wu para o coeficiente de arrasto C_D é dada por:

$$C_D = \begin{cases} 1.2875 \times 10^{-3} & U_{10} < 7.5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.065U_{10}) \times 10^{-3} & \&U_{10} \geq 7.5 \text{ m/s} \end{cases} . \quad (14)$$

A formulação de Hwang para o coeficiente de arrasto C_D , é dado por:

$$C_D = 1 \times 10^{-4}(-0.016U_{10}^2 + 0.967U_{10} + 8.058). \quad (15)$$

A formulação de Zijlema é:

$$C_D = \left(0.55 + 2.97 \left(\frac{U_{10}}{U_{ref}} \right) - 1.49 \left(\frac{U_{10}}{U_{ref}} \right)^2 \right) \times 10^{-3} . \quad (16)$$

onde $U_{ref} = 31.5 \text{ m/s}$ é a velocidade do vento para a qual o coeficiente de arrasto assume o valor mais alto na expressão.

3.1.2.1 Crescimento linear

O cálculo do crescimento linear provocado pelo vento utiliza um filtro que permite eliminar as frequências mais baixas (Cavaleri & Rizzoli, 1981):

$$A(\sigma, \theta) = \frac{1.5 \times 10^{-3}}{g^2 2\pi} \{U_* \max[0, \cos(\theta - \theta_w)]\}^4 H , \quad (17)$$

em que θ_w representa a direção do vento, H é o filtro dado por

$$H(\sigma) = e^{-(\sigma/\sigma_{PM}^*)^4} , \quad (18)$$

onde σ_{PM}^* representa a frequência de pico para um mar completamente desenvolvido (Pierson & Moskowitz, 1964) parametrizada por

$$\sigma_{PM}^* = \frac{0.13g}{28U_*} 2\pi . \quad (19)$$

3.1.2.2 Crescimento exponencial

Relativamente ao crescimento exponencial foram utilizadas neste trabalho três formulações: Komen et al. (1984), de Rogers et al. (2012) e Westhuysen et al. (2007).

A formulação de Komen et al. (1984) é:

$$B(\sigma, \theta) = \max \left\{ 0, 0.25 \frac{\rho_a}{\rho_w} \left[28 \frac{U_*}{c} \cos(\theta - \theta_w) - 1 \right] \right\} \sigma , \quad (20)$$

onde c representa a celeridade de fase para a frequência σ , e ρ_a representa a massa volúmica do ar.

A formulação de Rogers et al. (2012) é dada por:

$$B(f, \theta) = \gamma(f, \theta) \sigma \frac{\rho_a}{\rho_w} , \quad (21)$$

em que

$$\gamma(f, \theta) = G \sqrt{B_n(f)} w(f, \theta) , \quad (22)$$

$$G = 2.8 - \left\{ 1 + \tanh \left[10 \sqrt{B_n(f)} w(f, \theta) - 11 \right] \right\}, \quad (23)$$

$$w(f, \theta) = \left\{ \max \left[0, \frac{U}{c} \cos(\theta_{wv} - \theta_{wn}) - 1 \right] \right\}^2, \quad (24)$$

onde $f = 1/T$ é a frequência, θ_{wv} e θ_{wn} são as direções da onda e do vento, respetivamente, e B_n é a variável adimensional de saturação espectral (para detalhes ver Rogers et al., 2012).

3.1.3 DISSIPACÃO DE ENERGIA

3.1.3.1 Dissipação de energia por rebentação parcial

Foram utilizadas quatro formulações para a dissipação de energia por rebentação parcial (*whitecapping*): a formulação de Komen et al. (1984), a formulação de Janssen (1991), a formulação de Rogers et al. (2012) e a formulação de Alves & Banner (2003).

A rebentação parcial de uma onda depende ao início do equilíbrio físico relativo da superfície geométrica definida pela massa de água da onda, descrita relativamente à sua declividade.

A dissipação por rebentação é representada pela seguinte expressão (The WAMDI Group, 1988):

$$S_{ds,w}(\sigma, \theta) = -\Gamma \tilde{\sigma} \frac{k}{\tilde{k}} E(\sigma, \theta), \quad (25)$$

onde Γ é o coeficiente de declividade relativa, $\tilde{\sigma}$ e $\tilde{k}$ são a frequência e o número de onda médios, respetivamente.

Segundo Komen et al. (1984), o valor de Γ depende das características do vento formuladas visto que é estimado pela equação de balanço de energia para um estado de mar completamente desenvolvido:

$$\Gamma = C_{ds} \left((1 - \delta) + \delta \frac{k}{\tilde{k}} \right) \left(\frac{\tilde{s}}{\tilde{s}_{PM}} \right)^p, \quad (26)$$

em que C_{ds} , δ e p são coeficientes reguláveis, $\tilde{s}$ representa a declividade total da onda e $\tilde{s}_{PM}$ representa o valor da declividade total referente ao espectro de Pierson-Moskowitz, que é definida como:

$$\tilde{s} = \tilde{k} \sqrt{E_{tot}}. \quad (27)$$

A frequência média, $\tilde{\sigma}$, o número médio de onda, $\tilde{k}$ e a energia total da onda, E_{tot} , são definidos respetivamente por:

$$\tilde{\sigma} = \left(E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sigma} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-1}, \quad (28)$$

$$\tilde{k} = \left(E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{k}} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-2}, \quad (29)$$

$$E_{tot} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta. \quad (30)$$

No modelo de Janssen a declividade é dada por:

$$\Gamma = C_{ds} \left((1 - \delta) + \delta \frac{k}{\tilde{k}} \right) \left(\frac{\tilde{s}}{\tilde{s}_{PM}} \right)^p, \quad (31)$$

onde $\tilde{s}_{PM} = \sqrt{3.02 \times 10^{-3}}$ e a declividade total da onda, $\tilde{s}$ é calculada por

$$\tilde{s} = \tilde{k} \sqrt{E_{tot}} . \quad (32)$$

Na formulação de Rogers, a dissipação por *whitecapping* divide-se em duas componentes, T_1 e T_2 , sendo

$$S_{ds}(f, \theta) = T_1(f, \theta) + T_2(f, \theta) . \quad (33)$$

A componente T_1 corresponde a um mecanismo de dissipação que resulta da instabilidade da onda com frequência f . A componente T_2 tem em conta a dissipação de energia na frequência f induzida pela turbulência criada pela rebentação de ondas mais longas (para mais pormenores ver Rogers et al. (2012)). A componente T_2 considera ainda a dissipação lenta de energia em ondas longas fora da zona de geração (*swell*), incluindo o SWAN duas formulações alternativas para a sua quantificação: Ardhuin et al. (2010) e Zieger et al. (2015).

A formulação de Alves é dada por:

$$S_{ds}(k, \theta) = -C_{ds} \left[\frac{B(k)}{B_r} \right]^{\frac{p}{2}} (E_{tot} k_p^2)^m \left(\frac{k}{\tilde{k}} \right)^n \omega(k, \theta) , \quad (34)$$

onde $B(k) = k^4 F(k)$ é um parâmetro de saturação local definido em termos de espectro de número de onda, integrado em azimute $F(k)$. $E_{tot} k_p^2$ é um parâmetro integral da inclinação espectral e k_p é o número de onda de pico, B_r é o nível de saturação do limiar e os expoentes m e p são constantes determinadas numericamente que permitem a correspondência das quantidades espectrais calculadas com as observações.

3.1.3.2 Dissipação de energia induzida pelo atrito dos fundos

Em águas pouco profundas, o movimento orbital das partículas líquidas prolonga-se até ao fundo, ocorrendo assim um fenómeno denominado como atrito no fundo, que ocorre com transferência de energia. A dissipação provocada pela profundidade é originada por: atrito de fundo, relevo de fundo, filtração e espalhamento (*scattering*) em fundos irregulares. A dissipação pode ser definida da seguinte forma:

$$S_{ds,b}(\sigma, \theta) = -C_f \frac{\sigma^2}{g^2 \sinh^2(kh)} E(\sigma, \theta) . \quad (35)$$

onde C_f representa o coeficiente de atrito de fundo, que obedece ao movimento orbital inferior.

A velocidade orbital no fundo, U_{rms} , é dada por:

$$U_{rms}^2 = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sigma^2}{\sinh^2(kh)} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta . \quad (36)$$

Com o intuito de determinar valores do coeficiente de atrito de fundo foram estudados variados modelos, estando os mais importantes presentes no modelo SWAN.

Através de resultados do projeto JONSWAP, Hasselmann et al. (1973) chegaram à conclusão que para condições de ondulação longa (*swell*), $C_f = 0.038 \text{ m}^2/\text{s}^3$, e mais tarde Bouws & Komen, (1983) deduziram que, para águas pouco profundas em estado de completo desenvolvimento, $C_f = 0.067 \text{ m}^2/\text{s}^3$. A partir de uma formulação de Hasselmann & Collins (1968), Madsen et al. (1988) obtiveram uma relação entre o coeficiente de atrito do fundo e a velocidade orbital junto ao fundo:

$$C_f = f_w \frac{g}{\sqrt{2}} U_{rms} , \quad (37)$$

onde f_w é o coeficiente adimensional de atrito, que se pode ser definido pela seguinte expressão:

$$\frac{1}{4\sqrt{f_w}} + \log_{10} \left[\frac{1}{4\sqrt{f_w}} \right] = m_f + \log_{10} \left[\frac{a_b}{K_N} \right]. \quad (38)$$

Nesta última expressão, $m_f = -0.08$ (Jonsson & Carlsen 1976), a_b é a amplitude representativa do relevo de fundo, dada por:

$$a_b^2 = 2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sinh^2(kh)} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta, \quad (39)$$

e K_N representa a escala inferior do comprimento de fundo e para valores de a_b/K_N inferiores a 1.57 o valor do coeficiente f_w é de 0.30.

3.1.3.3 Dissipação de energia por rebentação induzida pela profundidade relativa de propagação

O que provoca a rebentação das ondas é a diminuição da profundidade, pois à medida que a profundidade diminui, a energia da onda vai-se concentrando e a dado instante a onda rebenta com uma rápida dissipação de energia. No modelo SWAN para descrever a rebentação induzida pelo fundo é utilizada a formulação do modelo desenvolvido por Battjes & Janssen (1978). A taxa média de dissipação da energia por unidade de área horizontal devido à rebentação da onda, D_{tot} , depende do coeficiente de rebentação, $\gamma = H_{\max}/h$, onde $H_{\max}$ é a altura máxima local da onda correspondente à profundidade h . No modelo SWAN, o valor do coeficiente γ pode ser constante ou variável. O valor mínimo do coeficiente γ a partir do qual a onda se torna instável e rebenta é $\gamma = 0.73$. O valor de D_{tot} é dado por:

$$D_{tot} = -\frac{1}{4} \alpha_{BJ} Q_b \left(\frac{\tilde{\sigma}}{2\pi} \right) H_{\max}^2, \quad (40)$$

em que $\alpha_{BJ} = 1$ e Q_b corresponde à fração de rebentação, que pode ser determinada pela expressão:

$$\frac{1 - Q_b}{\ln(Q_b)} = -8 \frac{E_{tot}}{H_{\max}^2}, \quad (41)$$

e $\tilde{\sigma}$ é a frequência média, expressa por:

$$\tilde{\sigma} = E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sigma E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta. \quad (42)$$

A dissipação total (integrada através do espectro), em virtude deste tipo de rebentação da onda, $S_{ds,br}$, pode ser modelada através da expressão de Battjes & Janssen (1978), dada por:

$$S_{ds,br}(\sigma, \theta) = \frac{D_{tot}}{E_{tot}} E(\sigma, \theta). \quad (43)$$

3.1.4 INTERAÇÃO NÃO LINEAR DAS ONDAS

As interações não lineares das ondas são as principais causadoras da evolução do espectro e a sua representação evidencia a diferença básica entre diferentes gerações de modelos de ondas. Este fenómeno é um mecanismo físico fundamental relativo à interação entre parâmetros espectrais, ocasionando a transferência de energia entre componentes e redistribuindo a energia do espectro.

3.1.4.1 Tríades

Em águas pouco profundas, as interações não lineares entre ondas não lineares a três ondas (tríades), transferem energia das frequências mais baixas para as frequências mais altas. O modelo SWAN utiliza o método de Eldeberky (1996), *Lumped Triad Approximation* (LTA), para as interações não lineares de três ondas. O efeito do correspondente termo fonte para uma interação onda-onda de tríades num espectro JONSWAP em águas pouco profundas é mostrado na Figura 10. As condições de ressonância

para três componentes de onda requerem que as somas de frequências e vetores de número de onda de dois componentes de onda de propagação livre sejam iguais à frequência e ao número de onda, respetivamente, de um terceiro componente de onda de propagação livre.

A modelação teórica das interações onda-onda de tríades é baseada em equações de Boussinesq. Estas equações são fundamentalmente não lineares e incluem implicitamente a tríade de interação onda-onda. São formuladas no domínio do tempo, mas podem transformadas no domínio da frequência. Esta transformação fornece equações acopladas para a evolução dos componentes harmónicos envolvidos. As equações acopladas podem ser transformadas numa equação de evolução bifásica numa equação de balanço de energia. Esta nova abordagem permite modelar ondas não lineares no domínio espectral uma vez que adiciona um novo modelo de onda. A expressão para a aproximação da tríade de Eldeberky (1996) é a seguinte:

$$S_{nl3}(f, \theta) = S_{nl3}^+(f, \theta) + S_{nl3}^-(f, \theta) \quad (44)$$

onde o termo $S_{nl3}^+(f, \theta)$ representa a energia recebida da frequência $f/2$ e o termo $S_{nl3}^-(f, \theta)$ representa a energia perdida para a frequência $2f$ (para mais detalhes consultar Holthuijsen, 2007).

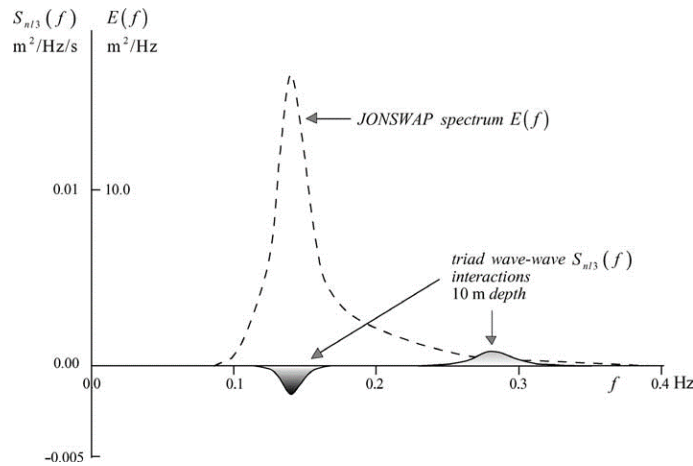


Figura 10: Efeito do termo fonte para uma interação onda-onda de tríades num espectro JONSWAP em águas pouco profundas (fonte: (Holthuijsen, 2007)).

3.1.4.2 Quadrupletos

Hasselmann (1960,1962,1963,1966) e Zakharov (1968) inferiram que as interações onda-onda provocam o rápido crescimento das ondas na face frontal do espectro mas também são responsáveis pela forma do espectro, pelo desenvolvimento do pico de energia e pela migração desse pico para frequências mais baixas. Segundo estes autores, a consequência da entrada de energia na taxa de migração do pico de energia é insignificante e pode ser desprezada quando comparada com a interação não linear. Na região do espectro próxima do pico, o ganho de energia supera a dissipação e o excesso de energia é transferido, por ação das interações, para as baixas e, parcialmente, para as altas frequências. O vento influi na transferência de energia entre quadrupletos no sentido das baixas frequências e apenas uma parte se transporta no sentido crescente das frequências. O fenómeno de dissipação de excesso de energia por rebentação parcial (*whitecapping*) sucede quando as ondas alcançam um determinado valor de energia.

Quando são geradas duas ondas, estas podem interferir e gerar uma terceira onda, conforme o padrão de interferência. Este padrão possui comprimento de onda, celeridade e direção que ao entrar em

ressonância desencadeia uma transferência de energia. Em águas profundas, este fenómeno dá-se unicamente entre três componentes harmónicas que geram uma quarta componente: interação onda-onda entre quadrupletos.

O cálculo das interações não lineares a quatro ondas, S_{nl4} , implica o integral de Boltzman (Komen et al., 1996). Os modelos numéricos, inclusive o modelo SWAN, utilizam aproximações deste cálculo, como por exemplo o *Discrete Interaction Approximation* (DIA) apresentado por Hasselmann et al. (1985). O método é uma simplificação do integral de Boltzman que conserva as propriedades do integral inicial.

O método Webb-Resio-Tracy (WRT), que resultou de estudo de Hasselmann (1962) e mais tarde de Webb (1978) e Tracy & Resio (1982), é um segundo método de computação das interações não lineares utilizado pelo SWAN. Este método baseia-se na formulação original da integral de Boltzman, o qual descreve a taxa de variação da densidade de uma onda devido à interação entre pares de quatro ondas. A expressão é a seguinte:

$$S_{nl4}(\vec{k}_4) = \int \int T_1(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_4) E(\vec{k}_1) E(\vec{k}_2) E(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_4) d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 - E(\vec{k}_4) \iint T_2(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_4) E(\vec{k}_1) E(\vec{k}_2) d\vec{k}_1 d\vec{k}_2. \quad (45)$$

onde $\vec{k}_4$ é o número de onda vetorial do componente de onda considerado no termo de origem, $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ e $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_4$ são os outros três componentes de onda envolvidos. T_1 e T_2 são coeficientes de transferência, que são funções dos vetores de número de onda envolvidos (Holthuijsen et al., 1989).

Como consequência da interação de grupos de quatro ondas, há transferência de energia das altas para as baixas frequências, logo o pico migra para as baixas frequências. Esta transferência de energia das altas para as baixas frequências permite corrigir desvios iniciais relativos ao espectro JONSWAP (ver Figura 11).

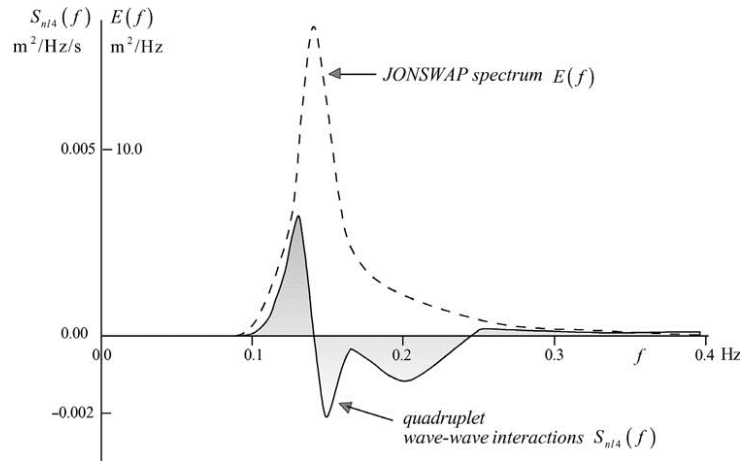


Figura 11: Efeito do termo fonte para uma interação onda-onda de quadrupletos num espectro JONSWAP em águas profundas (fonte: (Holthuijsen, 2007)).

3.2 MODELO XBeach

O modelo numérico XBeach (Deltares, 2017) é um modelo open-source, originalmente desenvolvido com o intuito de simular os processos hidrodinâmicos e morfodinâmicos junto à costa num domínio de muitos quilómetros e em uma escala de tempo das tempestades. O cálculo hidrodinâmico é efetuado a uma dimensão horizontal, 1DH, ou a duas dimensões horizontais, 2DH, e inclui ondas de longo período, fluxo médio e correntes induzidas por ondas. O cálculo do transporte de sedimentos inclui transporte de sedimentos não coesivos, galgamento de barreiras costeiras naturais ou artificiais, e erosão ou acreção das praias e dunas próximas durante eventos de tempestade. O modelo permite calcular em simultâneo a equação das ondas curtas em função do tempo, as equações de energia do rolo (rebentação), as equações não lineares de águas pouco profundas, o transporte de sedimentos e as equações de evolução de leito. Como condições fronteira são necessários os níveis de maré, os parâmetros espectrais de agitação marítima na fronteira oceânica (Vieira et al., 2020).

3.2.1 DOMÍNIO E DEFINIÇÕES

3.2.1.1 Sistema de coordenadas

No sistema de coordenadas do modelo XBeach, o eixo OX está sempre orientado perpendicularmente à linha de costa e o eixo OY paralelamente à costa. As coordenadas são definidas como coordenadas globais e a malha pode ser curvilínea. No caso de malha retangular devem ser fornecidas ao modelo um sistema de coordenadas locais orientadas em relação às coordenadas globais (xw, yw) através da origem ($xori, yori$) e com uma orientação α definida no sentido anti-horário relativamente ao eixo OX de coordenadas globais (xw) (ver Figura 12).

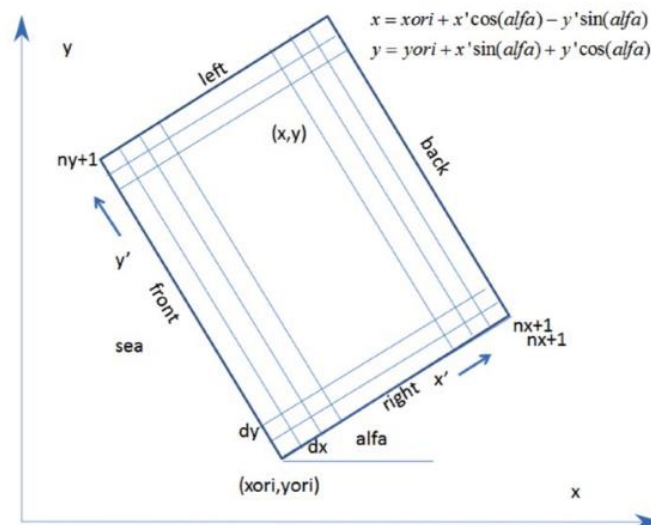


Figura 12: Sistema de coordenadas retangular XBeach (fonte: Deltares, 2017).

3.2.1.2 Configuração da grelha

A grelha do modelo XBeach é uma grelha onde os níveis da água, as profundidades e as concentrações de sedimentos são definidos nos centros das células (pontos η), e as velocidades e o transporte de sedimentos são definidos nas interfaces celulares (pontos u e v) (ver Figura 13). Relativamente ao balanço de energia das ondas, a densidade espectral da energia e a tensão de radiação são também definidas no centro das células, enquanto os gradientes da tensão de radiação são definidos nas interfaces celulares. No centro das células as velocidades são obtidas por interpolação, e são apenas para

apresentação de resultados. A propagação das ondas, o escoamento, o transporte de sedimentos, e a evolução do leito, para as condições de fronteira da agitação e do escoamento variáveis, são calculadas por equações a duas dimensões horizontais.

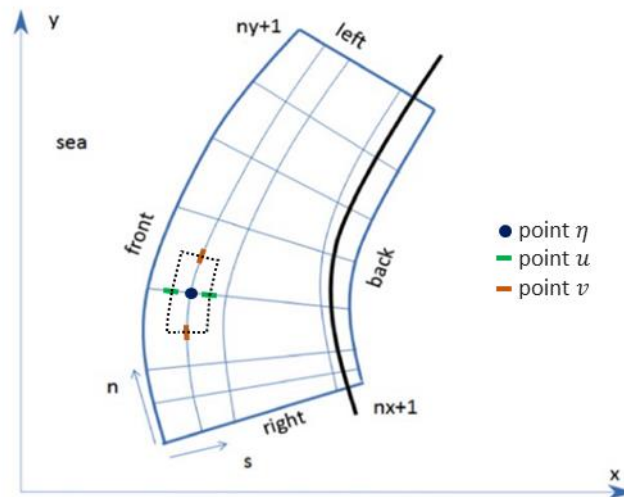


Figura 13: Sistema de coordenadas curvilíneas XBeach (adaptado de Deltares, 2017).

3.2.2 OPÇÕES HIDRODINÂMICAS

Desde o início do desenvolvimento do modelo XBeach foram surgindo uma serie de ferramentas adicionais que permitem opção de escolha relativamente à escala temporal a utilizar, sendo possível optar entre modelo de onda estacionária, modo *surf beat* e modo não hidrostático.

No modo de onda estacionária calculam-se eficientemente as equações de conservação da ação da onda, mas desprezam-se as ondas de infragravidade. Neste modo são considerados os processos de propagação das ondas, espalhamento direcional, empolamento, refração, dissipação de fundo, rebentação da onda, e formação do rolo. No modo *surf beat* são calculadas as variações das ondas curtas e das longas que lhes estão associadas. No modo não hidrostático, é considerada a combinação das equações não lineares de águas pouco profundas com uma equação de correção da pressão, modelando o comportamento das ondas individuais.

3.2.3 AÇÃO DE ONDAS CURTAS

3.2.3.1 Conservação da ação de ondas curtas

A equação de conservação da ação de ondas curtas é implementada no modo de onda estacionária. A ação da onda na equação de águas pouco profundas é obtida a partir de uma equação semelhante ao modelo ISWA (*hindcasting of waves in shallow-water*) de Holthuijsen et al. (1989), em que a distribuição direcional da densidade de energia é considerada. Estas equações não incluem o crescimento da onda por ação do vento nem a interação onda-onda. São tidos em consideração os processos de propagação das ondas, espalhamento direcional, empolamento, refração, dissipação de fundo, rebentação da onda, e formação do rolo. O XBeach admite três processos de dissipação de ondas curtas: dissipação por rebentação, D_w , atrito de fundo, D_f , e atrito devido a vegetação D_v . A equação de balanço da ação das ondas é dada por:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial C_x N}{\partial x} + \frac{\partial C_y N}{\partial y} + \frac{\partial C_\theta N}{\partial \theta} = -\frac{D_w + D_f + D_v}{\sigma}, \quad (46)$$

sendo a velocidade de propagação da ação da onda no espaço direcional, C_θ , dada:

$$C_\theta(x, y, t, \theta) = \frac{\sigma}{\sinh 2kh} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial h}{\partial y} \cos \theta \right). \quad (47)$$

3.2.3.2 Interação onda-corrente

A interação onda-corrente traduz a interação entre as ondas e o escoamento médio, onde ocorre uma transferência de energia. No XBeach esta interação é considerada corrigindo o número de onda, k , recorrendo às equações eikonais, que têm implicação na velocidade de propagação de grupo de ondas. Os números de onda perpendicularmente e paralelamente à costa são determinados respetivamente por

$$k_x = k_x^{n-1} + k_x^*, \quad (48)$$

e

$$k_y = k_y^{n-1} + k_y^*, \quad (49)$$

onde o índice $n - 1$ indica o número de onda no instante de cálculo anterior, e k_x^* e k_y^* são os termos de correção devidos à presença de uma corrente. Os termos de correção são determinados pelas equações eikonais:

$$\frac{\partial k_x}{\partial t} + \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad (50)$$

$$\frac{\partial k_y}{\partial t} + \frac{\partial w}{\partial y} = 0, \quad (51)$$

sendo a frequência radial, ω , é dada por

$$\omega = \sigma + k_x u^L + k_y v^L \quad (52)$$

onde u^L e v^L são as velocidades lagrangeanas médias em profundidade, perpendicular e paralela à costa, respetivamente. O número de onda, k , é obtido como

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}. \quad (53)$$

As componentes da velocidade de grupo das ondas, c_x e c_y , são dadas por:

$$\begin{aligned} c_x(x, y, t, \theta) &= c_g \cos \theta + u^L, \\ c_y(x, y, t, \theta) &= c_g \sin \theta + v^L. \end{aligned} \quad (54)$$

A velocidade de propagação no espaço direcional, c_θ , é obtida por:

$$\begin{aligned} c_\theta(x, y, t, \theta) &= \frac{\sigma}{\sinh 2kh} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial h}{\partial y} \cos \theta \right) + \cos \theta \left(\sin \theta \frac{\partial u}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ &\quad + \sin \theta \left(\sin \theta \frac{\partial v}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial v}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (55)$$

onde o primeiro termo corresponde à refração no fundo e os dois últimos termos correspondem à deriva da corrente.

3.2.3.3 Dissipação

— Dissipação por rebentação da onda

No caso de ondas estacionárias, para a taxa de energia por unidade de área dissipada por unidade de tempo, na rebentação da onda, $\bar{D}_w$, podem ser usadas duas formulações, a formulação de Baldock et al. (1998) ou a formulação proposta por Janssen & Battjes (2007).

Na formulação de Baldock et al. (1998), a taxa de dissipação é dada por:

$$\bar{D}_w = \frac{1}{4} \alpha Q_b \rho_w g \bar{f} (H_b^2 + H_{rms}^2), \quad (56)$$

em que Q_b é a fração de ondas que rebentam, H_b é altura de rebentação de onda, H_{rms} é a altura quadrática média da onda, $\bar{f}$ é uma frequência representativa das ondas e α é o coeficiente de dissipação de onda. No modo estacionário, a fração de ondas que rebentam é dada por

$$Q_b = \exp \left[- \left(\frac{H_b^2}{H_{rms}^2} \right) \right], \quad (57)$$

e a máxima altura de rebentação, H_b , é dada pelo critério de Miche modificado (Battjes & Janssen, 1978):

$$H_b = \frac{0.88}{k} \tanh \left(\frac{\zeta}{0.88} kh \right), \quad (58)$$

em que ζ é um fator de calibração.

Na formulação de Janssen & Battjes (2007), a taxa de dissipação é dada por:

$$\bar{D}_w = \frac{3}{16} \sqrt{\pi} \alpha \bar{f} \rho g H_{rms}^3 Q_b, \quad (59)$$

sendo a fração de ondas rebentadas calculada como

$$Q_b = 1 + \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left(\left(\frac{H_b}{H_{rms}} \right)^3 + \frac{3}{2} \frac{H_b}{H_{rms}} \right) e^{-\left(\frac{H_b}{H_{rms}} \right)^2} - \operatorname{erf} \left(\frac{H_b}{H_{rms}} \right), \quad (60)$$

onde $\operatorname{erf}(\cdot)$ é a função erro de Gauss, dada por:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-x}^x e^{-t^2} dt. \quad (61)$$

Em ambos os modos estacionário e não estacionário, a energia dissipada é distribuída em todas as direções:

$$D_w(x, y, t, \theta) = \frac{S_w(x, y, t, \theta)}{E_w(x, y, t)} \bar{D}_w(x, y, t), \quad (62)$$

sendo $D_w(x, y, t, \theta)$ a taxa de dissipação na direção θ e $S_w(x, y, t, \theta)$ a energia por unidade de área na direção θ , definidas de tal forma que

$$\bar{D}_w(x, y, t) = \int_0^{2\pi} D_w(x, y, t, \theta) d\theta, \quad (63)$$

e

$$E_w(x, y, t) = \int_0^{2\pi} S_w(x, y, t, \theta) d\theta, \quad (64)$$

onde $E_w(x, y, t)$ é a densidade de energia da onda no ponto (x, y) , no instante t .

— Dissipação por atrito de fundo

A taxa de dissipação de energia causada por atrito de fundo é dada pela expressão (Deltares, 2017):

$$D_f = \frac{2}{3\pi} \rho f_w \left(\frac{\pi H_{rms}}{T_{m01} \sinh kh} \right)^3, \quad (65)$$

onde f_w é o coeficiente de fricção para ondas curtas, e T_{m01} é o período médio espectral.

3.2.3.4 Tensão de radiação

As tensões de radiação são o fluxo da quantidade de movimento induzida pela onda, o qual é dimensionalmente equivalente a uma tensão (Longuet-Higgins & Stewart, 1964). O tensor das tensões de radiação, $\mathbf{S}$, tem quatro componentes,

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} \\ S_{yx} & S_{yy} \end{bmatrix}, \quad (66)$$

as quais são calculadas no modelo como

$$S_{xx}(x, y, t) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left(n - \frac{1}{2} + n \cos^2 \theta \right) E(\sigma, \theta) d\theta d\sigma, \quad (67)$$

$$S_{xy}(x, y, t) = S_{yx}(x, y, t) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} (n \cos \theta \sin \theta) E(\sigma, \theta) d\theta d\sigma, \quad (68)$$

$$S_{yy}(x, y, t) = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left(n - \frac{1}{2} + n \sin^2 \theta \right) E(\sigma, \theta) d\theta d\sigma, \quad (69)$$

onde $n = c_g/c$.

Para resolver a hidrodinâmica associada à onda na escala de tempo do grupo de ondas, o modelo morfodinâmico considerado é um modelo espectral, que ignora a fase de onda. À medida que as ondas se propagam desde águas profundas até às praias, a forma destas e o movimento orbital da água tornam-se cada vez mais não lineares devido à amplificação dos harmónicos de ordem superior. No modelo XBeach são possíveis duas formulações para a forma da onda para ter em consideração esta não linearidade, sendo por defeito considerada a formulação de Van Thiel de Vries (2009).

Van Thiel de Vries (2009) propôs uma extensão do modelo de forma de onda de Rienecker & Fenton, (1981) onde o modelo de onda curta é descrito por uma tabela de pesquisa destes dois últimos autores com componentes não lineares obtidos com a teoria da função da corrente. Neste modelo a assimetria da onda, S_k e a assimetria orbital da onda, A_s , são calculadas em cada ponto da grelha com base na profundidade da água, altura de onda adimensional e período de onda adimensional.

A assimetria da onda depende da velocidade do escoamento junto ao leito, S_k , é dada por:

$$S_k = \frac{\overline{u_{bed}^3}}{\sigma_{u_{bed}}^3}, \quad (70)$$

onde u_{bed} é a velocidade de escoamento de ondas curtas junto ao leito e $\sigma_{u_{bed}}$ é o respetivo desvio padrão. A velocidade u_{bed} é calculada da seguinte forma:

$$u_{bed} = \sum_{i=1}^{i=8} w A_i \cos(i\omega t) + (1 - w) A_i \sin(i\omega t), \quad (71)$$

onde o índice i representa o i -ésimo harmónico, ω é a frequência angular da onda, A_i é a amplitude do harmónico específico e w é a função de ponderação que afeta a forma da onda. As amplitudes A_1 a A_8 são calculadas a partir da teoria de função de fluxo e variam com a altura de onda adimensional e com o período de onda adimensional.

A assimetria da onda, S_k pode ser calculada com a mesma expressão, substituindo u_{bed} por uma transformada de Hilbert.

A função de ponderação pode ser expressa em função da assimetria e da assimetria orbital da onda. A relação entre a fase, ϕ , e a ponderação, w , foi analisada por Van Thiel de Vries, (2009) para fazer variar a ponderação, w , entre 0 e 1 em pequenos passos de tempo. As amplitudes são calculadas com a formulação de Rienecker & Fenton, (1981) em função da altura de onda e da profundidade da água. Constata-se que há uma relação única entre w e ϕ para qualquer combinação de alturas de onda, período de onda e profundidade da água, descrita por:

$$w = 0.2719 \ln \left(\left| \frac{\phi - 1.8642}{0.2933 - \phi} \right| \right) + 0.5 . \quad (72)$$

3.2.3.5 Turbulência

A turbulência induzida pelo rebentamento das ondas na superfície da água deve ser transportada em direção ao leito para ser considerada na movimentação dos sedimentos.

Existem três possibilidades para calcular a variação da turbulência no leito no XBeach, no entanto, por defeito o modelo utiliza a formulação de Svendsen (1984^a) para o calculo da energia média de turbulência próxima do leito de onda, k_b :

$$k_b = \frac{\overline{k_s}}{\exp(h/L_{mix}) - 1} , \quad (73)$$

onde $\overline{k_s}$ é a energia turbulenta média da onda e L_{mix} é um comprimento de mistura que depende da largura do rolo (para mais detalhes consultar Svendsen, 1984a).

3.2.3.6 Energia de balanço do rolo

A equação de conservação da ação das ondas curtas descreve corretamente a propagação e o decaimento da energia das ondas, no entanto é recorrente ocorrer um atraso entre o ponto em que as ondas rebentam (onde se espera que ocorram os gradientes de tensão de radiação mais fortes) e o ponto onde a configuração das ondas e a corrente litoral se começam a concentrar. Este fenómeno é comumente atribuído ao armazenamento temporário da quantidade de movimento, em direção à costa, nos rolos de superfície.

Vários autores estudaram as dimensões dos rolos e o efeito da tensão de radiação: Longuet-Higgins & Stewart (1964); Svendsen (1984b); Roelvink & Stive (1989); Katoh & Yanagishima (1991); Deigaard (1993) e Zhuang et al. (1995).

Os rolos podem ser definidos como um cilindro de água com secção transversal de área R , que deslizam pela encosta frontal de uma onda que rebenta. A tensão de corte, τ_{roller} , exercida pelo rolo na água sob este é:

$$\tau_{roller} = \frac{\rho g R}{L} \beta_s , \quad (74)$$

onde β_s é a inclinação da frente da onda quando rebenta e L é o comprimento da onda. A energia cinética do rolo é dada por:

$$E_r = \frac{1}{2} \frac{\rho R (\overline{u_{roller}^2 + w_{roller}^2})}{L}, \quad (75)$$

onde u_{roller} e w_{roller} são as componentes da velocidade das partículas de água que compõe o rolo respetivamente nas direções horizontal e vertical.

A contribuição da tensão de radiação é

$$S_{xx} = \frac{\rho R (\overline{u_{roller}^2 + w_{roller}^2})}{L}. \quad (76)$$

A equação de conservação da energia do rolo é formulada como:

$$\frac{dE_r}{dt} = \frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{\partial E_r c \cos \theta}{\partial x} + \frac{\partial E_r c \sin \theta}{\partial y} = S - D_r, \quad (77)$$

onde S é a perda do movimento das ondas organizadas devido à rebentação e D_r é a dissipação de energia, dado por

$$D_r = \tau_{roller} c_g. \quad (78)$$

Sendo a rebentação um fenómeno muito complexo, apenas é possível estimar aproximadamente a ordem de grandeza dos parâmetros nas equações. Vários autores sugeriram que a velocidade no rolo pode ser aproximada a uma velocidade horizontal e igual à celeridade da onda. Neste caso, para ondas que se deslocam na direção OX :

$$S_{xx,roller} = 2E_r. \quad (79)$$

Kato & Yanagishima (1991) sugeriram uma equação para o balanço de energia do rolo, tal que:

$$\begin{cases} S_{xx,roller} = E_r \cos^2 \theta \\ S_{xy,roller} = E_r \cos \theta \sin \theta \\ S_{yy,roller} = E_r \sin^2 \theta \end{cases} \quad (80)$$

A dissipação do rolo em função de E_r é obtida fazendo:

$$\overline{(u_{roller}^2 + w_{roller}^2)} = \beta_2 c_g^2. \quad (81)$$

Combinando as equações 79 e 81 é obtida a expressão:

$$D_r = 2\beta_s \beta_u \frac{g}{c_g} E_r, \quad (82)$$

onde β_s e β_u são coeficientes que podem ser associados e denominados de β .

O forçamento da corrente litoral provocado pelo gradiente de tensão de radiação pode ser obtido do equilíbrio entre a energia das ondas e dos rolos:

$$F_y = -\frac{\sin(\theta)}{c} \frac{\partial}{\partial x} (E c_g \cos(\theta) + E_r c \cos(\theta)). \quad (83)$$

3.2.3.7 Equações de Saint-Venant

Para modelar as correntes geradas pela maré, induzidas pela rebentação ou ainda pela presença de escoamentos fluviais, o XBeach recorre às equações de Saint-Venant numa formulação Lagrangeana Generalizada Média (GLM) (Andrews et al., 1978; Walstra et al., 2000). As equações da continuidade e da conservação da quantidade da quantidade de movimento são formuladas em termos das velocidades

lagrangeanas u^L e v^L , que são definidas pela distância que uma partícula de água percorre num período de onda, dividida por esse período. Estas velocidades estão relacionadas com as velocidades eulerianas, u^E e v^E , que correspondem à velocidade média observada num ponto fixo, pelas seguintes expressões:

$$\begin{cases} u^L = u^E + u^S \\ v^L = v^E + v^S \end{cases} \quad (84)$$

onde u^S e v^S são o desvio de Stokes (Phillips, 1977). O desvio de Stokes é calculado considerando a propagação da energia da onda, E :

$$\begin{cases} u^S = \frac{E \cos \theta}{\rho h c} , \\ v^S = \frac{E \sin \theta}{\rho h c} . \end{cases} \quad (85)$$

A equação GLM para a conservação da massa é

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial h u^L}{\partial x} + \frac{\partial h v^L}{\partial y} = 0 , \quad (86)$$

E, para a conservação da quantidade de movimento, as equações são

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^L}{\partial t} + u^L \frac{\partial u^L}{\partial x} + v^L \frac{\partial u^L}{\partial y} - f v^L - v_h \left(\frac{\partial^2 u^L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u^L}{\partial y^2} \right) \\ = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_{sx}}{\rho h} - \frac{\tau_{bx}^E}{\rho h} + \frac{1}{\rho h} (S_{xx} + S_{yx}) + \frac{\tau_{v,x}}{\rho h} , \end{aligned} \quad (87)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^L}{\partial t} + u^L \frac{\partial v^L}{\partial x} + v^L \frac{\partial v^L}{\partial y} + f u^L - v_h \left(\frac{\partial^2 v^L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^L}{\partial y^2} \right) \\ = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_{sy}}{\rho h} - \frac{\tau_{by}^E}{\rho h} + \frac{1}{\rho h} (S_{xy} + S_{yy}) + \frac{\tau_{v,y}}{\rho h} , \end{aligned} \quad (88)$$

onde τ_{sx} e τ_{sy} são as tensões superficiais devidas ao vento, τ_{bx} e τ_{by} são as tensões de atrito no fundo, η é a elevação da superfície livre, $\tau_{v,x}$ e $\tau_{v,y}$ são as tensões induzidas pela vegetação, v_h é um coeficiente viscosidade horizontal e f é o coeficiente de Coriolis.

3.2.3.8 Viscosidade horizontal

A viscosidade horizontal, v_h , é calculada por defeito utilizando a formulação de Smagorinsky (1963). Esta formulação permite decompor a quantidade de movimento horizontal em escalas espaciais menores que o tamanho da célula da grelha computacional, resultando:

$$v_h = c_s^2 2^{1/2} \sqrt{\left(\frac{\delta u}{\delta x} \right)^2 + \left(\frac{\delta v}{\delta y} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} \right)^2} \Delta x \Delta y , \quad (89)$$

onde c_s é a constante de Smagorinsky. O XBeach também permite desativar o modelo de Smagorinsky e utilizar um valor constante para a viscosidade horizontal definido pelo utilizador.

3.2.3.9 Tensão de atrito no fundo

O atrito do leito associado a correntes médias e ondas longas é incluído através da formulação da tensão de atrito no fundo. É utilizada a aproximação de Ruessink et al. (2001) para a tensão de atrito no fundo, dada por:

$$\begin{cases} \tau_{bx} = c_f \rho u^E \sqrt{(1.16 u_{rms})^2 + (u^E + v^E)^2} \\ \tau_{by} = c_f \rho v^E \sqrt{(1.16 u_{rms})^2 + (u^E + v^E)^2} \end{cases}, \quad (90)$$

onde c_f é o coeficiente de atrito no leito, que no caso da formulação de Manning é dado

$$c_f = \frac{gn^2}{h^{1/3}}, \quad (91)$$

sendo n o coeficiente de Manning.

3.2.4 TRANSPORTE DE SEDIMENTOS

3.2.4.1 Equação de advecção-difusão

As concentrações de sedimentos na coluna de água são modeladas considerando um esquema advecção-difusão integrado na profundidade com um termo fonte-sumidouro baseado no equilíbrio da concentração de sedimentos (Galappatti, 1983):

$$\frac{\partial hC}{\partial t} + \frac{\partial hC_u^E}{\partial x} + \frac{\partial hC_v^E}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[D_h h \frac{\partial C}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D_h h \frac{\partial C}{\partial y} \right] = \frac{hC_{eq} - hC}{T_s}, \quad (92)$$

onde C representa a concentração média em profundidade do sedimento que depende da escala de tempo do grupo de ondas, C_{eq} é uma concentração de equilíbrio e D_h é o coeficiente de difusão dos sedimentos. O arrastamento dos sedimentos é definido por um tempo de resposta instantânea do sedimento, T_s , e este é obtido por uma aproximação baseada na profundidade de água local, h , e na velocidade vertical de sedimentação, w_s :

$$T_s = \max \left(f_{T_s} \frac{h}{w_s}, T_{s,min} \right), \quad (93)$$

sendo o coeficiente f_{T_s} um fator de calibração e correção devido ao facto de w_s ser determinada com dados médios em profundidade, enquanto $T_{s,min}$ é o período mínimo.

A diferença entre a concentração real de sedimentos, C , e a concentração de equilíbrio, C_{eq} determina se ocorre transporte ou deposição de sedimentos.

3.2.4.2 Parâmetros gerais

O modelo XBeach calcula a concentração de equilíbrio, C_{eq} , para os sedimentos do leito e para os sedimentos em suspensão separadamente. Nas formulações de transporte de sedimentos, a concentração de equilíbrio, C_{eq} tanto para os sedimentos do leito como para os sedimentos em suspensão, depende da magnitude da velocidade, v_{mg} , da velocidade orbital, u_{rms} , e da velocidade de sedimentação, w_s . Na presença de ondas, a magnitude da velocidade corresponde à velocidade euleriana, i.e.

$$v_{mg} = \sqrt{(u^E)^2 + (v^E)^2}. \quad (94)$$

Na ausência de ondas, a magnitude da velocidade é determinada por

$$v_{mg} = \left(1 - \frac{dt}{f_{cats} T_{rep}}\right) v_{mg}^{(n-1)} + \frac{\Delta t}{f_{cats} T_{rep}} \sqrt{(u^E)^2 + (v^E)^2}, \quad (95)$$

$$v_{mg} = \left(1 - \frac{dt}{f_{cats} T_{rep}}\right) v_{mg}^{(n-1)} + \frac{\Delta t}{f_{cats} T_{rep}} \sqrt{(u^E)^2 + (v^E)^2}, \quad (96)$$

onde T_{rep} é um período representativo da onda, f_{cats} é um fator de calibração, e Δt é o intervalo de tempo entre dois instantes consecutivos.

A velocidade de sedimentação, u_{rms} , é estimada a partir da variação da energia do grupo de ondas aplicando a teoria das ondas lineares

$$u_{rms} = \frac{\pi H_{rms}}{T_{rep} \sqrt{2 \sinh(k(h + H_{rms}))}}, \quad (97)$$

Para calcular a turbulência induzida, a velocidade orbital é ajustada no caso da rebentação de ondas curtas (Van Thiel de Vries, 2009). O modelo XBeach utiliza uma formulação empírica expressa por:

$$u_{rms,2}^2 = u_{rms}^2 + 1.45 k_b, \quad (98)$$

onde k_b é a turbulência induzida pela rebentação de ondas curtas.

A velocidade de sedimentação é calculada pela formulação de Ahrens (2000), que deriva de uma formulação sugerida por Hallermeier (1981):

$$w_s = \alpha_1 \sqrt{\Delta g D_{50}} + \alpha_2 \frac{\Delta g D_{50}^2}{v} \quad (99)$$

onde D_{50} é o diâmetro mediano das partículas sedimentares. O primeiro termo do segundo membro da expressão está associado a um fluxo turbulento, enquanto o segundo termo está associado ao fluxo laminar. α_1 e α_2 são coeficientes que minimizam o erro e são calculados como:

$$\alpha_1 = 1.06 \tanh(0.016 A^{0.50} \exp(-120/A)) \quad (100)$$

e

$$\alpha_2 = 1.055 \tanh(12 A^{-0.59} \exp(-0.0004 A)) \quad (101)$$

onde A é o índice de flutuabilidade de Arquimedes, dado por:

$$A = \frac{\Delta g d^3}{v^2}, \quad (102)$$

com

$$\Delta = (\rho_s - \rho)/\rho \quad (103)$$

sendo d um diâmetro característico das partículas, v a viscosidade cinemática da água, ρ_s a massa volúmica dos sedimentos e ρ a massa volúmica da água.

A velocidade de sedimentação é reduzida nos casos em que as concentrações de sedimentos são elevadas. Neste caso a velocidade de sedimentação é dada pela expressão de Richardson & Zaki (1997):

$$w_{s, reduzida} = (1 - C)^\alpha w_s \quad (104)$$

em que o expoente α é determinado pela fórmula de Rowe (1987), que depende apenas do número de Reynolds da partícula, i.e.

$$\alpha = 2.35 \frac{2 + 0.175 \text{Re}^{3/4}}{1 + 0.175 \text{Re}^{3/4}}, \quad (105)$$

com o número de Reynolds definido como

$$\text{Re} = \frac{w_s D_{50}}{V}. \quad (106)$$

3.2.4.3 Formulações de transporte

O modelo XBeach tem duas opções para o transporte de sedimentos, uma que permite calcular o transporte em suspensão e o transporte por arrastamento no fundo separadamente, e outra que permite calcular o transporte total de sedimentos. Em ambos os métodos, é calculada a concentração de equilíbrio total de sedimentos pela seguinte expressão:

$$C_{eq} = \max \left(\min \left(C_{eq,b}, \frac{1}{2} C_{max} \right) + \min \left(C_{eq,s}, \frac{1}{2} C_{max} \right), 0 \right), \quad (107)$$

onde $C_{eq,b}$ é a concentração de equilíbrio para a carga de fundo, $C_{eq,s}$ é a concentração de equilíbrio de sedimentos para a carga em suspensão e C_{max} é a carga máxima total de sedimentos permitida.

O modelo XBeach permite utilizar formulações de vários autores. Por defeito é selecionada a formulação de Van Thielde-Van Rijn (Rijn, 2007a,b; Van Thiel de Vries, 2009), que foi a utilizada neste caso de estudo. Comparativamente às outras formulações, neste caso não é calculado o coeficiente de arrasto e a velocidade crítica é determinada calculando separadamente a velocidade crítica para correntes, $U_{cr,c}$, de acordo com Shields (1936), e a velocidade das ondas, $U_{cr,w}$, de acordo com Komar & Miller (1975).

As concentrações de equilíbrio de sedimentos, para a carga do fundo e para a carga suspensa, são respetivamente, calculadas de acordo com:

$$C_{eq,b} = \frac{A_{sb}}{h} \left(\sqrt{v_{mg}^2 + 0.64 u_{rms,2}^2} - U_{cr} \right)^{1.5} \quad (108)$$

e

$$C_{eq,s} = \frac{A_{ss}}{h} \left(\sqrt{v_{mg}^2 + 0.64 u_{rms,2}^2} - U_{cr} \right)^{2.4} \quad (109)$$

em que o coeficiente de carga do fundo, A_{sb} , e o coeficiente de carga suspensão, A_{ss} , são calculados como:

$$A_{sb} = 0.015 h \frac{(D_{50}/h)^{1.2}}{(\Delta g D_{50})^{0.75}} \quad (110)$$

e

$$A_{ss} = 0.012 D_{50} \frac{D_*^{-0.6}}{(\Delta g D_{50})^{1.2}}. \quad (111)$$

A velocidade crítica, U_{cr} , é a soma ponderada das parcelas correspondentes às correntes e às ondas (Rijn, 2007a,b):

$$U_{cr} = \beta U_{cr,c} + (1 - \beta) U_{cr,w}, \quad (112)$$

em que β é um fator de ponderação, dado por:

$$\beta = \frac{v_{mg}}{v_{mg} + u_{rms}}, \quad (113)$$

sendo $U_{cr,c}$ a velocidade crítica para correntes (Shields, 1936)

$$U_{cr,c} = \begin{cases} 0.19 D_{50}^{0.1} \log_{10} \left(\frac{4h}{D_{90}} \right), & D_{50} \leq 0.0005 \\ 8.5 D_{50}^{0.6} \log_{10} \left(\frac{4h}{D_{90}} \right), & D_{50} \geq 0.002 \\ 1.3 \sqrt{\Delta g D_{50}} \left(\frac{h}{D_{50}} \right)^{1/6}, & D_{50} \geq 0.0005 \end{cases} \quad (114)$$

em que D_{90} é o diâmetro característico das partículas sedimentares correspondente ao quantil de 90 %, i.e. apenas 10 % das partículas terão um diâmetro superior a D_{90} .

A velocidade crítica das ondas é dada por (Komar & Miller, 1975):

$$U_{cr,w} = \begin{cases} 0.24 (\Delta g)^{2/3} (D_{50} T_{rep})^{1/3}, & D_{50} \leq 0.0005 \\ 0.95 (\Delta g)^{0.57} (D_{50})^{0.43} T_{rep}^{0.14}, & D_{50} > 0.0005 \end{cases} \quad (115)$$

3.2.5 EVOLUÇÃO DO FUNDO

3.2.5.1 Evolução do fundo devido ao fluxo de sedimentos

Devido ao transporte de sedimentos, o nível do leito evolui com o tempo, de acordo com:

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{f_{mor}}{(1-p)} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) = 0, \quad (116)$$

onde p é a porosidade do leito, f_{mor} é o fator de aceleração morfológica e q_x e q_y são o rácio de transporte de sedimentos na direção x e y , respetivamente. O fator de aceleração morfológica acelera a escala de tempo morfológica em relação a escala de tempo hidrodinâmica, o que significa que numa simulação de 1 h com um fator morfológico $f_{mor} = 10$ apenas são simulados 6 min e o resultado da variação dos fundos é multiplicado por 10 (Roelvink et al., 2010).

3.2.5.2 Avalanche

Para explicar a queda de material arenoso da face de uma duna para a base durante uma tempestade é simulado um mecanismo semelhante a uma avalanche. A avalanche é definida através da atribuição de uma inclinação crítica do leito para as áreas seca e molhada. Tem-se em conta que as áreas secas e molhadas têm diferentes propensões para desmoronamentos. O intervalo de valor que se pode atribuir a esta inclinação é entre 0.3 e 1 e quando esta inclinação é excedida o material trocado entre células adjacentes é o necessário para que a inclinação volte novamente à inclinação crítica, tal que:

$$\left| \frac{\partial z_b}{\partial x} \right| > m_{cr}. \quad (117)$$

Para evitar a geração de grandes ondas de choque, provocadas por mudanças repentinas do nível do leito, a atualização do fundo é limitada a uma velocidade máxima $v_{av,max}$. Desta forma a variação do nível do leito, Δz_b , num intervalo de tempo Δt será:

$$\begin{cases} \Delta z_b = \min \left[\left(\left| \frac{\partial z_b}{\partial x} \right| - m_{cr} \right) \Delta x, v_{av,max} \Delta t \right] & , \quad \frac{\partial z_b}{\partial x} > 0 \\ \Delta z_b = \max \left[- \left(\left| \frac{\partial z_b}{\partial x} \right| - m_{cr} \right) \Delta x, -v_{av,max} \Delta t \right] & , \quad \frac{\partial z_b}{\partial x} < 0 \end{cases} \quad (118)$$

3.2.6 CONDIÇÕES DE FRONTEIRA

3.2.6.1 Ondas

— Condições espectrais

A condição de fronteira de onda mais usada no XBeach é a do tipo espectral e o utilizador pode optar por três formulações distintas. No presente estudo, foi utilizada a opção em que o espectro é fornecido pelo modelo de onda espectral SWAN.

— Condições de fronteira laterais

No modelo XBeach existem duas opções para definir os limites laterais para o modelo de onda: condição de Neumann ou condição de crista de onda. Neste estudo foi utilizada a condição de Neumann. Para a opção hidrodinâmica *surfbeat* (opção utilizada neste caso de estudo), a condição de fronteira de Neumann tem em consideração a zona de sombra relativamente aos grupos de ondas.

3.2.6.2 Equações de águas pouco profundas

— Fronteira offshore

Usualmente, uma fronteira *offshore* é uma fronteira artificial que não tem significado físico, resultando apenas da limitação geográfica do domínio computacional. Nestas fronteiras são definidas as condições de onda e de escoamento. No domínio computacional são geradas ondas e correntes que precisam atravessar a fronteira *offshore* propagando-se para águas profundas com uma reflexão mínima e isto é conseguido impondo uma condição de fronteira fracamente reflexiva.

No modelo XBeach existem duas opções em relação à condição fronteira de absorção offshore. Neste estudo foi utilizada a formulação sugerida por Dongeren & Svendsen (1997) que é baseada na formulação de Verboom et al. (1982) e no método das características. Esta opção para as condições de fronteira permite que ondas incidentes e refletidas obliquamente passem através da fronteira. Nesta opção é também possível considerar situações com correntes perpendiculares e paralelas à fronteira. É também necessário definir o parâmetro de velocidade das partículas, parâmetro este que define um filtro de Kalman que seleciona a velocidade das partículas que está relacionada com a corrente e a parte que esta relacionada com a onda. Este parâmetro é calculado automaticamente utilizando as condições de fronteira *offshore*.

— Fronteiras laterais

As fronteiras laterais, fronteiras perpendiculares à costa, são geralmente artificiais uma vez que o domínio físico não é limitado, ao contrário do domínio computacional. No presente caso de estudo foram utilizadas as condições de contorno de Neumann que são os denominadas fronteiras de gradiente zero que afirmam que não há mudança local da velocidade da superfície de elevação. Este método é o mais recomendado e é o valor padrão que o modelo XBeach assume por defeito.

— Marés e ondas

O modelo XBeach pode ter em conta até quatro sinais de maré com variação temporal, aplicados nos quatro cantos do domínio. O sinal de entrada do nível de água variável é interpolado para o instante de tempo local da simulação, pelo que estes sinais têm de ser suficientemente longos para cobrirem toda a simulação e com uma discretização suficientemente boa para resolverem a variação do nível da água.

— Transporte de sedimentos

As condições de fronteira para o transporte de sedimentos são definidas com uma condição de Neumann. Isto significa que os gradientes na equação de advecção-difusão são definidos como zero nas fronteiras,

bem como os gradientes de transporte de carga do fundo na direção perpendicular à fronteira. As mudanças no perfil perpendicular à costa devido aos gradientes de transporte nesta mesma direção, são possíveis o que permite que a fronteira acompanhe suavemente o resto do domínio.

4 CASO DE ESTUDO

4.1 DELIMITAÇÃO DA BACIA HIDROGRÁFICA DO RIO DOURO

O rio Douro nasce em Espanha, na serra de Urbion, a aproximadamente 1700 m de altitude. O seu percurso, desde o local onde nasce até à foz, perfaz aproximadamente 927 km, sendo 597 km em território espanhol, 122 km na fronteira entre Portugal e Espanha e 208 km em Portugal. A área da bacia hidrográfica do rio Douro em território português é de 18 643 km², que corresponde a 19.1 % e em território espanhol é de 78 960 km², que equivale a 80.9 % do total da bacia hidrográfica (INAG, 2001). A bacia localiza-se entre os 40°20'N e 43°15' N e os 1°43' W e 8°40' W.

O Rio Douro apresenta vales alcantilados, e meandros contorcidos de pequena curvatura, em toda a sua extensão, o que lhe confere um elevado índice de sinuosidade. O rio Douro desagua num estuário do tipo vestibular, em forma de funil simples, e apresenta um depósito de lodos junto à margem esquerda. A restinga do rio Douro movimenta-se consoante a resultante energética das correntes marinhas e fluviais e está também sobre a influência de fenómenos meteorológicos (Bastos et al., 2012).

Os recursos hídricos da bacia dependem de precipitação essencialmente proveniente de massas de ar mediterrâneas e atlânticas, sendo a fração que mais contribui a precipitação de origem atlântica. Atualmente as afluências anuais médias com origem nacional são, aproximadamente, de 8350 hm³, reduzindo-se, em ano seco, para 4900 hm³ (INAG, 2001).

A construção de várias barragens, entre 1950 e 1955 provocou alterações na hidrodinâmica do rio e no seu potencial de transporte de sedimentos. Também o comportamento do estuário e das zonas costeiras adjacentes foi alterado, já tendo sido afetado anteriormente pelos impactos das obras costeiras no final do século XIX e pela construção do Porto de Leixões (Bastos et al., 2012).

4.2 ENQUADRAMENTO GEOLÓGICO E GEOMORFOLÓGICO DA RESTINGA DO RIO DOURO

Uma restinga é, por definição, um banco de areia que emerge acima do nível máximo da maré, com pelo menos uma extremidade ligada à faixa litoral. São, portanto, formas de relevo subaéreo e podem ter duas origens: resultarem de acumulação de sedimentos transportados ao longo da costa, i.e. pela existência de uma corrente de deriva litoral e em resultado da obliquidade da ondulação dominante relativamente à costa, ou resultarem da migração de bancos arenosos, para terra, junto à foz dos rios ou de cristas pré-litorais que, na faixa de rebentação, podem crescer e emergir.

A morfologia das restingas depende da intensidade e das direções predominantes de correntes, ondulação e vento, bem como também da precipitação, balanço de sedimentos, amplitude de maré e mudanças induzidas pelo homem. As restingas são dinâmicas em termos da sua posição e forma, migrando em resposta a flutuações eustáticas e revelando mudanças de curto prazo relacionadas com eventos meteo-oceanográficos (Schwartz, 1984).

4.3 TEMPESTADE CHRISTINA

A tempestade Christina¹ formou-se no Atlântico Noroeste próximo da costa leste dos EUA no dia 1 de janeiro de 2014. Os resultados de reanálise da NOAA, para as 00h00 UTC de 03/Jan/2014, mostram a existência de um vórtice polar com bolsas de ar frio, onde a temperatura, à altitude de cerca de 1500 m, era inferior a $-32\text{ }^{\circ}\text{C}$ (ver Figura 14). Às 00h00 UTC de 04/Jan/2014 a tempestade situava-se a sul da Terra Nova. Durante o dia 05/Jan/2014, o ciclone Christina expandiu-se em área cobrindo praticamente todo o Atlântico Norte da Terra Nova à Europa Ocidental e da Gronelândia aos Açores. Às 00h00 UTC 06/Jan/2014, o centro de baixas pressões ($\sim 950\text{ hPa}$) encontrava-se a oeste da Irlanda (ver Figura 15), tendo o sistema frontal atingido nessa noite o norte e centro de Portugal e o sul a 07/Jan/2014 (Jasmin Holzapfel, 2014). A tempestade deu origem a ondas de período muito longo, caindo na definição de meteotsunami, com grande impacto na costa ocidental portuguesa durante a tarde do dia 06/Jan e na manhã do dia 07/Jan/2014 (Santos et al., 2014).

Durante esses dois dias, 06–07/Jan/2014, a boia ondógrafo de Leixões registou ondulação proveniente de WNW, com ondas a atingir alturas significativas $H_S = 8.3\text{ m}$, e período de pico $T_{PK} = 18.2\text{ s}$. A altura máxima de onda ($H_{\max}$) atingiu os 13.5 m com períodos associados ($T_{H_{\max}}$) de 22.7 s. No entanto, os períodos máximos da agitação ($T_{\max}$) foram superiores a 20 s a partir das 08h00 UTC 06/Jan, chegando a atingir 27.3 s cerca das 12h00 UTC 06/Jan (ver Figuras 16 a 21). A boia ondógrafo de Sines registou ondas com as mesmas características (IPMA, 2014)

A energia das ondas dissipada na sua rebentação é função da sua altura e do seu período. Sendo a costa ocidental portuguesa orientada na direção S–N, a diminuição da densidade espacial da energia, devida à refração da ondulação, é minimizada para ondas provenientes de WNW. Nestas condições, as ondas geradas pela tempestade Christina possuíam um grande potencial de alteração morfológica e de destruição nas zonas costeiras.

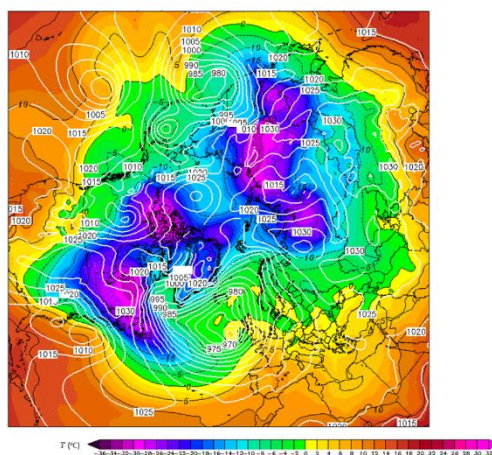


Figura 14: Pressão atmosférica à superfície do mar e temperatura do ar na isobárica de 850 hPa ($\sim 1500\text{ m}$ de altitude) sobre o Hemisfério Norte às 00h00 UTC 03/Jan/2014. Dados de reanálise da NOAA (fonte: www.wetterzentrale.de).

¹ O nome oficial, Christina, foi atribuído pela Universidade Livre de Berlim (www.wetterpate.de). A tempestade é também conhecida pelo nome não oficial de Hercules, atribuído por *The Weather Channel* (<https://weather.com/storms/winter/news/winter-storm-names-2013-2014-20131001>).

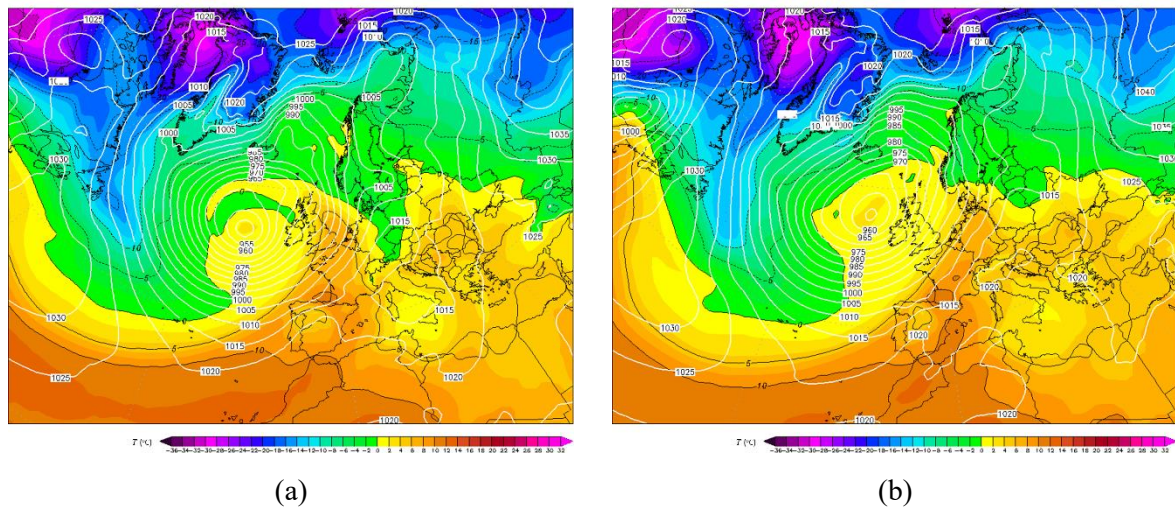


Figura 15: Pressão atmosférica à superfície do mar e temperatura do ar na isobárica de 850 hPa (~1500 m de altitude) sobre o Atlântico Norte e a Europa às: (a) 00h00 UTC 06/Jan/2014; (b) 12h00 UTC 06/Jan/2014. Dados de reanálise da NOAA (fonte: www.wetterzentrale.de).

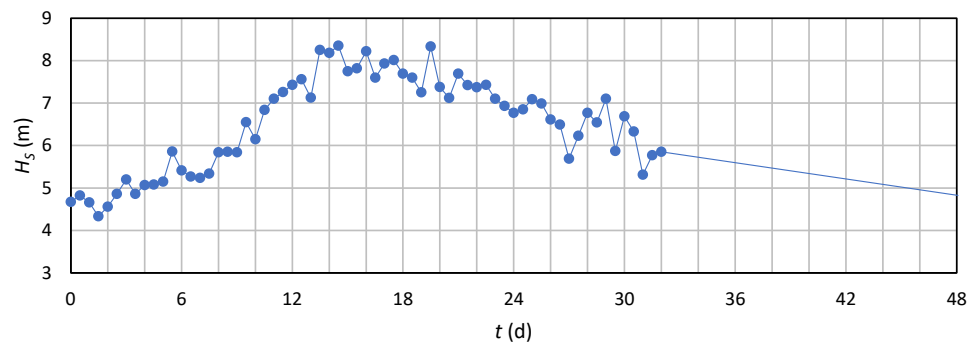


Figura 16: Altura significativa, H_s , registada na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).

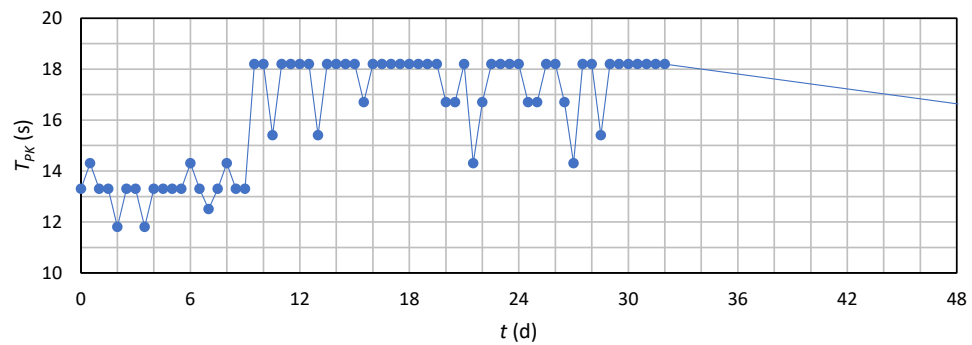


Figura 17: Período de pico, T_{pK} , registado na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).

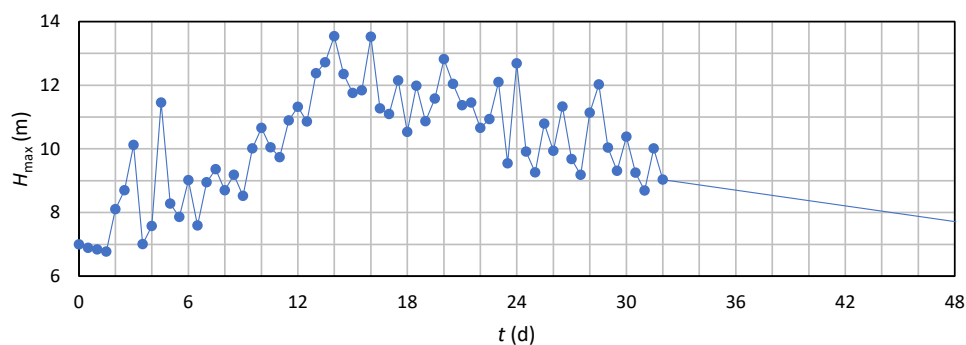


Figura 18: Altura máxima, $H_{\max}$, registada na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).

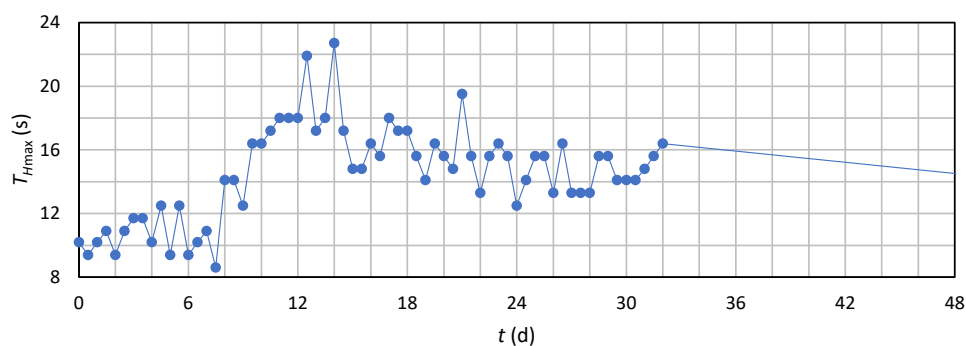


Figura 19: Período de altura máxima, $T_{H_{\max}}$, registado na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).

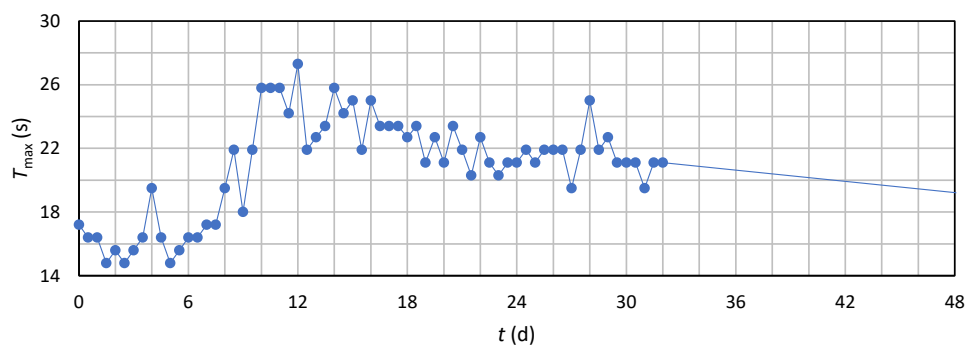


Figura 20: Período máximo, $T_{\max}$, registado na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).

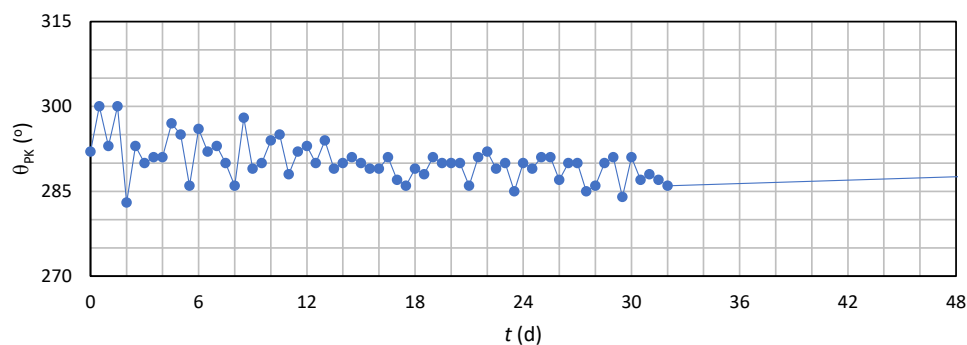


Figura 21: Direção de pico, θ_{PK} , registada na boia ondógrafo de Leixões (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06 de janeiro de 2014).

4.4 MODELO NUMÉRICO

O modelo computacional consiste em três grelhas aninhadas umas nas outras:

- grelha G1: modelo regional Ibero-Atlântico, com os limites geográficos no sistema WGS84 11.0 °W–7.5 °W e 36.0 °N–44.0 °N, e resolução 0.05°×0.05° (ver Figura 22). A informação batimétrica foi obtida da base de dados GEBCO 2021 (“GEBCO - The General Bathymetric Chart of the Oceans”) com uma resolução de 15" × 15". A profundidade no centro de cada célula foi calculada como a média da célula e é referida ao nível médio do mar em 2021 (MSL);
- grelha G2: modelo costeiro Espinho–Lavra, com os limites geográficos no sistema WGS84 8.85 °W–8.60 °W e 41.00 °N–41.25 °N e resolução 30"×30" (ver Figura 23). A informação batimétrica foi obtida da base de dados GEBCO 2021 (“GEBCO - The General Bathymetric Chart of the Oceans”) com uma resolução de 15" × 15". A profundidade no centro de cada célula foi calculada como a média da célula e é referida ao nível médio do mar em 2021 (MSL);
- grelha G3: modelo local da Foz do Douro, com coordenadas cartesianas no sistema ETRS89/Portugal TM06, com uma área de 5400 m × 6000 m, com origem no ponto de coordenadas $x = -47\,869.74$ m, $y = 160\,050.31$ m, e rodada de 9.4° no sentido direto (ver Figura 24). O modelo tem resolução variável, sendo a resolução máxima de 6 m × 6 m, na região da restinga, e a mínima de 22 m × 22 m, junto às fronteiras. As coordenadas verticais são referidas ao levantamento topográfico do país, i.e. nível médio do mar padrão (NMM), o que está 2.00 m acima do zero hidrográfico padrão (ZH). A batimetria final resulta: da batimetria EMODNET 2016 (EMODnet) reamostrada, filtrada e referida ao NMM para a zona oceânica; do levantamento batimétrico efetuado pelo Instituto Hidrográfico para a APDL em 2019, para a zona estuarina; do MDT do levantamento nacional com LIDAR 2011 para a topobatimetria costeira (excluindo a restinga); levantamento CIIMAR/FCUP de Julho de 2011 para a topografia da restinga; MDT costeiro da DGT de 2014 para a topografia das margens do estuário; levantamentos topográficos dos concelhos do Porto (data desconhecida) e de Vila Nova de Gaia, datado de 2012, para as margens do estuário na zona mais a montante, não coberta pelo MDT costeiro da DGT.

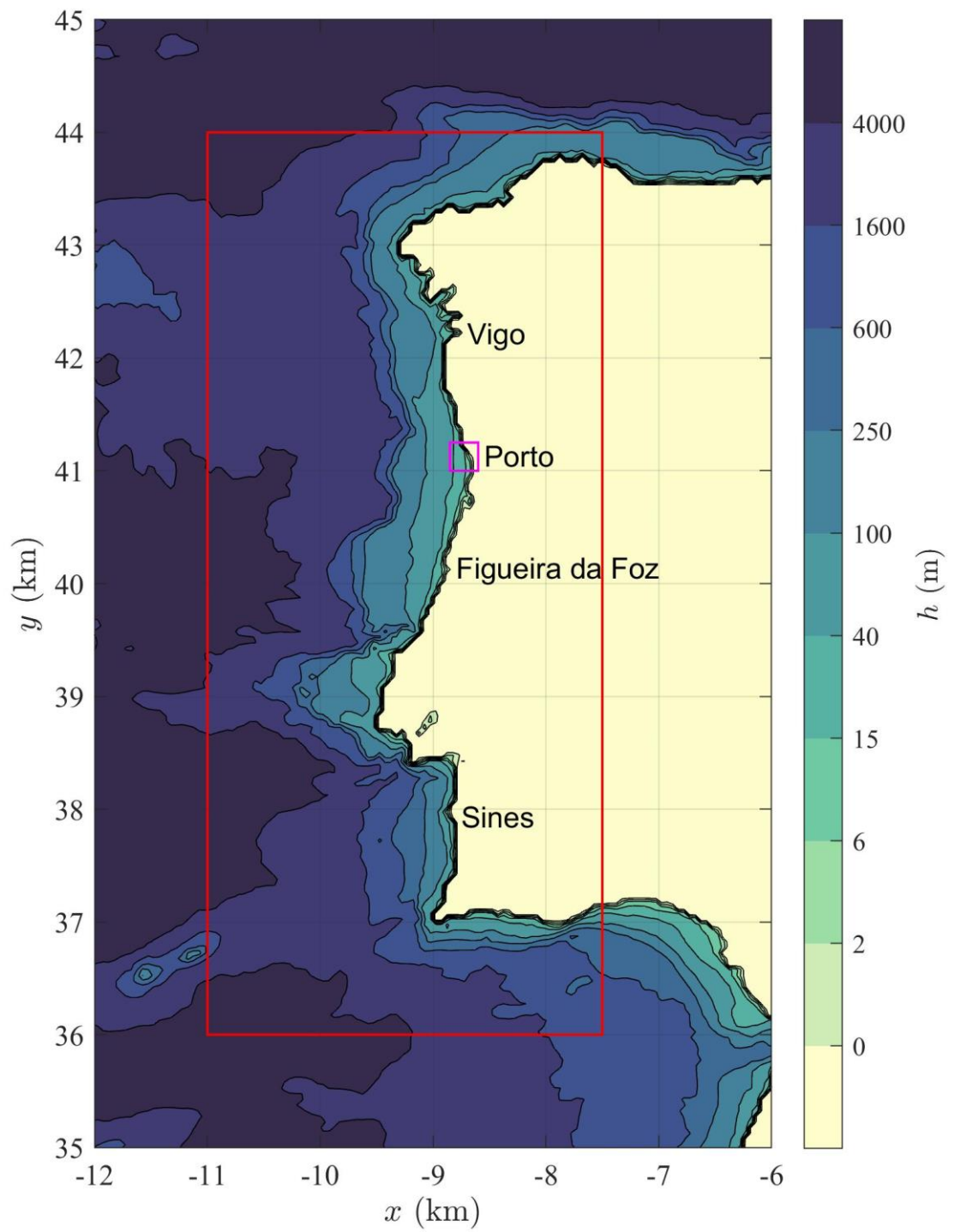


Figura 22: Limites e batimetria do modelo regional Ibero-Atlântico, grelha G1, e localização do modelo costeiro Espinho-Lavra.

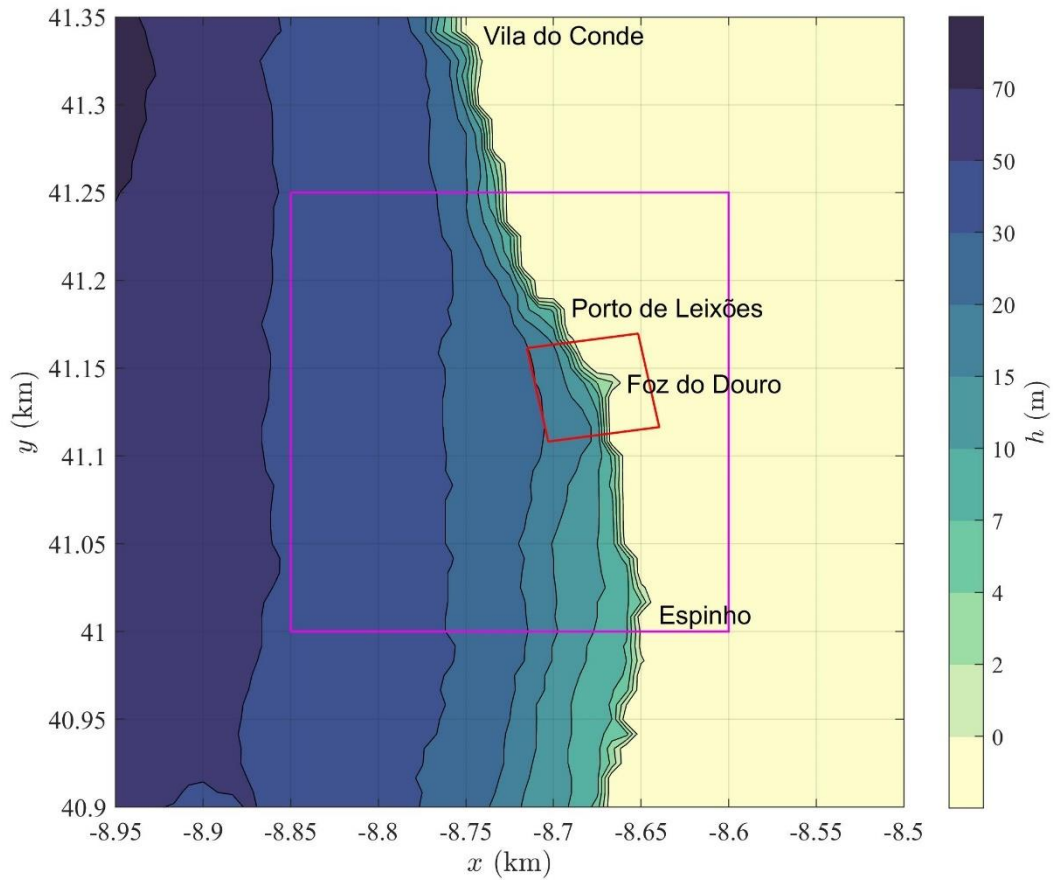


Figura 23: Limites e batimetria do modelo costeiro Espinho–Lavra, grelha G2, e localização do modelo local da Foz do Douro.

4.4.1 MODELO REGIONAL IBERO-ATLÂNTICO

O modelo regional Ibero-Atlântico é um modelo hidrodinâmico, onde foi aplicado o modelo de ondas espectral de terceira geração SWAN, para simulação da propagação da agitação marítima a maior escala, desde águas profundas até à costa. O seu domínio geográfico cobre toda a costa ocidental da Península Ibérica, a costa do Algarve e a costa norte da Galiza. A sua resolução é de cerca de 5.5 km em latitude e de 4.2 km em longitude, à latitude do Porto.

Os campos de velocidade do vento a 10 m de altitude, componentes u e v , e da pressão atmosférica à superfície do mar, p_a , com resolução espacial de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ e resolução temporal horária, foram obtidos da base de dados do projeto de reanálise climática ERA5 do ECMWF—European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (Hersbach et al., 2020). No modelo regional, foram consideradas as profundidades referidas ao nível médio do mar de 2011, tal como definidas na base de dados GEBCO 2021, não tendo sido consideradas nem a maré astronómica nem a sobrelevação meteorológica.

Para as condições fronteira, foram utilizados dados paramétricos da agitação marítima do projeto de reanálise climática ERA5 do ECMWF (“ECMWF | Advancing global NWP through international collaboration”), assim como do projeto de reanálise de ondas IBI_MULTIYEAR_WAV_005_006 do Iberia Biscay Irish—Monitoring Forecasting Centre, adiante referido apenas como CMEMS-IBI (García San Martín et al., 2021).

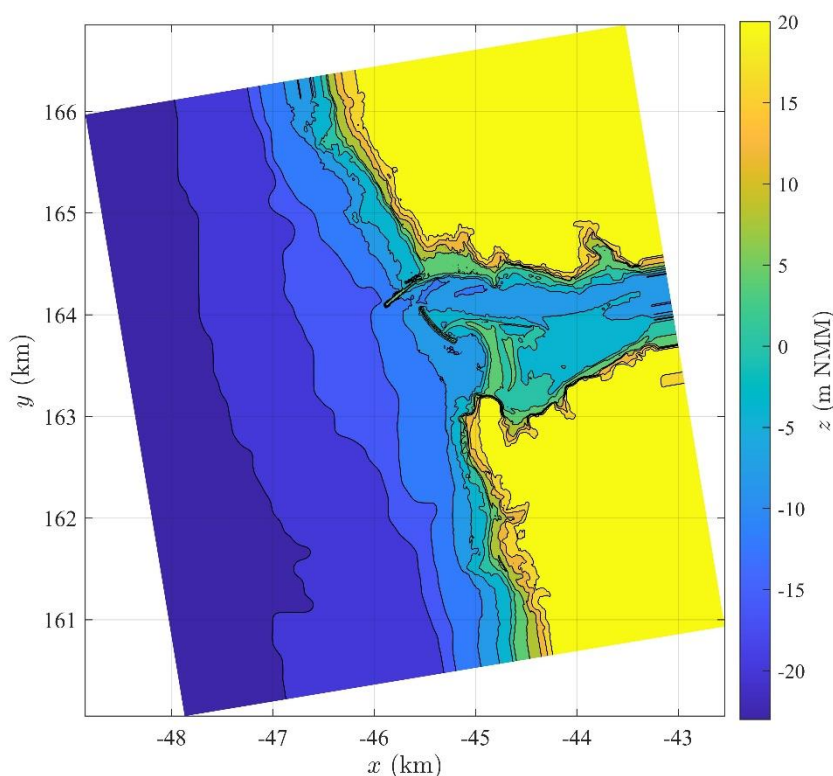


Figura 24: Domínio computacional e topobatimetria do modelo local da Foz do Douro, grelha G3.

Os dados de superfície da agitação marítima do ECMWF consistem na altura significativa das ondas, H_S , no período médio, T_{m01} , na direção média, θ_M , e no desvio padrão da dispersão direcional em relação à direção de pico, σ_θ . A resolução espacial destes dados é de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ e a resolução temporal é de 1 h.

Os dados de superfície da agitação marítima do CMEMS-IBI consistem na altura significativa das ondas, H_S , no período de pico, T_{PK} , na direção associada ao período de pico, θ_{PK} . A resolução espacial destes dados é de $0.05^\circ \times 0.05^\circ$ e a resolução temporal é de 1 h.

4.4.2 MODELO COSTEIRO ESPINHO–LAVRA

O modelo costeiro Espinho–Lavra é um modelo hidrodinâmico, onde foi aplicado o modelo de ondas espectral de terceira geração SWAN. O seu domínio geográfico cobre a zona costeira adjacente ao estuário do rio Douro, desde Espinho a sul até Lavra a norte, numa extensão de cerca de 28 km na direção Sul–Norte e até a uma distância de cerca de 15 km da costa. A sua resolução é de cerca de 930 m em latitude e de 700 m em longitude, à latitude do Porto. Este modelo permite a propagação da agitação marítima na zona costeira com uma resolução espacial elevada.

No modelo costeiro, foram consideradas as profundidades referidas ao nível médio do mar de 2011, tal como definidas na base de dados GEBCO 2021, tendo sido considerada também a variação temporal do nível do mar devida à maré astronómica e à sobrelevação meteorológica.

A série temporal da maré astronómica foi produzida pelo modelo global de maré TPXO 7.2 (Egbert et al., 1994), para um ponto ao largo do Porto com coordenadas geográficas (41.1°N , 8.7°W), com uma resolução temporal de 1 h. O modelo TPXO 7.2 incluiu oito constituintes harmónicas primárias (M2,

S2, N2, K2, K1, O1, P1, Q1), duas constituintes harmónicas de longo período (MF, MM), três constituintes não lineares (M4, MS4, MN4), a constituinte de segunda ordem 2N2 e a constituinte S1 que inclui efeitos meteorológicos quase-periódicos (Parker et al., 2007).

A sobrelevação meteorológica foi calculada a partir das séries temporais da pressão atmosférica à superfície do mar, para o ponto de coordenadas geográficas (41.25 °N, 8.75 °W), usando a equação (119). A variação temporal do nível do mar foi considerada como tendo distribuição uniforme no espaço.

Funcionando os modelos de uma forma aninhada, o modelo costeiro utiliza como condições fronteiras os resultados obtidos pelo modelo regional Ibero-Atlântico.

4.4.3 MODELO LOCAL DA FOZ DO DOURO

O modelo local da Foz do Douro é um modelo hidro-morfodinâmico, onde foi aplicado o modelo XBeach, para simulação da interação onda-corrente-sedimentos na zona costeira. O domínio é retangular. A fronteira oeste, fronteira *offshore*, está orientada paralelamente às curvas de nível da batimetria local e a cerca de 3 km da costa. A fronteira leste, fronteira fluvial, está situada cerca de 520 m a jusante da ponte da Arrábida. A resolução máxima do modelo, 6 m × 6 m na zona da restinga, foi limitada pela capacidade de cálculo disponível, sendo, no entanto, suficientemente elevada para permitir analisar a evolução espacial e temporal da topografia da restinga ao longo da simulação de um evento de tempestade.

A fronteira oeste teve a sua profundidade fixa a 23 m NMM, numa faixa de 200 m de largura, seguida de uma faixa de 200 m de largura em rampa, em que a profundidade varia de 23 m NMM até à profundidade real. Nas restantes fronteiras, foram estabelecidas faixas com a largura de 200 m, de batimetria fixa na direção normal à fronteira.

A variação temporal do nível do mar devida à maré astronómica e à sobrelevação meteorológica foram semelhantes às utilizadas no modelo costeiro Espinho–Lavra. A variação temporal do nível do mar foi considerada igual na fronteira oeste, *offshore*, e na fronteira leste, fronteira fluvial. O escoamento fluvial foi considerado nulo.

Na fronteira oeste foram impostos os espectros de energia bidimensionais SWAN obtidos no modelo costeiro para os pontos P1, P2 e P3 (ver Figura 25), com uma discretização temporal de 30 min.

4.4.4 CALIBRAÇÃO E VALIDAÇÃO DO MODELO DE MARÉS

A calibração e validação dos níveis da maré extraídos da base de dados TXPO 7.2 foi efetuada usando como ponto de calibração o marégrafo de Viana do Castelo (41°41'06" N, 8°50'23" W). O marégrafo de Viana do Castelo localiza-se no interior do porto de Viana do Castelo, na embocadura do rio Lima. O nível da água registado no marégrafo é provavelmente afetado pela curva de regolfo do rio, excetuando as situações em que se verifica um caudal do rio muito reduzido. Por esta razão, optou-se por analisar o registo do marégrafo para o mês de agosto de 2014, mês este em que se verificou uma oscilação do caudal médio diário, em Ponte da Barca, entre 22 m³/s e 87 m³/s (APA, 2022).

O registo do marégrafo de Viana do Castelo encontra-se referido ao ZH, e situa-se 2.00 m abaixo do NMM. As séries temporais foram extraídas da base de dados do projeto MARRISK (“MarRISK-Plataforma interoperável para Observações e Indicadores”) A série temporal para o mês de agosto de 2014 está ilustrada na Figura 26, sendo a média dos registos do marégrafo nesse mês $\bar{\eta} = +2.181$ m ZH.

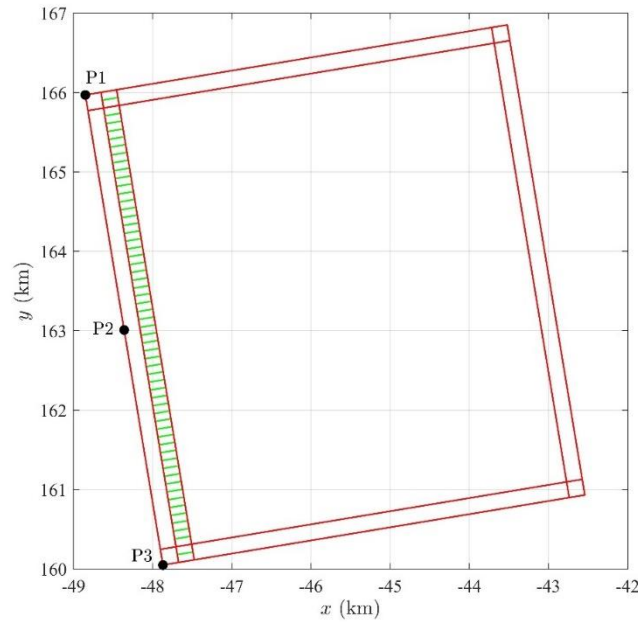


Figura 25: Grelha G3. Faixa de profundidade constante e rampa na fronteira oeste e faixas de gradiente constante na direção normal à fronteira nas fronteiras este, sul e norte. Localização dos pontos com informação espectral da agitação marítima.

Porém, este registo encontra-se também afetado pelas oscilações devidas à sobrelevação meteorológica, i.e. induzidas pela variação da pressão atmosférica, p_a , em relação à pressão atmosférica padrão ($p_{atm} = 1013 \text{ hPa}$). Recorrendo aos dados de reanálise do ECMWF para agosto de 2014, para um ponto ao largo de Viana do Castelo (41.75°N , 9.00°W), extraiu-se a pressão atmosférica (ver Figura 27) e calculou-se a variação da superfície em relação ao nível médio do mar, por esta provocada, $\Delta\eta$, usualmente denominada sobrelevação meteorológica (ver Figura 28):

$$\Delta\eta = -\frac{1}{\rho g}(p_a - p_{atm}), \quad (119)$$

onde $\rho = 1025 \text{ kg/m}^3$ é a massa volúmica da água do mar e $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ é a aceleração da gravidade.

A média da sobrelevação meteorológica verificada no mês de agosto de 2014 foi $\overline{\Delta\eta} = -0.040 \text{ m}$. Nestas condições, atendendo a que $\text{MSL} \equiv \text{ZH} + \bar{\eta} - \overline{\Delta\eta}$, ter-se-á que $\text{MSL} \equiv \text{ZH} + 2.22 \text{ m}$, e, consequentemente, $\text{MSL} \equiv \text{NMM} + 0.22 \text{ m}$. Iremos assumir que estes valores são válidos para todo o ano de 2014 e que são válidos, também, ao largo da foz do Douro, uma vez que não há dados públicos disponíveis para o marégrafo de Leixões.

Recorreu-se ao modelo TPXO 7.2 para a obtenção do sinal de maré sintético ao largo de Viana do Castelo ($41^\circ 41' \text{ N } 8^\circ 52' \text{ W}$). Esta série foi corrigida com a série temporal da sobrelevação meteorológica representada na Figura 28. A série temporal prevista para a maré, incluindo a sobrelevação meteorológica, está representada na Figura 29.

As séries observadas temporais da maré observada e calculada (sintética) são comparadas na Figura 30, não sendo as diferenças perceptíveis. Esta conclusão é confirmada no gráfico da Figura 31, sendo de salientar o baixo erro de variância, com o coeficiente de determinação praticamente igual à unidade, $R^2 = 0.998$, sendo o declive da reta de aproximação muito próximo da unidade, 0.98, com um erro na origem da ordem de 1 mm.

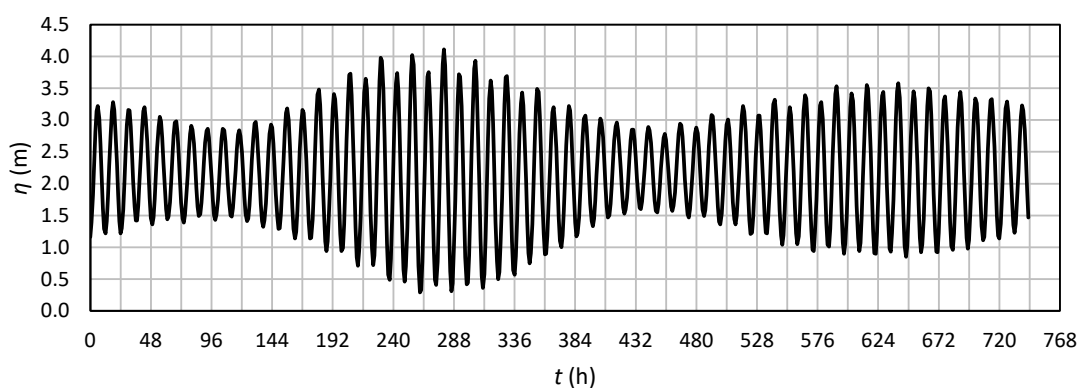


Figura 26: Registo do marégrafo de Viana do Castelo no mês de agosto de 2014 (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014, datum vertical: ZH).

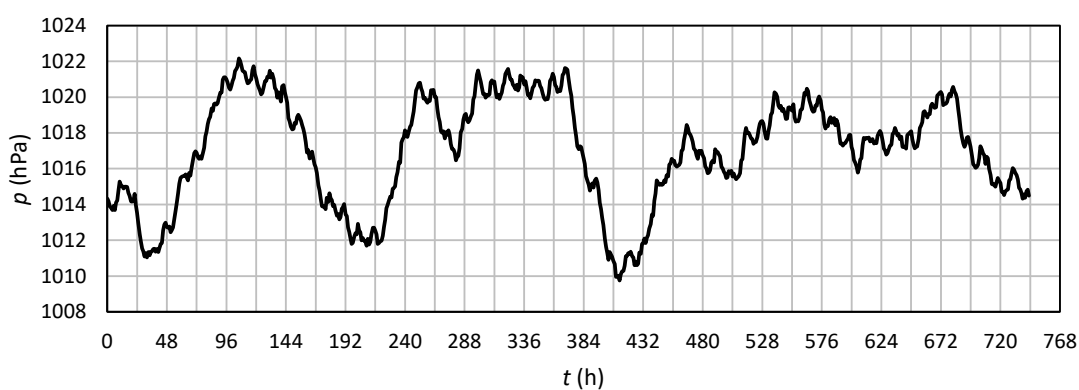


Figura 27: Variação da pressão atmosférica ao largo de Viana do Castelo no mês de agosto de 2014 (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014).

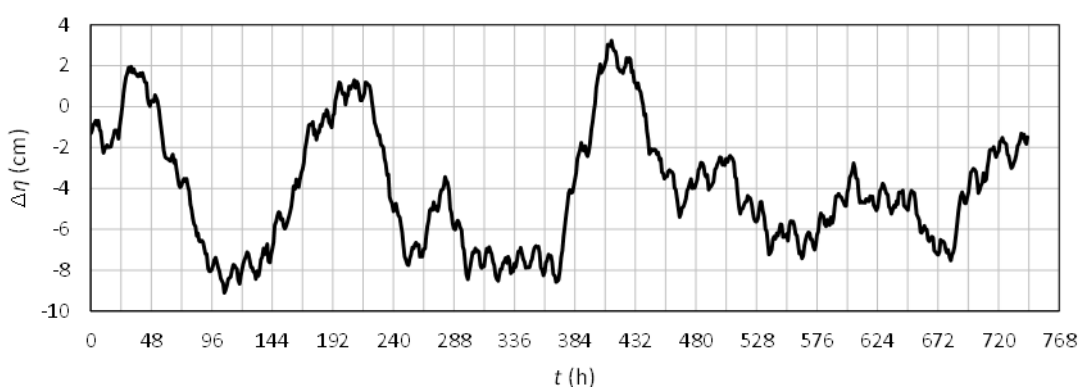


Figura 28: Sobrelevação meteorológica, ao largo de Viana do Castelo no mês de agosto de 2014 (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014).

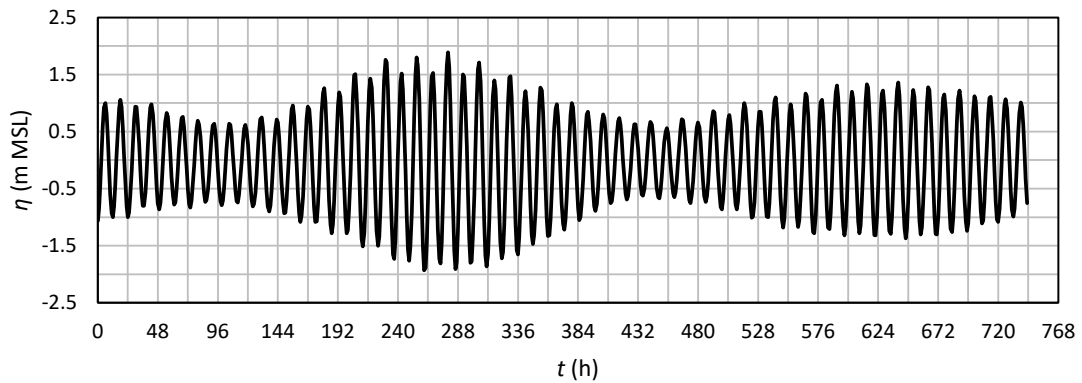


Figura 29: Série temporal sintética da maré em Viana do Castelo no mês de agosto de 2014, obtida com o modelo TXPO 7.2, com correção devida à sobrelevação meteorológica (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014).

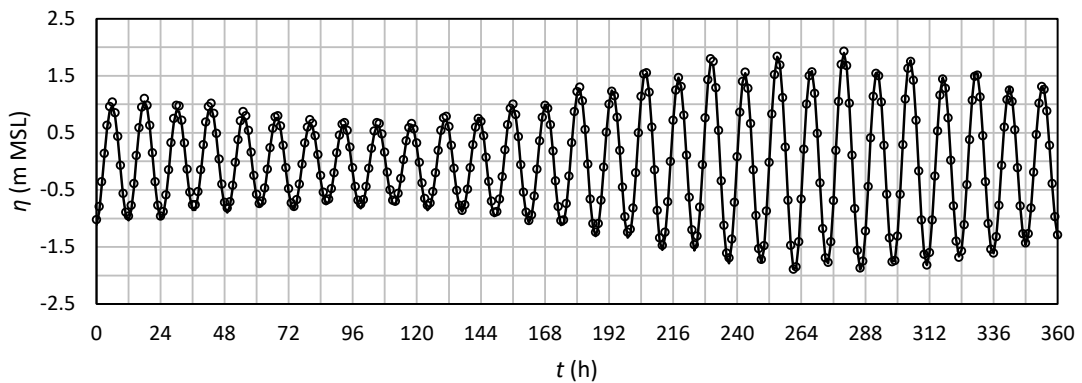


Figura 30: Comparação das séries temporais observada (o) e sintética (—) da maré em Viana do Castelo no mês de agosto de 2014 (tempo referido às 00h00 UTC do dia 1 de agosto de 2014).

4.4.5 CALIBRAÇÃO DO MODELO SWAN

A calibração do modelo SWAN consistiu na seleção das formulações da tensão superficial devido ao vento, de crescimento exponencial da agitação e da dissipação de energia por rebentação parcial (*whitecapping*) e na seleção da base de dados de reanálise a utilizar para o estabelecimento das condições fronteira no modelo regional Ibero-Atlântico. Os resultados das simulações foram comparados com os dados da boia ondógrafo Alfredo Ramalho (“MarRISK-Plataforma interoperável para Observações e Indicadores”) (41°08.910’ N, 09°34.906’ W). As simulações decorreram para o período das 00h00 UTC do dia 01/Jan/2018 até às 23h00 UTC do dia 31/Jan/2018 com extração horária dos resultados. Apenas os resultados a partir das 00h00 UTC do dia 03/Jan/2018 foram considerados para cálculo das métricas utilizadas na calibração e validação dos resultados.

Para a calibração do modelo, foram utilizadas seis configurações (T01, T02, T03, T04, T05 e T06). Para todas as configurações, foram utilizados como condições de forçamento atmosférico os campos de velocidade do vento a 10 m de altitude, da base de dados de reanálise ECMWF. Para a dissipação de energia por atrito no fundo, foi igualmente considerada para todas as configurações a formulação JONSWAP com o coeficiente de atrito $C_f = 0.038 \text{ m}^2/\text{s}^3$.

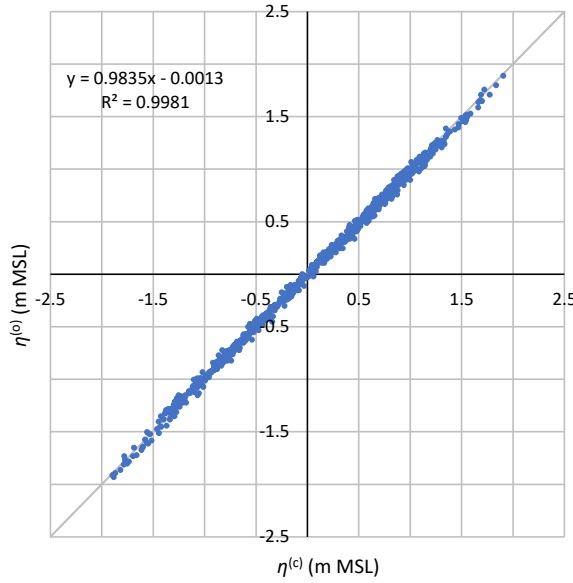


Figura 31: Comparação das séries temporais observada $\eta^{(o)}$ e sintética $\eta^{(c)}$ (—) da maré em Viana do Castelo no mês de agosto de 2014.

No que concerne às condições fronteira, e para as configurações T01 a T04, foram utilizados resultados de reanálise da agitação marítima da base de dados do ECMWF, enquanto para as configurações T05 e T06 foram utilizados os resultados de reanálise da base de dados do CMEMS-IBI.

Em todos os casos, o espectro de energia nas condições fronteira foi definido como um espectro JONSWAP com o fator de pico padrão $\gamma = 3.3$. O espaço de frequência foi discretizado em 37 faixas de frequência com $f_{\min} = 0.03$ Hz e $f_{\max} = 1.02$ Hz². O espaço de direções de propagação foi discretizado em 72 faixas com $\Delta\theta = 5^\circ$. O intervalo de tempo utilizado na discretização temporal das simulações (*time-step*) foi $\Delta t = 10$ min.

Para as configurações T01 a T04, o espectro foi parametrizado com a altura significativa das ondas, H_S , o período médio, T_{m01} , a direção média, θ_M , e o desvio padrão da dispersão direcional em relação à direção de pico, σ_θ . Para as configurações T05 e T06, o espectro foi parametrizado com a altura significativa das ondas, H_S , o período de pico, T_{PK} , a direção associada ao período de pico, θ_{PK} , e o desvio padrão da dispersão em relação à direção de pico, σ_θ ³.

Em todas as seis configurações, o crescimento linear foi ativado, diferindo no que respeita à formulação utilizada para o algoritmo de crescimento exponencial e à formulação utilizada para a dissipação de energia por rebentação parcial (*whithecapping*)

A configuração T01 utiliza a formulação Fit para a tensão de arrasto do vento, e usa as formulações de Komen (com valores dos coeficientes por defeito) para o crescimento exponencial e para a dissipação de energia por rebentação parcial. A configuração T02 utiliza a formulação Fit para a tensão de arrasto do vento e a formulação e Komen para o crescimento exponencial, enquanto usa a formulação de Janssen

² A distribuição de largura de faixas de frequência no SWAN é logarítmica.

³ O desvio padrão da dispersão direcional em relação à direção de pico, σ_θ , não é disponibilizado pelo CMEMS-IBI, pelo que foi extraído da base de dados de reanálise do ECMWF.

para a rebentação parcial. A configuração T03 é semelhante à configuração T01 apenas diferindo a formulação da tensão de arrasto devida ao vento, tendo sido adoptada a formulação de Wu. A configuração T04 utiliza o comando GEN3 ST6 do SWAN com os parâmetros definidos no Setup ID S3, com os ajustes para o run 73, publicados em Aydoğan & Ayat (2021). A configuração T05 é semelhante à configuração T01 (apenas difere nas condições fronteira). A configuração T06 utiliza a formulação Fit para a tensão de arrasto do vento e usa comando GEN3 WestthHuysen do SWAN, activando a formulação de crescimento exponencial de Westthhuysen/Yan e a formulação de rebentação parcial de Alves-Banner. Esta informação encontra-se condensada na Tabela 1.

Tabela 1: Condições fronteira e processos físicos das diferentes configurações.

	Condições fronteira		Processos físicos				
	ECMWF	CMEMS-IBI	Atrito	Crescimento linear	Crescimento exponencial	<i>Whitecapping</i>	<i>Wind drag</i>
T01	✓		JONSWAP	✓	Komen	Komen	Fit
T02	✓		JONSWAP	✓	Komen	Janssen	Fit
T03	✓		JONSWAP	✓	Komen	Komen	Wu
T04	✓		JONSWAP	✓	Rogers/Babanin	Rogers/Babanin	Hwang
T05		✓	JONSWAP	✓	Komen	Komen	Fit
T06		✓	JONSWAP	✓	Westthhuysen/Yan	Alves-Banner	Fit

Recorreu-se a três métricas usuais nos estudos de agitação marítima (Bryant et al., 2016) para a quantificação da qualidade da simulação: a raiz do erro quadrática médio ou norma $\mathcal{L}^2$; o enviesamento (*bias*), b ; o declive simétrico (*symmetric slope*), r_{sym} ; e o coeficiente de correlação de Pearson, r . Sendo $y_i^{(o)}$ e $y_i^{(c)}$ as séries temporais observada e calculada, respetivamente, da variável y , no instante t_i , estas métricas definem-se como:

$$\mathcal{L}^2 = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(y_i^{(c)} - y_i^{(o)} \right)^2}, \quad (120)$$

$$b = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(y_i^{(c)} - y_i^{(o)} \right), \quad (121)$$

$$r_{\text{sym}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \left(y_i^{(c)} \right)^2}{\sum_{i=1}^n \left(y_i^{(o)} \right)^2}}, \quad (122)$$

e

$$r = \frac{\text{cov} \left(y^{(o)}, y^{(c)} \right)}{\sqrt{\text{var} \left(y^{(o)} \right) \cdot \text{var} \left(y^{(c)} \right)}}. \quad (123)$$

Nas expressões acima, n é o número total de observações, $\text{cov}(\cdot, \cdot)$ é a covariância entre as duas séries e $\text{var}(\cdot)$ é a variância.

A norma $\mathcal{L}^2$ é uma medida da precisão do modelo em relação a um determinado conjunto de dados. Um valor $\mathcal{L}^2 = 0$ corresponderia a um ajuste perfeito dos dados, i.e. $y_i^{(c)} \equiv y_i^{(o)}$. O enviesamento, b , é uma medida do erro médio do modelo a longo termo, com um valor positivo indicando uma sobrestimativa e um valor negativo indicando uma subestimativa. O declive simétrico r_{sym} é um o coeficiente de regressão linear condicionada a passar pela origem. Quando $r_{\text{sym}} > 1$, o modelo sobrestima os resultados, quando $r_{\text{sym}} < 1$, o modelo subestima os resultados. O coeficiente de correlação de Pierson é uma medida da relação linear entre as séries observadas e calculada, com valores entre +1 (correlação positiva) e -1 (correlação negativa), com $r = 0$ correspondendo à não existência de correlação.

As métricas $\mathcal{L}^2$ e b são dimensionais, pelo que não permitem comparar resultados para diferentes conjuntos de séries observadas. Nestas condições, é preferível utilizar versões normalizadas das duas normas, a raiz do erro médio quadrático normalizado, $\mathcal{L}_N^2$, e o enviesamento normalizado, b_N , definidos como:

$$\mathcal{L}_N^2 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i^{(c)} - y_i^{(o)})^2}{\sum_{i=1}^n (y_i^{(o)})^2}}, \quad (124)$$

e

$$b_N = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i^{(c)} - y_i^{(o)})}{\sum_{i=1}^n |y_i^{(o)}|}. \quad (125)$$

As métricas foram aplicadas às séries calculadas e observadas para a boia Alberto Ramalho, para as variáveis: altura significativa (espectral) H_S ; período média da altura significativa T_{m01} ; período médio de zero ascendente T_{m02} ; direção de pico θ_{PK} ; e dispersão de direção σ_θ . Os resultados obtidos para as seis configurações T01 a T06 são apresentados nas Tabelas 2 a 6.

A análise das Tabelas 2 a 6, permite-nos concluir que a qualidade de previsão das características da agitação marítima varia conforme o parâmetro em análise.

- No que concerne à altura significativa das ondas, conclui-se que todas as configurações subestimam a altura de onda, e, portanto, a densidade de energia da agitação. A análise das respetivas séries temporais mostra que este problema ocorre para as alturas de onda significativa mais elevadas, i.e. quando $H_S > 6$ m. Neste aspeto, a configuração que apresenta o melhor resultado é a configuração T06, com um erro de precisão, $\mathcal{L}_N^2$ de cerca de 11 %, e um enviesamento negativo de -0.5 %. A configuração T05 apresenta métricas bastante semelhantes, enquanto as configurações T01 a T04 apresentam erros mais elevados fundamentalmente devido à dificuldade reproduzir agitação com $H_S > 6$ m. Esta diferença de comportamento entre as configurações T01 a T04 e as configurações T05 e T06, está provavelmente associada à qualidade das condições fronteira que no caso de T05 e T06 forma extraídas do projeto de reanálise do CMEMS-IBI. O melhor resultado para as configurações que recorrem aos dados de reanálise do ECMWF, os melhores resultados foram obtidos para a configuração T04. Em todos os casos, o coeficiente de correlação de Pierson, foi elevado, $r = 0.96$.
- No que concerne ao período médio da altura significativa, T_{m01} ; os resultados para as configurações T01 a T04 são melhores do que para as configurações T05 e T06. O melhor resultado é obtido para a configuração T04, com um erro de precisão inferior a 7 % e um enviesamento negativo de -0.5 %. As restantes configurações sobestimam o valor do período com erros de precisão de cerca de 11 % e um enviesamento de cerca de 8 % (T01 a T03), e erros de precisão e de enviesamento de cerca de 20 % para as configurações T05 e T06. Estas duas configurações são as que apresentam um pior

resultado para este parâmetro, provavelmente como consequência de ter sido usado o período de pico, T_{PK} , como parâmetro de forçamento nas condições fronteira.

- A capacidade para estimar o período médio de zero ascendente, T_{m02} , é relativamente baixa para as configurações T04 e T05, com erros de precisão, $\mathcal{L}_N^2$ de cerca de 15 %, um enviesamento de -14 % para a configuração T04 e de 7 % para a configuração T05. As restantes configurações apresentam erros de precisão da ordem de 9 %, sendo de 8 % para a configuração T06. As configurações T02 e T03 apresentam um enviesamento muito reduzido, entre -1 % e -2 %, enquanto o enviesamento da T01 é de apenas 0.1 %. A configuração T06 tem um erro de enviesamento de cerca de -3 %.
- Em termos de precisão na estimativa da direção de pico, θ_{PK} ; as configurações apresentam erros de precisão, absolutos $\mathcal{L}^2$ entre 21° e 22°. O coeficiente de correlação de Pierson é baixo em todos os casos, variando entre $r = 0.59$ (T06) e $r = 0.70$ (T03).
- A dispersão de direção da onda é o parâmetro que apresenta o erro de precisão mais elevado, com $\mathcal{L}_N^2$ entre 43 5 % e 49 %, sendo sistematicamente maior do que o observado, com um enviesamento entre 30 % e 37 %. O coeficiente de correlação de Pierson é em todos os casos muito baixo: $r = 0.4$.

Conclui-se que a configuração com melhor desempenho foi a configuração T06, particularmente tendo em conta que o objetivo deste trabalho é a simulação dos efeitos hidro-morfodinâmicos de uma situação de tempestade, com alturas de onda significativa entre 5 m e 12 m. As séries temporais observadas e simuladas para a configuração T06, e respetivos diagramas de dispersão, são apresentadas nos gráficos das Figuras 32 a 36.

Tabela 2: Métricas para a altura significativa espectral H_S .

	$\mathcal{L}^2$	$\mathcal{L}_N^2$	b	b_N	r_{sym}	r
	(m)	(—)	(m)	(—)	(—)	(—)
T01	0.580	0.147	-0.336	-0.092	0.894	0.960
T02	0.625	0.159	-0.392	-0.108	0.880	0.957
T03	0.567	0.144	-0.315	-0.086	0.899	0.959
T04	0.492	0.125	-0.182	0.050	0.937	0.956
T05	0.456	0.116	0.031	0.008	0.990	0.955
T06	0.440	0.112	-0.020	-0.005	0.989	0.957

Tabela 3: Métricas para o período média da altura significativa T_{m01} .

	$\mathcal{L}^2$	$\mathcal{L}_N^2$	b	b_N	r_{sym}	r
	(s)	(—)	(s)	(—)	(—)	(—)
T01	0.999	0.113	0.692	0.080	1.084	0.933
T02	0.958	0.108	0.609	0.070	1.075	0.933
T03	0.931	0.105	0.600	0.069	1.073	0.936
T04	0.593	0.067	-0.038	-0.004	0.996	0.936
T05	1.950	0.221	1.769	0.204	1.207	0.936
T06	1.594	0.180	1.451	0.167	1.165	0.930

Tabela 4: Métricas para o período médio de zero ascendente T_{m02} .

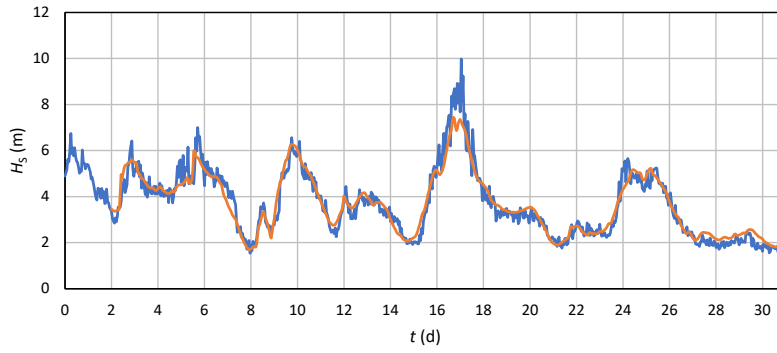
	$\mathcal{L}^2$	$\mathcal{L}_N^2$	b	b_N	r_{sym}	r
	(s)	(—)	(s)	(—)	(—)	(—)
T01	0.765	0.087	0.009	0.001	1.009	0.926
T02	0.789	0.089	-0.114	-0.013	0.995	0.922
T03	0.779	0.088	-0.129	-0.015	0.993	0.924
T04	1.348	0.153	-1.203	-0.138	0.861	0.932
T05	1.281	0.145	0.626	0.072	1.085	0.891
T06	0.711	0.080	-0.291	-0.034	0.967	0.920

Tabela 5: Métricas para a direção de pico θ_{PK} .

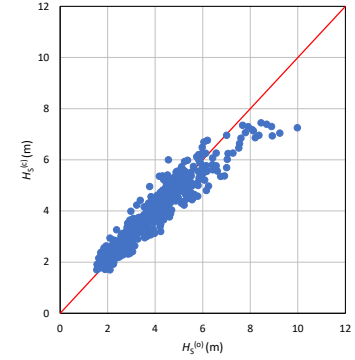
	$\mathcal{L}^2$	$\mathcal{L}_N^2$	b	b_N	r_{sym}	r
	(°)	(—)	(°)	(—)	(—)	(—)
T01	21.31		7.64			0.661
T02	21.53		6.93			0.672
T03	20.52		7.44			0.698
T04	20.60		7.47			0.693
T05	21.75		9.05			0.603
T06	22.00		8.99			0.586

Tabela 6: Métricas para a dispersão de direção da onda σ_θ .

	$\mathcal{L}^2$	$\mathcal{L}_N^2$	b	b_N	r_{sym}	r
	(°)	(—)	(°)	(—)	(—)	(—)
T01	9.624	0.430	6.310	0.292	1.285	0.373
T02	9.712	0.434	6.400	0.296	1.289	0.371
T03	9.914	0.443	6.645	0.308	1.301	0.379
T04	10.721	0.479	7.934	0.367	1.355	0.377
T05	10.994	0.491	7.486	0.347	1.350	0.392
T06	10.550	0.471	7.431	0.344	1.341	0.413

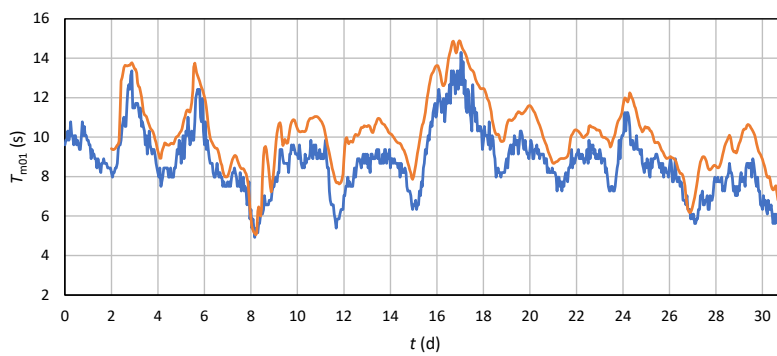


(a)

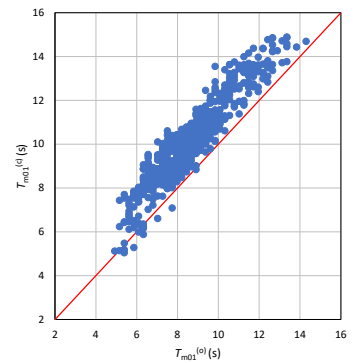


(b)

Figura 32: Configuração T06. Altura significativa H_S na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.



(a)



(b)

Figura 33: Configuração T06. Período médio T_{m01} na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.

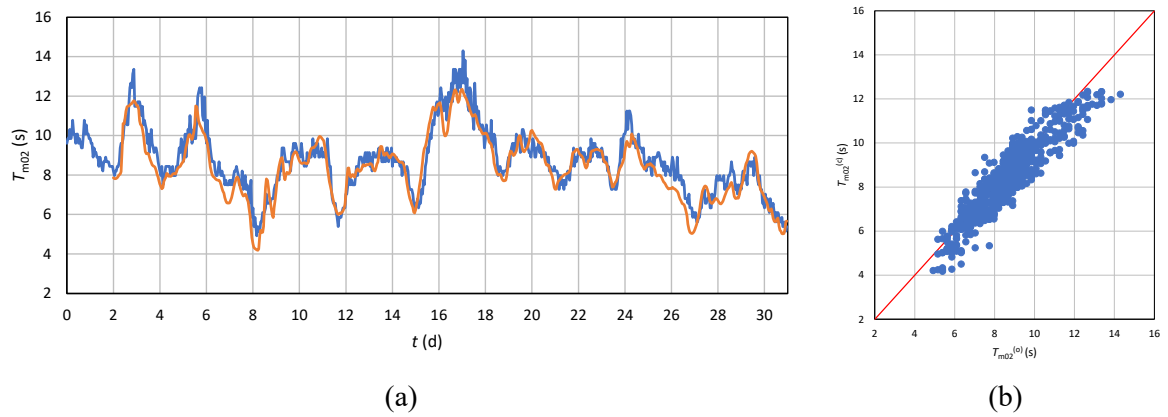


Figura 34: Configuração T06. Período médio T_{m02} na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.

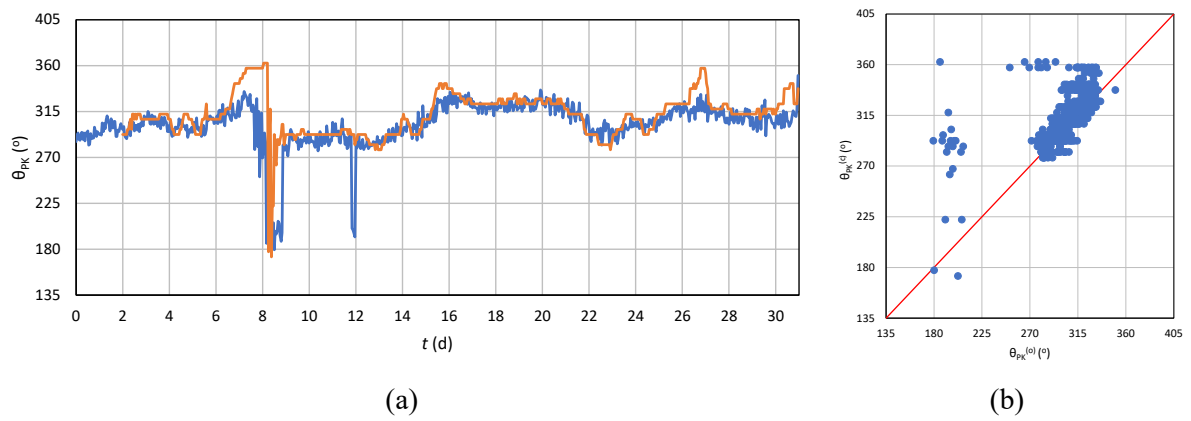


Figura 35: Configuração T06. Direção de pico θ_{PK} na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.

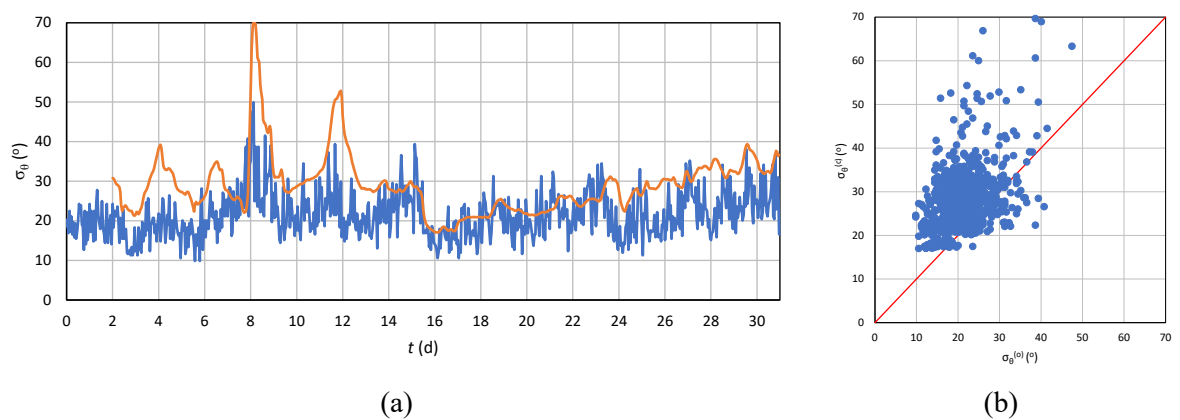


Figura 36: Configuração T06. Dispersão de direção σ_θ na boia Alfredo Ramalho, no mês de janeiro de 2018. (a) Séries temporais observada (—) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 CENÁRIOS DE SIMULAÇÃO DA TEMPESTADE CHRISTINA

Para a caracterização de alguns dos efeitos das alterações climáticas na dinâmica sedimentar da restinga do Douro foram analisados vários cenários de ocorrência de uma tempestade semelhante à tempestade Christina, considerando a sobreposição de efeitos de cenários de alterações climáticas definidos pelo IPCC. Para além de um cenário histórico, em que se considera o nível do mar de 2021, foram considerados os cenários SSP2-4.5 e SSP5-8.5 de confiança média (*medium confidence*) do IPCC para o ano 2100. O parâmetro variável é a subida do nível médio do mar, tendo sido considerados os valores para os percentis, 5, 50 e 95, que estão indicados na Tabela 7. As simulações são efetuadas sucessivamente no modelo regional Ibero-Atlântico (SWAN), no modelo costeiro Espinho–Lavra (SWAN) e no modelo local da Foz do Douro (XBeach).

O período de simulação nos modelos regional e costeiro é das 00h00 UTC de 25/Dez/2013 às 23h00 UTC de 15/Jan/2014. O período de simulação no modelo local é das 00h00 UTC de 06/Jan/2014 às 00h00 UTC de 08/Jan/2014.

Tabela 7: Cenários de simulação.

Cenário		Ano	p	$\Delta\bar{\eta}$	$\Delta\bar{\eta}$	$\Delta\bar{\eta}$
			(%)	(m 2014)	(m MSL)	(m NMM)
S1	Atual	2021			0.000	0.221
S2	SSP2-4.5	2100	5	0.259	0.253	0.480
S3	SSP2-4.5	2100	50	0.532	0.473	0.753
S4	SSP2-4.5	2100	95	0.985	0.867	1.206
S5	SSP5-8.5	2100	5	0.430	0.424	0.651
S6	SSP5-8.5	2100	50	0.728	0.784	0.949
S7	SSP5-8.5	2100	95	1.281	1.391	1.502

5.1.1 NÍVEL MÉDIO DO MAR

As variações do nível médio do mar dos cenários do IPCC são referidas a um período de referência que se considera ser o ano de 2014 (Fox-Kemper et al., 2021). Nessas condições, efetua-se uma correção da variação do nível do mar em relação ao nível médio do mar utilizado nos modelos regional e costeiro e que corresponde ao ano de 2021 (MSL) e ao nível médio do mar padrão (NMM) utilizado no modelo local:

$$\Delta\bar{\eta}_{MSL} = \Delta\bar{\eta}_{2014}^{(2100)} - \Delta\bar{\eta}_{2014}^{(2020)}, \quad (126)$$

onde $\Delta\bar{\eta}_{2014}^{(2100)}$ e $\Delta\bar{\eta}_{2014}^{(2020)}$ correspondem respetivamente à previsão do IPCC para os anos de 2100 e de 2020, para o mesmo cenário, e

$$\Delta\bar{\eta}_{NNM} = \Delta\bar{\eta}_{2014}^{(2100)} + \bar{\Delta\eta}_{2014}, \quad (127)$$

onde $\bar{\Delta\eta}_{2014} = 0.221$ m corresponde à relação entre o nível médio do mar em 2014 e o nível médio padrão, resultante da calibração do modelo de maré. Da análise da Tabela 7, concluímos que o cenário S4 (SSP2-4.5 com $p = 0.95$) é mais gravoso do que os cenários S5 e S6 (SSP5-8.5 com $p = 0.05$ e $p = 0.50$, respetivamente). No entanto como se trata de cenários com diferentes premissas (SS2-4.5 e SS2-8.5) justifica-se a inclusão dos cenários S5 e S6 no estudo.

5.1.2 MARÉ ASTRONÓMICA E SOBRELEVAÇÃO METEOROLÓGICA

A variação do nível do mar devida à maré entre os dias 01/Dez/2013 e 21/Jan/2014 foi extraída da base de dados TPXO 7.2, para o ponto (41.10 °N, 8.70 °W) ao largo do Porto.

A sobrelevação meteorológica foi calculada com base nos dados da pressão atmosférica superficial extraída dos dados de reanálise climática ERA5 do ECMWF para o mesmo período para o ponto (41.25 °N, 8.75 °W). A série temporal resultante está ilustrada nas Figuras 37 e 38.

A variação do nível do mar devida à maré apenas foi considerada nos modelos costeiro e local.

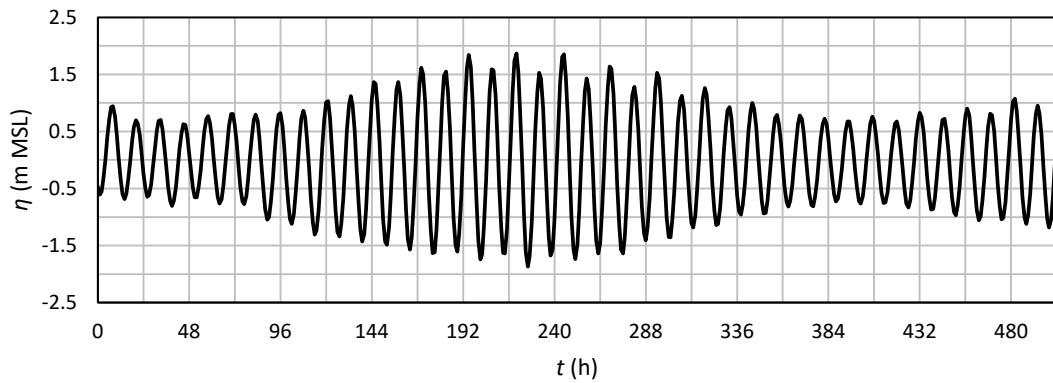


Figura 37: Série temporal sintética da maré ao largo do Porto das 00h00 UTC de 25/Dez/2013 às 00h00 UTC de 15/Jan/2014, obtida com o modelo TPXO 7.2, com a correção devida à sobrelevação meteorológica (tempo referido às 00h00 UTC do dia 25/Dez/2013).

5.1.3 CAMPOS DE VELOCIDADE DO VENTO

Os campos de velocidade do vento a 10 m de altitude, componentes u e v , e da pressão atmosférica à superfície do mar, p_a , com resolução espacial de $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ e resolução temporal horária, foram obtidos da base de dados do projeto de reanálise climática ERA5 do ECMWF, para o período entre os dias 01/Dez/2013 e 21/Jan/2014. A influência do vento foi considerada apenas nos modelos regional e costeiro.

5.1.4 ATRITO, CONDIÇÕES FRONTEIRA E HIDRODINÂMICA

Para a dissipação de energia por atrito no fundo, foi considerada nos modelos regional e costeiro a formulação JONSWAP com o coeficiente de atrito $C_f = 0.038 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. No modelo local, foi usada a formulação de Manning com um coeficiente $n = 0.02 \text{ m}^{-1/3} \cdot \text{s}$.

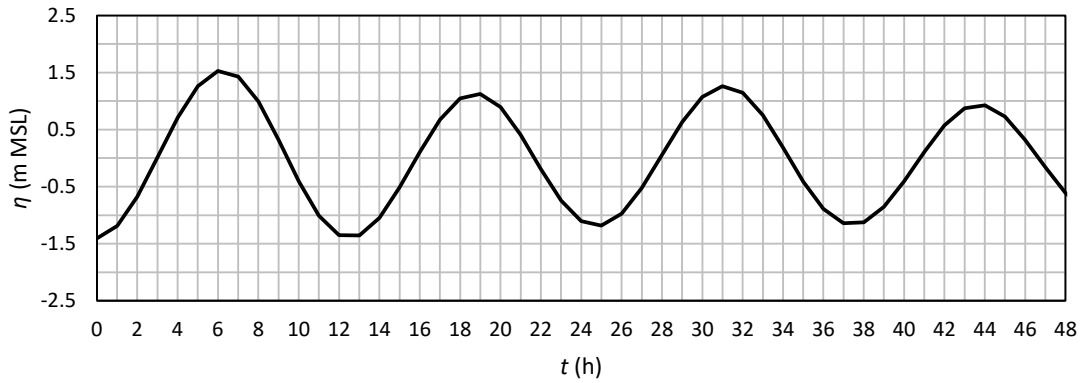


Figura 38: Série temporal sintética da maré ao largo do Porto das 00h00 UTC de 06/Jan/2014 às 00h00 UTC de 08/Jan/2014, obtida com o modelo TPXO 7.2, com a correção devida à sobrelevação meteorológica (tempo referido às 00h00 UTC do dia 06/Jan/2014).

As condições fronteiras foram definidas para o modelo regional. Foram utilizados resultados de reanálise da agitação marítima da base de dados do CMEMS-IBI, complementados com dados da base de dados do ECMWF para a dispersão direcional da agitação. O espectro foi parametrizado com a altura significativa das ondas, H_S , o período de pico, T_{PK} , a direção associada ao período de pico, θ_{PK} , e o desvio padrão da dispersão direcional em relação à direção de pico, σ_θ ⁴. Estes dados têm uma resolução temporal de 1 h.

Nos modelos regional e costeiro, o espectro de energia nas condições fronteira foi definido como um espectro JONSWAP com o fator de pico padrão $\gamma = 3.3$. O espaço de frequência foi discretizado em 37 faixas de frequência com $f_{\min} = 0.03$ Hz e $f_{\max} = 1.02$ Hz⁵. O espaço de direções de propagação foi discretizado em 72 faixas com $\Delta\theta = 5^\circ$. O intervalo de tempo utilizado na discretização temporal das simulações (*time-step*) foi $\Delta t = 10$ min no modelo regional e $\Delta t = 5$ min no modelo costeiro.

Em ambos os modelos, regional e costeiro, adotaram-se as formulações da configuração T06 da calibração do modelo SWAN (ver Tabela 1).

Os resultados espectrais obtidos no modelo regional foram utilizados como condição fronteira para o modelo costeiro, com uma resolução horária de 30 min e uma resolução espacial igual à do modelo.

Para as condições de agitação na fronteira oeste, *offshore*, do modelo local (XBeach), foram extraídos os espectros de energia da onda calculados pelo modelo costeiro nos pontos P1, P2 e P3 (ver Figura 25), com uma periodicidade de 30 min. O espaço de direções de propagação foi discretizado em faixas com $\Delta\theta = 10^\circ$, entre as direções 170.6° e 350.6° (convenção náutica). Nas fronteiras norte e sul, foram consideradas condições fronteira de Neumann (gradiente nulo). A formulação hidrodinâmica adotada foi a designada por *surfbeat*. A variação temporal do nível do mar, devida à maré e à sobrelevação meteorológica, foi imposta nas fronteiras oeste e leste do local. Desta forma o regime não foi considerado o efeito do regime fluvial nem na hidrodinâmica nem na morfodinâmica do sistema.

5.1.5 SEDIMENTOLOGIA

Considerou-se que o fundo nas zonas erodíveis é composto por areias, com diâmetros característicos $D_{50} = 1.7$ mm e $D_{90} = 3.7$ mm, e massa volúmica $\rho = 2650$ kg/m³. Foi utilizada a formulação de

⁴ O desvio padrão da dispersão direcional em relação à direção de pico, σ_θ , não é disponibilizado pelo CMEMS-IBI, pelo que foi extraído da base de dados de reanálise do ECMWF.

⁵ A distribuição de largura de faixas de frequência no SWAN é logarítmica.

transporte de sedimentos total de Van Thield-Van Rijn. Foi utilizado um fator de aceleração morfológica de 10.

5.2 VALIDAÇÃO DO MODELO COSTEIRO

Os resultados obtidos pelo modelo costeiro foram validados por comparação com os dados registados na boia de Leixões para o período de 01 a 15 de janeiro de 2014 (41° 10' N, 8° 59' W). Esta comparação está ilustrada nas Figuras 39 a 42 e quantificada na Tabela 7, para as variáveis H_S , T_{PK} , T_{m02} e θ_{PK} , com as métricas definidas pelas equações a (119 a 124). O erro de precisão, calculado pela norma $\mathcal{L}_N^2$, é inferior a 10 % para as variáveis analisadas, enquanto o enviesamento é inferior a 5 %. Estes resultados são de qualidade superior aos obtidos durante a calibração do modelo e seleção da configuração a utilizar. Continua, no entanto, a verificar-se que o modelo subestima a altura significativa quando esta ultrapassa os 7 m. Esta constatação é evidente nos valores obtidos para o dia 06/Jan/2014 (ver Figura 39).

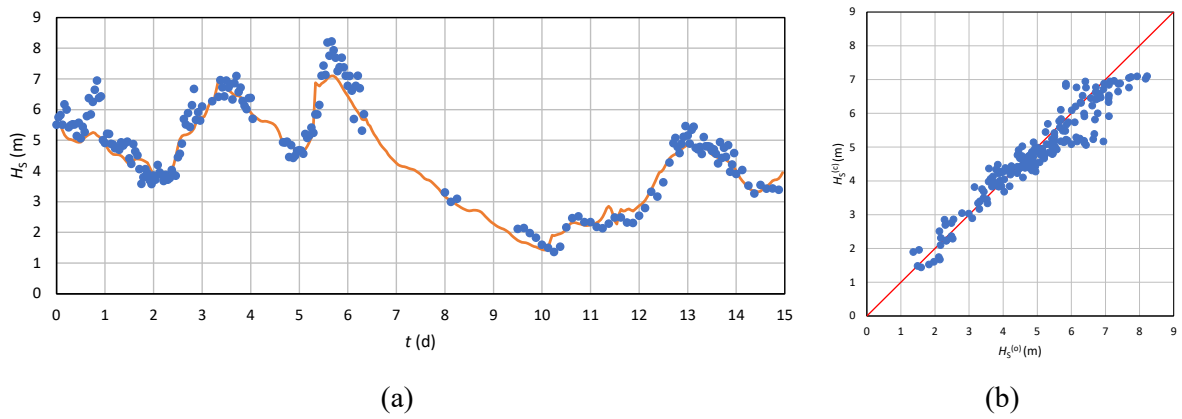


Figura 39: Modelo costeiro. Altura significativa H_S na boia de Leixões, no período 01–15/Jan/2014. (a) Séries temporais observada (●) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.

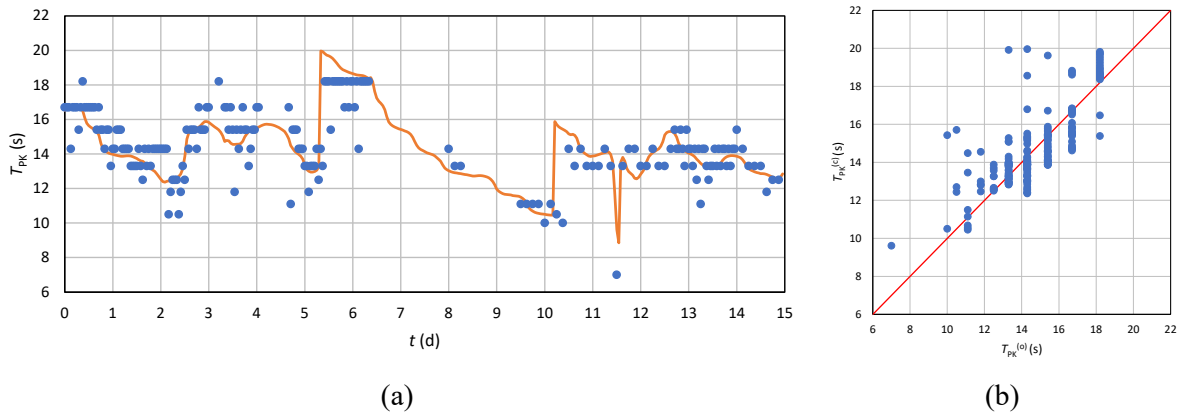


Figura 40: Modelo costeiro. Período de pico T_{PK} na boia de Leixões, no período 01–15/Jan/2014. (a) Séries temporais observada (●) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.

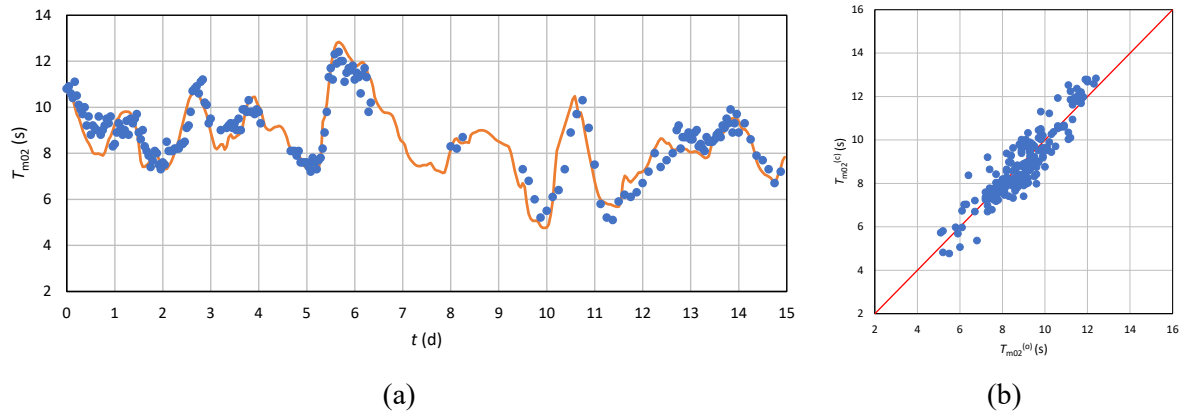


Figura 41: Modelo costeiro. Período médio T_{m02} na boia de Leixões, no período 01–15/Jan/2014. (a) Séries temporais observada (●) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.

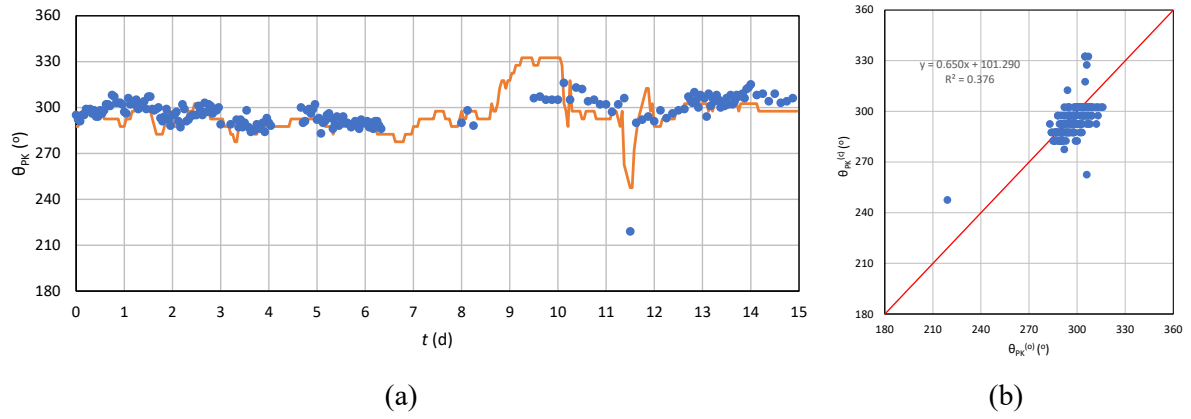


Figura 42: Modelo costeiro. Direção de pico θ_{PK} na boia de Leixões, no período 01–15/Jan/2014. (a) Séries temporais observada (●) e simulada (—). (b) Diagrama de dispersão.

Tabela 7: Métricas calculadas para boia de Leixões no período 01–15/Jan/2014.

	$\mathcal{L}^2$	$\mathcal{L}_N^2$	b	b_N	r_{sym}	r
	(m, s, °)	(—)	(m, s, °)	(—)	(—)	(—)
H_S	0.447	0.093	-0.171	-0.035	0.958	0.957
T_{PK}	1.319	0.094	0.593	0.041	1.006	0.764
T_{m02}	0.667	0.074	0.149	0.017	0.997	0.911
θ_{PK}	8.744		-0.182		0.937	0.613

5.3 ANÁLISE DOS RESULTADOS

Os resultados são analisados apenas para o modelo local. A análise incidirá sobre as condições de agitação e espraçamento ou galgamento sobre a restinga ao longo dos dias 06 e 07/Jan/2014, e sobre a

evolução morfológica da restinga, em planta, nas regiões representadas nas Figuras 43 e 44, e ao longo de quatro transeptos, sendo três na direção W–E e um na direção S–N (ver Figura 45).

O programa XBeach apenas produz resultados para a raiz da altura média quadrática, H_{rms} . Os resultados aqui apresentados para a altura significativa, H_S , baseiam-se na premissa de que a altura de onda tem uma distribuição de Rayleigh, caso em que se terá (Dean & Dalrymple, 1991).

$$H_S = \sqrt{2} H_{rms} . \quad (128)$$

5.3.1 ALTURA SIGNIFICATIVA DAS ONDAS E ESPRAIAMENTO

O pico energético da tempestade ocorre entre as 14h00 UTC e as 18h00 UTC 06/Jan/2014, como se pode concluir da análise da evolução da altura significativa observada e calculada para a boia de Leixões (ver Figura 39). No entanto, a influência da maré cheia que ocorrerá às 19h00 UTC 06/Jan/2014 faz com que as alturas significativas mais elevadas sobre o talude oeste da restinga, ocorram mais tarde. A distribuição da média temporal da altura significativa da onda entre as 18h00 UTC e as 21h00 UTC 06/Jan/2014, é analisada para a região próxima da restinga, definida na Figura 43. Os resultados obtidos estão apresentados nas Figuras 46 a 51, para os cenários S1 a S7. É identificável um aumento das alturas significativas junto à costa e face à restinga, conforme vão sendo considerados cenários de nível médio do mar cada vez mais elevado. Em qualquer dos cenários os quebra-mares norte e sul cumprem perfeitamente a função de proteção do estuário, impedindo a propagação da agitação marítima com $H_S > 1$ m para o interior deste.

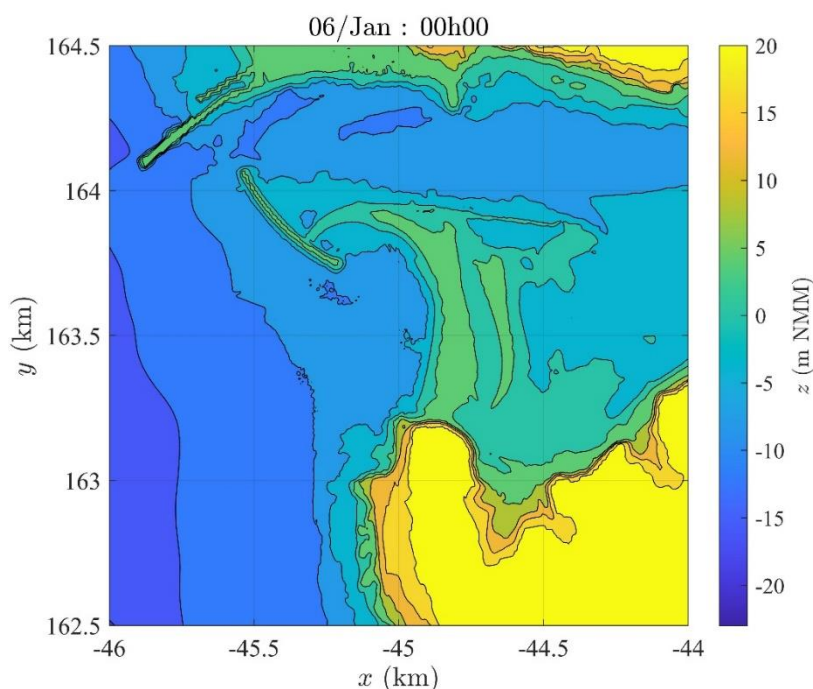


Figura 43: Pormenor da batimetria inicial do estuário e foz do Douro.

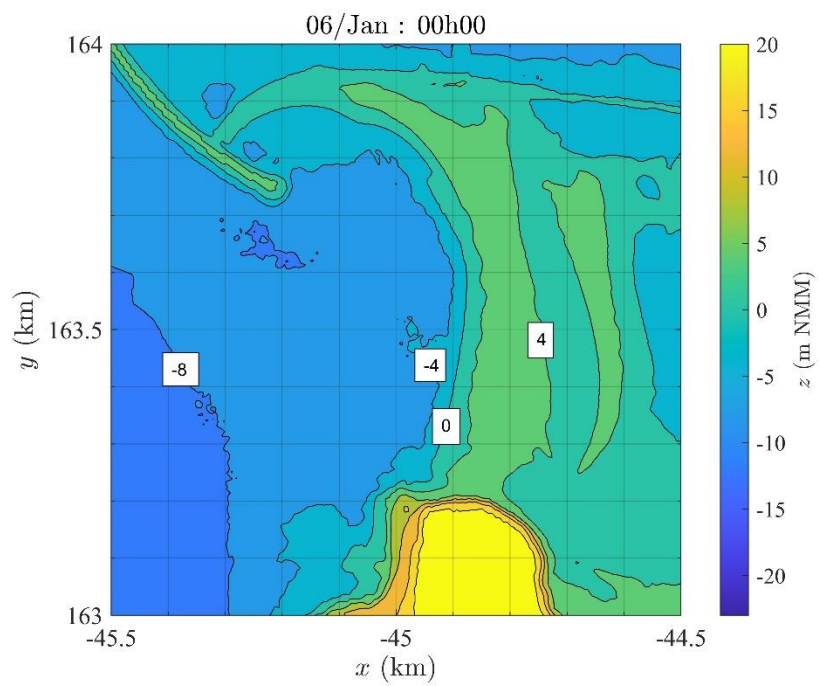


Figura 44: Pormenor da batimetria inicial da restinga.

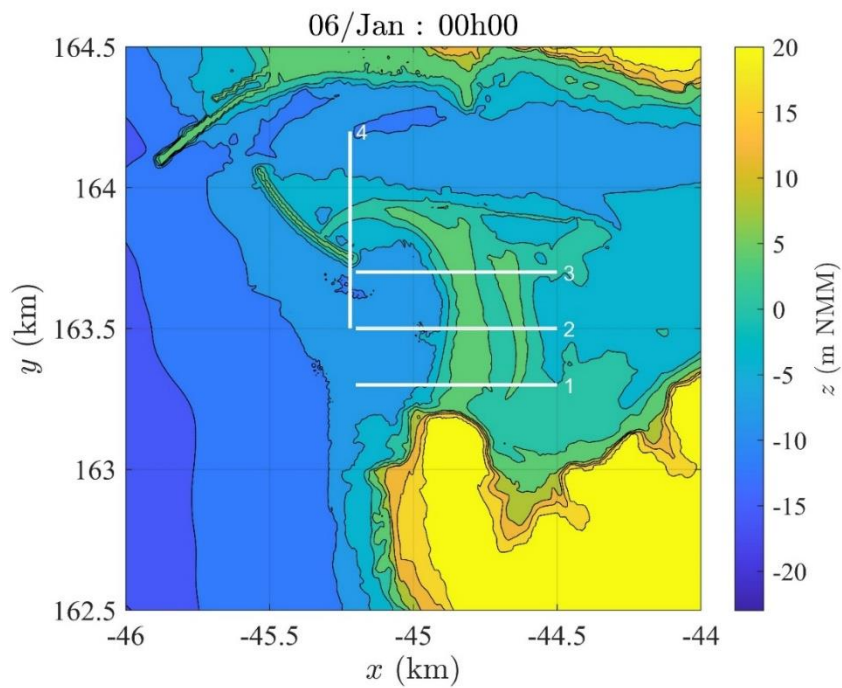


Figura 45: Posição dos transeptos para análise.

Uma análise mais pormenorizada, pode ser feita por análise dos níveis extremos nos transeptos acima referidos, nos dias 06 e 07/Jan/2014 (ver Figuras 66 a 72). Nestas figuras, o perfil batimétrico representado é o inicial (00h00 UTC 06/Jan/2014). O registo dos níveis extremos permite analisar o espraçamento da onda, quantificando o seu *run-up*, e consequentemente a eventual ocorrência de galgamento.

5.3.1.1 Cenário S1

Para o cenário S1, atual, o espraçamento das ondas não atinge o topo do talude oeste da restinga (ver Figura 66), o qual se encontra a uma cota de cerca de +7 m NMM. Nos Perfis 1 e 2, o espraçamento máximo atingiu os +6 m NMM. No Perfil 3, o espraçamento máximo atingiu a cota de +5 m NMM. Haverá um provável galgamento do extremo sul do quebramar destacado, pelas ondas mais altas, dado que o espraçamento atinge os +4 m NMM, a mesma cota do coroamento do quebramar. O galgamento e espraçamento de ondas sobre o quebramar destacado é frequentemente observado em situações de tempestade.

5.3.1.2 Cenário S2

Este cenário corresponde ao quantil $p = 0.05$, i.e. probabilidade de ser ultrapassado de 95 %, para o cenário SSP2-4.5, para o ano 2100. Nos Perfis 1 e 2, o espraçamento máximo atinge uma cota ligeiramente superior a +6 m NMM. No Perfil 3, o espraçamento máximo atinge uma cota de cerca de +5 m NMM. No Perfil 4, o espraçamento máximo atinge a cota +4 m NMM, com possibilidade de galgamento da zona do quebramar destacado.

5.3.1.3 Cenário S3

Este cenário corresponde ao valor esperado, $p = 0.50$, para o cenário SSP2-4.5 no ano 2100. O espraçamento máximo para o Perfil 1 atinge a cota +7 m NMM, enquanto nos Perfis 2 e 3, são atingidas as cotas de +6 e +5 m NMM, respetivamente, e de +4 m NMM no Perfil 4.

5.3.1.4 Cenário S4

Este cenário corresponde ao quantil $p = 0.95$, i.e. uma probabilidade de ser atingido, ou ultrapassado de apenas 5 %, para o cenário SSP2-4.5 no ano 2100. O espraçamento máximo atinge a cota de +7 m NMM nos Perfis 1 e 2, +6 m NMM no Perfil 3 e +4 m NMM no Perfil 4.

5.3.1.5 Cenário S5

Este cenário corresponde ao quantil $p = 0.05$, i.e. probabilidade de ser ultrapassado de 95 %, para o cenário SSP5-8.5, para o ano 2100. O espraçamento máximo, no Perfil 1, atinge uma cota máxima de +6 m NMM. Nos Perfis 2 e 3, a cota máxima de espraçamento é um pouco superior a +6 m NMM. No Perfil 4, o nível máximo atingido pelo mar é de +4.2 m NMM.

5.3.1.6 Cenário S6

Este cenário corresponde ao valor esperado, $p = 0.50$, para o cenário SSP5-8.5 no ano 2100. O espraçamento máximo nos Perfis 1 e 2 atinge a cota +7 m NMM, enquanto no Perfil 3 é atingida a cota +5 m NMM, respetivamente. No Perfil 4 é atingida a cota de +4 m NMM.

5.3.1.7 Cenário S7

Este cenário corresponde ao $p = 0.95$, i.e. uma probabilidade de ser atingido, ou ultrapassado de apenas 5 %, para o cenário SSP5-8.5 no ano 2100. É o cenário mais extremo. O nível máximo do mar atinge a cota de +7.5 m NMM a barlar da restinga no Perfil 1, espraçando-se as ondas sobre o coroamento da

restinga. O Perfil 2, o espraçamento atinge a cota de +7 m NMM, enquanto no Perfil 3 atinge +6 m NMM. No Perfil a superfície livre a sul do quebramar destacado atinge um nível superior a +4 m NMM, o que pressupõe um galgamento facilitado desse quebramar.

5.3.2 EVOLUÇÃO DOS FUNDOS

São analisadas as diferenças entre a batimetria inicial, às 00h00 UTC 06/Jan/2014 (ver Figura 44) e a batimetria final, às 00h00 UTC 08/Jan/2014, para os cenários S1 a S7. Esta análise permite inferir sobre a ocorrência de erosão ou acreção no talude de barlamar (oeste) da restinga (ver Figuras 52 a 65), com mapas da batimetria final e planos de erosão/acreção

. Uma análise temporal da evolução do talude de barlamar da restinga é apresentada nos gráficos das Figuras 73 a 79, para os transeptos indicados na Figura 45.

Assim, é possível concluir que em todos os cenários há um recuo para leste das linhas de nível +4 m NMM e 0 m NMM, enquanto a linha de nível -4 m NMM, submersa, se desloca para oeste. Grosso modo, isto corresponde a uma erosão na zona de espraçamento das ondas e a uma acreção abaixo da linha de costa. A análise dos transeptos mostra que de facto o recuo da restinga, por erosão, para leste afeta todo o talude de barlamar até ao seu coroamento a cerca de +7 m NMM. O declive do talude torna-se mais suave entre as cotas -2 m NMM e +2 m NMM nos Perfis 1 e 3, dando origem a uma berma, e -4 m NMM, e +2 m NMM no Perfil 2, onde não surge uma berma. É manifesto, nos planos de erosão/acreção e nos gráficos para o Perfil 4, que a sotamar do quebramar destacado, no prolongamento do muro Luís de Carvalho até ao quebramar, se verifica uma zona de erosão a barlamar (sul) com acreção a sotamar (norte).

É facilmente identificável um padrão de aumento dos volumes de erosão e de acreção com o aumento do nível médio do mar, sendo que os cenários S5 e S6, menos gravosos neste aspeto do que o cenário S4, têm menores volumes movimentados do que o cenário S4. O cenário S7 é o que apresenta maiores volumes movimentados.

5.4 ANEXO — FIGURAS

5.4.1 ALTURA SIGNIFICATIVA

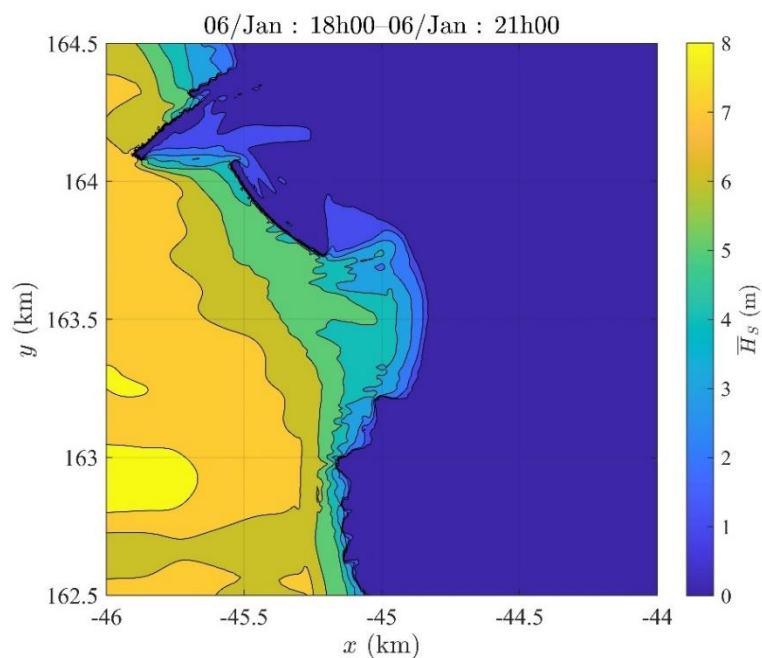


Figura 46: Cenário S1. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.

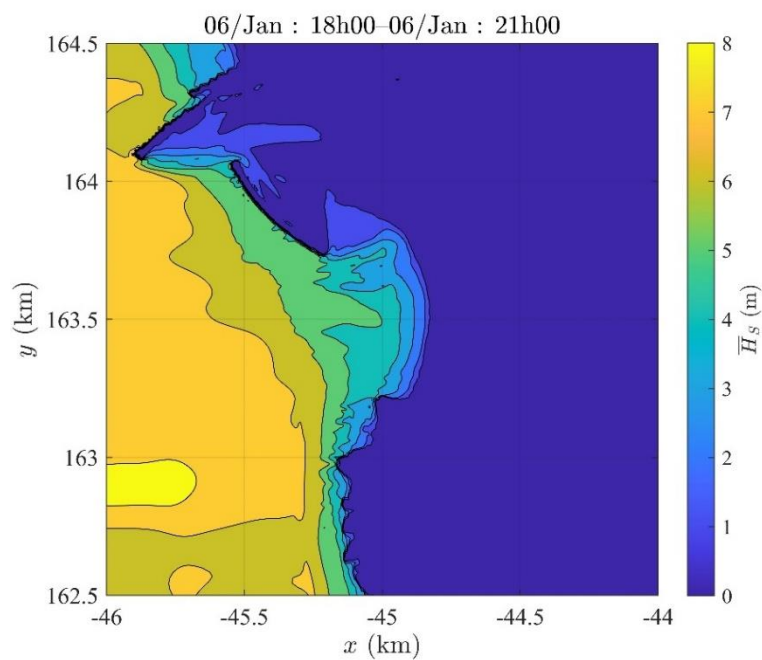


Figura 47: Cenário S2. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.

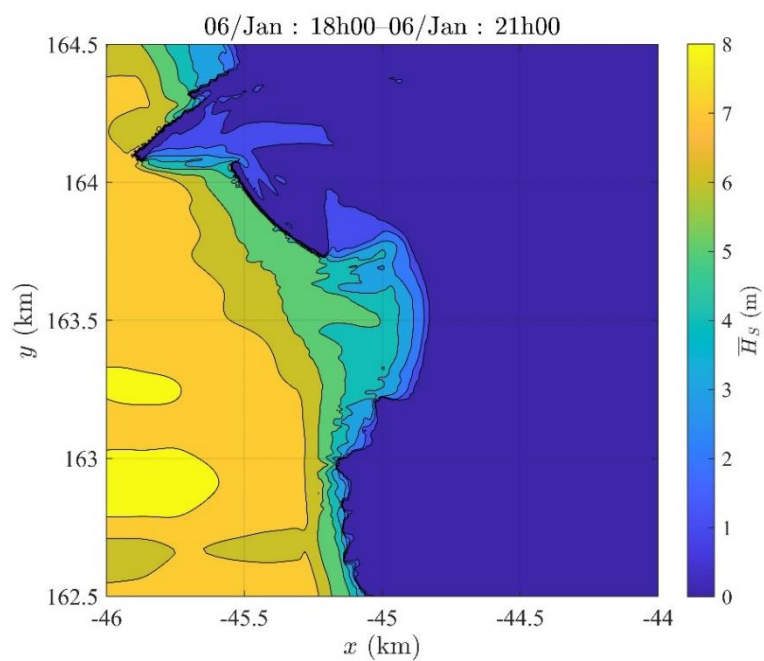


Figura 48: Cenário S3. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.

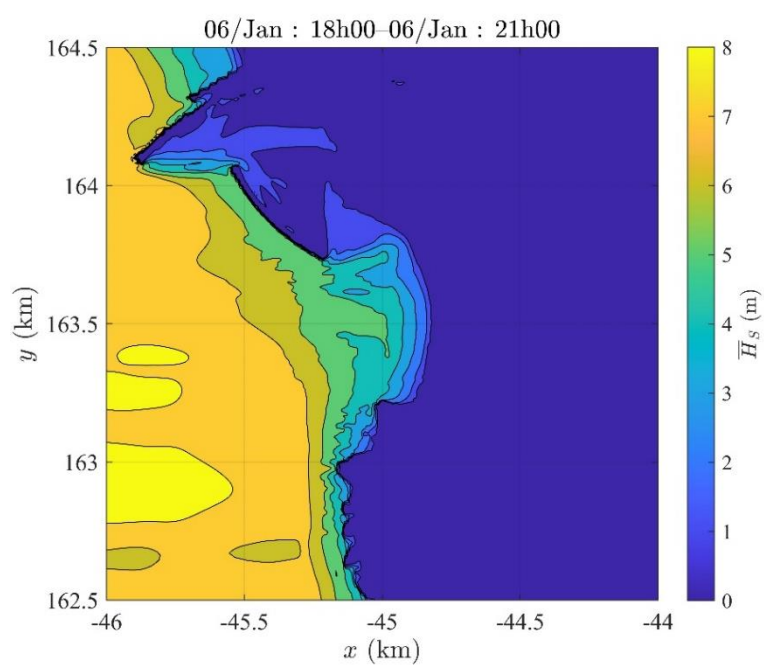


Figura 49: Cenário S4. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.

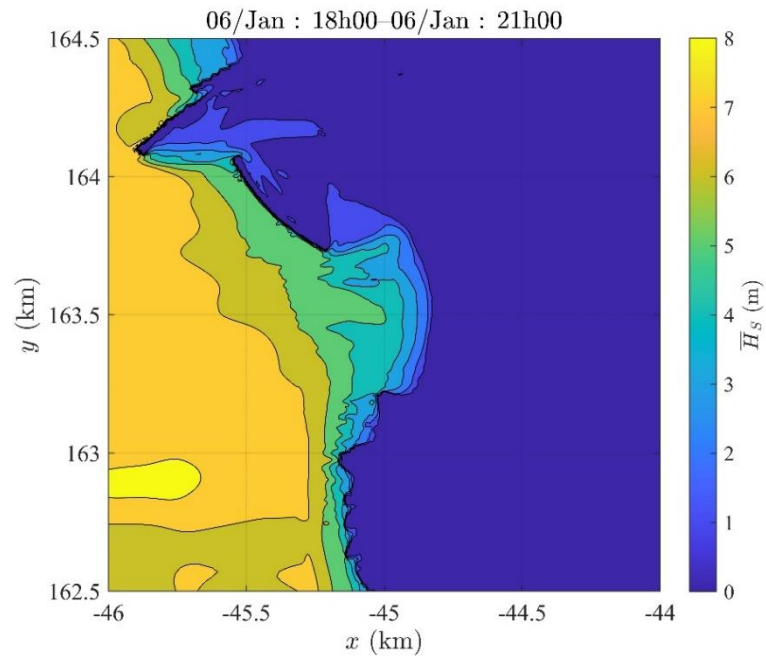


Figura 50: Cenário S5. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.

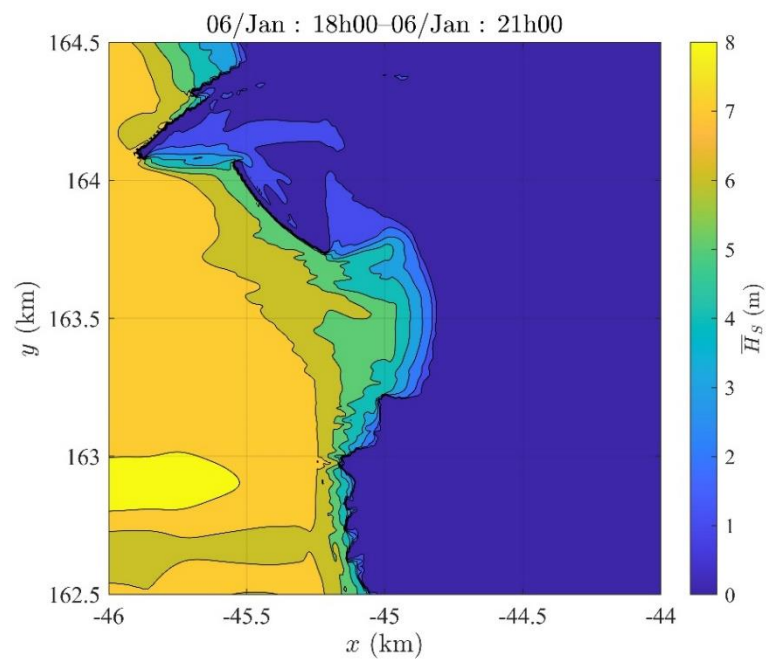


Figura 51: Cenário S7. Altura significativa média no período 18h00–21h00 UTC 06/Jan/2014.

5.4.2 EVOLUÇÃO DOS FUNDOS

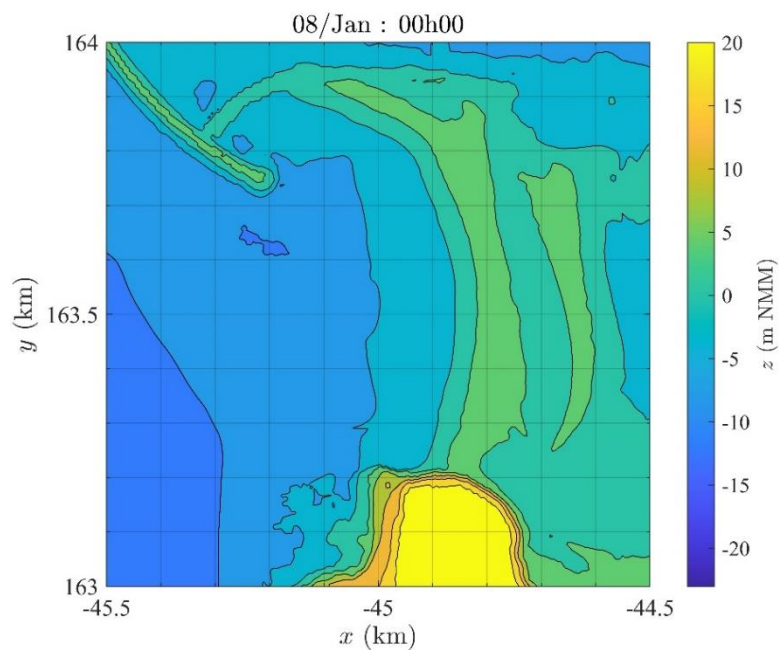


Figura 52: Cenário S1. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

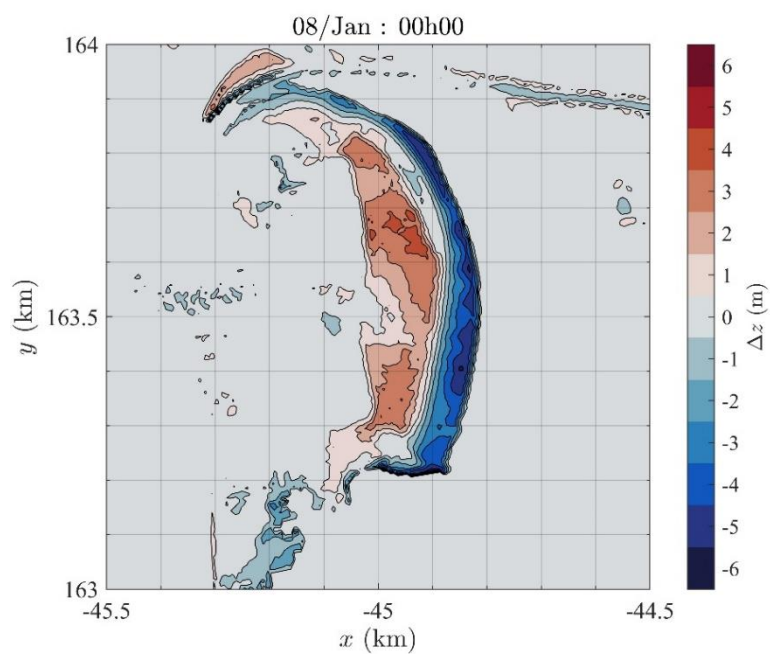


Figura 53: Cenário S1. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

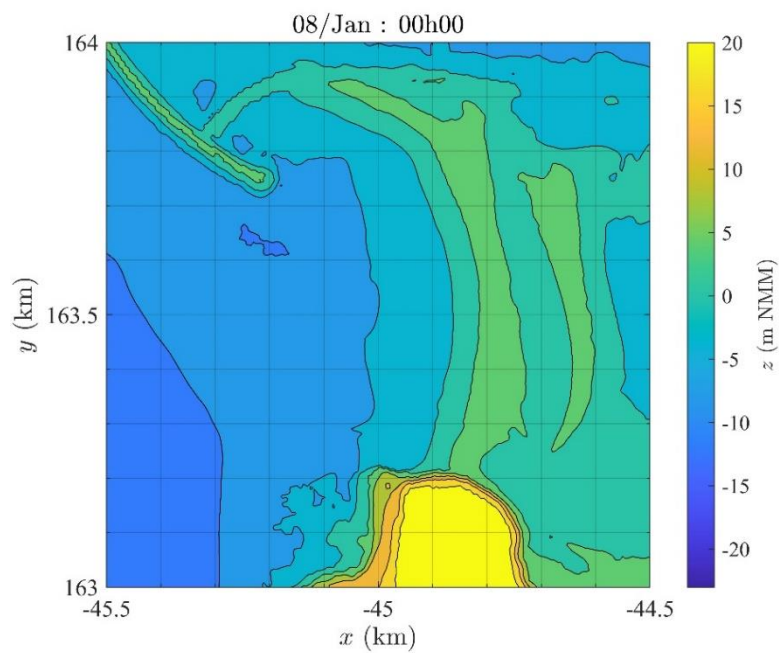


Figura 54: Cenário S2. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

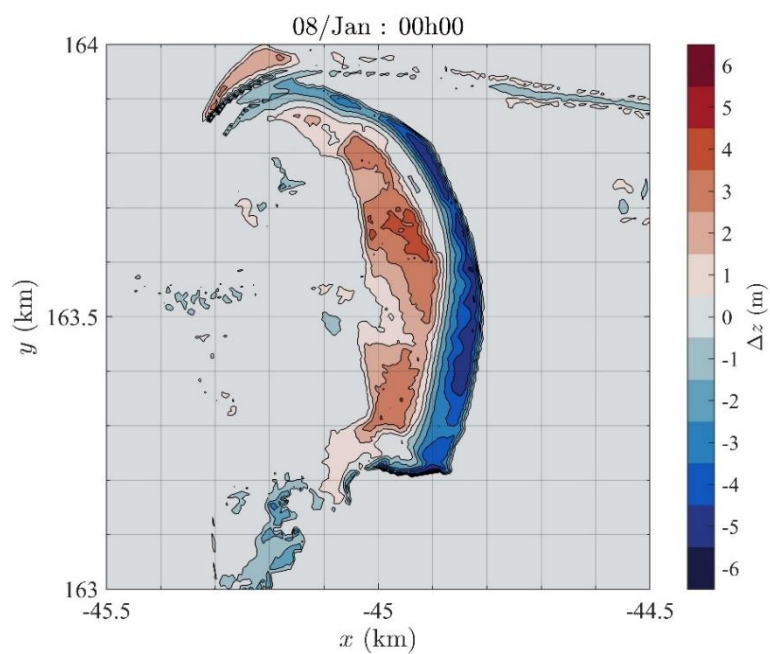


Figura 55: Cenário S2. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

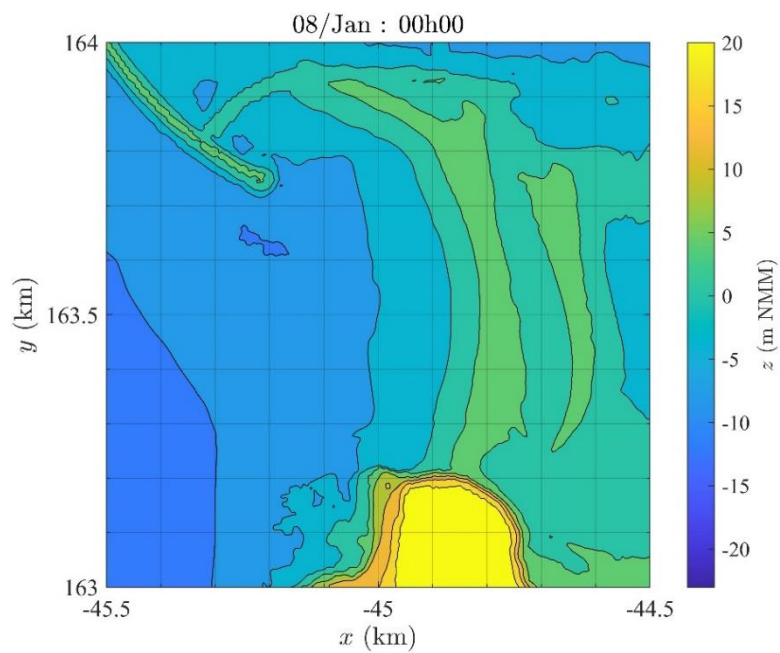


Figura 56: Cenário S3. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

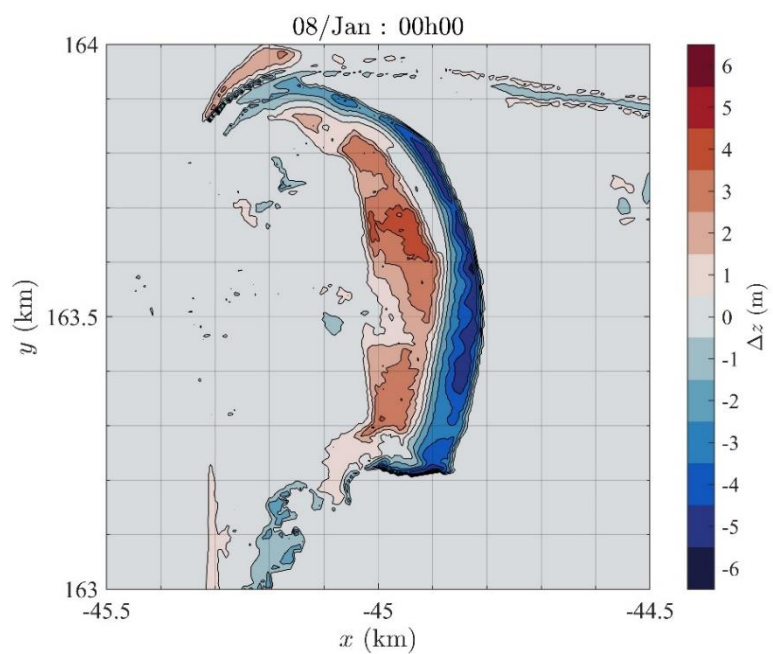


Figura 57: Cenário S3. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

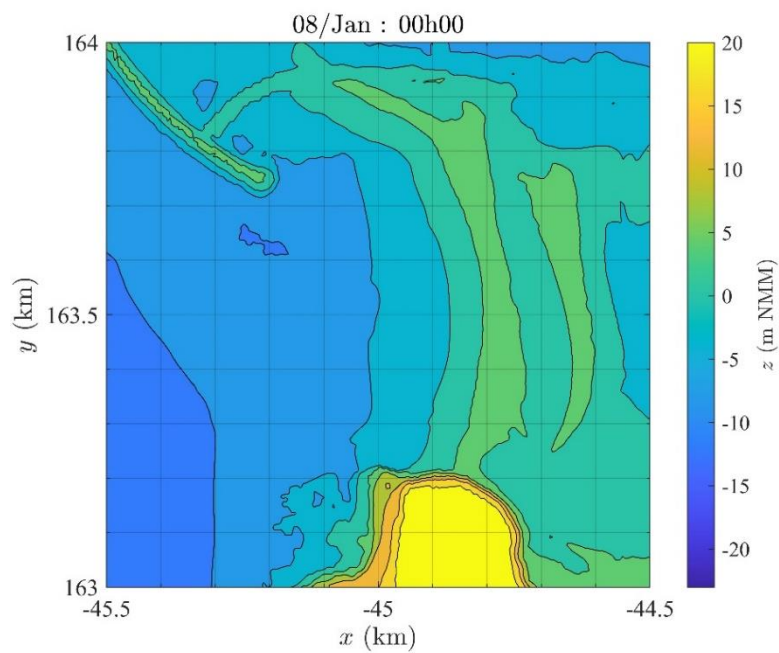


Figura 58: Cenário S4. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

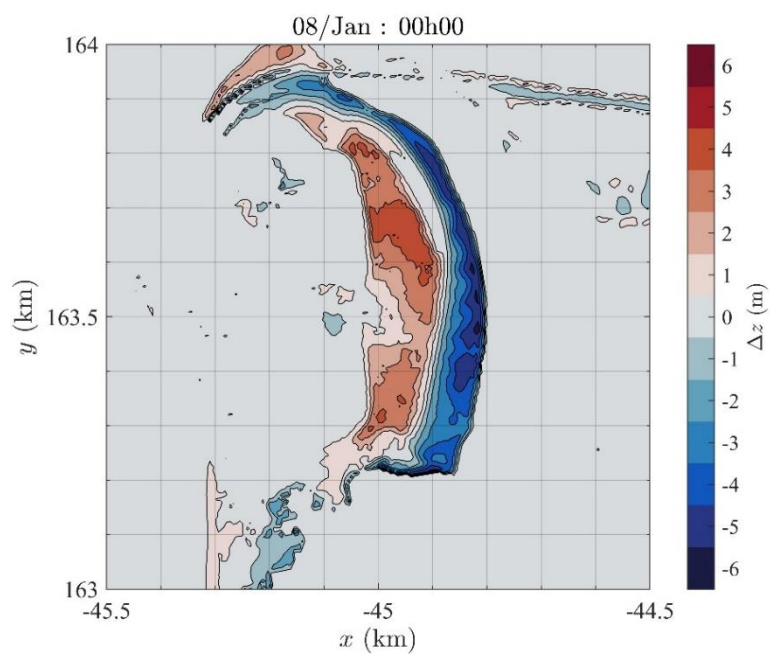


Figura 59: Cenário S4. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

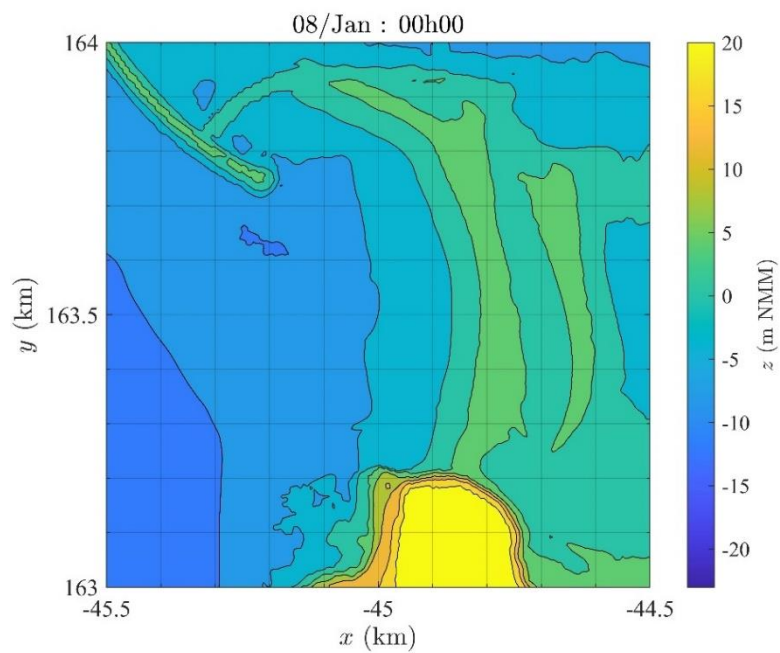


Figura 60: Cenário S5. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

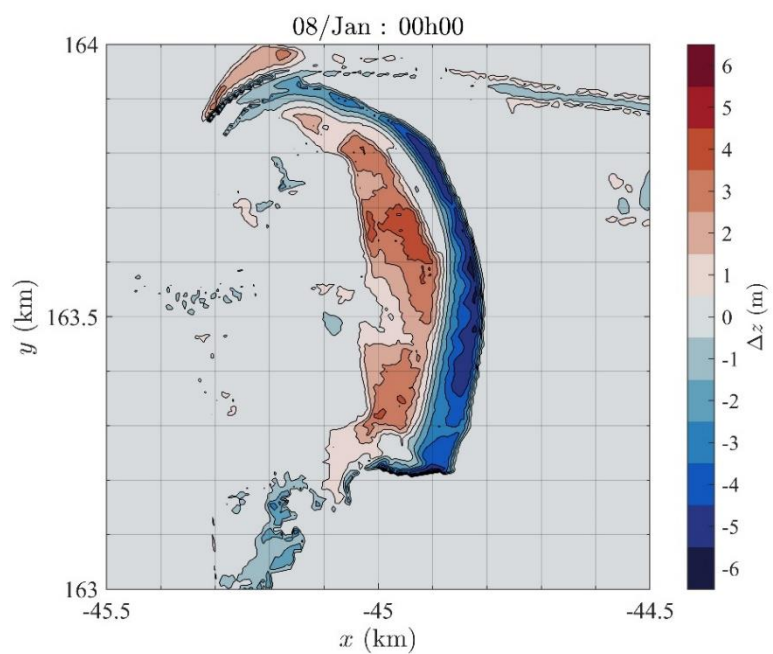


Figura 61: Cenário S5. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

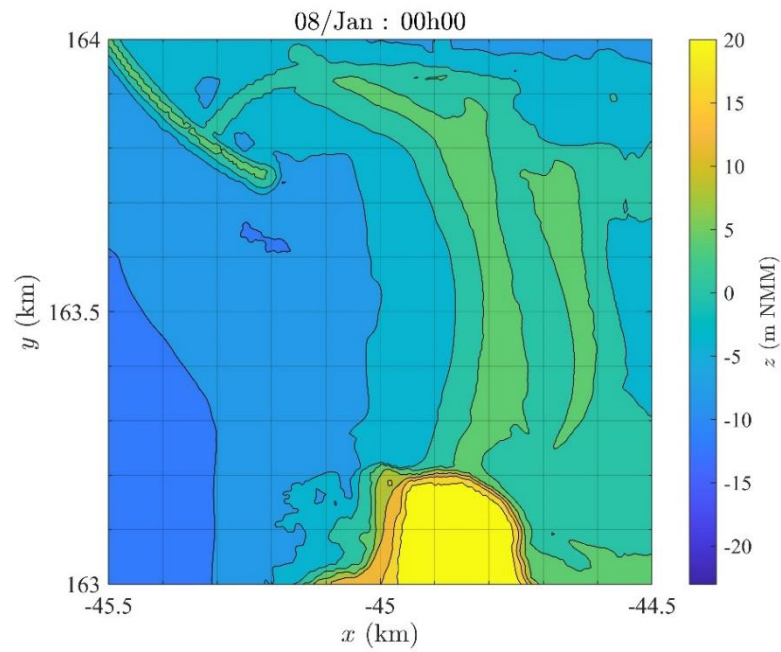


Figura 62: Cenário S6. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

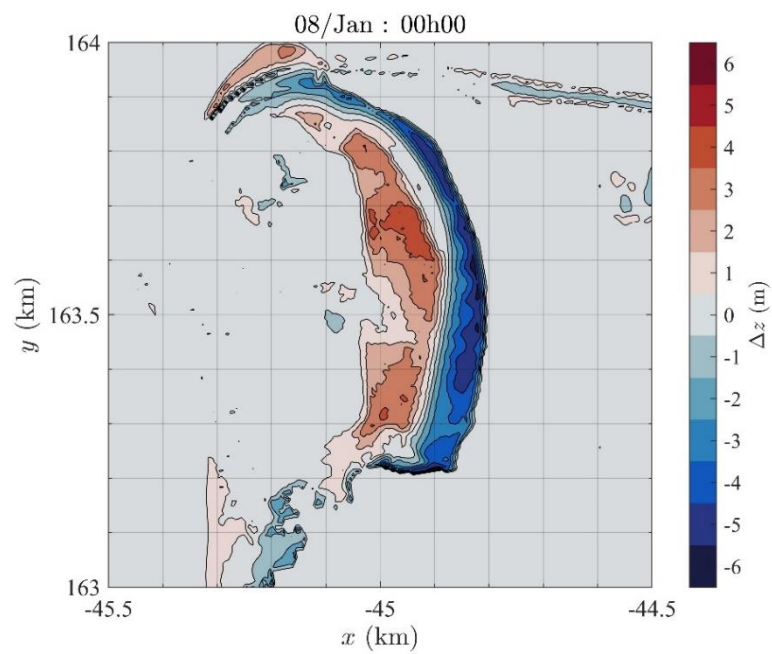


Figura 63: Cenário S6. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

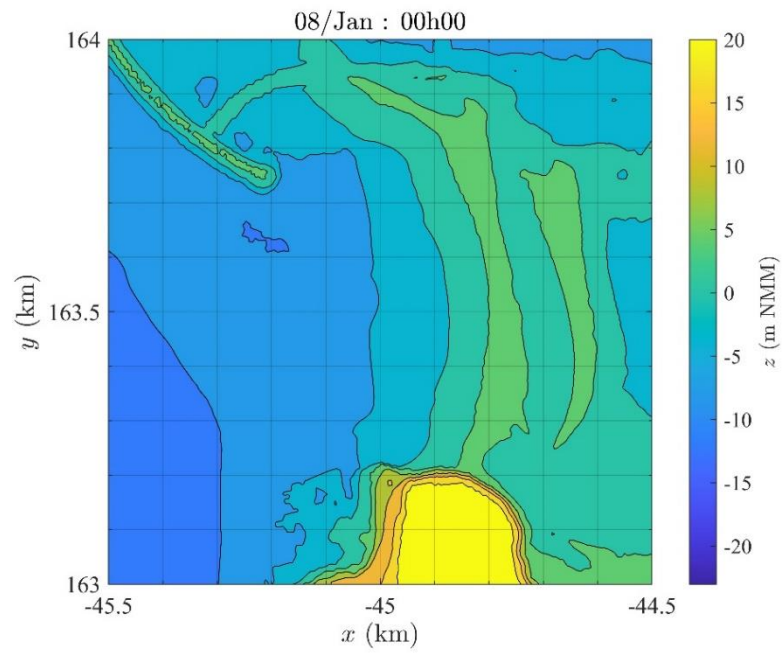


Figura 64: Cenário S7. Pormenor da batimetria da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

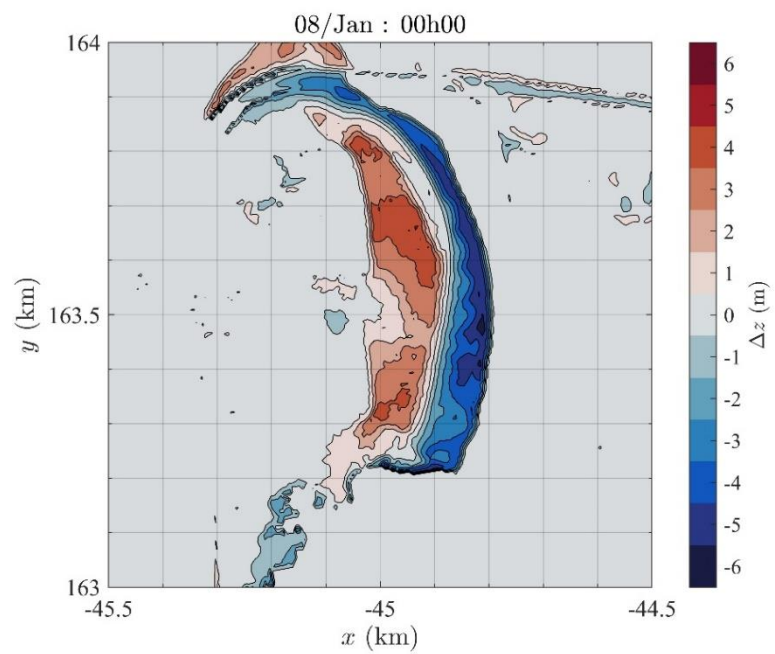


Figura 65: Cenário S7. Erosão e acreção da restinga às 00h00 UTC 08/Jan/2014.

5.4.3 TRANSEPTOS — NÍVEIS EXTREMOS

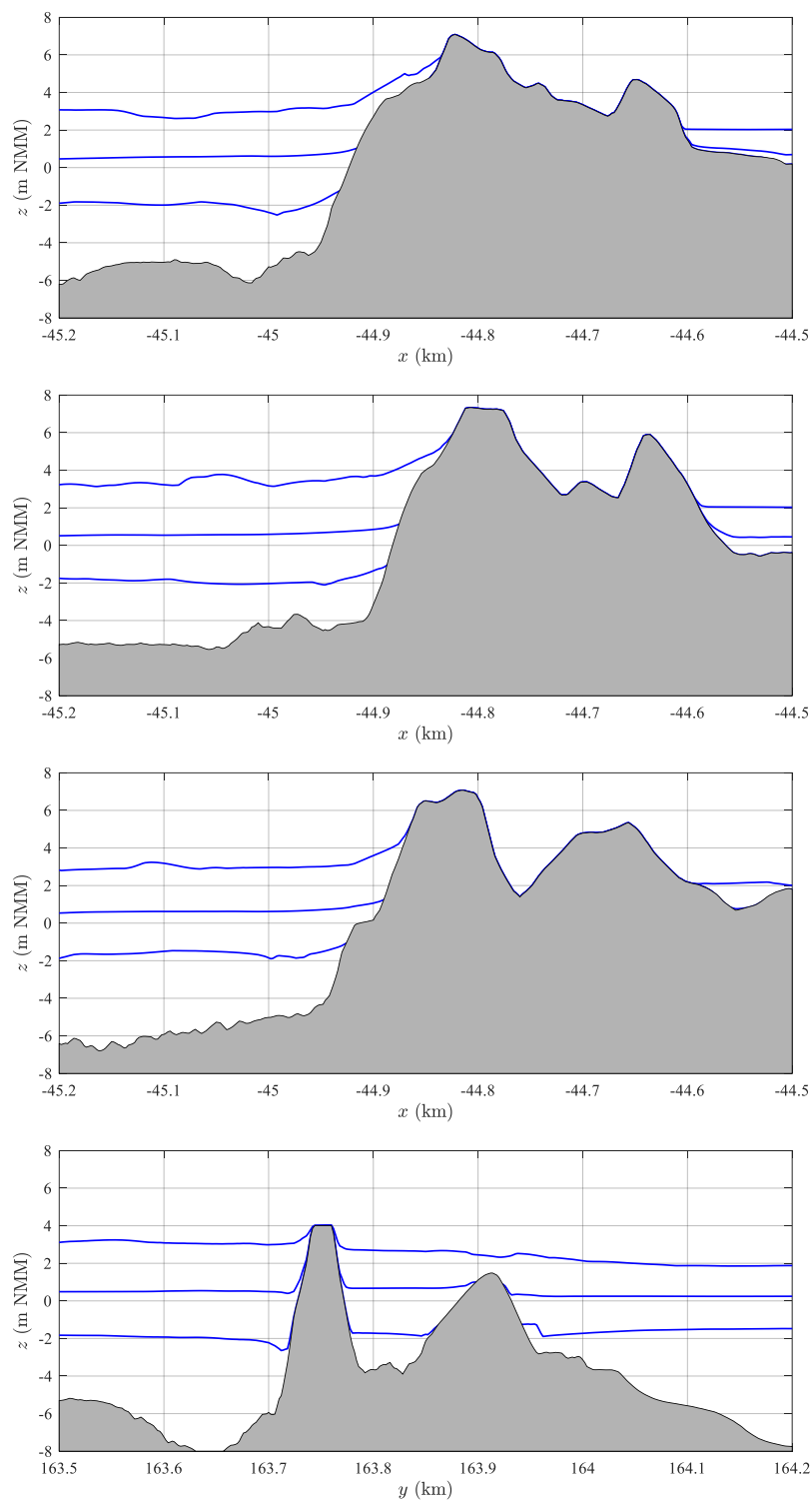


Figura 66: Cenário S1. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).

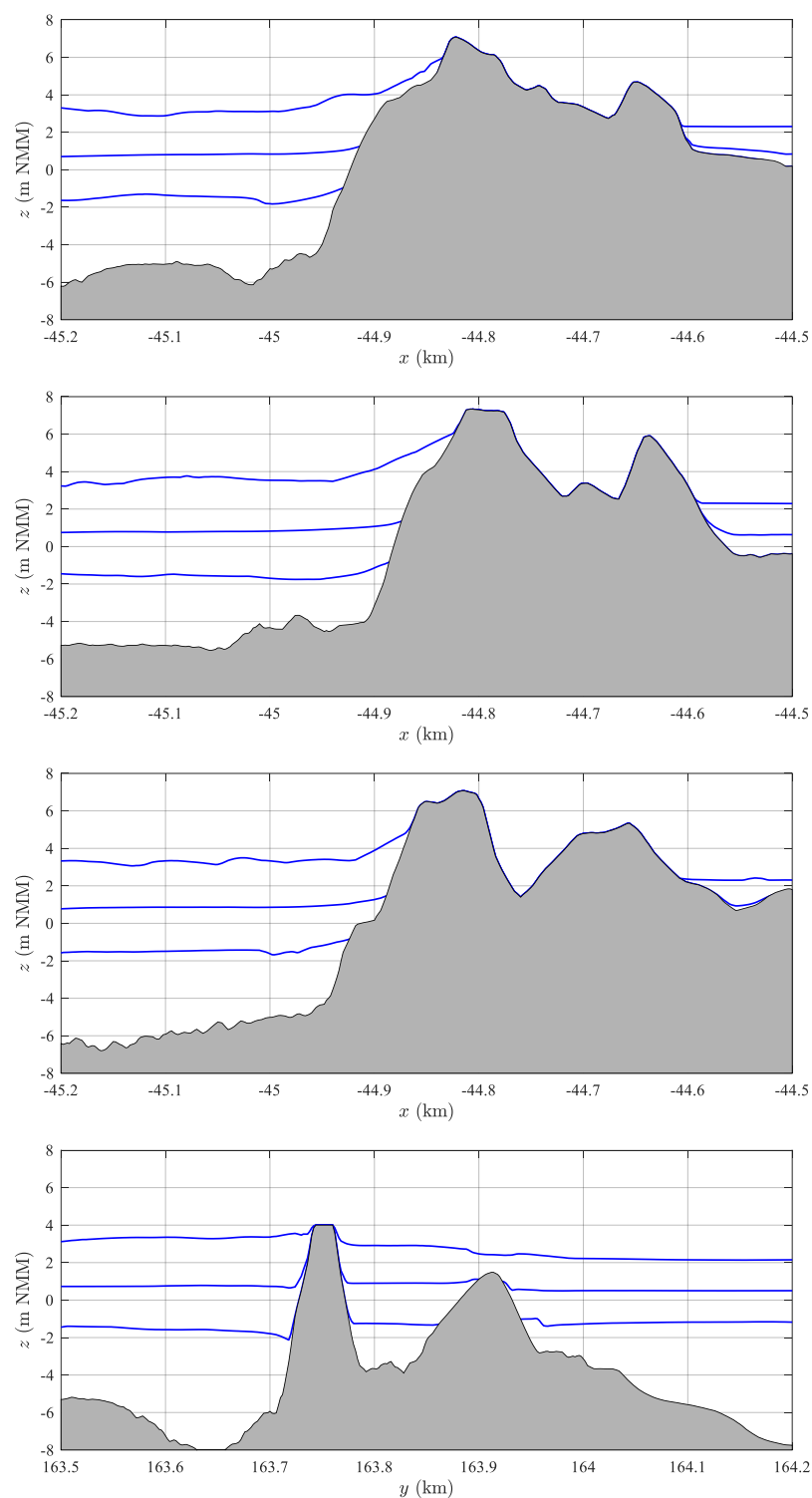


Figura 67: Cenário S2. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).

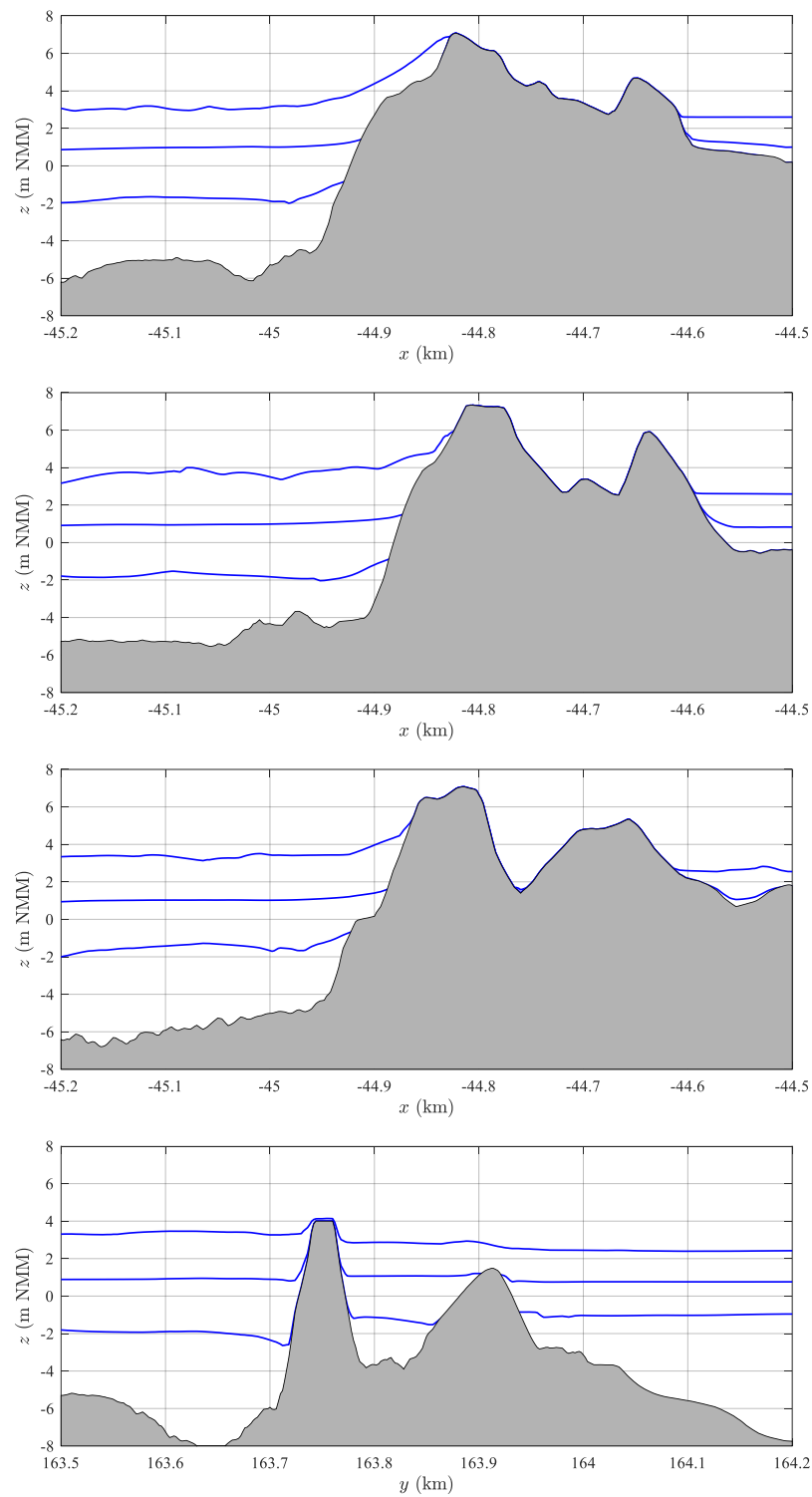


Figura 68: Cenário S3. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).

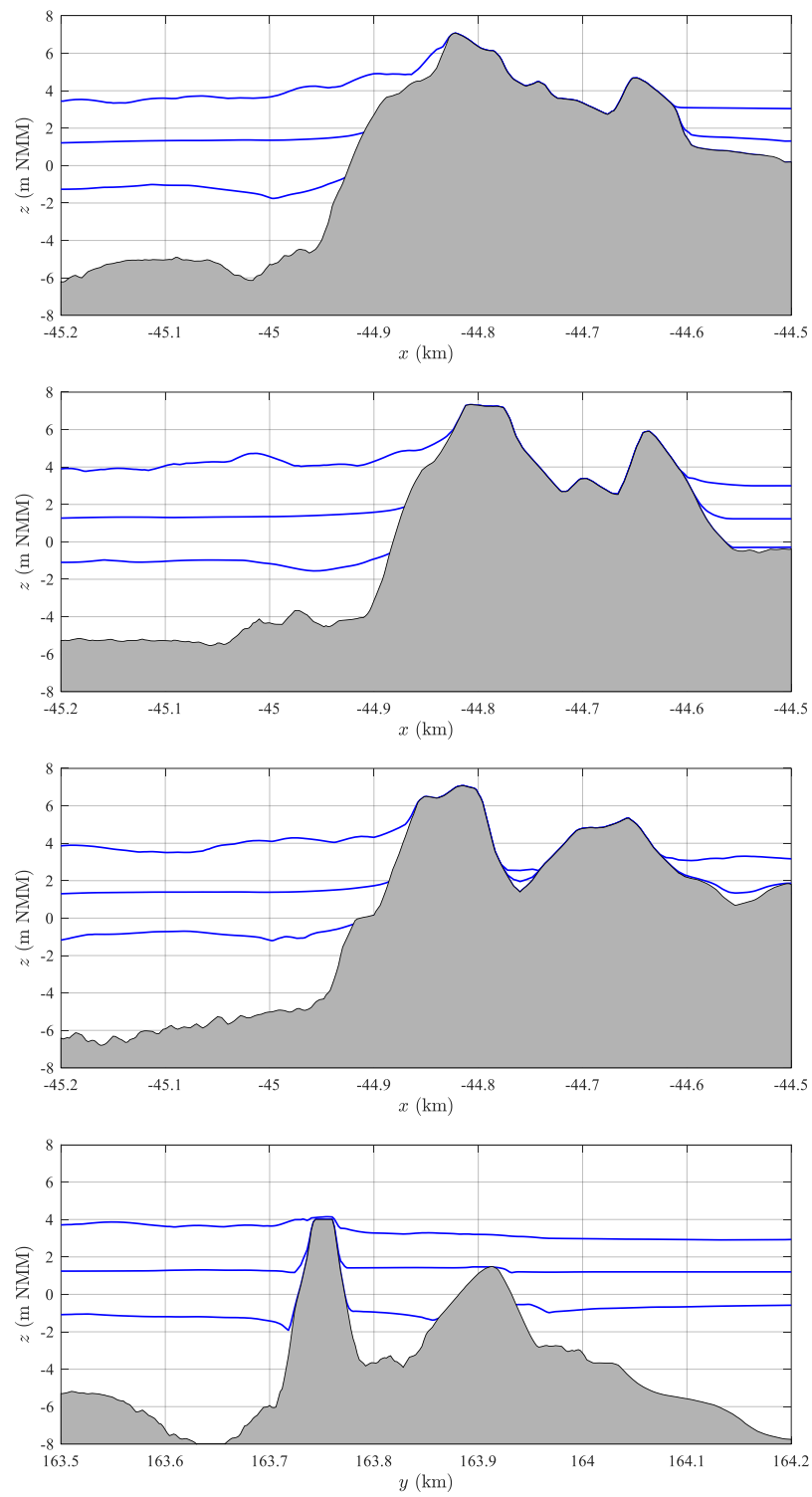


Figura 69: Cenário S4. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).

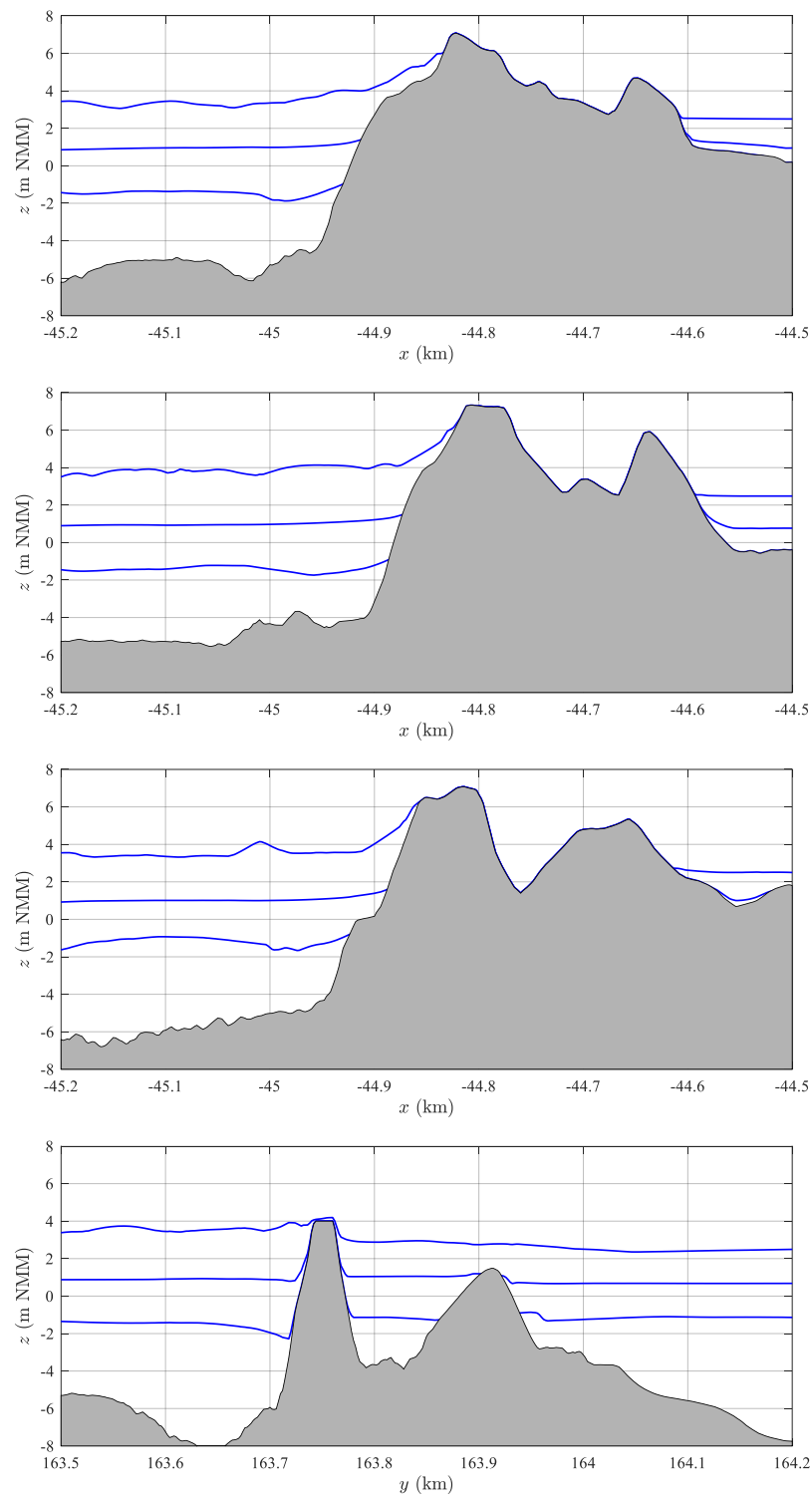


Figura 70: Cenário S5. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).

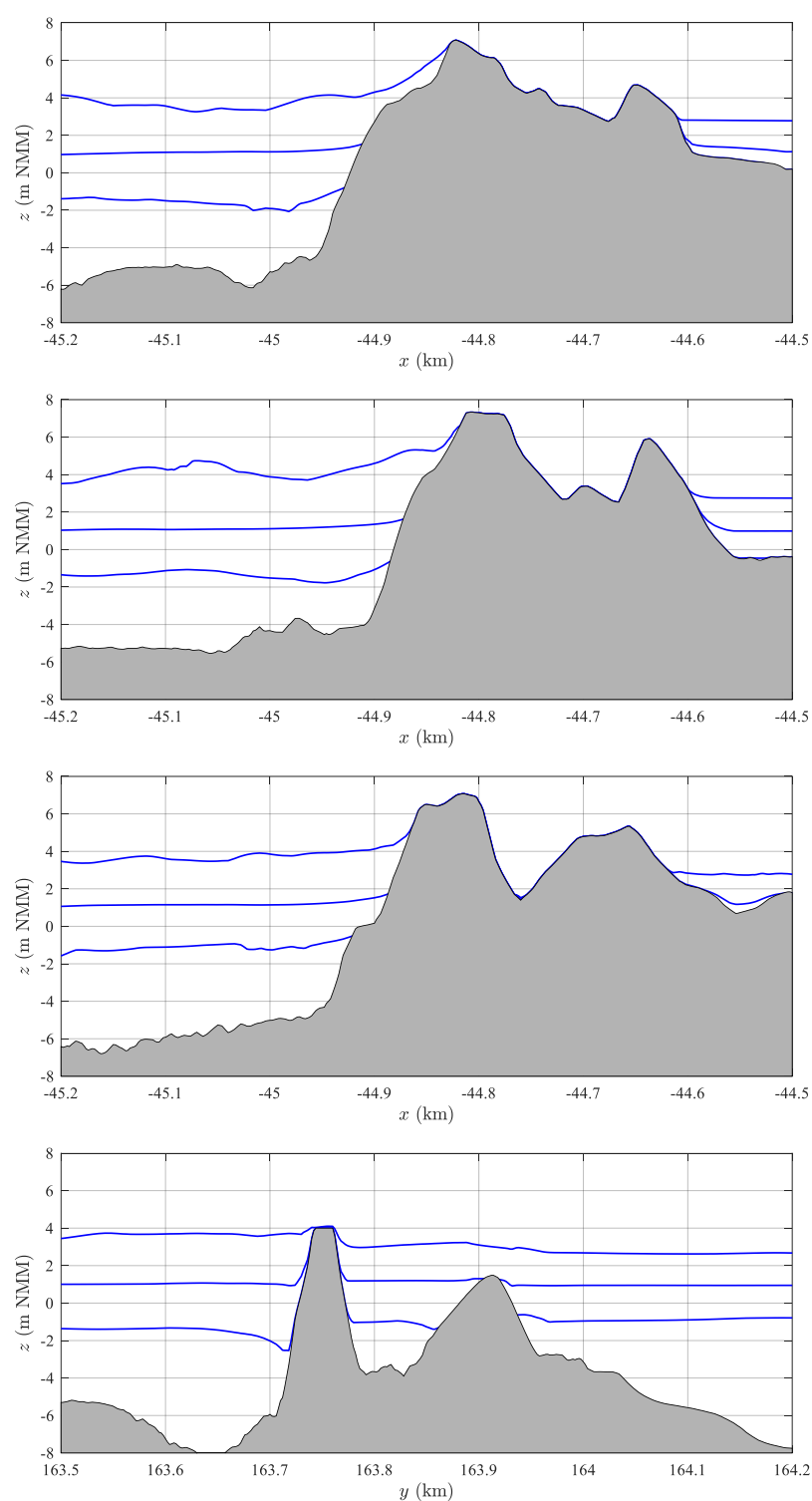


Figura 71: Cenário S6. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).

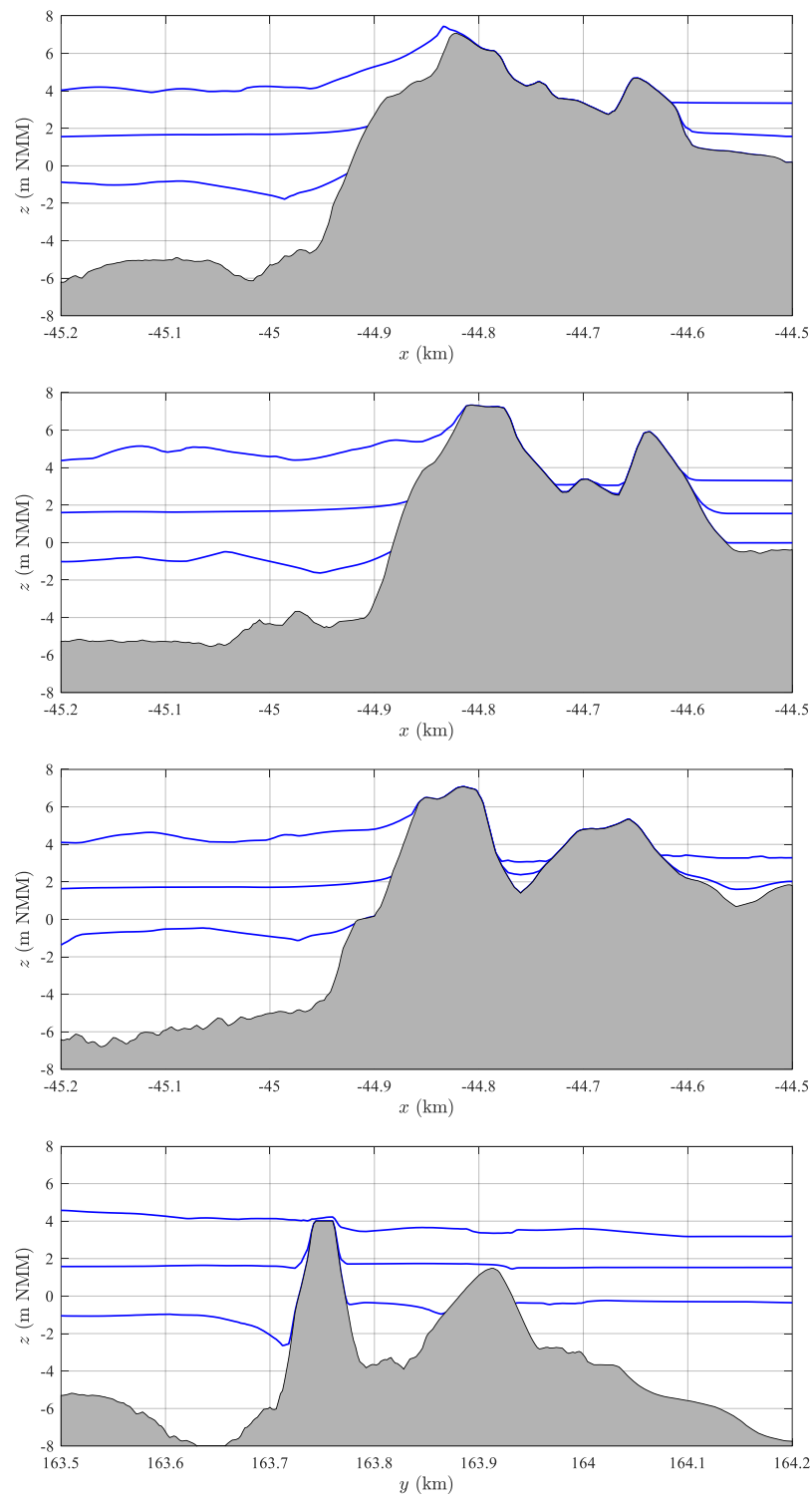


Figura 72: Cenário S7. Níveis extremos (máximo e mínimo) e nível médio do mar (de cima para baixo: Perfis 1 a 4).

5.4.4 TRANSEPTOS — EVOLUÇÃO BATIMÉTRICA

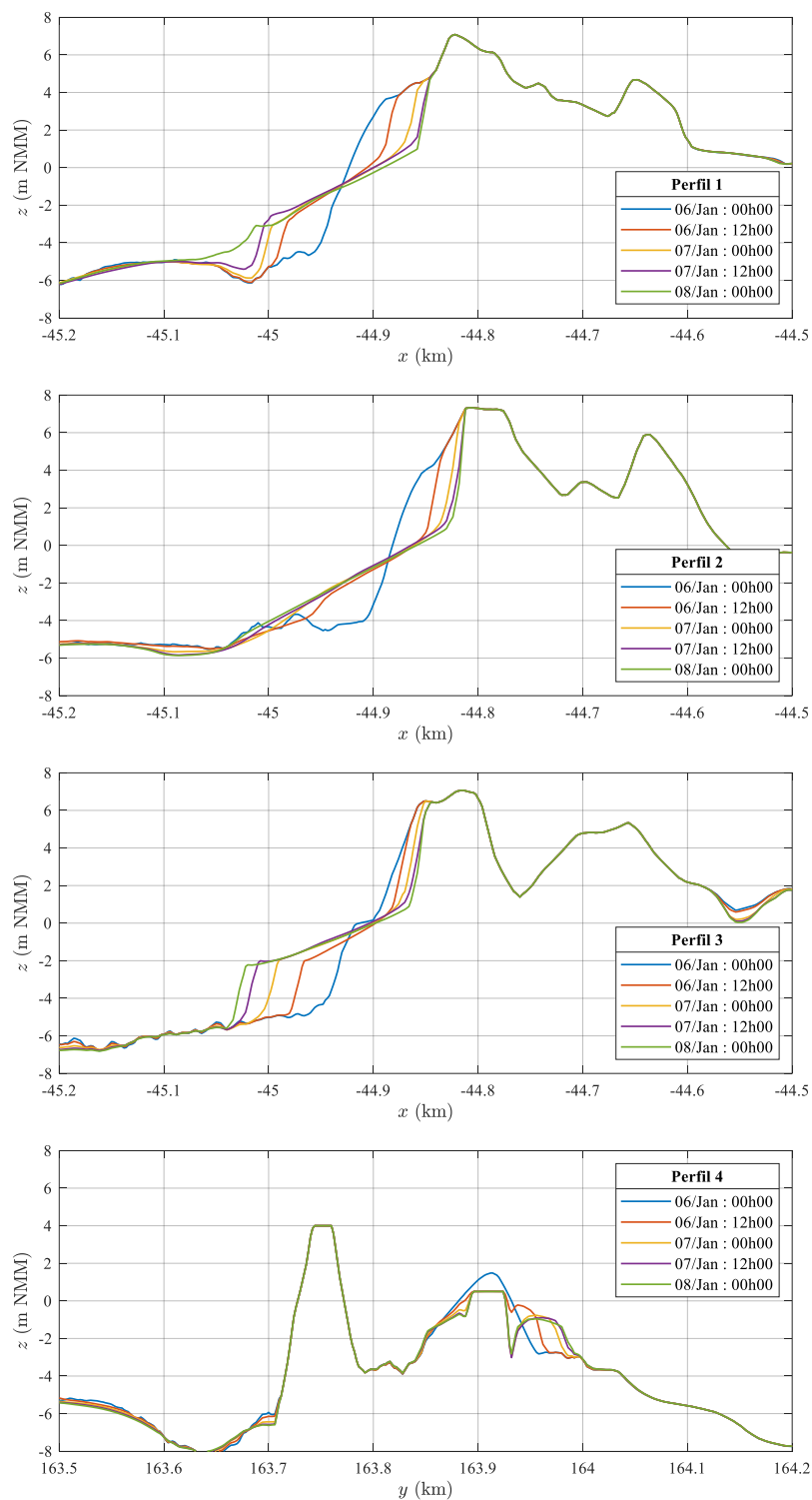


Figura 73: Cenário S1. Evolução dos perfis batimétricos.

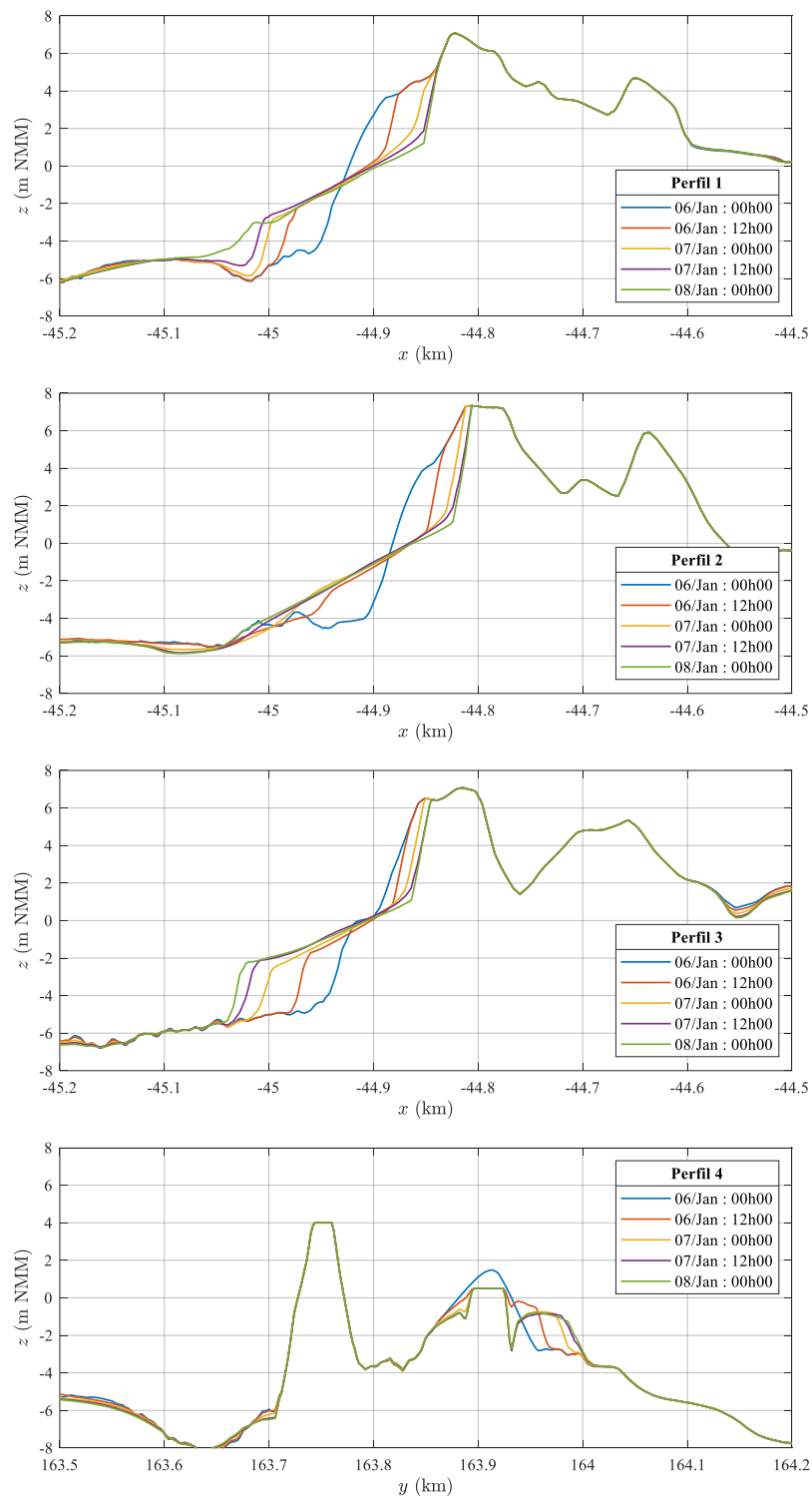


Figura 74: Cenário S2. Evolução dos perfis batimétricos.

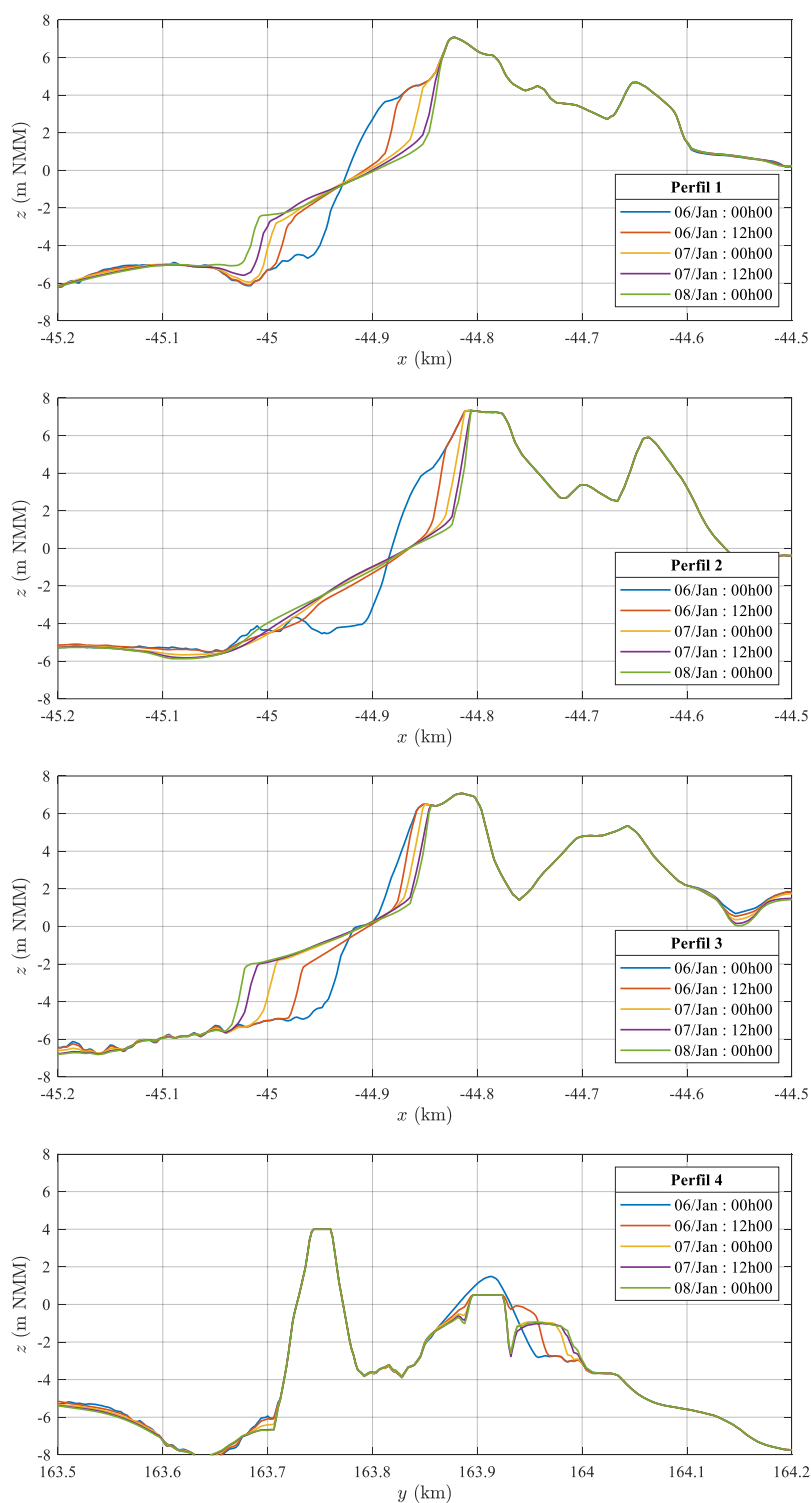


Figura 75: Cenário S3. Evolução dos perfis batimétricos.

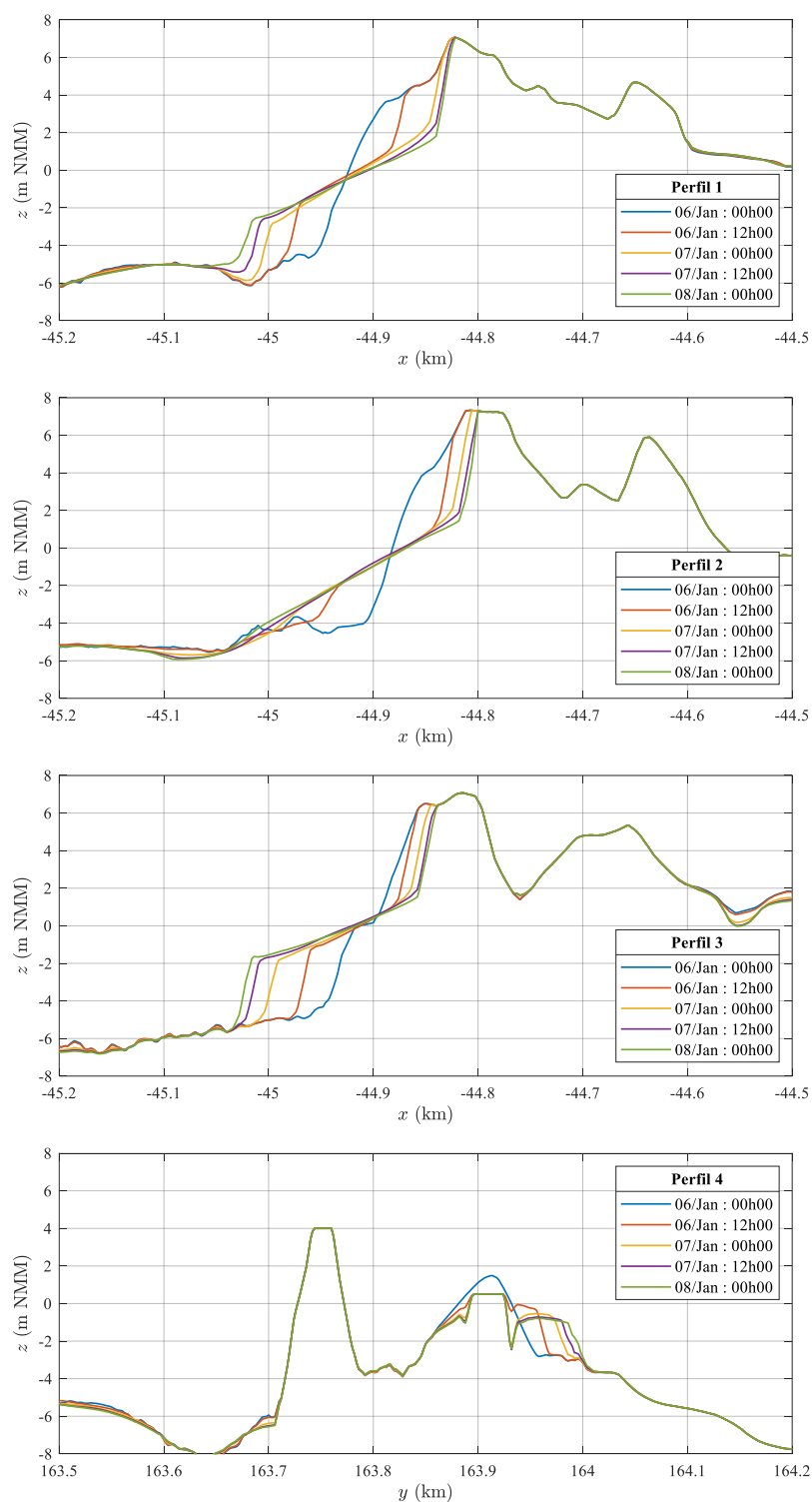


Figura 76: Cenário S4. Evolução dos perfis batimétricos.

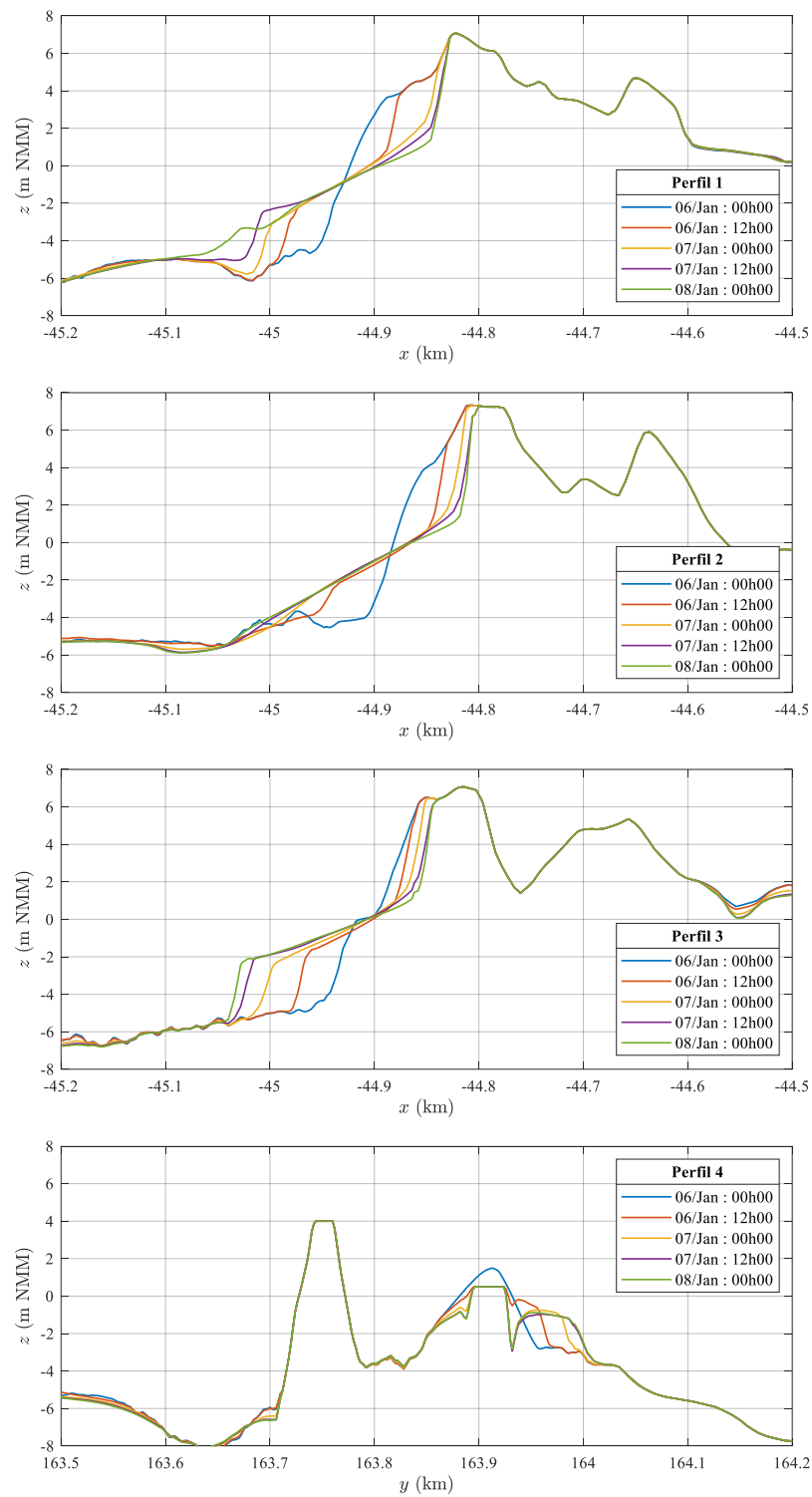


Figura 77: Cenário S5. Evolução dos perfis batimétricos.

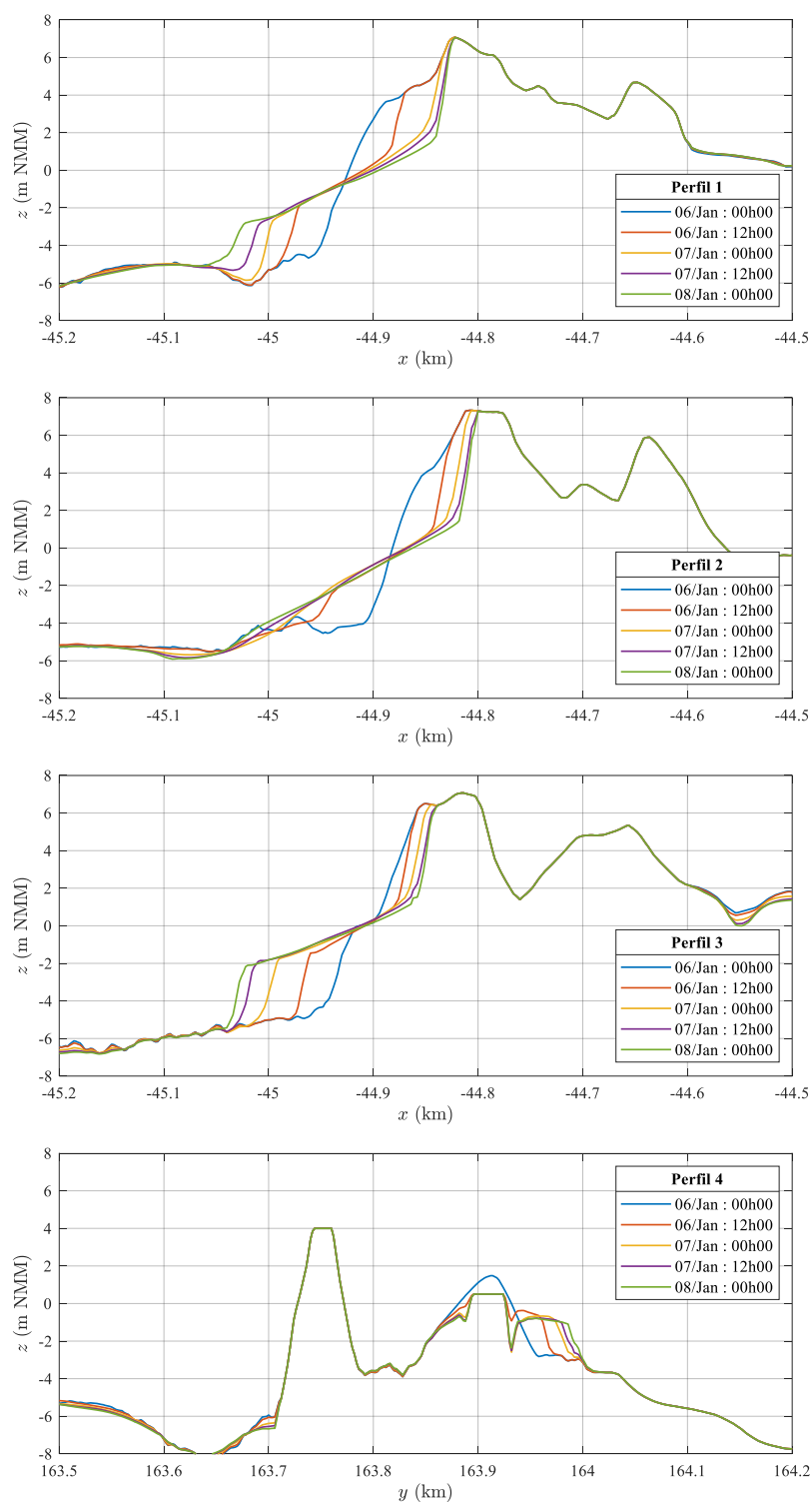


Figura 78: Cenário S6. Evolução dos perfis batimétricos.

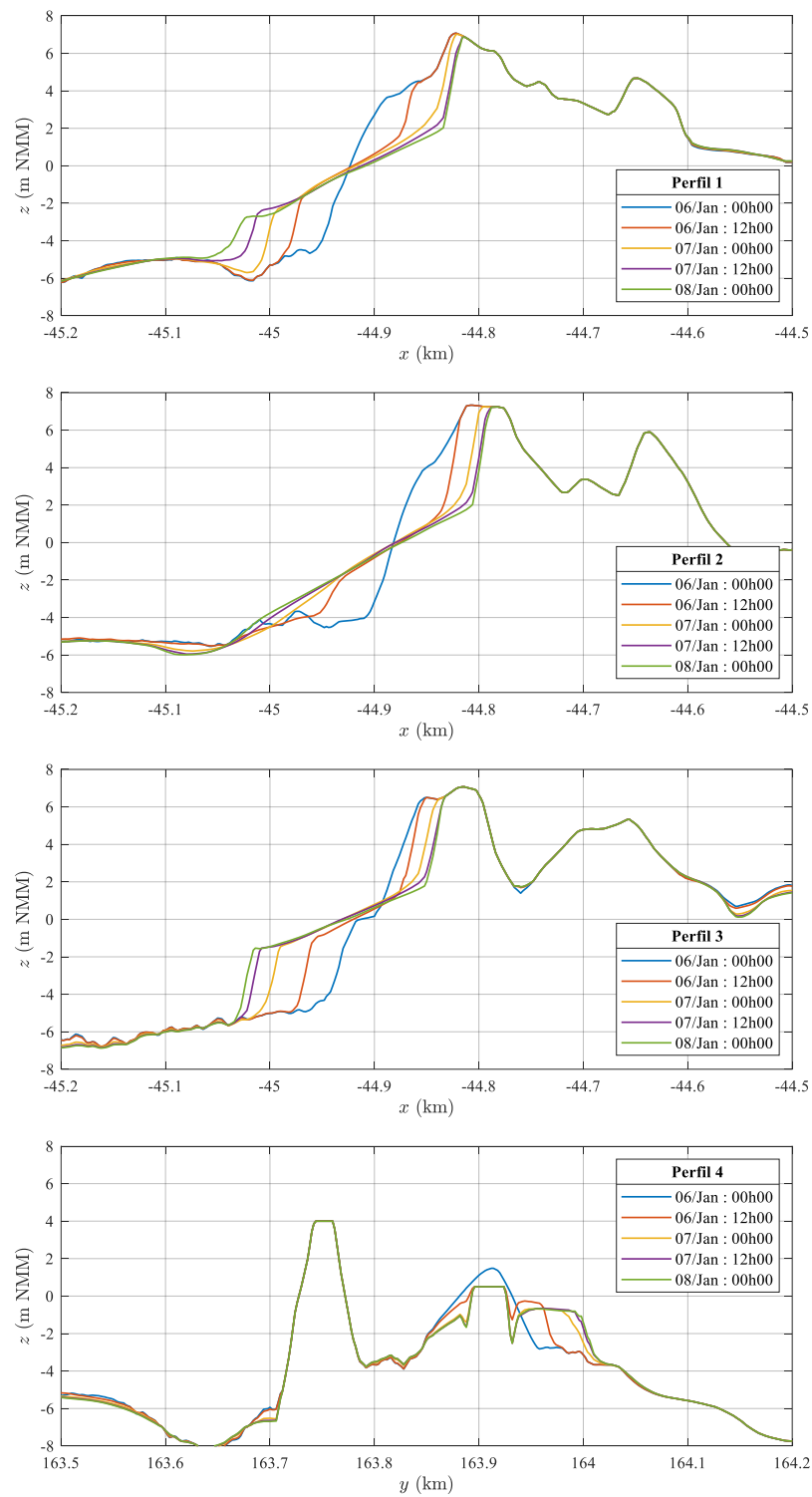


Figura 79: Cenário S7. Evolução dos perfis batimétricos.

6 CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO

Em janeiro de 2014, Portugal foi atingido pela tempestade Christina. Neste trabalho, analisou-se numericamente o efeito que esta tempestade terá tido na morfologia da restinga da foz do Douro, numa janela temporal de 48 h, que cobre os dias 06/Jan e 07/Jan/2014. Foram analisados sete cenários em termos de nível médio do mar: um cenário atual, S1; três cenários, S2 a S4, correspondentes aos percentis 5 %, 50 % e 95 %, respetivamente, do cenário de confiança média SSP2-4.5 do IPCC; três cenários, S5 a S7, correspondentes aos percentis 5 %, 50 % e 95 %, respetivamente, do cenário de confiança média SSP5-8.5 do IPCC. Foram analisadas as condições de agitação, altura significativa das ondas em frente ao talude de barlamar da restinga, cota máxima de espraçamento e fenómenos de erosão/acreção registados no mesmo talude. As condições de agitação ao largo, os campos de velocidade do vento, as condições da maré astronómica e as sobrelevações meteorológicas foram consideradas as mesmas nos cenários estudados.

Relativamente ao período de ocorrência da tempestade, concluiu-se que embora o seu pico energético tenha ocorrido entre as 14h00 UTC e as 18h00 UTC do dia 06/Jan/2014, a ocorrência da maré cheia às 19h00 UTC 06/Jan/2014 fez com que as alturas significativas mais elevadas sobre o talude oeste da restinga, ocorressem próximo desta hora.

Verificou-se que a um aumento do nível médio do mar corresponde um aumento da altura significativa a barlamar da restinga. Em todos os cenários, registou-se a ocorrência de galgamento do quebramar destacado construído a barlamar do extremo norte da restinga, uma vez que o espraçamento da onda atinge os +4 m NMM, a mesma cota do coroamento do quebramar. De facto, o aumento do nível médio do mar facilitará a ocorrência desse galgamento.

Relativamente ao espraçamento sobre o talude ocidental da restinga, verifica-se que há um ligeiro aumento da cota de espraçamento máximo sobre o talude conforme vão sendo considerados cenários de nível médio do mar cada vez mais elevados. Pontualmente há algumas exceções que deverão resultar da direção local de propagação da agitação: do cenário S5 para o cenário S6, há um aumento do nível máximo atingido pelo espraçamento para os Perfis 1 e 2, mas verifica-se uma diminuição do nível atingido para os Perfis 3 (+6 m NMM e +5 m NMM) e 4 (+4.2 m NMM e +4 m NMM). O espraçamento apenas atinge o topo do talude (+7 m NMM) para os cenários com menor probabilidade de ocorrência, percentil 95 %, respetivamente S4 para o SSP2-4.5 e S7 para o SSP5-8.5.

O nível máximo atingido, considerando todos os cenários, foi de aproximadamente +7.5 m NMM para o Perfil 1 no cenário S7, onde se verifica um espraçamento das ondas sobre o coroamento da restinga. Este espraçamento não ocorrerá, no entanto, em todo o desenvolvimento longitudinal da restinga, dado que o topo do talude não foi atingido, no Perfil 3, em nenhum dos sete cenários.

Da análise da evolução dos fundos, constata-se que o volume movimentado aumenta à medida que vão sendo considerados cenários de nível médio do mar mais elevados. Os volumes movimentados máximos ocorrem para os cenários correspondentes ao percentil 95: cenário S4 para o SSP2-4.5 e cenário S7 para o SSP5-8.5.

Concluiu-se que no período simulado de 48 h de tempestade, ocorre erosão da zona mais elevada do talude de barlamar da restinga, com um recuo da linha de nível +4 m NMM para leste, ocorrendo uma acreção na zona submersa do talude, com um avanço das linhas de nível -4 m NMM para oeste. Conclui-se assim que ocorre erosão na zona de espraçamento das ondas e acreção abaixo da linha de costa. Esta movimentação dos sedimentos da zona emersa para a zona imersa conduz a uma diminuição da inclinação do talude, passando este a ter uma pendente muito mais suave.

O recuo da restinga, para leste, provocado pela erosão afeta todo o talude de barlamar até ao seu coroamento a cerca de +7 m NMM.

Relativamente à zona do quebramar, os transeptos relativos ao Perfil 4 mostram que se verifica uma zona de erosão a barlamar (sul) com acreção a sotamar (norte).

Como sugestões para trabalhos futuros propõe-se:

- quantificar os volumes de erosão/erosão para investigar o balanço sedimentar na região da restinga durante um evento de tempestade;
- incluir uma análise do efeito da variação da sobrelevação meteorológica;
- incluir o efeito do caudal fluvial no estudo morfodinâmico, o que não foi possível com a versão disponível do XBeach;
- analisar a dinâmica sedimentar de médio e longo termo da restinga.

BIBLIOGRAFIA

- Ahrens JP. 2000. A Fall-Velocity Equation. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 126:99–102. DOI: 10.1061/(ASCE)0733-950X(2000)126:2(99).
- Alves JHGM, Banner ML. 2003. Performance of a saturation-based dissipation-rate source term in modeling the fetch-limited evolution of wind waves. *Journal of Physical Oceanography* 33:1274–1298. DOI: 10.1175/1520-0485(2003)033<1274:POASDS>2.0.CO;2.
- Andrade C, Pires HO, Silva P, Taborda R, Freitas MC. 2006. Zonas Costeiras. In: Santos FD, Miranda P eds. *Alterações Climáticas em Portugal. Cenários, Impactos e Medidas de Adaptação — Projecto SIAM II*. Lisboa: Gradiva, 169–208.
- Andrade C, Pires HO, Taborda R, Freitas MC. 2007. Projecting future changes in wave climate and coastal response in Portugal by the end of the 21st century. *Journal of Coastal Research* SI 50:253–257.
- Andrews DG, McIntyre ME. 1978. An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow. *J. Fluid Mech* 4:609–646.
- APA. 2022. SNIRH — Sistema Nacional de Informação de Recursos Hídricos. Available at <https://snirh.apambiente.pt/> (accessed March 20, 2022).
- Ardhuin F, Rogers E, Babanin AV, Filipot JF, Magne R, Roland A, van der Westhuysen A, Queffelec P, Lefevre JM, A. L, Collard F. 2010. Semiempirical Dissipation Source Functions for Ocean Waves. Part I: Definition, Calibration, and Validation. *Journal of Physical Oceanography* 40:1917–1941. DOI: 10.1175/2010JPO4324.1.
- Aydoğan B, Ayat B. 2021. Performance evaluation of SWAN ST6 physics forced by ERA5 wind fields for wave prediction in an enclosed basin. *Ocean Engineering* 240. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2021.109936.
- Baldock TE, Holmes P, Bunker S, Van Weert P. 1998. Cross-shore hydrodynamics within an unsaturated surf zone. *Coastal Engineering* 34:173–196. DOI: 10.1016/S0378-3839(98)00017-9.
- Bastos L, Bio A, Pinho JLS, Granja H, Jorge da Silva A. 2012. Dynamics of the Douro estuary sand spit before and after breakwater construction. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 109:53–69. DOI: 10.1016/j.ecss.2012.05.017.
- Battjes JA, Janssen JPFM. 1978. Energy Loss and Set-Up Due to Breaking of Random Waves. In: *Coastal Engineering 1978*. New York, NY: American Society of Civil Engineers, 569–587. DOI: 10.1061/9780872621909.034.
- Bouws E, Komen GJ. 1983. On the balance between growth and dissipation in an extreme depth-limited wind-sea in the Southern North Sea. *Journal of Physical Oceanography* 13:1653–1658. DOI: [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1983\)013<1653:OTBBGA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1983)013<1653:OTBBGA>2.0.CO;2).
- Bruneau N, Fortunato AB, Dodet G, Freire P, Oliveira A, Bertin X. 2011. Future evolution of a tidal inlet due to changes in wave climate, sea level and lagoon morphology (Óbidos lagoon, Portugal). *Continental Shelf Research* 31:1915–1930. DOI: 10.1016/J.CSR.2011.09.001.
- Bryant MA, Hesser TJ, Jensen RE. 2016. *Evaluation Statistics Computed for the Wave Information Studies (WIS)*. ERDC/CHL CHETN-I-91. US Army Corps of Engineers.

- Cavaleri L, Rizzoli PM. 1981. Wind wave prediction in shallow water: Theory and applications. *Journal of Geophysical Research* 86:10961–10973. DOI: 10.1029/JC086iC11p10961Citations.
- Chatfield C. 1978. The Holt-Winters Forecasting Procedure. *Journal of the Royal Statistical Society: Series C (Applied Statistics)* 27:264–279. DOI: 10.2307/2347162.
- Dean RG, Dalrymple RA. 1991. *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. World Scientific.
- Deigaard R. 1993. A note on the three-dimensional shear stress distribution in a surf zone. *Coastal Engineering* 20:157–171. DOI: 10.1016/0378-3839(93)90059-H.
- Deltares. 2017. *XBeach Documentation*. Release pre-1.22.4344. Delft: Deltares.
- Dias JA, Taborda R. 1992. Tidal gauge data in deducing secular trends of relative sea level and crustal movements in Portugal. *Journal of Coastal Research* 8:655–659.
- Dodet G, Bertin X, Taborda R. 2010. Wave climate variability in the North-East Atlantic Ocean over the last six decades. *Ocean Modelling* 31:120–131. DOI: 10.1016/j.ocemod.2009.10.010.
- Donger AR Van, Svendsen IA. 1997. Absorbing-generating boundary condition for shallow water models. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 123:303–313. DOI: 10.1061/(ASCE)0733-950X(1997)123:6(303).
- ECMWF | Advancing global NWP through international collaboration. Available at <https://www.ecmwf.int/> (accessed April 2, 2022).
- Egbert GD, Bennett AF, Foreman MGG. 1994. TOPEX/POSEIDON tides estimated using a global inverse model. *Journal of Geophysical Research* 99:24821–24852. DOI: <https://doi.org/10.1029/94JC01894>.
- Eldeberky Y. 1996. *Nonlinear Transformation of Wave Spectra in the Nearshore*. Delft University of Technology.
- EMODnet.Relatório anual EMODnet 2016 | Rede Europeia de Observação e Dados Marinhos (EMODnet). Available at <https://emodnet.ec.europa.eu/en/emodnet-annual-report-2016-0> (accessed April 1, 2022).
- Fox-Kemper B, Hewitt HT, Xiao C, Aðalgeirsdóttir G, S. S. Drijfhout, T. L. Edwards, N. R. Golledge, M. Hemer, R. E. Kopp, G. Krinner, A. Mix, D. Notz, S. Nowicki, I. S. Nurhati, L. Ruiz, J-B. Sallée, A. B. A. Slangen YY. 2021. Ocean, Cryosphere and Sea Level Change. In: MassonDelmotte, V., P. Zhai, A. Pirani, S. L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud, Y. Chen, L. Goldfarb, M. I. Gomis, M. Huang, K. Leitzell, E. Lonnoy, J. B. R. Matthews, T. K. Maycock, T. Waterfield, O. Yelekçi, R. Yu BZ ed. *Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 1211–1362. DOI: 10.1017/9781009157896.011.
- Galappatti R. 1983. *A Depth Integrated Model for Suspended Transport*. Communications on Hydraulics, 1983-07. Delft University of Technology.
- García San Martín L, Barrera E, Toledo C, Amo A, Sotillo M. 2021. Atlântico - Bacia Ibérica Irlandesa - Reanálise das Ondas Oceânicas. Available at https://eovoc.spacebel.be/collections/series/items/IBI_MULTIYEAR_WAV_005_006?httpAccept=text/html (accessed March 27, 2022).
- GEBCO - The General Bathymetric Chart of the Oceans. Available at <https://www.gebco.net/> (accessed April 1, 2022).
- Geng Q, Sugi M. 2001. Variability of the North Atlantic Cyclone activity in winter analyzed from NCEP-NCAR reanalysis data. *Journal of Climate* 14:3863–3873. DOI: 10.1175/1520-0442(2001)014<3863:VOTNAC>2.0.CO;2.

- Gulev SK, Zolina O, Grigoriev S. 2001. Extratropical cycone variability in the Northern Hemisphere winter from the NCEP/NCAR reanalysis data. *Climate Dynamics* 17:795–809. DOI: 10.1007/s003820000145.
- Hallermeier RJ. 1981. Terminal settling velocity of commonly occurring sand grains. *Sedimentology* 28:859–865. DOI: 10.1111/J.1365-3091.1981.TB01948.X.
- Hasselmann K. 1960. Grundgleichungen der Seegangsvoraussage. *Schiffstechnik* 7:191–195.
- Hasselmann K. 1962. On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum Part 1. General theory. *Journal of Fluid Mechanics* 12:481–500. DOI: 10.1017/S0022112062000373.
- Hasselmann K. 1963. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum Part 2. Conservation theorems; wave-particle analogy; irreversibility. *Journal of Fluid Mechanics* 15:273–281. DOI: 10.1017/S0022112063000239.
- Hasselmann K. 1966. Feynman diagrams and interaction rules of wave-wave scattering processes. *Reviews of Geophysics* 4:1–32. DOI: 10.1029/RG004I001P00001.
- Hasselmann K, Barnett TP, Bouws E, Carlson H, Cartwright DE, Enke K, Ewing JA, Gienapp H, Hasselmann DE, Kruseman P, Meerburg A, Müller P, Olbers DJ, Richter K, Sell W, Walden H. 1973. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint North Sea wave project (JONSWAP). :: MPG.PuRe. *Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe A, Nr. 12*:1–95.
- Hasselmann K, Collins JJ. 1968. Spectral Dissipation of Finite-depth Gravity Waves Due to Turbulent Bottom Friction. *Journal of Marine Research* 26:1–12.
- Hasselmann S, Hasselmann K, Allender JH, Barnett TP. 1985. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part II: Parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models. *Journal of Physical Oceanography* 15:1378–1391.
- Hersbach H, Bell B, Berrisford P, Hirahara S, Horányi A, Muñoz-Sabater J, Nicolas J, Peubey C, Radu R, Schepers D, Simmons A, Soci C, Abdalla S, Abellan X, Balsamo G, Bechtold P, Biavati G, Bidlot J, Bonavita M, De Chiara G, Dahlgren P, Dee D, Diamantakis M, Dragani R, Flemming J, Forbes R, Fuentes M, Geer A, Haimberger L, Healy S, Hogan RJ, Hólm E, Janisková M, Keeley S, Laloyaux P, Lopez P, Lupu C, Radnoti G, de Rosnay P, Rozum I, Vamborg F, Villaume S, Thépaut JN. 2020. The ERA5 global reanalysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 146:1999–2049. DOI: 10.1002/QJ.3803.
- Holthuijsen LH. 2007. *Waves in Oceanic and Coastal Waters*. Cambridge University Press.
- Holthuijsen LH, Booij N, Herbers THC. 1989. A prediction model for stationary, short-crested waves in shallow water with ambient currents. *Coastal Engineering* 13:23–54. DOI: 10.1016/0378-3839(89)90031-8.
- Hwang PA. 2011. A note on the ocean surface roughness spectrum. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 28:436–443. DOI: 10.1175/2010JTECHO812.1.
- INAG. 2001. *Plano de Bacia Hidrográfica do Rio Douro — Relatório Final*. Instituto da Água, Ministério do Ambiente e do Ordenamento do Território.
- IPCC. 2014. *Climate Change 2014, Adaptation, and Vulnerability. Part B: Regional Aspects*. Contribution of Working Group II to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
- IPMA. 2014.IPMA - Detalhe noticia. Available at <https://www.ipma.pt/pt/media/noticias/news.detail.jsp?f=/pt/media/noticias/arquivo/2014/tempor>

- al-atlantico-norte-3-6-jan-2014.html* (accessed March 12, 2022).
- Janssen PAEM. 1988. Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves. *Journal of Physical Oceanography* 19:745–754. DOI: 10.1175/1520-0485(1989)019<0745:WISATD>2.0.CO;2.
- Janssen JPFM. 1991. Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting. *Journal of Physical Oceanography* 21:1631–1642. DOI: 10.1175/1520-0485(1991)021<1631:QLTOWW>2.0.CO;2.
- Janssen PAEM. 1992. Consequences of the effect of surface gravity waves on the mean air flow. *Breaking Waves* :193–198. Springer, Berlin, Heidelberg. DOI: 10.1007/978-3-642-84847-6_19.
- Janssen TT, Battjes JA. 2007. A note on wave energy dissipation over steep beaches. *Coastal Engineering* 54:711–716. DOI: 10.1016/J.COASTALENG.2007.05.006.
- Jasmin Holzapfel J. 2014. Tiefdruckgebiet CHRISTINA. Available at https://page.mer.fu-berlin.de/wetterpage/static/lebensgeschichten/Tief_CHRISTINA_03_01_14.htm (accessed June 10, 2022).
- Jonsson IG, Carlsen NA. 1976. Experimental and theoretical investigations in an oscillatory turbulent boundary layer. *Journal of Hydraulic Research* 14:45–60. DOI: 10.1080/00221687609499687.
- Kato K, Yanagishima S. 1991. Berm erosion due to long period waves. *Proceedings of the Coastal Engineering Conference* 2:2073–2086. DOI: 10.1061/9780872627765.159.
- Komar PD, Miller MC. 1975. On the comparison between the threshold of sediment motion under waves and unidirectional currents with a discussion of the practical evaluation of the threshold: Reply. *Journal of Sedimentary Petrology* 45:362–367.
- Komen GJ, Cavaleri L, Donelan M, Hasselmann K, Hasselmann S, Janssen PAEM. 1994. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves - NASA/ADS*.
- Komen GJ, Cavaleri L, Donelan M, Hasselmann K, Hasselmann S, Janssen PAEM. 1996. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. Cambridge University Press.
- Komen GJ, Hasselmann S, Hasselmann K. 1984. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum. *Journal of Physical Oceanography* 14:1271–1285.
- Kwiatkowski L, Torres O, Bopp L, Aumont O, Chamberlain M, R. Christian J, P. Dunne J, Gehlen M, Ilyina T, G. John J, Lenton A, Li H, S. Lovenduski N, C. Orr J, Palmieri J, Santana-Falcón Y, Schwinger J, Séférian R, A. Stock C, Tagliabue A, Takano Y, Tjiputra J, Toyama K, Tsujino H, Watanabe M, Yamamoto A, Yool A, Ziehn T. 2020. Twenty-first century ocean warming, acidification, deoxygenation, and upper-ocean nutrient and primary production decline from CMIP6 model projections. *Biogeosciences* 17:3439–3470. DOI: 10.5194/bg-17-3439-2020.
- Longuet-Higgins MS, Stewart R w. 1964. Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts* 11:529–562. DOI: 10.1016/0011-7471(64)90001-4.
- Madsen OS, Poon YK, Graber HC. 1988. Spectral wave attenuation by bottom friction: theory. In: *Coastal Engineering Proceedings*. 492–504. DOI: 10.9753/icce.v21.34.
- MarRISK-Plataforma interoperável para Observações e Indicadores. Available at <https://marrisk.inesctec.pt/public/#!/timeseries> (accessed April 2, 2022).
- Mei CC. 1983. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*. New York : Wiley.
- Parker BB, Gutierrez CM, Lautenbacher CC, Dunnigan JH, Administrator A, Szabados M. 2007. *Tidal Analysis and Prediction*. DOI: <http://dx.doi.org/10.25607/OBP-191>.
- Phillips OM. 1977. The dynamics of the upper ocean. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics* 59:331–332. DOI: 10.1002/zamm.19790590714.

- Pierson WJ, Moskowitz L. 1964. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research* 69:5181–5190. DOI: 10.1029/JZ069i024p05181.
- Plecha S, Lopes CL, Bruneau N, Ribeiro NA, Silva PA, Fortunato AB, Dias JM. 2012. Influence of the wave regime in coastal sediment budget: Present and future scenarios. *Coastal Engineering Proceedings* 1:85. DOI: 10.9753/icce.v33.sediment.85.
- Richardson JF, Zaki WN. 1997. Sedimentation and fluidisation: Part I. *Chemical Engineering Research and Design* 75:S82–S100. DOI: 10.1016/S0263-8762(97)80006-8.
- Rienecker MM, Fenton JD. 1981. A Fourier approximation method for steady water waves. *Journal of Fluid Mechanics* 104:119–137. DOI: 10.1017/S0022112081002851.
- Rijn LC V. 2007a. Unified view of sediment transport by currents and waves. I: Initiation of motion, bed roughness, and bed-load transport. *Journal of Hydraulic Engineering* 133:649–667. DOI: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:6(649).
- Rijn LC V. 2007b. Unified view of sediment transport by currents and waves. II: Suspended transport. *Journal of Hydraulic Engineering* 133:668–689. DOI: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:6(668).
- Roelvink D, Reniers A, Van Dongeren A, Van Thiel De Vries J, Lescinski J, McCall R. 2010. *XBeach Model Description and Manual version 6 XBeach Model Description and Manual*.
- Roelvink JA, Stive MFJ. 1989. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach. *Journal of Geophysical Research* 94:4785–4800. DOI: 10.1029/JC094iC04p04785.
- Rogers WE, Babanin AV, Wang DW. 2012. Observation-consistent input and whitecapping dissipation in a model for wind-generated surface waves: Description and simple calculations. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 29:1329–1346. DOI: 10.1175/JTECH-D-11-00092.1.
- Rowe PN. 1987. A convenient empirical equation for estimation of the Richardson-Zaki exponent. *Chemical Engineering Science* 42:2795–2796. DOI: 10.1016/0009-2509(87)87035-5.
- Ruessink BG, Miles JR, Feddersen F, Guza RT, Elgar S. 2001. Modeling the alongshore current on barred beaches. *Journal of Geophysical Research: Oceans* 106:22,451–22,463. DOI: 10.1029/2000JC000766.
- Santos Â, Mendes S, Corte-Real J. 2014. Impacts of the storm Hercules in Portugal. *Finisterra* 49:197–220. DOI: 10.18055/Finis6468.
- Santos I, Teodoro AC, Pinto FT. 2010. Análise da evolução morfológica da restinga do rio Douro. In: *5.as Jornadas de Hidráulica, Recursos Hídricos e Ambiente, FEUP*.
- Shields A. 1936. Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik and der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. Technical University Berlin.
- Smagorinsky J. 1963. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review* 91:99–164. DOI: 10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2.
- Snyder RL, Dobson FW, Elliott JA, Long RB. 1981. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics* 102:1–59. DOI: 10.1017/S0022112081002528.
- Svendsen IA. 1984a. Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering* 8:303–329. DOI: 10.1016/0378-3839(84)90028-0.
- Svendsen IA. 1984b. Mass flux and undertow in a surf zone. *Coastal Engineering* 8:347–365. DOI: 10.1016/0378-3839(84)90030-9.
- Teixeira R. 2012. *Quebramares Portugueses. Inventário e Análise Comparativa de Soluções*.

Universidade do Porto, Faculdade de Engenharia.

- The SWAN team. 2019. *SWAN Scientific and Technical Documentation*. SWAN Cycle III version 41.31. Delft University of Technology.
- The WAMDI Group. 1988. The WAM model — A third generation ocean wave prediction model. *Journal of Physical Oceanography* 18:1775–1870. DOI: [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1988\)018<1775:TWMTGO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1988)018<1775:TWMTGO>2.0.CO;2).
- Van Thiel de Vries JS. 2009. *Dune Erosion During Storm Surges*. Civil Engineering and Geosciences.
- Tracy BA, Resio DT. 1982. *Theory and Calculation of the Nonlinear Energy Transfer Between Sea Waves in Deep Water*. WIS Report 11. US Army Corps of Engineers.
- Veloso-Gomes F, Taveira-Pinto F, Paredes GM. 2009. Estudo da evolução da fisionomia da restinga do rio Douro desde 2002. In: *4.as Jornadas de Hidráulica, Recursos Hídricos e Ambiente, FEUP*.
- Verboom GK, Stelling GS, Officer MJ. 1982. *Boundary Conditions for the Shallow Water Equations*. Pitman Books Ltd.
- Vieira BFV, Pinho JLS, Barros JAO. 2020. Assessment of different coastal defence structures to promote wave energy dissipation and sediments retention. *RILEM Bookseries* 34:33–45. DOI: 10.1007/978-3-030-76465-4_4.
- Viitak M, Avilez-Valente P, Bio A, Bastos L, Iglesias I. 2021. Evaluating wind datasets for wave hindcasting in the NW Iberian Peninsula coast. *Journal of Operational Oceanography* 14:152–165. DOI: 10.1080/1755876X.2020.1738121.
- Vousdoukas MI, Voukouvalas E, Annunziato A, Giardino A, Feyen L. 2016. Projections of extreme storm surge levels along Europe. *Climate Dynamics* 47:3171–3190. DOI: 10.1007/S00382-016-3019-5/FIGURES/12.
- Walstra DJR, Roelvink JA, Groeneweg J. 2000. Calculation of wave-driven currents in a 3D mean flow model. *Coastal Engineering 2000 - Proceedings of the 27th International Conference on Coastal Engineering, ICCE 2000* 276:1050–1063. DOI: 10.1061/40549(276)81.
- Wang XL, Zwiers FW, Swail VR. 2004. North Atlantic ocean wave climate change scenarios for the twenty-first century. *Journal of Climate* 17:2368–2383. DOI: 10.1175/1520-0442(2004)017<2368:NAOWCC>2.0.CO;2.
- Webb DJ. 1978. Non-linear transfers between sea waves. *Deep Sea Research* 25:279–298. DOI: 10.1016/0146-6291(78)90593-3.
- Westhuysen AJ V., Zijlema M, Battjes JA. 2007. Nonlinear saturation-based whitecapping dissipation in SWAN for deep and shallow water. *Coastal Engineering* 54:151–170. DOI: 10.1016/J.COASTALENG.2006.08.006.
- Wu J. 1982. Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane. *Journal of Geophysical Research* 87:9704–9706. DOI: 10.1029/JC087iC12p09704.
- Zakharov VE. 1968. Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid. *Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki* 9:86–94.
- Zhuang F, Chang C, Lee JJ. 1995. Modelling of wave overtopping over breakwater. *Proceedings of the Coastal Engineering Conference* 2:1700–1712. DOI: 10.1061/9780784400890.123.
- Zieger S, Babanin AV, Erick RW, Young IR. 2015. Observation-based source terms in the third-generation wave model WAVEWATCH. *Ocean Modelling* 96:2–25. DOI: 10.1016/J.OCEMOD.2015.07.014.
- Zijlema M, Van Vledder GP, Holthuijsen LH. 2012. Bottom friction and wind drag for wave models. *Coastal Engineering* 65:19–26. DOI: 10.1016/J.COASTALENG.2012.03.002.