



Universidade de Aveiro Departamento de Física
2015

**Luís Miguel Amante
Silva**

**DINÂMICA DAS BARRAS LITORAIS NO TROÇO DA
COSTA POÇO DA CRUZ - MIRA**



**Luís Miguel Amante
Silva**

**DINÂMICA DAS BARRAS LITORAIS NO TROÇO DA
COSTA POÇO DA CRUZ - MIRA**

Tese apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Mestrado de Meteorologia e Oceanografia Física, realizada sob a orientação científica do Professor Doutor Paulo Manuel Cruz Alves da Silva, Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro e sob a co-orientação científica do Doutor Tiago André Martins de Azevedo Abreu, Professor Adjunto do Departamento de Engenharia Civil do Instituto Superior de Engenharia do Porto.

Dedico este trabalho a toda a minha família.

o júri

presidente

Professor Doutor José Manuel Henriques Castanheira
Professor Associado, Departamento de Física – Universidade de Aveiro

Doutor Francisco Eduardo da Ponte Sancho
Investigador Auxiliar, Departamento de Hidráulica e Ambiente – Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC)

Professor Doutor Tiago André Martins de Azevedo Abreu
Professor Adjunto do Departamento de Engenharia Civil do Instituto Superior de Engenharia do Porto

agradecimentos

Humildemente, agradeço a todos os que me apoiaram, de uma forma ou de outra, acompanharam e despenderam do seu tempo para me ajudar, com a sua sabedoria ou simplesmente com umas palavras de incentivo.

Desde o primeiro dia, aos meus pais, pelo apoio, compreensão e tudo o que uns pais possam dar de bom a um filho, que os estimo muito.

À Bina pela compreensão, apoio e carinho.

Aos colegas de laboratório Ana Picado, Carina Lopes, João pela troca de ideias que deram em alguns momentos do trabalho e pelo convívio gerado. A Caroline Ferreira, pelo apoio inicial na realização do estudo.

Ao Rui Pedro pela amizade e grande companheirismo.

A Angela Bouzas que se disponibilizou a obter os dados do modelo WAM.

Ao professor Paulo Baganha, pelo seu contributo na zona de estudo que serviu de alicerce para este trabalho.

A todos os professores e alguns colaboradores do departamento de física, que me acompanharam neste percurso, com palavras de incentivo.

E de destacar, porque sem eles, não teria esta oportunidade, aos meus orientadores, com o seu apoio, incansável, foram determinantes na contribuição para a realização deste trabalho. Neste caso, ao professor Paulo Silva, pela sua importante orientação e grande disponibilidade e ao professor Tiago Abreu pelo apoio importante ao neste trabalho.

palavras-chave

velocidade orbital, transporte sedimentar, barras litorais, propagação de ondas, morfodinâmica.

resumo

As praias naturais apresentam uma barra que afeta significativamente alguns fenómenos como a transformação e reflexão das ondas, a dissipação de energia na rebentação e a reformação de ondas, após o atravessamento da barra. Estas transformações estão também associadas à não linearidade das ondas.

Neste trabalho desenvolveu-se e aplicou-se um modelo de morfodinâmica do perfil de uma praia que engloba diferentes processos associados à propagação e rebentação da ondulação. Considerou-se como zona de estudo um perfil representativo do sector Poço da Cruz – Mira situado no litoral a sul de Aveiro. Efectuaram-se testes de sensibilidade do modelo numérico a diferentes parâmetros, como, por exemplo, às formulações de transporte para o cálculo do transporte sedimentar considerando para tal um regime de agitação marítima equivalente semelhante ao regime completo de ondas. A evolução do perfil da praia, durante um período de 14 meses, foi efectuada recorrendo ao regime de agitação marítima completo permitindo o estudo dos processos hidrodinâmicos, morfodinâmica e transporte sedimentar na evolução da barra litoral. Os resultados obtidos foram comparados aos dados obtidos em campo.

keywords

Orbital velocity, sedimentary transportation, coastal bars, wave propagation, morphodynamic.

abstract

Natural beaches present a breaker bar that significantly affect physical phenomena like wave transformation, wave reflexion, energy dissipation due to breaking and wave reforming through the region. These transformations are associated to nonlinear wave modifications.

In this work has developed and applied a morphodynamic model of beach profile, witch englobs many different processes associated with propagation and surf curling. It was taken into account a section of the profile of Poço da Cruz – Mira, in coastal south of Aveiro. Sensitiveness tests of numerical model were made on different parameters, like transport formulations to calculate the sedimentary transportation considered for that a sea wave regime equals to the sea waves regime complete. The evolution of the beach profile was made during 14 months using a complete wave regime allowing studying de hidrodynamical, morphodynamic and sedimentary transportation processes in littoral bar evolution. The results were compared to the field data.

Índice Geral	Pág.
Índice	vi
Índice de Figuras	viii
Índice de Tabelas	xiii
Simbologia	xiv
1. Introdução	1
1.1. Apresentação ao tema	1
1.2. Objetivos	2
1.3. Área de estudo	2
1.4. Aquisição de dados	3
1.5. Estrutura do trabalho	4
2. Caracterização morfológica da praia	5
2.1. Morfologia da praia emersa	6
2.2. Morfologia da praia submersa	7
2.2.1. Variações morfológicas transversais	8
2.2.2. Importância das barras	8
2.2.3. Mecanismos que levam à formação das barras longitudinais	9
2.2.3.1. Hipótese do ponto de rebentação	9
2.2.3.2. Ondas infragravíticas	10
2.2.4. Mecanismos associados à migração das barras	11
2.2.4.1. Migração das barras longitudinais em direção ao mar	11
2.2.4.2. Migração das barras longitudinais em direção à costa	12
2.3. Sedimentos e transporte sedimentar	12
2.3.1. Processos de mobilização, transporte e deposição	13
3. Modelação numérica da morfologia das praias	14
3.1. Propagação da Ondulação	14
3.1.1. Teoria Linear	16
3.1.2. Coeficiente de empolamento	20
3.1.3. Rebentação	21
3.1.4. Dissipação	22
3.1.5. Correntes induzidas pelas ondas	23
3.1.6. Aspetos não lineares	25
3.2. Modelos de Transporte Sedimentar	28
3.2.1. Bailard (1981) – B81; Hoefel e Elgar (2003) – HE03	28
3.2.2. Silva et al. (2006) – S06	30

3.2.3. Nielsen (2006) – N06; Abreu et al. – A13	31
3.3. Modelo Morfodinâmico	32
3.4. Cálculo do perfil transversal de praia	34
4. Estudo da migração das barras longitudinais submersas	36
4.1. Estudo da sensibilidade do modelo	36
4.1.1. Metodologia	36
4.1.2. Implementação numérica	37
4.1.3. Estacionaridade da solução numérica	44
4.1.4. Regime equivalente de ondulação	45
4.1.5. Variação de d_{50} e da fórmula de transporte sedimentar (4 ondas)	48
4.1.6. Profundidade de fecho	56
4.2. Evolução da barra submersa na praia de Mira	58
4.2.1. Metodologia	58
4.2.2. Resultados	61
4.2.2.1. Resultados hidrodinâmicos e do transporte sedimentar	61
4.2.2.2. Resultados da morfodinâmica	70
5. Conclusão	77
6. Bibliografia	78

Índice de Figuras

Figura 1: Imagem de satélite na região da costa Portuguesa, da área de estudo Poço da Cruz – Mira (Google Earth)	3
Figura 2: Representa as zonas de divisão da praia. É importante referir que a nomenclatura da praia apresenta grande variabilidade, quer na literatura científica em português, como em inglês. (Fonte: http://www.aprh.pt/rgci/glossario/praias.html)	5
Figura 3: Perfis de praia: (A) dissipativo, (B) intermédio, (C) refletivo, um sistema desenvolvido por Wright & Short (1983) para classificar morfologias de praia e os padrões de acompanhamento de ondas e correntes a nearshore. A classificação depende da inclinação da praia face às condições de ondulação, β (Fonte: Extraído de Komar, 1998)	7
Figura 4: Principais acidentes morfológicos ao longo de um perfil perpendicular à linha de costa (Ferreira, 1993)	8
Figura 5: (a) Formação de barras longitudinais. (b) Migração da barra para o largo (condições de tempestade). (c) Migração da barra para a costa (condições de calma) (Mariño-Tapia et al, 2007). (Fonte: http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2005JC002893/full)	10
Figura 6: Nodos e Antinodos do campo de onda. A linha contínua (onda estacionária) e a linha descontínua (entrada de onda)	10
Figura 7: Escala de Wentworth para a classificação de sedimentos (Soulsby, 1997)	12
Figura 8: Ilustração das forças que atuam nos grãos de sedimento depositados num fundo plano e horizontal (Fonte: Fredsøe e Deigaard, 1992 e Silva, 2001)	13
Figura 9: Diferentes modos de transporte de sedimentos: A – Arrastamento; B – Arrastamento e suspensão; C – Suspensão (Silva, 2001)	14
Figura 10: Parâmetros de oscilação harmónica sinusoidal (Fonte: http://www.aprh.pt/rgci/glossario/onda.html)	15
Figura 11: Movimento das partículas de água na superfície do oceano	16
Figura 12: Esquema da alteração da forma do movimento orbital na aproximação à costa (Abreu, 2006)	16
Figura 13: Sistema de eixos de coordenadas OXYZ. u , v e w são componentes do vetor velocidade	17

Figura 14: Órbitas das partículas nas ondas. Movimento das partículas de água em <u>águas profundas</u> as orbitas são circulares, embora o raio diminua à medida que se desce na coluna de água (à esquerda) Movimento das partículas de água em <u>águas pouco profundas</u> , devido a interação com o fundo, as orbitas correspondem a elipses sendo cada vez mais achatadas na direção do fundo, até que junto a este apenas existe um movimento horizontal (à direita). (Fonte: http://www.aprh.pt/rgci/glossario/ondasmarinhas.html)	19
Figura15: Características de um grupo de ondas (adaptado de Dean and Dalrymple, 1991)	21
Figura 16: corrente transversal (adaptado de “Edge of the Sea”, 1983) (Fonte: http://www.ci.uc.pt/mhidro/edicoes_antigas/PFC_acetatos_08b.pdf)	25
Figura 17: Variação temporal da velocidade orbital: (a) Assimetria da velocidade. (b) Assimetria da aceleração	25
Figura 18: Diagrama esquemático da implementação do modelo morfodinâmico	35
Figura 19: Batimetria original do local de estudo	36
Figura 20: Variação do perfil de praia, distância (m) em função da profundidade (m) e correspondente transporte sedimentar (m^2/s), com ausência de corrente de fundo (em cima à esquerda) e presença da corrente de fundo (à direita). As condições impostas foram para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha_0=0^\circ$, com $d_{50}=0.00022$ m. Em baixo, as distribuições de H_s (m), U_w (m/s), ϕ (rad) e $r(-)$, na ausência (à esquerda) e presença (à direita) de corrente de fundo. Simulação para um $\Delta x = 50$ m e $\Delta t = 50$ s. Período de simulação, 15 dias	39
Figura 21: Variação do perfil de praia, distância (m) em função da profundidade (m) e correspondente transporte sedimentar (m^2/s), com ausência de corrente de fundo (em cima à esquerda) e presença da corrente de fundo (à direita). As condições impostas foram para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha_0=0^\circ$, com $d_{50}=0.00022$ m. Em baixo, as distribuições de H_s (m), U_w (m/s), ϕ (rad) e $r(-)$, na ausência (à esquerda) e presença (à direita) de corrente de fundo. Simulação para um $\Delta x = 40$ m e $\Delta t = 40$ s. Período de simulação, 15 dias	41
Figura 22: Variação do perfil de praia, distância (m) em função da profundidade (m) e correspondente transporte sedimentar (m^2/s), com ausência de corrente de fundo (em cima à esquerda) e presença da corrente de fundo (à direita). As condições impostas foram para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha_0=0^\circ$, com $d_{50}=0.00022$ m. Em baixo, as distribuições de H_s (m), U_w (m/s), ϕ (rad) e $r(-)$, na ausência (à esquerda) e presença (à direita) de corrente de fundo. Simulação para um $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s. Período de simulação, 15 dias	42

Figura 23: Variação do perfil de praia, distância (m) em função da profundidade (m) e correspondente transporte sedimentar (m^2/s), com ausência de corrente de fundo (em cima à esquerda) e presença da corrente de fundo (à direita). As condições impostas foram para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha=0^\circ$, com $d_{50} = 0.00022$ m. Em baixo, as distribuições de H_s (m), U_w (m/s), ϕ (rad) e $r(-)$, na ausência (à esquerda) e presença (à direita) de corrente de fundo. Simulação para um $\Delta x = 10$ m e $\Delta t = 10$ s. Período de simulação, 15 dias **43**

Figura 24: Distribuição espacial de evolução do perfil de praia durante o período de simulação de 15 dias, para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha=0^\circ$, com $d_{50} = 0.00022$ m **44**

Figura 25: Alturas significativas ($H_s(m)$) das oito ondas. (a) Simulação das oito ondas para o tempo de simulação de 1 hora. (b) Simulação das oito ondas para o tempo de simulação de 15 dias. Perfis de praia resultante do período de cada simulação **47**

Figura 26: Perfil de praia segundo o modelo de transporte de Abreu et al. (2013), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por $d_{50}(= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias **49**

Figura 27: Perfil de praia segundo o modelo de transporte de Nielsen (2006), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por $d_{50}(= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias **51**

Figura 28: Perfil de praia segundo o modelo de transporte de Silva et al. (2006), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por $d_{50}(= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias **52**

Figura 29: Perfil de praia segundo o modelo de transporte de Bailard (1981), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por $d_{50}(= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias **53**

Figura 30: Perfil de praia segundo o modelo de transporte de Drake e Calantoni. (2001), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por $d_{50}(= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias **54**

Figura 31: Perfil de praia segundo o modelo de transporte de Hoefel e Elgar (2003), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por $d_{50}(= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias **55**

Figura 32: Variação ao longo da costa do diâmetro mediano do grão de sedimento perto da linha de água em maré baixa para o trecho Poço da Cruz – Mira. Esquerda: configurações do litoral e perfis de amostra de localização. Direita: diâmetro mediano do sedimento ao longo da linha de água em maré baixa (Silva et al., 2009) **58**

Figura 33: Dados originais (cor vermelha) e interpolados (cor azul) da altura significativa (H_{si}) das ondas para o clima de agitação da boia de Leixões, no qual está identificada a ausência de dados	59
Figura 34: Dados originais (cor vermelha) e interpolados (cor azul) da altura significativa (H_{si}) das ondas (hora a hora) para o clima de agitação da boia de Leixões, no qual está retificada a presença de dados, colmatada por dados do modelo WAM	60
Figura 35: Dados originais (cor vermelha) e interpolados (cor azul) da período de pico (T_{pi}) das ondas para o clima de agitação da boia de Leixões, no qual está retificada a presença de dados, colmatada por dados do modelo WAM	60
Figura 36: Rumo ($^{\circ}$) de incidência da ondulação ao largo e o numero de ocorrências. a) Valores reais (3-3 horas). b) Valores interpolados (1-1 hora)	61
Figura 37: Distribuição da altura significativa máxima (H_{simax}) e mínima (H_{simin}) interpolada para um $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s para cada um dos meses do período de estudo (junho de 2012 a julho de 2013)	62
Figura 38: Distribuição da período de pico máximo (T_{simax}) e mínimo (T_{simin}) interpolada para um $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s para cada um dos meses do período de estudo (junho de 2012 a julho de 2013)	62
Figura 39: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 10 de junho (à esquerda) e dia 30 de junho (à direita), de diferentes parâmetros	63
Figura 40: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de julho (à esquerda) e dia 31 de agosto (à direita), de diferentes parâmetros	64
Figura 41: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 30 de setembro (à esquerda) e dia 31 de outubro (à direita), de diferentes parâmetros	65
Figura 42: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 30 de novembro (à esquerda) e dia 10 de dezembro (à direita), de diferentes parâmetros	65
Figura 43: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 20 de dezembro (à esquerda) e dia 31 de dezembro (à direita), de diferentes parâmetros	66
Figura 44: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 10 de janeiro (à esquerda) e dia 20 de janeiro (à direita), de diferentes parâmetros	67
Figura 45: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de janeiro (à esquerda) e dia 10 de fevereiro (à direita), de diferentes parâmetros	67

Figura 46: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 20 de fevereiro (à esquerda) e dia 28 de fevereiro (à direita), de diferentes parâmetros	68
Figura 47: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de março (à esquerda) e dia 30 de abril (à direita), de diferentes parâmetros	69
Figura 48: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de maio (à esquerda) e dia 30 de junho (à direita), de diferentes parâmetros	69
Figura 49: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de julho, de diferentes parâmetros	70
Figura 50: Variação do perfil, dia 10 de junho (à esquerda), dia 30 de junho (à direita), 2012	70
Figura 51: Variação do perfil, dia 31 de julho (à esquerda), dia 31 de agosto (à direita), 2012	70
Figura 52: Variação do perfil, dia 30 de setembro (à esquerda), dia 31 de outubro (à direita), 2012	71
Figura 53: Variação do perfil, dia 30 de novembro (à esquerda), dia 10 de dezembro (à direita), 2012	71
Figura 54: Variação do perfil, dia 20 de dezembro (à esquerda), dia 31 de dezembro (à direita), 2012	72
Figura 55: Variação do perfil, dia 10 de janeiro (à esquerda), dia 20 de janeiro (à direita), 2013	72
Figura 56: Variação do perfil, dia 31 de janeiro (à esquerda), dia 10 de fevereiro (à direita), 2013	72
Figura 57: Variação do perfil, dia 20 de fevereiro (à esquerda), dia 28 de fevereiro (à direita), 2013	73
Figura 58: Variação do perfil, dia 31 de março (à esquerda), dia 30 de abril (à direita), 2013	73
Figura 59: Variação do perfil, dia 31 de maio (à esquerda), dia 30 de junho (à direita), 2013	73
Figura 60: Perfil final, dia 31 de julho, 2013	74
Figura 61: Representação planimétrica apresentando os perfis de campanha realizados em julho de 2013 (cor azul) sobrepostos aos perfis da campanha efetuada em março de 2012 (cor vermelha) (Baptista, 2013)	75
Figura 62: Perfil batimétrico correspondente ao local de estudo (Poço da Cruz - Mira), (Baptista, 2013)	75

Índice de Tabelas

Tabela 1: Dados de entrada no estudo da modelação da morfologia no fundo	26
Tabela 2: Dados de entrada aos quais foram utilizados para o estudo dos modelos de transporte sedimentar na modelação do perfil de fundo de praia	38
Tabela 3: Clima de agitação representativo para o transporte de sedimentos (Plecha, 2011)	45
Tabela 4: Valor de profundidade de fecho segundo Hallermeier (1978) e Birkemeier (1985), no estudo do clima de agitação (Plecha, 2011), para a altura significativa e período de onda correspondentes	57

Simbologia

a	Aceleração (m/s^2)
a_{cr}	Valor crítico da aceleração (m/s^2)
a_{max}	Valor máximo da aceleração (m/s^2)
a_{min}	Valor mínimo da aceleração (m/s^2)
c	Celeridade (m/s)
c_g	Celeridade de grupo (m/s)
c_f	Coefficiente de fricção (-)
d_{50}	Diâmetro mediano do sedimento (m)
f	Frequência linear (rad/s)
f_w	Fator de atrito da onda(-)
g	Aceleração gravítica (m/s^2)
h	Profundidade do perfil (m)
h_b	Profundidade de rebentação da onda (m)
h_t	Profundidade de transição da onda (m)
i	Vetor unitário com sentido da ascensão do declive do fundo (-)
k	Número de onda (m^{-1})
k_a	Constante proporcional ao impulso total gerado no transporte por arrastamento ($kg\ s\ m^2$)
k_s	Rugosidade do fundo (m)
q_{b0}	Taxa de transporte de sedimentos por arrastamento em fundos horizontais ($kg\ m^{-1}\ s^{-1}$)
q_{bs}	Taxa de transporte de sedimentos por arrastamento em fundos inclinados ($kg\ m^{-1}\ s^{-1}$)
q_s	Taxa de transporte de sedimentos ($kg\ m^{-1}\ s^{-1}$)
q_{s0}	Taxa de transporte de sedimentos em suspensão em fundos horizontais ($kg\ m^{-1}\ s^{-1}$)
q_{ss}	Taxa de transporte de sedimentos em suspensão em fundos inclinados ($kg\ m^{-1}\ s^{-1}$)
r	Índice assimétrico (-)
w_s	Velocidade de cisalhamento (m/s)
t	Tempo (s)
u^*	Velocidade de atrito (m/s)
u_c	Velocidade equivalente da crista da onda (m/s)
u_{max}	Valor máximo da velocidade numa determinada série temporal (m/s)
u_{min}	Valor mínima da velocidade numa determinada série temporal (m/s)
u_t	Velocidade equivalente da cava da onda (m/s)
x_b	Distancia à costa no qual se gera a primeira rebentação (m)
x_t	Posição de transição (m)

Simbologia

x	Coordenada do perfil (distância) (m)
z	Elevação do fundo (m)
A_u	Parâmetro de assimetria da aceleração da onda (-)
B	Parâmetro de não linearidade (-)
H	Altura da onda (m)
H_0	Altura da onda ao largo (m)
H_b	Altura da onda na rebentação (m)
H_s	Altura significativa da onda (m)
H_t	Altura da onda na transição (m)
H_{rms}	Raiz quadrada da média dos quadrados das alturas das ondas (-)
H_{simax}	Altura da onda máximo interpolado (m)
H_{simin}	Altura da onda mínimo interpolado (m)
K_s	Coefficiente de empolamento (-)
L	Comprimento da onda (m)
S_u	Parâmetro de assimetria da velocidade da onda (-)
T	Período da onda (s)
T_p	Período de pico da onda (s)
T_c	Tempo de duração do meio ciclo positivo da velocidade junto ao fundo (s)
T_{imax}	Período de pico máximo (m)
T_{imin}	Período de pico mínimo (m)
T_t	Tempo de duração do meio ciclo negativo da velocidade junto ao fundo (s)
U_b	Corrente de fundo (Undertow) (m/s)
U_r	Número de Ursell (-)
U_w	Amplitude da velocidade orbital (m/s)
α	Parâmetro equivalente da assimetria das acelerações (-)
α_0	Ângulo de incidência da onda (°)
β	Inclinação do fundo (°)
λ	Comprimento de onda (m)
λ_0	Comprimento de onda ao largo (m)
γ	Constante empírica no modelo de Silva et al. (2006)
δ	Declividade da onda (-)
θ	Parâmetro de Shields (-)
ε	Constante empírica no modelo de Silva et al. (2006)
ε_0	Porosidade de areia (-)
ε_B	Fator de eficiência para o transporte por arrastamento (-)

ε_s	Fator de eficiência para o transporte em suspensão (-)
ρ	Massa volúmica da água (kg/m^3)
ρ_s	Massa volúmica do sedimento (kg/m^3)
σ_u^3	Desvio padrão da amplitude da velocidade orbital (-)
τ	Tensão instantânea junto ao fundo de atrito junto ao fundo (kg m/s^2)
ϕ	Parâmetro de calibração que estabelece o balanço entre as forças de arrastamento dos sedimentos e o gradiente de pressão (-)
ω	Frequência angular (rad/s)
Δx	Resolução espacial da malha (m)
Δt	Resolução temporal da malha (s)
Ω	Quantidade de sedimentos transportada e depositada (-)
Ω_c	Quantidade de sedimentos transportados, arrastados e depositados na crista da onda (-)
Ω_t	Quantidade de sedimentos transportados, arrastados e depositados na cava da onda (-)
Φ	Transporte de sedimentos (Silva et al. 2006) (-)
Ψ	Parâmetro de fase ($^\circ$)
Γ	Variável intermédia no modelo de Silva et al. (2006) (-)

1. Introdução

1.1. Apresentação ao tema

As zonas costeiras constituem sistemas dinâmicos complexos cuja evolução morfológica resulta de diversos fatores, como por exemplo, da ação combinada de vários agentes naturais (ondas e correntes) e de impactos resultantes de atividades antrópicas (obras costeiras: quebramar, enrocamentos, etc).

Nos últimos anos a orla costeira Portuguesa tem sido fustigada com temporais mais frequentes, originados pelas condições climáticas mais extremas. Estes fatores suscitam graves problemas associados à modificação da sua morfologia, no que diz respeito à capacidade de mobilização de sedimentos. Logo, estudos de transporte sedimentar são considerados importantes nas zonas costeiras, pois persistem algumas lacunas relativas aos seus processos.

Em particular, é importante prever a direção e magnitude do transporte de sedimentos, que é responsável pela variação morfológica em zonas costeiras. Essa informação é importante para investigadores e gestores das zonas costeiras.

A ação das ondas marítimas e das correntes é responsável pela dinâmica sedimentar. Por exemplo, a componente do transporte associada à onda é importante para descrever os processos de modificação da topografia de fundo na direção transversal à costa, que intervêm, por exemplo, na formação de barras litorais (longitudinais), assim como no transporte sedimentar longitudinal.

As barras longitudinais podem designar-se por uma acumulação sedimentar submersa, longa e paralela ao litoral, localizada após (e em associação com) a cava da barra longitudinal. Algumas destas barras podem adquirir expressão subaérea durante a maré baixa. Em ambientes mais energéticos, por vezes, ocorrem duas ou mais barras aproximadamente paralelas, localizadas a diferentes profundidades. São estruturas naturais muito eficazes na dissipação da energia da onda, principalmente no decurso de temporais.

A formação de uma barra longitudinal é consequência da convergência transversal à linha de costa numa determinada zona do perfil de praia. A sua formação e posterior migração estão associadas a processos hidrodinâmicos e sedimentares que devido à velocidade e aceleração orbitais, em profundidade, experienciam modificações progressivamente não lineares e dependentes da interação das ondas e correntes médias.

Esta dissertação, tem como tema a *Dinâmica das barras litorais no troço da costa Poço da Cruz - Mira*, inserindo-se no Mestrado em Meteorologia e Oceanografia Física do Departamento de Física da Universidade de Aveiro.

Na realização deste trabalho, visa-se o estudo da dinâmica de barras litorais no troço referido. Como objetivo ao trabalho, compilaram-se os trabalhos publicados, respeitantes à costa portuguesa na região do litoral de Aveiro. Dentro desta região, escolheu-se uma zona preferencial de estudo para a qual fosse possível obter uma caracterização detalhada da sua evolução, quer da sua morfodinâmica, quer dos processos físicos da ondulação envolvidos. A escolha deste troço prendeu-se, sobretudo, com dados existentes salientando-se:

- A existência de dados batimétricos no local de estudo (este tipo de informação é geralmente de difícil obtenção, devido aos meios náuticos envolvidos).

- A existência de dados de agitação marítima.

Relativamente a dados de agitação, recorreu-se a dados registados na Boia do Ondógrafo de Leixões. Reconhece-se que esta Boia distancia-se um bocado do local de estudo, mas sendo a mais próxima de todas as boias disponíveis, considerou-se aceitável a utilização desses dados para a abordagem deste trabalho. Nota-se que esses dados apresentaram algumas falhas nos registos. Assim, de forma a obter um registo mais consensual e menos irregular, foram introduzidos dados do modelo de WAM (<http://www.puertos.es/en-us/oceanografia/Pages/portus.aspx>), colmatando algumas falhas apresentadas pelos dados de agitação.

1.2. Objetivos

O objetivo principal deste trabalho é a aplicação de um modelo numérico de morfodinâmica para estudar a formação de barras litorais e a sua dependência em diversos parâmetros físicos da ondulação. Para esse efeito recorre-se a diversos modelos de transporte sedimentar, nomeadamente os modelos de Bailard (1981), Drake e Calantoni (2001), Hoefel e Elgar (2003), Silva et al. (2006), Nielsen (2006) e Abreu et al. (2013).

Na realização deste trabalho foi necessário estudar diferentes processos, como a propagação e deformação das ondas e aspetos não lineares associados à sua aproximação à costa, bem como o estudo sobre correntes de fundo (*undertow*), formação e migração de barras longitudinais.

Este trabalho tem como objetivo final contribuir para uma melhor caracterização da zona estudada nomeadamente no que diz respeito ao balanço sedimentar e à formação e migração das barras longitudinais.

1.3. Área de estudo

A área de estudo está localizada na costa noroeste Portuguesa, que é essencialmente uma costa arenosa aproximadamente orientada N21°E e banhada pelo Oceano Atlântico (Figura 1). Trata-se de um trecho costeiro altamente energético com um regime de onda tipicamente de noroeste, caracterizada por uma altura de onda significativa média de 2 m e um período médio de onda de 12 s. As tempestades que ocorrem especialmente no inverno, vêm predominantemente de noroeste com alturas de onda significativas ao largo (*offshore*) que podem chegar a ultrapassar os 8 m, persistindo geralmente até 5 dias (Bernardes, 2010). O regime de maré é semidiurno e apresenta uma amplitude de maré entre 2 e 4 m, em situação de marés vivas. O potencial de transporte sedimentar ao longo desta costa, principalmente devido à ação das ondas, é dirigido de norte para o sul com uma intensidade aproximada de 1-2 milhões de m³ / ano (Veloso-Gomes et al., 2006).

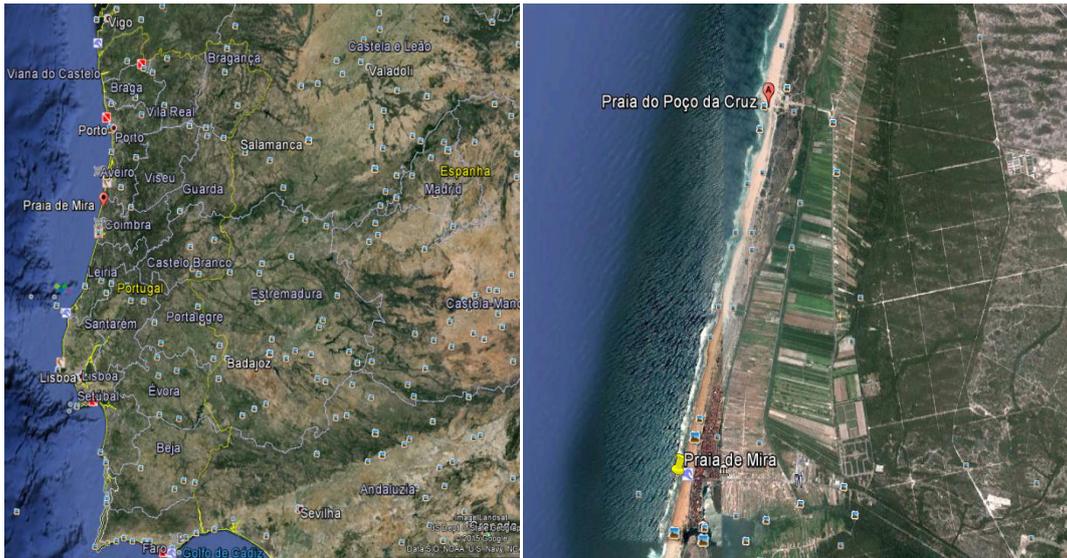


Figura 1: Imagem de satélite na região da costa Portuguesa, da área de estudo Poço da Cruz-Mira (Google Earth)

O fornecimento de sedimentos necessário para saturar o potencial da capacidade de transporte de onda e manter este sistema costeiro em equilíbrio provem de duas fontes principais: Rio Douro e erosão costeira a norte da área em estudo. Em regime natural, o rio Douro fornecia uma taxa de transporte sedimentar na ordem de milhões de m^3 / ano. Contudo, a artificialização do rio tem reduzido esse valor consideravelmente, mostrando uma tendência de cessação do transporte natural de sedimentos (Oliveira, 1997). Como consequência, a erosão costeira tem aumentado na região em estudo.

A região costeira de Aveiro é um dos trechos mais dinâmicos da costa noroeste Portuguesa. A região da Laguna de Aveiro tem vários depósitos de sedimentos que às vezes dão origem a pequenas ilhas, inserindo-se numa baixa planície de topografia uniforme. A Laguna comunica com o oceano através de uma barra que é presentemente altamente urbanizada. Este litoral é caracterizado por formações de areia e longas praias de areia, limitadas interiormente por estruturas dunares de vários tipos e morfologias. Este tipo de morfologias é também associado ao transporte eólico, pois as praias disponibilizam sedimentos suficientes que outrora foram fornecidos a partir de rios que transportavam grandes quantidades de sedimentos, especialmente em épocas de cheias. Devido à sua natureza morfodinâmica e sedimentar, a costa tem sofrido várias alterações ao longo do tempo. Atualmente, este sector é um dos mais afetados pela erosão, tendo a sua costa uma clara tendência de recuo (Silva et al., 2007).

1.4. Aquisição de dados

Para estudar a evolução das barras longitudinais do troço analisado (Poço da Cruz - Mira), foi necessário recorrer a dados recolhidos localmente.

Numa primeira parte, para estudo de sensibilidade dos vários parâmetros associados ao modelo morfodinâmico, houve necessidade de recorrer a dados batimétricos. Estes dados reportam ao mês de Fevereiro de 2013.

Posteriormente, compilaram-se os dados do clima de agitação locais. Para esse efeito, recorreu-se a um regime de ondas equivalente estudado por Plecha et al. (2007), para a Ria de Aveiro. Nesse trabalho efetuou-se uma análise de sensibilidade para diferentes diâmetros medianos de sedimentos, d_{50} , para o qual este regime seria mais estável. Este regime foi igualmente considerado devido à proximidade ao local estudado.

Por outro lado, para observar o comportamento de evolução da barra longitudinal (em regime de ondas variáveis), compreendida no período de Junho de 2012 e Julho 2013, utilizaram-se registos do clima de agitação da boia de Leixões. Estes dados, por sua vez, apresentam algumas falhas motivadas por alguns problemas de falta de leitura ou de leituras irregulares.

1.5. Estrutura do trabalho

Este trabalho estrutura-se em 6 capítulos, sendo o presente capítulo 1 constituído pela introdução ao tema, objetivos do trabalho, apresentação da área de estudo e aquisição de dados.

No capítulo 2, salienta-se a caracterização morfológica da praia (sendo abordados não só os aspetos gerais de uma praia, como alguns particulares da praia em estudo). São mencionadas de uma forma geral as variações de praia emersa, submersa e transversais no qual surgem as barras longitudinais no qual é destacado a sua importância.

No capítulo 3 é apresentada toda a modelação matemática da morfologia da praia na qual faz parte a propagação da ondulação, introduzindo uma breve caracterização das ondas, designadamente sobre a sua formação e propagação. É feita uma introdução da teoria linear, no qual são expressas as equações que estão na origem do modelo e as aproximações associadas à diminuição da profundidade. Faz-se uma breve descrição dos processos físicos como: o empolamento, rebentação e dissipação da onda. São referidas as correntes induzidas pelas ondas e os aspetos não lineares das ondas. Posteriormente são apresentados de seguida seis modelos de transporte sedimentar e por fim o modelo morfodinâmico aplicado, tendo estes uma interação entre eles de forma a representar toda a dinâmica das barras longitudinais.

No capítulo 4, é constituído por duas partes. Na primeira parte, é feito um estudo da evolução das barras longitudinais submersas, de forma a testar a sensibilidade do modelo variando os valores de Δx e Δt , de forma a encontrar o mais adequado para o estudo. O período de análise foi inicialmente de 15 dias e observou-se o comportamento das barras longitudinais submersas com aplicação dos seis modelos de transporte sedimentar e para diferentes valores do diâmetro mediano do sedimento (d_{50}). A profundidade de fecho foi obtida e comparada com o estudo realizado por Ferreira, 1993.

Numa segunda parte deste trabalho, foi analisada a evolução da barra ao longo do tempo durante um período compreendido entre 1 de Junho de 2012 e 31 de Julho de 2013, tendo-se avaliado os

períodos de verão e de inverno marítimo. No período de verão marítimo, no qual observamos geralmente, menor agitação de ondulação, o sedimento é geralmente transportado mais para a costa. O inverno marítimo, por sua vez, é um período geralmente de maior agitação na ondulação, o que leva ao sedimento ser removido mais para o largo, observando assim uma migração e/ou acumulação de sedimento devido à convergência de transporte de sedimentos resultante do movimento de sedimento movido pelas ondulação para a costa e pela corrente de fundo no sentido contrário.

A conclusão de todo o estudo é apresentada no capítulo 5.

2. Caracterização morfológica da praia

A praia pode ser considerada como um corpo que apresenta uma acumulação de sedimentos não consolidados. Está compreendida entre a linha de baixa-mar (marés vivas) e, para terra, até alguma modificação fisiográfica importante, tal como uma arriba ou duna. A maior parte das modificações correntes no troço emerso da praia dependem das condições morfológicas existentes na parte submersa adjacente. A praia pode ser entendida como todo o conjunto entre a referida modificação fisiográfica e o ponto a partir do qual, para o largo, não ocorre movimento significativo de sedimentos (designado por *profundidade de fecho*), a uma escala temporal curta (anual).

Na realidade, em termos práticos, subdivide-se a praia em duas zonas distintas mas interdependentes (Figura 2):

1. Com início em terra e que se prolonga até ao limite inferior da máxima maré baixa, dita *praia emersa* ou *praia subaérea*.

2. A restante área correspondente denomina-se como *praia submersa* ou *praia submarina*.

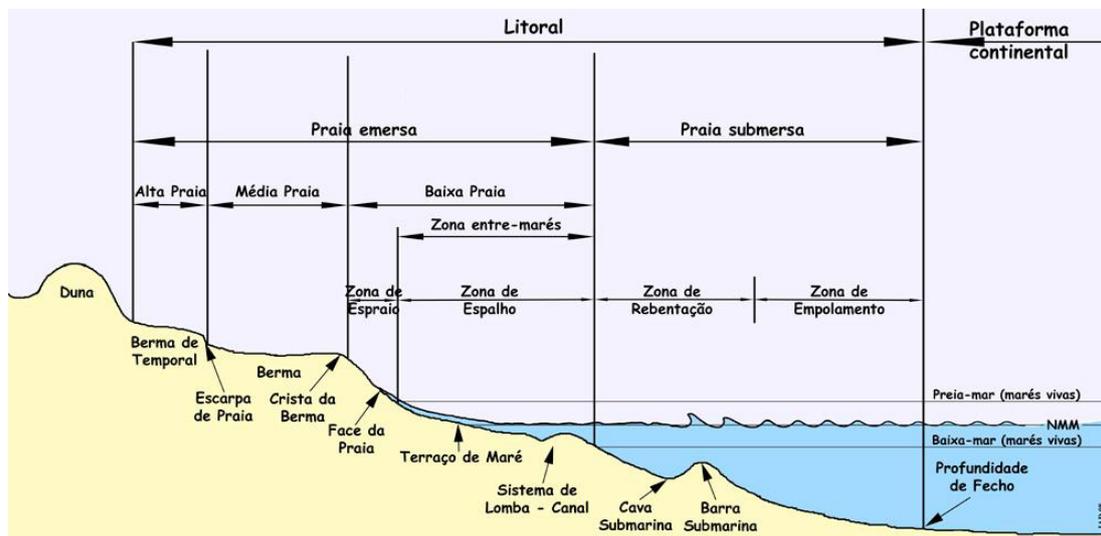


Figura 2: Representa as zonas de divisão da praia. É importante referir que a nomenclatura da praia apresenta grande variabilidade, quer na literatura científica em português, como em inglês.

(Fonte: <http://www.aprh.pt/rgci/glossario/praias.html>)

2.1. Morfologia da praia emersa

No perfil da praia emersa, a característica predominante é a variabilidade entre dois tipos extremos de configuração que, dependem das condições de agitação marítima. A designação utilizada para os estados extremos tem por base os trabalhos de Wright & Short (1983, 1984) e Wright et al. (1985). Referira-se que os estados intermédios considerados por estes autores também podem existir para os perfis da zona de estudo.

1. Perfil refletivo (também dito de calmaria ou de Verão – Figura 3)

Para períodos prolongados em que a ondulação é pouco energética, regista-se o transporte de sedimentos desde a zona submersa até à praia emersa (Komar, 1976; Niedoroda et al., 1984; Wright & Short, 1984). Este transporte é responsável pelo deslocamento de pequenas barras arenosas, que vão aderir à praia emersa, formando bermas (Komar, 1976; Sunamura & Takeda, 1984; Lins, 1985), e conferindo ao perfil um aspeto “robusto”. A berma é constituída por duas superfícies aplanadas, com inclinação geralmente oposta e que se intersejam na crista da berma. A superfície da berma voltada ao mar possui sempre a inclinação superior à da face interna e, geralmente, maior comprimento. Para este tipo de perfil podem diferenciar-se três setores – Figura 2:

- i. Alta praia – corresponde ao extremo interno da praia emersa e promove contato desta com a duna frontal, através de uma superfície aplanada, inclinada para o mar, sobre a qual podem existir antedunas ou dunas embrionárias. Por vezes, este setor não existe, sendo o contato praia/duna promovido pela média praia.
- ii. Média praia – a zona intermédia da praia emersa é constituída por uma ou mais superfícies aplanadas, com inclinação muito suave para terra e separadas por pequenas ruturas de pendor. Estas superfícies correspondem à parte superior de bermas de praia. A média praia prolonga-se desde o limite externo da alta praia até à crista da berma mais externa.
- iii. Baixa praia – corresponde à zona localizada entre a crista da berma mais externa e o nível de baixa-mar de marés vivas sendo, geralmente, ligeiramente côncava e com pendor relativamente acentuado para o mar.

2. Perfil dissipativo (também dito de temporal ou de Inverno – figura 3)

A ocorrência de condições de agitação energéticas provoca:

- alterações profundas na morfologia da praia
- remoção dos sedimentos da praia emersa
- transporte sedimentar para a praia submersa, o que implica a:

formação barras submersas. (Komar, 1976; Sunamura & Takeda, 1984; Lins, 1985)

O que distingue neste perfil é a regularidade, visto que não possui bermas. De uma forma geral, o perfil é côncavo e com pendor médio pouco elevado. Neste não ocorre a diferenciação entre os três setores, dado que o sector é constituído apenas por alta praia e baixa praia ou apenas baixa praia que

contata diretamente com o cordão dunar. É com frequência que ocorrem escarpas de erosão, talhadas na alta praia ou na média praia, quando a erosão destas não é completa.

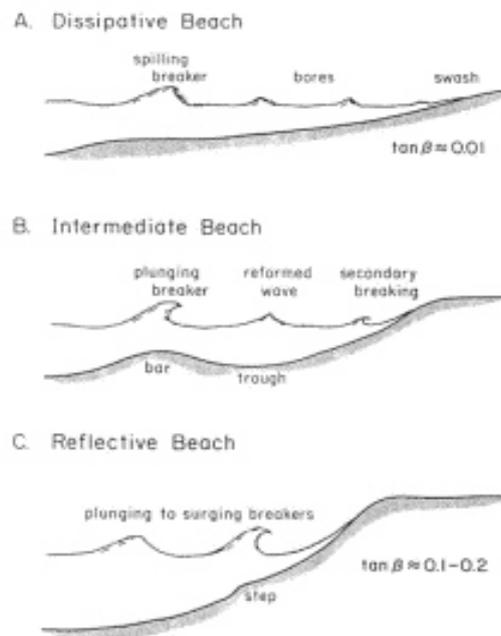


Figura 3: Perfis de praia: (A) dissipativo, (B) intermédio, (C) refletivo, um sistema desenvolvido por Wright & Short (1983) para classificar morfologias de praia e os padrões de acompanhamento de ondas e correntes a nearshore. A classificação depende da inclinação da praia face às condições de ondulação, β (Fonte: Extraído de Komar, 1998)

Particularizando para, o perfil de praia de Mira estudado, os perfis dominantes dependem das condições de agitação que prevalecem ao longo do ano.

Devido a uma maior frequência de agitação marítima mais energética, durante o Inverno, o perfil de praia emersa é do tipo dissipativo, o que se verifica a norte da Praia de Mira (local de estudo).

No Verão, e em grande parte da Primavera e do Outono, o perfil refletivo domina, excetuando-se algumas zonas (Ferreira, 1993).

2.2. Morfologia da praia submersa

Ao caracterizar a morfologia da praia submersa, pode-se dizer que a transferência de sedimentos dentro da zona de movimento induzido pelas ondas, em costas arenosas, está relacionada com o crescimento e migração de formas de fundo de grande escala, designadas por barras submarinas longilitorais ("longshore bars"). O padrão de circulação sedimentar, as taxas de transporte de sedimentos e o resultante do equilíbrio dinâmico da praia são inteiramente dependentes da morfologia e da natureza dinâmica desta topografia de fundo irregular (Greenwood & Davidson-Arnott, 1974).

2.2.1. Variações morfológicas transversais

Ao estendermos um perfil perpendicular à da linha de costa ocorrem, na zona de estudo, vários acidentes morfológicos (Figura 4). O mais próximo da praia emersa é uma barra arenosa longilitoral submersa, de reduzidas dimensões (cerca de 0,5m a 1m de altura por 80m a 120m de largura), à qual se dá o nome de **barra interna** (“*inner bar*”) que na Figura 2 designa-se por “lomba-canal”. A sua formação deve-se à erosão da praia emersa e ao transporte de areia erodida para o mar, movendo-se para terra em períodos de agitação marítima pouco energética, alimentando a berma existente ou originando outra. A sua presença não é permanente ao longo de toda a zona de estudo, nem ao longo de todo o ano.

Mais afastado da praia emersa aparece o acidente morfológico mais importante, designado de **barra submarina externa** (“*outer bar*”), o que corresponde a uma importante acumulação longilitoral de sedimentos, alongada e sub-paralela à praia. Desenvolve-se o prisma litoral, um corpo arenoso de grandes dimensões, sub-paralelo à linha de costa.

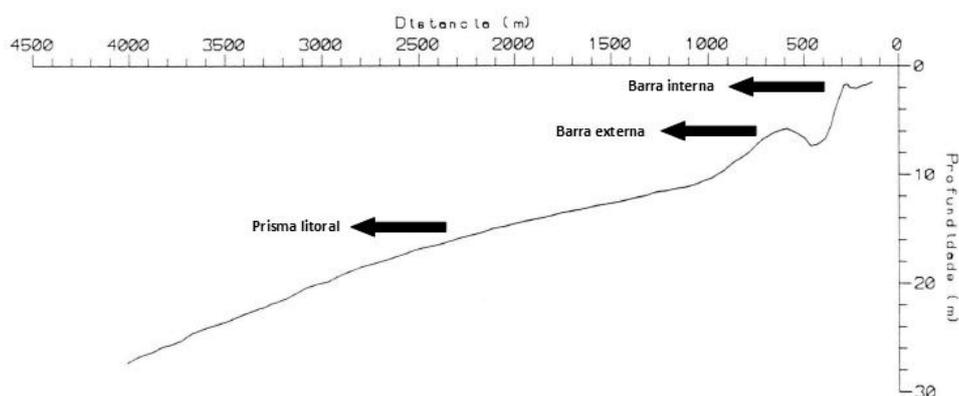


Figura 4: Principais acidentes morfológicos ao longo de um perfil perpendicular à linha de costa. (Ferreira, 1993)

2.2.2. Importância das barras

É relevante referir a importância das barras e de que forma contribuem para as zonas costeiras, mais concretamente, referindo a importância que cada barra representa.

a) Barra externa

As barras externas, parecem estar associadas a zonas costeiras altamente energéticas, onde são postas em movimento grandes quantidades de sedimento.

A presença e robustez são preponderantes na proteção das praias adjacentes, visto que as ondas encontram, nestas barras, o seu primeiro grande obstáculo. Carter & Basillie (1983) referem que as ondas incidentes podem perder 78% a 99% da sua energia nas barras da pré-praia. Ferreira et al. (1994) constataam que, para a área de estudo (Troço Costeiro Espinho-Nazaré), a dissipação da energia das

ondas através da rebentação sobre as barras pode variar entre 83,7% e 99,7% sendo tanto maior a dissipação relativa, quanto maior as ondas incidentes.

Nos locais onde a barra externa se encontra debilitada, a quantidade relativa de energia dissipada pelas ondas incidentes durante o percurso, antes de atingirem a face da praia, deverá ser significativamente menor. Como resultado, a energia dissipada de encontro à praia emersa será bastante superior do que nos locais que possuem perfil de barra externa bem desenvolvido.

b) Barra interna

Esta barra funciona como reservatório de sedimento para pequenas variações da praia emersa. Desta forma, em caso de um temporal com erosão da praia emersa os sedimentos irão depositar-se na barra interna que, mais tarde, os cederá de novo à praia emersa, em condições de agitação favoráveis. Esta barra apresenta uma morfologia não permanente e possui um papel importante no equilíbrio dinâmico da praia, para variações de curto/prazo (dias, semanas). Esta barra, quando presente, funciona como dissipadora de energia das ondas incidentes, segundo um efeito de amortecimento semelhante ao das barras externas, mas menor, contribuindo para a inibição de erosão da praia emersa.

2.2.3. Mecanismos que levam à formação das barras longitudinais

Existem variados mecanismos envolvidos na formação das barras longitudinais. Relativamente à dinâmica associada às barras longitudinais, têm sido realizados estudos experimentais de forma a compreender todos os mecanismos de formação e migração. É de referir inicialmente duas hipóteses à sua formação. Em primeiro, a existência de um ponto de rebentação. Em segundo, uma hipótese associada às ondas longas. Apesar da elevada importância destes dois mecanismos, outros foram surgindo. Um exemplo disso é o da decomposição harmónica das ondas de superfície que também é apontado como causador da formação de barras longitudinais (Cambazoğlu, 2009).

2.2.3.1. Hipótese do ponto de rebentação

Na aproximação das ondas à costa, a profundidade diminui. As ondas ao sentirem o fundo, vão sofrer um aumento da sua altura (empolamento), sendo acompanhado por uma diminuição inicial do nível de água. Após a rebentação, a altura tem o sentido reverso, pois começa a diminuir e o nível de água sofre um aumento, onde o fluxo de massa de água acima da cava é compensado através de uma corrente de retorno, no qual mantém o equilíbrio, resultando num ponto de convergência dos fluxos que se designa por ponto de rebentação (*breakpoint*).

A convergência de transporte de sedimentos resulta do movimento de sedimento inerente a estes fluxos, que permite a formação das barras longitudinais (Figura 5).

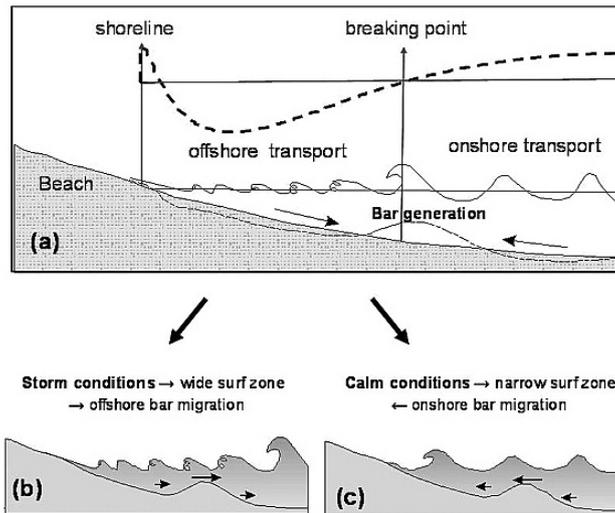


Figura 5: (a) Formação de barras longitudinais. (b) Migração da barra para o largo (condições de tempestade). (c) Migração da barra para a costa (condições de calma) (Mariño-Tapia et al, 2007).
(Fonte: <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2005JC002893/full>)

A rebentação das ondas ocorre cada vez mais afastada da costa, após a formação de barras longitudinais, influenciando automaticamente o ponto de rebentação (*breakpoint*) e a migração da barra longitudinal.

Esta hipótese é plausível fisicamente para a formação das barras longitudinais, sendo suportada por medições. No caso em que há ondas irregulares em que o ponto de rebentação não é fixo. Aí, temos de ter em conta outros mecanismos responsáveis pela formação das barras longitudinais.

2.2.3.2. Ondas infragravíticas

A hipótese do ponto de rebentação não é a única explicação para a formação de uma barra longitudinal. A hipótese da onda longa foi também introduzida (Sallenger e Holman, 1987; Stive, 1987). Numa aproximação de um grupo de ondas à costa, a rebentação provoca o aparecimento de ondas longas. Ao propagarem-se na direção da praia, estas podem ser refletidas o que origina um sistema de ondas estacionárias. No que diz respeito ao transporte sedimentar, estas ondas influenciam a formação de barras longitudinais nos nodos ou antinodos do campo de onda (Figura 6).

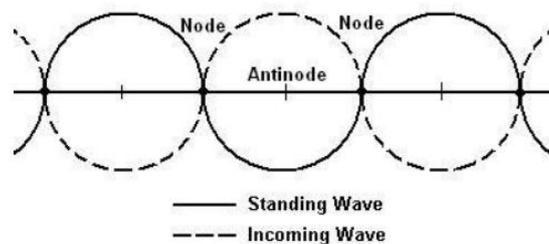


Figura 6: Nodos e Antinodos do campo de onda. A linha contínua (onda estacionária) e a linha descontínua (entrada da onda)

O transporte do sedimento sob os nodos e antinodos depende principalmente da dimensão e da quantidade de sedimentos que são arrastados pela corrente ou transportados em suspensão.

A junção do grupo de ondas pequenas e longas pode resultar na formação de barras longitudinais (Stive, 1987; Roelvink e Stive, 1989). Os sedimentos poderão ser mobilizados por ondas pequenas e transportados por ondas longas. Os modelos que têm por base esta hipótese preveem a formação de um sistema com múltiplas barras.

Observa-se, igualmente, a criação de barras longitudinais na presença de uma superfície oceânica plana e erodível acompanhando o movimento e a forma da onda, apresentando espaçamentos de metade do comprimento de onda.

Ao presenciarmos existência de barras no fundo oceânico, há um aumento da reflexão de ondas incidentes, resultando num forte campo de ondas e, subsequentemente, num campo de barras longitudinais (O'Hare e Davies, 1990,1993). Sendo uma hipótese que ajuda a explicar a formação de barras longitudinais fora da zona de surf, não há ainda conclusões definitivas de que este mecanismo seja responsável pela formação de barras fora desta zona.

2.2.4. Mecanismos associados à migração das barras longitudinais

Após a formação das barras longitudinais, há que ter em conta a sua posterior migração que influencia a hidrodinâmica local. Uma barra longitudinal depois de formada pode migrar para o largo ou para a praia. Pode ainda aumentar de tamanho ou, simplesmente, desaparecer. A corrente de retorno e a assimetria das ondas são dois processos que promovem a sua deslocação e/ou alteração, assim como intervêm na formação das barras longitudinais (Figueiredo, 2013).

Estudos experimentais e numéricos comprovam alguns dos mecanismos intervenientes no transporte sedimentar, afetando a migração das barras em direção à costa ou para o mar (Abreu et al., 2013a).

2.2.4.1. Migração das barras longitudinais em direção ao mar

Alguns estudos, onde se verifica a migração das barras longitudinais para o mar, apontam as ondas infragravíticas e a corrente de fundo (*undertow*) como principais motores para essa ocorrência (e.g., Cambazoğlu, 2009).

A corrente de fundo é considerada o principal condutor para a migração das barras longitudinais, estando diretamente associado à rebentação das ondas.

As ondas infragravíticas promovem a migração das barras longitudinais, mas são também responsáveis pela sua formação e conseqüente evolução (Stive e Battjes, 1985).

2.2.4.2. Migração das barras longitudinais em direção à costa

Reconhecendo-se que a corrente de fundo é o principal agente para a migração das barras longitudinais em direção ao mar, há que entender que mecanismos contrapõem este movimento. Na parte exterior e interior da zona de rebentação, existem zonas em que a corrente de fundo é mais fraca e verifica-se a migração de barra em direção à costa. Um mecanismo de elevada importância que se reconhece ter influência nessa migração das barras longitudinais é o da assimetria da forma das ondas. Aquando da propagação das ondas para a costa em águas pouco profundas, a forma das ondas torna-se progressivamente não linear e, junto ao fundo, as velocidades orbitais experienciam também essas assimetrias. Como resultado, o transporte de sedimentos poderá acarretar a migração de barras em direção à costa (Stive, 1987, Abreu et al., 2013a).

2.3. Sedimentos e transporte sedimentar

O sedimento é um material fragmentado cuja origem na formação advém da desintegração física e química das rochas, variando a sua forma, dimensão e composição mineral.

Ao recorrer à classificação de um mineral através da sua dimensão, usa-se a escala de Wentworth (Figura 7). Esta apresenta, uma escala logarítmica onde os sedimentos são ordenados desde os mais finos para os mais grosseiros.

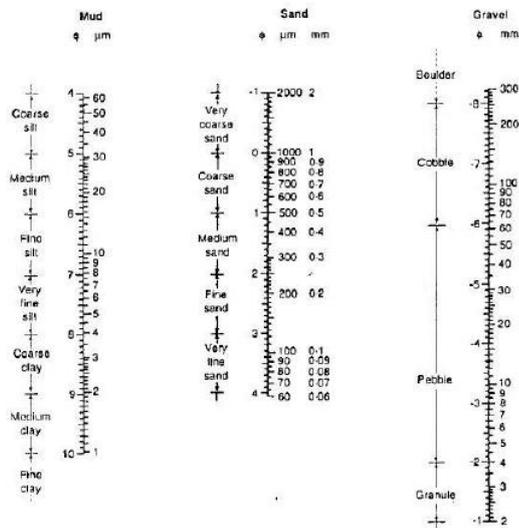


Figura 7: Escala de *Wentworth* para a classificação dos sedimentos (Soulsby, 1997)

Os sedimentos com dimensão inferior a 60 µm, como o caso de lodos e argilas, apresentam propriedades coesivas. Os sedimentos com dimensão superior podem ser designados por partículas individuais que podem interagir entre si. O seu transporte será determinado pela sua dimensão, peso e forças exteriores aplicadas. Este trabalho apenas considera o transporte de sedimentos com propriedades não coesivas, nomeadamente, areias. O material constituinte da areia é essencialmente o quartzo cuja massa volúmica, ρ_s , é aproximadamente igual a 2650 Kg/m³.

2.3.1. Processos de mobilização, transporte e deposição de sedimentos

O transporte de sedimentos em zonas costeiras pode ser efetuado pela ação de correntes médias (exemplos, corrente de maré, as correntes induzidas pelo vento, pela ondulação), pela ondulação ou pela combinação de ondas e correntes. Identificam-se três processos distintos no transporte sedimentar: o processo de mobilização (*entrainment*), processo de transporte e o processo de deposição de sedimentos.

Para que haja ***mobilização de sedimento***, é necessário que existam forças mobilizadoras, induzidas pelo escoamento sobre os sedimentos que se encontram depositados (Figura 8). O transporte inicia-se quando a força mobilizadora supera a força estabilizadora.

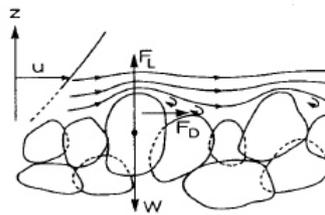


Figura 8: ilustração das forças que atuam nos grãos de sedimento depositados num fundo plano e horizontal (Fonte: Fredsøe e Deigaard, 1992 e Silva, 2001)

Particularizando, as forças mobilizadoras que atuam nos sedimentos consistem em forças horizontais de arrastamento (*drag forces*), F_D , e forças verticais (*lift forces*), F_L . Para a força mobilizadora a componente horizontal resulta da força de atrito que o escoamento exerce diretamente sobre a superfície dos grãos e da força associada ao gradiente de pressão que se estabelece devido ao fenômeno de separação do escoamento em torno de um grão de sedimento. Esta componente é dada pela equação:

$$F_D = \rho A f_w U^2 \quad (1)$$

onde ρ representa a massa volúmica do fluido, U é a velocidade característica do escoamento junto ao fundo, A é a área de seção de corte do grão exposta ao escoamento ($A \approx \pi/4 d^2$) e f_w é fator de atrito (ou de arrastamento) que depende do número de Reynolds local ($d|U|/\nu$). A partícula de sedimento é atuada também por uma força vertical, F_L , que resulta da curvatura das linhas de corrente do escoamento. A expressão desta fórmula é análoga à equação (1), representando a forma geral das forças mobilizadora. A contribuição de F_L é geralmente considerada implicitamente no coeficiente de atrito que é determinado empiricamente.

A força estabilizadora, representada por W , é a ação da força gravítica, que resulta do peso imerso do grão do sedimento:

$$W = \alpha_f (\rho_s - \rho) g d^3 \quad (2)$$

em que α_f é um fator de forma da partícula (para uma esfera é igual a $\pi/6$).

Uma vez iniciado **o processo de transporte**, este pode efetuar-se por arrastamento (*bed load*) e/ou por suspensão (figura 9). Para que haja deslocamento dos sedimentos, os valores de tensão tangencial têm de ser superiores ao valor crítico, provocando o deslizar, rolar e saltar de sedimentos ao longo do fundo oceânico. A tensão tangencial, ao apresentar valores crescentes, inicia o desenvolvimento de formas na morfologia de fundo como, por exemplo, as rugas. Estas diferentes formas de fundo favorecem a suspensão dos sedimentos que se encontravam depositados. Ao invés, quando os valores da tensão tangencial forem decrescentes, as formas de fundo poderão permanecer sem alteração.

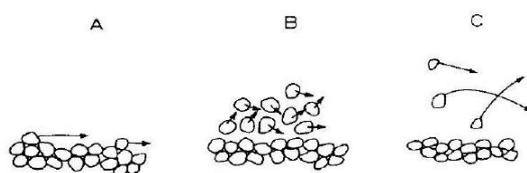


Figura 9: Diferentes modos de transporte de sedimentos: A – Arrastamento; B – Arrastamento e suspensão; C – Suspensão (Silva, 2001)

A **deposição do sedimento** que se encontra em movimento na água em arrastamento e/ou em suspensão depende da sua forma, dimensão e densidade, mas depende também da viscosidade do fluido onde se encontra.

3. Modelação matemática da morfologia das praias

3.1. Propagação da Ondulação

Aquando da propagação da onda para águas pouco profundas, pode-se assumir de uma forma simplificada que o movimento da onda pode ser descrito como uma oscilação harmónica sinusoidal, caracterizada por vários parâmetros (Figura 10):

- o comprimento de onda, λ , é a distância em metros (m) medida na horizontal, entre duas cristas sucessivas;
- o período de onda, T , é o intervalo de tempo, em segundos (s), medido entre a passagem de duas cristas de onda sucessivas num ponto fixo;
- a frequência, f , é o número de cristas que passam num ponto fixo, durante 1 segundo. Sendo discriminado em número de ciclos por segundo, isto é, em Hertz (Hz), e corresponde ao inverso do período, ou seja, $1/T$;
- a frequência angular, ω , em rad/s , está relacionada com a frequência f , relação dada por $f = \omega/2\pi$;
- a amplitude, a , é a dimensão máxima do deslocamento vertical da superfície livre da água em relação ao nível médio do mar. Tem como unidades o metro (m);

- a altura da onda, H , é a diferença, medida em metros (m), entre as superfícies livres de uma crista e cava de uma onda. Neste caso específico, para uma onda regular, a altura da onda é igual a duas vezes o valor da amplitude, isto é, $H=2 \times a$;

- a celeridade, c , é a velocidade de propagação de uma crista ou cava. É também referida como velocidade de onda ou velocidade de fase, $c=\omega/k = \lambda \times f$, sendo expressa em metros por segundo (m/s), onde k é o número de onda, dado por $k=2\pi/\lambda$ (rad/m);

- a declividade de uma onda, δ , é a razão entre a altura e o comprimento de onda, ou seja, $\delta=H/\lambda$.

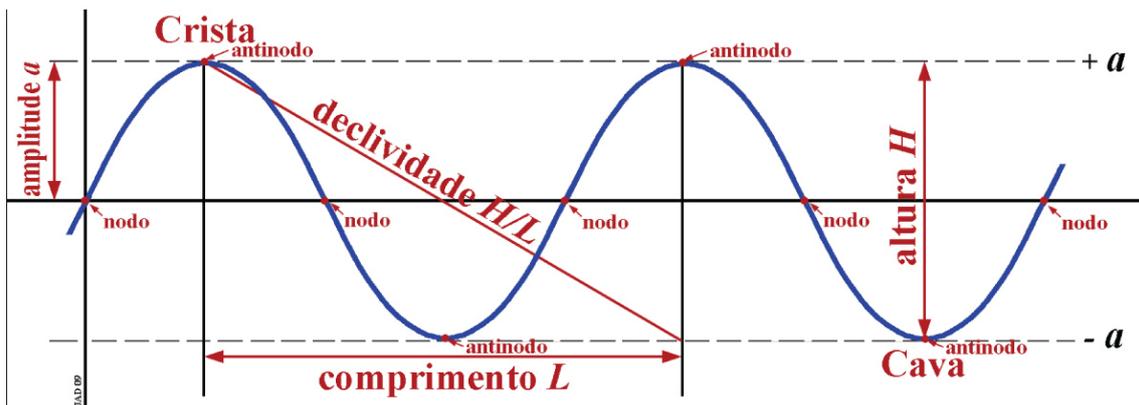


Figura 10: Parâmetros da oscilação harmônica sinusoidal (Fonte: <http://www.aprh.pt/rgci/glossario/onda.html>)

Uma onda transfere uma perturbação (energia) de um dado local do meio para um outro. A perturbação que é propagada possui algumas características: o transporte de massa do material que constitui o meio é nulo ou pequeno; não existe distorção significativa da sua forma, fazendo com que a perturbação seja pouco dissipada; por fim, a perturbação propaga-se com uma velocidade de fase da onda que é alterada consoante a profundidade do fundo. Há dois aspetos que se deve ter em conta, durante o processo de propagação da onda, nomeadamente, o facto de a onda se propagar no espaço com uma velocidade de fase que depende das características do meio e das partículas de água adquirirem uma velocidade orbital. Neste capítulo, far-se-á uma descrição sumária sobre estes dois aspetos relevantes.

As ondas de superfície no oceano são geradas pelo vento através das forças de pressão e atrito que perturbam o equilíbrio da superfície do oceano. Estas ondas dependem da intensidade do vento, do intervalo de tempo que o vento se mantém e da extensão da superfície livre sobre a qual o vento sopra sem obstruções – *fetch* (Silva, 2008). Parte da energia do vento é transferida para a superfície do oceano através do atrito entre o vento e a água, gerando um movimento circular nas partículas à superfície do oceano, pois estas têm um movimento ascendente e descendente, na vertical. Sendo que, na horizontal, avança nas cristas e retrocede nas cavas – Figura 11.

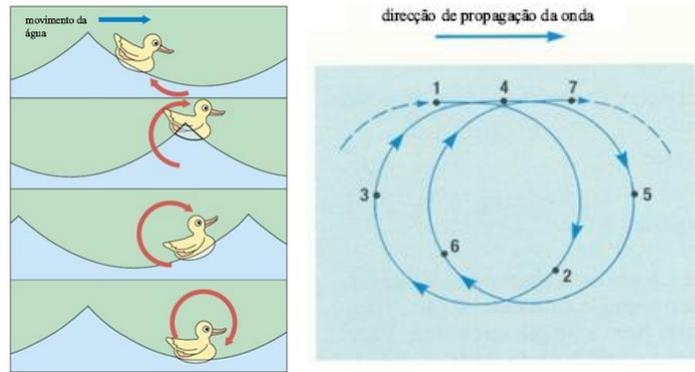


Figura 11: Movimento das partículas de água na superfície do oceano

As ondas propagam-se para o litoral através da plataforma continental. À medida que a profundidade vai diminuindo, vai havendo modificação da forma da onda à superfície. Consequentemente, a velocidade e a aceleração orbital junto ao fundo tornam-se gradualmente não lineares. Durante a propagação das ondas, o perfil destas altera-se relativamente aos dois eixos, horizontal e vertical, pois a superfície livre vai-se tornando pontiaguda sobre a crista da onda, mais larga na cava e relativamente íngreme na face onde rebenta – ver Figura 12 (Abreu, 2006). A modificação da forma das ondas, que deriva da alteração das componentes harmónicas relativamente às que continha inicialmente, conduz à rebentação das ondas.

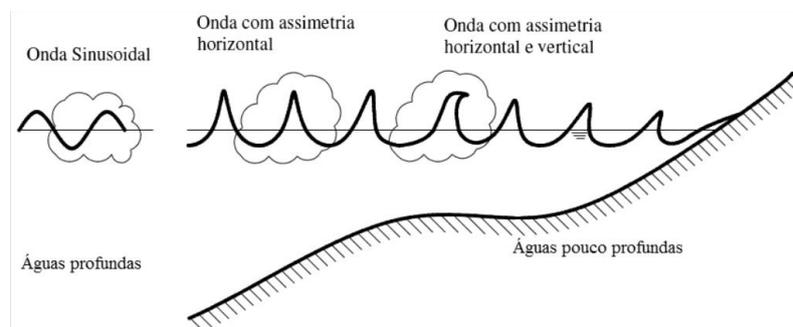


Figura 12: Esquema da alteração da forma do movimento orbital na aproximação à costa (Abreu, 2006)

Na propagação das ondas para a costa há ainda outros processos envolvidos como o *empolamento*, a *rebentação* e a *dissipação das ondas*. Podendo nalguns casos descritos pelas equações propostas por vários autores e podem ter a sua origem na teoria linear de ondas. Para melhor entendimento da descrição dos processos e das equações utilizadas, seguir-se-á uma breve abordagem sobre a Teoria Linear.

3.1.1. Teoria Linear

No movimento das partículas da água durante a propagação de uma onda à superfície, as direções vertical e horizontal têm escalas semelhantes. Contudo, as acelerações verticais das partículas de água

são significativas e têm a mesma ordem de grandeza que a aceleração da gravidade, g , em (m^2/s) (Silva, 2008).

Considerando um sistema de eixos de coordenadas OXYZ – Figura 13 –, as equações do movimento escrevem-se:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F_x \quad (3)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + F_y \quad (4)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z \quad (5)$$

onde, F_x , F_y e F_z - representam as forças de atrito referentes à viscosidade molecular e turbulenta.

A equação da continuidade para um fluido incompressível expressa-se por:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

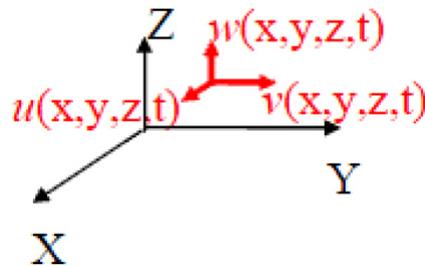


Figura 13: Sistema de eixos de coordenadas OXYZ. u , v e w são as componentes do vetor velocidade

A formulação do modelo da teoria linear tem como hipóteses algumas considerações para as equações apresentadas anteriormente:

- F_x , F_y e F_z consideram-se nulas;
- As ondas de superfície propagam-se na direção OX e possuem frentes de onda planas, sendo que $\partial/\partial y = 0$ e $v = 0$;
- As ondas possuem uma amplitude infinitesimal, $H/\lambda \ll 1$.

Tendo em conta estas considerações, podem-se desprezar os termos não lineares de ordem superior nas equações de movimento. As equações do movimento e da continuidade são reescritas:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (7)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

A teoria linear pretende encontrar uma solução analítica para estas equações, tendo em conta que a perturbação na superfície livre tem a forma de uma oscilação harmónica simples de amplitude infinitesimal e se considerem condições de fronteira apropriadas, nomeadamente, em $z = -h$ e $z = 0$.

Da solução analítica das equações anteriores, escrevem-se a relação de dispersão (σ) – Equação (10) – a velocidade de fase (c) - Equação (11) - e as equações de $u(x, z, t)$, $w(x, z, t)$ e $p(x, z, t)$.

$$\sigma = \sqrt{gk \tanh(kh)} \quad (10)$$

$$c = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh)} \quad (11)$$

com,

g – aceleração da gravidade

k – número de onda

h – profundidade

A teoria linear apresenta uma solução válida em todas as profundidades, desde que $H \ll \lambda$.

Na propagação de uma onda na superfície livre do oceano, as partículas de água movem-se quer à superfície quer no interior da coluna de água e a trajetória das partículas depende da razão entre a profundidade local e o comprimento de onda.

Na aproximação de águas profundas, a relação de dispersão e a velocidade de fase escrevem-se:

$$\sigma = \sqrt{gk} \quad (12)$$

$$c = \sqrt{\frac{g}{k}} \quad (13)$$

Desta forma, é possível concluir que em águas profundas, a velocidade de fase **depende** somente do comprimento de onda e que as ondas de maior comprimento de onda propagam-se a uma maior velocidade de fase comparativamente às ondas de menor comprimento de onda. As ondas são dispersivas e a elevação da superfície livre é idêntica a uma onda sinusoidal com frequência angular, σ .

Na aproximação de águas profundas, quando $h > 1/2 \lambda$, as partículas de água movem-se verticalmente, para cima e para baixo, e horizontalmente registando um movimento composto por uma órbita circular no plano vertical. Verifica-se um decaimento exponencial do diâmetro da trajetória orbital com a profundidade, isto é, as órbitas têm um raio maior perto da superfície e vão diminuindo o seu raio até que chegam a uma determinada profundidade, cerca de $1/2 \lambda$, e deixam de existir – Figura 14 (à esquerda).

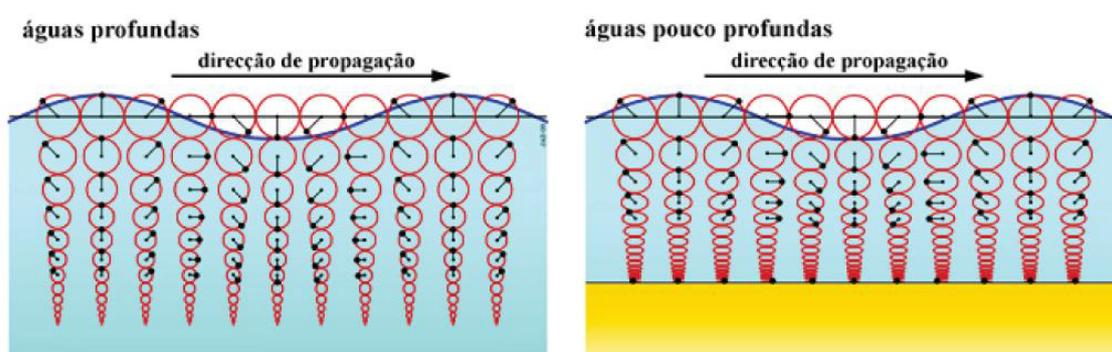


Figura 14: Órbitas das partículas nas ondas. Movimento das partículas de água em águas profundas as órbitas são circulares, embora o raio diminua à medida que se desce na coluna de água (à esquerda). Movimento das partículas de água em águas pouco profundas, devido a interação com o fundo, as órbitas correspondem a elipses sendo cada vez mais achatadas na direção do fundo, até que junto a este apenas existe um movimento horizontal (à direita).

(Fonte: <http://www.aprh.pt/rgci/glossario/ondasmarinhas.html#>)

À medida que a onda se aproxima da costa o movimento das partículas é condicionado pela presença do fundo para valores de $h < 1/2 \lambda$ - aproximação de águas pouco profundas. Aí, as partículas de água descrevem uma elipse na sua trajetória, em que a dimensão do semieixo vertical decresce linearmente com z , e a do semieixo horizontal não depende de z – Figura 14 (à direita).

Na aproximação de águas pouco profundas as ondas são não dispersivas, pois os diferentes comprimentos de onda propagam-se com a mesma velocidade de fase que depende da profundidade:

$$\sigma = k\sqrt{gh} \quad (14)$$

$$c = \sqrt{gh} \quad (15)$$

3.1.2. Coeficiente de Empolamento

À medida que as ondas se propagam para águas menos profundas, o processo de empolamento (*shoaling*), conduz à alteração da altura de onda.

Admitindo que a propagação da onda apresenta direção constante, sendo perpendicular à costa e que não existe dissipação de energia nem reflexão da onda, o fluxo de energia entre duas ortogonais é constante pelo que existe conservação do fluxo de energia das ondas.

Com base na conservação do fluxo de energia e assumindo contornos batimétricos paralelos entre si e à costa, existem expressões analíticas simples que, permitem estimar a altura da onda num dado ponto junto à costa a partir do conhecimento das características da onda ao largo, isto é em águas profundas. De acordo com a teoria linear resulta:

$$\frac{H}{H_0} = K_s = \sqrt{\frac{c_{g0}}{c_g}} \quad (16)$$

com,

K_s - coeficiente de empolamento

c_g - velocidade de grupo

onde índice 0 denota que os valores de H e de c_g ao largo.

A velocidade de grupo é a velocidade na qual a energia das ondas está a ser transferida por um *trem* de ondas em propagação. Ao considerar-se dois *trens* de ondas com a mesma altura e com a mesma direção de propagação, mas com diferentes frequências e números de onda, a onda resultante será a soma dos dois *trens* de ondas. Esta é modelada por uma onda que se propaga com uma velocidade $\Delta\sigma/\Delta k$, denominada de velocidade de grupo c_g - Equação 17. A Figura 16 mostra o resultado da sobreposição das duas ondas e as características de um grupo de ondas.

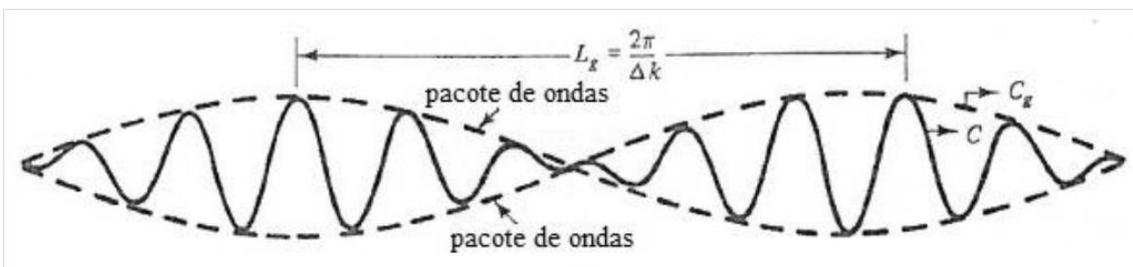


Figura 15: Características de um grupo de ondas (adaptado de Dean and Dalrymple, 1991)

$$c_g = \frac{1}{2} c \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \quad (17)$$

Para **águas profundas**, a velocidade de grupo é metade da velocidade de fase, isto é, a energia das ondas propaga-se com metade da celeridade das ondas que constituem os trens de onda. O conjunto de ondas move-se assim não com a velocidade de fase mas com a velocidade de grupo:

$$c_g = \frac{1}{2}c \quad (18)$$

Em **águas pouco profundas**, a velocidade de grupo é igual à velocidade de fase, portanto a energia das ondas propaga-se à mesma velocidade das ondas:

$$c_g = c \quad (19)$$

Desta forma, a equação (16) evidencia que a variação da velocidade de propagação c_g leva à transformação das ondas, causando uma variação da altura da onda à medida que a profundidade diminui.

Recentemente, Nielsen (2009) propôs uma equação que representa uma boa aproximação ao coeficiente de empolamento determinado pela teoria linear das ondas:

$$\frac{H}{H_0} = K_s = \frac{1}{\sqrt[4]{4k_0h}} \left(1 + \frac{1}{4}k_0h + \frac{13}{228}(k_0h)^2 \right) \quad (20)$$

A equação (18) apresenta um erro de 1% em relação à equação onde é escrita o coeficiente de empolamento, pela teoria linear – equação (16) – desde que se verifique a condição $k_0h < 1.34$.

$$\frac{H}{H_0} = K_s = \frac{1}{\sqrt[4]{4k_0h}} \left(1 + \frac{1}{4}k_0h + \frac{13}{228}(k_0h)^2 \right) \left(1 + \frac{3}{8} \left(\frac{H_0}{\lambda_0} \right)^{1.5} (k_0h)^{-3} \right) \quad (21)$$

onde, λ_0 - comprimento de onda ao largo

O índice 0 nas equações (20) e (21) faz referência às condições ao largo, ou seja, em águas profundas.

3.1.3. Rebentação

O processo de empolamento não pode continuar ininterruptamente, portanto, num determinado local, as ondas quebram. O processo de rebentação, ocorre quando a profundidade começa a diminuir e a declividade da onda a aumentar, pois as ondas tornam-se instáveis e rebentam dissipando energia. A rebentação causa também uma diminuição da altura da onda. O início do processo e o tipo de rebentação da onda são geralmente determinados em função da profundidade local e do declive de fundo.

De seguida são apresentados alguns critérios para a determinação do local da rebentação, refletindo, por exemplo, como a velocidade das partículas excede a velocidade de propagação da onda e a superfície livre na zona frontal da crista assume uma posição vertical. Os critérios de rebentação podem ser traduzidos por diversas expressões: uma das mais simples e conhecidas é:

$$H_b = 0.78h \quad (22)$$

em que, H_b - altura da rebentação.

Visando um refinamento no cálculo da rebentação H_b , Battjes e Janssen (1978) apresentaram uma expressão que define a altura de rebentação através de

$$H_b = \frac{0.88}{k} \tanh\left(\frac{\gamma}{0.88} kh\right) \quad (23)$$

onde, γ - parâmetro de calibração da altura de rebentação

Segundo Ruessink et al. (2003), o parâmetro de calibração segue a seguinte expressão:

$$\gamma = 0.76kh + 0.29 \quad (24)$$

Tendo em conta as aproximações para águas profundas e águas pouco profundas, a equação (23) pode-se reduzir a $H_b = 0.88/k$ e a $H_b = \gamma h$, respetivamente.

O critério de Battjes e Janssen, (1978), foi o utilizado neste trabalho, pois segundo o trabalho apresentado por Santos (2012) este critério revelou-se adequado para estudos desta natureza.

3.1.4. Dissipação

À rebentação está associada uma grande perda de energia. A zona de rebentação ao longo da costa é o local onde o fluxo de energia de ondas, proveniente do mar alto, é dispersado em turbulência e calor. Devido à forte dissipação de energia, a altura de onda, dentro da zona de rebentação, decresce no sentido da linha da costa.

As equações com base na conservação do fluxo de energia conduzem a um aumento não realista da amplitude da onda, devendo-se considerar o processo de dissipação.

A dissipação da onda após a rebentação, D , pode ser quantificada por duas expressões diferentes.

Na primeira, os valores de D foram estimados a partir da resolução numérica da seguinte equação que traduz que a variação do fluxo de energia é determinada pela dissipação da onda:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 c_g \cos \bar{\theta} \right) = -D \quad (25)$$

onde,

x - posição ao longo do perfil do fundo

H_{rms} - raiz quadrada da média dos quadrados das alturas das ondas

$\bar{\theta}$ - ângulo de incidência médio da onda

A segunda expressão (Baldock et al., 1998) calcula a dissipação utilizando a altura de onda rebentação, H_b e a altura da onda (H_{rms}):

$$D = \frac{\alpha}{4} \frac{1}{T} \rho g e^{\left[-\left(\frac{H_b}{H_{rms}} \right)^2 \right]} \left(H_b^2 + H_{rms}^2 \right) \quad (26)$$

onde,

α - constante de proporcionalidade que é da ordem de 1.

3.1.5. Correntes induzidas pelas ondas

Como referido atrás, a propagação de ondas em direção à linha de costa acarreta a rebentação e o espraiço das ondas. Posteriormente, gera-se uma massa de água que se desloca junto ao fundo no sentido oposto ao da deslocação das ondas em direção à linha de costa, denominada por corrente de fundo (*undertow*).

Esta corrente é o resultado de uma compensação de um fluxo de transporte de massa, uma vez que equilibra o transporte de massa dirigida para *onshore* associado à rebentação das ondas.

A corrente de fundo é um dos principais agentes no que diz respeito ao transporte de sedimentos na zona costeira, desempenhando um papel ativo na formação e migração de barras longitudinais.

O transporte de sedimentos também é impulsionado pela corrente de fundo (*undertow*), U_b , assim como a velocidade orbital junto ao fundo.

Para calcular a corrente de fundo escolheu-se o modelo desenvolvido por Rattanapitikon e Shibayama (2000) introduzindo um modelo explícito para o cálculo do perfil de velocidade de corrente de fundo dentro da zona de rebentação. Foram investigadas várias fórmulas para cálculo da média atual da corrente de fundo e comparadas com base em várias experiências com diferentes efeitos de escala. Grasmeyer e Ruessink (2003) modelaram as ondas e correntes junto à costa com base em abordagens paramétricas e probabilísticas. O modelo foi validado em relação aos dados de dados de laboratório e de campo observados em Duck, NC, e Egmond aan Zee (Holanda). Reniers et al. (2004b) simularam uma estrutura de fluxo vertical para os dados de Sand Duck com base no conceito de três camadas dada por De Vriend e Stive (1987) e os resultados obtidos apresentaram boa concordância com as medições. Tajima e Madsen (2006) desenvolveram um modelo de hidrodinâmica costeira em que o modelo de corrente média, seguindo o conceito de Svendsen et al. (1987), inclui duas camadas de equações do momento 2DH, integrados acima da cava de onda e ao longo de toda a profundidade.

Recentemente, Cambazoğlu e Haas (2011) empregaram o modelo NearCoM para simular a hidrodinâmica na zona costeira em que as condições de onda são calculados pelo modelo REF / DIF e o modelo SHORECIRC é usado para determinar a corrente de fundo.

Atendendo à simplicidade de incorporação do modelo Rattanapitikon e Shibayama (2000) no código MATLAB, escolheu-se este modelo para a realização das diversas simulações.

Este modelo foi validado com uma vasta gama de dados laboratoriais que cobrem experiências em pequena e grande escala, proporcionando boas estimativas de U_b . A zona de rebentação é dividida numa zona de transição e numa zona interna, no qual o fundo nestas duas zonas é discutido separadamente:

$$U_b = -0.76 \frac{B_0 g H^2 T}{hL} - 1.12 b_3 \frac{B_0 LH}{hT} \quad (27)$$

com

$$b_3 = \begin{cases} 0 \\ \frac{1/H - 1/\sqrt{H_b}}{1/H_t - 1/\sqrt{H_b}} \\ 1 \end{cases} \quad (28)$$

e

$$B_0 = 0.125 + 0.6m - 0.089 \frac{H}{h} \quad (29)$$

O parâmetro b_3 assume o valor 0 para zona a *offshore* e o valor unitário (=1) para a zona de rebentação. A equação (28) é proposta para uma zona de transição entre as anteriores. Onde H_b e H_t representam, respetivamente, as alturas das ondas na zona de rebentação e transição (posição de transição é de $10 \times h_b$).

Outra corrente a designar são as correntes de retorno (rip currents), que são caracterizadas por fluxos de água provenientes da costa que atravessam a zona de rebentação para o mar. Esta corrente por sua vez, não tem uma ligação direta na formação e migração de barras, pois o refluxo das ondas sai por um canal criado entre barras. É importante notar que a rebentação das ondas não é dada sobre o canal submerso. A corrente de retorno ao mover-se em direção ao mar tende a diminuir a potência das ondas que tentam chegar à costa. Contudo, este tipo de correntes não foi considerado neste estudo.

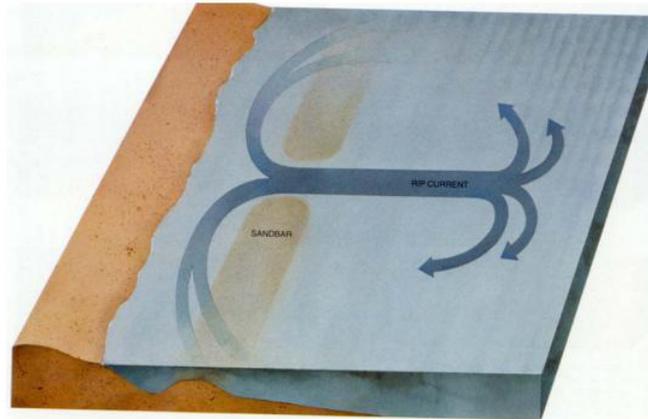


Figura 16: corrente transversal (adaptado de "Edge of the Sea", 1983)
 (Fonte: http://www.ci.uc.pt/mhidro/edicoes_antigas/PFC_acetatos_08b.pdf)

3.1.6. Aspetos não lineares

O início do transporte sedimentar surge como resposta ao escoamento e consequentes tensões de atrito geradas junto ao fundo. As ondas marítimas e as correntes a elas associadas são os principais responsáveis pela mobilização e transporte sedimentar, em particular, nas praias e na plataforma continental interna. A componente do transporte associada à onda é importante para descrever os processos de modificação da topografia de fundo na direção transversal à costa, que intervêm, por exemplo, na formação de barras longitudinais. Este transporte resulta, em parte, da forma da onda, visto que uma onda monocromática e sinusoidal, tal como descrita pela *teoria linear de ondas*, provoca um transporte nulo, já que o transporte (negativo) na fase da cava é simétrico ao transporte (positivo) na face da crista. No entanto, as ondas observadas em mar alto não correspondem a esta descrição, ocorrendo ainda modificações mais significativas quando se aproximam da costa. À medida que a profundidade diminui, a onda torna-se gradualmente mais assimétrica, alterando a superfície livre no sentido de as cristas se tornarem mais pontiagudas e as cavas mais achatadas. Estas transformações repercutem-se na velocidade orbital junto ao fundo e promovem um transporte sedimentar não nulo no ciclo da onda.

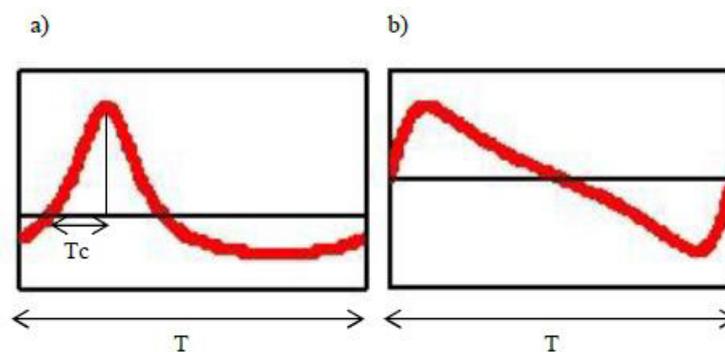


Figura 17: Variação temporal da velocidade orbital: (a) Assimetria da velocidade. (b) Assimetria da aceleração.

De forma a caracterizar a velocidade orbital horizontal sob ondas não lineares, adotou-se a expressão analítica sugerida por Abreu et al. (2010). A equação (30) contém 4 parâmetros livres: dois relacionados com a amplitude da velocidade orbital, U_w , e a frequência angular da onda, ω , e dois relacionados com as assimetrias do movimento orbital, nomeadamente, um índice de assimetria, r , e um parâmetro de forma, ϕ :

$$u(t) = U_w \sqrt{1-r^2} \frac{\left[\sin(\omega t) + \frac{r \sin \phi}{1 + \sqrt{1-r^2}} \right]}{[1 - r \cos(\omega t + \phi)]} \quad (30)$$

sendo U_w a amplitude da velocidade orbital.

$$U_w = \frac{u_{máx} - u_{mín}}{2} \quad (31)$$

Ruessink et al. (2012) disponibilizam expressões para obtenção de r e ϕ em função do número de Ursell, U_r , e de um parâmetro não linear adimensional, B . Para esse efeito, seguem a definição proposta por Doering e Bowen (1995):

$$U_r = \frac{3}{8} \frac{Hk}{(kh)^3} \quad (32)$$

Por sua vez, o parâmetro de não linearidade B pode ser calculado pela seguinte equação:

$$B = p_1 + \frac{p_2 - p_1}{1 + \exp\left(\frac{p_3 - \log U_r}{p_4}\right)} \quad (33)$$

Tabela 1: Dados de entrada no estudo da modelação da morfologia no fundo.

Parâmetro	Valor médio	Intervalo de confiança a 95%
p_1	0	–
p_2	0.857	± 0.016
p_3	-0.471	± 0.025
p_4	0.297	± 0.021
p_5	0.815	± 0.055
p_6	0.672	± 0.073

Na Tabela 1 encontram-se os valores médios e respetivos intervalos de confiança a 95% apresentados por Ruessink et al. (2012) para as constantes $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4, \rho_5$ e ρ_6 .

As parametrizações propostas por Ruessink et al. (2012) tiveram como base um vasto conjunto de dados experimentais de ondas irregulares e permitem caracterizar os parâmetros r e ϕ em função do número de Ursell, U_r . O parâmetro de assimetria da velocidade de onda, S_u , resulta do quociente entre a amplitude da velocidade orbital ao cubo, $\overline{U_w^3(t)}$, e desvio padrão da amplitude da velocidade orbital, σ_{uw}^3 .

$$S_u = \frac{\overline{U_w^3(t)}}{\sigma_{uw}^3} \quad (34)$$

À semelhança, o parâmetro de assimetria da aceleração da onda, A_u :

$$A_u = \frac{\overline{A_w^3(t)}}{\sigma_{Aw}^3} \quad (35)$$

Os valores médios de S_u e de A_u combinados, resultam no parâmetro de não linearidade (adimensional) B (Equação 36) e de fase ψ (Equação 37)

$$B = \sqrt{S_u^2 + A_u^2} \quad (36)$$

$$\psi = \tan^{-1}\left(\frac{A_u}{S_u}\right) \quad (37)$$

Considerando os valores referidos na Tabela 1. O parâmetro de fase, ψ , é obtido pela expressão

$$\psi = -90^\circ + 90^\circ \tanh\left(\frac{P_5}{U_r^{P_6}}\right) \quad (38)$$

Na equação (38) considera-se uma função de uma tangente hiperbólica para o parâmetro de fase. Considerando a Tabela 1, obtêm-se as funções empíricas que relacionam U_r , B e ψ , com U_r temos as equações dadas por (39) e (41) que relacionam o valor de ϕ e de r com B e ψ :

$$B = \frac{2b}{\sqrt{2(1-b^2)}} \quad (39)$$

$$b = \frac{r}{(1 + \sqrt{1-r^2})} \quad (40)$$

$$\phi = -\tan^{-1}\left(\frac{A_u}{S_u}\right) - \frac{\pi}{2} = -\psi - \frac{\pi}{2} \quad (41)$$

A amplitude da velocidade junto ao fundo, U_w , foi estimada recorrendo à Teoria Linear de Onda (Teoria de Airy).

$$U_w = \frac{\pi H}{T \sinh(kh)} \quad (42)$$

Perante a metodologia descrita, as estimativas da variação espacial de U_w , r , ϕ e da velocidade orbital horizontal $u(t)$ podem ser facilmente obtidas para todo o domínio em estudo.

3.2. Modelos de Transporte Sedimentar

Na elaboração deste trabalho procurou-se avaliar o desempenho de alguns modelos práticos de transporte sedimentar de forma a prever a migração de barras longitudinais. Visa-se contemplar modelos que incorporem a interação entre correntes e ondas com características não lineares uma vez que estão intrinsecamente relacionadas com o trânsito sedimentar (e.g., Watanabe e Sato, 2004; Silva et al., 2011; Dong et al., 2013). A influência das assimetrias das ondas tem incentivado o desenvolvimento de modelos práticos de transporte sedimentar para incorporar estes processos, mas reconhece-se que estes estudos carecem de um aprofundamento mais alargado.

3.2.1. Bailard (1981) – B81; Drake e Calantoni (2001) – DC01; Hoefel e Elgar (2003) – HE03

Bailard (1981) alargou a formulação clássica de modelos de transporte sedimentar do tipo energético de Bagnold (1966) para escoamentos permanentes, incorporando os efeitos do movimento oscilatório. Este modelo pretende incluir os efeitos das não linearidades na zona de rebentação através do cálculo direto de parâmetros estatísticos de velocidade orbital junto ao fundo.

Ainda no modelo de Bailard (1981) a taxa de transporte de sedimentos q_s é resultante de quatro termos diferentes: q_{bo} , transporte por arrastamento em fundos horizontais, q_{so} , transporte em suspensão em fundos horizontais, q_{bs} , transporte por arrastamento em fundos inclinados e q_{ss} , transporte em suspensão em fundos inclinados, segundo as equações de Soulsby (1997):

$$q_s = q_{bo} - q_{bs} + q_{so} - q_{ss} \quad (43)$$

onde

$$q_{bo} = \frac{c_f \mathcal{E}_B}{g(s-1) \tan \phi_i} \langle |u|^2 u \rangle \quad (44)$$

$$q_{bs} = \frac{c_f \mathcal{E}_B \tan \beta}{g(s-1) \tan^2 \phi_i} \mu_{3,u} \sigma_u^3 i \quad (45)$$

$$q_{so} = \frac{c_f \mathcal{E}_s}{g(s-1) w_s} \langle |u|^3 u \rangle \quad (46)$$

$$q_{ss} = \frac{c_f \varepsilon_s \tan \beta}{g(s-1)w_s^2} \langle |u|^5 \rangle i \quad (47)$$

onde, s corresponde à massa volúmica relativa ($\approx 2,65$), c_f o coeficiente de fricção, $\mu_{3,u}$ o coeficiente de assimetria de u , β a inclinação do fundo, ϕ_i o angulo de repouso do sedimento ($\tan \phi_i = 0.63$), i é o vetor unitário com sentido da ascensão do declive de fundo, w_s corresponde à velocidade de queda dos sedimentos, ε_B o fator de eficiência para o transporte por arrastamento ($\varepsilon_B=1$), ε_s o fator de eficiência para o transporte em suspensão ($\varepsilon_s=0.02$). É de salientar, nesta equação, os parenteses $\langle \cdot \rangle$ denotam uma média temporal na fase da onda.

Drake e Calantoni (2001) modificaram a formulação de Bailard (1981) de modo a considerar o efeito da assimetria da aceleração, a . Uma atualização e melhoria deve-se à introdução de um descritor da aceleração na taxa de transporte por arrastamento (q_b) que pode ser calculado em termos de momentos estatísticos da aceleração junto ao fundo a_{spike} .

$$q_b = \begin{cases} K \mu_{3,u} \sigma_u^3 + k_a (a_{spike} - a_{crit}), & a_{spike} \geq a_{crit} \\ K \mu_{3,u} \sigma_u^3, & a_{spike} < a_{crit} \end{cases} \quad (48)$$

$$a_{spike} = \frac{\langle a^3 \rangle}{\langle a^2 \rangle} = \sigma_a \mu_{3,a} \quad (49)$$

O transporte associado a efeitos de aceleração é ativado quando a_{spike} excede um determinado valor crítico, $a_{crit} = 1m/s^2$. k_a é uma constante proporcional ao impulso total gerado no transporte por arrastamento ($k_a = 0.07kg \cdot s \cdot m^{-2}$).

Subsequentemente, Hoefel e Elgar (2003) acrescentaram ao modelo de Drake e Calantoni (2001) a possibilidade de considerar ondas irregulares, passando a contemplar o sinal de a_{cr} .

$$q_{ba} = \begin{cases} k_a (a_{spike} - \text{sgn}[a_{spike}] a_{crit}), & |a_{spike}| \geq a_{crit} \\ 0, & |a_{spike}| < a_{crit} \end{cases} \quad (50)$$

Por ajuste a um conjunto de dados de campo (Duck, 1994) onde se assistiu à migração de uma barra longitudinal, os autores otimizaram os valores de $K_a = 1.40 \times 10^{-4} m \cdot s$ e de $a_{crit} = 0.2m/s^2$.

3.2.2. Silva et al. (2006) – S06

Silva et al. (2006), tendo como base o trabalho de Dibajnia e Watanabe (1992) desenvolveram um modelo prático capaz de prever as taxas totais de transporte de sedimentos associados à onda, para um escoamento oscilatório puro (atuando sobre um fundo plano, horizontal e homogêneo, com ação da ondulação em condições ideais) ou para combinações de ondas e correntes. A taxa média de transporte sedimentar num ciclo da oscilação com período T é calculada integrando o transporte em cada meio ciclo da oscilação, com durações T_c e T_t , e tomando posteriormente a diferença entre as quantidades calculadas:

$$\frac{q_s}{\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}} = \alpha |\Gamma| \beta \frac{\Gamma}{|\Gamma|} \quad (51)$$

sendo

$$\Gamma = \frac{u_c T_c (\Omega_c^3 + \Omega_t^3) - u_t T_t (\Omega_t^3 + \Omega_c^3)}{2(u_c T_c + u_t T_t)} \quad (52)$$

A quantidade de sedimentos transportados na direção positiva tem duas contribuições: uma refere-se à quantidade de sedimento que foi mobilizado, transportado e depositado durante o primeiro meio ciclo de oscilação ($0 < t < T_c$) – Ω_c (o índice c refere-se à crista); a outra refere-se à quantidade de sedimento que tendo sido mobilizado durante o meio ciclo da oscilação precedente ($-T_t < t < 0$) não chegou a depositar sendo agora transportado no sentido de propagação de onda – Ω_t' (o índice t refere-se à cava). O mesmo raciocínio aplica-se para a quantidade de sedimento transportado na direção negativa segundo meio ciclo de oscilação): as duas contribuições são representadas pelas grandezas Ω_c e Ω_t' . Este comportamento é expresso pela grandeza, Γ , a partir do qual se irá calcular o transporte sedimentar (equação (51)).

Na equação (52), u_c e u_t representam as amplitudes da velocidade equivalente sinusoidal para o meio ciclo de onda positivo e negativo do perfil de velocidades, respetivamente. Os valores de Ω_c e Ω_t' são calculados em função do parâmetro de Shields (exprime a relação entre a força de atrito do fluido sobre o grão e o peso submerso do grão).

A assimetria da aceleração durante o ciclo da onda é traduzida através da tensão de atrito junto ao fundo que é calculada para cada meio ciclo da onda a partir da fórmula de Swart (1974).

Na equação (51), os parâmetros α e β , são duas constantes empíricas. Os seus valores foram determinados por ajuste a um conjunto extenso de dados experimentais, obtendo-se $\alpha=3.2$ e $\beta=0.55$.

3.2.3. Nielsen (2006) – N06; Abreu et al. – A13

Ao estimar os valores da taxa de transporte, q_s , Nielsen (2006) propõe uma fórmula de transporte que é uma versão modificada da fórmula de Meyer-Peter-Müller (1948):

$$\frac{q_s}{12\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}} = (\theta(t) - \theta_{cr})\sqrt{\theta(t)} \frac{u_*}{|u_*|}, \theta > \theta_{cr} \quad (53)$$

O parâmetro θ_{cr} representa o valor crítico de θ para o qual se inicia o movimento dos sedimentos. Para esse efeito, assumiu-se um valor típico de $\theta_{cr}=0.05$. O parâmetro de Shields, θ , é dado por:

$$\theta(t) = \frac{\tau(t)}{\left(\rho \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) g d_{50} \right)} \quad (54)$$

Este parâmetro é determinado em função de τ , tensão tangencial junto ao fundo, τ :

$$\tau(t) = \rho u_*(t) |u_*(t)| \quad (55)$$

é calculada através de uma velocidade de atrito, u_* . De acordo com Nielsen (1992, 2002) tem-se:

$$u_*(t) = \sqrt{\frac{f_w}{2}} \left(\cos(\varphi) u(t) + \frac{\sin(\varphi)}{\omega} \frac{du(t)}{dt} \right) \quad (56)$$

f_w o fator de atrito da onda e o ângulo φ é um parâmetro de calibração que, no caso de uma harmónica simples, é aproximadamente igual à diferença de fase entre a tensão de atrito e a velocidade orbital do escoamento no topo da camada limite de fundo associado à onda. O parâmetro φ estabelece um balanço entre duas componentes: uma relativa à força do gradiente de pressão do escoamento, que é função da aceleração do escoamento, e outra relativa à força de atrito que o escoamento exerce sobre o fundo. Os valores de φ são determinados por ajuste a resultados experimentais, tendo sido proposto um valor ótimo de 51° a partir dos dados de Watanabe e Sato (2004). No cálculo do fator de atrito da onda, f_w , utilizou-se a expressão de Nielsen (1992).

Recentemente, Abreu et al. (2013) melhorou o trabalho de Nielsen (1992, 2002), propondo uma nova formulação das tensões tangenciais para escoamentos oscilatórios assimétricos. A velocidade de atrito, u_* , passa a incluir os parâmetros r e ϕ , descrevendo de forma conveniente o grau de não linearidade associado às ondas:

$$u_*(t) = \sqrt{\frac{f_w}{2}} \left(\cos(\phi)u(t) + \frac{\sin(\phi)}{\omega} \left[\frac{du(t)}{dt} - S(t, \phi, r) \right] \right) \quad (57)$$

com

$$S(t, \phi, r) = \omega \cdot f \cdot U_w \frac{r[-(-1+f)\cos\phi - 2r\cos(\omega t) + (1+f)\cos(2\omega t + \phi)]}{2(1+f)[-1+r\cos(\omega t)]^2} \quad (58)$$

A equação (50) pode ainda ser expressa por:

$$u_*(t) = \sqrt{\frac{f_w}{2}} (\cos(\phi)u(t) - \sin(\phi)\mathbf{H}(u(t))) \quad (59)$$

Onde $\mathbf{H}(u(t))$ representa a transformada de Hilbert de $u(t)$. A vantagem em reescrever a equação (49) pela equação (51) é que o novo estimador das tensões pode ser aplicado a qualquer sinal temporal de $u(t)$ para o qual a transformada de Hilbert possa ser definida.

Nota-se que para o cálculo da taxa de transporte sedimentar, q_s , Nielsen (2006) recomenda um valor de $\phi = 51^\circ$ com uma rugosidade de fundo $k_s = 2.5d_{50}$. No entanto, Abreu et al. (2013) evidenciam que o novo estimador das tensões de atrito melhora os resultados experimentais de q_s com $\phi = 51^\circ$ e $k_s = 15d_{50}$, para $d_{50} = 0.2$ mm. A questão da rugosidade k_s parece apresentar alguma sensibilidade relativamente a d_{50} , pois Abreu (2011a) refere que a taxa de transporte sedimentar melhora considerando $k_s = 25d, 15d, 2.5d$ e d , para diferentes valores de d_{50} , $d = 0.15, 0.20, 0.27$ e 0.46 mm, respetivamente.

3.3. Modelo Morfodinâmico

As variações morfológicas desta análise bidimensional (2D), são obtidas através da equação de conservação de sedimentos ao longo do tempo:

$$\frac{dz_b}{dt} = -\frac{1}{1-\varepsilon_0} \frac{dq_s}{dx} \quad (60)$$

em que z_b é a cota do perfil de fundo e ε_0 representa a porosidade dos sedimentos. De acordo com Thornton et al. (1996), assumiu-se um valor de $\varepsilon_0 = 0.3$.

Ao resolver a equação (60) é necessário recorrer a esquemas numéricos. Na literatura é possível encontrar várias soluções propostas com *esquemas de diferenças finitas*. Neste trabalho, adotou-se a metodologia de *dois passos de Lax-Wendroff* (discretização por diferenças progressivas no tempo e centradas no espaço) sugerida por Richtmyer (1962). O esquema numérico pode ser expresso por:

$$z_{b,i}^{k+1/2} = \frac{z_{b,i+1}^k + z_{b,i}^k}{2} - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \frac{1}{(1-\varepsilon_0)} \left[\hat{q}_{s,j+1}^k - \hat{q}_{s,j}^k \right] \quad (61)$$

$$z_{b,i}^{k+1} = z_{b,i}^k - \frac{\Delta t}{(1-\varepsilon_0)\Delta x} \left[\hat{q}_{s,j}^{k+1/2} - \hat{q}_{s,j-1}^{k+1/2} \right] \quad (62)$$

onde Δx representa a resolução espacial da malha na direção x , Δt o passo temporal de cálculo, $z_{b,i}^{k+1}$ a elevação do fundo atualizada no passo de tempo $k+1$, valor que é calculado a partir da taxa de transporte de sedimentos e da alteração do fundo no instante k . Os valores de \hat{q}_s são aproximações das taxas de transporte sedimentar q_s , sendo obtidos por aplicação de um operador de suavização linear de 4ª ordem construído para funções discretizadas (Shapiro, 1975):

$$\hat{q}_{s,i} = \frac{1}{256} \left(-q_{s,i-4} + 8q_{s,i-3} - 28q_{s,i-2} + 56q_{s,i-1} + 186q_{s,i} + 56q_{s,i+1} - 28q_{s,i+2} + 8q_{s,i+3} - q_{s,i+4} \right) \quad (63)$$

Conforme sugerido por de Vriend et al. (1993), em adição aos filtros de Shapiro, considerou-se a inclusão de um novo termo no cálculo de \hat{q}_s , de forma a incluir os efeitos da inclinação do fundo no cálculo do transporte sedimentar:

$$\hat{q}_{s,i} = \hat{q}_{s,i} - \varepsilon_s \left| \hat{q}_{s,i} \right| \frac{dh}{dx} \quad (64)$$

onde $\varepsilon_s = 2$.

Para os nós computacionais das condições de fronteira assumiu-se $h_1^{k+1} = h_1^{k+1/2}$ e $h_{final}^{k+1/2} = h_{final}^k$ representando, respetivamente, $i=1$ e $i=final$ as posições mais próxima e mais afastada da linha de costa.

Este modelo morfodinâmico, reproduz uma atualização do fundo ao longo do tempo.

3.4. Cálculo do perfil transversal de praia

A forma do perfil transversal de uma praia natural na zona costeira do oceano é um processo dinâmico, visto a sua evolução constante. Ao verificar-se uma estabilidade num dado perfil de praia, é possível que o perfil esteja num estado de equilíbrio dinâmico. As variações morfológicas inerentes são determinadas pela componente transversal do transporte sedimentar que surge como resposta às forças desestabilizadoras produzidas pelo campo de escoamento (Abreu, 2011b).

Ao analisarmos um perfil transversal de praia com granulometria uniforme, pode-se considerar perfis iniciais de “equilíbrio”, cuja forma curva e côncava foi inicialmente idealizada por Brunn (1954). Este autor propôs uma expressão com início na linha de rebentação, estendendo-se por toda a antepraia. Este modelo foi subsequentemente alargado por Dean (1977) para toda a zona (rebentação) e a equação geral é indicada por:

$$h = Ax^m, \quad (65)$$

onde x a distancia à linha de costa e os parâmetros A e m são coeficientes empíricos baseados em perfis representativos. Dean (1991) propôs um valor médio para m igual a $2/3$ e estabeleceu uma correlação empírica entre o parâmetro A e o diâmetro do grão dos sedimentos:

$$A = 0.21d_{50}^{0.48}. \quad (66)$$

A equação (65) é reconhecida como importante na previsão de perfis de praia transversais como por exemplo, na alimentação artificial de praias ou no desenho preliminar de praias artificiais (e.g., CIRIA, 1996). Este conceito de perfil de equilíbrio fornece uma aproximação muito simplificada dos perfis transversais da zona costeira. É de salientar que a formulação utilizada não contempla ou explica a formação de barras.

Para analisarmos e prevermos as alterações morfológicas, é necessário um conhecimento prévio da hidrodinâmica das ondas e correntes que atuam sobre um determinado perfil de praia. É relevante prever a resposta dos sedimentos a todo um conjunto de processos de natureza complexa. No entanto, o desempenho dos modelos que nos levam às previsões morfológicas é notavelmente distinto, podendo trazer erros não desejados para estudos de engenharia costeira (Figueiredo, 2013).

Os modelos morfodinâmicos consistem tipicamente num conjunto de módulos que descrevem a dinâmica hidro-sedimentar.

A figura 18 ilustra o esquema de implementação de um modelo morfodinâmico, onde as sucessivas alterações batimétricas são tidas em conta e, por sua vez, influenciam a hidrodinâmica e o transporte sedimentar ao longo do tempo.

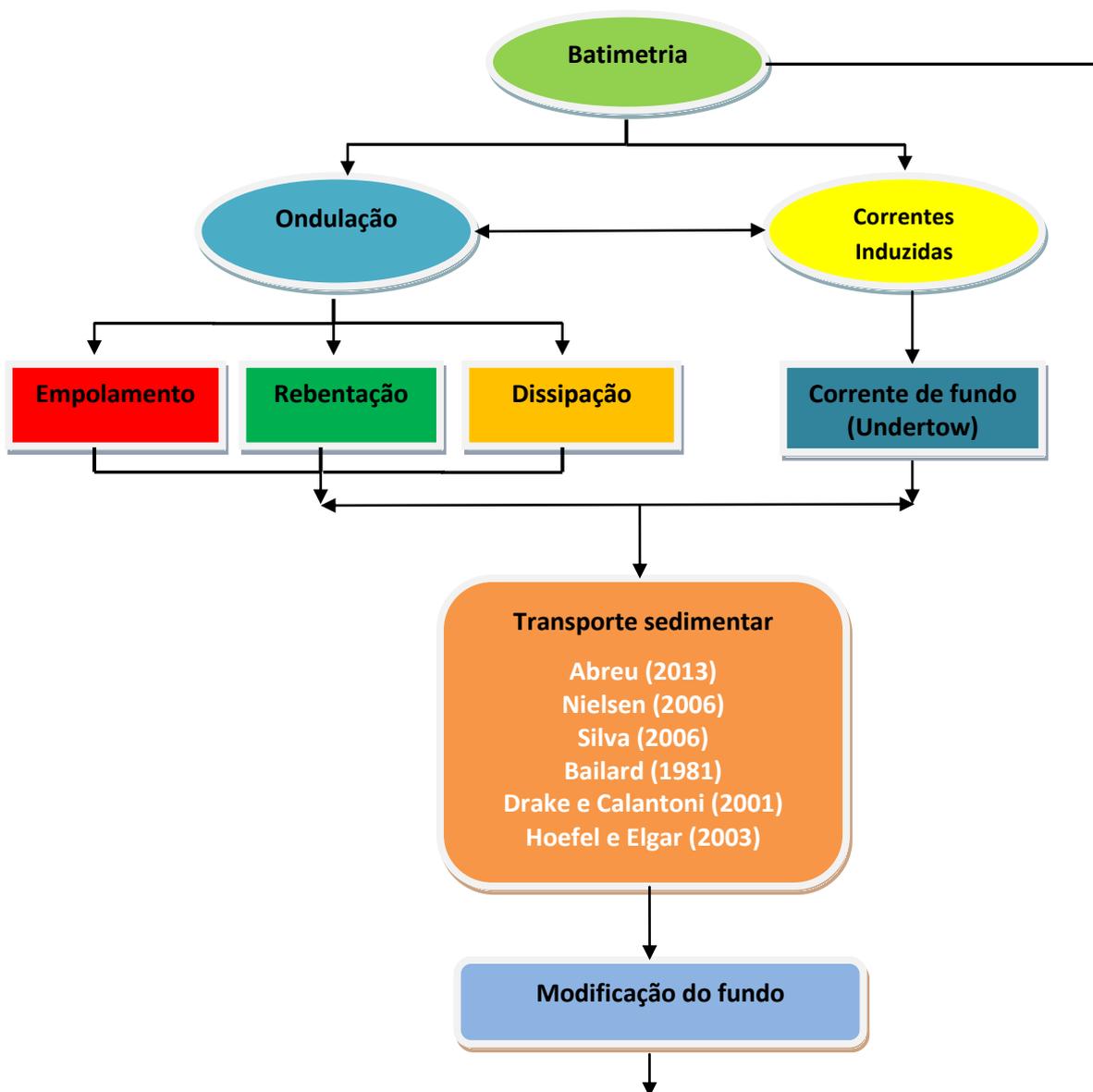


Figura 18: Diagrama esquemático da implementação do modelo morfodinâmico

4. Estudo da migração das barras longitudinais submersas

4.1. Estudo da sensibilidade do modelo

4.1.1. Metodologia

Neste estudo, aplica-se um modelo de morfodinâmica para estudar a evolução das barras longitudinais, utilizando diferentes modelos práticos de transporte sedimentar. A sua dependência a diversos parâmetros físicos da ondulação assim como aos parâmetros que definem o passo espacial do domínio estudado (Δx) e o passo de tempo (Δt) é analisada. Esses testes efetuaram-se na ausência ou na presença de correntes de fundo.

Como simplificação, a ondulação é representada por ondas monocromáticas regulares com altura H_s e frequência angular $\omega = 2\pi/T_s$, sendo T_s o período de oscilação.

O perfil de praia considerado nas simulações é da praia de Mira que reporta ao dia 28 de Fevereiro de 2013. O período utilizado para as simulações foi de 15 dias.

A batimetria é indicada na figura 19 e evidencia a presença de uma barra longitudinal para $x \approx 500$ m da linha de costa. O perfil de fundo onde $x=0$ representa a linha de costa, onde a elevação de superfície livre é, em média, nulo. A elevação $z=0$ identifica o nível medio da superfície livre considerado para análise deste trabalho. A deriva litoral e a influência da maré não estão presentes no estudo.

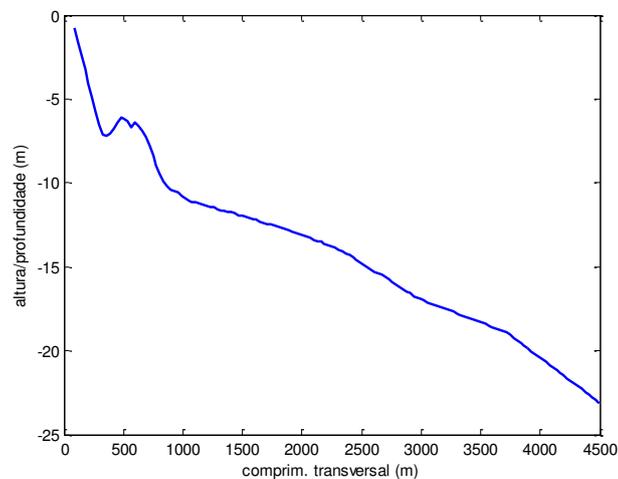


Figura 19: Batimetria original do local de estudo

Iniciaram-se os cálculos com uma onda monocromática com uma altura significativa $H_s = 4$ m, um período $T_s = 10$ s e uma agitação perpendicular à linha de costa $\alpha_0 = 0^\circ$. Testou-se o modelo para várias combinações de $\Delta x = [180 \ 150 \ 120 \ 90 \ 60 \ 50 \ 40 \ 30 \ 10]$ (m) e respetivos $\Delta t = [180 \ 150 \ 120 \ 90 \ 60 \ 50 \ 40 \ 30 \ 10]$ (s) com o objetivo de analisar diferentes tempos de resposta do modelo ou averiguar a sua interferência nos resultados finais. Para testarmos esta sensibilidade, foi necessário interpolar os dados da batimetria para cada simulação de forma a fazer corresponder a cada ponto da malha computacional uma dada profundidade.

O modelo de transporte sedimentar utilizado para este teste de sensibilidade é de Abreu et al. (2013b), pois tem-se revelado adequado na previsão da formação e migração de barras longitudinais (e.g., Abreu, 2013). Este modelo de transporte sedimentar apresentou bons resultados morfodinâmico quando aplicado aos dados provenientes de um trabalho experimental obtidos no projeto europeu “Large Installations Plan - LIP” (Arcilla et al., 1994; Roelvink e Reniers, 1995). Esse conjunto de experiências realizadas no canal de ondas de 240 m da Deltares, Holanda, regista evoluções morfológicas de perfis transversais de praia para diferentes climas de agitação. Como evidenciado por Abreu et al. (2013a) e Abreu (2013) o novo estimador de tensões de atrito possibilitou uma previsão bastante correta da migração da barra longitudinal em direção ao mar, caso LIP 1B, e em direção da linha de costa, caso LIP 1C. Julga-se que este desempenho satisfatório do modelo de Abreu et al. (2013b) deve-se à capacidade do modelo em reproduzir bem as características não lineares da velocidade orbital da onda. Os valores dos parâmetros de calibração propostos para este modelo de transporte parecem ser indicados para cálculos de morfodinâmica sedimentar.

4.1.2. Implementação numérica

Com o objetivo de modelar a evolução morfológica do fundo, recorreu-se ao MATLAB utilizando um conjunto de rotinas já desenvolvidas para o efeito (Santos, 2012 e Ferreira, 2013). As rotinas criadas continham diversas formulações práticas do transporte sedimentar, nomeadamente, os modelos Bailard (1981), Drake e Calantoni (2001), Hoefel e Elgar (2003), Silva *et al.* (2006), Nielsen (2006) e Abreu et al. (2013b).

Foi necessário introduzir convenientemente alguns dados de entrada. Em particular, os valores do clima de agitação, da corrente de fundo e o perfil transversal inicial necessitavam de ser introduzidos diretamente nos ficheiros de entrada usados no MATLAB. Estes dados foram introduzidos para cada posição horizontal x . Por exemplo, alguns dados estão descritos na tabela 2 que exemplifica um caso em que a resolução espacial e temporal da malha é dada por $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s. Além dos dados batimétricos, da agitação marítima introduzida e dos passos temporais considerados, observam-se características relacionadas com os sedimentos como, por exemplo, o diâmetro mediano, d_{50} , o ângulo de atrito interno ou a porosidade.

Dados de entrada	
d_{50}	0.00022 m
Parâmetro de calibração entre gradiente de pressões e tensões (ϕ)	51
Ângulo de atrito interno dos sedimentos	33°
Ângulo entre ondas e correntes	0°
H_s	4 m
T	10 s
Ângulo de incidência	0°
Porosidade	0.4
g	9.81 m/s ²
Δx	30 m
Δt	30 s
Tempo de simulação	15 dias
Nº de iterações	$\frac{\text{Tempo de simulação (dias)} * 24 \text{ (horas)} * 3600 \text{ (s)}}{\Delta t}$

Tabela 2: Dados de entrada aos quais foram utilizados para o estudo dos modelos de transporte sedimentar na modelação do perfil de fundo de praia

As quatro seguintes Figuras 20, 21, 22 e 23 permitem aferir a sensibilidade do modelo no que diz respeito ao uso de diferentes valores de Δx e Δt . Testam-se ainda os efeitos da consideração da presença de correntes de fundo. Este estudo prévio, permite analisar os melhores passos Δx e Δt que possam ser utilizados no desenrolar deste estudo. O período de simulação reporta um horizonte temporal de 15 dias.

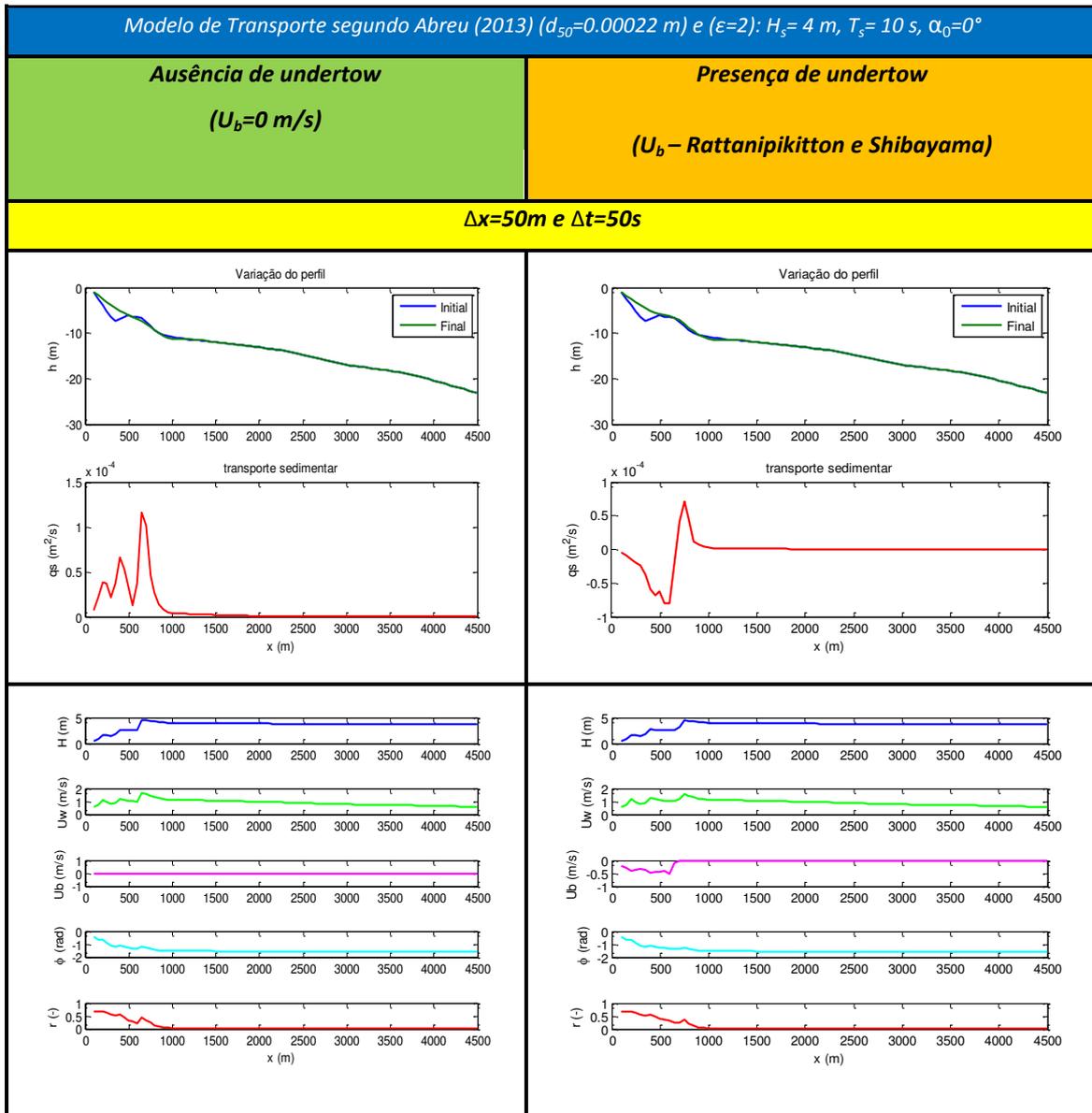


Figura 20: Variação do perfil de praia, distância (m) em função da profundidade (m) e correspondente transporte sedimentar (m^2/s), com ausência de corrente de fundo (em cima à esquerda) e presença da corrente de fundo (à direita). As condições impostas foram para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha_0=0^\circ$, com $d_{50}=0.00022$ m. Em baixo, distribuições de H_s (m), U_w (m/s), U_b (m/s), ϕ (rad) e r (-), na ausência (à esquerda) e presença (à direita) de corrente de fundo. Simulação para um $\Delta x = 50$ m e $\Delta t = 50$ s. Período de simulação, 15 dias

A parte inferior da Figura 20 evidencia que à medida que a profundidade diminui (com o decréscimo de x), a evolução espacial de U_w apresenta um comportamento muito sincrónico ao de H_s , i.e., ambos os valores aumentam ou diminuem para a mesma profundidade. Há contudo alguns casos pontuais onde isso não se verifica, sobretudo na zona de rebentação. A evolução espacial dos parâmetros r e ϕ providencia um bom esclarecimento de como a forma das ondas evolui em águas pouco profundas. Para $r = 0$, a onda converte-se numa onda sinusoidal como na Teoria de Airy. O aumento (em módulo) do valor de r faz crescer as não linearidades da forma da onda. Isso acontece para $x < 1000$, observando-se um aumento gradual de r com a diminuição da profundidade. Junto à

costa ($x \approx 0$), atingem-se valores próximos de 0,7. Este comportamento confirma que existe um crescimento das não linearidades com a diminuição da profundidade. Para as maiores profundidades, o parâmetro de forma ϕ assume um valor constante e próximo $\phi = -\pi/2$, mas, à medida que nos aproximamos da linha de costa ($x < 1000$ m), os valores decrescem e tendem para 0. Isso confirma as transformações associadas à velocidade orbital $u(t)$ e ao seu comportamento assimétrico. Mais ao largo a onda é praticamente sinusoidal, mas aquando da propagação para a linha de costa existe uma preponderância para ondas com cristas acentuadas, mas de curta duração. Posteriormente, a forma da onda inclina-se gradualmente para a frente (com a face frontal da crista mais inclinada), passando a assimetria da aceleração a ter um papel igualmente proeminente. Estas tendências podem igualmente ser encontradas em perfis de praia em condições naturais e de laboratório e pressupõem uma boa caracterização da hidrodinâmica litoral (e.g., Abreu et al., 2011), validando os resultados do modelo.

No que toca ao transporte sedimentar, observa-se que a não consideração do undertow leva a um transporte junto à costa sempre positivo. Compreende-se este resultado, pois o efeito do transporte *onshore* associado às assimetrias não é contraposto pelas correntes de fundo. Ainda assim, podemos verificar de uma forma geral, que o perfil transversal final resultante das simulações encontra-se um pouco aplanado e tendo causado praticamente o desaparecimento da barra longitudinal. Junto à linha de costa verifica-se acreção de sedimentos proveniente da parte imersa. Esta conclusão pode advir de uma escolha inconveniente de Δx e Δt , pelo que convém analisar resultados com outras simulações numéricas.

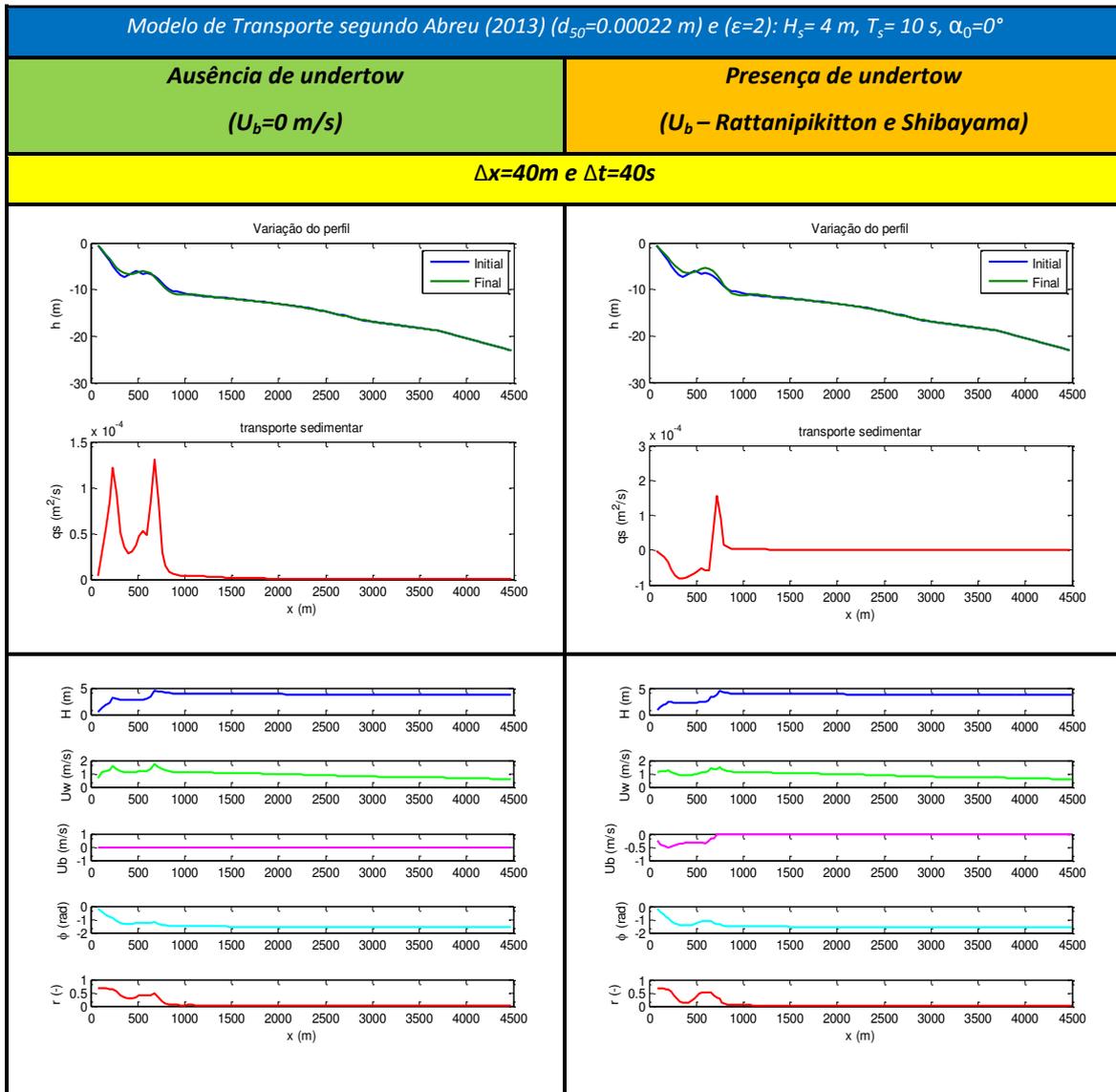


Figura 21: Variação do perfil de praia, distância (m) em função da profundidade (m) e correspondente transporte sedimentar (m^2/s), com ausência de corrente de fundo (em cima à esquerda) e presença da corrente de fundo (à direita). As condições impostas foram para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha_0=0^\circ$, com $d_{50}=0.00022$ m. Em baixo, distribuições de H_s (m), U_w (m/s), U_b (m/s), ϕ (rad) e r (-), na ausência (à esquerda) e presença (à direita) de corrente de fundo. Simulação para um $\Delta x = 40$ m e $\Delta t = 40$ s. Período de simulação, 15 dias

A Figura 21 foi elaborada considerando $\Delta x = 40$ m e $\Delta t = 40$ s. Os resultados do perfil final de praia diferem substancialmente dos anteriores, pois podemos verificar que o perfil está mais próximo de um perfil real de praia. Neste caso não há nenhum alisamento da barra como anteriormente, embora se observem pequenas alterações da sua morfologia. Continuou a observar-se acreção de areia junto à linha de costa, mas o perfil obtido pode representar satisfatoriamente a evolução da barra. Convém analisar ainda se outros valores de Δx e Δt , corroboram esta solução.

A Figura 22 foi elaborada considerando $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s. O perfil final obtido é coerente com os resultados ilustrados na Figura 21, dando mais garantia que estes valores de Δx e Δt podem ser utilizados para obter as próximas soluções numéricas. O perfil junto à costa acompanha de certa forma

o perfil inicial e existe uma convergência de sedimentos relativamente próxima do primeiro ponto de rebentação, resultando num crescimento da barra longitudinal. A velocidade de corrente de fundo U_b também é alterada a partir do ponto de transição (10 m para *offshore*), apresentando valores negativos. Fisicamente, isso indica que o sentido desta corrente é contrário ao da propagação das ondas.

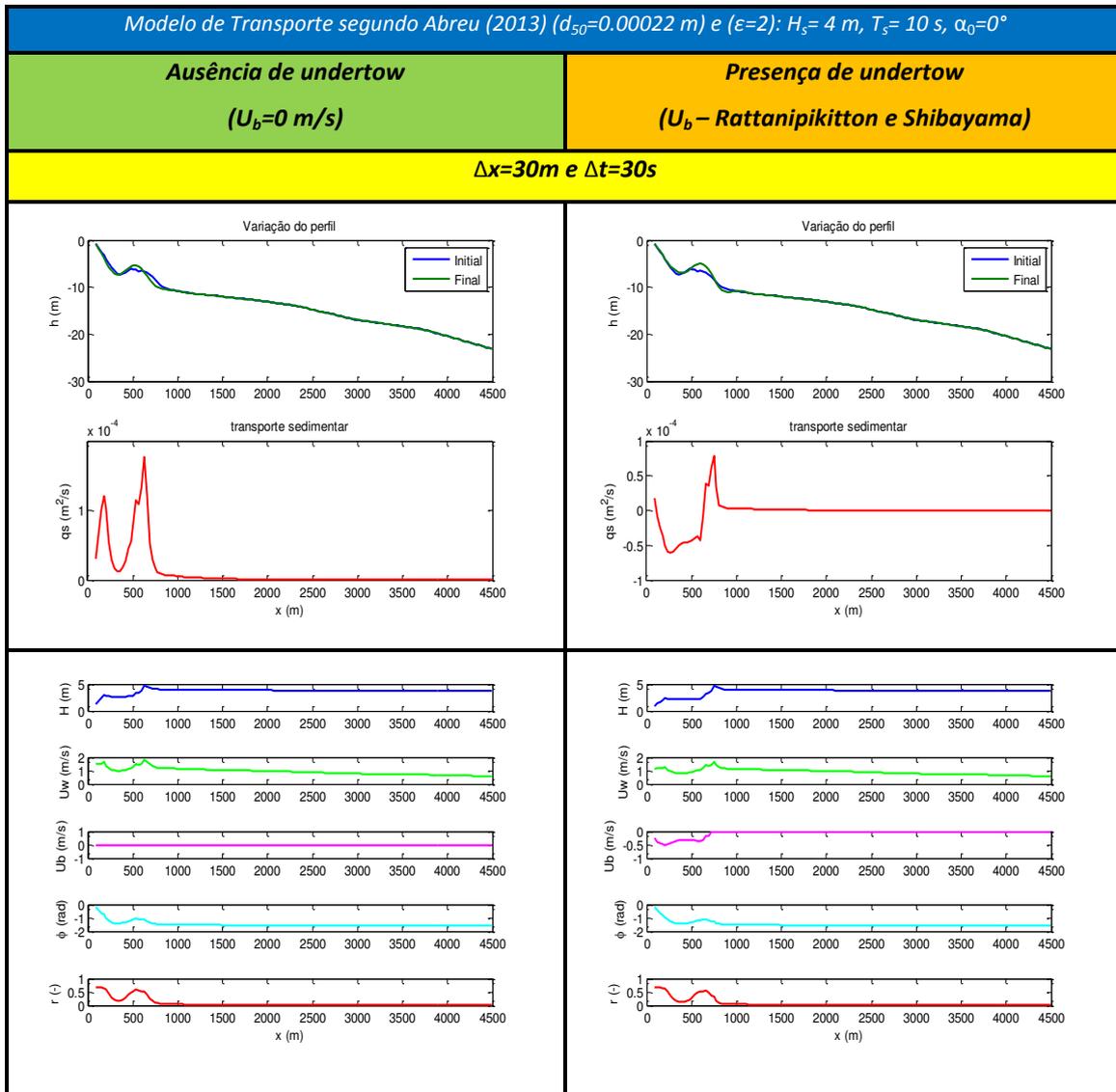


Figura 22: Variação do perfil de praia, distância (m) em função da profundidade (m) e correspondente transporte sedimentar (m^2/s), com ausência de corrente de fundo (em cima à esquerda) e presença da corrente de fundo (à direita). As condições impostas foram para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha_0=0^\circ$, com $d_{50}=0.00022$ m. Em baixo, distribuições de H_s (m), U_w (m/s), U_b (m/s), ϕ (rad) e r (-), na ausência (à esquerda) e presença (à direita) de corrente de fundo. Simulação para um $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s. Período de simulação, 15 dias

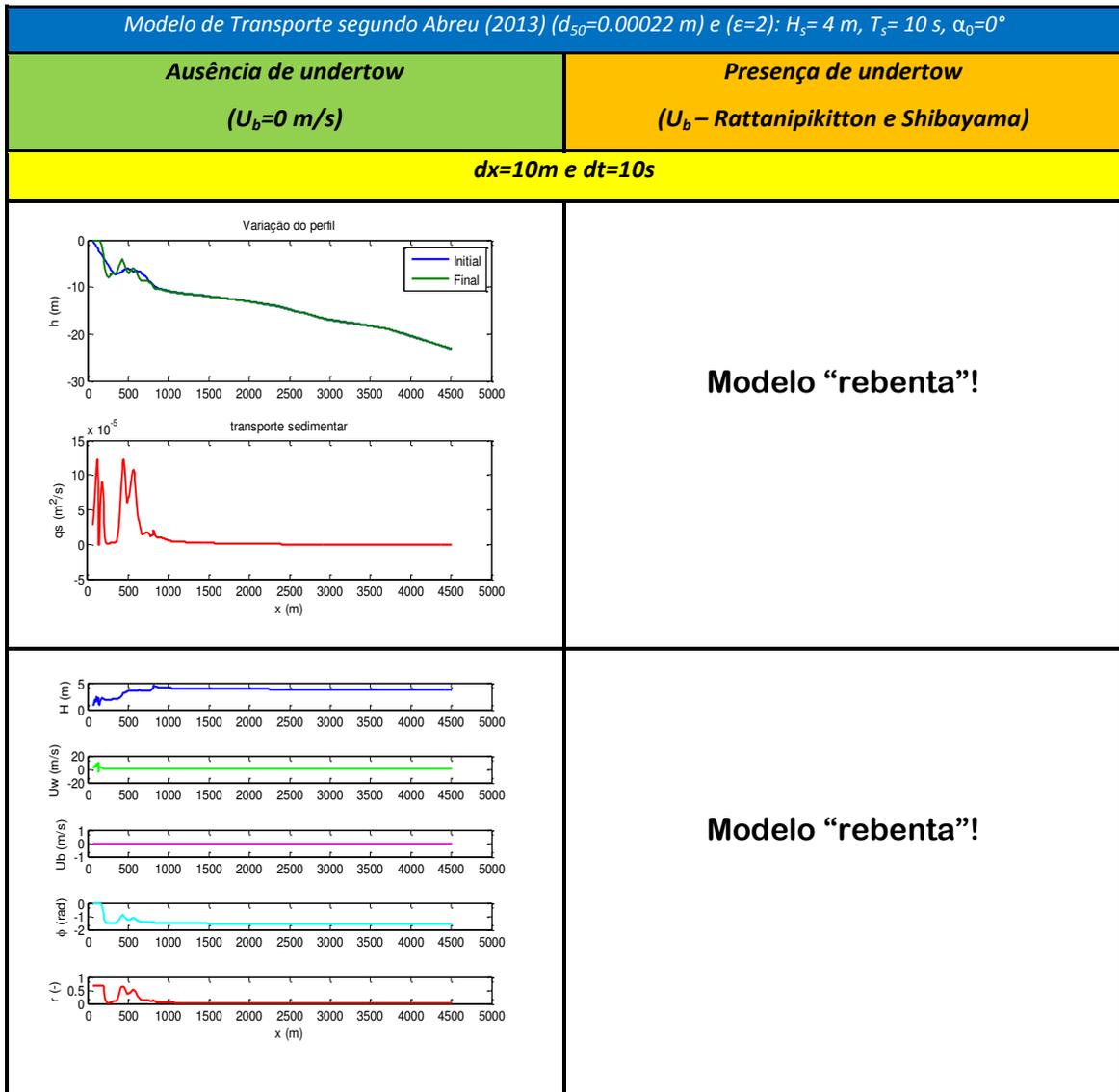


Figura 23: Variação do perfil de praia, distância (m) em função da profundidade (m) e correspondente transporte sedimentar (m^2/s), com ausência de corrente de fundo (em cima à esquerda) e presença da corrente de fundo (à direita). As condições impostas foram para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha_0=0^\circ$, com $d_{50}=0.00022$ m. Em baixo, distribuições de H_s (m), U_w (m/s), U_b (m/s), ϕ (rad) e r (-), na ausência (à esquerda) e presença (à direita) de corrente de fundo. Simulação para um $\Delta x = 10$ m e $\Delta t = 10$ s. Período de simulação, 15 dias

A Figura 23 considera os valores de $\Delta x = 10$ m e $\Delta t = 10$ s. Esta solução, por sua vez, acarreta alguns problemas, sobretudo quando introduzida a corrente de fundo. Os resultados numéricos tornam-se instáveis tendo-se indicado que nesta situação o passo de tempo $\Delta t = 10$ s já iguala o período da onda $T_s = 10$ s, tornando morosa a obtenção de resultados. Por esse motivo, considera-se que $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s conduzem a uma discretização satisfatória para prosseguir este estudo.

4.1.3. Estacionaridade da solução numérica

Com o sentido de analisar se o resultado obtido anteriormente é ou não estacionário, na Figura 24 é apresentada a evolução do transporte sedimentar ao longo de 15 dias.

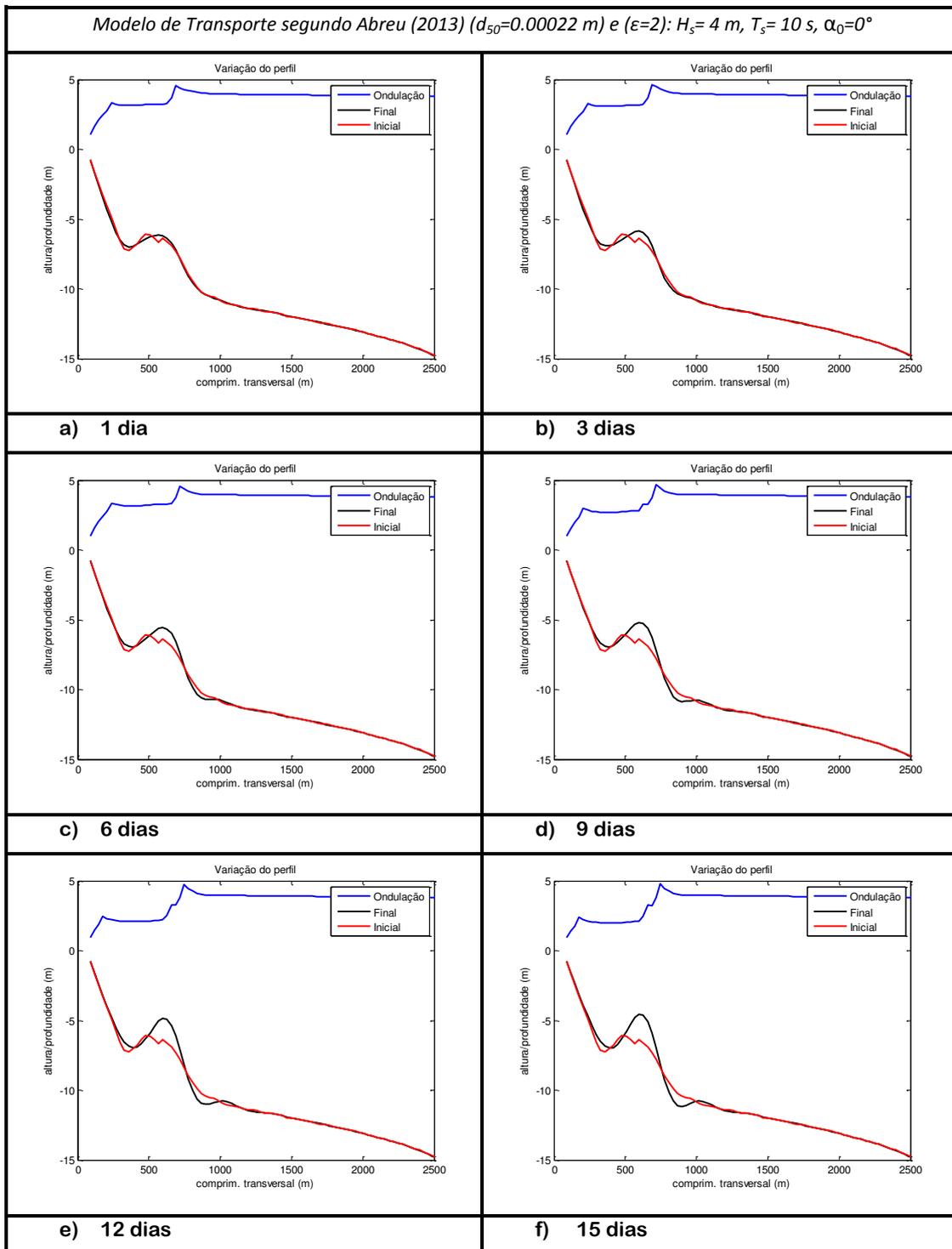


Figura 24: Distribuição espacial de evolução do perfil de praia durante o período de simulação de 15 dias, para uma onda monocromática com $H_s=4$ m, $T_s=10$ s e $\alpha_0=0^\circ$, com $d_{50}=0.00022$ m

Os resultados indicam que a solução numérica não é estacionária, dado que há uma evolução constante do perfil de fundo ao longo dos dias, quando sujeita à mesma ondulação incidente considerada.

Em termos matemáticos, sendo um processo não estacionário, indicia-se uma dependência temporal para o transporte sedimentar. Além disso, na realidade, as condições de agitação incidentes variam o que explica até certo ponto as dificuldades em prever com acuidade as variações morfológicas.

4.1.4. Regime equivalente de ondulação

Atendendo a que na realidade a agitação incidente varia ao longo do tempo, nesta secção recorreu-se a um regime equivalente simplificado de ondulação proposto por Plecha et al. (2007) idêntico ao obtido com o regime de agitação marítima completo.

Nesse regime estão representadas oito ondas (Tabela 3), no qual tivemos em conta, a altura significativa (H_0), o período de pico (T_p) e o ângulo incidente da onda ao largo. A figura também inclui as características aquando da rebentação denotadas com o índice b , bem como a frequência em termos de percentagem de cada uma dessas ondas.

Segundo Plecha et al. (2007), estas ondas podem ser usadas separadamente, a fim de estudar e compreender a influência de uma altura de onda particular ou da direção da onda no transporte de sedimentos. Assim, neste estudo será relevante verificar o comportamento das ondas monocromáticas para esse regime, variando as formulações de transporte sedimentar para diferentes d_{50} .

Wave	Frequency (%)	$H_{0,eq}$ (m)	$\alpha_{0,eq}$ ($^\circ$)	$H_{b,eq}$ (m)	$\alpha_{b,eq}$ ($^\circ$)	$T_{p,eq}$ (s)
#1	0.1429	0.71	20.52	0.87	6.72	8.65
#2	0.4574	1.36	22.10	1.55	8.80	9.28
#3	0.2475	2.23	20.76	2.48	8.25	10.75
#4	0.0971	3.13	19.41	3.39	7.72	11.50
#5	0.0387	4.14	20.22	4.37	8.70	12.19
#6	0.0119	5.10	22.73	5.36	10.19	13.76
#7	0.0023	5.87	18.87	6.31	8.29	14.06
#8	0.0013	6.81	15.25	7.46	4.60	14.88

Tabela 3: Clima de agitação representativo para o transporte de sedimentos (Plecha, 2011)

De seguida apresentam-se duas simulações distintas para as oito alturas de onda. Em ambas as situações variou-se o tempo de simulação. Cada onda foi testada para os períodos de 1 hora e de 15 dias.

Na primeira simulação, estão representadas as oito ondas num período de 1 hora. Na segunda situação, o período de simulação é de 15 dias. O perfil de praia resultante em cada uma das simulações é apresentado na Figura 25.

Estas soluções numéricas apresentam a evolução da altura de onda dos 8 casos estudados à medida que o tempo evolui de 1 hora para 15 dias. Verifica-se que, com a migração da barra para *offshore* nalgumas situações, a primeira rebentação vai-se dando, gradualmente, mais para o largo. Por exemplo, a Wave 6 apresentava para a simulação de 1 hora a rebentação para $x \approx 1000$ m e para 15 dias alterou-se para $x \approx 1500$ m. Esta tendência é visível quando as alturas de onda aumentam, sobretudo a partir da Wave 4. Especificamente, comparando a Wave 8 para a simulação de 1 hora e para 15 dias, verifica-se que a onda rebenta para $x \approx 1800$ m da costa (1 hora) e aproximadamente a $x \approx 2300$ metros da costa (15 dias). O perfil final de praia é modificado consoante cada regime equivalente de onda. Regra geral, estas condições parecem indicar que o perfil transversal da barra progride para o largo.

Quanto ao perfil de 15 dias onde se ilustram os diferentes perfis para as oito ondas, observa-se, notoriamente, que o ponto da primeira rebentação de cada onda situa-se sensivelmente sobre o ponto onde está presente a barra longitudinal. Compreende-se assim a importância destas morfologias, pois desencadeiam a evolução de perda de energia para a costa, pela diminuição de altura das ondas após a primeira rebentação.

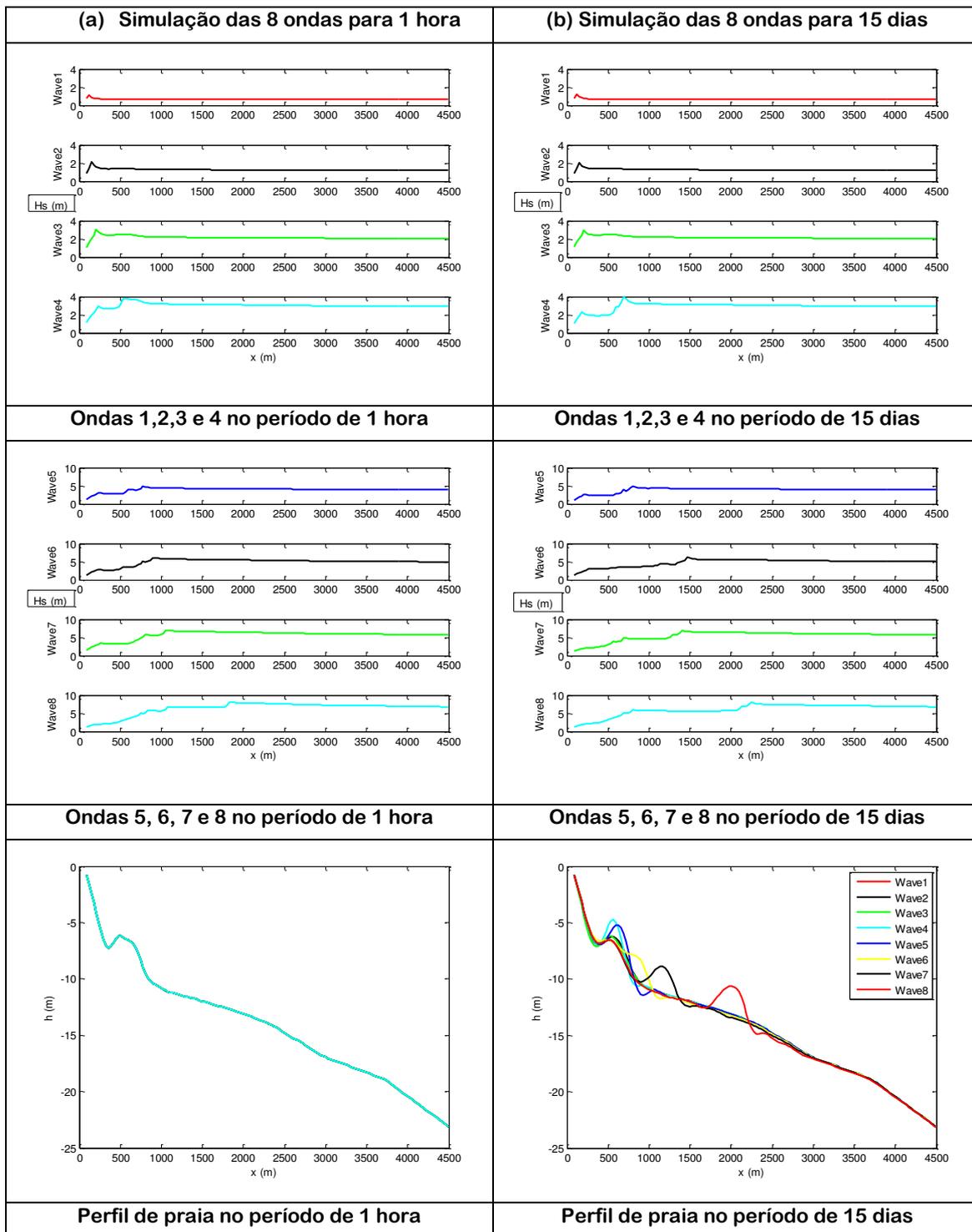


Figura 25: Alturas significativas (H_s (m)) das oito ondas. (a) Simulação das oito ondas para o tempo de simulação de 1 hora. (b) Simulação das oito ondas para o tempo de simulação de 15 dias. Perfis de praia resultante do período de cada simulação

4.1.5. Variação de d_{50} e da fórmula de transporte sedimentar (4 ondas)

De acordo com Plecha et al. (2007), as ondas assinaladas como Wave 1 a Wave 4 são mais frequentes na costa adjacente da área de estudo. As ondas Wave 6 a Wave 8 são consideradas ondas de tempestade com uma menor frequência de ocorrência. Por esse motivo, decidiu-se selecionar apenas alguns casos das oito ondas para efeitos de simulação e interpretação de resultados. A escolha destas, baseiam-se nos extremos do regime de agitação marítima, sendo mais e menos frequentes. Esses extremos permitem balizar e verificar todo o processo espectável de evolução das barras longitudinais acompanhando o seu processo de formação/migração.

O reconhecimento da importância das assimetrias das ondas no transporte de sedimentos tem motivado o desenvolvimento de modelos práticos de transporte que incorporam os efeitos não lineares (Drake e Calantoni, 2001; Hoefel e Elgar, 2003; Nielsen, 2006; Silva et al., 2006). Como referido anteriormente, estes modelos são extensões de formulações existentes (e.g., Meyer-Peter e Müller, 1948; Bailard, 1981) que descrevem o efeito da assimetria das ondas no transporte sedimentar mediante a previsão de tensões de atrito geradas sobre o fundo. Esta aplicação abrange um conjunto variado de situações, pois estes modelos revelam-se um bom instrumento para análise do transporte sedimentar. Na previsão da distribuição espacial da taxa de transporte sedimentar teve-se em conta um novo estimador de tensões de atrito junto ao fundo que considera a ação de ondas não lineares contempladas na equação da velocidade orbital. A formulação foi desenvolvida por Abreu et al. (2011) e estende os trabalhos de Nielsen (1992, 2002), Nielsen e Callaghan (2003) e Terrile et al. (2009). Realça-se que, além dos efeitos da aceleração, a forma das ondas é considerada através da inclusão dos parâmetros r e ϕ . Finalmente, estão presentes as seis formulações utilizadas neste trabalho descritas na secção 3.2. A sua escolha teve em consideração o transporte devido às acelerações do escoamento, com a exceção do modelo Bailard (1981) que não os incorpora.

Nas Figuras 26, 27, 28, 29, 30 e 31 apresentam-se os resultados para os seis modelos de transporte sedimentar, nomeadamente, Abreu (2013), Nielsen (2006), Silva (2006), Bailard (1981), Drake e Calantoni (2001) e Hoefel e Elgar (2003). Em cada uma das tabelas estão presentes as quatro ondas selecionadas: Wave 1, 4, 6 e 8. Para cada onda representa-se a evolução dos diferentes perfis de praia, considerando diferentes diâmetros medianos de sedimentos, d_{50} . O objetivo será analisar a influência de cada uma das ondas para sedimentos mais finos e mais grosseiros, aplicando as diferentes formulações de transporte sedimentar.

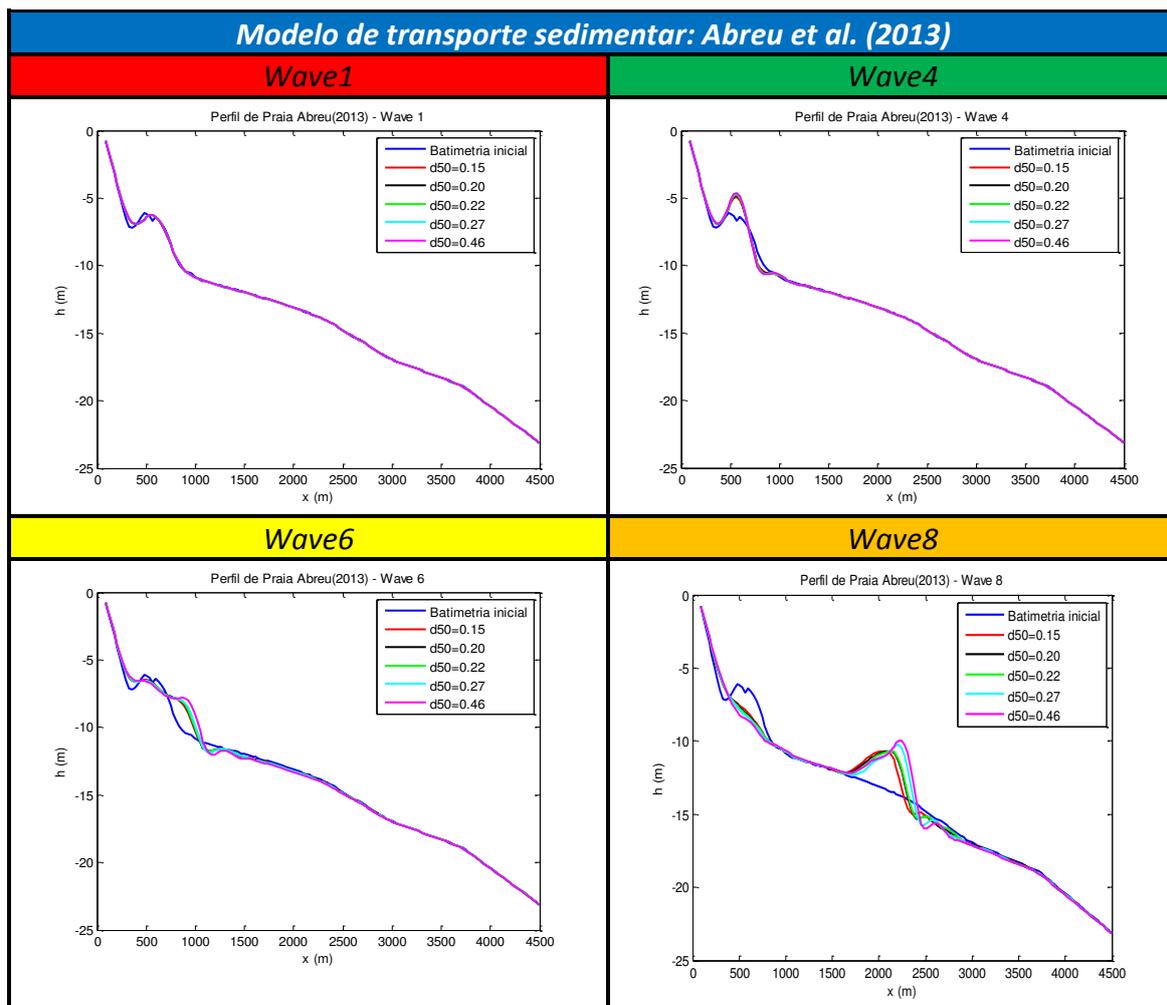


Figura 26: Perfil de praia segundo o modelo de transporte de Abreu et al. (2013), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por d_{50} ($= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias

A análise é feita em comparação com a batimetria inicial.

Na Figura 26, o perfil de praia apresentado para as quatro ondas de uma forma geral acompanha todos os valores de d_{50} .

Na Wave 1 não se observa grande modificação do perfil de praia para os respetivos d_{50} . Apenas uma mínima diferença para o $d_{50}=0.00046$ m, que suaviza mais o perfil batimétrico inicial, e na zona da primeira cava parece haver uma ligeira acreção sedimentar.

Observando a Wave 4, a primeira cava tem uma ligeira migração para o largo, verificando-se uma acumulação de sedimento que origina um crescimento da barra. Há ainda a sensação de que se começa a formar uma segunda barra. Contudo, para o tempo de simulação considerado, não é possível confirmar essa hipótese.

Para a ondas mais energéticas, nomeadamente a Wave 6 e Wave 8, que reportam a ondas de tempestade para o clima de agitação da costa oeste de Portugal, verifica-se uma maior modificação da morfologia. Verifica-se uma preponderância para o deslocamento de sedimento da costa para o largo.

Assim, para a Wave 6 pode observar-se acreção de sedimentos na zona da cava do perfil batimétrico inicial, fazendo com que o perfil se torne menos sinuoso. Essa tendência é generalizada para os

diferentes d_{50} . Comparando os extremos dos valores de d_{50} , observa-se que o sedimento com $d_{50}=0.00046\text{m}$ apresenta uma evolução mais rápida relativamente a $d_{50}=0.00015\text{m}$.

Para a Wave 8, verifica-se que existe uma migração clara da barra para o largo para os diferentes valores de d_{50} . Essa migração é tanto mais pronunciada quanto maior o grão de sedimento. Este resultado parece acompanhar a deslocação da primeira rebentação que se vai dando mais para o largo, como assinalado anteriormente. Neste caso mais energético as correntes de fundo parecem desempenhar um papel preponderante no que toca à migração da barra para o largo. Este tipo de resposta coaduna-se com os perfis típicos de Inverno.

Assim, as respostas morfológicas associadas ao modelo considerado, parecem apresentar um comportamento coerente para ondas de maior. Para as ondas de menor amplitude não se observou a movimentação da barra onshore e crescimento da berma.

A Figura 27 apresenta os perfis de praia para as mesmas quatro ondas para o modelo Nielsen (2006).

A Wave 1 tem o mesmo tipo de observação anterior, ou seja, os perfis sofrem pouca alteração. O que retrata a Wave 4 também reporta um comportamento semelhante na forma de descrever o comportamento obtido pelo modelo Abreu et al. (2013b). Apenas se salienta uma maior acumulação de sedimento (ainda que ligeira) na crista da barra (maior acreção). Não existe grande variabilidade no que concerne a adoção de diferentes granulometrias.

Observando a Wave 6, deparamos com uma ligeira acreção na zona da primeira cava. Não há uma diferença aparente associada à crista inicial da barra. Entre os 8m e 11m de profundidade, é visível uma acreção de sedimento, tornando a barra mais larga do que a inicial. Esse aumento é conseguido com areias mais ao largo, pois, a partir dos 12m, é visível a erosão para uma distância considerável até à profundidade de fecho para todos os valores de d_{50} .

Seguindo a Wave 8, é possível assinalar a presença de duas barras para $x\approx 500$ e $x\approx 2000$ m (barra interna e externa), diferindo claramente do modelo Abreu et al. (2013). Neste caso, existem algumas diferenças para diferentes valores de d_{50} . Em particular, para a segunda crista situada cerca dos 2000m da costa, os valores superiores de d_{50} evidenciam uma barra mais larga quando comparada com os sedimentos menores.

O modelo (Nielsen, 2006) também apresenta um comportamento coerente para as ondas de maior e menor amplitude.

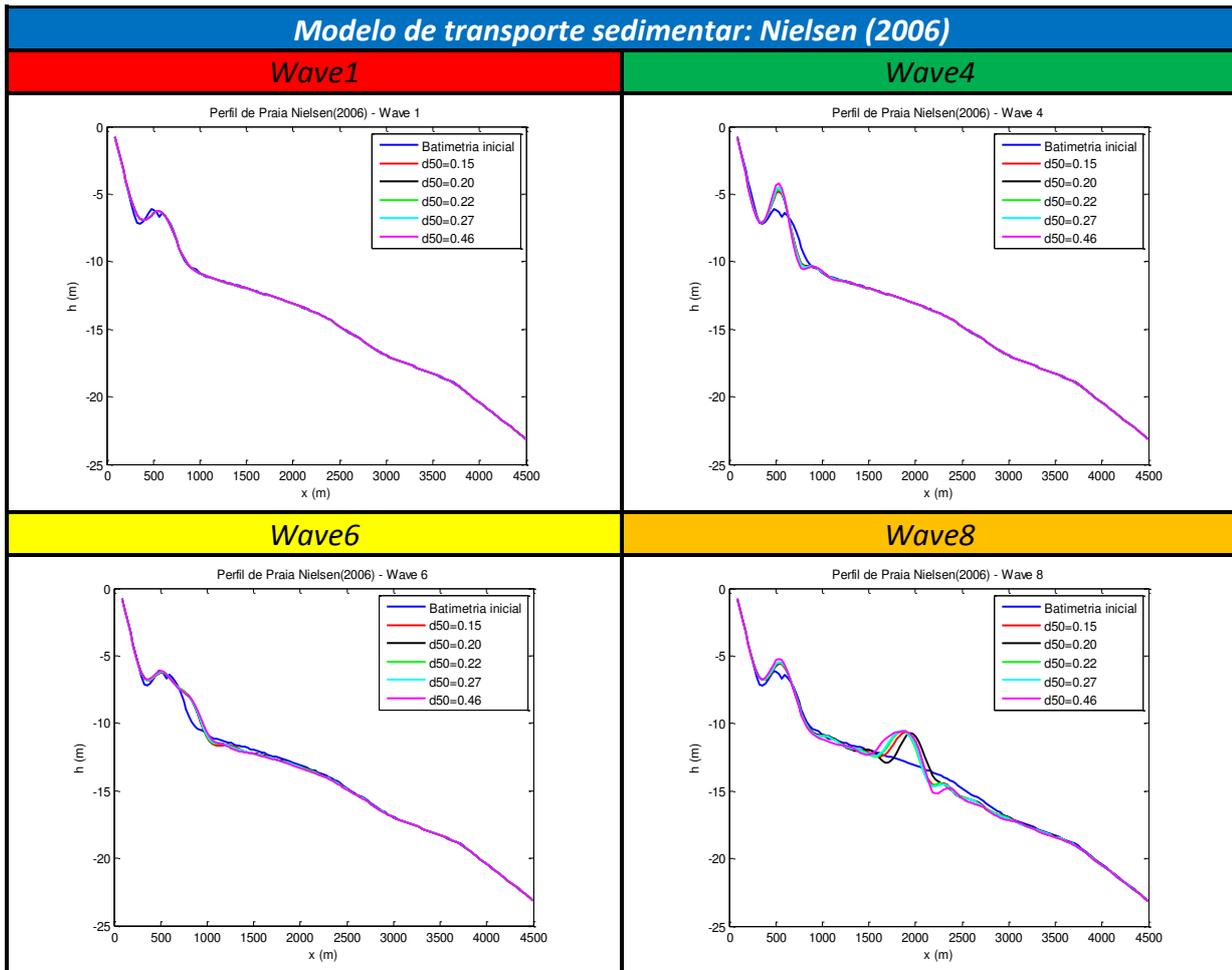


Figura 27: Perfil de Praia segundo o modelo de transporte de Nielsen (2006), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dada por d_{50} ($= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias

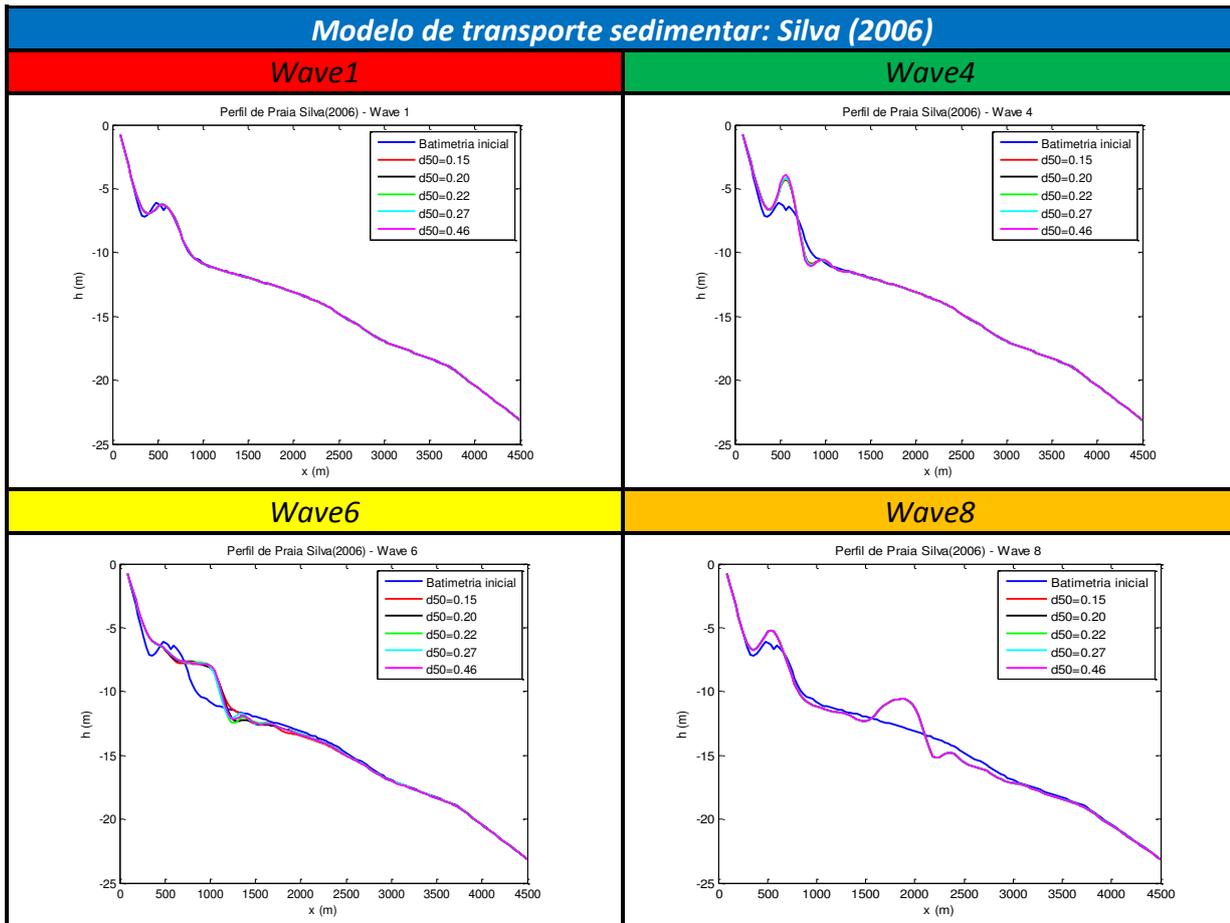


Figura 28: Perfil de Praia segundo o modelo de transporte de Silva et al. (2006), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por d_{50} (= 0.00015 m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias

Na Figura 28 apresentam-se os resultados obtidos para o modelo Silva et al. (2006). Verifica-se de uma forma geral que, para a Wave 1 e Wave 4, os perfis mantêm praticamente o mesmo comportamento dos modelos anteriores considerados.

Na Wave 6 é de notar uma migração da barra para o largo e observa-se um comportamento muito semelhante para os diferentes d_{50} . Com essas alterações morfológicas, a barra inicial tende a desaparecer, criando-se uma espécie de patamar que se prolonga para *offshore*.

A Wave 8, por sua vez, é pobre na representação dos perfis porque apenas produziu resultados para um $d_{50}=0.00046$ m. Nota-se que, à semelhança do modelo de Nielsen (2006), observam-se 2 barras praticamente nas mesmas posições ($x \approx 500$ e $x \approx 2000$ m).

Em suma, o modelo de Silva (2006) não será tão robusto para ondas de grande amplitude de altura significativa, pois não possibilita obtenção de resultados para os diversos d_{50} .

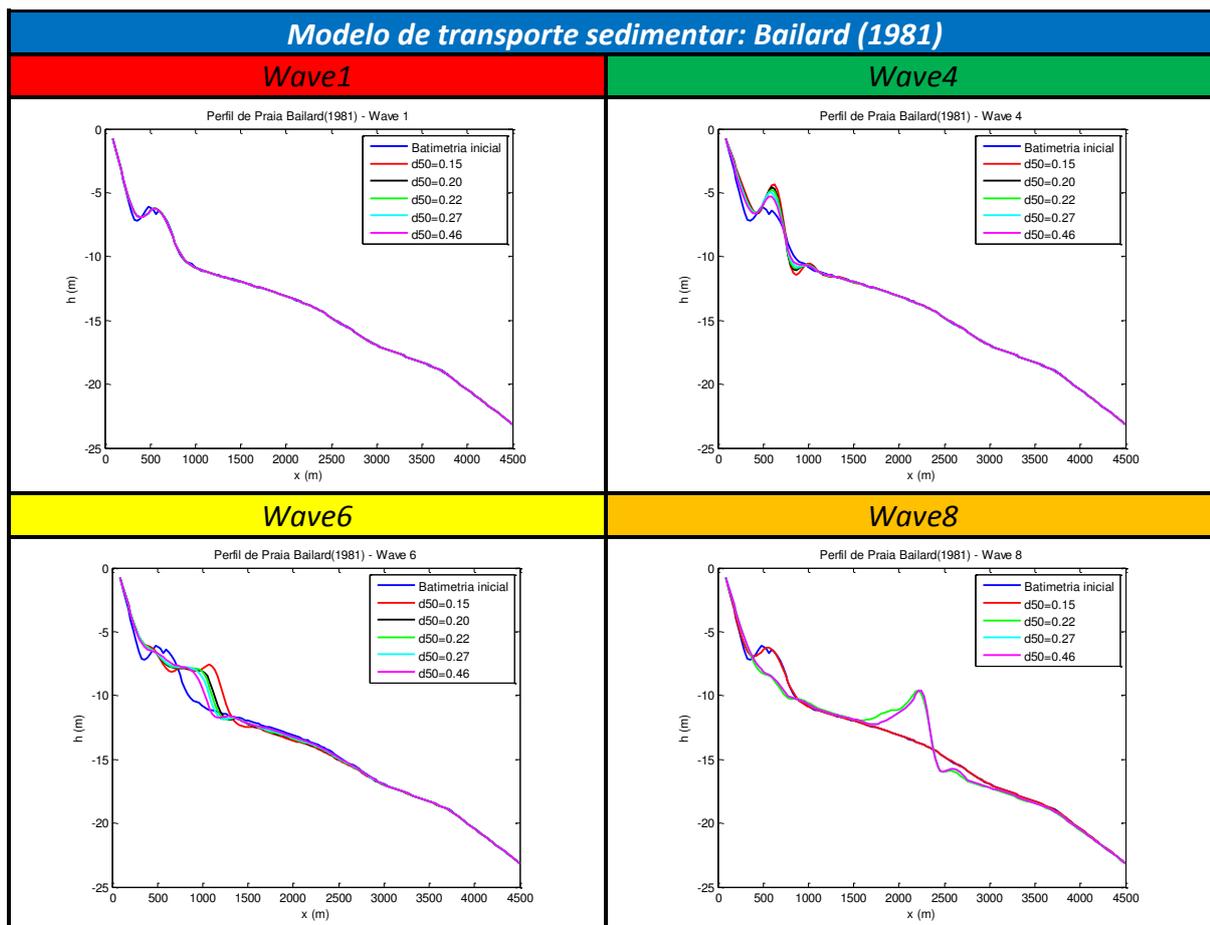


Figura 29: Perfil de Praia segundo o modelo de transporte de Bailard (1981), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por d_{50} ($= 0.00015$ m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias

A Figura 29 apresenta resultados para o modelo de Bailard (1981). Para a Wave 1 mantém-se a mesma configuração, mas para a Wave 4 há uma inversão de comportamento em relação aos modelos anteriores no que respeita aos valores de d_{50} . Neste caso, os que apresentam um tamanho de grão inferior são os que denotam maior taxa de deposição na barra.

Na Wave 6, comparando os perfis finais com o da batimetria inicial, é de notar uma maior erosão para tamanhos de grão menores na zona da crista. Tal como no modelo Silva et al. (2006) a barra tende a desaparecer, tendendo a criar um patamar que se propaga para o largo. É para o sedimento mais fino, $d_{50} = 0.00015$ m, que a migração da barra é mais notória para o largo.

A Wave 8, por sua vez, apresenta resultados diferentes para os vários d_{50} . Para $d_{50} = 0.00015$ m quase que não existe variação morfológica ao longo do tempo. Para valores superiores de tamanho do grão ($d_{50}=0.00027$ m e $d_{50}=0.00046$ m), a migração da barra dá-se para o largo. Estes resultados evidenciam uma influência muito significativa do modelo face a d_{50} .

Embora não existam dados que confirmem as evoluções da morfologia, a diferença significativa de comportamento para os vários d_{50} deixa crer o modelo de Bailard (1981) seja menos robusto que os anteriores.

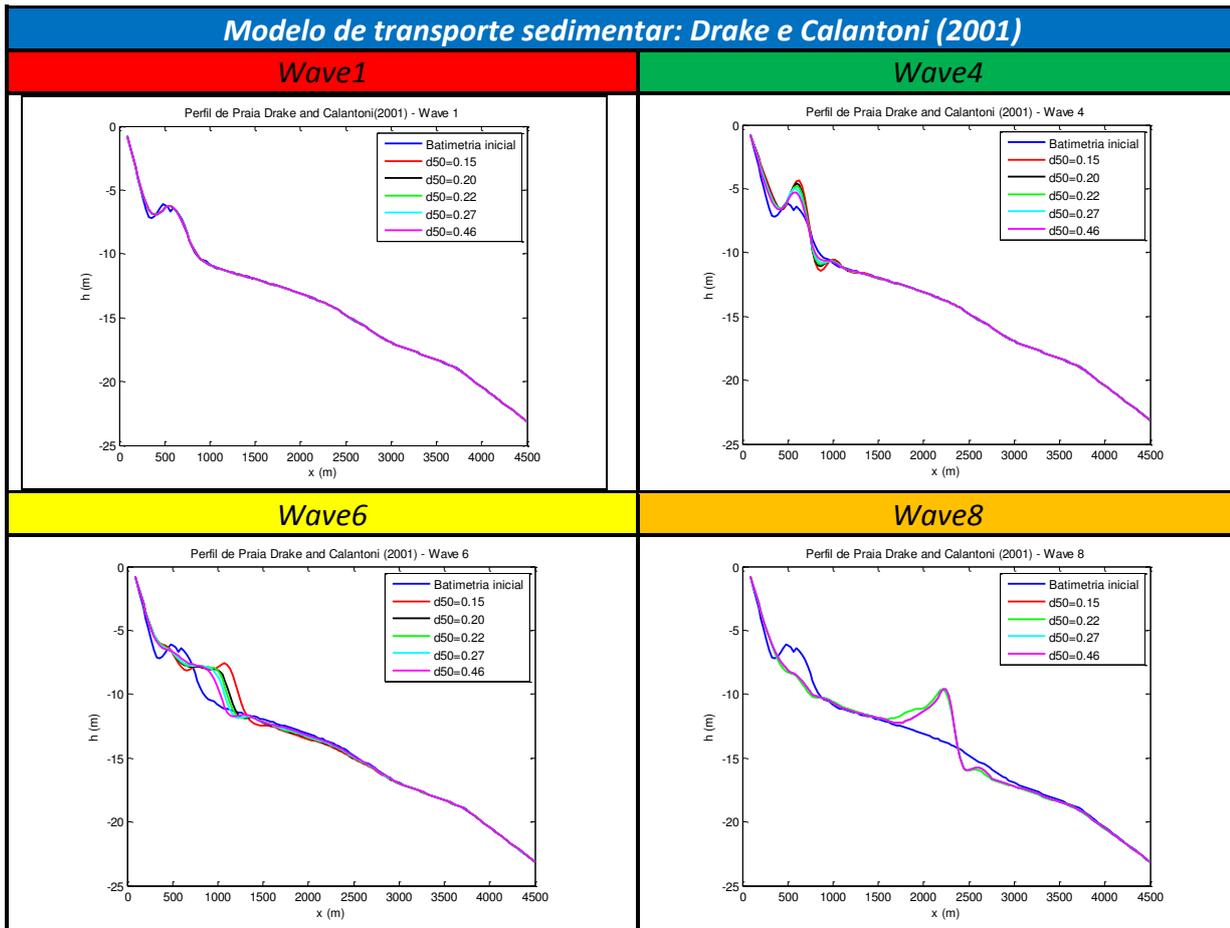


Figura 30: Perfil de Praia segundo o modelo de transporte de Drake e Calantoni (2001), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por d_{50} (= 0.00015 m, 0.00020 m, 0.00022 m, 0.00027 m, 0.00046 m). Período de simulação é de 15 dias

A Figura 30 apresenta os resultados para o modelo Drake e Calantoni (2001). Para a Wave 1, Wave 4, Wave 6 e Wave 8 os resultados exibem o mesmo comportamento relativamente ao modelo de transporte sedimentar Bailard (1981). Desta forma, parece que os efeitos associados à aceleração não são ativados ($a < a_{crit}$) e o modelo acaba por fornecer a mesma resposta do Bailard (1981).

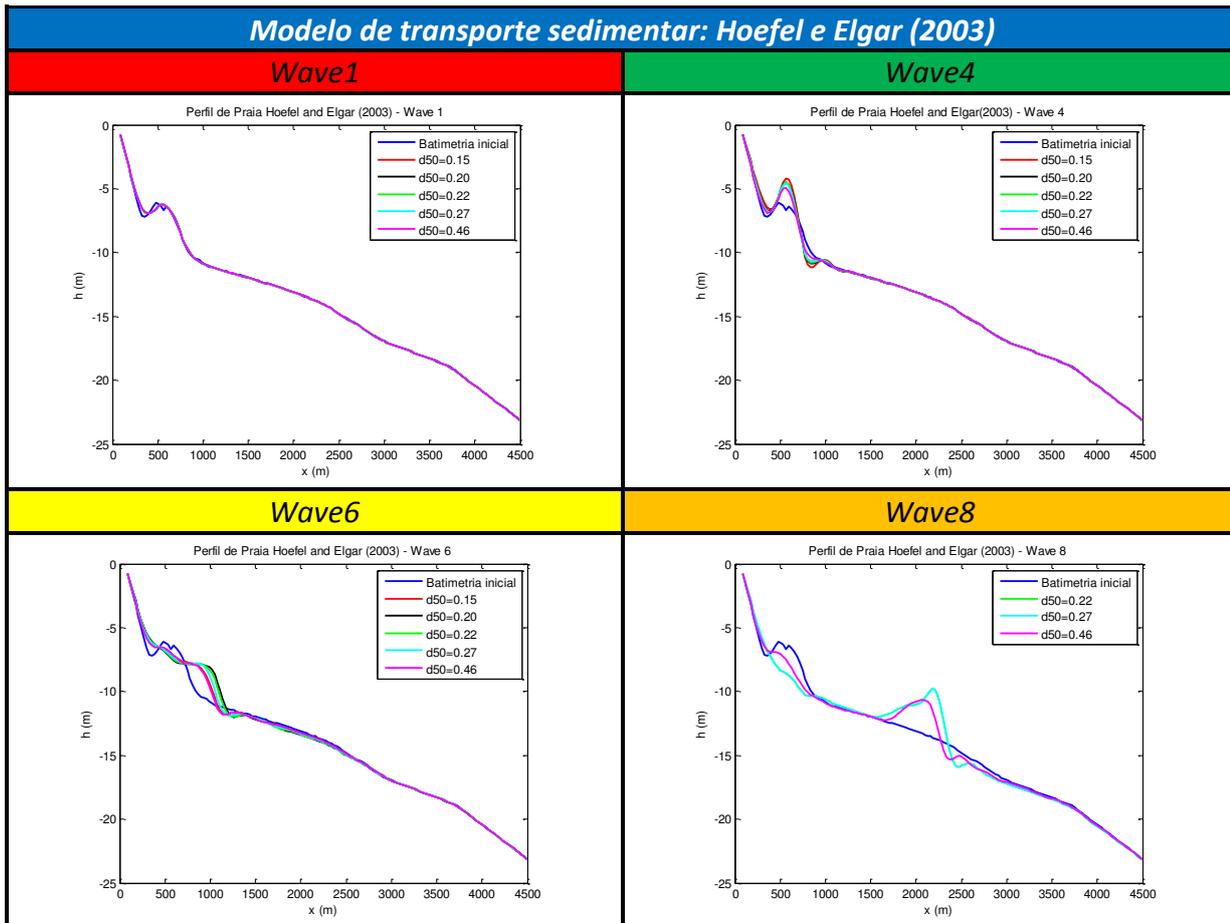


Figura 31: Perfil de Praia segundo o modelo de transporte de Hoefel e Elgar (2003), para uma dada onda, comparando os diferentes diâmetros de grão de areia, dado por d_{50} ($= 0.00015 \text{ m}, 0.00020 \text{ m}, 0.00022 \text{ m}, 0.00027 \text{ m}, 0.00046 \text{ m}$). Período de simulação é de 15 dias

A Figura 31 apresenta os resultados para o modelo de transporte sedimentar proposto por Hoefel e Elgar (2003). Para a Wave 1 e Wave 4 o comportamento do relativamente aos modelos de transporte sedimentar (Bailard, 1981) e (Drake e Calantoni, 2001) são semelhantes. Novamente, para estas condições menos energéticas, os efeitos associados à aceleração também não são ativados ($a < a_{crit}$).

Para a Wave 6 os valores inferiores de d_{50} são conduzem a uma migração da barra para o largo mais pronunciada.

A Wave 8 apresenta, novamente, uma migração da barra para o largo apenas para dois diâmetros: $d_{50}=0.00027 \text{ m}$ e $d_{50}=0.00046 \text{ m}$. Para estes, o caso de $d_{50}=0.00027 \text{ m}$ evidencia mais a migração para o largo.

Como resultado, o modelo de Hoefel e Elgar (2003) é muito semelhante aos dois modelos anteriores.

Evidencia-se assim que alguns dos modelos aparentam ser mais robustos do que outros. Em particular, o modelo Abreu et al. (2013) aparenta dar respostas consensuais e, por esse motivo, será utilizado para simulações numéricas de 1 ano.

4.1.6. Profundidade de fecho

A profundidade de fecho é considerada a profundidade a partir da qual não há modificações batimétricas significativas numa escala anual. Do ponto de vista sedimentar, é a profundidade a partir do qual os processos costeiros não induzem transporte (longitudinal e/ou transversal) significativo. A profundidade de fecho é variável e depende do clima de agitação. Assim, considerar um valor único da profundidade de fecho para um trecho de costa até pode ser um pressuposto inválido (Morang e Parson, 2002).

Para determinar a profundidade de fecho será necessário aplicar expressões que permitem a estimativa dessas profundidades (Kraus et. al., 1998). A falta e desatualização dos levantamentos batimétricos na costa Oeste portuguesa (exceto nas zonas portuárias) implicam a utilização dessas expressões.

Segundo Morang e Parson (2002), a fórmula de Hallermeier (1978), equação 59, relaciona a profundidade de fecho do perfil transversal com a altura da onda e o respetivo período. Hallermeier através de dados de laboratório e de campo validou a sua fórmula e mostrou que a profundidade de fecho era independente da dimensão dos sedimentos para valores típicos de areia (0.00016 m a 0.00042 m). Através da equação 59, o primeiro termo é proporcional à altura da onda e é o principal definidor de profundidade de fecho. O segundo termo proporciona uma pequena correção à declividade das ondas.

$$h_c = 2.28H_s - 68.5 \left(\frac{H_s^2}{gT_{H_s}^2} \right) \quad (59)$$

Hallermeier propôs que a estimativa da profundidade de fecho obtida pela expressão fosse utilizada em relação ao nível de maré baixa, atingindo assim maiores profundidades do perfil transversal (Morang e Parson, 2002).

Kraus *et al.* (1998) referem que Birkemeier (1985) corrigiu os coeficientes da expressão de Hallermeier baseado na observação de perfis em Duck, na Carolina do Norte. As profundidades estimadas por Birkemeier são menores que as de Hallermeier e são expressas por:

$$h_c = 1.75H_s - 57.9 \left(\frac{H_s^2}{gT_{H_s}^2} \right) \quad (60)$$

Na formulação original, a profundidade foi calculada para alturas significativas de onda junto à costa (aproximadamente a 10 m de profundidade). Os valores obtidos pela expressão Hallermeier são mais conservativos sendo recomendáveis como método de cálculo (Kraus et. al., 1998).

Nesta expressão a altura significativa é excedida 12 horas por ano, dado que T é o período correspondente.

A tabela 15 mostra os valores obtidos da profundidade de fecho para as duas expressões referidas anteriormente.

	H_s	T	h_c (Hallermeier)	h_c (Birkemeier)
Wave 1	0.71	8.65	1.57	1.20
Wave 2	1.36	9.28	2.95	2.25
Wave 3	2.23	10.75	4.79	3.65
Wave 4	3.13	11.50	6.62	5.04
Wave 5	4.14	12.19	8.75	6.67
Wave 6	5.10	13.76	7.97	8.35
Wave 7	5.87	14.06	12.01	9.11
Wave 8	6.81	14.88	14.16	10.76

Tabela 4: Valor de profundidade de fecho segundo Hallermeier (1978) e Birkemeier (1985) no estudo do clima de agitação (Plecha, 2011), para a altura significativa e período de onda correspondentes

Podemos analisar pela Tabela 4 que os valores de h_c obtidos pela equação de Hallermeier de uma forma geral, para todas as alturas de onda excedem sensivelmente em 25% dos valores obtidos por Birkemeier.

Segundo este clima de agitação, a profundidade de fecho atinge valores de 14 m, sensivelmente.

Ferreira (1993), para a profundidade de fecho admitiu valores de profundidade de fecho entre os 14 m e os 17 m, caracterizados pelo autor como geomorfológico pois não está associado a dados de campo.

Coelho (2005), admite valores um pouco mais elevados, mas o regime de agitação excede um pouco mais nas alturas significativas, entre os 8.1 m e os 8.5 m. Para estas alturas significativas, a profundidade de fecho correspondente é de 16.8 m e 17.7 m.

Nas simulações (período de 15 dias) efetuadas, o valor da profundidade de fecho correspondente é de 18.30 m que rondará os 3500 m da linha de costa. Este valor foi analisado através da reprodução do perfil de praia para uma condição de agitação extrema (Wave 8). A partir daqui a variação é inexistente. Este valor é de observação, fator que pode condicionar, consoante o observador. O valor da profundidade de fecho obtida pelo modelo é irreal dado que pela Equação 59, a profundidade de fecho estimada é para uma escala anual e neste estudo apenas se teve em conta o período de 15 dias.

Lapa et al. (2012) e Silva (2014) referem uma profundidade de fecho entre os 15 e 16 metros.

As medições periódicas no campo, da alteração de perfis transversais e a sua relação com o clima de agitação são necessários para reduzir a incerteza deste conceito.

4.2. Evolução da barra submersa na praia de Mira

4.2.1. Metodologia

Neste estudo, consideramos o modelo de transporte sedimentar de Abreu et al. (2013).

Especificamente, utiliza-se neste trabalho um valor de $d_{50} = 0.00040$ m, que representa um valor médio para o setor do Poço da Cruz –Mira (e.g., Silva et al., 2009). De acordo com a Figura 32, verifica-se uma variabilidade sazonal e espacial considerável do tamanho médio do grão. Considera-se uma gama de intervalos para o perfil transversal que tem em conta as condições de verão ($d_{50} \approx 0.0005$ m) e de inverno ($d_{50} \approx 0.0003$ m).

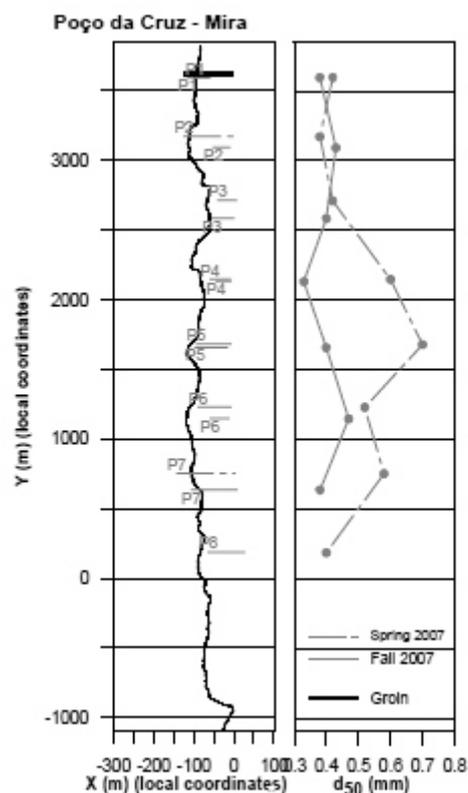


Figura 32: Variação ao longo da costa do diâmetro mediano do sedimento perto da linha de água em maré baixa para o trecho Poço da Cruz - Mira. Esquerda: configurações do litoral e perfis de amostra de localização. Direita: diâmetro mediano do sedimento ao longo da linha de água em maré baixa (Silva et. al., 2009)

A simulação corresponde ao período de 14 meses (1 de Junho de 2012 e 31 de Julho de 2013).

A ondulação é obtida pela boia de Leixões, como podemos ver na seguinte figura 33, apresentando os valores originais e os interpolados pelo modelo acoplado.

Os dados de ondulação obtidos estão dispostos geralmente num intervalo de tempo de 3 em 3 horas com exceção de certos períodos em que o registo dos mesmos foi registado num intervalo mais curto. A interpolação dos dados é obtida com um intervalo de tempo de 1 hora.

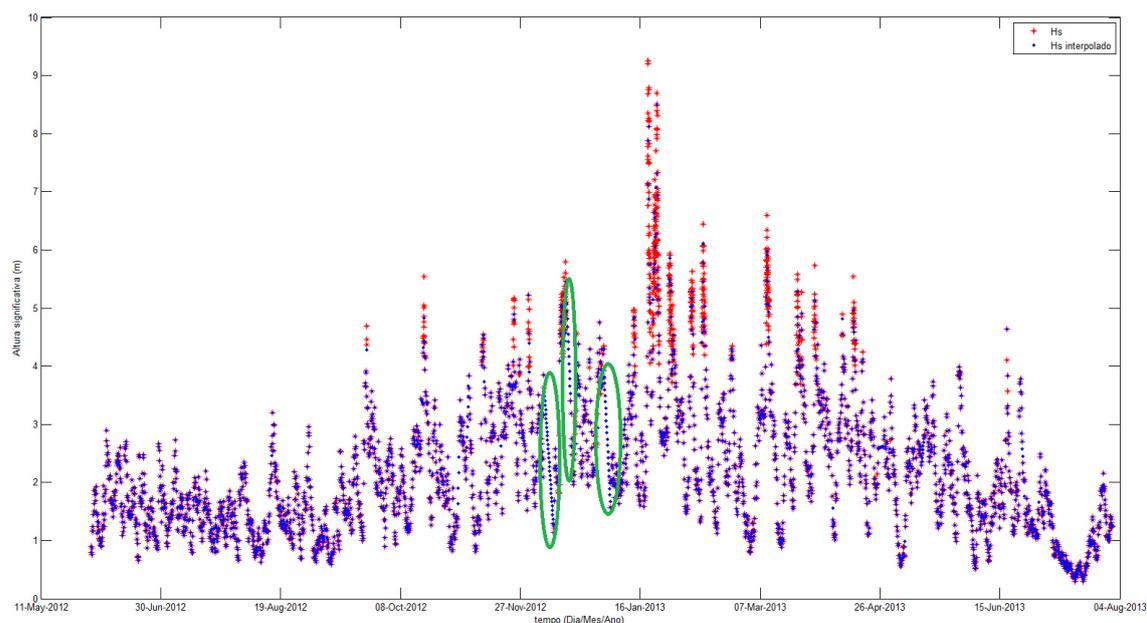


Figura 33: Dados originais (cor vermelha) e interpolados (cor azul) da altura significativa (H_{S1}) das ondas para o clima de agitação da boia de Leixões, no qual está identificada a ausência de dados

Estes dados apresentam falhas, ou seja, ausência de dados, conforme assinalado com elipses de cor verde.

De forma a colmatar esta falta, foram utilizados dados do modelo numérico WAM (<http://www.puertos.es/en-us/oceanografia/Pages/portus.aspx>), para o local de estudo (no troço Poço da Cruz - Mira), reduzindo o erro na obtenção das simulações numéricas.

A vantagem de utilização deste modelo é que permite colmatar as falhas dadas pelos dados iniciais de agitação da boia de Leixões (e.g., Romão, 2014).

Estes dados foram utilizados entre os dias 6 a 10, 15 a 18 de dezembro e entre os dias 6 a 10 de janeiro, de forma a preencher a falta pelos dados originais.

Os conjuntos de ficheiros de dados SIMAR são formados por séries temporais de parâmetros de vento e ondulação procedentes do modelo numérico referido. São, portanto dados simulados e não procedem de medidas diretas da natureza.

Os dados foram disponibilizados com a respetiva localização para o local de estudo, nomeadamente, SIMAR_1042062 (40.50°N – 9.50°W), SIMAR_1043062 (40.50°N – 9.25°W), SIMAR_1044062 (40.50°N – 9.00°W). A localização dos dados de boia de Leixões corresponde a 41° 19' 00''N – 8°59'00''W. Assim, a escolha do ficheiro para colmatar a falha referida acima recaiu no ficheiro SIMAR_1044062 (40.50°N – 9.00°W), devido à maior proximidade da região de estudo.

Assim, o ficheiro de dados para o modelo numérico tem maior disponibilidade de pontos como conveniente.

Para a utilização do modelo, os dados da altura significativa das ondas foram interpolados e corrigidos conforme ilustrado na Figura 34.

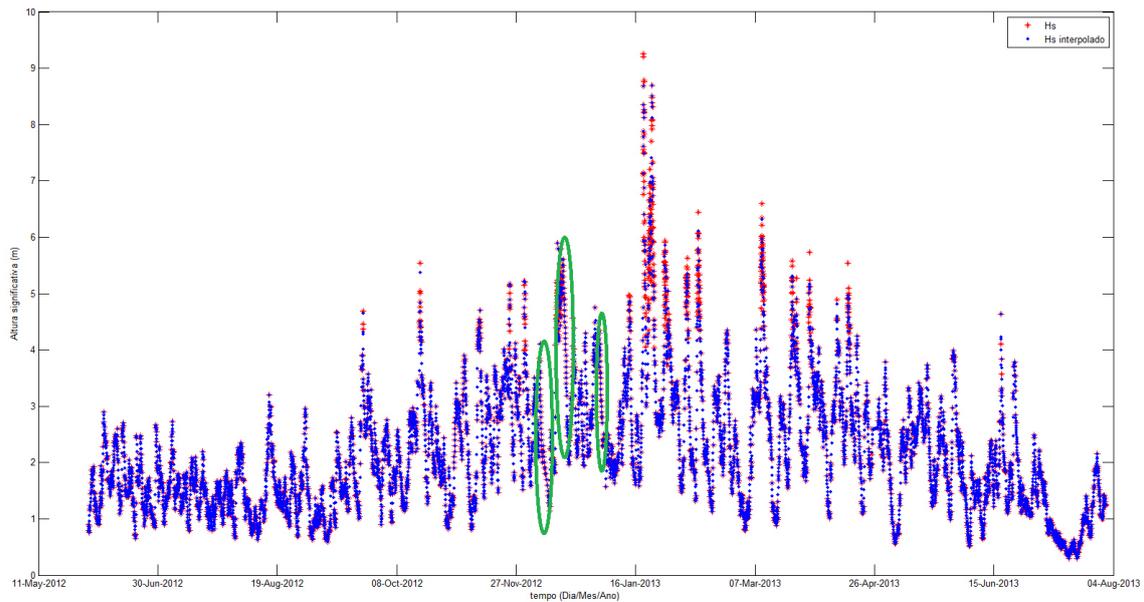


Figura 34: Dados originais (cor vermelha) e interpolados (cor azul) da altura significativa (H_{si}) das ondas (hora em hora) para o clima de agitação da boia de Leixões, no qual está retificada a presença de dados, colmatada por dados do modelo WAM

A figura 34 é demonstrativa do qual há um acompanhamento dos valores interpolados mais próximo dos valores originais, com menor presença de falhas ou ausência de dados. As elipses de cor verde demonstram todo esse acompanhamento colmatado pelos dados do modelo WAM (<http://www.puertos.es/en-us/oceanografia/Pages/portus.aspx>).

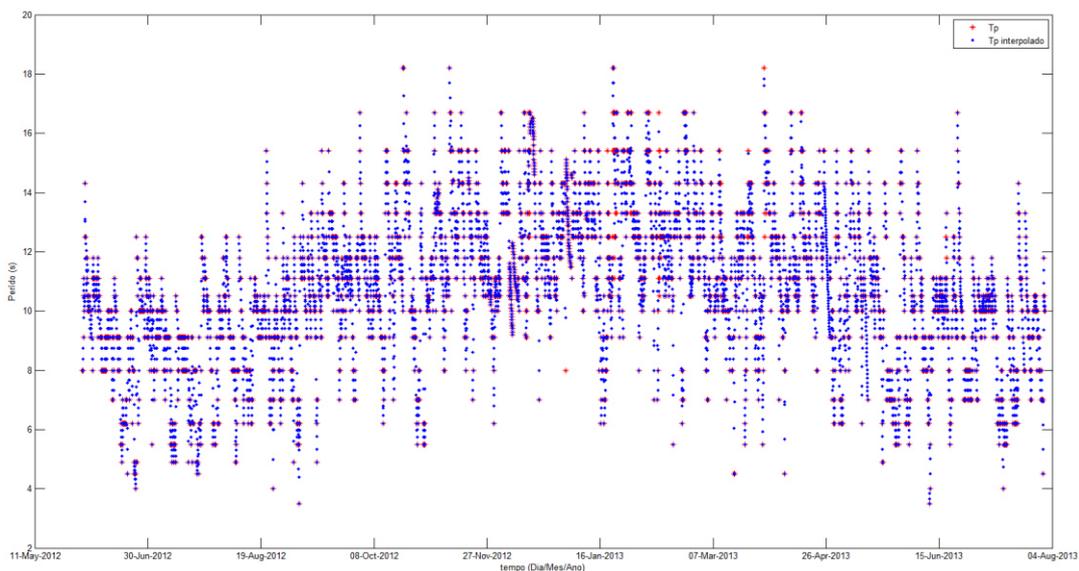


Figura 35: Dados originais e interpolados (hora em hora) do período de pico (T_{pi}) das ondas para o clima de agitação da boia de Leixões, no qual está retificada a presença de dados, colmatada por dados do modelo WAM

O período de pico das ondas está representado na figura 35 com a devida correção relativamente aos dados em falta. Este parâmetro é o período correspondente à frequência com maior densidade espectral sendo importante porque é representativo das ondas mais energéticas.

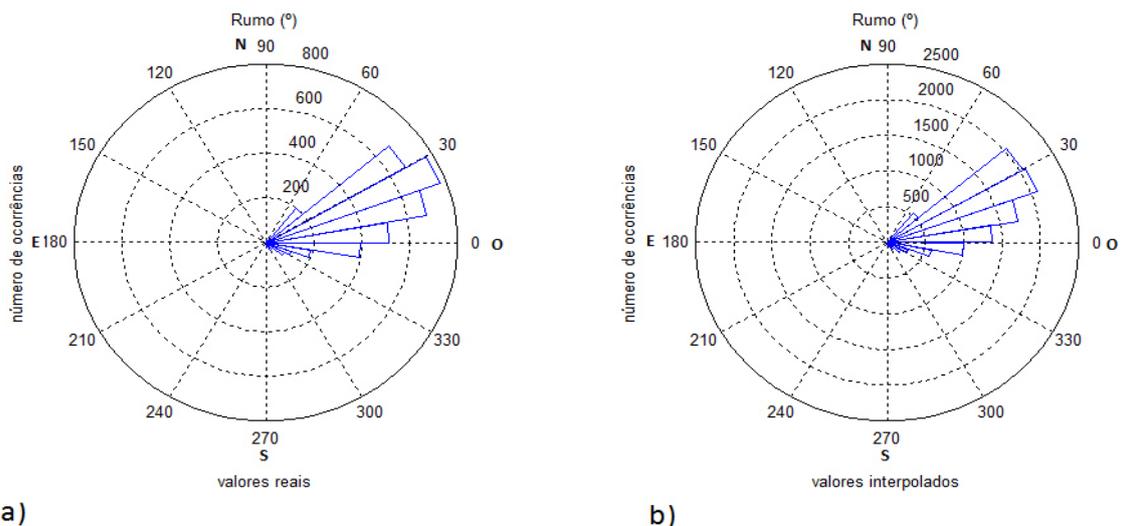


Figura 36: Rumo (°) de incidência da ondulação ao largo e o número de ocorrências. a) Valores reais (3-3 horas). b) Valores interpolados (1-1hora)

Desta forma, é apresentada pela figura 36 a distribuição da direção da ondulação incidente ao largo, no qual este valor tem como referencia o valor de 0° no eixo transversal à costa, ou seja, este valor de referência não é em relativo ao norte geográfico, mas, a oeste geográfico.

Ainda nesta figura os valores reais estão representados originalmente de 3 em 3 horas, por sua vez, os valores interpolados de 1 em 1 hora. Pode-se verificar o número de ocorrências apresentadas pela interpolação triplicou.

Na simulação dos 14 meses de estudo foi dividido em partes, de 10 em 10 dias, de forma a tornar o modelo mais rápido.

A apresentação das figuras é obtida do último dia de cada mês, com exceção dos meses de inverno (dezembro, janeiro e fevereiro), com um intervalo de 10 dias, pois é neste período que o clima de agitação se procede de eventos mais energéticos.

4.2.2. Resultados

4.2.2.1. Resultados hidrodinâmicos e do transporte sedimentar

O objetivo principal nesta secção é analisar as características das barras longitudinais, quanto à altura, posição e a sua forma durante o período de estudo. A avaliação da migração da barra longitudinal é tida em conta.

Neste estudo e na obtenção das seguintes figuras, considerou-se que a interpolação garantida por $\Delta x = 30 \text{ m}$ e $\Delta t = 30 \text{ s}$ foi utilizada nas soluções numéricas.

Numa primeira abordagem, é apresentada uma análise dos extremos relativos aos parâmetros de altura significativa e período de pico do clima de agitação para os meses de estudo, ao analisar os meses com maior preponderância na alteração da barra longitudinal.

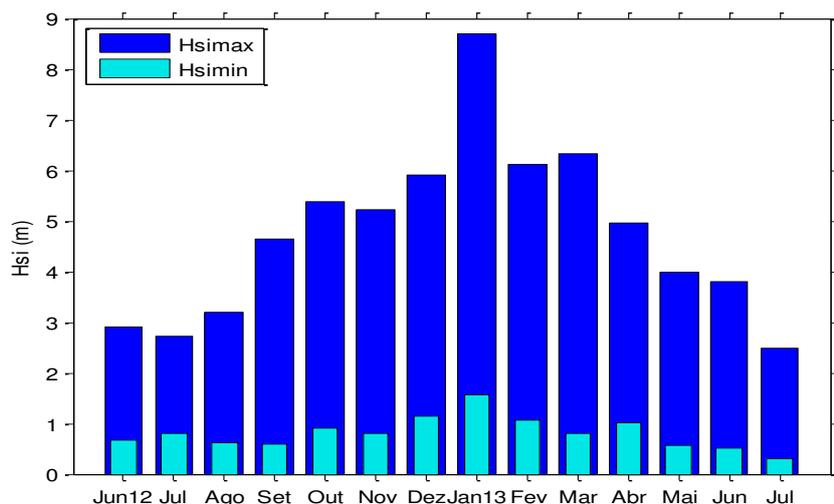


Figura 37: Distribuição da altura significativa máxima (H_{simax}) e mínima (H_{simin}) interpolada para um $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s para cada um dos meses do período de estudo (junho de 2012 a julho de 2013)

A figura 37, apresenta os extremos de altura significativa do clima de agitação no período de estudo, sendo estes valores interpolados pelo modelo para um $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s. A altura significativa máxima tem um registo de maior amplitude nos meses de inverno (dezembro, janeiro, fevereiro e março), em que o clima de agitação regista valores mais elevados. O mês de janeiro apresenta o valor máximo de altura significativa máxima de $H_{simax} = 8.70$ m. O valor mínimo de altura significativa máxima é registado no mês de julho de 2013 com $H_{simax} = 2.49$ m.

A altura significativa mínima tem um comportamento similar no que diz respeito à maior amplitude de valores nos meses de dezembro de 2012, janeiro e fevereiro de 2013. O valor máximo de altura significativa mínima corresponde ao mês de janeiro é de $H_{simin} = 1.57$ m. O seu valor mínimo corresponde ao mês de julho de 2013 com $H_{simin} = 0.30$ m.

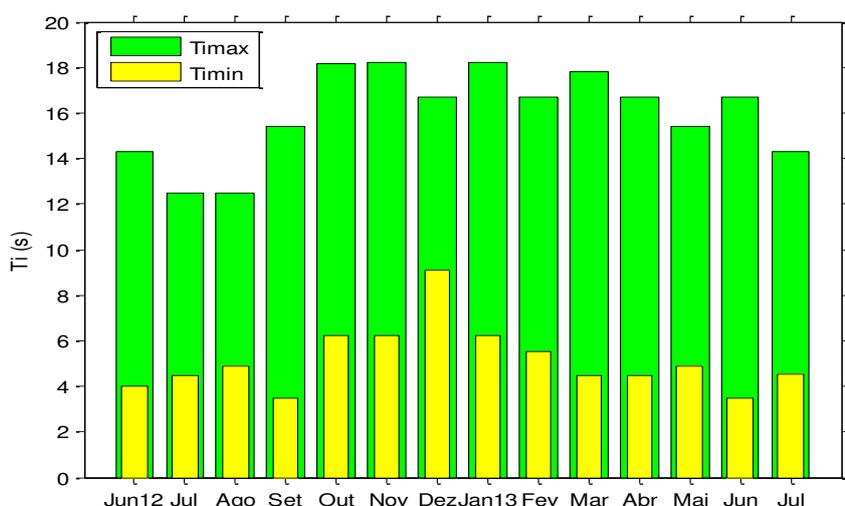


Figura 38: Distribuição do período de pico máximo (T_{imax}) e mínimo (T_{imin}) interpolada para um $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s para cada um dos meses do período de estudo (junho de 2012 a julho de 2013)

Os extremos do período de pico das ondas no clima de agitação no período de estudo, sendo estes interpolados para o intervalo referido anteriormente, são obtidos na figura 38.

Analisando esta figura, permite dizer que os valores máximos do período de pico máximo correspondem aos meses de outubro e novembro de 2012 e janeiro de 2013. O valor máximo é obtido no mês de janeiro com $T_{imax} = 18.20$ s. Os meses de Julho e Agosto de 2012 apresentam um valor mínimo do período de pico máximo tendo registado o valor de $T_{imax} = 12.5$ s.

Para o período de pico mínimo, o valor máximo obtido é de $T_{imin} = 9.1$ s, no mês de dezembro. e um valor mínimo é de $T_{imin} = 3.5$ s nos meses de Setembro de 2012 e Junho de 2013.

Desta forma, os meses de inverno são propícios a máximos de altura significativa de onda com períodos de pico longos. Os valores mínimos são naturalmente frequentes nos meses de verão. Os resultados de hidrodinâmica e do transporte sedimentar são ilustradas nas figuras seguintes, para a altura da onda, a intensidade de corrente de fundo, índice da onda, parâmetro de forma e transporte sedimentar.

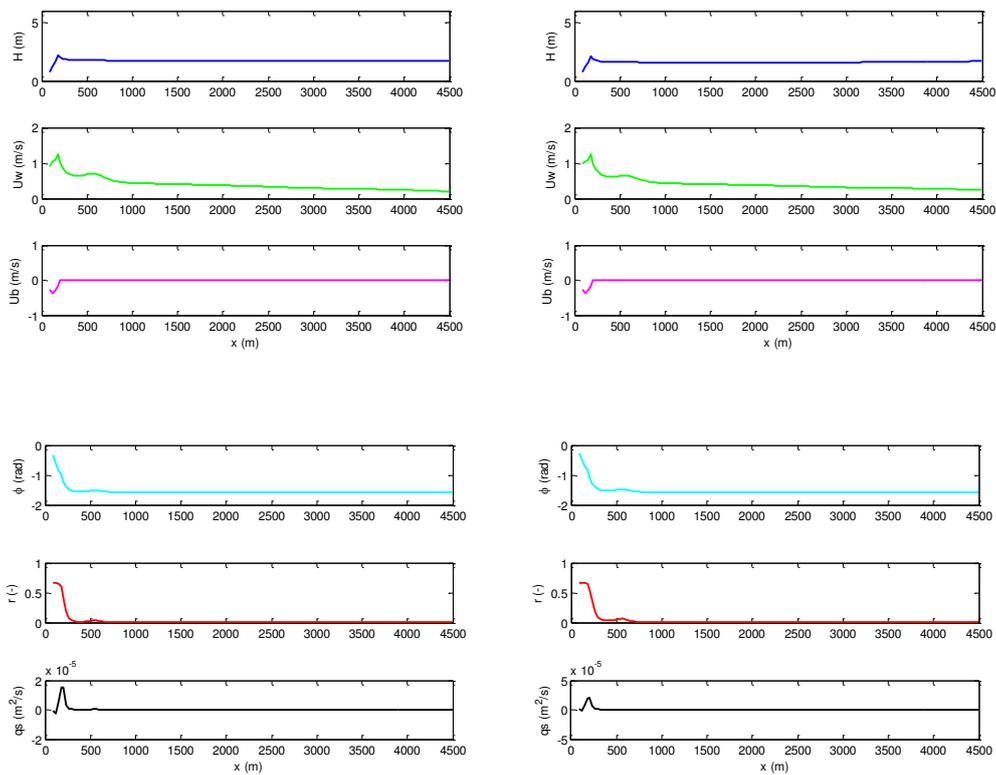


Figura 39: Representação hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 10 de junho (à esquerda) e dia 30 de junho (à direita), de diferentes parâmetros

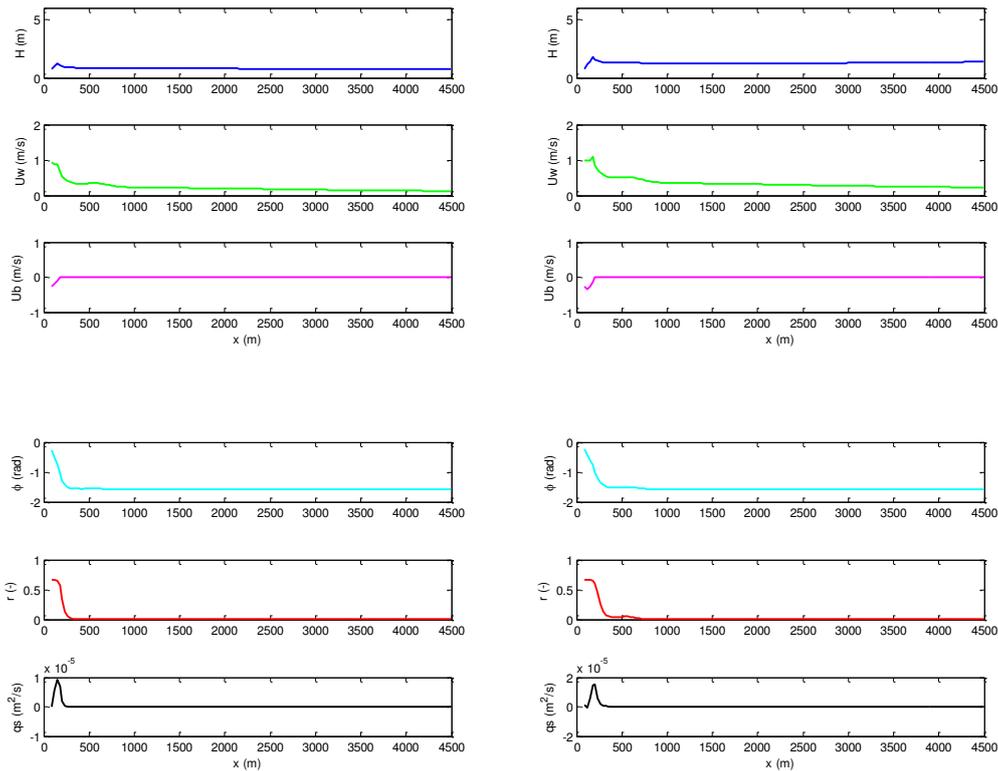


Figura 40: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de julho (à esquerda), dia 31 de agosto (à direita), dos diferentes parâmetros

As figuras 39 e 40, corroboram que à medida que a profundidade diminui na aproximação à costa, a evolução de U_w , tem um comportamento muito similar comparando com H_s , pois em ambos os casos aumentam e diminuem para a mesma profundidade. Sabendo que pontualmente isso não se verifica, na zona de rebentação. Os valores de H_s oscilam entre os 0,76 e 3 m, aproximadamente, durante este mês. Ao largo, mais afastado da costa, o valor de $r = 0$, remonta a forma sinusoidal da onda sendo esta permanente. Observa-se um aumento repentino de r com a diminuição da profundidade ($x < 800$), o que faz crescer as não linearidades. Próximo à costa ($x \approx 0$), atingem-se valores próximos de 0,7, o que consolida o crescimento das não linearidades com a diminuição da profundidade. Para as maiores profundidades, o parâmetro de forma ϕ tem um valor constante e próximo $\phi = -\pi/2$, mas, à medida que nos aproximamos da linha de costa ($x < 800$ m), os valores decrescem e tendem para 0, exceção para o momento correspondente a 31 de Julho, no qual a ondulação reproduzida é menor e o efeito é sentido, na aproximação à costa ($x < 500$ m). Na aproximação para a linha de costa, a assimetria das ondas é intensificada com cristas acentuadas, mas de curta duração, permitindo que a assimetria da aceleração tenha um papel importante.

No que toca ao transporte sedimentar, observa-se que o transporte junto à costa é positivo, tratando-se do período de verão marítimo, a baixa amplitude de ondulação, leva a acreção de sedimentos proveniente da parte emersa.

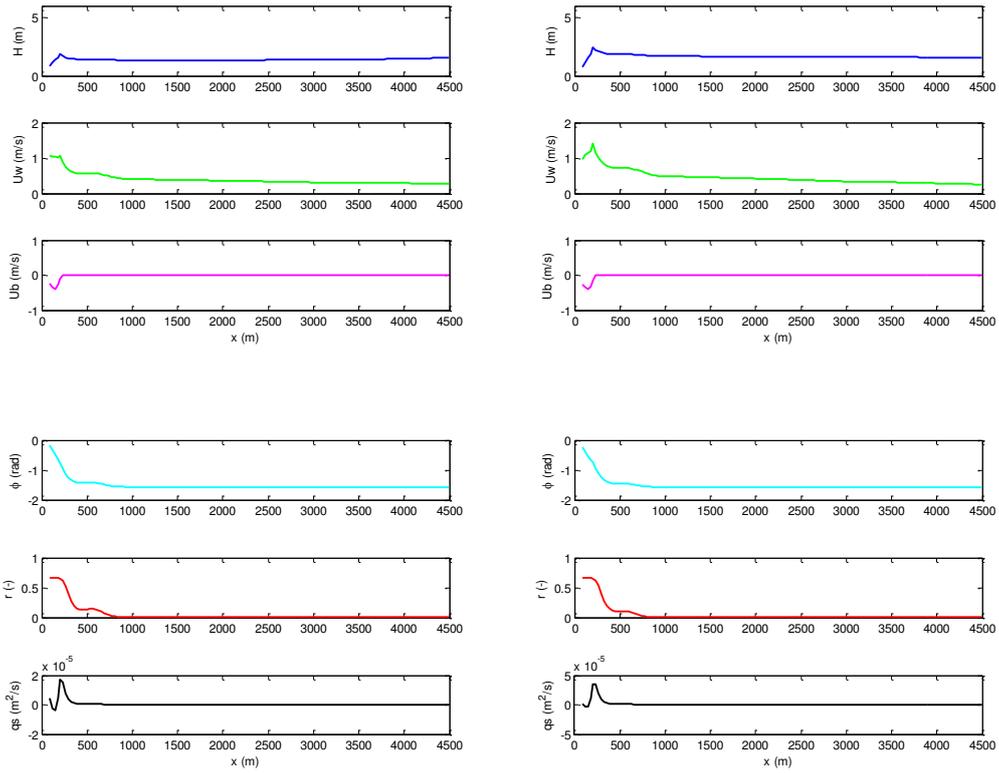


Figura 41: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 30 de setembro (à esquerda), dia 31 de outubro (à direita), dos diferentes parâmetros

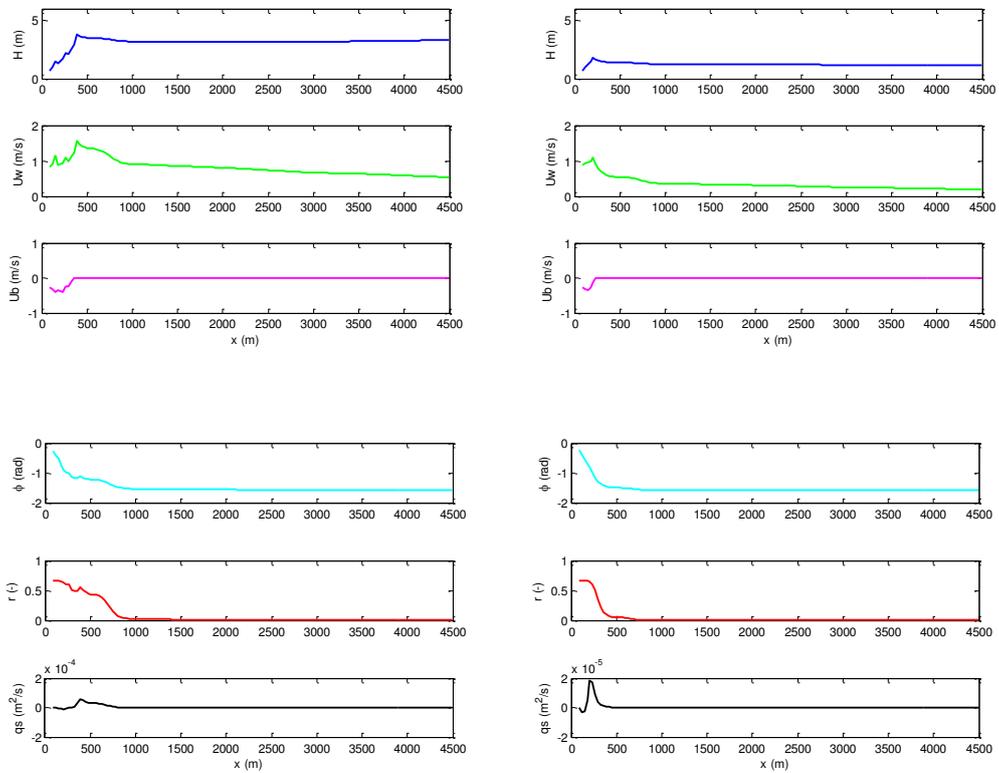


Figura 42: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 30 de novembro (à esquerda), dia 10 de dezembro (à direita), dos diferentes parâmetros

Nas figuras 41 e 42, o comportamento entre a evolução de U_w e H_s , é semelhante, pois sensivelmente estão relacionados aquando o aumento e decréscimo dos seus valores para a mesma profundidade, dado que na zona de rebentação, pontualmente, não se verifica. Os valores de H_s na primeira rebentação oscilam entre os 1,1 e 5,2 m, sensivelmente. O aumento de r com a diminuição da profundidade ($x < 1000$), faz crescer as não linearidades. Junto à costa ($x \approx 0$), atingem-se valores próximos de 0,7. Para as maiores profundidades, o parâmetro de forma, ϕ , assume um valor constante e próximo $\phi = -\pi/2$, mas, à medida que nos aproximamos da linha de costa ($x < 1000$ m), os valores decrescem e tendem para 0.

Para o transporte sedimentar, observa-se que o transporte junto à costa é negativo, com pouca relevância, e que contribui para o transporte mais para o largo (visto que o se pode começar a observar um ponto de convergência, no qual inverte o sentido desse mesmo transporte, aumentando o seu valor (em módulo) até à primeira rebentação gerada pelo clima de agitação. O que permite que a acreção de sedimentos proveniente da parte emersa seja contínua).

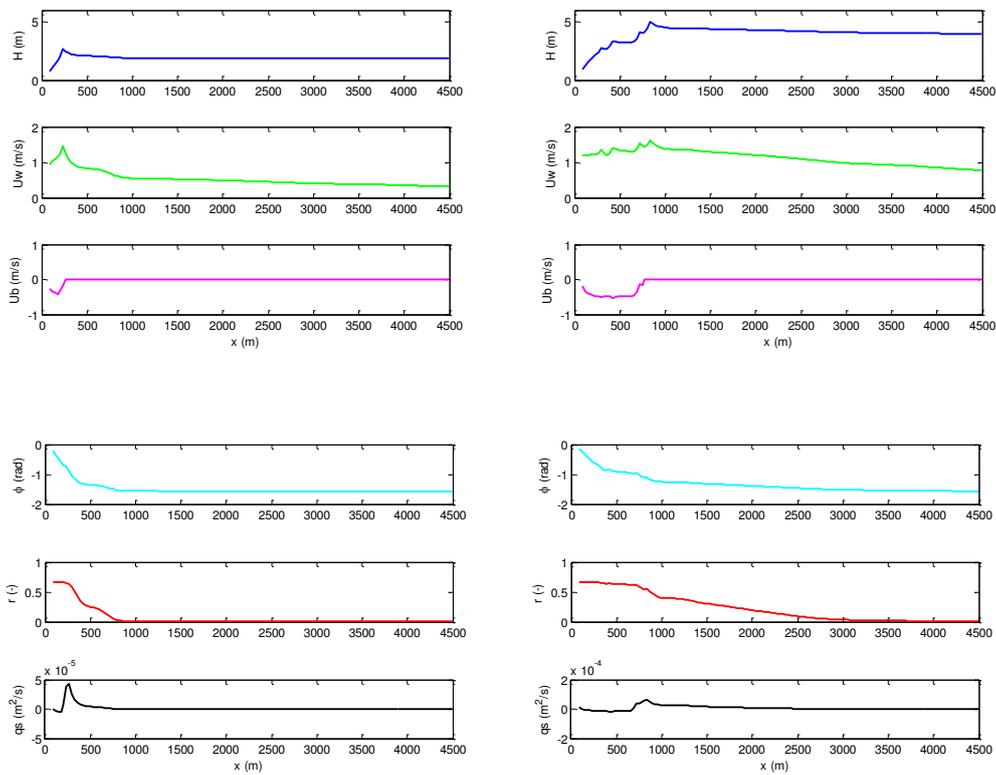


Figura 43: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 20 de dezembro (à esquerda), dia 31 de dezembro (à direita) , dos diferentes parâmetros

Na figura 43, salienta-se na evolução de U_w e H_s , que os valores correspondentes apresentam uma variação ($x < 1000$ m), em vez de ($x < 500$ m).

Os valores de U_b são negativos ($x < 500$ m), dado que o sentido desta corrente é contrário ao da propagação das ondas e com a intensificação da mesma vai contribuir para o fluxo de sedimento mais para *offshore*. O valor de r , com H_s (máximo de 5,80 m), aumenta gradualmente ($x < 3000$ m).

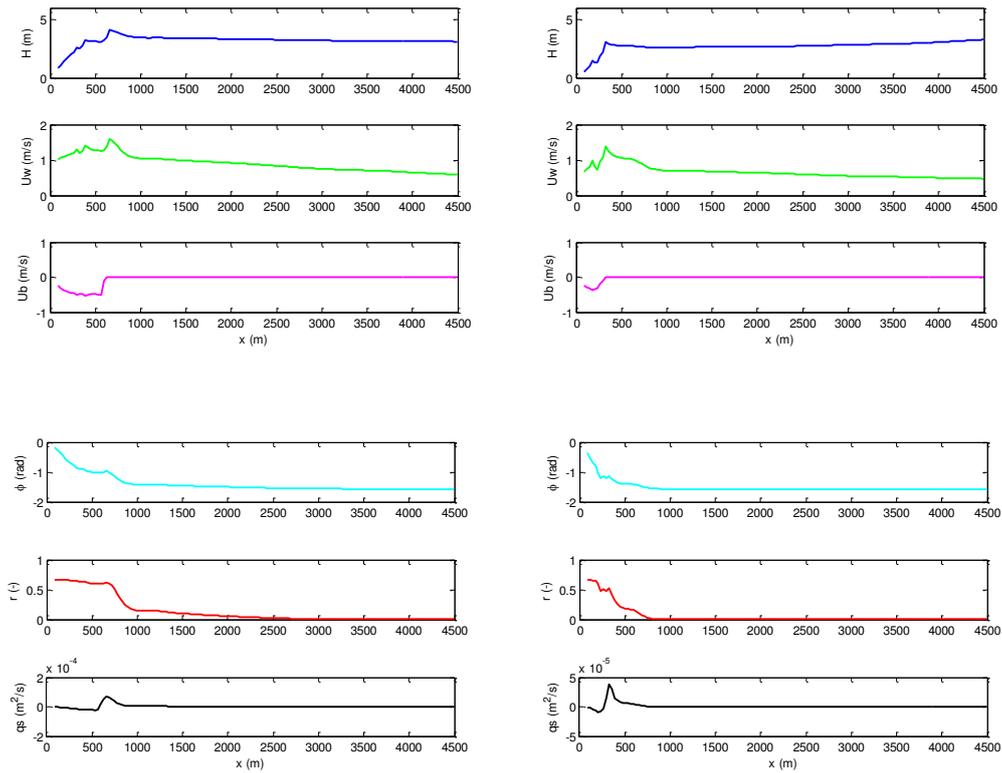


Figura 44: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 10 de janeiro (à esquerda), dia 20 de janeiro (à direita) , dos diferentes parâmetros

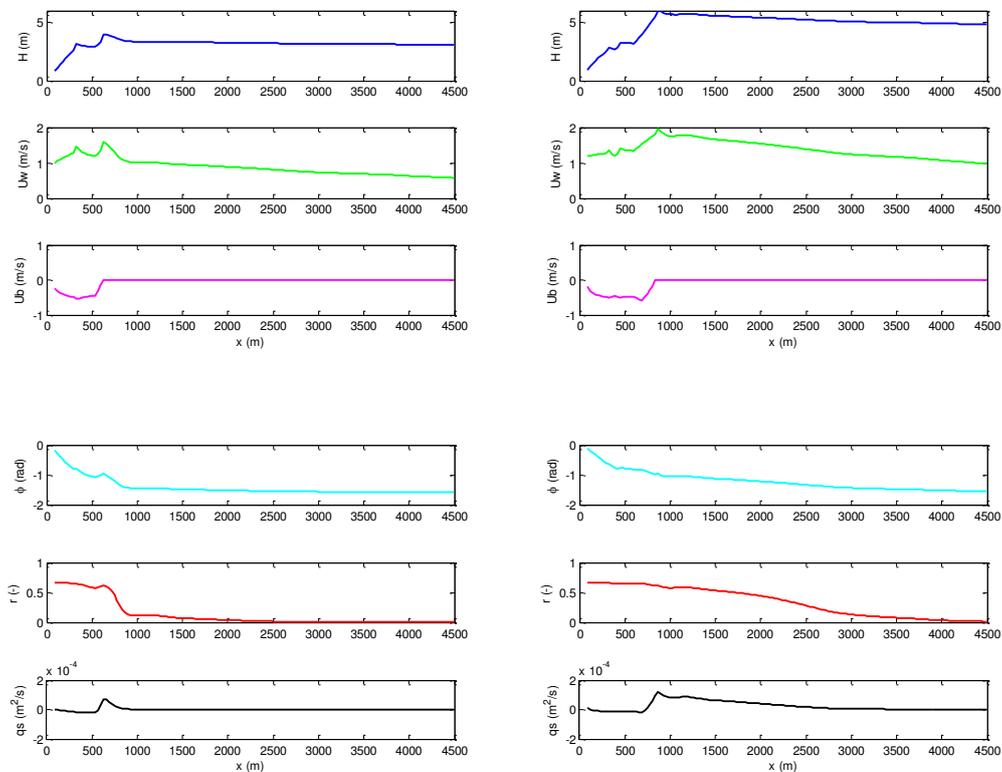


Figura 45: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de janeiro (à esquerda), dia 10 de fevereiro (à direita) , dos diferentes parâmetros

No que diz respeito às figuras 44 e 45, no qual, o período de estudo nestas figuras é mais intensificado pela ondulação. Desta forma, é de salientar que os valores de H_s ultrapassam os 5 m, no qual contempla uma maior predominância do transporte em suspensão dos sedimentos e da mesma forma, a compensação da corrente de fundo, é intensificada.

Assim, e nomeadamente a figura 34, apresenta um clima de agitação sobrelevado (entre o dia 1 e 10 de fevereiro). A altura da onda dada primeira rebentação ultrapassa os 6 m, para uma distância da costa ($x \approx 1000$ m), da mesma forma, os valores de U_w acompanham a forma da ondulação.

Os valores de U_b são negativos ($x < 800$ m), dado que o sentido desta corrente é contrário ao da propagação das ondas e com a intensificação da mesma vai contribuir para o fluxo de sedimento ainda mais para *offshore*. Na aproximação à costa, o registo dos valores de r , tem um crescimento gradual mais a *offshore* ($x < 4000$ m) para *onshore*.

O transporte sedimentar ($700 < x < 900$ m), é positivo, dado que a ondulação é pronunciada mais a *offshore* dado pela primeira rebentação, e a convergência do transporte resulta do movimento de sedimento movido pelas ondulação para a costa e pela corrente de fundo no sentido contrário.

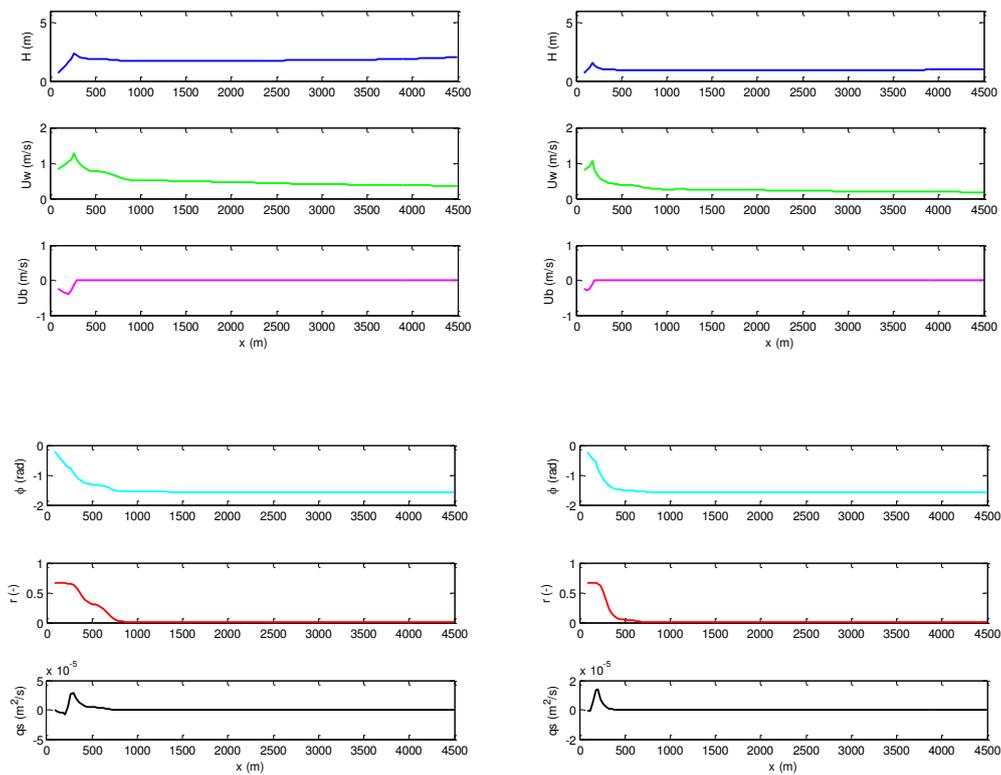


Figura 46: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 20 de fevereiro (à esquerda), dia 28 de fevereiro (à direita) , dos diferentes parâmetros

Na figura 46, para este período o comportamento é similar às figuras 39 e 40.

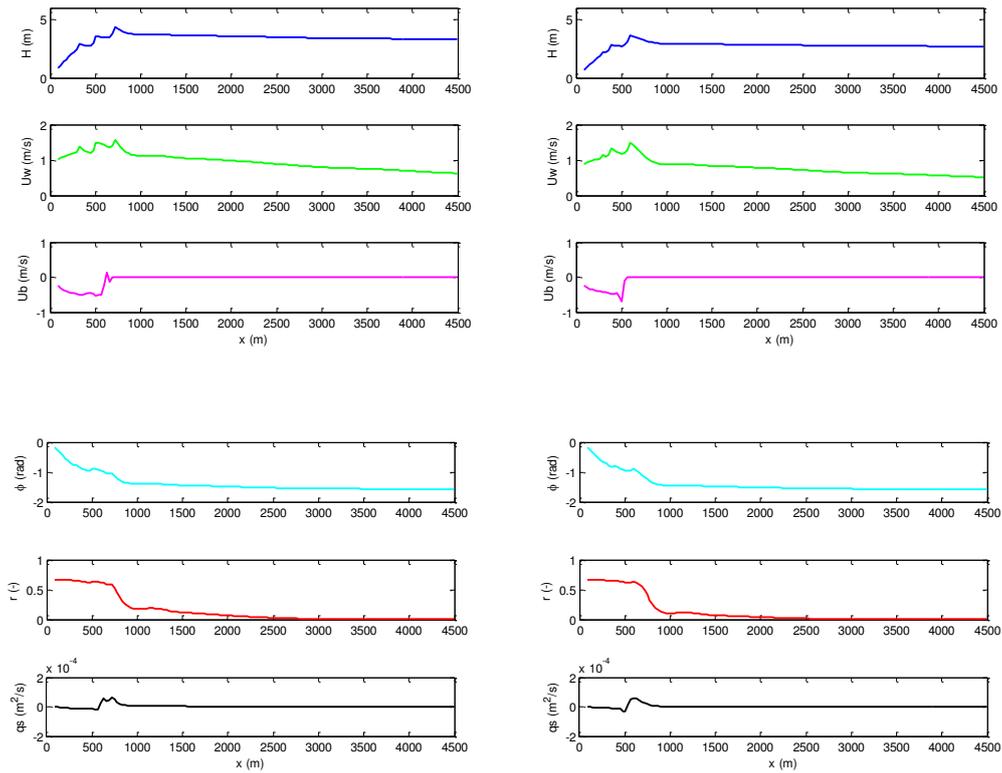


Figura 47: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de março (à esquerda), dia 30 de abril (à direita), dos diferentes parâmetros

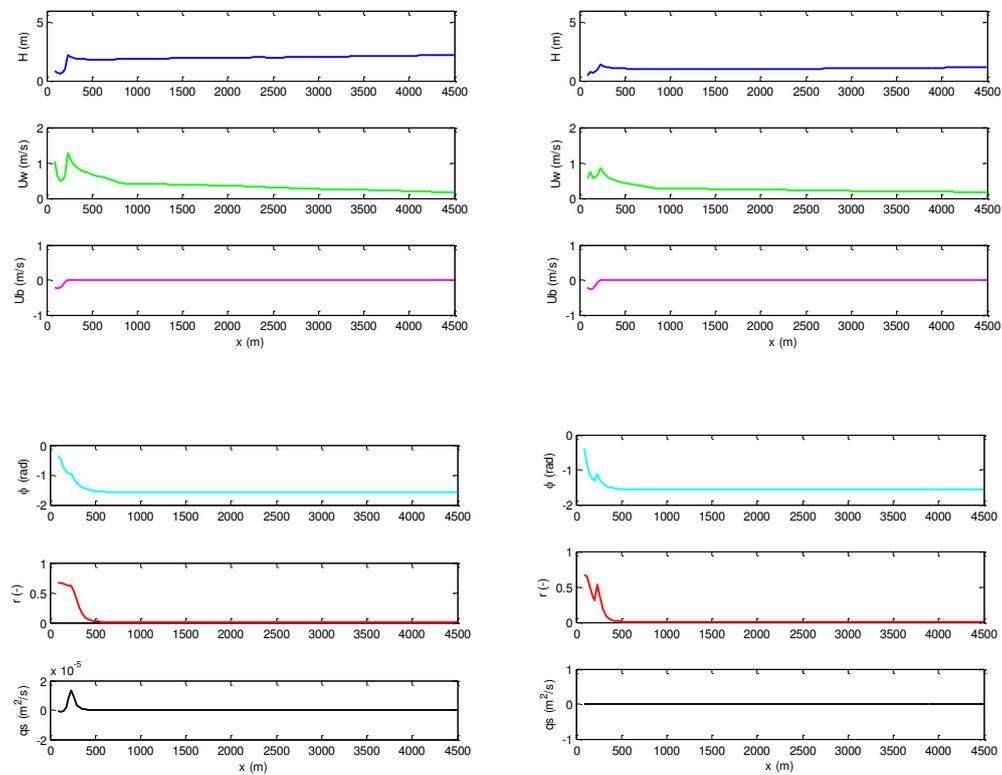


Figura 48: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de maio (à esquerda), dia 30 de junho (à direita), dos diferentes parâmetros

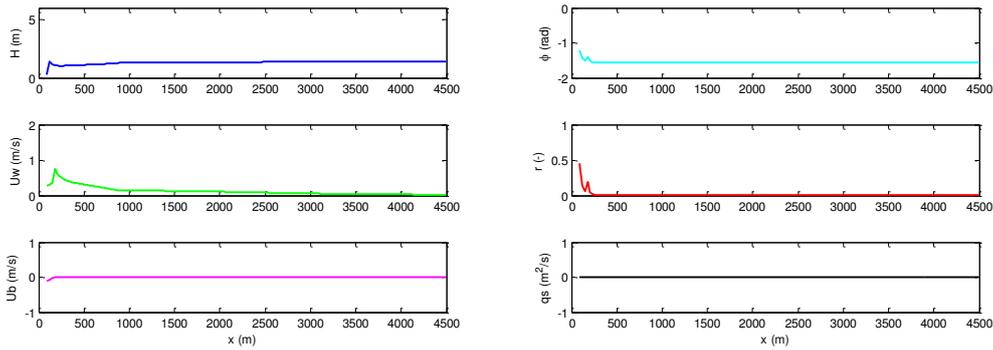


Figura 49: Representação da hidrodinâmica e do transporte sedimentar: dia 31 de julho, dos diferentes parâmetros

Na figura 47, regista-se a um periodo de maior ondulação. A evolução de U_b é negativa ($x < 500$ m), dado que o sentido da corrente contrário ao da propagação das ondas, com valores mínimos ($U_b \approx -0,9$) contribuindo no fluxo de sedimento para *offshore*.

O transporte sedimentar é positivo ($x \approx 600$ m), o que significa que o sentido da propagação de sedimento tem o sentido da propagação da ondulação, impulsionando o transporte mais para a costa, indo ao encontro de um ponto de convergência.

Ao referir as Figuras 48 e 49, relativo aos meses de junho e julho de 2013, tem um ponto em comum, é o transporte sedimentar ser nulo, ou seja não se verificou qualquer transporte induzido pelo modelo. Observa-se uma irregularidade, relativamente ao parâmetro r , dado que se verifica um aumento e diminuição repentina sucedida com novo aumento, o que explica que nesta altura do ano, o tipo de rebentação poderá ser mergulhante, rebentando abruptamente.

4.2.2.2. Resultados de morfodinâmica

Com o intuito de analisar as características das barras longitudinais para o sector de estudo, as seguintes figuras esboçam o perfil de praia ao longo do período de estudo. A posição da barra e início rebentação é tida em conta.

O que se pretende avaliar é a taxa de migração da barra para a costa (geralmente lenta) e para o largo (rápida e responde a eventos mais energéticos).

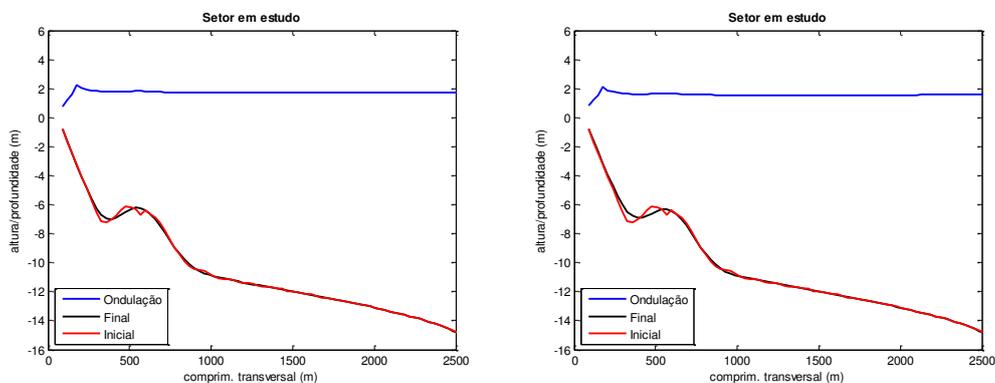


Figura 50: Variação do perfil, dia 10 junho (à esquerda) dia 30 junho (à direita), 2012

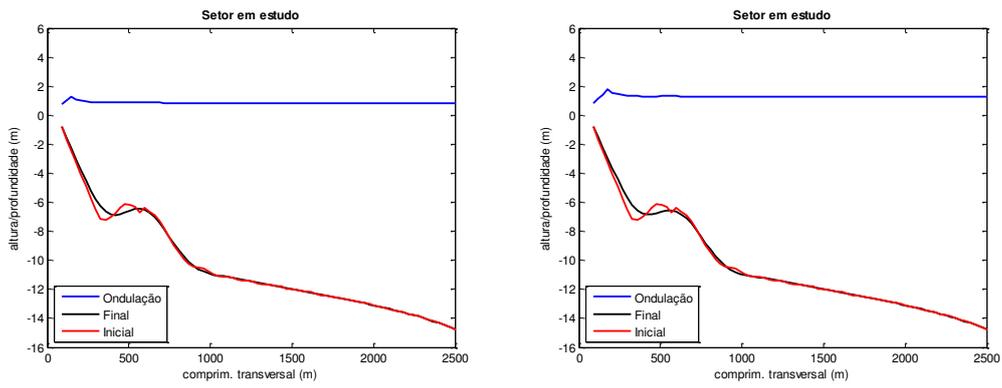


Figura 51: Variação do perfil, 31 dias de julho (à esquerda), agosto (à direita) de 2012

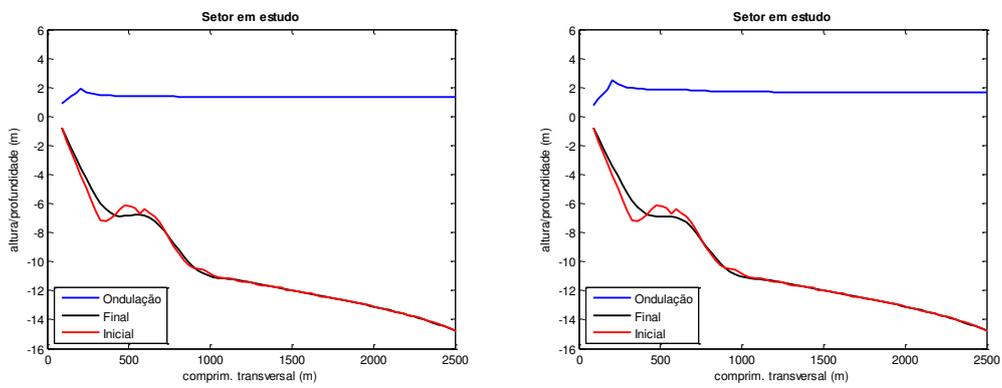


Figura 52: Variação do perfil, dia 30 de setembro (à esquerda), dia 31 de outubro (à direita) de 2012

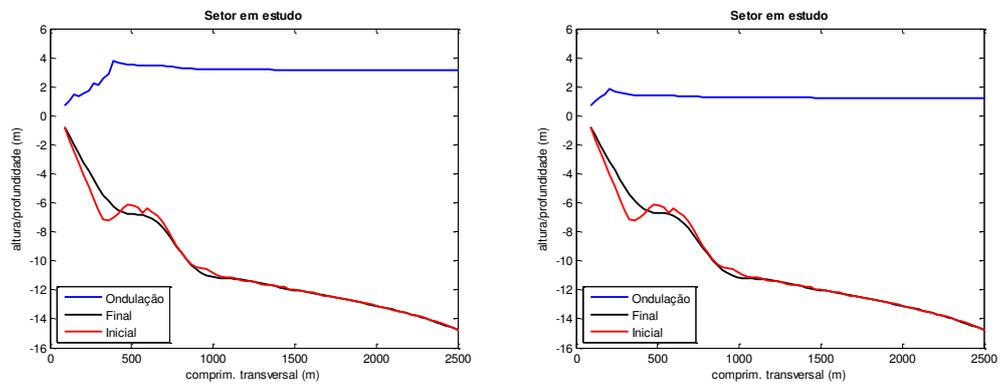


Figura 53: Variação do perfil, dia 30 de novembro (à esquerda), dia 10 dezembro (à direita) de 2012

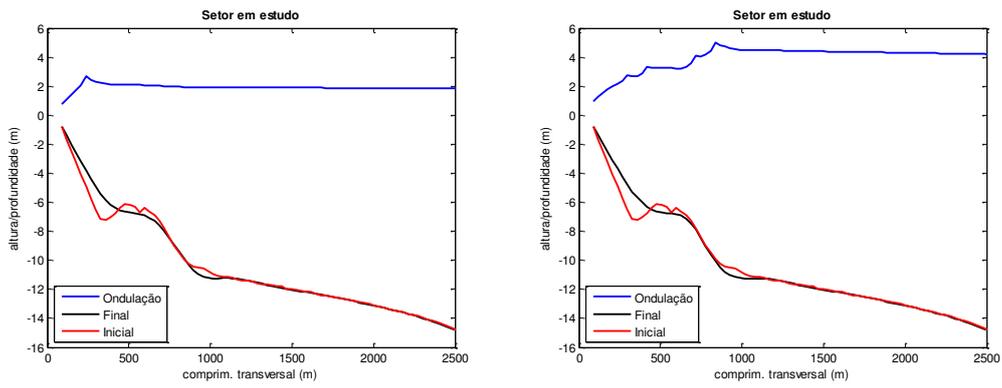


Figura 54: Variação do perfil, dia 20 de dezembro (à esquerda), dia 31 dezembro (à direita) de 2012

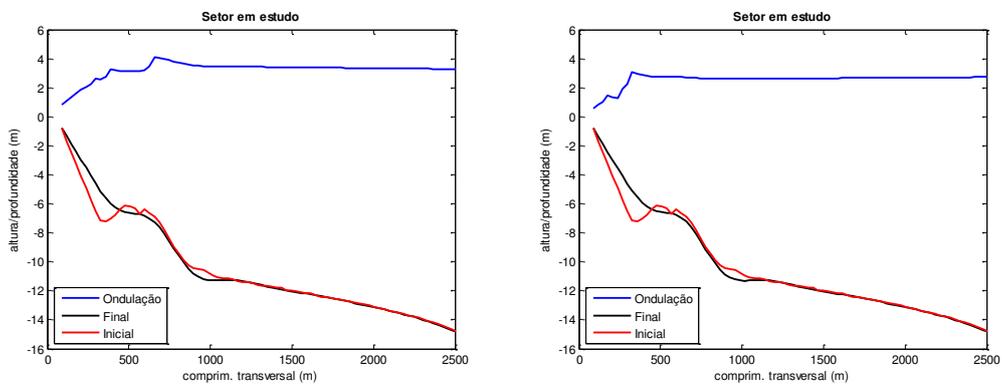


Figura 55: Variação do perfil, dia 10 de janeiro (à esquerda), dia 20 de janeiro (à direita) de 2012

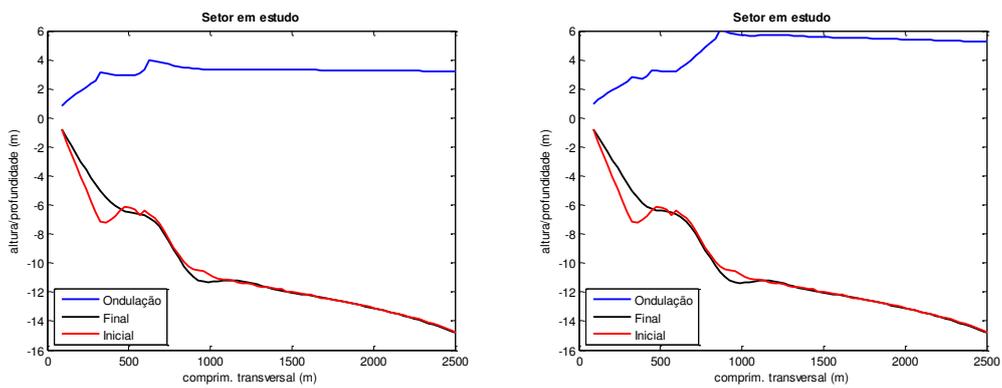


Figura 56: Variação do perfil, dia 31 de janeiro (à esquerda), dia 10 de fevereiro (à direita) de 2013

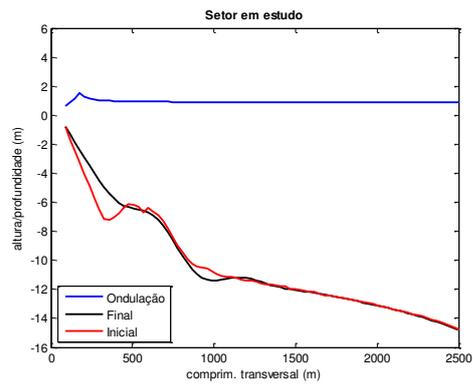
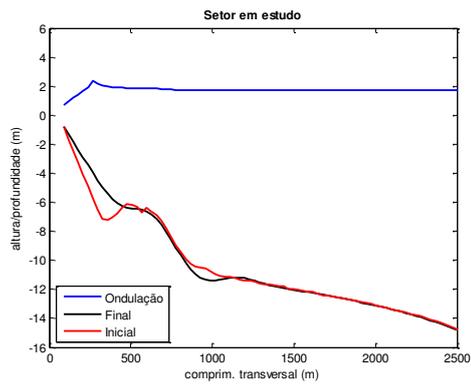


Figura 57: Variação do perfil, dia 20 de fevereiro (à esquerda), dia 28 de fevereiro (à direita) de 2013

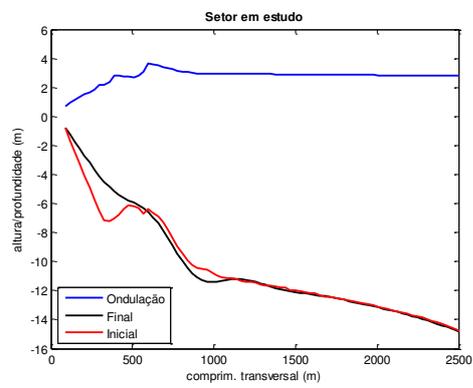
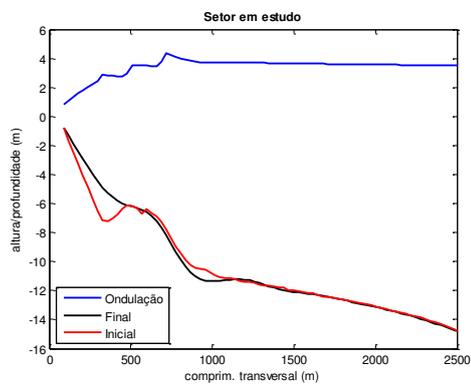


Figura 58: Variação do perfil, 31 dias de março (à esquerda), 30 dias de abril (à direita) de 2013

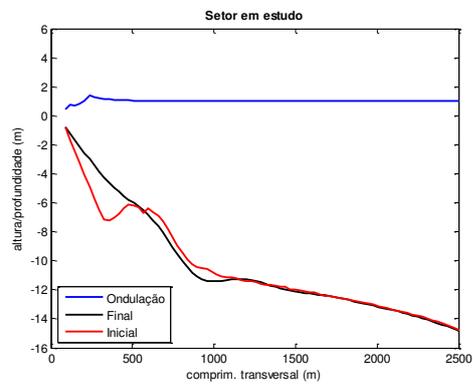
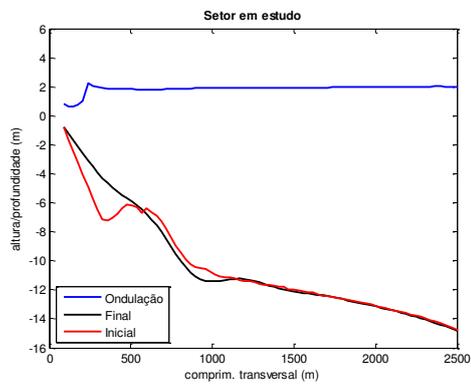


Figura 59: Variação do perfil, 31 dias de maio (à esquerda), 30 dias de junho (à direita) de 2013

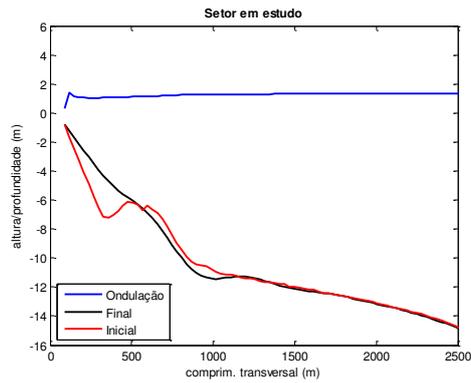


Figura 60: Perfil final, dia 31 de julho de 2013

Neste conjunto de figuras é feita uma análise morfológica ao longo do período de estudo. Assim as Figuras 50 e 51 (junho a agosto de 2012) há um alisamento da parte superior da barra com transporte para a costa proporcionando acreção de sedimento na cava (sistema barra-fossa) existente no perfil inicial. Pelas Figuras 52 e 53 (setembro a início de dezembro de 2012), a tendência mantém-se posteriormente com a diminuição da cota da crista da barra.

Sabendo que x_b e x_t , é a distância à costa no qual se gera a primeira rebentação e a posição de transição, é possível saber-se a que distância da costa a rebentação se origina. Assim, ao fim de 10 e 30 dias de junho de 2012 o valor de $x_b = 177,34$ m e $x_t = 87,34$ m. Os valores de $x_b = 147,34$ m e $x_t = 87,34$ m correspondem a 31 de julho de 2012 e $x_b = 177,34$ m e $x_t = 87,34$ m para 31 de agosto. O aumento destes valores prevalece atingindo no mês de novembro $x_b = 327,34$ m e $x_t = 87,34$ m e os primeiros 10 dias de dezembro um $x_b = 207,34$ m e $x_t = 147,34$ m. Devido à rebentação, ser predominante, junto à costa, o declive de praia diminui, sendo o sedimento depositado na zona submersa adjacente.

A partir desta data (10 de dezembro a 28 de fevereiro de 2013), nas Figuras 54, 55, 56 e 57, é verificado um transporte que alimenta a barra e esta cresce em altura até ao final deste período. O processo de ondulação, neste período, influencia a rebentação. As ondas rebentam antes da barra tendo energia suficiente para a reformação das mesmas, contribuindo para o crescimento da barra. Os valores de $x_b = 747,34$ m e $x_t = 627,34$ m (30 de dezembro de 2012), levando à formação de uma pequena depressão ($x \approx 1000$ m).

No registo de 10 de fevereiro (Figura 56), a ondulação ultrapassa os 6 m de amplitude da onda e os valores de $x_b = 807,34$ m e $x_t = 687,34$ m, são os máximos atingidos durante o estudo, ou seja, mais distantes da linha de costa. A presença da depressão é mais notada ($x \approx 1000$ m), mas de baixa amplitude.

Nas Figuras 58, 59 e 60, são correspondentes aos últimos meses da simulação, no qual a barra deixa de ser identificável.

Esta resposta da morfologia que conduz ao desaparecimento da barra parece estar de acordo com os transportes de sedimentos calculados (Figuras 38 a 49) pois não se observa valores negativos significativos associados à corrente de fundo (undertow).

As figuras seguintes, apresentam os resultados de campanhas batimétricas, no qual estabelece-se, uma comparação destes resultados obtidos em campo com os resultados finais do modelo.

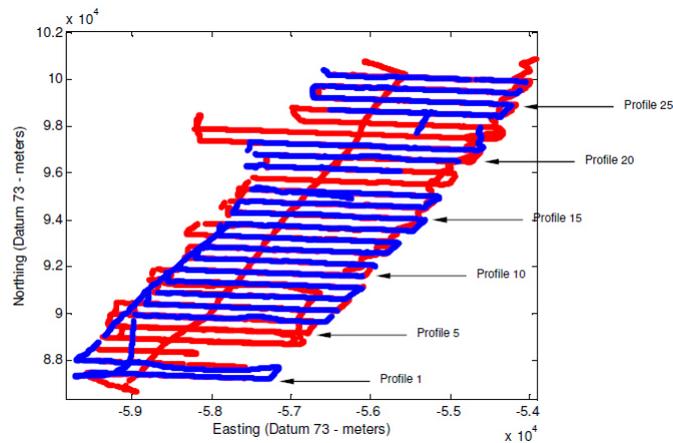


Figura 61: Representação planimétrica apresentando os perfis de campanha realizados em julho de 2013 (cor azul) sobrepostos aos perfis da campanha efetuada em março de 2012 (cor vermelha) (Baptista, 2013)

A Figura 61, representa o perfil planimétrico de duas campanhas realizadas no trecho Vagueira – Mira, no qual, estão identificados os perfis realizados durante as campanhas de março de 2012 e julho de 2013 (Baptista, 2013). Nesta representação alguns dos perfis não foram retratados porque na campanha de 2013 devido à presença de pescadores que tinham lançado as suas redes, na sua atividade, em frente às praias em estudo.

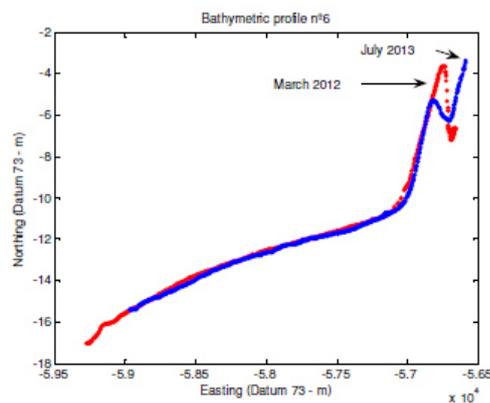


Figura 62: Perfil batimétrico correspondente ao local de estudo (Poço da Cruz - Mira), (Baptista, 2013)

Posto isto, e de forma a comparar os perfis originais das campanhas com os perfis obtidos pelo modelo, identificando possíveis falhas do modelo, na Figura 62, são apresentados os perfis batimétricos que correspondem ao local de estudo.

Comparando a Figura 62 com a Figura 60, conclui-se que, a evolução natural da barra não é a mesma que a reproduzida pelo modelo. Dado que a barra, em julho de 2013, apesar de menor amplitude, está presente, comparando com março de 2012. Para o modelo (Figura 60), a barra não é identificável.

Face a estes resultados, não sendo concordantes, é possível colocar algumas hipóteses sobre o funcionamento do modelo que pode levar a este resultado:

- a fronteira em terra pode estar a condicionar os resultados pois está a fixar sempre o mesmo nível da batimetria (pouco provável).

- uma ineficiência no cálculo da corrente de fundo, o que leva a uma subestimação do transporte negativo na zona da barra-fossa.

- introdução da variação do nível de água (maré).

- demasiado alisamento.

- conservação de massa.

- modelo hidrodinâmico (ondas).

5. Conclusão

Na realização deste trabalho foram estudados diferentes processos, como a propagação e deformação das ondas e aspetos não lineares associados à sua aproximação à costa, bem como o estudo sobre correntes de fundo (*undertow*) e a dinâmica de barras longitudinais.

Os resultados colocaram em evidência as capacidades e as limitações demonstradas pelos modelos de transporte sedimentar e a hidrodinâmica na reprodução das evoluções morfológicas. Para esse efeito recorreu-se a diversos modelos de transporte sedimentar, nomeadamente os modelos de Bailard (1981), Drake e Calantoni (2001), Hoefel e Elgar (2003), Silva et al. (2006), Nielsen (2006) e Abreu et al. (2013).

A sensibilidade do modelo indica-nos que um $\Delta x = 30$ m e $\Delta t = 30$ s será o mais apropriado para o estudo, para o regime equivalente de ondas. A velocidade de corrente de fundo U_b , apresenta valores negativos, o que nos indica o sentido desta corrente contrária à da propagação das ondas.

Depois de testar a sensibilidade do modelo, foi implementado um clima de agitação, mais concretamente, um regime de onda equivalente, à costa adjacente ao local de estudo. Através destas ondas monocromáticas foi possível ver o comportamento do modelo na formação e/ou migração das barras longitudinais. Para ondas de menor amplitude ($H_s \approx 1$ m), a alteração é praticamente inexistente. Para amplitudes de onda ($H_s \approx 4$ m) a barra tem um comportamento de acumulação de sedimento, no qual a sua amplitude aumenta ao longo de 15 dias. Aos valores ($H_s > 6$ m), verifica-se a migração da barra para o largo.

O estudo de ondas irregulares foi empregue neste trabalho de forma a verificar a evolução da barra ao longo de um período de 14 meses. No que diz respeito a este regime de agitação marítima completo, comparando os resultados das campanhas (março 2012 e julho 2013) com a evolução obtida no modelo, não se obteve o pretendido. O modelo apresenta o desaparecimento total da barra, caso que não aconteceu aquando das campanhas realizadas. A razão mais provável será a ineficiência no cálculo da corrente de fundo, o que leva a uma subestimação do transporte negativo na zona da barra-fossa. Pode-se por a hipótese de que o valor ($10 \times h_b$) associado ao ponto de transição seja menor do que o utilizado. Outras hipóteses poderão basear-se ao estimar o valor de r e ϕ , que dependem somente de U_r , não serão tão válidas na zona de surf, assim como o cálculo de H_s , etc.

Como as barras longitudinais, são o primeiro obstáculo natural ao clima de agitação, elas são preponderantes na defesa da linha de costa. Na realidade, ao verificar-se uma diminuição da barra, a praia, deste modo, está menos protegida ao regime de agitação marítima, ficando mais exposta a eventos mais energéticos.

A praia será desguarnecida de barreiras físicas naturais de forma a diminuir a energia que provém da ondulação. As ondas ao propagarem-se para a costa vêm com uma maior energia (devido à diminuição da barra), sendo que a remoção de sedimentos é mais intensificada.

Este estudo, é relevante na calibração dos modelos morfológicos, de forma a prever cada vez melhor, a evolução destes processos, a fim de obter resultados mais próximos da realidade.

6. Bibliografia

Abreu, T. 2006. *Transporte de Sedimentos em Zonas Costeiras – Parametrização de Momentos Estatísticos de Hidrodinâmica*. Dissertação para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Civil, área de especialização em Hidráulica, Recursos Hídricos e Ambiente. Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra.

Abreu, T., Silva, P.A., Sancho, F. e Temperville, A. 2010. *Analytical approximate wave form for asymmetric waves*. Coastal Engineering, Vol. 57, pp. 656-667.

Abreu, T., Sancho, F. e Silva, P. A. 2011. *Ondas assimétricas em praias com barra*. Revista da Gestão Costeira Integrada. Vol. 11. Nº3, pp. 297-306.

Abreu, T. 2011a. *Dinâmica Sedimentar Litoral sob a Acção de Ondas Assimétricas e Correntes: Medição e Modelação*. Dissertação para obtenção do grau de Doutor em Engenharia Civil, área de especialização em Hidráulica, Recursos Hídricos e Ambiente. Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra.

Abreu, T. 2011b. *São as barras litorais dependentes da dimensão dos sedimentos?* 7^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária, Porto, 6 e 7 de Outubro de 2011.

Abreu, T., 2013. *Dinâmica Hidro-Sedimentar: Modelação de Perfis de Praia*. 8^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária, Lisboa, 10 e 11 de Outubro.

Abreu, T., Sancho, F. e Silva, P. A. 2013a. *Generation and evolution of longshore sandbars: model intercomparison and evaluation*. Coastal Dynamics, Arcachon, France, Junho 24-28.

Abreu, T., Michallet, H., Silva, P.A., Sancho, F., van der A, D.A. Ruessink, B.G. 2013b. *Bed shear stress under skewed and asymmetric oscillatory flows*. Coastal Engineering, Vol.73, pp. 1-10.

Bagnold, R., 1966. *An approach to the sediment transport problem from general physics*. United States Department of the Interior, U.S. Geological Survey, Professional Paper 422-I, pp. 37.

Baptista, P., 2013. Report of the bathymetric surveys in Aveiro study site, Vagueira to Mira coastal stretch (March 2012 and July 2013). Campaign was supported by CESAM/UA (Centro de Estudos do Ambiente e do Mar da Universidade de Aveiro) and by the Instituto de Hidráulica e Recursos Hídricos da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto.

Battjes, J.A., Janssen, J.P.F.M., 1978. *Energy loss and set-up due to breaking of random waves*. Proc. 16th Coastal Engineering Conference, ASCE, pp. 569 – 587.

Bailard, J. 1981. *An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach*. Journal of Geophysical Research, 86 (C11), pp. 10938-10954.

Baldock, T.E., Holmes, P., Bunker, S., VanWeert, P., 1998. *Crossshore hydrodynamics within an unsaturated surf zone*. Coast. Eng. 34, pp. 173 –196.

Bernardes, C. (2010). *Apontamentos da disciplina de Geologia Costeira*. Universidade de Aveiro.

Birkemeier, W., 1985. *Field Data on Seaward Limit of Profile Change*. Journal of waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, vol.111, nº3, pp.598-602.

Bowden, K. F. (1984). *Physical Oceanography of coastal waters*. Ellis Horwood Ser. Mar. Sci. John Wiley&Sons, Inc., Somerset, N. J. pp. 302.

Bruun, P. 1954. *Coast erosion and the development of beach profiles*. U.S. Army Beach Erosion Board Technical Memorandum, Nº 44.

Cambazoğlu, M. 2009. *Numerical Modeling of Crosse-Shore Sediment Transport and Sandbar Migration*. Dissertation for the degree of PhD in the School of Civil and Environmental Engineering. Georgia Institute of Technology.

Carter, R. W., Basillie, J., 1983. *A note on the amount of wave energy transmitted over nearshore sand bars*. Arth Surface Porcesses and Lanforms, 8, pp. 213-222.

CIRIA (1996). *Beach management manual*, Report 153, Londres.

Coelho, C. 2005. *Riscos de Exposição de Frentes Urbanas para Diferentes Intervenções de Defesa Costeira*. Dissertação para obtenção do grau de Doutor em Engenharia Civil. Universidade de Aveiro.

Dean, R.G. 1991. *Equilibrium beach profiles: characteristics and applications*. Journal of Coastal Research, 7 (1), pp. 53-84.

Dean, R.G., Dalrymple, R.A. 1991. *Water wave mechanics for engineers and scientists, Advanced Series on Ocean Engineering*, 2. World Scientific, pp. 353.

- De Vriend, H.J., Stive, M.J.F., 1987. *Quasi-3d modelling of nearshore currents*. Coast. Eng. 11, pp. 565–601.
- Dibajnia, M. e Watanabe, A. 1992. *Sheet flow under non linear wave sand currents*. Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering, pp. 2015-2028.
- Doering, J. e Bowen, A. 1995. *Parameterization of orbital velocity asymmetries os shoaling and breaking waves using bispectral analysis*. Coastal Engineering, 26 (C1-C2), pp. 15-33.
- Drake, T. e Calantoni, J. 2001. *Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore*. Journal of Geophysical Research, 106 (C9), pp. 19859-19868.
- Ferreira, Ó. 1993. *Caracterização dos principais factores condicionantes do balanço sedimentar e da evolução da linha de costa entre Aveiro e o Cabo Mondego*. Dissertação do grau de Mestre em Geologia Económica e Aplicada. Universidade de Lisboa.
- Ferreira, C., 2013. Transporte litoral e alteração da linha de costa no trecho costeiro entre as praias do Poço da cruz e de Mira. Projeto de 1º Ciclo da Licenciatura Meteorologia, Oceanografia e Geofísica, Universidade de Aveiro.
- Figueiredo, F. 2013. *Modelação da morfologia de zonas costeiras*. Dissertação para a obtenção de grau de Mestre em Engenharia de Construção e Reabilitação. Instituto Politécnico de Viseu.
- Fredsøe, J. e Deigaard, R., 1992. *Mechanics of Coastal Sediment Transport*, Advanced Series on Ocean Engineering, vol. 3, World Scientific, pp. 366.
- Grasmeijer, B. T. and Ruessink, B. G., 2003. Modeling of waves and currents in the nearshore parametric vs. Probabilistic approach. Coastal Engineering, 49: pp. 186-207.
- Greenwood, B. & Davidson-Arnott, R., 1974. *Marine Bars and Nearshore Sedimentary Processes, Kouchibouguac Bay, New Brunswick, Canada*. In J . Hails and A. Carr (Editors), Nearshore Sediment Dynamics and Sedimentation, Wiley, Londres, p. 123-150.
- Hallermeier, R. J., 1978. *Uses for a Calculated Limit Depth to Beach Erosion*; Proceedings of 16th Coastal Engineering Conference, ASCE, Hamburg, Germany, pp. 1493-1512.
- Hoefel, F. e Elgar, S. 2003. *Wave-induced sediment transport and sandbar migration*. Science, 199, pp. 1885-1887.

Komar, P., 1976. *Beach Processes and Sedimentation*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, pp. 429.

Kraus, N. C., Larson, M.m Randall, A. W. 1998. *Depth of Closure in Beach-fill Design*. Coastal Engineering Technical Note – CETN II-40, US Army Engineer Waterways Experiment Station, Coastal and Hydraulics Laboratory, pp. 13.

Lapa, N., Rodrigues, A., Taborda, R., Duarte, J. e Pinto, J., 2012. *The sedimentary processes of the Portuguese inner shelf off Almagreiro Beach (peniche)*. Actas das 2as Jornadas de Engenharia Hidrográfica. Instituto Hidrográfico, 279-282.

Lins, H.F., 1985. *Storm-generated variations in nearshore beach topography*. Marine Geology, 62, pp. 13-29.

Mariño-Tapia, I., Russel, P., O'Hare, T., Davidson, M. e Huntley, D. 2007. *Cross-shore sediment transport on natural beaches and its relation to sandbar migration patterns: 1. Field observations and derivation of transport parameterization*. Journal of Geophysical Research.

Meyer-Peter, E. e Müller, R. 1948. *Formulas for bed-load transport*. Report from the 2nd Meeting of the International Association for Hydraulic Structures Research, pp. 39-64, IAHR, Estocolmo, Suécia.

Morang, A., Parson, L. E., 2002. Coastal Morphodynamics; Coastal Engineering Manual, Part IV, Coastal Geology, Chapter IV-3, Engineering Manual 1110-2-1100, Morang, A. (editor), U.S. Army Corps of Engineers, Washington, DC, p. 86.

Niedoroda, A., Swift, D., Hopkins, T. & Ma, C., 1984. Shoreface Morphodynamics on Wave-Dominated Coasts. Marine Geology, vol. 60, pp. 331-354.

Nielsen, P. and Callaghan D. P., 2003. Shear stress and sediment transport calculations for sheet flow under waves. *Coastal Engineering*, Vol 47, No 3, pp. 347-354.

Nielsen, P. 1992. *Coastal Botton Boundary Layers and Sediment Transport*. Advanced series on Ocean Engineering, 4, World Scientific, pp. 324.

Nielsen, P. 2002. *Shear stress and sediment transport calculations for swash zone modelling*. Coastal Engineering, 45 (C1), pp. 53-60.

Nielsen, P. 2006. *Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming*. Coastal Engineering, 53 (C9), pp. 749-758.

Nielsen, P. (2009). *Coastal and Estuarine Processes*. Advanced Series on Ocean Engineering, Vol. 29, World Scientific, pp. 360.

Oliveira, I.B.M., 1997. *Proteger ou Não. Proteger ou Sobre a Viabilidade de Diferentes Opções Face à Erosão da Costa Oeste Portuguesa*, In: Carvalho, G.S. (ed), Colectânea de Ideias Sobre a Zona Costeira de Portugal (in Portuguese). Porto, Portugal: Associação Eurocoast-Portugal, pp. 205-227.

O'Hare, T. e Davies, A. 1990. *A laboratory study of sand bar evolution*. Journal Of Coastal Research, 6 (3), 531-544.

O'Hare, T. e Davies, A. 1993. *Sand-bar evolution beneath partially-standing waves laboratory experiments and model simulation*. Continental Shelf Research, 13(11), pp. 1149-1181.

Plecha, S., Sancho, F., Silva, P.,A., Dias, J.,M., 2006. *Determinação de ondas representativas em zonas costeiras – aplicação à barra da Ria de Aveiro*, in 5th Symposium on the Atlantic Iberian Margin, 2nd – 4th November 2006, University of Aveiro, Aveiro, Portugal.

Plecha, S. 2011. *Contribuição para o Estudo da Morfodinâmica da Embocadura da Ria de Aveiro*. Dissertação para obtenção do grau de Doutor em Física. Universidade de Aveiro.

Rattanapikiton, W. and Shibayama, T., 2000. *Simple model for undertow profile*. Coastal Eng. Journal, 42 (1): pp. 1-30.

Reniers, A.J.H.M., Thornton, E., Stanton, T., Roelvink, J., 2004b. *Vertical flow structure during sandy duck: observations and modeling*. Coast. Eng. 51, 237–260.

Richtmyer, R. 1962. *A survey of difference methods for nonsteady fluid dynamics*. Natl. Cent. Atmos. Res. Tech., Note 63-2.

Romão, S. (2014). *Balanço sedimentar costeiro no troço litoral entre a praia da Barra e a praia de Mira*. Dissertação para a obtenção de grau de Mestre em Geociências, Universidade de Aveiro.

Ruessink, B., Walstra D. J. R., Southgate, H. N., 2003. *Calibration and verification of a parametric wave modelo on barred beaches*. Coastal Engineering. Vol. 3, 139-149.

Ruessink, B., Ramaekers, G. e van Rijn, L. 2012. *On the parameterization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models*. Coastal Engineering, C65, pp. 56-63.

S.Arcilla, A., Roelvink, J., O'Connor, B., Reniers, A. e Jiménez, J. 1994. *The Delta Flume93 experiment*. Coastal Dynamics – Proceedings of the International Conference, pp. 488-502, ASCE, Barcelona, Espanha.

Sallenger, A. e Hoolman, R. 1987. *Infragravity waves over a natural barred profile*. Journal of Geophysical Research, 92 (C9), pp. 9531-9540.

Santos, D., 2012, *Modelação de processos hidrodinâmicos das ondas na zona costeira*. Dissertação para obtenção do grau de Mestre em Ciências do Mar e Zonas Costeiras. Universidade de Aveiro.

Shapiro, R. 1975. *Linear filtering*. Mathematics of computation. 29 (C132), pp. 1094-1097.

Silva, P. A. 2001. *Contribuição para o Estudo da Dinâmica Sedimentar em Regiões Costeiras*. Dissertação para obtenção do grau de Doutor em Física. Universidade de Aveiro.

Silva, P., Temperville, A. e Seabra Santos, F. 2006. *Sand transport under combined current and wave conditions: A semi-unsteady, practical modelo*. Coastal Engineering, 53 (11), pp. 897-913.

Silva, R. et al., 2007. *Dynamic Numerical Simulation of Medium Term Coastal Evolution of the West Coast of Portugal*. Journal of Coastal Research, Special Issue No 50, pp. 263-267.

Silva, P. (2008). *Apontamentos da disciplina de Oceanografia Física*. Universidade de Aveiro.

Silva, R. et al., 2009. *Sediment Grain Size variation on a coastal stretch facing the North Atlantic (NW Portugal)*. Journal of Coastal Research, Special Issue 56.

Silva, A. M. N., 2014. *Beach morphodynamics at Nazaré coast using video monitoring*. Ph.D. Thesis, University of Lisbon, Portugal 183 pp

Soulsby, R. 1997. *Dynamic of marine sands*. Thomas Telford Publications, London.

Stive, M. e Battjes, J. 1985. *Model for offshore sediment transport*. Volume 2, pp. 1420-1436.

Stive, M. 1987. *Model for cross-shore sediment transport*. Proceedings of the 20th International Conference on Coastal Engineering, volume 2, pp. 1550-1564, ASCE, Taipei, Tailândia.

Stive, M. e Battjes, J. 1985. *Model for offshore sediment transport*. Volume 2, pp. 1420-1436.

Sunamura, T. & Takeda, I., 1984. *Landward Migration of Inner Bars*. Marine Geology, vol. 60 , nº 1/4, pp. 63-78.

Svendsen, I. A., Shaffer, H. A. And Hansen, J. B., 1987. *The interaction between the undertow and the boundary layer flow on a beach*. J. Geophys. Res., 92 (C11): pp. 11845-11856.

Swart, D. H., 1974. *Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles*. Delft Hydraulics Laboratory Publications 131, Delft, The Netherlands, pp. 302.

Tajima, Y. and Madsen, O. S., 2006. *Modeling near-shore waves, surface rollers, and undertow velocity profiles*. J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng. 132 (6): pp. 429-438.

Thornton, E., Humiston, R. e Birkemeier, W. 1996. *Bar/trough generation on a natural beach*. Journal of Geophysical Research, 101 (C5), pp. 12097-12110.

Veloso et. al., 2006. *Eurosion – A European Initiative for sustainable Coastal Erosion Pilot Site of River Douro – Cape Mondego and Case Studies of Estela, Aveiro, Caparica, Vale do Lobo e Azores*. Porto, Portugal: IHRH, pp. 317.

Watanabe, A. e Sato, S. 2004. *A sheet-flow transport rate formula for asymmetric, forwardleaning waves and currents*. Proceedings of the 29th International Conference on Coastal Engineering, pp. 1703 – 1714, ASCE, Lisbon, Portugal.

Wright, L., & Short, A., 1983. *Morphodynamics of Beaches and Surf Zones in Australia*. In: P. Komar (Editor), C.R.C. Handbook of Coastal Processes and Erosion, Londres, pp. 35-64.

Wright, L., Short, A., 1984. *Morphodynamic variability of surf zones and beaches: a synthesis*. Mar. Geol. 56, pp. 93–118.

Wright, L., Short, A. & Green, M. 1985. *Short-Term Changes in the Morphodynamics States of Beaches and Surf Zones: An Empirical Predictive Model*. Marine Geology, vol.62, pp. 339-364.