



FCTUC FACULDADE DE CIÊNCIAS
E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE DE COIMBRA

DEPARTAMENTO DE
ENGENHARIA MECÂNICA

Simulação do processo de erosão eólica num arranjo de duas dunas de areia com forma sinusoidal

Dissertação apresentada para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia
Mecânica na Especialidade de Energia e Ambiente

Autor

Elton Rafael Duarte Ferreira

Orientadores

António Manuel Gameiro Lopes

Almerindo Domingues Ferreira

Júri

Presidente Professor Doutor José Joaquim da Costa
Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra

Vogais Professor Doutor Pedro de Figueiredo Vieira Carvalheira
Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra
Professor Doutor António Manuel Gameiro Lopes
Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra

Coimbra, Setembro, 2014

Aos meus Pais.

Agradecimentos

Este trabalho representa o final de um ciclo, recheado de coisas boas e que por isso, não posso deixar de agradecer às pessoas que contribuíram para o meu sucesso.

Uma palavra ao Professor Doutor António Manuel Gameiro Lopes e ao Professor Doutor Almerindo Ferreira por toda a motivação, disponibilidade e ajuda prestada ao longo da realização deste trabalho.

A todos os meus amigos que, direta ou indiretamente, participaram neste percurso e me ajudaram a alcançar os objetivos com sucesso.

Ao meu irmão, pela presença, pelo apoio e companheirismo.

À Mariana por tudo...

E às pessoas mais importantes, que estiveram sempre presentes, que me proporcionaram todo este percurso académico, que abdicaram de muitas coisas para poder estar onde estou, aos meus Pais.

A todos, MUITO OBRIGADO.

Resumo

Numa era em que o cálculo computacional se assume preponderante em todas as áreas de investigação, o principal objetivo deste trabalho é simular o efeito da erosão, em duas dunas de areia dispostas em tandem e avaliar o seu comportamento face a resultados obtidos experimentalmente.

A erosão eólica em dunas consiste na remoção de partículas de um local e sua deposição noutra, por ação do vento, alterando assim a sua morfologia.

O cálculo computacional está dividido em duas fases, a fase do fluido e a fase das partículas, sendo o movimento das partículas baseado em dois processos - saltação e rolamento - onde são comparados três modelos para o processo de saltação.

A simulação da erosão das dunas ao longo do tempo é feita com recurso a um processo iterativo, no qual, em cada iteração é calculado todo o processo de erosão e atualizada a morfologia das dunas.

Posteriormente, os resultados obtidos através do cálculo computacional são comparados com resultados experimentais existentes, para se poder tirar conclusões e validar o processo de cálculo.

Palavras-chave: Erosão, Simulação numérica, Saltação, Rolamento.

Abstract

At a time in which computational calculation is predominating in all areas of research, the main goal of this work is to simulate the effect of erosion on two sand dunes disposed in tandem and evaluate their behavior when compared to experimental results.

Wind erosion in dunes consists in the removal of particles from one location and their deposition to another, by the wind effect, changing their morphology.

The computational calculation is divided in two phases, the fluid phase and the particles phase, and the particles movement is based on two processes - saltation and creeping - where three models are compared in the saltation process.

The simulation of dune erosion over time is performed using an iterative process in which, at each iteration all the erosion process is calculated and the dunes morphology updated.

Thereafter, the results obtained through computer calculations are compared with existing experimental results, in order to draw conclusions and validate the calculation procedure.

Keywords Erosion, Numerical simulation, Saltation, Creeping.

Índice

Índice de Figuras	x
Simbologia.....	xi
1. INTRODUÇÃO.....	1
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	5
2.1. Simulação do escoamento.....	5
2.1.1. Equações gerais	5
2.1.2. Tratamento físico perto de fronteiras sólidas	6
2.1.3. Transformação das equações gerais e sua solução numérica	7
2.2. Trajetórias das partículas	8
2.3. Simulação da erosão	9
2.4. Resumo geral do procedimento de cálculo	12
3. ADAPTAÇÃO DO CÓDIGO E AFINAÇÃO DE ALGUNS PARÂMETROS.....	15
3.1. Implementação das dunas	16
3.2. Testes de malha.....	16
3.3. Testes de domínio	17
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO	21
4.1. Análise da deformação das dunas no tempo	22
4.1.1. 120 segundos	22
4.1.2. 240 segundos	23
4.1.3. 360 segundos	24
4.1.4. 480 segundos	25
4.1.5. 720 segundos	25
4.2. Comparação entre os modelos	27
4.3. Comparação do valor do coeficiente de atrito nos vários instantes de tempo	28
5. CONCLUSÃO.....	29
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	31
ANEXO – VETORES DO ESCOAMENTO PARA O MODELO DE BAGNOLD ..	33

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 3.1. Esquema ilustrativo do sentido do escoamento e coordenadas.	15
Figura 3.2. Configuração das dunas adotadas.	16
Figura 3.3. Influência da malha no valor de Cf	17
Figura 3.4. Influência da posição das dunas e comprimento do domínio no valor de Cf . .	18
Figura 3.5. Influência da altura do domínio no valor de Cf	19
Figura 3.6. Domínio computacional e respetiva malha antes de iniciar a simulação numérica.	19
Figura 4.1. Evolução do perfil das colinas de acordo com os resultados experimentais. ...	21
Figura 4.2. Vetores do escoamento no instante inicial.	22
Figura 4.3. Perfil das dunas para $t = 120$ segundos.	22
Figura 4.4. Perfil das dunas para $t = 240$ segundos.	23
Figura 4.5. Perfil das dunas para $t = 360$ segundos.	24
Figura 4.6. Perfil das dunas para $t = 480$ segundos.	25
Figura 4.7. Perfil das dunas para $t = 720$ segundos.	26
Figura 4.8. Evolução do perfil das dunas de acordo com o modelo de Bagnold.	27
Figura 4.9. Evolução do perfil das dunas de acordo com o modelo de Kawamura.	27
Figura 4.10. Evolução do perfil das dunas de acordo com o modelo de Lettau and Lettau.	27
Figura 4.11. Distribuição do valor de Cf nos vários instantes de tempo do modelo de Bagnold.	28
Figura 7.1. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t = 120$ segundos.	33
Figura 7.2. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t = 240$ segundos.	33
Figura 7.3. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t = 360$ segundos.	33
Figura 7.4. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t = 480$ segundos.	34
Figura 7.5. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t = 720$ segundos.	34

SIMBOLOGIA E SIGLAS

Simbologia

C_f – Coeficiente de atrito

d^p – Diâmetro de cada partícula

H – Altura das dunas

k – Energia cinética turbulenta

L – Comprimento de cada colina

m^p – Massa de cada partícula

t – tempo

q – Caudal mássico de partículas

U_0 – Velocidade do escoamento

u_* – Velocidade de atrito

u_i^p – Velocidade instantânea de cada partícula

x_i^p – Posição de cada partícula

Z_0 – Parâmetro de rugosidade

ε – Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta

ρ – Densidade do ar

ρ^p – Densidade de cada partícula

τ_w – Tensão de atrito

χ – Contante de Von Karman

1. INTRODUÇÃO

O tema proposto para investigação foi “simulação do processo de erosão eólica num arranjo de duas dunas de areia com forma sinusoidal”.

O objetivo principal do tema proposto é, através de um código existente criado para simular numericamente a erosão de uma duna, adaptá-lo para as condições pretendidas e comparar com os resultados experimentais obtidos por Ferreira e Fino (2011).

A simulação numérica, hoje em dia, é uma ferramenta indispensável no ramo da engenharia, devido à rapidez de obtenção de resultados, ao baixo custo associado e à impossibilidade de em muitos casos se poderem fazer testes experimentais, podendo ser testadas várias configurações, alterar variáveis, de modo a prever o comportamento nas mais variadas situações.

Pode-se definir a erosão como um conjunto de processos que origina a remoção de partículas de um material; neste caso, como se trata de dunas de areia o agente responsável é o vento. Na erosão eólica, as partículas são transportadas pelo vento de um lado para outro, sendo que, quando arrastadas, embatem umas nas outras e na superfície provocando erosão. O estudo da erosão eólica é muito importante em vários campos de interesse prático, nomeadamente em questões ambientais, formação e erosão de dunas e em processos industriais, como a remoção de partículas de pilhas de armazenamento em instalações industriais. Assim, na tentativa de estudar o processo de erosão, recorre-se à análise experimental e à simulação numérica.

Quando uma duna, formada por grãos de areia, é sujeita à ação do vento, o seu perfil é suscetível de ser modificado por causa do transporte e da deposição das areias noutra local. Este fenómeno é bastante complexo sendo influenciado por muitos fatores, como a direção e intensidade do vento, a forma da duna, o tamanho dos grãos, etc.

De acordo com Bagnold (1941), a dinâmica do movimento dos grãos de areia, sujeitos a um escoamento incidente, consiste em dois processos: saltação e rolamento. A saltação é considerada, por muitos autores, como sendo o modo primário de transporte eólico e é o processo em que os grãos de areia se movimentam em pequenos saltos. O

rolamento é quando são arrastados, rolando ou deslizando por cima da superfície e de outros grãos de areia. Este modo de transporte tem bastante influência quando os grãos são suficientemente grandes, na ordem de 0.5 a 1mm de diâmetro.

Existem diversas abordagens ao tema da simulação da erosão eólica em estudos anteriores, nomeadamente Jackson e Hunt (1975), que criaram a teoria analítica para a perturbação da camada limite, usada por muitos autores para determinar a tensão tangencial, com a desvantagem de só poder ser usada para dunas suaves e onde não ocorre separação.

Na maior parte dos estudos feitos só foi considerado o processo de saltação, enquanto o rolamento era considerado negligenciável. Porém, Lopes et al. (2012) decidiram incluir o efeito do rolamento, devido aos grãos de areia terem um diâmetro suficientemente grande para ser ignorado, à forma da duna sinusoidal e ainda devido as condições do escoamento associado.

Este trabalho é a continuação do estudo feito por Lopes et al. (2012), analisando-se a evolução temporal de uma sequência de duas dunas de forma sinusoidal, com altura de 60 mm e comprimento 360 mm cada uma, sujeitas a um escoamento não perturbado de 9.1 m/s.

Foram testados três modelos de saltação, propostos por Bagnold (1941), Kawamura (1951) e Lettau e Lettau (1978) e, para o caso do rolamento, foi utilizado o modelo de Wang & Zheng (2004). Estes modelos foram obtidos através de observação e análise experimental de um leito de areia horizontal. Em Lopes et al. (2012), a forma da duna é sinusoidal e os parâmetros presentes nos modelos são ajustados para a forma pretendida e depois comparados com os resultados observados experimentalmente por Ferreira e Fino (2011).

Em Lopes et al. (2012), para as simulações, é usado um modelo numérico que junta a parte do fluido e a parte das partículas (erosão). A parte do fluido é um código caseiro que resolve as equações de Navier-Stokes, usando uma abordagem do tipo volume de controlo. Os efeitos da turbulência são calculados com recurso ao modelo do tipo $k - \epsilon$. Os resultados obtidos dão a distribuição da tensão tangencial ao longo da superfície das dunas, que é necessária para determinar os fluxos de partículas, devido aos processos de saltação e rolamento. Os campos de escoamentos obtidos do modelo numérico também fornecem a informação necessária para prever as trajetórias das partículas derivadas da

saltação. As distâncias percorridas pelas partículas, que estão ao longo da superfície da duna devido ao rolamento, são simuladas com um modelo específico.

A simulação da morfologia das dunas ao longo do tempo é feita com recurso a um processo iterativo, em que a duração global do cálculo é dividida pelo tempo de cada iteração. Em cada uma delas, as fases do escoamento e das partículas são calculadas separadamente e a morfologia das dunas é sempre atualizada devido à erosão e à deposição de partículas.

O processo descrito presente em Lopes et al. (2012), foi feito para simular a erosão em apenas uma duna com forma sinusoidal mas que, neste trabalho, é adaptado para a situação de duas dunas para comparar com os resultados experimentais obtidos em Ferreira e Fino (2011), nas mesmas condições.

Este trabalho está dividido em 5 capítulos onde, no primeiro capítulo, se faz uma abordagem geral de introdução ao tema, no segundo descrevem-se os conceitos teóricos usados na simulação, o terceiro contempla a afinação de parâmetros que influenciam a simulação numérica, sendo o quarto capítulo dedicado à apresentação dos resultados obtidos e sua discussão, e por último, o capítulo cinco onde se apresentam as conclusões finais.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo é feito um breve resumo dos conceitos teóricos usados na simulação numérica. Como este trabalho é uma continuação do trabalho realizado por Lopes et al. (2012), o código base da simulação numérica é o mesmo, assim como os conceitos teóricos nele presentes. Por isso este capítulo encontra-se em Lopes et al. (2012).

2.1. Simulação do escoamento

2.1.1. Equações gerais

As equações diferenciais que regem o escoamento turbulento tridimensional em regime estacionário, podem ser obtidas como casos particulares das seguintes equações diferenciais genéricas, escritas por unidade de volume na forma conservativa e em coordenadas cartesianas, com $i = 1, 2, 3$:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i \phi - \Gamma_{eff,\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) = S_\phi \quad (1)$$

onde ρ é a densidade do ar, que se assume ser constante. O primeiro termo dentro dos parêntesis significa advecção, onde ϕ é uma variável genérica, à qual são associados valores ou expressões para o correspondente coeficiente difusivo, $\Gamma_{eff,\phi}$, e termo fonte, S_ϕ . Assim:

Conservação da quantidade de movimento ($\phi \equiv u_i$):

$$\rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\Gamma \left(2 \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \rho \frac{\partial k}{\partial x_i} \quad (2)$$

sendo p a pressão e $\Gamma = \mu + \mu_t$, em que μ e μ_t são respetivamente a viscosidade dinâmica para regime laminar e turbulento.

Conservação de massa ($\phi \equiv 1$)

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

Modelo de turbulência ($\phi = k, \varepsilon$)

O efeito da turbulência sobre o campo de escoamento é simulado com recurso ao modelo de turbulência $k - \varepsilon$ de Launder e Spalding (1974) e as equações correspondentes são:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_1 - \rho \varepsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{K} (C_1 P_1 - C_2 \rho \varepsilon) \quad (5)$$

$$P_1 = - \rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (6)$$

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

$$C_\mu = 0.09; \quad C_1 = 1.45; \quad C_2 = 1.9; \quad \sigma_k = 1; \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad (8)$$

onde k é a energia cinética turbulenta e ε a taxa com que essa mesma energia se dissipa no escoamento.

2.1.2. Tratamento físico perto de fronteiras sólidas

Os efeitos da rugosidade sobre a camada limite são modelados especificando a variação de velocidade perto do chão, de acordo com a seguinte lei logarítmica:

$$\frac{u_1 u_*}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{\chi} \ln \left(E \frac{\rho u_* z_1}{\mu} \right) - \Delta B \quad (9)$$

onde χ é a contante de von Karman ($=0.41$), u_1 é a velocidade à distancia z_1 do chão e u_* representa a velocidade de atrito. ΔB considera a mudança da lei logarítmica na interseção com $z = 0$ devido aos efeitos da rugosidade. Para uma rugosidade uniforme da areia, ΔB é fortemente correlacionado com o parâmetro adimensional de altura de rugosidade, K_s^+ :

$$K_s^+ = \rho K_s u_* / \mu \quad (10)$$

onde K_s é o valor médio da altura da rugosidade.

A lei logarítmica para a velocidade do vento é baseada na hipótese do equilíbrio local, ou seja, a tensão de atrito parietal, τ_w , é constante com a altura e a taxa de produção de energia cinética turbulenta é igual à taxa de dissipação. Isto pode ser exposto como:

$$\varepsilon = \frac{P_1}{\rho} = \frac{\tau_w}{\rho} \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_w^2}{\mu_t \rho} \quad (11)$$

Substituindo a Eq. (7) na Eq. (11), e sabendo que $\tau_w = \rho u_*^2$, conduz a que:

$$u_* = C_\mu^{1/4} \sqrt{k} \quad (12)$$

A tensão de atrito no chão é simulado da Eq. (9):

$$\tau_w = \frac{\rho u_p u_*}{\left[\frac{1}{\chi} \ln \left(E \frac{\rho u_* z_p}{\mu} \right) - \Delta B \right]} \quad (13)$$

onde a velocidade de atrito, u_* , é dada pela Eq. (12). Esta avalia o fluxo de quantidade de movimento no solo, proporcionando assim a correspondente condição de fronteira. O valor para a energia cinética turbulenta na fronteira sólida é dada diretamente pela Eq.(12):

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (14)$$

e para a taxa de dissipação, sendo d a distância ao solo:

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\chi d} \quad (15)$$

2.1.3. Transformação das equações gerais e sua solução numérica

Para tratar as fronteiras com geometria irregular, as equações de transporte originais são transformadas do espaço cartesiano para um sistema de coordenadas generalizadas, através da aplicação da regra da cadeia e reformulada para a lei da conservação numa forma mais forte. Exemplificando para a conservação da quantidade de movimento, é obtida a formulação seguinte:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi_j} (J \rho U_j u_i) = & \frac{\partial}{\partial \xi_m} \mu_{eff} J \left[g^{mn} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_n} + \frac{\partial \xi_m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial \xi_n} - \frac{2}{3} \frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_n}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial \xi_n} \right] \\ & - J \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi_j} - \frac{2}{3} J \left(\frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial (\rho k)}{\partial \xi_j} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

onde u_i é a componente genérica cartesiana da velocidade, x_i e ξ_i são coordenadas genéricas e computacionais, respetivamente, U_i é a componente genérica contravariante da velocidade, os termos g^{mn} são relações métricas contravariantes e J é o Jacobiano da transformação. Uma abordagem de volume de controlo é usada para a integração numérica

das equações de transporte. Uma disposição em grelha é adotada para a localização das três componentes do vetor velocidade, que estão localizadas no centro de cada face de cada volume de controlo. Escalares, como a pressão e quantidades turbulentas, estão posicionadas no centro geométrico de cada volume de controlo. Após discretização e integração, as equações são moldadas na forma algébrica geral:

$$a_P \phi_P \left(1 + \frac{1}{E}\right) = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b + \frac{a_P \phi_P^*}{E} \quad (17)$$

Esta equação relaciona o valor da variável genérica ϕ (componente da velocidade ou quantidades de turbulência) no local P com os valores vizinhos nb . b é um termo fonte e E representa o parâmetro de sub-relaxação. É utilizado um algoritmo (SIMPLEC) para obter a solução das componentes da velocidade (u, v, w) e pressão, p . As equações são resolvidas usando o TDMA (tridiagonal matrix algorithm), que varre todo o domínio ao longo das três direções computacionais.

2.2. Trajetórias das partículas

A simulação numérica do escoamento do presente trabalho compreende duas fases: fase contínua onde é adotada uma descrição Euleriana (como descrito nas seções anteriores), acoplada a uma abordagem Lagrangiana para a fase da previsão das trajetórias das partículas. De acordo com Oliveira et al. (2008), é considerado que os grãos de areia são compostos por partículas elásticas, rígidas, esféricas, não rotativas e lisas, de diâmetro médio d^p , massa m^p e densidade ρ^p , onde, p , é utilizado para a fase das partículas. Devido ao baixo valor de densidade da relação ar-areia, ρ/ρ^p , as únicas forças significantes que atuam sobre cada partícula assumem-se ser as forças de arrasto e gravitacional. A equação do movimento de uma partícula de areia é portanto reduzida, na forma simplificada de acordo com Maxey e Riley (1983):

$$\frac{du_i^p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho^p (d^p)^2} C_D Re^p (u_i - u_i^p) + g_i \left(1 - \frac{\rho}{\rho^p}\right) \quad (18)$$

onde t e g_i representam o tempo e a aceleração da gravidade na direção i , respetivamente, e os dois termos do lado direito representam, na mesma ordem, as forças que foram mencionadas acima e são responsáveis pela aceleração das partículas. Na Eq.(18), o número de Reynolds da partícula, Re^p , é baseado na velocidade relativa da partícula em

relação ao fluido, e o seu produto com o coeficiente de arrasto, C_D , é calculado usando uma relação empírica.

As trajetórias das partículas, x_i^p , estão relacionadas com as suas velocidades instantâneas, u_i^p , através da seguinte expressão:

$$\frac{dx_i^p}{dt} = u_i^p \quad (19)$$

A posição e velocidade de cada partícula ao longo da sua trajetória é calculada para um instante de tempo, $t + \Delta t$, como funções dos valores correspondentes que estão disponíveis do instante de tempo anterior, t . As Eqs (18) e (19) podem ser resolvidas analiticamente, desde que o intervalo de tempo seja suficientemente pequeno, de modo que as propriedades do fluido possam ser consideradas contante entre os instantes t e $t + \Delta t$. Como alternativa, para os casos onde as propriedades do fluido não podem ser consideradas inalteráveis durante o intervalo de tempo de integração, Δt , o modelo inclui o método de integração numérica de quarta ordem de Runge-Kutta. A seleção do intervalo de tempo, Δt , é baseada sobre o valor local do número de Stokes, $St = \tau^p / \tau$, onde τ^p e τ são os tempos de reação característicos da partícula e do fluido, respetivamente. Δt não deve exceder significativamente o tempo necessário para que a partícula atravesse a célula local da grelha Euleriana. Mais uma restrição é imposta para aqueles casos onde o método de Runge-Kutta é usado: Δt deve ser sempre mantido abaixo do limite de estabilidade que se aplica a este tipo de método. Os detalhes deste procedimento podem ser encontrados em Oliveira et al. (2008) e Oliveira et al. (2002).

As interações das partículas com as fronteiras sólidas são modeladas através de colisões, com a introdução do coeficiente de restituição. Para cada partícula, o cálculo da trajetória é terminado quando a partícula deixa o domínio de cálculo na fronteira de saída do escoamento, ou, alternativamente, a sua posição permanece inalterada depois de um significativo período de tempo.

2.3. Simulação da erosão

Ao longo da sua trajetória, cada partícula de massa m^p é representativa de um número de partículas idênticas que são permanentemente injetadas no domínio de cálculo, com um fluxo de emissão constante, através do mesmo ponto de injeção. Cada trajetória é

assim associada a um caudal mássico de partículas, q . Nas presentes condições, o fenómeno que é responsável pela injeção de partículas de areia no escoamento é a erosão do solo devido ao vento. Os dois mecanismos considerados que originam erosão são saltação (os grãos de areia são aerotransportados) e o rolamento (os grãos rolam sobre a superfície).

Estão disponíveis muitos modelos que relacionam as características locais do vento resultando na erosão eólica através da saltação. A grande maioria desses modelos são baseados na relação entre o valor local da velocidade de atrito, u_* , e o valor limiar correspondente, $u_{*t,salt}$, abaixo do qual não ocorre a saltação. No presente trabalho foram testados os seguintes três modelos para o fluxo de saltação, q_{salt} , sendo que BG se refere a Bagnold (1941), KW a Kawamura (1951) e LL a Lettau e Lettau (1978):

$$q_{salt,BG} = c_{BG} \sqrt{\frac{d^p}{D} \frac{\rho}{g}} u_* (u_*^2 - u_{*t,salt}^2) \quad (20)$$

$$q_{salt,KW} = c_{KW} \frac{\rho}{g} (u_* - u_{*t,salt}) (u_* + u_{*t,salt})^2 \quad (21)$$

$$q_{salt,LL} = c_{LL} \sqrt{\frac{d^p}{D} \frac{\rho}{g}} u_*^2 (u_* - u_{*t,salt}) \quad (22)$$

A Eq. (20) é uma simples modificação do modelo original de Bagnold (1941) e as outras duas foram propostas, respetivamente, por Kawamura (1951) e Lettau e Lettau (1978). Nas Eqs (20) e (22), d^p é o diâmetro médio dos grãos de areia (neste trabalho $d^p = 0.5 \text{ mm}$ de acordo com Ferreira et al. (2011)), D é o diâmetro de referência do grão de areia ($D = 0.25 \text{ mm}$, independentemente do valor de d^p , Bagnold (1941)). As constantes c_{BG} , c_{KW} e c_{LL} foram determinadas empiricamente para uma superfície horizontal, mas como no presente trabalho se trata de uma superfície inclinada, os valores das constantes foram adaptados, Lopes et al. (2012).

As equações (20), (21) e (22) dão o fluxo na direção do escoamento, isto é, o fluxo de partículas de areia movidas através da saltação, com unidades ($kg \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$).

Para calcular o deslocamento vertical de cada célula, em cada instante, o fluxo vertical (Q_{salt}), ou taxa de emissão, com unidades ($kg \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$), tem de ser obtido. É assumido o fluxo vertical como uma fração do fluxo horizontal, q_{salt} . A relação (q_{salt}/Q_{salt}) tem unidades de comprimento, e assumindo condições saturadas para o fluxo

horizontal, tal comprimento é tomado igual ao comprimento médio do salto de saltação (L_{salt}), dado por:

$$L_{salt} = 109.5 (\nu^2/g)^{1/3} (u_* - u_{*t,salt})/\sqrt{gd^p} \quad (23)$$

onde ν é a viscosidade cinemática do fluido. O fluxo vertical devido à saltação é então igual a:

$$Q_{salt} = \frac{q_{salt}}{L_{salt}} \quad (24)$$

O valor de $u_{*t,salt}$, nas Eqs (20) a (23) está definido em Lopes et al. (2012).

O fluxo de massa da erosão provocada pelo rolamento, q_{creep} , é atualmente considerada como estando relacionada com o fluxo de saltação. De acordo com Wang e Zheng (2004), a seguinte relação é aplicada:

$$q_{creep} = \alpha_{cr1} \frac{\sqrt{gd^p}}{u_*} q_{salt} \quad (25)$$

onde o fator α_{cr1} é definido empiricamente e está especificado em Lopes et al. (2012), onde também está especificado o valor de $u_{*t,creep}$, correspondente ao valor local da velocidade de atrito u_* , que similarmente à saltação também está associado ao fenómeno de rolamento.

O comprimento de cada trajetória de saltação, l_{salt} , é diretamente determinada pelo seu seguimento Lagrangiano, através da integração das Eqs. (18) e (19). Este procedimento permite a determinação direta do local de deposição por cada trajetória de saltação. Não há disponível um procedimento equivalente para prever o comprimento da trajetória de cada partícula devido ao rolamento, l_{creep} . Para ultrapassar esta dificuldade foi adotada uma formulação proposta por Andreotti et al. (2002).

No procedimento global de simulação, as trajetórias das partículas são calculadas assumindo regime permanente. O material sólido pertencente ao volume de controlo na superfície do solo, que contém o ponto de injeção da trajetória j é continuamente erodida, durante todo o período de cálculo da fase das partículas, Δt . A quantidade de material erodido é assim proporcional a Δt . Se A^e indica uma área característica do volume de controlo que contém o ponto de ejeção da trajetória de saltação, então a coordenada vertical (z) do nodo central do volume de controlo Euleriano vai diminuir um valor de:

$$\Delta h^e = \frac{(Q_{salt})_j \Delta t}{\rho^p A^e} \quad (26)$$

Em que neste caso, $(Q_{salt})_j$, representa o caudal total que entra em saltação através da superfície do volume de controlo e por isso tem como unidades $(kg \cdot s^{-1})$. O mesmo se passa na Eq. (27).

Correspondentemente, a deposição de material ocorre no volume de controlo da superfície do solo onde a trajetória j acaba. A coordenada vertical (z) do nodo central desse volume de controlo é assim verticalmente aumentada em:

$$\Delta h^i = \frac{(Q_{salt})_j \Delta t}{\rho^p A^i} \quad (27)$$

onde A^i significa uma área característica desse volume de controlo incidente. Se a deposição criar um local onde o ângulo da inclinação da duna é maior que β , ($\beta = 33^\circ$ de acordo com Iversen e Rasmussen (1999)), então ocorre uma avalanche: o excesso de grãos de areia deslizam até que uma inclinação menor seja alcançada.

A deformação do solo devido ao rolamento é tratada da mesma maneira.

2.4. Resumo geral do procedimento de cálculo

O procedimento geral de cálculo das duas fases é implementado do seguinte modo:

Primeiro é calculada a fase do escoamento do fluido, ignorando a presença de partículas. Os resultados obtidos para a fase contínua ficam “congelados”. Por cada volume de controlo da superfície do solo, é estabelecida uma comparação entre as velocidades limiar e de atrito, para poder seleccionar os pontos de ejeção das partículas, e o cálculo da fase seguinte é iniciado. Como já foi referido, esta componente Lagrangiana do procedimento de cálculo é feita assumindo condições estacionárias: cada trajetória, j , corresponde a uma dada quantidade de partículas por unidade de tempo, que são continuamente ejetadas do mesmo ponto de ejeção e tem uma duração de tempo pré-estabelecida, Δt , que é comum a todas as trajetórias.

Depois de completas as trajetórias de todas as partículas, uma nova configuração do solo é calculada, como resultado de efeitos de erosão e deposição.

O procedimento de cálculo retorna ao início e continua até que seja alcançado um tempo predefinido.

3. ADAPTAÇÃO DO CÓDIGO E AFINAÇÃO DE ALGUNS PARÂMETROS

Embora o procedimento de cálculo descrito no capítulo anterior seja capaz de simular o escoamento no plano tridimensional, a situação do presente estudo é essencialmente bidimensional, com o escoamento a dar-se no sentido da coordenada x e as dunas em função de z , como mostra a figura 3.1. U_0 é a velocidade imperturbável do escoamento, fora da camada limite e L e H o comprimento e a altura das dunas, respetivamente.

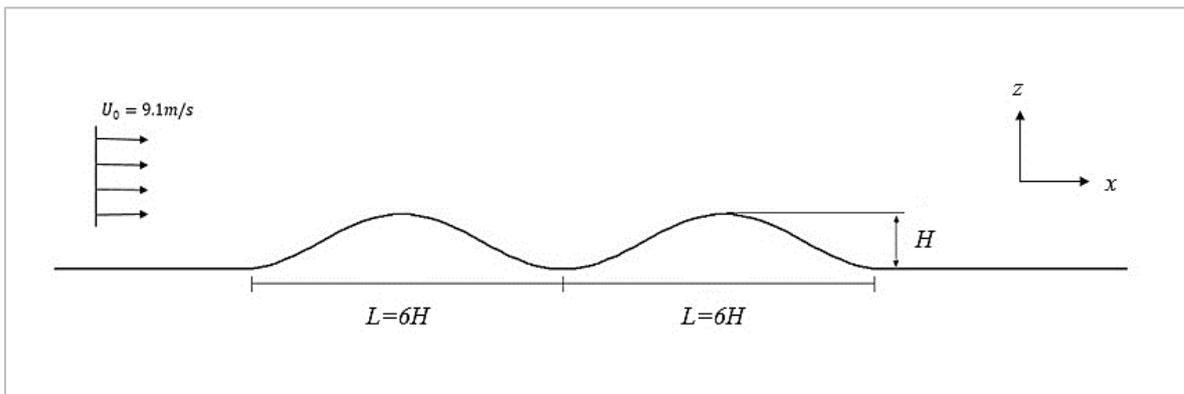


Figura 3.1. Esquema ilustrativo do sentido do escoamento e coordenadas.

Para afinar alguns parâmetros do domínio computacional faz-se comparação do obtido numericamente com o medido experimentalmente por Ferreira et al. (2013). As comparações são feitas na forma adimensional, através do coeficiente de atrito, C_f , que é definido por:

$$C_f = \frac{|\tau_w|}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (28)$$

sendo, τ_w , a tensão de atrito parietal, que pode ser calculada pela relação da velocidade de atrito, $u_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$.

A rugosidade das paredes das dunas foi definida através do parâmetro de rugosidade, $z_0 = 0.05 \text{ mm}$, que é definido como uma fração do diâmetro médio da areia e, neste caso, corresponde a $d^p/10$ de acordo com Ferreira et al. (2013). Também foi

definida uma velocidade imperturbável do escoamento, $U_0 = 9.1m/s$, utilizada em Ferreira e Fino (2011), Ferreira et al. (2013) e Lopes et al. (2012).

3.1. Implementação das dunas

Para se poder tirar conclusões, é preciso recriar as mesmas condições dos testes experimentais que Ferreira e Fino (2011) conduziram para a situação de duas dunas de areia em tandem. Assim a configuração a tomar é a seguinte (escala vertical exagerada):

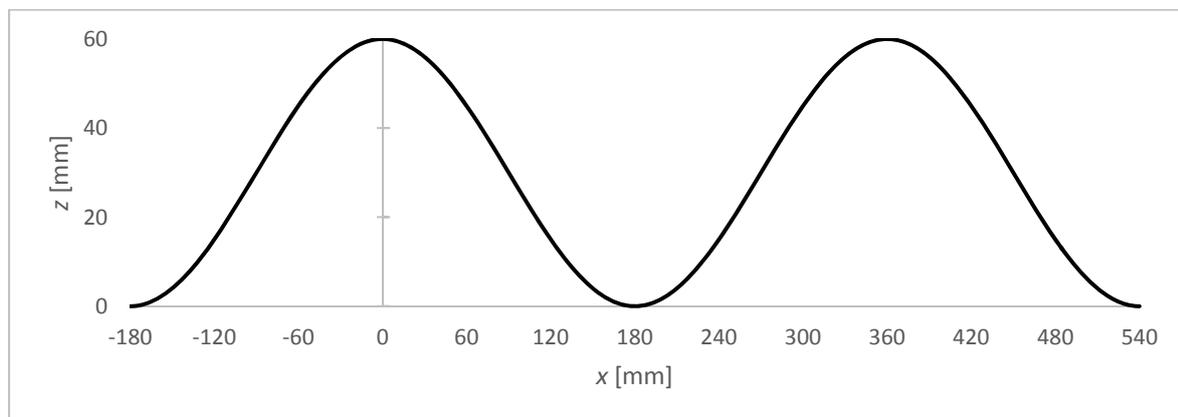


Figura 3.2. Configuração das dunas adotadas.

Cada duna tem uma geometria sinusoidal, sendo H a altura das dunas ($H = 60$ mm) e L o comprimento de cada duna ($L = 6H = 360$ mm). A coordenada x está alinhada com o sentido do escoamento, em que $x = 0$ está no eixo central da primeira duna e z , a coordenada vertical.

A primeira coisa a ser feita é a introdução de mais uma colina relativamente ao trabalho de Lopes et al. (2012), que é feito recorrendo a uma equação do tipo:

$$z = \frac{H}{2} \left[1 + \cos \left(2 \times \pi \times \frac{x}{L} \right) \right] \quad (29)$$

Os valores de H e L estão acima referidos.

3.2. Testes de malha

Perante a necessidade de ter de afinar as condições da simulação numérica para que os resultados sejam os mais realistas possíveis, a definição da malha é um fator bastante importante. Assim, quanto mais refinada for a malha, mais precisos serão os

resultados. No entanto tem de se achar um compromisso por causa do tempo de cálculo computacional, já que este aumenta bastante com o a maior definição da malha.

Inicialmente foi escolhida uma malha com um número de nodos relativamente baixo (62×32), para que se pudesse testar o código e evoluir, então, para uma malha com maior número de nodos e assim fazer comparações.

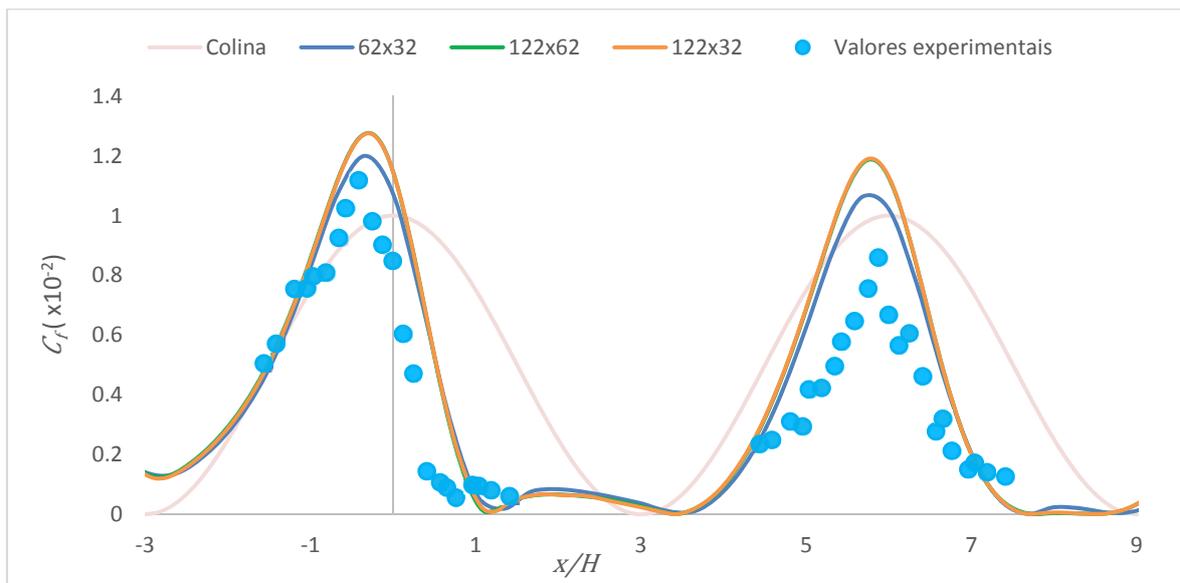


Figura 3.3. Influência da malha no valor de C_f .

Através da figura observa-se que o coeficiente de atrito nas superfícies das dunas aumenta ligeiramente com o refinamento da malha e também que a componente vertical da malha praticamente não tem influência, o que vai ser benéfico no sentido de o cálculo ficar mais ligeiro e poupar algum tempo na simulação. Se aumentar para o dobro o número de nodos da malha mais fina apresentada na figura 3.3, a simulação fica muito pesada o que iria levar, para um computador comum, bastante tempo a correr. Por isso foi adotada a configuração de 122×32 .

3.3. Testes de domínio

O domínio de cálculo também tem uma componente importante, uma vez que também vai influenciar a distribuição do escoamento e consequentemente os valores obtidos, assim foram feitos alguns testes de modo a tentar encontrar um domínio que dê resultados fidedignos. Mais uma vez estes testes foram feitos em função dos valores do coeficiente de atrito e comparados com os obtidos experimentalmente por Ferreira et al. (2013).

Um aspeto relevante na condução destes testes, cada vez que se altera o domínio, também se tem que alterar o número de nodos para poder efetivamente fazer uma comparação justa. Assim, foi feita uma estimativa inicial da dimensão de cada volume de controlo, ou seja, numa malha de 122×32 com o domínio inicial de 1.2 m de comprimento e 0.5 m de altura, cada volume de controlo fica com sensivelmente 10×15 mm. No entanto com o aumentar do domínio nos testes, houve a necessidade de aumentar a dimensão de cada volume de controlo para que o número de nodos não fique exagerado e tornar a simulação morosa, assim foi fixada a relação de cada volume de controlo em 15 por 20 mm e consoante as dimensões do domínio testadas, adaptar o tamanho da malha. Para esta relação optou-se por começar o teste com o domínio de cálculo de 1.2 m na coordenada x e 0.8 m em z .

Os testes foram feitos alterando o domínio a montante e a jusante da colina, um de cada vez partindo dos valores iniciais, para verificar o comportamento do coeficiente de atrito nas paredes das dunas, com x_c , a posição do centro da primeira colina.

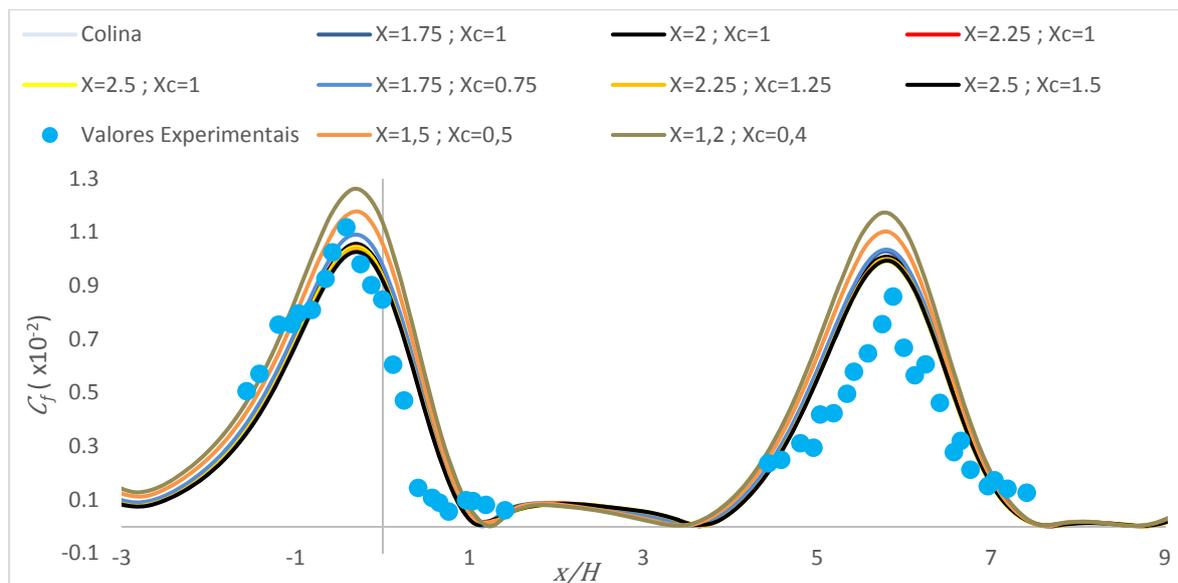


Figura 3.4. Influência da posição das dunas e comprimento do domínio no valor de C_f .

Como se pode verificar na figura 3.4., o domínio inicial era bastante pequeno para o problema, dando valores do coeficiente de atrito nas superfícies das dunas um pouco altos porque com o aumento do domínio os valores baixam e a partir de um ponto estabilizam. As alterações são bastante pequenas, sendo alguns testes praticamente iguais, assim, foi escolhido um valor que garante um bom compromisso, 2.5 m de comprimento e centro da primeira duna em $x = 1$ m.

Agora, já fixado o valor do domínio em x , vamos verificar o comportamento alterando a coordenada z , vamos fazer variar a componente vertical entre 0.5 m e 1 m.

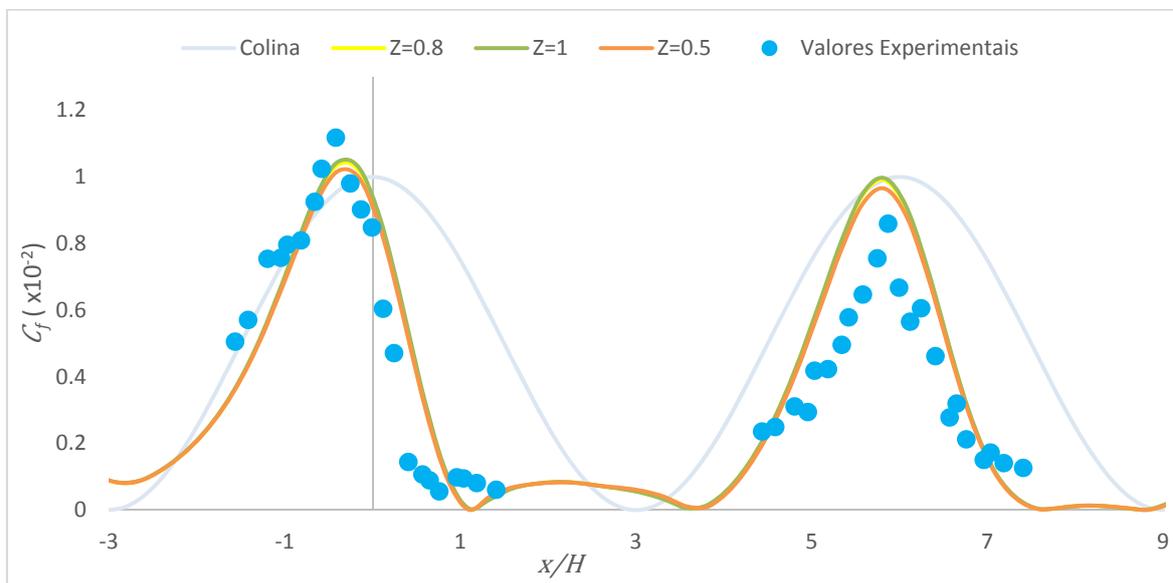


Figura 3.5. Influência da altura do domínio no valor de C_f .

Neste caso, como se pode verificar na figura 3.5, a componente vertical não apresenta grande variação dos valores do coeficiente de atrito na superfície das dunas, assim assumimos $z = 0,8$ m como um bom compromisso.

Consumados os testes, ficou definido o domínio computacional com as dimensões de $x = 2.5$ m e $z = 0.8$ m, esquematizado na figura 3.6..

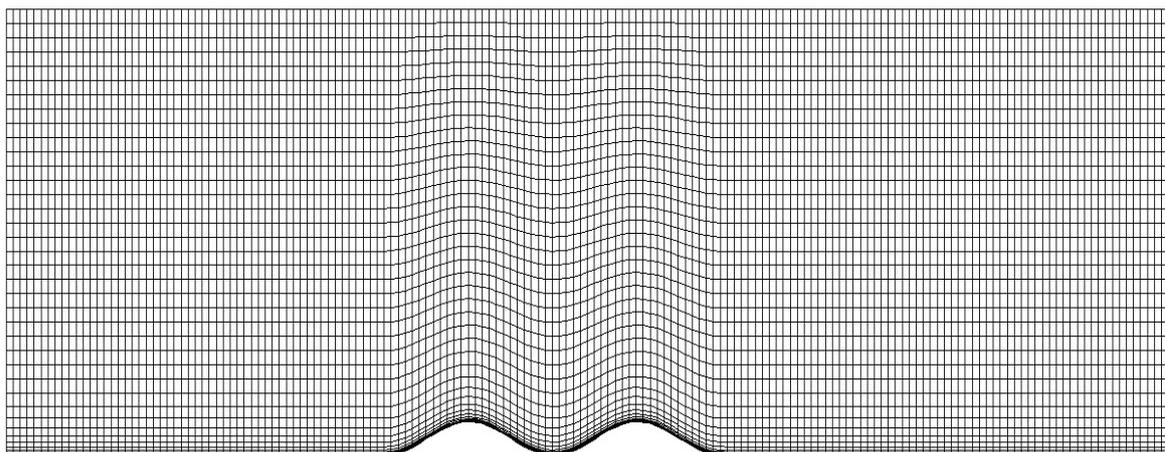


Figura 3.6. Domínio computacional e respetiva malha antes de iniciar a simulação numérica.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Após analisadas todas as condições e realizados todos os testes, na tentativa de que a simulação seja o mais realista possível, é então tempo de correr o programa, para os três modelos de saltação, analisar os resultados e comparar com os resultados experimentais obtidos por Ferreira e Fino (2011). A simulação é feita durante 720 segundos e nos próximos subcapítulos é analisada a deformação das dunas ao longo desse período de tempo.

Os gráficos apresentados neste capítulo estão em função das relações z/H e x/H .

A figura 4.1. mostra desde já a evolução do observado experimentalmente por Ferreira e Fino (2011) para se poder efetivamente ir comparando com os resultados da simulação numérica.

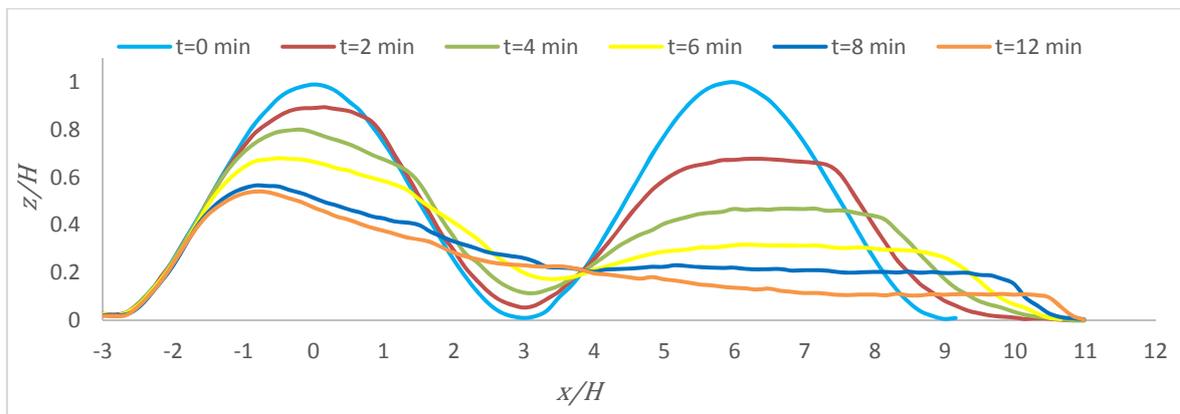


Figura 4.1. Evolução do perfil das colinas de acordo com os resultados experimentais.

Os vetores do escoamento obtidos numericamente para o instante de tempo inicial estão representados na figura 4.2., em que se pode verificar a existência de recirculação entre as duas dunas. Após a segunda duna há um claro abrandamento na velocidade do escoamento.

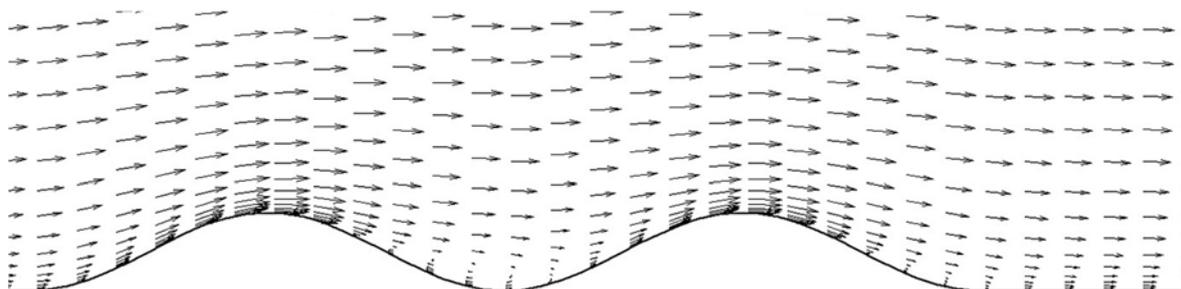


Figura 4.2. Vetores do escoamento no instante inicial.

4.1. Análise da deformação das dunas no tempo

4.1.1. 120 segundos

Na figura 4.3., é mostrado a deformação das dunas após decorridos 120 segundos.

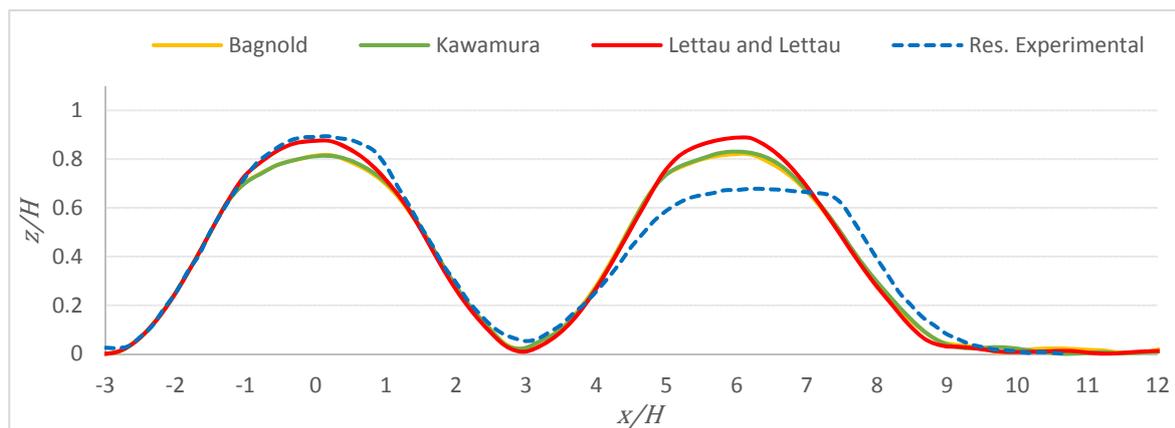


Figura 4.3. Perfil das dunas para $t = 120$ segundos.

Neste instante de tempo, observa-se que os modelos de Kawamura e Bagnold apresentam uma deformação muito semelhante, com as duas dunas a estarem praticamente ao mesmo nível uma da outra, mas já sofrendo alguma erosão. O modelo de Lettau e Lettau também apresenta já alguma erosão nas duas dunas de areia, também semelhantes, mas no entanto este modelo apresenta uma ligeira menor deformação que os outros dois. Este modelo é o que mais se aproxima dos resultados observados experimentalmente na primeira duna, sendo muito semelhantes, mas na segunda observa-se já uma diferença algo significativa entre os três modelos e o resultado experimental neste instante de tempo. Observa-se que a segunda duna nos ensaios experimentais está muito mais erodida do que prevêem os modelos numéricos, também está mais erodida do que a primeira colina, o que

não se passa na simulação numérica, em que as duas dunas apresentam praticamente a mesma relação de altura.

4.1.2. 240 segundos

A figura 4.4. mostra os perfis das dunas após 240 segundos.

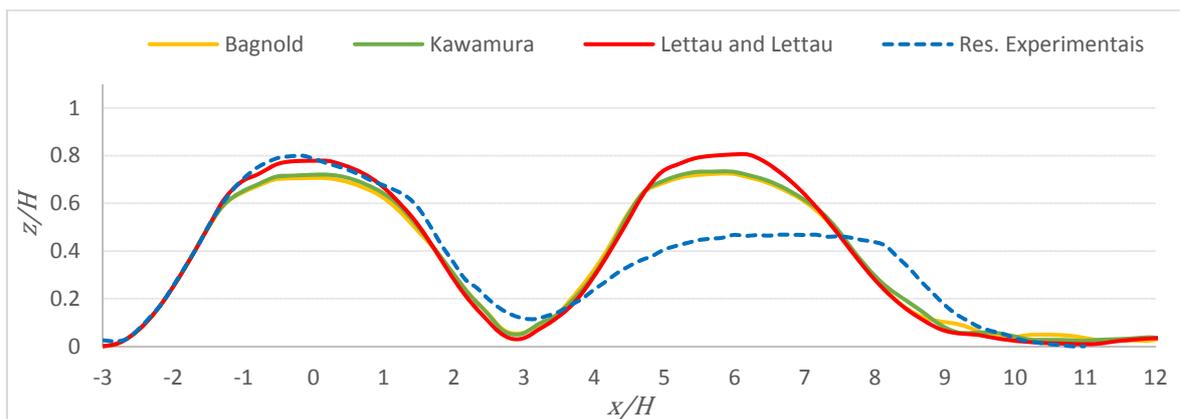


Figura 4.4. Perfil das dunas para $t = 240$ segundos.

Decorridos 240 segundos de simulação, à semelhança dos resultados observados para 120 segundos, os modelos de Bagnold e Kawamura continuam a apresentar uma grande semelhança na deformação das dunas, notando-se uma ligeira maior deformação na primeira colina. Também à semelhança do instante anterior, o modelo de Lettau e Lettau apresenta as dunas ligeiramente menos erodidas que Bagnold e Kawamura, estando também a primeira duna ligeiramente mais erodida que a segunda. Comparando os modelos simulados numericamente com os resultados experimentais observados por Ferreira e Fino (2011), podemos concluir desde já que começam a existir grandes diferenças no comportamento da simulação computacional e na observação experimental. Na primeira duna observa-se uma deformação similar, entre os modelos numéricos e o experimental, mas na segunda duna, é bem visível experimentalmente, que neste instante de tempo, sofre forte erosão, apresentando só cerca de metade da altura inicial, o que não acontece na simulação numérica, em que a segunda duna ainda mantém a forma inicial, apesar de já algo deformada, mas muito menos do que observado experimentalmente. Nota-se também uma ligeira tendência, na simulação numérica, de a primeira duna sofrer mais deformação que a segunda.

4.1.3. 360 segundos

Continuando a progredir no tempo de simulação, faz-se nova análise aos 360 segundos. A figura 4.5. mostra os resultados para este instante de tempo.

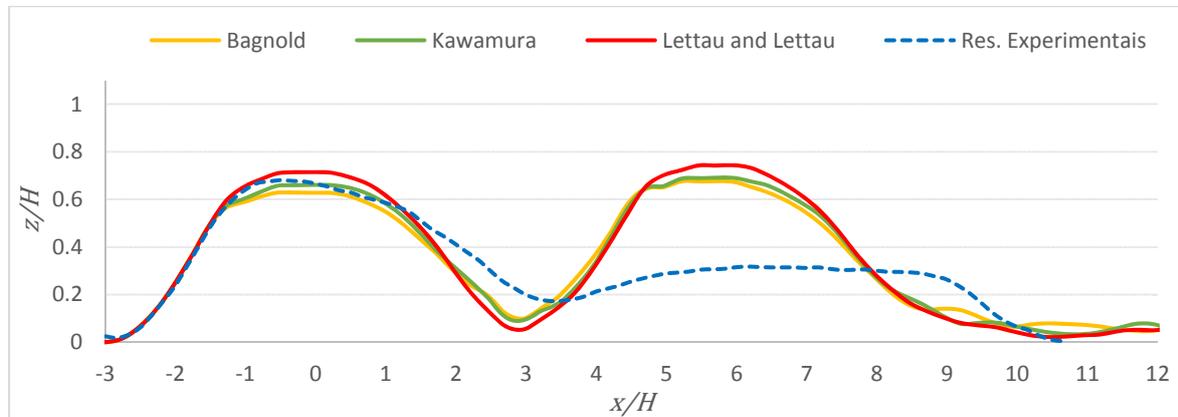


Figura 4.5. Perfil das dunas para $t = 360$ segundos.

No seguimento da análise feita para o instante de tempo anterior (240 segundos), o comportamento da simulação numérica manteve-se. A primeira duna continua a apresentar uma maior deformação que a segunda, embora ligeira, nos modelos de simulação numérica. Mais uma vez o método de Lettau e Lettau é o que apresenta menor deformação nas dunas, enquanto que Bagnold e Kawamura continuam muito semelhantes. Comparativamente ao que se passa com os resultados experimentais, temos uma primeira duna até com bastante semelhança com os modelos de simulação numérica, exceto no seu comprimento, isto é, a primeira duna experimentalmente alonga-se mais que na simulação, isto pode ser resultado da deposição de areias naquela zona entre as duas dunas, derivado do processo de erosão da primeira, no entanto a altura da duna é semelhante à dos modelos. Relativamente à segunda duna, experimentalmente observa-se que sofre forte erosão, como no instante anterior, estando já neste instante, praticamente toda erodida, o que contrasta bastante com a simulação numérica, em que a segunda duna ainda se encontra com um formato sinusoidal.

Pode-se desde já neste instante de tempo, 360 segundos, fazer o ponto de situação do comportamento da deformação das dunas, provocado pela erosão. Experimentalmente existe uma clara deformação muito acentuada da segunda duna, enquanto que nos modelos de simulação numérica abordados, a tendência é para a primeira duna se deformar mais que a segunda, o que não deixa antever uma boa conclusão.

4.1.4. 480 segundos

De seguida, na figura 4.6, são mostrados os resultados para 480 segundos de simulação.

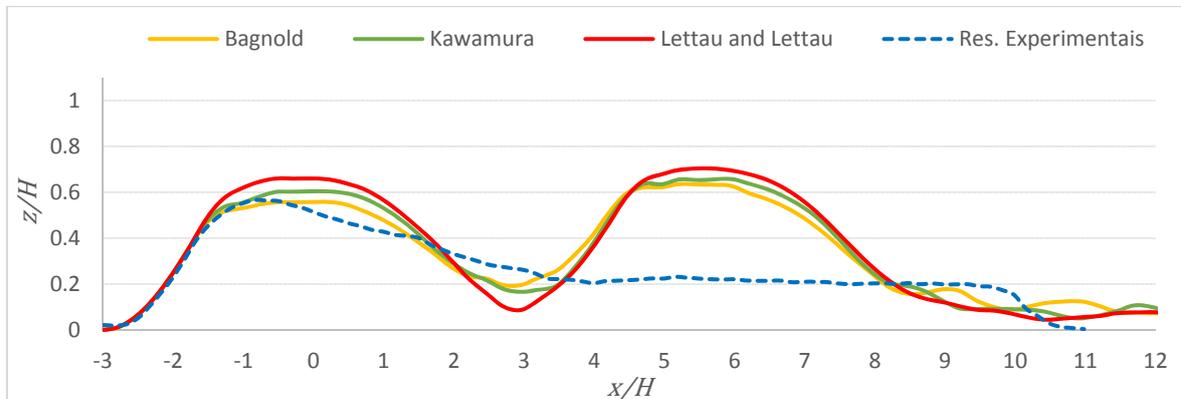


Figura 4.6. Perfil das dunas para $t = 480$ segundos.

O comportamento da deformação das dunas é, para este instante (480 segundos), semelhante ao ponto de análise anterior (360 segundos). Enquanto que experimentalmente as dunas estão bastante erodidas, tendo a segunda mesmo desaparecido totalmente, nas simulações numéricas continuam ainda a apresentar bastante relevo e mais uma vez se verifica que a primeira duna continua ligeiramente mais erodida que a segunda. Neste ponto já se consegue fazer uma melhor comparação entre os três modelos abordados. Bagnold é o que apresenta na primeira duna maior sinal de erosão, notando-se um contorno na forma das dunas mais suave, devido à deposição de areias, seguido do modelo de Kawamura e depois Lettau e Lettau, enquanto que na segunda duna a ordem mantém-se, apesar de haver menos diferenças entre os modelos.

4.1.5. 720 segundos

Passados 720 segundos e ao final do tempo de simulação, é tempo de fazer a análise final aos resultados obtidos, que se encontram na figura 4.7.:

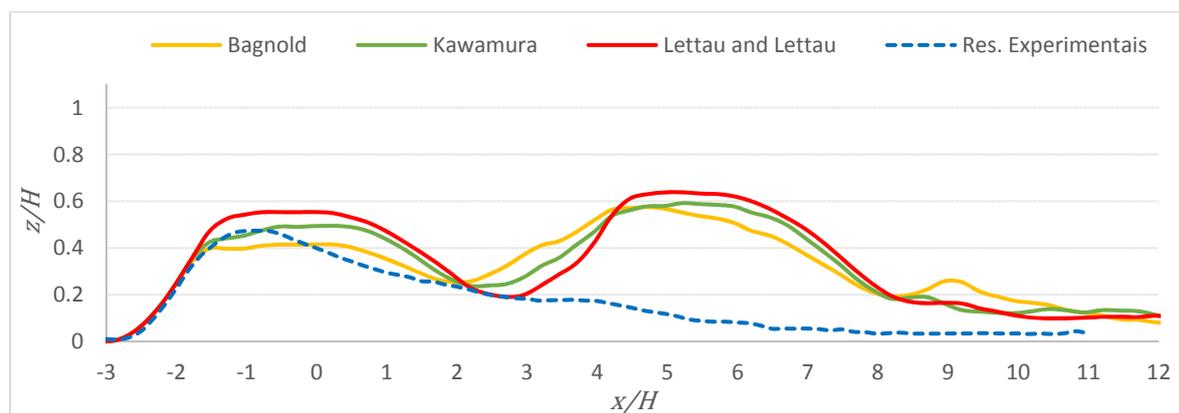


Figura 4.7. Perfil das dunas para $t = 720$ segundos.

Começando pelos resultados observados experimentalmente, observa-se que as duas dunas ao fim de 12 minutos sofreram forte erosão, com especial ênfase na segunda que ficou completamente erodida. A primeira duna também ficou bastante deformada, em especial a jusante, devido ao escoamento se dar naquele sentido e arrastar as areias através dos fenómenos de erosão. Nas simulações numéricas o resultado é bastante diferente, nos três métodos em geral, as dunas não ficam tão deformadas como nos resultados experimentais, apesar de no início da primeira duna a altura ser semelhante, depois adquirem contornos completamente diferentes derivado do que se passa na segunda. No seguimento dos pontos anteriores, na simulação numérica a primeira duna é a que apresenta mais deformação, não se erodiu totalmente, ficando com sensivelmente metade da altura inicial mas ficou mais longa, isto é, a parte de cima da duna foi a parte erodida e arrastou os grãos de areia para jusante, para o espaço entre as duas dunas. A segunda duna foi a menos erodida, ficando com ligeiramente mais de 60% da altura inicial, e ficando naturalmente com um relevo mais suave a jusante.

Comparando os modelos abordados de simulação numérica, comprovou-se o que se tinha observado até aqui: o modelo de Bagnold está com as dunas mais erodidas, enquanto que o de Lettau e Lettau é o que apresenta menos deformação, ficando o modelo de Kawamura como intermédio.

A grande conclusão que se pode tirar é que as simulações testadas têm um comportamento contrário ao observado no estudo experimental. Neste, a segunda duna desaparece completamente e mais rapidamente enquanto que nas simulações as dunas não se deformam tanto e com uma erosão mais pronunciada na primeira duna.

4.2. Comparação entre os modelos

As figuras 4.8. a 4.10. mostram, respectivamente, a evolução dos modelos de Bagnold, Kawamura e Lettau e Lettau, para poder comparar a diferenças de evolução na deformação das dunas.

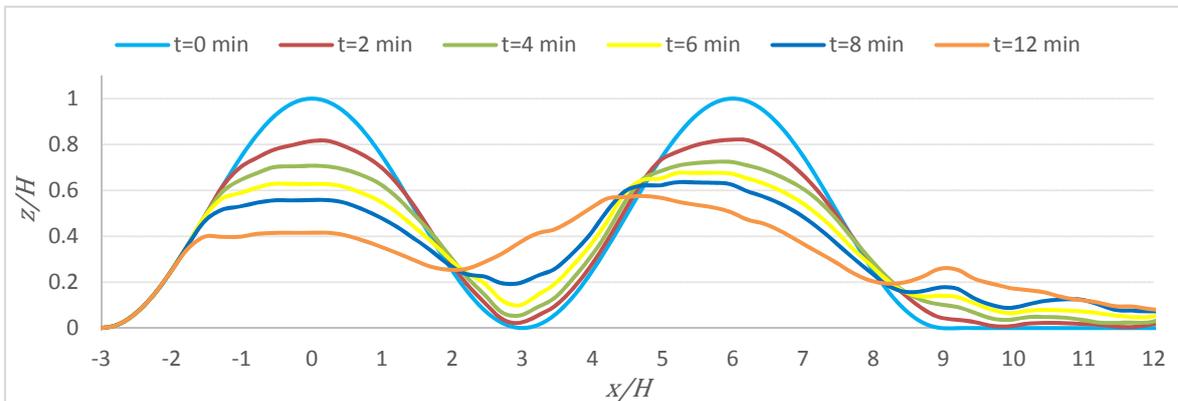


Figura 4.8. Evolução do perfil das dunas de acordo com o modelo de Bagnold.

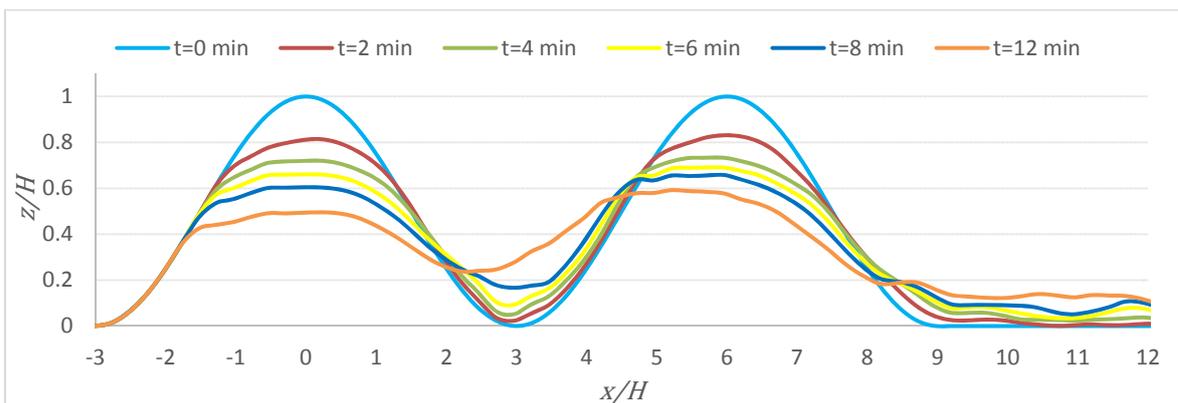


Figura 4.9. Evolução do perfil das dunas de acordo com o modelo de Kawamura.

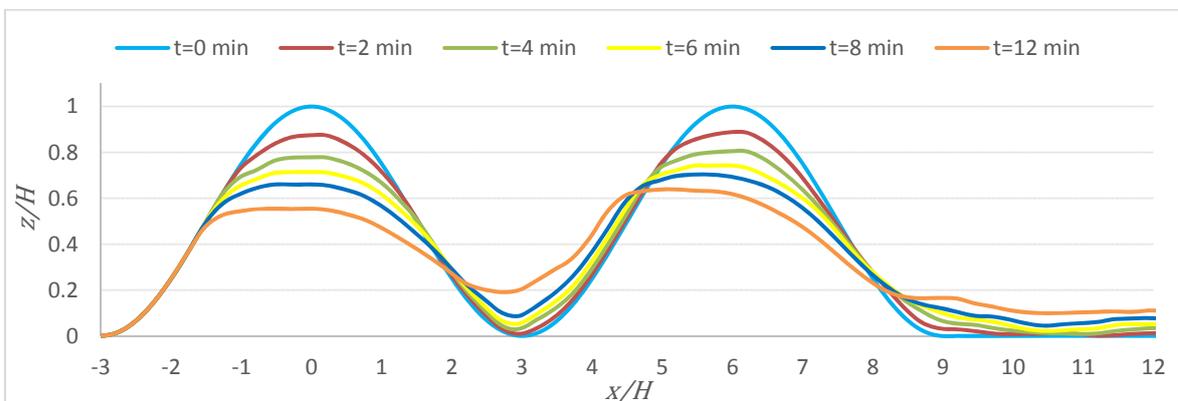


Figura 4.10. Evolução do perfil das dunas de acordo com o modelo de Lettau and Lettau.

Se compararmos apenas os modelos entre si, podemos concluir que o comportamento das simulações numéricas na deformação das dunas é semelhante, ou seja,

os três modelos, apresentam a primeira duna como a mais erodida e a segunda como a menos erodida. Onde existem diferenças é no tempo em que cada modelo demora a deformar as dunas. No mesmo espaço de tempo, o modelo de Bagnold é o que mais deforma as dunas, é o mais agressivo, digamos assim, seguido pelo modelo de Kawamura, e o de Lettau e Lettau.

As figuras com os vetores do escoamento, ao longo dos instantes de tempo para o modelo de Bagnold, são mostradas em anexo.

4.3. Comparação do valor do coeficiente de atrito nos vários instantes de tempo

Por forma a tentar compreender a deformação mais acentuada da primeira duna nos testes de simulação numérica, a figura 4.11. mostra a distribuição do coeficiente de atrito nas paredes das dunas para o modelo de Bagnold.

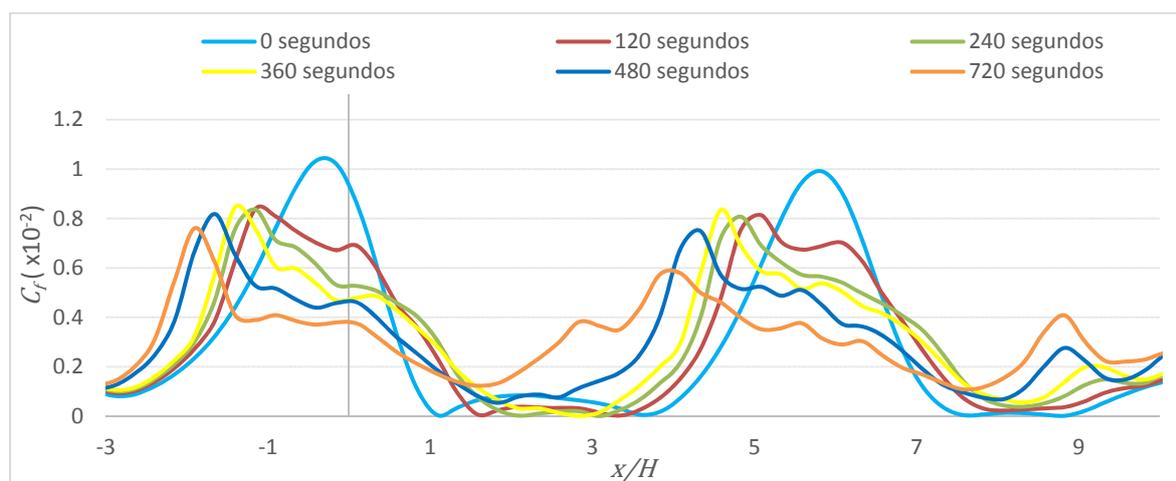


Figura 4.11. Distribuição do valor de C_f nos vários instantes de tempo do modelo de Bagnold

Como se pode verificar, mesmo nos instantes em que a primeira duna está mais deformada, o valor do coeficiente de atrito é mais alto na primeira duna que na segunda, o que pode ser um motivo para a contínua maior deformação da primeira duna.

5. CONCLUSÃO

Depois de analisados e discutidos os resultados, é tempo de tirar conclusões sobre o trabalho efetuado.

Não há dúvida que a erosão eólica é um processo complicado de se estudar, devido à sua complexidade e aos inúmeros fatores de que depende.

Inicialmente foi calculado o valor do coeficiente de atrito nas superfícies das dunas através da velocidade de atrito. Neste aspeto, conseguiu-se uma boa concordância com os resultados experimentais, apesar de não serem exatamente iguais (muito difícil de obter tendo em conta o número e a complexidade de variáveis em estudo). Observam-se umas oscilações em torno dos resultados referenciados experimentalmente, principalmente nos topos das dunas, onde, na primeira, o valor obtido experimentalmente é mais elevado do que a simulação numérica e na segunda duna acontece o inverso.

Para a simulação da erosão, foram utilizados três modelos, nomeadamente os de Bagnold, Kawamura e Lettau e Lettau. Estes modelos influenciam a parte da saltação que, juntamente com o processo de rolamento, são os principais influenciadores do movimento das partículas sujeitas a um escoamento incidente.

Os resultados obtidos através do processo iterativo de simulação numérica da erosão, divergiram relativamente ao observado em resultados experimentais. Enquanto nestes se verificou, principalmente, a erosão completa da segunda duna, na simulação computacional tal não aconteceu, sendo a primeira duna que mais se erodiu, não chegando contudo, a ser completamente erodida. Relativamente aos três modelos abordados, a forma com que as dunas ficaram no fim da simulação é semelhante entre os três, diferindo na velocidade com que as dunas se deformaram no mesmo tempo de simulação. O modelo de Bagnold foi aquele em que as dunas sofreram mais deformação, seguido do de Kawamura e do de Lettau e Lettau.

Face a estes resultados tão díspares, todo o processo de simulação numérica como também o processo de análise experimental deve ser revisto, testando mudanças nos parâmetros importantes da erosão e no processo de simulação, por forma a saber qual é o caminho certo a seguir no estudo deste complexo fenómeno que é a erosão eólica.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Andreotti, B., Claudin, P. e Douady, S., 2002. Selection of dune shapes and velocities Part 1: dynamics of sand, wind and barchans.. *Eur Phys J B* 28:321-339.
- Bagnold, R., 1941. *The physics of blown sand and desert dunes*. Methuen, London (reprinted, 1954 1960; 2005. Dover, Mineola, NY)
- Ferreira, A. D. e Fino, M. R. M., 2011. "A wind tunnel study of wind erosion and profile reshaping of transverse sand piles in tandem". *Geomorphology* 139(140): 230-241.
- Ferreira, A., Farimani, A. e Sousa, A., 2011. Numerical and experimental analysis of wind erosion on a sinusoidal pile. *Environ Fluid Mech* 11:167-181.
- Ferreira, A., Pinheiro, S. e Francisco, S., 2013. Experimental and numerical study on the shear velocity distribution along one or two dunes in tandem. *Environ Fluid Mech* 13:557-570.
- Iversen, J. e Rasmussen, K., 1999. The effect of wind speed and bed slope on sand transport. *Sedimentology* 46: 723-731.
- Jackson, P. e Hunt, J., 1975. Turbulent wind flow over a low hill. *Q J R Meteorog Soc* 101: 929-955.
- Kawamura, R., 1951. Study of sand movement by wind. *Univ. Tokyo. Rep Inst Sci Technol* 5:95-112.
- Launder, B. e Spalding, D., 1974. The numerical computation of turbulent flows. *Comput Meth Appl Mech Eng* 3:269-289.
- Lettau, K. e Lettau, H., 1978. Experimental and micrometeorological field studies of dune migration. In: Lettau HH, Lettau K (eds) *Exploring the world's driest climates*. Institute of Environmental Science Repor 101, Center of Climatic Research, University of Wisconsin, Madinson, WI, USA, pp.110-147.
- Lopes, A. M., Oliveira, L. A., Ferreira, A. D. e Pinto, J. P., 2012. "Numerical simulation of sand dune erosion". *Environ Fluid Mech* 10.1007/s10652-012-9263-2
- Maxey, M. & Riley, J., 1983. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys Fluids* 26:883-889.

Oliveira, L., Costa, V. & Baliga, B., 2002. A Lagrangian-Eulerian model of particle dispersion in a turbulent plane mixing layer. *Int J Numer Meth Fluids* 40:639-653.

Oliveira, L., Costa, V. & Baliga, B., 2008. Numerical model for the prediction of dilute three-dimensional, turbulent fluid-particle flows, using a Lagrangian approach for particle tracking and CVFEM for the carrier phase.. *Int J Numer Meth Fluids* 58:473-491.

Oliveira, L. & Lopes, A., 2006. "Mecânica dos fluidos". 1ª ed. s.l.:Lidel.

Wang, Z. & Zheng, X.-J., 2004. Theoretical prediction of creep flux in aeolian sand transport. *Powder Technol* 139:123-128.

ANEXO - VETORES DO ESCOAMENTO PARA O MODELO DE BAGNOLD

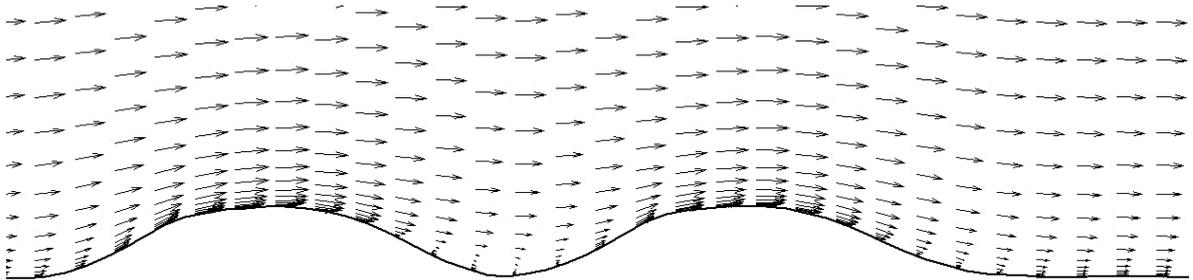


Figura 7.1. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t=120$ segundos.

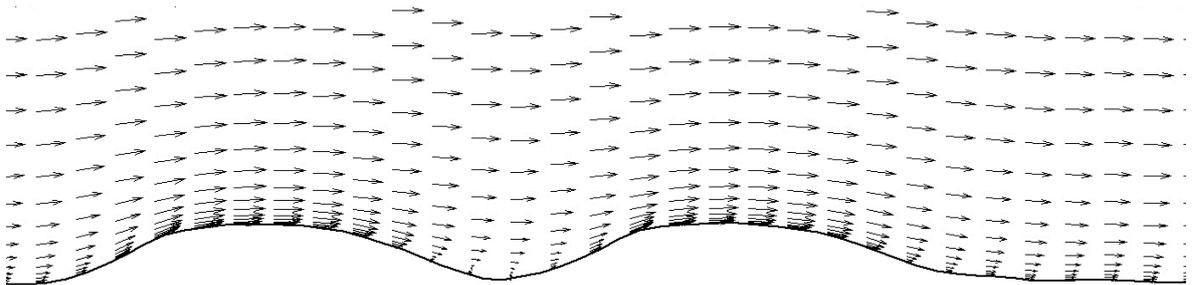


Figura 7.2. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t=240$ segundos.

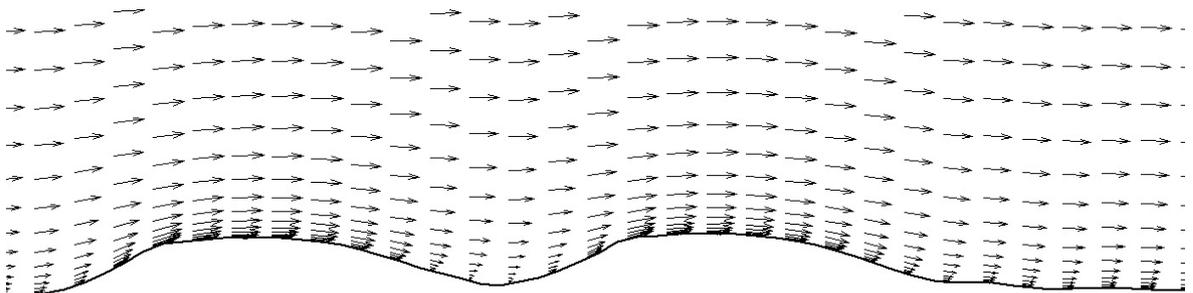


Figura 7.3. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t=360$ segundos.

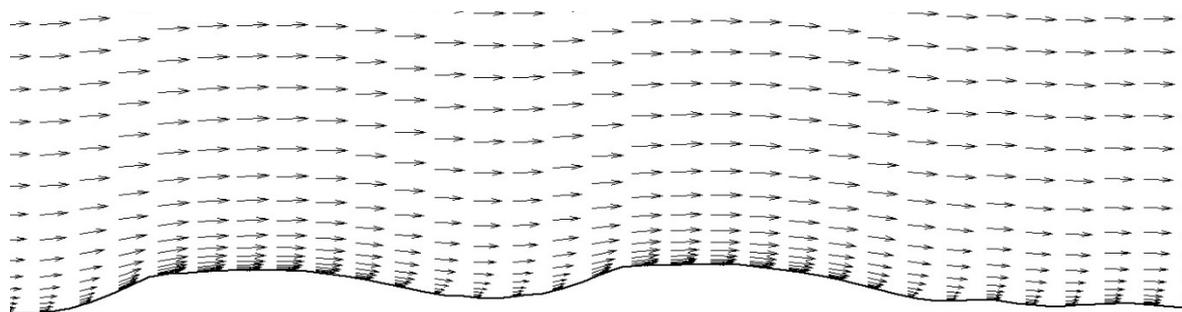


Figura 7.4. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t=480$ segundos.

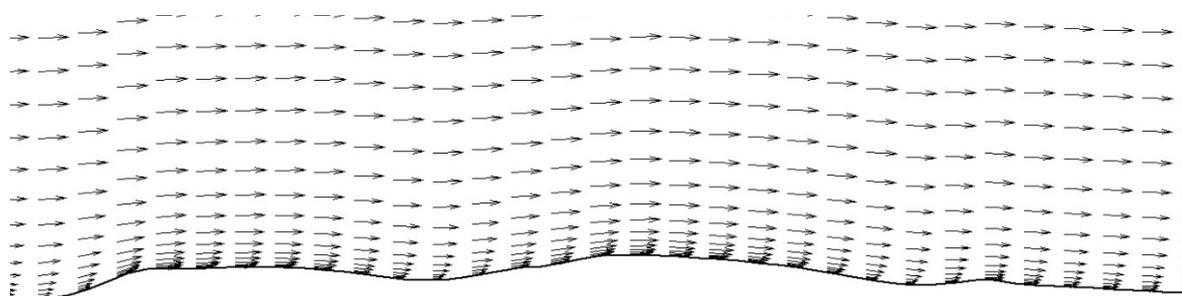


Figura 7.5. Vetores de escoamento do modelo de Bagnold para $t=720$ segundos.