

Interacção entre uma onda regular e um quebra-mar misto: Validação de um modelo numérico SPH com resultados experimentais

Eric Didier^{1,2,3}, Ricardo Martins^{1,2}, Maria da Graça Neves¹, Diogo Neves¹

¹ Laboratório Nacional de Engenharia Civil, Departamento de Hidráulica e Ambiente,
Av. do Brasil, 101, 1700-066, Lisboa, Portugal
email: edidier@lnec.pt; <http://www.lnec.pt>

² Universidade Nova de Lisboa, Faculdade de Ciências e Tecnologia,
2829-516, Monte de Caparica, Portugal

³ Marine Environmental and Technology Center – MARETEC,
Instituto Superior Técnico, Universidade técnica de Lisboa, Av. Rovisco Pais, 1049-001, Lisboa, Portugal

Sumário

A interacção entre uma onda regular e um quebra-mar misto é estudada usando um modelo numérico SPH – Smoothed Particle Hydrodynamics, especialmente adequado para modelar deformações complexas da superfície livre. Os modelos SPH, que não necessitam de malha, são baseados num método Lagrangeano, onde o fluido é representado através de volumes fluidos, que correspondem conceptualmente a partículas, e onde a trajectória das partículas é calculada ao longo do tempo. A validação do modelo é, no presente artigo, realizada utilizando dados recolhidos em modelo físico (superfície livre e pressão), em ensaios propositadamente definidos de forma a garantir uma reprodução consistente com as características do modelo numérico: as condições limite são iguais às do modelo físico, quer no que diz respeito a dimensões do domínio de cálculo quer ao movimento do batedor, do tipo pistão, de modo a reproduzir as mesmas condições de agitação. Após a validação do modelo, são modeladas várias alturas de onda, analisada a elevação de superfície livre e a força exercida sobre a parede vertical do quebra-mar.

Palavras-chave: Estrutura costeira; interacção onda-estrutura; quebra-mar misto; SPH; Smoothed Particle Hydrodynamics; modelação física; forças de impacto.

1 INTRODUÇÃO

Grande parte das estruturas marítimas destina-se à protecção de determinadas zonas costeiras contra a acção das ondas. O estudo da resposta hidrodinâmica destas obras marítimas de protecção costeira é, por isso, importante para assegurar a sua estabilidade e funcionalidade. Nas últimas décadas têm sido utilizados quebra-mares mistos como alternativa aos quebra-mares de talude tradicionais, com as vantagens da redução de custos de construção e do melhoramento do comportamento hidrodinâmico. No entanto, os esforços a que estas estruturas estão sujeitas são elevados e condicionam a sua estabilidade e integridade.

O estudo da resposta hidrodinâmica das estruturas, quando sofrem a interacção da onda, é uma tarefa complexa devido à não linearidade dos fenómenos envolvidos, tais como o galgamento ou a rebentação de ondas. No estudo destes fenómenos é usual o recurso a formulações semi-empíricas e a modelos físicos.

Recentemente, com o desenvolvimento do poder de cálculo dos computadores, tem-se recorrido a modelos numéricos que permitem modelar escoamentos com superfície livre em tempo útil com apreciável precisão. Os modelos numéricos apresentam uma maior flexibilidade, em relação ao modelo físico, já que a alteração das geometrias e das características da agitação incidente, níveis de maré etc. é facilmente conseguida. Os modelos Lagrangeanos, que são uma alternativa aos modelos Eulerianos mais clássicos, são baseados no método SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*) que não necessita de malha, não existindo constrangimentos quanto à geometria do problema. A discretização do domínio de cálculo é feita por partículas fluidas, consideradas como volumes de fluido elementares. Com a formulação Lagrangeana, a trajectória das partículas é calculada ao longo do tempo.

O modelo numérico SPH actualmente utilizado no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC) é baseado no código SPHysics [1, 2, 3] mas tem sido especificamente desenvolvido nos últimos anos com vista à modelação de problemas de engenharia costeira. Este modelo já foi aplicado em várias estruturas costeiras, demonstrando a sua capacidade de modelação da propagação das ondas e da estimação do galgamento de estruturas [4, 5, 6, 7, 8, 9]. No entanto, as várias tentativas de validação do modelo não foram totalmente conclusivas devidas, principalmente, às diferenças incontornáveis de condições limites entre o modelo numérico e os ensaios em modelo físico disponíveis, quer no LNEC quer na literatura.

Pretende-se assim, no presente trabalho, validar e melhorar o modelo numérico SPH em desenvolvimento no LNEC para o caso da interacção de ondas regulares com um quebra-mar misto impermeável. A validação do modelo numérico é realizada utilizando dados (superfície livre e pressão) recolhidos, em ensaios em modelo físico propositadamente definidos de forma a garantir uma reprodução consistente com as características do modelo numérico: as condições limite são iguais às do modelo físico, quer no que diz respeito a dimensões do domínio de cálculo quer ao movimento do batedor, do tipo pistão, de modo a reproduzir as mesmas condições de agitação [10, 11].

A par da validação, é apresentado um caso de estudo de um quebra-mar misto onde se avaliam os esforços sobre a sua parede frontal em função das características da agitação incidente, simulando várias alturas de onda. É também realizada uma análise de sensibilidade do programa à resolução, i.e. à dimensão das partículas fluidas, e à aplicação da re-normalização da densidade das partículas, metodologia classicamente utilizada para estabilizar a pressão na formulação SPH *standard* de Monaghan [12], na qual é baseado o modelo numérico SPH. Estas análises permitem definir as capacidades e limitações do modelo numérico na sua versão actual.

No ponto 2, realiza-se uma breve apresentação do modelo SPH, descrevendo-se a metodologia SPH, introduzindo-se os conceitos fundamentais, as principais equações e a descrição de alguns dos parâmetros essenciais do programa. A seguir, é apresentada uma descrição dos ensaios em modelo físico. Finalmente, é analisada a sensibilidade do modelo numérico com a re-normalização da densidade das partículas e, posteriormente, com a discretização do domínio de cálculo (i.e. a dimensão das partículas) antes de se proceder à validação do modelo comparando os resultados numéricos com os resultados experimentais para várias condições de ondas regulares incidentes.

2 PRINCÍPIOS FUNDAMENTAIS DOS MÉTODOS SPH

O princípio fundamental dos métodos SPH consiste em aproximar um escalar, uma função ou um tensor usando a teoria dos integrais de interpolação, que não necessita de malha. O integral de interpolação de uma função $f(r)$ é dado por:

$$f(r) = \int f(r')W(r-r',h)dr' \quad (1)$$

onde W é o *kernel* de interpolação, ou seja, uma função analítica, e h determina a dimensão do suporte desta função, a qual limita a resolução do método. O parâmetro h é denominado de *smoothing length* e controla a dimensão do domínio de influência do *kernel*. Numericamente, a função $f(r)$ é conhecida apenas em pontos discretos, as partículas, e os integrais de interpolação são aproximados por um somatório. Assim, a aproximação da função f associada à partícula a e à posição r_a é dada por:

$$f(r_a) \approx \sum_b m_b \frac{f_b}{\rho_b} W_{ab} \quad (2)$$

onde f_b é o valor da função f associado à partícula b localizada em r_b , $W_{ab}=W(r_a-r_b, h)$ é o valor da função de interpolação na posição (r_a-r_b) , m_b a massa e ρ_b a massa volúmica da partícula b .

As derivadas da função f são calculadas analiticamente, simplesmente derivando o *kernel*, o que constituiu uma das vantagens do método SPH. O *kernel* de interpolação é uma função analítica que pode ser diferenciada sem necessitar de uma malha espacial. Numericamente, o *kernel* é uma função com um suporte compacto dentro duma região determinada por um raio de $2h$, mais pequeno que a escala típica do problema, e o parâmetro h deve ser superior à separação inicial das partículas, d_o . A função de interpolação é normalmente máxima no seu centro, dando assim uma contribuição predominante à partícula a .

Nas simulações numéricas realizadas no presente estudo é utilizado o *kernel quadratic* [13, 14], por ter a particularidade de não ter ponto de inflexão na sua primeira e segunda derivada no intervalo de definição da função. Este *kernel* é definido pela função analítica dada por:

$$W(q,h) = \frac{3}{2\pi h^2} \left(\frac{q^2}{4} - q - 1 \right), \text{ para } 0 \leq q \leq 2, \quad (3)$$

onde $q=(r_a-r_b) / h$.

3 MODELO NUMERICO SPH

O método SPH, que não necessita de malha, permite modelar as trajectórias das partículas do fluido que interagem entre si segundo as equações de Navier-Stokes escritas no formalismo SPH, ou seja, escritas com base na teoria dos integrais de interpolação que usam *kernels* de interpolação, de acordo com a equação (1). Um dos modelos SPH que se encontra actualmente em desenvolvimento é o modelo SPPhysics que permite modelar escoamentos com superfície livre [1, 2].

O modelo numérico SPH utilizado no LNEC é baseado no código SPPhysics, na sua versão 1.4 [3], inspirado da formulação proposta por Monaghan [15]. Neste modelo, é utilizada a técnica de fluido pouco compressível. Assim, a

pressão no fluido é modelada através de uma equação de estado [16], que relaciona a pressão no fluido com a densidade.

Nas equações SPH, a equação discreta de conservação da quantidade de movimento é dada por:

$$\frac{Dv_a}{Dt} = \sum_b m_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} + \Pi_{ab} \right) \cdot \nabla_a W_{ab} + g \quad (4)$$

onde t é o tempo, $g=(0, 0, -9.81)$ m.s⁻² é a aceleração da gravidade, v_a , P_a e ρ_a são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a massa volúmica de uma dada partícula a , P_b , ρ_b e m_b são, respectivamente, a pressão, a massa volúmica e a massa de uma dada partícula b contida no suporte compacto do *kernel*, W_{ab} é um *kernel* de interpolação e Π_{ab} é o termo de viscosidade. Finalmente, $\nabla_a W_{ab}$ é o gradiente do *kernel*.

No modelo SPHysics estão implementados três modelos para os termos viscosos Π_{ab} : viscosidade artificial de Monaghan [15], viscosidade laminar [17] e viscosidade laminar associada ao modelo de turbulência SPS – *Sub-Particle Scale* [18]. Este último modelo é o utilizado no modelo SPH do LNEC, pois inclui não só um modelo de viscosidade mas também os efeitos ligados à turbulência através de um modelo derivado dos modelos do tipo LES (*Large Eddy simulation*). Foi também verificado que o modelo de viscosidade artificial, frequentemente utilizado nas simulações em SPH, introduz uma difusão numérica importante, alterando significativamente a altura das ondas: a amplitude das ondas diminui quando o parâmetro do modelo de viscosidade artificial aumenta [6].

A equação discreta de conservação de massa, no formalismo SPH, é dada por:

$$\frac{D\rho_a}{Dt} = \sum_b m_b (u_a - u_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \quad (5)$$

As partículas movem-se de acordo com a seguinte equação:

$$\frac{Dr_a}{Dt} = u_a + \varepsilon \sum_b m_b \frac{v_{ab}}{\rho_{ab}} W_{ab} \quad (6)$$

onde $v_{ab}=v_a-v_b$ e $\bar{\rho}_{ab}=(\rho_a+\rho_b)/2$. O último termo da equação, incluindo o parâmetro ε , corresponde à correcção XSPH de [12], que garante que as partículas na vizinhança de outras se movem com velocidades próximas, evitando que partículas com velocidades diferentes ocupem aproximadamente a mesma posição. O valor tipicamente utilizado do parâmetro ε é de 0.5 (valor por defeito) e é este também o valor usado no modelo SPHysics [3]. No entanto, uma análise de sensibilidade do modelo SPHysics a este parâmetro, efectuada no âmbito da modelação da propagação e rebentação das ondas [6], mostrou que aparecem instabilidades numéricas ao longo do tempo quando é utilizado o valor por defeito do parâmetro ε . As instabilidades, que se traduzem por acumulações locais de partículas que atravessam as fronteiras sólidas, desaparecem quando a correcção XSPH de Monaghan é anulada, ou seja, quando o parâmetro ε é nulo. No modelo SPH do LNEC, ε é sempre nulo.

É necessário ainda uma última equação, a equação de estado [16], que relaciona a pressão no fluido com a massa volúmica e é dada por:

$$P = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (7)$$

onde $\gamma=7$ e $B = c_0^2 \rho_0 / \gamma$, sendo ρ_0 a massa volúmica de referência e c_0 a velocidade do som. Esta equação subentende que o fluido é compressível. Por razões de ordem numérica, o valor de c_0 deve ser suficientemente alto para reduzir as flutuações devidas à massa volúmica e suficientemente baixo para permitir que o modelo corra com um passo de cálculo razoável. Assim, é normalmente considerado, no cálculo, um valor de velocidade do som consideravelmente menor do que o seu valor real.

A cinemática dos escoamentos em modelos SPH é geralmente realista. Contudo, quando se utiliza o modelo pouco compressível, as partículas exibem variações de pressão elevadas. Estas instabilidades de pressão podem ser resolvidas corrigindo a função *kernel*. Recalcula-se, assim, o valor da massa volúmica para cada partícula. A aplicação da re-normalização da massa volúmica é um processo de fácil implementação e é realizada geralmente a cada 30 iterações, valor aconselhado no manual do código. No presente trabalho é aplicado o filtro de Shepard [19]. O novo valor de massa volúmica de uma dada partícula a é calculada através de:

$$\bar{\rho}_a = \sum_b m_b \tilde{W}_{ab} \quad (8)$$

em que $\bar{\rho}_a$ é o novo valor de massa volúmica na partícula a , ρ_b e m_b são os valores de massa volúmica e massa das partículas vizinhas b e \tilde{W}_{ab} é o valor corrigido da função *kernel* dado por:

$$\tilde{W}_{ab} = \frac{W_{ab}}{\sum_b W_{ab} \frac{m_b}{\rho_b}} \quad (9)$$

No modelo SPH do LNEC, a integração no tempo é realizada utilizando o algoritmo Previsão-Correção [20] com o passo de tempo controlado automaticamente respeitando as condições apresentadas em [6]. O modelo de turbulência utilizado é o modelo SPS. As condições de fronteira não aparecem directamente no formalismo SPH. Das condições de fronteira existentes, recorre-se no presente modelo às condições de fronteiras repulsivas, ou seja, é imposta uma força de repulsão nas partículas que constituem a fronteira sólida do domínio computacional.

A geração das ondas é efectuada através de um batedor pistão. Esta técnica permite reproduzir exactamente o movimento de um batedor pistão utilizado em canal de ondas nos ensaios em modelo físico. Para poder validar o modelo SPH é indispensável utilizar condições limites similares às condições dos ensaios.

4 CASO DE ESTUDO E MODELAÇÃO FÍSICA

Os ensaios em modelo físico foram realizados no Canal de Ondas Irregulares 1 (COI1) do LNEC. Este canal tem um comprimento total de 49.40m, com uma largura de 1.60m (0.80m de largura útil) e uma altura de 1.20m. Está equipado com um batedor do tipo pistão, dispondo de um sistema de absorção dinâmica de ondas reflectidas (AWASYS – *Active Wave Absorption System*).

A geometria ensaiada representa um quebra-mar misto impermeável que possui um talude, construído em madeira, com um declive de 1:3. A parede frontal do quebra-mar, em acrílico, assenta no topo do talude, a 0.20m do final do declive, sobre um plano horizontal. As dimensões da secção transversal do modelo encontram-se definidas na Figura 1. A estrutura situa-se 3.62m a sotamar do batedor, sobre um fundo horizontal. As características do modelo físico foram definidas com o propósito de tornar viável a sua reprodução em modelo numérico.

O canal foi equipado com duas sondas de superfície livre do tipo resistivo: a primeira colocada a 2.643m do batedor (sonda G1) e a segunda a 3.943m (sonda G2). Seis sensores de pressão, na parede vertical frontal do quebra-mar, permitem adquirir a variação de pressão no tempo. O centro do sensor de pressão P1 está localizado 0.055m por cima da berma. Os dados experimentais foram adquiridos com uma frequência de 400Hz [11].

Os ensaios realizados contemplaram alturas de onda de $H=0.04m$ a $H=0.16m$, com períodos $T=1.1s$ e $T=1.3s$ e profundidades junto ao batedor de $d=0.266m$ e $d=0.325m$.

Contudo, no presente trabalho, a validação do modelo numérico é baseada unicamente nos ensaios realizados com a profundidade de 0.266m e o período de 1.3s, sendo simuladas alturas de onda desde $H=0.06m$ a $H=0.14m$.

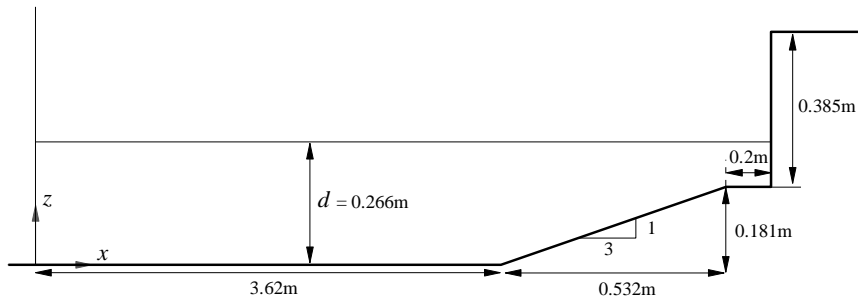


Fig. 1. Corte longitudinal do canal e da estrutura vertical e principais dimensões.

5 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DO MODELO SPH

Um problema inerente à formulação convencional SPH, baseada na formulação de Monaghan [20] é a estabilidade da pressão. Uma análise preliminar (Figura 2), comparando os resultados numéricos e experimentais, mostrou que a re-normalização da massa volúmica é absolutamente necessária para estabilizar a pressão. No entanto, a re-normalização da massa volúmica induz uma difusão numérica e uma redução da elevação da superfície livre (Figura 3). Com estes resultados, optou-se por aplicar a re-normalização, aplicando o filtro Shepard, apenas nas imediações da estrutura, onde se pretende calcular a pressão e a força. Com esta abordagem, a propagação das ondas no canal não sofre difusão numérica e a pressão nas imediações da estrutura é estabilizada sem prejudicar a correcta propagação das ondas [10, 11]. A força na parede vertical do quebra-mar pode ser assim calculada mais correctamente.

Visto que no método SPH não existe malha, a resolução é determinada através da distância inicial entre as partículas. A resolução é um parâmetro importante, através do qual se define a massa e o volume inicial de cada partícula. Apresentam-se nas Figuras 4 e 5 os resultados de elevação de superfície livre nas duas sondas G1 e G2, de pressão no sensor de pressão P1 e de força exercida sobre a parede vertical do quebra-mar, em função da resolução. As condições de agitação correspondem a uma onda de altura $H=0.12m$, de período $T=1.3s$ e $d=0.266m$. Os resultados da figura 4a para G1 demonstram que a resolução não é um parâmetro que influencie significativamente a propagação da onda, já

que, comparando os resultados numéricos com os resultados experimentais, observa-se que, para todas as resoluções, os resultados são similares. Porém, quando se observam os resultados para a sonda G2 (Figura 4b), verifica-se que existem algumas diferenças, em particular para a resolução $d_0=8.87\text{mm}$, cujos resultados divergem dos restantes.

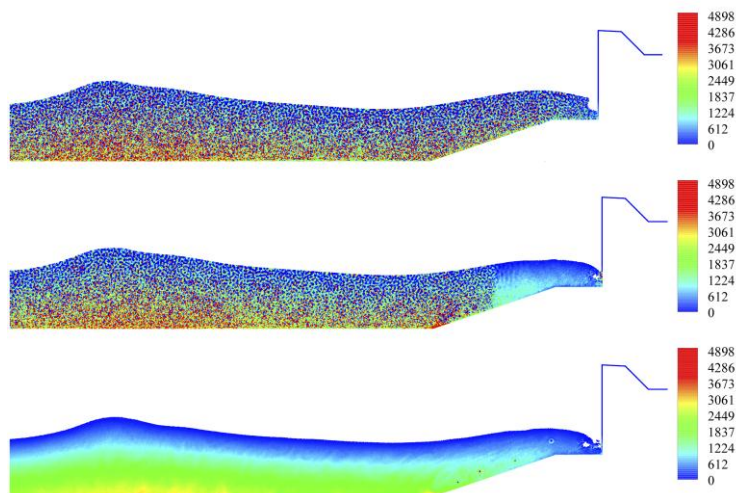


Fig. 2. Campo de pressão para $T=1.3\text{s}$, $H=0.12\text{m}$ e $d=0.266\text{m}$: modelação numérica sem re-normalização, com re-normalização parcial e com re-normalização total, para uma resolução $d_0=2.66\text{mm}$.

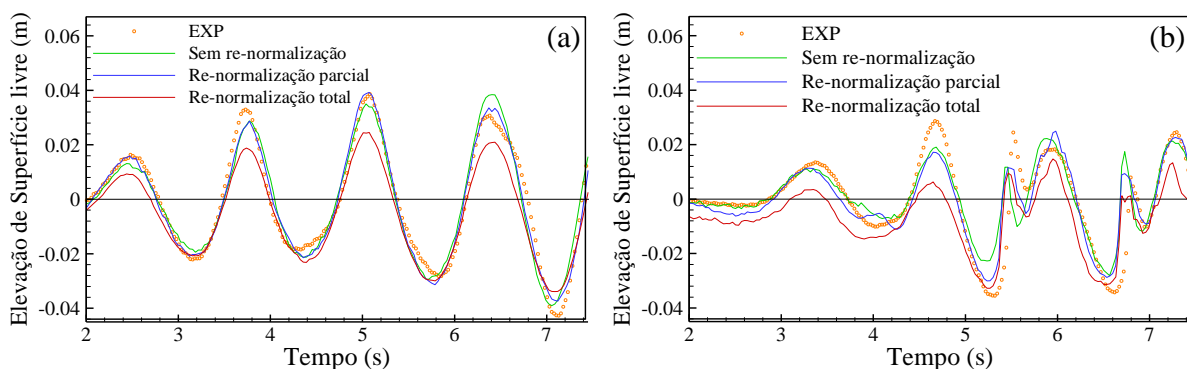


Fig. 3. Superfície livre para $T=1.3\text{s}$, $H=0.06\text{m}$ e $d=0.266\text{m}$, nas sondas G1 (a) e G2 (b): comparação entre o modelo físico e o numérico, sem re-normalização, com re-normalização parcial e com re-normalização total, para uma resolução $d_0=2.66\text{mm}$.

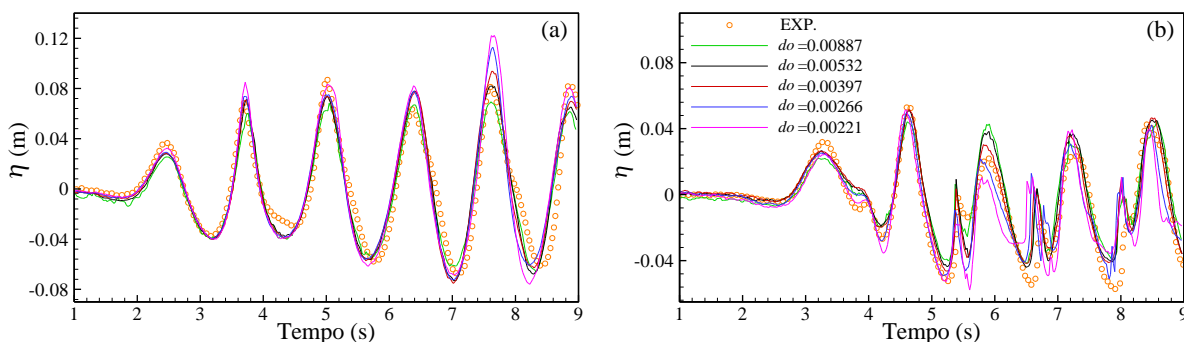


Fig. 4. Convergência com a resolução d_0 : sondas G1 (a) e G2 (b), para $T=1.3\text{s}$, $H=0.12\text{m}$ e $d=0.266\text{m}$.

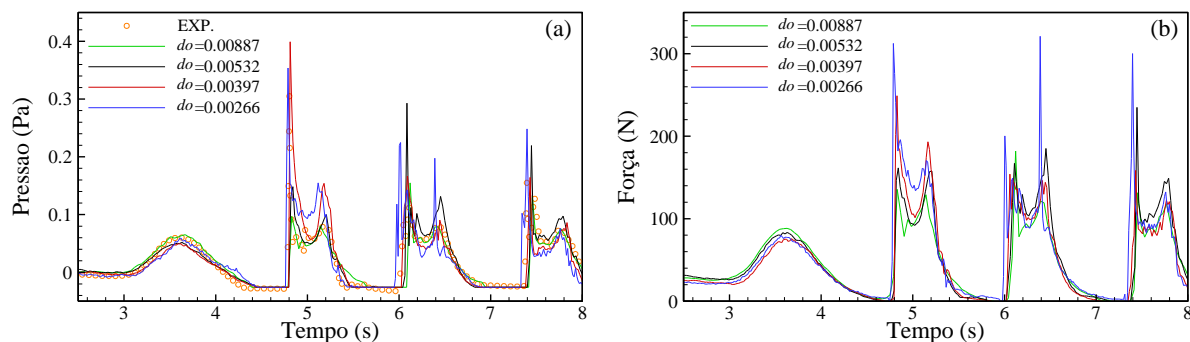


Fig. 5. Convergência com a resolução d_0 : Sensor P1 e força na parede vertical, para $T=1.3s$, $H=0.12m$ e $d=0.266m$.

A massa das partículas varia consoante o nível de resolução do domínio e, neste sentido, quanto menor a resolução do domínio de cálculo maior a dimensão das partículas fluidas e maior a sua massa. Como consequência, a cinética do escoamento é diferente, em particular no que respeita à rebentação e à reflexão de ondas e por isso a resolução não pode ser demasiado grosseira. Este comportamento foi também observado em estudos anteriores [9, 10].

Verifica-se na figura 5 que, para todas as resoluções, a evolução temporal dos vários impactos segue, de modo geral, o comportamento registado nos dados experimentais e os máximos de pressão estão correctamente capturados. Experimentalmente não se registaram valores tão elevados como os valores obtidos no modelo numérico, o que se deve possivelmente ao facto da frequência de aquisição utilizada nos ensaios em modelo físico ser de 400Hz, o máximo permitido pelo equipamento de aquisição de dados, enquanto no modelo numérico a frequência pode chegar a 1000Hz. Observa-se que para a resolução de $d_0=8.87mm$, os máximos de pressão e força são menores que para as restantes resoluções. Neste caso, a dimensão das partículas fluidas é demasiado grande para permitir a correcta modelação da rebentação e as partículas fluidas impactam na estrutura sem que a onda rebente, o que afecta os resultados tanto de pressão como de força.

6 VALIDAÇÃO DO MODELO SPH PARA VARIAS CONDIÇÕES DE ONDA

A validação do modelo é baseada nos ensaios descritos no ponto 4, realizados com a profundidade de 0.266m e o período de 1.3s. Nas Figuras 6 a 8 são apresentadas as séries temporais de elevação da superfície livre nas sondas G1 e G2, obtidas com o modelo numérico e com as medições nos ensaios em modelo físico, para alturas de onda $H=0.08m$, 0.10m e 0.12m. A resolução para estas simulações é $d_0=2.66mm$ e foi utilizado a re-normalização parcial.

A deformada da superfície livre é relativamente bem simulada pelo modelo numérico e apresenta uma boa concordância com os dados experimentais, indicando que a resolução utilizada, quer na horizontal quer na vertical, é adaptada ao problema a resolver. Nos três casos apresentados, a superfície livre, no modelo numérico, segue a mesma evolução temporal que no ensaio experimental, existindo, porém, diferenças em termos da amplitude de onda. Essas diferenças são mais evidentes para a sonda mais próxima da estrutura, onde o escoamento é muito complexo devido à rebentação da onda, à reflexão na estrutura à interacção desta onda reflectida com a onda incidente e à queda da lâmina de água que se forma ao longo da parede vertical do quebra-mar, que produz também uma onda no sentido oposto às ondas incidentes. Nesta região os fenómenos não lineares são fortemente pronunciados. Observa-se também, experimentalmente, uma emulsão (mistura de ar e água) ao nível da rebentação das ondas e da interacção com a parede vertical da estrutura, assim como galgamento do quebra-mar mais ou menos intenso conforme a altura da onda incidente. Estes dois fenómenos não são reproduzidos pelo modelo numérico: a mistura entre ar e água não é simulada, pois apenas as partículas de água são modeladas e o galgamento não está correctamente modelado devido, provavelmente, à condição repulsiva de fronteira utilizada no modelo SPH, que favorece a repulsão das partículas fluidas das partículas sólidas da parede vertical. Para estabilizar a pressão na proximidade da estrutura e calcular a força que actua na parede vertical é preciso aplicar regularmente uma re-normalização da massa volúmica no modelo numérico, o que pode induzir alguma difusão numérica na propagação da onda junto à estrutura. Apesar destes factores, o modelo consegue ainda seguir razoavelmente a forma da superfície livre.

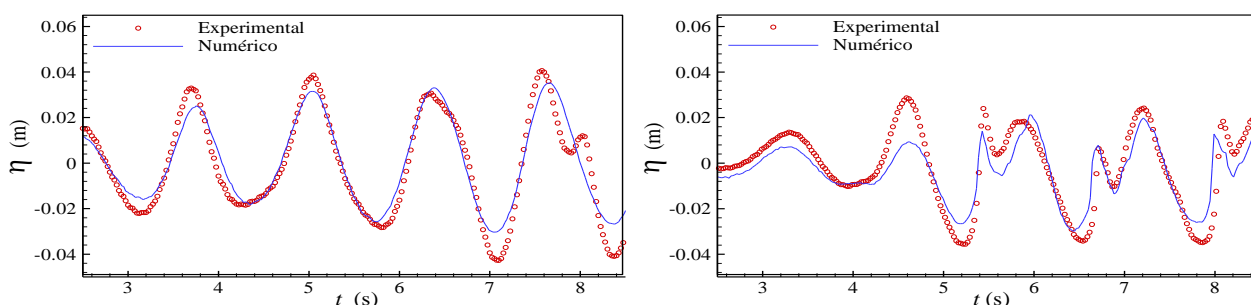


Fig. 6. Elevação de superfície livre nas sondas G1 e G2, $T=1.3s$, $H=0.06m$ $d=0.266m$.

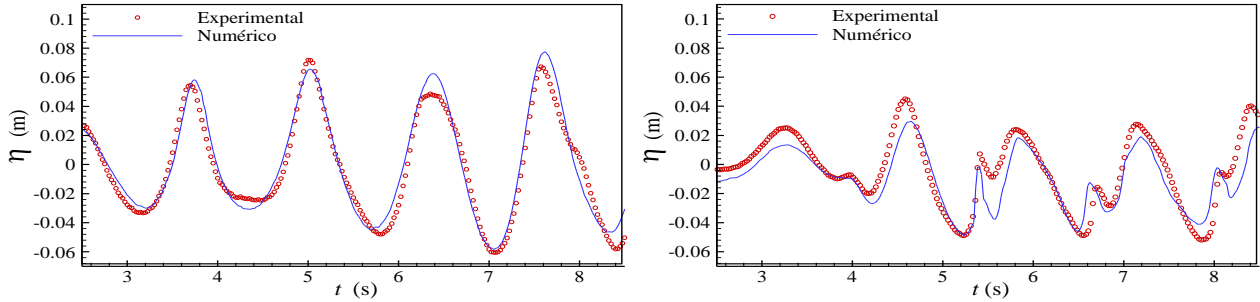


Fig. 7. Elevação de superfície livre nas sondas G1 e G2, $T=1.3s$, $H=0.10m$ $d=0.266m$.

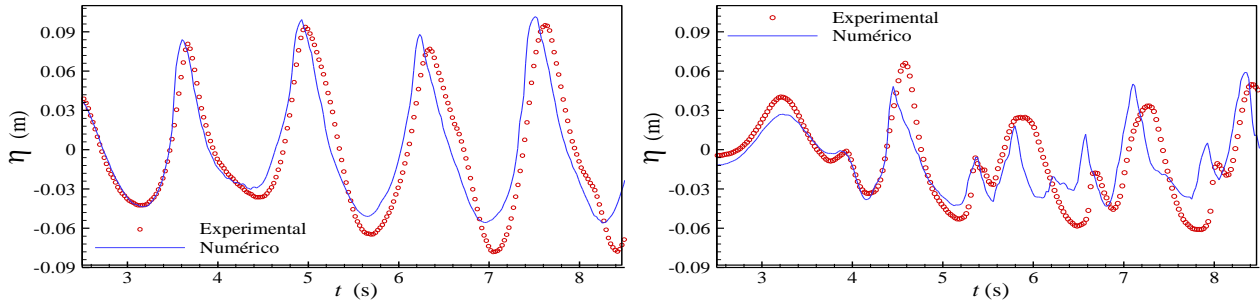


Fig. 8. Elevação de superfície livre nas sondas G1 e G2, $T=1.3s$, $H=0.14m$ $d=0.266m$.

Nas Figuras 9 a 11 são apresentadas as séries temporais da pressão no sensor P1 e da força na parede vertical do quebra-mar, obtidas com o modelo numérico e com as medições nos ensaios em modelo físico, para alturas de onda $H=0.08m$, $0.10m$ e $0.12m$.

Verifica-se, comparando os resultados numéricos com os experimentais no sensor de pressão P1, que a duração de cada impacto previsto pelo modelo numérico e medido no modelo físico, tanto relativamente ao primeiro máximo de pressão como à duração total do impacto, é praticamente igual. A evolução da pressão ao longo de um período de onda apresenta, quer nos ensaios quer no modelo numérico, as mesmas características:

- O primeiro máximo de pressão, que corresponde ao impacto da onda na estrutura, apresenta, em geral, o valor máximo de pressão;
- O segundo máximo de pressão, geralmente inferior ao primeiro máximo registado no momento do impacto, corresponde à queda da lâmina de água que foi gerada na parede vertical do quebra-mar;
- O valor de pressão mantém-se quase constante entre os dois impactos sucessivos.

Excepto no caso de altura de onda de $0.06m$, o primeiro máximo de pressão de cada impacto, que corresponde ao impacto da onda incidente no quebra-mar, é sobrestimado pelo modelo numérico. No entanto, a frequência de aquisição da pressão no modelo físico, $400Hz$, é provavelmente insuficiente para captar os máximos de pressão que ocorrem num curto espaço de tempo. De facto, neste tipo de ensaios de forças impulsivas é comum utilizar-se, em modelo físico, frequências de aquisição superiores a $1000 Hz$.

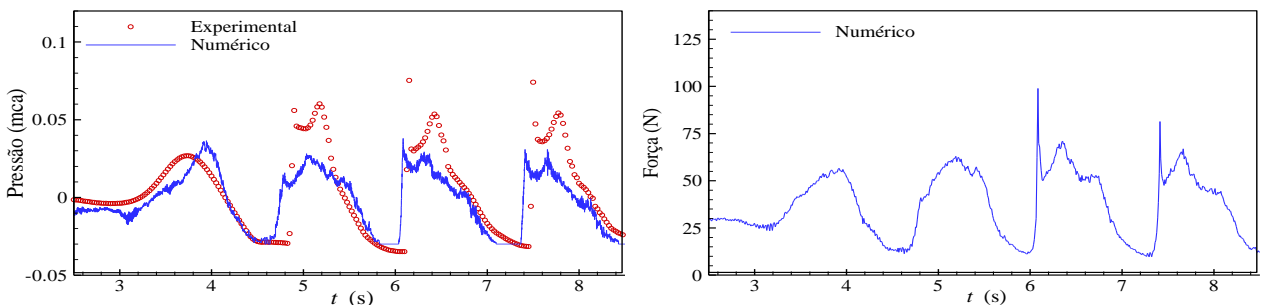


Fig. 9. Pressão no sensor P1 e força na parede vertical do quebra-mar, $T=1.3s$, $H=0.06m$ $d=0.266m$.

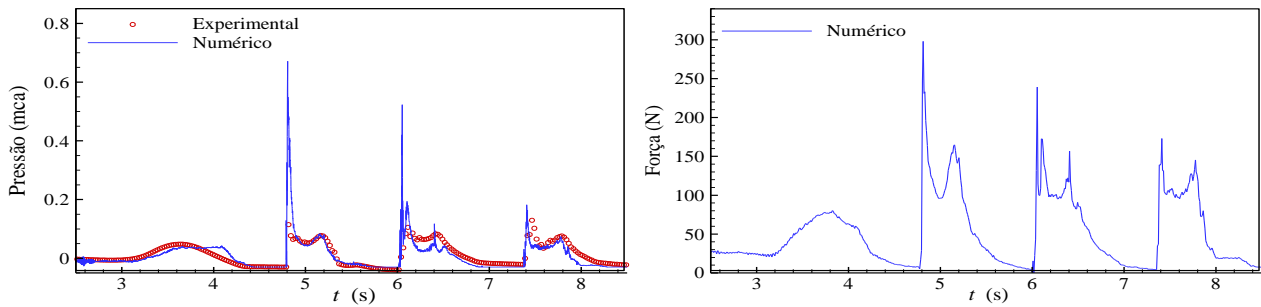


Fig. 10. Pressão no sensor P1 e força na parede vertical do quebra-mar, $T=1.3s$, $H=0.10m$ $d=0.266m$.

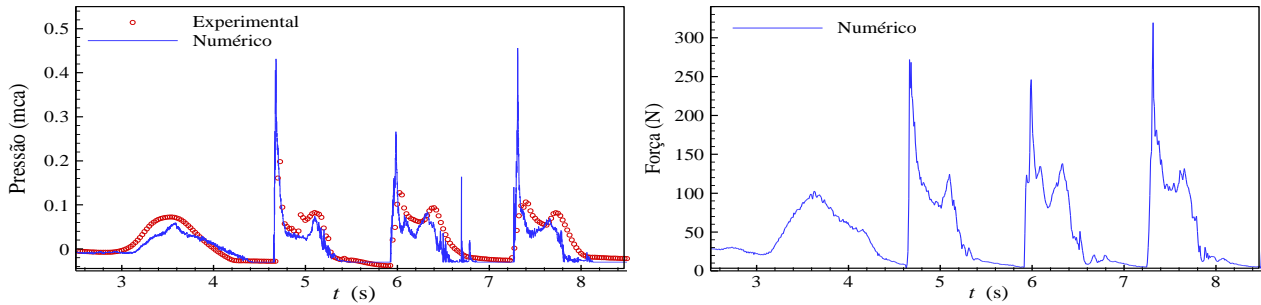


Fig. 11. Pressão no sensor P1 e força na parede vertical do quebra-mar, $T=1.3s$, $H=0.14m$ $d=0.266m$.

O estudo de impactos de ondas em paredes verticais é de grande complexidade: o fenómeno depende da forma como a onda rebenta, do instante em que ocorre a rebentação e do local onde começa, assim como da forma da onda rebentada quando entra em contacto com o quebra-mar. Na realidade é também um fenómeno que possui uma grande variabilidade, tornando a comparação entre resultados numéricos e experimentais mais difícil. Numericamente, a modelação do impacto de uma onda numa parede vertical é um verdadeiro desafio, pois a propagação da onda deve ser correctamente modelada assim como a forma, o instante e o local da rebentação da onda. O impacto na estrutura é também muito sensível à presença de ar aprisionado durante o impacto, razão que pode explicar algumas das diferenças encontradas entre os resultados numéricos e os dados dos ensaios.

A Figura 12 apresenta um aspecto do escoamento entre os instantes $t=6.00s$ e $t=6.65s$ (correspondente a um evento de impacto da onda na estrutura) para a profundidade de $d=0.266m$, altura de onda $H=0.12m$ e $T=1.3s$. Observa-se que a onda rebenta imediatamente antes de chegar à parede vertical do quebra-mar, sendo posteriormente projectado um jacto de água sobre a parede frontal do quebra-mar. Verifica-se o mesmo tipo de rebentação no decorrer dos ensaios em modelo físico. Observa-se ainda que o aprisionamento de ar na onda e entre a onda e a estrutura é significativo, o que pode explicar, em parte, as diferenças constatadas entre os resultados do modelo numérico e os dados experimentais. A diferença entre a posição dos sensores de pressão e o local de impacto da onda na parede vertical podem também ser factores que justificam algumas diferenças encontradas entre o modelo experimental e numérico. O facto de a onda atingir uma zona onde está um sensor de pressão pode levar a que o máximo de pressão seja correctamente medido; por outro lado, se o impacto não se der numa zona onde existe um sensor, pode levar a que o máximo de pressão não seja medido. Contudo, controlar a zona de impacto da onda na parede vertical é uma tarefa complexa, se não mesmo impossível, dada a não linearidade dos fenómenos locais envolvidos (em particular a rebentação).

7 CONCLUSÕES

O modelo numérico SPH do LNEC, baseado no modelo SPHysics, está a ser desenvolvido no LNEC especificamente para resolver problemas de engenharia costeira. O modelo já foi validado e aplicado na análise da elevação de superfície livre e do galgamento de vários tipos de estruturas costeiras. Recentemente, para validar e analisar o desempenho de modelo numérico no que diz respeito à pressão e à força na estrutura, foram realizados, no LNEC, ensaios em modelo físico da interacção de uma onda regular com um quebra-mar misto. É um caso de estudo difícil de modelar numericamente, pois inclui vários fenómenos muito complexos como a rebentação e a reflexão da onda e o impacto da onda na parede vertical da estrutura.

Para os casos estudados, a elevação da superfície livre calculada pelo modelo numérico apresenta uma concordância razoável com os dados dos ensaios em modelo físico. Em todos os casos a superfície livre, no modelo numérico, segue a mesma evolução temporal que nos ensaios, existindo porém algumas diferenças em termos da amplitude de onda. Verificou-se, quando comparado com os dados experimentais, que o modelo numérico prevê correctamente o comportamento global da evolução da pressão, porém existem algumas diferenças, particularmente no que diz respeito ao primeiro máximo de pressão de cada impacto. No entanto, de maneira geral, a duração de cada impacto, tanto

relativamente ao primeiro máximo de pressão como à duração total do impacto, é praticamente igual no modelo numérico e nos ensaios. Esta análise é particularmente difícil, já que, devido à re-reflexão das ondas no batedor (o batedor numérico não inclui a absorção dinâmica das ondas), a análise só pode ser realizada sobre os três primeiros impactos.

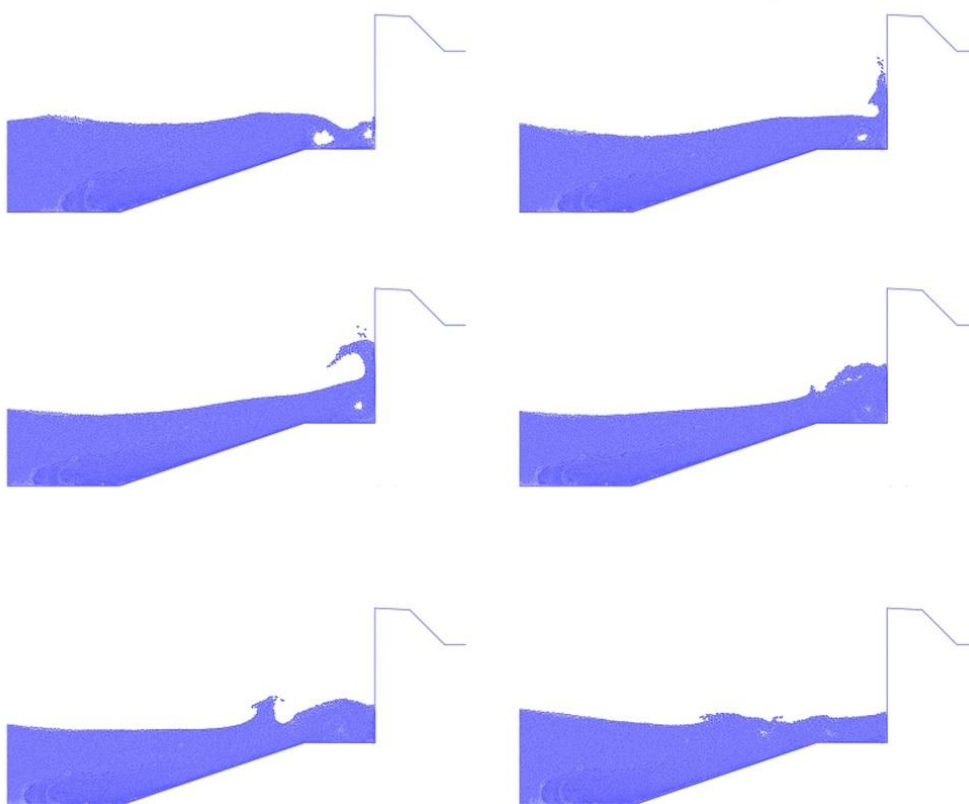


Fig. 12. – Escoamento junto ao quebra-mar misto em vários instantes no tempo para $H=0.12\text{m}$, $T=1.3\text{s}$ e $d=0.266\text{m}$.

8 AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à FCT para o financiamento do projecto PTDC/ECM/114109/2009, “SPACE – Desenvolvimento e validação de um modelo *Smoothed Particle Hydrodynamics* para aplicações a estruturas costeiras”. Eric Didier agradece à FCT o financiamento da bolsa SFRH/BPD/37901/2007.

REFERÊNCIAS

1. Gómez-Gesteira, M., Rogers, B.D., Dalrymple, R.A., Crespo, A.J.C., Narayanaswamy, M., *User Guide for the SPHysics Code v1.4*, 2008. Disponível em: <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>
2. Crespo, A.J.C., *Application of the Smoothed Particle Hydrodynamics model SPHysics to free-surface hydrodynamics*, Tese de Doutoramento, Universidade de Vigo, Espanha, 2008.
3. SPHysics code v1.4, 2009. Disponível em: <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>
4. Didier, E., Neves, M.G., Estudo da interacção onda-estrutura utilizando um modelo numérico Lagrangiano, *Revista Recursos Hídricos*, 29(2) 15-26, 2008.
5. Didier, E., Neves, M.G., Wave overtopping of a typical coastal structure of the Portuguese coast using a SPH model, *Journal of Coastal Research*, SI 56 496-500, 2009.
6. Didier, E., Neves, M.G., Coastal flow simulation using SPH: Wave overtopping on an impermeable coastal structure, *Proc. 4th International SPHERIC workshop*, Nantes, França, 357-364, 2009.
7. Didier, E., Neves, M.G., A Lagrangian Smoothed Particles Hydrodynamics – SPH – method for modelling waves-coastal structure interaction, *Proc. CFD2010 – V European Conference on Computational Fluid Dynamics*, J.C.F. Pereira and A. Sequeira eds., Lisboa, Portugal, 2010.
8. Didier, E., Neves, M.G., Study of wave interaction with coastal structures using a SPH numerical model, *Journal of Integrated Coastal Zone Management*, 10(4) 435-455, 2010.
9. Didier, E., Martins, R., Neves, M.G., Análise da interacção entre uma onda regular e um quebra-mar vertical usando um modelo numérico SPH, *Proc. Congresso de Métodos Numéricos em Engenharia*, Coimbra, Portugal, 2011.

10. Didier, E., Martins, R., Neves, M.G., Vasco, J.R.G., Interaction between wave and coastal structure: validation of two Lagrangian numerical models with experimental results, *Proc. Computational Methods in Marine Engineering IV – MARINE 2011*, ISBN 978-84-89925-31-1, Lisboa, Portugal, 2011.
11. Martins, R., *Análise da interação entre uma onda regular e um quebra-mar vertical usando um modelo numérico Smoothed Particle Hydrodynamics*, Tese de Mestrado, Universidade Nova de Lisboa, Lisboa, Portugal, 2011.
12. Monaghan, J.J., Simulating free surface flows with SPH, *Journal of Computational Physics*, 110 399-406, 1994.
13. Johnson, G., Stryk, R., Beissel, S., SPH for high velocity impact calculations, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 139 347-373, 1996.
14. Dalrymple, R.A., Rogers, B.R., Numerical modeling of water waves with the SPH method, *Coastal Engineering*, 53(2-3) 141-147, 2006.
15. Monaghan, J.J., Smoothed Particle Hydrodynamics, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 30 543-574, 1992.
16. Batchelor, G.K., *An Introduction to Fluid Dynamics*, 635 p., Cambridge University Press, UK, 1974.
17. Morris, J.P., Fox, P.J., Shu, Y., Modeling lower Reynolds number incompressible flows using SPH, *Journal of Computational Physics*, 136 214-226, 1997.
18. Gotoh, H., Shibahara, T., Sakai, T., Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering, *Computational Fluid Dynamics Journal*, 9(4) 339-347, 2001.
19. Panizzo, A., *Physical and Numerical Modelling of Sub-aerial Landslide Generated Waves*, PhD thesis, Università degli Studi di L'Aquila (2004).
20. Monaghan, J.J., On the problem of penetration in particle methods, *Journal of Computational Physics*, 82 1-15, 1989.