

VALIDAÇÃO E APLICAÇÃO DE UM MODELO NUMÉRICO SPH PARA O CÁLCULO DE FORÇAS NUM QUEBRA-MAR MISTO

Eric Didier

*Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas, Departamento de Hidráulica e Ambiente, LNEC
Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, Portugal, edidier@lneec.pt
MARETEC, Marine and Environmental Technology Center, IST, Lisboa, Portugal*

Ricardo Martins

*Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas, Departamento de Hidráulica e Ambiente, LNEC
Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, Portugal, rmmartins@lneec.pt*

Maria da Graça Neves

*Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas, Departamento de Hidráulica e Ambiente, LNEC
Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, Portugal, gneves@lneec.pt*

Quantificar a força (ou a pressão) devida às ondas incidentes torna-se essencial para analisar os esforços exercidos sobre uma estrutura e assim poder definir a sua estabilidade. Para tal, é necessário compreender todos os fenómenos envolvidos na interação onda-estrutura, tais como a rebentação, o galgamento, etc... Estes fenómenos são fortemente não lineares, o que torna a sua modelação numérica um dos maiores desafios em CFD (*Computational Fluid Dynamics*).

No presente trabalho pretende-se aplicar o modelo numérico SPH – *Smoothed Particle Hydrodynamics*, que tem vindo a ser desenvolvido no LNEC, ao estudo de interação entre ondas e quebra-mares mistos, em particular ao cálculo de forças horizontais. Os modelos SPH baseiam-se numa formulação Lagrangiana e permitem modelar escoamentos com superfície livre complexos com grandes deformações. Trata-se de um método sem malha, onde o fluido é representado por volumes elementares de água sendo considerados, conceptualmente, como partículas fluidas com massa, velocidade, pressão, etc... A natureza Lagrangiana do modelo permite seguir, ao longo do tempo, a trajetória das partículas.

A validação do modelo é feita com base em formulações propostas no projecto europeu PROVERBS, que visou o desenvolvimento de ferramentas probabilísticas de dimensionamento de quebra-mares mistos, e em dados experimentais de ensaios em modelo físico realizados no Canal de Ondas Irregulares 1 (COI1) do LNEC, o que permite demonstrar a aplicabilidade deste modelo numérico para estudos de Engenharia Costeira.

1. INTRODUÇÃO

Grande parte das estruturas marítimas destina-se à protecção de determinadas zonas costeiras contra a acção de ondas. Estas obras marítimas intervêm na protecção da linha de costa, zonas portuárias e estruturas existentes nas suas imediações. O estudo da resposta hidrodinâmica destas estruturas 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 o melhoramento do comportamento hidrodinâmico. No entanto, os esforços a que os quebra-mares mistos estão sujeitos 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 aos quais estão, muitas vezes, associados custos elevados resultantes do longo tempo de construção e logística envolvida.

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 através da mudança de parâmetros em ficheiros de entrada dos programas, tornando-se assim uma ferramenta atractiva tanto na fase de pré-projecto de obras como em investigação.

No âmbito da interacção onda-estrutura têm sido desenvolvidos ou validados diferentes modelos numéricos no Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC): o modelo AMAZON (Hu et al., 2000), baseado nas equações lineares de águas pouco profundas, o modelo COBRAS-UC (Lara et al., 2006), baseado nas equações de Reynolds e o modelo SPHysics^{LNEC} inspirado no conceito *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH) (Didier et al., 2011a) e derivado do programa SPHysics (SPHysics, 2009).

O modelo SPHysics^{LNEC} é baseado numa formulação puramente Lagrangiana e permite modelar escoamentos com superfície livre com grandes deformações. Trata-se de um método sem malha, onde o fluido é representado por volumes elementares de água sendo considerados, conceptualmente, como partículas fluidas. As equações de Navier-Stokes são resolvidas para cada partícula fluida, recorrendo a funções de interpolação e a trajectória das partículas é calculada ao longo do tempo. O modelo numérico já foi aplicado em várias estruturas costeiras com sucesso, demonstrando a sua capacidade na modelação da propagação e transformação das ondas e da estimação do galgamento de estruturas (Didier et al., 2008, 2009a, 2009b, 2010a, 2010b).

Neste trabalho pretende-se demonstrar a aplicabilidade do método SPH ao problema da interacção de uma onda regular com um quebra-mar misto, para várias alturas de onda. É ainda validado o modelo SPHysics^{LNEC} com base em dados recolhidos em ensaios experimentais em canal realizados propositadamente para o efeito e também com base em métodos de previsão de forças de impacto existentes, desenvolvidos no âmbito do projecto PROVERBS (PROVERBS, 1999, Coastal Engineering Manual, 2006).

2. MÉTODO SPH

Os métodos SPH foram inicialmente desenvolvidos para problemas de astrofísica (Gingold e Monaghan, 1977) e mais tarde adaptados à hidrodinâmica (Monaghan, 1994). O fluido é considerado como constituído por volumes de água assimilados a partículas. O método SPH baseia-se numa formulação Lagrangiana, sendo possível obter informações como a pressão, a posição e a velocidade, das partículas no tempo. A metodologia SPH não necessita de malha e permite modelar as trajectórias das partículas do fluido que interagem entre si segundo as equações de Navier-Stokes. Numericamente, a interacção entre as partículas é assegurada por

uma função de interpolação, o kernel. As equações, escritas na forma Lagrangiana, resolvem assim o movimento individual de cada partícula a partir do movimento das partículas vizinhas.

O princípio fundamental dos métodos SPH consiste em aproximar um escalar, uma função ou um tensor usando a teoria dos integrais de interpolação. 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. 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 específica da partícula b respectivamente.

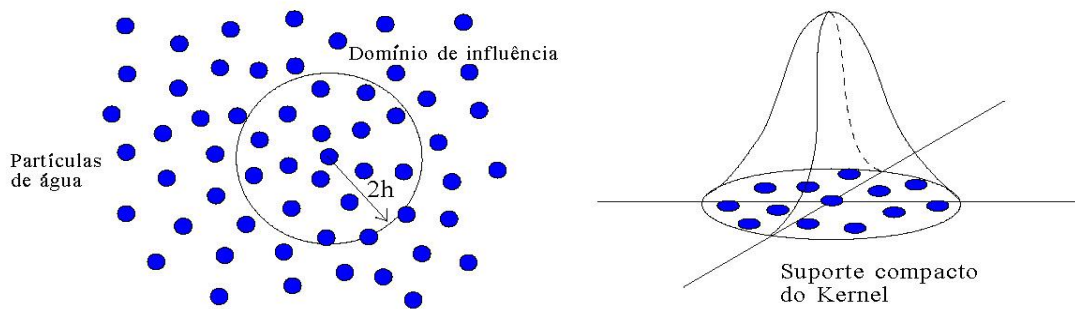


Figura 1 – Domínio de influência do kernel, partículas que contribuem para a interpolação e suporte compacto do kernel.

A função analítica f pode ser derivada sem necessitar de uma malha espacial. Numericamente, o kernel é uma função com um suporte compacto dentro duma região determinada por um raio de $2h$ (Figura 1), mais pequeno que a escala típica do problema. No entanto, o parâmetro h deve ser superior à separação inicial das partículas. Assim, uma partícula está apenas em interação com as partículas contidas no domínio de influência definido pela dimensão do suporte do kernel e cada uma destas partículas tem uma contribuição no kernel (Figura 1). O kernel de interpolação *quadratic* (Johnson, 1996), utilizado nas simulações numéricas, é definido pela função analítica dada por:

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

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

3. MODELO NUMÉRICO

O código SPHysics^{LNEC}, baseado no código SPHysics (SPHysics, 2009), tem vindo a ser desenvolvido no LNEC nos últimos anos com vista à resolução de problemas de engenharia costeira. Este código permite modelar escoamentos de superfície livre complexos, possibilitando realizar análises de elevação de superfície livre, perfis de velocidade, pressões e força sobre as estruturas.

3.1. Modelo SPHysics

O modelo SPHysics inclui um conjunto de opções, tais como esquemas de integração no tempo, modelos de viscosidade, filtros de massa específica, condições de fronteiras dinâmicas e estáticas. Para maiores detalhes sobre a implementação numérica destas opções, pode-se consultar o manual do código SPHysics (Gómez-Gesteira et al., 2008).

A equação de conservação da quantidade de movimento num meio contínuo é dada por:

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + g + \Theta \quad (4)$$

onde t é o tempo, Θ representa os termos viscosos, $g=(0, 0, -9.81) \text{ m.s}^{-2}$ é a aceleração da gravidade, v , P e ρ são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a massa específica.

Nas equações SPH, a equação discreta de conservação do momento é dada por:

$$\frac{Dv_a}{Dt} = \sum_b m_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} + \Pi_{ab} \right) \cdot \nabla_a W_{ab} + g \quad (5)$$

onde v_a , P_a e ρ_a são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a massa específica de uma partícula a , P_b , ρ_b e m_b são, respectivamente, a pressão, a massa específica e a massa de uma 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 dado por:

$$\nabla_a W_{ab} = \nabla_a W(r_a - r_b) = \frac{\partial W_{ab}}{\partial x_a} i + \frac{\partial W_{ab}}{\partial y_a} j \quad (6)$$

onde i e j são os vectores unitários na direcção dos eixos coordenados e (x_a, y_a) são as coordenadas da partícula genérica a .

No programa SPHysics, são implementados três modelos para os termos viscosos Π_{ab} : viscosidade artificial (Monaghan, 1992), viscosidade laminar (Morris et al., 1997) e modelo de turbulência *Sub-Particle Scale* (Gotoh et al., 2001). Este último modelo é utilizado nas presentes simulações numéricas.

A equação de conservação de massa na sua forma discreta é dada por:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (u_a - u_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \quad (7)$$

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

$$\frac{dr_a}{dt} = u_a \quad (8)$$

O fluido é considerado compressível o que permite relacionar a pressão no fluido com a massa específica através da equação de estado (Batchelor, 1974) dada por:

$$P = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (9)$$

onde:

$$B = \frac{c_0^2 \rho_0}{\gamma} \quad (10)$$

sendo $\gamma=7$, ρ_0 a massa específica de referência e c_0 a velocidade do som. Por razões de ordem numérica, é normalmente considerado no cálculo um valor de velocidade do som menor que o seu valor real, para poder aumentar o passo de tempo. Com esta técnica, a pressão no fluido é calculada através da equação de estado (9), tendo em conta que o fluido é pouco compressível, em vez de resolver uma equação de pressão de Poisson, onde o fluido seria considerado incompressível (Koshizuka et al., 1995, Shao et al., 2003). Com a hipótese de fluido pouco compressível, a variação de massa específica é inferior a 1% (Dalrymple et al., 2006).

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 específica para cada partícula. A aplicação da re-normalização da massa específica 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 (Panizzo, 2004). O novo valor de massa específica de uma dada partícula a é calculada através de:

$$\bar{\rho}_a = \sum_b \rho_b \tilde{W}_{ab} \frac{m_b}{\rho_b} = \sum_b m_b \tilde{W}_{ab} \quad (11)$$

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

$$\tilde{W}_{ab} = \frac{W_{ab}}{\sum_b W_{ab} \frac{m_b}{\rho_b}} \quad (12)$$

3.2. Modelo SPHysics^{LNEC}

O modelo SPHysics^{LNEC} é uma versão alterada do modelo SPHysics, para modelação específica de propagação de ondas e de interacção entre ondas e estruturas costeiras.

No modelo utilizado nas presentes simulações, a integração no tempo é realizada utilizando o algoritmo *predictor-corrector* (Monaghan, 1989) com o passo de tempo controlado automaticamente respeitando as condições de Monaghan e Kos, 1999. O modelo de turbulência utilizado é o modelo SPS evitando-se assim o recurso a parâmetros empíricos necessários no caso do modelo de viscosidade artificial proposto por Monaghan (Monaghan, 1992). 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 imposto uma força de repulsão nas partículas que constituem a fronteira sólida do domínio computacional. Várias análises do modelo permitiram definir as opções adoptadas para modelar escoamentos com superfície livre (Didier et al., 2009c, 2010b).

Foram recentemente realizados ensaios em modelo físico de um quebra-mar misto impermeável (ver capítulo 4) com o objectivo de validar o modelo SPHysics^{LNEC} (Didier et al.,

2011b). Um problema inerente à formulação convencional SPH, baseada na formulação de Monaghan, 1989 é a estabilidade da pressão. Uma análise preliminar, comparando os resultados numéricos e experimentais, mostrou que a re-normalização da massa específica é absolutamente necessária para estabilizar a pressão. No entanto, a re-normalização da massa específica induz uma difusão numérica e uma redução da elevação da superfície livre. 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 (Didier et al., 2011b).

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.

A rebentação é um fenómeno importante na determinação de esforços sobre quebra-mares mistos, pois a forma como a onda atinge a estrutura condiciona o tipo de impacto. Nas presentes simulações numéricas utilizou-se uma dimensão inicial das partículas fluidas de $d_0=0.00266\text{m}$ (ou seja um volume de $7.076 \times 10^{-6}\text{m}^3/\text{m}$), permitindo assim reproduzir o fenómeno de rebentação correctamente (Didier et al., 2011a, 2011b).

4. CASO DE ESTUDO E MODELAÇÃO FÍSICA

Os ensaios em modelo físico foram realizados no Canal de Ondas Irregulares 1 (COI1) do LNEC (Figura 2). 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 e 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 3. 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 e a segunda a 3.943m. Montaram-se ainda seis sensores de pressão, na parede vertical frontal do quebra-mar, tal como se indica na Figura 4. Os dados experimentais foram adquiridos com uma frequência de 400Hz.

Os ensaios realizados contemplaram alturas de onda de $H=0.04\text{m}$ a $H=0.16\text{m}$, com períodos $T=1.1\text{s}$ e $T=1.3\text{s}$ e profundidades de $d=0.266\text{m}$ e $d=0.325\text{m}$. Contudo, no presente trabalho, a validação do modelo numérico é baseada nos ensaios realizados com a profundidade de 0.266m e o período de 1.3s, sendo simuladas alturas de onda desde $H=0.06\text{m}$ a $H=0.16\text{m}$.



Figura 2 – Canal de Ondas Irregulares 1 LNEC (Alvo, 2008).

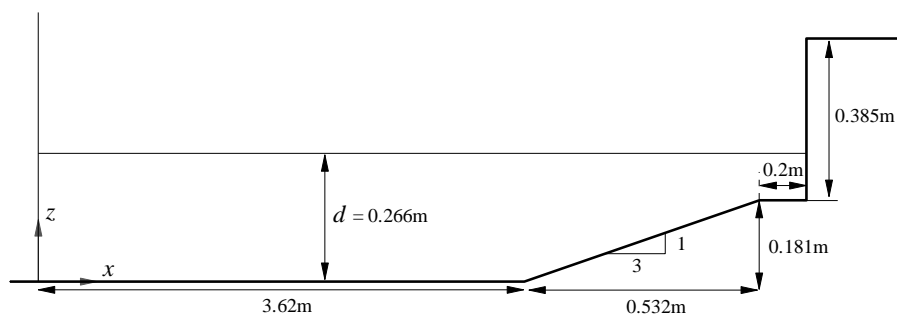


Figura 3 – Corte longitudinal do canal e da estrutura e principais dimensões.

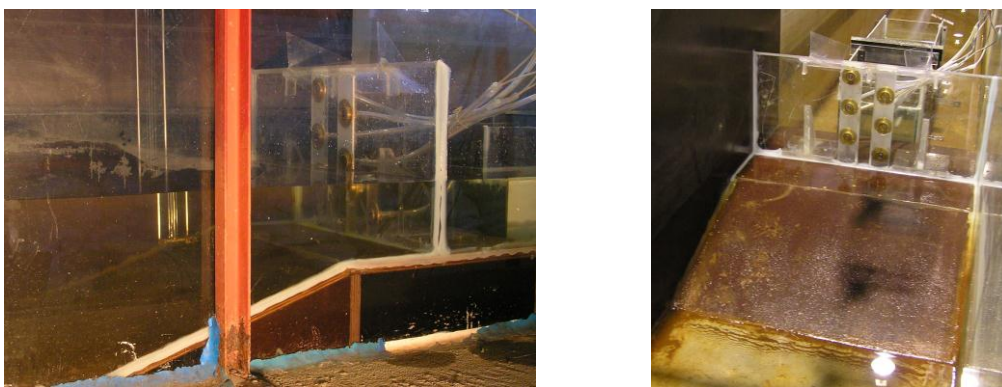


Figura 4 – Modelo físico e disposição dos sensores de pressão.

5. ANÁLISE DOS RESULTADOS

Nesta secção são apresentados e analisados os resultados obtidos para as várias condições de agitação incidente, procedendo-se à validação do modelo com base na informação do projecto PROVERBS (PROVERBS) e nos dados recolhidos dos ensaios em canal realizados especificamente para o efeito.

5.1. Elevação de superfície livre

Nas Figuras 5 a 10 são apresentadas as séries temporais de elevação da superfície livre nas duas sondas, obtidas com o modelo numérico e com as medições nos ensaios em modelo físico. A figura da esquerda corresponde à sonda mais perto do batedor (situada a 2.643m do batedor) e a figura da direita corresponde à sonda colocada sobre a rampa do talude (situada a 3.943m do batedor).

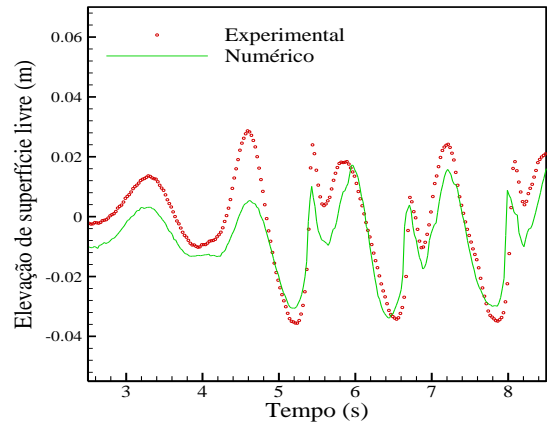
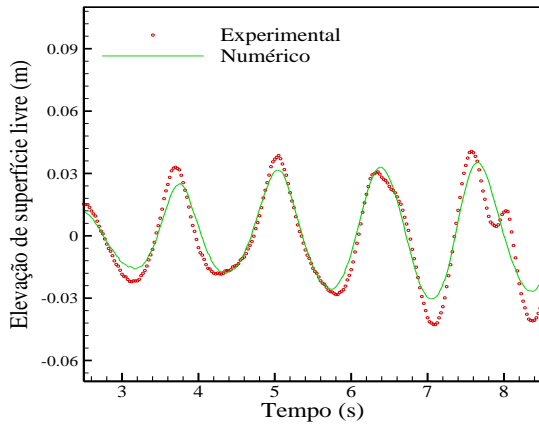


Figura 5 – Elevação de superfície livre para $H=0.06m$.

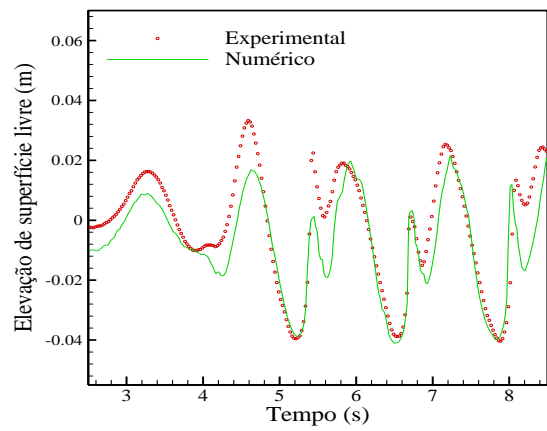
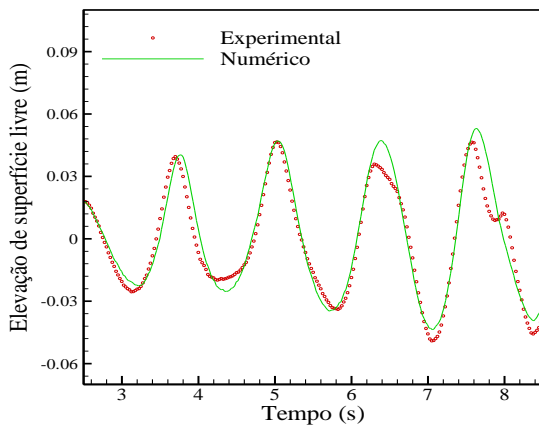


Figura 6 – Elevação de superfície livre para $H=0.08m$.

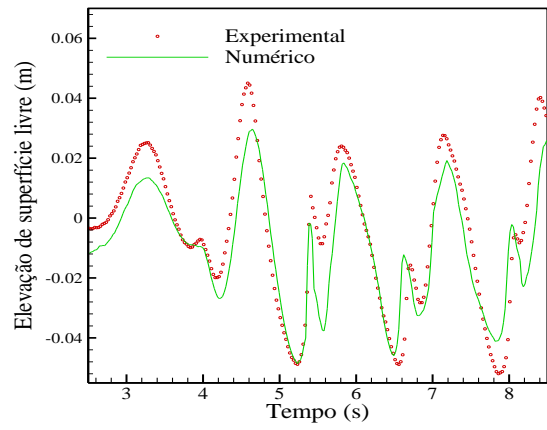
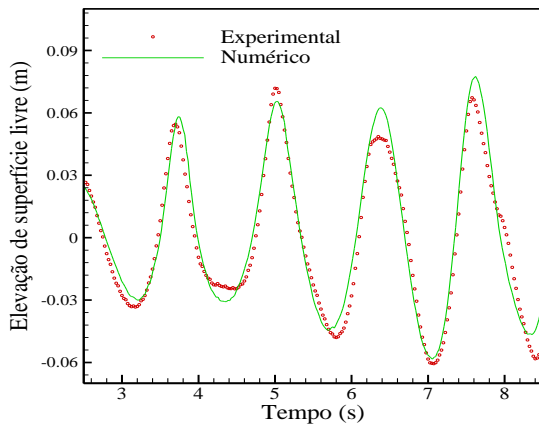


Figura 7 – Elevação de superfície livre para $H=0.10m$.

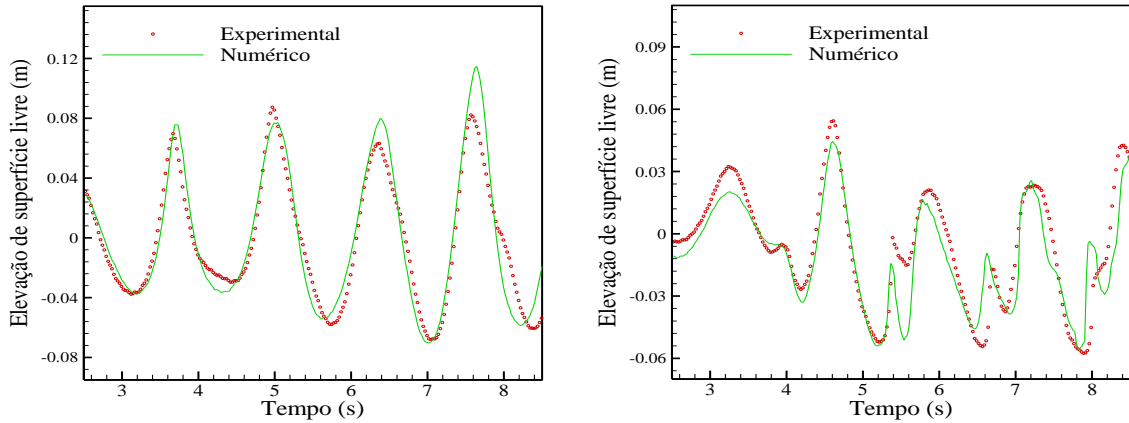


Figura 8 – Elevação de superfície livre para $H=0.12\text{m}$.

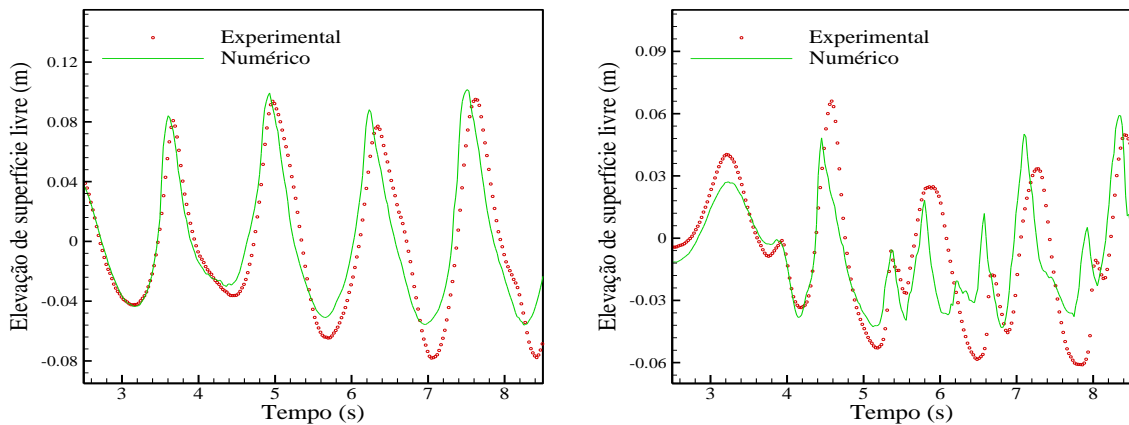


Figura 9 – Elevação de superfície livre para $H=0.14\text{m}$.

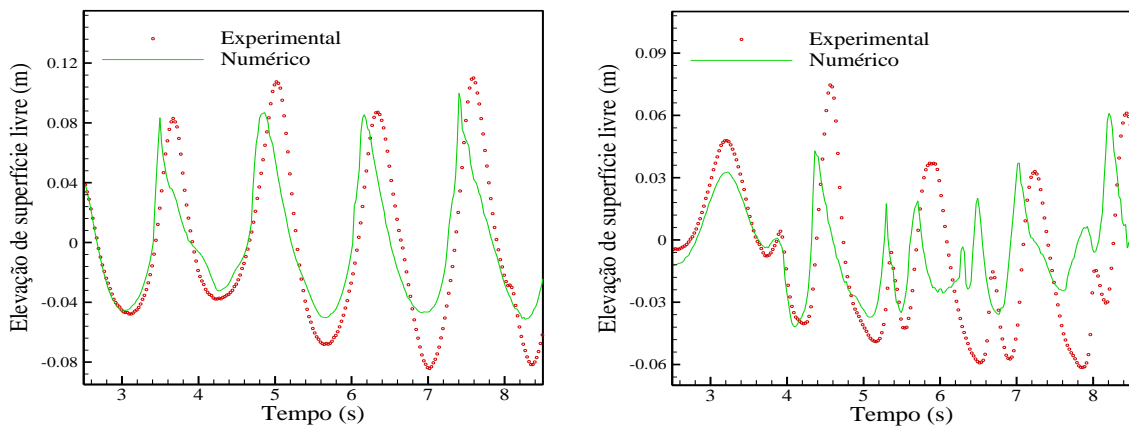


Figura 10 – Elevação de superfície livre para $H=0.16\text{m}$.

Verifica-se, nas Figuras 5 até 10 e para as duas sondas de elevação de superfície livre, que os resultados numéricos apresentam uma boa concordância com os dados dos ensaios em modelo físico. Em todos os casos, a superfície livre, no modelo numérico, segue a mesma evolução temporal que no ensaio experimental, existindo porém diferenças em termos de 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 e à queda da lâmina de água que se formou ao longo da parede vertical do quebra-mar, que produz uma onda no sentido oposto às ondas incidentes. Nesta região os fenómenos não lineares são mais pronunciados. Observa-se também, experimentalmente, uma emulsão (mistura de ar e água) ao nível da rebentação das ondas e da interação 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 está simulada, pois apenas as partículas de água são modeladas. O galgamento não está correctamente modelado devido 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 específica 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.

Essas diferenças são mais evidentes para os casos de menor e maior amplitude de onda, respectivamente, $H=0.06\text{m}$ e $H=0.14$ e 0.16m . Para a altura de onda $H=0.06\text{m}$, Figura 5, as diferenças observadas entre os ensaios e a modelação numérica podem ser atribuídas à falta de resolução na vertical, ou seja, entre a cava e a crista de onda. Para as ondas seguintes com amplitudes maiores, as diferenças reduzem-se ligeiramente. No entanto, verifica-se uma subestimação global da amplitude das ondas, quando comparadas com as medidas. Uma resolução mais fina para esta altura de onda deveria permitir obter resultados mais próximos dos dados experimentais, embora esta solução resulte num aumento de tempo de cálculo, que já assim é elevado.

Para os casos de alturas de onda de 0.14m e 0.16m (Figuras 9 e 10), a superfície livre medida nos ensaios em modelo físico tem uma forma mais regular que a obtida na modelação numérica, que apresenta variações pronunciadas, particularmente na sonda próxima da estrutura. Estas diferenças resultam, essencialmente, do programa de pós-tratamento utilizado para determinar a posição da superfície livre com base no critério em que a partícula de cota mais alta, num determinado instante e numa determinada secção do canal, define a superfície livre. Verificou-se também, na simulação numérica para a altura de onda de 0.16m , que a rebentação surgia logo nas proximidades do batedor e seguia até a onda rebentar perto da estrutura. Não foi observado este comportamento nos ensaios, onde se notou apenas uma ligeira instabilidade ao nível da crista da onda. Isto é provavelmente devido ao facto de não se usar um termo de tensão superficial na superfície livre.

No entanto, para os casos de altura de onda intermédia, $H=0.08\text{m}$, $H=0.10\text{m}$ e $H=0.12\text{m}$, respectivas Figuras 6 a 8, a deformada da superfície livre é bem simulada pelo modelo numérico e apresenta uma boa concordância com aos dados experimentais, quer na primeira quer na segunda sonda, indicando que a resolução utilizada, quer na horizontal quer na vertical, é adaptada ao problema a resolver, particularmente no que diz respeito à rebentação.

5.2. Pressão e força

Nas Figuras 11 até 15, são apresentadas as séries temporais da pressão (figura da esquerda), comparando-se os valores experimentais e numéricos para o sensor mais a baixo (Figura 4), e as séries temporais da força total horizontal na parede vertical do quebra-mar (figura da direita).

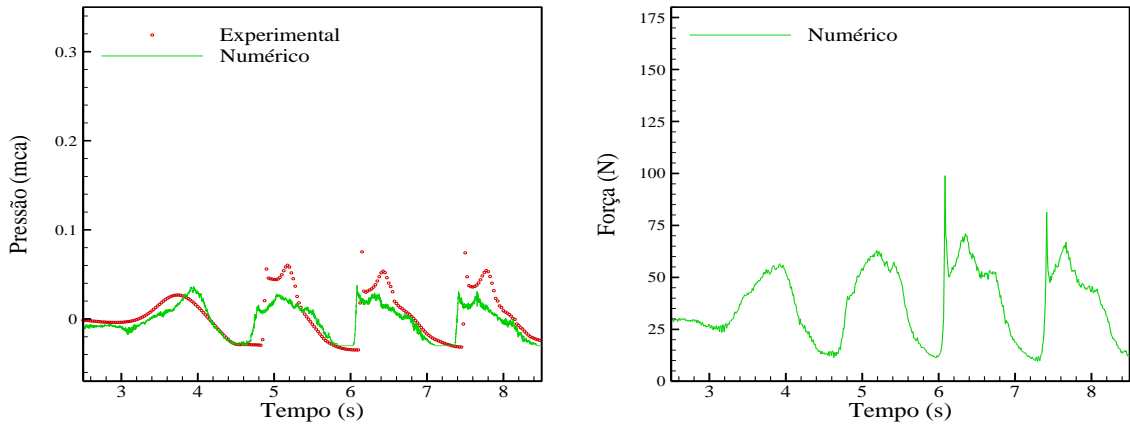


Figura 11 – Série temporal da pressão no primeiro sensor de pressão e da força na parede vertical do quebra-mar para $H=0.06m$.

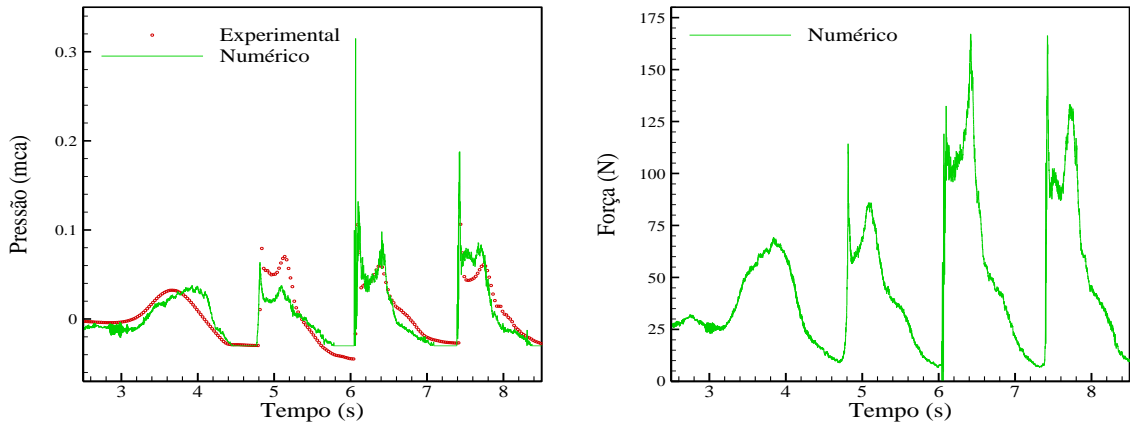


Figura 12 – Série temporal da pressão no primeiro sensor de pressão e da força na parede vertical do quebra-mar para $H=0.08m$.

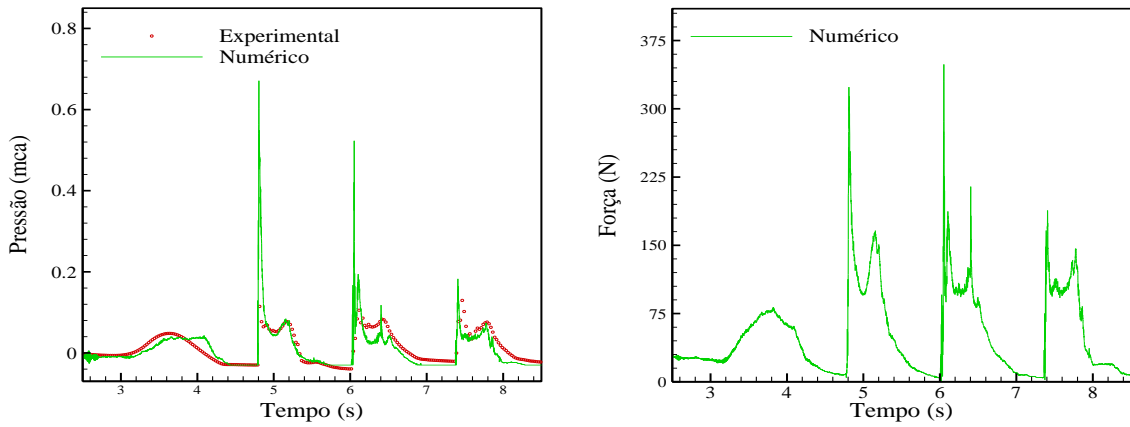


Figura 13 - Série temporal da pressão no primeiro sensor de pressão e da força na parede vertical do quebra-mar para $H=0.10m$.

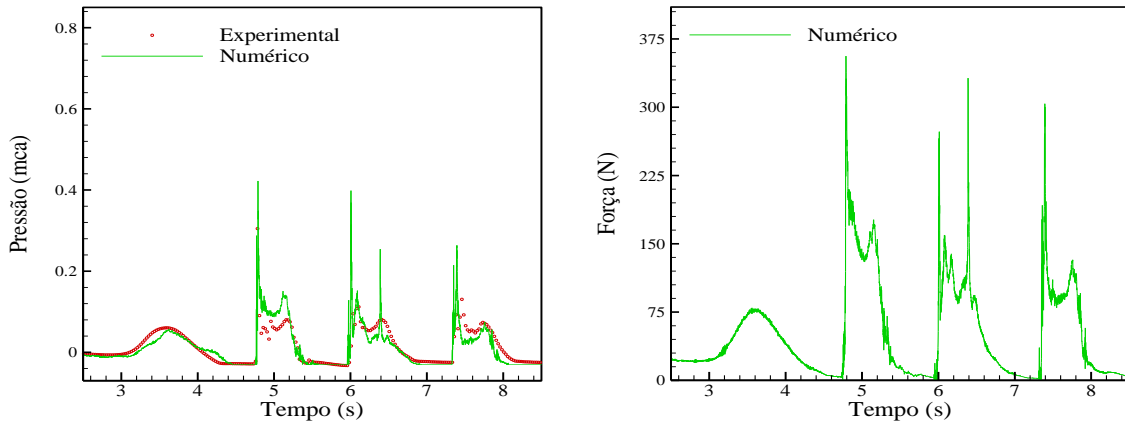


Figura 14 – Série temporal da pressão no primeiro sensor de pressão e da força na parede vertical do quebra-mar para $H=0.12\text{m}$.

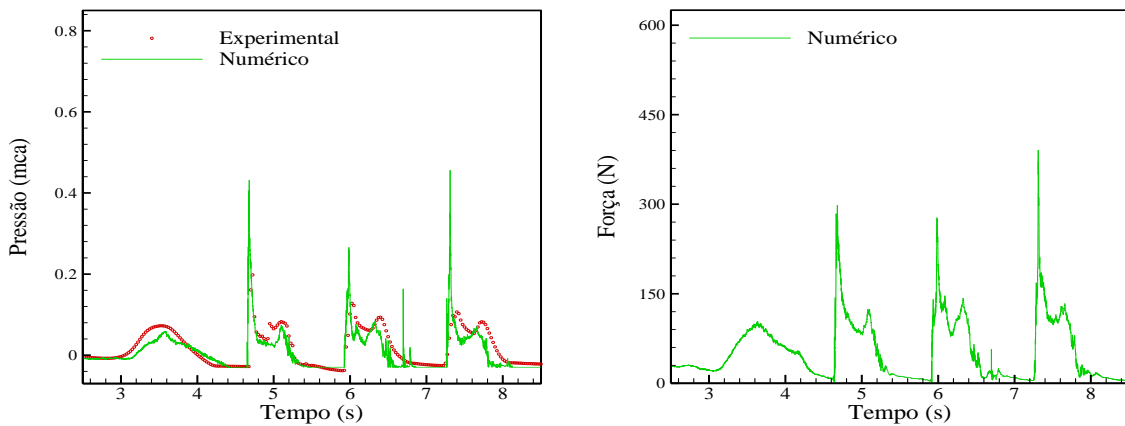


Figura 15 – Série temporal da pressão no primeiro sensor de pressão e da força na parede vertical do quebra-mar para $H=0.14\text{m}$.

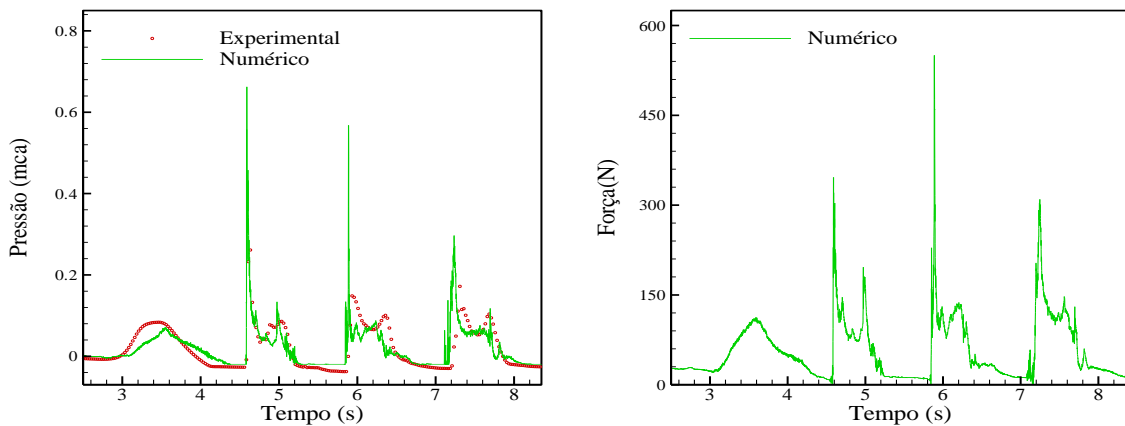


Figura 16 – Série temporal da pressão no primeiro sensor de pressão e da força na parede vertical do quebra-mar para $H=0.16\text{m}$.

Nas Figuras 11 a 16, quando se comparam os resultados numéricos com os dados experimentais, verifica-se que o modelo numérico prevê o comportamento global da evolução da pressão, porém existem algumas diferenças, particularmente no que diz respeito ao primeiro máximo de pressão de cada impacto.

Verifica-se, que de maneira geral, a duração de cada impacto, tanto relativamente ao primeiro máximo de pressão como à duração total do impacto, é praticamente igual entre o previsto pelo modelo numérico e o medido no modelo físico. A evolução da pressão, ao longo de um período de onda, apresenta, quer nos ensaios quer no modelo numérico, as mesmas variações:

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

Fora o 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 sempre sobrestimado pelo modelo numérico. No entanto, a frequência de aquisição da pressão no modelo numérico é superior à aquisição realizada no modelo físico, o que pode indicar que a aquisição experimental poderá ser 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 utilizarem-se frequências de aquisição superiores a 1000 Hz.

Verifica-se ainda que o modelo numérico apresenta algumas instabilidades de pressão e força relativamente aos dados experimentais. Em parte estas instabilidades de pressão, sendo em alguns casos significativas, devem-se ao facto de existirem ainda instabilidades numéricas de pressão, apesar de se utilizar a re-normalização da massa específica (filtro de Shepard) para estabilizar a pressão. A aplicação da re-normalização da massa específica é essencial para se poder estimar valores de pressão e de força, mas não é suficiente. Uma solução pode ser a de realizar a aquisição da pressão nos instantes em que é aplicada a re-normalização (a cada 30 iterações de tempo no modelo numérico), instantes para os quais a pressão deve ser estável.

Nas Tabelas 1 e 2 apresentam-se os valores (médio, mínimo e máximo) dos primeiros e segundos máximos de pressão, respectivamente, registados durante cada um dos impactos, quer na modelação física quer na modelação numérica. A análise foi realizada somente sobre três impactos devido à reflexão das ondas no batedor (o batedor numérico não inclui a absorção dinâmica das ondas). Dada a variabilidade dos resultados (Tabelas 1 e 2), especialmente do valor do primeiro impacto, a análise de um maior número de impactos apresentaria certamente uma melhor consistência na análise aqui efectuada.

Da análise destas tabelas, verifica-se que existem grandes diferenças entre os resultados numéricos e experimentais, particularmente para o primeiro máximo de pressão (que corresponde ao impacto da onda incidente na estrutura). Para a altura de onda 0.06m, o modelo numérico subestima a intensidade da pressão, mas sobrestima-a sistematicamente para todas as outras alturas de onda. No entanto, verifica-se que a variabilidade na intensidade da pressão é similar quer na modelação numérica quer na modelação física. Analisando o mínimo e o máximo da pressão, aparecem situações onde existe um factor 3, aproximadamente, entre a intensidade mínima e máxima da pressão registada, como é o caso de $H=0.12\text{m}$ (modelo físico) e $H=0.10\text{m}$ (modelo numérico). Uma evolução típica da força de impacto ao longo do tempo (Figura 17), demonstra a variabilidade das forças de impacto registadas.

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 (como se pode verificar nas Tabelas 1 e 2), 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 também as diferenças entre os resultados numéricos e os dados dos ensaios. Tal como referido, o modelo numérico modela apenas a água, não existindo partículas de ar no escoamento.

Tabela 1 – Primeiro máximo de pressão.

Caso	Experimental			Numérico		
	Média (mca)	Mínimo (mca)	Máximo (mca)	Média (mca)	Mínimo (mca)	Máximo (mca)
H=0.06m	0.088	0.056	0.120	0.028	0.014	0.038
H=0.08m	0.130	0.108	0.153	0.189	0.064	0.315
H=0.10m	0.159	0.129	0.211	0.459	0.182	0.671
H=0.12m	0.198	0.133	0.304	0.362	0.264	0.422
H=0.14m	0.172	0.111	0.267	0.385	0.267	0.455
H=0.16m	0.211	0.174	0.280	0.498	0.286	0.652

Tabela 2 – Segundo máximo de pressão.

Caso	Experimental			Numérico		
	Média (mca)	Mínimo (mca)	Máximo (mca)	Média (mca)	Mínimo (mca)	Máximo (mca)
H=0.06m	0.056	0.054	0.060	0.029	0.028	0.031
H=0.08m	0.064	0.061	0.070	0.074	0.038	0.098
H=0.10m	0.079	0.076	0.082	0.092	0.073	0.118
H=0.12m	0.078	0.074	0.081	0.160	0.074	0.254
H=0.14m	0.091	0.084	0.097	0.076	0.070	0.084
H=0.16m	0.097	0.089	0.103	0.105	0.078	0.125

O impacto da rebentação das ondas em quebra-mares verticais foi alvo de estudo dentro do projecto europeu PROVERBS (PROVERBS, 1999). Para o presente trabalho tem particular interesse o mapa de parâmetros que permite estimar o tipo de impacto sobre a estrutura baseado em determinadas características geométricas (como altura de talude) e de agitação marítima (como a altura de onda) proposto neste projecto (Coastal Engineering Manual, 2006).

Todas as alturas de onda incidente são, pelo mapa de parâmetros, casos onde se prevê a ocorrência de forças de impacto. Tipicamente, para forças de impacto, a forma da série temporal da força na parede vertical de um quebra-mar é similar à indicada na Figura 18. Um critério que permite identificar forças de impacto sobre quebra-mares com paredes verticais é o rácio entre o primeiro máximo de força e o segundo máximo de força (PROVERBS, 1999, Coastal Engineering Manual, 2006), $F_{h,max}/F_{h,q}$. Porém, numa configuração onde se prevejam forças de impacto, esta relação pode não se verificar para todos os impactos registados (Figura 17).

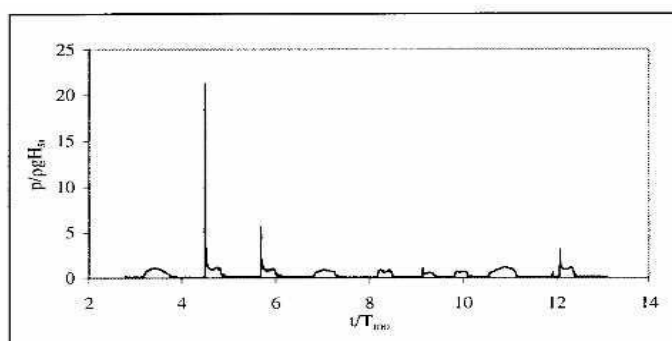


Figura 17 – Evolução típica do impacto sobre uma parede vertical ao longo do tempo (PROVERBS, 1999).

Na Tabela 3 são apresentados os valores (médios, mínimos e máximos) do primeiro e do segundo máximo de força, o rácio médio dos três impactos e os rácios mínimo e máximo registados nas séries temporais para cada altura de onda.

Dos resultados apresentados na Tabela 3 verifica-se que o rácio médio entre máximos de força, $F_{h,max}/F_{h,q}$, só está de acordo com o previsto pelo PROVERBS para a altura de onda de 0.16m, sendo que para $H=0.14m$ o valor, embora próximo, está um pouco abaixo do previsto. Apesar de o rácio de 2.5 entre os máximos de força (em cada impacto) ser um valor de referência indicado pelo PROVERBS, tem de se ter em conta que este rácio pode não se verificar a cada impacto registado numa dada série temporal. Assim, nota-se que o máximo rácio $F_{h,max}/F_{h,q}$ para uma altura de onda superior ou igual a 0.10m toma um valor entre 2.08 e 4.02, ou seja próximo ou superior ao valor de 2.5, tal como relatado por vários autores. O rácio mínimo é sempre inferior ao valor de 2.5, variando de 0.88 até 1.94. No entanto, para ondas de menor amplitude ($H=0.06m$ e $H=0.08m$), embora o rácio $F_{h,max}/F_{h,q}$ seja inferior a 2.5, verifica-se na série temporal da força (e também da pressão) a existência de uma força de impacto.

Observa-se também na Tabela 3 que com o aumento da altura de onda, a força de impacto aumenta, o que seria de esperar para esta configuração e condições de agitação.

Os efeitos não lineares ligados a fenómenos como reflexão ou rebentação, associados à aleatoriedade do escoamento e destes fenómenos junto à estrutura, obrigam a realizar ensaios com maior duração e com maior número de impactos para estimar com alguma segurança as forças e pressões que surgem durante o impacto. Apesar deste facto, demonstrou-se que o modelo SPHysics^{LNEC} é capaz de reproduzir, tanto em amplitude como em duração, os impactos das ondas sobre as estruturas verticais.

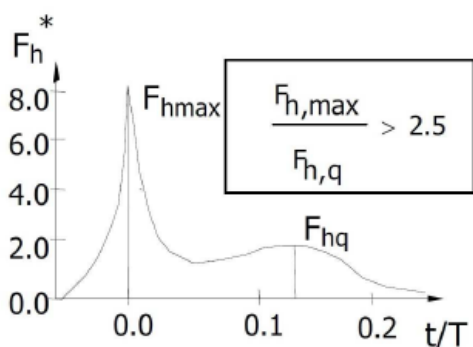


Figura 18 – Comportamento típico da força de impacto (PROVERBS, 1999).

Tabela 3 – Valores médios de força do primeiro e do segundo máximo durante o impacto e respectivos rácios.

H (m)	1º máximo de força (N)			2º máximo de força (N)			Rácio $F_{h,max}/F_{h,q}$		
	Média	Mín.	Máx.	Média	Mín.	Máx.	Média	Mín.	Máx.
0.06	73.3	68.4	78.2	78.6	77.4	79.8	0.93	0.88	0.98
0.08	137.8	114.4	166.4	128.8	86.0	167.1	1.07	0.79	1.33
0.10	286.9	188.5	348.7	172.4	147.0	214.5	1.66	1.28	2.08
0.12	311.1	273.1	356.1	213.5	132.2	331.6	1.46	0.82	2.30
0.14	322.1	277.2	390.2	133.8	124.7	142.8	2.41	1.94	2.92
0.16	402.3	310.0	550.7	160.1	137.1	195.9	2.51	1.77	4.02

6. CONCLUSÕES

O modelo numérico SPHysics^{LNEC}, baseado no método *Smoothed Particle Hydrodynamics*, é utilizado e desenvolvido no LNEC desde 2007 para resolver problemas de engenharia costeira. O modelo já foi validado e aplicado a vários tipos de estruturas costeiras na análise da

elevação de superfície livre e do galgamento. Recentemente, para validar e analisar o desempenho de modelo numérico no que diz respeito à pressão e à força na estrutura, foram realizados, nas instalações do LNEC, ensaios em modelo físico da interacção de uma onda regular com um quebra-mar misto, para várias alturas de onda, profundidades de água e períodos de onda. Este caso de estudo é muito complexo de modelar numericamente, pois surgem interacções não-lineares ligadas à rebentação da onda, ao impacto da onda na parede vertical da estrutura e à reflexão da onda.

A elevação de 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 diferenças em termos da amplitude de onda. Para os casos de altura de onda intermédia, $H=0.08\text{m}$, $H=0.10\text{m}$ e $H=0.12\text{m}$, a deformada da superfície livre é 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. Verificou-se também que na simulação numérica da maior altura de onda, $H=0.16\text{m}$, a rebentação surge logo nas proximidades do batedor e segue até a onda rebentar perto da estrutura. No entanto, não foi observado este comportamento nos ensaios, onde se notou apenas uma ligeira instabilidade ao nível da crista da onda. Isto é provavelmente devido ao facto de não se usar, no modelo numérico, um termo de tensão superficial na superfície livre.

Verificou-se que o modelo numérico prevê o comportamento global da evolução da pressão, quando comparado com os dados experimentais, 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 reflexão das ondas no batedor (o batedor numérico não inclui a absorção dinâmica das ondas), está só pode ser realizada sobre os três primeiros impactos. Dada a variabilidade dos resultados, a análise e comparação dos resultados experimentais e numéricos deveria ser feita para uma série temporal de maior duração, para se obter um maior número de impactos. A comparação da força obtida com modelo numérico e da prevista pelo projecto PROVERBS é assim difícil. Apesar deste facto, demonstrou-se que o modelo SPPhysics^{LNEC} é capaz de reproduzir, tanto em amplitude como em duração, os impactos das ondas sobre quebra-mares mistos.

O desempenho do modelo numérico, no que diz respeito à estimação da pressão e das forças resultantes, continuará a ser analisado e várias soluções estão desde já em desenvolvimento. Para poder tornar o modelo aplicável a estudos de engenharia costeira, várias alterações devem ainda ser realizadas: o método de geração por batedor deve incluir uma metodologia de absorção dinâmica para poder aumentar a duração de simulação e o modelo numérico deve ser paralelizado para reduzir o tempo CPU de cálculo.

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

- K. Hu K,C.G. Mingham, D.M. Causon, Numerical simulation of wave overtopping of coastal structures using non-linear shallow water equations, *Coastal Engineering*, 41, 433-465, 2000.
- J.L. Lara, N. Garcia, I.J. Losada, RANS modelling applied to random wave interaction with submerged permeable structures, *Coastal Engineering*, 53(5-6), 395-417, 2006.
- E. Didier, R. Martins, M.G. Neves, Análise da interacção entre uma onda regular e um quebra-mar vertical usando um modelo numérico SPH, *Congresso de Métodos Numéricos em Engenharia*, 2011a.

SPHysics code v1.4, <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>, 2009.

E. Didier, M.G. Neves, Estudo da interação onda-estrutura utilizando um modelo numérico Lagrangiano, *Revista Recursos Hídricos*, 29(2), 15-26, 2008.

E. Didier, M.G. Neves, Wave overtopping of a typical coastal structure of the Portuguese coast using a SPH model, *Journal of Coastal Research*, SI 56, 496-500, 2009a.

E. Didier, M.G. Neves, Metodo Lagrangiano para modelação numérica da interação entre uma onda e uma estrutura costeira, *6^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária*, Funchal-Madeira, Portugal, 2009b.

E. Didier, M.G. Neves, Study of wave interaction with coastal structures using a SPH numerical model, *Journal of Integrated Coastal Zone Management*, 10(4), 435-455, 2010a.

E. Didier, M.G. Neves, Modelação de estruturas marítimas usando um modelo numérico Smoothed Particle Hydrodynamics, *4^o Seminário e Workshop em Engenharia Oceanica*, FURG, Rio Grande/RS, 2010b.

PROVERBS, <http://www.tu-bs.de/~i5102401>, 1999.

Coastal Engineering Manual. Engineer Manual 1110-2-1100, U.S. Army Corps of Engineers, Washington, D.C. (in 6 volumes), 2006.

R.A. Gingold, J.J. Monaghan, Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 181, 375-389, 1977.

J.J. Monaghan, Simulating free surface flows with SPH, *Journal of Computational Physics*, 110, 399-406, 1994.

G. Johnson, R. Stryk, S. Beissel, "SPH for high velocity impact calculations", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 139, 347-373, 1996.

M. Gómez-Gesteira, B.D. Rogers, R.A. Dalrymple, A.J.C. Crespo, M. Narayanaswamy, User Guide for the SPHysics Code v1.4, <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>, 2008.

J.J. Monaghan, Smoothed Particles Hydrodynamics, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 30, 543-574, 1992.

J.P. Morris, P.J. Fox, Y. Shu, Modeling lower Reynolds number incompressible flows using SPH, *Journal of Computational Physics*, 136, 214-226, 1997.

H. Gotoh, T. Shibahara, T. Sakai, Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering, *Computational Fluid Dynamics Journal*, 9(4), 339-347, 2001.

G.K. Batchelor, *Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, UK, 1974.

S. Koshizuka, H. Tamako, Y. Oka, A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics Journal*, 4(1), 29-46, 1995.

S.D. Shao, E.Y.M. Lo, Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface, *Adv. Water Resour.*, 26(7), 787-800, 2003.

R.A. Dalrymple, B.D. Rogers, Numerical modeling of water waves with the SPH method, *Coastal Engineering*, 53(2-3), 141-147, 2006.

A. Panizzo, *Physical and Numerical Modelling of Sub-aerial Landslide Generated Waves*, PhD thesis, Università degli Studi di L'Aquila, 2004.

J.J. Monaghan, On the problem of penetration in particle methods, *Journal of Computational Physics*, 82, 1-15, 1989.

J.J. Monaghan, A. Kos, Solitary waves on a Cretan beach, *Journal of Waterways, Ports, Coastal Engineering*, 125, 145-154, 1999.

E. Didier, M.G. Neves, Coastal flow simulation using SPH: Wave overtopping on an impermeable coastal structure, *4th International SPHERIC workshop*, Nantes, França, 357-364, 2009c.

E. Didier, R. Martins, M.G. Neves, J.R.G. Vasco, Interaction between wave and coastal structure: validation of two Lagrangian numerical models with experimental results, *MARINE-2011*, Lisboa, Portugal, 2011b.

P. Alvo, *Aplicação do modelo numérico COBRAS-UC ao estudo de interacção de ondas com protecções marginais*, Dissertação de mestrado, Instituto Superior Técnico, 2008.