

## FORÇA DE IMPACTO NUM QUEBRA-MAR MISTO OBTIDAS COM UM MODELO NUMÉRICO SPH E FORMULAÇÕES EMPÍRICAS

Eric Didier

*Eng. Civil, LNEC, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, +351.218443446, [edidier@lneec.pt](mailto:edidier@lneec.pt)*

André Rodrigues

*Eng. Civil, LNEC, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, +351.218443451, [arodrigues@lneec.pt](mailto:arodrigues@lneec.pt)*

Maria da Graça Neves

*Eng. Civil, LNEC, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, +351.218443451, [gneves@lneec.pt](mailto:gneves@lneec.pt)*

Diogo R.C.B. Neves

*Eng. Civil, LNEC, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, +351.218443451, [dneves@lneec.pt](mailto:dneves@lneec.pt)*

### RESUMO

O conhecimento dos esforços resultantes da interação de uma onda com um quebra-mar misto torna-se essencial no dimensionamento destas estruturas. No presente trabalho, o modelo numérico SPHyCE, baseado numa metodologia de tipo SPH - *Smoothed Particle Hydrodynamics*, é utilizado para o cálculo das forças num quebra-mar misto. Para analisar a evolução da força de impacto, foram consideradas várias condições de profundidade no pé da estrutura e de altura de onda incidente abrangendo diferentes regimes de força.

A comparação dos resultados do modelo numérico com os das formulações empíricas permitiu verificar que as forças previstas são semelhantes para os casos de regime de onda parcialmente estacionária. No entanto, para o regime de força de impacto, existem diferenças que se devem a vários factores: i) a rebentação não ocorre sempre da forma prevista nas formulações empíricas; ii) no caso da rebentação com ar aprisionado, cuja influência no valor das forças é relevante, o modelo numérico atinge a seu limite de aplicação, pois não integra o ar.

**Palavras-chave** – Modelação numérica, *Smoothed Particle Hydrodynamics*, quebra-mar misto, forças de impacto, formulação empíricas.

## 1 INTRODUÇÃO

O conhecimento das forças resultantes da interacção de uma onda com um quebra-mar misto torna-se essencial no dimensionamento destas estruturas. A natureza destas forças depende não só das características da estrutura, como também das condições da agitação incidente. No entanto, a determinação destes esforços não é trivial, uma vez que estão envolvidos fenómenos não lineares, como a rebentação ou a reflexão, que condicionam a utilização de formulações empíricas e semi-empíricas. O cálculo das forças impulsivas devidas à rebentação das ondas, assim como a duração do impulso, são dos valores mais difíceis de prever e o próprio processo em si ainda não é totalmente conhecido. Actualmente, para o seu cálculo, utiliza-se frequentemente o método de Goda modificado por Takahashi et al. (1994) para ter em conta as forças impulsivas, pese embora as suas limitações. Nesta fórmula, para o cálculo das forças na estrutura, a rebentação é considerada através de uma alteração do perfil (aumento da pressão) ao redor do nível médio, o que nem sempre ocorre.

Uma solução é recorrer à modelação numérica para calcular as forças num quebra-mar vertical ou misto, particularmente em regime de forças de impacto, mas não é uma tarefa fácil.

No presente trabalho, o modelo numérico SPHyCE, baseado numa metodologia de tipo SPH - *Smoothed Particle Hydrodynamics*, é utilizado para o cálculo das forças num quebra-mar misto. Este tipo de modelo é bem adaptado na simulação de impactos, pois é um método sem malha, e a previsão de pressão na parede vertical de um quebra-mar misto apresenta bons resultados quando comparado com dados de ensaios em modelo físico, com erros para a pressão da ordem de 80% (Didier et al., 2013). O cálculo da pressão utilizando a modelação numérica é mais complexo que o cálculo da força, que resulta da integração da pressão na parede, e como tal pode-se esperar melhores resultados do que para a pressão.

Para analisar a capacidade do modelo SPHyCE de prever a intensidade e a evolução das forças num quebra-mar misto e identificar os vários regimes de interacção entre a onda e a estrutura, são simuladas várias condições de profundidade no pé da estrutura e de altura de onda incidente, abrangendo diferentes regimes de força para os quais se pode utilizar fórmulas empíricas e semi-empíricas. Os resultados do modelo SPHyCE são, assim, comparados com os calculados pelas formulações.

## 2 MODELO NUMERICO SPHYCE

Os métodos SPH foram inicialmente desenvolvidos para problemas de astrofísica (Gingold e Monaghan, 1977) sendo mais tarde adaptados à hidrodinâmica (Monaghan, 1994). O método SPH baseia-se na formulação Lagrangiana das equações da Dinâmica dos Fluidos. Esta metodologia, na qual o fluido é considerado como constituído por volumes de água assimilados como partículas, não necessita de malha e permite modelar as trajectórias das partículas. Esta particularidade permite modelar escoamentos complexos com superfície livre que envolvem a rebentação das ondas e o galgamento de estruturas.

### 2.1 Princípio Fundamental do método 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. A aproximação da função  $f$  associada à partícula  $a$  e à posição  $r_a$  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  $\rho_b$  a massa específica da partícula  $b$ .

As derivadas da função  $f$  são calculadas analiticamente, derivando o kernel, o que constitui 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  $2h$ , com  $h=0.92*2^{0.5} d_o$ , onde  $d_o$  é a separação inicial das partículas. A função de interpolação é máxima no seu centro, dando assim uma contribuição predominante à partícula  $a$ .

## 2.2 Equações bidimensionais

As equações bidimensionais de Navier-Stokes na forma Lagrangiana para um fluido viscoso escrevem-se:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \Pi + g \quad (3)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\text{div}(v) \quad (4)$$

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

Na formulação SPH *Standard* de Monaghan (1994), o fluido é considerado pouco compressível o que permite relacionar a pressão no fluido com a massa específica através da equação de estado (Batchelor, 1974) dada por:

$$P = B \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \text{ com } B = \frac{c_0^2 \rho_0}{\gamma} \quad (5)$$

sendo  $\gamma=7$ ,  $\rho_0$  a massa específica de referência e  $c_0$  a velocidade do som.

Finalmente, as trajectórias das partículas são calculadas de acordo com a seguinte relação:

$$\frac{dr}{dt} = v \quad (6)$$

onde  $r$  é a posição da partícula.

## 2.3 Modelo numérico SPHyCE

O modelo numérico SPHyCE é baseado no SPPhysics code v1.4 (2009) e inspirado da formulação SPH proposta por Monaghan (1994). O modelo SPHyCE resulta de alterações e melhoramentos do modelo SPPhysics com vista à resolução de problemas de engenharia costeira envolvendo escoamentos com superfície livre complexos.

No código SPHyCE, o kernel de interpolação *quadratic* (Johnson, 1996) é utilizado, por ter a particularidade de não ter ponto de inflexão na sua primeira e segunda derivada no intervalo de definição da função, é definido pela função analítica dada por:

$$W(q, h) = \frac{3}{2\pi h^2} \left( \frac{q^2}{4} - q - 1 \right) \text{ para } 0 \leq q \leq 2, \quad (7)$$

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

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

$$\frac{Dv_a}{Dt} = \sum_b m_b \left( \frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} + \Pi_{ab} \right) \cdot \nabla_a W_{ab} + g \quad (8)$$

onde  $v_a$ ,  $P_a$  e  $\rho_a$  são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a massa específica de uma partícula  $a$ ,  $P_b$ ,  $\rho_b$  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  $\Pi_{ab}$  é o termo de viscosidade. Finalmente,  $\nabla_a W_{ab}$  é dado por:

$$\nabla_a W_{ab} = \nabla_a W(r_a - r_b) = \frac{\partial W_{ab}}{\partial x_a} i + \frac{\partial W_{ab}}{\partial y_a} j \quad (9)$$

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

O modelo de turbulência SPS (*Sub-Particle-Scale model*) (Gotoh et al., 2001) é o utilizado, evitando-se assim o recurso a parâmetros empíricos necessários no modelo de viscosidade artificial proposto por Monaghan (1992), que além disso parece também induzir uma difusão numérica importante. O modelo SPS inclui o termo de viscosidade clássico (Morris et al., 1997) e os efeitos ligados à turbulência são modelados através de um modelo de tipo LES (*Large Eddy Simulation*). Este modelo permite obter bons resultados para a propagação das ondas, rebentação, galgamento e forças em estruturas (Didier et al., 2012a, 2013a).

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

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (u_a - u_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \quad (10)$$

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

$$\frac{Dr_a}{Dt} = u_a \quad (11)$$

A partir da equação (5), a pressão pode ser calculada directamente a partir da massa específica:

$$P = B \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (12)$$

A integração no tempo é realizada utilizando o algoritmo *predictor-corrector* (Monaghan, 1989) com o passo de tempo controlado automaticamente respeitando as condições de estabilidade definidas por Monaghan e Kos (1999).

As condições de fronteira não aparecem directamente no formalismo SPH. Utiliza-se uma condição de fronteira repulsiva que consiste em impor uma força de repulsão nas partículas que constituem a fronteira sólida do domínio computacional, assegurando assim a impermeabilidade das fronteiras do domínio computacional.

Quanto às condições iniciais, as partículas fluidas são colocadas numa determinada posição no espaço, que corresponde às coordenadas espaciais dos nós de uma malha cartesiana

rectangular. Inicialmente o fluido está em repouso: a velocidade das partículas é nula e a pressão hidrostática.

O modelo numérico SPHyCE inclui algumas especificidades desenvolvidas para modelação dos fenómenos em estudos de engenharia costeira, estas são detalhadas a seguir.

A análise de sensibilidade dos resultados com o parâmetro  $\epsilon_{XSPH}$  da correcção XSPH (Monaghan, 1994) de movimento das partículas (eq. 11) demonstrou que aparecem instabilidades quando o valor clássico de 0.5 é utilizado (Didier e Neves, 2009). O valor  $\epsilon_{XSPH}=0$  é sempre adoptado nas aplicações do modelo.

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 e aplicando o filtro de Shepard (Panizzo, 2004). Recalcula-se, assim, o valor da massa específica para cada partícula, geralmente a cada 30 iterações no tempo, valor classicamente utilizado na literatura. No entanto, no modelo SPHyCE a re-normalização da massa específica é aplicada de forma parcial, geralmente nas imediações da estrutura costeira onde se pretende calcular a pressão e a força. Com esta abordagem, a pressão é estabilizada sem prejudicar a correcta propagação das ondas no canal (Didier et al., 2013a).

A geração das ondas é efectuada através de um batedor do tipo pistão utilizando um método de absorção activa das ondas reflectidas e de correcção da deriva da posição média do batedor. Esta técnica permite dispor de um canal semi-infinito (Didier e Neves, 2012).

O método SPH apresenta, tal como referido, um grande potencial na simulação de escoamentos complexos, como os que ocorrem na interacção onda-estrutura, na rebentação e no galgamento, embora exija um elevado tempo de execução. Com o objectivo de reduzir o tempo CPU de cálculo do modelo numérico, foi implementada uma técnica de refinamento que consiste na divisão das partículas fluidas em 2, 3 ou 4 partículas ao longo do tempo de cálculo. Esta técnica permite correr o programa com uma resolução relativamente grosseira e com um tempo CPU relativamente curto para modelar a parte transiente do escoamento, i.e., antes da estabilização da interacção entre onda incidente e reflectida. Após estabilização, aplica-se a técnica de divisão das partículas fluidas em todo o domínio computacional, permitindo assim aumentar a resolução para obter resultados mais precisos. A técnica é evidentemente aplicada para estudos em canal de ondas semi-infinito, onde a parte relativa ao escoamento transiente não é relevante para a análise dos resultados (Neves et al., 2013).

Na mesma perspectiva de reduzir o tempo de cálculo e de poder incluir no modelo SPHyCE os efeitos decorrentes da propagação da onda (geração de harmónicas), foi implementada uma metodologia de acoplamento entre um modelo de propagação, de tipo RANS ou Boussinesq, e o modelo SPHyCE. Esta técnica permite reduzir significativamente o domínio computacional SPH, em cerca de um comprimento de onda, incluindo todavia as alterações características da propagação de uma onda do largo até a costa (Didier et al., 2013b). A informação do modelo de propagação para o modelo SPH é transferida a partir da serie temporal de elevação de superfície livre obtida numa dada secção de acoplamento. A análise espectral permite obter o periodograma e determinar as amplitudes e fases de cada componente espectral relevante. Estes valores são utilizados para calcular o movimento do batedor pistão que gera a onda no canal SPH.

O modelo SPHyCE permite modelar os blocos das camadas exteriores de uma estrutura costeira porosa. A modelação directa destas camadas requer uma resolução suficientemente fina para uma correcta modelação do escoamento no interior deste meio poroso. A principal vantagem desta abordagem é que se pode calcular as forças exercidas em cada bloco ao longo do tempo. Todavia, esta abordagem exige considerar as camadas subjacentes impermeáveis e implica que os blocos do manto exterior estejam assentes sobre uma fronteira impermeável. Os blocos são igualmente simplificados e têm uma forma rectangular (Didier et al., 2012b).

### 3 RESULTADOS

Apresenta-se neste ponto a configuração do quebra-mar misto modelada e os resultados da força que actua na parede vertical do quebra-mar obtidos com o modelo SPHyCE variando dois parâmetros:

- A profundidade de água no pé da parede vertical do quebra-mar;
- A altura da onda incidente.

Finalmente, as forças, obtidas com o modelo SPHyCE, são comparadas com as calculadas por formulações empíricas disponíveis na literatura.

#### 3.1 Quebra-mar misto

O quebra-mar misto impermeável utilizado nas simulações é composto por uma estrutura vertical assente sobre um talude de altura 0.181m, com um declive de 1:3 e uma berma de 0.2m, Figura 1. Este quebra-mar misto, com uma cota máxima de 0.566m em relação ao fundo, situa-se a 3.62m do referencial Oxz localizado sobre um fundo horizontal impermeável.

Esta estrutura foi já objeto de diversos estudos, principalmente para validar o modelo SPHyCE, comparando os resultados obtidos numericamente com os dados de ensaios em modelo físico (Didier et al., 2011, 2013a).

Nas simulações, o batedor encontra-se a 3.62m a barlar da estrutura. A profundidade,  $d$ , varia de 0.186 até 0.346m.

O período da onda incidente regular é  $T=1.3s$  e a altura de onda varia de 0.06m até 0.16m.

A resolução utilizada, i.e. a distância inicial entre partículas, é de  $3.97 \times 10^{-3}m$ . Esta resolução permite um compromisso razoável entre o tempo CPU e a precisão dos resultados numéricos, tendo em conta que o tempo de simulação é de 40.0s (Didier et al., 2011, 2013a). O passo de tempo é da ordem de  $3.3 \times 10^{-5}s$ .

A re-normalização parcial da massa volúmica das partículas fluidas, de modo a obter um campo de pressões estável, é feita através do filtro de Shepard aplicado às partículas fluidas em cada 30 iterações de tempo. O filtro é aplicado para as partículas fluidas que se situam além da coordenada 3.886m, o que corresponde ao centro do talude com declive 1:3 (Didier et al., 2013a).

A geração da onda incidente regular é realizada através do batedor pistão com absorção activa que permite simular um canal semi-infinito. Assim o tempo útil para análise estatística dos resultados numéricos, eliminando a parte inicial transiente do escoamento, é de 30.0s (correspondente aproximadamente a 23 ondas).

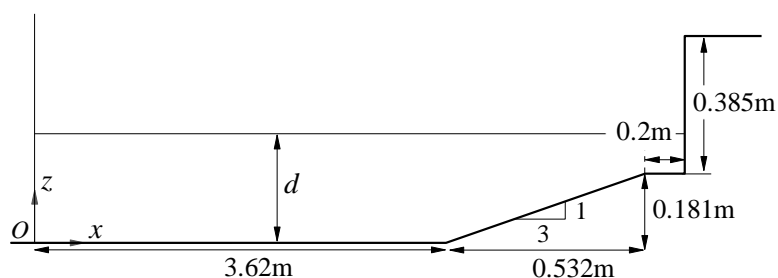


Figura 1 – Domínio computacional e respectivas dimensões.

### 3.2 Análise da força no quebra-mar com a variação da profundidade

Analisa-se neste ponto a variação da força sobre a estrutura vertical para uma altura de onda fixa,  $H=0.12\text{m}$ , com variação da profundidade de  $0.186\text{m}$  a  $0.346\text{m}$ , o que corresponde a uma variação de profundidade no pé da parede vertical,  $dp$ , de  $0.005\text{m}$  a  $0.165\text{m}$ .

O número de partículas varia, conforme a profundidade, de 47692 a 91742. O tempo CPU para modelar 40s de escoamento é de cerca de 143 horas num computador Intel® Core™ i7-2630QM CPU @ 2.00GHz para o caso de profundidade  $0.326\text{m}$ , com 86236 partículas.

As Figuras 2 e 3 apresentam a série temporal da força na parede vertical do quebra-mar misto para uma profundidade de  $0.206$  e  $0.286$ , respectivamente. Verifica-se uma periodicidade na variação da força, embora se note uma variabilidade, particularmente no que diz respeito à amplitude dos máximos de força (primeiro e segundo máximos) para ambas profundidades.

A Tabela 1 apresenta um resumo dos resultados obtidos com o modelo SPHyCE relativamente ao primeiro e ao segundo máximo de força, indicando o valor médio, o desvio padrão e os valores máximo e mínimo para as várias profundidades. A Figura 4 apresenta a evolução dos dois máximos de força em função da profundidade.

Da análise dos resultados da Tabela 1 e da Figura 4, verifica-se que a força aumenta com a profundidade, quer o primeiro máximo quer o segundo, uma vez que a profundidade determina o modo de interação entre a onda e a estrutura. Globalmente, a onda pode interagir com a estrutura de três formas:

- Onda a rebentar sobre a estrutura;
- Onda a atingir a estrutura já rebentada ;
- Onda parcialmente estacionária, onde não ocorre rebentação.

Para as profundidades de  $0.186$  a  $0.266\text{m}$ , o primeiro e o segundo máximo de forças são semelhantes. O regime de força é do tipo onda já rebentada, com as ondas a rebentar a montante da estrutura vertical.

Para profundidades maiores,  $d=0.286$  a  $0.326\text{m}$ , o primeiro máximo de força é muito superior ao segundo, o que corresponde a um regime de força de impacto. Neste caso a onda rebenta na estrutura. O primeiro máximo é de elevada amplitude e curta duração, devido a uma desaceleração brusca da massa de água, seguido de um segundo máximo de menor amplitude e maior duração, correspondente à acumulação da massa de água sobre a estrutura PROVERBS (1999).

Para  $d=0.346\text{m}$ , os dois máximos são semelhantes. O regime é de onda parcialmente estacionária. No entanto, o esquema proposto por Kortenhau e Oumeraci (1998) prevê um regime de forças de impacto. A análise da serie temporal de elevação de superfície livre no pé da estrutura indica que a altura da onda é de cerca de  $0.065\text{m}$ , devido à interação entre onda incidente e reflectida, que altera significativamente a altura da onda. Este fenómeno não é tomado em conta nas formulações e esquema proposto por Kortenhau e Oumeraci (1998).

Da análise dos resultados da Tabela 1, verifica-se que os casos de regime de força de impacto,  $d=0.266$  a  $0.326\text{m}$ , apresentam valores de desvio padrão superiores, quando comparados aos casos de regime de força de onda já rebentada,  $d=0.186$  a  $0.246\text{m}$ , e de onda parcialmente estacionária,  $d=0.346\text{m}$ .

Esta diferença no valor do desvio padrão é devido à rebentação, que não ocorre sempre da mesma forma e na mesma posição, alterando o valor de pressão e força na estrutura. Nota-se também que o desvio padrão do primeiro máximo de força, para regime de força de impacto, é largamente superior ao do segundo máximo. O segundo máximo de força é apenas devido à acumulação de fluido sobre a parede vertical da estrutura e revela-se relativamente regular, levando a que o desvio padrão tenha um valor pequeno.

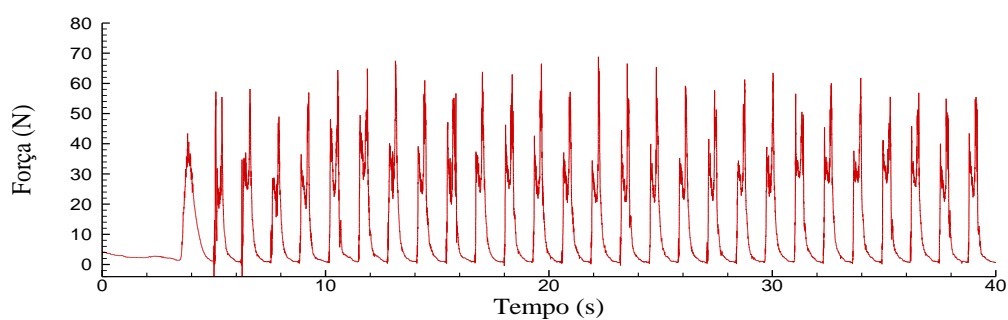


Figura 2 – Serie temporal da força na parede vertical do quebra-mar misto,  $d=0.206\text{m}$ .

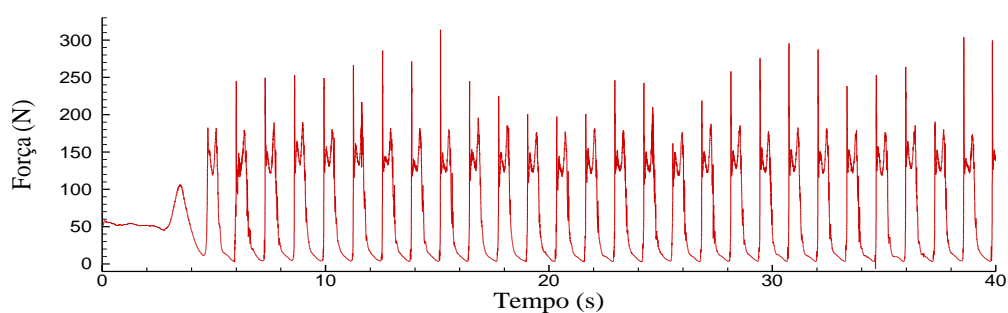


Figura 3 – Serie temporal da força na parede vertical do quebra-mar misto,  $d=0.286\text{m}$ .

Tabela 1 – Primeiro e segundo máximo de força: valor médio, desvio padrão, valores máximo e mínimo, para  $d$  variando de 0.186 a 0.346m

$d$ (m)	Máximo de força	Média (N)	Desvio Padrão	Valor máximo da força (N)	Valor mínimo da força (N)
0.186	1º Máximo	16.2	1.1	18.6	13.5
	2º Máximo	31.2	4.4	40.2	18.4
0.206	1º Máximo	39.9	4.9	52.2	33.2
	2º Máximo	55.7	4.7	63.0	47.2
0.226	1º Máximo	76.1	17.0	105.9	40.6
	2º Máximo	65.5	7.6	88.9	50.9
0.246	1º Máximo	95.1	18.1	126.6	66.4
	2º Máximo	105.5	16.0	142.7	83.9
0.266	1º Máximo	119.7	23.8	184.8	97.1
	2º Máximo	146.6	10.9	171.3	131.2
0.286	1º Máximo	252.1	42.9	323.2	173.5
	2º Máximo	184.7	15.7	246.0	172.2
0.306	1º Máximo	261.7	44.7	339.5	169.7
	2º Máximo	184.5	15.5	238.8	172.3
0.326	1º Máximo	284.2	28.4	332.0	204.0
	2º Máximo	263.1	5.2	274.1	257.1
0.346	1º Máximo	260.6	7.8	277.4	242.3
	2º Máximo	316.0	7.1	324.4	302.7



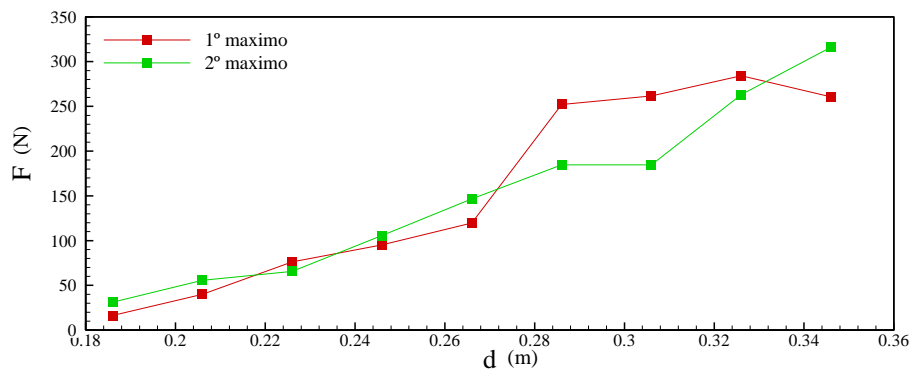
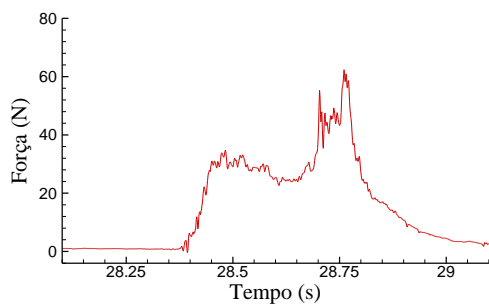


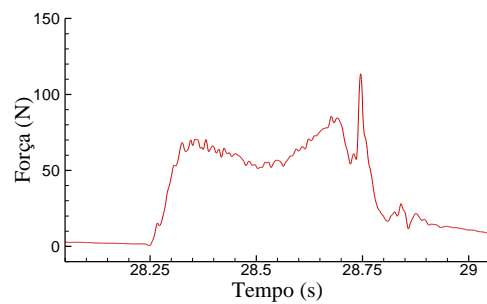
Figura 4 – Máximos de força para  $H=0.12\text{m}$ ,  $T=1.3\text{s}$  e  $d=0.186$  a  $0.346\text{m}$ .

Na Figura 5 é apresentada a força na estrutura durante um período de onda, para as profundidades  $0.206\text{m}$ ,  $0.246\text{m}$ ,  $0.286\text{m}$  e  $0.326\text{m}$ .

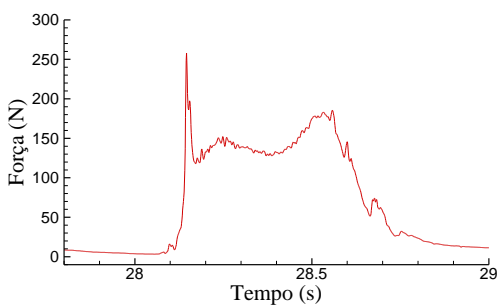
As Figuras 6 a 9 mostram a posição das partículas fluídas na proximidade do quebra-mar misto, em que as figuras do lado direito (referido por (a)) ilustram o instante correspondente ao primeiro máximo de força e as do lado esquerdo (referido por (b)) ao segundo máximo, para profundidades  $d=0.206$ ,  $0.246$ ,  $0.286$  e  $0.326\text{m}$ .



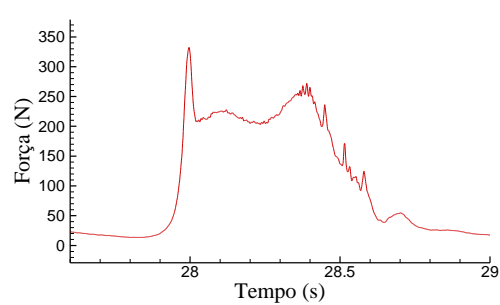
a) Profundidade  $d=0.206\text{m}$ .



b) Profundidade  $d=0.246\text{m}$ .



c) Profundidade  $d=0.286\text{m}$ .



d) Profundidade  $d=0.326\text{m}$ .

Figura 5 – Série temporal da força no quebra-mar misto por volta de  $28\text{s}$ , durante um período de onda.

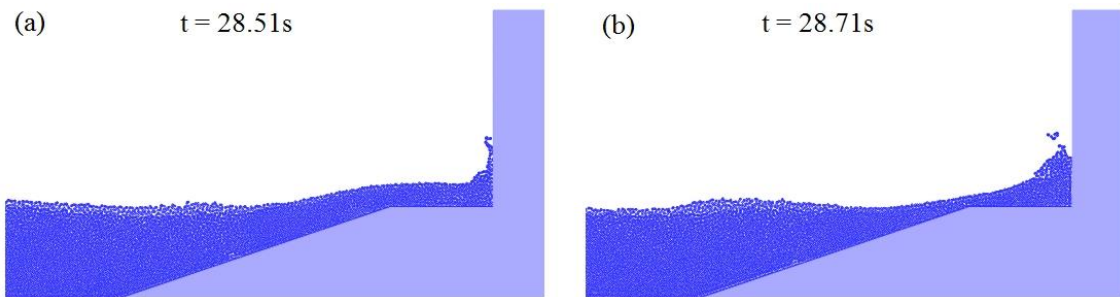


Figura 6 - Posição das partículas durante para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma profundidade de 0.206m.

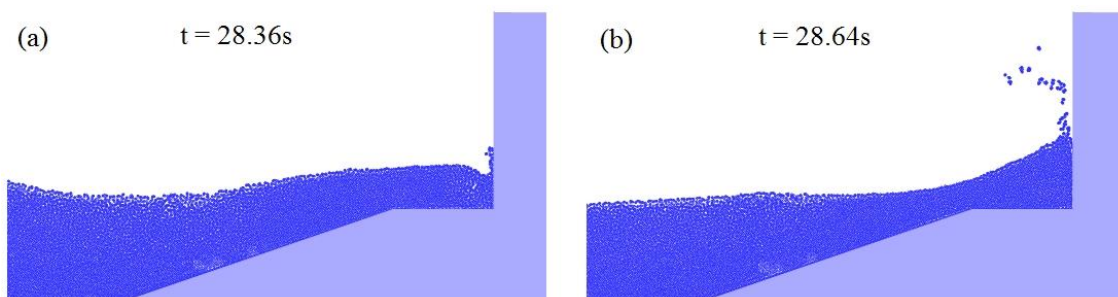


Figura 7 - Posição das partículas durante para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma profundidade de 0.246m.

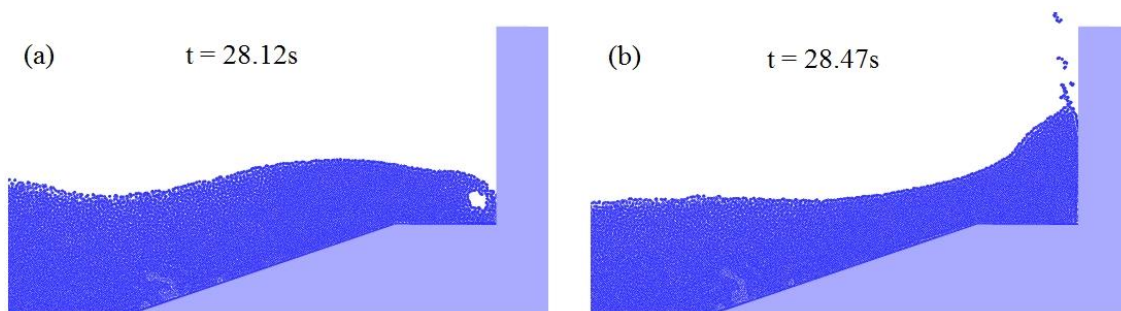


Figura 8 - Posição das partículas durante para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma profundidade de 0.286m.

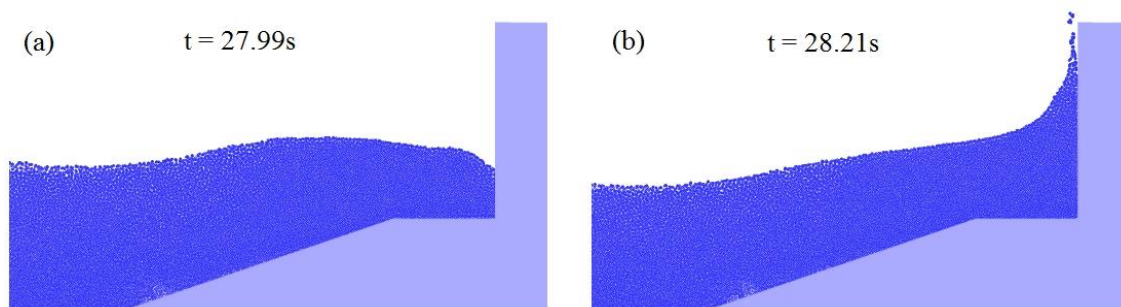


Figura 9 - Posição das partículas durante para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma profundidade de 0.326m.

Verifica-se que, para os casos com  $d=0.206\text{m}$  e  $0.246\text{m}$ , Figuras 5a e 6 e 5b e 7, respectivamente, o primeiro máximo de força é inferior ao segundo e a onda atinge a estrutura já rebentada. Como referido anteriormente, o regime é de onda já rebentada. No entanto,

segundo o esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci (1998), que permite identificar os diferentes tipos de regimes de forças horizontais em função da geometria da estrutura e das características da agitação, para estas duas profundidades seria previsível que o regime de forças fosse de impacto. Esta diferença de tipo de regime deve-se, possivelmente, ao facto que a altura da onda no modelo SPHyCE ser diferente do valor teórico utilizado no esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci (1998). Pode também estar ligado ao talude impermeável utilizado no modelo numérico, que pode induzir diferenças significativas no modo de interacção entre a onda e a estrutura, particularmente para profundidades pequenas no pé da parede vertical.

Para uma profundidade de 0.286m, Figuras 5c e 8, verifica-se que a onda rebenta sobre a estrutura. O regime é claramente de força de impacto, com o primeiro máximo de elevada amplitude e curta duração seguido de um segundo máximo de menor amplitude e maior duração. A onda rebenta sobre a estrutura com aprisionamento de ar, dando origem a amplitudes de força elevadas. O projecto PROVERBS (1999) prevê que o aprisionamento de ar, quando ocorre a rebentação sobre uma estrutura, possa ser um factor importante na amplitude máxima da força de impacto. No entanto, o modelo SPHyCE não simular o ar, o que pode levar a subestimar a intensidade da força, já que não é tomado em conta a compressão do ar aprisionado durante a rebentação nem sua libertação gradual imediatamente a seguir ao primeiro máximo de força.

Para a profundidade  $d=0.326m$ , Figuras 6c e 9, a rebentação acontece sem aprisionamento de ar, sempre da forma prevista pelo projecto PROVERBS (1999).

Na Tabela 2, são apresentados os valores da força máxima para  $d=0.186$  a  $0.346m$ , calculados pelas formulações empíricas ou semi-empíricas (Goda (1974) e Goda modificado por Takahashi et al. (1994)) e os resultados obtidos pelo modelo SPHyCE. Apresenta-se ainda indicação da formulação utilizada tendo em conta o regime de interacção onda-estrutura. Os resultados são comparados na Figura 10.

Para profundidades de 0.186 a 0.246m, as fórmulas de Goda (1974) e Goda modificado por Takahashi et al. (1994) não são aplicáveis.

Para a profundidade de 0.346m, a força máxima prevista pelo método de Goda (1974), para regimes estacionários, apresenta resultados em boa concordância com o modelo SPHyCE, com uma diferença de cerca de 10%, embora o resultado do modelo numérico não esteja de acordo com o esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci (1998).

Para profundidades de 0.266m a 0.326m, para quais o regime é de forças impulsivas, os resultados do modelo SPHyCE e das formulações empíricas, segundo o método de Goda modificado por Takahashi et al. (1994), são bastante díspares. Estas diferenças devem-se ao facto da fórmula de Takahashi ser uma fórmula simplificada e não ter em conta os efeitos da rebentação com ou sem aprisionamento de ar, considerando apenas a rebentação através de um aumento de pressão em redor do nível médio. Os valores obtidos estão assim do lado da segurança, ou seja, são superiores ao esperado, como verificado no estudo realizado sobre forças no quebra-mar vertical do porto de Gijón (Neves et al., 2012). Esta diferença deve-se também ao facto do modelo numérico não simular o aprisionamento de ar durante a rebentação, subestimando assim o valor a intensidade da força. Todavia, para  $d=0.326m$ , a rebentação ocorre sem aprisionamento de ar mas a diferença da força máxima entre o modelo SPHyCE e a formulação de Takahashi é ainda de 97%. Esta diferença deve-se provavelmente à formulação que dá, em geral, valores de força por excesso, e que está baseada em ensaios experimentais para condições que podem ser diferentes das quais está a ser aplicada.

Tabela 2 - Valores da força máxima obtidos pelo modelo SPHyCE e pelas formulações empíricas ou semi-empíricas, para  $d=0.186$  a  $0.346$ m.

d (m)	F <sub>máx</sub> (N)		Formulação Utilizada
	SPHyCE	Formulações	
0.186	40.236	**	**
0.206	63.042	**	**
0.226	105.975	**	**
0.246	142.765	**	**
0.266	184.869	869.727	Goda modificado Takahashi <i>et al.</i> , (1994)
0.286	323.217	933.100	
0.306	339.579	796.304	
0.326	332.091	655.713	
0.346	324.470	357.107	Goda (1974)

\*\* A interação onda-estrutura dá-se em regime de onda já rebentada

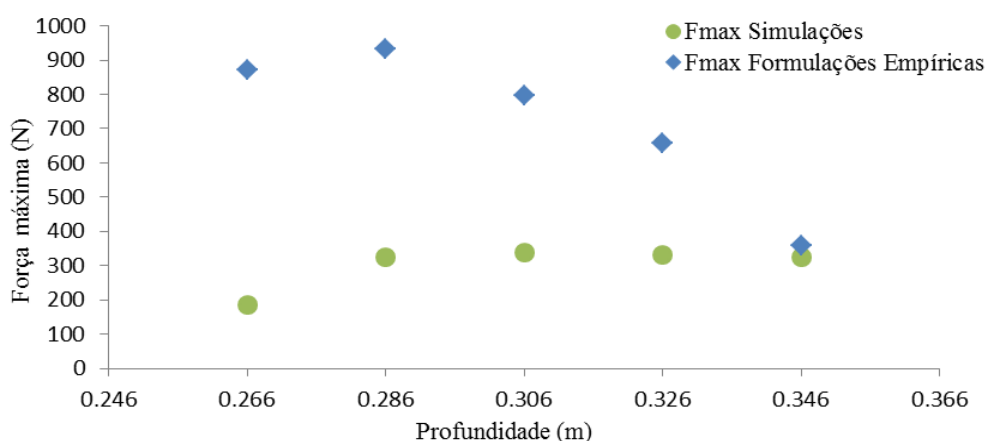


Figura 10 – Comparação entre os valores da força máxima obtidos pelo modelo SPHyCE e pelas formulações empíricas ou semi-empíricas, para  $d=0.186$  a  $0.346$ m.

### 3.3 Análise da força com variação da altura da onda incidente para $d=0.326$ m

Analisa-se aqui a variação da força sobre a estrutura vertical para uma profundidade constante  $d=0.326$ m ( $d_p=0.145$ m) com a altura de onda,  $H$ , de  $0.06$  a  $0.16$ m.

Na Figura 11 à 12 é apresentado a série temporal da força para uma altura de onda de  $0.06$ m e  $0.14$ m, respectivamente. Observam-se dois regimes de interacção onda-estrutura totalmente diferentes. Para  $H=0.06$ m, o regime é de onda parcialmente estacionária e nota-se apenas um máximo de força. Para  $H=0.14$ m, o regime é de força de impacto e verifica-se um primeiro máximo de força de forte intensidade e curta duração e um segundo máximo de força de menor intensidade e maior duração. Os dois casos estão de acordo com o previsto pelo projecto PROVERBS (1999).

Na Tabela 3 são apresentados os valores médios, máximos, mínimos e desvio padrão para o primeiro e segundo máximo de força obtidos pelo modelo SPHyCE para as várias alturas de ondas. A Figura 13 apresenta a evolução dos dois máximos de força em função da altura da onda incidente.

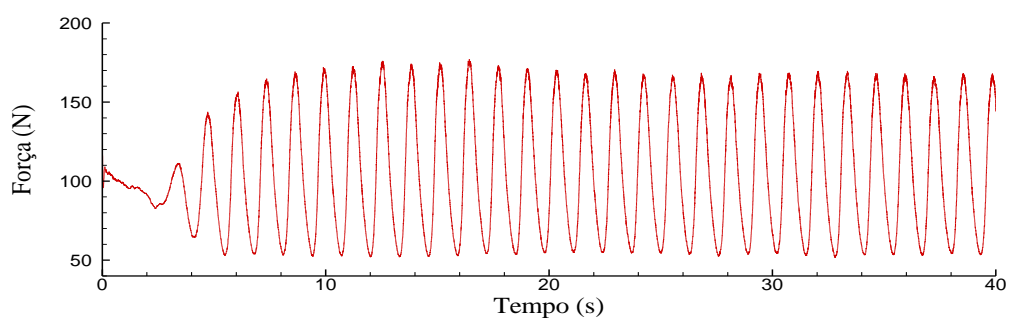


Figura 11 – Serie temporal da força na parede vertical do quebra-mar misto, H=0.06m.

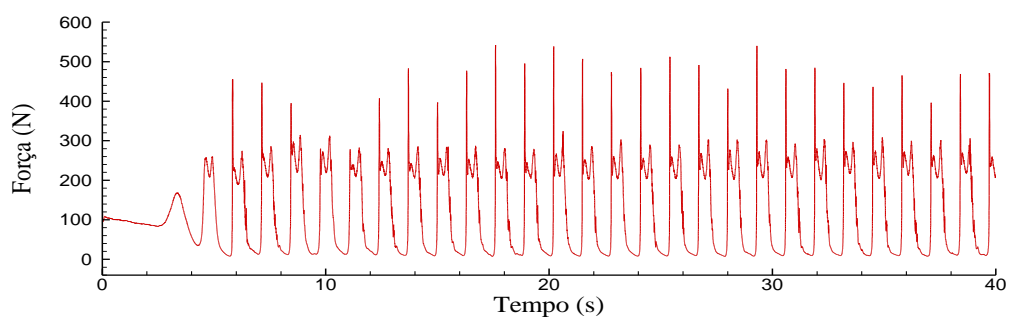


Figura 12 – Serie temporal da força na parede vertical do quebra-mar misto, H=0.14m.

Tabela 3 – Primeiro e segundo máximo de força: valor médio, desvio padrão e valores máximo e mínimo, para H variando entre 0.06m e 0.16m.

H (m)	Impacto da onda	Média (N)	Desvio Padrão	Máximo (N)	Mínimo (N)
0.06	1º Máximo	169.941	3.002	176.830	166.292
0.08	2º Máximo	201.271	2.162	205.036	196.758
0.10	1º Máximo	193.751	5.470	208.807	186.167
	2º Máximo	242.121	5.845	252.680	230.971
0.12	1º Máximo	284.298	28.408	332.091	204.003
	2º Máximo	263.108	5.209	274.116	257.167
0.14	1º Máximo	456.704	69.667	542.328	277.336
	2º Máximo	295.301	11.740	322.959	278.979
0.16	1º Máximo	260.376	15.981	302.463	236.410
	2º Máximo	145.414	4.347	157.297	139.883

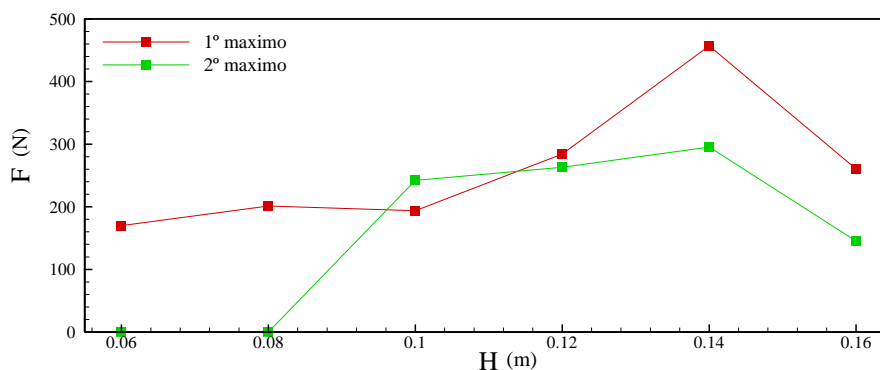


Figura 13 – Máximos de força para  $d=0.326\text{m}$ ,  $T=1.3\text{s}$  e  $H=0.06\text{m}$  a  $0.16\text{m}$ .

Pela análise da Tabela 3 e da Figura 13, observa-se apenas um máximo de força para alturas de onda pequenas, com  $0.06$  e  $0.08\text{m}$ .

Para alturas de onda  $0.10$  e  $0.12\text{m}$ , observa-se dois máximos de força de intensidade semelhante. O regime é de onda parcialmente estacionária. Não há rebentação na estrutura mas apenas um tipo de espriamento ao longo da parede vertical. A força induzida é semelhante à força devida à acumulação de fluido na parede (segundo máximo de força).

Para alturas de onda de  $0.14$  e  $0.16\text{m}$ , verifica-se um regime de força de impacto, com a onda a rebentar sobre a estrutura. A força apresenta, neste caso, o perfil tipo de variação de força previsto pelo PROVERBS.

Para  $H=0.16\text{m}$ , a força máxima é inferior ao caso  $H=0.14\text{m}$ . Para este caso, a altura de onda é grande e surge uma pequena rebentação nas proximidades do bater, reduzindo a altura efectiva da onda perto da estrutura. Verifica-se também uma interacção forte entre a onda incidente e a onda reflectida pela estrutura, que induz uma altura de onda efectiva ao pé da estrutura bem menor que a esperada. A diminuição da força máxima para  $H=0.16\text{m}$  é provavelmente devida à combinação destes dois efeitos.

Com já se verificou na secção anterior, o desvio padrão do primeiro máximo de força é superior ao do segundo e sempre maior nos casos de regime de força de impacto.

Na Figura 14 é apresentada a força na estrutura durante um tempo de um período de onda para altura de onda de  $0.06\text{m}$ ,  $0.10\text{m}$  e  $0.14\text{m}$ .

As Figuras 15 a 17 mostram a posição das partículas fluídas na proximidade do quebra-mar misto, em que as figuras do lado direito (referido por (a)) ilustram o instante correspondente ao primeiro máximo de força e as do lado esquerdo (referido por (b)) ao segundo máximo, para altura de onda de  $0.06\text{m}$ ,  $0.10\text{m}$  e  $0.14\text{m}$ .

Para uma altura de onda de  $0.06\text{m}$  e  $0.10\text{m}$ , Figuras 14a e 15 e 14b e 16, respectivamente, não ocorre rebentação: a interacção da onda com a estrutura segue um regime de força de onda parcialmente estacionária. Observa-se apenas um máximo de força para  $H=0.06\text{m}$  e dois máximos de intensidade semelhante para  $H=0.10\text{m}$ .

Para uma altura de onda de  $0.14\text{m}$ , Figura 14c e 17, o regime é de força de impacto. A onda rebenta sobre a estrutura, com um volume de ar aprisionado muito pequeno. A variação da força ao longo de um período de onda corresponde ao previsto pelo PROVERBS.

Na Tabela 4 são apresentados os valores de força máxima para a profundidade constante de  $0.326\text{m}$  e altura de onda variando de  $0.06$  a  $0.16\text{m}$ , obtidos pelas formulações empíricas ou semi-empíricas e pelo modelo SPHyCE. Apresenta-se ainda indicação da formulação utilizada tendo em conta o regime de interacção onda-estrutura. A Figura 18 apresenta a comparação destes resultados.

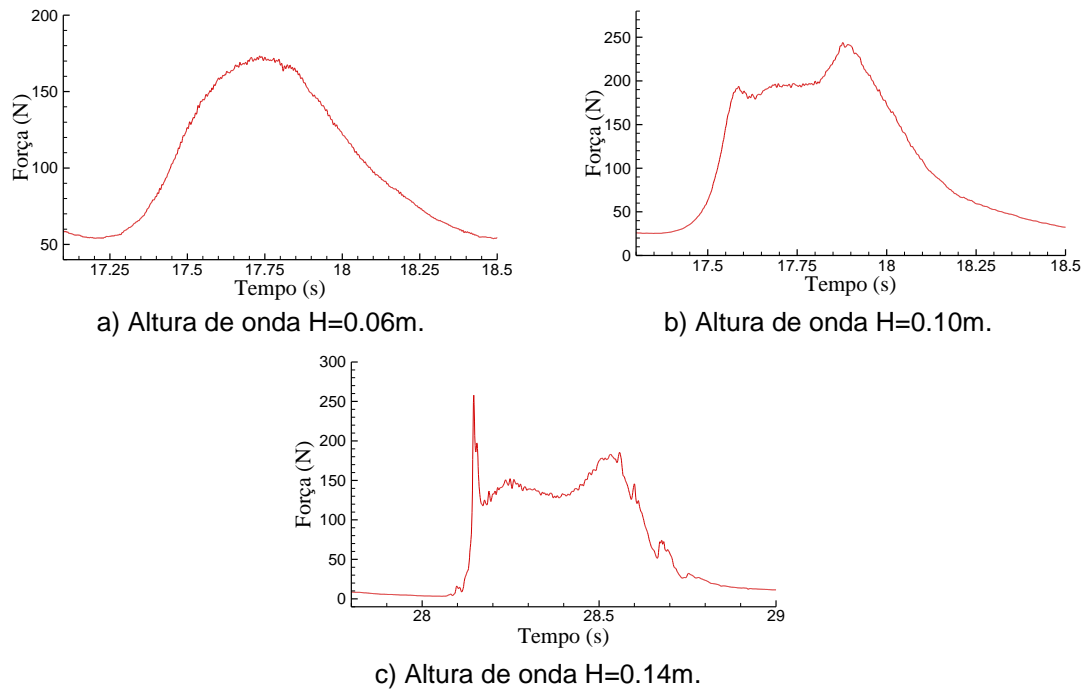


Figura 14 – Série temporal da força no quebra-mar misto durante um período de onda.

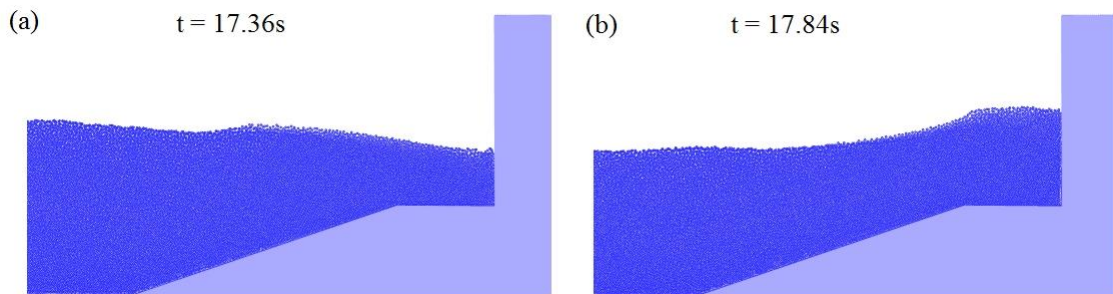


Figura 15 - Posição das partículas durante para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma altura de onda de 0.06m.

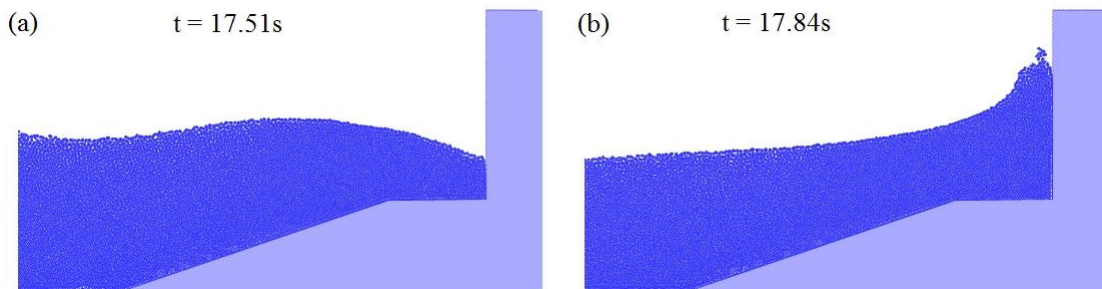


Figura 16 - Posição das partículas durante para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma altura de onda de 0.10m.

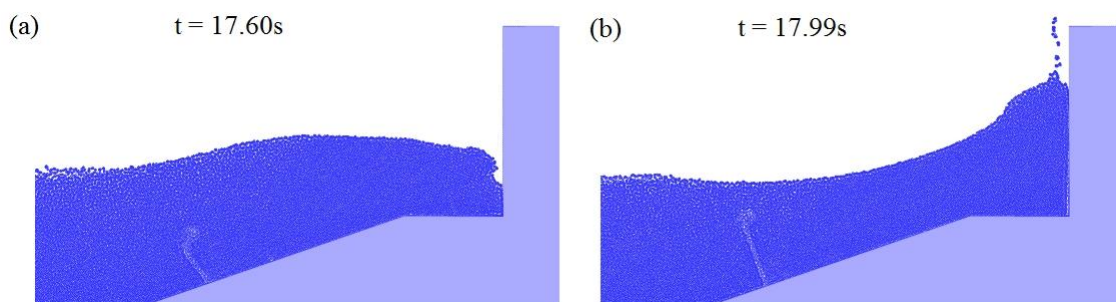


Figura 17 - Posição das partículas durante para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma altura de onda de 0.14m.

Quer na Tabela 4 quer na Figura 18, verifica-se que a variação de força prevista pela fórmula de Takahashi e calculada pelo modelo SPHyCE tem o mesmo andamento, embora a intensidade de força apresente diferenças significativas para as maiores alturas de onda. Para os casos em que não há rebentação (altura de onda inferior ou igual a 0.12m), os resultados da modelação numérica e das fórmulas são muito semelhantes, com diferenças inferiores a 20%. No entanto, quando se comparam casos onde ocorre rebentação na estrutura (altura de onda superior a 0.12m), os resultados obtidos com o modelo numérico e a fórmula de Goda modificada por Takahashi diferem bastante, com diferenças de 53% a 176%. Esta diferença deve-se em parte ao facto da fórmula de Takahashi ser uma fórmula simplificada, como já foi referido anteriormente, e não distinguir a rebentação com ou sem aprisionamento de ar. No caso da altura de onda de 0.16m, a onda rebenta sobre a estrutura, com *a priori* uma grande quantidade de ar aprisionado, o que pode explicar a maior diferença entre modelo numérico e formulação empírica. O modelo não integra a parte de ar o que pode levar a uma subestimação da força.

Tabela 4 - Valores da força máxima obtidos pelo modelo SPHyCE e pelas formulações empíricas ou semi-empíricas, para H=0.06 a 0.16m.

H (m)	F <sub>máx</sub> (N)		Formulação Utilizada
	SPHyCE	Formulações	
0.06	176.83	146.245	Goda (1974)
0.08	205.04	214.096	
0.10	252.68	296.048	
0.12	332.09	655.713	Goda modificado Takahashi <i>et al.</i> , (1994)
0.14	542.33	823.186	
0.16	302.46	834.648	



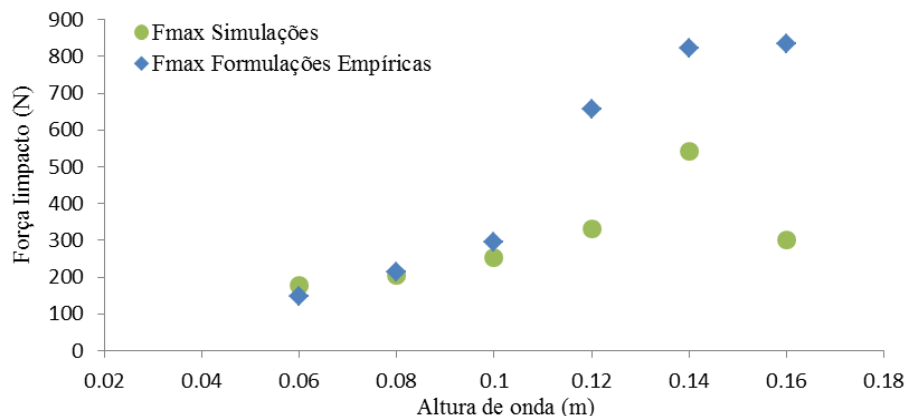


Figura 18 - Comparação entre os valores da força máxima obtidos pelo modelo SPHyCE e pelas formulações empíricas ou semi-empíricas, para  $H=0.06$  a  $0.16$ m

#### 4 CONCLUSÕES

Para o estudo das forças que actuam sobre um quebra-mar recorre-se a formulações empíricas ou semi-empíricas, devido à facilidade de utilização. Todavia a aplicação directa destas formulações está limitada a estruturas de geometrias simples e a condições específicas de agitação marítima, níveis de maré e geometria para as quais foram desenvolvidas. Além disso, a aplicabilidade destas fórmulas em regime de forças de impacto, com a rebentação ocorrer sobre a estrutura, é pouco fiável. No âmbito do projecto PROVERBS (1999), foi proposta uma metodologia para a determinação das forças impulsivas que atuam sobre estruturas verticais, com base em ensaios experimentais e de campo. No entanto, as resultantes das forças apresentaram uma grande variabilidade, mesmo em casos com condições de agitação idênticas, o que traduz a dificuldade no estudo deste tipo de esforços.

Uma alternativa é recorrer a modelação numérica. No entanto, para permitir para futuras aplicações, os modelos devem ser validados. O modelo SPHyCE, baseado na formulação SPH - *Smoothed Particle Hydrodynamics*, permite simular vários fenómenos complexos que ocorrem nos projectos de engenharia costeira e já foi objecto de várias validações. Todavia, embora a pressão na parede de um quebra-mar misto tenha sido comparada com sucesso com dados de ensaios em modelo físico, a força não tinha ainda sido objecto de comparação.

A força actuante num quebra-mar misto prevista pelo modelo SPHyCE e calculada pelas formulações empíricas ou semi-empíricas segue um andamento semelhante, apresentando uma boa concordância para regimes de força parcialmente estacionária, para os quais se aplicou o método de Goda (1974), mas resultados mais díspares para os regimes de força impulsiva, para os quais se aplicou a fórmula de Goda modificada por Takahashi et al., (1994). Esta discrepância na previsão da intensidade da força actuante na estrutura deve-se a vários factos:

- O cálculo das forças impulsivas devidas à rebentação, assim como a duração do impulso, são dos valores mais difíceis de prever;
- O próprio processo de impacto não é ainda totalmente conhecido;
- O método de Goda modificado por Takahashi apresenta limitações na sua utilização. Esta fórmula considera o efeito da rebentação através de um aumento da pressão, que é máxima em redor do nível médio, o que nem sempre ocorre, não fazendo distinção entre os casos em que ocorre rebentação com aprisionamento de ar daqueles em que não se verifica, dando assim, na maioria dos casos, valores do lado da segurança.

- O modelo numérico não integra a modelação do ar. Nos casos que apresentam uma rebentação com aprisionamento de ar, a força prevista pelo modelo SPHyCE é provavelmente subestimada.

Finalmente, a validação do modelo SPHyCE, no que diz respeito às forças actuantes em estruturas verticais, deveria ser realizada comparando os resultados do modelo numérico com dados de ensaios em modelo físico, tendo cuidado de verificar em ambos modelos as mesmas condições limites.

## 5 AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à Fundação para a Ciência e Tecnologia (FCT) pelo financiamento concedido através do projecto SPACE “*A Smoothed particle Hydrodynamic model development and validation for coastal engineering applications*”, PTDC/ECM/114109/2009. O primeiro autor agradece à Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) o financiamento da bolsa SFRH/BPD/37901/2007.

## 6 BIBLIOGRAFIA

- Batchelor G.K., 1974, *Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, UK.
- Didier E., Neves M.G., 2009, Coastal flow simulation using SPH: Wave overtopping on an impermeable coastal structure, *4th International SPHERIC workshop*, Nantes, França, pp. 357-364.
- Didier E., Martins R., Neves M.G., 2011, Validação e aplicação de um moldeo numeric SPH para o cálculo de forças num quebra-mar misto, *Proc. 7as Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária*, Porto, Portugal.
- Didier E., Neves M.G., 2012, A semi-infinite numerical wave flume using Smoothed Particle Hydrodynamics, *IJOPE - International Journal of Offshore and Polar Engineering*, Vol. 22(3), pp. 193-199.
- Didier E., Neves D.C.B., Martins R., Neves M.G., 2012a, Modelling of an impermeable breakwater: comparison between SPH numerical model and physical model, *RETERM*, Vol. 11(1-2), pp. 68-76.
- Didier E., Neves M.G., Reis M.T., 2012b, Determinação do caudal galgado numa estrutura porosa utilizando um modelo Smoothed Particle Hydrodynamics, *Proc. 2as Jornadas de Engenharia Hidrográfica*, Lisboa, Portugal, pp. 127-130.
- Didier E., Martins R., Neves M.G., 2013a, Numerical and experimental modeling of regular wave interacting with a composite breakwater, *International Journal of Offshore and Polar Engineering - IJOPE*, Vol. 23(1), pp. 46-54.
- Didier E., Neves D.R.C.B., Teixeira P.R.F., Neves M.G., Soares H., Viegas M., 2013b, Coupling of FLUINCO mesh-based and SPH mesh-free numerical codes for the modelling of wave overtopping over a porous breakwater. *Proc. 6th SCACR – International Short Course/Conference on Applied Coastal Research*, Lisboa, Portugal.
- Gingold R.A., Monaghan J.J., 1977, Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 181, 375-389.
- Goda Y., 1974, New wave pressure formulae for composite breakwaters, *Proc. 14th International Coastal Engineering Conference*, ASCE (American Society of Civil Engineers), Copenhagen, Dinamarca, Vol. 3, pp. 1702-1720.
- Gotoh H., Shibahara T., Sakai T., 2001. Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering. *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol. 9(4), pp. 339-347.

- Johnson G., Stryk R., Beissel S., 1996, SPH for high velocity impact calculations, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 139, 347-373.
- Monaghan J.J., 1989, On the problem of penetration in particle methods, *Journal Computational Physics*, Vol. 82, pp. 1-15.
- Monaghan J.J., 1992. "Smoothed Particle Hydrodynamics". *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Vol. 30, pp. 543-574.
- Monaghan J.J., 1994, Simulating free surface flows with SPH, *Journal of Computational Physics*, Vol. 110, pp. 399-406.
- Monaghan J.J., Kos A., 1999, Solitary waves on a Cretan beach, *Journal of Waterways, Ports, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 125, pp. 145-154.
- Morris J.P., Fox P.J., Shu Y., 1997, Modeling lower Reynolds number incompressible flows using SPH, *Journal of Computational Physics*, Vol. 136, pp. 214-226.
- Neves D.R.C.B, Didier E., Teixeira P.R.F, Neves M.G., 2013, Resolution refinement technique in a smoothed particle hydrodynamics numerical flume for coastal engineering applications, Proc. *International Conference on Computational Methods in Marine Engineering V, MARINE 2013*, Hamburg, Deutschland, pp. 388-399.
- Neves M.G., Vílchez M., Clavero M. e Losada M.A., 2012, Determinação de forças actuantes em quebra-mares verticais e mistos, *Revista da Gestão Costeira Integrada*, Vol. 12(2), pp. 159-174.
- Panizzo A., 2004, Physical and Numerical Modelling of Sub-aerial Landslide Generated Waves, *PhD thesis*, Università degli Studi di L'Aquila.
- PROVERBS, 1999. <http://www.tu-bs.de/~i5102401>
- SPHysics code v1.4, 2009, <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>.
- Takahashi S., Tanimoto K., Shimosako K., 1994, A proposal of impulsive pressure coefficient for design of composite breakwaters, Proc. *International Conference on Hydro-Technical Engineering for Port and Harbour Construction*, Port and Harbour Institute, Yokosuka, Japão, pp. 489-504.