



FORÇA DE IMPACTO NUM QUEBRA-MAR VERTICAL: COMPARAÇÃO ENTRE UM MODELO NUMÉRICO SPH E FORMULAÇÕES EMPIRICAS

ERIC DIDIER^{1,2}, ANDRÉ RODRIGUES^{1,2}, MARIA DA GRAÇA NEVES¹, DIOGO
R.C.B. NEVES¹, JOÃO DIAS¹

¹DHA/NPE – Departamento de Hidráulica e Ambiente/Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas
Laboratório Nacional de Engenharia Civil

Av. do Brasil, 101, 1700-066, Lisboa, Portugal

²DEMI – Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial
Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa
Campus de Caparica, 2829-516, Monte de Caparica, Lisboa, Portugal

(Recibido 7 de enero de 2015, para publicación 10 de abril de 2015)

Resumo – O conhecimento dos esforços resultantes da interacção de uma onda com um quebra-mar vertical torna-se essencial no dimensionamento deste tipo de 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 vertical. Para analisar a evolução das forças de impacto foram consideradas várias condições de profundidade no pé da estrutura e de altura de onda incidente abrangendo diferentes regimes de forças. 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 forças de impacto, existem diferenças que se devem a diversos factores: *i*) a rebentação da onda no modelo SPHyCE pode não corresponder necessariamente à forma de rebentação prevista nas formulações empíricas; *ii*) no caso da rebentação com aprisionamento de ar, cuja influência no valor das forças é relevante, o modelo numérico atinge o seu limite de aplicação, pois não integra o ar e não existem formulações aplicáveis; *iii*) as formulações empíricas aplicáveis com rebentação dão valores claramente por excesso.

Palavras-chaves – Forças de impacto, quebra-mar vertical, modelação numérica, *Smoothed Particle Hydrodynamics*, interacção onda-estrutura, formulações empíricas.

1. INTRODUÇÃO

Os quebra-mares verticais são normalmente implementados em águas profundas e de forte declive do fundo, uma vez que os custos de construção são menores, comparativamente aos quebra-mares de talude. O quebra-mar vertical típico é formado por um caixotão de betão armado, de parede vertical, assente sobre um manto de enrocamento. Quando o caixotão de betão é colocado sobre uma estrutura de enrocamento mais elevada é designado de quebra-mar misto. Quer os quebra-mares verticais quer os mistos estão sujeitos a forças elevadas devido, sobretudo, à rebentação das ondas sobre a estrutura, o que aumenta a possibilidade de ruína e instabilidades.

O conhecimento das forças resultantes da interacção de uma onda com um quebra-mar vertical ou misto torna-se assim essencial no dimensionamento destas estruturas. A natureza de tais forças depende não só das características da estrutura, como também das condições da agitação incidente. No entanto, o cálculo das forças impulsivas devidas à rebentação das ondas na estrutura, assim como a duração do impulso, são dos valores mais difíceis de prever e ainda não existe um conhecimento aprofundado do próprio processo em si.

Classicamente, a determinação das forças actuantes na estrutura é realizada utilizando formulações empíricas e semi-empíricas. No entanto o seu cálculo não é trivial, uma vez que estão envolvidos fenómenos não lineares, como a rebentação ou a reflexão de ondas, que condicionam a utilização das próprias formu-

lações empíricas e semi-empíricas, cujas constantes foram determinadas com base em ensaios experimentais específicos, que as tornam válidas apenas para a gama de valores e estruturas testadas. Ou seja, estas condicionantes limitam a aplicação destas formulações em casos de quebra-mares com geometrias diferentes do habitual ou/e sujeitas a condições de agitação marítima diferentes das utilizadas na sua definição, já que não são as suas condições de aplicabilidade.

Actualmente, para o cálculo das forças impulsivas utiliza-se frequentemente o método de Goda, modificado por Takahashi *et al.* [1] para ter em conta a rebentação, pese embora as suas limitações. Nesta fórmula, para o cálculo das forças na estrutura a rebentação é considerada através de uma alteração do perfil de pressões (aumento da pressão) ao redor do nível médio, o que nem sempre ocorre.

A modelação física, uma vez que considera a configuração real da estrutura em estudo, permite a simulação de fenómenos complexos, tais como a rebentação, a medição dos esforços a que a estrutura está submetida e a simulação das respectivas condições de agitação, tanto perto como longe da estrutura. Assim, e devido aos custos associados à construção do modelo e aos próprios ensaios, a modelação física, embora muito útil, é normalmente utilizada na parte final de um projecto. No entanto, a realização de ensaios requer técnicas de medição precisas de modo a evitar erros devidos a efeitos de escala, boas infra-estruturas e uma calibração rigorosa dos instrumentos de aquisição de dados, o que torna os ensaios em modelo físico dispendiosos e morosos.

Uma solução para este tipo de estudos consiste em recorrer à modelação numérica para simular o escoamento em torno da estrutura, já que permite calcular as forças no quebra-mar, seja ele vertical ou misto, particularmente em regime de forças de impacto. A vantagem dos modelos numéricos reside na flexibilidade de alteração da geometria da estrutura e das condições de agitação. No entanto, são poucos os modelos numéricos que têm a capacidade de modelar este tipo de interacção onda-estrutura, envolvendo vários efeitos não lineares complexos, tais como a rebentação das ondas, o impacto da onda na estrutura, o galgamento, etc. Apenas os modelos de tipo URANS – *Unsteady-Reynolds-Average-Navier-Stokes* – que incluem um tratamento específico da superfície livre (Higuera *et al.* [2], Neves *et al.* [3], Lara *et al.* [4], Didier [5]), são aptos para modelar este tipo de interacção entre a onda e o quebra-mar vertical.

No presente trabalho, o modelo numérico SPHyCE, Didier e Neves [6], Didier *et al.* [7] [8], baseado numa metodologia de tipo SPH – *Smoothed Particle Hydrodynamics*, é utilizado para o cálculo das forças num quebra-mar vertical. Este tipo de modelo numérico é bem adaptado à simulação de impactos de ondas em estruturas, pois é desenvolvido utilizando um método sem malha, permitindo calcular a trajectória das partículas fluidas. Estes modelos, baseados na formulação Lagrangeana das equações de Navier-Stokes, foram desenvolvidos nas últimas décadas e permitem a simulação da interacção entre ondas e estruturas marítimas e de fenómenos não lineares complexos tais como a rebentação, essenciais para o estudo em questão e o galgamento.

O modelo SPHyCE foi utilizado anteriormente por Didier *et al.* [7] [8] para a previsão de pressão na parede vertical de um quebra-mar e obtiveram-se bons resultados quando comparado com dados de ensaios em modelo físico, com erros máximos, para a pressão, da ordem de 80%. O cálculo da pressão num ponto específico do quebra-mar, 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 na estimativa das forças na estrutura.

Neste artigo apresenta-se a simulação da interacção de ondas regulares com um quebra-mar vertical utilizando o modelo SPHyCE. Para analisar a capacidade do modelo SPHyCE de prever a intensidade e a evolução das forças num quebra-mar vertical para vários regimes de interacção entre a onda e a estrutura, foram simuladas várias condições de profundidade no pé da estrutura e de altura de onda incidente, abrangendo diferentes regimes de forças para os quais se podem calcular as forças com base em formulações empíricas e semi-empíricas, ferramenta de base dos projectos. Os resultados do modelo SPHyCE foram, assim, comparados com os calculados pelas formulações utilizadas no dimensionamento deste tipo de estruturas.

2. MODELO NUMÉRICO SPHyCE

Os métodos SPH foram inicialmente desenvolvidos para problemas de astrofísica por Gingold e Monaghan [9] em 1977 sendo mais tarde adaptados à hidrodinâmica por Monaghan [10,11]. 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 trajetórias 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, r a posição e h determina a dimensão do suporte desta função. 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 .

O kernel de interpolação é uma função analítica que pode ser diferenciada sem necessitar de uma malha espacial. As derivadas da função f são calculadas analiticamente, derivando o kernel, o que constitui uma das vantagens do método SPH.

Numericamente, o kernel é uma função com um suporte compacto dentro duma região determinada por um raio de $2h$. 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, Π representa os termos viscosos, $g=(0, -9.81)$ m.s⁻² é a aceleração da gravidade, v , P e ρ são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a massa específica.

Na formulação SPH Standard de Monaghan [11], o fluido é considerado pouco compressível o que permite relacionar a pressão no fluido com a massa específica através da equação de estado [12] dada por:

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

sendo $\gamma=7$, ρ_0 a massa específica de referência e c_0 a velocidade do som.

Finalmente, as trajetórias 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 modelo SPHysics v1.4 (2009) [13] [14] [15] [16] e inspirado da formulação SPH *standard* proposta por Monaghan [11]. O modelo SPHyCE resulta de alterações e melhoramentos do modelo SPHysics com vista à resolução de problemas de engenharia costeira envolvendo escoamentos com superfície livre complexos.

No código SPHyCE, o kernel de interpolação *quadratic* [17] é o 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 $q=(r_a-r_b)/h$.

Para este kernel, a região de influência é determinada por um círculo de raio de $2h$, com $h=0.92 \times 2^{0.5} d_o$, onde d_o é a separação inicial das partículas. O valor 0.92, adoptado no modelo SPHyCE, é um factor que permite ajustar o raio de actuação do kernel.

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 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:

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

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*) de Gotoh *et al.* [18] é o utilizado, evitando-se assim o recurso a parâmetros empíricos necessários no modelo de viscosidade artificial proposto por Monaghan [10], que além disso parece também induzir uma difusão numérica importante. O modelo SPS inclui o termo de viscosidade clássico de Morris *et al.* [19] e os efeitos ligados à turbulência são modelados através de um modelo de tipo LES (*Large Eddy Simulation*) [18].

A equação de conservação da 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 [20] com o passo de tempo controlado automaticamente respeitando as condições de estabilidade definidas por Monaghan e Kos [21].

As condições de fronteira não aparecem directamente no formalismo SPH. Utiliza-se no SPHyCE 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, detalhadas a seguir.

A análise de sensibilidade dos resultados com o parâmetro ϵ_{XSPH} da correcção XSPH de Monaghan [11] de movimento das partículas (eq. 11) demonstrou que aparecem instabilidades quando o valor clássico de 0.5 é utilizado [22]. O valor $\epsilon_{XSPH}=0$ é assim 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 [23]. 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 [7].

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 [6].

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 [24].

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 [25] [26]. A informação do modelo de propagação para o modelo SPH é transferida a partir da série 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 ainda 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 e estudar a topologia do escoamento

no interior da estrutura. 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 [25] [26].

3. IMPACTOS EM QUEBRA-MARES MISTOS E VERTICAIS

Diversos estudos foram realizados para analisar e conseguir determinar os esforços, e particularmente as forças de impactos devidas às ondas, sobre uma parede vertical de um quebra-mar vertical ou misto. Dentro dos vários estudos realizados, destaca-se o projecto PROVERBS [27], que teve como principal objectivo desenvolver métodos, baseando-se em ferramentas probabilísticas, para o cálculo de forças devidas ao impacto da onda sobre quebra-mares verticais ou em superestruturas. Neste estudo, classificaram-se os esforços como sendo de natureza estática, quase-estática, pulsante ou de impacto. Resumiram-se também, as diversas formulações existentes para estimar os esforços actuantes na estrutura para cada um desses regimes de força.

Os principais esforços a que um quebra-mar vertical ou misto está sujeito, são: as forças horizontais, devidas à incidência da onda na estrutura vertical; as forças de subpressão exercidas na base da estrutura, devidas à existência de água na sua base e ao efeito das ondas; o peso da própria estrutura e as forças devidas a acções externas, como o impacto de navios.

As forças horizontais a que os quebra-mares verticais e mistos estão sujeitos podem ser agrupadas em dois grupos: hidrostáticas, que resultam da pressão que o fluido em repouso exerce sobre a estrutura, e hidrodinâmicas, que resultam da acção da agitação marítima, ou seja, das variações de massa e velocidade a que o fluido está sujeito. A estrutura pode estar ainda sujeita a outros tipos de forças horizontais, como as forças devidas aos movimentos do fundo e impacto de embarcações.

As forças hidrodinâmicas dependem das características da onda incidente (comprimento de onda, L , período, T e altura de onda, H), do fluido (massa volúmica, ρ , e viscosidade, μ), da batimetria em frente à estrutura (profundidade, d), e da geometria da estrutura. Dependendo das características de onda, o impacto sobre a estrutura pode ocorrer de diferentes formas, a que correspondem diferentes esforços. Quando a onda interage com a estrutura vertical podem ser definidos três regimes de forças, conforme Kortenhuis e Oumeraci [28], dependendo do tipo de rebentação: sem rebentação, com rebentação sobre a estrutura (com e sem aprisionamento de ar) e com ocorrência de rebentação antes da onda atingir a estrutura.

Quando a onda atinge a estrutura, a desaceleração brusca da massa de água origina forças de curta duração e elevada intensidade na estrutura, denominadas de forças dinâmicas de impacto ou forças horizontais de impacto. A evolução da força horizontal de impacto, F_h , em função do tempo, t , adimensionalizado com o período da onda, independentemente dos três regimes de forças referidos, apresenta dois máximos distintos, como ilustrado na Fig. 1. O primeiro máximo de força (intensidade elevada e de curta duração) deve-se à desaceleração brusca da massa de água, quando esta atinge a estrutura, passando de um movimento essencialmente horizontal para um vertical. O segundo máximo, de menor amplitude e maior duração, corresponde à acumulação da massa de água sobre a estrutura, ocorrendo depois da descida da coluna de água, após ter atingido a sua cota máxima [29].

No entanto, a relação entre os dois máximos é diferente consoante o tipo de regime de impacto, variando entre valores da mesma ordem de grandeza, em regime estático, até valores em que a amplitude do primeiro pico é três vezes superior ao segundo pico, em regime de rebentação com impacto.

Quando a onda atinge a estrutura sem rebentação, a estrutura é submetida à acção de uma onda estacionária, que resulta da interacção entre a onda incidente e a reflectida, uma vez que esta é reflectida quase na sua totalidade, Fig. 2. Neste caso, a força horizontal exercida possui máximos de pouca intensidade e quase coincidentes com a elevação da superfície livre, podendo-se, assim, considerar que a força é de natureza quase-estática.

Quando a onda atinge a estrutura com rebentação mergulhante, a frente quase vertical da onda embate na estrutura, retendo uma quantidade de ar desprezável entre a frente de onda e a parede vertical. Neste caso, a força a que a estrutura é submetida possui um primeiro máximo de elevada amplitude e curta duração, seguido de oscilações de pequena amplitude e um segundo máximo de menor amplitude e maior duração, Fig. 3.

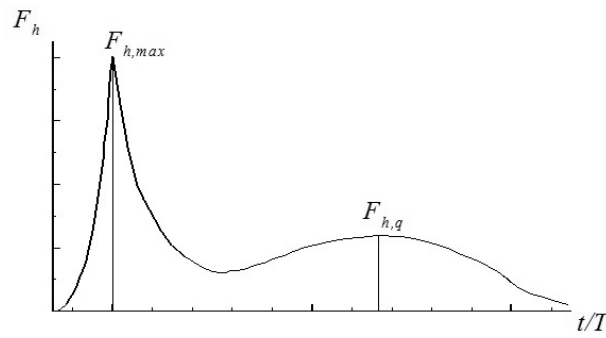


Fig. 1. Comportamento da força horizontal sobre a estrutura (PROVERBS [27]).

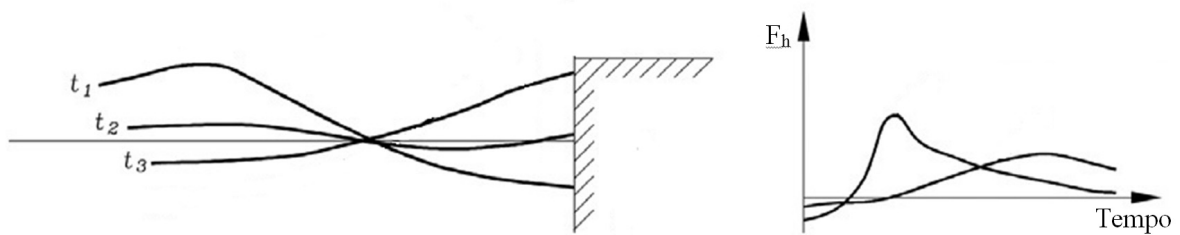


Fig. 2. Impacto da onda sobre a estrutura sem rebentação e respectiva força horizontal, regime quase-estático (adaptado de USACE [30]).

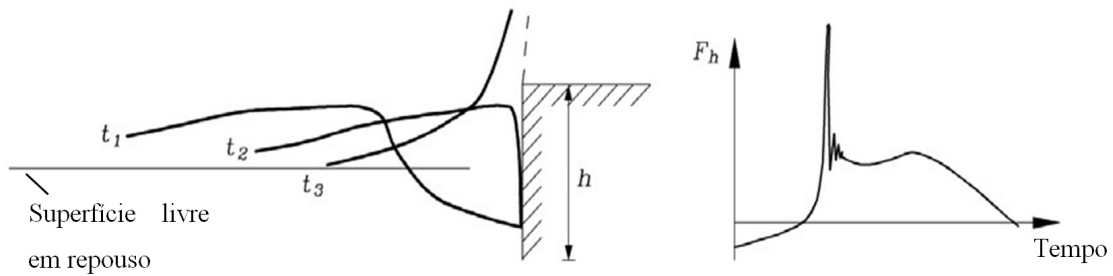


Fig. 3. Impacto da onda sobre a estrutura com rebentação e respectiva força horizontal, sem aprisionamento de ar (adaptado de USACE [30]).

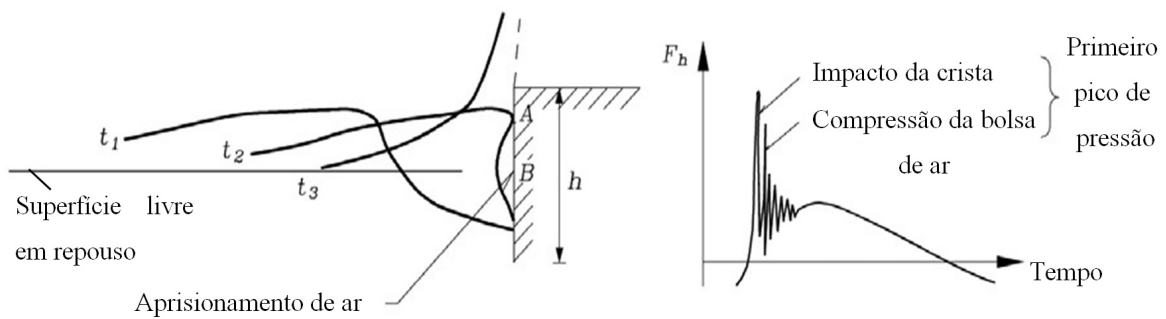


Fig. 4. Impacto da onda sobre a estrutura com rebentação e respectiva força horizontal, com aprisionamento de ar (adaptado de USACE [30]).

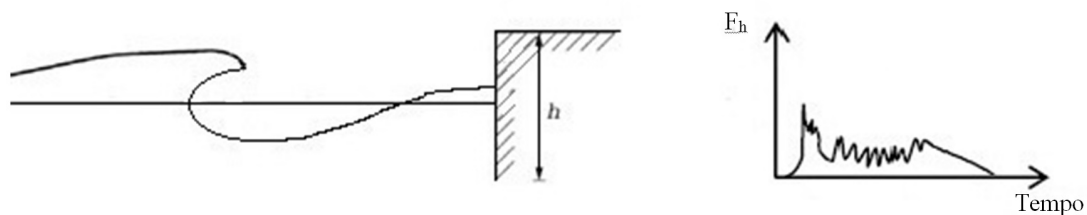
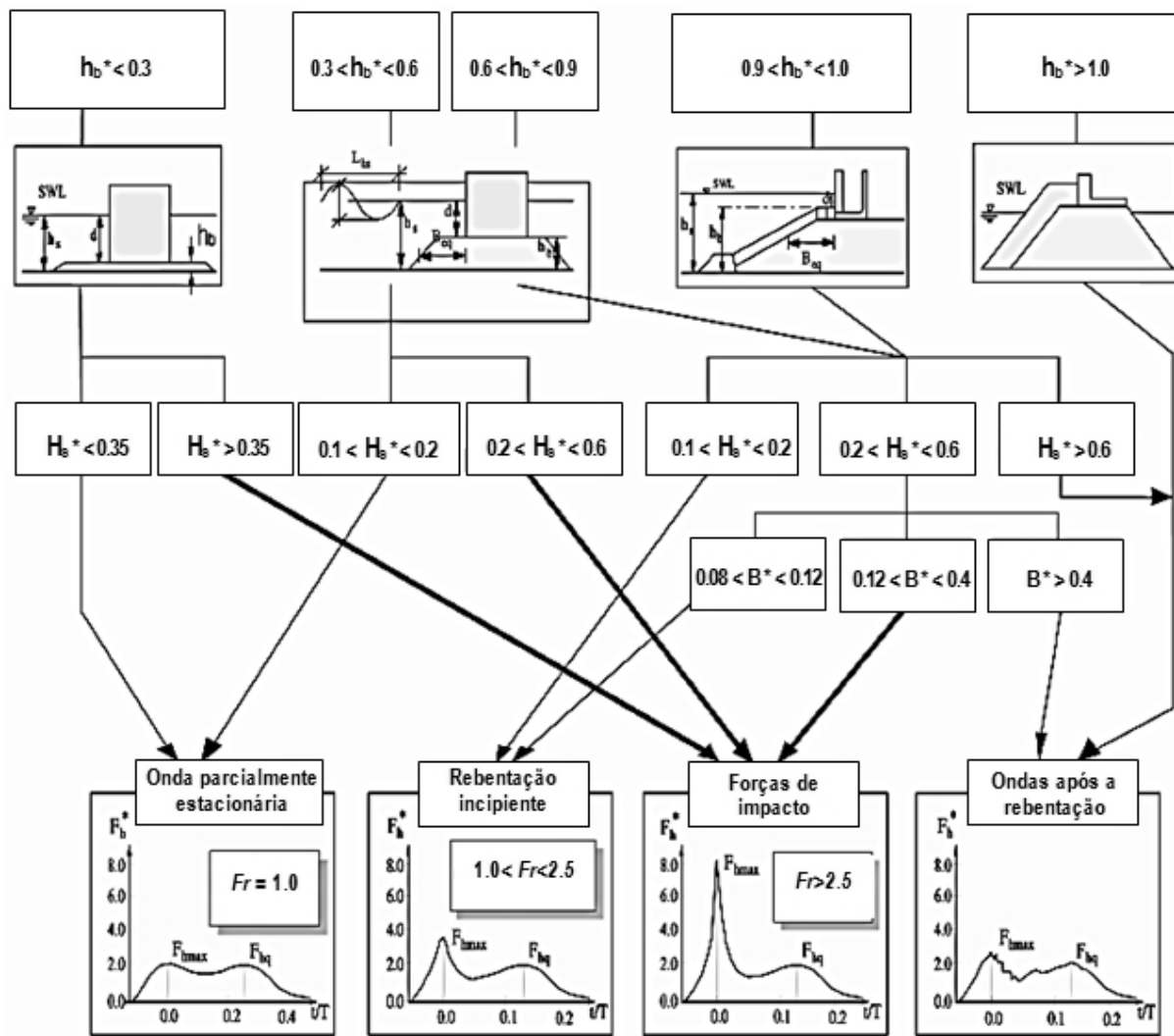


Fig. 5. Impacto da onda já rebentada sobre a estrutura e respectiva força horizontal (adaptado de USACE [30]).



Em que, $h_b^* = h_b/h_s$; $H_b^* = H_{Si}/h_s$; $B^* = B_{eq}/L_{hs}$; $F_h^* = F_h/\rho g H_b^2$; $Fr = F_{h,max}/F_{h,q}$
 H_{Si} – Altura de onda significativa, incidente h_b – Altura do talude
 H_b – Altura de onda na rebentação B_{eq} – Distância entre $h_b/2$ e a base do caixotão
 L_{hs} – Comprimento de onda em h_s F_h – Força horizontal
 g – Aceleração da gravidade ρ – Massa volúmica do fluido

Fig. 6. Regimes de forças em estruturas verticais expostas à agitação (adaptado de Kortenhuis e Oumeraci [31]).

No caso em que a onda atinge a estrutura durante o processo de rebentação do tipo mergulhante com aprisionamento de ar, o impacto dá-se com aprisionamento de ar entre a coluna de água e a estrutura, dando origem a um primeiro máximo de força duplo, seguido de oscilações de curta duração e elevada frequência, Fig. 4. O primeiro pico de força deve-se ao impacto da crista da onda quando embate na estrutura, ponto *A* da figura, que é seguido de um segundo máximo devido à compressão da bolsa de ar existente entre a frente de onda e a estrutura, ponto *B*. A forte oscilação deve-se à libertação gradual do ar aprisionado. Com o aumento da distância entre a posição de rebentação e a estrutura, verifica-se uma diminuição do pico de força, uma vez que a quantidade de ar retida entre a frente de onda e a parede vertical aumenta. Nota-se também um segundo máximo, sempre de menor amplitude e maior duração.

Em regime de onda já rebentada, as características da força de impacto, amplitude e duração, dependem da distância entre o ponto de rebentação e a estrutura, verificando-se que o primeiro máximo é registado ao nível da água em repouso, ou na sua proximidade, Fig. 5. Devido à turbulência na frente da onda, a força de impacto apresenta bastantes oscilações que correspondem à mistura de ar e água que atinge a estrutura. A força de impacto apresenta uma amplitude menor quando comparada com a do regime em que a onda rebenta sobre a estrutura, com ou sem aprisionamento de ar.

Kortenhaus e Oumeraci [31], com base em ensaios bidimensionais com agitação irregular, propuseram um esquema que permite identificar os diferentes tipos de regimes de forças horizontais em estruturas monolíticas em função da sua geometria e das características da agitação, Fig. 6. Este esquema baseia-se em três parâmetros adimensionais, que dependem da geometria da estrutura, da profundidade e das características da onda incidente, tais como: a relação entre a altura do talude e a profundidade, hb^* ; a relação entre a altura de onda incidente na estrutura e a profundidade, Hs^* ; a relação entre a distância da base do caixotão e metade da altura do talude e o período da onda, à profundidade hs, B^* .

Como referido, actualmente as formulações empíricas ou semi-empíricas são o método mais utilizado na fase de estudo prévio de uma obra marítima. Estas formulações tomam em conta os fenómenos que influenciam as forças hidrodinâmicas de maneira simplificada [32]: i) a reflexão é introduzida no valor de altura de onda incidente em frente à estrutura, considerando (ou não) o efeito da reflexão, e no nível máximo; ii) a rebentação é integrada através de um aumento de pressão apenas na proximidade do nível médio; o galgamento, apesar de provocar uma redução na força a que a estrutura se encontra sujeita, só é considerado através da redução do nível máximo; não é considerada a dissipação através dos meios porosos, que possam existir na base da estrutura; e iii) a obliquidade da agitação, apenas considerada em algumas formulações, é introduzida por meio da alteração da altura de onda, considerando que a força a que a estrutura é sujeita depende apenas da altura de onda perpendicular à estrutura.

Na literatura é possível encontrar diversas fórmulas empíricas ou semi-empíricas para o cálculo de forças ou pressões em quebra-mares verticais e misto, cada uma com um domínio de aplicabilidade relacionado com o regime de forças a que a estrutura se encontra sujeita e às condições para que foi desenvolvida (USACE [30]). No presente trabalho, para a determinação das forças hidrodinâmicas actantes no quebra-mar vertical em estudo são utilizadas as fórmulas de Goda [33] e de Goda modificado por Takahashi *et al.* [30], dependendo do regime de interacção onda-estrutura e das condições de aplicabilidade das fórmulas.

Para regimes de força estacionária é válida a fórmula de Goda [33], desenvolvida com base no trabalho de Sainflou [35] e para o caso de ondas regulares. Esta fórmula tem vindo a ser sucessivamente modificada de modo a ter em conta efeitos não considerados inicialmente.

Para ter em conta o efeito da rebentação, e deste modo poder calcular pressões e forças no caso das forças impulsivas, Takahashi *et al.* [34] propôs uma fórmula baseada na de Goda. Para tal, esta fórmula propõe uma distribuição de pressões, sobre a parede do quebra-mar, do tipo trapezoidal, com um forte aumento do seu valor na proximidade do nível médio.

Assim a fórmula de Goda [33] é utilizada para regime de forças estacionário, para agitação regular e sem obliquidade e a fórmula de Goda modificada por Takahashi *et al.* [34] é utilizada para regime de forças impulsivas, considerando o efeito da rebentação.

4. RESULTADOS E COMPARAÇÃO ENTRE SPHyCE E FORMULAS SEMI-EMPÍRICAS

Apresenta-se neste ponto a aplicação do modelo numérico SPHyCE ao estudo da interação de ondas com um quebra-mar vertical e analisam-se os resultados das forças que actuam na parede vertical do quebra-mar variando dois parâmetros:

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

As forças, obtidas com o modelo SPHyCE, são comparadas com as calculadas pelas formulações semi-empíricas de Goda [33] e de Goda modificada por Takahashi *et al.* [34], consoante o regime de forças em questão.

4.1. Quebra-mar vertical

O quebra-mar utilizado nas simulações é composto por uma estrutura vertical impermeável assente sobre um talude, também impermeável, de altura 0.181 m, com um declive de 1:3 e uma bermã de 0.2 m, Fig. 7. Este quebra-mar, com uma altura máxima de 0.566 m em relação ao fundo, situa-se a 3.62 m do referencial Oxy , cuja origem coincide com a posição inicial do batedor, localizado sobre um fundo horizontal impermeável.

Esta geometria da estrutura foi já utilizada anteriormente para validar o modelo SPHyCE comparando-se os resultados obtidos numericamente com os dados de ensaios em modelo físico, quer de elevação de superfície livre, quer de pressão na parede vertical, obtendo-se uma boa concordância de resultados [7] [8].

Neste trabalho fizeram-se simulações com o batedor 3.62 m a barlar da estrutura. A profundidade, d , varia de 0.186 até 0.346 m, em função do caso simulado.

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

A resolução utilizada, i.e. a distância inicial entre partículas, é de 3.97×10^{-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 40.0 s [7] [8]. O passo de tempo é da ordem de 3.3×10^{-5} s.

A re-normalização parcial da massa volúmica das partículas fluídas, de modo a obter um campo de pressões estável, é feita através do filtro de Shepard aplicado às partículas fluídas em cada 30 iterações de tempo. O filtro é aplicado para as partículas fluídas que se situam além da coordenada 3.886 m, que corresponde ao meio do talude com declive 1:3 [7].

A geração da onda incidente regular é realizada através do batedor tipo pistão com absorção activa da reflexão, o que permite simular um canal semi-infinito [6]. Assim, o tempo útil para análise estatística dos resultados numéricos, eliminando a parte inicial transiente do escoamento, é de 30.0 s (correspondente a aproximadamente 23 ondas).

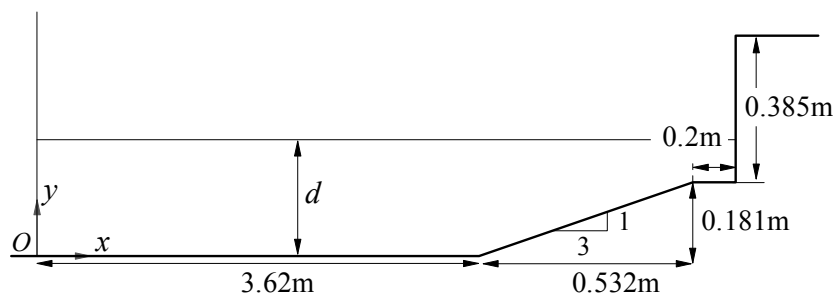


Fig. 7. Domínio computacional e respectivas dimensões.

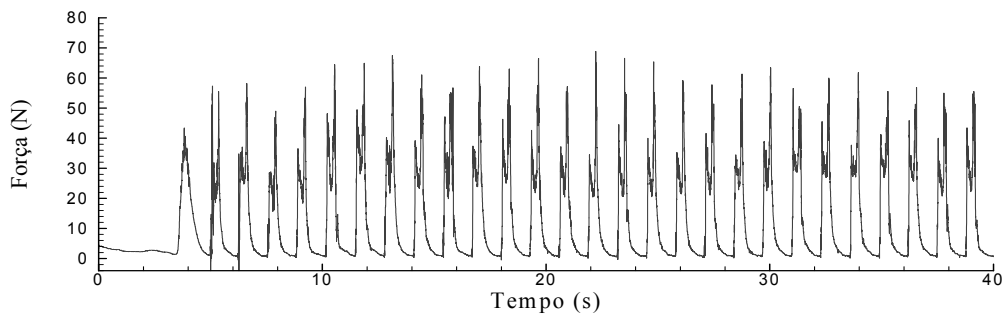


Fig. 8. Série temporal da força na parede vertical do quebra-mar, $H=0.12$ m, $T=1.3$ s e $d=0.206$ m.

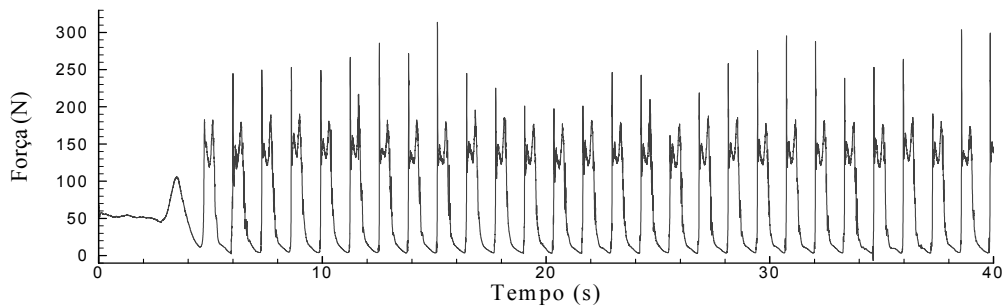


Fig. 9. Série temporal da força na parede vertical do quebra-mar, $H=0.12$ m, $T=1.3$ s e $d=0.286$ m.

4.2. Análise das forças no quebra-mar vertical com variação da profundidade

Analisa-se neste ponto a variação das forças sobre a parede vertical do quebra-mar com variação da profundidade de água de 0.186 m a 0.346 m, o que corresponde a uma variação de profundidade no pé da parede vertical, dp , de 0.005 m a 0.165 m. A altura de onda é mantida constante em todas as simulações, $H=0.12$ 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 m, com 86236 partículas.

A série temporal das forças apresenta, em todos os casos, uma periodicidade na variação da força, embora com uma variabilidade de onda para onda, particularmente no que diz respeito à amplitude dos máximos de força (primeiro e segundo máximos). As Figuras 8 e 9, onde se apresenta a série temporal da força na parede vertical do quebra-mar para uma profundidade de 0.206 e 0.286 m, respectivamente, ilustram esse comportamento. Nota-se também, para cada onda, a presença dos dois picos de força referidos no ponto 3.

A Tabela 1 apresenta um resumo dos resultados obtidos com o modelo SPHyCE relativamente ao primeiro e ao segundo máximo de força de 23 períodos de onda do registo, indicando-se o seu valor médio, o desvio padrão e os valores máximo e mínimo para as várias profundidades. A Fig. 10 apresenta a evolução dos dois máximos de força, F , em função da profundidade.

Da análise dos resultados da Tabela 1 e da Fig. 10, verifica-se que a amplitude da força aumenta com a profundidade, quer no primeiro máximo quer no segundo, uma vez que a profundidade determina o modo de interacção entre a onda e o quebra-mar. Tal como referido anteriormente, globalmente, a onda pode interagir com a estrutura de três formas:

- Onda a rebentar sobre a estrutura;
- Onda a atingir a estrutura já rebentada;

Tabela 1. Primeiro e segundo máximo de força obtidos com o modelo SPHyCE: valor médio, desvio padrão, valores máximo e mínimo de 23 períodos de onda para $H=0.12$ m, $T=1.3$ s e d variando de 0.186 a 0.346 m.

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

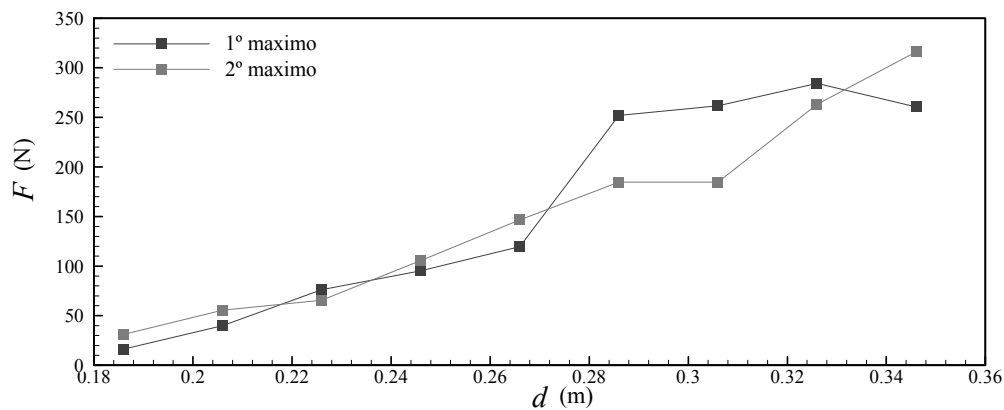


Fig. 10. Máximos de força para $H=0.12$ m, $T=1.3$ s e $d=0.186$ a 0.346 m.

- Onda parcialmente estacionária, onde não ocorre rebentação.

Para as profundidades de 0.186 a 0.266 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 m, o valor médio, assim como o desvio padrão, do primeiro máximo de força é muito superior ao do 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,

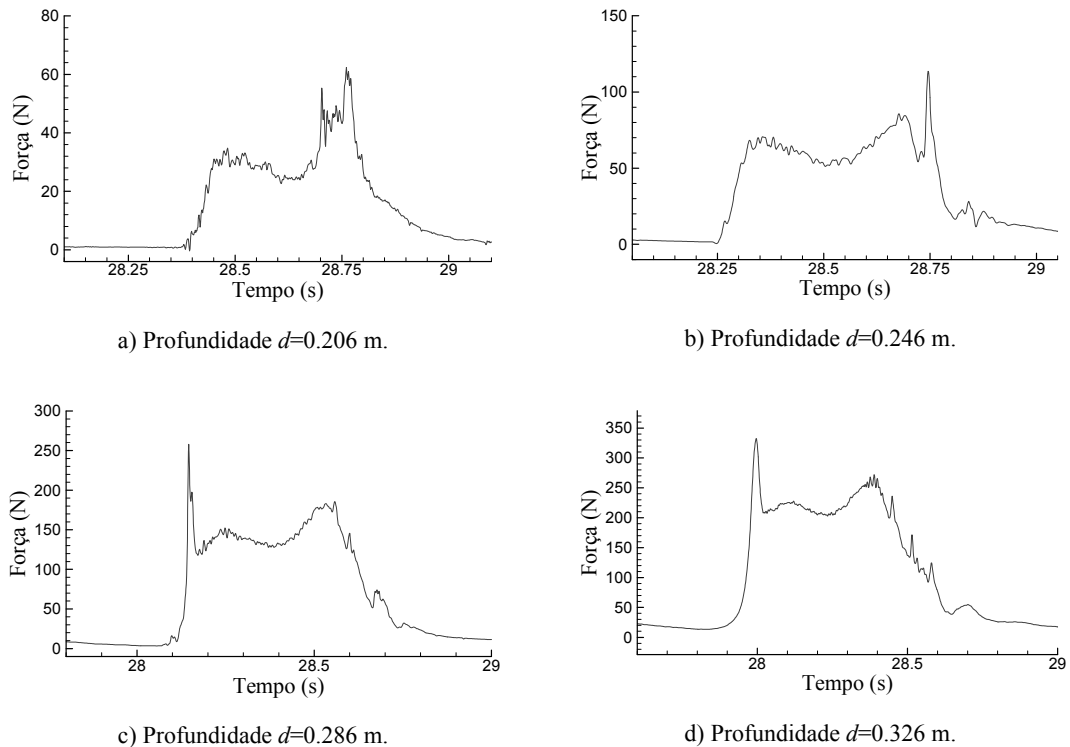


Fig. 11. Série temporal da força no quebra-mar misto por volta de 28 s, durante um período de onda, para $H=0.12$ m e $T=1.3$ s.

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, tal como referido no ponto 3.

Para $d=0.346$ m, os dois máximos são semelhantes. O regime é de onda parcialmente estacionária.

Da análise dos resultados da Tabela 1, verifica-se ainda que os casos de regime de força de impacto, $d=0.286$ a 0.326 m, apresentam valores de desvio padrão superiores, quando comparados aos casos de regime de força de onda já rebentada, $d=0.186$ a 0.266 m, e de onda parcialmente estacionária, $d=0.346$ 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 da 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. Como referido, este 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 reduzido.

O regime de forças e a relação entre o primeiro e segundo máximo de força pode ainda ser analisado através da série temporal da força na estrutura durante um período de onda e da respectiva posição das partículas fluídas na proximidade do quebra-mar.

Na Fig. 11 é apresentada a série temporal da força na estrutura durante um período de onda, para as profundidades 0.206 , 0.246 , 0.286 e 0.326 m. As Figuras 12 a 15 mostram a posição das partículas fluídas na proximidade do quebra-mar, 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 m.

Verifica-se que, para os casos com $d=0.206$ m e 0.246 m, Figuras 11a e 12 e 11b e 13, 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.

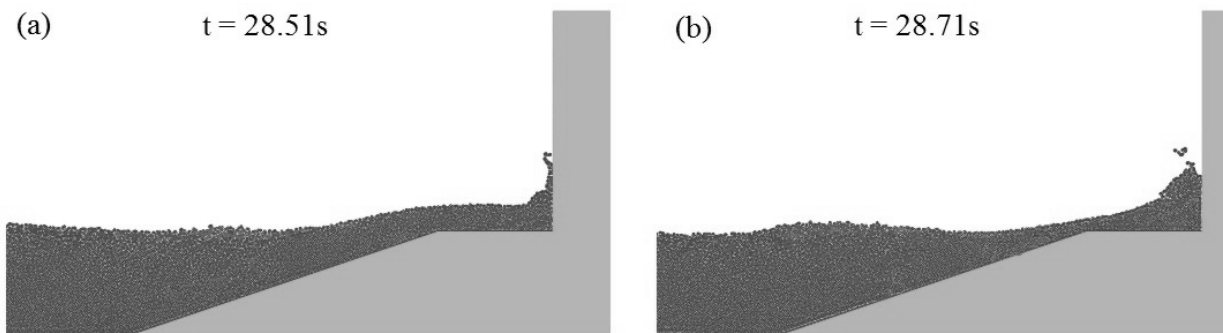


Fig. 12. Posição das partículas para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma profundidade de 0.206 m, $H=0.12$ m e $T=1.3$ s.

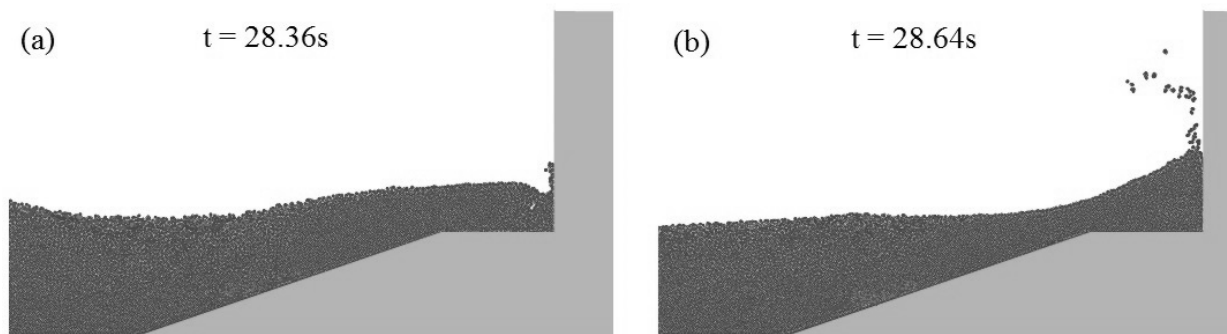


Fig. 13. Posição das partículas para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma profundidade de 0.246 m, $H=0.12$ m e $T=1.3$ s.

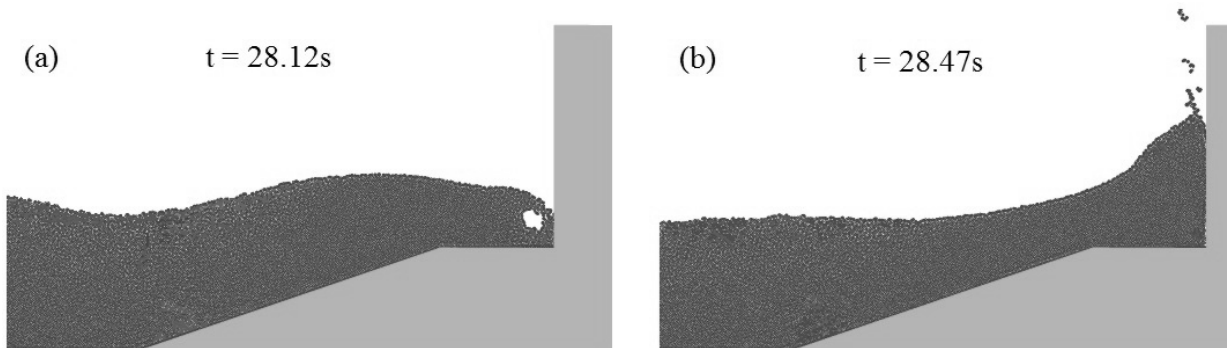


Fig. 14. Posição das partículas para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma profundidade de 0.286 m, $H=0.12$ m e $T=1.3$ s.

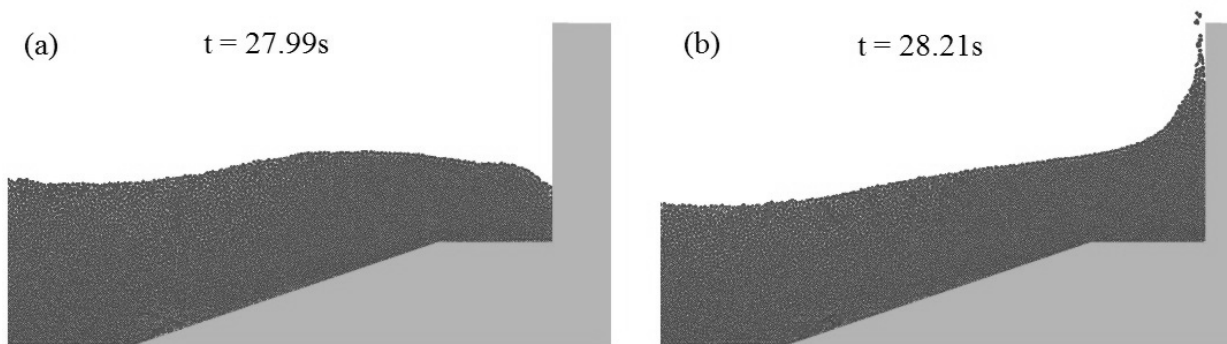


Fig. 15. Posição das partículas para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma profundidade de 0.326 m, $H=0.12$ m e $T=1.3$ s.

Para uma profundidade de 0.286 m, Figuras 11c e 14, 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.

Para a profundidade $d=0.326$ m, Figuras 11d e 15, a rebentação acontece sem aprisionamento de ar.

Comparando os regimes de forças resultantes da modelação numérica e os obtidos pelo esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci [31], que permite identificar os diferentes tipos de regimes de forças horizontais em função da geometria da estrutura e das características da agitação, Fig. 6, verifica-se que existem, em alguns casos, diferenças.

Para $d=0.346$ m, obteve-se das simulações um regime de onda parcialmente estacionária, enquanto pelo esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci [31] seria de impacto. A análise da série temporal de elevação de superfície livre no pé da estrutura indica que a altura da onda aí é de cerca de 0.065 m (onda incidente com 0.12 m de altura junto à estrutura), devido à interacção entre onda incidente e reflectida, o que altera significativamente a altura da onda efectiva nas proximidades do quebra-mar. Este fenómeno de interacção entre onda incidente e reflectida não é considerado nem nas formulações nem no esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci [31].

Para $d=0.286$ m a onda rebenta sobre a estrutura com aprisionamento de ar. O projecto PROVERBS [27] prevê que o aprisionamento de ar, quando ocorre a rebentação sobre uma estrutura, pode ser um factor importante no valor da amplitude máxima da força de impacto. No entanto, o modelo SPHyCE não simula o ar, o que pode levar a que subestime a intensidade máxima 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 $d=0.326$ m, a rebentação acontece sem aprisionamento de ar, da forma prevista pelo projecto PROVERBS [27].

Para $d=0.206$ m e 0.246 m, como referido anteriormente, o regime obtido pelo modelo foi de onda já rebentada, enquanto pelo esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci [31] seria previsível que o regime de forças fosse de impacto. Esta diferença de tipo de regime pode dever-se ao facto da altura da onda efectiva (incidente e reflectida) nas proximidades do quebra-mar no modelo SPHyCE ser diferente do valor utilizado no esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci [31], como referido para o caso de $d=0.346$ m. Pode também estar ligado ao facto do talude no modelo numérico ser impermeável, o que induz certamente diferenças significativas no modo de interacção entre a onda e a estrutura, particularmente para profundidades pequenas no pé da parede vertical.

Para comparar os resultados da força máxima obtida através das formulações existentes na literatura e utilizadas no dimensionamento da estrutura com as obtidas pelo modelo SPHyCE, apresenta-se na Tabela 2 os valores da força de impacto máxima para $d=0.186$ a 0.346 m. As formulações empíricas ou semi-

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, $H=0.12$ m e $T=1.3$ s.

d (m)	Força de impacto máxima (N)		Formulação Utilizada
	SPHyCE	Formulações	
0.186	40.2	**	**
0.206	63.0	**	**
0.226	105.9	**	**
0.246	142.7	**	**
0.266	184.8	869.7	Goda modificado Takahashi <i>et al.</i> [34]
0.286	323.2	933.1	
0.306	339.5	796.3	
0.326	332.1	655.7	
0.346	324.5	357.1	Goda [33]

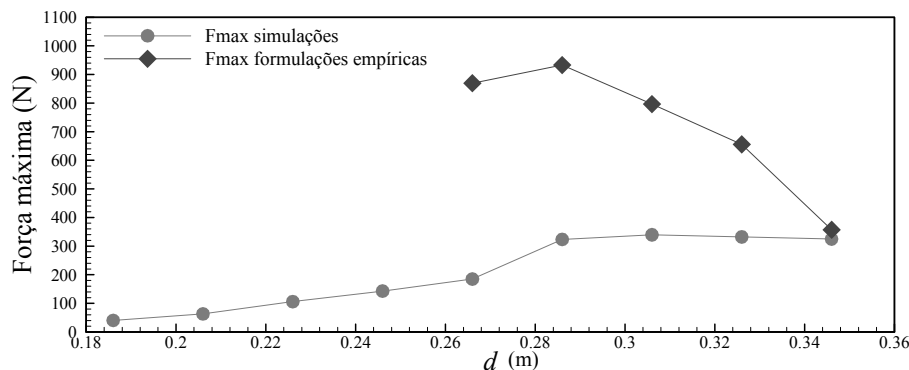


Fig. 16. Comparação entre os valores da força de impacto máxima obtidos pelo modelo SPHyCE e pelas formulações empíricas ou semi-empíricas, para $d=0.186$ a 0.346 m, $H=0.12$ m e $T=1.3$ s.

empíricas utilizadas foram a de Goda [33] e a de Goda modificado por Takahashi *et al.* [34], como referido anteriormente. Apresenta-se ainda indicação da formulação a utilizar tendo em conta o regime de interacção onda-estrutura. Os resultados são comparados na Fig. 16.

Para as profundidades de 0.186 a 0.246 m, as fórmulas de Goda [33] e Goda modificado por Takahashi *et al.* [34] não são aplicáveis, não se podendo efectuar qualquer comparação de resultados.

Para a profundidade de 0.346 m, a força máxima prevista pelo método de Goda [33], 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 Kortenhaus e Oumeraci [31].

Para as profundidades de 0.266 m a 0.326 m, 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.* [34], são bastante díspares. Estas diferenças podem dever-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. Esta formulação toma também em conta a altura de onda incidente teórica, o que não corresponde necessariamente à altura de onda ao pé do quebra-mar, o que leva a alterações significativas dos resultados da força. Esta diferença pode ainda dever-se ao facto do modelo numérico não simular o aprisionamento de ar durante a rebentação, subestimando assim o valor a intensidade da força. Assim, os valores obtidos pela formulação Takahashi *et al.* [34] estão do lado da segurança, ou seja, são superiores ao esperado, como também verificado no estudo realizado sobre forças no quebra-mar vertical do porto de Gijón [32].

No entanto, para $d=0.326$ m, onde a rebentação ocorre sem aprisionamento de ar, 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.

4.3. Análise da força com variação da altura da onda incidente

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

Nas Figuras 17 e 18 é apresentado a série temporal da força para uma altura de onda de 0.06 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 [27].

Na Tabela 3 são apresentados os valores médios, máximos, mínimos e o desvio padrão para o primeiro e segundo máximo de força de 23 períodos de onda obtidos pelo modelo SPHyCE para as várias alturas

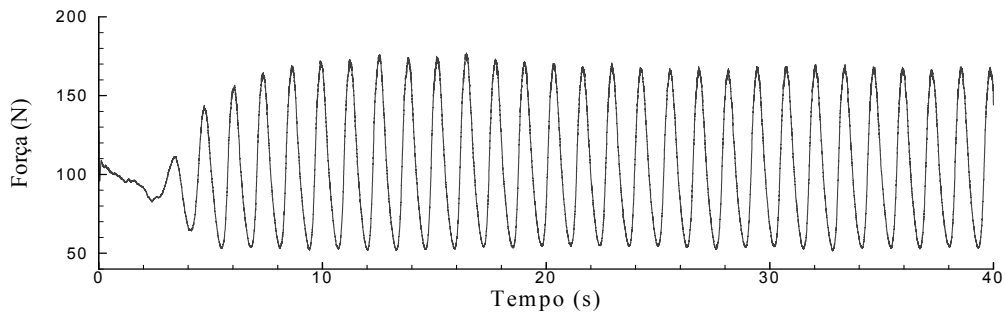


Fig. 17. Série temporal da força na parede vertical do quebra-mar, $H=0.06$ m, $T=1.3$ s e $d=0.326$ m.

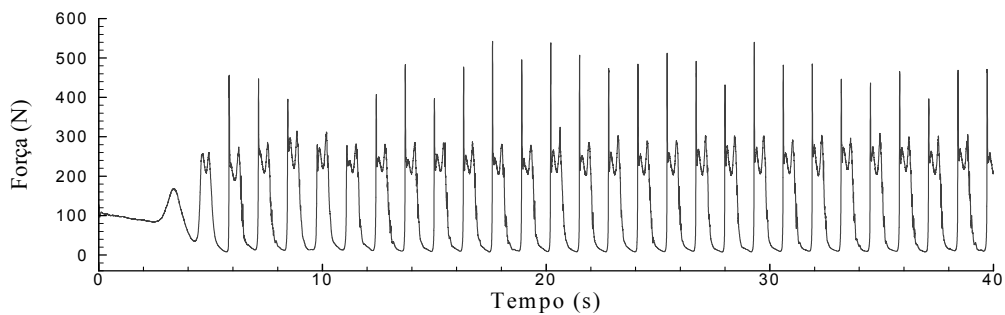


Fig. 18. Série temporal da força na parede vertical do quebra-mar, $H=0.12$ m, $T=1.3$ s e $d=0.326$ m.

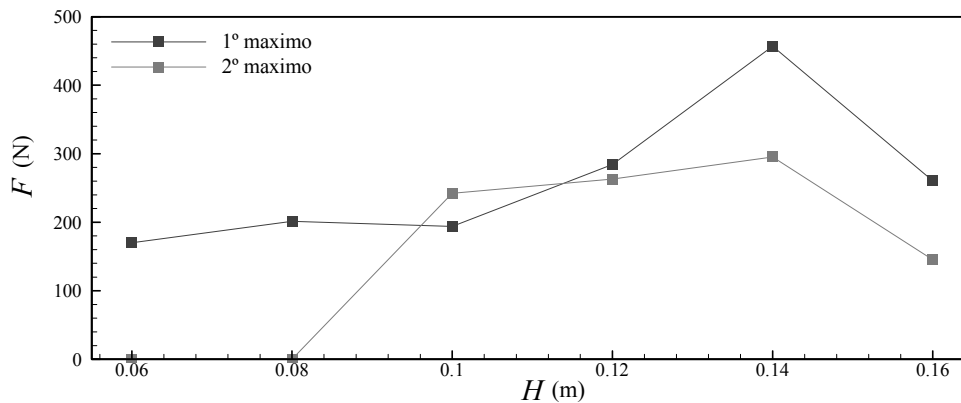


Fig. 19. Máximos de força para $d=0.326$ m, $T=1.3$ s e $H=0.06$ a 0.16 m.

de ondas incidentes. A Fig. 19 apresenta a evolução dos dois máximos de força em função da altura da onda incidente.

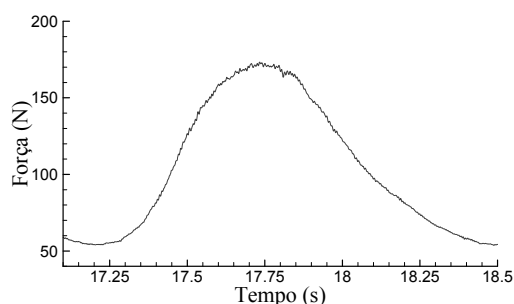
Pela análise da Tabela 3 e da Fig. 19, observa-se que existe apenas um máximo de força para alturas de onda pequenas, com 0.06 e 0.08 m.

No entanto, para alturas de onda de 0.10 e 0.12 m, observam-se dois máximos de força de intensidade semelhante. Neste caso o regime é de onda parcialmente estacionária, onde não há rebentação na estrutura mas apenas um tipo de espraimento ao longo da parede vertical. A força induzida é semelhante à força devida à acumulação de fluido na parede (segundo máximo de força).

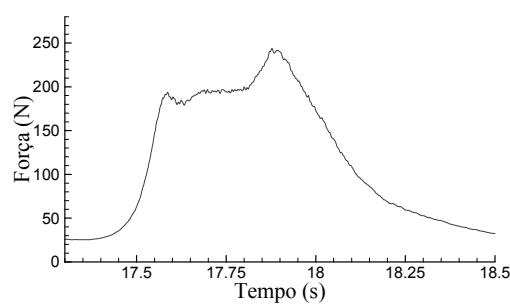
Para alturas de onda de 0.14 e 0.16 m, verifica-se um regime de força de impacto, com a onda a rebentar sobre a estrutura. A força apresenta, neste caso, o perfil tipo de variação de força previsto pelo PROVERBS [27].

Tabela 3. Primeiro e segundo máximo de força obtidos com o modelo SPHyCE: valor médio, desvio padrão, valores máximo e mínimo de 23 períodos de onda, para $d=0.326$ m, $T=1.3$ s e H variando de 0.06 a 0.16 m.

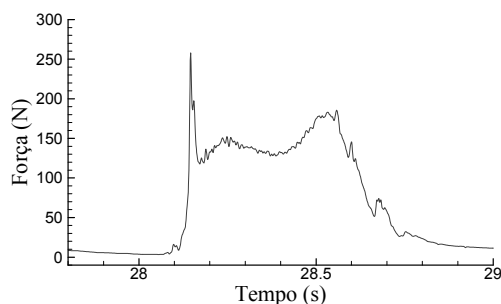
H (m)	Impacto da onda	Média (N)	Desvio Padrão	Máximo (N)	Mínimo (N)
0.06	1º Máximo	169.9	3.0	176.8	166.3
0.08	1º Máximo	201.2	2.1	205.0	196.7
0.10	1º Máximo	193.7	5.4	208.8	186.1
	2º Máximo	242.1	5.8	252.6	230.9
0.12	1º Máximo	284.2	28.4	332.1	204.1
	2º Máximo	263.1	5.2	274.1	257.2
0.14	1º Máximo	456.7	69.6	542.3	277.3
	2º Máximo	295.3	11.7	322.9	278.9
0.16	1º Máximo	260.3	15.9	302.5	236.4
	2º Máximo	145.4	4.3	157.3	139.8



a) Altura de onda $H=0.06$ m.



b) Altura de onda $H=0.10$ m.



c) Altura de onda $H=0.14$ m.

Fig. 20. Série temporal da força no quebra-mar misto durante um período de onda, $d=0.326$ m e $T=1.3$ s.

No entanto, para $H=0.16$ m, a força máxima é inferior ao caso $H=0.14$ 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 $H=0.16$ m é provavelmente devida à combinação destes dois efeitos.

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

Comparando estes regimes de força resultantes da modelação numérica e os obtidos pelo esquema proposto por Kortenhaus e Oumeraci [31], verifica-se que existem, em alguns casos, diferenças.

Para alturas de onda de 0.14 e 0.16 m, a força apresenta o perfil tipo de variação de força previsto pelo esquema, isto é, regime de força de impacto. Para as alturas de onda de 0.06 m a interacção da onda com

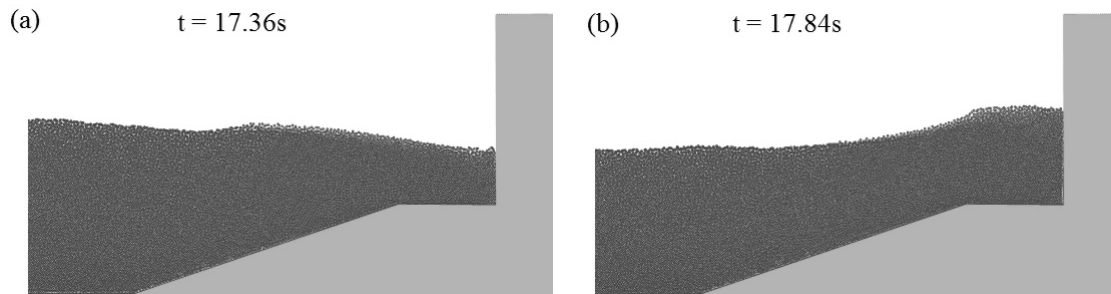


Fig. 21. Posição das partículas para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma altura de onda de 0.06 m, $d=0.326$ m e $T=1.3$ s.

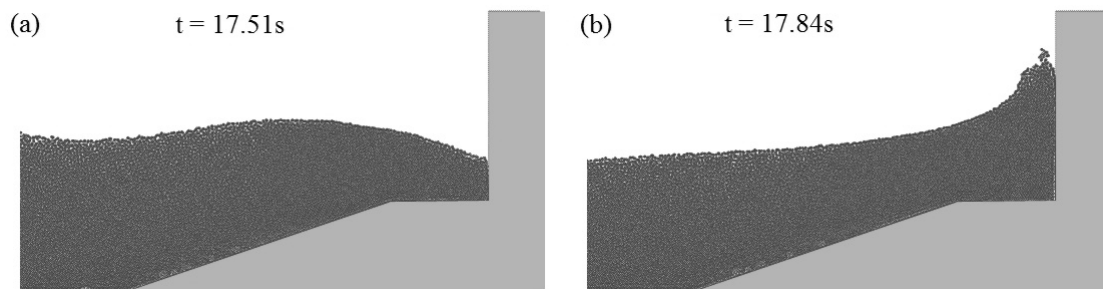


Fig. 22. Posição das partículas para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma altura de onda de 0.10 m, $d=0.326$ m e $T=1.3$ s.

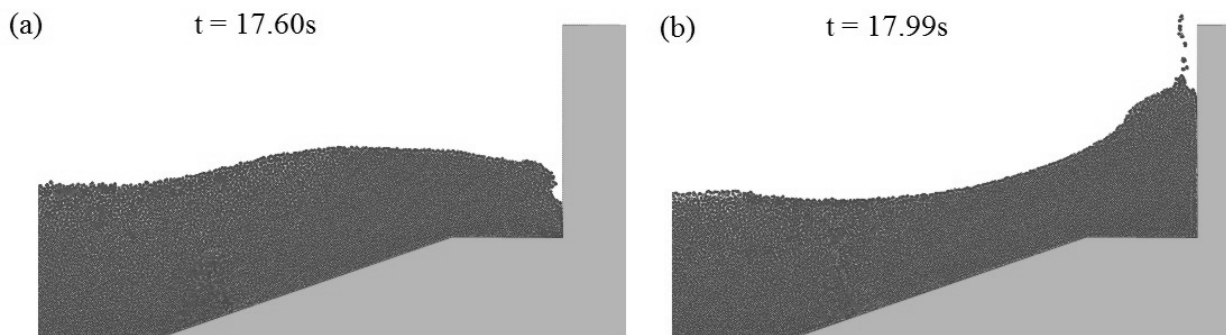


Fig. 23. Posição das partículas para o instante do primeiro máximo de força (a) e do segundo (b), para uma altura de onda de 0.14 m, $d=0.326$ m e $T=1.3$ s.

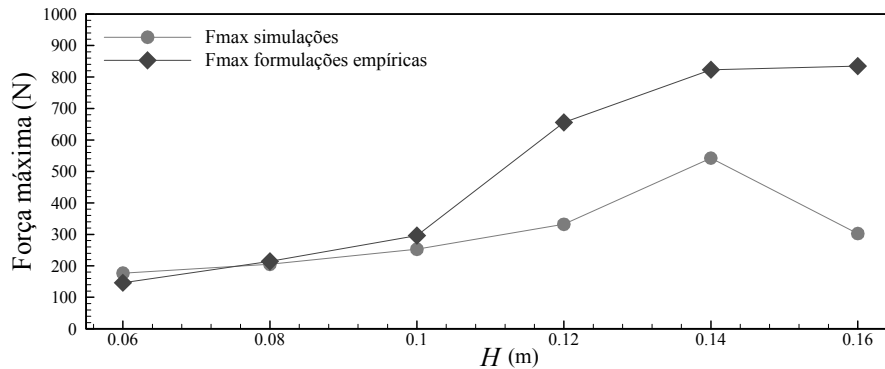
a estrutura segue um regime de força de onda parcialmente estacionária, tal como previsto pelo esquema referido. No entanto, para as alturas de onda entre 0.08 e 0.12 m, o esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci [31] propõe força de impacto e no modelo obtém-se força parcialmente estacionária. Esta diferença pode dever-se ao fenómeno de interacção entre onda incidente e reflectida que não é considerado no esquema proposto por Kortenhuis e Oumeraci [31] ou ao facto, já referido, da influência da impermeabilidade do talude.

Tal como anteriormente, analisa-se o regime de força e a relação entre o primeiro e segundo máximo de força através da análise da série temporal da força na estrutura durante um período de onda e da respectiva posição das partículas fluídas na proximidade do quebra-mar.

Na Fig. 20 é apresentada a série temporal da força na estrutura durante um período de onda para altura de onda de 0.06, 0.10 e 0.14 m. As Figuras 21 a 23 mostram a posição das partículas fluídas na proximidade do quebra-mar, 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, 0.10 e 0.14 m, respectivamente.

Tabela 4. Valores da força de impacto máxima obtidos pelo modelo SPHyCE e pelas formulações empíricas ou semi-empíricas, para $H=0.06$ a 0.16 m, $T=1.3$ s e $d=0.326$ m.

H (m)	Força de impacto máxima (N)		Formulação Utilizada
	SPHyCE	Formulações	
0.06	176.8	146.2	Goda [33]
0.08	205.1	214.1	
0.10	252.7	296.1	
0.12	332.1	655.7	Goda modificado Takahashi <i>et al.</i> [34]
0.14	542.3	823.1	
0.16	302.5	834.6	

Fig. 24. Comparação entre os valores da força de impacto máxima obtidos pelo modelo SPHyCE e pelas formulações empíricas ou semi-empíricas, para $H=0.06$ a 0.16 m, $d=0.326$ m e $T=1.3$ s.

Para uma altura de onda de 0.06 e 0.10 m, Figuras 20a e 21 e Figuras 20b e 22, respectivamente, não ocorre rebentação: a interação da onda com a estrutura segue um regime de força de onda parcialmente estacionária. Observa-se apenas um máximo de força para $H=0.06$ m e dois máximos de intensidade semelhante para $H=0.10$ m.

Para uma altura de onda de 0.14 m, Figura 20c e 23, 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 [27].

Para comparar os resultados da força máxima obtida através das formulações existentes na literatura e utilizadas no dimensionamento da estrutura e as obtidas pelo modelo SPHyCE, apresenta-se na Tabela 4 os valores de força de impacto máxima para uma profundidade constante de 0.326 m e altura de onda variando de 0.06 a 0.16 m. Apresenta-se ainda a indicação da formulação a utilizar tendo em conta o regime de interação onda-estrutura. A Fig. 24 apresenta a comparação destes resultados.

Quer na Tabela 4 quer na Fig. 24, 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 0.12 m), 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 0.12 m), 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. É interessante ainda verificar que a fórmula de Takahashi prevê que as maiores forças obtidas para os casos estudados ocorrem para uma altura de onda de 0.16 m, enquanto o modelo ocorre para 0.14 m. Esta diferença deve-se ao facto

de apenas o modelo numérico ter em conta a influência da interacção das ondas incidente e reflectida e da rebentação que ocorre antes da onda atingir a estrutura nas forças na estrutura.

5. CONCLUSÕES

Para o estudo das forças que actuam sobre um quebra-mar recorre-se usualmente a formulações empíricas ou semi-empíricas, devido à facilidade e rapidez 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 [27], 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 apresentam 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 à modelação numérica. No entanto, para permitir 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 foi objecto de várias validações. Contudo, embora a pressão na parede de um quebra-mar tenha sido comparada com sucesso com dados de ensaios em modelo físico, o valor da força não foi ainda objecto de comparação.

Neste estudo aplicou-se o modelo SPHyCE ao cálculo de forças numa estrutura vertical impermeável, para diferentes condições de agitação e profundidade. A força actuante no quebra-mar 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 [33], mas resultados mais díspares para os regimes de força impulsiva, para os quais se aplicou a fórmula de Goda modificada por Takahashi *et al.* [34]. 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;
- A altura de onda ao pé do quebra-mar pode ser bastante diferente da altura teórica (da onda incidente), considerada nas formulações empíricas. Verifica-se em muitos casos uma forte interacção entre a onda incidente e a onda reflectida pelo quebra-mar, que induz uma altura de onda efectiva ao pé da estrutura bem menor que a esperada, alterando de facto o modo de interacção entre a onda e o quebra-mar;
- 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, deverá ser realizada comparando os resultados do modelo numérico com dados de ensaios em modelo físico, tendo cuidado de verificar em ambos os modelos as mesmas condições limites.

É de salientar ainda que o modelo numérico permite estimar forças em casos para os quais não existe qualquer formulação disponível na literatura.

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, e do projecto DITOWEC “*Desenvolvimento de uma Ferramenta Integrada para Modelação Numérica de Conversores de Energia das Ondas de tipo Coluna de Água Oscilante integrados em Quebra-mar Verticais*”, PTDC/ECM-HID/1719/2012. O primeiro autor agradece à Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) o financiamento da bolsa SFRH/BPD/97343/2013.

REFERÊNCIAS

- [1] Takahashi, S., Tanimoto, K., Shimosako, K., “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, 489-504 (1994)
- [2] Higuera, P., Lara, J.L., Losada, I.J., “Three-dimensional interaction of waves and porous coastal structures using PoenFOAM: Part II: Application”, *Coastal Engineering*, **83**, 259-270 (2014)
- [3] Neves, M.G., Didier, E., Robert, M., Losada, I.J., “Reducción de la reflexión en el interior del puerto de Vila do Porto, Azores”, *Revista Iberoamericana de Ingeniería Mecánica*, **17**(2), 139-148 (2013)
- [4] Lara, J.L., Losada, I.J., Guanache, R., “Wave interaction with low-mound breakwater using a RANS model”, *Ocean Engineering*, **35**(13), 1388-1400 (2008)
- [5] Didier, E., “Simulação numérica de escoamentos com superfície livre”, *Revista Iberoamericana de Ingeniería Mecánica*, **11**(3), 3-18 (2007)
- [6] Didier, E., Neves, M.G., “A semi-infinite numerical wave flume using Smoothed Particle Hydrodynamics”, *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, **22**(3), 193-199 (2012)
- [7] Didier, E., Martins, R., Neves, M.G., “Numerical and experimental modeling of regular wave interacting with a composite breakwater”, *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, **23**(1), 46-54 (2013)
- [8] Didier, E., Neves, D.R.C.B., Martins, R., Neves, M.G., “Wave interaction with a vertical wall: SPH numerical and experimental modelling”, *Ocean Engineering*, **88**, 330-341 (2014)
- [9] Gingold, R.A., Monaghan, J.J., “Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars”, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **181**, 375-389 (1977)
- [10] Monaghan, J.J., “Smoothed Particle Hydrodynamics”, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **30**, 543-574 (1992)
- [11] Monaghan, J.J., “Simulating free surface flows with SPH”, *Journal of Computational Physics*, **110**, 399-406 (1994)
- [12] Batchelor, G.K., *Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, UK (1974)
- [13] SPHysics v1.4 (2009). <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>
- [14] Gómez-Gesteira, M., Rogers, B.D., Dalrymple, R.A., Crespo, A.J.C., Narayanaswamy, M., “User Guide for the SPHysics Code v1.4” (2008). <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>
- [15] Gómez-Gesteira, M., Rogers, B.D., Dalrymple, R.A., Crespo, A.J.C., “State-of-the-art of classical SPH for free-surface flows”, *Journal of Hydraulic Research*, **48**, Extra Issue, 6-27 (2010)
- [16] Gomez-Gesteira M., Rogers, B.D., Crespo, A.J.C., Dalrymple, R.A., Narayanaswamy, M., Dominguez, J.M., “SPHysics – development of a free-surface fluid solver – Part 1: Theory and formulations”, *Computers & Geosciences*, **48**, 289-299 (2012)
- [17] Johnson, G., Stryk, R., Beissel, S., “SPH for high velocity impact calculations”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **139**, 347-373 (1996)
- [18] Gotoh, H., Shibahara, T., Sakai, T., “Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering”, *Computational Fluid Dynamics Journal*, **9**(4), 339-347 (2001)
- [19] Morris, J.P., Fox, P.J., Shu, Y., “Modeling lower Reynolds number incompressible flows using SPH”, *Journal of Computational Physics*, **136**, 214-226 (1997)

- [20] Monaghan, J.J., “On the problem of penetration in particle methods”, *Journal Computational Physics*, **82**, 1-15 (1989)
- [21] Monaghan, J.J., Kos, A., “Solitary waves on a Cretan beach”, *Journal of Waterways, Ports, Coastal and Ocean Engineering*, **125**, 145-154 (1999)
- [22] Didier, E., Neves, M.G., “Coastal flow simulation using SPH: Wave overtopping on an impermeable coastal structure”, *Proc. of 4th International SPHERIC workshop*, Nantes, France, 357-364 (2009)
- [23] Colagrossi, A., Landrini, M., “Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics”, *Journal of Computational Physics*, **191**, 448-475 (2003)
- [24] Neves, D.R.C.B., Didier, E., Teixeira, P.R.F., Neves, M.G., “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, 388-399 (2013)
- [25] Didier, E., Neves, D.R.C.B., Teixeira, P.R.F., Neves, M.G., Soares, H., Viegas, M., “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 (2013)
- [26] Didier, E., Neves, D., Teixeira, P.R.F., Dias, J., Neves, M.G., “SPH numerical and physical modeling of wave overtopping a porous breakwater”, *Proc 3rd IAHR European Congress*, Porto, Portugal (2014).
- [27] PROVERBS (1999). <http://www.tu-bs.de/~i5102401>
- [28] Kortenhuis, A., Oumeraci, H., “Wave impact loading: Tentative formulae, and suggestions for the development of final formulae”, *Proc. of 2nd PROVERBS task 1 Workshop, MAST III/ PROVERBS*, paper 1.0.2., Edinburgh. H.R. Wallingford (1997)
- [29] Martín, F.L., “Estudio Hidrodinámico de la Interacción de Ondas de Gravedad con Estructuras Reflejantes”, Tese Doctoral, Universidad de Cantabria, Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Caminos, Canales y Puertos (1995)
- [30] USACE, “Coastal Engineering Manual”, *Engineer Manual 1110-2-1100*, U. S. Army Corps of Engineers, Washington, D.C. (2006)
- [31] Kortenhuis, A., Oumeraci, H., “Classification of Wave loading on monolithic coastal structures”, *Proc. of the 26th International Coastal Engineering Conference*, ASCE, Copenhagen, Denmark, **1**, 867-880 (1998)
- [32] Neves, M.G., Vilchez, M., Clavero, M., Losada, M.A., “Determinação de forças actuantes em quebra-mares verticais e mistos”, *Revista da Gestão Costeira Integrada*, **12**(2), 159-174 (2012)
- [33] Goda, Y., “New wave pressure formulae for composite breakwaters”, *Proc. of the 14th International Coastal Engineering Conference, ASCE*, Copenhagen, Dinamarca, **3**, 1702-1720 (1974)
- [34] Takahashi, S., Tanimoto, K., “Design and construction of caisson breakwaters: the Japanese experience”, *Coastal Engineering*, **22**, 57-78 (1994)
- [35] Sainflou, M., “Essai sur les digues maritimes verticales”, *Annals des Ponts et Chaussées*, Paris, França, **98**(4), 5-48 (1928)

IMPACT LOADS ON A VERTICAL BREAKWATER: COMPARISON BETWEEN A SPH NUMERICAL MODEL AND EMPIRICAL FORMULATIONS

Abstract – The determination of loads which result from the wave-structure interaction is of utmost importance for structure design. The nature of these loads depends not only on the structure characteristics but also on the incident wave conditions. However, determining loads is not a trivial task, since the involved non-linear phenomena, such as wave breaking or reflection, restrict the application of theoretical formulations in the quantification of these loads, leading to the necessary use of other tools, such as numerical modeling. In this paper, the forces on a vertical breakwater were studied using the numerical model SPHyCE based on the Smoothed Particle Hydrodynamics method. This is a mesh-free method based on a Lagrangian formulation of the Navier-Stokes equations that allows free surface flow modeling. Numerical analyses were performed in order to understand the impact loads evolution, by varying the water depth at the structure toe and the height of the incident wave corresponding to different force regimes. After analyzing the final results it was verified that the type of the force regime, to which the structure was subjected, sometimes was not the expected, due to the non-linear phenomena involved, thus making the study of the impact loads evolution not trivial. The numerical model re-

sults were compared with those from empirical formulations and it was found that the results were similar for a regime of quasi-standing wave. However, for the regimes regarding the impact loads there were differences due to the fact that i) the breaking does not occur as expected in the formulations; ii) the numerical model does not include the air particles simulation whose influence on the forces is relevant in cases of wave breaking with entrapped air.

Keywords – Impact loads, Vertical breakwater, Numerical modeling, Smoothed Particle Hydrodynamics, wave-structure interaction, Empirical formulation.