

Análise comparativa de modelos não-lineares na simulação da propagação de ondas sobre um quebra-mar submerso

Paulo R. F. Teixeira¹, Conceição J.E.M. Fortes²

¹Programa de Pós-Graduação em Engenharia Oceânica, FURG, Brasil. teixeira@dmc.furg.br

²LNEC, Av. do Brasil, 101, 1700-066 Lisboa, Portugal. jfortes@lneec.pt

RESUMO: Neste trabalho, avalia-se o desempenho de três modelos numéricos não lineares (FLUINCO, FUNWAVE e COULWAVE) na simulação da propagação de ondas sobre um quebra-mar submerso, para o qual existem resultados experimentais. É analisada, especialmente, a capacidade dos modelos em reproduzir os principais fenómenos intervenientes na propagação das ondas, nomeadamente no que concerne a efeitos não-lineares. Neste âmbito, efectua-se uma análise temporal e espectral da deformada da elevação da superfície livre em várias posições do domínio de cálculo. Assim, os resultados numéricos obtidos com os diferentes modelos numéricos são comparados com resultados experimentais em termos da elevação da superfície livre e espectro da elevação da superfície livre, de modo a avaliar o desempenho dos modelos não lineares em gerarem harmónicas de ordem superior.

PALAVRAS – CHAVE: modelagem numérica, propagação de ondas, quebra-mar submerso, efeitos não lineares

ABSTRACT: In this work, the performance of three numerical non-linear models (FLUINCO, FUNWAVE and COULWAVE) on the wave propagation over a submerge breakwater, for which physical models were performed, is studied. The capacity to reproduce the essential phenomenon present on the wave propagation is analysed, with special attention to nonlinear effects. A time and spectral analysis of the free surface elevation at different positions are performed. So, the numerical results obtained with the different numerical models are compared with the experimental results in terms of the free surface elevation and the spectra, in order to evaluate the performance of these nonlinear models to simulate higher harmonics.

KEYWORDS: Numerical modelling, wave propagation, submerge breakwater, non linear effects

1. INTRODUÇÃO

À medida que as ondas se propagam para zonas de águas pouco profundas, sofrem transformações significativas na sua altura, direção e velocidade, assim como da sua própria forma. Os fenómenos de refração, difração, reflexão e rebentação assim como os fenómenos não lineares associados a interações onda-onda e onda-corrente são algumas das causas dessas alterações.

No âmbito da modelagem numérica, os modelos numéricos desenvolvidos a partir da equação de Boussinesq foram nas últimas décadas os instrumentos numéricos adotados na

simulação dos problemas não lineares típicos da engenharia costeira. Um dos modelos normalmente utilizado é o modelo numérico FUNWAVE, desenvolvido por Kirby *et al.* [6]. Este modelo resolve as equações não-lineares de Boussinesq deduzidas por Wei *et al.* [21], e permite reproduzir a maioria dos fenômenos intervenientes na transformação da onda em fundos de profundidade variável e na presença de correntes: não-linearidade, dispersão de frequência, dispersão de amplitude, empolamento (linear e não-linear), difração, refração pelo fundo e devida às correntes, geração de harmônicas e dissipação de energia por rebentação da onda.

O COULWAVE, desenvolvido por Lynett e Liu, [9], [10] e [11], também resolve as equações não-lineares de Boussinesq deduzidas por Wei *et al.* [21]. Este modelo utiliza o conceito de “multi-layer” (multi-camada) em que a coluna de água é dividida em várias camadas. A precisão do modelo assim desenvolvido depende do número de camadas que se considera permitindo a sua utilização em águas muito profundas. Deste modo, o modelo é melhor do ponto de vista das características lineares de dispersão. Além disso, foram incluídos termos adicionais associados à variação no tempo da profundidade, para ter em conta o deslizamento de camadas de terreno emerso ou a ocorrência de sismos que são a causa de tsunamis. O tratamento numérico dessas equações é semelhante ao de Wei *et al.* [21] com exceção de alguns termos não lineares dispersivos.

No entanto, a hipótese simplificativa de integração vertical do perfil de velocidade que é implícita à dedução das equações do tipo Boussinesq, quer no modelo FUNWAVE quer COULWAVE, limita a aplicação deste modelo a fundos moderadamente inclinados.

Assim, em muitos casos é necessário o uso de algoritmos tridimensionais (3D) que lidam com os efeitos de circulação vertical. O código desenvolvido por Teixeira [17], denominado de FLUINCO, utiliza um método fracionado para simular problemas de escoamentos 3D de fluidos incompressíveis com superfície livre. Emprega o método explícito de Taylor-Galerkin de dois passos para discretizar no tempo e no espaço as equações de Navier-Stokes. Adota um elemento tetraédrico linear, o qual tem a vantagem de se adaptar aos domínios de geometrias complexas e de ser um elemento de boa eficiência computacional. Uma formulação lagrangeana-euleriana arbitrária (do inglês ALE, *Arbitrary Lagrangian-Eulerian*) é utilizada para permitir a solução de problemas que envolvem grandes movimentos relativos entre corpos e superfícies e movimentos da superfície livre. A distribuição espacial da velocidade da malha é tal que a distorção dos elementos é minimizada pela sua suavização através do uso de funções que ponderam a influência da velocidade de cada nó pertencente às superfícies de contorno.

Nesta comunicação, pretende-se comparar simulações da propagação de ondas em fundos inclinados obtidas pelos modelos de Boussinesq, FUNWAVE e COLDWAVE, e pelo modelo tridimensional que integra as equações de Navier-Stokes FLUINCO. Os três modelos numéricos são aplicados na simulação da transformação de ondas marítimas na sua propagação sobre um quebra-mar submerso. A comparação dos resultados destes três modelos numéricos e de resultados experimentais, em termos da elevação da superfície livre e do espectro da elevação da superfície livre permite identificar as vantagens e desvantagens de se utilizar cada um destes modelos. Avalia-se assim a importância dos termos não-lineares. Nas secções seguintes, descrevem-se os modelos, apresentam-se os domínios e condições de cálculo, os resultados obtidos e a respectiva análise.

2. MODELOS NUMÉRICOS

2.1. Modelo FUNWAVE

Após a adaptação das equações clássicas de Boussinesq, válidas para profundidade constante, a fundos de profundidade variável, Peregrine [17], vários autores desenvolveram modelos numéricos que permitem a simulação da propagação de ondas em condições de pequena profundidade. Na dedução destes modelos foram efectuadas duas importantes hipóteses simplificativas:

- efeitos dispersivos, ligados à frequência, fracos;
- integração vertical das equações e consequente definição de uma velocidade média.

A primeira destas hipóteses tem como consequência óbvia a dificuldade destes modelos simularem a propagação de ondas em profundidades intermédias e grandes. A segunda hipótese é tanto menos realista quanto maior for a variação local do perfil de velocidade.

Com o objectivo de melhorar as características dispersivas, Madsen *et al.* [12] e Nwogu [14], introduziram termos suplementares nas equações e correcções no cálculo da velocidade média. Note-se que a velocidade é calculada a uma profundidade criteriosamente escolhida. Estas alterações conduziram a modelos mais precisos na simulação dos efeitos dispersivos em fundos moderadamente inclinados.

Wei *et al.* [21], incluíram termos dispersivos adicionais nas equações permitindo que o modelo simulasse com rigor a propagação de ondas de amplitude finita em profundidades intermédias e em presença de fortes efeitos não lineares.

O programa numérico FUNWAVE, Kirby *et al.* [6], utilizado neste trabalho, resolve numericamente as equações obtidas por Wei *et al.* [21], correspondentes respectivamente às integrações verticais da condição de conservação da massa e à equação da quantidade de movimento:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (h + \eta) \left[u_\alpha + \left(z_\alpha + \frac{1}{2}(h - \eta) \right) \frac{\partial^2 (h \cdot u_\alpha)}{\partial x^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{1}{2} z_\alpha^2 - \frac{1}{6} (h^2 - h \cdot \eta + \eta^2) \right) \cdot \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial x^2} \right] \right\} = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial u_\alpha}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + z_\alpha \left\{ \frac{1}{2} z_\alpha \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial t} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(h \cdot \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} \right) \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) \cdot u_\alpha \cdot \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial x^2} + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial (h \cdot u_\alpha)}{\partial x} + \eta \frac{\partial u_\alpha}{\partial x} \right]^2 \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (z_\alpha - \eta) \cdot u_\alpha \cdot \frac{\partial^2 (h \cdot u_\alpha)}{\partial x^2} - \eta \left[\frac{1}{2} \eta \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(h \cdot \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} \right) \right] \right\} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Nestas equações: η , representa a elevação da superfície livre; h , a profundidade; u_α , a velocidade horizontal na profundidade $z_\alpha = -0.351h$; g , a aceleração gravítica.

Estas equações descrevem a evolução de ondas sem a presença do fenómeno da rebentação, sobre um fundo suave e impermeável.

No desenvolvimento do programa FUNWAVE, Kirby *et al.* [6], foram introduzidas importantes modificações nas anteriores equações:

- Modelo dissipativo nas fronteiras sólidas;
- Modelo de rebentação das ondas;
- Módulos que permitem a geração de ondas no interior do domínio de cálculo;
- Método numérico de absorção das ondas nas fronteiras do domínio de cálculo;
- Fronteiras dinâmicas (variação da forma e posição das fronteiras com o tempo).

O esquema numérico de diferenças finitas utilizado para a discretização temporal das equações é o método “previsor-corrector” de Adams-Bashforth-Moulton de 4ª ordem, que utiliza um passo de previsão de 3ª ordem Adams-Bashforth e de 4ª ordem Adams-Moulton para o passo da correcção. As derivadas espaciais de 1ª ordem são discretizadas por diferenças finitas centrais, utilizando uma fórmula de 5 pontos, com uma precisão de 4ª ordem. As derivadas espaciais e temporais de ordem superior são efectuados com uma precisão de 2ª ordem.

Na simulação da hidrodinâmica da zona de rebentação, a dissipação de energia devido à rebentação é tratada através da inclusão de termos de viscosidade turbulenta nas equações de conservação da quantidade de movimento, Zelt [10]. O início e fim da rebentação da onda é determinado utilizando o parâmetro η_t^* função dos parâmetros $\eta_t^{(I)}$ e $\eta_t^{(F)}$ e do tempo de transição. Os valores de são $\eta_t^{(I)}$ e $\eta_t^{(F)}$ dados por $0.35\sqrt{gh}$ e $0.15\sqrt{gh}$, respectivamente. O valor do tempo de transição T^* é dado por $5\sqrt{h/g}$.

O modelo FUNWAVE foi desenvolvido para aplicações a uma e duas dimensões, apresentando estas últimas algumas limitações, tais como, a existência de problemas na geração e propagação de ondas com direcções diferentes daquela definida pela perpendicular à fronteira de entrada do domínio de cálculo e a impossibilidade de geração de agitação irregular entre outras. Estes condicionantes limitam um pouco a aplicabilidade desta versão bidimensional a casos reais de estudo.

Os dados de entrada do modelo FUNWAVE são os valores de batimetria, da série temporal de elevação da superfície livre no “gerador de ondas” ou função fonte interno do domínio, da condição inicial para a elevação da superfície livre e velocidade em todos os pontos do domínio e um ficheiro com os parâmetros do modelo, Kirby *et al.* [6]. Este ficheiro contém os parâmetros do modelo atrás descritos e os correspondentes às características da onda a propagar, às características do domínio de cálculo, ao passo de tempo temporal e ao tempo total de cálculo.

Os resultados fornecidos pelo modelo constam de séries temporais e espaciais da elevação da superfície livre e velocidades horizontais nos pontos do domínio definidos pelo utilizador.

2.2. Modelo COULWAVE

O modelo COULWAVE, Lynett e Liu, [9], [10] e [11], é um modelo de diferenças finitas para a propagação de ondas fortemente não-lineares (a razão entre a amplitude da onda e a profundidade pode ser da ordem até 1) e dispersivas, em zonas de profundidade variável. As equações do modelo, do tipo de Boussinesq, são deduzidas a partir da integração em profundidade das equações de continuidade e movimento, utilizando o conceito de camadas múltiplas (*multi-layer*). Em cada camada admite-se um dado perfil de velocidades. Com estes perfis de velocidade que coincidem na fronteira entre camadas, é deduzida um conjunto de equações que permite estender a aplicabilidade do modelo a águas muito profundas e apresentar características lineares até $kh \sim 8$ e um comportamento não linear de 2ª ordem até $kh \sim 6$. Para uma camada, as equações de conservação de massa (3) e quantidade de movimento (4) vem:

$$\frac{1}{\varepsilon_o} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot [(\varepsilon_o \zeta + h) u_1] - \mu_o^2 \nabla \cdot \left\{ \left[\frac{\varepsilon_o^3 \zeta^3 + h^3}{6} - \frac{(\varepsilon_o \zeta + h) k_1^2}{2} \right] \nabla(\nabla \cdot u_1) + \left[\frac{\varepsilon_o^2 \zeta^2 + h^2}{2} - (\varepsilon_o \zeta + h) k_1 \right] \nabla \left(\nabla \cdot (h u_1) + \frac{1}{\varepsilon_o} \frac{\partial h}{\partial t} \right) \right\} = O(\mu_o^4) \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + \varepsilon_o u_1 \cdot \nabla u_1 + \nabla \zeta + \mu_o^2 \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{k_1^2}{2} \nabla(\nabla \cdot u_1) + k_1 \nabla T_1 \right\} + \varepsilon \mu_o^2 \left[\frac{(u_1 \cdot \nabla k_1) \nabla T_1 + k_1 \nabla(u_1 \cdot \nabla T_1) + k_1 (u_1 \cdot \nabla k_1) \nabla(\nabla \cdot u_1)}{2} + \frac{k_1^2}{2} \nabla(u_1 \cdot \nabla(\nabla \cdot u_1)) \right] + \varepsilon \mu_o^2 \left[T_1 \nabla T_1 - \nabla \left(\zeta \frac{\partial T_1}{\partial t} \right) \right] + \varepsilon^2 \mu_o^2 \nabla \left(\zeta S_1 T_1 - \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial(\nabla \cdot u_1)}{\partial t} - \zeta u_1 \cdot \nabla T_1 \right) + \varepsilon^2 \mu_o^2 \nabla \left[\frac{\zeta^2}{2} ((\nabla \cdot u_1)^2 - u_1 \cdot \nabla(\nabla \cdot u_1)) \right] = O(\mu_o^4) \quad (4)$$

com

$$T_1 = \nabla \cdot (h u_1) + \frac{1}{\varepsilon_o} \frac{\partial h}{\partial t} \quad ; \quad k_1 = \alpha_1 h + \beta_1 \zeta \quad ; \quad \varepsilon_o = \frac{a_o}{h_o} \quad ; \quad \mu_o = \frac{h_o}{l_o}$$

onde ζ é a elevação da superfície livre, h é a profundidade, u_1 é o vector de velocidade horizontal à profundidade definida em cada camada, g é a aceleração gravítica. Os coeficientes α_1 e β_1 são definidos pelo utilizador, a_o é a amplitude da onda, h_o a profundidade e l_o comprimento de onda. O perfil vertical da velocidade horizontal é dado por:

$$U_1 = u_1 - \mu_o^2 \left\{ \frac{z_1^2 - k_1^2}{2} \nabla(\nabla \cdot u_1) + (z_1 - k_1) \nabla T_1 \right\} + O(\mu_o^4) \quad \text{com} \quad z_1 = -0.531h \quad (5)$$

onde z_1 é escolhido de modo a que as características resultantes do modelo de Boussinesq concordem bem com a teoria linear.

Lynett e Liu [11] introduziram termos adicionais nas equações de modo a ter em conta o atrito de fundo, a rebentação de ondas, a geração de ondas no interior do domínio. Além disso, incluíram termos de profundidade dependentes do tempo para ter em conta a variações do perfil de fundo no tempo devido à ocorrência de um deslizamento ou de um sismo.

A resolução das equações referidas é semelhante à formulação apresentada por Wei *et al.* [21] utilizando um esquema predictor-corrector de Adams-Bashforth. O esquema de diferenças finitas consiste num esquema explícito de Adams-Bashforth de 3ª ordem no tempo para o passo predictor e implícito de 4ª ordem no tempo para o passo corrector. Para as derivadas espaciais são utilizadas diferenças finitas centrais com uma precisão de 4ª ordem. As derivadas espaciais e temporais de ordem superior são efectuadas com uma precisão de 2ª ordem. O modelo é formalmente preciso até Δt^4 em tempo de Δx^4 em espaço.

A implementação da rebentação da onda no modelo COULWAVE é muito semelhante à descrita para o modelo FUNWAVE e é baseada em Kennedy *et al.* [6] e Chen *et al.* [2]. As principais diferenças têm a ver com o facto de que em FUNWAVE os parâmetros para o início e fim da rebentação são baseados na expressão para a velocidade linear de ondas longas. Os valores de $\eta_i^{(l)}$ e $\eta_i^{(F)}$ são dados por $0.65\sqrt{gH}$ e $0.08\sqrt{gH}$, respectivamente. O valor de T^* é dado por $8\sqrt{H/g}$. Os dados de entrada do modelo COULWAVE encontram-se explicados em Lynett e Liu [9] e alguns dos resultados fornecidos pelo modelo constam das séries temporais e espaciais da elevação da superfície livre e velocidades horizontais nos pontos do domínio definidos pelo utilizador.

2.3 Modelo FLUINCO

2.3.1 Equações governantes

O algoritmo baseia-se na equação da continuidade, escrita da forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad (i=1,2,3), \quad (6)$$

e das equações da quantidade de movimento, expressas como segue:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} = - \frac{\partial f_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + w_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (i,j=1,2,3), \quad (7)$$

sendo $U_i = \rho v_i$ e $f_{ij} = v_j (\rho v_i) = v_j U_i \quad (i,j=1,2,3)$.

O algoritmo utiliza o método de Taylor-Galerkin de dois passos para a discretização no tempo e no espaço das equações de Navier-Stokes. No primeiro passo, calculam-se as variáveis de campo no instante de tempo $t+\Delta t/2$ através da seguinte equação (Teixeira e Awruch, 2000):

$$U_i^{n+1/2} = U_i^n + \frac{\Delta t}{2} \frac{\partial U_i^n}{\partial t} \quad (i=1,2,3), \quad (8)$$

sendo que o termo $\partial U_i^n / \partial t$ é obtido pela Eq. (7) avaliada no instante n como segue:

$$\frac{\partial U_i^n}{\partial t} = - \frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial p^{n+\theta}}{\partial x_i} + w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_j} \quad (i,j=1,2,3), \quad (9)$$

onde $p^{n+\theta} = p^n + \theta \Delta p$, $\Delta p = p^{n+1} - p^n$ e θ é um parâmetro de limites $0 \leq \theta \leq 1$. No presente trabalho utiliza-se $\theta = 1/2$ tornando o algoritmo condicionalmente estável (Zienkiewicz e Codina, 1995). Substituindo a Eq. (9) na Eq. (8), obtém-se:

$$U_i^{n+1/2} = U_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} - w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_j} \right) \quad (i,j=1,2,3). \quad (10)$$

Introduzindo a variável $\tilde{U}_i^{n+1/2}$ que é dada pela Eq. (10) sem o termo de variação de pressão, tem-se:

$$\tilde{U}_i^{n+1/2} = U_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial f_{ij}^n}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^n}{\partial x_j} + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} - w_j^n \frac{\partial U_i^n}{\partial x_j} \right) \quad (i,j=1,2,3), \quad (11)$$

então

$$U_i^{n+1/2} = \tilde{U}_i^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \quad (i=1,2,3). \quad (12)$$

A discretização no tempo da Eq. (6) resulta na expressão (Zienkiewicz e Codina, 1995):

$$\Delta p = \frac{1}{c^2} \Delta p = -\Delta t \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial x_i} \quad (i = 1,2,3). \quad (13)$$

Substituindo a Eq. (12) na Eq. (13) tem-se:

$$\Delta p = \frac{1}{c^2} \Delta p = -\Delta t \left[\frac{\partial \tilde{U}_i^{n+1/2}}{\partial x_i} - \frac{\Delta t}{4} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial \Delta p}{\partial x_i} \right] \quad (i = 1,2,3). \quad (14)$$

No segundo passo, calculam-se as variáveis de campo no instante de tempo $t+\Delta t$ utilizando as variáveis em $t+\Delta t/2$, resultando:

$$U_i^{n+1} = U_i^n + \Delta t \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial t} \quad (i=1,2,3) \quad (15)$$

e utilizando as equações da quantidade de movimento, Eq. (7), com todas as variáveis no instante $t+\Delta t/2$, tem-se:

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \Delta t \left(\frac{\partial f_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} + \frac{\partial p^{n+1/2}}{\partial x_i} - w_j^{n+1/2} \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial x_i} \right) \quad (i,j=1,2,3). \quad (16)$$

Assim, as Eq. (11), (12), (14) e (16) podem ser solucionadas após uma discretização espacial na seguinte ordem:

- (1) Da Eq. (11) determina-se $\tilde{U}_i^{n+1/2}$,
- (2) da Eq. (14) determina-se Δp e, por consequência p^{n+1} ,
- (3) da Eq. (12) determina-se $U_i^{n+1/2}$, obtendo-se os valores de U_i em $t+\Delta t/2$,
- (4) da Eq. (16) determina-se U_i^{n+1} , obtendo-se os valores de U_i em $t+\Delta t$.

2.3.2 Condição de contorno cinemática da superfície livre (CCCSL)

A superfície livre é a interface entre dois fluidos, a água e o ar, onde a pressão atmosférica é considerada constante (geralmente o valor de referência é nulo) e deve ser imposta a CCCSL. Usando a formulação ALE, esta condição é expressa da forma (Ramaswamy e Kawahara, 1987):

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \left({}^{(s)}v_i - {}^{(s)}w_i \right) \frac{\partial \eta}{\partial x_i} = 0 \quad (i=1,2,3), \quad (17)$$

onde η é a elevação de superfície, ${}^{(s)}v_i$ and ${}^{(s)}w_i$ são as componentes de velocidade do fluido e da malha na superfície livre, respectivamente. O sistema de coordenadas adota as direções x e y no plano horizontal, onde se utiliza uma formulação euleriana, e z na direção vertical, onde a formulação usada é a ALE. Na superfície livre a velocidade da malha na direção z , w_3 , é igual a componente de velocidade do fluido, ${}^{(s)}v_3$.

A discretização temporal da CCCSL é realizada como apresentada para as equações de quantidade de movimento. Depois de aplicar a expansão em series de Taylor, as expressões de η em $n+1/2$ (primeiro passo) e $n+1$ (segundo passo) ficam:

$$\eta^{n+1/2} = \eta^n + \frac{\Delta t}{2} \left({}^{(s)}v_3 - {}^{(s)}v_1 \frac{\partial \eta}{\partial x_1} - {}^{(s)}v_2 \frac{\partial \eta}{\partial x_2} \right)^n \quad (18)$$

$$\eta^{n+1} = \eta^n + \Delta t \left({}^{(s)}v_3 - {}^{(s)}v_1 \frac{\partial \eta}{\partial x_1} - {}^{(s)}v_2 \frac{\partial \eta}{\partial x_2} \right)^{n+1/2} \quad (19)$$

A discretização especial é desenvolvida adotando elementos triangulares coincidentes com as faces dos tetraedros da superfície livre e aplicando o método de Galerkin nas Eq. (18) e (19). As equações resultantes são solucionadas de uma forma iterativa tal como ocorre para as equações da quantidade de movimento.

2.3.3. Geração de ondas

A superfície de contorno de entrada de uma onda monocromática pode ser reproduzida na simulação numérica pelo uso de um gerador de onda (*wavemaker*). Neste trabalho, utiliza-se o gerador de ondas do tipo pistão, cuja teoria foi proposta por Galvin (1964), para águas rasas. Assim, considerando o deslocamento do pistão S constante ao longo da profundidade h , tem-se a relação:

$$\frac{H}{S} = kh \quad (20)$$

onde H é a altura da onda e $k=2\pi/L$ é o número de onda. O deslocamento horizontal do gerador de onda é dado por:

$$x = \frac{S}{2} \text{sen} \omega t \quad (21)$$

sendo ω a frequência da onda. A componente de velocidade normal às paredes do gerador de ondas u é dada como segue:

$$u = u_0 \cos \omega t \quad (22)$$

sendo u_0 a amplitude da componente velocidade horizontal expresso da forma:

$$u_0 = \frac{S \omega}{2} \quad (23)$$

Considerando um problema de valor de contorno no qual o escoamento é incompressível e o fluido é irrotacional, tem-se a seguinte relação para o gerador de ondas do tipo pistão:

$$\frac{H}{S} = \frac{2 (\cosh 2kh - 1)}{\sinh 2kh + 2kh}. \quad (24)$$

Logo, conhecendo-se as características da onda a ser gerada (H , k , ω) e a profundidade local h , pode-se determinar o deslocamento máximo do pistão S pela Eq. (24). Dessa forma, pode-se conhecer a amplitude da componente de velocidade horizontal u_0 através da Eq. (23). No algoritmo FLUINCO, a Eq. (22) é imposta a cada passo de tempo no contorno de entrada da onda monocromática.

2.3.4. Condição de contorno aberto (CCA)

Em diversas aplicações numéricas, tais como aquelas que tratam da dinâmica dos oceanos e da atmosfera, o fechamento do domínio computacional está localizado em uma região arbitrária do corpo do fluido. Nesse contorno, é necessária a imposição de condições, denominadas de condições de contorno aberto (CCA), que representem adequadamente o domínio real. Tais condições devem permitir que passagens de perturbações para fora do contorno ocorram sem a geração de reflexões espúrias que se propagem de volta para o interior do domínio. Também devem ser responsáveis pela transferência de informações de fora do domínio para que a solução do modelo seja compatível com as mesmas.

Flather (1976) propôs uma CCA para escoamentos barotrópicos 2D, a qual é frequentemente classificada como dentro da família das condições de radiação. Essa condição pode ser obtida pela aplicação da condição de Sommerfeld para a elevação de superfície η , resultando a expressão:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sqrt{gh} \frac{\partial \eta}{\partial n} = 0. \quad (25)$$

Em estudos comparativos de CCA (Palma e Matano, 1998; Marchesiello et al., 2001; Nycander e Döös, 2003, entre outros) a condição de Flather é sempre considerada como uma das mais eficientes. Neste trabalho é usada a condição de Flather, combinada com a versão unidimensional da equação da continuidade, resultando na seguinte expressão para a velocidade normal ao contorno Γ :

$$u = \eta \sqrt{\frac{g}{h}}. \quad (26)$$

2.3.5 A lei de movimento da malha

Para atender problemas com superfície livre, o algoritmo utiliza uma descrição Arbitrária Lagrangeana-Euleriana (ALE). As componentes de velocidade da malha w_3 (vertical) no interior do domínio são suavizadas através de funções que ponderam a influência da velocidade da malha de cada nó pertencente às superfícies de contorno, que são a superfície livre, a

superfície do fundo e a superfície de corpos imersos, caso existam (ver a Figura 1). A atualização da velocidade da malha, nos pontos i do interior do domínio, está baseada na velocidade da malha nos pontos j , pertencentes às superfícies de contorno da seguinte forma (Teixeira, 2001):

$$w_{3i}^{n+1} = \frac{\sum_{i=1}^{n_s} a_{ij} w_{3j}^{n+1}}{\sum_{j=1}^{n_s} a_{ij}}, \quad (27)$$

onde w_{3i}^{n+1} e w_{3j}^{n+1} são as componentes verticais das velocidades da malha no interior do domínio e nas superfícies de contorno (superfície livre, do fundo e dos corpos submersos), respectivamente. n_s é o número total de pontos pertencentes às superfícies e a_{ij} são os coeficientes de influência entre os pontos no interior do domínio e os de superfície, dados pela seguinte expressão:

$$a_{ij} = \frac{1}{d_{ij}^4}, \quad (28)$$

sendo d_{ij} a distância entre os pontos i e j . Na realidade, a_{ij} representa o peso que cada ponto j da superfície tem sobre o valor da velocidade da malha nos pontos i do interior do domínio.

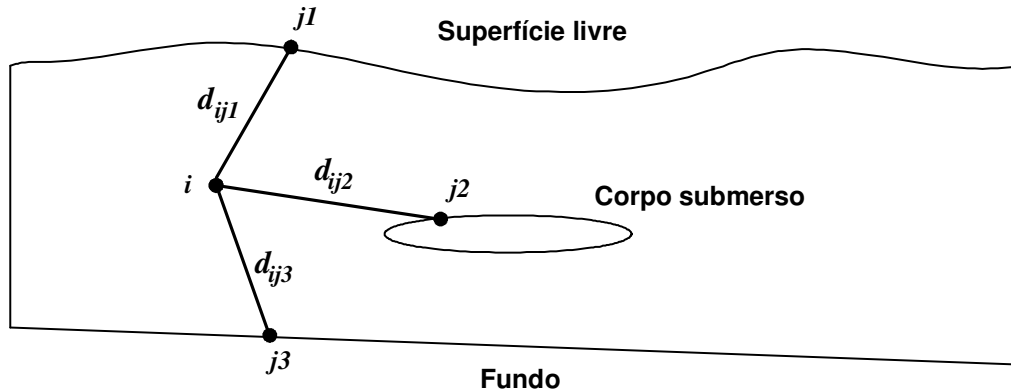


Figura 1 – Superfícies de contorno em problemas com superfície livre.

O cálculo da elevação da superfície livre através das expressões (18) para $\eta^{n+1/2}$ e (19) para η^{n+1} e a atualização das componentes de velocidade da malha w_3 e da coordenada x_3 para todo o domínio são inseridos no FLUINCO conforme os passos abaixo:

- (1) Cálculo de $\eta^{n+1/2}$ e $\tilde{U}_i^{n+1/2}$, Eqs. (18) e (11).
- (2) Cálculo de Δp , Eq. (14).
- (3) Cálculo de $U_i^{n+1/2}$, Eq. (12).
- (4) Cálculo de U_i^{n+1} , Eq. (16).
- (5) Cálculo de η^{n+1} , Eq. (19).
- (6) Atualização do campo de velocidade da malha w_3 e das coordenadas x_3 , como segue:

- (6.1) Cálculo do campo de velocidades da malha na superfície livre em $t + \Delta t$:

$${}^{(s)}\mathbf{w}_3^{n+1} = (\eta^{n+1} - \eta^n) / \Delta t .$$
- (6.2) Cálculo do campo de velocidades da malha no interior do domínio em $n+1$ e $n+1/2$ (exclusive os nós da superfície livre, do fundo e dos corpos submersos), através da Eq.(27) e da média $w_3^{n+1/2} = \frac{(w_3^{n+1} + w_3^n)}{2}$, respectivamente.
- (6.3) Atualização das coordenadas no interior do domínio: $x_3^{n+1/2} = x_3^n + w_3^n \frac{\Delta t}{2}$,

$$x_3^{n+1} = x_3^n + w_3^{n+1/2} \Delta t .$$

3. QUEBRAMAR SUBMERSO

3.1. Introdução

Os modelos numéricos FUNWAVE, COULWAVE e FLUINCO foram aplicados na simulação numérica da propagação de ondas sobre um quebra-mar submerso, estudado experimentalmente por Dingemans [1]. Foi efectuada uma análise temporal e espectral da deformada da superfície livre em várias posições do domínio de cálculo, quer para os resultados numéricos obtidos com os diferentes modelos numéricos, quer para os resultados experimentais. Os resultados numéricos foram comparados com os resultados experimentais, em termos da elevação da superfície livre e do espectro.

Na Figura 2 define-se a geometria do quebra-mar submerso utilizada neste estudo e a sua localização no canal.

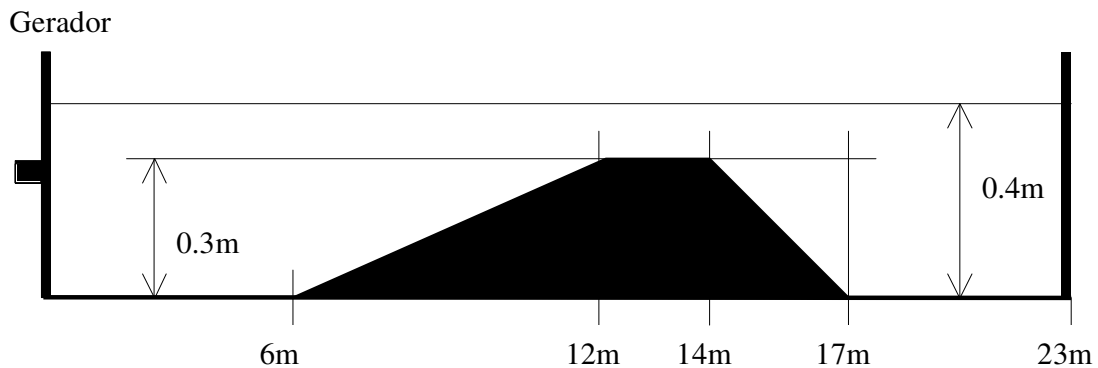


Figura 2 – Configuração geométrica do canal

O comprimento útil do canal é de 23 m, após esta cota posiciona-se uma zona de absorção das ondas que impede a sua reflexão. Os declives de montante e jusante são respectivamente: 1:20 e 1:10. A profundidade máxima é de 0.4 m e a mínima 0.1 m.

Dingemans, [1], efectuou várias séries de ensaios experimentais utilizando um canal de configuração geométrica idêntica à Figura 2 e uma onda monocromática gerada com período de 2.02 s a que corresponde, na zona de maior profundidade, um comprimento de onda de 3.73 m e uma amplitude de 0.01 m. Na Tabela 1 resumem-se as localizações para as sondas adoptadas por este autor, e que serão aqui utilizadas para comparação com resultados experimentais.

Tabela 1. Posição das sondas.

Sonda	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Posição (m)	2.0	4.0	5.7	10.5	12.5	13.5	14.5	15.7	17.3	19.0	21.0	23.0

Com base nos resultados experimentais de Dingemans, [1], apresenta-se na Tabela 2 os períodos, as frequências e os comprimentos de onda referentes às componentes fundamental e harmónicas mais importantes (apenas 3) ocorridas durante a propagação das ondas ao longo do canal.

Tabela 2. Período, frequência e comprimento de onda correspondentes às frequências fundamental, 1ª, 2ª e 3ª harmónicas.

	Fundamental	1ª harmónica	2ª harmónica	3ª harmónica
Período (s)	2.02	1.01	0.67	0.50
Frequência (Hz)	0.50	1.00	1.50	2.00
Comprimento (m)	3.73	1.46	0.70	0.39

Os cálculos com os modelos numéricos FUNWAVE e COULWAVE foram efectuados numa estação de trabalho designada por CORVUS, cujas características são: CPU – Dual Core AMD Opteron 265 (4 processadores), memória – 8 GB, SPECfp_rate2000=54.7. Já o FLUINCO foi executado em um PC de processador Intel Core 2 Duo T8300, 2.4GHz e memória RAM de 2GB.

Nas secções seguintes, apresentam-se as condições de cálculo específicas dos modelos em estudo, os resultados obtidos e a análise comparativa efectuada.

3.2. Condições de cálculo do modelo FUNWAVE e COULWAVE

Para simular numericamente este canal com o modelo FUNWAVE, o domínio de cálculo difere ligeiramente da configuração geométrica do canal experimental devido ao modo como são geradas e absorvidas numericamente as ondas. Assim, no domínio experimental foram acrescentadas duas zonas: uma à esquerda do gerador de ondas, com uma dimensão de três comprimentos de onda, onde se processa a geração e a absorção das ondas reflectidas pelo quebra-mar; a segunda zona, com uma dimensão de um comprimento de onda, posicionada na parte final, destina-se à absorção das ondas geradas.

Nas simulações com o código FUNWAVE, cujo domínio de comprimento total de 50 m é unidimensional, a discretização espacial foi escolhida ($dx=0.025$ m) de modo a garantir um número mínimo de pontos por comprimento da onda gerada no batedor e das harmónicas geradas ao longo do domínio de cálculo. Com efeito, verifica-se que para o $dx=0.025$ m, corresponde: 150 nós por comprimento da onda gerada, com período de 2.02 s, 60 nós por comprimento de onda da primeira harmónica considerada como onda livre, 30 nós por comprimento de onda da segunda harmónica e 16 nós por comprimento de onda da terceira harmónica.

O passo de tempo foi escolhido respeitando a condição, Kirby *et al.* [6]:

$$dt < \frac{0.5 dx}{\sqrt{g h_{\max}}} \quad (29)$$

em que, dx , representa a dimensão dos segmentos e h_{\max} , a profundidade máxima.

As zonas de absorção no início e no fim do canal tem um extensão de 1 comprimento de onda. A função fonte (geração de ondas) foi colocada a cerca de 3 comprimentos de onda do início do domínio de cálculo, mantendo-se o afastamento necessário da 1ª sonda, para que as ondas se encontrem completamente desenvolvidas quando a alcançam. Todos os restantes parâmetros do modelo FUNWAVE foram ajustados, quando necessário, de forma a conseguir a melhor aproximação dos resultados numéricos aos experimentais, assegurando a estabilidade do modelo. Com efeito, os valores finais foram os que forneceram resultados que mais se aproximaram dos dados experimentais.

O domínio computacional do modelo COULWAVE é bidimensional de comprimento 23 m e de largura 1 m. A discretização da batimetria foi fornecida com um espaçamento de $dx=0.05$ m. O próprio modelo gera uma malha de diferenças finitas com base num número mínimo de pontos dado pelo utilizador, que neste caso, foi de 60. O número de Courant admitido foi igual a 0.1. A função fonte (geração de ondas) foi colocada na posição $x=3.73$ m. Foram colocadas duas fronteiras de absorção nos extremos do domínio, com 1 comprimento de onda. Admitiu-se um coeficiente de atrito de fundo igual a 1.0×10^{-2} . Admitiu-se para os restantes parâmetros do modelo COULWAVE, os valores sugeridos pelo manual, Lynett e Liu [6].

Em ambos os modelos numéricos, o tempo total de cálculo foi de 300 s sendo o passo temporal igual 0.025 s e 0.0133 s para FUNWAVE e COULWAVE, respectivamente.

Os resultados numéricos foram obtidos em todos os nós da malha de cálculo e, em particular, nas posições das sondas ilustradas na Tabela 1.

3.3. Condições de cálculo do modelo FLUINCO

A simulação numérica com o código FLUINCO foi realizada sobre um domínio de 35 m de comprimento, estendido em relação ao mostrado na Figura 2 na parte final do canal, para que a influência do contorno de saída fosse a menor possível. A malha de elementos tetraédricos foi gerada com apenas uma camada de elementos na direção transversal ao canal, já que o comportamento do escoamento, nesse caso, é bidimensional (ver Figura 3). O número de elementos e nós foram de 27850 e 12276, respectivamente. Na direção vertical, foram usadas 10 camadas de elementos, distribuídas de forma que os menores elementos, com espaçamento $dz=0.0054$ m na parte mais rasa, fossem colocados junto à superfície livre e ao fundo. Ao longo do canal, os elementos variam de $dx=0.08$ m nas extremidades do canal, até $dx=0.025$ m, na região mais rasa.

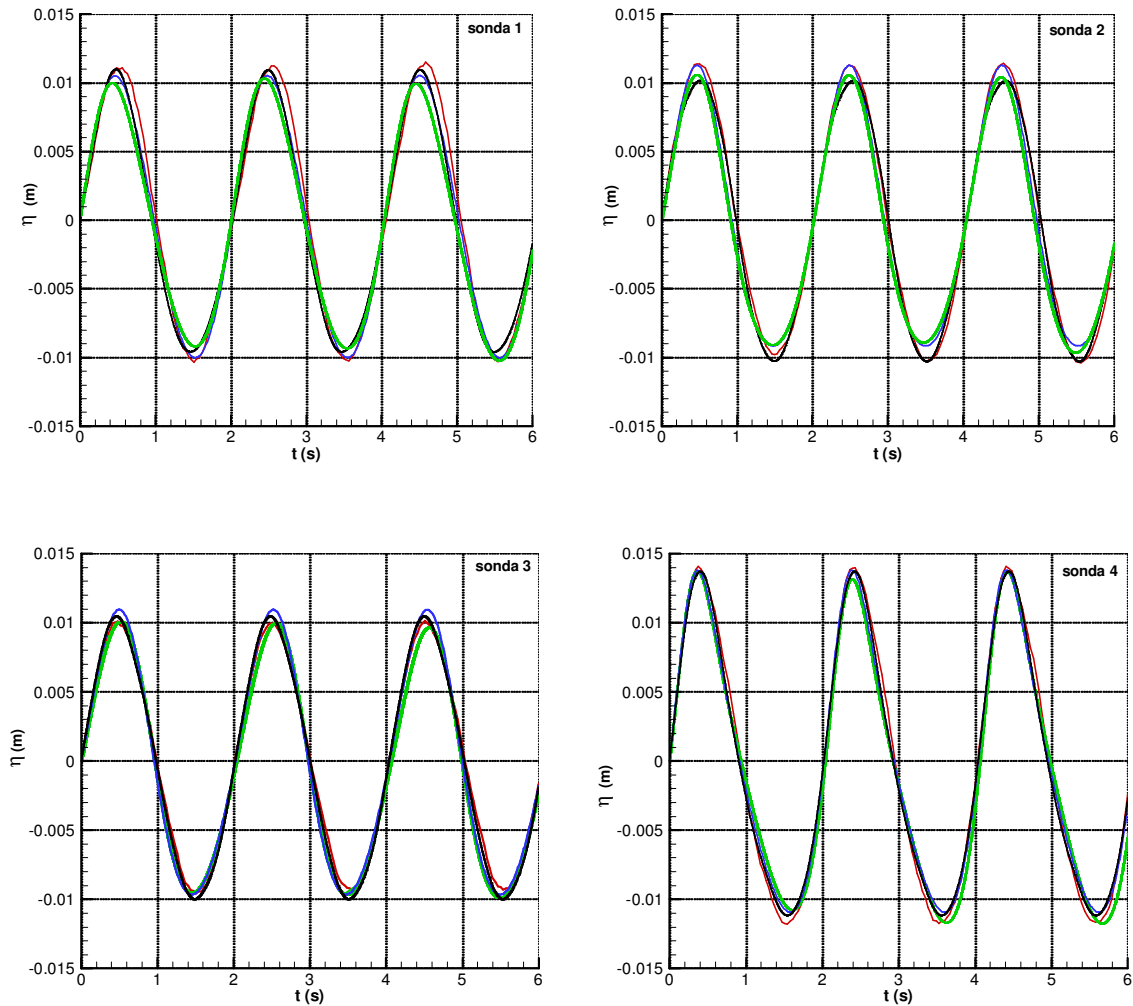
É imposta a condição de contorno de geração de ondas na entrada do domínio, com $u_0=0.04636$ m/s e $w=3.1105$ rad/s. Na saída é imposta a condição de radiação apresentada na seção 2.3.4. No fundo as componentes de velocidade são nulas e na superfície livre é imposta a condição de contorno de superfície livre descrita na seção 2.3.2. Como condição inicial o campo de velocidades é considerado nulo e o campo de pressões é o hidrostático. Nas paredes laterais é adotada a condição de simetria onde a componente de velocidade perpendicular à superfície é nula. O passo de tempo adotado foi de 0.0005 s, o qual satisfaz a condição de estabilidade de Courant, e o tempo de processamento foi de 3h e 44min para um tempo de simulação de 40s.

3.4. Apresentação e discussão de resultados

Em todas as simulações numéricas, obteve-se a deformada da superfície livre para as posições das sondas indicadas na Tabela 1.

Gil et al. [6] e Carvalho et al. [1], efectuaram um estudo similar em que compararam os resultados do modelo FUNWAVE com um modelo de quarta ordem, também baseado nas equações estendidas de Boussinesq, tendo identificado algumas limitações nos dois modelos.

Na Figura 3 representam-se as deformadas da superfície livre obtidas experimentalmente e numericamente para as sondas posicionadas de acordo com a tabela 1.



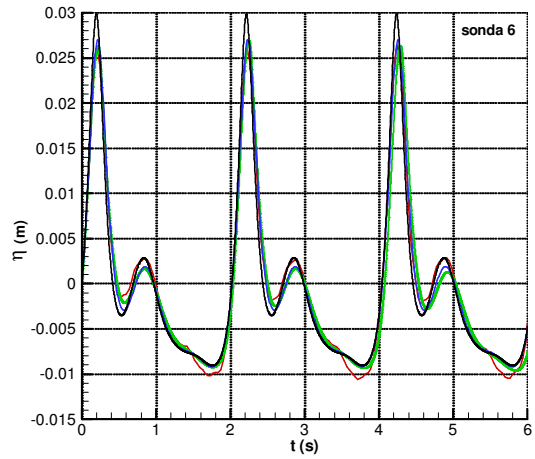
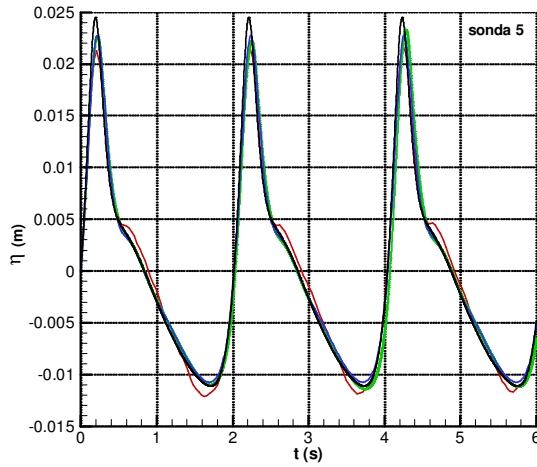
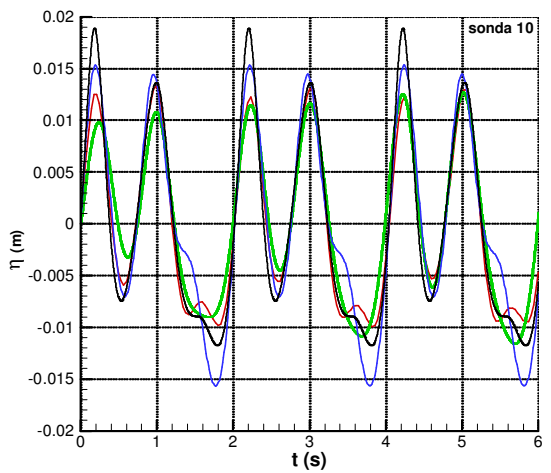
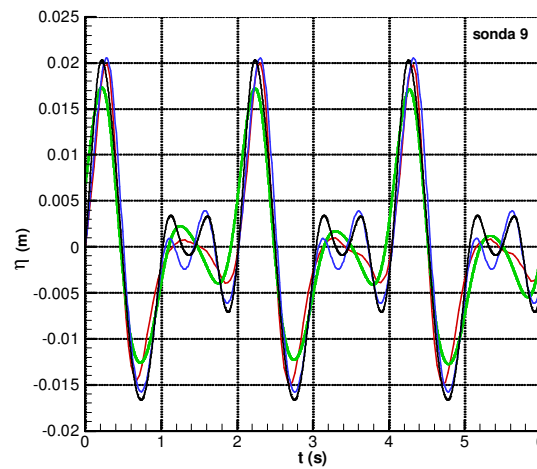
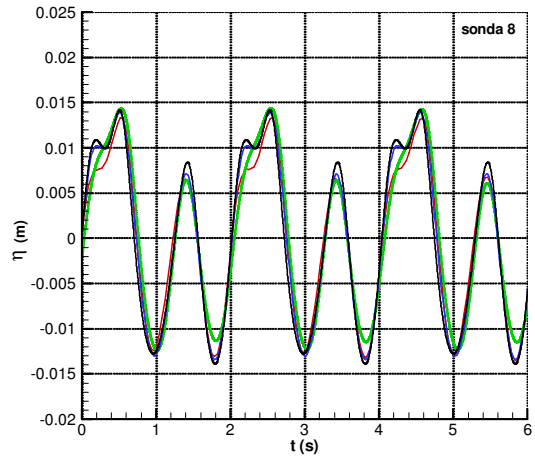
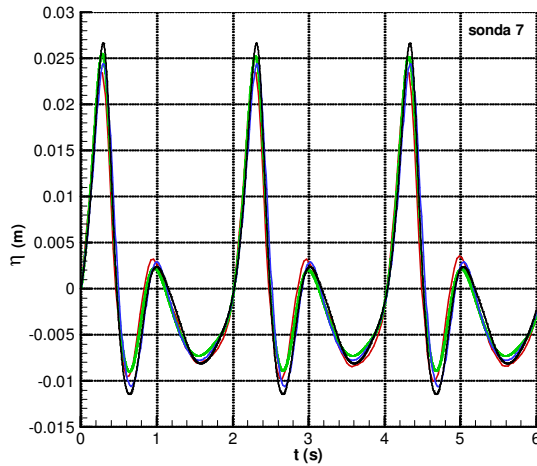


Figura 3 – Comparação das deformadas da superfície livre. Experimental (vermelho), FLUINCO (verde), COULWAVE (azul), FUNWAVE (negro).



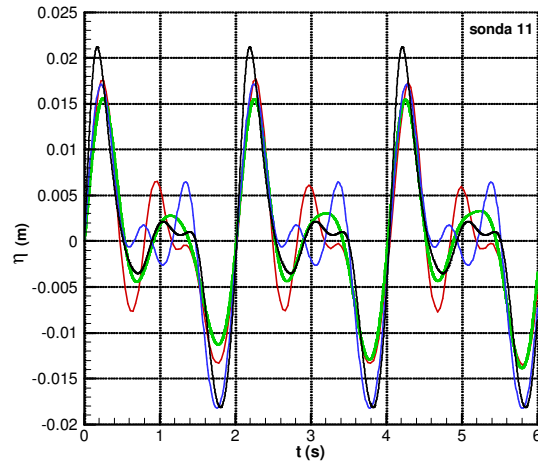
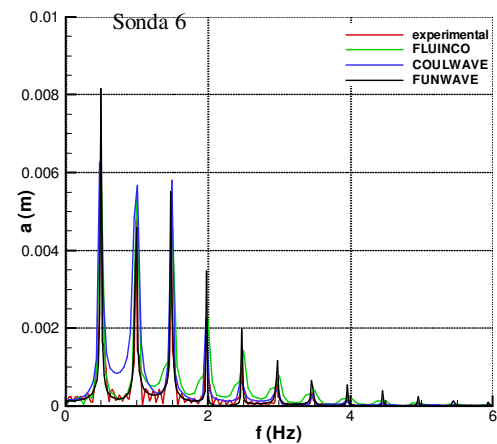
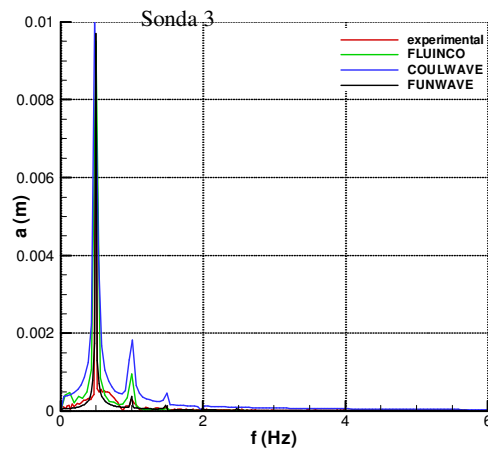


Figura 3 (continuação) – Comparação das deformadas da superfície livre. Experimental (vermelho), FLUINCO (verde), COULWAVE (azul), FUNWAVE (negro).

Para uma melhor caracterização das diferenças entre as componentes harmônicas dos sinais obtidos pelas sondas representam-se, na Figura 4, os respectivos periodogramas. Estes periodogramas foram obtidos nas sondas correspondentes: à zona de início do quebra-mar (sonda 3, $x=5.7\text{m}$), à zona de menor profundidade (sonda 6, $x=13.5\text{m}$), à região central da zona de profundidade crescente (sonda 8, $x=15.7\text{m}$) e à região mais afastada do quebra-mar (sonda 11, $x=23\text{m}$).



Sonda 8

Sonda 11

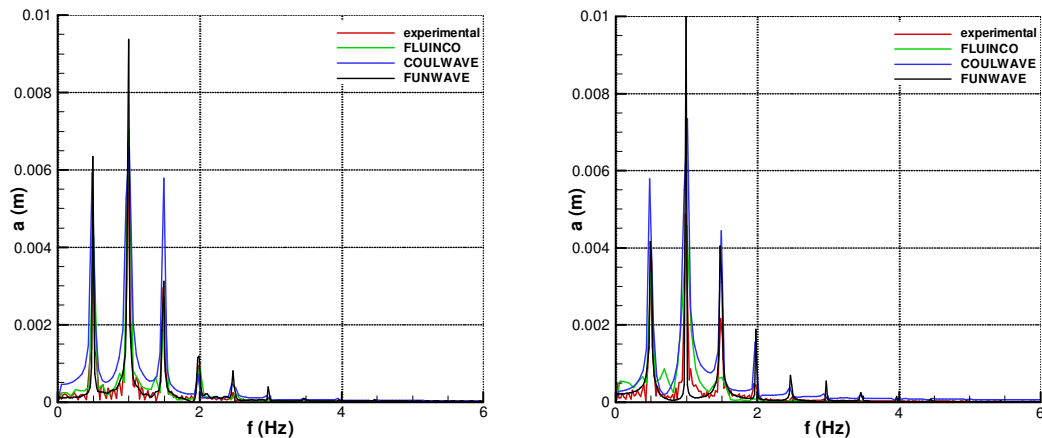


Figura 4 – Periodogramas relativos aos sinais das sondas. Experimental (vermelho), FLUINCO (verde), COULWAVE (azul), FUNWAVE (negro).

De uma forma geral, constata-se uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais nas zonas de profundidade constante, decrescente e de menor profundidade (sondas 1 a 6), Figura 3. Com efeito, o andamento das deformadas de superfície livre numérico é bastante semelhante ao experimental nestas sondas, para qualquer dos modelos numéricos utilizados.

Nas sondas 1 a 4, verifica-se que todos os modelos apresentam deformadas muito semelhantes aos resultados experimentais, principalmente na sonda 4.

No caso das sondas 5 e 6, pode-se dizer que o andamento da deformada da superfície livre dos modelos numéricos é semelhante aos experimentais mas as diferenças acentuam-se entre os resultados experimentais e numéricos. Note-se que a onda já deixou de ter características sinusoidais e passa a ter um perfil com características já não lineares ocorrendo o aparecimento de harmónicas de ordem superior.

Verifica-se que todos os modelos apresentam uma ligeira sobre-estimação dos valores máximos e mínimos da deformada, que é mais acentuada no caso do modelo FUNWAVE. Os modelos COULWAVE e FLUINCO apresentam um comportamento bastante semelhante.

A partir da sonda 7, a que corresponde o aumento da profundidade, a concordância geral é cada vez menor, mas as deformadas de superfície livre numéricas e experimental tem um comportamento geral semelhante. Nota-se que da sonda 7 até a 11 a deformada da superfície livre apresenta características cada vez mais não-lineares.

Em detalhe verifica-se que:

- ❖ Na sonda 7, em geral, a concordância dos resultados numéricos e experimentais é boa. Verifica-se uma ligeira sobre-estimação dos valores máximos da deformada, que é mais acentuada no caso do modelo FUNWAVE. Quanto aos valores mínimos, no caso do FUNWAVE e COULWAVE há uma sub-estimação enquanto que no caso do modelo FLUINCO se verifica uma sobre-estimação. Em geral, modelo FLUINCO é o que mais se adapta aos valores experimentais.
- ❖ Na sonda 8, as diferenças entre resultados numéricos e experimentais acentuam-se mas são ainda pequenas. Todos os modelos tendem a sobre-estimar os valores máximos e principalmente o modelo FUNWAVE. Quanto ao modelo FLUINCO, verifica-se também uma sobre-estimação dos valores mínimos da deformada. De uma forma geral, continua a ser o modelo FLUINCO o que se adapta melhor.

- ❖ Nas sondas 9 a 11 constata-se que são mais relevantes as diferenças entre os resultados experimentais e os numéricos (mais significativas na sonda 11), e mesmo entre os resultados numéricos dos diferentes modelos.

Estas diferenças acentuam-se da sonda 9 para 11. Como referido, tal é esperado, dadas as fortes características não lineares da onda verificadas nestas sondas. Por esta razão, verifica-se também um melhor ajustamento da deformada da componente principal entre resultados numéricos e experimentais que a respeitante a componentes de ordem superior.

Em geral, os resultados numéricos dos modelos FUNWAVE e COULWAVE sobrestimam os resultados experimentais (valores máximos da deformada) sendo o modelo FUNWAVE o que apresenta valores mais elevados e sub-estima os valores mínimos. Os resultados do modelo FLUINCO mostram uma subestimação, em geral. Este último não consegue simular as componentes de ordem superior verificadas na deformada. É possível que isto seja devido à discretização adotada nessa região, o qual não é suficiente para captar adequadamente a segunda e terceira harmônicas.

Os periodogramas apresentados na Figura 4 confirmam que as divergências entre os resultados se devem a pequenas diferenças na intensidade das componentes harmônicas, mais visíveis nas sondas da zona final do canal, e essencialmente a diferentes fases das harmônicas. Com efeito, verifica-se que os modelos numéricos simulam convenientemente a posição dos picos da frequência fundamental e das componentes harmônicas geradas ao longo do domínio de cálculo, verificando-se, no entanto, algumas diferenças na amplitude máxima desses picos, principalmente nas sondas 8 e 11. Nestas sondas, os modelos FUNWAVE e COULWAVE tem tendência a sobrestimar as amplitudes dos picos dos espectros enquanto que o modelo FLUINCO subestima esses valores. Em geral o modelo FLUINCO apresenta uma melhor concordância aos resultados experimentais do que os outros, como seria de esperar.

De acordo com o exposto, conclui-se que os códigos FUNWAVE, COULWAVE e FLUINCO simulam com razoável precisão a propagação de ondas nas zonas de profundidade constante, decrescente e de menor profundidade (sondas 1 a 6), apresentando algumas limitações na zona de crescente profundidade (sondas 7 a 11). Em geral, todos os modelos têm um comportamento semelhante ao longo do canal com exceção da zona a partir das sondas 9 a 11, em que as diferenças se acentuam.

O tempo de cálculo necessário aos códigos não-lineares depende essencialmente da complexidade dos modelos matemáticos sobre os quais foram construídos. Os modelos COULWAVE e FUNWAVE têm um tempo de cálculo semelhante, mas o mesmo não se passa com o modelo FLUINCO que exige um consumo de tempo muito superior ao dos modelos anteriores. Note-se que para isso contribui também o facto do modelo FLUINCO ter sido executado num computador com pior desempenho.

Salienta-se que os modelos são de diferente concepção, tendo particularidades diferentes. Por exemplo, o modelo FLUINCO permite a análise segundo a vertical dos valores da velocidades e pressões possibilitando assim a análise de quebra-mares de qualquer geometria, e de qualquer inclinação.

4. CONCLUSÕES

Nesta comunicação, estudou-se numericamente a transformação de ondas marítimas na sua propagação sobre um quebra-mar submarino, utilizando os modelos numéricos FUNWAVE, COULWAVE e FLUINCO. Os resultados numéricos foram comparados com resultados experimentais obtidos em ensaio em modelo físico.

Os modelos FUNWAVE, COULWAVE e FLUINCO simulam com precisão a propagação de ondas nas zonas de profundidade constante, decrescente e de menor profundidade (sondas 1 a 6). Na zona de crescente profundidade (sondas 7 a 11) acentuam-se as diferenças entre resultados numéricos e experimentais e, mesmo entre resultados numéricos. Nestas sondas, ocorrem diferenças face aos resultados experimentais, quer na forma da deformada da superfície e nos valores máximos e mínimos dessas curvas. Em geral, os modelos FUNWAVE e COULWAVE têm tendência a sobrestimar os valores mais elevados da deformada da superfície livre e subestimar os valores mais baixos, enquanto que com o FLUINCO se passa o contrário.

A análise espectral mostrou que os modelos numéricos simulam convenientemente a posição dos picos da frequência fundamental e das componentes harmónicas geradas ao longo do domínio de cálculo, verificando-se, no entanto, algumas diferenças na amplitude máxima desses picos, principalmente nas sondas 8 e 11, correspondentes à zona de crescente profundidade. Desta forma, parece ser devido à diferente fase das harmónicas geradas, que a superfície livre apresenta configurações distintas. Este facto é mais evidente a partir da sonda 8.

Como conclusão, pode-se afirmar que os modelos FUNWAVE COULWAVE, apesar das limitações inerentes à sua formulação teórica (integração na vertical do perfil de velocidades), tiveram um desempenho muito bom para este tipo de fundos suavemente inclinados. Nesta condição a utilização deste código, adoptando os valores padrões indicados pelos autores, revelou-se precisa e rápida relativamente modelo FLUINCO. O modelo FLUINCO apresentou resultados mais próximos aos experimentais do que os outros modelos numéricos, mas em geral são subestimados. Em sondas onde aparecem não-linearidades mais acentuadas o modelo mostrou dificuldades de representar as harmónicas mais elevadas. Uma provável razão para este tipo de comportamento é o inadequado espaçamento da malha nessa região, insuficiente para permitir a captação das harmónicas significativas do problema.

Em termos de tempo de cálculo, os modelos FUNWAVE e COULWAVE são os que apresentam menores tempos, com uma ordem de grandeza bastante inferior ao modelo FLUINCO, como seria de esperar dada a complexidade do modelo FLUINCO.

Em futuros trabalhos será examinada a cinemática do escoamento em zonas em que a profundidade varie na mesma ordem de grandeza do comprimento da onda.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem o financiamento da FCT através dos projectos PTDC/ECM/67411/2006, PTDC/ECM/73145/2006 e PTDC/AMB/67450/2006. Este trabalho insere-se no âmbito do convénio entre o LNEC e a FURG.

REFERÊNCIAS

- [1] Carvalho, R.F.; Fortes, C.J.E.M.; Gil, L.; Didier, E. *Análise comparativa do desempenho de modelos não lineares na propagação de ondas sobre um quebra mar submerso*. I Conferência Nacional de Métodos Numéricos em Mecânica dos Fluidos e Termodinâmica, Monte da Caparica, 8 e 9 de Junho, 2006.
- [2] Chen Q.; Kirby, J.T.; Darymple, R.A.; Kennedy, A.B.; Chawla, A. *Boussinesq modeling of wave transformation, breaking and runup. II: Two Horizontal Dimensions*. J. Water., Port, Coastal and Ocean Engng. v.126, p. 48-56, 2000.
- [3] Dingemans, M.W. *Comparison of computations with Boussinesq-like models and*

- laboratory measurements*, report H-1684.12 Delft Hydraulics, 32 pp, 1994.
- [4] Flather, R.A. *A tidal model of the northwest European continental shelf*. Mem. Soc. R. Liege, Ser. 6, v. 10, p. 141-164, 1976.
 - [5] Galgin, C.J. *Wave-Height Prediction for Wave Generators in Shallow Water Tech. Memo 4*, U.S. Army, Coastal Engineering Research Center, Mar. 1964.
 - [6] Gil, L.; Fortes, C.J.E.M.; Didier, E. *Modelos numéricos de propagação de ondas marítimas. Validade da aproximação linear*. 3^{as} Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária. Aveiro, 13 e 14 de Novembro, 2003.
 - [7] Kennedy, A.B.; Chen, Q.; Kirby, J.T.; Dalrymple, R.A. *Boussinesq modelling of wave transformation, breaking, and runup. I: 1D*. J. Wtrwy, Port, Coast. And Oc. Engrg., v.126, n.1, p.39-47, 2000.
 - [8] Kirby, J.; Wei, G.; Chen Q.; Kennedy, A.; Dalrymple, R. A. *FUNWAVE 1.0 Fully nonlinear Boussinesq model documentation and user's manual*, Research Report NO. CACR-98-06, Center for Applied Coastal Research, Department of Civil Engineering, University of Delaware, Neward, 1998.
 - [9] Lynett, P.; Liu, PL-F. *Modelling wave generation, evolution and interaction with Depth-Integrated, Dispersive Wave equations*. COULWAVE Code Manual. Cornell Univ. Long Inter. Wave Modelling Package. 2004.
 - [10] Lynett, P.; Liu, PL-F. *A two-layer approach to water wave modelling*. Proceedings of the Royal Society of London A, v. 460, p.2637– 2669, 2004.
 - [11] Lynett, P., Liu, PL-F. *A numerical study of submarine landslide generated waves and runup*. Proceedings of the Royal Society of London A; v.460, p. 2637– 2669, 2004.
 - [12] Madsen, P.A.; Murray, R.; Sorensen, O.R. *A new form of Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics*. Coast Engrg, v.15, p. 371-388, 1991.
 - [13] Marchesiello, P.; McWilliams, J.; Shchepetkin, A. *Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models*. Ocean Model. v. 3, p. 1-20, 2001.
 - [14] Nwogu, O. *An alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation*, J. Waterway, Port, Coastal Engineering, v. 119, p 618-638, 1993.
 - [15] Nycander, J.; Döös, K. *Open boundary conditions for barotropic waves*. J. Geophys. Res. n.108, 2003.
 - [16] Palma, E.D.; Matano, R.P. *On the implementation of passive open boundary conditions for a general circulation model: the barotropic mode*. J. Geophys. Res. n. 103 (C1), p. 1319-1341, 1998.
 - [17] Peregrine, D.H. *Long waves on a beach*, J. Fluid Mech. v. 27, p 815-882, 1967.
 - [18] Ramaswamy, R.; Kawahara, M. *Arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for unsteady, convective, incompressible viscous free surface fluid flow*. International Journal for Numerical Methods in Fluids. v. 7, p. 1053-1075, 1987.
 - [19] Teixeira, P.R.F. *Simulação numérica da interação de escoamentos tridimensionais de fluidos compressíveis e incompressíveis e estruturas deformáveis usando o método de elementos finitos*. Porto Alegre, 2001. Tese de doutorado, PPGEC-UFRGS.
 - [20] Teixeira, P.R.F.; Awruch, A.M. *Numerical simulation of three dimensional incompressible flows using the finite element method*. ENCIT, n. 8, 2000, Porto Alegre.
 - [21] Wei, G.; Kirby, J.T.; Grilli, S.T.; Subramanya, R. *A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves. Part 1. Highly nonlinear unsteady Waves*, J. Fluid Mech. v. 294, p. 71-92, 1995.
 - [22] Zelt, J. A. *The run-up of nonbreaking and breaking solitary waves*. Coastal Engrg., v.15, p.205-246, 1991.
 - [23] Zienkiewicz, O.C; Codina, R.A. *General algorithm for compressible and*

incompressible flow. Part I. The split, characteristic-based scheme. International Journal for Numerical Methods in Fluids, v. 20, p. 869-885, 1995.