



## SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE UM DISPOSITIVO DE APROVEITAMENTO DA ENERGIA DAS ONDAS DO TIPO COLUNA DE ÁGUA OSCILANTE POSICIONADO AO LARGO

J.M. Paixão Conde<sup>1,2</sup>, E. Didier<sup>1,3,4</sup>, P.R.F. Teixeira<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa  
Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial,  
Campus de Caparica 2829-516, Monte de Caparica, Portugal

<sup>2</sup> IDMEC, Instituto Superior Técnico,  
Av. Rovisco Pais, 1049-001 Lisboa, Portugal

<sup>3</sup> MARETEC, Instituto Superior Técnico,  
Av. Rovisco Pais, 1049-001, Lisboa, Portugal

<sup>4</sup> Laboratório Nacional de Engenharia Civil  
Departamento de Hidráulica e Ambiente, Av. do Brasil, 101, 1700-066, Lisboa, Portugal

<sup>5</sup> Universidade Federal do Rio Grande,  
Av. Itália, km 8, Campus Carreiros, 96201-900, Rio Grande, RS, Brasil  
E-mails: {jpc@fct.unl.pt, edidier@lnec.com, pauloteixeira@furg.br}

### RESUMO

O sistema de coluna de água oscilante (CAO) é considerado um dos tipos de dispositivo de aproveitamento da energia das ondas (DAEO) do oceano tecnicamente mais conhecido, em virtude do grande esforço de investigação de que foi objecto nos últimos anos. Já foram construídas diversas instalações junto a costa, em diferentes partes do mundo. A médio prazo prevê-se a instalação de parques de DAEO-CAO ao largo.

No presente trabalho são aplicados dois códigos de cálculo que resolvem as equações de Navier-Stokes-Reynolds para simular os fenómenos resultantes da interacção das ondas com um DAEO-CAO. Um dos códigos (FLUINCO) é baseado na técnica dos elementos finitos e o outro (FLUENT) na técnica dos volumes finitos.

O objectivo do trabalho consiste na aplicação destes códigos, já validados para resultados laboratoriais para um modelo de DAEO-CAO com e sem os efeitos dissipativos de um equipamento de extracção de energia, numa situação de águas profundas e sem interferência das paredes laterais do canal físico. São comparados os resultados em águas profundas com os numéricos e laboratoriais, em profundidade intermédia.

**PALAVRAS-CHAVE:** Energia das ondas, Coluna de água oscilante, Simulação numérica, FLUENT, FLUINCO.

### 1. INTRODUÇÃO

A potência associada às ondas que atingem todas as zonas costeiras do mundo está estimada em aproximadamente  $10^{12}$  W. Se esta energia for captada em mar aberto, logo sem as perdas associadas ao atrito e à rebentação das ondas, este valor estima-se que seja uma ordem de grandeza superior ( $\sim 10^{13}$  W), uma quantidade comparável ao consumo actual de energia no mundo (Falnes, 2002; Panicker, 1976). Embora este valor seja apenas uma pequena parcela do potencial das energias eólica e solar, o potencial de utilização em grande escala da energia das ondas oceânicas tem a capacidade de cobrir uma parcela considerável do consumo de energia eléctrica a nível mundial.

A utilização da energia das ondas ao longo das zonas costeiras é uma opção atractiva particularmente em regiões de latitude elevada. Ao longo das costas do Norte da Europa, Norte da América, Nova Zelândia, Chile e Argentina, por exemplo, são encontradas altas densidades médias anuais de energia das ondas (tipicamente entre 40 e 100 kW por m de frente de onda) (Pontes e Falcão, 2001).

Apesar de já ter sido proposta uma grande variedade de sistemas de conversão de energia das ondas, com base em vários métodos de extracção desta energia, apenas alguns protótipos reais foram construídos e instalados em águas costeiras expostas e ligados à rede eléctrica.

O sistema de coluna de água oscilante (CAO) é considerado um dos tipos de dispositivo de aproveitamento da energia das ondas (DAEO) do oceano tecnicamente mais conhecido, em virtude do grande esforço de investigação de que foi objecto nos últimos anos. Este DAEO foi um dos primeiros a ser testado, em fase de protótipo, em condições reais de funcionamento.

Um DAEO-CAO é constituído por uma estrutura parcialmente submersa, aberta abaixo da superfície livre da água, dentro da qual fica aprisionada uma bolsa de ar acima da superfície livre. O movimento oscilatório da superfície livre no interior na câmara pneumática, produzido pelas ondas incidentes, faz o ar escoar pela turbina que está directamente acoplada ao gerador eléctrico (Falnes, 2002). Quanto mais próximas forem as frequências das ondas da frequência natural da coluna de água, maior será a energia captada.

A grande maioria dos primeiros protótipos foi instalada na costa ou em quebra-mares, em diferentes partes do mundo (Toftstalen, Noruega, 1985; Sakata, Japão, 1988; Trivandrum, Índia, 1990; Pico, Portugal, 1999; Limpet, Escócia, 2000; Port Kembla, Austrália, 2005). Embora os sistemas costeiros tenham as vantagens da facilidade de acesso e da ausência de amarrações, nesse caso a energia incidente é menor, quando comparada com a disponível ao largo, devido aos efeitos dissipativos da rebentação e do atrito com o fundo. A evolução dos sistemas costeiros para sistemas ao largo, onde a energia das ondas é superior, é vantajosa uma vez que estes últimos não estão constrangidos pela morfologia da costa, nem sujeitos aos efeitos das marés. Foram já desenvolvidos alguns sistemas CAO do tipo flutuante, citam-se: Mighty Whale (Japão), Energetech (Austrália), OE buoy (Irlanda), Sperboy (Inglaterra). A médio prazo, prevê-se a instalação de parques de sistemas flutuantes de DAEO-CAO, ao largo da costa, em zonas com profundidades de 40 a 70 m (Clément *et al.*, 2002).

A cadeia de conversão energética num DAEO-CAO é composta por: conversão da energia das ondas para energia pneumática na câmara-de-ar da CAO; conversão de energia pneumática para energia mecânica ao veio da turbina; e conversão para energia eléctrica no alternador. Não é prática corrente a utilização de um único código numérico para simular a totalidade dos efeitos verificados neste tipo de dispositivo. Este código deve simular com precisão, num domínio tridimensional, a propagação das ondas e a sua transformação quanto sujeitas à influência do DAEO-CAO, a entrada e saída da água no dispositivo, o escoamento de ar na câmara pneumática e o amortecimento provocado neste sistema pela perda de pressão verificada na turbina. Uma correcta simulação destes escoamentos é fundamental para avaliar o desenho da câmara pneumática e para a determinação das condições de funcionamento da turbina (Paixão Conde e Gato, 2008).

Um DAEO-CAO com a forma de um tubo vertical, com diâmetro pequeno quando comparado com o comprimento da onda incidente, pode ser considerado um absorvedor pontual. Este tipo de dispositivo já foi estudado analiticamente e experimentalmente por muitos autores. Evans (1978) simulou a superfície livre pelo movimento de um pistão rígido sem massa para o caso de um tubo vertical de diâmetro pequeno em relação ao comprimento da onda. Nesse modelo teórico, o sistema de captação de energia (em inglês, *Power Take-off* - PTO) é simulado por um sistema linear massa-mola-amortecedor. Falcão e Sarmento (1980) e Evans (1982) consideram uma superfície oscilante com distribuição de pressão uniforme. A potência instantânea absorvida das ondas é o produto do caudal volúmico deslocado pela superfície livre interna e a pressão de ar na câmara pneumática. Outros autores usaram códigos baseados no método dos elementos de fronteira (em inglês, *Boundary Element Method* - BEM), destacando-se os trabalhos de Lee *et al.* (1996), Brito e Melo (2000), Delauré e Lewis (2003) e Lopes *et al.* (2007).

O estudo desse tipo de problema está mais próximo da realidade, se na simulação numérica for usado um modelo que considere as equações completas de Navier-Stokes. Por isso, no presente trabalho comparam-se os resultados obtidos pela aplicação de dois códigos numéricos, FLUINCO e FLUENT, para simular a acção de ondas regulares sobre um modelo de DAEO-CAO testado em laboratório (Lopes *et al.*, 2007).

O código FLUINCO (Teixeira e Awruch, 2000; Teixeira, 2001) utiliza o método de elementos finitos para resolver as equações de Navier-Stokes e considera a superfície livre da água como uma fronteira onde é aplicada a pressão atmosférica. O código comercial FLUENT (2006) resolve as equações de Navier-Stokes e utiliza a técnica VoF (do inglês, *Volume of Fluid*) para simular a propagação de ondas regulares e a sua acção sobre estruturas.

O objectivo do trabalho consiste na aplicação destes códigos, já validados para resultados laboratoriais para um modelo de DAEO-CAO com e sem os efeitos dissipativos devidos a um equipamento de extracção de energia (Didier *et al.*, 2011; Paixão Conde *et al.*, 2011), numa situação de água profundas e sem interferência das paredes laterais do canal físico. São comparados os resultados em águas profundas com os numéricos e laboratoriais, em profundidade intermédia.

## 2. CÓDIGOS NUMÉRICOS

### 2.1. CÓDIGO FLUINCO

O código desenvolvido por Teixeira (Teixeira e Awruch, 2000; Teixeira, 2001), denominado de FLUINCO, integra as equações de Navier-Stokes de forma completa.

O modelo utiliza um método fraccionado para simular problemas de escoamentos 3D de fluidos incompressíveis com superfície livre. Emprega o método semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos para discretizar no tempo e no espaço as equações de Navier-Stokes. É empregada uma formulação lagrangeana-euleriana arbitrária, ALE, para permitir a solução de problemas que envolvem grandes movimentos relativos entre corpos e superfícies e movimentos da superfície livre.

Para a discretização no espaço é aplicado o método clássico dos resíduos ponderados de Galerkin empregando um elemento tetraédrico. O elemento tetraédrico tem a vantagem de se adaptar aos domínios de geometrias complexas e de ser um elemento de boa eficiência computacional.

O modelo FLUINCO considera a superfície livre sujeita a uma pressão atmosférica constante (geralmente o valor de referência é nulo) e impõe a condição de contorno cinemática da superfície livre (CCCSL), usando a formulação ALE (Ramaswamy e Kawahara, 1987).

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.

Para modelar a turbulência utiliza-se uma viscosidade turbulenta, definida por Mittal e Tezduyar (1995), utilizando o comprimento de mistura proposto por Johns (1991).

Outros detalhes relativos à aplicação deste código a este tipo de problemas podem ser encontrados em Teixeira *et al.* (2009).

### 2.2. CÓDIGO FLUENT

O código FLUENT (versão 6.3.26) aplica uma técnica de volumes finitos para resolver a equação da continuidade e as equações de Navier-Stokes. Neste código as variáveis são definidas no centro de cada elemento. Os termos difusivos das equações são discretizados pelo esquema de diferenças centrais de segunda ordem. Estão disponíveis diferentes esquemas de interpolação para os termos convectivos (*Upwind* de primeira ordem, lei de potência de primeira ordem, *Upwind* de segunda ordem, MUSCL e QUICK), diferentes

algoritmos de resolução (Acoplado, SIMPLE, SIMPLER e PISO) e diferentes modelos de turbulência (Fluent, 2006).

A modelação da superfície livre é feita utilizando o método VoF. Este método, desenvolvido inicialmente por Hirt e Nichols (1981), identifica a posição da superfície livre a partir de um indicador escalar, a fracção de volume, que toma o valor de 0 no ar e 1 na água. A posição da superfície livre é definida arbitrariamente pelo valor 0,5.

Nas simulações efectuadas no âmbito deste artigo foram utilizados: o módulo tridimensional do código; a formulação implícita e discretização temporal de 2<sup>a</sup> ordem; e o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  standard. Na resolução do sistema de equações utilizou-se o algoritmo SIMPLER, com subrelaxação apenas nas equações de  $k$  e  $\varepsilon$ , sendo o coeficiente de subrelaxação igual a 0,8. Os termos convectivos nas faces dos volumes de controlo para as componentes da quantidade de movimento,  $k$  e  $\varepsilon$  são determinados pelo esquema *Upwind* de 2<sup>a</sup> ordem. A fracção de volume nas faces dos volumes de controlo é determinada por uma versão modificada do esquema HRIC (do inglês, *High Resolution Interface Capturing* (Peric e Ferziger, 1997)). A pressão é determinada pelo esquema PRESTO! (do inglês, *PREssure STaggering Option*) (Fluent, 2006).

### 3. DESCRIÇÃO DO PROBLEMA E CONDIÇÕES DE SIMULAÇÃO

O trabalho apresentado neste artigo inspira-se nos ensaios experimentais descritos por Lopes *et al.* (2007). A figura 1a mostra um desses ensaios realizados com protótipo no canal de testes do Departamento de Arquitectura e Engenharia Civil do Instituto Superior Técnico (IST), em Lisboa, Portugal. Este canal tem 20 m de comprimento e 0,70 m de largura.

O modelo físico simplificado do DAEO-CAO consiste num cilindro oco aberto nas extremidades e colocado na vertical (figura 1b). O seu eixo está coincidente com o plano de simetria do canal e a 9 m do gerador de ondas. O cilindro tem raio interno ( $r = d/2$ ) e espessura ( $t$ ) iguais a 0,025 m e 0,0025 m, respectivamente. A profundidade da água em repouso ( $D$ ) e a amplitude das ondas ( $a$ ) são iguais a 0,4 m e 0,015 m, respectivamente.

No estudo experimental foram considerados: diferentes comprimentos submersos ( $s$ ), respectivamente, 0,1 m; 0,18 m; e 0,245 m; diferentes frequências ( $f$ ) na faixa de 0,5 Hz a 1,6 Hz; e foram feitos ensaios com o topo do cilindro aberto para a atmosfera e com a imposição de uma perda de carga. No presente estudo consideram-se apenas os ensaios considerando  $s = 0,18$  m.

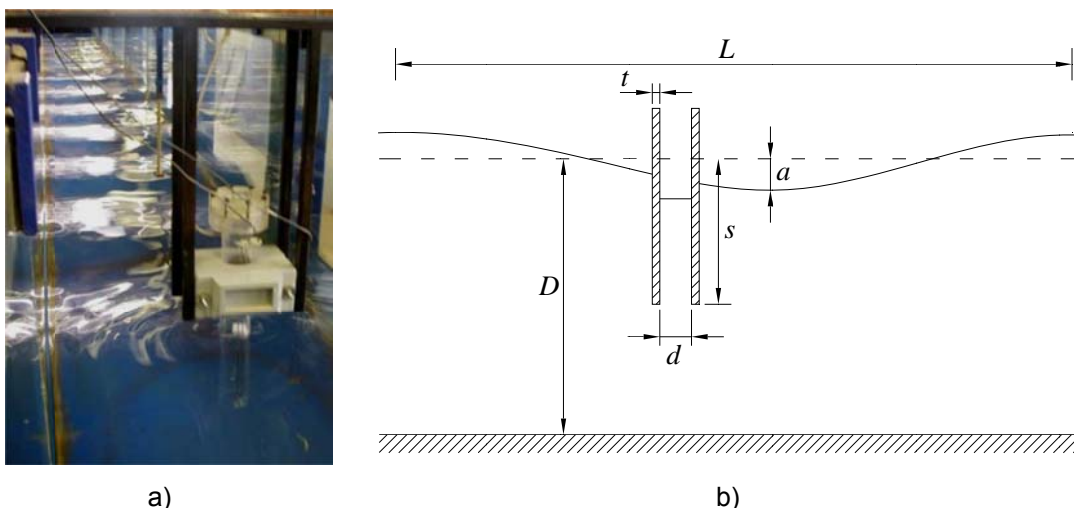


Figura 1. a) Ensaios em modelo físico (Lopes *et al.* 2007); b) Esquema de definição de variáveis do problema.

No intervalo de frequência considerado (0,5 a 1,6 Hz) a razão  $D/L$  (onde  $L$  é o comprimento de onda) encontra-se compreendida entre 0,11 e 0,66. Apenas para as frequências superiores a

1,4 Hz as ondas incidentes se encontram na condição de água profunda ( $D/L > 0,5$ ), as restantes encontram-se em profundidade intermédia ( $0,5 > D/L > 0,05$ ) (LeMéhauté, 1976). No presente artigo, de forma a garantir que a condição de águas profundas, assumiu-se que  $D/L \sim 0,7$  para as frequências inferiores a 1 Hz. Para as frequências superiores a 1 Hz assumiu-se que o fundo se encontra a 1 m de profundidade, deste modo minimizam-se possíveis efeitos de interferência do fundo do canal com a abertura inferior do cilindro.

Embora a razão diâmetro exterior do cilindro pela largura do canal seja pequena ( $\sim 7,9\%$ ), as experiências não traduzem o efeito de um único dispositivo isolado em mar aberto, mas sim um número infinito de dispositivos lado a lado perpendicularmente às ondas incidentes, uma vez que as paredes do canal actuam como planos de simetria. De forma a reduzir este efeito assumiu-se no presente trabalho que a largura do canal é igual a 1,4 m, reduzindo para  $3,9\%$  a razão diâmetro exterior do cilindro pela largura do canal.

Aproveitando a simetria do problema em relação ao plano longitudinal e vertical, o domínio computacional é apenas metade do domínio real ( $0 \leq y \leq 0,7$  m) nas simulações efectuadas com ambos os códigos.

Constatou-se (Paixão Conde e Didier, 2009; Teixeira *et al.*, 2009) a presença de turbulência na região próxima a extremidade submersa do cilindro, sendo essa razão a principal razão de se terem utilizado modelos de turbulência.

### 3.1. MODELAÇÃO DO EFEITO DISSIPATIVO DE UMA MEMBRANA POROSA

Nos ensaios em modelo físico de Lopes *et al.* (2007), o efeito dissipativo de um DAEO-CAO foi modelado usando uma membrana porosa (têxtil) colocada na extremidade superior do cilindro vertical (figura 1a). Esta membrana porosa permite simular a perda de carga devida a uma turbina do tipo Wells instalada num dispositivo real e avaliar a resposta do dispositivo numa configuração semelhante a um protótipo.

Para escoamentos a números de Reynolds baixos (baseados na dimensão média dos poros) é possível determinar a perda de carga no meio poroso pela lei de Darcy (Hsu, C-T, 2006):

$$-\nabla p = \frac{\mu U}{K} \quad (1)$$

Onde  $p$  é a pressão,  $\mu$  a viscosidade do fluido,  $K$  a permeabilidade e  $U$  a velocidade média na secção.

Numericamente, a perda de carga no meio poroso é imposta utilizando uma UDF (do inglês, *User Defined Function*) (Fluent, 2006). Nesta função determina-se o valor da velocidade média na secção de saída do cilindro vertical e impõe-se a perda de carga como uma condição de fronteira de pressão que varia ao longo do tempo em função da velocidade média (Didier *et al.*, 2011):

$$\Delta p = K'U = \frac{\mu \Delta x}{K} U \quad (2)$$

O valor da permeabilidade do meio poroso utilizada nos ensaios em modelo físico por Lopes *et al.* (2007) não é conhecido. Esta foi estimada através de várias simulações numéricas. Para cada simulação foi utilizada uma diferente permeabilidade, sendo os resultados numéricos da elevação de superfície livre e de queda de pressão dentro da câmara pneumática da CAO comparados com os dados experimentais. Obteve-se deste modo  $K' = 125$  Pa.s/m (Didier *et al.*, 2011).

### 3.2. CÓDIGO FLUINCO

Nas simulações efectuadas com o código FLUINCO o canal numérico possui 5,5 m de comprimento e o eixo do cilindro está a 2,0 m da extremidade de geração das ondas.

A malha de elementos finitos possui aproximadamente  $1,2 \times 10^5$  nós e  $6,6 \times 10^5$  tetraedros (figura 2a). O tamanho médio da aresta dos elementos localizados na região a montante do cilindro é de aproximadamente 0,02 m. Na região próxima ao cilindro, adoptou-se um tamanho médio de aresta de elemento de 0,002 m, equivalente a 40 divisões da circunferência interna do cilindro. O passo de tempo adoptado foi de 0,0002 s, que satisfaz a condição limite de Courant, ou seja,  $V \Delta t / \Delta x < C$ , com  $C = 0,25$ . O valor de  $\Delta t$  é obtido para cada elemento, sendo escolhido o menor entre eles em todo o domínio (Teixeira, 2001).

A onda monocromática é gerada pela imposição directa da elevação da superfície e das componentes horizontal e vertical da velocidade determinadas a partir dos perfis de velocidade e posição da superfície livre obtidos pela teoria linear das ondas.

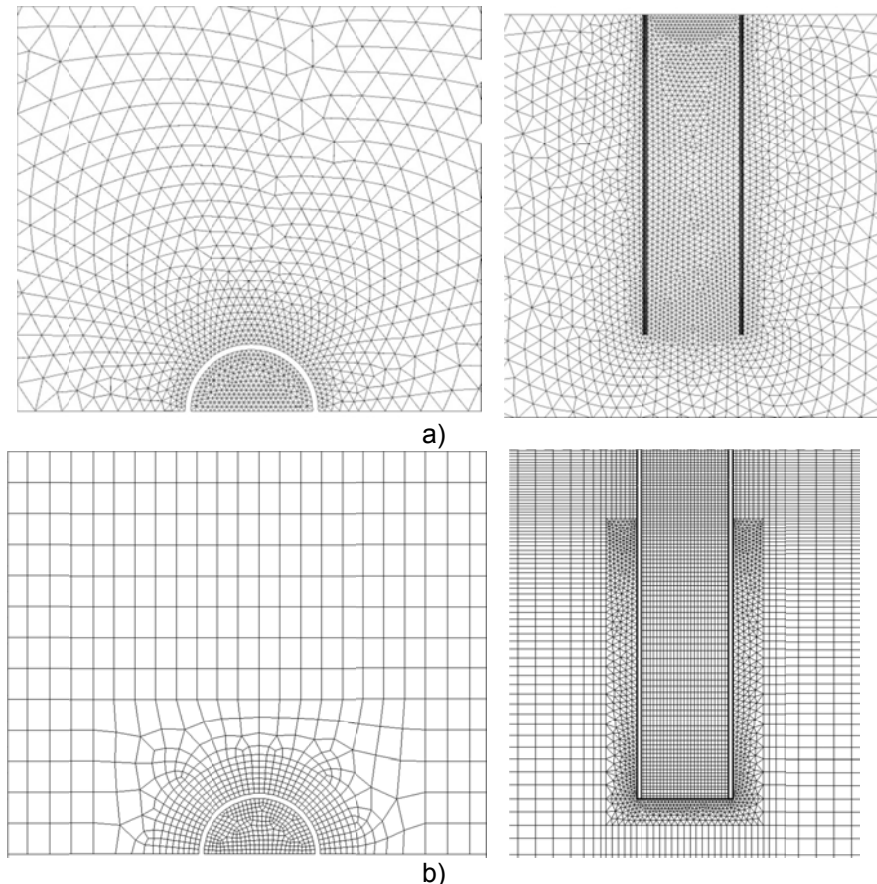


Figura 2. Pormenores da malha de discretização: a) FLUINCO; b) FLUENT.

### 3.3. CÓDIGO FLUENT

Nas simulações feitas com o código FLUENT o eixo do cilindro está na posição  $x = y = 0$  e a superfície livre em repouso na posição  $z = 0$ . O canal numérico prolonga-se apenas até  $x/L \approx -1$  no sentido do gerador de ondas e até  $x/L \approx 4$  no sentido oposto. Na direcção vertical o domínio está compreendido entre  $-0,4 \text{ m} \leq z \leq 0,07 \text{ m}$  e o cilindro prolonga-se desde  $z = -0,18 \text{ m}$  (na água) até à fronteira superior (no ar). A malha de discretização utilizada é composta aproximadamente por  $4,9 \times 10^5$  volumes de controlo para a frequência mais elevada e por  $6,8 \times 10^5$  volumes de controlo para a frequência mais baixa, sendo mais refinada nas proximidades do cilindro (figura 2b). O perímetro da semicircunferência do cilindro é discretizado por 40 segmentos. Na região de propagação das ondas,  $-0,02 \text{ m} \leq z \leq 0,02 \text{ m}$ , a discretização é composta de 24 segmentos iguais, ou seja, 18 segmentos por altura de onda. Desde  $x/L = -1$  até  $x/L = 1$  utilizam-se aproximadamente 60 segmentos por comprimento de onda. Desde  $x/L = 1$  até  $x/L = 4$  (zona de dissipação) o comprimento dos segmentos é progressivamente aumentado até atingir  $\sim 0,35L$  no adjacente à parede direita.

Como condições iniciais, foram impostas as componentes da velocidade, nulas em todo o domínio, e a pressão hidrostática, considerando-a nula na superfície livre. A onda monocromática é gerada na fronteira vertical com  $x = -L$  pela imposição directa da elevação da superfície e das componentes horizontal e vertical da velocidade. Estas condições foram escritas numa rotina UDF a partir dos perfis de velocidade e posição da superfície livre obtidos pela teoria linear das ondas (LeMéhauté, 1976). No fundo do canal, na parede oposta ao gerador de ondas e nas paredes do cilindro é utilizada a condição de aderência com velocidade nula. Na fronteira superior é imposta a pressão atmosférica, permitindo a entrada ou saída do ar. Na abertura superior do cilindro é imposta a pressão atmosférica (simulação sem perda de carga) ou a pressão no interior da câmara pneumática devida à perda de carga imposta pela membrana porosa. O passo de tempo usado é  $T/640$ . Foi imposto um número máximo de 5 iterações por cada passo de tempo, este valor é suficiente para reduzir todos os resíduos a valores inferiores a  $10^{-3}$  (Barreiro *et al.*, 2009).

## 4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

### 4.1. SIMULAÇÕES SEM PERDA DE CARGA EM PROFUNDIDADE INTERMÉDIA

Nesta secção apresentam-se resultados das simulações numéricas feitas nas mesmas condições dos ensaios experimentais de Lopes *et al.* (2007) sem perda de carga.

A figura 3 apresenta a evolução temporal da elevação da superfície livre, para a frequência da onda incidente igual a 0,9 Hz, em duas sondas colocadas no plano transversal coincidente com o eixo do cilindro: uma está localizada no interior do cilindro (no eixo); e a outra no exterior numa posição intermédia entre a parede do canal e a do cilindro.

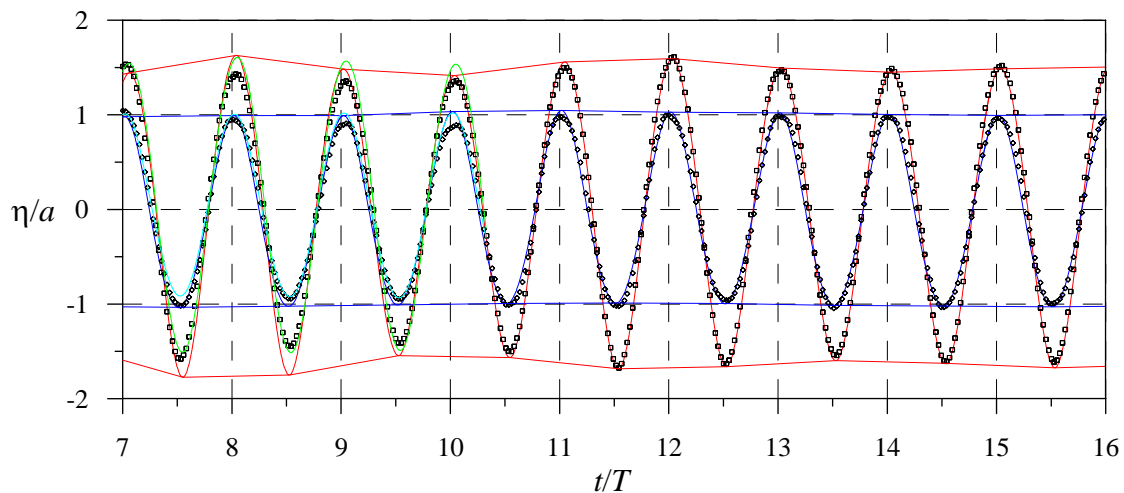


Figura 3. Comparação da evolução temporal da elevação da superfície livre, no interior e no exterior do cilindro, obtidas pelos dois códigos numéricos, com os correspondentes dados experimentais, para  $f = 0,9$  Hz em profundidade intermédia e sem perda de carga. FLUINCO (— sonda interior; — sonda exterior), FLUENT (— sonda interior; — sonda exterior) e experimental (◇ sonda interior; □ sonda exterior) (Paixão Conde *et al.*, 2011).

Constatou-se que é necessário decorrer aproximadamente 10 períodos de onda para que a evolução da superfície livre, medida nas duas sondas, estabilize. Após a estabilização, observa-se que os resultados numéricos têm boa concordância entre si e com os dados experimentais.

Embora não se apresente graficamente neste artigo, é de referir que, para esta frequência, se constata que existem fortes gradientes de velocidade e assimetria no escoamento nas imediações da abertura inferior do cilindro (Paixão Conde e Didier, 2010, Teixeira *et al.*, 2009). Apesar deste efeito, verifica-se uma uniformização do escoamento no sentido da superfície livre, o que contribui para a forma plana horizontal que esta adquire ao longo de todo o período.

Este comportamento constata-se, quer pela representação gráfica da superfície livre em vários instantes, quer por sondas de superfície livre colocadas em várias posições no interior do cilindro. Lopes *et al.* (2007) obtiveram o mesmo efeito através de simulação numérica com o uso do programa comercial de elementos de fronteira WAMIT (2004).

A partir dos resultados apresentados na figura 3, para a frequência de 0,9 Hz, e das correspondentes para as outras frequências (Paixão Conde *et al.*, 2010) é possível estimar o factor de amplificação,  $Q$ , razão entre as elevações máximas medidas dentro e fora do cilindro, e o ângulo de fase,  $\theta$ , diferença angular entre as ondas medidas no exterior e no interior do cilindro. Nas figuras 8a e 8b apresenta-se a comparação dos valores obtidos numericamente com os experimentais, para as frequências de 0,5 Hz a 1,6 Hz. Exceptuando a gama de frequências 0,5-0,6 Hz, o factor de amplificação obtido pelas simulações numéricas tem um comportamento muito aproximado do obtido experimentalmente.

Para as frequências 0,5 e 0,55 Hz constatou-se o aparecimento de uma segunda frequência no interior do cilindro na fase descendente (Paixão Conde *et al.*, 2010). Este efeito é responsável pela mudança de comportamento do factor de amplificação e do ângulo de fase (figuras 8a e 8b). Lopes *et al.* (2007) observaram um efeito semelhante para a frequência 0,6 Hz. Para as restantes frequências constata-se um comportamento semelhante nas simulações obtidas pelos dois códigos numéricos.

Para um cilindro de pequeno diâmetro em relação à profundidade imersa, a ressonância ocorre a uma frequência de  $f = \sqrt{g/l}$ , onde  $l$  é o comprimento do cilindro imerso na água (0,18 m para o caso estudado) e  $g$  a aceleração gravítica, resultando em  $f = 7,382 \text{ rad/s} = 1,17 \text{ Hz}$ . Pode-se observar na figura 8a que a frequência de ressonância encontrada tanto nos ensaios experimentais como nas simulações foi em torno de 1,1 Hz, próximo ao valor teórico calculado.

Relativamente ao ângulo de fase ( $\theta$ ): constata-se uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais na gama 0,7-0,9 Hz; existe uma diferença entre o comportamento observado para os resultados do código FLUENT na gama 0,5-0,6 Hz e o código FLUINCO e os resultados experimentais; na região de transição em torno da frequência de ressonância (0,9-1,3 Hz) ambos os códigos numéricos tendem a sobreavaliar a desfasagem; na gama de frequências 1,3-1,6 Hz o código FLUINCO obtém resultados mais próximos dos experimentais do que o código FLUENT, que tende a sobreavaliar a desfasagem.

#### 4.2. SIMULAÇÕES COM PERDA DE CARGA EM PROFUNDIDADE INTERMÉDIA

Nesta secção apresentam-se resultados das simulações numéricas feitas nas mesmas condições dos ensaios experimentais de Lopes *et al.* (2007) com perda de carga.

A figura 4 apresenta as evoluções temporais da elevação da superfície livre no interior e no exterior do cilindro para 6 frequências (Didier *et al.*, 2011). Estas elevações apresentam um aspecto semelhante às simulações equivalentes sem perda de carga (Paixão Conde *et al.*, 2010) mas com maior atenuação.

Nas figuras 8c e 8d apresenta-se o factor de amplificação e o ângulo de fase para as várias frequências de onda incidente de 0,5 Hz a 1,6 Hz. Verifica-se, na figura 8c, que a introdução de um efeito dissipativo no dispositivo não altera a frequência de ressonância e que o modelo numérico reproduz correctamente a evolução do factor de amplificação. Exceptuando a gama de frequências 0,5-0,6 Hz, o factor de amplificação obtido pelas simulações numéricas tem um comportamento muito aproximado do obtido experimentalmente. Verifica-se apenas uma pequena diferença para a frequência de ressonância. Para o ângulo de fase, na figura 8d, observa-se também uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais na gama 0,7-1,2 Hz. Existe uma diferença no valor do ângulo de fase na gama 0,5-0,6 Hz, como foi identificado também para o factor de amplificação. Na gama de frequências 1,3-1,6 Hz, a modelação numérica tende a sobreavaliar a desfasagem. Notam-se diferenças significativas em relação aos dados experimentais, com uma sobrestimação do ângulo de fase da ordem de 35 graus para a frequência de 1,3 Hz.



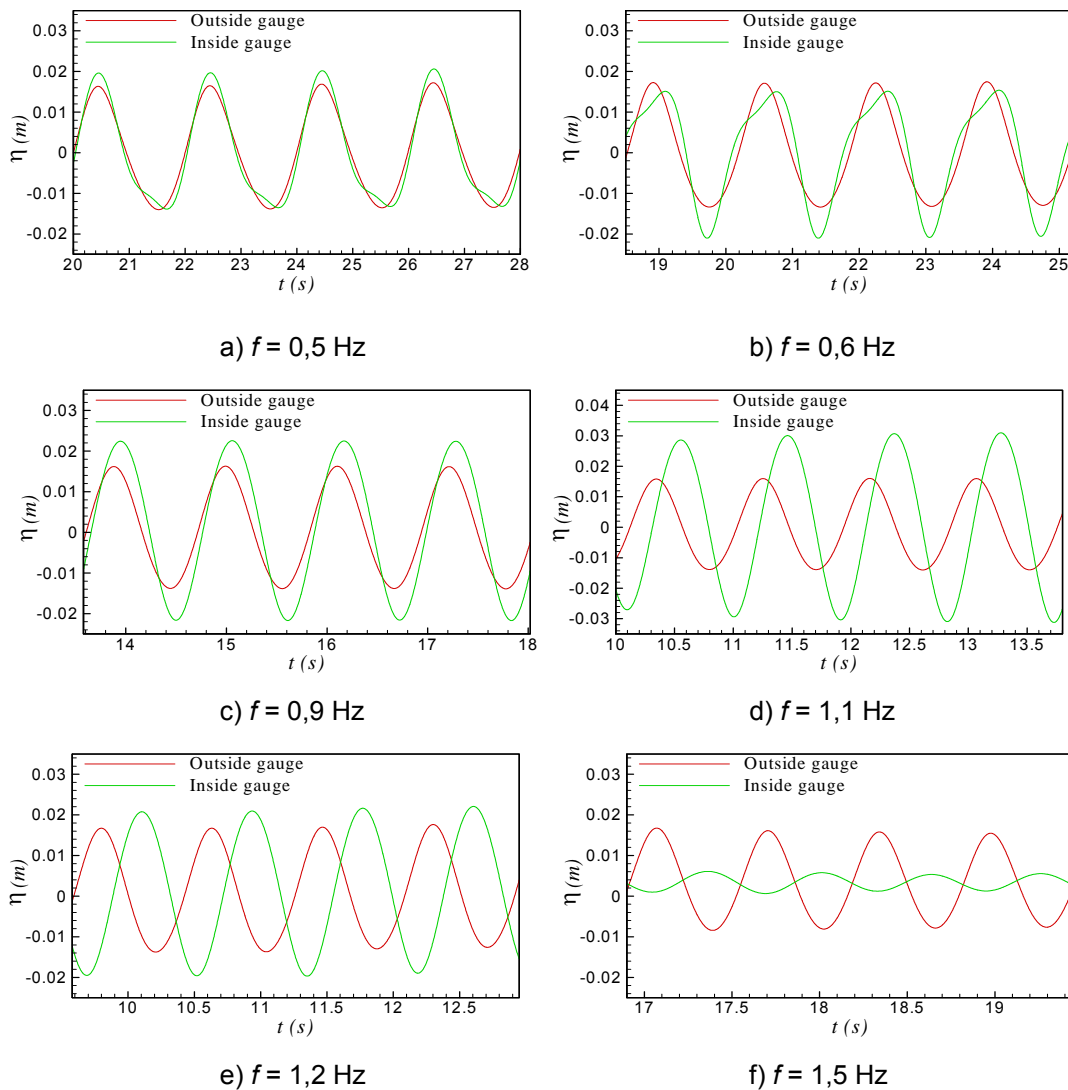


Figura 4. Comparação da evolução temporal da elevação da superfície livre, no interior e no exterior do cilindro, obtidas pelo código FLUENT, com perda de carga em profundidade intermédia (— sonda exterior; — sonda exterior) (Didier *et al.*, 2011).

### 4.3. SIMULAÇÕES EM ÁGUAS PROFUNDAS

Nesta secção apresentam-se resultados das simulações numéricas, feitas na condição de águas profundas, para a mesma geometria apresentada nas secções anteriores, com e sem perda de carga no topo do cilindro.

A figura 5 apresenta a comparação da evolução temporal da elevação da superfície livre, no interior e no exterior do cilindro, em profundidade intermédia e em águas profundas, obtidas pelo código FLUINCO, para uma onda incidente com 1,1 Hz e sem o efeito da perda de carga. Constata-se que existe uma ligeira diminuição do efeito de amplificação para a condição de águas profundas, quando comparado como a correspondente simulação é profundidade intermédia.

A figura 6 apresenta a comparação da evolução temporal da elevação da superfície livre para quatro frequências, no interior e no exterior do cilindro, obtidas pelo código FLUENT, em águas profundas e sem perda de carga. As figuras 8a e 8b apresentam a comparação da evolução do factor de amplificação,  $Q$ , e ângulo de fase,  $\theta$ , da resposta em função da frequência da onda incidente, sem perda de carga em profundidade intermédia (Didier *et al.*, 2011; Paixão Conde

et al., 2011) e em águas profundas. Consta-se que para as baixas frequências o factor de amplificação é menor em águas profundas do que em profundidade intermédia. Para o ângulo de fase quase não se verificam alterações. Para as frequências mais elevadas, no caso apresentado 1,3 Hz, as diferenças são pequenas, o que está de acordo com a condição de águas profundas, que no estudo experimental de Lopes *et al.* (2007) se verifica apenas para as frequências superiores a 1,4 Hz.

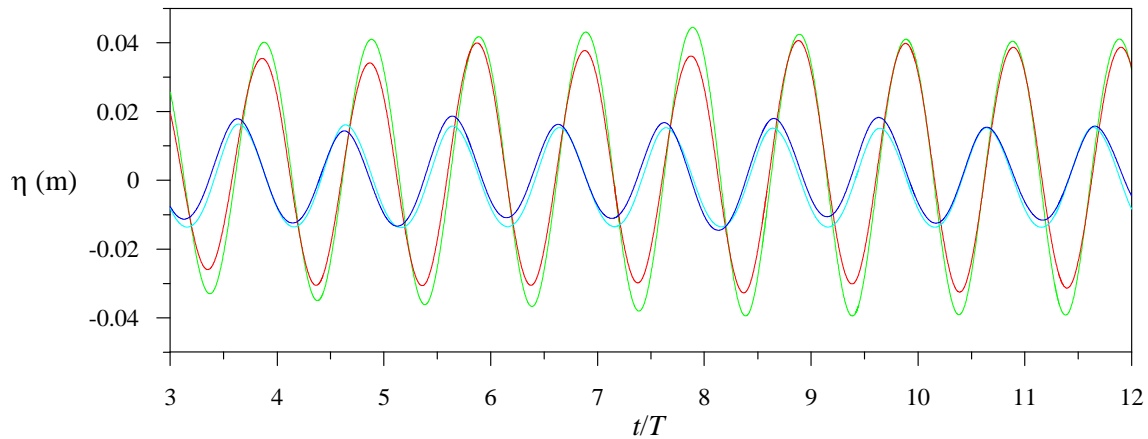


Figura 5. Comparação da evolução temporal da elevação da superfície livre, no interior e no exterior do cilindro, obtidas pelo código FLUINCO, para  $f = 1,1$  Hz sem perda de carga. Profundidade intermédia (— sonda interior; — sonda exterior), águas profundas (— sonda interior; — sonda exterior).

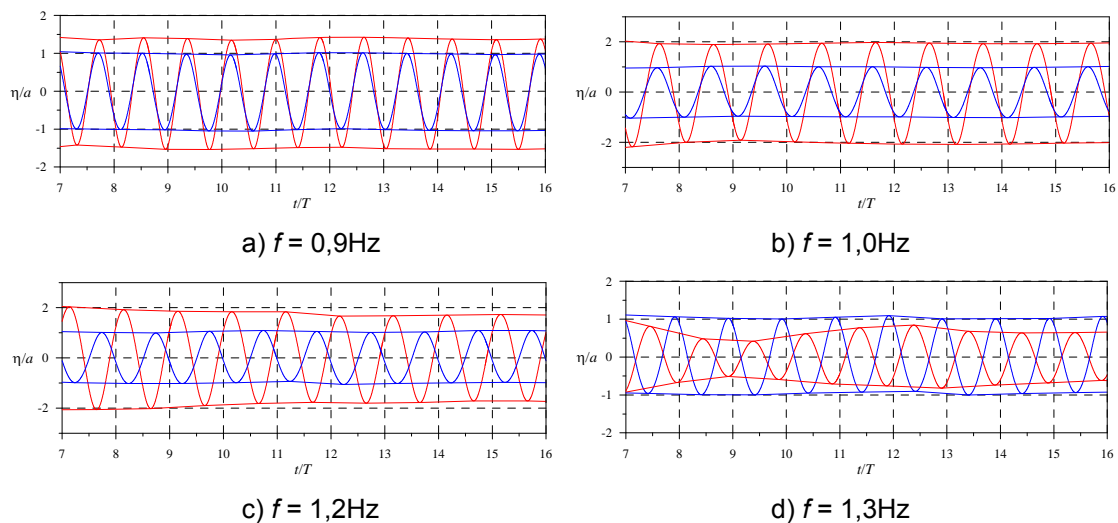


Figura 6. Comparação da evolução temporal da elevação da superfície livre, no interior e no exterior do cilindro, obtidas pelo código FLUENT, em águas profundas e sem perda de carga (— sonda interior; — sonda exterior).

A figura 7 apresenta a comparação da evolução temporal da elevação da superfície livre, no interior do cilindro, obtida pelo código FLUENT, para  $f = 1,1$  z com perda de carga em profundidade intermédia e em águas profundas. As figuras 8c e 8d apresentam a comparação da evolução do factor de amplificação,  $Q$ , e ângulo de fase,  $\theta$ , da resposta em função da frequência da onda incidente com perda de carga em profundidade intermédia (Didier *et al.*, 2011; Paixão Conde *et al.*, 2011) e em águas profundas. Consta-se um comportamento semelhante ao observado sem perda de carga, ou seja, para as baixas frequências o factor de amplificação é menor em águas profundas do que em profundidade intermédia.

A figura 9 apresenta a potência instantânea dissipada pelo meio poroso para a frequência de 0,9 Hz. Este valor foi calculado pelo produto da diferença de pressão, entre a câmara pneumática e a pressão atmosférica exterior, pelo caudal volúmico escoado no meio poroso. A

figura 10 apresenta a potência média dissipada pelo meio poroso em função da frequência da onda incidente para três frequências, a de ressonância, uma inferior e outra superior. Os resultados obtidos são coerentes com os apresentados por Lopes *et al.* (2007).

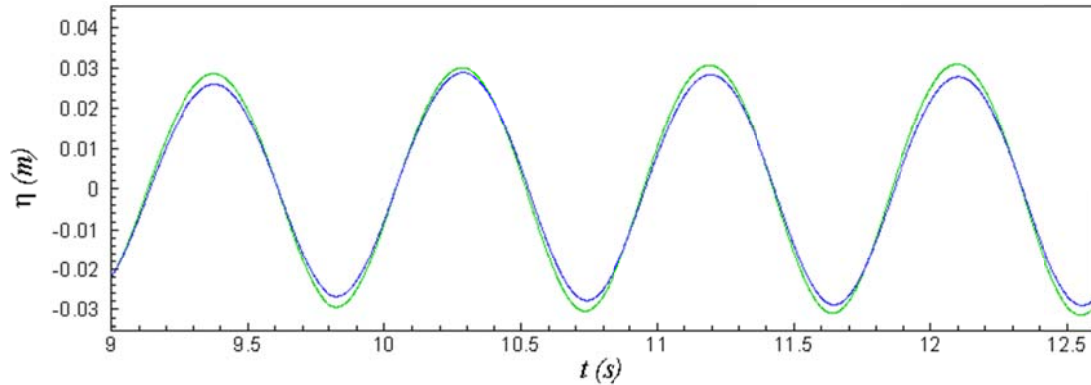


Figura 7. Comparação da evolução temporal da elevação da superfície livre, no interior do cilindro, obtidas pelo código FLUENT, para  $f = 1,1$  Hz com perda de carga (— Profundidade intermédia; — águas profundas).

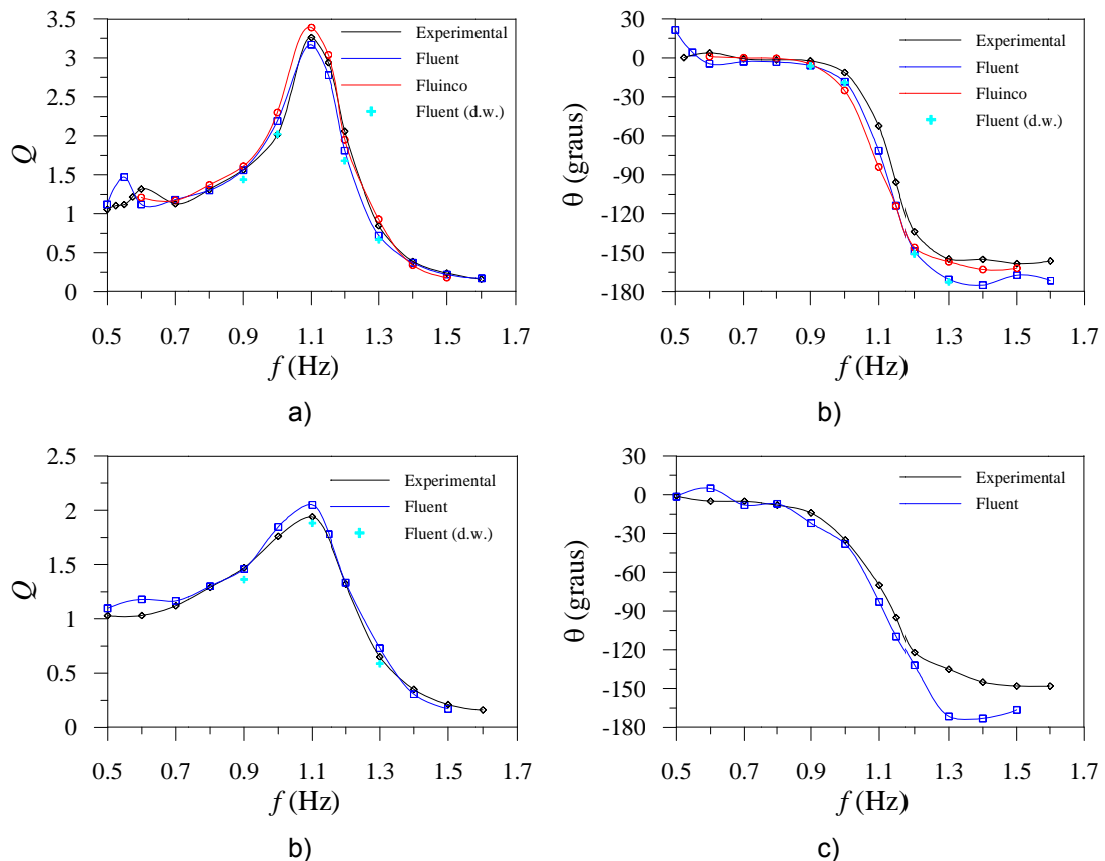


Figura 8. Factor de amplificação,  $Q$ , e ângulo de fase,  $\theta$ , da resposta em função da frequência da onda incidente sem perda de carga (figuras a e b) com perda de carga (figuras c e d), em profundidade intermédia (Didier *et al.*, 2011; Paixão Conde *et al.*, 2011) e em águas profundas (d. w.).

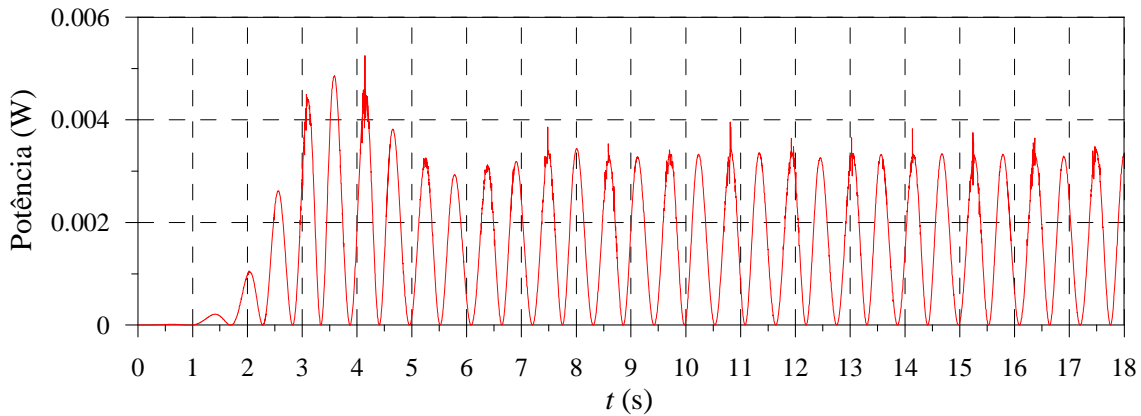


Figura 9. Potência dissipada ao longo do tempo para  $f=0,9\text{hz}$ .

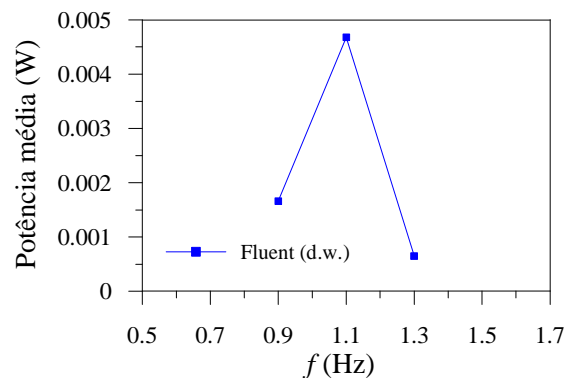


Figura 10. Potência média dissipada em função da frequência.

## 5. CONCLUSÕES

Neste artigo apresentaram-se os resultados da aplicação de dois códigos numéricos na simulação de um DAEO-CAO. Um dos códigos (FLUINCO) é baseado na técnica dos elementos finitos e o outro (FLUENT) na técnica dos volumes finitos. O objectivo do trabalho consistia na aplicação destes códigos, já validados para resultados laboratoriais para um modelo de DAEO-CAO, com e sem os efeitos dissipativos devidos a um meio poroso que simula um equipamento de extracção de energia (Didier *et al*, 2011; Paixão Conde *et al.*, 2011), numa situação de água profundas e sem interferência das paredes laterais do canal físico. Foram comparados os resultados numéricos, em águas profundas, com os numéricos e laboratoriais, em profundidade intermédia.

No caso simulado, que corresponde a um modelo simplificado testado experimentalmente, foram simuladas as incidências de ondas monocromáticas de altura 0,015 m e diferentes frequências de 0,5 Hz a 1,6 Hz num canal de 0,4 m de profundidade e 0,70 m de largura sobre um cilindro vertical oco submerso colocado no centro. O cilindro tem diâmetro interno de 0,05 m e espessura de 0,0025 m e a sua parte submersa está a 0,18 m da superfície livre em repouso.

As simulações efectuadas permitiram obter o factor de amplificação e do ângulo de fase entre a elevação da superfície livre dentro do cilindro e da onda incidente em função da frequência desta. Os resultados numéricos mostraram um comportamento muito semelhante aos experimentais, em condições de profundidade intermédia, onde foi observado um pico de elevação no interior do cilindro em torno da frequência de 1,1 Hz, também previsto pela análise teórica. Constatou-se que para as baixas frequências o factor de amplificação é menor em águas profundas do que na correspondente simulação em profundidade intermédia, com e sem efeito dissipativo do meio poroso. Esta constatação vem mostrar a influência que tem a profundidade (intermédia ou águas profundas) do fundo do canal nos resultados obtidos.

O valor obtido para a potência dissipada pela membrana porosa é consistente com os resultados experimentais, o que mostra que a técnica utilizada, para simular o efeito do meio poroso, é adequada para a resolução deste tipo de problemas.

## AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem o financiamento dos centros de investigação IDMEC e MARETEC. Os autores agradecem ainda a M.F.P. Lopes a cedência dos seus dados experimentais apresentados neste artigo.

## REFERÊNCIAS

Barreiro, T, Didier, E, Gil, L, and Alves, M (2009). “Simulação numérica não linear do escoamento gerado pela interação entre a agitação marítima e conversores pontuais de energia das ondas”, Proc. III Conferência Nacional em Mecânica de Fluidos Termodinâmica e Energia, Bragança, Portugal.

Brito-Melo, A (2000). Modelação e pré-dimensionamento de centrais de coluna de água oscilante: aplicação à central de energia das ondas do Pico, Açores, Tese Doutorado, Instituto Superior Técnico (Lisboa)/École Centrale de Nantes.

Hsu, C-T (2006). Dynamic Modeling of Convective Heat Transfer in Porous Media, in Handbook of Porous Media, Ed. Kambiz Vafai, CRC Press, Boca Raton, FL, USA.

Clément, A, McCullen, P, Falcão, AFO, Fiorentino, A, Gardner, F, Hammarlund, K, Lemonis, G, Lewis, T, Nielsen, K, Petroncini, S, Pontes, MT, Schild, P, Sjöström, B-O, Sorensen, HC, and Thorpe, T (2002). “Wave Energy in Europe: Current Status and Perspectives”, Renewable and Sustainable Energy Reviews, Vol 6, pp 405-431.

Delauré, YMC, and Lewis, A (2003). “3D hydrodynamic modeling of fixed oscillating water column wave power plant by a boundary element methods”, Ocean Engineering, Vol 30, pp 309-330.

Didier, E, Paixão Conde, JM, Teixeira, PRF (2011). “Numerical simulation of an oscillating water column wave energy converter with and without damping”, Proc. International Conference on Computational Methods in Marine Engineering – MARINE 2011, Lisboa, Portugal.

Evans, DV (1978). “The oscillating water column wave-energy device”, Journal of the Institute of Mathematics and Applications, Vol 22, pp 423-433.

Evans, DV (1982). “Wave-power absorption by systems of oscillating surface pressure distributions”, Journal of Fluid Mechanics, Vol 114, pp 481-499.

Falcão, AFO, Sarmiento, AJNA (1980). “Wave generation by a periodic surface pressure and its application in wave-energy extraction”, Proc 15th Int. Cong. Theor. Appl. Mech., Toronto.

Falnes, J (2002). Ocean waves and oscillating systems. Linear interactions including wave-energy extraction, Cambridge University Press, Cambridge, UK.

Falnes, J (2007). “A review of wave-energy extraction”, Marine Structures, Vol 20, No 4, pp 185-201.

Fluent (2006), Fluent 6.3 User’s Guide, Fluent Inc, USA.

Hirt, CW, Nichols, BD (1981). “Volume of fluid (VoF) method for the dynamics of free boundaries”, J. Comp. Phys., Vol 39, pp 201-225.

Johns, B (1991). “The modeling of the free surface flow of water over topography”, Coastal Engineering, Vol 15, pp 257-278.

Lee, CH, Newman, JN, Nielsen, FG (1996). “Wave interactions with an oscillating water column”, Proc 6th Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, Los Angeles, Vol 1, pp 82-90.

LeMéhauté, B (1976). An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves, Springer-Verlag.



Lopes, MFP, Ricci, P, Gato, LMC, Falcão, AFO (2007). “Experimental and numerical analysis of the oscillating water column inside a surface-piercing vertical cylinder in regular waves”. Proc 7th European Wave and Tidal Energy Conference, Porto, Portugal.

Mittal, S, Tezduyar, TE (1995). “Parallel finite element simulation of 3D incompressible flows—fluid—structure interaction”, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol 21, pp 933–953.

Pontes, MT, Falcão, AFO (2001). “Oceans Energies: Resources and Utilization”, Proc. 18th World Energy Conference, Buenos Aires.

Paixão Conde, JM, Gato, LMC (2008). “Numerical study of the air-flow in an oscillating water column wave energy converter”, Renewable Energy, Vol 33, No 12, pp 2637-2644.

Paixão Conde, JM, Teixeira, PRF, Didier, E (2011). “Numerical Simulation of an Oscillating Water Column Wave Energy Converter: Comparison of two Numerical Codes”, Proc. 21st Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, Maui, Hawaii, USA, pp 668-674.

Paixão Conde, JM, Didier, E (2009). “Simulação numérica de um dispositivo de aproveitamento da energia das ondas do tipo coluna de água oscilante”, Proc. 9º Congresso Iberoamericano de Engenharia Mecânica, CIBIM9, Las Palmas de Gran Canaria, Spain.

Panicker, NN (1976). “Power resource estimate of ocean surface waves”, Ocean Engineering, Vol 3, No 6, pp 429-439.

Peric, M, Ferziger, JH (1997). Computational Methods for Fluid Dynamics, Second edition, Springer.

Ramaswamy, R, Kawahara, M (1987). “Arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for unsteady, convective, incompressible viscous free surface fluid flow”, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol 7, pp 1053-1075.

Teixeira, PRF (2001). 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.

Teixeira, PRF, Awruch, AM (2000). “Numerical simulation of three dimensional incompressible flows using the finite element method”, Proc 8th ENCIT, Porto Alegre, Brazil.

Teixeira, PRF, Didier, E, Paixão Conde, JM (2009). “Análise numérica de um equipamento de energia das ondas do tipo OWC”, Proc. 6as Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária, Funchal, Portugal.

Wamit (2004). Wamit manual V.6.2 PC ([www.wamit.com](http://www.wamit.com)).