

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA AÇÃO DE UMA ONDA SOBRE UM PILAR VERTICAL DE SEÇÃO QUADRADA ATRAVÉS DE UM MODELO BASEADO NAS EQUAÇÕES DE NAVIER-STOKES

Lucas Vanini, lucasvanini@passofundo.ifsul.edu.br¹
Paulo Roberto de Freitas Teixeira, pauloteixeira@furg.br²

¹ Instituto Federal de Educação Ciência e Tecnologia Sul Rio-Grandense, Estrada Perimetral Leste, 150, 99064-440 Passo Fundo, RS, Brasil.

² Universidade Federal do Rio Grande, Av. Itália, km 8, Campus Carreiros, 96201-900, Rio Grande, RS, Brasil.

Resumo: Atualmente, o estudo da circulação e das ondas em oceanos, regiões costeiras, estuários, rios e lagunas e suas interações com estruturas é de fundamental importância para as áreas da engenharia oceânica e costeira. Em muitos desses casos, o movimento vertical do fluido não pode ser desprezado, necessitando de uma abordagem tridimensional através da integração direta das equações de Navier-Stokes. O objetivo deste trabalho é o de analisar, pelo uso de um modelo numérico 3D que se baseia nas Equações de Navier-Stokes, a ação de uma onda regular sobre um pilar vertical de seção quadrada. O modelo, denominado de FLUINCO, emprega um método fracionado semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos para discretizar no tempo e no espaço as equações de Navier-Stokes. A superfície livre é móvel e governada pela sua condição de contorno cinemática. A formulação lagrangeana-euleriana arbitrária (ALE, Arbitrary Lagrangian-Eulerian) é utilizada para permitir que a malha acompanhe os movimentos da superfície livre. No caso analisado, a onda tem período de 4s, altura de 0.05 m e o pilar de seção 1m x 1m é fixado no fundo e localizado no centro de um canal de 10 m de largura e 1 m de profundidade. Os resultados mostrados incluem as características do escoamento e da superfície livre ao redor do pilar e um gráfico da variação da força horizontal total atuante sobre o pilar ao longo do tempo. Estes resultados foram comparados com os apresentados por outras referências, onde se notou semelhanças no que se refere à distribuição dos vetores de velocidade ao redor do pilar ao longo de um período de onda, bem como na dinâmica da superfície livre na região. A força horizontal total atuante sobre o pilar foi calculada analiticamente utilizando a equação de Morison, constatando-se que as forças de arrasto são desprezíveis em relação às de inércia. Na comparação com a força total obtida pelo algoritmo, observaram-se resultados muito próximos, embora apresentasse alguma não-linearidade não prevista pelo modelo analítico.

Palavras-chave: Mecânica dos fluidos, ondas, simulação numérica, elementos finitos, superfície livre.

1. INTRODUÇÃO

O estudo da ação de ondas sobre pilares é de fundamental importância para o projeto de estruturas em ambientes costeiros e oceânicos, tais como aquelas existentes em piers, pipelines, plataformas, entre outras. Diversas pesquisas relacionadas ao carregamento hidrodinâmico em estruturas oceânicas têm sido concentradas em pilares de seção circular. Atualmente, existe um forte interesse em analisar a ação de ondas em pilares de seções diferentes da circular, tais como a retangular ou a quadrada. Segundo Vengatesan et al. (2000), o menor custo das ligações entre os membros que compõem as estruturas, é uma das justificativas desse interesse.

O exemplo de aplicação proposto nesta seção consiste na análise da ação de uma onda sobre um pilar vertical de seção quadrada. O problema foi apresentado por Lin e Li (2002), que discutiu o padrão do escoamento ao redor do pilar, bem como os coeficientes de arrasto e inercial, usando um método de solução particionado das equações de Navier-Stokes (Li e Yu, 1996), a transformação de coordenadas σ e um modelo de turbulência de SGE. A coordenada σ é uma coordenada vertical adimensional empregada nos casos em que o algoritmo necessite de uma malha com o mesmo número de camadas verticais ao longo de todo o domínio, permitindo uma discretização vertical mais suave em relação à coordenada vertical z.

O objetivo deste trabalho é o de analisar, pelo uso do modelo numérico 3D FLUINCO (Teixeira, 2001), que se baseia nas Equações de Navier-Stokes, a ação de uma onda regular sobre um pilar vertical de seção quadrada. O modelo emprega um método fracionado semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos para discretizar no tempo e no espaço as equações de Navier-Stokes (Teixeira, 2001). A superfície livre é móvel e governada pela sua condição de contorno cinemática. Para isso, é empregada a formulação lagrangeana-euleriana arbitrária, ALE (do inglês, Arbitrary Lagrangian-Eulerian) para permitir a solução de problemas que envolvem grandes movimentos relativos entre corpos e

superfícies, bem como movimentos da superfície livre. Um modelo baseado no comprimento de mistura de Prandtl é usado para a modelagem de turbulência.

2. CÓDIGO FLUINCO

Baseado nas equações da continuidade e da quantidade de movimento, o algoritmo consiste nos passos descritos a seguir, considerando uma descrição ALE (Teixeira e Awruch, 2000):

(a) Cálculo da velocidade não-corrigida no instante $\Delta t/2$, a qual o termo de pressão está no instante t , conforme a Eq. (1):

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

onde p é a pressão, $U_i = \rho v_i$, $f_{ij} = v_j(\rho v_i) = v_j U_i$, ρ é a massa específica, v_i são as componentes de velocidade, w_i é a velocidade do sistema de referência, g_i é a aceleração da gravidade e τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas ($i, j = 1, 2, 3$).

(b) Atualização da pressão p para o instante $t+\Delta t$, a partir da Equação de Poisson dada por:

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

sendo $\Delta p = p^{n+1} - p^n$.

(c) Correção da velocidade em $t+\Delta t/2$, acrescentando o termo de variação da pressão do instante t para o instante $t+\Delta t/2$, conforme a Eq. (3):

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

(d) Cálculo da velocidade em $t+\Delta t$ a partir das actualizações realizadas nos passos anteriores, como segue a Eq. (4):

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \Delta t \left(\frac{\partial f_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{n+1/2}}{\partial x_j} + \frac{\partial p^{n+1/2}}{\partial x_i} - w_j^{n+1/2} \frac{\partial U_i^{n+1/2}}{\partial x_i} - \rho g_i \right) \quad (i, j = 1, 2, 3). \quad (4)$$

Para a discretização no espaço é aplicado o método clássico dos resíduos ponderados de Galerkin nas Eqs. (1) a (4), empregando o elemento tetraédrico. Utiliza-se uma função de interpolação constante para as variáveis no instante $t+\Delta t/2$, enquanto que em t e $t+\Delta t$ é empregada uma função de interpolação linear. 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 que é expressa da forma (Ramaswamy e Kawahara, 1987):

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \left({}^{(s)}v_i - {}^{(s)}w_i \right) \frac{\partial \eta}{\partial x_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3), \quad (5)$$

onde η é a elevação de superfície, ${}^{(s)}v_i$ e ${}^{(s)}w_i$ 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. A discretização temporal da CCCSL é realizada de forma análoga à apresentada para as equações de quantidade de movimento, adotando elementos triangulares coincidentes com as faces dos tetraedros 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.

A condição de contorno de incidência de uma onda monocromática é imposta no modelo diretamente a partir das equações de elevação de superfície livre e do campo de velocidades da teoria linear (Dean e Dalrymple, 1994). Nos contornos abertos, é imposta a condição de radiação semelhante a proposta por Flather (1976).

Para modelar a turbulência utiliza-se uma viscosidade turbulenta (*eddy viscosity*), definida por Mittal e Tezduyar (1995), como segue:

$$v_t = (k l m)^2 \sqrt{2(S_{ij} S_{ij})} \quad (i,j=1,2,3), \quad (6)$$

onde $k=0.41$ é a constante de Von Kármán, S_{ij} é dado por:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (i,j=1,2,3), \quad (7)$$

$l m$ é o comprimento de mistura que, para este problema, é calculado conforme a proposta de Johns (1991), como abaixo:

$$l m = \frac{(z+h+z_0)(\eta-z+z_s)}{h+\eta+z_0+z_s} \quad (i,j=1,2,3), \quad (8)$$

sendo η a elevação da superfície, z_0 e z_s os comprimentos de rugosidade do fundo e da superfície livre, respectivamente (no presente trabalho iguais a 0,0067m e 0,0004m) e h a profundidade.

3. CASO DE ESTUDO E CONDIÇÕES DE SIMULAÇÃO

A geometria do exemplo abordado neste trabalho está esquematizada na Fig. (1). Trata-se de um canal de 30m de comprimento, 10m de largura e 1m de profundidade, onde existe um pilar de seção 1m x 1m à 10m da entrada do canal. O fluido é a água, com massa específica de $\rho = 1000,0 \text{ kg/m}^3$ e viscosidade de $\mu = 0,001 \text{ Ns/m}^2$. No contorno de entrada é gerada uma onda de período de $T = 4\text{s}$ (frequência de $\omega = 1,5708\text{Hz}$) e altura de $H = 0,05\text{m}$. Da equação de dispersão, baseada na teoria linear (Dean e Dalrymple, 1994), calcula-se o comprimento da onda, resultando em $L = 12,0\text{m}$ (número de onda $k = 0,5236\text{m}^{-1}$).

O exemplo estudado apresenta uma declividade, medida em H/T^2 , de $0,0031 \text{ m/s}^2$, uma profundidade relativa, medida em h/T^2 , de $0,0625 \text{ m/s}^2$ e um número de Ursell de $Ur = 3,6 (L^2 H/h^3)$. Estes parâmetros indicam que a onda se encontra em uma faixa de transição entre a teoria linear e a teoria de Stokes de segunda ordem (Chakrabarti, 1994). O parâmetro de Keulegan-Carpenter é $KC = 0,33 (u_m T/D)$, onde $u_m = 0,0817\text{m/s}$ é a velocidade horizontal máxima da partícula e $D = 1\text{m}$ é a aresta da seção do pilar. O valor baixo de KC encontrado sugere que a partícula de fluido nunca atravessa a estrutura durante um período de onda e que os efeitos do arrasto são muito pequenos em relação aos de inércia. O parâmetro de difração para este caso é de $0,26 (\pi D/L)$, indicando que o efeito de difração é pouco significativo.

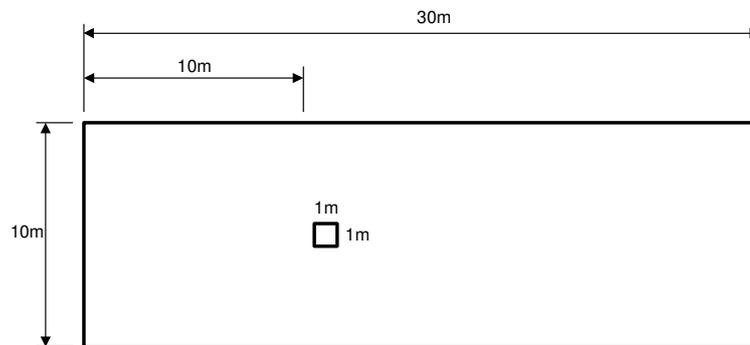


Figura 1. Geometria do caso de estudo

Por ter um comportamento simétrico ao longo da linha de centro do pilar, o domínio computacional é a metade do domínio real, com o objetivo de reduzir o tempo de processamento. O código FLUINCO utiliza uma malha de elementos finitos com 46266 nós e 201900 elementos tetraédricos no domínio, o que equivale a 10 divisões na vertical, 130 divisões ao longo do comprimento do canal e 33 divisões ao longo da metade da largura do canal. A malha foi construída de tal forma que, no plano horizontal, existe um refinamento próximo ao pilar, sendo que o menor tamanho da divisão de elementos perto desta região é de 60 mm.

Na superfície de entrada do domínio é imposta a elevação de superfície e o campo de velocidades para uma onda linear com as características do problema. Na saída a condição de contorno é a de radiação, enquanto que nas paredes do pilar e laterais é imposta a condição de velocidade normal nula. Como condições iniciais para o problema foram consideradas, para todo o domínio, a condição de pressão hidrostática e o campo de velocidades e a elevação de superfície nulos. Utilizando um passo de tempo de 0,003s, o FLUINCO simulou o problema até 40s.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os perfis da superfície livre próximo ao pilar e ao longo do plano de simetria são mostrados na Fig. (2). São apresentados cinco perfis durante a passagem de um período de onda, correspondentes aos instantes 28s ($t/T = 7$), 28,8s ($t/T = 7,2$), 29,6s ($t/T = 7,4$), 30,4s ($t/T = 7,6$), 31,2s ($t/T = 7,8$) e 32s ($t/T = 8$). Observa-se que, durante a passagem da crista e da cava, existem defasagens de tempo da propagação da onda devido à presença do pilar. Isto causa uma considerável diferença de elevação de superfície perto do pilar. Na Figura (3) são apresentados os perfis da superfície livre para os mesmos instantes de tempo obtidos por Lin e Li (2002), onde se nota a similaridade dos resultados.

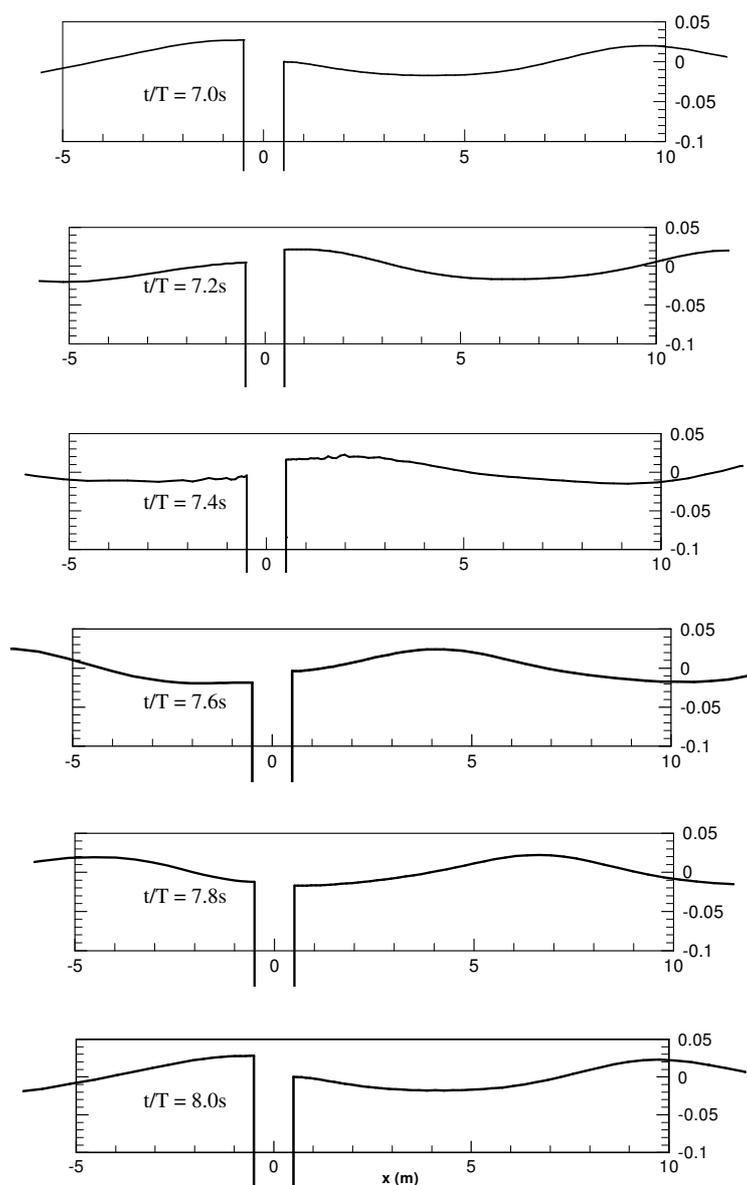


Figura 2. Perfis da superfície livre obtidos pelo FLUINCO

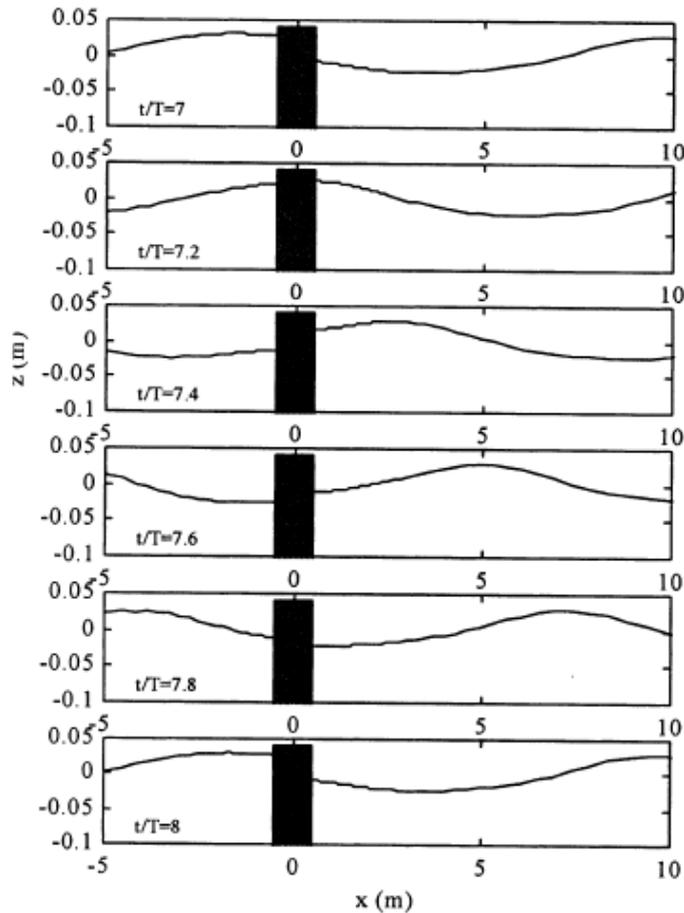


Figura 3. Perfis da superfície livre obtidos por Lin e Li (2002)

A Figura (4) mostra as distribuições dos vetores de velocidades no domínio próximo ao pilar e em um plano horizontal a 0,5m de profundidade, durante um período de onda, nos mesmos instantes apresentados para os perfis de superfície livre. Observa-se que próximo às cristas os vetores de velocidade têm o mesmo sentido da propagação da onda, enquanto que próximo a cava ocorre o inverso.

Os vórtices esperados nos quatro cantos do pilar não estão bem definidos, possivelmente devido ao tamanho dos elementos da malha utilizado. Mesmo assim, por se tratar da ação de uma onda oscilante, estes vórtices devem estar confinados perto da estrutura. Este comportamento é diferente do caso de um pilar vertical exposto a um escoamento uniforme, onde os vórtices gerados nos cantos se desprendem da estrutura (*vortex shedding*) a certa frequência (Lin e Li, 2002). Na Figura (5) têm-se os resultados dessas distribuições de velocidade segundo a Referência, onde se observa a semelhança com os obtidos pelo código FLUINCO.

A distribuição de pressão dinâmica, correspondente à pressão total descontada da pressão hidrostática, também foi investigada no presente estudo, como mostra a Fig. (6), para um período da onda. A Figura (7) apresenta tal distribuição em um plano horizontal a 0,5m de profundidade. Percebe-se que a distribuição de pressão dinâmica no domínio é pouco influenciada pela presença do pilar. Os resultados se mostraram coerentes com os das elevações de superfície apresentadas na Fig. (2), onde a pressão dinâmica é positiva abaixo da crista e negativa abaixo da cava. Por esta razão, as forças resultantes sobre o pilar são oscilantes, variando de valores negativos a positivos.

A presença do pilar no domínio implica em pouca influência nos efeitos de difração da onda, quantificado pelo parâmetro de difração muito baixo. Além disso, diagramas que indicam o campo de aplicação das teorias de onda-estrutura (Chakrabarti, 1994), mostram que, neste caso, o cálculo da força onda-estrutura pode ser realizado empregando a equação de Morison, que considera a força que age na estrutura, uma composição linear das forças de inércia e de arrasto, desenvolvida inicialmente para um pilar de seção circular como segue:

$$f = C_M A_I \frac{\partial u}{\partial t} + C_D A_D |u|u, \quad (9)$$

onde f é a força por unidade de comprimento, C_M e C_D são os coeficientes de inércia e de arrasto, respectivamente, u a velocidade instantânea da partícula, $A_D = \rho D/2$, $A_I = \rho \pi D^2/4$, ρ é a massa específica do fluido e D o diâmetro do cilindro. A equação de Morison original tem sido desenvolvida para muitas aplicações, incluindo estruturas inclinadas (Borgman, 1958), estruturas oscilantes (Sarpkaya, 1976), correntes na presença de ondas (Moe e Verley, 1980). Lin e Li

(2002) propuseram, para este problema, os coeficientes de arrasto de $C_D = 1,0633$ e de inércia $C_M = 2,2662$. A força total (F_x) atuante sobre o pilar, integrando a Eq. (9) ao longo da profundidade, pode ser escrita da forma (Chakrabarti, 1994):

$$F_x = \rho g V \left(\frac{H}{2h} \right) \tanh kh \left[C_M \sin(kx - \omega t) + C_D \left(\frac{H}{8D} \right) \frac{2kh + \sin 2kh}{\sinh^2 kh} |\cos(kx - \omega t)| \cos(kx - \omega t) \right] \quad (10)$$

onde V é o volume do pilar da parte submersa. As forças de inércia e de arrasto são representadas pelo primeiro e segundo termos, respectivamente. Aplicando a Eq. (10) para o presente caso, tem-se:

$$F_x = 267.0 \sin(kx - \omega t) + 6.0 |\cos(kx - \omega t)| \cos(kx - \omega t) . \quad (11)$$

Nota-se que o segundo termo da Eq. (11), referente ao arrasto, tem uma ordem de grandeza bem mais baixa em relação à parte inercial. Por isso, a força total incidente sobre o pilar está defasada de praticamente 90 graus em relação à elevação da superfície. A Figura (8) apresenta um gráfico das forças de arrasto e de inércia em relação ao tempo para este problema.

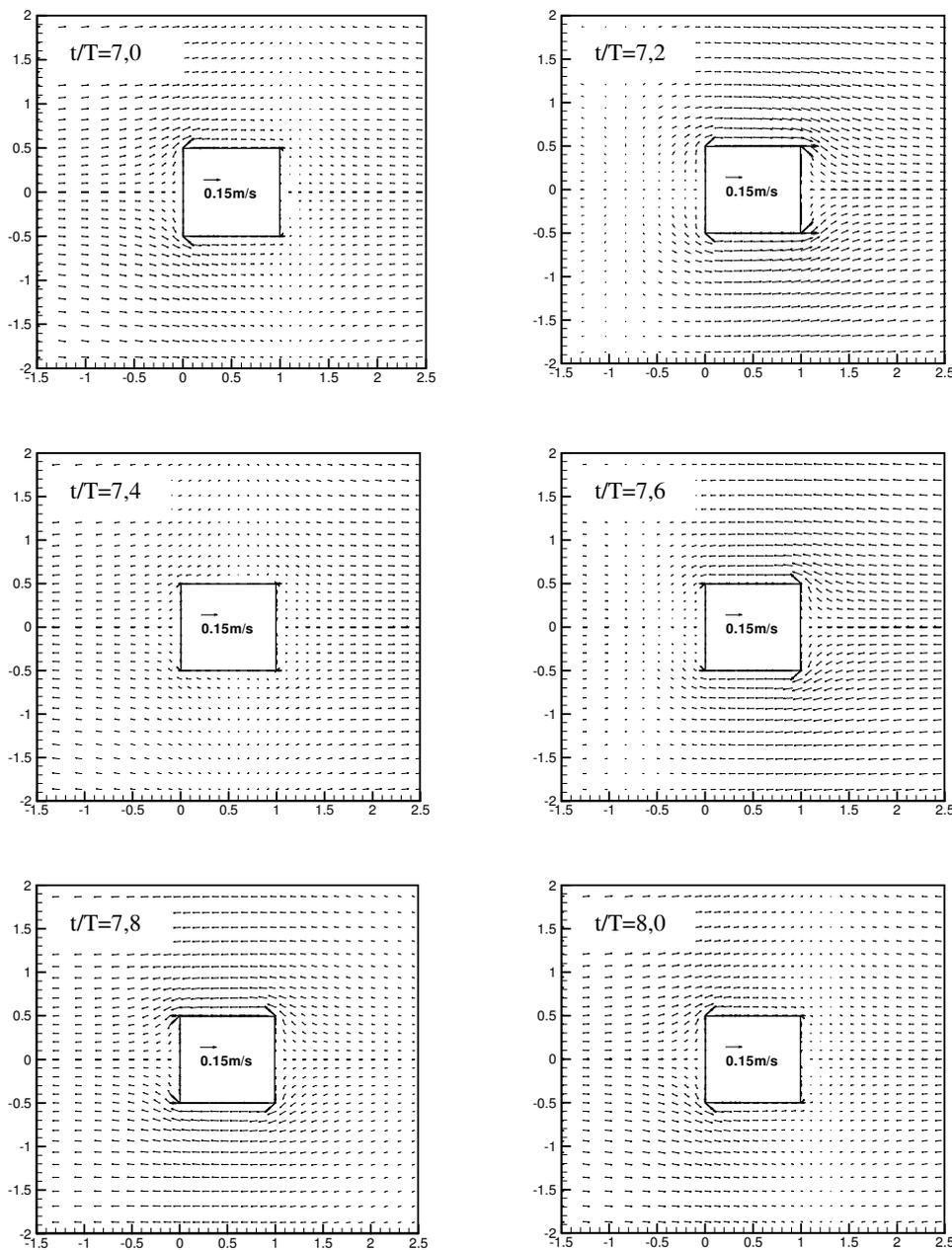


Figura 4. Vetores de velocidade durante um período da onda

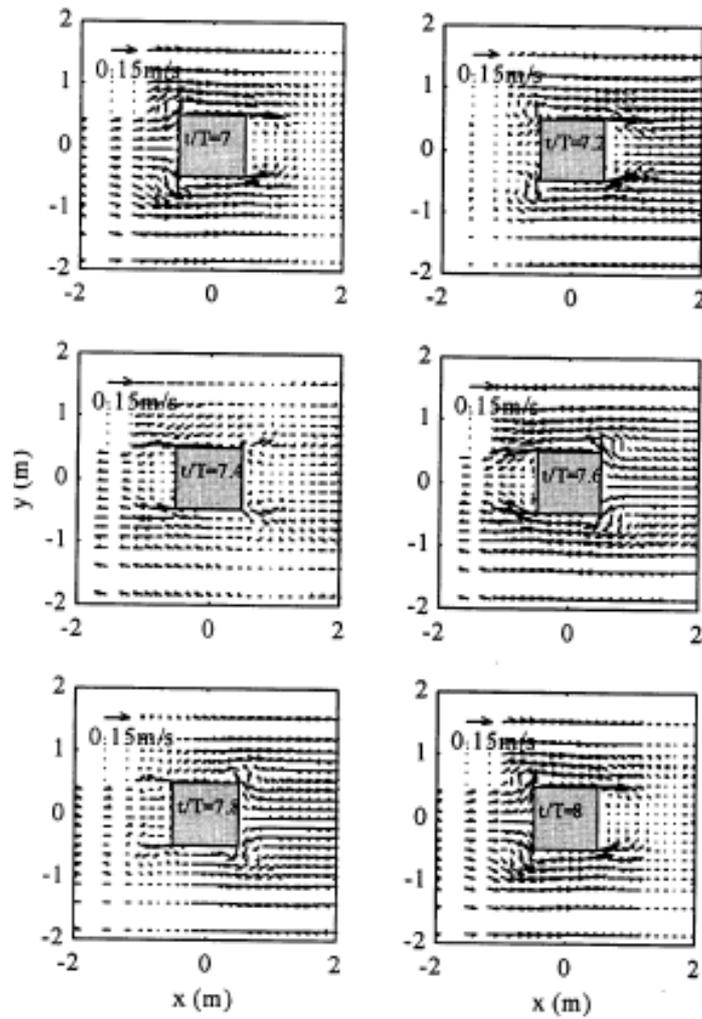


Figura 5. Campos de velocidade durante um período da onda Lin e Li (2002)

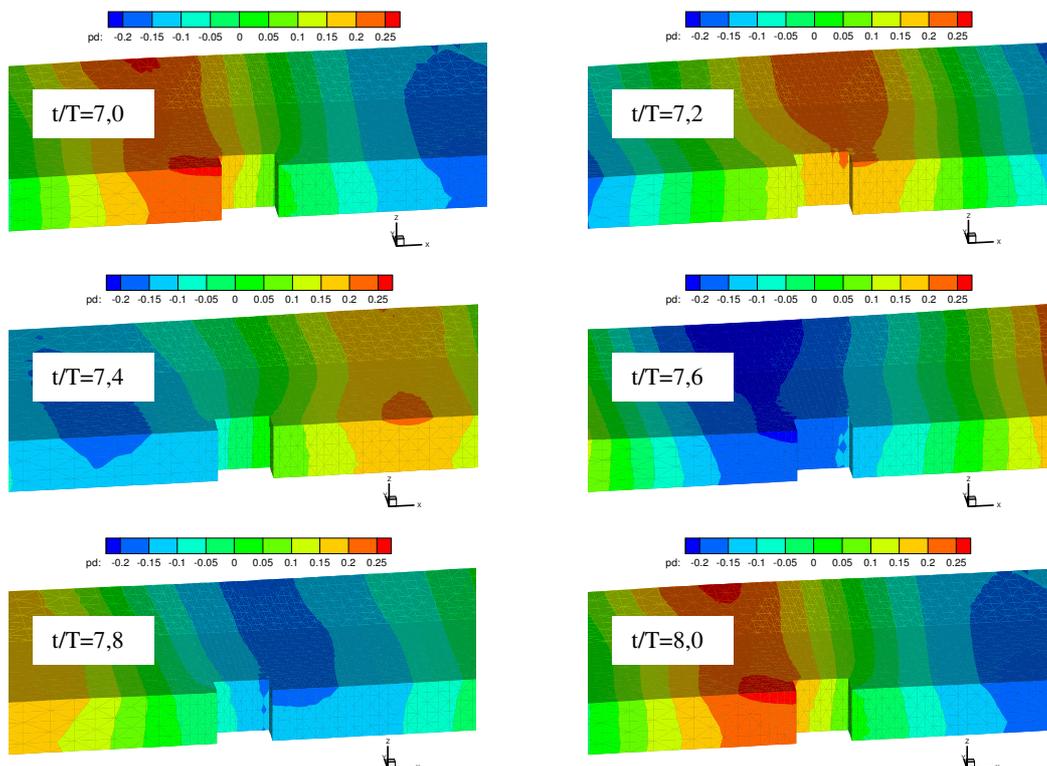


Figura 6. Pressão dinâmica durante um período da onda

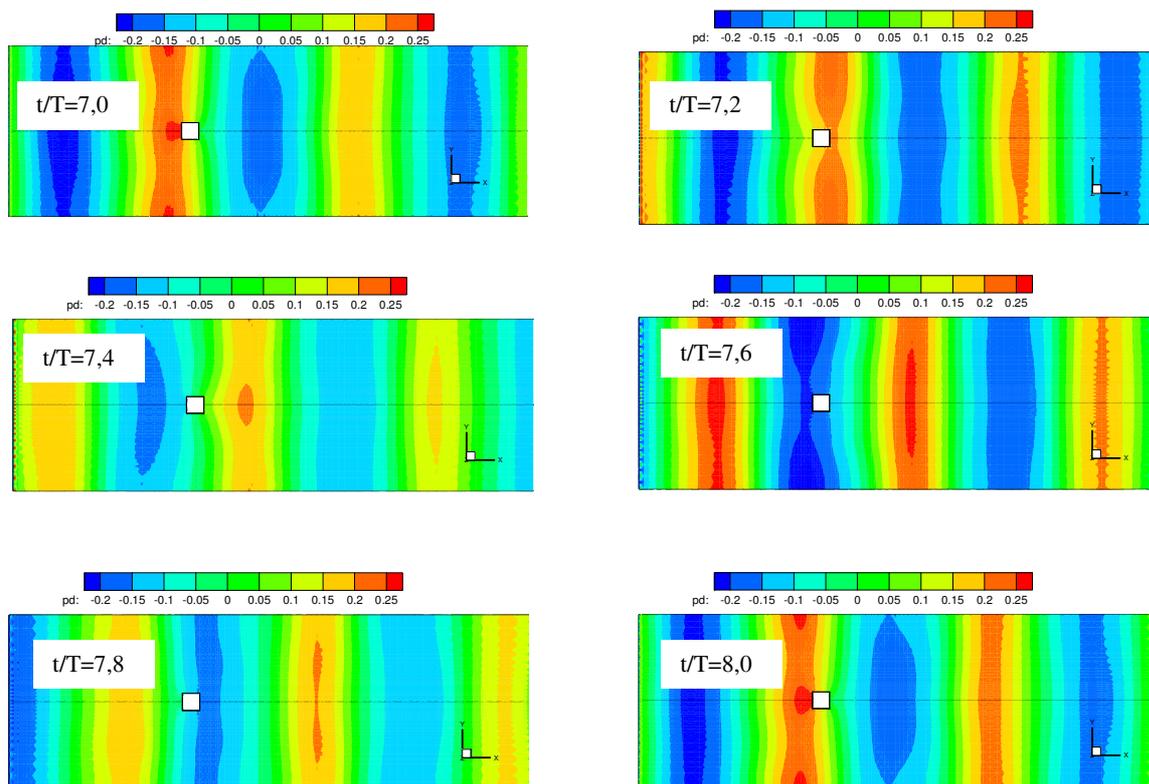


Figura 7. Pressão dinâmica durante um período da onda no plano a profundidade de 0,5m

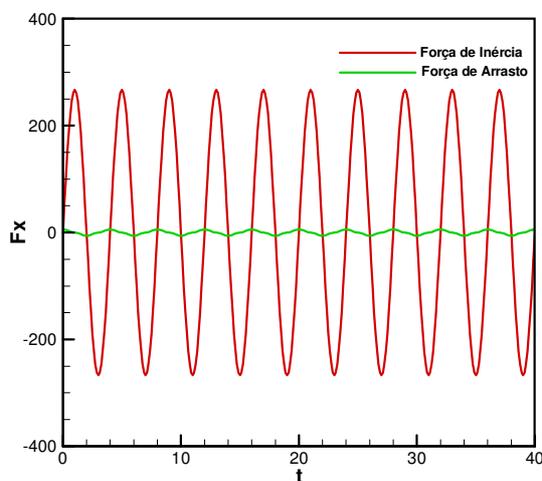


Figura 8. Forças de arrasto e inércia sobre o pilar

Na simulação numérica, a força total foi calculada pela integração da pressão em relação às áreas perpendiculares à direção de propagação da onda. Isto é realizado calculando a pressão média que atua em cada face pertencente à superfície do pilar e multiplicando-a pela sua área. O somatório das contribuições de todas as faces dos elementos de contorno do pilar é a força total na direção de propagação da onda F_x . Por sugestão de Lin e Li (2002), o efeito da força de corte foi desprezado, visto que, normalmente, seu valor é de duas ordens de magnitude inferior que a força devido à pressão. A Figura (9) mostra um gráfico de comparação da força total na direção de propagação da onda, F_x , em relação ao tempo, obtida pelo código FLUINCO e pela equação de Morison. Observa-se que o código FLUINCO demonstrou boa precisão dos resultados em comparação com os valores analíticos. As frequências do ciclo da força são semelhantes, mas notam-se pequenas diferenças de amplitude nas forças de sentido contrário ao da propagação da onda. É possível que este comportamento seja explicado, em parte, pela não-linearidade da onda que não está sendo contemplada nas equações teóricas.

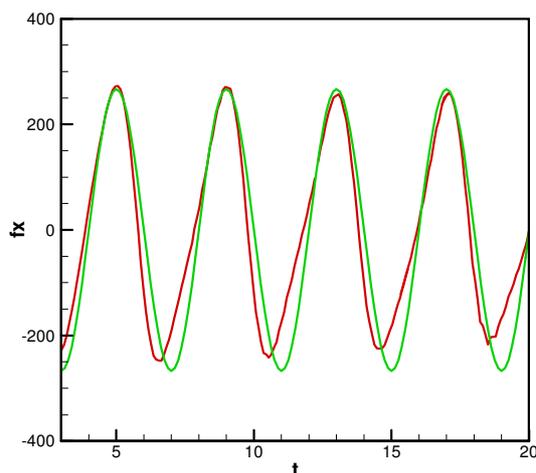


Figura 9. Força F_x sobre o pilar determinado pelo código FLUINCO e pela equação de Morison

5. CONCLUSÕES

Neste trabalho apresentou-se a aplicação do modelo FLUINCO, desenvolvido por Teixeira (2001), no caso da incidência de uma onda monocromática sobre um pilar de seção quadrada vertical. O programa usado baseia-se no método particionado de correção de velocidades e em um esquema semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos, adotando um elemento tetraédrico linear. O algoritmo emprega a formulação ALE para acompanhar os movimentos da superfície livre. O modelo de turbulência está baseado na viscosidade turbulenta, na forma definida por Mittal e Tezduyar (1995), e na generalização da hipótese do comprimento de mistura de Prandtl, conforme proposta de Johns (1991).

Os resultados mostrados incluem as características do escoamento e da superfície livre ao redor do pilar e um gráfico da variação da força horizontal total atuante sobre o pilar ao longo do tempo. Estes resultados foram comparados com os apresentados por Lin e Li (2002), onde se notou semelhanças no que se refere à distribuição dos vetores de velocidade ao redor do pilar ao longo de um período de onda, bem como na dinâmica da superfície livre na região. A força horizontal total atuante sobre o pilar foi calculada analiticamente utilizando a equação de Morison, constatando-se que as forças de arrasto são desprezíveis em relação às de inércia. Na comparação com a força total obtida na simulação, observaram-se resultados muito próximos, embora apresentasse alguma não-linearidade não prevista pelo modelo analítico.

O exemplo proposto neste trabalho mostrou a capacidade do modelo em representar corretamente problemas de interação onda-estrutura 3D, incluindo os efeitos tridimensionais do escoamento.

6. REFERÊNCIAS

- Borgman, L. E., 1958, "Computation of the ocean-wave forces on inclined cylinders", *Journal of Geophysical Research, Transactions AGU*, Vol. 39, No. 5, pp. 885-888.
- Chakrabarti, S. K., 1994, "Hydrodynamics of Offshore Structures", Computational Mechanics Publications.
- Dean, R.G., Dalrymple, R.A., 1994, "Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists", In: *Advanced Series on Ocean Engineering*, Vol. 2, World Scientific Publishing Co. Ltd.
- Flather, R.A., 1976, "A tidal model of the northwest European continental shelf", *Mem. Soc. R. Liege*, Vol. 6, No. 10, pp. 141-164.
- Johns, B., 1991, "The modeling of the free surface flow of water over topography", *Coastal Eng.*, Vol.15, pp. 257-278.
- Li, C.W. and Yu, T.S., 1996, "Numerical investigation of turbulent shallow recirculating flows by a quasi-three-dimensional $k-\epsilon$ model", *Int. J. Num. Met. Fluids*, Vol. 23, pp. 485-501.
- Lin, P., Li, C.W., 2002, "A σ -coordinate three-dimensional numerical model for surface wave propagation", *Int. J. Num. Met. Fluids*, Vol. 38, pp. 1045-1068.
- Mittal, S., Tezduyar, T.E., 1995, "Parallel finite element simulation of 3D incompressible flows-fluid-structure interaction", *Int. J. Num. Meth. Fluids*, Vol. 21, pp. 933-953.
- Moe, G., Verley, R.L.P., 1980, "Hydrodynamic damping of offshore structures in wave currents", *Proceedings of the Twelfth Offshore Technology Conference*, Houston, Texas, OTC 3798, pp. 37-44.
- 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.
- Sarpkaya, T., 1976, "Vortex Shedding and Resistance in Harmonic Flow about Smooth and Rough Circular Cylinders at High Reynolds Numbers", Rep. NPS-59SL76021, U.S. Naval Postgraduate School.

- Teixeira, P.R.F., 2001, "Simulação numérica da interação de escoamentos tridimensionais de fluidos compressíveis e incompressíveis e estruturas deformáveis usando o método de elementos finitos", Tese de doutorado, PPGEC-UFRGS, Porto Alegre.
- Teixeira, P.R.F., Awruch, A.M., 2000, "Numerical simulation of three dimensional incompressible flows using the finite element method", *ENCIT*, 8, Porto Alegre.
- Vengatesan, V., Varyani, K.S., Barltrop, N.D.P., 2000, "Wave-current forces on rectangular cylinder at low KC numbers", *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, Vol. 10, N. 4, pp. 276-284.

7. DIREITOS AUTORAIS

NUMERICAL SIMULATION OF THE WAVE OVER A VERTICAL PILE OF SQUARE SECTION USING A MODEL BASED ON THE NAVIER-STOKES EQUATIONS

Lucas Vanini, lucasvanini@passofundo.ifsul.edu.br¹
Paulo Roberto de Freitas Teixeira, pauloteixeira@furg.br²

¹ Instituto Federal de Educação Ciência e Tecnologia Sul Rio-Grandense, Perimetral Leste street, 150, 99064-440, Passo Fundo, RS, Brazil.

² Universidade Federal do Rio Grande, Av. Itália, km 8, Campus Carreiros, 96201-900, Rio Grande, RS, Brazil.

Abstract: *Currently, the study of circulation and waves in oceans, estuaries, rivers, lagoons and on coasts, as well as their interaction with structures is very important for ocean and coastal engineering. In many cases, the vertical movement of the fluid cannot be ignored, thus requiring a three-dimensional analysis through the direct integration of the Navier-Stokes equations. The application of a 3D numerical model, based on the Navier-Stokes equations, to the action of a regular wave on a vertical pile of square section is the objective of this paper. The model, called FLUINCO, employs a fractional two step semi-implicit Taylor-Galerkin method to discretize the Navier-Stokes equations in time and space. The movement of the free surface is governed by its kinematic boundary condition. The Arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation is used to enable the mesh to follow the movements of the free surface. In the case study, the wave has a 4s period and is 0.05 m high, and the pile (section 1m x 1m) is fixed at the bottom and in the center of a channel which is 10 m wide and 1 m deep. Results show the characteristics of the flow and the free surface around the pile, and the total horizontal force that acts on the pile. The velocity vector distribution around the pile during a wave period and the free surface displacements in the region are similar to those obtained by other references. The total horizontal force acting on the pile was calculated analytically using the Morison equation. The drag force is negligible compared with the inertia force. The total force obtained by the model was very similar to the one calculated analytically, although numerical results presented some non-linearity.*

Keywords: *Fluid mechanics, waves, numerical simulation, finite element, free surface.*

Os autores Lucas Vanini e Paulo Roberto de Freitas Teixeira são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído neste trabalho.