

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA INTERAÇÃO ENTRE CORRENTE DE DENSIDADE E CILINDRO FIXO OU EM VIBRAÇÃO INDUZIDA POR VÓRTICES

Vinícios Prestes Morigi, vinicios.morigi@ufrgs.br

Luísa Vieira Lucchese, luisa.lucchese@ufrgs.br

Gabriel Narváez Campo, gabriel.narvaez@ufrgs.br

Edith Beatriz Camaño Schettini, bcamano@iph.ufrgs.br

Núcleo de Estudos em Transição e Turbulência, Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Porto Alegre, Brasil.

Abstract. *This paper aims to study a gravity current interacting with a fixed or oscillating cylinder, via 2D numerical simulation. The oscillating cylinder is submitted to vortex induced vibration (VIV) in the vertical direction, characterizing one degree of freedom. The cylinder axis is parallel to the channel bottom and transverse to the gravity current. This is analogue to a set in which the channel bottom is the bottom of the sea, and the circular cylinder is a cable or a duct in the deep sea. The results show difference between the rigid and the VIV cylinder in some points: the vortex shedding is different in those cases, because of the cylinder movement. The cylinder displacements are, generally, periodic and have the same frequency as the vortex shedding in the Von Karman.*

Keywords: *numerical simulation, gravity current, vortex induced vibration*

1. INTRODUÇÃO

As correntes de densidade podem estar presentes em fenômenos como tempestades de areia, frentes de ar com diferentes temperaturas, dispersão de poluentes, assim como em deslizamentos de solo e avalanches. Elas acontecem quando um fluido de maior densidade se propaga em outro de menor densidade, sendo que o escoamento do presente estudo tem uma direção principal perpendicular à da gravidade (Simpson, 1997) [13]. Segundo Linden [8] "as correntes de densidade ocorrerem quando existem variações de densidade horizontal de um fluido sob a ação de um campo gravitacional. Um exemplo simples é a corrente que flui em uma casa quente através da porta quando ela é aberto em um dia frio, sem vento. A maior densidade do ar frio produz uma pressão mais elevada no lado de fora da porta do que do lado de dentro, e esta diferença de pressão conduz o ar frio na parte inferior e o ar quente para fora na parte superior da porta".

Alguns trabalhos, envolvendo correntes de densidade, tiveram abordagens experimentais, como o feito por Huppert (2004) [5] (Figura 1).

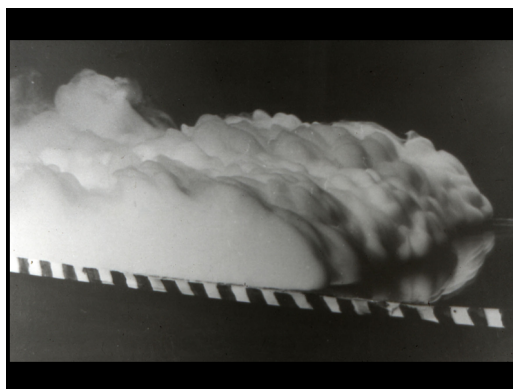


Figura 1. Corrente de densidade realizada experimentalmente por Huppert (2004) [5].

A interação das correntes de densidade com estruturas submersas é de especial interesse na engenharia, pois, por exemplo, no caso da falha de tubulações de petróleo no assoalho marinho, podem haver consequências catastróficas para o meio ambiente. Nesse contexto, considera-se a Vibração Induzida por Vórtices (VIV), que faz referência a deslocamentos harmônicos da estrutura causados pelo desprendimento de vórtices. É sabido que estes deslocamentos modificam a frequência de desprendimento e o formato da esteira que simultaneamente altera as forças sobre o cilindro. Esta interação não-linear é chamada de interação fluido-estrutura e, aplicada a correntes de densidade, corresponde ao tema de interesse do presente trabalho.

O objetivo é analisar a dinâmica da interação da corrente de densidade com a estrutura cilíndrica, comparando a

situação de cilindro fixo com o submetido a VIV. Para conformar este objetivo, foi utilizada uma solução computacional através do código *Incompact3d* (Laizet e Lamballais, 2009 [6]) modificado para simular uma corrente de densidade e introduzir a VIV. A metodologia utilizada, para a representação da turbulência, foi a simulação numérica direta. Foram simuladas situações em 2D, devido ao grande custo computacional exigido por este tipo de simulação em 3D.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A interação entre corrente de densidade e estruturas cilíndricas já foi foco de trabalhos experimentais (e.g. Ermanyuk e Gavrilov, 2005 [2]) e numéricos (e.g. Gonzalez-Juez et al., 2009 [4] e Lucchese et al., 2014 [9]). Estes trabalhos abordaram as instabilidades inerentes a essa interação, o aspecto quantitativo e a medição de coeficientes de arrasto e sustentação. Também foi abordada em trabalhos anteriores a interação da corrente de densidade com um prisma retangular (Tokuyay et al., 2011 [15]). As simulações representam vários fenômenos interessantes, como formação da frente da corrente de densidade, instabilidades de Kelvin-Helmholtz, o impacto da corrente no cilindro (Gonzalez-Juez et al., 2009 [4]) e a formação de uma esteira de vórtices de Von Kármán (Lucchese et al., 2014 [9]). Segundo Gonzalez-Juez et al. (2009)[4], existem três fases do escoamento: impacto, que é o encontro com o cilindro, marcado pelo máximo valor da força de sustentação, além de variação brusca da força de arrasto; transiente, que corresponde à transição entre o impacto e a fase quase-estável; quase-estável, onde a esteira de Von Kármán é observável para alguns valores de vãos entre o cilindro e o fundo do canal. Foi observado por Lucchese et al. (2014) [9] que, em alguns casos, há colisões frontais, em que há separação da frente da corrente em duas partes, a inferior e a superior, divididas pelo cilindro. Após um certo tempo a corrente volta ao estado natural, e a frente forma-se novamente.

Um fenômeno importante observável nas simulações são as instabilidades de Kelvin-Helmholtz (Thomson, 1871 [14]), presente devido as diferenças de densidade e velocidade dos fluidos, gerando uma camada cisalhante entre a corrente de densidade e a parte superior do canal. Outro fenômeno presente é o desprendimento de vórtices (Tritton, 2005 [16]), que é originário da separação da camada limite, enquanto a formação da esteira de Von Kármán está associada às instabilidades nas camadas cisalhantes livres a jusante do cilindro. Os mecanismos de formação e desenvolvimento da esteira são função, principalmente, da relação entre forças de inércia e viscosas representada no número de Reynolds.

Este desprendimento de vórtices forma as condições possíveis para a VIV, que, segundo Williamson e Govardhan (2004) [17], tem aplicações práticas em muitos campos da engenharia, por exemplo, vibrações em tubos permutadores de calor, dinâmica estrutural de risers transportadores de óleos do assoalho marinho para a superfície, estruturas ancoradas no oceano e é relevante no projeto de estruturas civis tais como pontes e chaminés. Para simulações numéricas, segundo Campo (2015) [1], a resolução do problema passa pela integração das tensões normais e tangenciais sobre a superfície sólida do cilindro, em cada instante de tempo. Desta maneira, obtém-se a variação temporal dos coeficientes de arrasto e sustentação, que induz a movimentos vibratórios em uma (para um grau de liberdade) ou duas (para dois graus de liberdade) direções. Esses movimentos induzidos acabam por modificar a esteira de vórtices, portanto, estruturas fixas podem gerar um padrão completamente diferente, dependendo da situação.

Segundo Pinto (2011) [10], a medida que a velocidade do escoamento aumenta, a frequência de desprendimento de vórtices se aproxima da frequência natural de oscilação do corpo, fazendo com que este corpo responda às forças de pressão produzidas pela esteira de vórtices. Será abordada no presente trabalho a situação de cilindro elasticamente montado, com um grau de liberdade na direção vertical (transversal ao escoamento principal), além da comparação com a respectiva situação de cilindro fixo.

3. METODOLOGIA NUMÉRICA

3.1 Modelo Matemático

Os parâmetros utilizados para adimensionalizar as equações foram: a velocidade de fluatibilidade (u_b), a altura do lock-exchange (h), que é igual a metade da altura do canal simulado, a massa específica mínima (ρ_{min}) e máxima (ρ_{max}). Estes dois últimos definem uma representação adimensionalizada da concentração (ϕ), conforme equação abaixo:

$$\phi = \frac{\rho - \rho_{min}}{\rho_{max} - \rho_{min}}, \quad (1)$$

onde, ρ é a massa específica absoluta do diferencial de volume.

As equações adimensionais da continuidade, de Navier-Stokes e de transporte difusão podem ser expressas como:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} = -\nabla p + \rho \vec{e}_g + \frac{1}{\sqrt{Gr}} \nabla^2 u, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u}) = \frac{1}{\sqrt{GrSc}} \nabla^2 \rho. \quad (4)$$

onde, \vec{u} é o campo de velocidade, \vec{e}_g o vetor aceleração da gravidade, Sc é o número de Schmidt, que relaciona viscosidade cinemática (ν) e difusividade molecular (k) e Gr , o número de Grashof, que pode ser representado como o quadrado do Número de Reynolds (Re), definido como:

$$Re = \frac{Uh}{\nu}. \quad (5)$$

É importante destacar que, na equação da continuidade (2), admitiu-se a aproximação de Boussinesq, ou seja, $\Delta\rho/\rho \ll 1$, e, portanto, a taxa de deformação volumétrica é invariável.

Definiu-se o *Lock-Exchange* como condição inicial. Esta condição consiste da concentração adimensional $\phi = 1$ aprisionada em $0 \leq x \leq X_f$ e $0 \leq y \leq Y_f$, e $\phi = 0$ fora dessa fronteira. A fronteira vertical em $x = X_f$ é liberada no tempo inicial, promovendo o início da mistura entre concentrações e a formação da corrente de densidade, por efeito gravitacional.

Foram impostas as seguintes condições:

- Região de entrada ($x = 0$): não foi imposta nenhuma condição de escoamento permanente ($\vec{u} = 0$).
- Região de fronteiras laterais ($x = 0$ e $x = L_x$): condição de deslizamento livre (*free-slip*).
- Região de fronteiras superior e inferior do canal ($y = 0$ e $x = L_y$): condição de não-deslizamento (*no-slip*).
- O cilindro tem condição de contorno de não-deslizamento (*no-slip*) e de não-difusão.

A situação descrita está ilustrada na Figura 2.

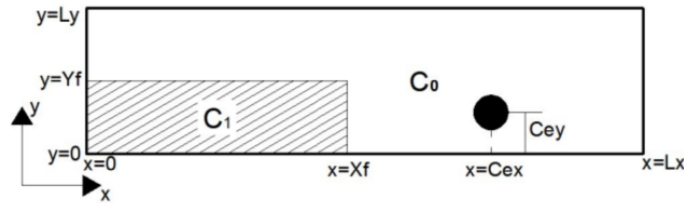


Figura 2. Condição inicial do escoamento no canal simulado e domínio de integração

Para o equacionamento para a VIV foi necessário utilizar uma equação diferencial adimensionalizada feita por Shiels *et al.* (2001)[11] cuja adimensionalização foi feita em termos dos parâmetros físicos do escoamento e obtendo-se:

$$m^{**} \ddot{y}^* + c^* \dot{y}^* + k^* y^* = C_L(t^*), \quad (6)$$

sendo:

$$y^* = \frac{y}{D}, \quad \dot{y}^* = \frac{\dot{y}}{U_o}, \quad \ddot{y}^* = \frac{\ddot{y} D}{U_o^2}, \quad t^* = t \frac{U_o}{D}, \quad m^{**} = \frac{m}{\frac{1}{2} \rho D^2 l} = \frac{\pi \rho_b}{2 \rho}, \quad (7)$$

$$c^* = \frac{c}{\frac{1}{2} \rho U_o D l}, \quad k^* = \frac{k}{\frac{1}{2} \rho U_o^2 l}.$$

Onde m^* é a massa reduzida do sistema, k^* é o coeficiente de rigidez, c^* o coeficiente de amortecimento, \ddot{y}^* , \dot{y}^* e y^* são a aceleração, a velocidade e o deslocamento transversal do cilindro e C_L o coeficiente de sustentação

3.2 Modelo Numérico

O código *Incompact3D* resolve as equações governantes do escoamento, discretizando-as em uma malha cartesiana e utilizando o método das diferenças finitas para a aproximação das derivadas espaciais. Para a discretização temporal das equações o método de Adams-Bashfort de segunda ordem foi utilizado para a integração temporal. Para a discretização espacial dos termos convectivo-difusivo e transporte-difusão, utilizou-se um esquema de diferenças finitas compactas de sexta ordem (Lele, 1992 [7]). Os esquemas compactos são esquemas implícitos, que relacionam o valor da derivada em um ponto ao valor da derivada em pontos vizinhos. Verifica-se a condição de incompressibilidade via resolução da equação de Poisson no campo espectral de Fourier.

Foi utilizado o método de Runge-Kutta de quarta ordem para resolver a equação diferencial 6 referente a VIV.

O domínio de integração é retangular, de tamanho constante L_x por L_y , e o centro do cilindro de raio R e diâmetro D está separado por uma distância C_{ey} do fundo do canal e C_{ex} do início do canal. A relação entre C_{ey} e a distância da parte inferior do cilindro ao fundo do canal (g) G é:

$$C_{ey} = G + \frac{D}{2}. \quad (8)$$

As simulações foram realizadas em uma malha cartesiana bidimensional retangular. Para a representação do obstáculo imerso, foi adotado o Método das Fronteiras Imersas. Foi utilizado o Método dos Contornos Virtuais, descrito por Goldstein (1993)[3]. Este método possibilita a inserção de geometrias no escoamento através da introdução de um termo de força não-permanente ($\vec{F}(x, t)$) na equação da quantidade de movimento. Este termo é escolhido de forma a agir nos pontos da fronteira de uma superfície e para ter uma direção e magnitude opostas ao escoamento local (Silvestrini e Lamballais, 2000)[12].

No que tange à modelagem do VIV, segundo Campo, 2015 [1], existe uma grande dificuldade tanto analítica quanto numérica, uma vez que ambas são bastante limitadas. A primeira pela falta de soluções analíticas das equações diferenciais parciais que descrevem o fenômeno, a segunda majoritariamente pelo custo computacional exigido.

Um método utilizado no presente trabalho foi o Método das Fronteiras Imersas (*IBM - Immerse Boundary Method*), que determina as fronteiras do obstáculo imerso dentro da malha. Utilizando a condição de não deslizamento sobre as fronteiras, a concentração e a velocidade ficam impedidas de cruzar a superfície de cilindro. Assim, a velocidade na superfície do cilindro é nula, contudo, definiu-se uma velocidade alvo fictícia dentro do cilindro que permitiu dar continuidade à primeira derivadas da velocidade sobre a superfície do cilindro. Isto diminui instabilidades e flutuações numéricas no contorno do cilindro. A função (em radianos e com r variando de 0 a R) descrita na equação abaixo, inverte a velocidade na superfície interna e a atenua gradualmente em direção ao centro do cilindro, até que seja anulada, como pode ser visto na figura 3, que apresenta uma situação ligeiramente diferente do presente trabalho, uma vez que o perfil de velocidades é outro.

$$f(r) = \sin(2\pi r^2). \tag{9}$$

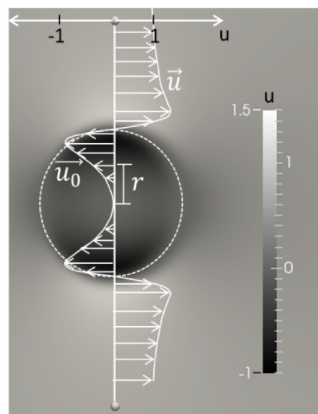


Figura 3. Figura de Campo [1] para a inversão de velocidades.

4. RESULTADOS

Primeiramente, foi feita a verificação dos coeficientes hidrodinâmicos obtidos nos resultados com base em outro trabalho de simulação numérica. Devido à falta de outros trabalhos que relacionam o VIV com corrente de densidade, só foi possível validar para a situação do cilindro fixo. Depois, foi possível extrapolar para outras situações, a fim de estudar diferentes casos.

4.1 Verificação

Para a verificação do código para o cilindro fixo compararam-se os resultados obtidos com os resultados de Gonzalez-Juez et. al., 2009 [4]. A figura 4 mostra a comparação dos coeficientes de arrasto e sustentação para $C_{ey} = 0.085$, $C_{ex} = 12.5$, $Re = 2000$, $X_f = 9$ e $Y_f = 1$.

Também comparou-se o resultado para $C_{ey} = 0.225$, $C_{ex} = 12.5$, $Re = 2000$, $X_f = 9$ e $Y_f = 1$ (figura 5).

As figuras mostram que os coeficientes hidrodinâmicos estão com comportamentos semelhantes. Na figura 5, o coeficiente de sustentação oscila cada vez menos amplitude, que está ligado fato de se ter um volume finito do *lock-exchange*. O desprendimento de vórtices do presente trabalho está em fase com o de Gonzalez-Juez et. al., 2009 [4]. Tendo em vista o fato de não haver velocidade na condição inicial, a força parte de zero, atingindo seu pico no momento da passagem da frente da corrente pelo cilindro.

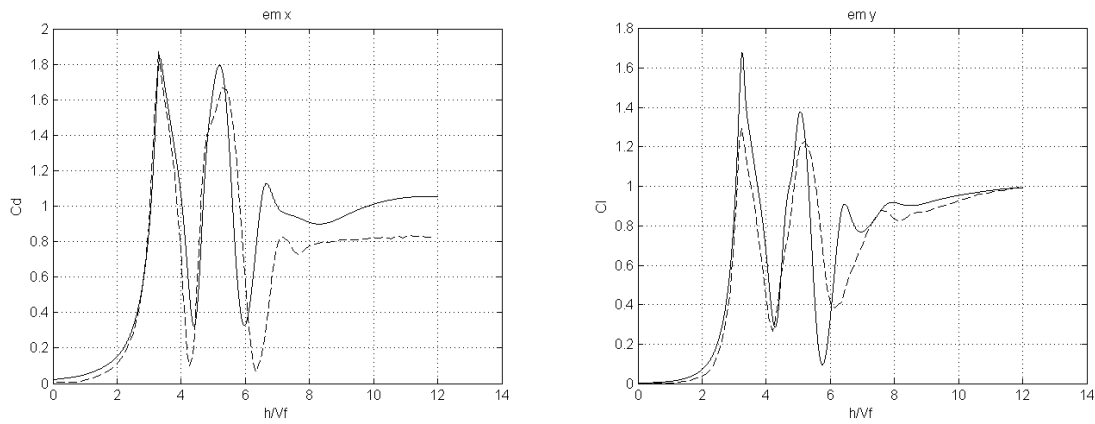


Figura 4. Coeficientes de arrasto (à esquerda) e de sustentação (à direita). Linha tracejada: simulação de Gonzalez-Juez et. al. (2009 [4]). Linha contínua: este trabalho.

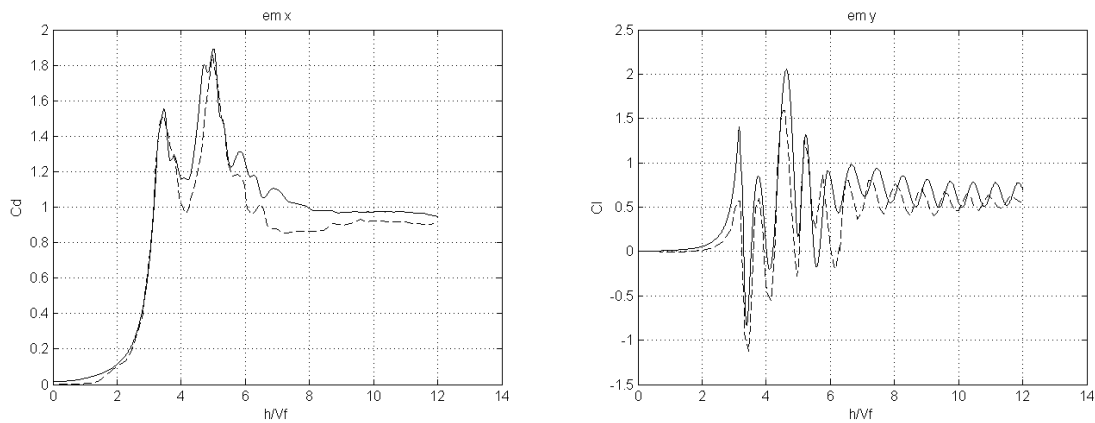


Figura 5. Coeficientes de arrasto (à esquerda) e de sustentação (à direita), para $C_{ey} = 0.225$. Linha tracejada: simulação de Gonzalez-Juez et. al. (2009 [4]). Linha contínua: este trabalho.

4.2 Cilindro Fixo

Após a verificação, alguns parâmetros foram modificados a fim de se analisar e comparar essas mudanças, tais como o diâmetro do cilindro (D) e a posição do centro do cilindro (C_{ey}), o que altera o *Gap* (G) entre o fundo do canal e o cilindro. Também foram fixados alguns parâmetros, para viabilizar comparações, como Número de Reynolds ($Re = 1500$) e as dimensões do canal ($L_x = 24$, $L_y = 2$, $X_f = 9$ e $Y_f = 1$) com malha de $n_x = 3001$ e $n_y = 343$ pontos na horizontal e vertical, e passo de tempo $dt = 0.0008$. Essa malha espacial e temporal foi usada previamente por Lucchese et al., 2014 [9].

A figura 6 mostra o campo de concentração para a situação de $C_{ex} = 12.5$, $D = 0.2$ e $C_{ey} = 0.3$ durante os tempos $t = 5.9$, $t = 8.0$ e $t = 12.4$ (figura 6), em que é notável a forma como a presença do cilindro afeta as concentrações a jusante do mesmo. É notável, na figura 6, a formação da frente da corrente de densidade, bem como a interferência do cilindro para o escoamento, criando instabilidades. A figura 7 representa os coeficientes de arrasto e de sustentação da simulação descrita, de onde percebe-se o pico do coeficiente de sustentação no momento da colisão, além de uma ordem de grandeza semelhante entre os dois coeficientes.

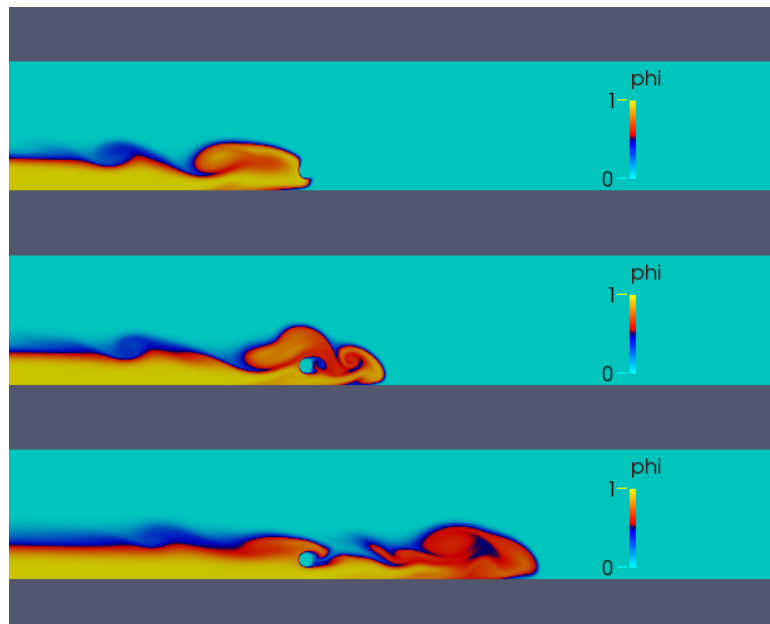


Figura 6. Campos de concentrações nos tempos $t = 5.9$, $t = 8.0$ e $t = 12.4$, para o caso com cilindro fixo.

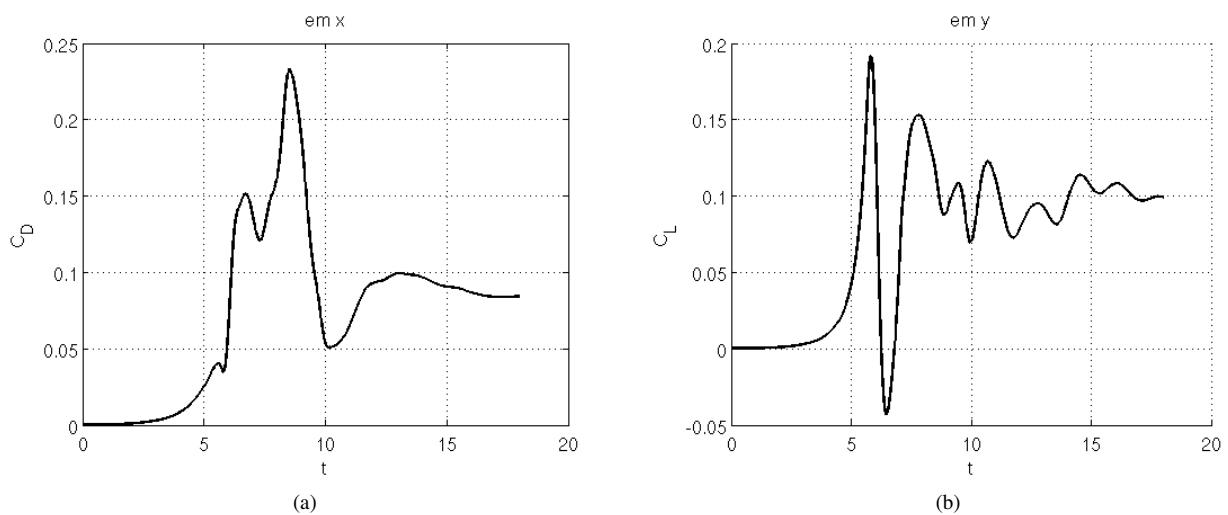


Figura 7. (a) Coeficiente de arrasto com o tempo. (b) Coeficiente de sustentação com o tempo, sendo que o máximo positivo corresponde ao momento do impacto.

4.3 Cilindro Em VIV

Para fins de comparação, os mesmos parâmetros foram aplicados para um cilindro em VIV com constante de rigidez de $k^* = 17.54$, coeficiente de amortecimento $c^* = 0$ e massa reduzida $m^* = 4$. A figura 8 representa os mesmos tempos do caso anterior, na qual também é notável a formação da frente da corrente de densidade.

Comparando as figuras 6 e 8, para o tempo $t = 12.4$, já é perceptível uma mudança a jusante do cilindro, ou seja, o fato de o cilindro não ser fixo no segundo caso afeta o escoamento. Notável a forma como a presença do cilindro afeta as concentrações a jusante do mesmo.

Os coeficientes de arrasto e de sustentação são apresentados na figura 9.

A figura 10 mostra os deslocamentos sofridos pelo cilindro com o tempo. O deslocamento tem padrão periódico de ocorrência, e se pode observar que a frequência foi similar a do desprendimento de vórtices. Os deslocamentos, para o caso mostrado, são, em grande parte, no sentido negativo, ou seja, para baixo. Isso se deve principalmente a fase de impacto do escoamento, em que a corrente de densidade causa a força no sentido negativo da direção vertical. Porém, em tempos avançados, pode-se observar que o cilindro continua oscilando com período semelhante, mesmo muito tempo depois da passagem da frente da corrente. Ao longo da passagem do tempo, quando mais massa de fluido começa a passar

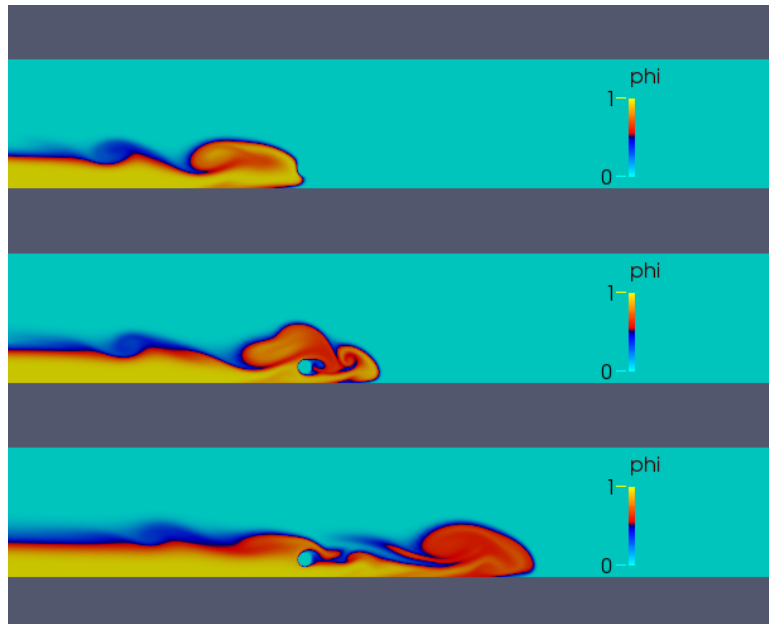


Figura 8. Campos de concentrações nos tempos $t = 5.9$, $t = 8.0$ e $t = 12.4$, para o caso com VIV.

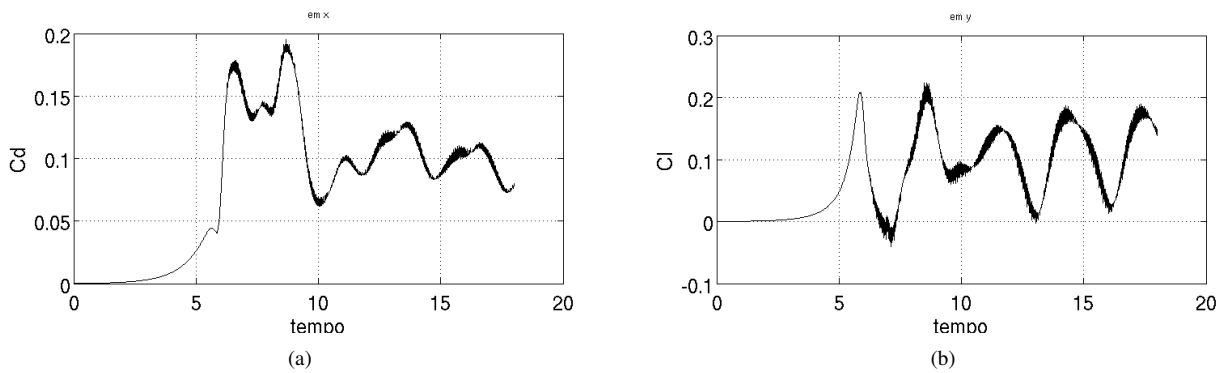


Figura 9. (a) Coeficiente de arrasto com o tempo. (b) Coeficiente de sustentação com o tempo.

pele lado inferior da estrutura cilíndrica, os deslocamentos migram para uma condição em que oscilam menos para o lado inferior, e mais para o lado superior. Espera-se que, em tempos suficientemente grandes, os deslocamentos se estabilizem e depois cessem.

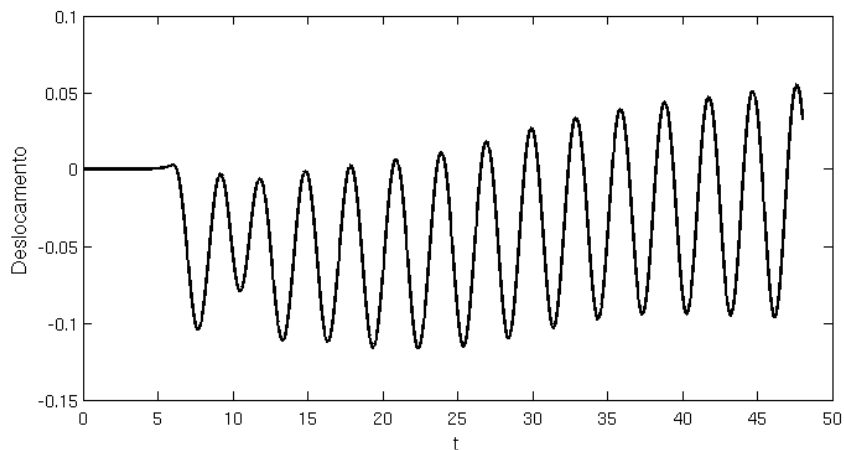


Figura 10. Variação do deslocamento vertical do cilindro com o tempo.

5. CONCLUSÃO

Através de simulações numéricas com esquema em diferenças finitas compacto de sexta ordem, aplicados a uma malha cartesiana retangular, utilizando o *IBM (Immersed Boundary Method)* para inserir um corpo, o trabalho estuda a interação entre fluido (corrente de densidade) e estrutura (cilindro). O programa foi implementado para simular situações com o cilindro fixo e com o cilindro em VIV com um grau de liberdade vertical, a fim de comparar as situações.

Assim existem diferenças importantes nos coeficientes hidrodinâmicos entre o caso fixo e o caso em VIV, bem como no campo de concentrações, encontradas apenas a jusante do cilindro, ou seja, a montante não houve alterações significativas no escoamento. O fato de implementar a VIV aumenta a amplitude de oscilação do coeficiente de sustentação na fase quase-estável, assim como também é perceptível para ambos os casos um coeficiente de sustentação positivo no instante do impacto. Nos casos estudados, o escoamento, representado pelo campo de concentrações, foi afetado, a jusante do cilindro, de forma diferente para o caso do cilindro fixo e do cilindro em VIV, uma vez que o movimento do cilindro no segundo caso acaba alterando o padrão de desprendimento dos vórtices da esteira de Von Kármán.

6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a UFRGS pela bolsa de Iniciação Científica concedida ao primeiro autor, ao CNPq pela bolsa de mestrado concedida a segunda autora e pela bolsa de doutorado concedida ao terceiro autor.

7. REFERÊNCIAS

- Campo, G. F. N., 2015. Análise numérica da vibração induzida por vórtices de dois cilindros alinhados com o escoamento. Dissertação de mestrado. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
- Ermanyuk, E. V., and Gavrilov, N., 2005. Interaction of an internal gravity current with a submerged circular cylinder. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 46,216-223.
- Goldstein, D., Handler, D., and Sirovich, L., 1993. Modeling a no-slip flow boundary with an external force field. *Journal of Computational Physics* 105, 354-366.
- Gonzalez-Juez, E. Meiburg, E. and Constantinescu, G., 2009. The interaction of a gravity current with a circular cylinder mounted above a wall: Effect of the gap size. *Journal of Fluids and Structures* 25.
- Huppert, H. E., 2004. "Gravity Currents", Kansai Seminar House, Kyoto, Japan. <http://www.gfd-dennou.org/arch/fdeps/2004-12-06/huppert/lecture6/pub-web/index.html.en>
- Laizet, S., Lamballais, E., 2009. High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. *J. Comp. Phys.* 228.
- Lele, S. K., 1992. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comp. Phys.* 103, pp. 16-42.
- Linden, P., 2012. 1 -Gravity currents - theory and laboratory experiments. Cambridge University Press. pp. 13-51
- Lucchese, L. V., Silva, V.S.V., Silvestrini, J. H., Schettini, E. B. C., 2014. "Análise da interação entre correntes de densidade e estruturas cilíndricas utilizando simulação numérica direta." In: IX Escola de Primavera de Transição e Turbulência, São Leopoldo, RS, Brazil.
- Pinto, L. C., 2011. Análise por simulação numérica direta do escoamento ao redor de um cilindro submetido a vibração induzida por vórtices. Tese de Doutorado. Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental, Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
- Shiels, D., Leonard, A., and Roshko, A. 2001. Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters. *J. Fluid and Structures.* 15, 3-21.
- Silvestrini, J. H., and Lamballais, E., 2000. Direct numerical simulation of wakes with virtual cylinders. *Mecanica Computacional XIX*, pp.13-18.
- Simpson, J., 1997. Gravity currents: In the environment and the laboratory. Cambridge University Press 2nd Edn.
- Thomson, W., 1871, Hydrokinetic solutions and observations. *Philosophical Magazine*, Volume 42, pp 362-377.
- Tokuyay, T., Constantinescu, G., Gonzalez-Juez, E. Meiburg., 2011. Gravity currents over periodic arrays of blunt obstacles: Effect of the obstacle size. *Journal of Fluids and Structures.*
- Tritton, D., J., 2005, *Physical Fluid Dynamics*. Publisher: Clarendon Press.
- Williamson, C. H. K., and Govardhan, R., 2004. Vortex induced vibrations. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 36, 413-455.

8. AVISO DE RESPONSABILIDADE

Os autores são os únicos responsáveis pelo material impresso incluído nesse artigo.