

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO A BAIXO REYNOLDS SOBRE UM CILINDRO DE DIÂMETRO VARIÁVEL USANDO MFI / MFV

José Eduardo Santos Oliveira

Laboratório de Transferência de Calor e Massa e Dinâmica dos Fluidos – Faculdade de Engenharia Mecânica – Universidade Federal de Uberlândia – Bloco 1M Campus Santa Mônica – Av. João Naves de Ávila, 2.121. CEP 38400 – 902 Uberlândia – MG, Brasil
e-mail: jeolivei@mecanica.ufu.br

Ana Lúcia Fernandes de Lima e Silva

e-mail: alfsilva@mecanica.ufu.br

Gilmar Guimarães

e-mail: gguima@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto

e-mail: aristeus@mecanica.ufu.br

Resumo. São apresentadas nesse trabalho simulações de escoamentos sobre um corpo imerso de geometria variável no tempo. O escoamento é simulado através da solução numérica das equações de Navier-Stokes utilizando o método da fronteira imersa com o modelo físico virtual (MFI/MFV). Essa metodologia permite a modelagem de geometrias complexas imersas no escoamento. Como as malhas euleriana (para o fluido) e lagrangiana (para a interface fluido/sólido) são geometricamente independentes, não existe restrição quanto à movimentação ou deformação do corpo. Desta forma a simulação do escoamento sobre superfícies móveis não apresenta nenhuma dificuldade adicional, como ocorre nos métodos clássicos. É então apresentada a simulação de escoamentos a baixos números de Reynolds sobre um cilindro de diâmetro variável, com várias velocidades de movimentação da fronteira a fim de avaliar o efeito transiente sobre o escoamento. O coeficiente de arrasto e o comprimento da bolha de recirculação são comparados com resultados em regime permanente, experimentais e numéricos encontrados na literatura. O modelo apresentou uma boa coerência física e concordância com os resultados de referência.

Palavras chave: superfícies deformáveis, método da fronteira imersa, cilindro, coeficiente de arrasto.

1. Introdução

Problemas envolvendo escoamento sobre corpos imersos sempre foi objeto de estudo em engenharia demandando um grande esforço de pesquisas, principalmente em aerodinâmica, no estudo de escoamentos sobre aerofólios ou mesmo configurações completas como corpos de aeronaves e automóveis. Devido à complexidade do fenômeno, por muito tempo utilizaram-se experimentos controlados em túneis de vento e testes de campo. Nas últimas décadas, o uso da simulação numérica vem se intensificando bastante nesse campo de estudo.

Por envolver essencialmente geometrias complexas os métodos clássicos de simulação usados apresentam alguns inconvenientes, principalmente no estudo de problemas de interação fluido-estrutura, como por exemplo, na simulação de corpos móveis ou deformáveis que, invariavelmente, perturbam a dinâmica do escoamento. Nestes casos, dificilmente se empregam com sucesso métodos tradicionais.

Basicamente duas metodologias vêm sendo empregadas na simulação desse tipo de problema. Uma faz uso de malhas não estruturadas, para descrever geometrias complexas, e re-malhagem, nos casos de corpos deformáveis. A outra metodologia empregada é o método de fronteira imersa (MFI), como proposto por Peskin, 1977. Essa última classe de métodos apresenta algumas vantagens, podendo-se citar: a possibilidade de simular geometrias complexas em malhas cartesianas e também o fato de que os métodos de fronteira imersa estão livres da necessidade de reconstrução da malha sobre todo o domínio de cálculo a cada passo de tempo durante a deformação/movimentação do corpo, processo esse bastante caro computacionalmente.

Na literatura não existem muitos casos teste para validação de problemas com geometria móvel/deformável. Um caso experimental que tem sido usado como *benchmark* foi apresentado por Pedley and Stephanoff, 1985. Trata-se do escoamento no interior de um canal. Inicialmente trata-se de um escoamento de Poiseuille que é modificado pela oscilação de uma seção do canal, levando ao aparecimento de um trem de ondas que se propagam pelo escoamento. Udaykumar et al., 2001 utilizou esse caso experimental na validação de seu método numérico. Zhao and Forhad, 2003 também utilizaram esse mesmo caso teste, o método de simulação empregado pelos autores é baseado em malhas não

estruturadas, sendo que os resultados obtidos reproduziram bem os dados experimentais. O modelo foi considerado satisfatório. Os autores destacam o elevado custo do processo de regeneração da malha, apresentando soluções para problemas que envolvem pequenos deslocamentos.

No presente trabalho é empregado o Método da Fronteira Imersa (MFI) com Modelo Físico Virtual (MFV), na simulação de escoamentos sobre corpos imersos deformáveis. Desenvolvido por Lima-Silva, 2002, o MFV é responsável pelo cálculo do campo de força lagrangiano, para isso o modelo baseia-se apenas nas equações de momento. O método vem sendo utilizado com sucesso na simulação de corpos imersos estacionários, como mostrado por Lima-Silva et al., 2003. Aqui é apresentada a extensão da metodologia para a simulação de escoamentos sobre corpos deformáveis. O trabalho foca a simulação sob corpos de geometrias fechadas e nesse sentido, não se encontrou nenhum caso teste apropriado. Optou-se então por reproduzir situações clássicas encontradas na literatura. Foi então simulado o escoamento sobre um cilindro de diâmetro variável. Os resultados foram comparados com correlações empíricas e dados experimentais e numéricos em regime permanente, ou seja, escoamentos sobre cilindros de diâmetro constante.

2. Modelagem matemática

2.1. Modelagem do domínio de cálculo euleriano

O método consiste em resolver o escoamento sobre corpos imersos utilizando duas malhas geometricamente independentes, uma malha euleriana fixa na qual se resolve o escoamento do fluido e uma malha lagrangiana, responsável por modelar o corpo, independente da malha euleriana. Não existem dificuldades adicionais à simulação de geometrias complexas, no que diz respeito à construção das malhas. Uma vez que a geometria é representada pela malha lagrangiana, não existe a necessidade de modificar a malha euleriana para que esta possa representar com fidelidade a geometria (como é feito nos métodos clássicos). Sendo assim, pode-se manter uma malha cartesiana sobre todo o domínio.

O domínio de cálculo é tratado como se estivesse ocupado somente pelo fluido, assim devem-se resolver as equações governantes do escoamento. A equação da quantidade de movimento, Eq. 1, e a equação da continuidade, Eq. 2, para escoamentos incompressíveis são colocadas abaixo na forma tensorial:

$$\rho \left[\frac{\partial(u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + f_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2)$$

As equações são resolvidas sobre a malha euleriana, sendo que o acoplamento entre as duas malhas é feito pelo termo fonte de força f_i que é distribuído, a partir dos pontos lagrangianos, sobre os pontos da malha euleriana próximos à interface, fazendo com que o escoamento sinta a presença do corpo. O termo fonte f_i da Eq. 1, é definido pela Eq. 3, onde $\vec{F}(\vec{x}_k, t)$ é a densidade de força lagrangiana sob a interface. Note que f_i existe apenas nos pontos que compõem a interface, recebendo valor nulo nos demais pontos da malha. Assim,

$$\vec{f}(\vec{x}) = \int_{\Omega} \vec{F}(\vec{x}_k, t) \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) d\vec{x}_k, \quad (3)$$

onde \vec{F} é a densidade de força lagrangiana localizada nos pontos \vec{x}_k da interface e δ é a função delta de Dirac.

Para a discretização da força euleriana a função delta de Dirac é substituída por uma função de distribuição (D_{ij}) semelhante a uma Gaussiana, a qual guarda a propriedade de integral unitária no intervalo $[-\infty, +\infty]$, definida da seguinte forma:

$$D_{ij}(\vec{x}_k) = \frac{f[(x_k - x_i)/h] f[(y_k - y_i)/h]}{h^2}, \quad (4)$$

$$f(r) = \begin{cases} f_1(r) & \text{se } \|r\| < 1 \\ \frac{1}{2} - f_1(2 - \|r\|) & \text{se } 1 < \|r\| < 2 \\ 0 & \text{se } \|r\| > 2 \end{cases}, \quad \text{onde : } f_1(r) = \frac{3 - 2\|r\| + \sqrt{1 + 4\|r\| - 4\|r\|^2}}{8} \quad (5)$$

com r podendo ser $(x_k - x_i)/h$ ou $(y_k - y_i)/h$ dependendo da direção adotada, h é o tamanho da malha Euleriana e (x_i, y_i) são os pontos Eulerianos.

2.2. Modelagem da densidade de força lagrangiana

O cálculo da força lagrangiana é feito pelo MFV, que avalia dinamicamente a força que o fluido exerce sobre a superfície sólida imersa no escoamento. A força lagrangiana $\vec{F}(\vec{x}_k, t)$ é avaliada levando em consideração todos os termos do balanço de quantidade de movimento. Esta força é dada por:

$$\vec{F}(\vec{x}_k, t) = \vec{F}_a(\vec{x}_k, t) + \vec{F}_i(\vec{x}_k, t) + \vec{F}_v(\vec{x}_k, t) + \vec{F}_p(\vec{x}_k, t). \quad (6)$$

Os termos do lado direito da Eq. 6 são respectivamente: força de aceleração, força de inércia, força viscosa e força de pressão, as quais são definidas pelas equações de Eq. 7 à 10:

$$\vec{F}_a(\vec{x}_k, t) = \rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t}(\vec{x}_k, t), \quad (7)$$

$$\vec{F}_i(\vec{x}_k, t) = \rho(\vec{V} \cdot \vec{\nabla})\vec{V}(\vec{x}_k, t), \quad (8)$$

$$\vec{F}_v(\vec{x}_k, t) = -\mu \nabla^2 \vec{V}(\vec{x}_k, t), \quad (9)$$

$$\vec{F}_p(\vec{x}_k, t) = \vec{\nabla} p(\vec{x}_k, t). \quad (10)$$

Como se pode ver não existem constantes a serem ajustadas no MFV. É um modelo de base puramente física, pois a determinação da força lagrangiana é feita apenas aplicando a equação da conservação da quantidade de movimento a volumes de controle centrados nos pontos lagrangianos da interface, como ilustra o esquema da Fig. 1.

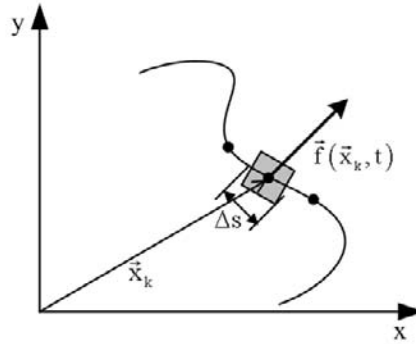


Figura 1: Volume de controle em um ponto lagrangiano qualquer

Observa-se que para o cálculo das parcelas da força lagrangiana é necessário conhecer, a priori, os campos de velocidade e pressão. Como se sabe, esses campos são calculados na malha euleriana, deve-se então obtê-los sobre os pontos lagrangianos os quais, em geral, não são coincidentes com os pontos da malha euleriana. Sendo assim os campos de velocidade e pressão são interpolados em pontos auxiliares próximos à interface.

Para o campo de pressão, somente os valores externos ao corpo imerso e dentro de uma faixa $2\Delta x$ do ponto auxiliar, são levados em consideração durante a interpolação. Já para os campos de velocidade, são considerados valores internos e externos a interface sólida, isso é feito porque o escoamento interno ajuda a impor a condição de não-deslizamento, atuando de maneira semelhante a uma malha virtual.

Após a obtenção das velocidades e pressões sobre os pontos auxiliares, calculam-se as derivadas necessárias para a obtenção da força lagrangiana. O cálculo é realizado por meio de uma aproximação através de polinômios de Lagrange de segunda ordem.

3. Método numérico

Para a solução numérica das equações governantes, Eq. 1 e Eq. 2, foi utilizado para discretização no espaço o método das diferenças finitas centradas de segunda ordem, com malhas deslocadas. Para a discretização no tempo foi usado Euler de primeira ordem. O acoplamento entre a pressão e a velocidade foi feito pelo método de passo fracionado, que consiste em resolver o seguinte sistema de equações:

$$\frac{\bar{u}_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^n}{\partial x_j} - \frac{\partial(u_i u_j)^n}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i^n}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^n}{\partial x_i} \right) \right] + f_i^n, \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi^{n+1}}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{\rho}{\Delta t} \frac{\partial \bar{u}_j^{n+1}}{\partial x_j}, \quad (12)$$

$$u_i^{n+1} = \bar{u}_i^{n+1} - \frac{\Delta t}{\rho} \frac{\partial \varphi^{n+1}}{\partial x_i}, \quad (13)$$

$$p^{n+1} = p^n + \varphi^{n+1}. \quad (14)$$

O sistema linear para a correção de pressão é resolvido utilizando o MSI (Modified Strongly Implicit Procedure), enquanto que os campos de força e as equações de movimento são calculados de forma explícita. Para a simulação de corpos com interfaces deformáveis é necessário recalculer as novas coordenadas dos pontos lagrangianos a cada iteração. Nessa etapa inicial do trabalho a rotina que faz a alteração da forma foi implementada apenas para o caso de alteração no diâmetro do cilindro, uma vez que a alteração é governada por uma lei de movimentação previamente estabelecida pelo usuário. A seqüência de cálculo do método é apresentada no fluxograma da Fig. 2.

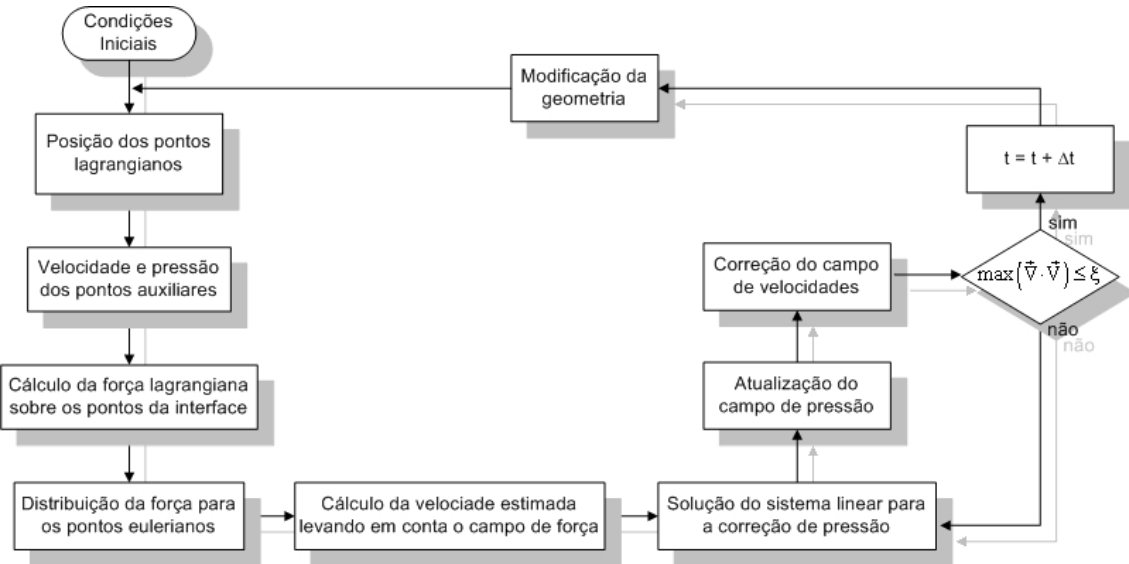


Figura 2: Fluxograma com a seqüência de cálculo, para corpos com interfaces deformáveis

4. Definição do problema físico simulado

Para a simulação de corpos deformáveis optou-se por começar a simulação de uma configuração inicial já em regime permanente. A configuração escolhida foi um escoamento a número de Reynolds 20 sobre um cilindro imerso de diâmetro d . Utilizou-se um domínio de $15d$ de largura por $30d$ de comprimento, discretizado por uma malha euleriana de 250×500 pontos. O corpo imerso foi representado por uma malha lagrangiana de 104 pontos, com o centro do corpo posicionado a $16,5d$ da entrada no meio do domínio, como mostrado no esquema da Fig. 3-a.

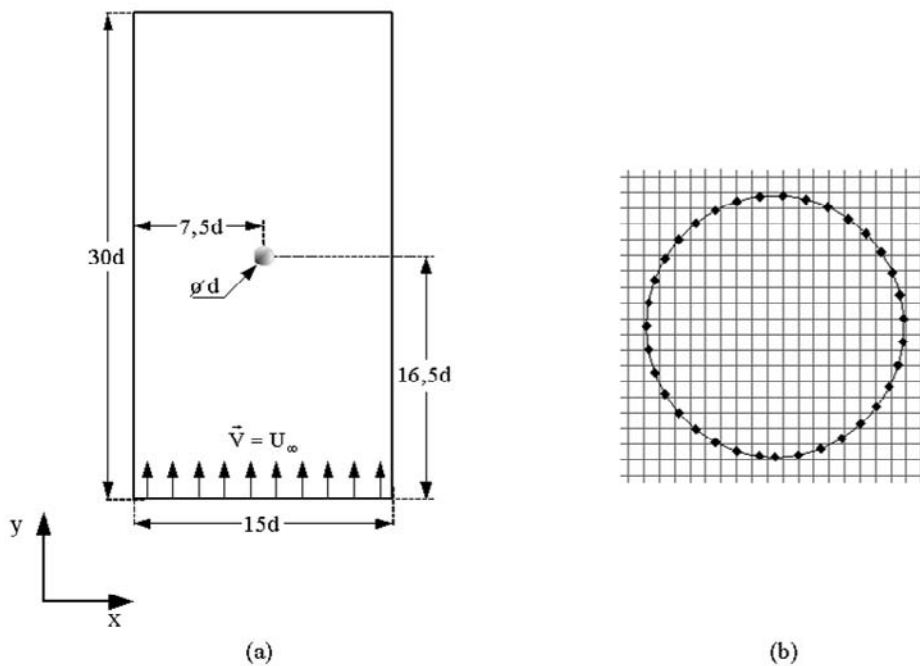


Figura 3: Esquema do domínio de cálculo (a) e detalhe das malhas euleriana e lagrangiana (b)

Como condições de contorno foram impostas condições de Neumann para a velocidade nas laterais e saída do domínio, enquanto na entrada do domínio foi imposto um perfil uniforme de velocidades. Para a correção de pressão é imposta derivada nula na entrada e correção nula nas demais faces.

5. Resultados

5.1. Escoamento sobre um cilindro em crescimento

O primeiro caso simulado foi o aumento progressivo de um cilindro de diâmetro $d(t)$, imerso em um escoamento a Reynolds 20. O escoamento se inicia e se estabelece sobre um cilindro de diâmetro inicial d_0 . Após o escoamento completamente desenvolvido, inicia-se o crescimento do cilindro até se atingir um diâmetro de $2d_0$, configuração que caracteriza um escoamento a $Re_d = 40$. As simulações foram mantidas propositalmente abaixo do número de Reynolds crítico à transição desse escoamento, que ocorre para $Re_d \geq 47$.

Como não existem dados na literatura para esse tipo de escoamento (diâmetro variável) adotou-se, propositalmente, uma velocidade de movimentação da fronteira muito baixa, de maneira que conseguisse reproduzir numa simulação transiente, um conjunto de eventos estáticos. Essa situação foi denominada de *quasi-estática*. Esse caso permite uma boa avaliação quantitativa dos resultados obtidos com os dados existentes na literatura, para escoamentos a diferentes Reynolds (20-40) em situações estáticas.

Uma maneira clássica da apresentação desses resultados é um gráfico do coeficiente de arrasto (C_d) em função do número de Reynolds, sendo, inclusive, encontradas na literatura correlações empíricas que fornecem o C_d em função de Re_d para uma larga faixa de escoamentos sobre cilindros. O coeficiente de arrasto é dado por:

$$C_d = \frac{F_d}{(1/2)\rho U_\infty^2 d}, \quad (15)$$

onde F_d é a força de arrasto, definida como sendo a componente da força sob o corpo na direção do escoamento, a qual pode ser calculada usando tanto a força euleriana f_x quanto a força lagrangiana F_x :

$$F_d = - \int_{\Omega} f_x dx = - \int_0^L F_x ds, \quad (16)$$

Foram feitos testes preliminares, sendo imposta uma velocidade constante de crescimento do cilindro igual a 0,00151. Os resultados da simulação são apresentados no gráfico da Fig. 4, que mostra o coeficiente de arrasto no cilindro para vários valores do número de Reynolds. Pode-se constatar que a curva correspondente a $V_{mov} = 0,00151$ ajustou-se perfeitamente aos resultados numéricos de situações estáticas simuladas por Lima-Silva, 2002, isto demonstra a independência do C_d com relação V_{mov} , caracterizando a situação *quasi-estática*.

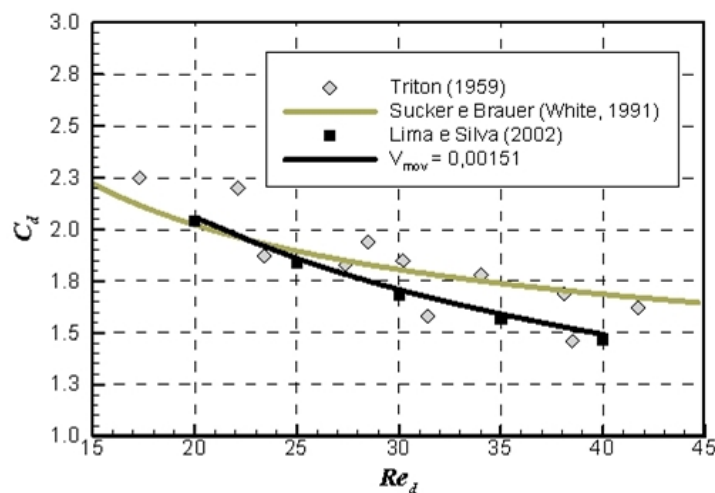


Figura 4: Coeficiente de arrasto versus número de Reynolds de um cilindro imerso no escoamento

Na Fig. 4 também são apresentados resultados experimentais obtidos por Triton, 1959, e uma correlação empírica obtida por Sucker e Brauer (White, 1991). Como pode-se observar a curva simulada se ajusta bem aos pontos do gráfico, sendo obtido um erro médio de aproximadamente 7% com relação aos valores experimentais. Esse erro para o coeficiente de arrasto é considerado aceitável, aproximadamente igual ao erro médio para a correlação empírica que é de 6%. É importante enfatizar que a curva relativa à simulação do presente trabalho foi inteiramente obtida numa única simulação, sendo a variação de Re_d devida à variação do diâmetro $d(t)$.

5.2. Influência da velocidade de movimentação

Propõe-se, nesta seção, avaliar a influência da velocidade de crescimento do cilindro (V_{mov}) sobre o escoamento. Para isso, foram simulados escoamentos para três valores de V_{mov} , além do caso anterior *quasi-estático*, que serviu de referência na comparação dos resultados. Foram verificados efeitos sobre o coeficiente de arrasto, sobre comprimento da bolha de recirculação e sobre o coeficiente de pressão, os quais são mostrados a seguir.

5.2.1. Coeficiente de arrasto

A Fig. 5 apresenta o coeficiente de arrasto função de Re_d para diferentes velocidades de crescimento do cilindro. A curva *quasi-estático*, como já foi mostrado, se refere a $V_{mov} = 0,00151$. Nesse gráfico observa-se a influência de V_{mov} sobre o coeficiente de arrasto. Verifica-se que um aumento de V_{mov} desloca a curva do coeficiente de arrasto para cima. Esta elevação dos valores de C_d para um mesmo valor de Re_d , quando se aumenta V_{mov} , acontece por razões puramente físicas. O que está sendo simulado é um regime transiente, com bolhas de recirculação que não correspondem ao estado estacionário para o mesmo valor de Re_d .

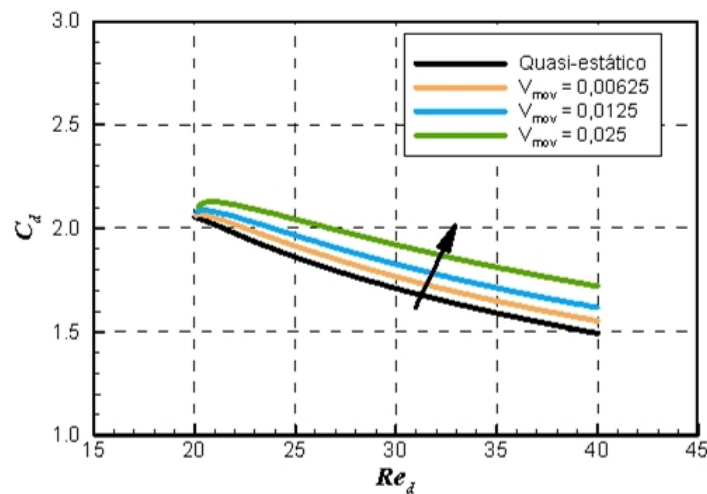


Figura 5: Coeficiente de arrasto versus número de Reynolds, para várias velocidades de crescimento do cilindro

O deslocamento da curva se deve ao comportamento do C_d logo nos primeiros instantes da simulação, onde se verifica um aumento do coeficiente de arrasto à medida que se aumenta o diâmetro do cilindro. Esse aumento inicial contraria a tendência observada experimentalmente nos resultados estáticos. Após um curto período de crescimento, o valor do C_d volta a cair com o aumento do número de Reynolds. A tendência inicial de aumento do C_d torna-se mais relevante com o aumento da velocidade de crescimento, V_{mov} .

Fisicamente no momento que se inicia o aumento do diâmetro do cilindro, a força que o escoamento exerce sobre o cilindro deve ser ligeiramente maior do que uma situação estática, isto porque a movimentação relativa do cilindro em relação ao escoamento leva ao aparecimento de uma força de aceleração sobre as partículas do fluido. Esta força é obviamente, diretamente proporcional à velocidade de movimentação do cilindro, o que explica o aumento inicial do C_d no início da simulação.

5.2.2. Comprimento da bolha de recirculação

Através de observações experimentais é possível constatar que para escoamentos sobre um cilindro existe a formação de duas bolhas de recirculação. Sabe-se também que para escoamentos abaixo do Reynolds crítico estas bolhas se mantêm simétricas e estáveis, o que também é verificado pela teoria da estabilidade linear. O comprimento da bolha (L_W) é definido com a distância entre os dois pontos de estagnação à jusante do cilindro, como ilustrado na Fig. 6.

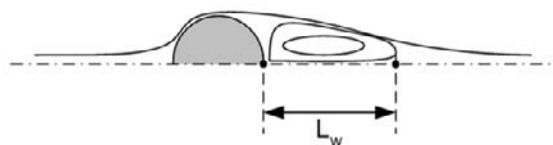


Figura 6: Comprimento da bolha de recirculação

Foi também verificado o efeito da velocidade de movimentação da interface sobre o comprimento das bolhas de recirculação atrás do cilindro. Para isto, determinou-se o comprimento das bolhas de recirculação imediatamente após o cilindro atingir o diâmetro $2d_0$, ou seja, escoamento a $Re_d=40$. A determinação de L_W foi feita para cada um dos diferentes valores de V_{mov} , o resultado é apresentado na Tab. 1. O comprimento da bolha de recirculação para o caso *quasi-estático* foi de 2,54 o que corresponde ao valor obtido por Lima-Silva et al., 2003. Para as demais simulações observa-se que o comprimento da bolha decresce com o aumento a velocidade de crescimento do cilindro, chegando a uma diferença de 37 % no comprimento para a maior velocidade de crescimento ($V_{mov} = 0,025$). Novamente frisasse que este resultado corresponde a uma situação transiente e que a redução no tamanho da bolha de recirculação com o aumento de V_{mov} era esperada do ponto de vista físico. Quando o cilindro permanece com diâmetro constante o regime estacionário é atingido e o valor estático é recuperado.

Tabela 1: Comprimento da bolha de recirculação, L_w , para $Re_d = 40$ utilizando várias velocidades de movimentação

V_{mov}	L_W/d
0,00151(Quasi-Estático)	2,54
0,00650	2,22
0,01250	1,95
0,02500	1,60

5.2.3. Coeficiente de pressão

O coeficiente de pressão na superfície do cilindro é definido como sendo a diferença de pressão entre a superfície do cilindro e a pressão da corrente livre:

$$C_p = \frac{p_k - p_\infty}{(1/2)\rho U_\infty^2}. \quad (17)$$

O gráfico da Fig. 7 apresenta o coeficiente de pressão na superfície do cilindro em função do ângulo θ , para os diferentes valores de V_{mov} e resultados estáticos obtidos por Dennis and Chang, 1970. O C_p foi determinado imediatamente após o cilindro atingir a sua configuração final, diâmetro $2d_0$. O coeficiente de pressão apresentou ligeiro decréscimo no seu valor ao se aumentar V_{mov} , para quase todos os pontos na superfície do cilindro $30^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$. Somente na região próxima do ponto de estagnação frontal, $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$, ocorreu o inverso, onde foi verificado um aumento no valor do C_p .

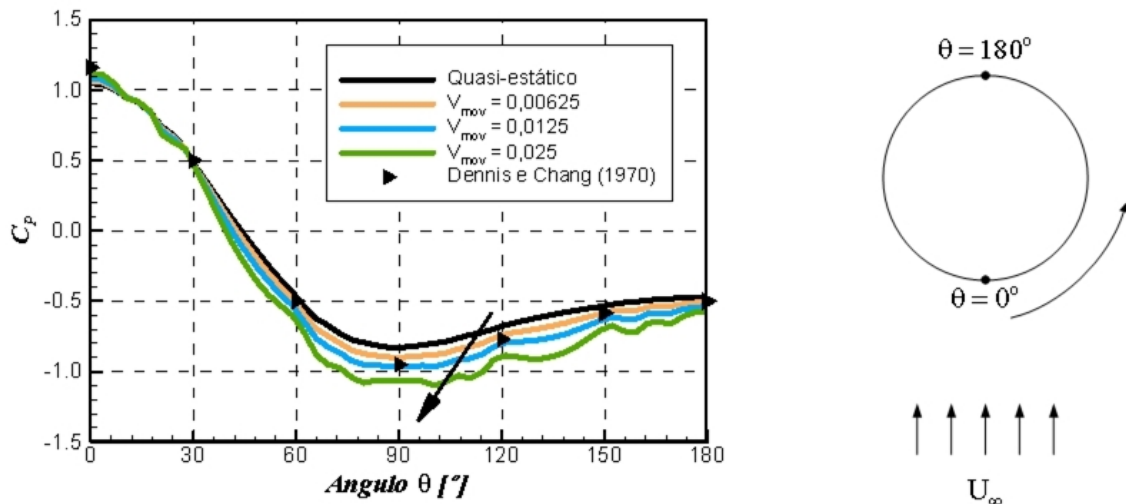


Figura 7: Coeficiente de pressão para várias velocidades de crescimento do cilindro, estado final $Re_d = 40$

Foi também verificado o aparecimento de oscilações sobre o C_p , as quais se amplificam com o aumento do módulo de V_{mov} . Em testes realizados foi possível identificar que a frequência das oscilações é dependente do refinamento da malha que representa a domínio de cálculo. Desta forma, a provável causa das oscilações, deve estar relacionada à movimentação da malha lagrangiana sobre as células da malha euleriana. Sendo assim, acredita-se que as oscilações possam ser eliminadas com um maior refinamento da malha euleriana sobre a região onde ocorre à movimentação da fronteira.

5.2.4. Visualização do escoamento

Nas Fig. 8 e Fig. 9 têm-se, respectivamente, a evolução temporal dos campos de vorticidade e pressão do escoamento sobre o cilindro de diâmetro variável, para uma velocidade de crescimento do cilindro de 0,025. A situação inicial $Re_d=20$ é atribuída no tempo 0 s. São então apresentadas visualizações dos campos para vários instantes da simulação, que se referem ao tempo físico do escoamento para: 0, 1, 3 e 4 segundos.

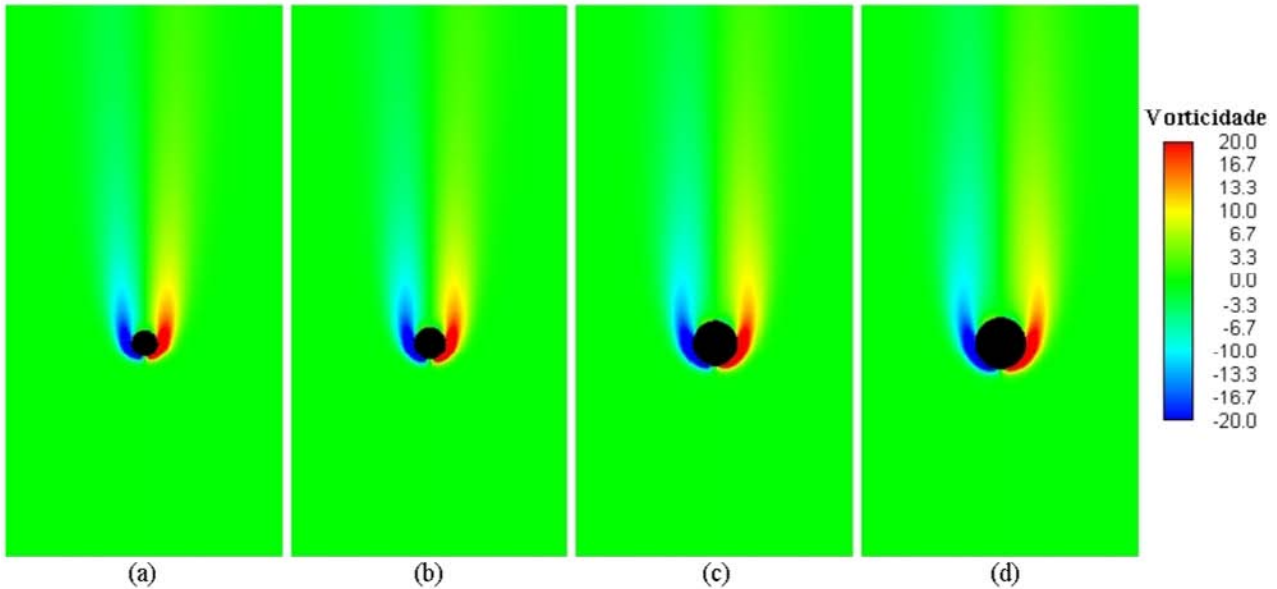


Figura 8: Evolução temporal do campo de vorticidade durante o aumento progressivo do cilindro para $V_{mov} = 0,025$ - (a) $Re_d = 20$, $t=0,0$ s; (b) $Re_d = 25$, $t=1,0$ s; (c) $Re_d = 35$, $t= 3,0$ s e (d) $Re_d = 40$, $t= 4,0$ s

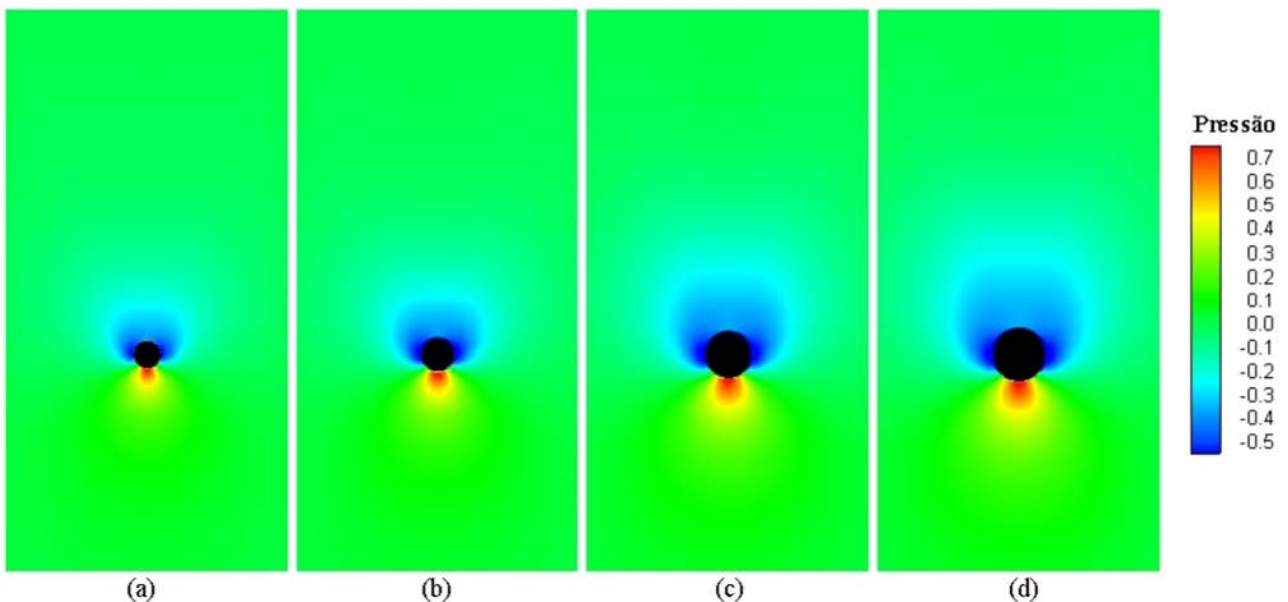


Figura 9: Evolução temporal do campo de pressão durante o aumento progressivo do cilindro para $V_{mov} = 0,025$ - (a) $Re_d = 20$, $t=0,0$ s; (b) $Re_d = 25$, $t=1,0$ s; (c) $Re_d = 35$, $t= 3,0$ s e (d) $Re_d = 40$, $t= 4,0$ s.

Para esta mesma velocidade de movimentação é apresentada, na Fig. 10, a visualização das linhas de corrente do escoamento sobre o cilindro em crescimento. O escoamento se desenvolve no sentido ascendente da figura, com formação de recirculações horárias (bolha da esquerda) e anti-horárias (bolha da direita).

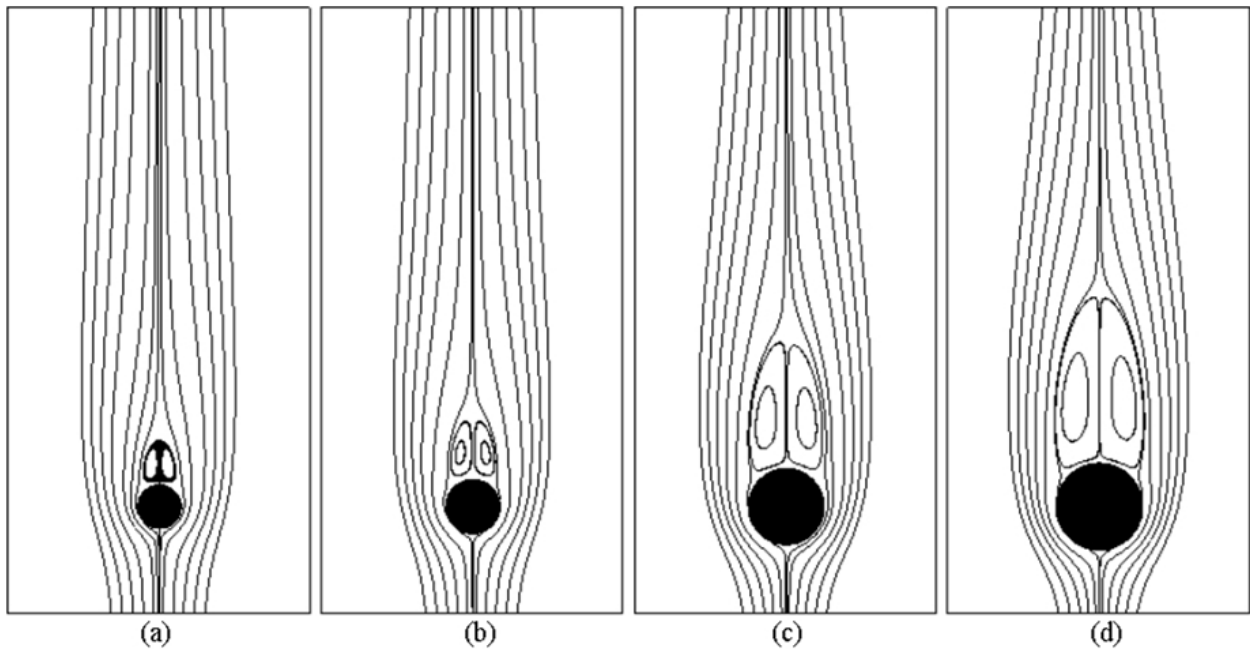


Figura 10: Evolução temporal das linhas de corrente durante o aumento progressivo do cilindro para $V_{mov} = 0,025$ - (a) $Re_d = 20$, $t=0,0$ s; (b) $Re_d = 25$, $t= 1,0$ s; (c) $Re_d = 35$, $t= 3,0$ s e (d) $Re_d = 40$, $t= 4,0$ s

Qualitativamente observa-se uma boa coerência dos resultados obtidos na simulação, sendo que ao final da simulação, as recirculações são perfeitamente simétricas. Como já era esperado, visto que o todo o processo se dá dentro do regime laminar estável (Reynolds de 20 a 40), as linhas de corrente acompanharam bem a alteração da geometria do corpo ficando sempre externas ao cilindro, mesmo durante a alteração do diâmetro.

5.3. Movimentação intermitente

Outro caso simulado foi a simulação do crescimento intermitente do cilindro. Partindo da condição inicial $Re_d=20$, inicia-se o crescimento do cilindro a uma velocidade constante $V_{mov} = 0,025$ até a condição de $Re_d=25$ (ou diâmetro de $1,25d_0$). Neste ponto a movimentação da fronteira é interrompida ($V_{mov} = 0$), sendo que a simulação continua. Espera-se novamente o estabelecimento do regime permanente, só então se inicia novamente o crescimento do cilindro para mesma velocidade de movimentação. Segue-se nessa seqüência, com pontos de parada em $Re_d = 30$, 35 e 40 . O resultado desta simulação é apresentado no gráfico da Fig. 11, de C_d em função de Re_d .

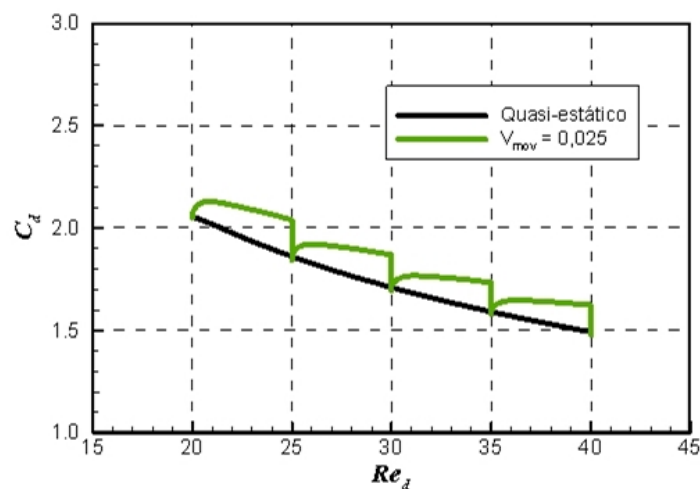


Figura 11: Coeficiente de arrasto versus número de Reynolds, crescimento intermitente a $V_{mov}=0,025$

O objetivo dessa simulação é verificar se ao cessar a movimentação do cilindro, seria possível recuperar o estado de regime permanente, deixando o escoamento se desenvolver normalmente. Como se observa na Fig. 11, em todos os pontos de parada do crescimento, foi possível atingir a condição estática mostrado pela queda brusca da curva de C_d em direção a curva *quasi-estático*.

5.4. Movimentação cíclica

Outro caso simulado foi à movimentação de um cilindro em crescimento intermitente. Primeiro ocorre um crescimento do cilindro de d_0 para $2d_0$ ($V_{mov}=0,0125$) e um posterior decrescimento de $2d_0$ para d_0 ($V_{mov} = -0,0125$). Entre os pontos de inversão de movimento na simulação, aguarda-se o estabelecimento do regime permanente. O gráfico do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds para essa simulação é apresentado na Fig. 12. Observa-se o efeito de histerese, sendo as curvas de C_d distintas nas fases de crescimento e decrescimento do diâmetro do cilindro.

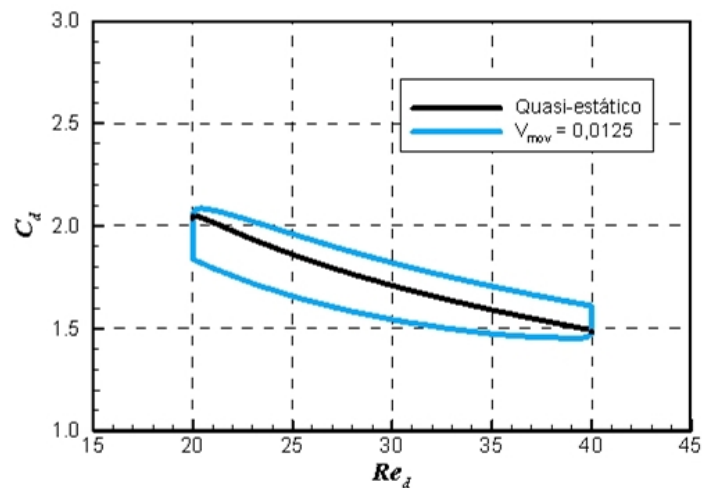


Figura 12: Coeficiente de arrasto versus número de Reynolds, movimentação cíclica a $V_{mov}=0,0125$

6. Conclusões

Os resultados obtidos nas simulações foram considerados muito bons. Em uma das simulações foi utilizada uma velocidade de crescimento do cilindro bastante baixa, 0,12 % da velocidade do fluido na entrada do domínio. Como se pôde observar conseguiu-se reproduzir, com uma boa precisão, resultados em regime permanente experimentais e numéricos encontrados na literatura. Observa-se ainda que as simulações para esta velocidade se ajustaram perfeitamente aos resultados obtidos por Lima-Silva et al., 2003, que usou o mesmo código computacional na simulação de cilindros de diâmetro constante. Isto demonstra a independência dos resultados nesta velocidade de crescimento, caracterizando bem a situação *quasi-estática*.

Foram feitas simulações para mais três diferentes velocidades de movimentação da interface, a fim de avaliar a influência da velocidade no escoamento sobre o cilindro. Sendo verificados efeitos físicos relevantes sobre o coeficiente de arrasto, comprimento da bolha de recirculação e coeficiente de pressão na superfície do cilindro. Apesar de não se ter encontrado nenhuma referência que descreva esses efeitos, os resultados obtidos parecem ser fisicamente coerentes. Nos testes de movimentação intermitente e cíclica, também foi verificada a capacidade de se recuperar o estado de regime permanente deixando o escoamento se desenvolver livremente ao interromper a movimentação da interface.

7. Agradecimentos

Os autores agradecem ao CNPq, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, pelo auxílio financeiro à realização desse trabalho.

8. Referências

- Dennis, S. and Chang, G., 1970, Numerical solutions for steady flow past a circular cylinder at Reynolds numbers up to 100, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. 42, pp. 471–489.
- Lima-Silva, A. L. F., 2002, "Desenvolvimento e Implementação de uma Nova Metodologia para Modelagem de Escoamentos sobre Geometrias Complexas: Método da Fronteira Imersa com Modelo Físico Virtual", Tese de doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.

- Lima-Silva, A. L. F., Silveira-Neto, A., and Damasceno, J. J. R., 2003, Numerical Simulation of Two Dimensional Flows over a Circular Cylinder using the Immersed Boundary Method, "Journal of Computational Physics", Vol. 189, pp. 351–370.
- Pedley, T. J. and Stephanoff, K. D., 1985, Flow along a Channel with a Time-Dependent Indentation in One Wall the Generation of Vorticity Waves, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. 160, pp. 337–367.
- Peskin, C. S., 1977, Numerical Analysis of Blood Flow in the Heart, "Journal of Computational Physics", Vol. 25, pp. 220–252.
- Triton, D. J., 1959, Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds number, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. 6.
- Udaykumar, H. S., Mittal, R., Rampunggoon, P., and Khanna, A., 2001, A Sharp Interface Cartesian Grid Method for Simulating Flows with complex Moving Boundaries, "Journal of Computational Physics", Vol. 174, pp. 345–380.
- White, F. M., 1991, "Viscous Fluid Flow", McGraw-Hill, New York, USA.
- Zhao, Y. and Forhad, A., 2003, A General Method for Simulation of Fluid Flows with Moving and Compliant Boundaries on Unstructured Grids, "Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering", Vol. 192, pp. 4439–4466.

NUMERICAL SIMULATION OF THE FLOW AT LOW REYNOLDS OVER A CYLINDER OF VARIABLE DIAMETER USING IBM / PVM

José Eduardo Santos Oliveira

Laboratory of Heat and Mass Transfer and Fluid Dynamic – Mechanical Engineering College – University Federal of Uberlândia – Bloco 1M Campus Santa Mônica – Av. João Naves de Ávila, 2.121. CEP 38400 - 902 Uberlândia - MG, Brazil

e-mail: jeolivei@mecanica.ufu.br

Ana Lúcia Fernandes de Lima e Silva

e-mail: alfsilva@mecanica.ufu.br

Gilmar Guimarães

e-mail: gguima@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto

e-mail: aristeus@mecanica.ufu.br

Abstract. *In the present work the numerical simulation of fluid flow over an immersed body of variable geometry in time is presented. The flow is simulated through the numeric solution of the Navier-Stokes equations using the immersed boundary method with virtual physical model (IBM/VPM). This methodology allows the modelling of complex geometries immersed in the flow. It is used two meshes totally independent, thus does not exist restriction as the movement or deformation of the body. This way, the simulation of the flow on moving boundaries does not present any additional difficulty, as it happens in the classic methods. Then, it is presented the simulation of flow at low Reynolds number over a growing cylinder; with several growing speeds in order to evaluate the transient effect on the flow. The drag coefficient and the length of the recirculation bubble are compared with experimental and numerical steady state results, found in the literature. The model presented a good physical coherence and agreement with the reference results.*

Keywords: *moving boundaries, immersed boundary method, cylinder, drag coefficient.*