

Figura 4.53 – Sinais coletados para as componentes da velocidade (a)  $u$ , (b)  $v$  e (c)  $w$  na sonda 1 estação A do escoamento a  $Re = 1.000$ .

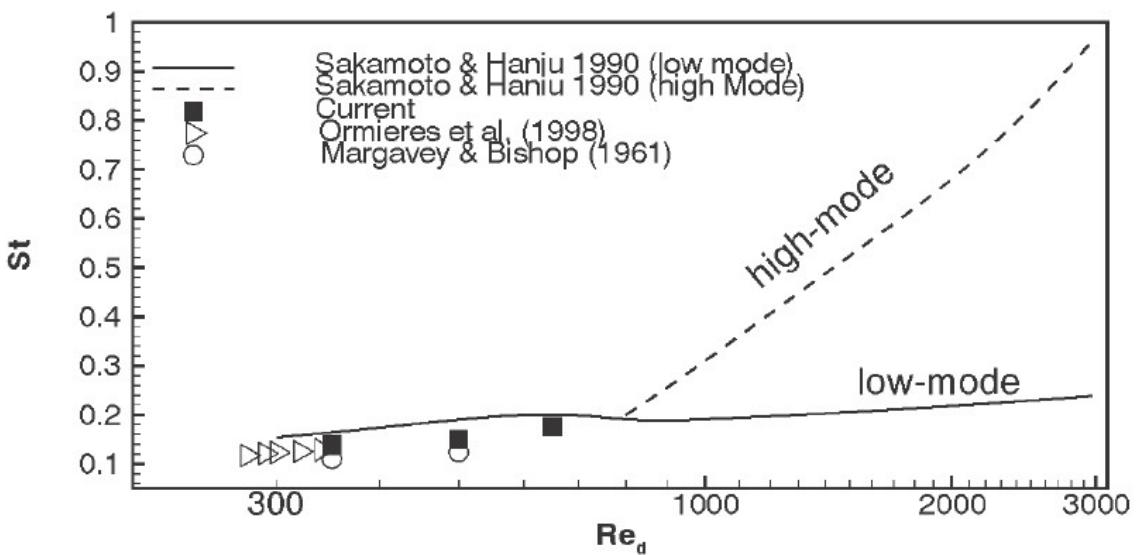


Figura 4.54 – Variação do número de Strouhal em função do número de Reynolds para escoamentos ao redor de uma esfera, retirado de Mittal e Najjar (1999).

O coeficiente de arrasto médio foi determinado para vários valores de Reynolds e os resultados comparados com outros resultados da literatura. A partir da Fig. 4.56, pôde-se perceber que os resultados para o coeficiente de arrasto são bastante satisfatórios até o número de Reynolds simulado. É interessante destacar, ainda, o comportamento do  $C_D$  que se distanciou dos resultados a  $Re$  baixos, prescrevendo uma curva acima dos resultados da literatura. No entanto, para baixos Reynolds, as medidas experimentais se tornam pouco precisas. Por outro lado, à medida que o  $Re$  aumenta, as curvas se ajustaram perfeitamente e, salvo uma pequena diferença a  $Re = 500$ , permaneceram muito próximas. Os resultados estão agrupados na Tabela 4.3. Podem-se atribuir os bons resultados, em parte, aos valores da norma  $l_2$  que permaneceram, durante toda a simulação, inferiores a  $10^{-2}$ , como é possível observar na Fig. 4.57. Nesta figura, o valor da norma para  $Re = 100$  foi de  $3,0 \cdot 10^{-3}$ , mas não incluído no gráfico pois foi empregado um passo de tempo de  $\Delta t = 10^{-2} s$ , diferente das demais simulações, que foi de  $\Delta t = 10^{-4} s$ .

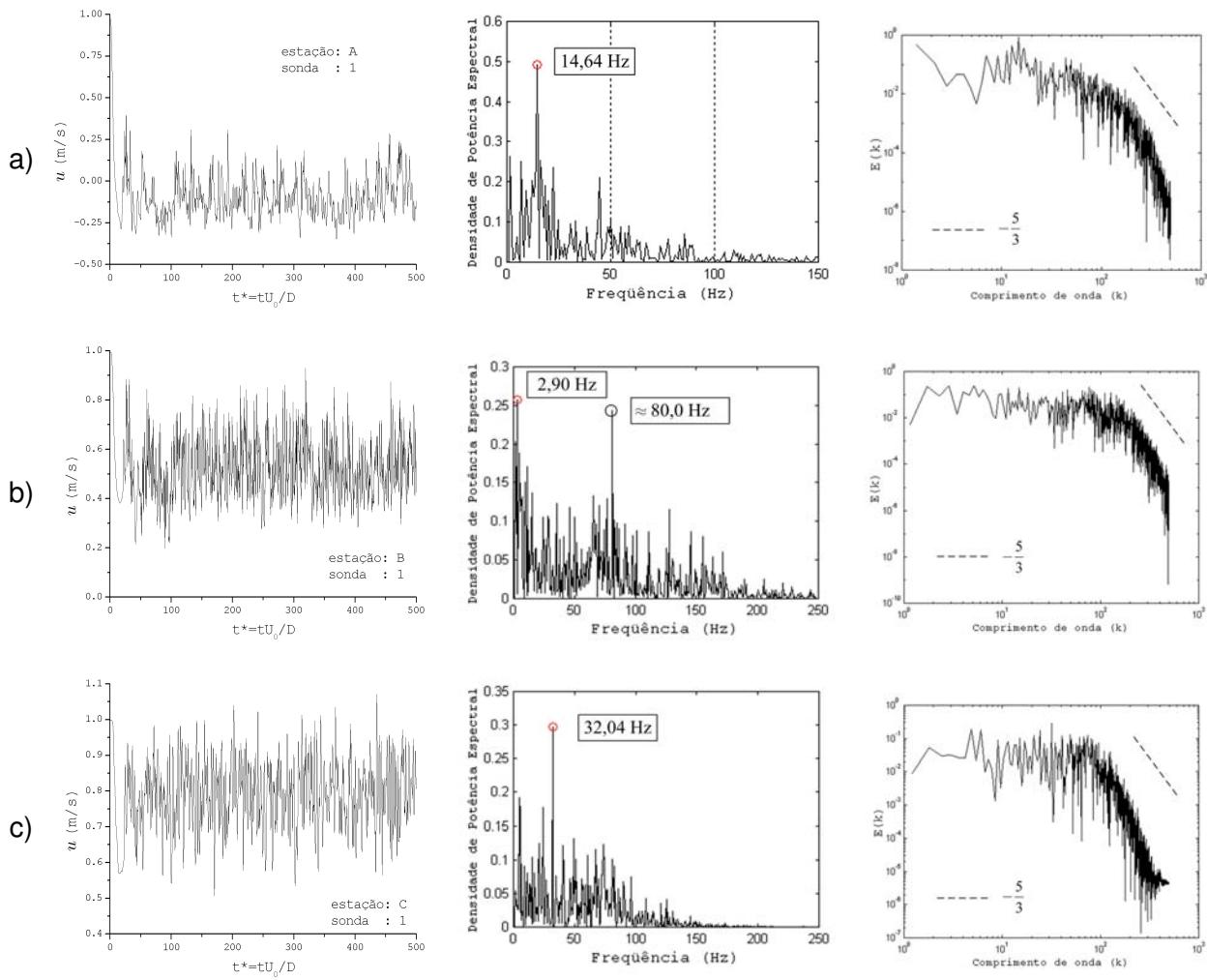


Figura 4.55 – Histórico da variação da velocidade  $u$  (coluna da esquerda) para  $Re = 1.000$ , FFT do sinal da velocidade (coluna central) e espectro de energia associado (coluna à esquerda), para a sonda 1, posicionada na (a) estação A, (b) estação B e (b) estação C.

Tabela 4.3 - Resultados obtidos para o coeficiente de arrasto na esfera.

Reynolds	Presente trabalho	Numérico (Fornberg, 1988)	Eqs. 4.10 e 4.11
100	1.178	1.0852	1.087
200	0.815	0.7683	0.776
300	0.675		0.653
400	0.594		0.594
500	0.520	0.4818	0.555
600	0.530		0.528
700	0.505		0.508
800	0.495		0.493
900	0.485		0.481
1000	0.478		0.471

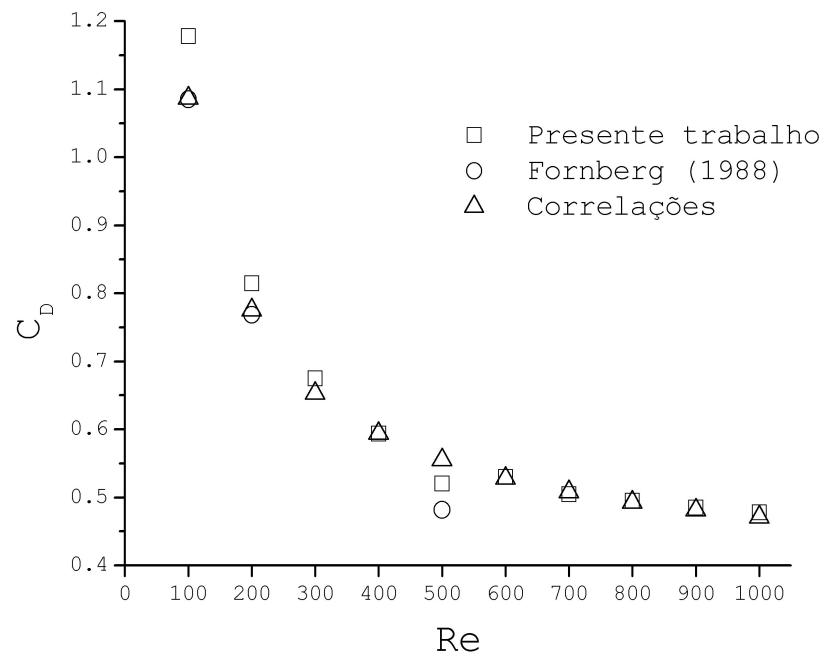


Figura 4.56 – Resultados para o coeficiente de arrasto obtidos com a esfera em repouso e comparação com dados da literatura.

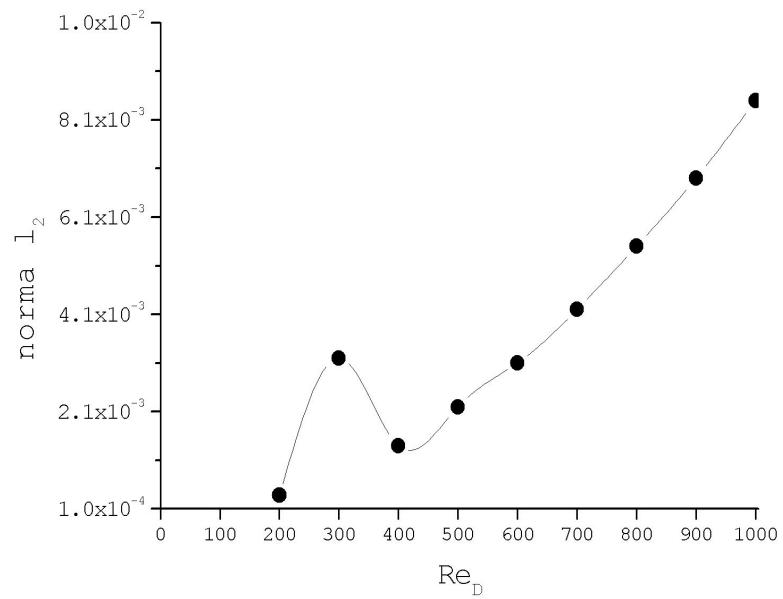


Figura 4.57 – Evolução da norma  $l_2$  em função do número de Reynolds.



## CAPÍTULO V

### RESULTADOS E DISCUSSÃO

#### Interação Fluido-Estrutura

Devido ao fato que os escoamentos ao redor de um corpo esférico estacionário foram realizados com sucesso, esta geometria foi escolhida como caso-teste para um problema de interação fluido-estrutura. A esfera, construída por uma malha de elementos triangulares como mostra a Fig. 4.17, foi ancorada aos limites do domínio do fluido por três molas dispostas no plano  $yz$ , como mostra a Fig. 5.1. Esta configuração foi escolhida por permitir que eventuais testes experimentais em laboratório possam ser realizados, além do escoamento ao redor de uma esfera já ter sido validado para o caso estacionário.

Por outro lado, para reproduzir este caso teste em túnel aerodinâmico ou hidrodinâmico, de maneira realista, deve-se levar em conta algumas características simplificadoras consideradas na elaboração do modelo. A título de exemplo, o efeito do arrasto sobre as molas não foi considerado, bem como suas deformações de natureza plástica. Assim, as molas possuem elasticidade infinita, massa e arrasto nulos, situações impossíveis de serem reproduzidas experimentalmente. Além disso, os efeitos de rotação da esfera em torno dos seus eixos não foram considerados. Observa-se que é teoricamente possível, modificar o modelo matemático de forma a poder representar um experimento que sirva de referência. A estrutura física do LTCM conta hoje com uma base experimental voltada para problemas desta natureza. Dispõe-se de um túnel de vento em funcionamento, porém ainda não instrumentado, o que dificultou o desenvolvimento de uma parte experimental no presente trabalho.

De modo a poupar tempo e recursos computacionais, buscou-se estimar, previamente às simulações, da maneira mais efetiva possível, a magnitude dos deslocamentos, velocidades e acelerações, às quais a esfera estaria sujeita. Este procedimento permitiria economizar exaustivos (e caros) testes de tamanho de malha e de intervalo de tempo necessários.

Assim, de posse dos valores das forças eulerianas, nas três direções cartesianas, previamente obtidos para escoamento sobre a esfera estacionária, a  $Re = 400$ , o sistema esfera-molas foi excitado, monitorando-se os valores dos deslocamentos, velocidades e

acelerações. Procurou-se, com isso, ajustar o modelo dinâmico e escolher os coeficientes de elasticidade  $k$  das molas que impedisse um deslocamento excessivo da esfera (o que implicaria num maior domínio computacional). Além disso, valores altos de velocidade e aceleração exigiriam passos de tempo muito pequenos, aumentando o tempo total de simulação.

Em resumo, o experimento numérico de interação fluido-estrutura foi preparado utilizando-se informações transientes do caso de escoamento transicional sobre a esfera estacionária.

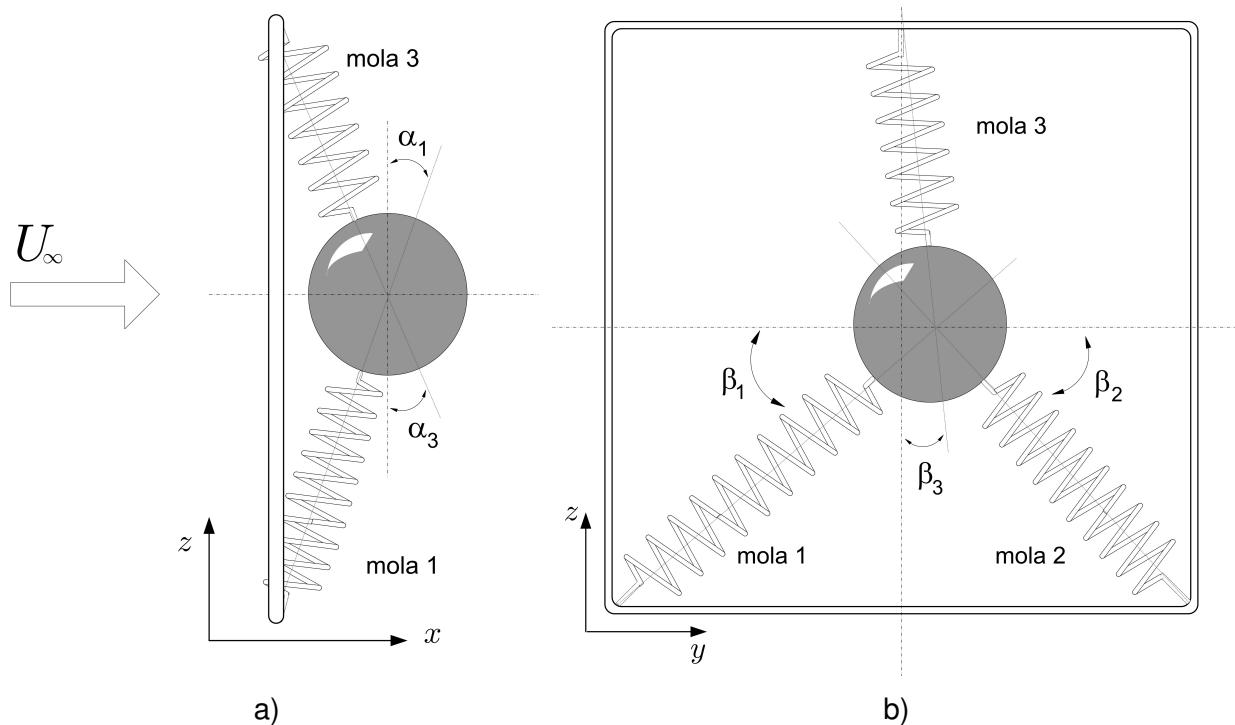


Figura 5.1 – Desenho esquemático representando o sistema esfera-molas que está sendo modelado.

Na dedução das equações para o diagrama de corpo livre, foi necessária a introdução de algumas variáveis auxiliares. Assim, a partir da Fig. 5.1 tem-se o ângulo  $\alpha$ , pertencente ao plano  $xz$ , que mede a inclinação das molas em relação à um plano vertical. Os ângulos  $\beta_1$  e  $\beta_2$ , pertencentes ao plano  $yz$ , medem a inclinação das molas 1 e 2, respectivamente, em relação à horizontal. Por outro lado, o ângulo  $\beta_3$ , também no plano  $yz$ , mede a inclinação da mola 3 em relação à vertical. Além disso, foi atribuída à cada mola uma constante  $k$  e um comprimento original (em repouso) denominado  $l_s$ . À medida que a esfera é deslocada de sua

posição original, os comprimentos originais das molas são alterados, no instante de tempo  $n-1$ , para um comprimento  $x_s$ . Assim, de posse do comprimento original, do comprimento atualizado e da constante  $k$  da mola, calcula-se a força que a mola exerce sobre o sistema a partir da lei de *Hooke*:

$$F_m^{n-1} = k_m (x s_m^{n-1} - l s_m), \quad (5.1)$$

sendo  $m$  o índice para cada mola ( $m = 1, 2, 3$ ) conforme denominado na Fig. 5.1. Os valores das forças externas, que agem sobre a esfera são avaliadas utilizando-se a metodologia de fronteira imersa, com Modelo Físico Virtual, no instante de tempo  $n$ . Assim, a somatória das forças em cada uma das direções coordenadas, no tempo  $n$ , assume a forma:

$$\sum F_x^n = F_x^n - F_1^{n-1} \sin(\alpha_1^{n-1}) - F_2^{n-1} \sin(\alpha_2^{n-1}) - F_3^{n-1} \sin(\alpha_3^{n-1}), \quad (5.2)$$

$$\sum F_y^n = F_y^n - [F_1 \cos(\alpha_1) \sin(\beta_1)]^{n-1} - [F_2 \cos(\alpha_2) \cos(\beta_2)]^{n-1} - [F_3 \cos(\alpha_3) \sin(\beta_3)]^{n-1}, \quad (5.3)$$

$$\sum F_z^n = F_z^n - P - [F_1 \cos(\alpha_1) \sin(\beta_1)]^{n-1} - [F_2 \cos(\alpha_2) \sin(\beta_2)]^{n-1} - [F_3 \cos(\alpha_3) \cos(\beta_3)]^{n-1}, \quad (5.4)$$

onde  $P = mg$  é o peso da esfera,  $F_I$  ( $I = X, Y, Z$ ) são as resultantes das forças nas direções coordenadas,  $F_i$  ( $i = x, y, z$ ) são as forças lagrangianas totais aplicadas sobre a esfera e  $F_m$  ( $m = 1, 2, 3$ ) são as forças aplicadas pelas molas, dadas pela Eq. (5.1). O centro de massa da esfera é posicionado, originalmente, em  $(x, y, z) = (x_c, y_c, z_c)$  e a posição no tempo  $n-1$  é dada por  $(x, y, z) = (x^{n-1}, y^{n-1}, z^{n-1})$ , como pode ser visto na Fig. 5.2. Os valores dos ângulos podem ser calculados como:

$$\alpha_m^{n-1} = \sin^{-1} \left( \frac{x^{n-1} - x_0}{x s_m^{n-1}} \right), \quad m = 1, 2, 3 \quad (5.5)$$

$$\beta_1^{n-1} = \tan^{-1} \left( \frac{z^{n-1}}{y^{n-1}} \right), \quad (5.6)$$

$$\beta_2^{n-1} = \tan^{-1} \left( \frac{z^{n-1}}{2y_0 - y^{n-1}} \right), \quad (5.7)$$

$$\beta_3^{n-1} = \tan^{-1} \left( \frac{z^{n-1} - z_0}{2z_0 - z^{n-1}} \right). \quad (5.8)$$

Uma vez obtidas as resultantes das forças, aplica-se a 2<sup>a</sup> Lei de Newton de forma a se obter os valores das componentes da aceleração:

$$\ddot{x}^n = \frac{\sum F_x^n}{m}, \quad (5.9)$$

$$\ddot{y}^n = \frac{\sum F_y^n}{m}, \quad (5.10)$$

$$\ddot{z}^n = \frac{\sum F_z^n}{m}, \quad (5.11)$$

que integradas fornecem os valores das velocidades:

$$\dot{x}^n = \dot{x}^{n-1} + \ddot{x}^n \Delta t, \quad (5.12)$$

$$\dot{y}^n = \dot{y}^{n-1} + \ddot{y}^n \Delta t, \quad (5.13)$$

$$\dot{z}^n = \dot{z}^{n-1} + \ddot{z}^n \Delta t, \quad (5.14)$$

que, por sua vez, fornecem a nova posição do centróide da esfera como sendo:

$$x^n = x^{n-1} + \dot{x}^n \Delta t, \quad (5.15)$$

$$y^n = y^{n-1} + \dot{y}^n \Delta t, \quad (5.16)$$

$$z^n = z^{n-1} + \dot{z}^n \Delta t. \quad (5.17)$$

Os resultados para o teste de deslocamento da esfera, utilizando-se os valores das forças impostas *a priori*, originadas da simulação com a esfera estacionária, produziram um deslocamento que pode ser visto na Fig. 5.3, que fornece a posição do centro de massa da esfera. Este teste permitiu escolher um tamanho de domínio computacional otimizado, que contempla apenas as posições máximas e mínimas da esfera, quando ela se desloca, além de ajustar valores ideais para as constantes da mola, economizando recursos de memória e tempo de processamento, para as simulações preliminares apresentadas no presente trabalho. Outro fator importante também para este teste é o balanceamento de cargas distribuídas para os processadores do cluster.

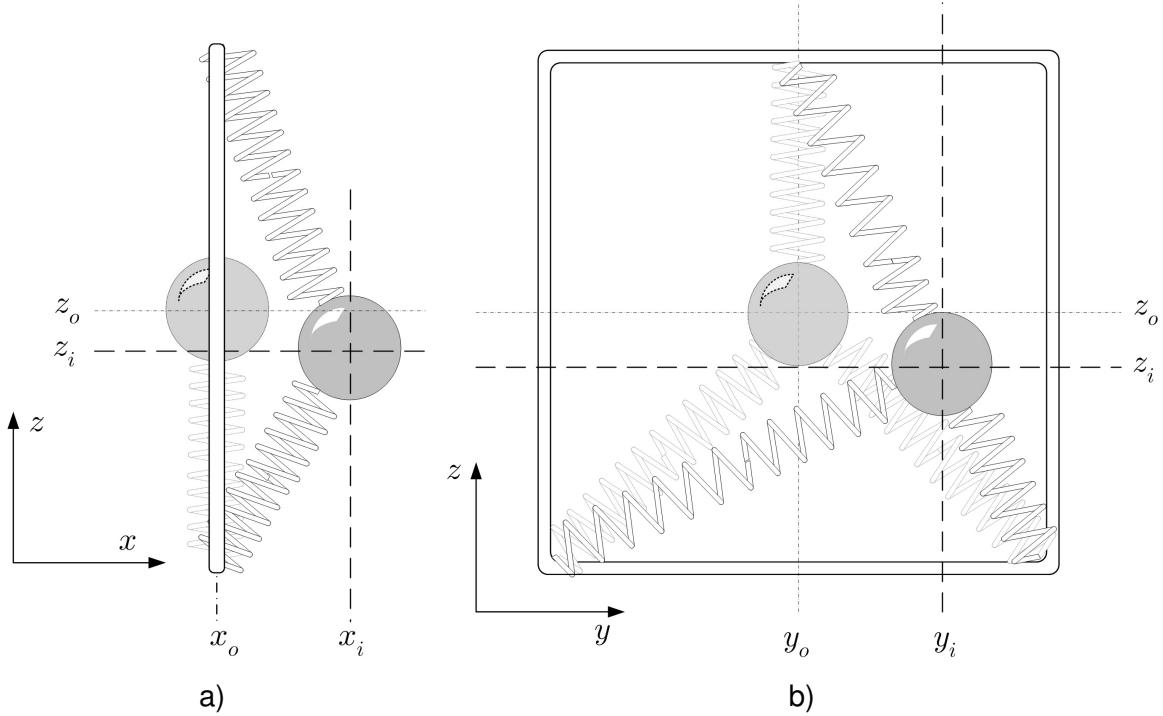


Figura 5.2 – Posições iniciais e atuais do centróide da esfera no plano a)  $xz$  e b)  $yz$ .

Ainda com base nos resultados dos testes preliminares, procurou-se ajustar o passo de tempo de acordo com a máxima velocidade de deslocamento da esfera, de modo a evitar que, durante um intervalo de tempo transcorrido, a geometria atravessasse vários volumes da malha euleriana, o que poderia ocasionar divergência nos cálculos.

Dessa forma, para a magnitude das forças exercidas pelo fluido sobre a esfera, obtidas no ensaio com a geometria estacionária, ajustou-se as constantes das molas para um valor de  $k = 0,8 \text{ N/m}$  e um domínio de dimensões totais de  $(X, Y, Z) = (0,68 \times 0,68 \times 1,04) \text{ m}$  discretizado com  $146 \times 116 \times 116$  volumes, como mostra a Fig. 5.4 onde, novamente as dimensões do domínio são acompanhadas por números entre colchetes que representam a quantidade de volumes empregados.

Assim, a quantidade total de volumes foi de 1.964.576, que foram subdivididos em três processadores. No presente caso, não foi possível dividir a carga de processamento por um número igual entre os processadores. Como comentado anteriormente, o atual código computacional não é capaz de dividir a fronteira imersa. Dessa forma, toda a região na qual a esfera se desloca, deve ser alocada num único processador o que consistiu de, aproximadamente, 55% da malha total. O subdomínio à montante da esfera recebeu 20% da malha computacional e o restante foi deixado a cargo do terceiro processador.

Uma vez definidas as estratégias para a simulação, o modelo foi testado para o problema de interação fluido-estrutura completo, onde o deslocamento da esfera é comandado pelas forças que o fluido exerce sobre ela e que, por sua vez, afeta a dinâmica do escoamento à sua volta.

O algoritmo usado nos cálculos pode ser resumido da seguinte forma:

1. Dada a posição inicial do centro de massa da esfera:  $(x, y, z) = (x_c, y_c, z_c)$ , resolve-se o escoamento, calculando  $u, v, w$  e  $p$  (componentes da velocidade e da pressão);
2. Obtém-se as componentes das forças lagrangianas que agem sobre a superfície da esfera;
3. Emprega-se o diagrama de corpo livre sobre o sistema para se obter a resultante das forças em cada direção (Eqs. 5.2 a 5.4);
4. A partir da 2ª Lei de Newton, calcula-se a aceleração do centro de massa da esfera (Eqs. 5.9 a 5.11);
5. Integram-se as acelerações para obter a velocidade do centro de massa (Eqs. 5.12 a 5.14);
6. Integram-se as velocidades para obter a nova posição do centro de massa da esfera  $(x, y, z) = (x^n, y^n, z^n)$  (Eqs. 5.15 a 5.17);
7. Avança-se no tempo e, caso não se tenha atingido o instante final, o processo se reinicia, distribuindo-se o campo de força para a malha euleriana e voltando-se ao passo 1.

Uma simulação para o problema de interação fluido-estrutura foi realizada. O número de Reynolds baseado no diâmetro da esfera foi fixado em  $Re_D = 400$ . A simulação leva em conta a natureza transiente do escoamento. Para a visualização do mesmo foi escolhida a variável do critério  $Q$  definida pela Eq. (4.14). Uma seqüência temporal de escoamento é apresentada nas Figs. 5.5 e 5.6.

Inicialmente, observa-se, na Fig. 5.5, o crescimento de uma estrutura turbilhonar toroidal axi-simétrica à jusante da esfera, a qual começa a perder sua simetria por volta de  $t^*=10$ . À medida que esta estrutura turbilhonar cresce, a força de arrasto aumenta e a esfera se desloca em direção à jusante, como ilustram os gráficos à direita das Figs. 5.5 e 5.6. Em  $t^*=22$  inicia-se a emissão de uma estrutura tipo “grampo de cabelo” a qual pode ser visualizada em  $t^*=25$ . Neste instante uma segunda estrutura “grampo de cabelo” se inicia na parte superior da esteira, como pode ser vista em  $t^*=28$ . Este processo se repete, enquanto a esfera continua a se deslocar. Com o movimento da esfera, a força gerada pelas molas aumenta, tendendo a se

igualar à força de arrasto. Assim, o deslocamento máximo da esfera é atingido por volta de  $t^*=38$ .

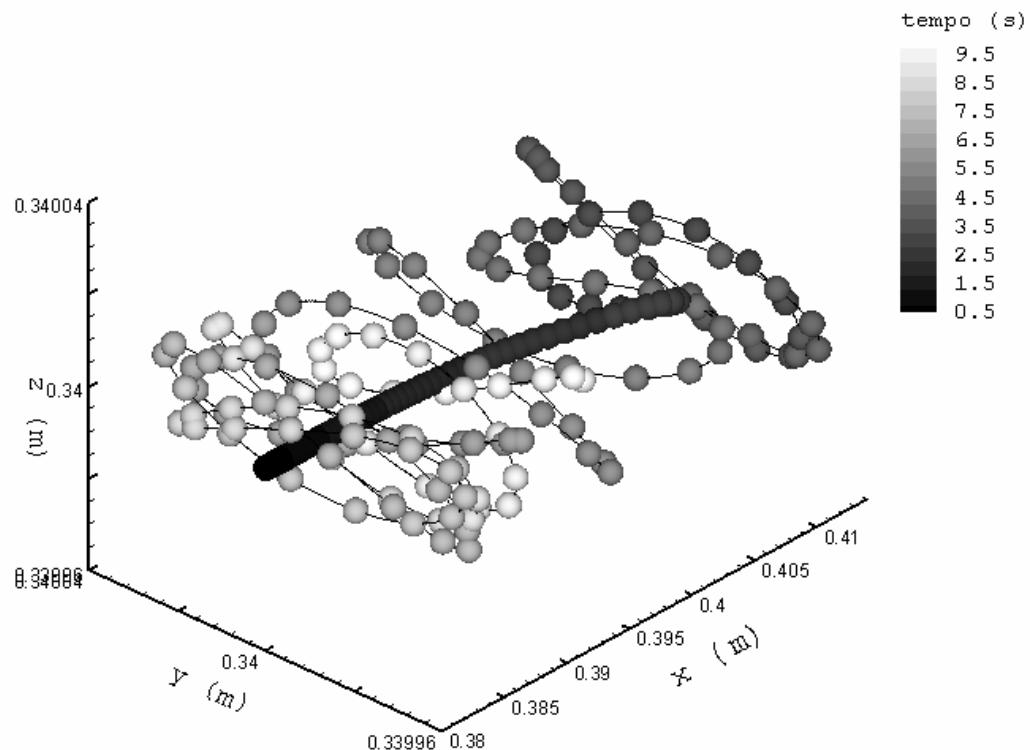


Figura 5.3 – Posição do centro de massa da esfera obtidos com a simulação do movimento com as forças externas impostas.

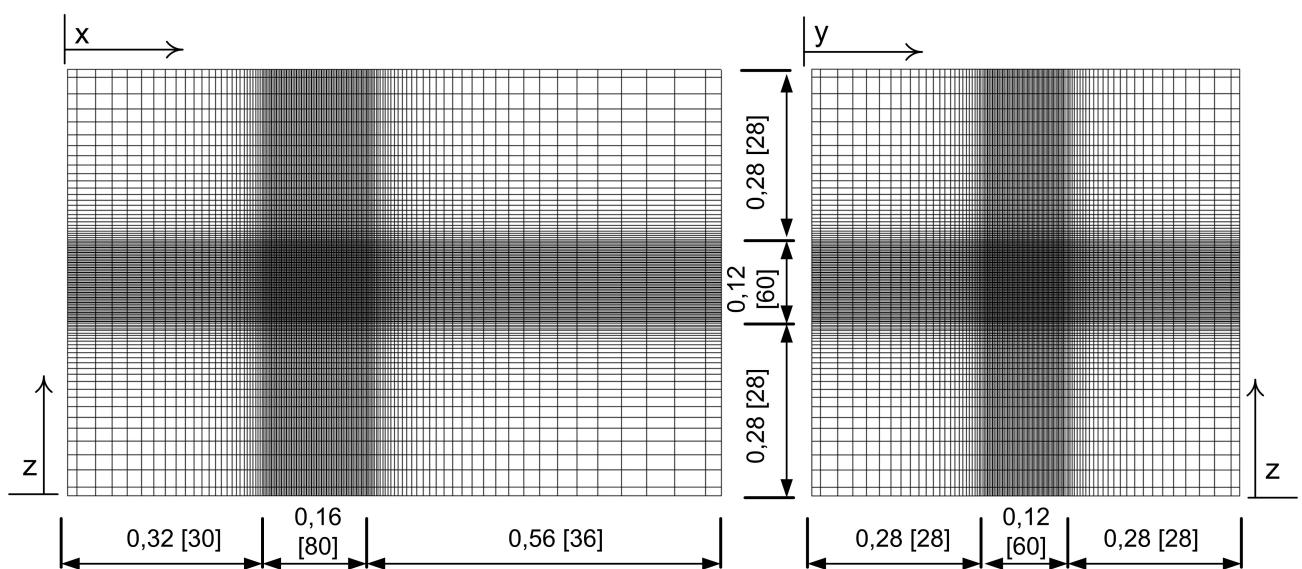


Figura 5.4 – Malha empregada na simulação da esfera ancorada por molas.

A Fig. 5.7 mostra os cinco primeiros ciclos de movimento da esfera, onde se pode perceber que a amplitude dos movimentos do centro de massa tende a se reduzir constantemente, à medida que o tempo transcorre. O máximo deslocamento experimentado pela esfera ocorre no primeiro ciclo, em que ela parte do repouso em  $(x_c, y_c, z_c) = (0,38, 0,34, 0,34)m$ . Uma possível explicação para isto pode ser associada ao fato que, durante o processo inicial de formação dos vórtices, a esfera é transportada pelo escoamento até que, a partir do 1º desprendimento de vórtices, a força de arrasto reduz, sendo vencida pela força restauradora das molas, o que gera um movimento contrário ao sentido do escoamento, tendendo a levar a esfera à sua posição original.

A redução na força de arrasto, em relação ao ciclo inicial, se deve à dinâmica de formação de instabilidades do escoamento. O bolsão instável que se forma inicialmente é o que gera a maior força de arrasto. A dinâmica de formação de estruturas turbinhonares que se sucede gera uma força de arrasto decrescente com o tempo.

Dando seqüência à análise da dinâmica de interação fluido-estrutura, mostra-se nas Figs. 5.8 a 5.10 a evolução temporal do processo de interação fluido-estrutura envolvendo o escoamento em transição e o movimento da esfera. O processo é mostrado para o tempo adimensional no intervalo  $80 \leq t^* \leq 150$ . Foi utilizado  $Q = 0,5$  para todos os quadros visualizados.

Um ciclo completo de movimentação da esfera está sendo mostrado. À esquerda das figuras visualiza-se o escoamento e, à direita, a posição do centro de massa da esfera em função do tempo. No início do ciclo a esfera se encontra na posição  $x = 0,3812m$  e, ao final, ela se encontra na posição  $x = 0,3834m$ , sempre em relação à origem do domínio euleriano.

Observa-se que o deslocamento da esfera e a emissão de estruturas turbinhonares são dois processos físicos fortemente acoplados. No tempo  $t^*=90$  tem-se uma esteira turbinhonar de fraca intensidade, uma vez que a esfera estava recuando em tempos anteriores, o que inibe a formação de estruturas turbinhonares. Quando a esfera cessa seu movimento de recuo ( $t^*=80$ ) a esteira turbinhonar começa a se intensificar, aumentando a força de arrasto e gerando deslocamento da esfera no sentido do escoamento. A esfera se desloca até a posição máxima que corresponde a  $t^*=115$ . A partir deste momento, as forças de restauração das molas atingem seus valores máximos, se igualando à força de arrasto.

Em seguida, a esteira turbinhonar começa a perder força e as forças restauradoras das molas superam a força de arrasto, acelerando a esfera no sentido contrário ao movimento do fluido. Do instante  $t^*=116$  ao instante  $t^*=150$  a esfera recua à posição  $x = 0,3834m$  que corresponde ao mínimo que ela pôde atingir. Novamente, salienta-se que ela não mais retornou à posição  $x$  mínima obtida no ciclo anterior ( $x = 0,3812m$ ).

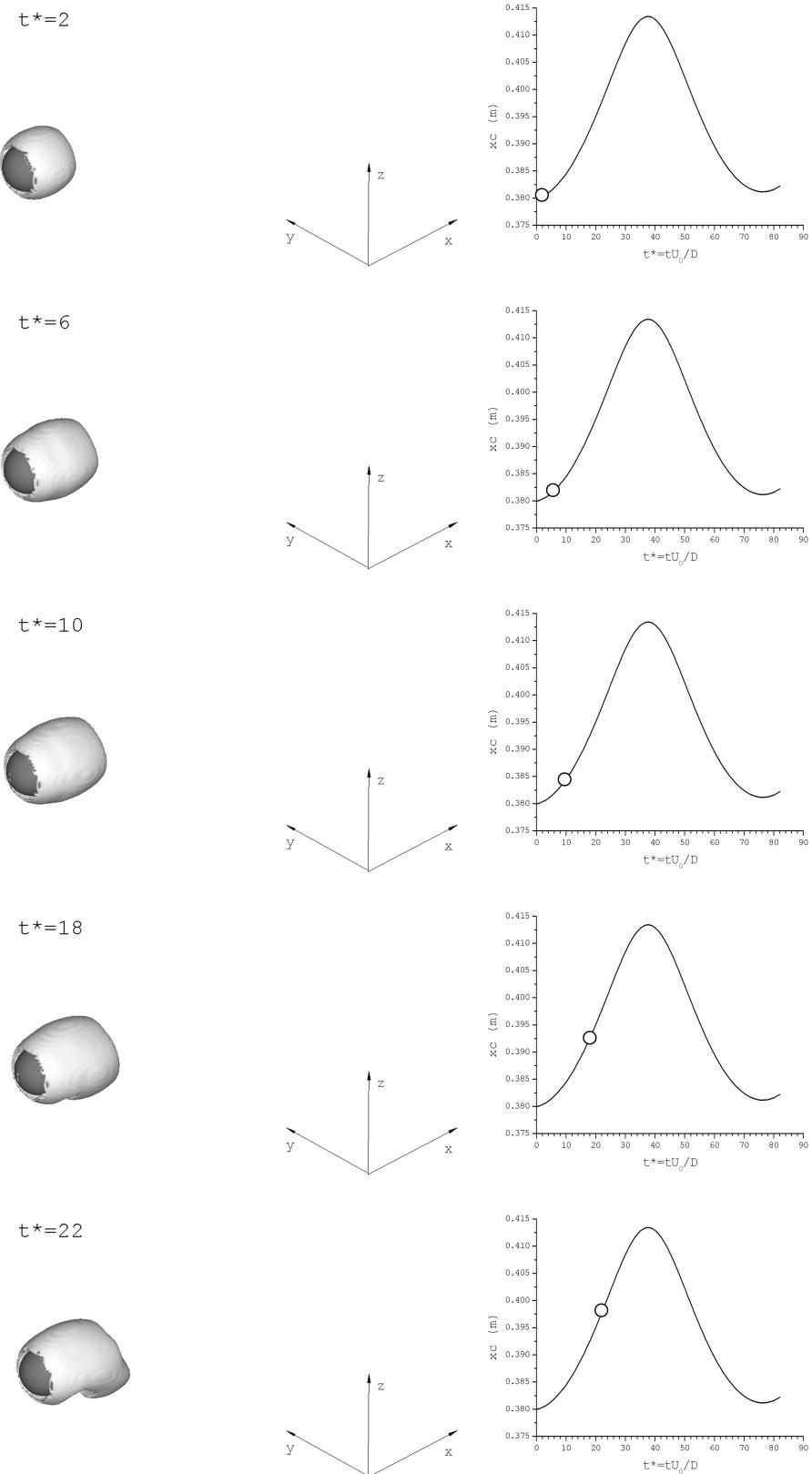


Figura 5.5 – Primeiro ciclo do deslocamento da esfera  $2 \leq t^* \leq 22$ ,  $Re_D = 400$ .