

Assim, nestas figuras a $Re = 300$ (Figs. 4.36 a 4.38), é possível observar um padrão de escoamento simétrico na sua porção à montante da esfera e completamente assimétrico à jusante, evidenciando a transição sofrida neste regime.

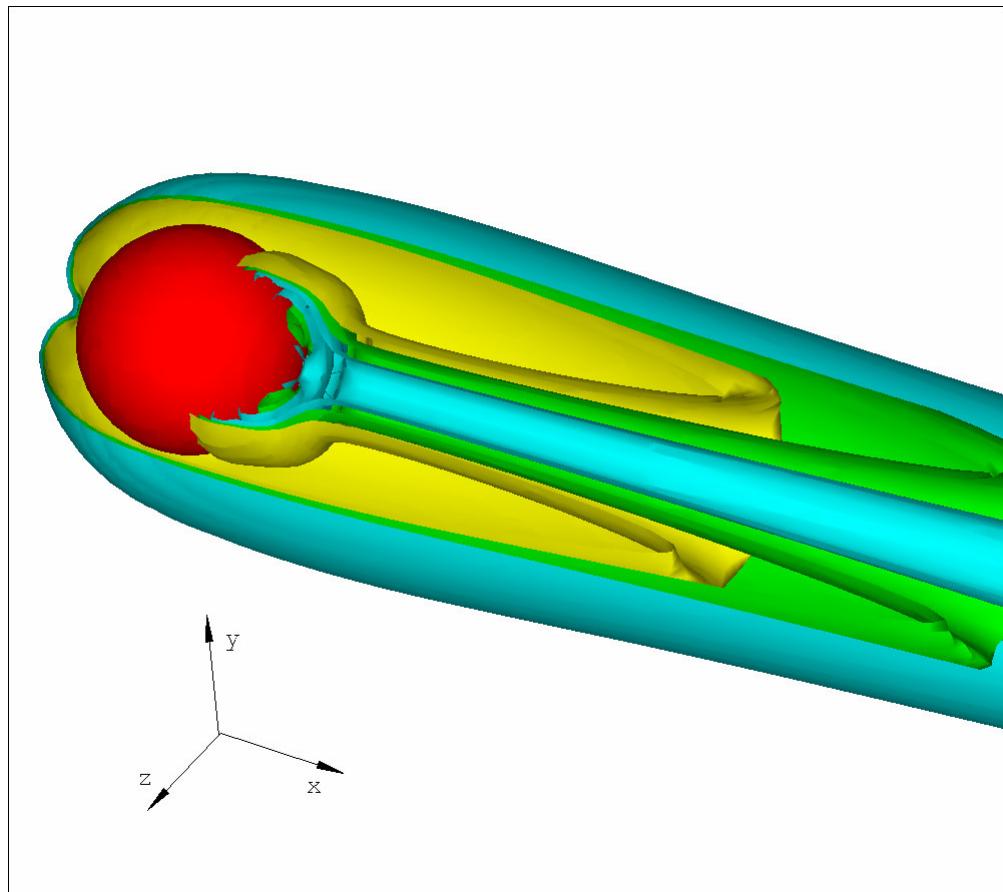


Figura 4.28 – Isosuperfícies de $|\omega|$ em corte. Os valores correspondem a $2,0 [s^{-1}]$ (azul), $5,0 [s^{-1}]$ (verde) e $7,0 [s^{-1}]$ (amarelo).

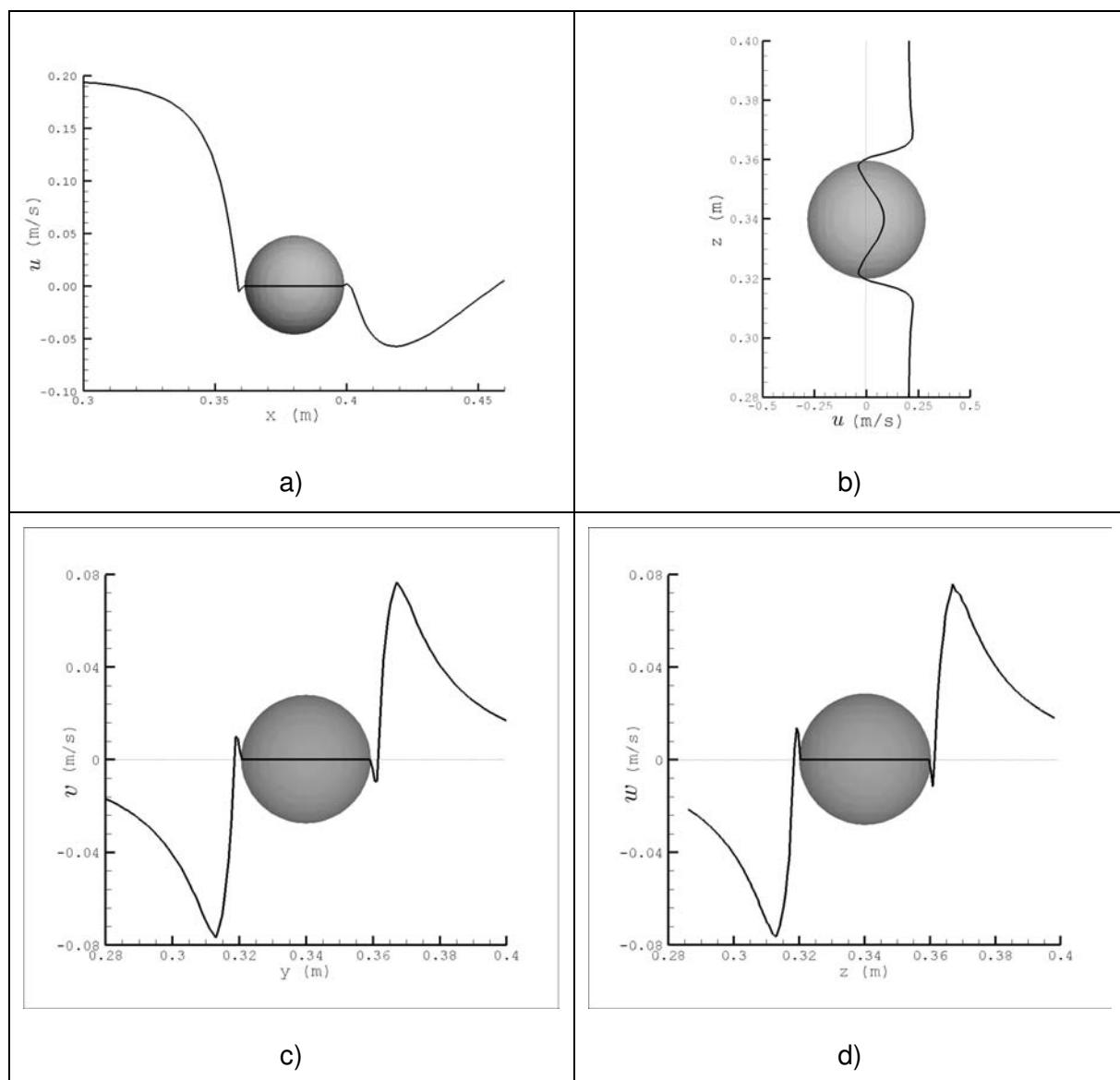


Figura 4.29 – Comportamento dos perfis das componentes u ao longo do eixo x (a) e ao longo do eixo z (b) e dos perfis das componentes v (c) e w (d) da velocidade em corte a $Re = 200$.

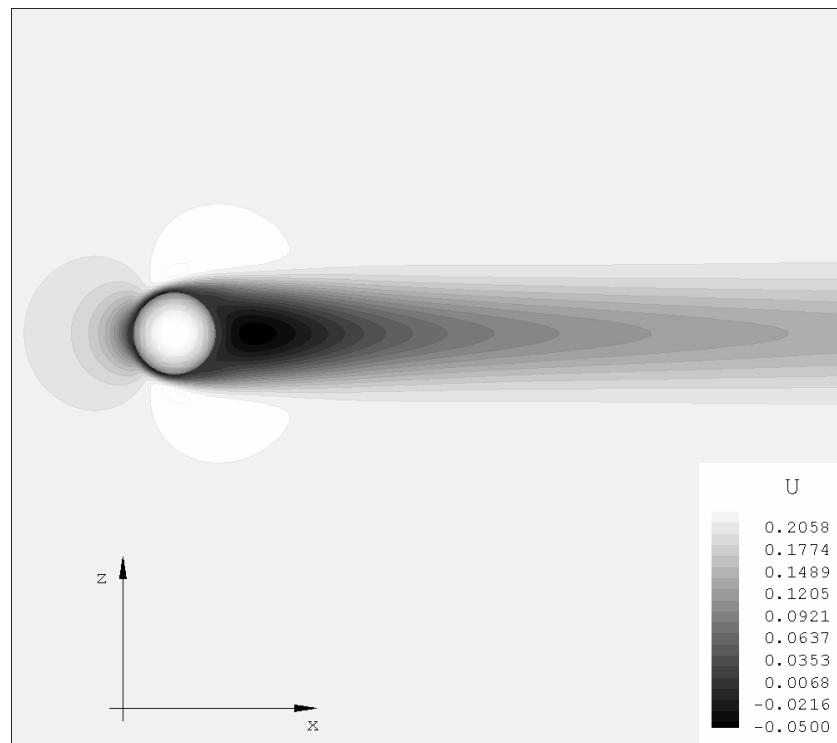


Figura 4.30 – Campo da componente u da velocidade visto em corte pelo equador da esfera a $Re = 200$.

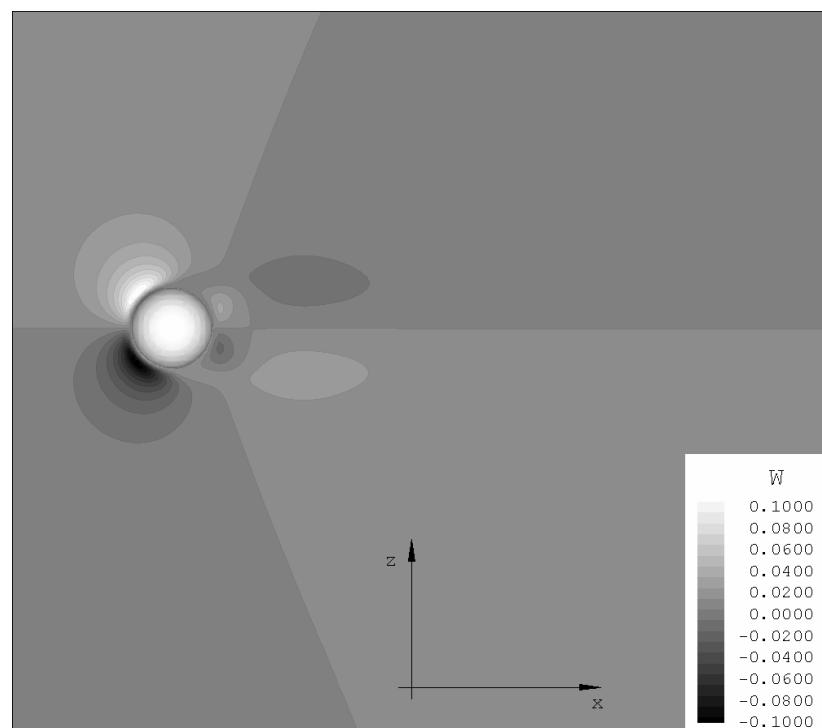


Figura 4.31 – Vista em corte do campo da componente w da velocidade a $Re = 200$.

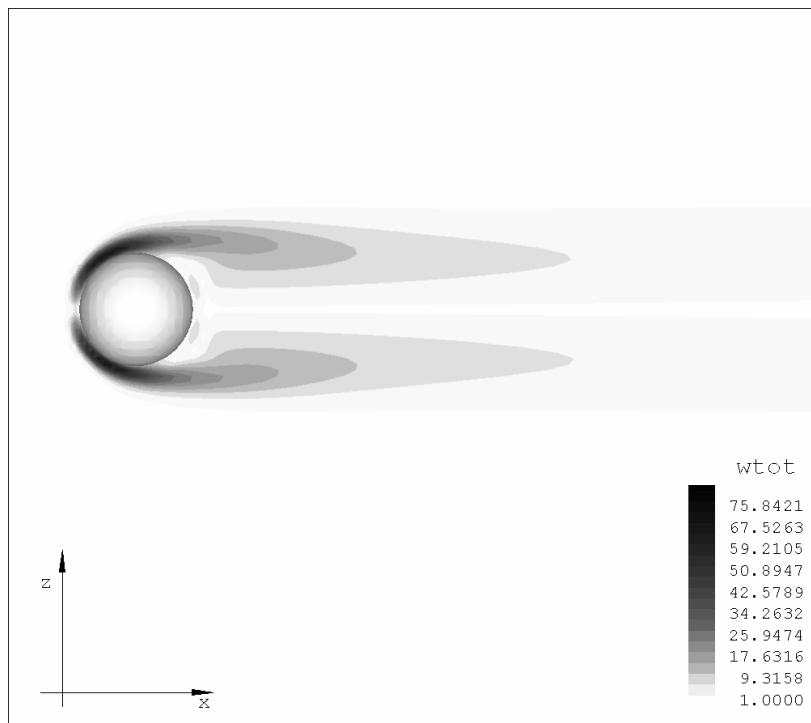


Figura 4.32 – Módulo da vorticidade total $|\omega|$, visto em corte, para $Re = 200$.

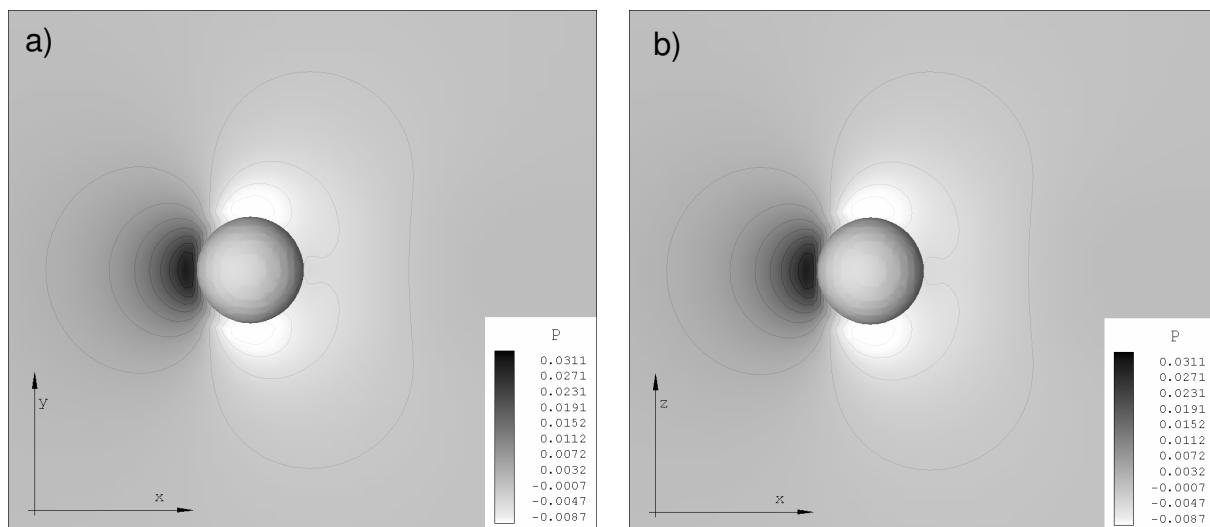


Figura 4.33 – Campos de pressão para escoamento a $Re = 200$ vistos no plano xy (a) e no plano xz (b).

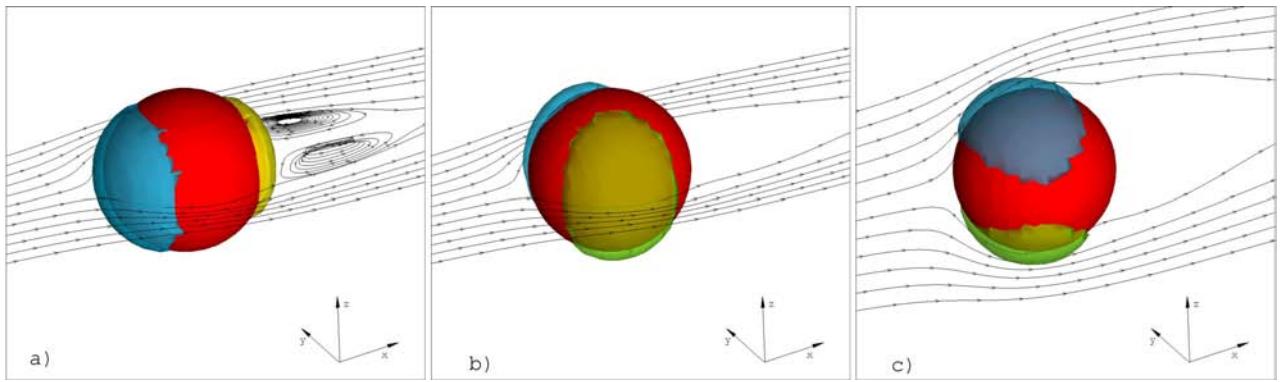


Figura 4.34 – Vista detalhada das componentes da força na direção x (a), na direção y (b) e na direção z (c).

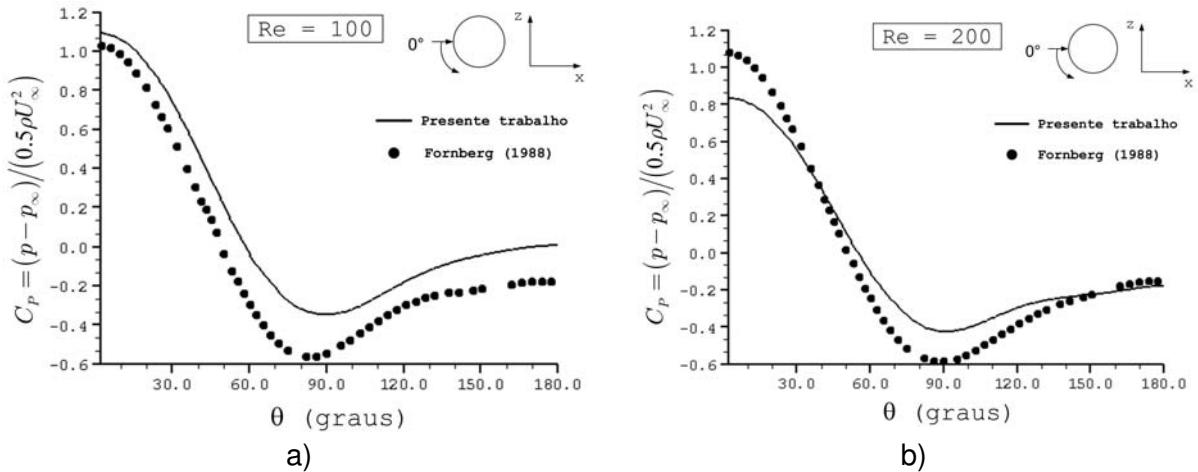


Figura 4.35 – Coeficiente de pressão (C_p) avaliado ao longo da superfície da esfera comparados com os resultados extraídos de Fornberg (1988) para $Re = 100$ (a) e $Re = 200$ (b).

Nos escoamentos a $Re \geq 270-285$, o regime de emissão de vórtices apresenta um padrão transitório periódico e simetria planar, que pode ser visto na Fig. 4.39, apesar da tridimensionalização do escoamento ser evidente, como evidenciado na Fig. 4.40. Este comportamento permanece inalterado até Re aproximadamente igual a 500.

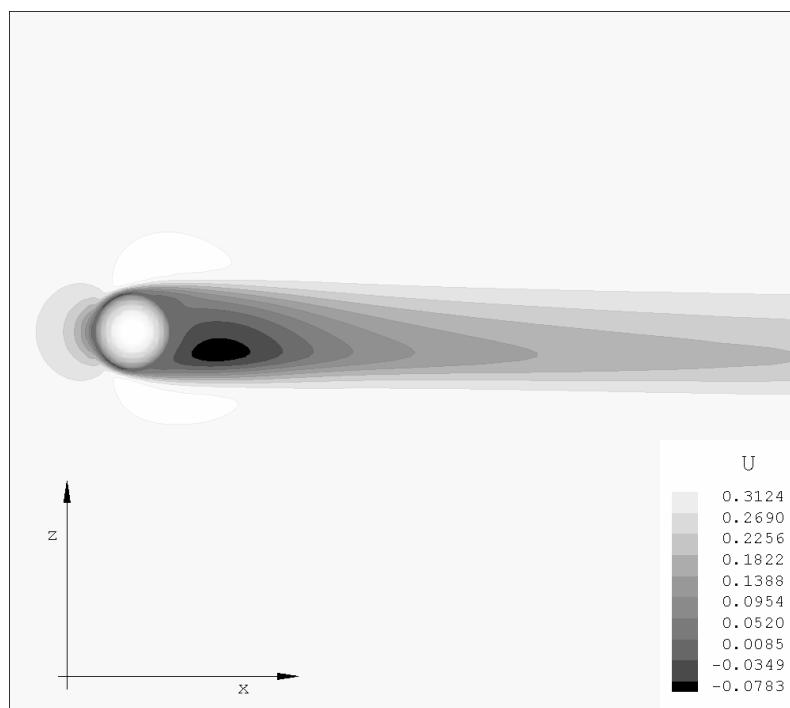


Figura 4.36 – Corte transversal mostrando a componente u da velocidade para escoamentos a $Re = 300$.

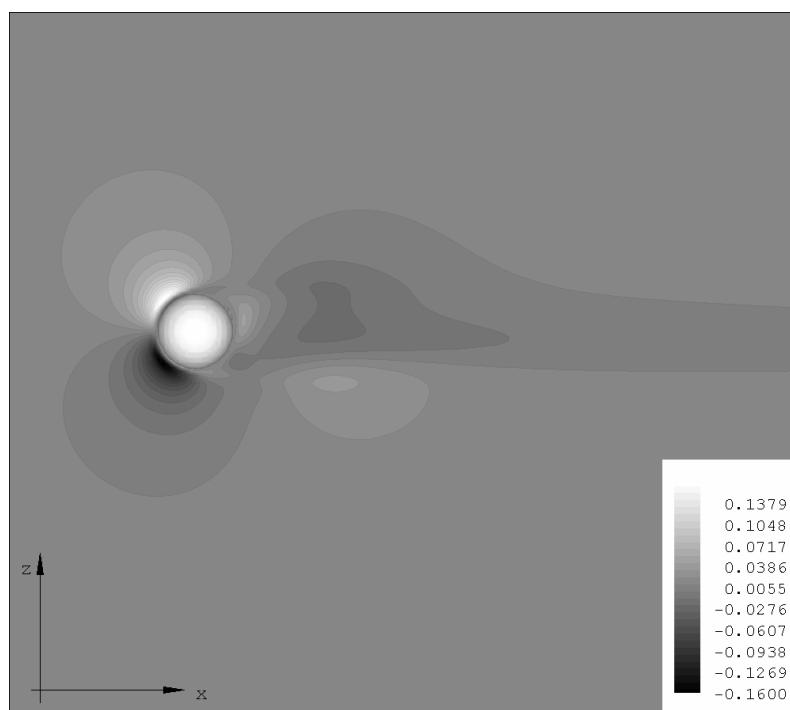


Figura 4.37 – Detalhe do campo da componente w da velocidade, visto a partir de um corte transversal pelo equador da esfera a $Re = 300$.

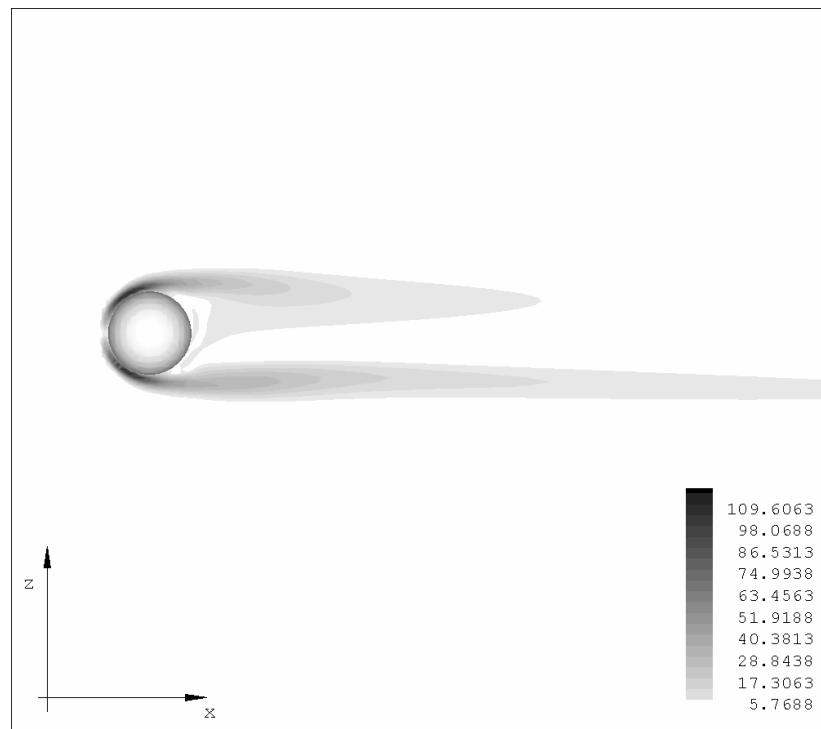


Figura 4.38 – Módulo da vorticidade visto em corte transversal a $Re = 300$.

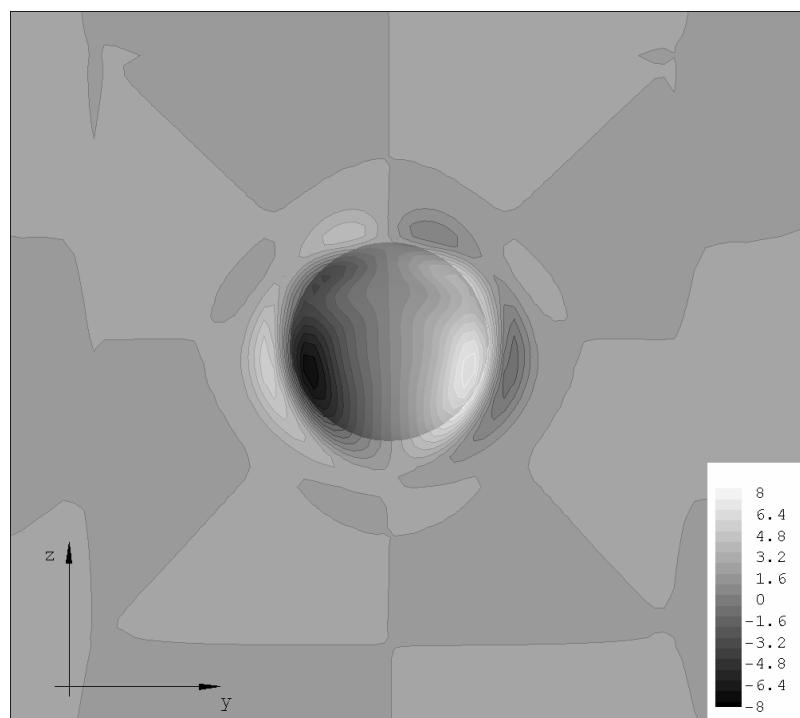


Figura 4.39 – Vista em corte do escoamento, através do campo de vorticidade, em $x = 0,42m$, mostrando a simetria planar na esteira a $Re = 400$.

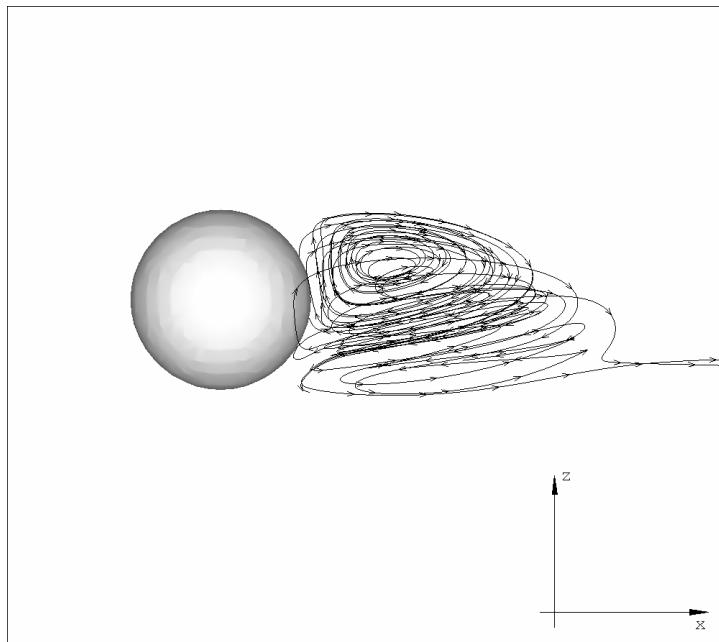


Figura 4.40 – Linhas de corrente à jusante da esfera a $Re = 300$, evidenciando a tridimensionalização da esteira.

Um importante parâmetro que pode ser empregado para analisar a topologia do escoamento é o critério Q (Jeong e Hussain, 1995), definido da forma:

$$Q = \frac{1}{2} \left[|\boldsymbol{\Omega}|^2 - |\mathbf{S}|^2 \right] > 0, \quad (4.14)$$

ou seja, a norma Euclidiana para a qual o tensor vorticidade sobrepuja o tensor deformação (Haller, 2005), definidos respectivamente como:

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2} \left[\nabla \mathbf{v} - (\nabla \mathbf{v})^T \right], \quad (4.15)$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \left[\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T \right]. \quad (4.16)$$

Uma estrutura interessante, observada na Fig. 4.41, foi a esteira dupla (*double thread wake*) ainda em $Re = 300$, como capturada por outros autores (Gushchin *et al.*, 2002) e que surge entre $Re = 210$ e $Re = 270$ (Tomboulides e Orszag, 2000). Esta esteira consiste de dois vórtices longitudinais, de sinais contrários, que se estendem ao infinito e que aparecem, nos

experimentos de queda livre de esferas, ao final da região de recirculação. Na Fig. 4.43 pode-se observar, em 8 vistas diferentes, o toróide formado à jusante da esfera a $Re = 300$, indicando a perda da simetria do escoamento. A visualização foi realizada com o isovalor do critério $Q = 15,0$ e o sentido de giro da figura é $+z$, com os quadros evoluindo da esquerda para a direita e de cima para baixo.

A transição à turbulência é simulada para $Re = 400$ e sua estrutura é mostrada na Fig. 4.43. É possível distinguir uma estrutura turbilhonar na forma toroidal porém deformada no sentido longitudinal (ao longo do eixo do escoamento), estendendo-se da região imediatamente à jusante da esfera até a aproximadamente dois diâmetros no sentido do escoamento. O instante inicial foi gravado em $t^* = t U_\infty/D = 140$ (Fig. 4.43a), com intervalos de tempo $\Delta t^* = \Delta t U_\infty/D = 1$. Observa-se, em seguida, uma seqüência de estruturas turbilhonares alongadas e que se entrelaçam, gerando uma interação física fortemente não-linear. Fica caracterizado o processo de transição à turbulência à jusante da esteira. Inicialmente formaram-se estruturas toroidais com tendência à tridimensionalização. Em seguida, geram-se estruturas tridimensionais do tipo grampo de cabelo (*hairpin vortices*) que, através das interações não lineares, geram harmônicos, os quais, por sua vez, interagem gerando outras freqüências. À medida que se desloca com o escoamento, ele se torna mais turbulento, sendo composto por um espectro de freqüência mais largo, tendendo ao estado de turbulência desenvolvida.

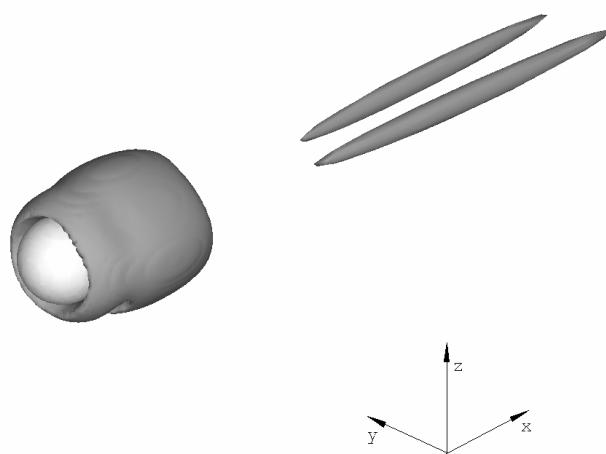


Figura 4.41 – Esteira dupla (*double thread wake*) evidenciada a $Re = 300$.

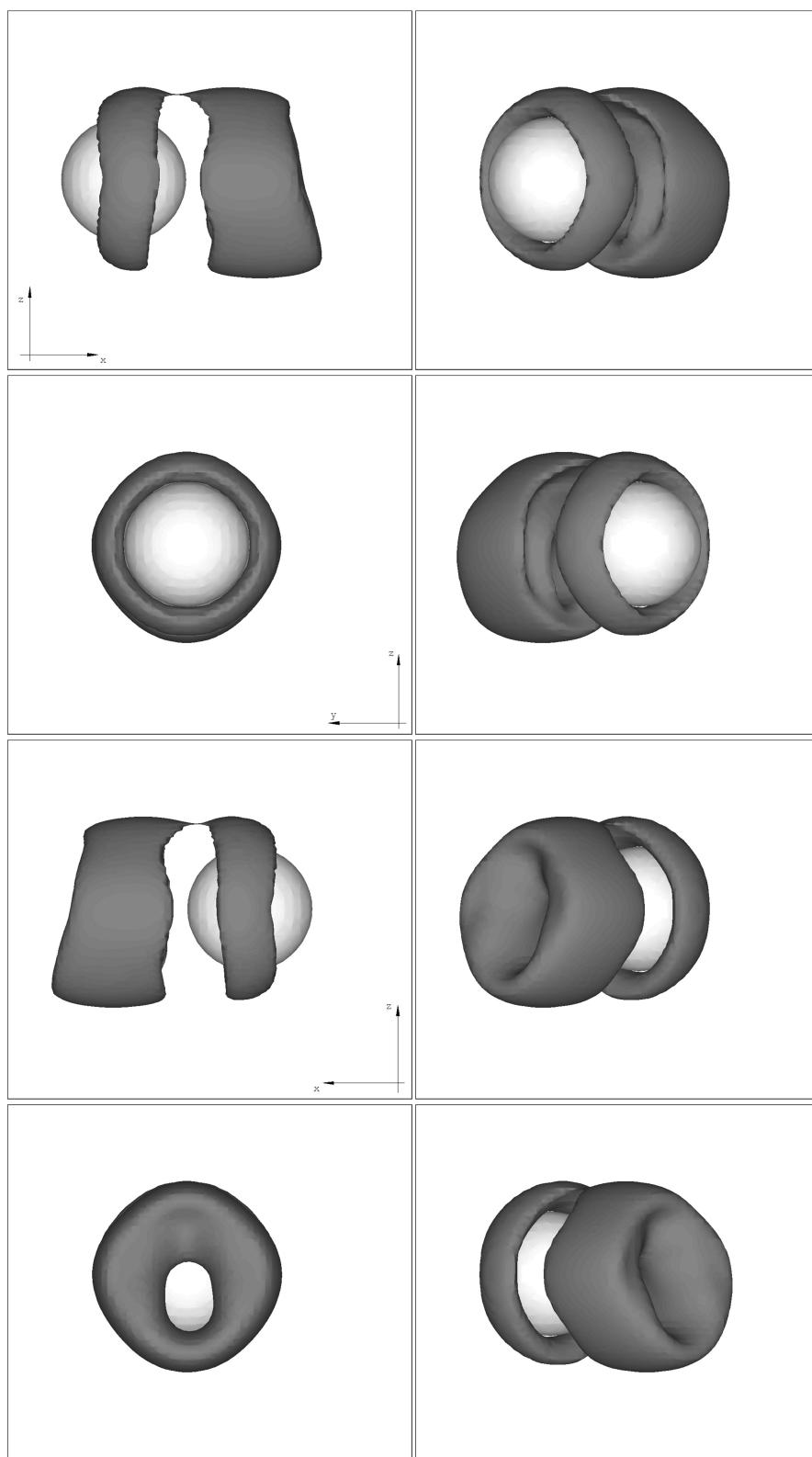


Figura 4.42 – Vista detalhada do vórtice toroidal à jusante da esfera para escoamentos a $Re = 300$.

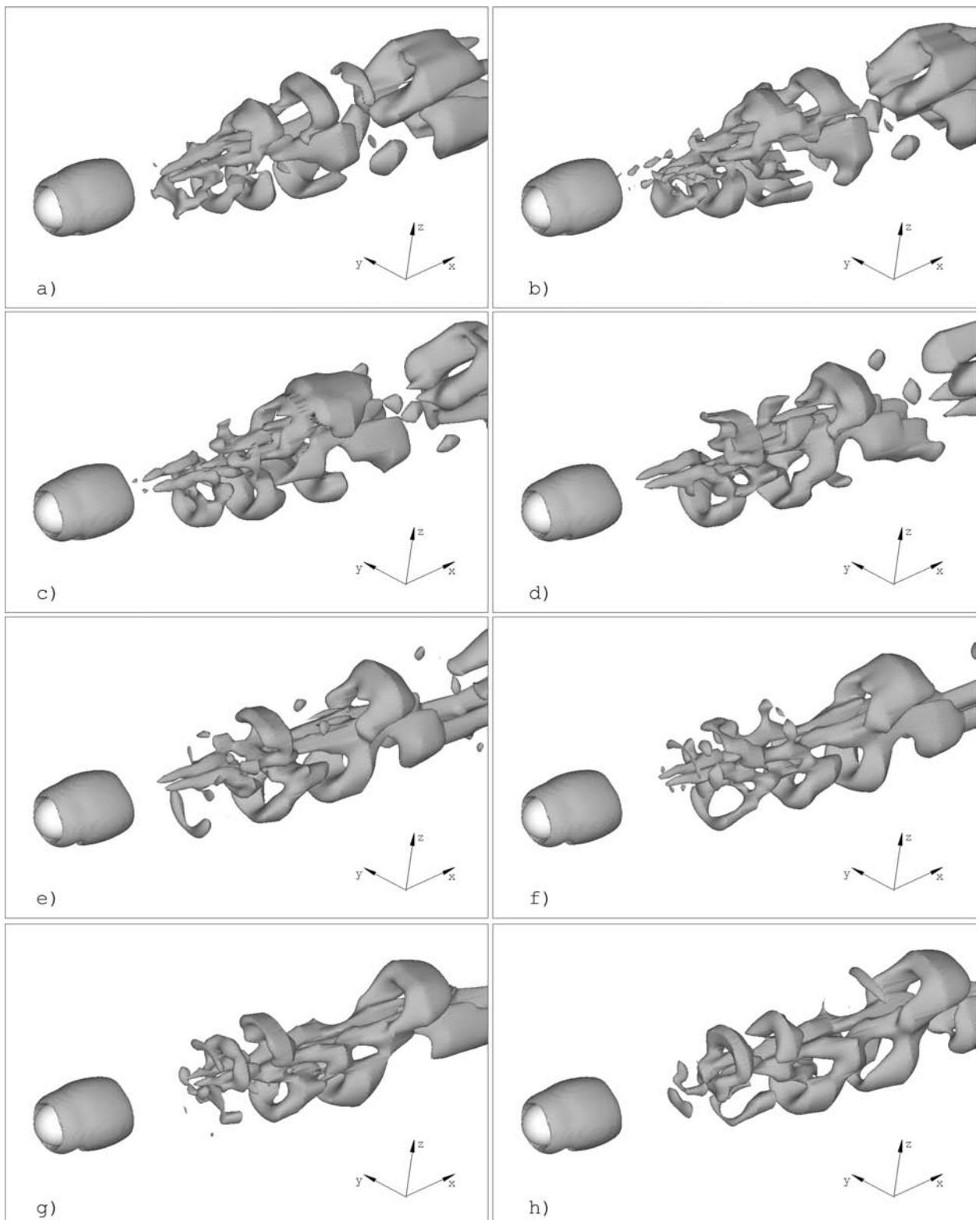


Figura 4.43 – Seqüência de quadros mostrando o processo de emissão de estruturas turbinhonares a $Re = 400$. A figura (a) refere ao tempo $t^* = 140$ e o intervalo de tempo entre as demais figuras é $\Delta t^* = 1$.

As estruturas do tipo grampo de cabelo são também descritas e evidenciadas, para escoamentos ao redor de esferas, por (Gilmanov *et al.*, 2003) de onde foi extraída a Fig. 4.44. Um padrão semelhante pode ser visto na Fig. 4.45, obtido por (Gushchin *et al.*, 2002) para escoamento ao redor de uma esfera a $Re = 400$ e tempo adimensional $t^* = 352$.

Os resultados apresentados no presente trabalho são similares aos encontrados na literatura e mostram que o método da fronteira imersa também se apresenta promissor para a análise da transição à turbulência, ou menos no que se refere aos escoamentos cisalhantes livres.

Para $Re = 500$, a distribuição de C_L em função do tempo mostra um regime de escoamento turbulento que ocorre, segundo a literatura (Ploumhans, 2002), a partir de aproximadamente $Re = 420$, caracterizando a perda da simetria planar e a emissão de vórtices num padrão periódico, constituindo-se no terceiro regime de escoamento crítico. Neste ponto, a simetria planar e a periodicidade desaparecem. No gráfico dos coeficientes de sustentação, para $Re = 400$ e para $Re = 500$, apresentados na Fig. 4.46 é possível notar as variações periódicas, para $Re = 400$, sobre o coeficiente de sustentação, o que é gerado pelas estruturas turbinhonianas que se formam e se transportam à jusante da esfera. Para $Re = 500$ (Fig. 4.46b), vê-se que a periodicidade foi perdida e a distribuição de C_L em função do tempo se torna mais aleatória.

A assimetria planar à jusante da esfera pode ser evidenciada pelo campo de vorticidade longitudinal, em corte à $x = 0,42m$, mostrado na Fig. 4.47 para $Re = 600$, evidenciando também a natureza instável do escoamento.

Por fim, para $Re > 800$, surgem instabilidades de *Kelvin-Helmholtz* nas camadas de cisalhamento axisimétricas originadas do descolamento da camada-limite na superfície da esfera. Isto pode ser visualizado na Fig. 4.48. São os anéis de *Kelvin-Helmholtz* que se tridimensionalizam, dando origem às estruturas em grampo de cabelo. A Fig. 4.48 se refere a $Re = 1000$, onde o critério Q foi utilizado para evidenciar as estruturas do escoamento. Ocorre, também, o surgimento de estruturas em múltiplas escalas. Na Fig. 4.49 pode-se ver os resultados para C_L e C_S para $Re = 1.000$, indicando o comportamento aleatório da emissão de estruturas turbinhonianas à jusante da esfera. Observa-se que os coeficientes C_L e C_S , nas faixa das distribuições temporais já estabelecidas estatisticamente, tem-se oscilação em torno de médias nulas (comportamento simétrico nas suas direções), apresentando variâncias: $\overline{C_L'^2} = 0,00674$ e $\overline{C_S'^2} = 0,00742$, onde C_L e C_S estão na direção z e y , respectivamente. O valor ligeiramente maior (10%) de $\overline{C_S'^2}$ é explicado pelo fato dos vórtices “grampo de cabelo” estarem orientados na direção do eixo y , como pode ser visto na Fig. 4.48.

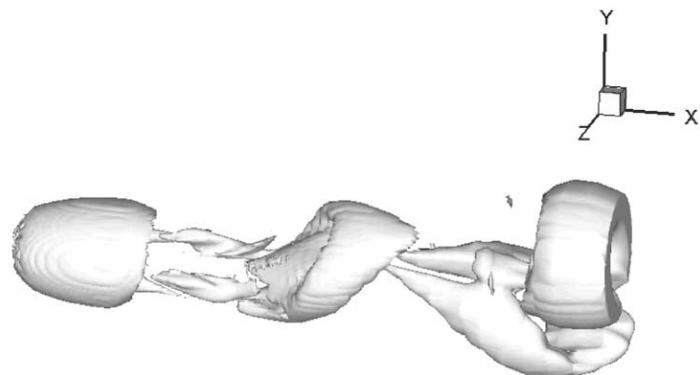


Figura 4.44 – Estruturas turbilhonares do tipo grampo de cabelo à jusante de uma esfera imersa num escoamento a $Re = 300$, retirado de *Gilmanov et al. (2003)*.

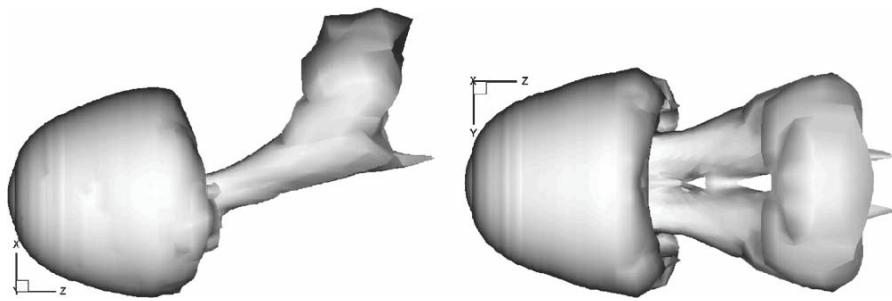


Figura 4.45 – Estruturas turbilhonares do tipo grampo de cabelo presentes no escoamento ao redor de uma esfera a $Re = 400$ vistos dos planos xz (esq.) e yz (dir.), retiradas de *Gushchin et al. (2002)*.

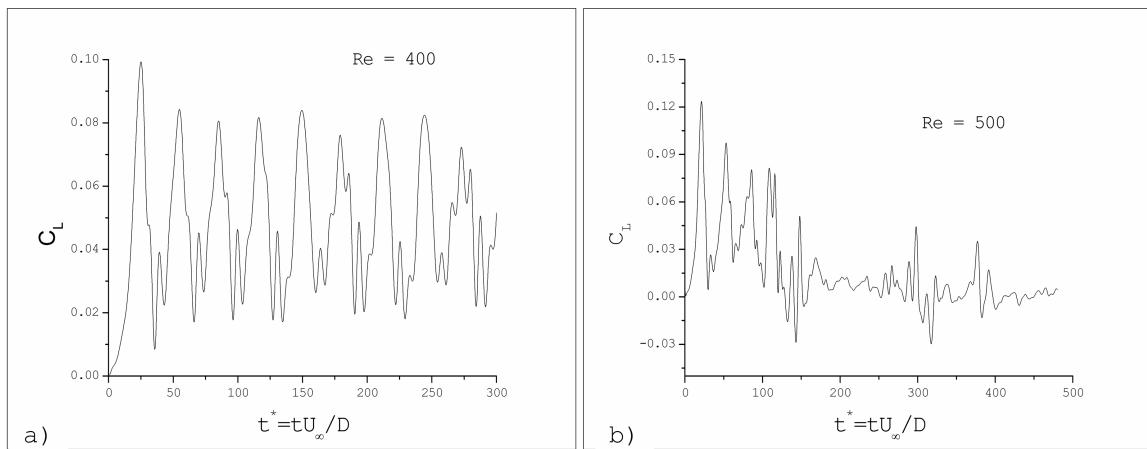


Figura 4.46 – Coeficiente de sustentação (C_L) para $Re = 400$ e $Re = 500$.

Foram inseridas sondas numéricas no escoamento para monitorar as variações temporais das componentes das velocidades. O grupo de sondas foi distribuído em três estações diferentes as quais, por sua vez, constituem-se de planos perpendiculares ao escoamento, alinhados com os eixos coordenados do domínio computacional. A Fig. 4.50 apresenta o diagrama esquemático da disposição das estações e das sondas. As cotas das estações A, B e C, são tomadas a partir da face posterior da esfera, na direção x , substituindo-se os valores da variável n da figura por $1,5D$, $3D$ e $4,5D$, respectivamente.

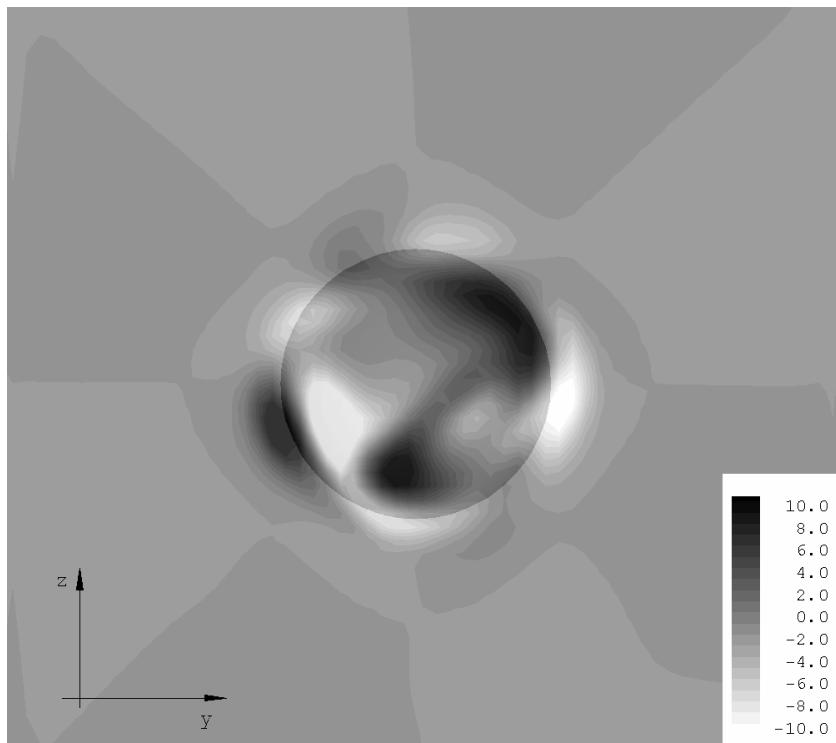


Figura 4.47 – Vorticidade longitudinal vista em corte à $x = 0,42m$ para $Re = 600$.

Em cada uma das estações foram posicionadas cinco sondas, numeradas de 1 a 5 sendo que, a de nº 1 foi disposta na linha de centro da esfera. A partir da linha de centro, posicionou-se as sondas 2 e 3 a $-1,5D$ e $+1,5D$, respectivamente, ao longo do eixo y . As sondas 4 e 5 foram posicionadas ao longo do eixo z nas cotas $-1,5D$ e $+1,5D$. Cada uma das sondas descritas acima monitora as três componentes da velocidade. A freqüência de aquisição das sondas foi de 100Hz, o que corresponde a 10 vezes o passo de tempo empregado nas simulações, ou seja, $\Delta t = 10^{-3}s$. Assim, é possível explorar o histórico das componentes das velocidades com uma combinação de três estações (A, B e C), cinco posições em cada estação (sondas 1 a 5) e três componentes da velocidade (u , v e w).

Na Fig. 4.51 tem-se os resultados das sondas numéricas para a velocidade u tomadas na estação A (coluna da esquerda) para $Re = 500$. Na coluna da direita, são apresentados os resultados para a *FFT* do sinal das sondas, com destaque para o valor da freqüência fundamental de emissão de estruturas turbilhônicas. Os resultados para outras estações e componentes, são apresentados na Fig. 4.52 onde a coluna da esquerda representa a variação temporal das velocidades v e w para a estação A e u para as estações B e C. Na coluna da direita na mesma figura 4.52, mostram-se os resultados da *FFT* aplicada sobre esta variação. A velocidade da corrente livre, para esta simulação, foi de $U_0 = 0,5\text{m/s}$.

Da Fig. 4.51 percebe-se que todas as sondas na mesma estação A fornecem praticamente a mesma freqüência fundamental de, aproximadamente, 4Hz . Pela Fig. 4.52 percebe-se que as componentes v e w fornecem a mesma freqüência que a componente u , e também mostra a independência quanto à estação. Isto se deve ao fato que estes resultados se referem a $Re = 500$, para o qual o escoamento ainda não é plenamente turbulento, como pode ser visto nos espectros na coluna da direita das Figs. 4.51 e 4.52.

O número de Strouhal foi definido aqui, em função do diâmetro da esfera, como $St = \frac{fD}{U_0}$. Assim, o valor de St para o escoamento ao redor da esfera a $Re = 500$ é de $St = 0,344$. Os resultados da literatura fornecem $St = 0,204$ (Shirayama, 1992) e $St = 0,150$ (Mittal e Najjar, 1999).

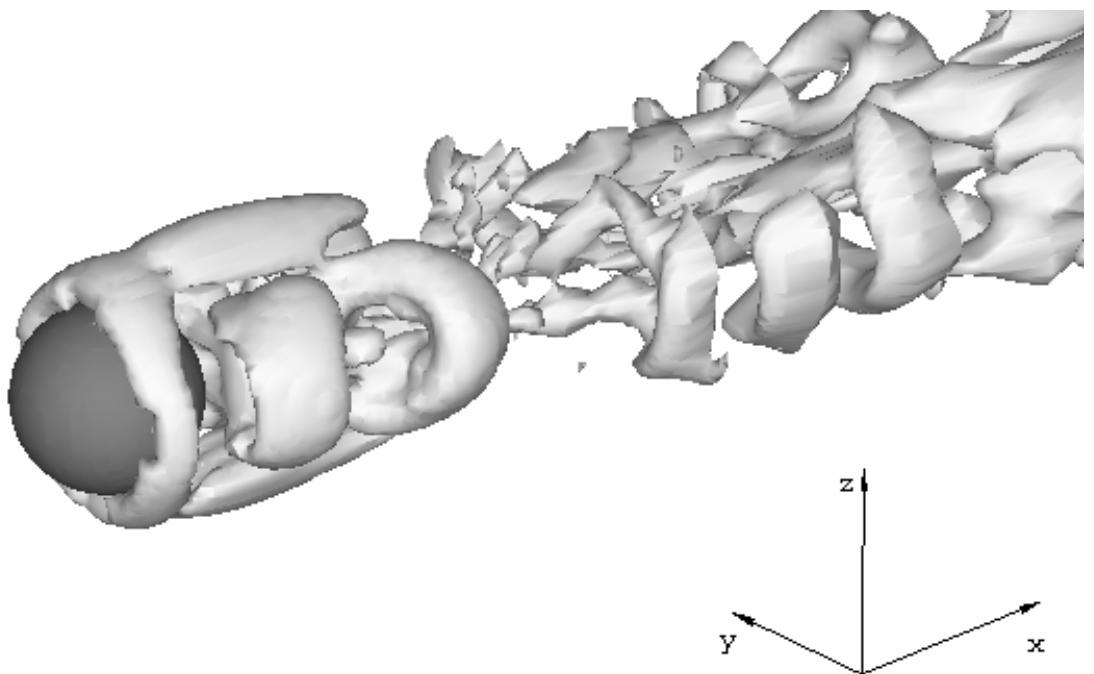


Figura 4.48 – Detalhe dos vórtices sobre a esfera a $Re = 1.000$ evidenciado pelo critério Q .

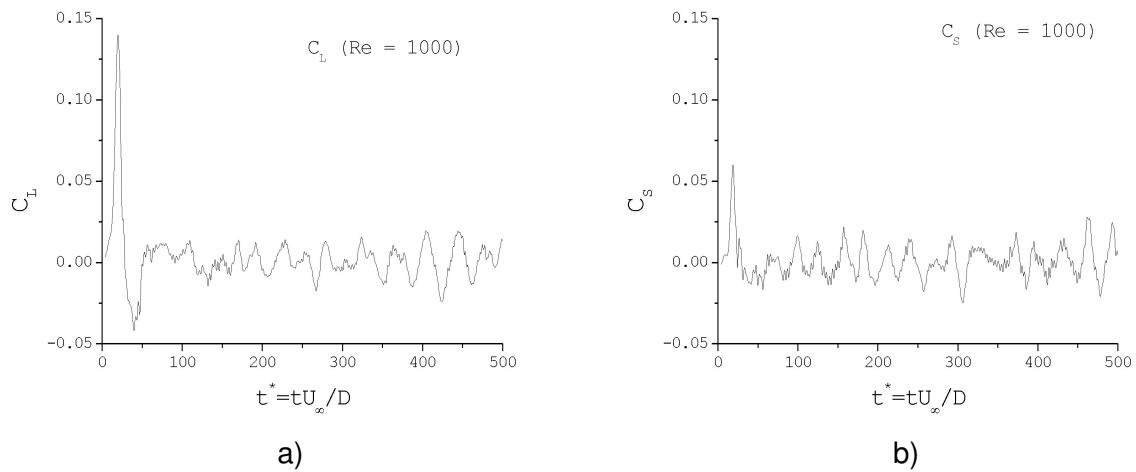


Figura 4.49 – Coeficiente de sustentação (a) e coeficiente lateral (b) para $Re = 1.000$.

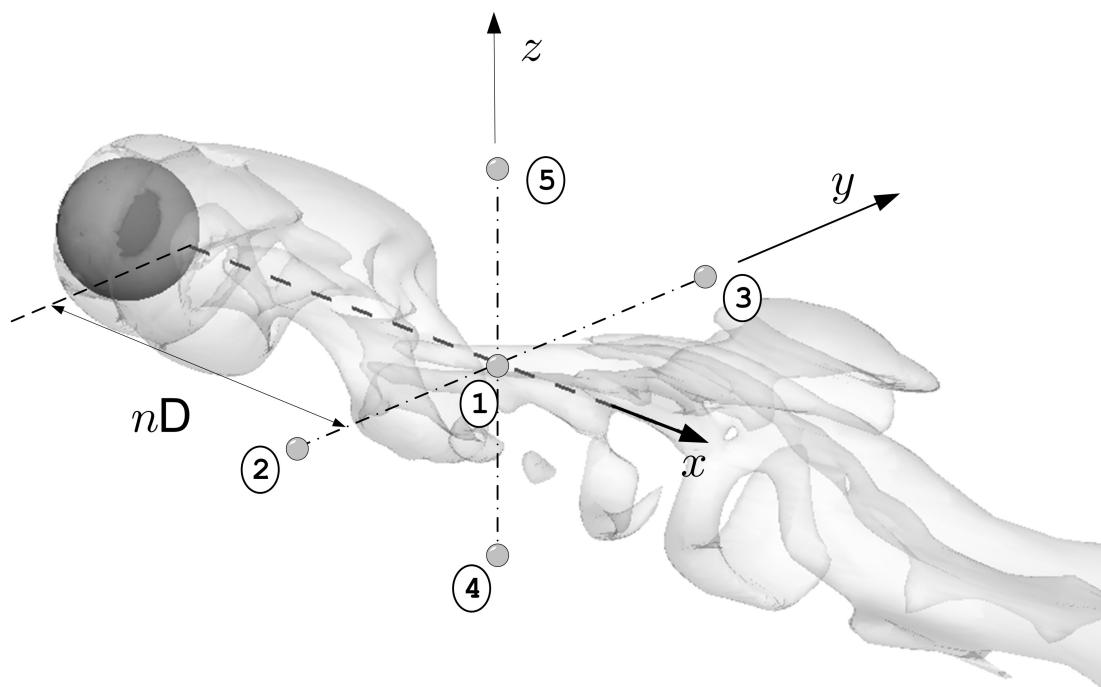


Figura 4.50 – Disposição das estações de monitoração e das sondas numéricas no domínio computacional.

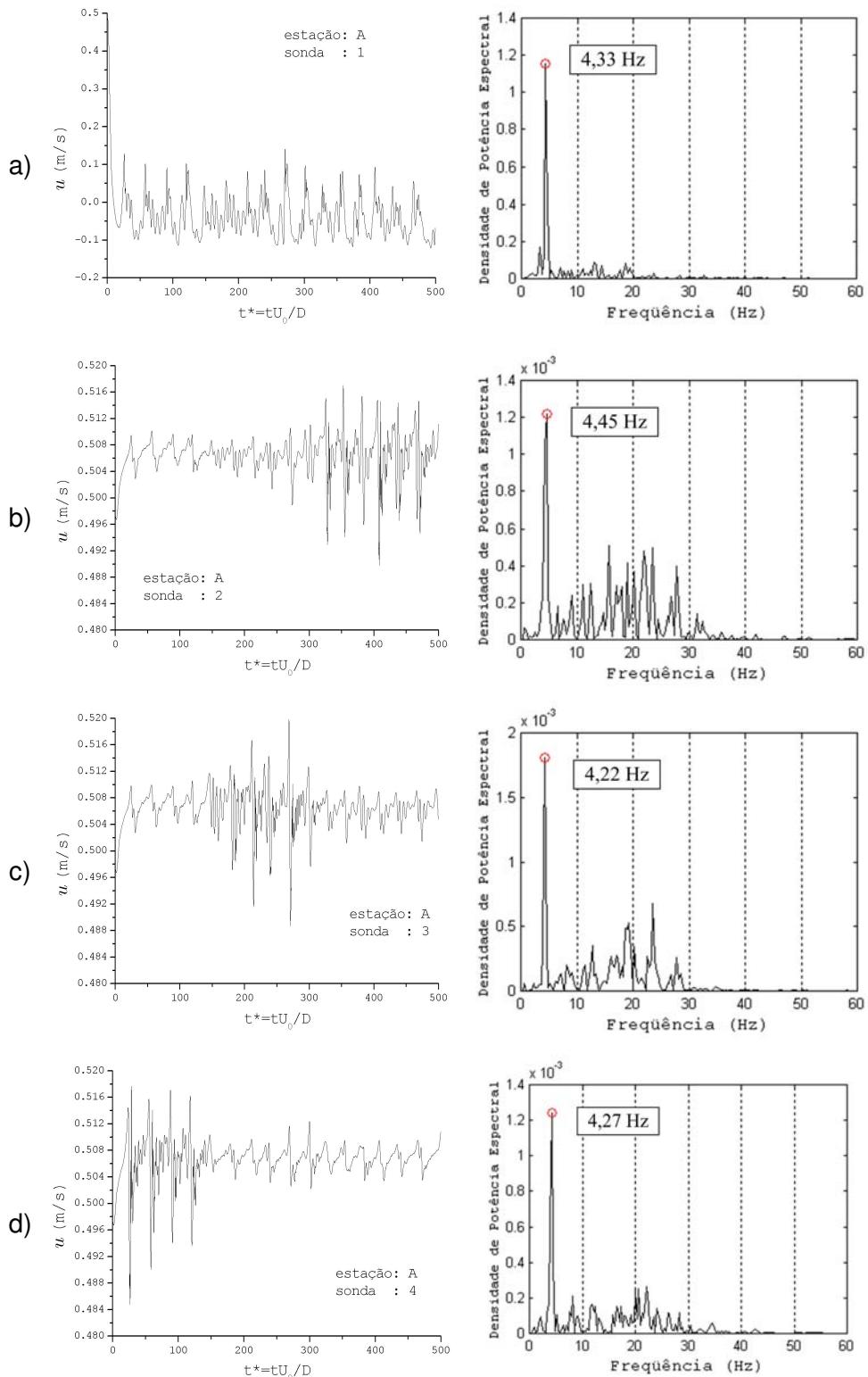


Figura 4.51 – Resultados para sondas numéricas na estação A para $Re = 500$. Estão plotados os valores dos históricos da componente u da velocidade (esq.) e a *FFT* realizada sobre estes (dir.) para as sondas 1 (a), 2 (b), 3 (c), 4 (d).

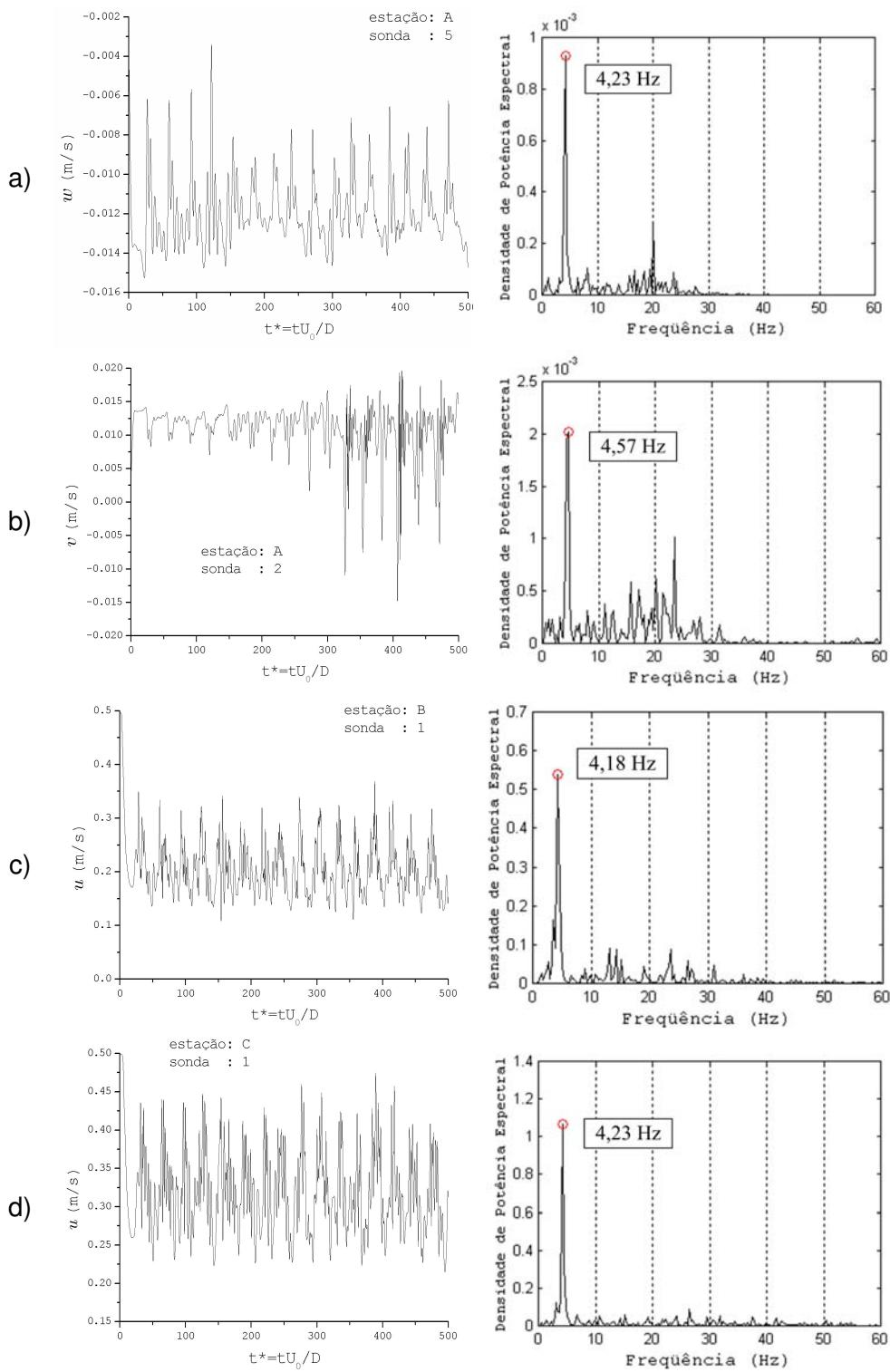


Figura 4.52 – Resultados das sondas para componente w na estação A, sonda 5 (a), a componente v estação A, sonda 2 (b) e componente u na estação B, sonda 1 (c) e estação C, sonda 1 (d). Na coluna da esquerda têm-se os históricos das velocidades e na da direita a suas transformadas FFT .

Na Fig. 4.53 são apresentados resultados para as três componentes da velocidade (coluna à esquerda), medidos na sonda 1 da estação A e seus respectivos sinais tratados via *FFT* (à direita) para $Re = 1.000$. Nota-se que os valores obtidos para as freqüências são diferentes para as três componentes analisadas. A velocidade da corrente livre para este número de Reynolds foi de $U_0 = 1,0$ m/s, o que implica em números de Strouhal de 0,586, 0,358 e 0,241.

Isto mostra que, para $Re = 1.000$, as componentes da velocidade, numa mesma sonda apresentam freqüências fundamentais distintas. As componentes de velocidade não são as mais correlacionadas. Isto se deve ao fato que, para $Re = 1.000$, o escoamento já é turbulento, como mostram os resultados à direita da Fig. 4.43.

Estes valores, apesar de diferentes entre si, apontam o processo de bifurcação nas freqüências fundamentais também reportado por outros autores. Tomboulides et al. (2000) obtiveram dois picos de freqüências igualmente energizadas, implicando em valores de Strouhal de $St = 0,195$ e $St = 0,35$ para o mesmo regime de $Re = 1.000$. O mesmo fenômeno foi reportado por Mittal e Najjar, (1999) para números de Reynolds ainda menores ($Re = 650$). Do trabalho de Mittal e Najjar, (1999) foi extraída a Fig. 4.54, de onde se pode perceber a bifurcação no número de Strouhal que ocorre por volta de $Re = 800$. Dessa forma, caso as perturbações no escoamento à jusante da esfera, para uma mesma configuração, sejam excitadas nos modos mais altos ou nos mais baixos, as diferenças nos números de Strouhal podem variar significativamente de autor para autor (ou até durante um mesmo experimento).

Como já comentado, no presente trabalho para $Re = 1.000$ obteve-se $St = 0,586$, $St = 0,358$ e $St = 0,241$. Assim, os dois menores valores de Strouhal estão bem comparados com os resultados da Fig. 4.54. Os resultados para $Re = 1.000$ apresentam um processo de tridimensionalização completo da esteira turbilhonar, como descrito em resultados da literatura (Ploumhans et al., 2002). Esta observação se confirma ao se rever os resultados para a estação A, juntamente com seu espectro de energia, e ao se analisar os sinais das sondas numéricas nas estações posicionadas mais à jusante do escoamento (estações B e C), mostrados na Fig. 4.54. Os resultados para a variação da velocidade u em função do tempo adimensional estão plotados na coluna à esquerda e a sua correspondente *FFT* na coluna central. São mostrados, na coluna à direita desta mesma figura, os espectros de energia dos sinais coletados. Neste caso, o espectro possui a característica de abranger vários comprimentos de onda (ser um espectro de energia mais largo) e cuja inclinação se aproxima da inclinação $-5/3$, o que é típico de turbulência completamente desenvolvida.