

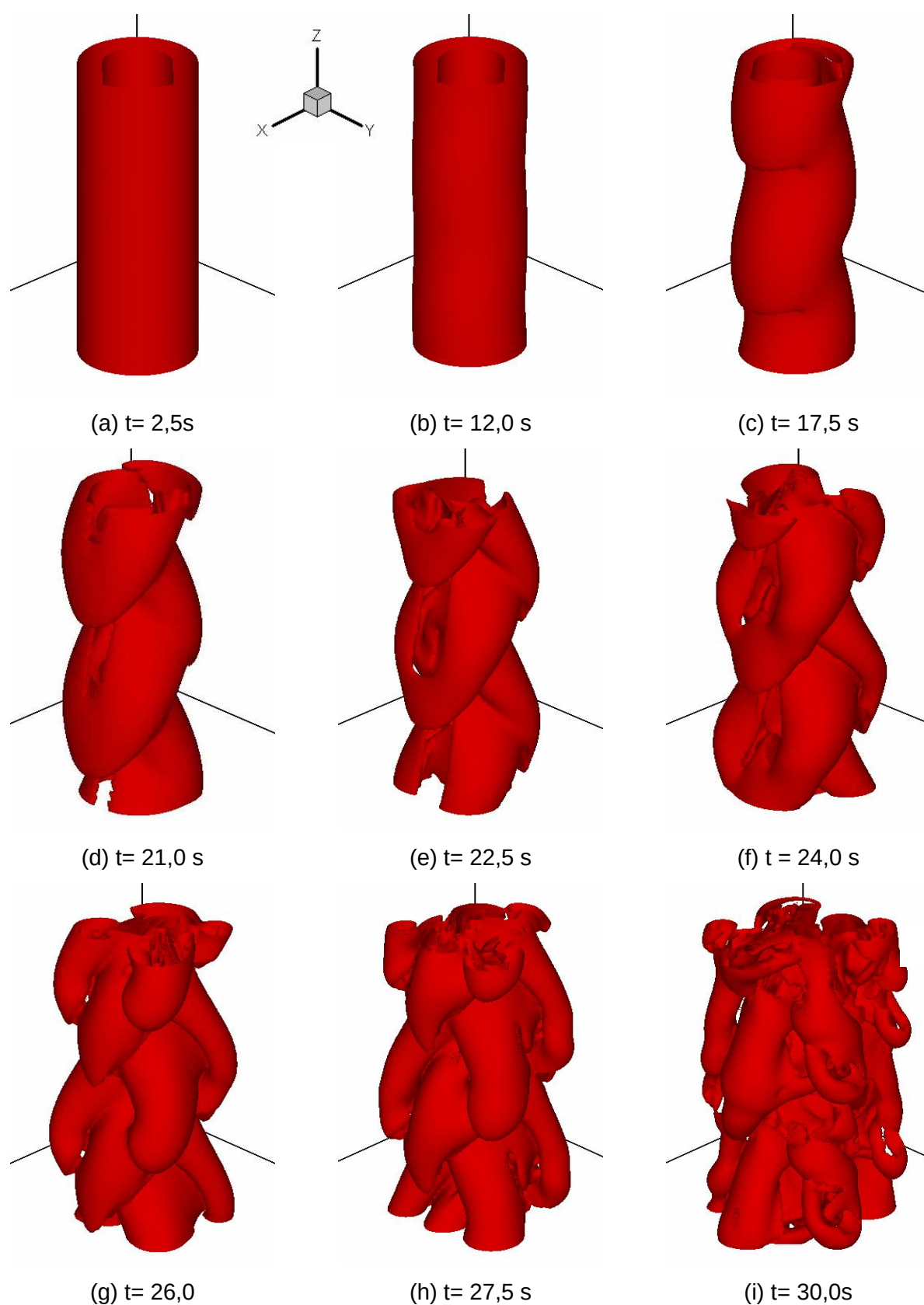


Figura 5.7 - Evolução Temporal do Módulo de Vorticidade $\|\vec{\omega}\|$ (Isosuperfície Nível $1,0\text{ s}^{-1}$) – jato natural.

Na Fig 5.6 (a), observam-se os resquícios da perturbação aleatória imposta à velocidade axial w . Ao observar a Fig 5.7 (a), a qual representa a vorticidade no mesmo instante de tempo, percebe-se a presença da camada cisalhante inicial. Logo em seguida, na Fig. 5.6 (b) é possível verificar o surgimento das primeiras instabilidades. Na Fig 5.6(c) e (d) podem-se verificar dois anéis consecutivos que se conectam formando uma estrutura de vórtice em zig-zag: o denominado emparelhamento alternado (“alternated pairing” Urbin e Metais, 1997). Estas estruturas continuam evoluindo nos instantes posteriores (Fig 5.6 (c), (d) e (e)). Na Fig 5.6 (e) é possível notar a presença de filamentos longitudinais, formados pelo estiramento dos vórtices. Estes filamentos interagem com as instabilidades anteriormente formadas, e maior interação entre as estruturas primárias e secundárias pode ser visualizada a partir de então. A partir do instante $t=26,0$ s (Fig. 5.6(f)) pode ser verificada a evolução de estruturas turbulentas tridimensionais e já não se observa um comportamento determinístico em relação à posição espacial das estruturas coerentes, embora as mesmas continuem sendo identificadas no escoamento.

Os vórtices em emparelhamento alternado, claramente evidenciados na Fig 5.6 (b), são estruturas típicas do jato natural, cujo mecanismo de formação foi explicado por Silva e Metais (2002). A Figura 5.8 mostra o esquema do arranjo de anéis de vórtice que conduzem ao fenômeno do emparelhamento alternado, apresentado pelos citados autores. Os de vórtices toroidais primários, os quais são periodicamente deixados a uma distância do bocal de origem, apresentam entre si uma distância L (Fig. 5.8 (a)). A velocidade de advecção W_c destes anéis e sua frequência preferencial f_p são relacionadas por $f_p=W_c/L$. A perturbação imposta gera diferentes frequências longitudinais associadas ao comprimento de onda $2L$ na direção do escoamento. Eles então induzem um deslocamento radial alternado dos anéis de vórtices para fora do eixo central do jato (Fig. 5.8 (b)). Devido ao perfil de velocidade médio do jato, a lateral do anel que fica fora do eixo do jato é advectada a uma velocidade inferior a W_c , enquanto a lateral do anel que se encontra no eixo do jato, é advectada a uma velocidade maior que W_c (Fig. 5.8 c). Assim, a lateral do anel advectada com maior velocidade tende a se unir a lateral advectada com menor velocidade do anel posterior, gerando assim um emparelhamento localizado de dois anéis consecutivos (Fig. 5.8. (d)) e conforme verificado na Fig 5.6. (b) e (c).

Naturalmente, a análise acima foi feita para o jato em desenvolvimento espacial, mas muitos mecanismos são válidos também para o jato em desenvolvimento temporal. De uma forma simples, pode-se conceber o jato temporal como um referencial lagrangiano acompanhando o jato em desenvolvimento espacial.

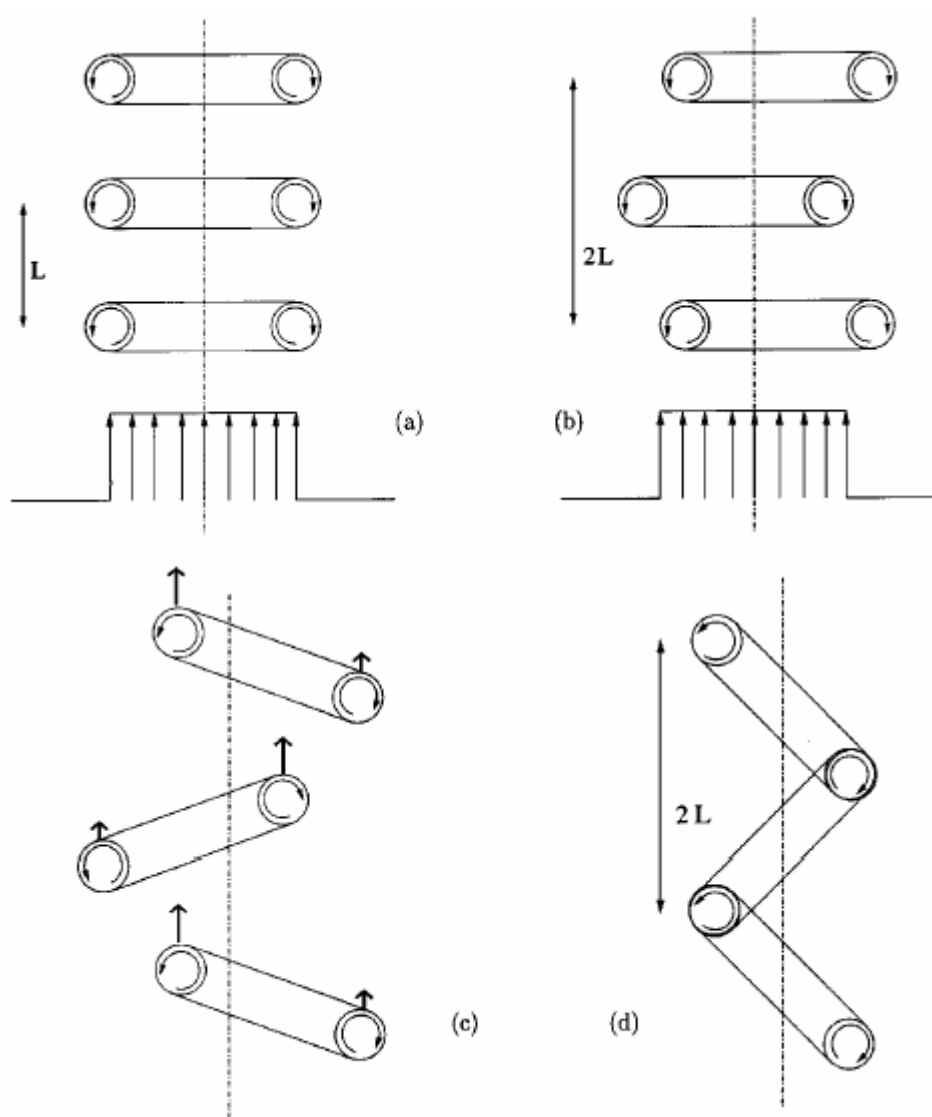


Figura 5.8 - Esquema do arranjo de anéis de vórtice conduzindo à ocorrência de emparelhamento alternado. (Silva e Métai, 2002).

Comparando as visualizações apresentadas nas Figs. 5.6 e 5.7, verifica-se que maior nível de detalhamento das estruturas tridimensionais pode ser visualizado através do critério Q (Figura 5.6). No entanto, o módulo de vorticidade permite verificar muito bem as etapas do desenvolvimento do escoamento através de planos xz e xy . As Figuras 5.9 e 5.10 mostram a evolução temporal do jato utilizando o módulo de vorticidade no plano xz e xy , respectivamente.

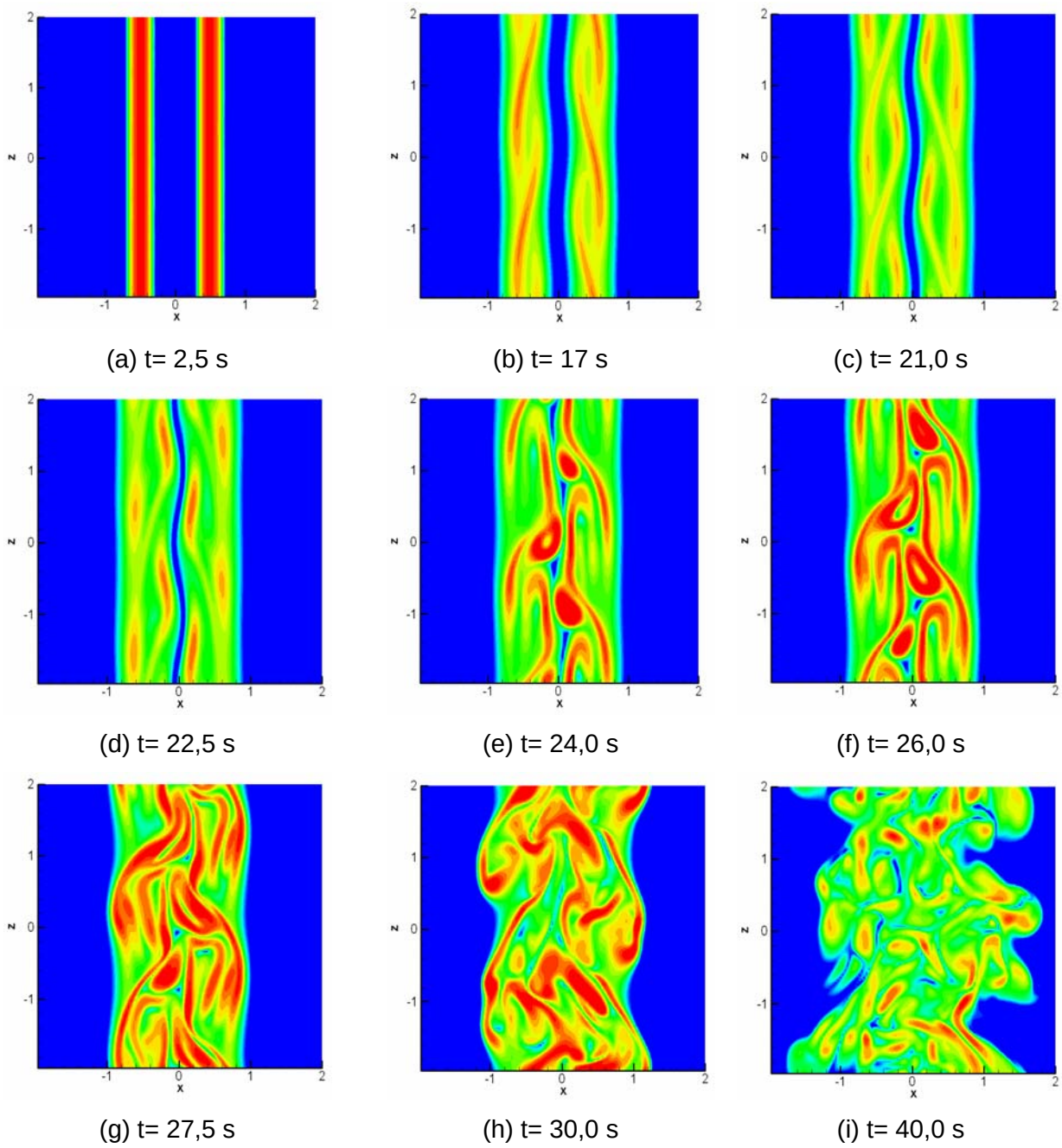


Figura 5.9 - Evolução temporal do Módulo de Vorticidade $\|\vec{\omega}\|$ no plano xz ($y=0$) - jato natural.

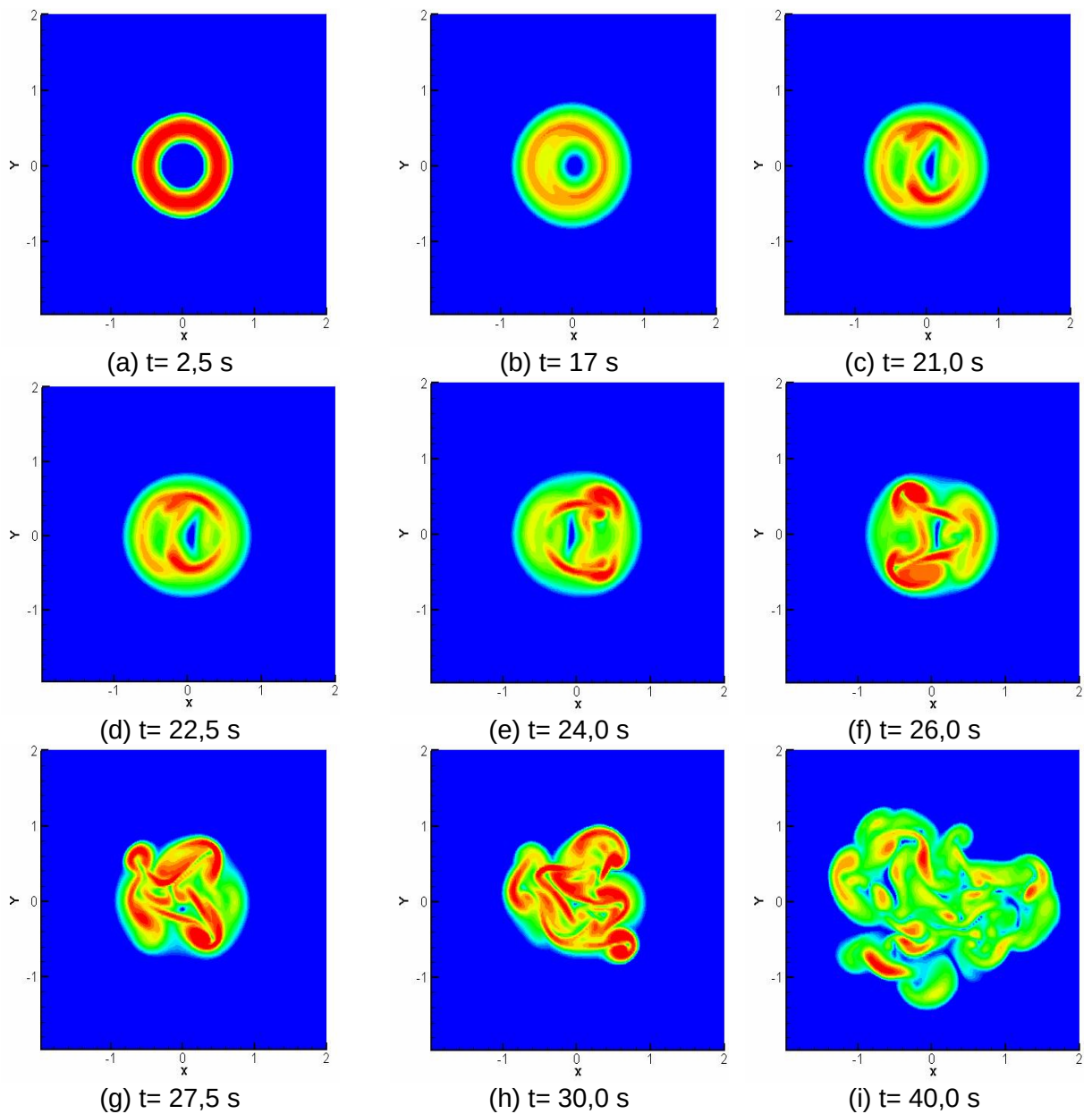


Figura 5.10 - Evolução temporal do Módulo de Vorticidade $\|\vec{\omega}\|$ no plano xy ($z=0$) para jato natural.

A observação da Fig. 5.9 (a) permite verificar que em 2,5 s o escoamento ainda não apresenta qualquer instabilidade. Em 17,0 s podem-se identificar as instabilidades primárias de “Kelvin-Helmholtz” (Fig. 5.9.(b)), no plano xy (Fig 5.10(b)), verifica-se o início da deformação do toróide. Estas primeiras instabilidades se desenvolvem nos instantes seguintes (Fig.5.9 (c) e (d) e Fig 5.10 (c) e (d)), e começam a interagir entre si formando novos filamentos de vórtices que podem ser observados nas Figs 5.9 (d) e (e) e na Fig 5.10 (d) e (e). Através das Figuras 5.10 (e) e (f) podem ser identificados os vórtices contrarrotativos no escoamento. A evolução do

escoamento nos instantes $t = 26,0$ s (Figs 5.9 (f) e 5.10(f)) a $t = 40,0$ s (Figs 5.9 (i) e 5.10(i)) é marcada por uma maior interação entre as estruturas formadas, com crescente aumento do grau de desordem do sistema e a expansão do jato nas direções transversais x e y .

A Figura 5.11 apresenta o espectro de energia do jato natural em escala log-log para diferentes instantes de tempo.

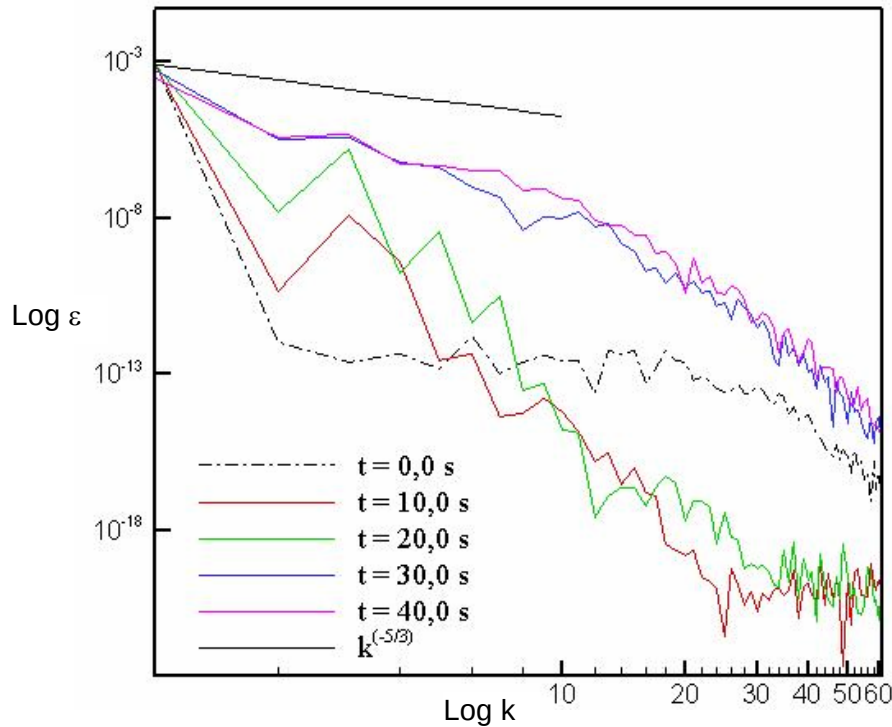


Figura 5.11 - Espectro de energia cinética turbulenta do jato natural.

É possível verificar que o espectro de energia, na faixa $\log(k)=3$ até $\log(k)=10$ aproxima-se da inclinação $-5/3$, à medida que o tempo evolui. Assim, verifica-se que o escoamento turbulento completamente desenvolvido é atingido na faixa de tempo estudada. A partir de $\log(k)=10$ identifica-se o decaimento da energia cinética turbulenta, esperado para o jato livre em desenvolvimento temporal.

b) Resultados do tratamento estatístico

A Figura 5.12 (a) apresenta a medida integral do jato $\tilde{b}^3$ e a escala de velocidade local $\tilde{w}^{-3/2}$ em função do tempo, e a Figura 5.13 a evolução temporal das escalas clássicas $2\tilde{b}$ e $1/\tilde{w}$.

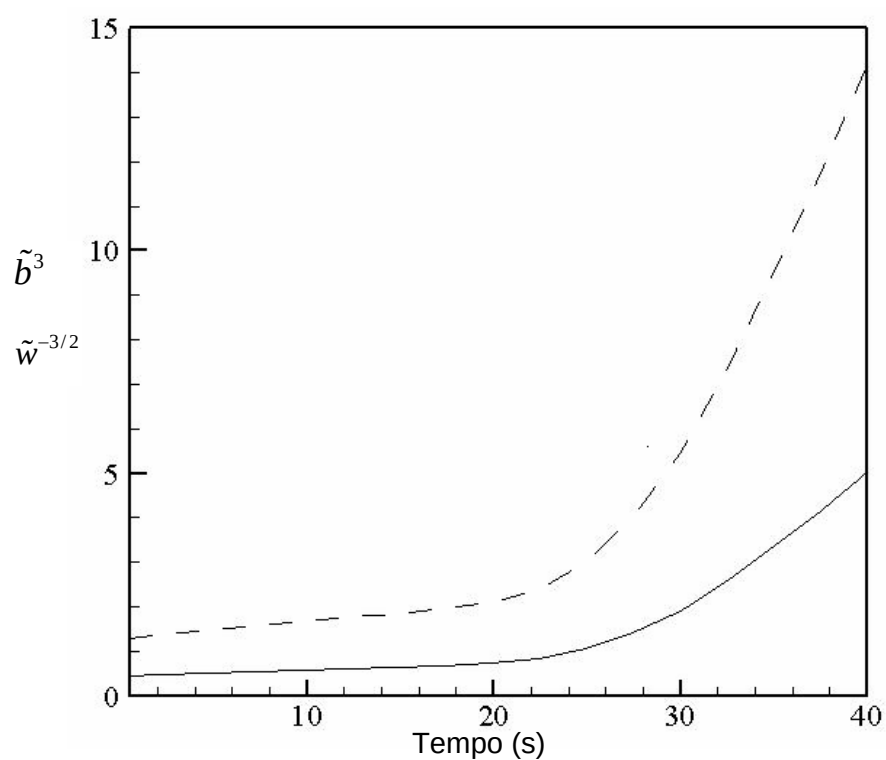


Figura 5.12 - Evolução das escalas de velocidade e comprimento em função do tempo:

Escalas —, $\tilde{b}^3$; - - - - -, $\tilde{w}^{-3/2}$.

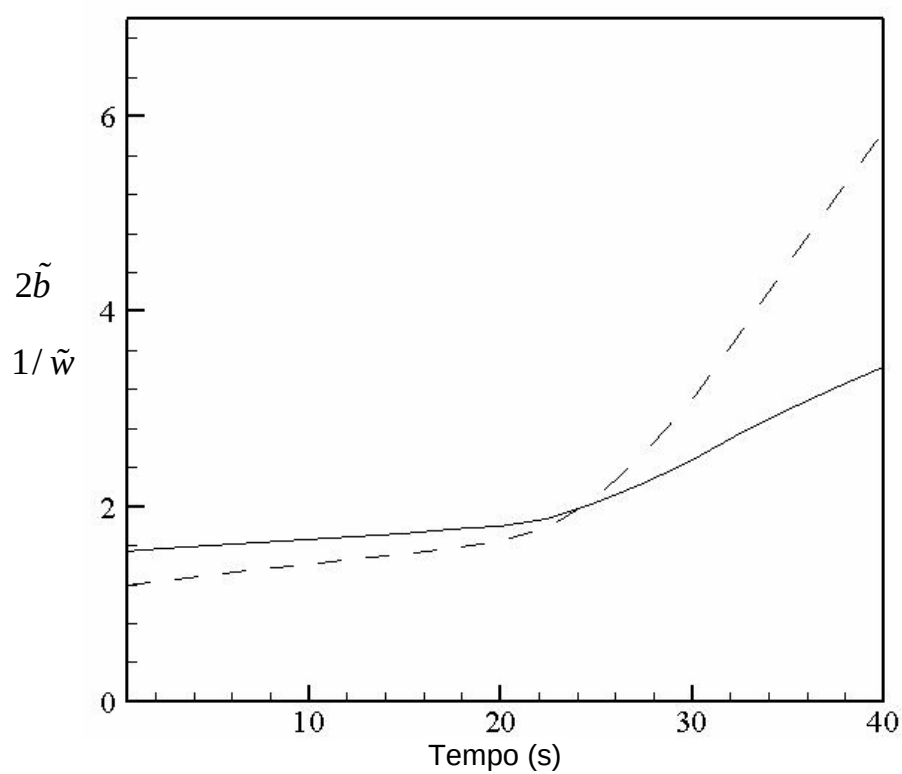


Figura 5.13 - Evolução das escalas clássicas de velocidade e comprimento em função do

tempo: —, $2\tilde{b}$; - - - - -, $1/\tilde{w}$.

É possível verificar através da Fig. 5.12 que a partir do instante $t=25$ s, ambos $\tilde{b}^3$ e $\tilde{w}^{-3/2}$ apresentam crescimento aproximadamente linear, como predito pelos argumentos de similaridade apresentados (Equações 5.19 e 5.20). Através da Fig. 5.13 verifica-se o crescimento das escalas $2\tilde{b}$ e $1/\tilde{w}$ com o tempo. Após $t=25,0$ s não há desvios consideráveis da linearidade, mostrando que comparações qualitativas com jatos de laboratório são justificáveis.

c) Comparação qualitativa com dados experimentais

Os resultados obtidos através da simulação do jato natural foram comparados a dados experimentais obtidos via PIV. Estas medidas foram feitas para o escoamento de um jato a Reynolds 1000 (Sakakibara, 2004). Estreita semelhança entre os resultados pode ser observada pela Figura 5.14, que apresenta a comparação das visualizações da isosuperfície de vorticidade resultante da simulação realizada no presente trabalho e a visualização experimental de Sakakibara (2004). Embora não se disponha das condições exatas sob as quais o experimento foi realizado ou mesmo o valor da isosuperfície experimental apresentada, a presença de filamentos e outras estruturas típicas no experimento aumenta a confiabilidade dos resultados numéricos.

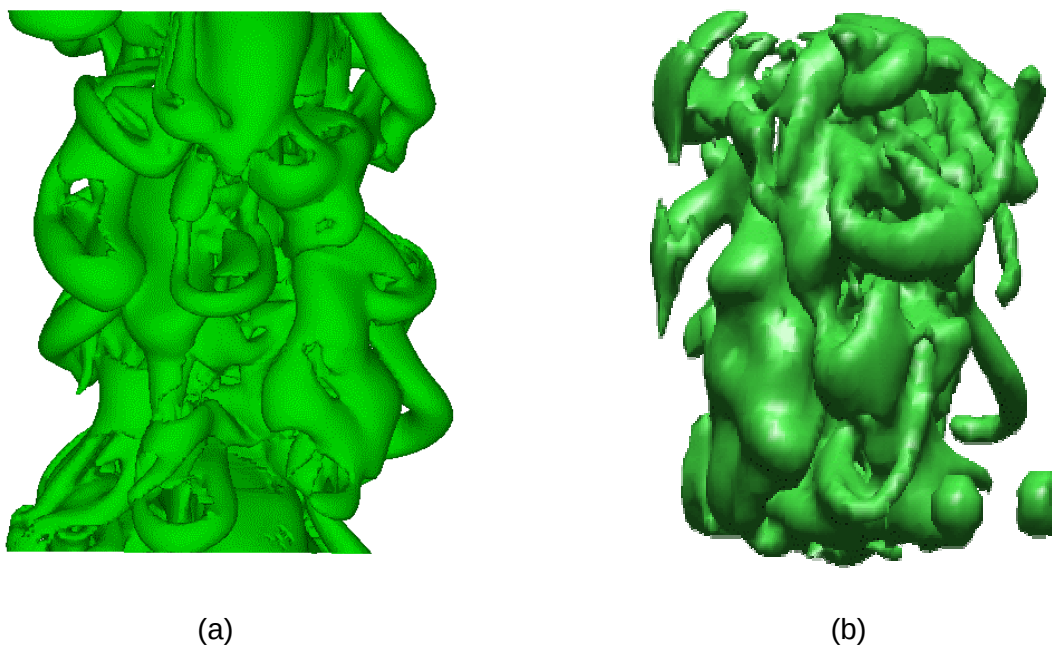


Figura 5.14 - Visualizações da vorticidade no jato natural: (a) Isosuperfície de vorticidade= $1,3s^{-1}$ (presente trabalho), (b) visualização experimental via PIV (Sakakibara, 2004).