

CAPÍTULO IV

RESULTADOS PRELIMINARES

Neste capítulo são apresentados os resultados das simulações realizadas utilizando os códigos *LAYER2* e *CIL3D*. Embora estes resultados não tenham sido bem sucedidos, possibilitaram análises importantes, as quais forneceram oportunidades de aprendizado e suas conclusões orientaram o estudo para a conquista dos objetivos almejados.

4.1 Simulações utilizando o código *LAYER2*

Utilizando o código computacional *LAYER2*, foram realizadas quatro diferentes simulações de jatos circulares tridimensionais de diâmetro D . O esquema do domínio de cálculo é apresentado pela Fig. 4.1. O número de Mach adotado foi de 0,3, de forma a aproximar o comportamento do jato compressível ao do jato incompressível. Foram utilizados também dois diferentes passos de tempo: 0,0004 e 0,0007s. A constante de Smagorinsky utilizada na modelagem de turbulência foi de 0,1. As condições de contorno impostas em todas as simulações, bem como os detalhes de cada simulação são apresentadas nos itens a seguir.

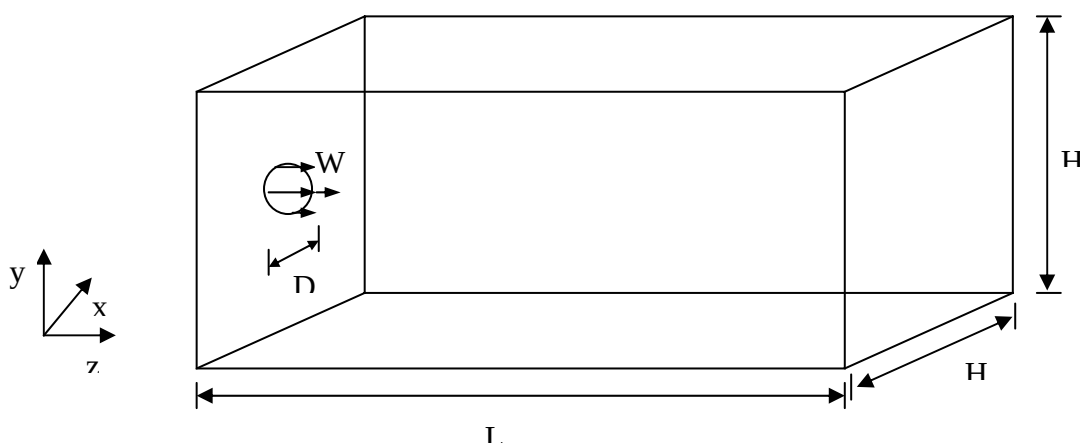


Figura 4.1 - Esquema do domínio de cálculo.

4.1.1 Condições de contorno

Nas quatro simulações realizadas, as condições de contorno foram idênticas e definidas conforme apresentado a seguir:

a) *Condições de contorno para a entrada do jato (direção axial, z):*

Foi definido um perfil plano de velocidade para entrada, desconsiderando, portanto, qualquer influência do bocal de origem do escoamento.

$$u(x, y, z = 0) = 0 \quad (4.1)$$

$$v(x, y, z = 0) = 0 \quad (4.2)$$

$$w(x, y, z = 0) = W \quad \text{para } \sqrt{x^2 + y^2} \leq D/2 \quad (\text{interior do jato}) \quad (4.3)$$

$$w(x, y, z = 0) = 0 \quad \text{para } \sqrt{x^2 + y^2} > D/2 \quad (\text{exterior do jato}) \quad (4.4)$$

$$p(x, y, z = 0) = P_{atm} \quad (4.5)$$

Uma perturbação aleatória do tipo “ruído branco” é imposta na entrada para as velocidades transversais u e v . Assim:

$$u(x, y, z = 0) = U \quad \text{para } \sqrt{x^2 + y^2} \leq D/2 \quad (4.6)$$

$$v(x, y, z = 0) = V \quad \text{para } \sqrt{x^2 + y^2} \leq D/2 \quad (4.7)$$

sendo, U e V as velocidade perturbadas, respectivamente, por $U = a \cdot U_a$ e $V = a \cdot V_a$, onde a é um número entre 0 e 1 aleatoriamente gerado e U_a e V_a são as amplitudes das perturbações definidas inicialmente como sendo $U_a = V_a = 0,10 \text{ W}$.

b) Condições de contorno para a saída do jato (direção axial z):

$$\frac{\partial u(x, y, z = L)}{\partial z} = 0 \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial v(x, y, z = L)}{\partial z} = 0 \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial w(x, y, z = L)}{\partial z} = 0 \quad (4.10)$$

$$p(x, y, z = L) = P_{atm} \quad (4.11)$$

c) Condições de contorno aplicadas na direção transversal x:

$$\frac{\partial u(x = -H / 2, y, z)}{\partial x} = \frac{\partial u(x = H / 2, y, z)}{\partial x} = 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial v(x = -H / 2, y, z)}{\partial x} = \frac{\partial v(x = H / 2, y, z)}{\partial x} = 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial w(x = -H / 2, y, z)}{\partial x} = \frac{\partial w(x = H / 2, y, z)}{\partial x} = 0 \quad (4.14)$$

$$p(x, y = -H / 2, z) = p(x, y = H / 2, z) = P_{atm} \quad (4.15)$$

c) Condições de contorno aplicadas na direção transversal y:

$$\frac{\partial u(x, y = -H / 2, z)}{\partial y} = \frac{\partial u(x, y = H / 2, z)}{\partial y} = 0,0 \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial v(x, y = -H / 2, z)}{\partial y} = \frac{\partial v(x, y = H / 2, z)}{\partial y} = 0,0 \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial w(x, y = -H/2, z)}{\partial y} = \frac{\partial w(x, y = H/2, z)}{\partial y} = 0,0 \quad (4.18)$$

$$p(x, y = -H/2, z) = p(x, y = H/2, z) = P_{atm} \quad (4.19)$$

4.1.2 Simulação 1LAYER2

A primeira simulação denominada *1LAYER2* foi realizada a número de Reynolds 25.000, utilizando uma malha de discretização de 900.000 pontos (90x100x100). O passo de tempo foi de 0,0004 s. O domínio de cálculo foi definido em função do diâmetro do jato, como sendo $L = 16D$ e $H = 10D$.

As estruturas do escoamento foram visualizadas através de isosuperfícies da componente axial de velocidade e da vorticidade e cortes de vorticidade em diferentes planos do escoamento.

Esta simulação recebeu um tratamento estatístico com detalhada amostragem de informações.

a) Visualização das estruturas do escoamento

A seguir são apresentados os resultados referentes à visualização das estruturas que compõem o escoamento, bem como a formação e evolução das mesmas.

Nas Figuras 4.2 e 4.3 mostram-se as isosuperfícies de velocidade axial em dois diferentes níveis (98 m/s e 99 m/s) para um tempo físico de 36 segundos.

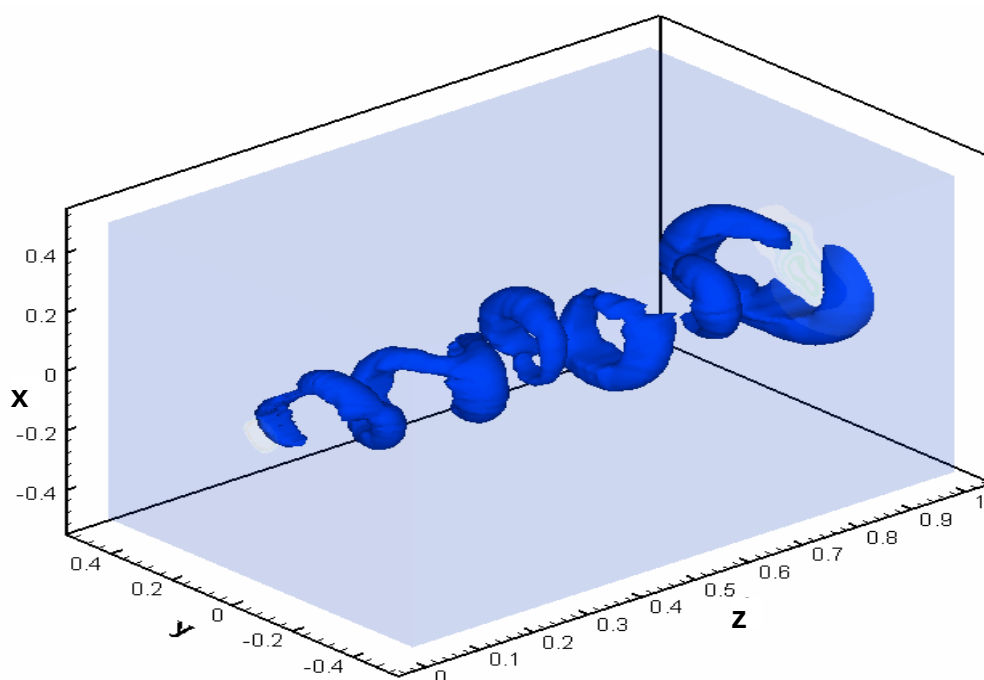


Figura 4.2- Isosuperfícies da componente axial da velocidade ($w = 98 \text{ m/s}$).

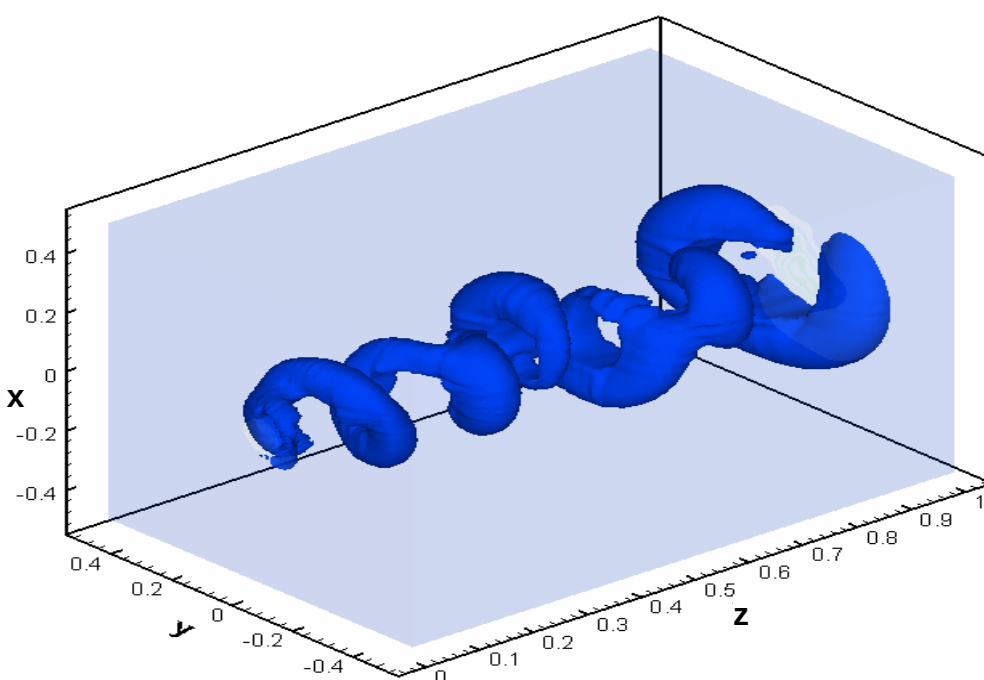


Figura 4.3 - Isosuperfícies da componente axial da velocidade ($w = 99 \text{ m/s}$).

Estruturas turbilhonares de vórtices helicoidais, já observadas em jatos, bem como toróides axisimétricos podem ser visualizadas nas Figs. 4.2 e 4.3. Estes toróides são estruturas turbilhonares do tipo Kelvin-Helmholtz, formadas graças aos perfis inflexionais médios de velocidade. Seu aparecimento é o resultado da amplificação das perturbações injetadas na

entrada do domínio. Os termos não-lineares das equações de Navier-Stokes são encarregados de modelar este processo físico. Daí a importância da sua solução apropriada.

As Figuras 4.4 e 4.5 apresentam dois diferentes níveis do módulo da vorticidade ($\|\vec{\omega}\|$).

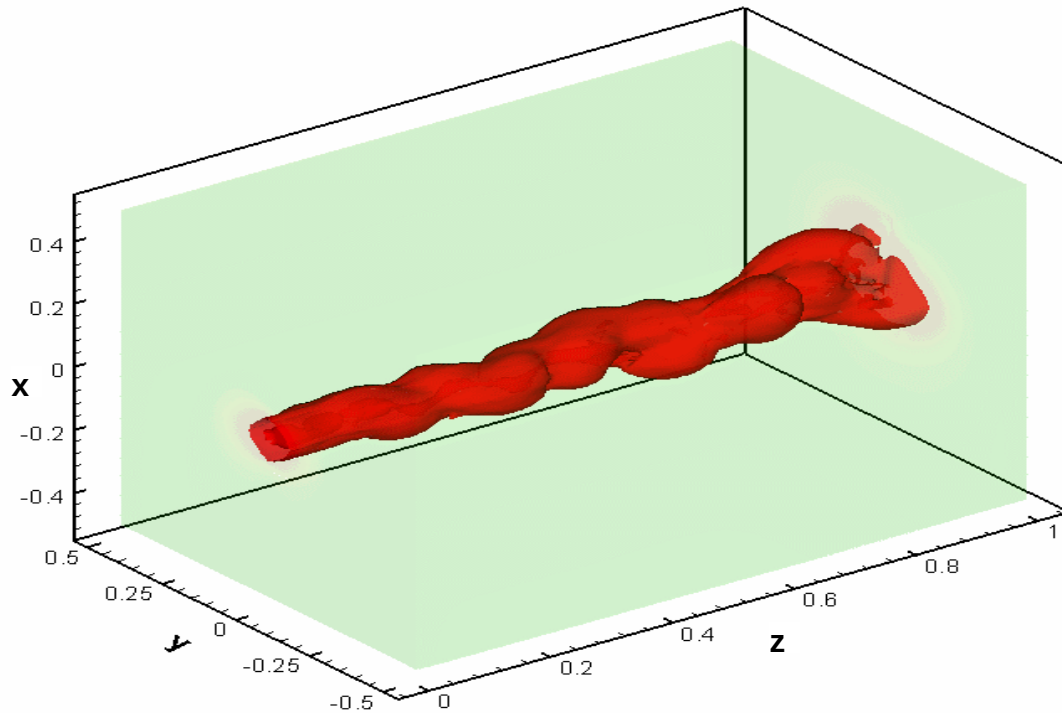


Figura 4.4 - Isosuperfícies do módulo de vorticidade ($\|\vec{\omega}\| = 500 \text{ s}^{-1}$).

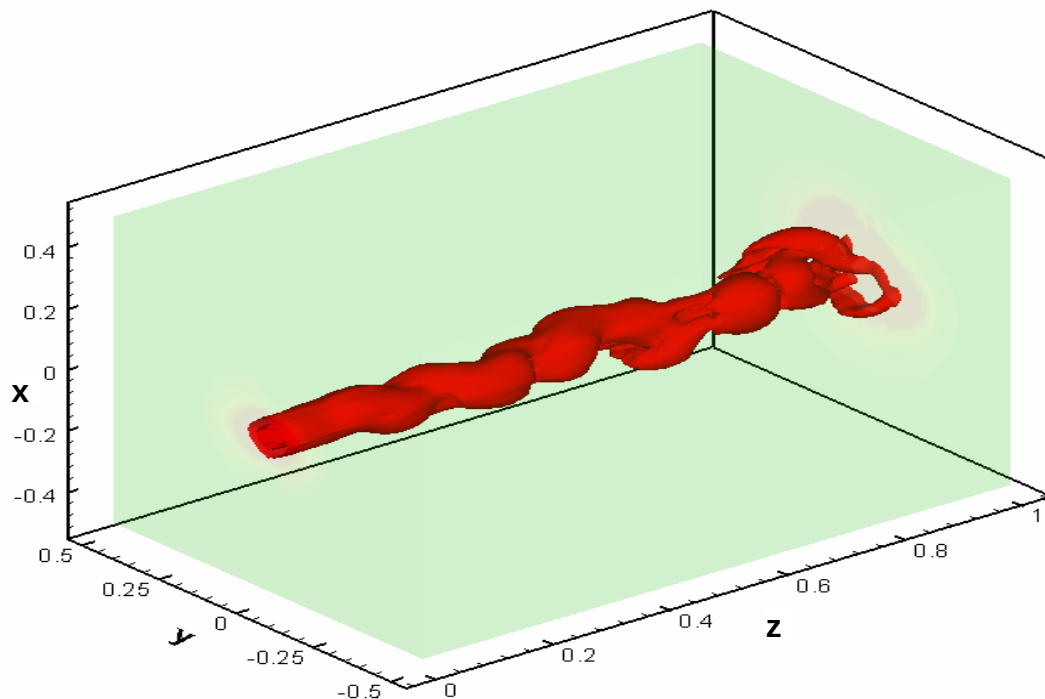


Figura 4.5 - Isosuperfícies do modulo de vorticidade ($\|\vec{\omega}\| = 1000 \text{ s}^{-1}$).

Com o intuito de melhor evidenciar as estruturas do escoamento, o módulo da vorticidade é também apresentado através de cortes nos planos yx , xz e yz . A Figura 4.6 o módulo da vorticidade em vários planos xy .

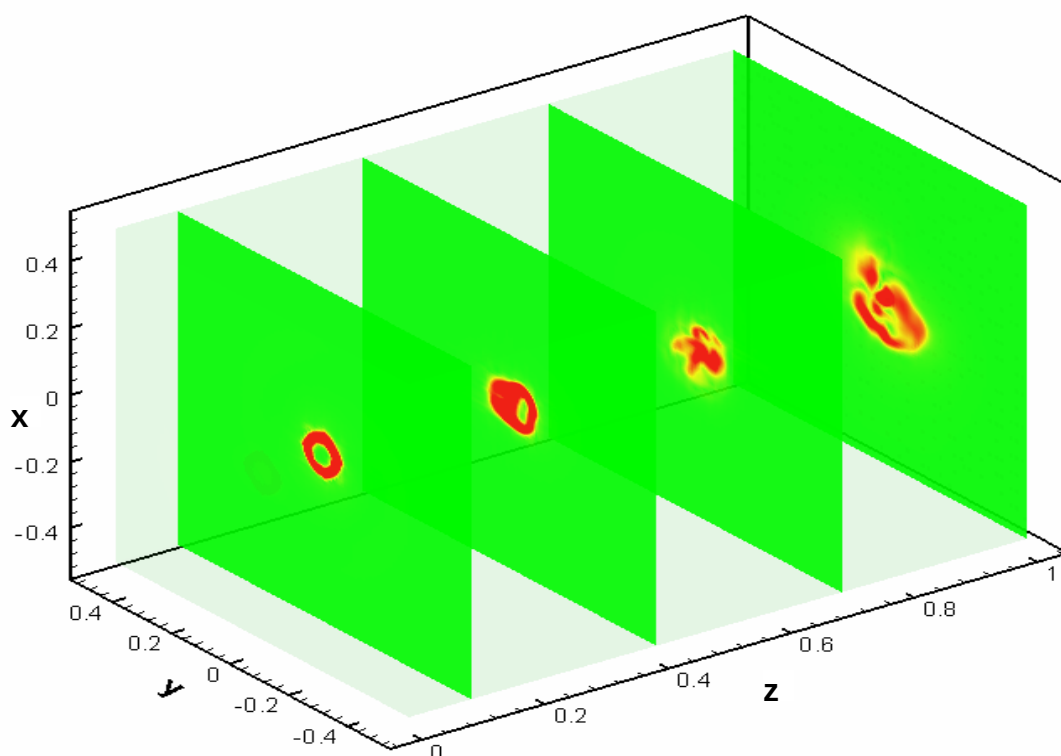


Figura 4.6 - Módulo de Vorticidade em planos yx .

Os planos apresentados na Fig. 4.6 permitem identificar as fases de evolução do escoamento. No primeiro plano xy (em $z=0,2$) identifica-se um toróide bidimensional com alta concentração de vorticidade. No segundo plano xy ($z=0,4$), nota-se uma deformação do toróide, indiciando o início da tridimensionalização dos vórtices toroidais bidimensionais. No terceiro plano yx ($z=0,7$) já pode ser identificada a tridimensionalização do escoamento, enquanto no quarto plano yx ($z=1,0$) já se verificam sinais de turbulência desenvolvida.

As Figuras 4.7 e 4.8 apresentam o módulo da vorticidade nos planos xz e yz , respectivamente.

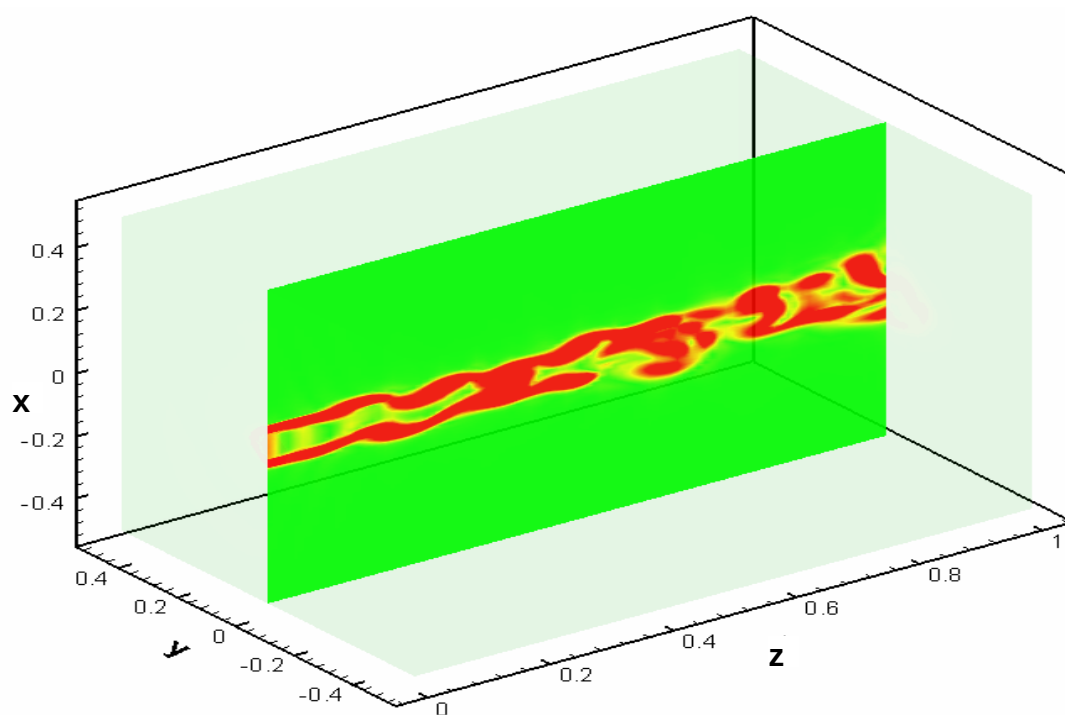


Figura 4.7 - Módulo de Vorticidade no plano xz

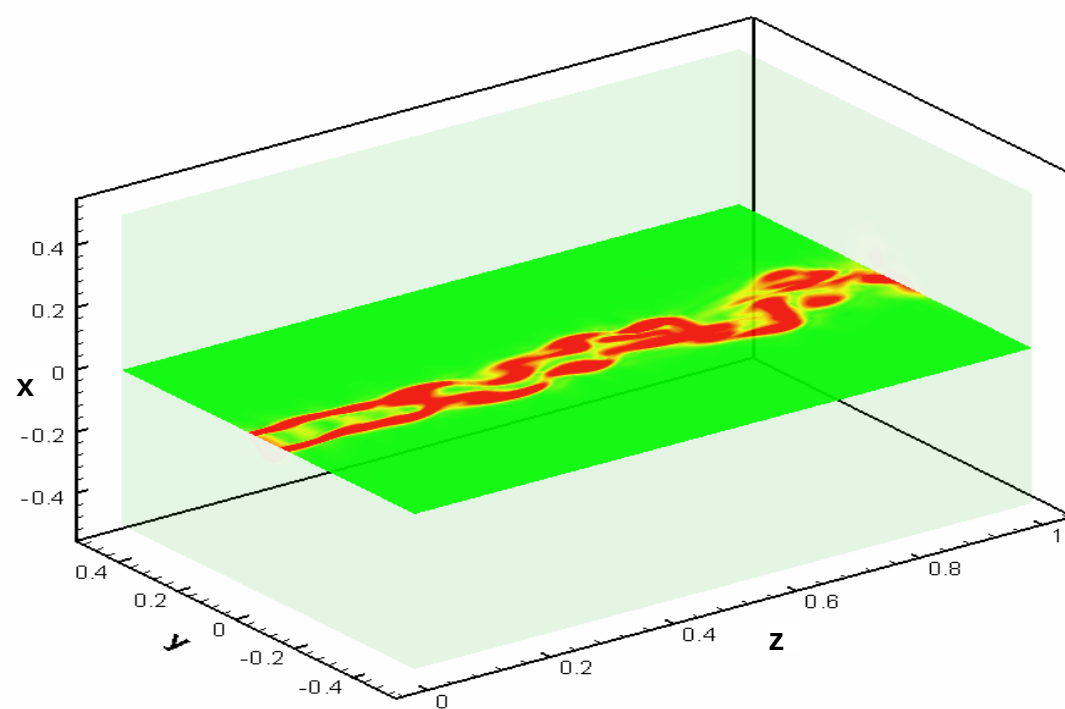


Figura 4.8 - Módulo de vorticidade no plano yz .

O módulo de vorticidade nos plano xz e yz não permite evidenciar claramente as estruturas primárias do tipo Kelvin-Helmholtz, embora se perceba certo emparelhamento dos vórtices. As Figuras. 4.7 e 4.8 referem-se ao módulo da vorticidade, apresentando, portanto interações entre os três componentes. Os emparelhamentos dos vórtices são mais nítidos nos planos referentes a cada componente da vorticidade, os quais são apresentados a seguir.

A Figura 4.9 mostra a isosuperfície da componente transversal x da vorticidade em dois níveis ($\omega_x = \pm 20 \text{ s}^{-1}$).

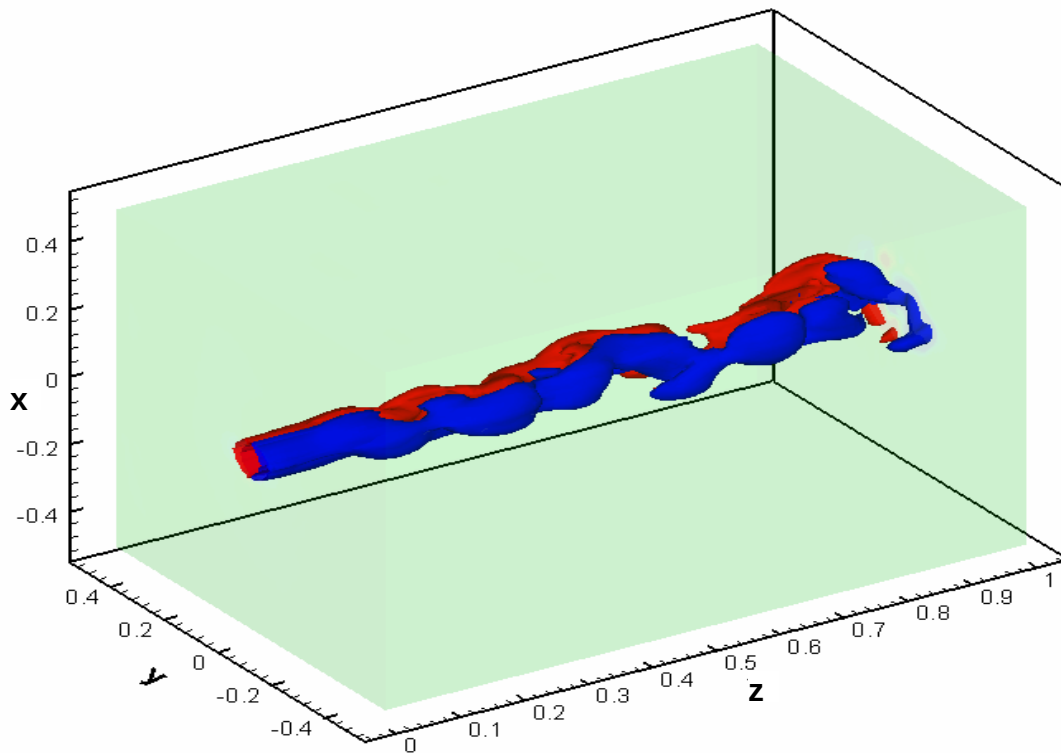


Figura 4.9 - Isosuperfície da componente da vorticidade na direção z (níveis: $\omega_z = -20 \text{ s}^{-1}$ e $\omega_z = 20 \text{ s}^{-1}$).

Não é possível evidenciar as instabilidades primárias do tipo Kelvin-Helmholtz através da Fig. 4.9. O cálculo parece muito difusivo para permitir capturar as mesmas. No entanto, a Fig. 4.10 apresenta a mesma componente da vorticidade no plano yz , permitindo uma melhor visualização destas estruturas. No plano yz verifica-se melhor comportamento de emparelhamento dos vórtices. Observa-se que a cor vermelha representa rotação anti-horária (positiva) e a cor azul representa a rotação horária (negativa). No entanto o grau de detalhamento é pequeno. O início da tridimensionalização do escoamento pode ser verificado em, aproximadamente, $z=0,5$.

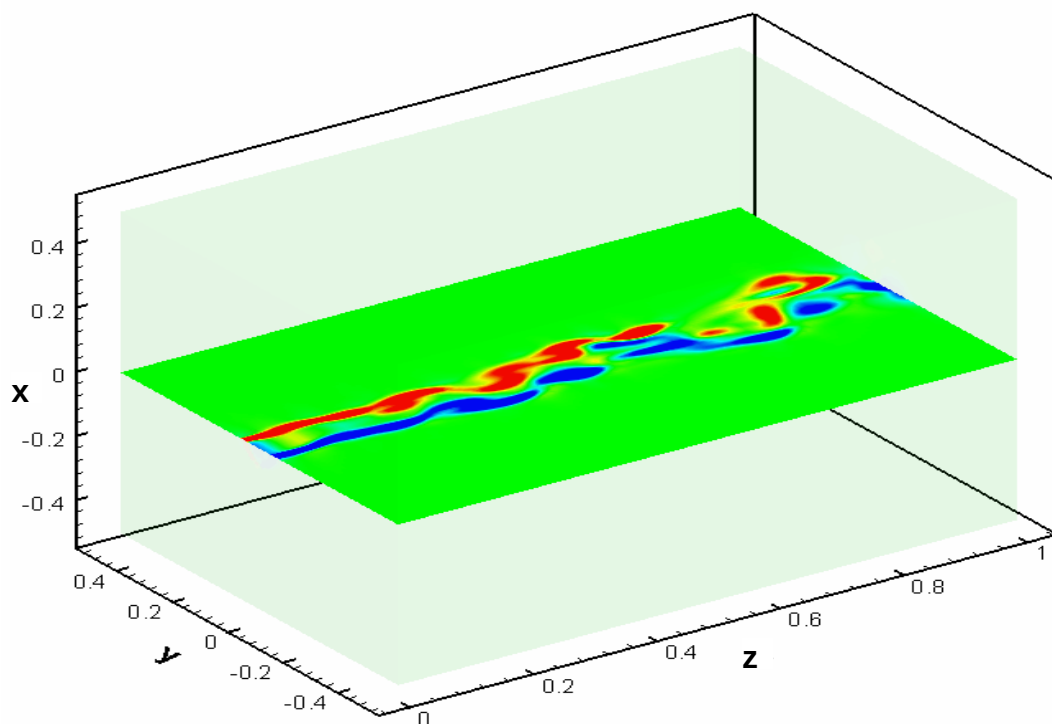


Figura 4.10 - Componente da vorticidade na direção x no plano yz.

A Figura 4.11 mostra a isosuperfície da componente transversal y da vorticidade em dois diferentes níveis ($\omega_y = \pm 300 \text{ s}^{-1}$) enquanto a Fig. 4.12 apresenta o plano xz da mesma componente, nos mesmos níveis de vorticidade.

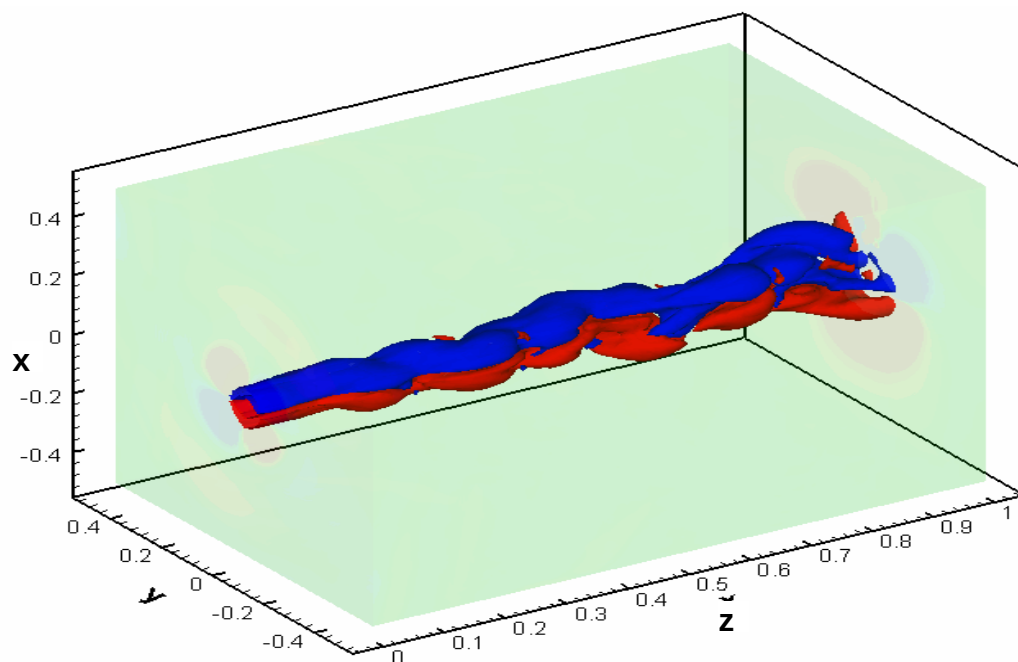


Figura 4.11 - Isosuperfície da componente transversal y da vorticidade ($\omega_y = \pm 300 \text{ s}^{-1}$).

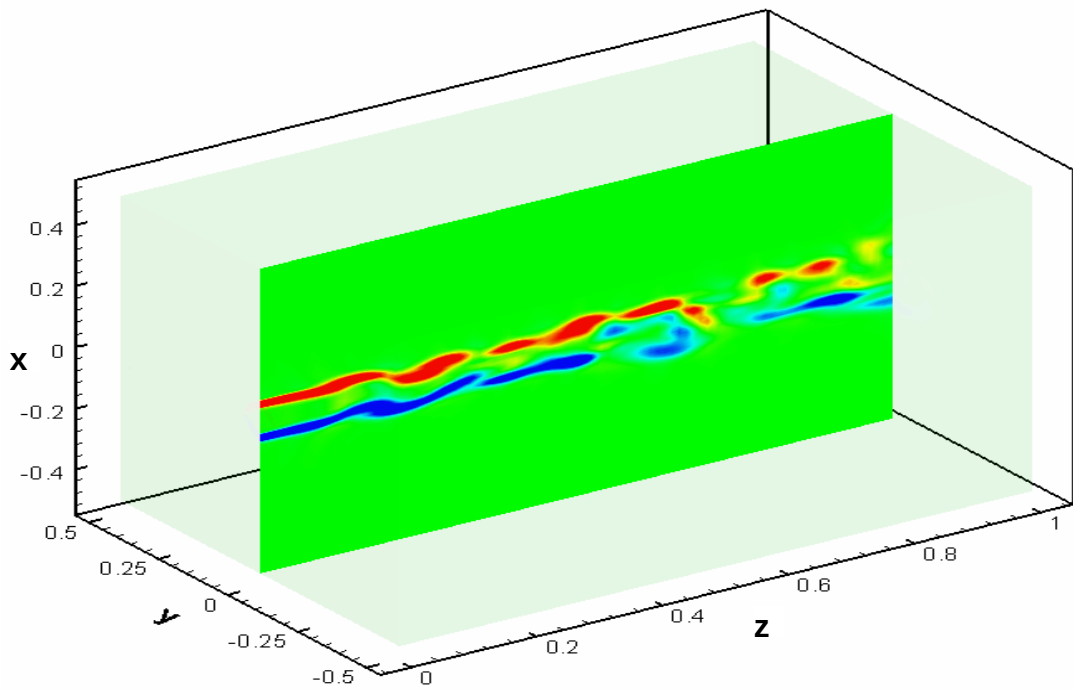


Figura 4.12 - Componente transversal y da vorticidade no plano xz ($\omega_y = \pm 300 \text{ s}^{-1}$).

b) Amostragem de informações

Quando se realiza um experimento em laboratório uma das formas de se extrair informações do mesmo é através de amostragens temporais e espaciais. Assim é comum a obtenção de séries temporais de variáveis ligadas aos escoamentos, tais como as componentes de velocidade, a pressão, e a temperatura. Normalmente os sensores são colocados em posições estratégicas já que não é possível realizar as amostragens em todos os pontos do domínio de trabalho.

De forma análoga, em simulação numérica, quando se utilizam as metodologias de SGE ou SND, faz-se necessário o mesmo procedimento de amostragem de informações. A experimentação numérica é uma ferramenta fundamental, tanto para obtenção de informações instantâneas, quanto para o posterior tratamento estatístico dos resultados. A análise da evolução do escoamento, identificação e comprovação de fenômenos físicos, comparação a resultados experimentais tornam-se possíveis através da utilização da experimentação numérica, enriquecendo o estudo e contribuindo para identificação de possíveis problemas.

Desta forma, no presente caso estudado, foram estabelecidas quatro estações de amostragem contendo 50 sondas numéricas distribuídas sobre a direção transversal y ($-5D < y < 5D$, $x=0$) em $z/D = 0$ (estação $E1$), $z/D = 3$ (estação $E2$), $z/D = 5$ (estação $E3$) e $z/D = 12$ (estação $E4$) e uma estação de amostragem ($E5$) contendo 100 sondas numéricas distribuídas sobre o eixo axial z ($0 < z < 16D$, $y=0$ e $x=0$). As amostragens foram feitas

arquivando-se os valores das variáveis nas posições de instalação das sondas a cada passo de tempo. A Figura 4.13 ilustra as estações de amostragem ($E1$, $E2$, $E3$, $E4$, $E5$) sobre o domínio de cálculo e as diversas sondas numéricas distribuídas ao longo das mesmas.

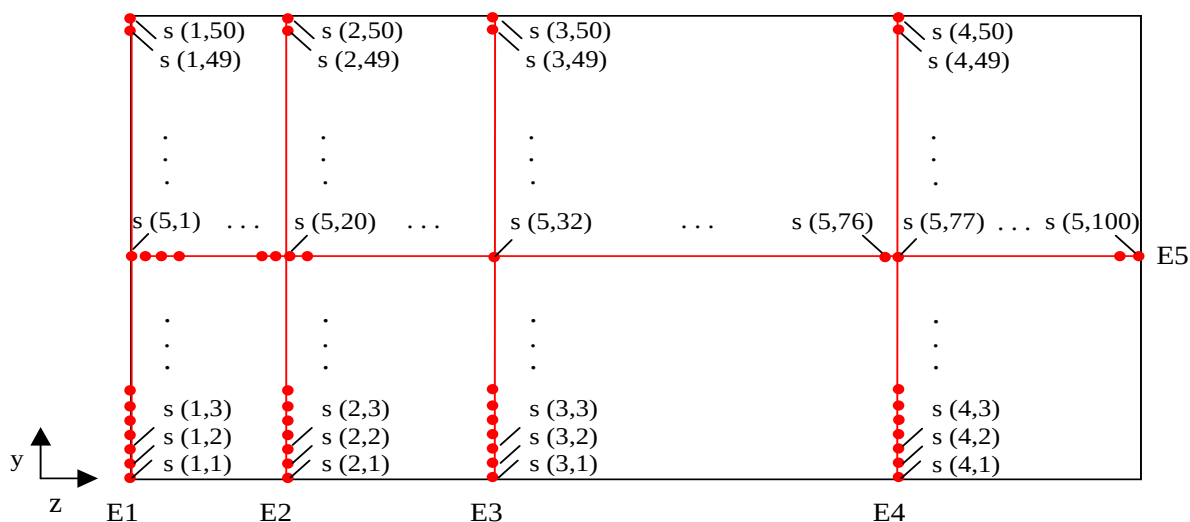


Figura 4.13 - Esquema ilustrativo das estações de amostragem e das sondas numéricas inseridas no domínio.

As estações de amostragem são muito úteis para o pós-tratamento, permitindo a construção de perfis médios bem definidos para velocidades axial e transversal, intensidade turbulenta, energia cinética turbulenta, além de uma comparação mais precisa com dados experimentais.

A partir da amostragem realizada através de algumas sondas instaladas na linha central $s(5,1)$, $s(5,20)$, $s(5,32)$ e $s(5,77)$, referentes às posições $z/D=0$, $z/D=3$, $z/D=5$ e $z/D=12$, respectivamente, foi possível plotar as variações de velocidade axial w em função do tempo. A Figura 4.14 mostra estas variações de velocidade axial para as diferentes posições z/D do domínio.

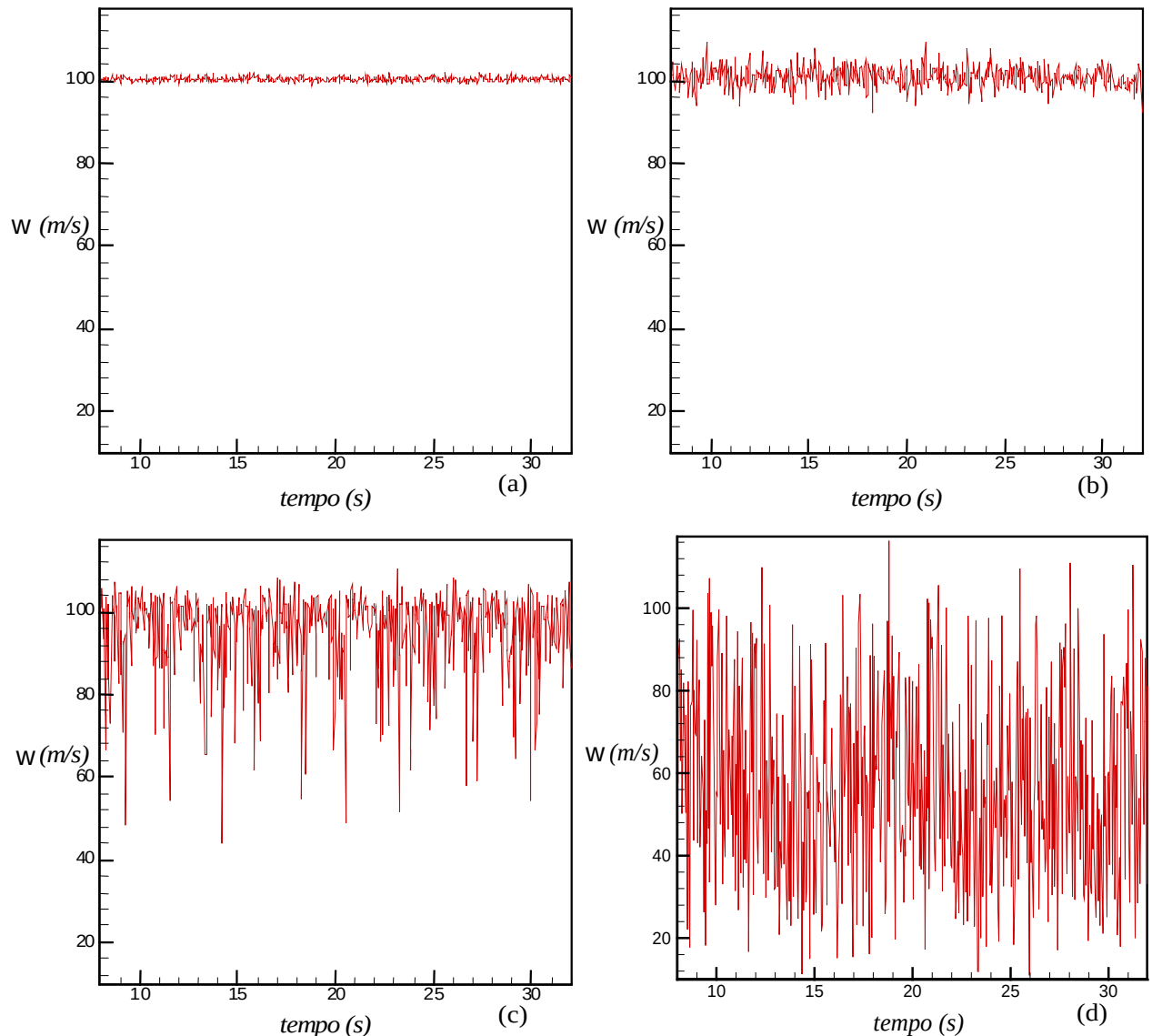


Figura 4.14 - Variações temporais da velocidade axial w para diferentes posições do domínio: (a) $z/D=0$, (b) $z/D=3$, (c) $z/D=5$, (d) $z/D=12$.

Através das variações temporais de velocidade axial apresentadas na Fig. 4.14 (a) verifica-se que os valores de velocidade axial encontram-se em torno da velocidade inicial W (100 m/s) e apresentam pequena amplitude. Observa-se, através da Fig. 4.14 (b), uma ligeira amplificação dos sinais de velocidade, enquanto o valor médio de velocidade mantém-se muito próximo à velocidade média da posição $z/D=0$. Já para posição $z/D=5$ (Fig. 4.14 (c)), uma maior amplitude dos valores de velocidade é observada. Estes valores oscilam em torno de um valor médio (95,0 m/s) ligeiramente inferior àqueles das posições $z/D=0$ e $z/D=3$. A amplitude do sinal de velocidade continua aumentando à medida que se avança para o final do domínio. Em $z/D=12$ a amplitude da velocidade é bem maior, apresentando mínimos próximos a 10 m/s

e máximos próximos a 110 m/s. Nesta posição, a velocidade média também cai para aproximadamente 50m/s. Assim como a amplitude do sinal é continuamente aumentada à medida que se avança para o final do domínio, comportamento semelhante pode ser notado na evolução da frequência do sinal.

A partir das velocidades instantâneas apresentadas anteriormente, foi possível calcular a velocidade média $\bar{w}$ e as flutuações de velocidade (w'). Na Figura 4.15 são mostradas as variações da flutuação de velocidade axial w' em função do tempo para diferentes posições z/D do domínio.

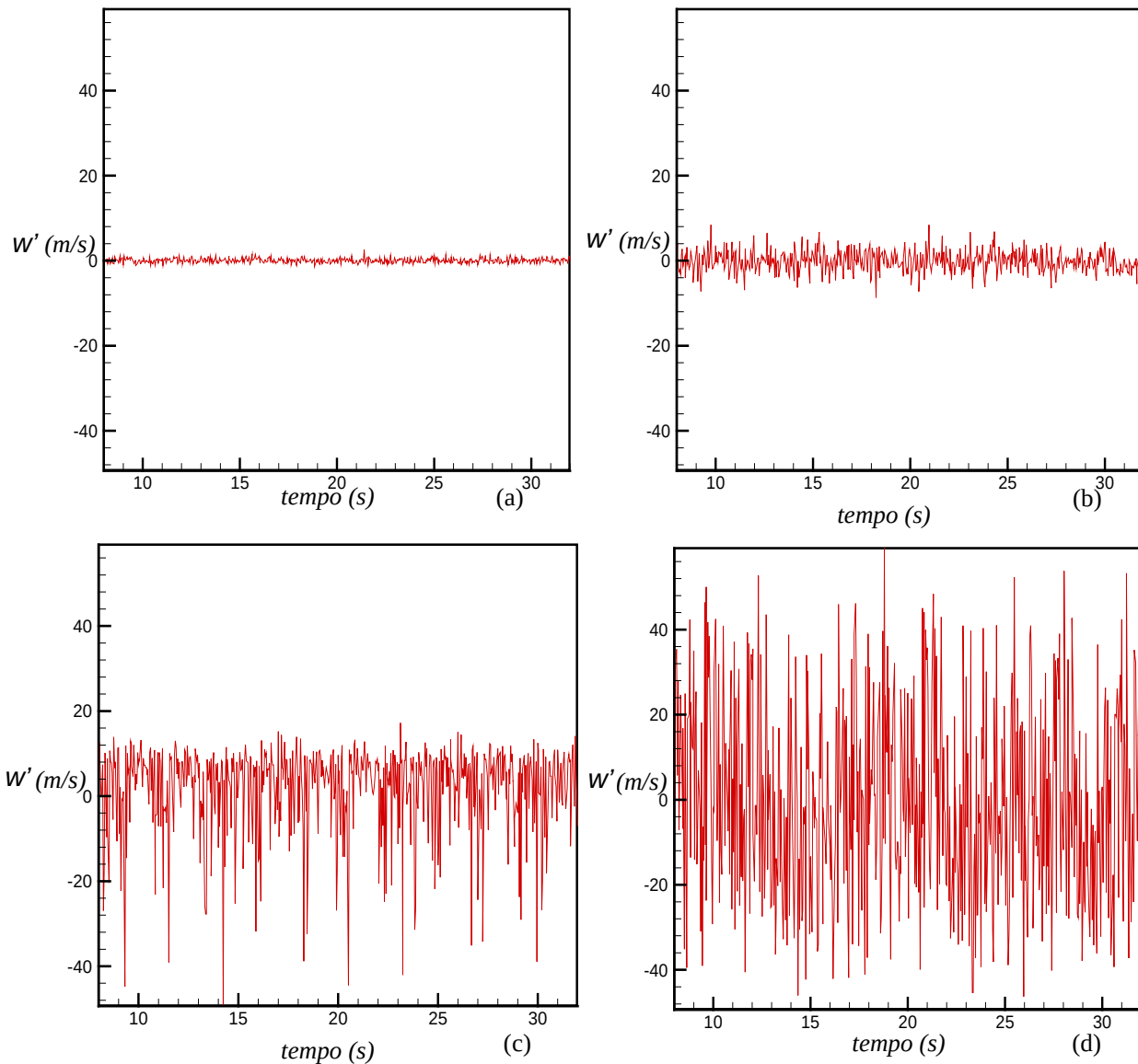


Figura 4.15 - Variações temporais da flutuação de velocidade axial w' para diferentes posições do domínio: (a) $z/D=0$, (b) $z/D=3$, (c) $z/D=5$, (d) $z/D=12$.

Comportamento semelhante ao da Fig. 4.14 é verificado na Fig. 4.15. No entanto, há uma diferença de escalas, uma vez que as oscilações de velocidade distribuem-se positiva e negativamente em torno de zero. Observando a evolução do sinal através das Figs. 4.15 (a), (b), (c) e (d), verifica-se que as flutuações de velocidade se amplificam continuamente à medida que se avança na direção axial. Esta amplificação dos sinais, tanto de velocidade (Fig. 4.14) quanto das flutuações de velocidade (Fig 4.15), deve-se à evolução do escoamento, caracterizado pela formação de instabilidades iniciais, as quais se desenvolvem e atingem a turbulência tridimensional.

c) Resultados do tratamento estatístico

Realizada a experimentação numérica, procede-se ao tratamento estatístico dos resultados obtidos.

Utilizando-se as variações temporais de flutuação de velocidade apresentadas no item anterior, realizou-se o cálculo da Transformada de Fourier para construção do espectro de potência. A Figura 4.16 mostra o espectro de potência das flutuações de velocidade axial na linha central em diferentes localizações z/D .

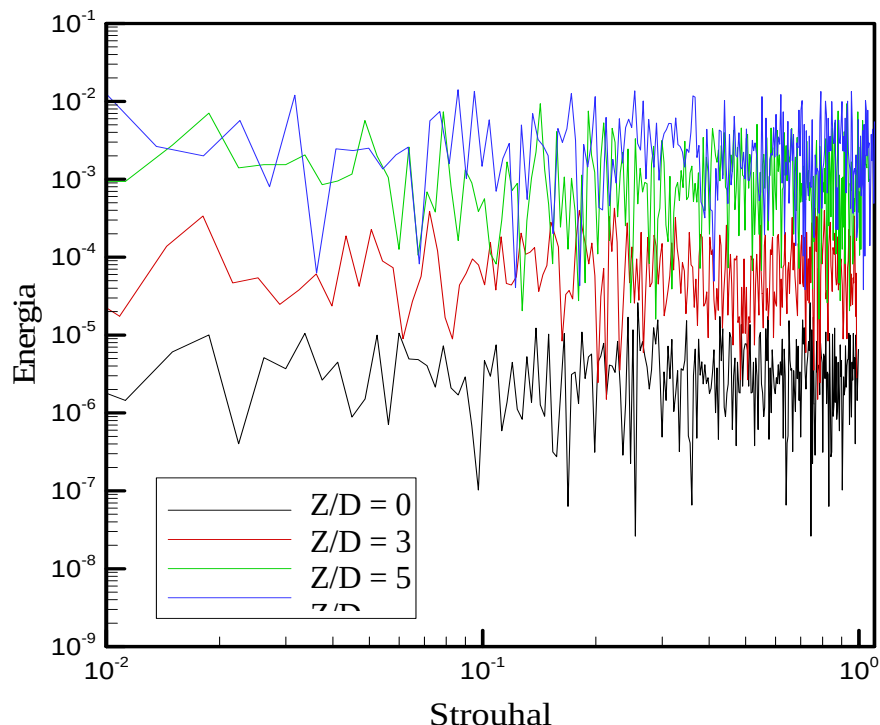


Figura 4.16 - Espectro de Potência da flutuação de velocidade axial a diferentes posições z/D , sobre a linha central.

Através da Fig. 4.16, observa-se que os níveis de energia são maiores à medida que se aproxima do final do domínio. Isto se justifica, uma vez que as flutuações de velocidade apresentam maiores amplitudes (Fig. 4.15). Os níveis de energia para cada posição z/D praticamente se mantêm dentro de uma determinada faixa ao longo das variações do número de Strouhal. Desta forma, nenhum processo de decaimento foi observado, contrário ao esperado para um jato livre. Tal comportamento conduziu a questionamentos quanto ao refinamento da malha e quanto ao valor da constante de Smagorisky utilizada no modelo de turbulência. Em princípio, a malha utilizada (aproximadamente 900.000 pontos) poderia não ter sido fina o suficiente para descrever as pequenas estruturas de um escoamento a Reynolds 25.000. O valor da constante de Smagorinsky utilizado neste trabalho (0,1) pode também não estar sendo um valor suficiente para modelar a turbulência do escoamento. Novos testes foram então realizados para avaliar estas hipóteses.

Os resultados numéricos obtidos através das amostragens das estações $E1$, $E2$, $E3$ e $E4$ foram utilizados para cálculo das médias das componentes de velocidade, das intensidades turbulentas associadas às componentes de velocidade e da energia cinética turbulenta do escoamento. As equações utilizadas para os cálculos são apresentadas a seguir.

A média de velocidade é dada por:

$$\overline{u_i} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_i(t_j). \quad (4.20)$$

A intensidade da turbulência ($\overline{u_i'^2}$) é calculada por:

$$\overline{u_i'^2} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [u_i(t_j) - \overline{u_i}]^2, \quad (4.21)$$

onde, "i" varia de 1 a 3, indicando as três componentes da velocidade u , v , w .

A energia cinética turbulenta é definida em função do traço do tensor de Reynolds, ou seja:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} (\overline{u'_i u'_i}). \quad (4.22)$$

Escrevendo esta expressão de forma estendida, tem-se que:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) . \quad (4.23)$$

Esta expressão pode ser normalizada em relação à energia cinética média do escoamento, fornecendo:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}{W^2} . \quad (4.24)$$

Foram construídos os perfis de velocidade, intensidade e energia cinética turbulenta em função da direção transversal y . A Figura 4.17 mostra o perfil da velocidade axial média ($\overline{w}/W$) para diferentes posições (z/D) do domínio.

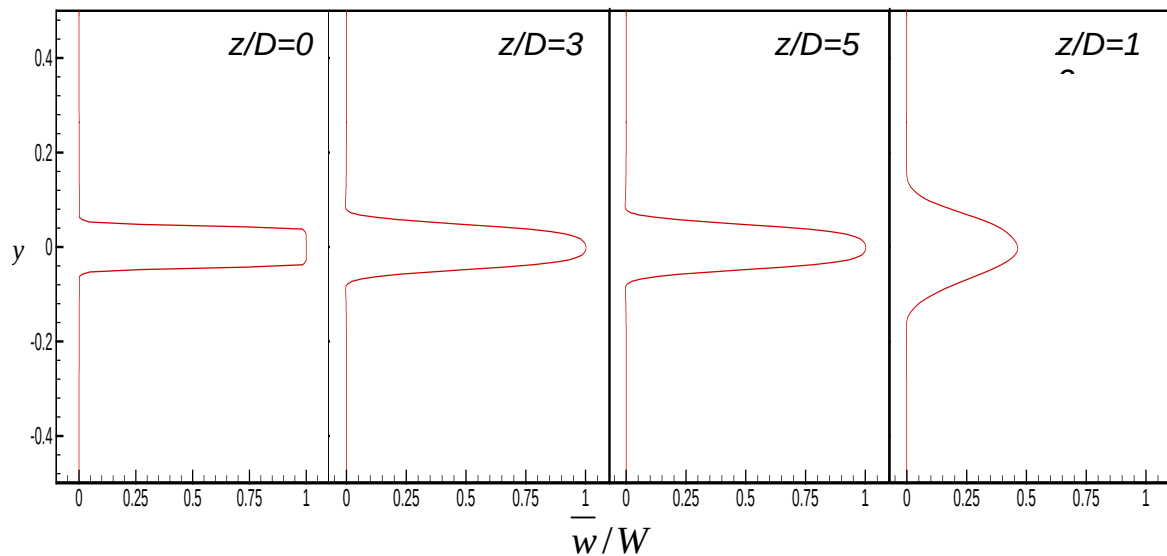


Figura 4.17 - Perfil da velocidade média $\overline{w}/W$ (componente horizontal) para diferentes posições (z/D) do domínio.

Observando a evolução do perfil na direção transversal y para as diferentes posições z/D , na Fig. 4.17, pode-se verificar o comportamento clássico de espalhamento médio do jato. O valor máximo de velocidade reduz progressivamente de 1,0 (em $z/D=0$) para aproximadamente 0,5 (em $z/D=12$). Tal comportamento deve-se ao crescimento dos vórtices por meio de emparelhamentos sucessivos que transportam a quantidade de movimento do interior para o exterior do jato. Este processo de transporte de quantidade de movimento fica

ainda mais evidente ao analisar a evolução da componente transversal de velocidade de velocidade média $\bar{v}/W$, apresentada a seguir.

A Figura 4.18 mostra o perfil da componente transversal de velocidade média $\bar{v}/W$ para diferentes posições (z/D) do domínio em função da direção transversal y .

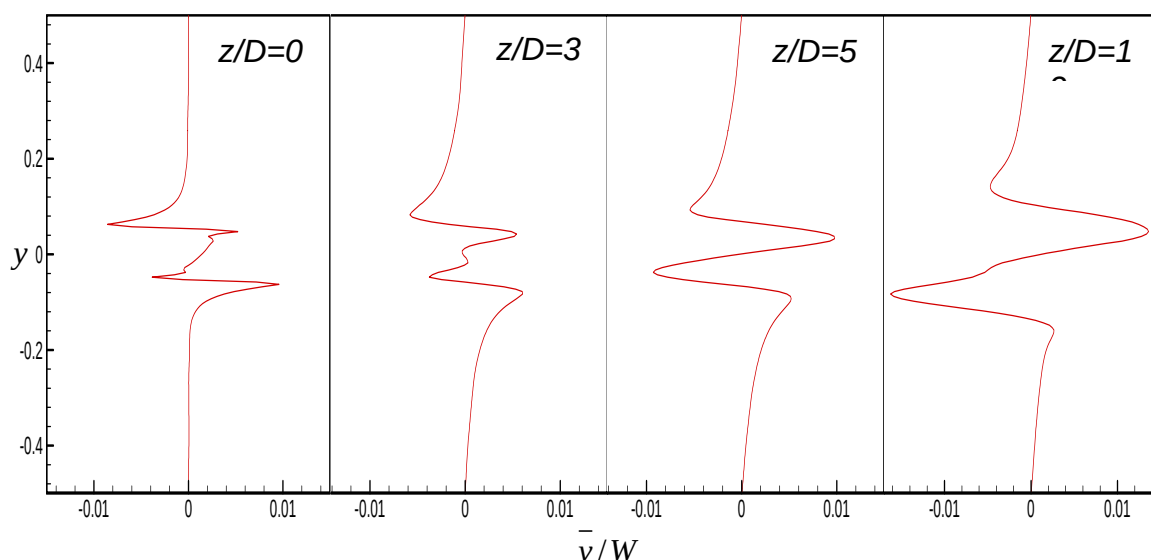


Figura 4.18 - Perfil da velocidade média $\bar{v}/W$ para diferentes posições (z/D) do domínio.

O perfil da componente de velocidade média mostrado na Fig. 4.18 para $z/D = 0$ refere-se à perturbação do tipo “ruído branco” imposta na direção y . Observa-se um pico positivo e um negativo com valores modulares bem próximos entre si. Em $z/D=3$ há uma diminuição no valor destes picos, os quais voltam a crescer em $z/D=5$; no entanto, com os picos positivo e negativo invertidos. Em $z/D=12$, os picos de velocidade média positiva e negativa, identificados em $z/D=5$, apresentam valores modulares ainda maiores. Observa-se também um pequeno aumento da amplitude em y das perturbação do primeiro para o último perfil apresentados, comprovando a contribuição da componente de velocidade v no comportamento de alargamento do jato.

A evolução da intensidade da turbulência associada à componente axial w em função da direção transversal y é mostrada na Figura 4.19.

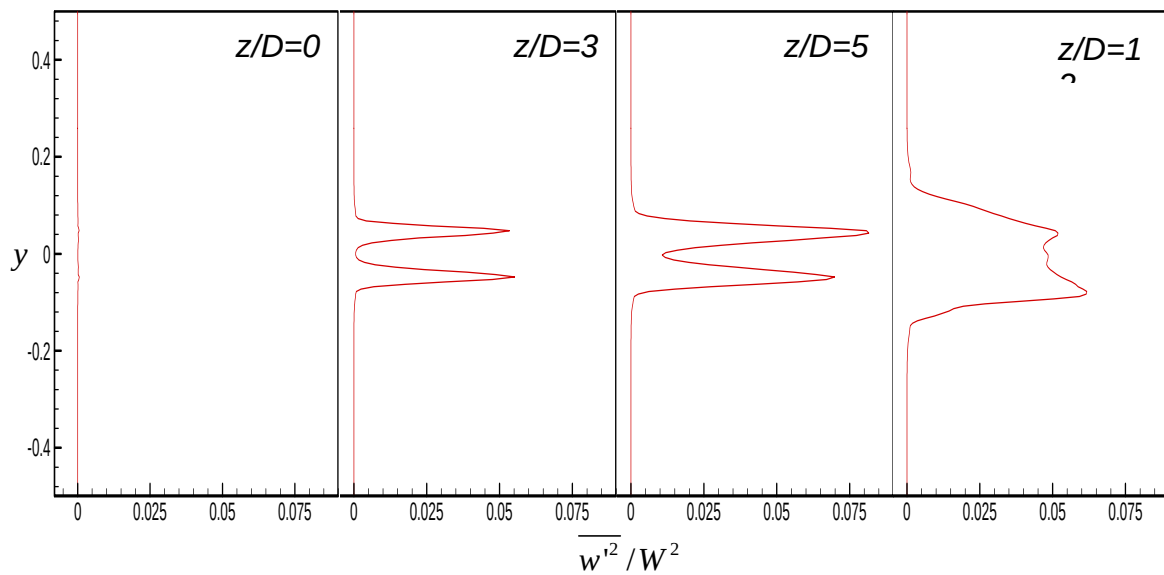


Figura 4.19 - Perfil da intensidade turbulenta associada à componente axial de velocidade para diferentes posições (z/D) do domínio.

Observando a Figura 4.19, verifica-se que em $z/D=0$, praticamente não há intensidade, o que já era esperado, uma vez que não foi imposta perturbação nesta componente de velocidade. No entanto, a partir de $z/D=3$, dois picos de mesma intensidade podem ser identificados, equivalendo à formação das primeiras instabilidades, uma vez que coincidem com as zonas de cisalhamento máximo no jato. Em $z/D=5$, estes picos já não apresentam valores de intensidades próximos entre si, no entanto, apresentam-se ligeiramente maiores, devido à amplificação das perturbações e à tridimensionalização do escoamento. Em $z/D=12$, verifica-se que os picos não se apresentam bem definidos, e que há um pequeno decaimento da intensidade, o que é esperado para um jato livre.

A evolução da intensidade da turbulência associada à componente transversal v em função da direção transversal y é mostrada na Figura 4.20.

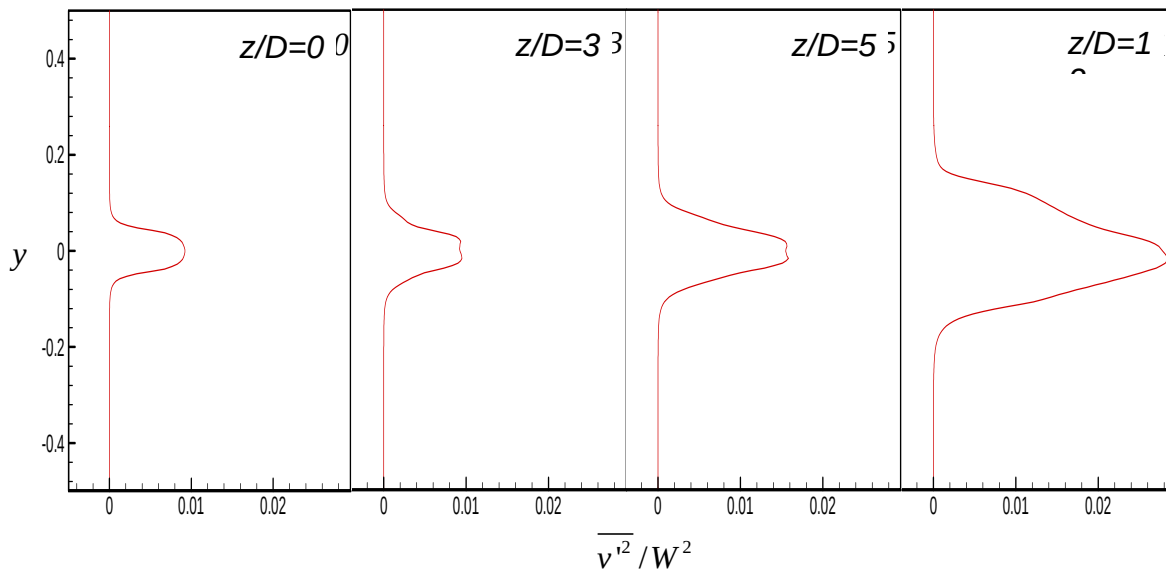


Figura 4.20 - Perfil da intensidade turbulenta associada à componente v de velocidade para diferentes posições (z/D) do domínio.

A observação dos perfis mostrados na Fig. 4.20 permite verificar um crescimento gradual da Intensidade turbulenta associada à componente v da velocidade à medida que se avança na direção axial z . O avanço nesta direção permite verificar também uma ligeira expansão na direção transversal y .

A Figura 4.21 mostra a evolução da energia cinética turbulenta do escoamento na direção axial z .

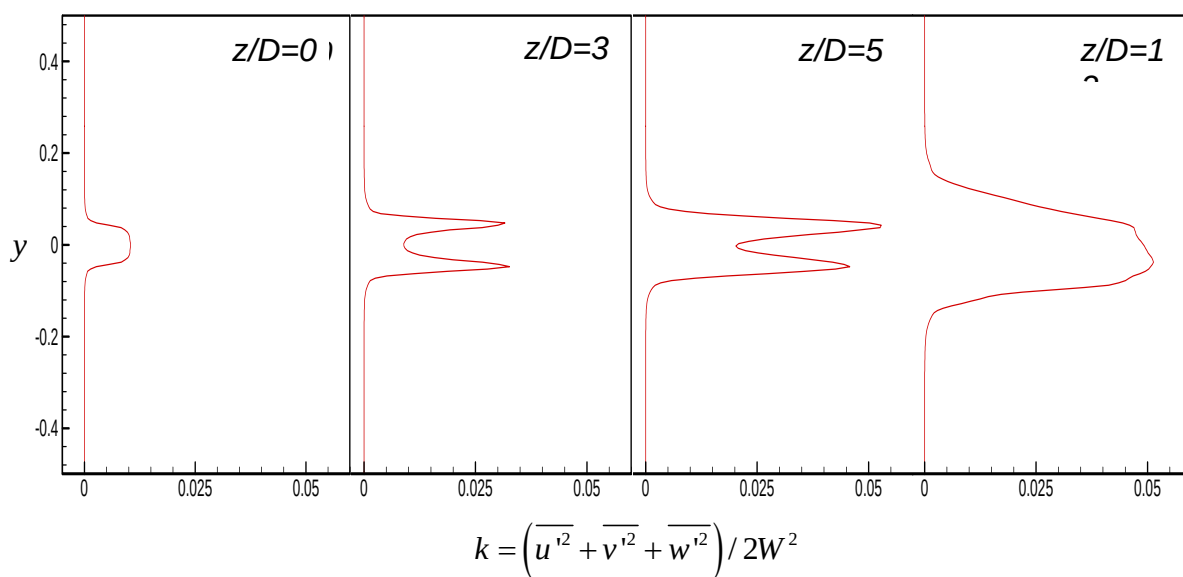


Figura 4.21 - Perfil da energia cinética turbulenta para diferentes posições (z/D) do domínio.

Observando a Fig 4.21, podemos notar que em $z/D=0$, já temos um pequeno perfil parabólico de energia cinética turbulenta, o que se deve à contribuição das perturbações impostas nas componentes de velocidade v e u , uma vez que não há contribuição da componente w . A energia cinética cresce gradualmente em $z/D=3$ e $z/D=5$, onde se apresentam dois picos de valores mais elevados. Nestes dois perfis percebe-se uma influência mais forte da componente axial de velocidade, a qual também apresenta picos em seu perfil de intensidade turbulenta. No entanto, pode-se notar que estes picos apresentam valores inferiores àqueles apresentados no perfil de intensidade, o que era esperado devido às contribuições das flutuações das componentes de velocidade u e v . Em $x/D=12$, o perfil torna-se parabólico, sem a presença de picos, tendo sido a energia redistribuída, promovendo um pequeno alarguecimento na direção transversal y . É possível notar que o valor máximo do perfil de energia em $z/D=12$ encontra-se próximo a 0,05, sendo, portanto, ligeiramente inferior ao maior pico de energia apresentado em $z/D=5$. Este provavelmente é o indício do provável decaimento de energia cinética turbulenta. No entanto, este processo, esperado para um jato livre, não pôde ser evidenciado no presente trabalho, conforme já comentado anteriormente diante da observação da Fig. 4.16.

Os resultados numéricos obtidos através da amostragem da estação *E5* permitiram um tratamento estatístico adequado para comparação com dados experimentais encontrados na literatura. Inicialmente, a média da velocidade axial foi calculada para os diversos pontos da estação de amostragem, segundo Eq. (4.20) já apresentada, e em seguida, dividida pela velocidade de entrada W do jato. Estes resultados foram comparados aos dados experimentais de Crow e Champagne (1971), Zaman & Hussain (1980) e Woolderidge, Wooten e Amaro (1971). A Figura 4.22 mostra evolução da velocidade axial média sobre a linha central do jato para o presente trabalho e dados experimentais.

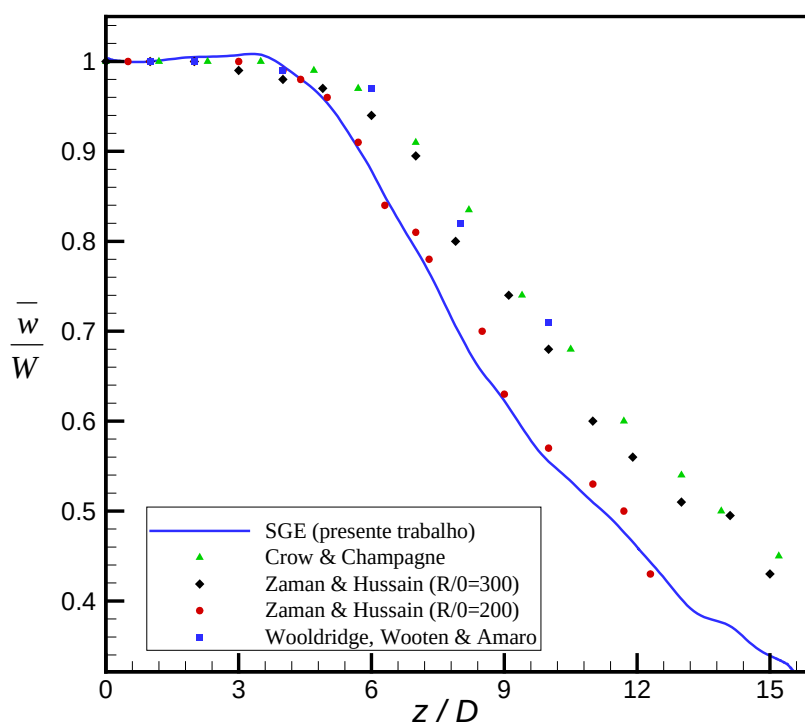


Figura 4.22 - Velocidade axial média na linha central: comparação entre resultados numéricos dos presente trabalho e dados experimentais.

Os resultados numéricos de velocidade axial média obtidos no presente trabalho apresentaram boa concordância com os valores experimentais, apresentando-se bastante próximos numericamente aos dados de Zaman e Hussain (1980). Qualitativamente, comportamento semelhante pode ser notado para a curva obtida através da simulação e os demais dados experimentais apresentados.

Procedendo ao tratamento estatístico dos resultados da estação de amostragem *E5*, foi calculada a raiz da média quadrática r.m.s (root mean square) da flutuação de velocidade axial da linha central, em seguida, dividida pela velocidade de entrada W . A Figura 4.23 mostra a evolução da r.m.s. da flutuação de velocidade axial sobre a linha central para o presente trabalho e dados experimentais.

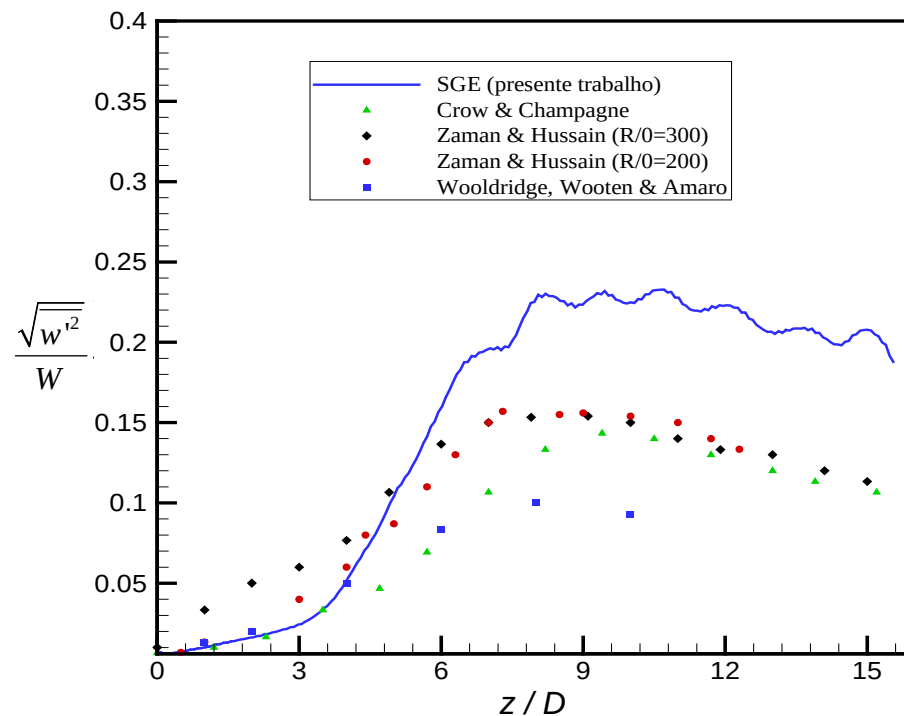


Figura 4.23 - Comparação entre r.m.s das flutuações de velocidade axial experimental e numérica.

Na Figura 4.23, verifica-se que os resultados numéricos da r.m.s apresentam-se consideravelmente superiores à faixa experimental, embora os comportamentos apresentados para ambos os resultados, experimental e numérico, sejam semelhantes. É importante ressaltar, que neste trabalho o perfil de entrada foi considerado um perfil plano, desconsiderando a influência do bocal de origem do jato. Segundo alguns autores (Morris, 1976, Michalke e Hermann, 1982; Cohen e Wygnanski, 1987) a natureza das instabilidades é condicionada principalmente pela forma do perfil médio de velocidade no bocal..

Os dados experimentais de Wygnanski e Fiedler (1969) são dados clássicos para comparação de jatos turbulentos circulares axisimétricos. Para realização desta comparação faz-se necessário determinar o início do regime de auto-similaridade. Segundo White (1991), na linha central, $W_{\max}$ decresce proporcional a z^{-1} se o escoamento começa a partir de uma origem virtual definida em aproximadamente sete diâmetros à frente da origem real. Portanto para comparação aos dados experimentais, a origem virtual foi estabelecida em $z_0=7D$, para cálculo do adimensional $y/(z-z_0)$. Estabelecido o início do regime de auto-similaridade em $z/D=7$, os resultados numéricos da estação de amostragem E4 ($z/D=12$) foram utilizados para cálculo da velocidade axial média, a qual foi normalizada através de sua respectiva velocidade

axial máxima $W_{\max}$. A Figura 4.24 mostra a comparação entre o perfil de velocidade média axial experimental e calculado no presente trabalho.

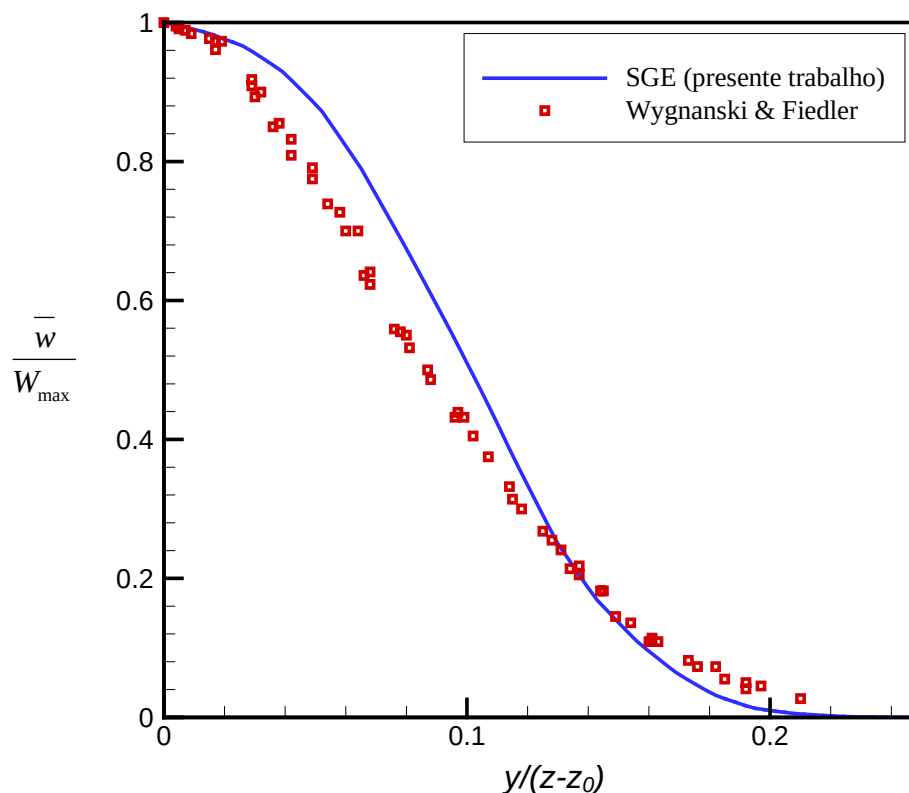


Figura 4.24 - Perfis de velocidade axial média experimental e calculada no presente trabalho, considerando o regime de auto-similaridade.

O perfil de velocidade axial média calculado no presente trabalho apresentou boa concordância com o perfil experimental de Wynanski e Fiedler (1969).

Um importante parâmetro de comparação entre resultados experimentais e numéricos é a taxa de espalhamento do jato. Uma das várias definições de taxa de espalhamento proposta e utilizada no presente trabalho é de que ela seja o valor do raio adimensional, $S=y/(z-z_0)$, onde a velocidade média é metade de seu valor na linha central. A Tabela 4.1 apresenta o valor calculado no presente trabalho, juntamente à faixa experimental e resultados obtidos através de diferentes modelos de turbulência utilizados em trabalhos apresentados na literatura (Bardina et al.1997).

Tabela 4.1 - Taxa de Espalhamento do Jato Circular

Jato Circular	Taxa de Espalhamento do Jato
Presente Trabalho (SGE)	0,107
Experimental	0,086-0,095
Launder-Sharma modelo $k-\varepsilon$	0,120
Wilcox modelo $k-\omega$	0,169-0,356
Menter modelo SST	0,127
Modelo de Spalart-Allmaras	0,253

Todos os modelos de turbulência utilizados, tanto neste trabalho quanto em outros encontrados na literatura, apresentaram uma taxa de espalhamento superestimada em relação à faixa experimental. No entanto, a taxa de espalhamento encontrada no presente trabalho apresentou-se mais próxima aos dados experimentais do que os demais modelos apresentados.

4.1.3 Simulações 2LAYER2, 3LAYER2, 4LAYER2

Com o intuito de investigar o efeito de refinamento da malha sobre os resultados da seção 4.1.2, novas simulações foram realizadas com o código *LAYER2*. Estas simulações denominadas 2LAYER2, 3LAYER2 e 4LAYER2 foram realizadas a número de Reynolds 100.000, com passo de tempo de 0,0007 s e com malhas não-uniformes de 112.000 (40x40x70), 490.000 (70x70x100) e 2.050.000 (105x105x186) pontos, respectivamente. O domínio de cálculo foi definido em função do diâmetro D do jato pelas dimensões: $L = 30D$ e $H = 15D$.

As visualizações das estruturas das simulações bem como os tratamentos estatísticos realizados são apresentados a seguir.

a) Visualizações das estruturas do escoamento

A visualização das estruturas do escoamento foi feita através do módulo de vorticidade no plano yz em diferentes instantes de tempo.

a1) Simulação 2LAYER2

A Figura 4.25 apresenta o plano yz do módulo de vorticidade para a simulação 2LAYER2.

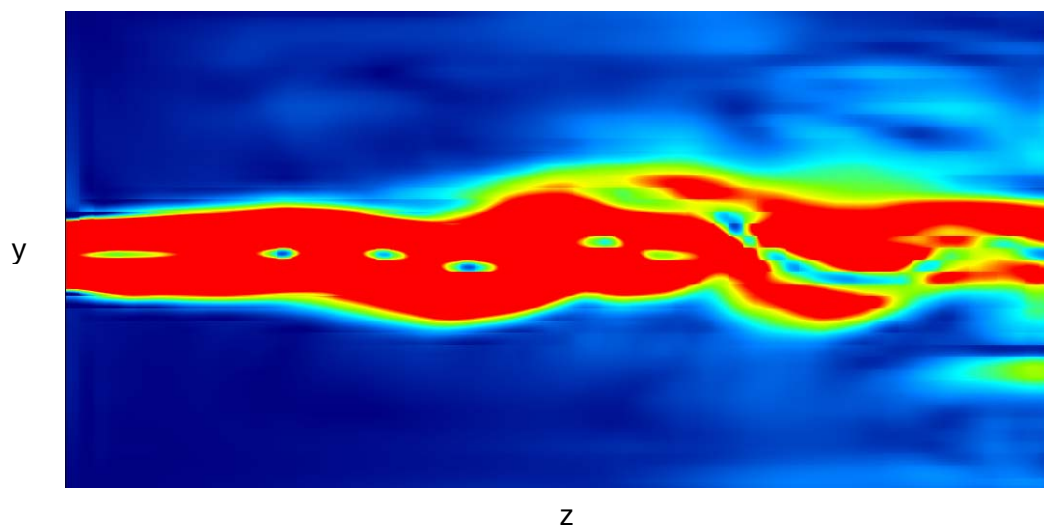


Figura 4.25 - Módulo de Vorticidade no plano yz ($x=0$) no instante de tempo igual a 58,0 s.

Através da Fig. 4.25 é possível notar a transição do escoamento, no entanto, não se podem evidenciar as estruturas típicas da transição de um jato circular. Vale lembrar que esta simulação utiliza uma malha de apenas 112.000 pontos, a qual certamente não é suficiente para capturar as estruturas do escoamento, especialmente a elevado número de Reynolds, como é o caso da simulação em questão.

a2) Simulação 3LAYER2

As Figuras 4.26, 4.27 e 4.28 apresentam os planos yz do módulo de vorticidade para a simulação 3LAYER2 em três diferentes instantes de tempo.

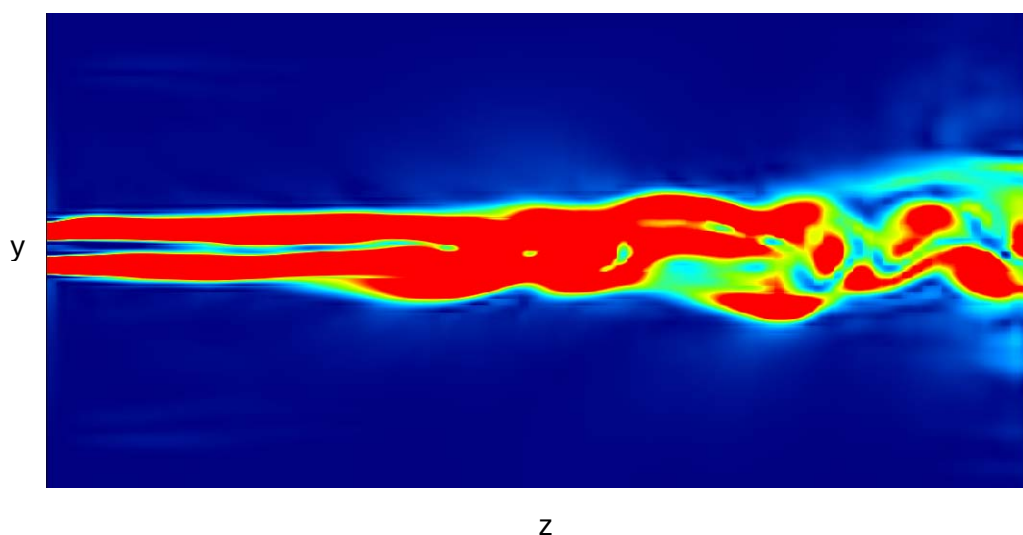


Figura 4.26 - Módulo de Vorticidade no plano yz ($x=0$) no instante igual a 28,0 s físicos

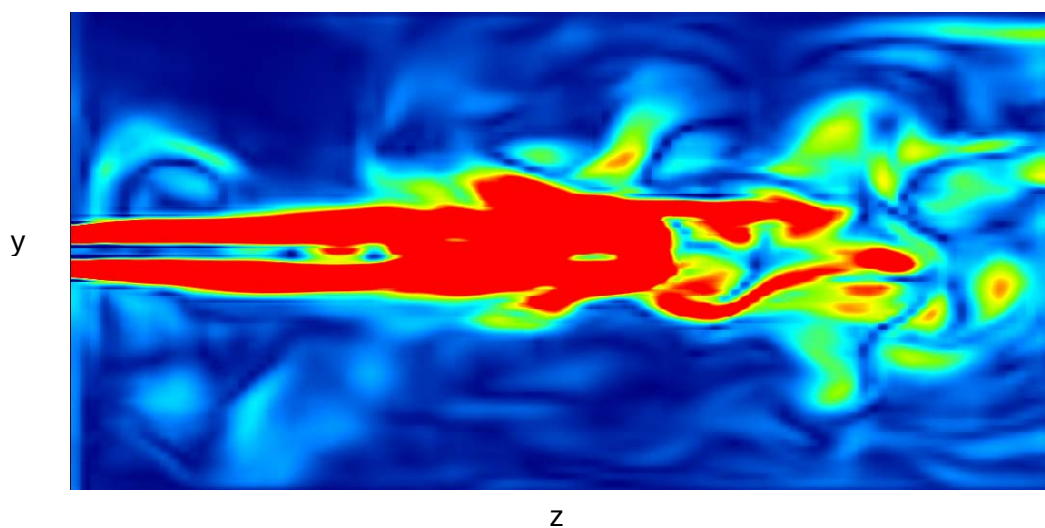


Figura 4.27 - Módulo de Vorticidade no plano yz ($x=0$) no instante de tempo igual a 35,0 s.

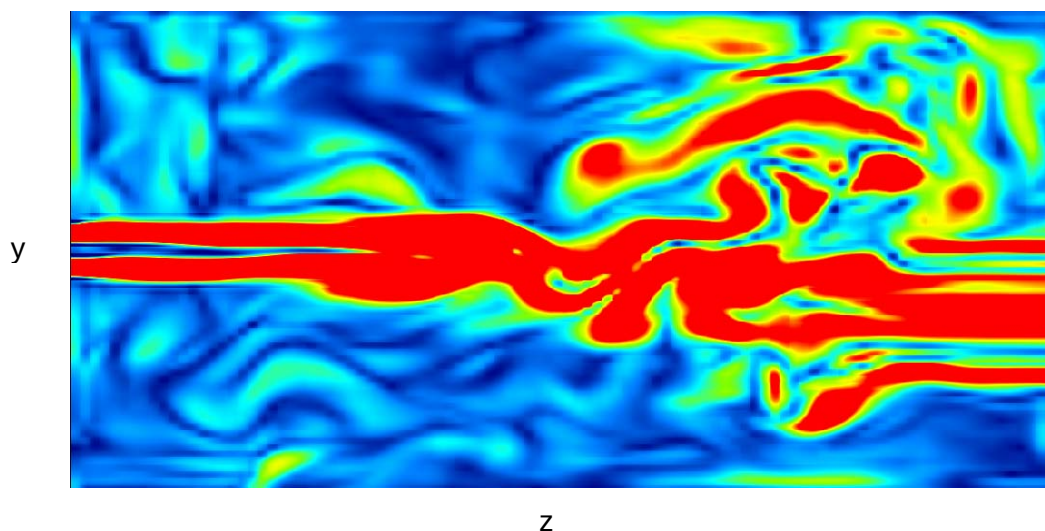


Figura 4.28 - Módulo de Vorticidade no plano yz ($x=0$) no instante de tempo igual a 58,0 s.

Comparando as Figs. 4.25 e 4.28, é possível verificar uma maior quantidade de estruturas turbulentas para um mesmo instante de tempo. A Fig. 4.28 se refere à simulação *3LAYER2*, a qual utiliza uma malha mais refinada. É possível verificar também que o módulo de vorticidade da simulação *3LAYER2* no instante de tempo de 28 s físicos (Fig. 4.26) já apresenta maior quantidade de estruturas do que o referente à simulação *2LAYER2* em 58 s (Fig. 4.25). Assim, pode-se verificar claramente a influência do refinamento da malha, a qual se

torna ainda mais evidente ao se visualizar o resultado da simulação 4LAYER2 apresentado a seguir.

a3) Simulação 4LAYER2

As Figuras 4.29, 4.30 e 4.31 apresentam os planos yz do módulo de vorticidade para a simulação 4LAYER2 em três diferentes instantes de tempo.

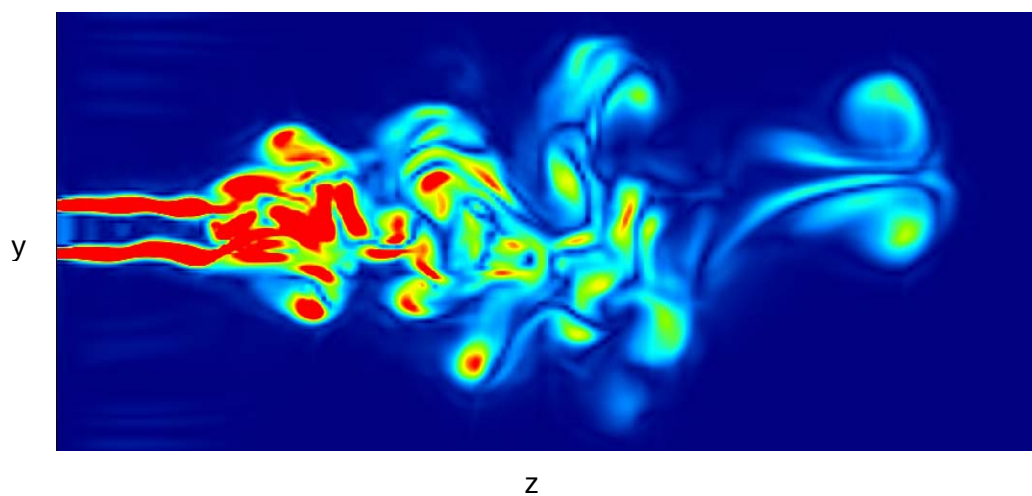


Figura 4.29 - Módulo de Vorticidade no plano yz ($x=0$) num instante de tempo igual a 7,0 s.

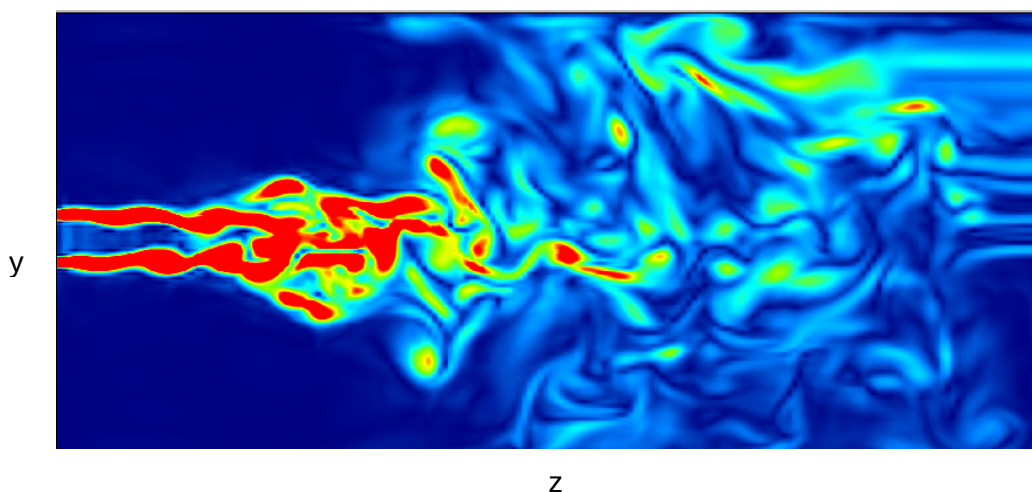


Figura 4.30 - Módulo de Vorticidade no plano yz ($x=0$) num instante de tempo igual a 28,0 s.

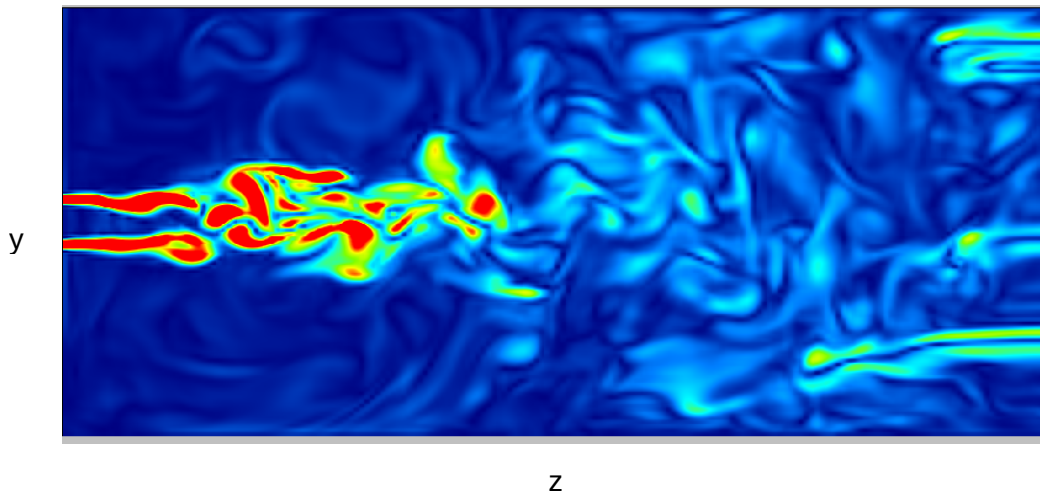


Figura 4.31 - Módulo de Vorticidade no plano yz ($x=0$) num instante de tempo igual a 58,0 s.

Observando-se a Fig. 4.29 verifica-se que com 7 segundos já é possível observar a formação de vórtices no escoamento. Uma comparação com as outras simulações a um mesmo instante de tempo pode ser feita através da observação das Figs. 4.29, 4.30 e 4.31. Maior detalhamento com relação às estruturas da turbulência na Fig 4.31 referente à simulação *4LAYER2*, que utiliza uma malha de discretização de 2.050.000 pontos, é claramente observado. Embora seja verificado um maior nível de detalhamento em uma simulação com malha mais refinada, a visualização ainda é considerada pobre com relação às inúmeras escalas que fazem parte do escoamento a número de Reynolds 100.000. Estruturas primárias do tipo Kelvin-Helmholtz, emparelhamento de vórtices, interação entre filamentos longitudinais não puderam ser identificados com clareza.

De forma geral, os resultados não se apresentaram satisfatórios, pois não permitiram atingir o objetivo de evidenciar com clareza as estruturas e fenômenos típicos do escoamento, mesmo utilizando uma malha consideravelmente fina. Observa-se nas visualizações um comportamento difusivo, cuja origem acredita-se estar relacionada ao esquema numérico utilizado no código computacional.

b) Tratamento estatístico das simulações 2LAYER2, 3LAYER2, 4LAYER2

Para realização do tratamento estatístico foram instaladas diversas sondas na direção transversal y em $x=0$ em três diferentes posições do eixo do jato: $z=4D$, $z=15D$ e $z=23D$. Os resultados numéricos referentes às posições das sondas eram armazenados em arquivos a cada passo de tempo. Em seguida estes resultados eram processados, sendo calculados a velocidade axial média $\bar{w}$ e os tensores de Reynolds ($\overline{w^2}$ e $\overline{wv}$) para cada posição domínio.

A velocidade axial média foi calculada através da equação:

$$\bar{w} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N w(t_j) \quad (4.25)$$

Os momentos centrais de segunda ordem foram ser calculados pelas equações:

$$\overline{w^2} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(w(t_j) - \bar{w} \right)^2 \quad (4.26)$$

Similarmente, o tensor $\overline{wv}$ foi calculado através da equação:

$$\overline{wv} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(w(t_j) - \bar{w} \right) \left(v(t_j) - \bar{v} \right) \quad (4.27)$$

Os perfis de velocidade axial média e dos tensores de Reynolds resultantes da simulação foram normalizados através da velocidade central máxima ($W_{m\acute{a}x}$) e comparados aos resultados experimentais Hussein et al (1994). Os dados de Hussein et al. (1994) são apresentados em forma de curvas ajustadas através do método dos mínimos quadrados pelos próprios autores:

$$p(\eta) = \left[C_0 + C_1\eta + C_2\eta^2 + C_3\eta^3 + \dots + C_n\eta^n \right] \exp(-A\eta^2), \quad (4.28)$$

onde p é variável avaliada (velocidade axial, tensores de Reynolds, etc), os valores das constantes $C_0, C_1, \dots C_n$ dependem da grandeza p e η é o adimensional, que no caso da malha cartesiana é definido como:

$$\eta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z - z_0} \quad (4.29)$$

Os dados de Hussein et al. (1994) foram utilizados para comparações por serem mais atuais e apresentarem medidas que satisfazem as equações de momento diferencial e integral em um meio infinito. Além disso, aos trabalhos experimentais realizados anteriormente foram atribuídos problemas de confinamento. Por esta razão, os perfis de Hussein et al (1994) distanciam-se dos mesmos tanto na forma quanto no nível dos perfis.

Os resultados do tratamento estatístico efetuado sobre as simulações *2LAYER2*, *3LAYER2*, *4LAYER2* são apresentados a seguir.

Os perfis de velocidade axial média experimental e resultante das simulações *2LAYER2*, *3LAYER2* e *4LAYER2* são apresentados pelas Figuras 4.32, 4.33 e 4.34, respectivamente.

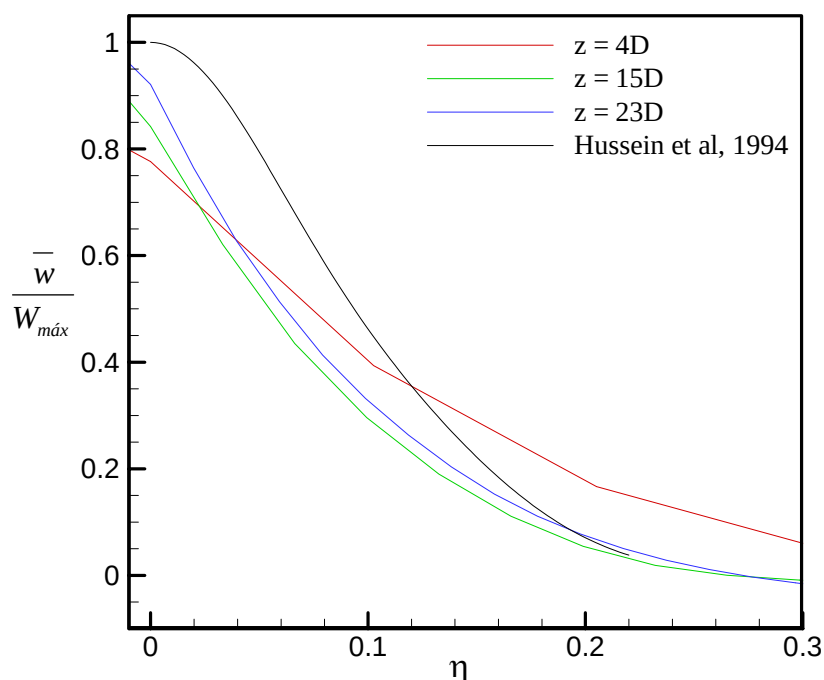


Figura 4.32 - Perfil de Velocidade Axial média simulado (Simulação *2LAYER2*) e experimental.

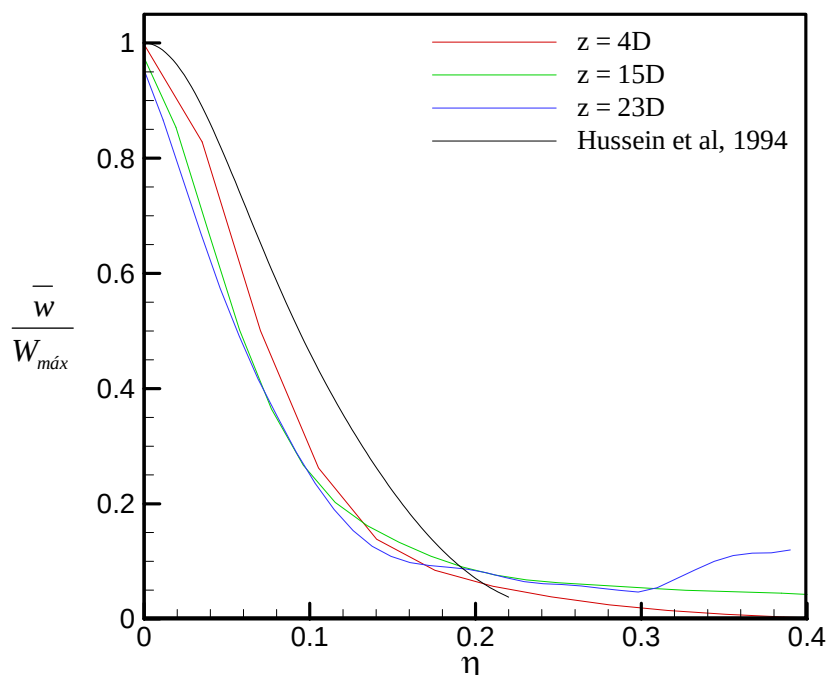


Figura 4.33 - Perfil de Velocidade Axial média simulado (Simulação *3LAYER2*) e experimental.

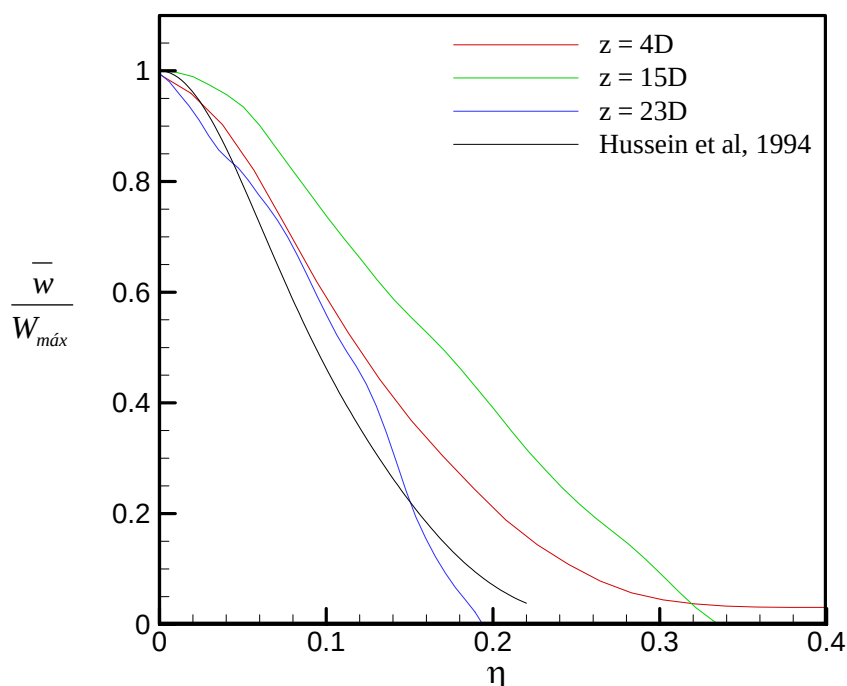


Figura 4.34 - Perfil de Velocidade Axial média simulado (Simulação 4LAYER2) e experimental.

Na Fig. 4.32 os perfis referentes às posições $z=15D$ e $z=23D$ encontram próximos entre si, sugerindo auto-similaridade. Com relação ao perfil experimental, estes perfis apresentam comportamento muito próximo, mas encontram-se em níveis um pouco inferiores. O perfil referente à posição $z=4D$ apresenta comportamento distinto dos demais. Já na Fig. 4.33, os perfis referentes às três diferentes posições do domínio apresentam-se mais próximos entre si, com comportamento semelhante ao experimental, mas em nível inferior. Na Figura 4.34, os perfis apresentam comportamentos um pouco distintos, não sendo possível notar auto-similaridade entre os mesmos. Na realização desta última simulação (4LAYER2) foi possível verificar que o tempo de avaliação da estatística não foi suficiente para calcular valores médios representativos. Devido à captura de maior quantidade de estruturas do escoamento, graças ao refinamento da malha (2.050.000 pontos), o regime estabelecido provavelmente não foi atingido dentro dos 70 s físicos de simulação. Entretanto, maior tempo de cálculo seria inviável, devido ao tempo de máquina necessário para a execução das simulações. O tempo de máquina foi de aproximadamente 120 horas para resolução de 70s físicos de simulação em uma máquina Pentium 4 com processador de 2.8 Ghz.

Os perfis do componente do tensor de Reynolds normalizado $\overline{w^2} / W_{máx}^2$ experimental e resultantes das simulações 2LAYER2, 3LAYER2 e 4LAYER2 são apresentados pelas Figuras 4.35, 4.36 e 4.37, respectivamente.

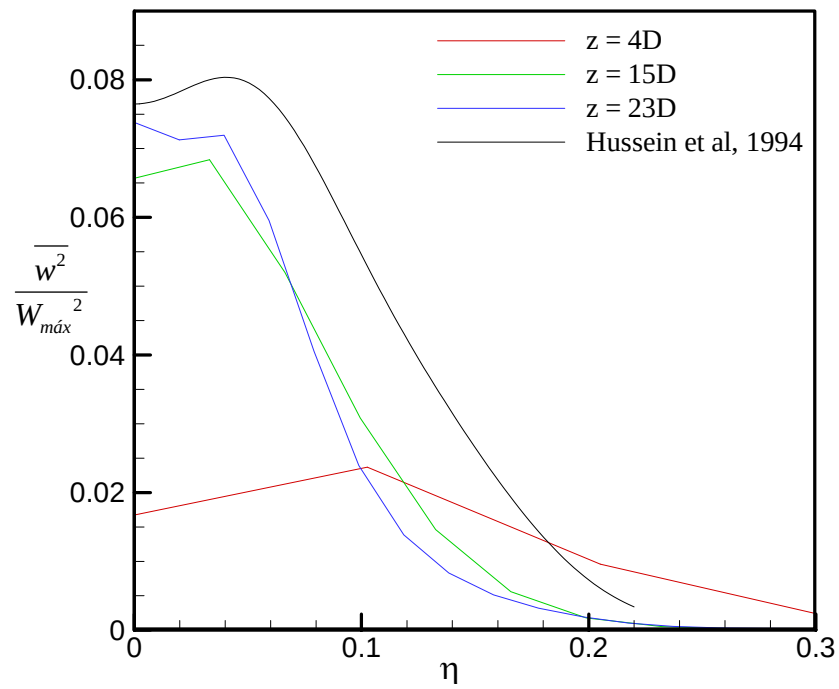


Figura 4.35 - Perfis da componente do tensor $\overline{w^2}/W_{max}^2$ simulado (Simulação 2LAYER2) e experimental.

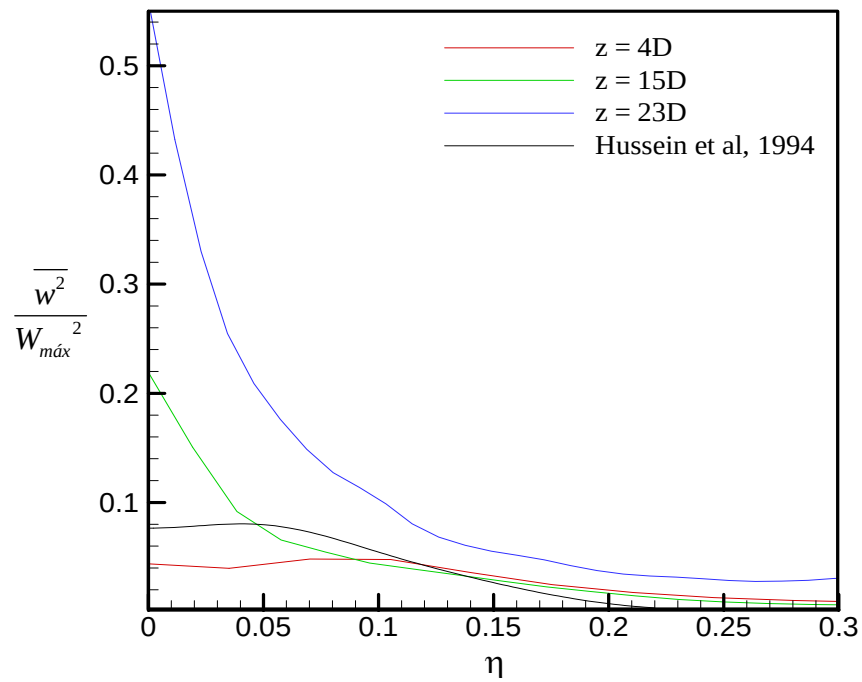


Figura 4.36 - Perfis da componente do tensor $\overline{w^2}/W_{max}^2$ simulados (Simulação 3LAYER2) e experimental.

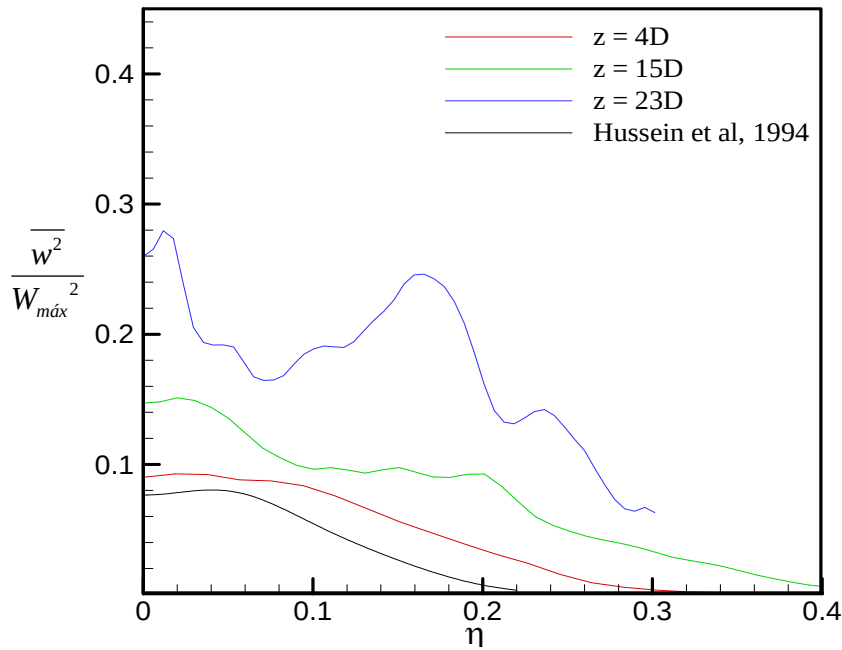


Figura 4.37 - Perfis do componente do tensor $\overline{w^2}/W_{max}^2$ simulados (Simulação 4LAYER2) e experimental.

Os perfis da componente normalizada $\overline{uv}/W_{max}^2$ do tensor de Reynolds experimental e resultantes das simulações 2LAYER2, 3LAYER2 e 4LAYER2 são apresentados pelas Figuras 4.38, 4.39 e 4.40, respectivamente.

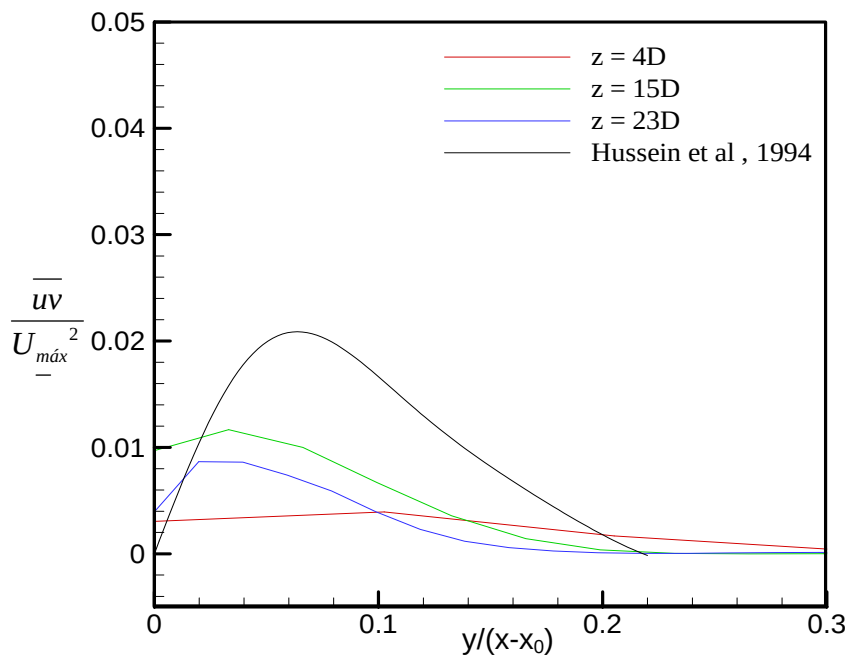


Figura 4.38 - Perfis da componente normalizada $\overline{uv}/W_{max}^2$ do tensor de Reynolds simulados (Simulação 2LAYER2) e experimental.

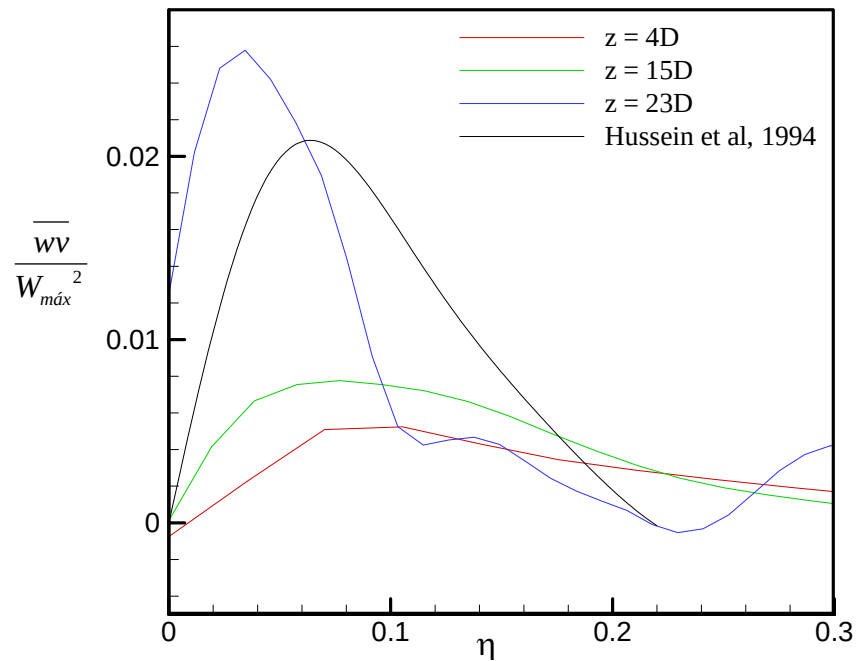


Figura 4.39 - Perfis da componente normalizada $\overline{wv}/W_{m\acute{a}x}^2$ o tensor de Reynolds simulado (Simulação 3LAYER2) e experimental.

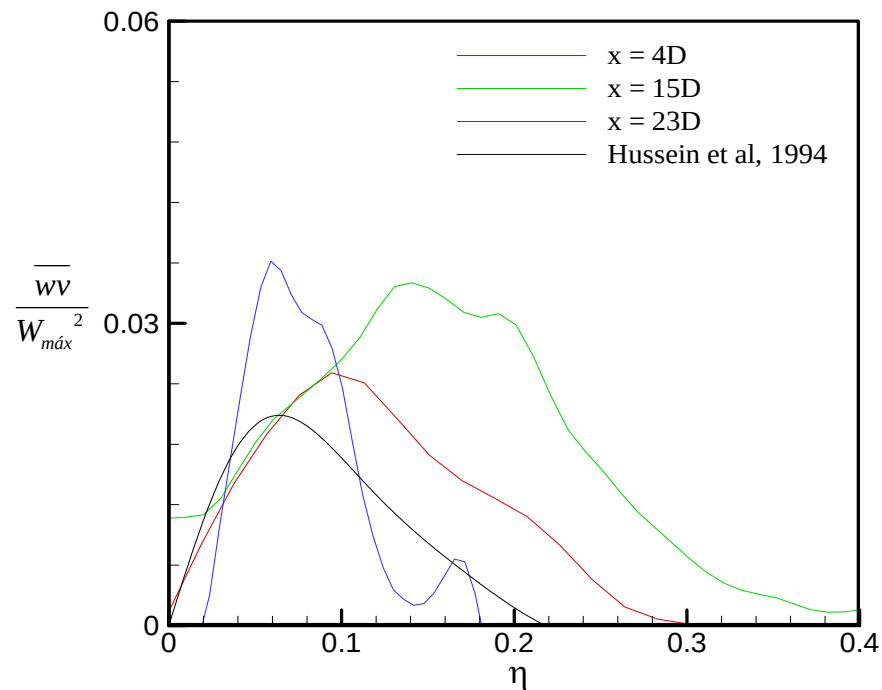


Figura 4.40 - Perfis da componente normalizada $\overline{wv}/W_{m\acute{a}x}^2$ do tensor de Reynolds simulado (Simulação 4LAYER2) e experimental.

É possível verificar através das figuras apresentadas que as discrepâncias entre os perfis experimentais e resultantes de simulações são maiores para os momentos de 2ª ordem

do que para os perfis de velocidade média. Este fato foi também verificado em outros trabalhos, como o de Freund (2001) e Uzun (2003), embora os mesmos apresentem boa concordância entre seus perfis das componentes dos tensores resultantes de simulações e os experimentais. Mesmo diante de bons resultados, Uzun (2003) apresenta justificativas para as possíveis diferenças, as quais foram apresentadas no Cap. 2 do presente trabalho. Entre tais justificativas, o autor cita o fato de que o domínio de 60 raios do bocal de saída do jato ser relativamente curto comparado aos experimentos. Este foi exatamente o tamanho do domínio utilizado nas simulações com código Layer, sendo que um domínio maior seria inviável, devido à necessidade de maior tempo de cálculo exigido para manutenção de uma malha suficientemente fina. Entretanto, as divergências encontradas entre resultados experimentais e simulados no presente trabalho foram muito maiores que as encontradas por Uzun, que usou um mesmo tamanho de domínio, de forma que esta justificativa de Uzun não se aplica ao estudo em questão. No entanto, vale lembrar que Uzun (2003) utiliza em suas simulações LES com esquemas de diferenças finitas compactas de alta ordem de resolução e malha de discretização de 12 milhões de pontos.

É importante lembrar que o solucionador de Riemann utilizado no código *LAYER2* contém alguma difusividade numérica, a qual lhe confere estabilidade; conforme observado nas Figs. 4.25 a 4.31. Esta é uma possível justificativa para a visualização de poucas estruturas nas simulações mesmo com alta resolução.

Diante dos resultados insatisfatórios obtidos, com relação tanto à visualização de estruturas quanto à comparação dos resultados a dados experimentais, optou-se pela utilização de um outro código computacional. Acreditando-se que a alta difusividade gerada pelo esquema numérico do código *LAYER2* possa ter sido a responsável pelos resultados obtidos, o código *CIL3D*, o qual utiliza esquema numérico centrado de 2ª ordem foi utilizado para simular o escoamento do jato. Os resultados obtidos são apresentados no tópico a seguir.

4.2. Simulações utilizando o código *CIL3D*

Foram realizadas duas simulações utilizando o código *CIL3D*. Ambas utilizando malha de discretização de 340.000 pontos (100x34x100) e passo de tempo 0,001s. Lembrando que código é em coordenadas cilíndricas, as dimensões axiais (L) e radiais (R) do domínio foram definidas em função do diâmetro do jato. A primeira simulação, denominada *1CIL3D*, tem como dimensões $L=16D$ e $R=5,5D$ e foi realizada a número de Reynolds 1.600. A segunda simulação, denominada *2CIL3D*, apresenta um domínio de 24D na direção axial e 5,5 diâmetros na direção radial e foi realizada a Reynolds 11.000. As condições de contorno utilizadas e os detalhes referentes a cada uma das simulações são apresentados a seguir.

4.2.1. Condições de contorno

a) Condições de contorno para a entrada:

Foi imposto um perfil de entrada utilizado em simulações numéricas por Martin e Meiburg (1991), Abid e Brachet (1992), Brancher (1996) e Urbin e Metais (1997):

$$u(r, \theta, z = 0) = 0, \quad (4.30)$$

$$v(r, \theta, z = 0) = 0, \quad (4.31)$$

$$w(r, \theta, z = 0) = \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \tanh \left(\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right) \right) \right], \quad (4.32)$$

onde R/θ é um parâmetro que depende das condições experimentais (alongamento do bocal, número de Reynolds, rugosidade...) e pode variar de 10 a 300 (Zaman e Hussein, 1980). Foram testados diferentes valores deste parâmetro e ele foi fixado em $R/\theta=28$.

$$\frac{\partial p}{\partial z}(r, \theta, z = 0) = 0. \quad (4.33)$$

b) Condições de contorno para a saída:

$$\frac{\partial u(r, \theta, z = L)}{\partial z} = 0, \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial v(r, \theta, z = L)}{\partial z} = 0,0, \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial w(r, \theta, z = L)}{\partial z} = 0,0, \quad (4.36)$$

$$p(r, \theta, z = L) = 0. \quad (4.37)$$

Um dos principais problemas em escoamentos do tipo jato é a recirculação causada pelo transporte de vórtices na saída do domínio, a qual prejudica todo o escoamento. Inicialmente, no intuito de dissipar estes vórtices, aumentou-se o comprimento do domínio na direção axial. No entanto, este procedimento não foi bem sucedido para os valores de comprimento testados. A solução encontrada para este problema foi através da relaminarização do escoamento na saída do domínio. Para tanto foi implementado um esquema *upwind* de 1ª ordem nas 10 últimas células do domínio de cálculo. Este procedimento assegurou a dissipação dos vórtices que provocam a reentrada de fluido para o interior do domínio computacional.

c) Condições de contorno aplicadas na direção azimutal:

Como é natural em coordenadas cilíndricas, condições de contorno periódicas foram aplicadas na direção azimutal do escoamento.

4.2.2 Simulações *1CIL3D* e *2CIL3D*

a) Visualização das estruturas do escoamento

Para visualização das estruturas do escoamento são apresentados os campos de velocidade e dos módulos de vorticidade no plano xz em diferentes instante de tempo.

As Figura 4.41 e 4.42 mostram respectivamente o campo de componente axial de velocidade e o módulo da vorticidade para a simulação *1CIL3D* em dois diferentes instantes de tempo.

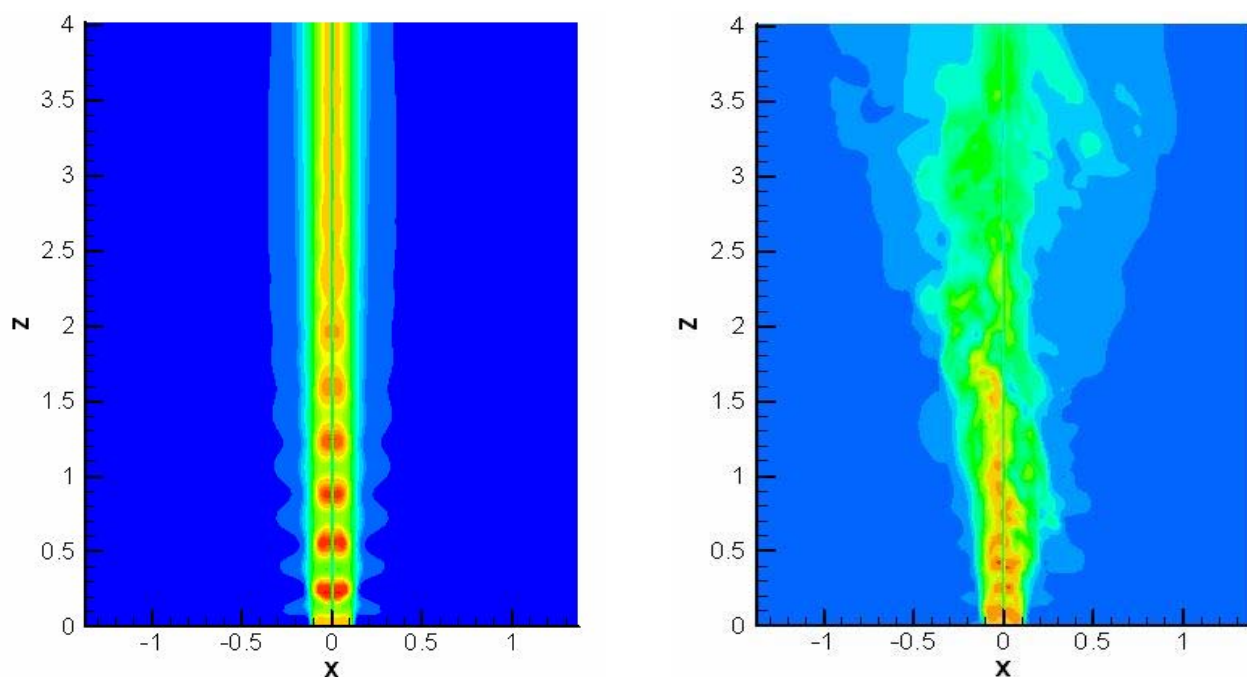


Figura 4.41 - Campo de Velocidade axial no plano xz ($x=0$): (a) $t=40,0$ s e (b) $t= 100,0$ s físicos – $Re=1600$.

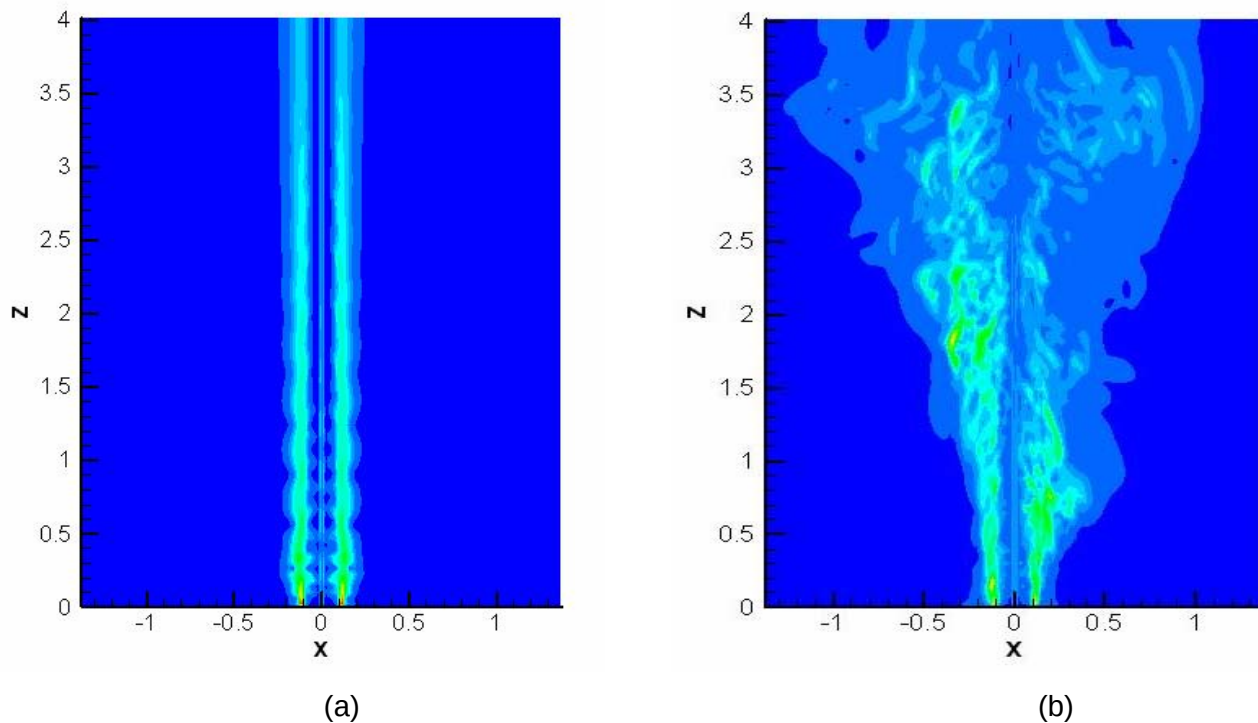


Figura 4.42 - Módulo de Vorticidade no plano xz ($x=0$): (a) $t=40,0$ s e (b) $t= 100,0$ s físicos – $Re=1600$.

Observando-se as Figs. 4.41 (a) e 4.42 (a) pode-se notar que o escoamento é ainda bem comportado no instante igual a 40,0 segundos. No entanto, algumas instabilidades já podem ser notadas, especialmente nas proximidades do bocal do jato, indicando o início da transição. Na saída do domínio o escoamento ainda apresenta-se laminar. Em 100 segundos de simulação, conforme apresenta as Figs. 4.41 (b) e 4.42 (b) nota-se espalhamento do jato na direção transversal ao escoamento, com presença de maior quantidade de estruturas turbulentas geradas pelo desenvolvimento das instabilidades iniciais. No entanto, não se pode evidenciar através da visualização destas figuras as estruturas típicas de um jato.

Vale lembrar que estas simulações foram realizadas a número de Reynolds relativamente baixo ($Re=1600$). Embora os resultados tenham permitido verificar que a este número de Reynolds já ocorre a transição à turbulência, as estruturas primárias do tipo Kelvin-Helmholtz não puderam ser evidenciadas.

As Figuras 4.43 e 4.44 mostram respectivamente o campo de componente axial de velocidade e o módulo da vorticidade para a simulação *2CIL3D* em dois diferentes instantes de tempo.

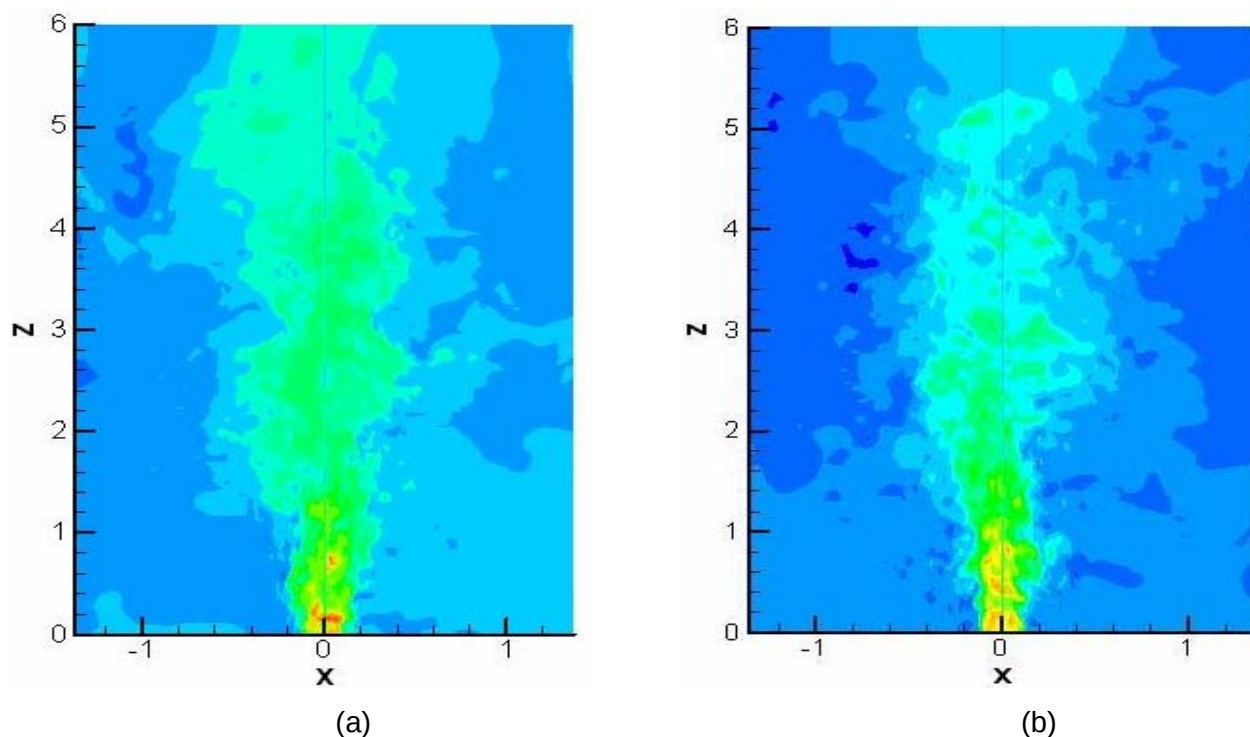


Figura 4.43 - Campo de Velocidade no plano xz ($x=0$): (a) $t=11,0$ s; (b) $t= 40,0$ s físicos – $Re=11000$.

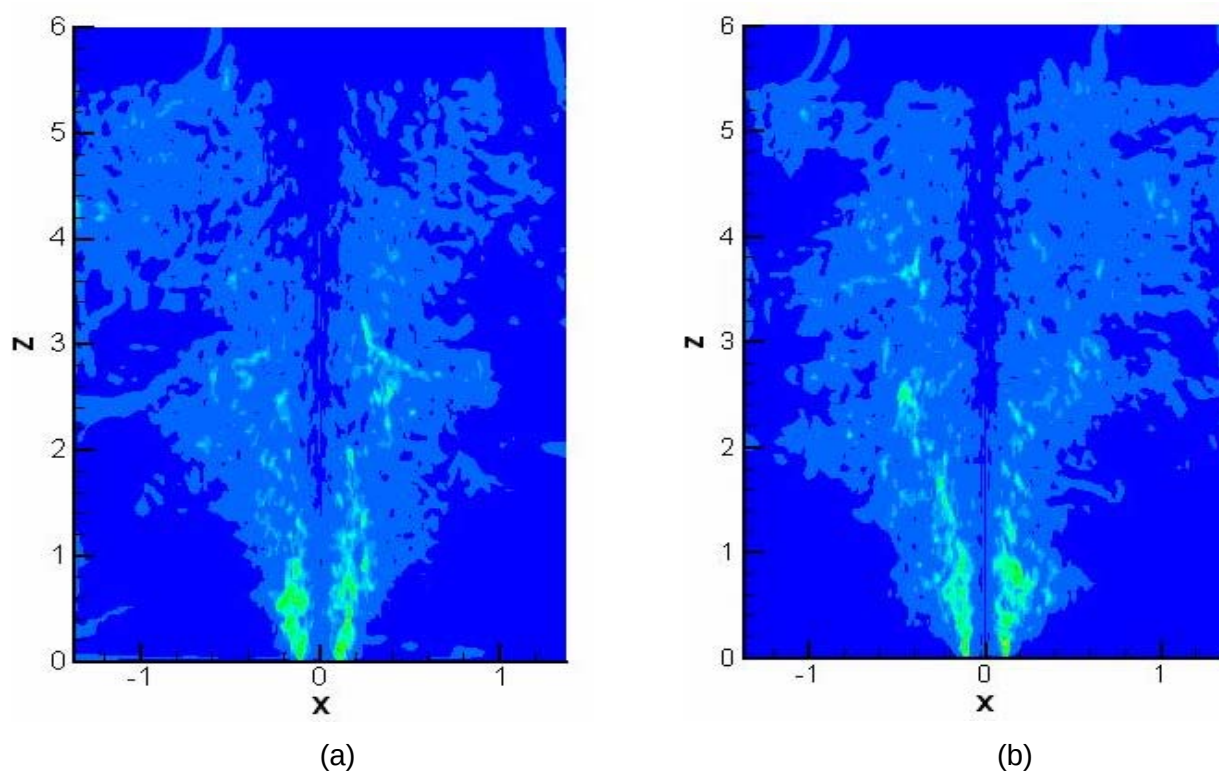


Figura 4.44 - Visualização da Vorticidade no plano xz ($x=0$): $t=11,0$ s e (b) $t= 40,0$ s físicos - $Re=11000$.

Na simulação *2CIL3D*, a qual se diferencia da simulação *1CIL3D* pelo número de Reynolds utilizado, é possível verificar através do campo de velocidade (Fig 4.43 a) e do módulo de vorticidade (Fig 4.44 a) que o escoamento já apresenta turbulência tridimensional desenvolvida no instante igual a 11 segundos. Comparando os resultados da simulação *2CIL3D* nos dois diferentes instantes de tempo (11,0 e 40,0 segundos) não é possível notar diferenças significativas.

Novamente, a observação das Figs 4.43 e 4.44 não permite identificar as estruturas turbulentas típicas do escoamento em estudo.

b) Tratamento estatístico das simulações 1CIL3D e 2CIL3D

O tratamento estatístico foi efetuado através dos resultados das sondas instaladas na direção transversal y em $x=0$ em quatro diferentes posições do domínio. Como o domínio apresenta $16D$ na direção axial da simulação *1CIL3D* as sondas foram instaladas nas posições: $z=8D$, $z=11,2D$, $z=12,8D$ e $14,4 D$. Já para a simulação *2CIL3D*, cujo domínio é de $24D$ na direção axial, as sondas foram posicionadas em $z=12D$, $z=16,8D$, $z=19,2D$ e $z=21,6D$. Foram construídos os perfis de velocidade axial média e das componentes dos tensores de Reynolds para cada uma das posições do domínio, através das equações apresentadas no item 4.1.3 b. Estes perfis foram comparados às curvas ajustadas através dos dados experimentais de Hussein et al. (1994), conforme já mencionado no mesmo item.

Os resultados do tratamento estatístico realizado sobre as simulações *1CIL3D* e *2CIL3D* são apresentados a seguir.

Os perfis de velocidade axial média experimental e resultante das simulações *1CIL3D* e *2CIL3D* são apresentados pelas Figuras 4.45 e 4.46, respectivamente.

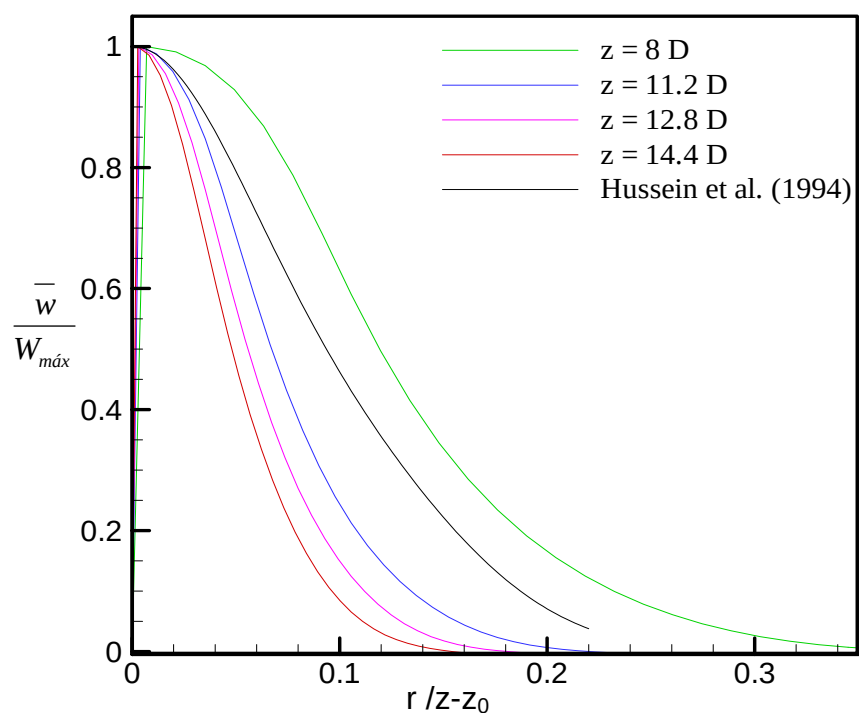


Figura 4.45 - Perfis de Velocidade axial média simulados (Simulação *1CIL3D*) e experimental.

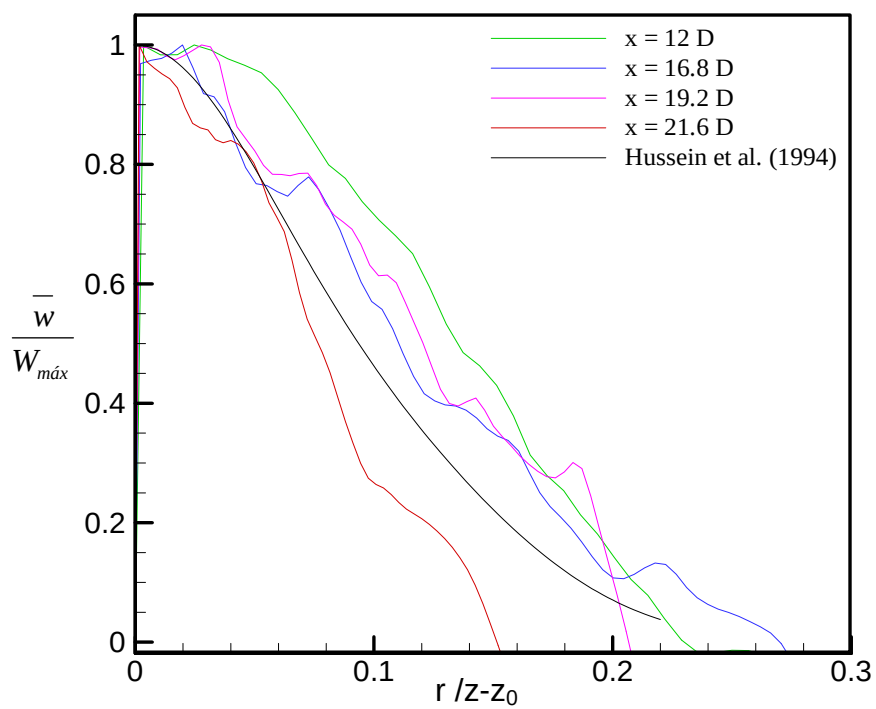


Figura 4.46 - Perfis de Velocidade axial média simulados (Simulação *2CIL3D*) e experimental.

Na Fig. 4.45 os perfis de velocidade média resultantes da simulação *1CIL3D* apresentaram comportamento semelhante ao do perfil experimental. Os perfis referentes às posições $z=16,8D$, $19,2D$ e $21,6D$ apresentaram-se próximos entre si e em nível um pouco inferior ao perfil experimental. Os perfis resultantes da simulação *2CIL3D* apresentaram-se oscilatórios em torno do perfil experimental (Fig.4.46).

Os perfis da componente normalizada $\overline{w^2}/W_{\max}^2$ do tensor de Reynolds experimental e resultantes das simulações *1CIL3D* e *2CIL3D* são apresentados nas Figuras 4.47 e 4.48, respectivamente.

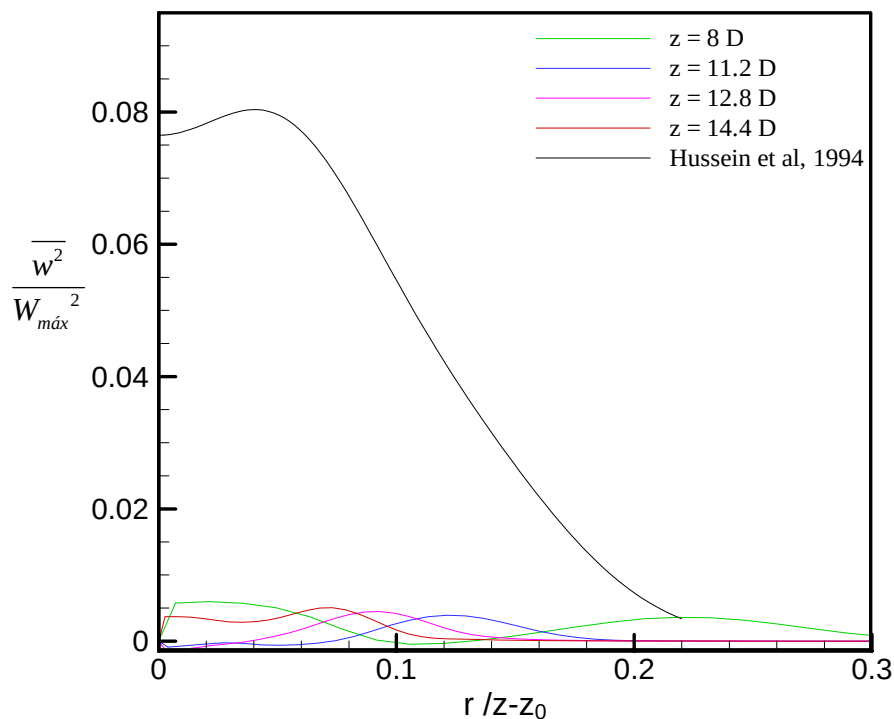


Figura 4.47 - Perfis da componente normalizada $\overline{w^2}/W_{\max}^2$ do tensor de Reynolds simulados (Simulação *1CIL3D*) e experimental.

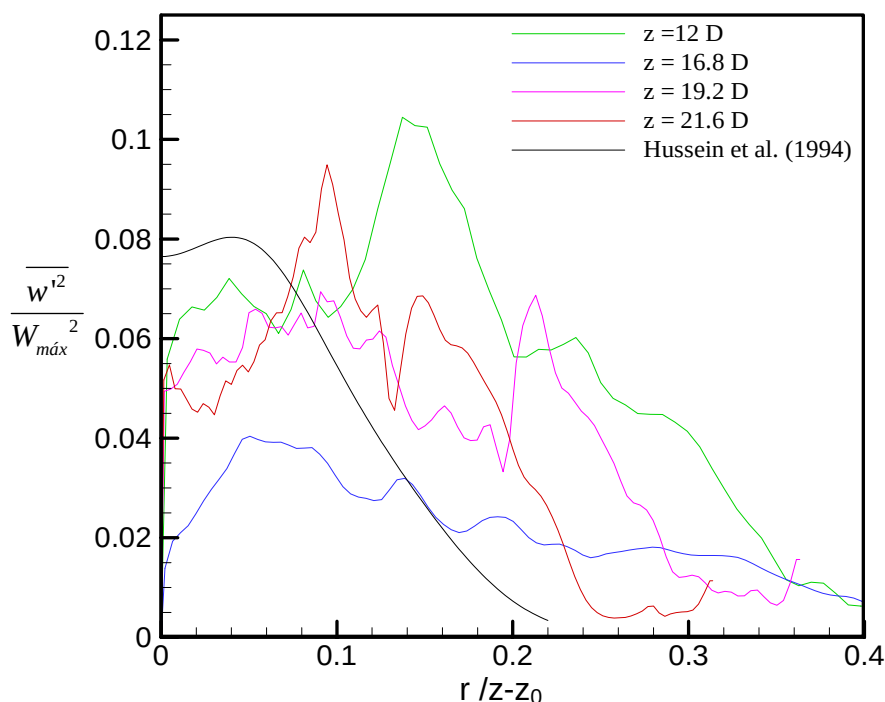


Figura 4.48 - Perfis da componente normalizada $\overline{w'^2}/W_{máx}^2$ do tensor de Reynolds simulados (Simulação *2CIL3D*) e experimental.

Na Fig. 4.47 os perfis das componentes dos tensores resultantes da simulação *1CIL3D* apresentaram-se muito distantes do perfil experimental. Na Fig. 4.48, embora os perfis resultantes da simulação *2CIL3D* apresentem a mesma ordem de grandeza do perfil experimental, os mesmos apresentam-se muito oscilatórios, não possibilitando uma boa comparação.

Mais uma vez os resultados obtidos não foram satisfatórios ao estudo do escoamento do jato. A suspeita inicial com relação à difusividade ocasionada pelo esquema numérico utilizado pôde ser investigada ao substituir um código que se apresentou altamente difusivo (*LAYER2*) por um outro código (*CIL3D*), com um esquema numérico menos difusivo. No entanto, novamente os objetivos almejados não foram alcançados. Além de não se conseguir verificar a formação e a evolução das estruturas que compõem o escoamento, também não foi obtida boa concordância com dados experimentais. Iniciou-se uma nova investigação da literatura, em busca de informações que pudessem contribuir para justificar porque os códigos utilizados não permitiram simular adequadamente o escoamento do jato, já que as metodologias dos códigos foram bem sucedidas em estudos de outros tipos de escoamento (Chernousov, 2001 e Souza, 2003).

Uma observação minuciosa sobre trabalhos da literatura envolvendo escoamentos de jatos livres, permitiu verificar que muitos não apresentam comparações de resultados para as tensões de Reynolds, no entanto apresentam boa concordância para velocidade axial média. Um trabalho especialmente interessante é o trabalho de Glaze e Frankel (2003). Embora o objetivo deste autor seja relacionado às condições de entrada turbulenta, seus resultados permitem constatar diferenças na simulação ao se utilizar um esquema numérico de 2ª ou 6ª ordem. A Figura 4.49 apresenta as estruturas de vórtices instantâneas obtidas através da simulação utilizando um esquema compacto de alta ordem (GR LES) e utilizando um esquema de 2ª ordem (Fluent LES)

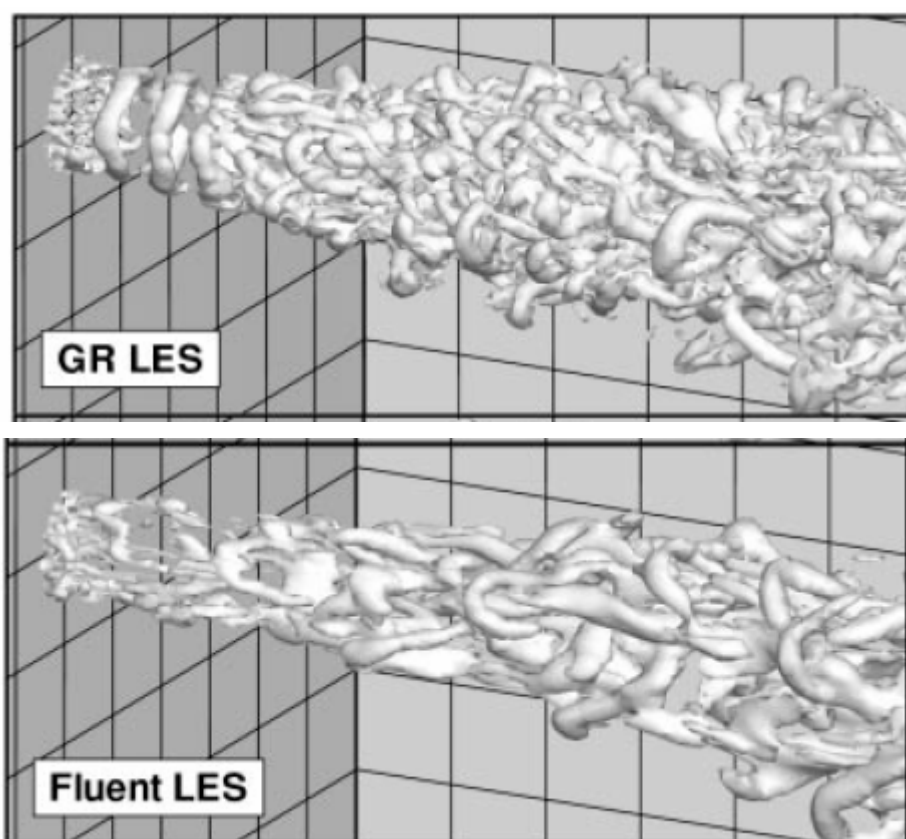


Figura 4.49 - Estruturas de Vórtice instantâneas visualizadas por isosuperfícies negativas de λ_2 . (Glaze e Frankel, 2003).

Através da Fig. 4.49 pode-se perceber facilmente maior riqueza de detalhes com relação às estruturas do escoamento para a solução GR LES em comparação à solução Fluent LES.

Outro resultado interessante que pode ser observado no trabalho de Glaze e Frankel (2003) é com relação à comparação dos resultados simulados a dados experimentais. Verifica-se uma superpredição da Intensidade turbulenta pelo resultado Fluent LES, enquanto boa concordância é obtida através da solução GR LES, conforme pode ser visualizado na Fig. 4.50.

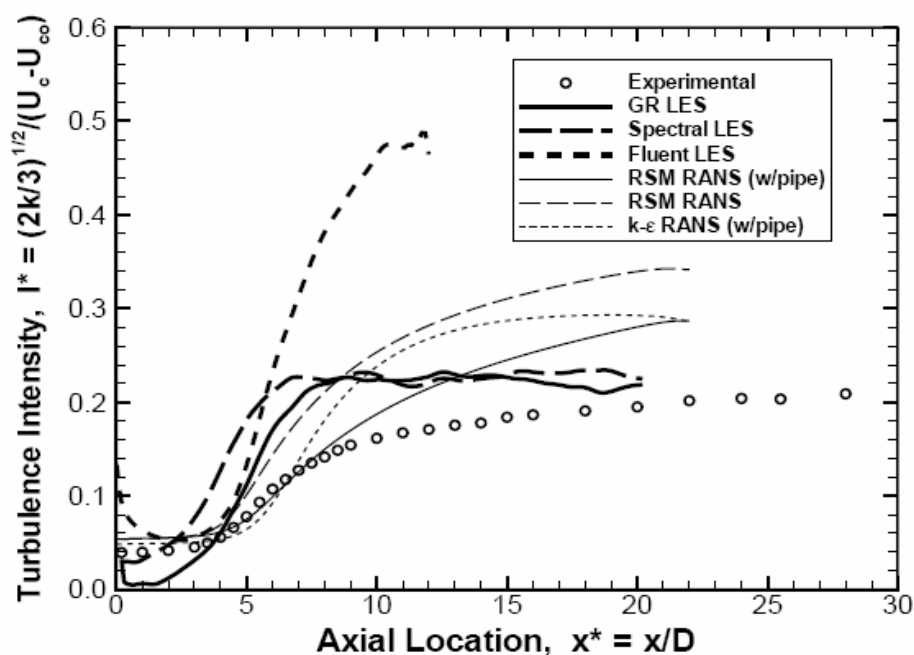


Figura 4.50 - Intensidade turbulenta na linha central. (Glaze e Frankel, 2003).

Já para a velocidade média axial não são notadas discrepâncias com relação aos resultados obtidos pelas resoluções utilizando esquemas de diferentes ordem numéricas, conforme apresenta a Figura 4.51.

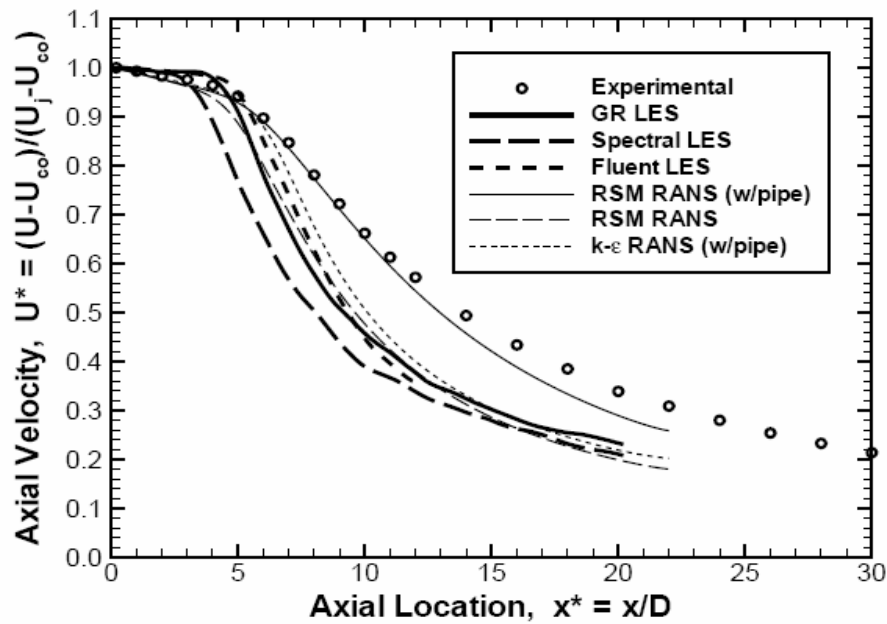


Figura 4.51 - Velocidade axial média ao longo da linha central do jato. (Glaze e Frankel, 2003).

Os resultados apresentados levantaram um questionamento a respeito da relevância da ordem do esquema numérico utilizado para realização das simulações do escoamento do jato livre. Além do trabalho de Glaze e Frankel (2003), vale lembrar que Uzun (2003), cujo trabalho apresenta boa concordância com resultados experimentais a elevado número de Reynolds, também utilizou esquemas compactos de 6ª ordem. O mesmo pôde ser observado no trabalho de Freund (2001) que utiliza diferenças finitas de 6ª ordem nas direções axial e radial e método espectral na direção azimutal.

Assim, a ordem do esquema numérico utilizado para simular o escoamento de jatos parece ser crucial para melhor compreender a formação e evolução das estruturas presentes no escoamento do tipo jato, principal objetivo do presente trabalho. É importante ressaltar ainda que a utilização do modelo de Smagorisky certamente afeta os resultados na região de transição, dissipando a energia das perturbações iniciais originadas da instabilidade do escoamento laminar.

Diante deste contexto, optou-se por utilizar um método de alta precisão numérica (método pseudo-espectral) para realização das simulações. Os resultados obtidos com o método pseudo-espectral serão apresentados no capítulo 5.

