

MÉTODOS PSEUDO-ESPECTRAL E DIFERENÇAS FINITAS DE 2^a ORDEM PARA ANÁLISE DA TRANSIÇÃO À TURBULÊNCIA EM JATOS CIRCULARES LIVRES

Ana Marta de Souza

Universidade Federal de Uberlândia- Av. João Naves de Ávila, 2160- Camus Santa Mônica- Uberlândia-MG – Brasil.
amsouza@mecanica.ufu.br

Francisco José de Souza

EMBRAER- Empresa Brasileira de Aeronáutica S.A. – Av. Brigadeiro Faria Lima, 2170. São José dos Campos – SP - Brasil
francisco.souza@embraer.com.br

Aristeu da Silveira Neto

Universidade Federal de Uberlândia- Av. João Naves de Ávila, 2160- Camus Santa Mônica- Uberlândia-MG – Brasil.
aristeus@mecanica.ufu.br

Resumo. A turbulência em jatos tem sido bastante estudada numérica e experimentalmente por pesquisadores, almejando adquirir maiores conhecimentos sobre os fenômenos físicos envolvidos. O presente trabalho tem como foco a análise física do escoamento do tipo jato livre através de simulações tridimensionais. As simulações foram analisadas utilizando um código computacional, previamente desenvolvido por Souza (2003), o qual utiliza diferenças finitas segunda ordem no espaço e no tempo e o modelo de turbulência de Smagorinsky para simular as grandes escalas. No entanto, os resultados das simulações utilizando este código não permitiram realizar as análises físicas desejadas com sucesso, uma vez que estruturas típicas do escoamento não puderam ser identificadas. Os resultados obtidos através desses códigos demonstraram que alta precisão é necessária para capturar as estruturas do escoamento. Um novo código computacional, o qual emprega um método pseudo-espectral, foi desenvolvido pelos autores para atingir os objetivos propostos. Devido a necessidade de periodicidade imposta pelo método, o jato circular livre foi analisado em evolução temporal. Interessantes resultados foram observados, tais como similaridade entre as estruturas de um jato temporal e experimental, identificação das fases de evolução do jato especial em diferentes instantes de tempo do jato temporal. Os resultados permitiram ainda identificar as estruturas originadas de diferentes perturbações importadas no campo de velocidade inicial, mostrando a relevância do controle do jato.

Palavras chave: jatos circulares livres, métodos das diferenças finitas, método pseudo-espectral, transição à turbulência.

1. Introdução

O interesse dos estudiosos pelos escoamentos do tipo jato justifica-se pela sua considerável importância tecnológica. As aplicações industriais envolvem processos de mistura de componentes, transferência de calor, lubrificação e degelo, injeção de combustível em câmaras de combustão, sistemas de propulsão de aviões e aeronaves. A otimização destes processos pode ser obtida através do controle do jato. Este controle pode ser atingido através da manipulação das já mencionadas “estruturas coerentes”, as quais são responsáveis por influenciar fortemente a dinâmica do jato, especialmente na região de transição próxima ao bocal. Além disso, o jato turbulento é um escoamento canônico simples bastante importante do ponto de vista físico. O estudo deste tipo de escoamento serve como modelo simplificado, fornecendo análises importantes para utilização em escoamentos complexos, comumente encontrados na prática.

A importância da compreensão das estruturas coerentes para refinamento de teorias e modelos já existentes, melhoria dos sistemas de engenharia e desenvolvimento de novos métodos e dispositivos para controle da dinâmica do escoamento motivaram a realização do presente estudo. Embora muitos estudos sobre este tema sejam encontrados na literatura, muitos se restringem à comparação de comportamentos médios. Alguns apresentam as estruturas coerentes típicas sob determinadas condições. No entanto, notou-se, dentre os trabalhos encontrados, certa carência no que diz respeito à compreensão das estruturas turbilhonares, da influência das condições iniciais e de diferentes tipos de perturbação sobre a formação e evolução de jatos. A realização de um estudo mais minucioso neste sentido contribuiria de forma relevante para a otimização do controle de jatos.

Diante do contexto apresentado, o objetivo do presente trabalho foi focado na análise física de jatos, através da realização de simulações numéricas tridimensionais. Incluem neste objetivo, análises da influência de diferentes tipos de perturbação sobre a formação e evolução das estruturas turbilhonares, bem como avaliação da importância da resolução espacial e precisão do esquema numérico utilizado na simulação. Objetivou-se ainda a prática e o uso de procedimentos de experimentação numérica. Nestes procedimentos incluem-se a escolha da metodologia numérica

apropriada, a definição dos objetivos almejados, a amostragem das informações e o tratamento estatístico dos dados amostrados.

2. Modelo Matemático e Metodologia Numérica

No presente trabalho foram empregados dois códigos computacionais diferentes para estudos de escoamentos do tipo jatos. O primeiro código utilizado, denominado *CIL3D*, é uma versão atualizada do código desenvolvido por Souza (2003). O segundo código, desenvolvido pelos autores, utiliza o método pseudo-espectral para resolução das equações que compõem o modelo matemático, sendo aqui denominado *SPECTRAL*. Os dois códigos aplicados à resolução das equações que compõem o modelo matemático para escoamentos de jatos livres são apresentados a seguir.

2.1. Código *CIL3D*

O código *CIL3D* (Souza, 2003) resolve as equações de Navier-Stokes na forma incompressível e isotérmica, utilizando um algoritmo do tipo passo fracionário (Kim e Moin, 1985). Há muitas variantes deste método, mas a característica principal da metodologia é um algoritmo não-iterativo para o acoplamento pressão-velocidade, sendo o problema da incompressibilidade desvinculado do avanço no tempo. Este código emprega o esquema de Adams-Bashforth de 2ª ordem para ambos os termos advectivo e difusivo das equações de momento por ser um método explícito e de baixo custo computacional.

As equações governantes na forma tensorial, para um escoamento incompressível, isotérmico são dadas pelas Equações (6):

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial t} + H_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (6)$$

onde H_i representa o termo advectivo.

Neste trabalho, inovou-se em relação ao trabalho de Souza (2003), que utilizou o método MSI (Modified Strongly Implicit Procedure), através da aplicação da transformada rápida de Fourier (FFT) na direção azimutal de um jato redondo, que é periódica em coordenadas cilíndricas. Este procedimento transforma e reduz significativamente o custo da solução da Equação de Poisson por passo de tempo.

O emprego de um sistema ortogonal para a resolução das equações de conservação oferece vantagens interessantes, tais como não exigir a adaptação do código computacional a um sistema de coordenadas generalizadas e nem o cálculo de termos adicionais nas equações governantes. Optou-se neste trabalho pelo sistema de coordenadas cilíndricas, no qual é possível representar genericamente a geometria de um jato circular.

O código *CIL3D* emprega coordenadas cilíndricas e o modelo de turbulência submalha de Smagorinsky (1963). As taxas de deformação foram calculadas através de diferenças finitas de 2ª ordem. As velocidades utilizadas no cálculo destas taxas de deformação são as do campo filtrado.

2.2. Código *SPECTRAL*

Considerem-se as equações que modelam os escoamentos incompressíveis no espaço físico, com propriedades físicas unitárias:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (7)$$

A transformada destas equações no espaço de Fourier é dada por:

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{u}_\ell}{\partial t} + \nu k^2 \hat{u}_\ell = -ik_m P_{jm}(\vec{k}) \int_{\vec{p}+\vec{q}=\vec{k}} \hat{u}_\ell(\vec{p}) \hat{u}_j(\vec{q}) d\vec{p} \\ i\vec{k} \cdot \hat{\vec{u}} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

A resolução da integral de convolução não-linear, a qual faz parte da Equação (8) é inviável devido seu elevado custo computacional. Por isso os métodos denominados pseudo-espectrais têm sido muito utilizados. Estes métodos consistem em resolver o produto das velocidades no espaço físico, transformando-os em seguida para o espaço de Fourier, onde se efetua o cálculo das derivadas. Assim, o campo de velocidade transformado é calculado, com o qual efetua-se a transformada inversa e determina-se o campo de velocidade no espaço físico.

Assim, a equação de Navier-Stokes no espaço espectral pode ser escrita da seguinte forma para as componentes de velocidade:

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} = -\hat{H}_{u_\pi} + \nu(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2) \hat{u} \\ \frac{\partial \hat{v}}{\partial t} = -\hat{H}_{v_\pi} + \nu(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2) \hat{v} \\ \frac{\partial \hat{w}}{\partial t} = -\hat{H}_{w_\pi} + \nu(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2) \hat{w} \end{cases}, \quad (9)$$

onde \hat{u} , \hat{v} e \hat{w} são os coeficientes de Fourier para u , v e w , respectivamente e \hat{H}_{u_π} , \hat{H}_{v_π} e \hat{H}_{w_π} representam os termos advectivos de cada equação projetados no plano π .

Para o avanço temporal das equações no código SPECTRAL foram utilizados os esquemas de Adams-Bashforth e Runge Kutta, ambos de 3ª ordem. O esquema de Runge Kutta envolve três sub-passos para cada passo de tempo. Após os dois passos de tempo iniciais utilizando o esquema de Runge Kutta de 3ª ordem (RK3), o avanço temporal segue o esquema de Adams Bashforth de 3ª ordem (AB3). A cada passo ou subpasso de tempo a equação de Navier Stokes transformada é resolvida.

3. Resultados e Discussões

3.1. Resultados obtidos com 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.

Foi imposto um perfil de entrada utilizado em simulações numéricas por Urbin e Metais (1997):

$$w(r, \theta, z=0) = \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \tanh \left(\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right) \right) \right] \quad (10)$$

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 $R/\theta=28$.

Na entrada, as demais componentes de velocidade foram consideradas nulas. Na saída do domínio foram aplicadas condições de derivadas nulas para as velocidades. Como é natural em coordenadas cilíndricas, condições de contorno periódicas foram aplicadas na direção azimutal 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 Figuras 1e 2 mostram respectivamente o campo de componente axial de velocidade e o módulo da vorticidade para a simulação 1CIL3D em dois diferentes instantes de tempo.

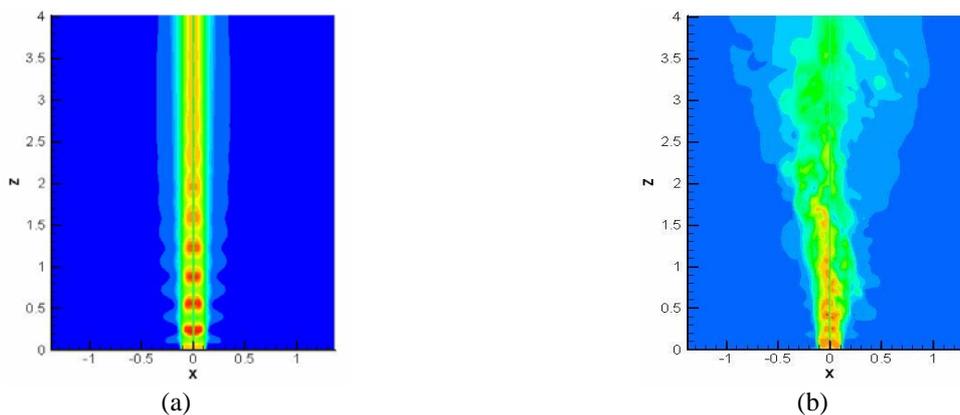


Figura 1. Campo de Velocidade axial no plano xz ($x=0$): (a) $t=40,0$ s e (b) $t= 100,0$ s físicos – $Re=1600$.

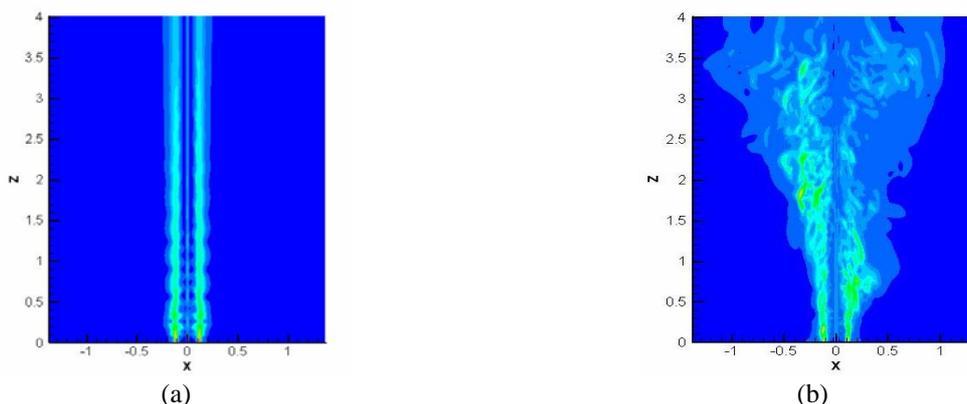


Figura 2. Módulo de Vorticidade no plano xz ($x=0$): (a) $t=40,0$ s e (b) $t= 100,0$ s físicos – $Re=1600$.

Observando-se as Figs. 1 (a) e 2 (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. 1 (b) e 2 (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 transição à turbulência, as estruturas primárias do tipo Kelvin-Helmholtz não puderam ser evidenciadas.

As Figuras 3 e 4 mostram respectivamente o campo de componente axial de velocidade e o módulo da vorticidade para a simulação *2CIL3D* em dois diferentes instantes de tempo. É possível verificar através do campo de velocidade (Fig 3 a) e do módulo de vorticidade (Fig 4 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.

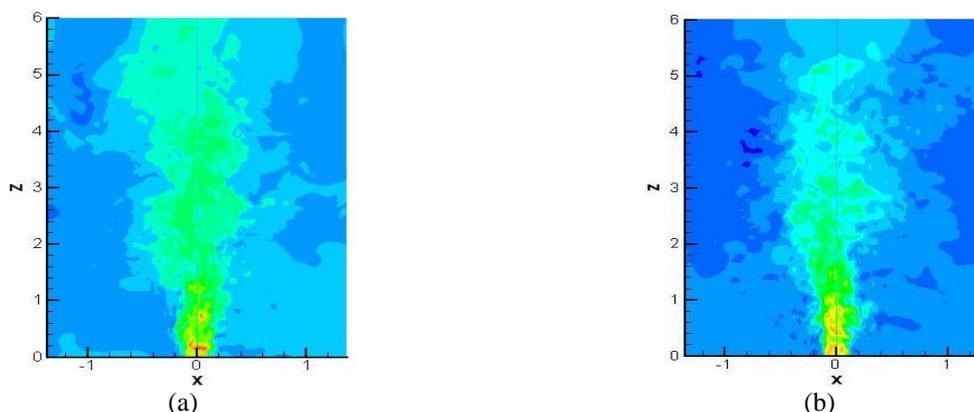


Figura 3 - Campo de Velocidade no plano xz ($x=0$): (a) $t=11,0$ s; (b) $t= 40,0$ s físicos – $Re=11000$.

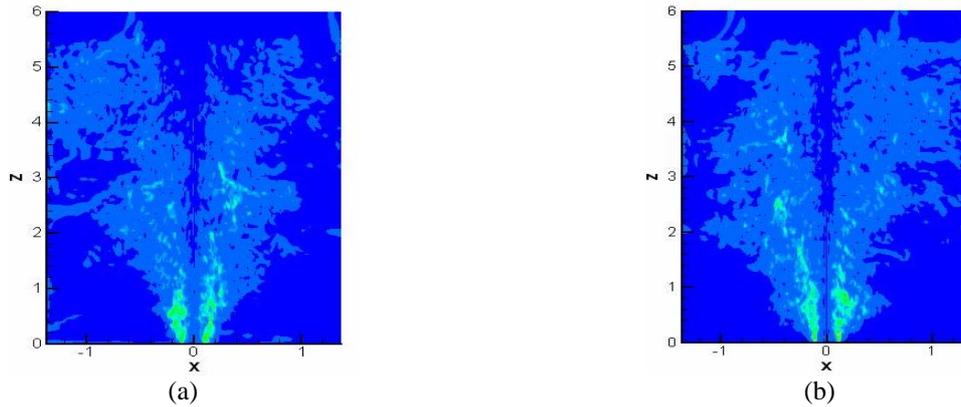


Figura 4 - Visualização da Vorticidade no plano xz ($x=0$): $t=11,0$ s e (b) $t=40,0$ s físicos - $Re=11000$.

Os resultados obtidos através do código *CIL3D* não permitiram identificar as estruturas turbulentas típicas do escoamento em estudo. Diante de resultados insatisfatórios ao estudo, iniciou-se uma investigação sobre as possíveis justificativas para tal fato. O trabalho de Glaze e Frankel (2003) apresenta resultados que permitem constatar diferenças na simulação ao se utilizar um esquema numérico de 2ª ou 6ª ordem. A Figura 5 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). 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. 6a. 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 Fig. 6b.

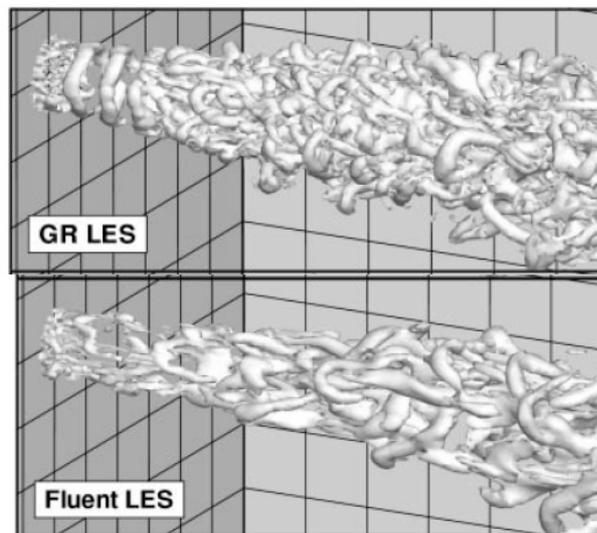


Figura 5. Estruturas de Vórtice instantâneas visualizadas por isosuperfícies negativas de λ_2 . (Glaze e Frankel, 2003).

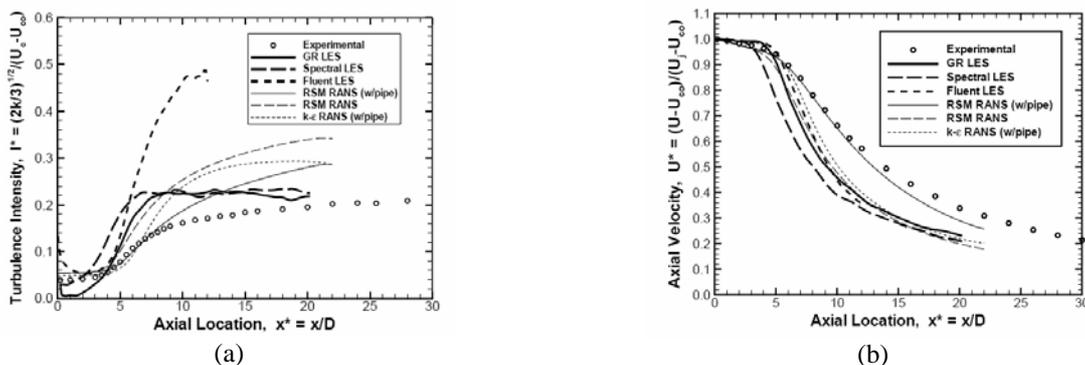


Figura 6. Intensidade turbulenta (a) e Velocidade axial média (b) ao longo da linha central. (Glaze e Frankel, 2003).

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. Alguns dos resultados obtidos com o método pseudo-espectral são apresentados a seguir.

3.2. Resultados obtidos com o Código SPECTRAL

A validação do código SPECTRAL foi realizada através da solução da Equação de Burgers (Canuto et al., 1988) e da simulação dos vórtices de Green-Taylor (Layzet e Lamballais, 2004). Os resultados das simulações coincidiram muito bem com a solução teórica da equação de Burgers a partir de 32 modos de Fourier. O erro máximo diminuiu à medida em que se aumentou a resolução no espaço de Fourier, sendo estes inferiores aos erros máximos apresentados pela solução obtida por Canuto et al. (1988). Os vórtices de Green-Taylor também foram simulados de forma consistente. O erro calculado foi de $2,36 \times 10^{-15}$ ao utilizar 128^2 modos de Fourier. É importante ressaltar que resultados com a mesma precisão já haviam sido obtidos com 8^2 pontos de colocação, com o erro também da ordem de 10^{-15} , confirmando a alta precisão do código SPECTRAL.

Realizada a validação do código SPECTRAL, objetivou-se o estudo da evolução temporal do jato circular livre. O código emprega condições de contorno periódicas nas três direções do escoamento, sendo esta uma exigência do método pseudo-espectral utilizado neste trabalho. Devido à condição de contorno periódica na direção do escoamento, esta é uma simulação temporal do jato, e, portanto diferente das realizadas anteriormente. As simulações foram conduzidas com o número de Reynolds 1600, 120^3 modos de Fourier passo de tempo de 0,0025 s, em um domínio cúbico de dimensões $8R \times 8R \times 8R$, onde R é o raio inicial do jato, conforme mostra a Figura 7.

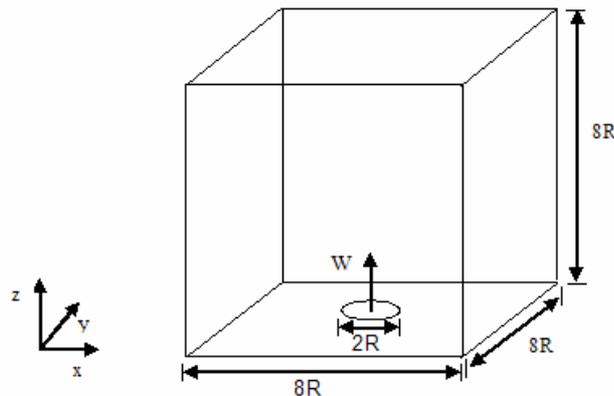


Figura7 - Esquema do domínio de cálculo.

O perfil inicial da componente axial de velocidade é o mesmo em todas as simulações realizadas:

$$w_0(r, \theta, z, 0) = \begin{cases} 1 & (r \leq R - \delta) \\ \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \tanh\left(\frac{r - R}{2\delta}\right) \right] & (R - \delta < r < R + \delta) \\ 0 & (r \geq R + \delta) \end{cases} \quad (12)$$

sendo r dado por $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, tendo como referência o sistema de coordenadas cartesianas e δ a metade da espessura da camada cisalhante, considerada igual a $2,5/16$ m.

Foram simulados os jatos denominados “natural” e “bifurcado”, os quais se diferenciam pelo tipo de perturbação imposta nas componentes de velocidade. O jato natural caracteriza-se pela imposição de uma perturbação randômica tipo “ruído branco” à componente axial de velocidade w nas três direções do escoamento:

$$w(x, y, z, t) = w_0(x, y, z, 0) + \left(\frac{0,5-a}{100,0} \right), \quad (13)$$

sendo a um número aleatoriamente gerado entre 0 e 1.

O jato bifurcado origina-se da imposição de uma perturbação aleatória na componente axial de velocidade w (Eq. 14) aliada a uma perturbação imposta às componentes radial de velocidade (Eq. 15).

$$w(x, y, z) = w_0(x, y, z) + \left(\frac{0,5-a}{100,0} \right) \cdot e^{\left[-2 \cdot \left(\frac{r-R}{2\delta} \right)^2 \right]} \quad (14)$$

$$U_r = \left[0,01 \cdot \text{sen} \left(2\pi \frac{z}{4,0} \right) + 0,02 \cdot \text{sen} \left(2\pi \frac{z}{2,0} \right) + 0,03 \cdot \text{sen} \left(2\pi \frac{z}{1,0} \right) \right] \cdot \text{sinal}(\cos \theta) \quad (15)$$

As componentes radiais de velocidade são dadas por:

$$u = U_r \cos \theta \cdot e^{\left[-2,0 \cdot \left(\frac{r-R}{2\delta} \right)^2 \right]} \quad \text{e} \quad v = U_r \sin \theta \cdot e^{\left[-2,0 \cdot \left(\frac{r-R}{2\delta} \right)^2 \right]} \quad (16)$$

As Figuras 8, 9 e 10 permitem comparar a evolução dos jatos natural e bifurcado estudados no presente trabalho. É possível notar que a transição à turbulência é mais rápida no jato bifurcado, como já comentado. No jato bifurcado, os anéis formam-se mais rapidamente e se expandem mais na direção transversal x . A expansão do jato bifurcado na direção x é considerável no instante $t=20,0$ s, enquanto o jato natural apresenta uma expansão bem menos expressiva em um instante de tempo maior. Esta comparação sugere a possibilidade de controle do jato em desenvolvimento espacial através da imposição de diferentes tipos de perturbação nas condições iniciais.

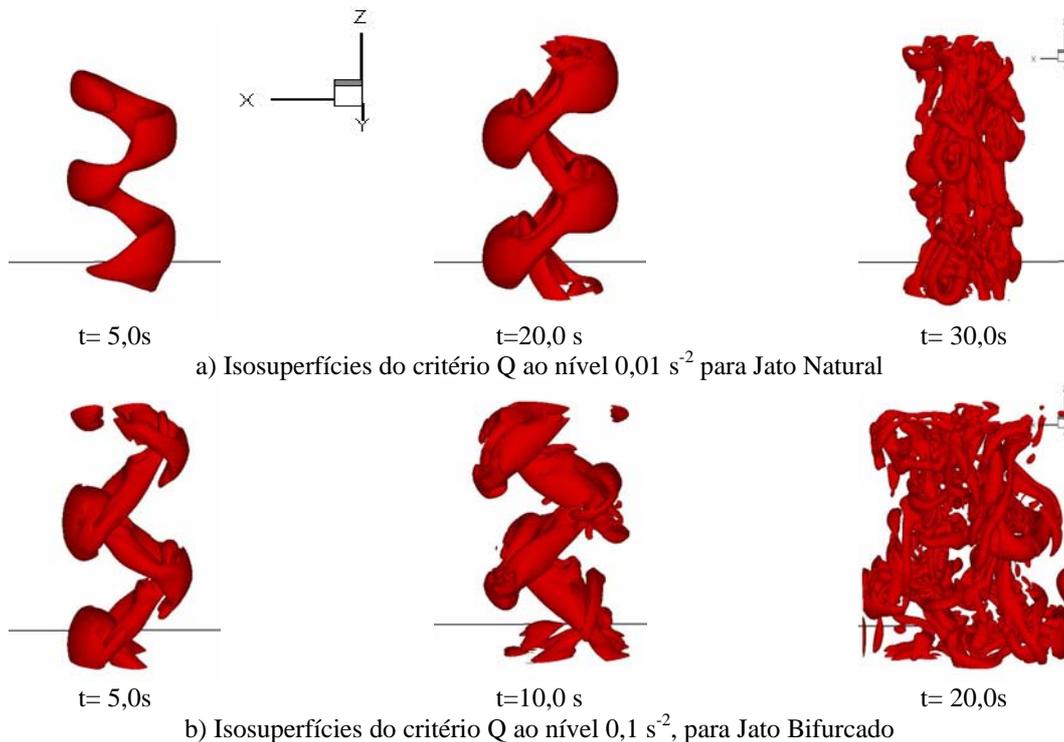


Figura 8. Comparação da evolução temporal através de isosuperfícies pelo critério Q : Jatos Natural e Bifurcado.

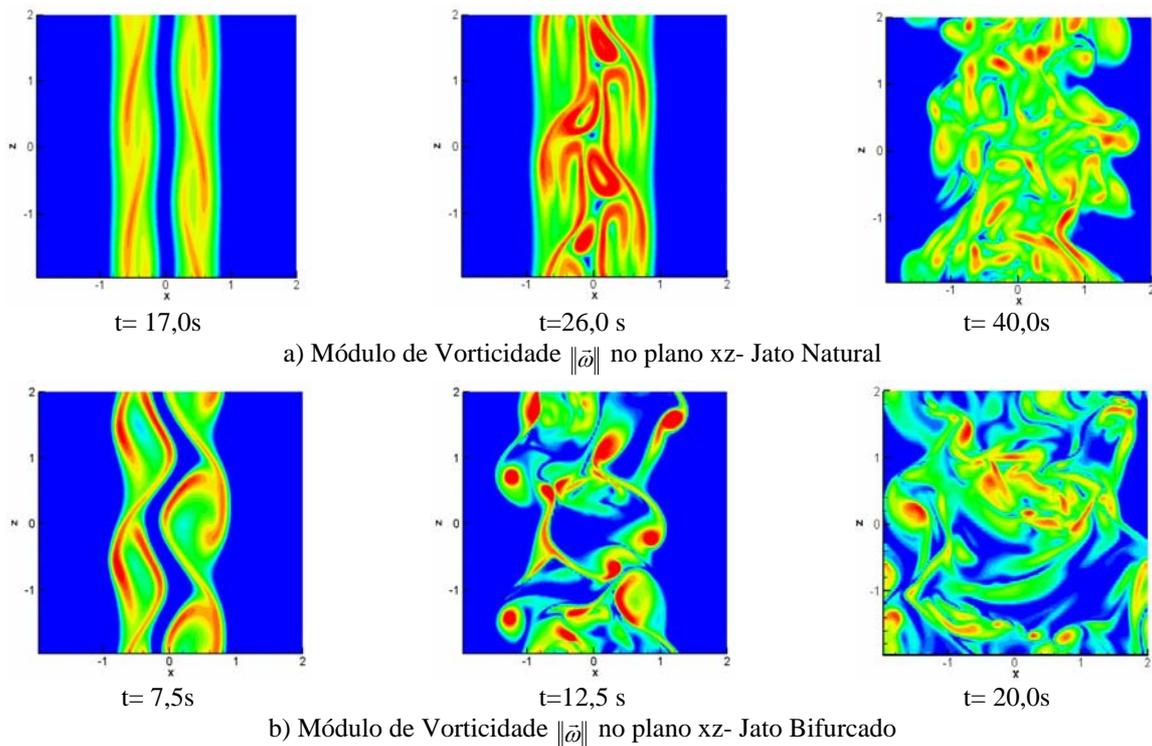


Figura 9. Evolução temporal do Módulo de Vorticidade $\|\bar{\omega}\|$ no plano xz ($y=0$) para jato natural.

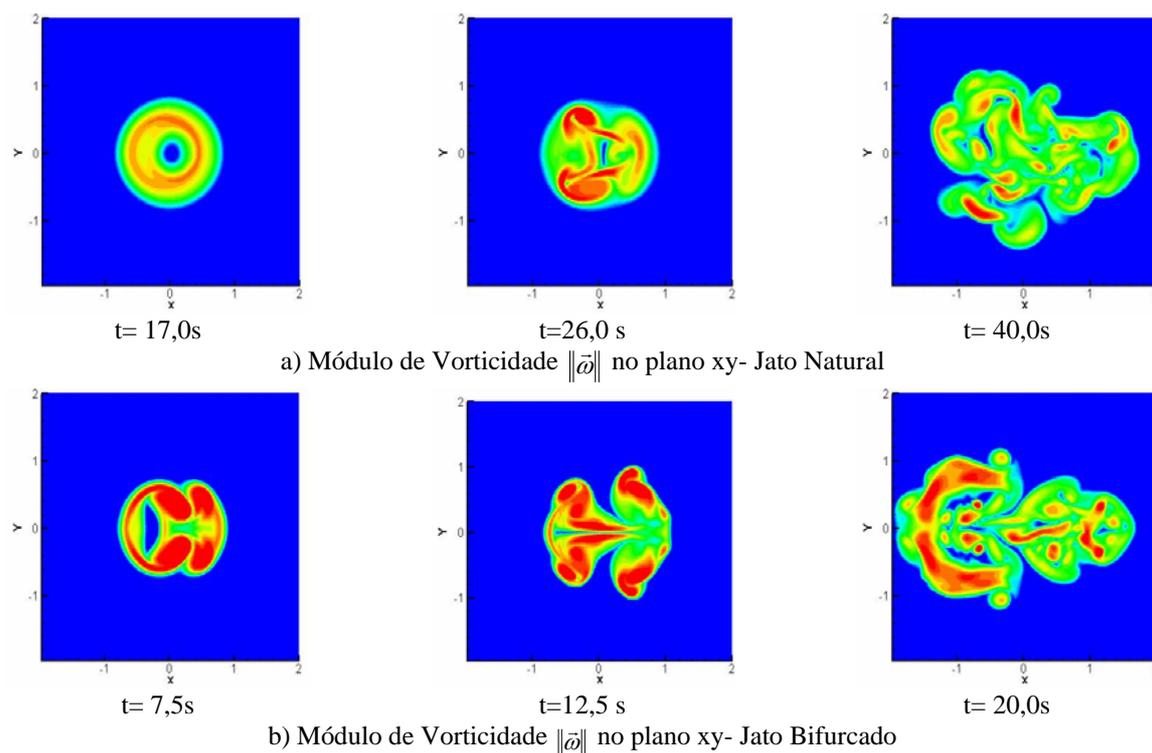


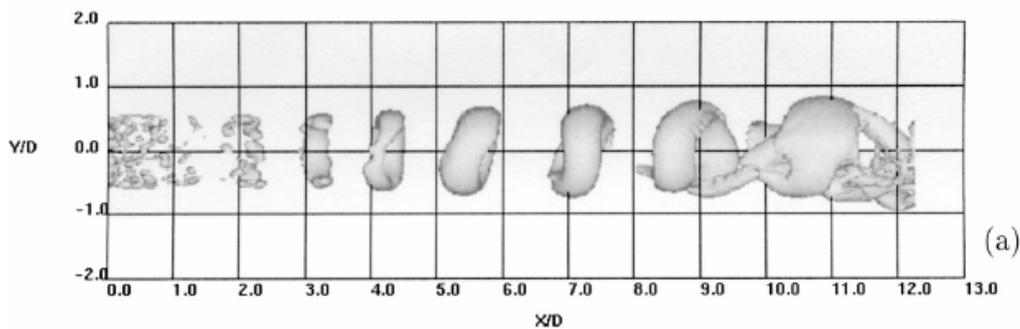
Figura 10. Evolução temporal do Módulo de Vorticidade $\|\bar{\omega}\|$ no plano xy ($z=0$) para jato natural.

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 11, 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.

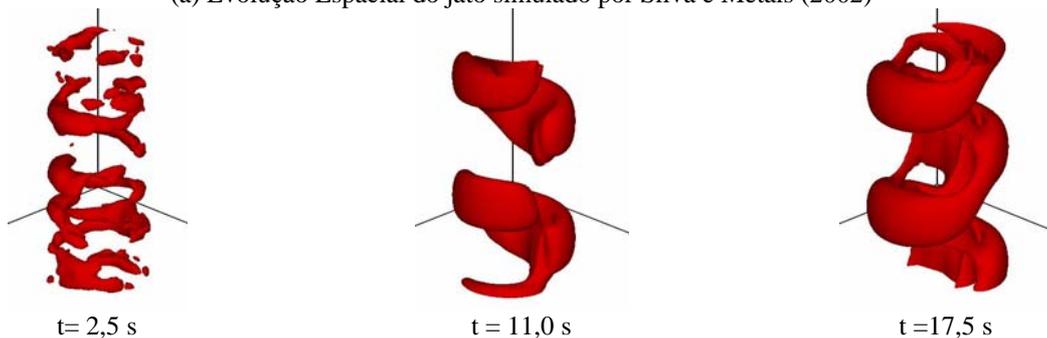


Figura 11. Visualizações da vorticidade no jato natural: (a) Isosuperfície de vorticidade= $1,3s^{-1}$ (presente trabalho), (b) visualização experimental via PIV (Sakakibara, 2004).

As simulações do jato em evolução temporal não possibilitam uma comparação precisa com dados experimentais. Entretanto, analogias entre as análises temporais e espaciais do escoamento do jato permitem inferências sobre a evolução espacial do jato circular livre com base em sua evolução temporal. A Figura 12 apresenta a visualização do jato espacial simulado a número de Reynolds 1500 (Silva e Métaiis, 2002) e a evolução temporal do jato natural simulado também a Reynolds 1600 no presente estudo. Boa similaridade entre as estruturas apresentadas para os jatos em desenvolvimento espacial e temporal. As mesmas fases de evolução identificadas no desenvolvimento espacial do jato podem ser identificadas nos diferentes instantes do desenvolvimento temporal. Este comportamento também pode ser verificado na Figura 13. Mesmo diante da resolução insuficiente das escalas do escoamento a Reynolds 5000, semelhanças podem ser identificadas em relação ao jato em desenvolvimento espacial simulado por Glaze e Frankel (2003).

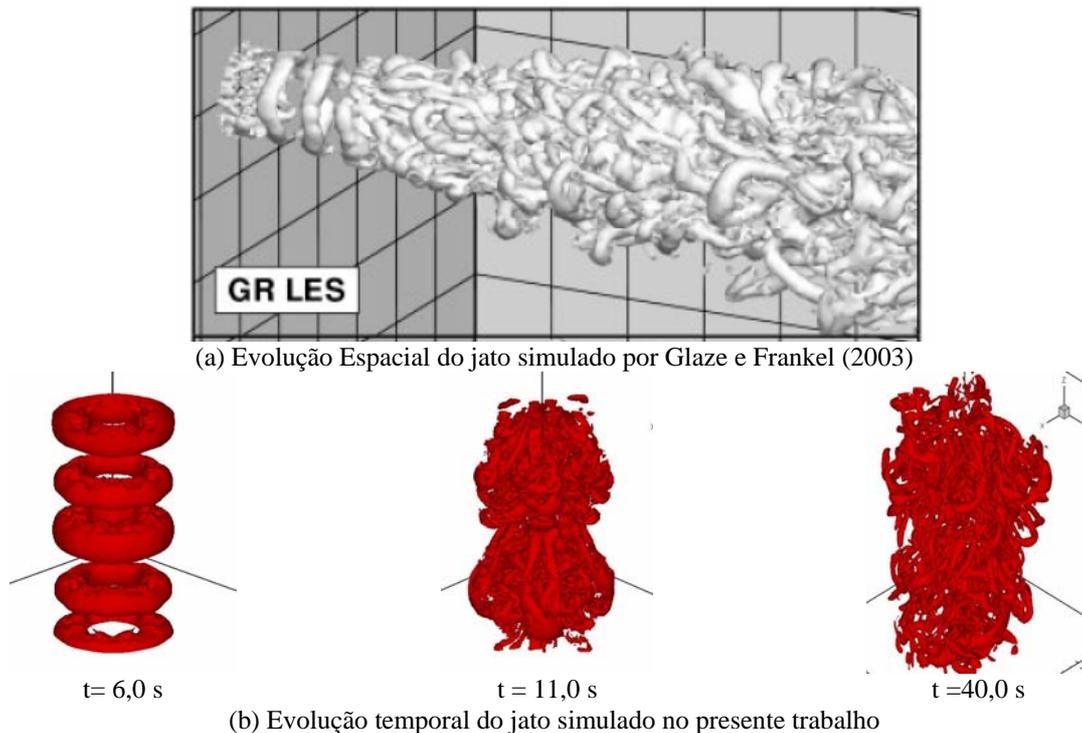


(a) Evolução Espacial do jato simulado por Silva e Métaiis (2002)



(b) Evolução temporal do jato simulado no presente trabalho

Figura 12. Isosuperfícies pelo critério Q para escoamento do jato em desenvolvimentos espacial (a) e temporal (b).



(a) Evolução Espacial do jato simulado por Glaze e Frankel (2003)

(b) Evolução temporal do jato simulado no presente trabalho

Figura 13. Isosuperfícies pelo critério Q para escoamento do jato em desenvolvimentos espacial (a) e temporal (b).

4. Conclusões

Foi constatado que esquemas de 2ª ordem não são suficientes para SGE e SND de jatos livres, comprovando o que pôde ser verificado em outros trabalhos (Glaze e Frankel, 2003; Uzun, 2003; Freund, 2001). Vale ressaltar também que o modelo de Smarogisky certamente promove a dissipação das instabilidades no regime de transição, prejudicando a visualização das estruturas.

Embora tal método permita apenas a análise temporal do jato, foi possível verificar que esta análise é similar aos estágios apresentados pelos jatos espaciais, conforme verificado também por outros autores (Basu e Narasimha, 1999; Mathew e Basu, 2000). Embora não haja possibilidade de uma comparação quantitativa com dados experimentais, foi possível verificar a semelhança entre as estruturas presentes em jatos temporais e experimentais e identificar as fases de evolução do jato espacial em diferentes instantes da evolução do jato temporal.

Estruturas típicas do escoamento do jato puderam ser evidenciadas: instabilidades primárias do tipo Kelvin-Helmholtz, vórtices toroidais, vórtices helicoidais, filamentos longitudinais, e ainda fenômenos tais como emparelhamento, transição, espalhamento em direções transversais, e degeneração em turbulência desenvolvida. Os espectros de energia permitiram verificar a proximidade da região inercial do jato à inclinação de $-5/3$, conforme apresentado pela literatura. A região de decaimento do jato também pôde ser identificada, apresentando acúmulo de energia nos casos em que a resolução espacial não foi suficiente para resolver todas as escalas do escoamento.

A possibilidade de controle do jato, de grande interesse prático, foi comprovada através da formação de diferentes estruturas e espalhamento mais amplo com direção em função do tipo de perturbação imposta. O estudo realizado possibilitou ainda associar o surgimento de modos lineares, sub-harmônicos e azimutais assimétricos ao tipo de perturbação imposta. Este conhecimento é extremamente importante para que tais resultados possam ser obtidos na prática de controle de jatos, ao utilizar-se alto-falantes e atuadores para gerar aqueles mesmos modos fisicamente.

5. Referências

- Canuto, C., Hussaini, M.Y., Quarteroni, A. e Zang, T.A., 1988, "Spectral Methods in Fluid Dynamics", Springer, New York.
- Freund, J.B., 2001. "Noise sources in a low-Reynolds-number turbulent jet at Mach 0.9", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 438, pp 277-305.
- Glaze, D.J. e Frankel, S.H., 2003, "Stochastic inlet conditions for large-eddy simulation of a fully turbulent jet", *AIAA Journal*, 41 (6), pp.164-1073.
- Kim, J., Moin, O., 1985, "Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations", *Journal of Computational Physics*, Vol. 59, pp 308.

- Layzet, S. e Lamballais, E., 2004, "Compact Schemes for the DNS of Incompressible Flows: In what context is the Quasi-Spectral accuracy really useful?", Escola de Primavera de Transição and Turbulência-ETT 2004, Porto Alegre –Rio Grande do Sul, Brasil.
- Sakakibara, J., 2004, "Scanning Stereoscopic PIV", <http://www.kz.tsukuba.ac.jp/~sakakiba/sspiv/sspiv-e.html>.
- Silva, C.B. e Métais, O., 2002. "Vortex control of bifurcating jets: A numerical study." *Physics of Fluids*, 2002, Vol. 14. , n. 11, pp. 3798-3818.
- Souza, F.J., 2003, "Simulação de Grandes-Escalas de Escoamentos em um Hidrociclone", Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia.
- Uzun, A. 2003, "3-D Large-Eddy Simulation for Jet Aeroacoustics", Doctor Thesis Purdue University.

PSEUDO-SPECTRAL AND SECOND ORDER-FINITE DIFFERENCE METHODS TO ANALYZE THE TRANSITION TO TURBULENCE IN FREE ROUND JET

Ana Marta de Souza

Federal University of Uberlândia. Av. João Naves de Ávila, 2160. Uberlândia-MG- Brasil
amsouza@mecânica.ufu.br

Francisco José de Souza

EMBRAER-Empresa Brasileira de Aeronáutica. Av. Brigadeiro Faria de Lima, 2170. São José dos Campos- Brasil
francisco.souza@embraer.com.br

Aristeu da Silveira Neto

Federal University of Uberlândia. Av. João Naves de Ávila, 2160. Uberlândia-MG- Brasil
aristeus@mecanica.ufu.br

Abstract

The turbulence in jets has been widely studied numerically and experimentally in order to acquire knowledge on the physical phenomena involved. The better understanding of the formation and evolution of flow structures allows a more effective control over jets, as well as contributes to refinement of theories and models to the description of turbulent flow.

This work is focused on the physical analysis of free jet flow by means of the three-dimensional numerical simulations. The simulations were carried out using a computational code previously developed (Souza, 2003), which utilize second order scheme in space and time and the Large-Eddy Smagorinsky Turbulence Model. The results obtained through this code did not allow performing the analyses with success, since the typical structures of flow could not be identified. It was concluded, in this way, that second order schemes are not sufficient to perform LES or DNS of free jets. This effect had already been proven in other works (Glaze e Frankel, 2003; Uzun, 2003; Freund, 2001).

The results obtained through the finite difference scheme proved that higher precision was necessary to capture the structures of flow. A new computational code with pseudo-spectral method was used to achieve the goals. Due to necessity of periodicity imposed by the method, the free round jet was analyzed in temporal evolution. Interesting results could be observed, such as the similarity between the structures of temporal and experimental jet and the identification of evolution phases of the spatial jet at different times of the temporal jet. The results allowed to identify the structures resulting from different disturbances imposed on the initial flow field, displaying their relevance for the jet control.

Keywords: free round jets, finite difference method, pseudo-spectral method, turbulence transition.