

INFLUÊNCIA DA CONSTANTE DE SMAGORINSKY NAS SIMULAÇÃO JATOS PERIÓDICOS TEMPORAIS

Leonardo de Queiroz Moreira

Universidade Federal de Uberlândia
Av: João Naves de Ávila, 2160 Campus Santa Mônica – Bloco 1M
Uberlândia - MG - Brasil
CEP: 38400-902
lqmoreira@mecanica.ufu.br

Felipe Pamplona Mariano

fpmariano@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto

aristeus@mecanica.ufu.br

Resumo: A turbulência nos fluídos é um dos problemas mais desafiadores da atualidade, em especial no que se refere às aplicações industriais que 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. Diante de considerável interesse, no presente trabalho objetivou-se a análise da transição a turbulência de jatos em desenvolvimento temporal a números de Reynolds moderados utilizando a metodologia LES. Primeiramente desenvolveu-se um código computacional ESPC3D, com alta ordem de resolução para simulação de escoamentos do tipo jatos em desenvolvimento temporal em transição e/ou turbulentos. O código foi desenvolvido no Laboratório de Transferência de Calor e Massa e Dinâmica dos Fluidos (LTCM). Resultados consistentes foram obtidos do ponto de vista da análise física utilizando o código ESPC3D, com o qual realizou-se simulações de grandes escalas empregando o método pseudo-espectral de Fourier. Os resultados das simulações permitem verificar a transição a turbulência bem como suas estruturas típicas. Foi possível também verificar a influência da modelagem da turbulência utilizando a metodologia LES. Os espectros de energia cinética turbulenta permitiram verificar a proximidade da região inercial do jato à inclinação de $-5/3$ e a região de decaimento do jato.

Palavras-chave: jatos circulares, simulação de grandes escalas, método pseudo-espectral.

1. INTRODUÇÃO

A turbulência em fluídos é um dos problemas mais desafiadores da atualidade e motiva estudos e pesquisas de físicos, matemáticos e engenheiros. Sua compreensão é de grande importância devido ao vasto número de aplicações industriais e de escoamentos encontrados na natureza que são turbulentos.

Atualmente uma das maneiras para se compreender a turbulência nos fluídos é simular a dinâmica de escoamentos através de metodologias numéricas. A resolução numérica das equações de Navier-Stokes é a base para a Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD do inglês Computational Fluid Dynamics). O desenvolvimento do que conhecemos hoje por CFD começou em meados de 1960, tendo seus primeiros sucessos na década de 1970 e início em aplicações industriais na década de 1980. A divulgação e aceitação da metodologia vieram a partir de 1990, com o uso massivo de CFD em projetos aeronáuticos e veiculares.

Algumas aplicações podem ser citadas onde o uso de CFD para soluções de problemas práticos é muito promissor: nos fenômenos envolvendo aeroacústica, combustão e transição a turbulência. No caso da aeroacústica é importante dispor de um método que consiga capturar as ondas de pressão sonora. Em fenômenos envolvendo transição à turbulência é preciso estudar as pequenas instabilidades as quais devido aos efeitos não lineares amplificam causando a transição do escoamento para um regime turbulento. Na combustão, existem processos que envolvem as pequenas escalas do escoamento turbulento inerente a esse problema, que necessitam ser analisadas. Nessa gama de problemas, CFD utiliza métodos de alta ordem de precisão, para a obtenção de resultados representativos da física dos problemas.

As equações de Navier-Stokes são equações diferenciais parciais (EDP) não-lineares que modelam matematicamente o comportamento dinâmico dos fluidos. Existem várias formas de resolver numericamente essas equações. Dentre elas podem ser citados os métodos das diferenças finitas, volumes finitos (Maliska, 1995), elementos finitos (Zienkiewicz e Taylor, 1991), métodos espectrais (Canuto, 1988), etc. Dependendo do tipo do escoamento que se queira resolver ou o tipo de fenômeno físico que se queira estudar, um desses métodos adequa-se melhor que outro.

Os Métodos Espectrais, que surgiram em meados de 1970, têm atraído muito a atenção nos últimos anos devido a sua alta precisão nas simulações numéricas. Estes métodos se mostraram altamente precisos nas simulações diretas da turbulência homogênea, na modelagem global do clima e em meteorologia em todas as escalas espaciais e temporais, na dinâmica dos oceanos (Canuto, 1988), na transferência de calor, na dinâmica dos fluidos e na aerodinâmica. A alta precisão mostrada por estes métodos permite obter soluções precisas na engenharia usando poucos pontos na malha. Esta alta precisão é conseguida sempre que o domínio for suficientemente simples e suave (domínios retangulares ou circulares). Em resumo, para resolver com alta precisão uma equação diferencial parcial sobre um domínio simples e regular (Canuto et al., 1988, Hussaini et al., 1989).

Eles podem alcançar até 10 dígitos de precisão onde o Método das Diferenças Finitas ou Método dos Elementos Finitos obteriam 2 ou 3 dígitos de precisão (Trefethen, 2000). Uma desvantagem destas técnicas numéricas baseadas nos Métodos Espectrais ocorre quando são aplicados em problemas envolvendo geometrias complexas, que devem ser impostas nestes casos. O uso de transformações suaves de um domínio complexo para outro domínio computacional simples, bem como a utilização de filtros, nem sempre é suficiente para recuperar a alta precisão perdida (Martinez, 1999).

Os jatos são escoamentos cisalhantes livres, que, via de regra, se formam quando uma quantidade de momento é injetada, pela passagem por um bocal ou orifício, em um ambiente circundante sem a presença de paredes ou qualquer outra estrutura capaz de exercer força externa sobre o escoamento.

A transição deste tipo de escoamento é caracterizada pela formação de estruturas primárias conhecidas como Kelvin-Helmholtz, as quais apresentam um importante grau de organização local e promovem anisotropia e não homogeneidade do escoamento. Essas estruturas induzem a formação de filamentos secundários, que interagem entre si, formando instabilidades transversais que se amplificam e degeneram em turbulência tridimensional.

A turbulência em jatos tem sido bastante estudada numérica e experimentalmente por pesquisadores, almejando adquirir maiores conhecimentos sobre os fenômenos físicos envolvidos. A melhor compreensão da formação e evolução das estruturas do escoamento permite um controle mais efetivo sobre jatos para os diferentes interesses industriais, bem como contribui para o refinamento de teorias e modelos existentes para descrição de escoamentos turbulentos (Sousa, 2005).

Os jatos estão entre os escoamentos cisalhantes livres o tipo de escoamento mais estudado, devido à ocorrência em que encontramos na natureza ou em possíveis aplicações industriais. 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” (Urbin e Metais, 1997), as quais são responsáveis por influenciar fortemente a dinâmica do jato, especialmente na região de transição próxima ao bocal.

Além das aplicações mencionadas, 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.

2. MODELO MATEMÁTICO E MÉTODO NUMÉRICO

Neste tópico serão descritas as equações utilizadas para a modelagem dos escoamentos, restringindo-se a escoamentos em regime incompressível e a fluidos newtonianos, podemos escrever as equações de Navier-Stokes pelas Eqs. (1) e (2), na forma tensorial de Einstein, na qual os índices repetidos no mesmo termo indicam um somatório,

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2)$$

onde u_i é a velocidade na direção i em $[m/s]$, $(\bar{p})$ é um termo de pressão em $[N/m^2]$, ρ é a massa específica; ν é a viscosidade cinemática em $[m^2/s]$; x_i é a componente espacial (x, y, z) em $[m]$ e t é o tempo em $[s]$.

Em princípio, a solução numérica das Eqs. (1) e (2), para todas as escalas presentes num dado escoamento, é possível e caracteriza a abordagem denominada Simulação Numérica Direta (DNS do inglês Direct Numerical Simulation). No entanto, para números de Reynolds mais elevados, onde o espectro de energia cinética turbulenta se torna bastante largo, não é possível refinar a malha de modo a captar todas as escalas. Nesse momento, torna-se atraente a metodologia de Simulações Grandes Escalas, separando o escoamento em duas bandas de escalas espaciais, as resolvidas (grandes escalas) e as modeladas (escalas sub-malha, as pequenas escalas) através de um processo de filtragem.

A consequência imediata da decomposição das escalas pelo e da transformação das equações de Navier-Stokes nas Equações Globais Filtradas para a turbulência é o aparecimento do tensor de Reynolds Global Sub-malha ($\bar{\tau}_{ij}$) e das variáveis filtradas representadas pela variável mais o sobrecrito (-). O sistema formado pelas equações da conservação de massa filtrada e equações globais filtradas para a turbulência, possui mais incógnitas que equações. Este é o famoso problema de fechamento da turbulência. Para resolver o problema de fechamento da turbulência é necessário algum modelo de turbulência.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \bar{\tau}_{ij} \right] \quad (4)$$

Boussinesq propõe-se expressar o tensor de Reynolds sub-malha em função da taxa de deformação gerada pelo campo de velocidades filtrado e da energia cinética turbulenta (k_c).

Aplicando a hipótese de Boussinesq na Eq. (4) e rearranjando tem:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (5)$$

$$\bar{p}^* = \bar{p} + \frac{2}{3} K_c \quad (6)$$

onde ($\bar{p}^*$) é um termo de pressão modificado em $[N/m^2]$ e ν_t é viscosidade turbulenta que foi calculada pelo modelo de Smagorinsky.

2.1 Transformação das equações de Navier-Stokes filtradas para o espaço de Fourier

Transformando Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis com viscosidade variável e utilizando as propriedades da transformada de Fourier e o método da projeção, assumem a seguinte forma, no espaço de Fourier,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{u}_i(\vec{k}, t)}{\partial t} = & -ik_j \wp_{lm} \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \hat{u}_m(\vec{r}) \hat{u}_j(\vec{k}-\vec{r}) d\vec{r} \\ & + ik_j \wp_{lm} \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \widehat{\nu_{ef}}(\vec{r}) \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_m} \right) (\vec{k}-\vec{r}) d\vec{r} + \wp_{lm} \hat{f}_m \end{aligned} \quad (7)$$

onde a notação (^) indica que a variável está definida no domínio espectral, para mais detalhes verificar em Moreira (2007).

Estas são as equações de Navier-Stokes no espaço de Fourier, as quais são independentes do campo de pressão transformado. É possível determinar o campo de pressão a partir do método de projeção e é dada pela Eq. (8)

$$\hat{p}(\vec{k}, t) = \frac{-k_m k_j}{k^2} \left[- \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \hat{u}_m(\vec{r}) \hat{u}_j(\vec{k}-\vec{r}) d\vec{r} + \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \widehat{\nu_{ef}}(\vec{r}) \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_m} \right) (\vec{k}-\vec{r}) d\vec{r} - \hat{f}_m \right] (\vec{k}, t). \quad (8)$$

3. RESULTADOS

3.1. Validação

A validação do código ESPC3D foi feita para o caso decaimento temporal dos vórtices de Taylor-Green (Henshaw, 1994), em um domínio retangular $L_x \times L_y \times L_z$ com condições periódicas nos contornos $x=0$, $x=L_x$, $y=0$, $y=L_y$ e $z=0$ e $z=L_z$, partindo das condições iniciais:

$$u(x, y, z) = \sin(x) \cos(y) \cos(z), \quad (9)$$

$$v(x, y, z) = \cos(x) \sin(y) \cos(z), \quad (10)$$

$$w(x, y, z) = -2 \cos(x) \cos(y) \sin(z), \quad (11)$$

$$p(x, y, z) = \sin(x) \sin(y) \sin(z). \quad (12)$$

O erro foi calculado através da norma L_2 da componente de velocidade calculada u_c e a sua solução exata u_e :

$$L_2 = \sqrt{\frac{1}{n_x} \frac{1}{n_y} \frac{1}{n_z} \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \sum_{k=1}^{n_z} \left(u_c(x_i, y_j, z_k, t_1) - u_e(x_i, y_j, z_k, t_1) \right)^2} \quad (13)$$

A Tabela 1 apresenta os erros máximos calculados com as Eqs.(13). Verifica-se que à medida que aumenta o número de pontos da malha os erros diminuem, mas mesmo para uma malha de 8^3 os cálculos apresentam erros da ordem de 4×10^{-6} , o que comprova mais uma vez a precisão do método pseudo-espectral utilizado no código ESPC3D.

Tabela 2 – Máxima Norma L_2 entre a solução analítica e solução numérica.

Nº de Pontos de Colocação	8^3	16^3	32^3
eu	$4,15 \times 10^{-6}$	$5,30 \times 10^{-7}$	$3,53 \times 10^{-7}$
ev	$4,15 \times 10^{-6}$	$5,31 \times 10^{-7}$	$3,46 \times 10^{-7}$
ew	$8,30 \times 10^{-6}$	$1,06 \times 10^{-6}$	$6,70 \times 10^{-7}$
ep	$5,46 \times 10^{-6}$	$1,01 \times 10^{-6}$	$7,92 \times 10^{-7}$

2.3. Análise do Jato Circular Tridimensional em decaimento temporal

Realizada a validação do código (ESPC3D), objetivou-se o estudo da influência da modelagem sub-malha nas simulações de um jato circular em decaimento temporal. Para todas as simulações são utilizadas condições de contorno periódicas nas três direções do escoamento, sendo esta uma condição necessária do método pseudo-espectral, utilizado no presente trabalho. Utilizou-se um passo de tempo de 0,025 s, e o domínio de cálculo cúbico de dimensões $10d \times 10d \times 10d$, onde d é o diâmetro do jato

O perfil de velocidade inicial de cálculo é o mesmo em todas as simulações, dado por:

$$w_0(x, y, z) = \frac{w_1}{2} - \frac{w_1}{2} \tanh\left(\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r}\right)\right), \quad (14)$$

onde w_1 é a velocidade de entrada do jato, R o raio do jato e θ a espessura do momento cisalhante. A Taxa R/θ define a inclinação do perfil de velocidade, e tem forte influência no processo de transição a turbulência, e de forma geral, na medida em que a taxa aumenta, a instabilidade do jato também aumenta, Michalke e Herman (1982) apud Silva (2001). No presente trabalho foi utilizada a taxa $R/\theta = 20$, Silva (2002).

2.4. Visualização das estruturas do escoamento número de Reynolds igual a 5.000 e constante de Smagorinsky igual a 0,27

Os resultados da simulação do jato natural são apresentados a seguir na Figura 1, que ilustra a evolução temporal do jato pela visualização das isosuperfícies do módulo de vorticidade $\|w\|$ ao nível $1,6 \text{ s}^{-1}$, mostrando como as instabilidades são iniciadas e como elas evoluem no tempo. Na Figura 2 são apresentadas as isosuperfícies da evolução temporal da relação entre a viscosidade efetiva e viscosidade molecular ao nível 2,0. Escolha dos isovalores foi realizada de forma que os campos tivessem uma boa visualização qualitativa dos campos em questão.

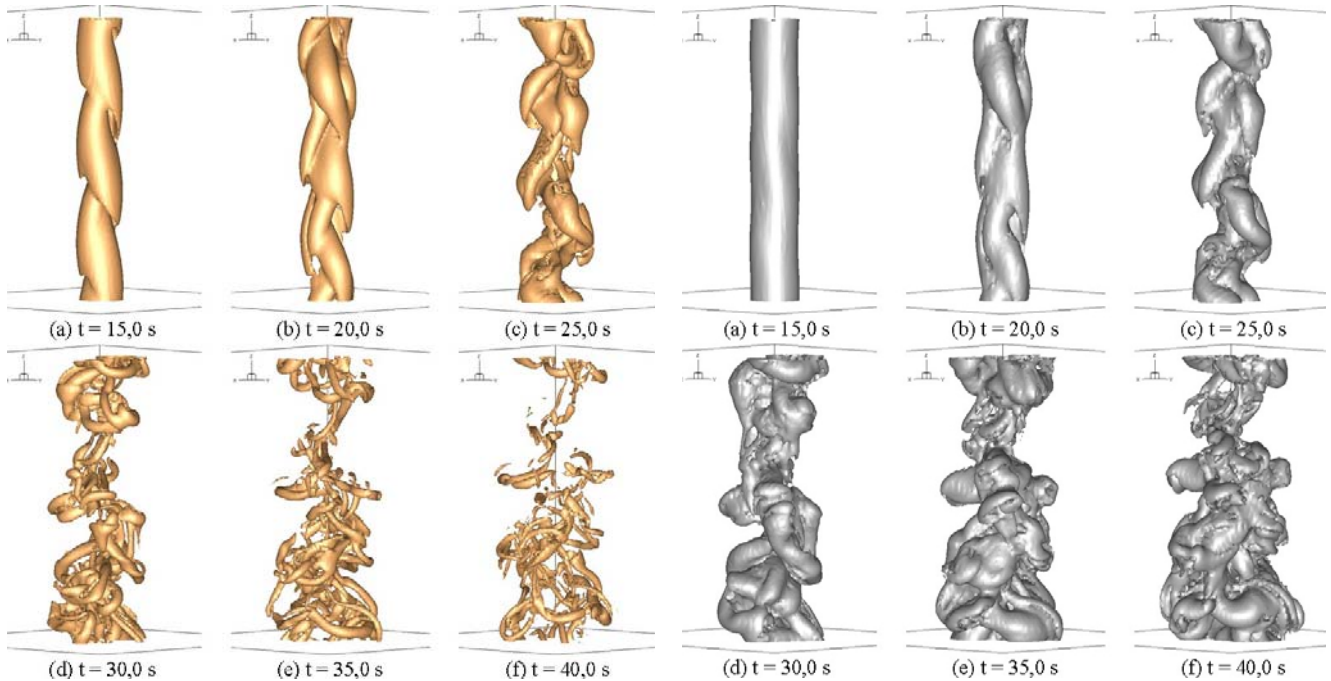


Figura 1 - Evolução temporal do Módulo de Vorticidade (Isosuperfície Nível $1,6 \text{ s}^{-1}$) para $Re=5000$ e malha de 128^3 .

Figura 2 - Evolução temporal da relação entre a viscosidade efetiva e molecular (isosuperfície Nível 2,0) para $Re=5000$ e malha de 128^3 .

Na Figura 3 (a) é possível verificar as primeiras instabilidades, já em estado tridimensional. Na Figura 4 (b) e (c) essas instabilidades são amplificadas. No tempo de 25 s nota-se as interações de estruturas primárias com as estruturas secundárias, e a partir de então o jato encontra-se em um estado caótico. Pode-se notar que a partir do tempo 35 s o jato entra em decaimento.

A Figura 2 ilustra a isosuperfície da relação entre a viscosidade turbulenta e a viscosidade molecular, mostrando que existe uma correlação entre viscosidade turbulenta e vorticidade. No tempo de 15 s é possível verificar que neste instante ainda conserva a forma da camada de cisalhamento. No tempo de 20 s mostra claramente que existe uma grande semelhança entre a forma da isosuperfície do módulo de vorticidade e da isosuperfície da relação entre a viscosidade efetiva e viscosidade molecular, onde temos vorticidade, devemos ter também viscosidade turbulenta uma vez que existem interações não lineares que devem ser modeladas. Esta estreita semelhança pode ser explicada, pois ambos os campos, são calculados em função de gradientes de velocidade. Outra forma de explicar esta semelhança é através de uma visão física do problema, onde as estruturas coerentes, visualizadas pela isosuperfície do módulo de vorticidade, são formadas por estruturas de escalas ainda menores e são estas pequenas escalas que são modeladas pela metodologia LES.

A Figura 5 apresenta o espectro de energia cinética turbulenta de um jato natural em decaimento temporal em diferentes instantes de tempo. É possível verificar que no tempo de 20 s há uma “grande” quantidade de energia nas grandes escalas (pequenos números de onda) em comparação com os diferentes instantes de tempo. No decorrer da simulação essa energia é transmitida para as menores escalas (altos números de ondas). Para tempos acima de 30 s o espectro tem uma aproximação com a reta de inclinação igual a $-5/3$, na faixa de números de onda $\log(k)=3$ a $\log(k)=12$, o que indica que nestes instantes o jato já está em um estado de turbulência desenvolvida e nos tempos seguintes entra em decaimento.

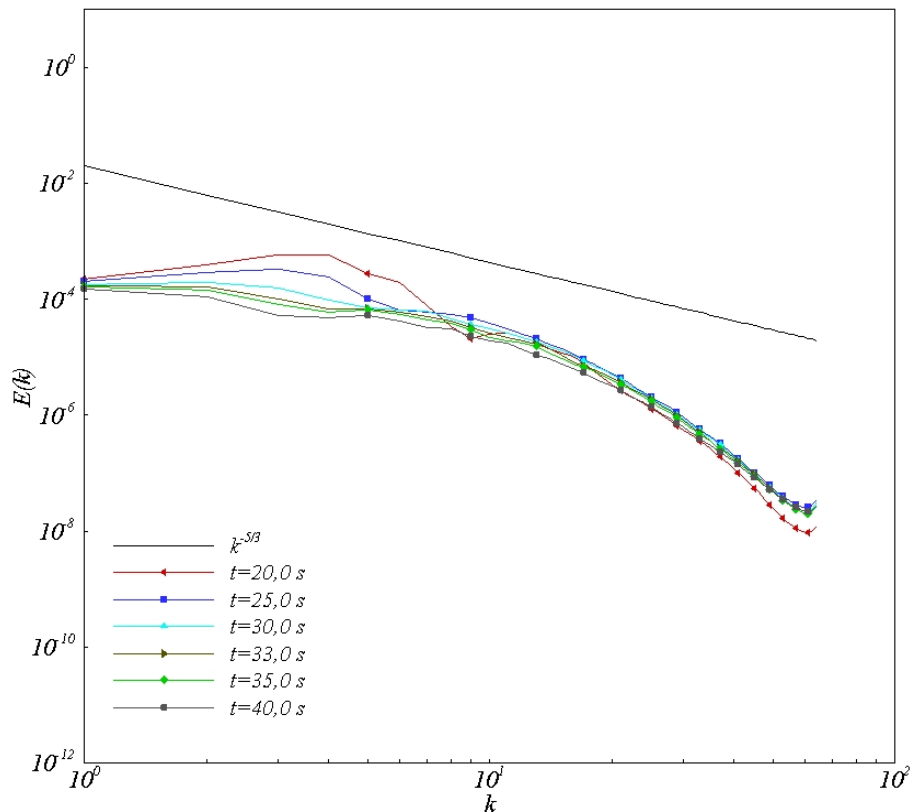


Figura 5 Evolução temporal do espectro de energia cinética turbulenta para um jato em desenvolvimento temporal.

2.4 Influência da constante do modelo sub-malha de Smagorinsky

A Figura 4 ilustra a evolução do módulo da vorticidade para dois valores da constante de Smagorinsky em três diferentes tempos, com um número de Reynolds igual a 5.000, que foi definido como um caso teste para ajustar à constante.

A constante foi ajustada de forma que, a inclinação do espectro de energia cinética turbulenta da região inercial aproximasse da reta de inclinação igual a $-5/3$, e que nos instantes seguintes o jato entrasse em decaimento. Cabe ressaltar que a constante ajustada é dependente do número de Reynolds. A constante encontrada foi 0,27, para a qual o jato, no instante de 15 s (Figura 4 (b)), apresenta estruturas coerentes. No instante de 25 s pode-se notar uma grande interação entre estruturas de diferentes escalas. Em um tempo de 40 s o jato já apresenta um alto grau de desorganização, não podendo ser esperando qualquer comportamento determinístico. Para a constante igual a 0,24 simulou-se até o tempo onde as primeiras instabilidades numéricas são notadas. Para tempos iguais 25 s nota-se que na medida em que aumenta o valor da constante, o modelo de Smagorinsky é mais dissipativo e uma quantidade menor de estruturas em pequenas escalas são notadas.

A Figura 5 ilustra a evolução temporal da relação entre a viscosidade efetiva e a viscosidade molecular. Para uma constante de 0,24 e tempos acima 25 s essa relação apresenta oscilações numéricas, pois com essa constante o modelo não foi capaz de trocar energia de forma adequada entre as escalas resolvidas com as escalas modeladas (não resolvidas) do espectro de energia cinética turbulenta. Por outro lado, para casos onde esta constante é muito alta o modelo torna-se demasiadamente dissipativo retardando a transição. Na Figura 7 (a), para $t=26$ s, é possível notar instabilidades numéricas. Assim, o valor $C_S=0,27$ foi considerado o melhor valor, entre os testados, para este número de Reynolds.

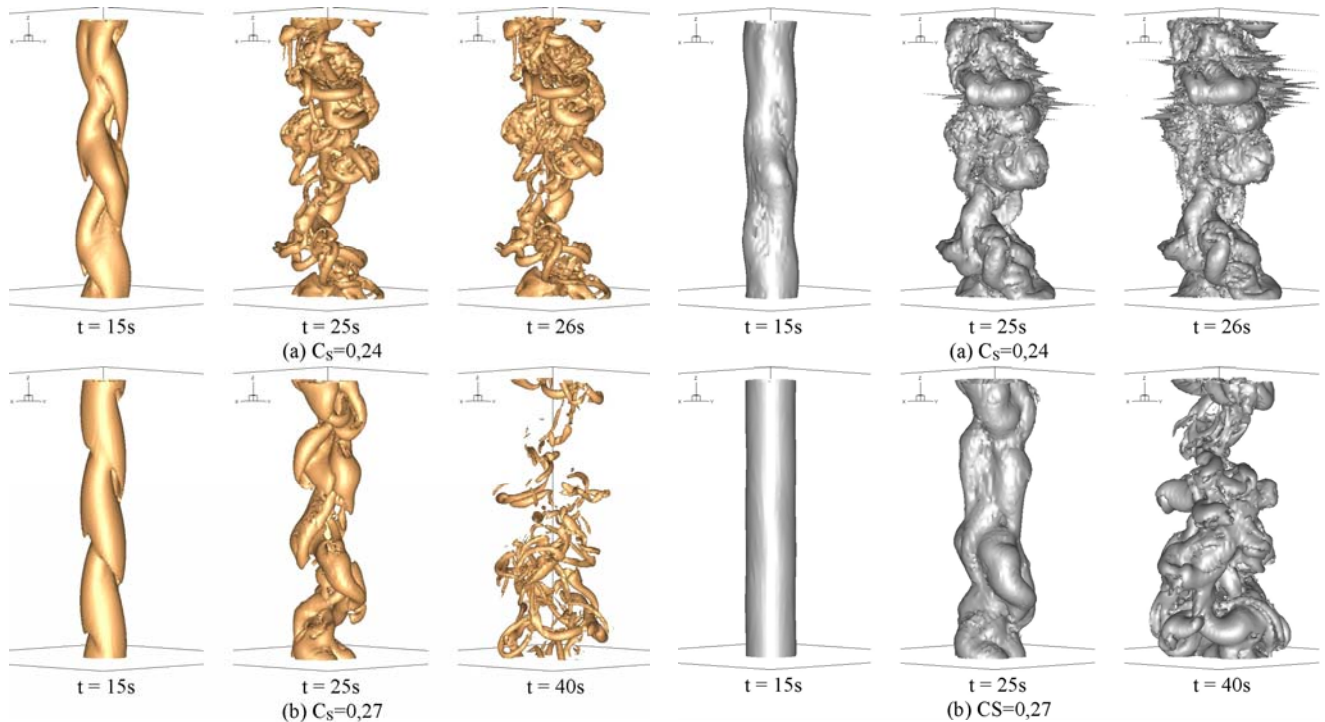


Figura 6 Evolução temporal do Módulo de Vorticidade (Isosuperfície Nível $1,6 \text{ s}^{-1}$) para diferentes constantes de Smagorinsky.

Figura 7 Evolução temporal da Relação entre a viscosidade efetiva e molecular (isosuperfície Nível 2,0) para diferentes constantes de Smagorinsky.

O espectro de energia da Figura 8 mostra, de forma quantitativa, a influência do valor da constante de Smagorinsky, C_S . Na medida em que a constante assume menores valores, acumula-se mais energia na frequência de corte, ao ponto de promover a divergência da simulação. Por outro lado, quando C_S assume valor muito elevado, a inclinação do espectro torna-se muito forte, mostrando uma transferência excessiva de energia através da frequência de corte.

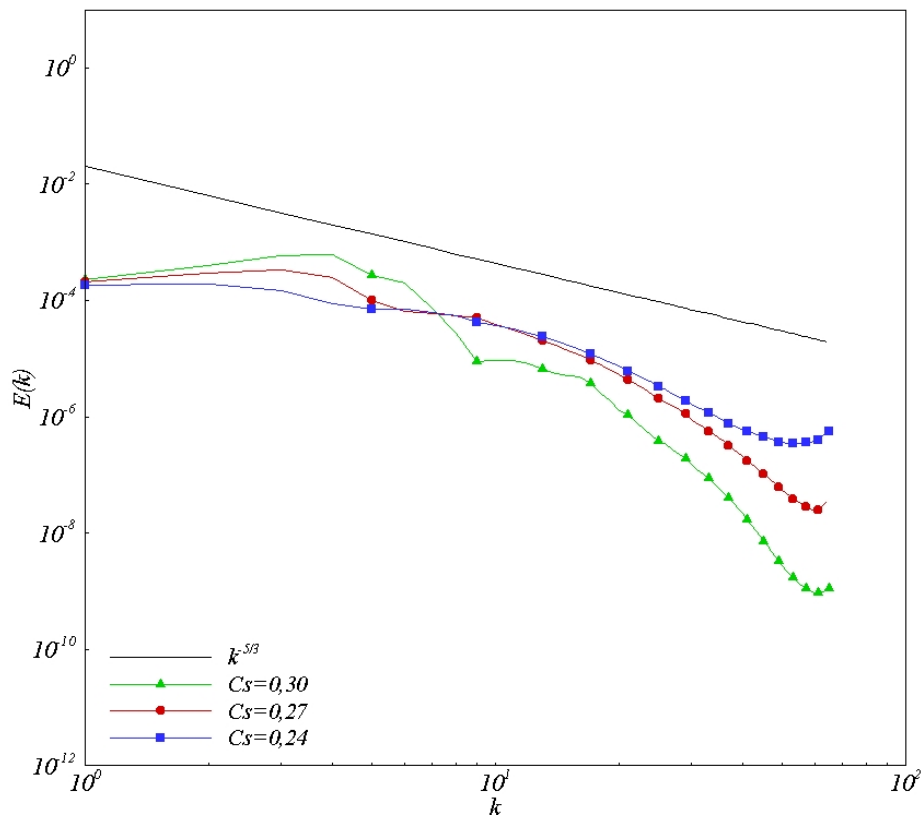


Figura 8 Espectro de energia cinética turbulenta para um jato no tempo $t = 25$ s e $C_s=0,24$, $C_s=0,27$ e $C_s=0,30$.

3. AGRADECIMENTOS

A CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior por financiar meus estudos junto ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica (POSMEC-UFU) onde tive todo suporte necessário para realização dos meus trabalhos.

À Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, juntamente com a Coordenação do seu Programa de Pós-Graduação (POSMEC-UFU) onde tive todo suporte e infraestrutura necessários para realização dos meus trabalhos.

4. REFERÊNCIAS

Canuto, C.; Hussaini, M.Y.; Quarteroni, A.; Zang, T.A. Spectral methods in fluid dynamics. 2nd ed. New York: Springer-Verlag, 1988. 567 p. (Springer Series in Computational Physics).

Henshaw W. D. A fourth-order Accurate Method for the incompressible Navier-Stokes Equation on Overlapping Grids. Journal of Computational Physics. New York. v. 113, p. 13-25, 1993.

Hussaini, M.Y.; Kopriva, D. A.; Patera, A.T. Spectral collocation methods. Applied Numerical Mathematics, Amsterdam. v. 5, p.177-208, 1989.

Kirby R. M.; Karniadakis, G. E. Under-resolution and diagnostic in spectral simulations of complex geometry flows. 2003. Disponível em: <<http://www.dam.brown.edu/scicomp/reports/2001/BrownSC-2001-23.pdf>>. Acesso em: 7 fev.2007.

Maliska, C. R. Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional. São Paulo: Livros Técnicos e Científicos, 1995.

Martinez, J.J. Aplicação do Método Pseudoespectral de Chebyshev em alguns problemas hidrodinâmicos. 1999. Dissertação. (Mestrado Engenharia Oceânica) - COPPE/Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro.

Michalke, A. ; Hermann, G., On the inviscid instability of a circular jet with external flow, Journal of Fluid Mechanics, 114, 343-359, 1982.

Moreira, L.Q., 2007. “Simulação de Grandes Escalas de Jatos Periódicos Temporais Utilizando a Metodologia Pseudo-Espectral de Fourier”, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.

Silva, C.B.; Pereira J. C. F. The effect of subgrid-scale models on the vortices computed from large-eddy simulations. Physics of Fluids, Vol. 16. , n. 12, p. 4506-4534, 2004.

Souza, A. M. Análise numérica da transição à turbulência em escoamentos de jatos circulares livres. 2005. 180 f. Tese. (Doutorado em Mecânica) - Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia MG, Brasil.

Trefethen, L.N. Spectral methods in matlab. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 2000.

Urbin, G.; Métais, O. 1997, Large-eddy simulations of three-dimensional spatially-developing round jets, in Direct and Large-Eddy Simulations II, edited by Chollet, J.P.; Voke, P.R.; and Kleiser, L. (Kluwer Academic, New York).

Zienkiewicz, O.C.; Taylor, R.L. The finite element method solid and fluid mechanics, dynamics and non-linearity. 4th ed. London: McGraw-Hill Book, 1991. v. 2.

INFLUENCE OF THE SMAGORINSKY'S CONSTANT IN THE SIMULATION OF TEMPORARY PERIODIC JETS

Leonardo de Queiroz Moreira

Federal University of Uberlândia
Av: João Naves de Ávila, 2160 Campus Santa Mônica – Bloco 1M
Uberlândia - MG - Brasil
CEP: 38400-902
lqmoreira@mecanica.ufu.br

Felipe Pamplona Mariano

fpmariano@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto

aristeus@mecanica.ufu.br

Abstract: *The turbulence in fluids is one of the most challenging problems in actuality, especially in industrial applications, like mixtures processes, heat transfer, lubrication, combustion, or propulsion systems in airplanes. In front of such interest, in the present work, the objective is the analysis of the transition of turbulence of temporal jets at moderate Reynolds numbers using the LES (Large Eddy Simulation) methodology. A high order resolution computational code, based on Fourier pseudo-spectral method, called ESPC3D, was developed in the present work for simulating the development of temporal jets in transition and/or turbulent state. Such code was developed in the Laboratory of Heat and Mass Transfer and Fluid Dynamics (LTCM) of Federal University of Uberlândia. Consistent results were obtained from the point of view of physical analysis, using the developed code. The simulations performed allowed to verify the transition to turbulence as well as the coherent structures that characterizes it. The proximity of the inertial region to the inclination of -5/3, from Kolmogorov Theory, and the decay region were verified in the energy spectra.*

Keywords: *Circular jets, Large Eddy Simulation, Pseudo-spectral.*