

MODELAGEM NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS PARIETAIS SOB GRADIENTES ADVERSOS DE PRESSÃO

Ailson Santiago de Farias

Universidade de Brasília – Departamento de Engenharia Mecânica – 70910-900 Brasília-DF
ailsonfarias@gmail.com

José Luiz Alves da Fontoura Rodrigues

Universidade de Brasília – Departamento de Engenharia Mecânica – 70910-900 Brasília-DF
fontoura@unb.br

Resumo: O objetivo deste estudo é a simulação numérica de escoamentos turbulentos parietais submetidos a gradientes adverso de pressão. O domínio numérico é um difusor cônico com um ângulo de divergência total de 8° , com razão de área de 4:1 e considerando escoamento completamente desenvolvido na entrada. Os resultados experimentais do campo médio de pressão, de velocidade, energia cinética de turbulência e coeficiente de arrasto são comparados com os resultados obtidos numericamente, para o número de Reynolds igual a 293.000. A simulação numérica foi realizada utilizando um código de pesquisa bidimensional baseado no método dos elementos finitos. A discretização espacial é feita por elementos P1/isoP2 e a discretização temporal é implementada pelo método das diferenças finitas, em um esquema semi-implícito sequencial. O acoplamento pressão-velocidade é numericamente resolvido pelo algoritmo de Uzawa. Para filtrar as não-linearidades, originadas do tratamento simétrico do método de Galerkin para fluxos convectivos, é utilizado o método do balanço da dissipação. As demais não-linearidades numéricas provenientes das leis de paredes são tratadas pelo método dos mínimos resíduos. O resultado obtidos com quatro leis de parede, usadas na implementação da simulação numérica, são avaliados neste trabalho.

Palavras-chave: turbulência, difusor cônico, leis de parede, simulação numérica, elementos finitos.

1. INTRODUÇÃO

Na parte interna das camadas limites turbulentas as taxas locais de produção e dissipação de energia cinética são tão elevadas que o escoamento depende totalmente da tensão cisalhante, não sofrendo influência perceptível do escoamento externo. A parte interna da camada limite caracteriza-se também por apresentar equilíbrio entre as taxas locais de produção e dissipação de energia cinética turbulenta, sendo denominada por alguns autores, como Townsend (1960), de camada de equilíbrio.

Porém, considerando a possibilidade de simulação numérica dos fluxos turbulentos parietais, a característica mais importante das camadas limites de equilíbrio é sua auto-similaridade e a conseqüente possibilidade de modelagem analítica por meio das relações conhecidas como leis de parede.

O objetivo deste trabalho é fazer uma análise de desempenho operacional de leis de parede capazes de reagir a gradientes adversos de pressão, em escoamentos onde não ocorre descolamento de camada limite.

O escoamento escolhido para tanto é o fluxo turbulento que se estabelece em difusores cônicos com ângulo total de abertura de 8° , relação entre áreas das seções de saída e de entrada de 4:1. Na entrada do difusor o escoamento é totalmente desenvolvido. O escoamento ensaiado tem o número de Reynolds igual a 293.000, calculado com base no diâmetro da seção de entrada do difusor.

O difusor cônico ensaiado é referência para aplicações tecnológicas por oferecer alto desempenho na transformação de energia cinética em gradiente positivo (adverso) de pressão. Suas características geométricas levam o escoamento a uma situação muito próxima do descolamento de camada limite provocado por gradiente adverso de pressão sem, contudo, permitir este acontecimento. Os dados experimentais usados como base de comparação e demais informações sobre os escoamentos modelados numericamente estão contidos nos trabalhos de Okwobi e Azad (1972) e Arora e Azad (1980).

O código numérico adotado na simulação do escoamento, denominado Turbo2D, é um algoritmo FORTRAN desenvolvido no Grupo de Mecânica dos Fluidos de Escoamentos Complexos - Vortex, do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Brasília. A variante isotérmica do código adotada neste trabalho baseia-se na técnica de elementos finitos com formulação por resíduos ponderados de Galerkin, que adota na discretização espacial do domínio de cálculo elementos triangulares tipo *P1-isoP2*. A discretização temporal do sistema de equações governantes, implementada pelo algoritmo de Brun (1988), usa diferenças finitas semi-implicitas sequenciais, com erro de truncamento da ordem de $O(\Delta t)$ e permite a linearização do sistema de equações a cada passo de tempo. A resolução das equações acopladas de continuidade e quantidade de movimento é feita por uma variante do algoritmo de Uzawa proposta por Buffat (1981).

O problema de fechamento das equações médias de Reynolds é resolvido com base no conceito de viscosidade turbulenta de Boussinesq complementada pelo modelo κ - ε proposto por Jones e Launder (1972) com as modificações introduzidas por Launder e Spalding (1974).

No Turbo2D as condições de contorno de velocidade podem ser calculadas por quatro leis de parede de velocidade: lei logarítmica clássica, lei de Mellor (1966), lei de Nakayama e Koyama (1984) e lei de Cruz e Silva Freire (1998). A instabilidade numérica resultante do cálculo explícito das condições de contorno de velocidade, ao longo do processo evolutivo temporal, é controlada pelo algoritmo proposto por Fontoura Rodrigues (1990).

2. EQUAÇÕES GOVERNANTES

2.1 Modelo κ - ε

O sistema de equações governantes para um escoamento turbulento isotérmico e monofásico de um fluido newtoniano, composto pelas equações médias de Reynolds e equações do modelo de turbulência κ - ε é dado por

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{\text{Re}} + \frac{1}{\text{Re}_T} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\kappa}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\kappa}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left[\frac{1}{\text{Re}} + \left(\frac{1}{\text{Re}_T \sigma_\kappa} \right) \right] \frac{\partial \bar{\kappa}}{\partial x_j} \right\} + \Pi - \varepsilon, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left[\frac{1}{\text{Re}} + \left(\frac{1}{\text{Re}_T \sigma_\varepsilon} \right) \right] \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} \right\} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{\bar{\kappa}} \Pi - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{\bar{\kappa}}, \quad (4)$$

em que $\bar{u}_i$, $\bar{p}$, u_i' , p' , x_i e Re representam, respectivamente, a velocidade média, a pressão média na direção i , a flutuação da velocidade na direção i , a flutuação da pressão na direção i , a variável espacial no sistema cartesiano e o número de Reynolds; e P , Re_T e Π representam, respectivamente, uma pressão generalizada, o número de Reynolds turbulento e o termo de produção das tensões de Reynolds.

O último termo da equação da quantidade de movimento, Equação (3), denominado tensor de Reynolds, representa o valor médio da taxa de transferência de quantidade de movimento devido às flutuações turbulentas de velocidade e constitui-se em uma incógnita suplementar. Dessa forma, as equações médias de Reynolds formam um sistema aberto de equações, o que justifica a adoção do modelo de turbulência modelo κ - ε , que modela o tensor de Reynolds com base na hipótese de Boussinesq (1877), dada pela relação

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij}, \quad (5)$$

sendo δ_{ij} o operador delta de Kronecker.

A modelagem da viscosidade turbulenta ν_t é definida pela lei de Prandtl-Kolmogorov, como

$$\nu_t = C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon}, \quad (6)$$

onde C_μ é uma constante experimental valendo 0,09; κ é a energia cinética de turbulência; ε é a taxa de dissipação da energia cinética de turbulência.

2.2 Leis de Parede

A parte interna da camada limite turbulenta pode ser dividida basicamente em três partes: subcamada viscosa ou laminar, região de transição e região completamente turbulenta ou logarítmica.

Devido à incapacidade do modelo de turbulência κ - ε em representar a região inicial da parte interna da camada limite, ou seja, subcamada laminar, região de transição e início da região logarítmica, é necessário modelar esta região por meio de relações denominadas de leis de parede. O papel das leis de parede é restrito ao cálculo das condições de contorno de velocidade, nas fronteiras da malha de cálculo que representam as paredes sólidas do domínio. São utilizadas neste trabalho quatro leis de paredes: lei logarítmica clássica, lei de Mellor (1966), lei de Nakayama e Koyama (1984) e a lei de Cruz e Silva Freire (1998). A única lei de parede que não considera o gradiente adverso de pressão é a lei logarítmica clássica.

2.2.1 Leis de Parede Logarítmica Clássica

A lei de parede logarítmica clássica é obtida a partir da equação média de Prandtl para a camada limite turbulenta, na forma bidimensional dada por

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

em que x e y representam as direções normais e tangenciais à parede, $\overline{u}$ e $\overline{v}$ são as velocidades médias segundo as direções x e y , o tensor de Reynolds é representado por $\overline{u'v'}$, a pressão média é representada por $\overline{p}$, a viscosidade cinemática por ν e a massa específica por ρ .

Desprezando o gradiente de pressão na direção longitudinal da Equação (7), uma dupla integração fornece a lei de parede logarítmica clássica, que não leva em conta gradientes adversos de pressão e é dada por

$$u^* = \frac{1}{K} \ln(y^*) + C, \quad y^* = \frac{y u_F}{\nu}, \quad u^* = \frac{\overline{u}}{u_F} \quad (8)$$

em que K é a constante de Von Kármán, que vale 0,419; C é uma constante de calibração experimental, valendo 5,445; e u_F é um parâmetro de escala denominado velocidade de atrito.

2.2.2 Leis de Parede de Mellor (1966)

A lei de parede de Mellor (1966) leva em consideração a presença de gradientes longitudinais de pressão. Assim, partindo da Equação (7) e integrando na direção normal à parede, tem-se a lei de Mellor (1966) para a subcamada viscosa dada por

$$y^* = u^* + \frac{1}{2} p^* y^{*2}, \quad (9)$$

onde p^* representa o gradiente de pressão adimensional.

Para a região turbulenta da parte interna da camada limite, a integração da Equação (7) resulta em

$$u^* = \frac{2}{K} \left(\sqrt{1 + p^* y^*} - 1 \right) + \frac{1}{K} \left(\frac{4y^*}{2 + p^* y^* + 2\sqrt{1 + p^* y^*}} \right) + C_p, \quad (10)$$

em que os valores da constante de integração C_p são dados em função da intensidade do gradiente de pressão adimensional p^* .

2.2.3 Leis de Parede de Nakayama e Koyama (1984)

A lei de parede de Nakayama e Koyama (1984) é baseada na equação da energia cinética de turbulência para a camada limite turbulenta. Com base no estudo experimental de Stratford (1959), Nakayama e Koyama (1984) propõem algumas alterações na modelagem da tensão de cisalhamento, com o objetivo de calcular o perfil de velocidade entre duas situações extremas que são o escoamento estável resultante da ausência de gradiente adverso de pressão e o início de descolamento da camada limite. A relação proposta por Nakayama e Koyama (1984) é

$$u^* = \frac{1}{\Gamma} \left[3(t - t_s) + \ln \left(\frac{t_s + 1}{t_s - 1} \frac{t_s - 1}{t_s + 1} \right) \right], \quad (11)$$

em que

$$t = \sqrt{\frac{1 + 2\tau^*}{3}}, \quad \tau^* = \frac{\tau}{\tau_w} = 1 + p^* y^* \quad e \quad y_s^* = \frac{e^{-KC}}{1 + p^{*n}}, \quad (12)$$

onde o sub-índice w indica a propriedade na parede e t_s é um valor de t correspondente a uma posição y_s^* do perfil e o valor experimental de n é igual a 0,34.

2.2.4 Leis de Parede de Cruz e Silva Freire (1998)

A lei de parede de velocidade de Cruz e Silva Freire (1998) baseia-se na análise assintótica do comportamento da camada limite turbulenta sob a ação de gradientes adversos de pressão. A solução da formulação assintótica proposta é dada pela relação

$$u = \frac{\tau_w}{|\tau_w|} \frac{2}{K} \sqrt{\frac{\tau_w}{|\tau_w|} + \frac{1}{\rho} \frac{dP_w}{dx}} y + \frac{\tau_w}{|\tau_w|} \frac{u_F}{K} \ln\left(\frac{y}{L_c}\right), \quad \text{com } L_c = \frac{\sqrt{\left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)^2 + 2 \frac{\nu}{\rho} \frac{dP_w}{dx} u_R - \frac{\tau_w}{\rho}}}{\frac{1}{\rho} \frac{dP_w}{dx}} \quad (13)$$

Para escoamentos que se processam sob a ação de gradientes favoráveis de pressão, a lei de parede de velocidade de Cruz e Silva Freire (1998) tende a forma da lei logarítmica clássica, dada pela Equação (8). Para escoamentos sob gradientes adversos de pressão a Equação (13) tende gradualmente para a formulação de Stratford (1959), a medida em que se aproxima a situação de descolamento de camada limite.

3. FORMULAÇÃO NUMÉRICA

3.1 Discretização Temporal

A discretização temporal do sistema de equações é feita por meio de uma aproximação de primeira ordem para a derivada temporal, obtida com um algoritmo de diferenças finitas semi-implícito, seqüencial, com erro de truncamento de primeira ordem. O algoritmo adotado permite a linearização das equações governantes a cada passo de tempo, e sua implementação, concebida por Brun (1988), prevê o cálculo dos campos médios de pressão, velocidade e dos campos de energia cinética de turbulência e de sua taxa de dissipação em um instante $(n+1)$ $O(\Delta t)$ a partir dos valores conhecidos no instante $O(\Delta t)$, onde n é um número inteiro e $O(\Delta t)$ é o intervalo de tempo considerado, por meio de uma seqüência de operações dividida em quatro etapas, com o encadeamento apresentado como segue:

1ª Etapa: no tempo $t = n \Delta t$ são conhecidos $\bar{u}_i^n$, P^n , κ^n e ε^n .

2ª Etapa: no tempo $t = (n+1) \Delta t$ são calculadas as velocidades $\bar{u}_i^{n+1}$ e a pressão P^{n+1} , resolvendo as equações acopladas de pressão e velocidade segundo o algoritmo de Uzawa adaptado por Buffat (1981)

$$\frac{\partial \bar{u}_i^{n+1}}{\partial x_i} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\bar{u}_i^{n+1} - \bar{u}_i^n}{\Delta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{u}_i^n \bar{u}_j^{n+1} \right) = - \frac{\partial P^{n+1}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{\text{Re}} + \frac{1}{\text{Re}_T^n} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i^{n+1}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^{n+1}}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (15)$$

3ª Etapa: no tempo $t = (n+1) \Delta t$ e com os valores de $\bar{u}_i^{n+1}$ e P^{n+1} calculados na segunda etapa, são resolvidas seqüencialmente as equações

$$\frac{\kappa^{n+1} - \kappa^n}{\Delta t} + \bar{u}_j^n \frac{\partial \kappa^{n+1}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left[\frac{1}{\text{Re}} + \left(\frac{1}{\text{Re}_T^n \sigma_\kappa} \right) \right] \frac{\partial \kappa^{n+1}}{\partial x_j} \right\} + \Pi^{n+1} - \frac{\varepsilon^n}{\kappa^n} \kappa^{n+1}, \quad (16)$$

$$\frac{\varepsilon^{n+1} - \varepsilon^n}{\Delta t} + \bar{u}_j^n \frac{\partial \varepsilon^{n+1}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left[\frac{1}{\text{Re}} + \left(\frac{1}{\text{Re}_T^n \sigma_\varepsilon} \right) \right] \frac{\partial \varepsilon^{n+1}}{\partial x_j} \right\} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon^n}{\kappa^n} \Pi^{n+1} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^n}{\kappa^n} \varepsilon^{n+1}, \quad (17)$$

onde o termo Π^{n+1} é dado pela relação

$$\Pi^{n+1} = \left[\frac{1}{\text{Re}_T^n} \left(\frac{\partial \bar{u}_i^{n+1}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^{n+1}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \kappa^n \delta_{ij} \right] \frac{\partial \bar{u}_i^{n+1}}{\partial x_j}. \quad (18)$$

4ª Etapa: no tempo $t = (n+1) \Delta t$ são calculados os valores de Re_T^{n+1} por meio da equação

$$\frac{1}{\text{Re}_T^{n+1}} = C_\mu \frac{(\kappa^{n+1})^2}{\varepsilon^{n+1}}. \quad (19)$$

3.2 Discretização Espacial

A discretização espacial é feita por meio de elementos finitos triangulares com funções de interpolação lineares, utilizando o método de Galerkin. São utilizadas duas malhas de cálculo: uma malha elementar para o cálculo do campo de pressão, com elementos finitos do tipo P_1 ; e outra utilizada para o cálculo das demais variáveis, com elementos finitos do tipo $P_1/\text{iso}P_2$ e obtida pela subdivisão de cada elemento P_1 em quatro elementos iguais. A malha grossa P_1 , utilizada para o cálculo de pressão, é constituída por 2040 nós e 3718 elementos. A malha fina $P_1/\text{iso}P_2$ é formada 7797 nós e 14872 elementos.

O difusor cônico adotado apresenta as seguintes particularidades geométricas: ângulo total de abertura de 8° ; razão entre as áreas de saída e de entrada de 4:1; diâmetro da seção de entrada no difusor igual a 0,1016 metros; comprimento do difusor com 0,7196 metros; e canal de desenvolvimento do escoamento com 7,954 metros.

A malha de cálculo adotada cobre todo o difusor e o trecho final do canal de desenvolvimento, com 0,304 metros, já que o perfil de velocidade experimental é medido nesta posição do canal para os dois escoamentos ensaiados. A estação posicionada neste trecho é denominada estação de referência, e o valor do seu diâmetro é representado por D_{ref} , que vale 0,1016 metros.

3.3 Condições de Contorno

As condições de contorno, o domínio de cálculo axissimétrico para o difusor cônico, as três estações de medição selecionadas (e1, e5 e e10) e uma ampliação de 6,57 vezes da malha de cálculo de velocidade na vizinhança imediata da parede são apresentados esquematicamente na Figura (1).

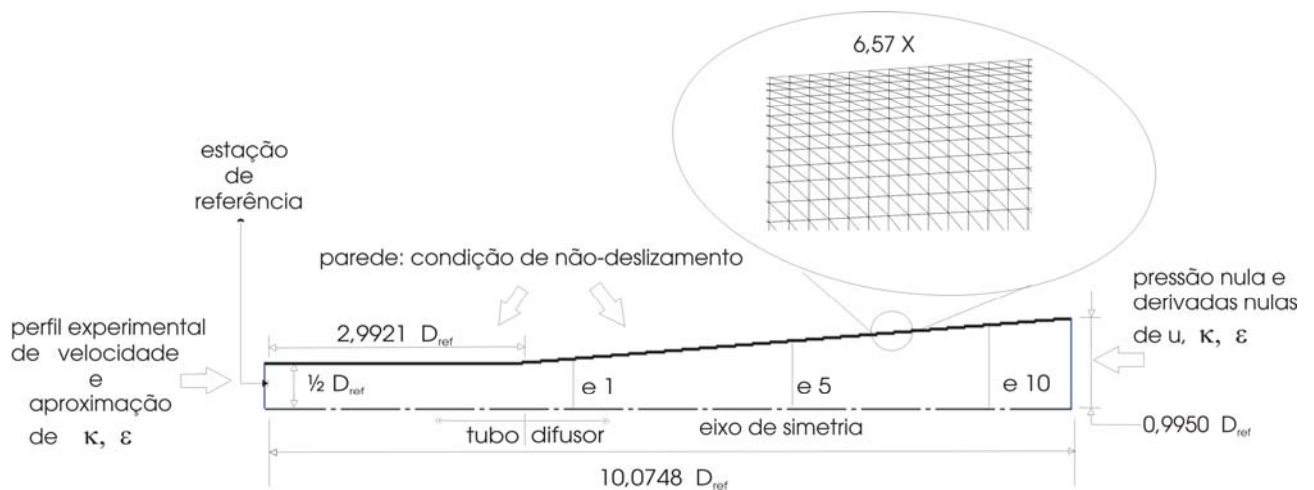


Figura 1: Esquema geral do difusor cônico.

Os perfis de velocidade média impostos na entrada do tubo do difusor axissimétrico são dados experimentais. A produção de energia cinética de turbulência e sua taxa de dissipação, impostas na seção de entrada do difusor axissimétrico, são calculadas por meio da formulação proposta por Manouzi e Fortin (1991), para escoamentos com número de Reynolds da ordem de 10^5 .

$$\kappa_0 = 0,003U_0 \quad e \quad \varepsilon_0 = \frac{0,09\kappa_0^{3/2}}{0,003 \frac{D_{ref}}{2}}, \quad (20)$$

em que U_0 é a velocidade média do perfil de velocidade na estação de referência.

4. RESULTADOS E ANÁLISES

O escoamento no difusor cônico corresponde ao estudo experimental de Okwoubi e Azad (1972), para escoamento com número de Reynolds igual a 293.000. Foram utilizadas 10 estações de medição distribuídas ao longo do difusor, porém os resultados numéricos selecionados para apresentação correspondem às estações 1, 5 e 10, distantes da estação de referência 0,3633 m, 0,6033 m e 0,9033 m, respectivamente, de maneira a ilustrar perfis do início, meio e da parte terminal do difusor. A adimensionalização da velocidade é feita com base na velocidade de referência U_0 e a adimensionalização da dimensão radial é feita por meio da expressão $(R-r)/D_{ref}$, que indica a distância adimensional na direção radial partindo da parede, sendo R o raio da estação e r a variável espacial radial com origem no eixo de simetria.

A comparação dos dados experimentais com os dados numéricos obtidos será feita por meio dos campos de velocidade, pressão, coeficiente de arrasto, e energia cinética de turbulência κ . As Figuras (2), (3) e (4) ilustram os perfis de velocidade para as estações 1, 5 e 10, respectivamente.

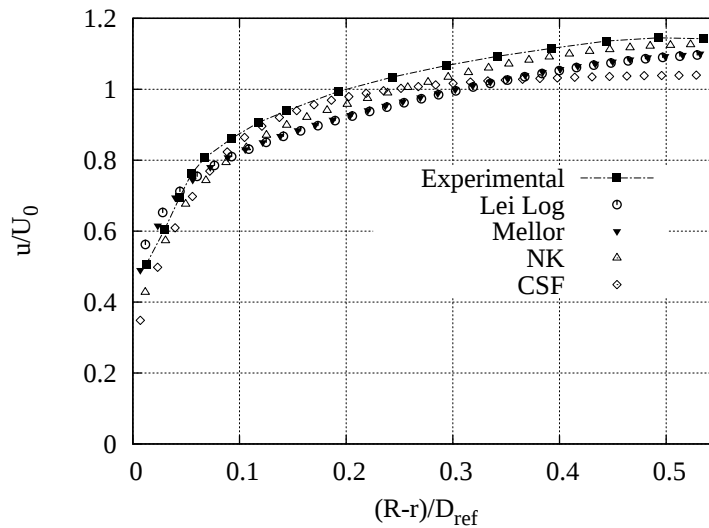


Figura 2: Perfil de velocidade na estação 1.

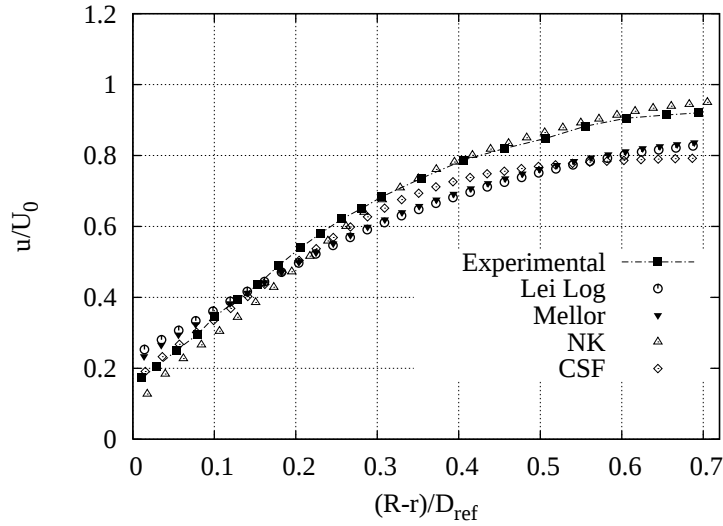


Figura 3: Perfil de velocidade na estação 5.

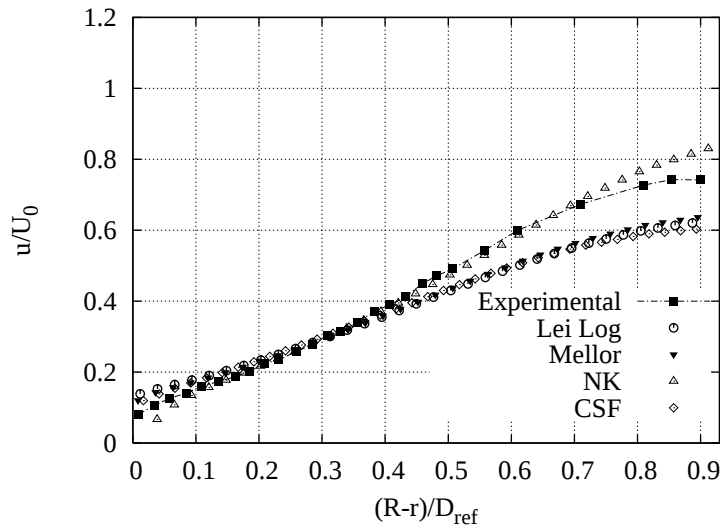


Figura 4: Perfil de velocidade na estação 10.

Os resultados para o campo de velocidade mostraram que a lei de Nakayama e Koayama (1984) se aproximou mais do valor experimental, especialmente para as regiões mais afastadas da parede. O erro para o campo de velocidade para esta lei está entre 4,3% e 7,5%.

O coeficiente de pressão estática também foi analisado, sendo indicado na Figura (5). A pressão foi medida a uma distância de 1 mm da parede, ao longo do difusor. O cálculo do C_p é mostrado na Equação (21). A pressão de referência p_0 é tomada na estação de referência, na entrada do tubo.

$$C_p = \frac{(p - p_0)}{1/2 \rho U_0^2}. \quad (21)$$

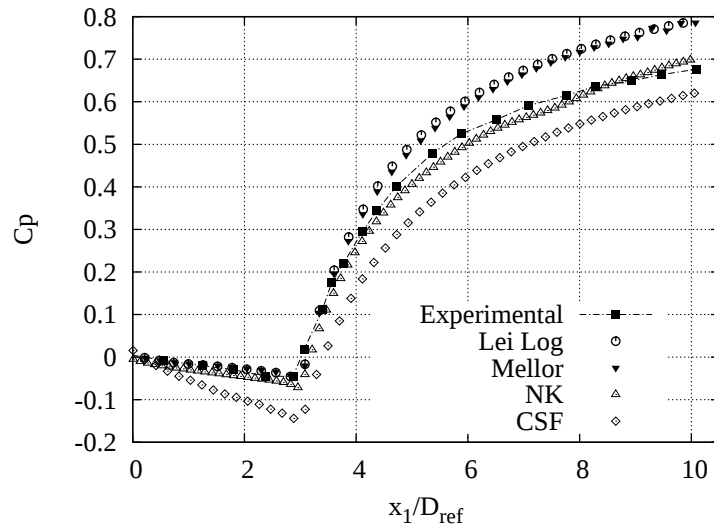


Figura 5: Coeficiente de pressão estática.

Analisando o campo de pressão, percebe-se que a lei de Nakayama e Koyama (1984) produz o melhor resultado entre as leis de parede, com um erro percentual médio de 7%.

O valor da energia cinética de turbulência obtida numericamente também foi confrontado com os respectivos valores experimentais, extraídos do trabalho de Arora e Azad (1980), como mostra a Figura (6).

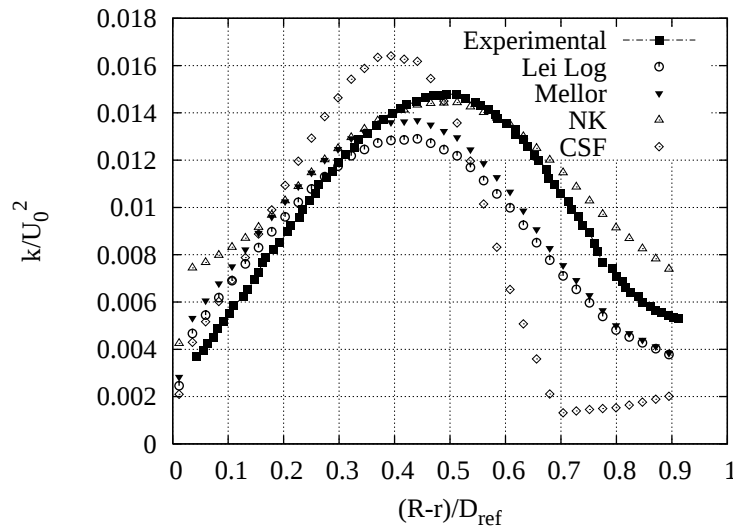


Figura 6: Perfil de energia cinética de turbulência na estação 10.

O campo da energia cinética de turbulência na estação 10 mostrou que para regiões próximas à parede as leis logarítmica e de Mellor (1966) apresentaram melhores resultados, enquanto que para regiões mais afastadas a lei de Nakayama e Koayama (1984) se destacou.

O coeficiente de arrasto C_{f_x} ao longo do difusor, é mostrado na Figura (7), sendo calculado com base na velocidade de atrito u_F em cada estação, de acordo com a equação

$$C_{f_x} = \frac{\tau_w}{1/2 \rho U_0^2} = \frac{\rho u_F^2}{1/2 \rho U_0^2}. \quad (22)$$

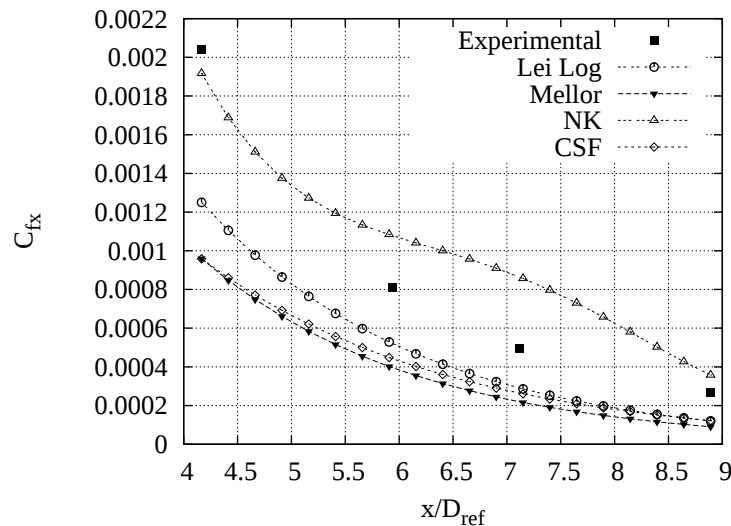


Figura 7: Coeficiente de arrasto.

O coeficiente de arrasto foi mais próximo do resultado experimental na região final do difusor, onde o gradiente adverso de pressão é mais suave e a camada limite se aproxima mais da condição de auto-similaridade, no qual o modelo de turbulência utilizado se baseia. Na região de início do difusor, o gradiente adverso de pressão é mais elevado, sendo esta a principal causa da quebra da condição de auto-similaridade da camada limite. O trabalho de Townsend (1960) mostra que gradientes adversos de pressão combinados com altos números de Reynolds quebram a condição auto-similaridade da camada limite, o que acarreta valores subestimados da tensão de cisalhamento na região interna da camada limite.

5. CONCLUSÃO

O escoamento no difusor cônico ensaiado é de difícil modelagem numérica devido ao afastamento da condição de não similaridade da camada limite, provocado pelo forte gradiente adverso de pressão. Esta condição explica as diferenças encontradas entre os resultados experimentais e os perfis de velocidade, pressão e energia cinética de turbulência obtidos com as leis logarítmica clássica, de Mellor (1966) e de Cruz e Silva Freire (1998).

Os bons resultados obtidos com a lei de Nakayama e Koyama (1984), podem ser explicados pelo fato de que esta lei de parede, contrariamente as demais, não é obtida a partir da equação de Prandtl, mas a partir da equação da energia cinética de turbulência, cuja calibração experimental leva em conta as variações na magnitude da tensão de cisalhamento na região interna da camada limite. Os resultados obtidos mostram uma predominância da lei de Nakayama e Koyama (1984), que registrou os menores erros, variando entre 4,3% e 16%. Com relação aos custos computacionais, a lei de Nakayama e Koayama (1984) foi a que apresentou o maior tempo de processamento por iteração.

6. REFERÊNCIAS

- Arora, S. C. & Azad, R. S., 1980, "Turbulent kinetic energy balance in a flow with adverse pressure gradient", *AIAA Journal*, pp. 1–10.
- Brun, G., 1988, "Developpement et Application d'une M'ethod d'Éléments Finis pour le Calcul des E'coulements", PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, France.
- Buffat, M., 1981, "Formulation Moindres Carr'es Adapt'ees au Traitement des Effets Convectifs dans les Équations de Navier-Stokes", PhD thesis, Université Claude Bernard, France.
- Chen, Y. S., 1984, "Applications of a new wall function to turbulent flow computations", *AIAA Journal*, vol. 86, n. 1, pp. 438.

- Cruz, D. O. A. & Freire, A. P. S., 1998, "On single limits and the asymptotic behaviour of separating turbulent boundary layers", Inter. J. Heat and Mass Transfer, vol. 41, pp. 2097–2111.
- Fontoura Rodrigues, J. L. A., 1990, "Méthode de Minimisation Adaptée à la Technique des Éléments Finis pour la Simulation des Écoulements Turbulents avec Conditions aux Limites non Linéaires de Proche Paroi", PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, France.
- Hanjalic, K. & Launder, B. E., 1972, "A Reynolds-stress model of turbulence and its applications to thin shear flows", Journal of Fluid Mechanics, vol. 52, n. 4, pp. 609–638.
- Jones, W. P. & Launder, B. E., 1972, "The prediction of laminarisation with a two-equation model of turbulence", Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 15, pp. 301–314.
- Launder, B. E. & Spalding, D. B., 1974, "The numerical computation of turbulent flows", Computational Methods Applied Mechanic Engineering, vol. 3, pp. 269–289.
- Manouzi, H. & Fortin, M., 1991 "A treatment of wall boundaries for turbulent flows by the use of transmission finite element method", International Journal for Numerical Methods in Engineering, vol. 31.
- Mellor, G. L., 1966, "The effects of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall", Journal of Fluid Mechanics, vol. 3, n. 2, pp. 140–150.
- Nakayama, A. & Koyama, H., 1984, "A wall law for turbulent boundary layers in adverse pressure gradients", AIAA Journal, vol. 24.
- Okwuobi, P. A. C. & Azad, R. S., 1972, "Turbulence in a conical diffuser with fully developed flow at entry" Journal of Fluid Mechanics, vol. 57, pp. 603–622.
- Stratford, B. S., 1959, "An experimental flow with zero skin-friction throughout its region of pressure rise" Journal of Fluid Mechanics, vol. 5.
- Townsend, A. A., 1960, "Equilibrium layers and wall turbulence", Cambridge University Press.

MODELAGEM NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS PARIETAIS SOB GRADIENTES ADVERSOS DE PRESSÃO

Ailson Santiago de Farias

Universidade de Brasília – Departamento de Engenharia Mecânica – 70910-900 Brasília-DF
ailsonfarias@gmail.com

Jose Luiz Alves da Fontoura Rodrigues

Universidade de Brasília – Departamento de Engenharia Mecânica – 70910-900 Brasília-DF
fontoura@unb.br

Abstract: *The aim of this work is the numerical simulation of attached turbulent flows under adverse pressure gradient. The numerical domain is a conical diffuser, having a total divergence angle of 8° and an area ratio of 4:1, with fully developed flow at entry. The experimental results of mean pressure, mean velocity and local friction coefficient are compared with the numerical results, for the Reynolds numbers equal to 293.000. The numerical simulation were performed with a two-dimensional research code based on the finite elements method. The turbulence model adopted is the classical k-epsilon. Spatial discretization is done by P1/isoP2 finite element method and temporal discretization is implemented by a semi-implicit sequential scheme of finite difference. The coupling pressure-velocity is numerically solved by a variation of Uzawa's algorithm. To filter the numerical noises, originated by the symmetric treatment used by Galerkin method to the convective fluxes, it was adopted the balance dissipation method. The remaining non-linearities, due to laws of wall, were treated by minimal residual method. The performance of four different wall laws, used in the implementation of the numerical simulations, were evaluated.*

Keywords: *turbulence, conical diffuser, wall laws, numerical simulation, finite elements.*