

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE JATOS CONCÊNTRICOS E VALIDAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA LITERATURA

Ibanez, W. A. C

Universidade Federal de Santa Catarina. Laboratório de Combustão e Engenharia de Sistemas Térmicos – Labcet. Campus Trindade. CEP: 88040-900 Florianópolis-Brasil.
ibanez@labcet.ufsc.br

Oliveira, A. A. M

Universidade Federal de Santa Catarina. Laboratório de Combustão e Engenharia de Sistemas Térmicos – Labcet. Campus Trindade. CEP: 88040-900 Florianópolis-Brasil.
amirol@emc.ufsc.br

Resumo. Este trabalho enfoca a análise numérica do escoamento de jatos concêntricos e confinados a uma tubulação. A análise visa determinar e validar modelos adequados de simulação para a aplicação na simulação de bicos injetores de gás para queimadores atmosféricos. Na análise e projeto de injetores de gás para queimadores atmosféricos, os valores de campo de velocidades, pressão e concentração do escoamento na região do jato livre entre o injetor e a entrada do tubo venturi não são normalmente disponíveis na literatura e apresentam dificuldades na sua medição para as configurações utilizadas nas aplicações. Assim, o desenvolvimento de metodologias de projeto baseadas em simulações numéricas e modelos de escoamento são interessantes do ponto de vista de desenvolvimento tecnológico. Uma importante questão nestas simulações é se os modelos de turbulência disponíveis em códigos comerciais (os modelos κ - ϵ , das Tensões de Reynolds SSG, Shear Stress Transport SST) são capazes de reproduzir corretamente os campos de velocidade e concentração encontrados nas aplicações em queimadores atmosféricos. Para o teste do desempenho destes modelos de turbulência e dos procedimentos computacionais, selecionaram-se dois problemas, cujos escoamentos são semelhantes aos encontrados em bicos injetores de queimadores atmosféricos e que apresentaram medições disponíveis na literatura. Os jatos simulados foram misturas de CH₄/Ar, C₃H₈/Ar, CO₂/Ar e He/Ar.

Palavras chave: Bicos injetores, jatos, Simulação numérica, modelos de turbulência, queimadores atmosféricos.

1. Introdução

Na análise e projeto de injetores de gás para queimadores atmosféricos, os valores de campo de velocidades, pressão e concentração do escoamento na região do jato livre entre o injetor de gás e a entrada do tubo venturi que compõe o queimador, não são normalmente disponíveis na literatura e apresentam dificuldades na sua medição para as configurações utilizadas nestas aplicações.

Porém, a grande maioria do dimensionamento de queimadores atmosféricos é baseada em equações empíricas, diagramas, ou, em informações empíricas dos próprios fabricantes, onde não são estabelecidos os critérios precisos para seu projeto.

No entanto, o desenvolvimento de metodologias de projeto para queimadores atmosféricos baseado em estimativas obtidas a partir de soluções numéricas e modelos de escoamento são interessantes do ponto de vista de desenvolvimento tecnológico.

Desta forma, a análise numérica realizada neste trabalho visa determinar e validar modelos adequados de simulação, como por exemplo, avaliar a potencialidade dos modelos de turbulência disponíveis no CFX-10.0 (os modelos k - ϵ , Shear Stress Transport - SST e das Tensões de Reynolds - SSG) em reproduzir os campos de velocidades, concentração e variáveis turbulentas para os escoamentos semelhantes aos encontrados em injetores de gás para queimadores atmosféricos. Para isto, escolheram-se dois problemas de escoamentos concêntricos de jatos de combustível e ar confinados a uma tubulação e que apresentaram medições disponíveis na literatura.

O primeiro problema corresponde ao problema resolvido por Pitts (1991a), onde apresentou medições de concentração na linha do centro do jato para misturas de C₃H₈/Ar e CH₄/Ar variando a velocidade de saída do gás combustível.

O segundo problema corresponde ao problema resolvido por Djeridane *et al.* (1996), onde apresentou medições de concentração, variáveis turbulentas ao longo da linha do centro e do raio do jato para misturas He/Ar e CO₂/Ar.

As simulações numéricas serão resolvidas no software CFX-10.0 e os resultados numéricos obtidos são comparados e validados com os resultados experimentais obtidos por Pitts (1991a e 1991b) e Djeridane *et al.* (1996).

2. Descrição dos problemas

O problema 1 consiste de um jato de gás (C_3H_8/Ar ou CH_4/Ar) concêntrico a um escoamento paralelo de ar confinados a uma tubulação de 0,56 m de comprimento e um diâmetro de 0,1 m conforme mostrado na Fig. 1. O diâmetro do injetor de saída é de 0,00635 m e um comprimento da tubulação de 0,2 m para o desenvolvimento do gás antes da saída do injetor. A Tabela 1 apresenta as propriedades para os dois gases estudados em função da relação de massas específicas do gás combustível e o ar, ρ_g/ρ_a , as velocidades do gás e do ar respectivamente e o número de Reynolds Re do gás combustível ($Re = \rho_g U_g d / \mu_g$, onde d é o diâmetro do injetor e μ_g a viscosidade do gás combustível).

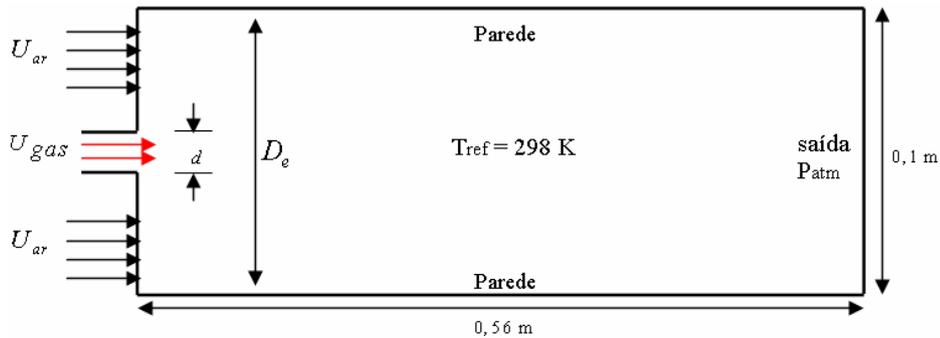


Figura 1. Domínio de solução do problema de Pitts (1991).

Tabela 1. Condições de Simulação para o problema resolvido por Pitts (1991a e 1991b).

| Gás | $R_p = \rho_g/\rho_a$ | U_g [m/s] | U_a [m/s] | Re_d |
|-----------------------------------|-----------------------|-------------|-------------|--------|
| CH ₄ /ar | 0,55 | 1,022 | 0,347 | 3950 |
| | | 2,69 | 0,148 | 3960 |
| C ₃ H ₈ /ar | 1,55 | 5,38 | 0,274 | 7930 |
| | | 8,06 | 0,411 | 11800 |

O problema 2 consiste de um jato de gás (He ou CO₂) concêntrico a um escoamento paralelo de ar e confinado a uma tubulação de 1,2m de comprimento e um diâmetro de 0,285m conforme mostrado na Fig. 2. O diâmetro do injetor de saída é de 0,0026m e o comprimento da tubulação de 2,86m para garantir o desenvolvimento do gás e o escoamento paralelo de ar antes da sua mistura. As condições de turbulência na entrada foram de 4% e 1% para os gases e o escoamento paralelo de ar respectivamente. A Tabela 2 mostra as velocidades para os jatos de He e CO₂ e o escoamento paralelo de ar respectivamente.

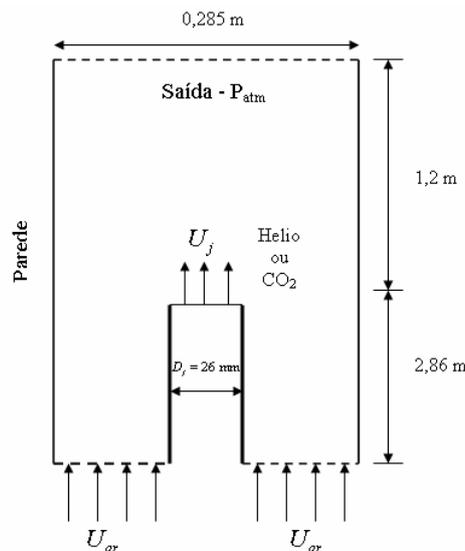


Figura 2. Domínio de solução do problema de Djeridane *et al* (1996).

Tabela 2. Condições de Simulação para o problema resolvido por Djeridane *et al.*(1996).

| Gás | $R_p = \rho_g/\rho_a$ | U_g [m/s] | U_a [m/s] | Re_d |
|-----------------|-----------------------|-------------|-------------|--------|
| He | 0,14 | 32 | 0,75 | 7000 |
| CO ₂ | 1,5 | 10 | 0,75 | 32 000 |

3. Equações de conservação

3.1 Equação de conservação de massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (1)$$

3.2 Equação de conservação de quantidade de movimento

$$\frac{\partial (\rho U)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + S_M \quad (2)$$

Onde as tensões viscosas, τ , estão relacionadas à taxa de deformação por:

$$\tau = \mu \left(\nabla U + (\nabla U)^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot U \right) \quad (3)$$

e S_M o termo fonte para a quantidade de movimento.

3.3 Equação de conservação de massa das espécies químicas

$$\frac{\partial (\rho Y)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_j Y)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_i \frac{\partial Y}{\partial x_j} \right) + S_i \quad (4)$$

Onde Γ_i é o coeficiente de difusão molecular expresso como ρD_i , D_i a difusividade molecular e S_i é o termo fonte que inclui os efeitos de reação química.

4. Modelos de turbulência

A seguir são apresentados os modelos de turbulência empregados nas simulações.

4.1 Modelo de turbulência k-ε

O modelo k-ε é baseado na definição da viscosidade turbulenta e caracterizado por dois parâmetros de escoamento, a energia cinética turbulenta k , e a sua taxa de dissipação ε , conforme mostra a equação 5.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5)$$

Os valores de k e ε são calculados diretamente a partir das suas equações de transporte dadas pelas equações 9 e 10 respectivamente.

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (9)$$

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (10)$$

Onde C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k , σ_ε são as constantes do modelo cujos valores são 0,09; 1,44; 1,92; 1 e 1,3 respectivamente (Launder e Spalding, 1974) e P_k é o termo de produção devido as forças viscosas e de empuxo definido como:

$$P_k = \mu_T \nabla U \cdot (\nabla U + \nabla U^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot U (3 \mu_T \nabla \cdot U + \rho k) + P_{kb} \quad (11)$$

Quando as forças de empuxo são consideradas, o termo de produção de empuxo é modelado como:

$$P_{kb} = -\frac{\mu_T}{\rho\sigma_p} \mathbf{g} \cdot \nabla \rho \quad (12)$$

4.2 Modelo de turbulência shear stress transport - SST

O modelo SST é baseado no modelo k- ω desenvolvido por Wilcox (1998). Este modelo resolve duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta k, e outra para a frequência turbulenta ω (ver Eq. 13 e 14).

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (13)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 \quad (14)$$

Uma das principais deficiências do modelo k- ω está relacionada ao cálculo da viscosidade turbulenta, onde estes valores são superestimados. Por tanto, o modelo SST introduz um limitador para a formulação da viscosidade turbulenta resultando:

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (15)$$

Onde:

$$v_t = \frac{\mu_T}{\rho} \quad (16)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (17)$$

$$\arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right) \quad (18)$$

sendo S na equação 15 uma medida fixa da taxa de deformação, ν como a viscosidade cinemática e y como a distância próxima à parede. Os valores para as constantes β' , β , α , σ_k , σ_ω são 0,09; 0,075, 5/9; 2 e 2 respectivamente.

4.3 Modelo de turbulência das tensões de Reynolds - SSG

O modelo das tensões de Reynolds no Ansys CFX é baseado na equação de ϵ . A seguir, são apresentadas as equações para o transporte das tensões de Reynolds.

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \epsilon) = \frac{\epsilon}{k} (c_{\epsilon 1} P - c_{\epsilon 2} \rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu \delta_{kl} + c_\epsilon \rho \frac{k}{\epsilon} u_k u_l \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_l} \right] \quad (19)$$

$$\frac{\partial(\rho \overline{u_i u_j})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i u_j}) = P_{ij} + \phi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu \delta_{kl} + c_\epsilon \rho \frac{k}{\epsilon} u_k u_l \right) \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \epsilon \quad (20)$$

Onde P_{ij} o termo de produção e ϕ_{ij} é o termo de redistribuição definidos como:

$$P_{ij} \equiv - \left(\overline{\rho u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{\rho u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (21)$$

$$\phi_{ij} = \phi_{ij}^{(1)} + \phi_{ij}^{(2)} \quad (22)$$

$$\phi_{ij}^{(1)} = -\rho\varepsilon \left[C_{s1}a + C_{s2} \left(aa - \frac{1}{3}a \cdot a \delta \right) \right] \quad (23)$$

$$\phi_{ij}^{(2)} = -C_{r1}Pa + C_{r2}\rho kS - C_{r3}\rho kS\sqrt{a \cdot a} + C_{r4}\rho k \left(aS^T + Sa^T - \frac{2}{3}a \cdot S\delta \right) + C_{r5}\rho k (aW^T + Wa^T) \quad (24)$$

$$a = \frac{\overline{u \otimes u}}{k} - \frac{2}{3}\delta \quad (25)$$

$$S = \frac{1}{2} \left[\nabla U + (\nabla U)^T \right] \quad (26)$$

$$W = \frac{1}{2} \left[\nabla U - (\nabla U)^T \right] \quad (27)$$

Nas equações 25, 26 e 27, a é o tensor de anisotropia, S é a taxa de deformação e W é a vorticidade respectivamente.

Nas equações de transporte do modelo das tensões de Reynolds, os coeficientes de anisotropia são substituídos por uma formulação isotrópica, incrementando a robustez neste modelo de turbulência. Os valores das constantes c_s , $c_{\varepsilon,1}$, $c_{\varepsilon,2}$, c_{s1} , c_{s2} , c_{r1} , c_{r2} , c_{r3} , c_{r4} , c_{r5} são 0,22; 1,45; 1,83; 1,7; -1,05; 0,9; 0,8; 0,65; 0,625 e 0,2 respectivamente (Speziale, Sarkar e Gatski, 1991).

5. Solução numérica

Para a geração das geometrias e as malhas computacionais utilizou-se o Ansys ICEM-10.0 e para as simulações numéricas empregou-se o Ansys CFX-10.0.

5.1 Malhas computacionais

Para os dois problemas estudados foram geradas malhas estruturadas (hexaédrica). No problema 1, o problema resolvido por Pitts (1991), foi empregado $\frac{1}{2}$ do domínio computacional resultando 1.256.912 elementos aproximadamente, enquanto que para o problema 2, o problema resolvido por Djeridane (1996), foi empregado $\frac{1}{4}$ do domínio computacional resultando 883.000 elementos. Para reduzir o esforço computacional nas simulações numéricas, foi realizado o processamento em paralelo empregando um cluster com 3 computadores. A tabela 3 mostra as características destes recursos computacionais empregados nas simulações.

Tabela 3. Recursos computacionais.

| Quantidade | Processador | Velocidade do processador | Memória RAM |
|------------|-------------|---------------------------|-------------|
| 1 | AMD | 2.16 GHz | 3.0 |
| 1 | AMD | 2.00 GHz | 1.5 |
| 1 | Pentium 4 | 3.40 GHz | 1.5 |

5.2 Hipóteses

Foram consideradas as seguintes hipóteses nas simulações:

- (a) Processo em regime permanente,
- (b) Negligenciam-se os efeitos gravitacionais,
- (c) A pressão de referência é 101.325 kPa,
- (d) O escoamento é assumido isotérmico a uma temperatura de referência de 298 K,
- (e) O fluido comporta-se como gás ideal,
- (f) O escoamento é turbulento.

5.3 Condições de contorno

As condições de contorno utilizadas nas simulações numéricas foram paredes sólidas (condição de não escorregamento), condição de simetria e velocidades para o jato de gás e o escoamento paralelo de ar (conforme foi mostrado na Tab.1 e 2). Pitts (1991) não apresentou nos seus trabalhos medições de variáveis turbulentas para o jato de

gás e o escoamento paralelo de ar, por isso, foi assumido nas simulações condições de turbulência de 5% para o jato de gás, e de 1% para o escoamento paralelo de ar.

6. Resultados e Discussões

A seguir, são apresentados os resultados das simulações obtidos para os três modelos de turbulência e validados com os resultados experimentais obtidos por Pitts (1991a e 1991b) e Djeridane (1996).

6.1 Validação dos resultados numéricos - Problema de Pitts

As Figuras 3 e 4 mostram a fração de massa ao longo da linha do centro do jato de propano e metano respectivamente. Y_o é a fração de massa na saída do injetor e igual a 1, e Y_m é a fração de massa local do jato de gás.

Nota-se que para ambos os gases estudados, os modelos de viscosidade turbulenta (os modelos k- ϵ e SST) representam bem melhor os campos de concentração medidos por Pitts (1991a e 1991b) quando comparados com os resultados obtidos pelo modelo das Tensões de Reynolds SSG. O desvio numérico obtido pelo modelo SST, k- ϵ e SSG foi cerca de 3%, 9% e 20% respectivamente dos resultados experimentais.

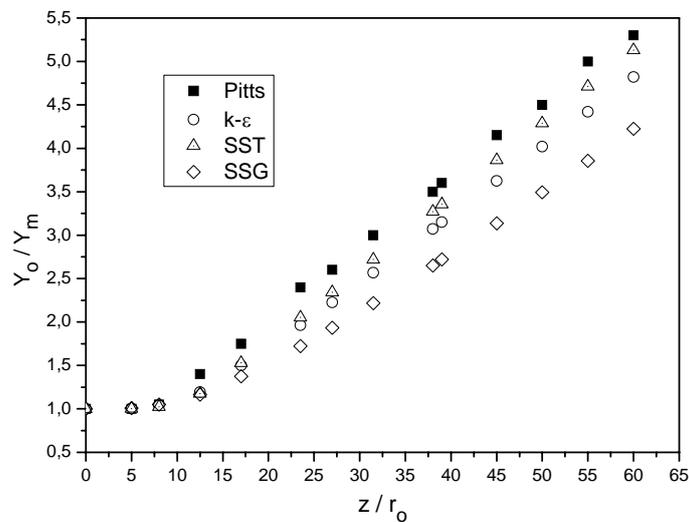


Figura 3. Variação da fração de massa ao longo da linha do centro do jato de C₃H₈ – Re = 3960 (Pitts,1991a).

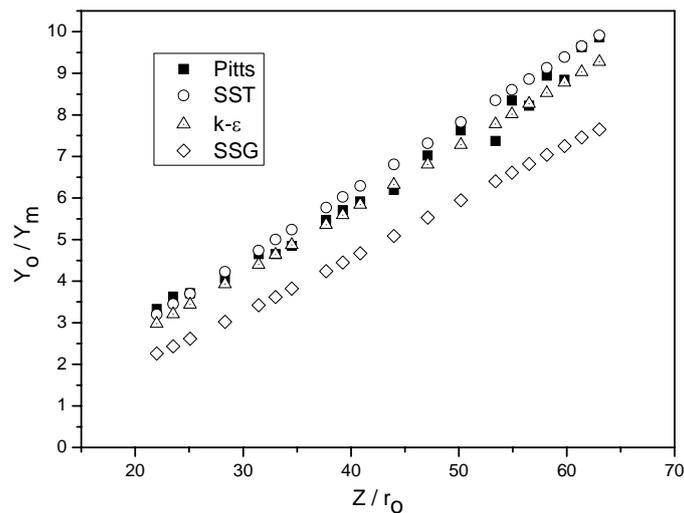


Figura 4. Variação da fração de massa ao longo da linha do centro do jato de CH₄ – Re = 3950 (Pitts,1991b).

6.1.1 Influência da relação de densidades R_ρ na fração de massa - Problema 1

A figura 5 mostra a fração de massa Y_m ao longo da linha do centro para os jatos de propano e metano. Observa-se que os dois gases apresentam o mesmo comportamento para afastamentos próximos de 3 raios do injetor.

Para afastamentos maiores a 3 raios do injetor, a fração de massa do jato CH_4 decresce rapidamente quando comparado com o jato de propano, apresentando uma maior difusão de espécies químicas.

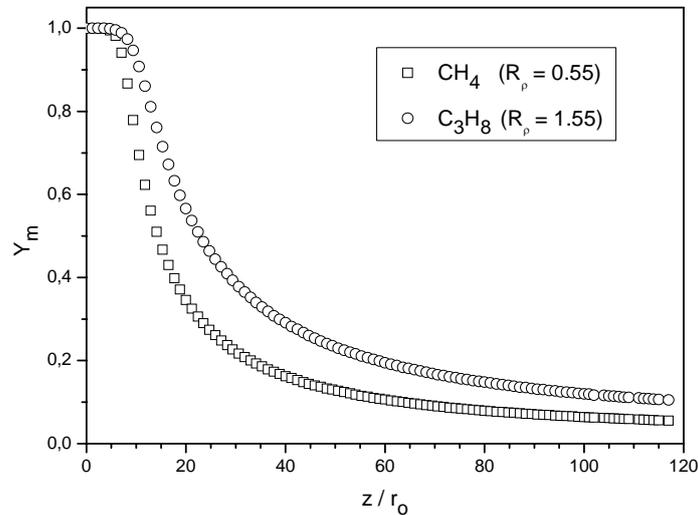


Figura 5. Variação da fração de massa ao longo da linha do centro do jato em função da relação de densidades R_ρ .

6.1.2 Influência do número de Reynolds na fração de massa – Problema 1

A Figura 6 apresenta a influência do número de Reynolds avaliado na saída do injetor na fração de massa ao longo da linha do centro do jato para o gás propano. Estes resultados foram obtidos empregando o modelo de turbulência SST (*Shear Stress Transport*). Nota-se na Fig. 6 que apesar do modelo SST ter apresentado resultados bem próximos aos resultados obtidos por Pitts (1991a e 1991b) (ver Fig. 3 e 4), ele apresenta suas diferenças quando é incrementado o número de Reynolds do jato de gás. No entanto, estas diferenças podem ser creditadas ao desconhecimento das condições de turbulência na entrada do injetor, por isso usou-se condições de turbulência completamente desenvolvidas na saída do jato, as quais apenas aproximam-se das condições experimentais.

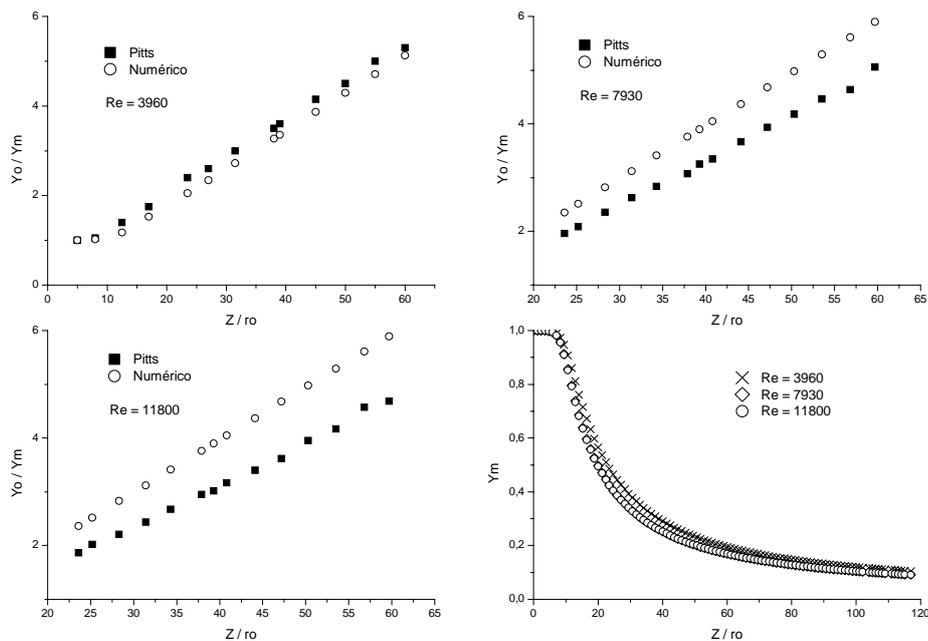


Figura 6. Variação da fração de massa ao longo da linha do centro do jato de C_3H_8 em função do número de Reynolds – modelo de turbulência SST (Pitts,1991b).

Por outro lado, observa-se no lado direito inferior da Fig. 6 que o aumento do número de Reynolds incrementa os níveis de turbulência favorecendo rapidamente o processo de difusão turbulenta de espécies químicas.

6.2 Validação dos resultados numéricos - Problema de Djeridane *et al.*

As Figuras 7 e 8 mostram os resultados de simulação para a fração de massa ao longo da linha do centro dos jatos de He e CO₂ respectivamente. Y_m é a fração de massa local e Y_0 a fração de massa na saída do injetor sendo igual a 1.

Notam-se nessas figuras as deficiências dos modelos de turbulência em reproduzir corretamente os campos de concentração quando aumenta o número de Reynolds do jato na saída do injetor.

No jato de Helio com $Re = 7000$ (Fig. 7), os modelos de viscosidade turbulenta, especificamente o modelo SST (*Shear Stress Transport*), apresentam resultados bem próximos aos valores experimentais obtidos por Djeridane *et al.* (1996).

No entanto, no jato de CO₂ com $Re = 32000$ (Fig. 8), para afastamentos maiores a 5 raios do injetor o modelo das Tensões de Reynolds SSG tornou-se mais adequado para reproduzir os valores experimentais de Djeridane *et al.* (1996), onde o desvio numérico obtido foi bem menor quando comparado com os desvios obtidos com os modelos de viscosidade turbulenta.

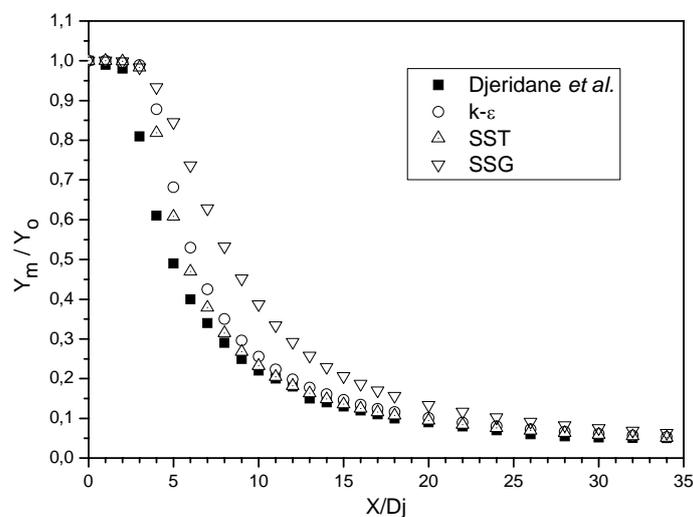


Figure 7. Variação da fração de massa ao longo da linha do centro do jato de He – $Re = 7000$.

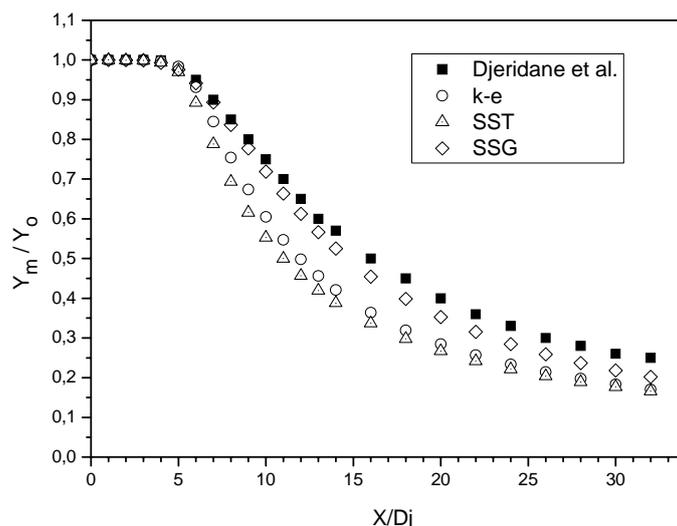


Figura 8. Variação da fração de massa ao longo da linha do centro do jato de CO₂ – $Re = 32000$.

A seguir, são apresentados os perfis de concentração para o He e o CO₂ ao longo do raio do jato para dois afastamentos do injetor. Djeridane *et al.* (1996) apresentou resultados de campos de concentração ao longo do raio para afastamentos de 0,2, 2, 5 e 10 diâmetros do injetor. Neste trabalho serão apresentados só os perfis de concentração para os afastamentos de 5 e 10 respectivamente.

A Figura 9 mostra que os modelos de viscosidade turbulenta (k-ε e SST) reproduzem melhor os perfis radiais de concentração para os afastamentos de 5 e 15 diâmetros do injetor. Nota-se que o modelo de turbulência das Tensões de Reynolds - SSG superestima os valores de concentração na região próxima ao centro do jato.

Observando a Fig. 10, para o jato de CO₂, os modelos de turbulência apresentaram melhores resultados em afastamentos próximos 5 diâmetros do injetor, enquanto que para afastamentos maiores a 5 diâmetros, o modelo das Tensões de Reynolds – SSG permite reproduzir melhor os campos de concentração obtidos por Djeridane *et al* (1996).

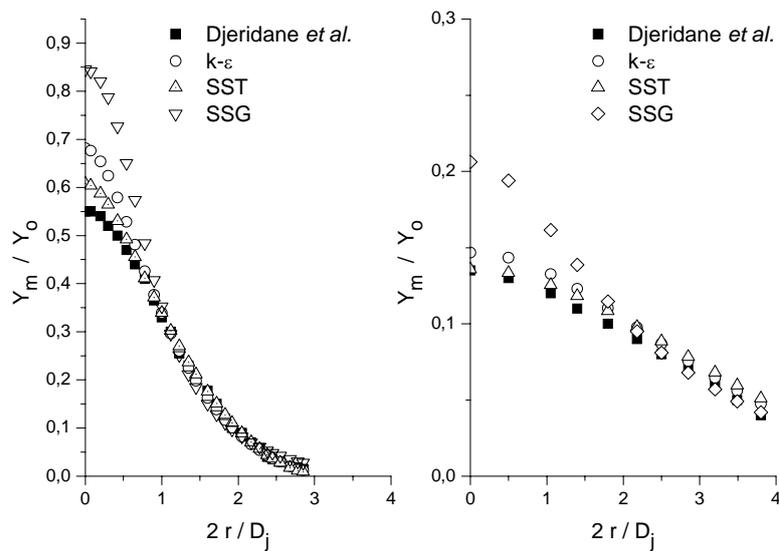


Figura 9. Variação da fração de massa ao longo do raio do jato de Helio para um afastamento de $X / D_j = 5$ (Fig. da esquerda) e $X / D_j = 15$ (Fig. da direita).

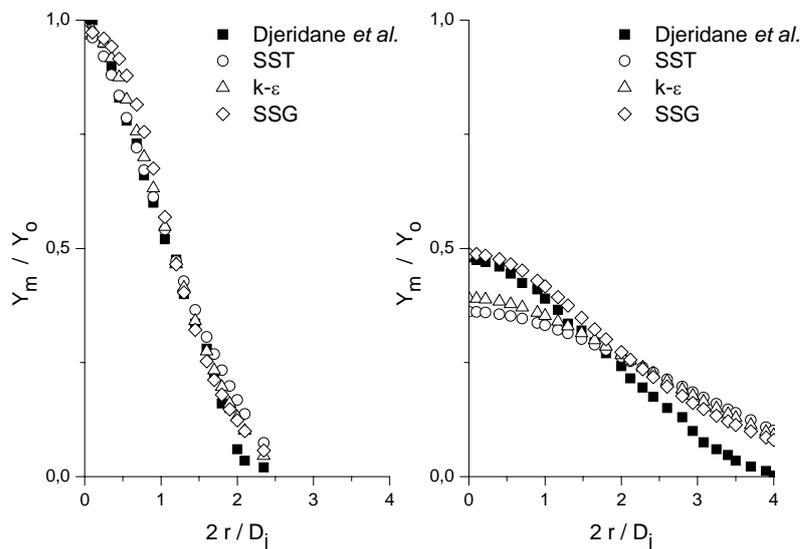


Figura 10. Variação da fração de massa ao longo do raio do jato de CO₂ para um afastamento de $X / D_j = 5$ (Fig. da esquerda) e $X / D_j = 15$ (Fig. da direita).

Os perfis radiais da energia cinética turbulenta k , para o He e CO₂ são apresentados nas Fig. 11 e 12 respectivamente pela relação $(2 \langle k \rangle / 3)^{1/2} / (U_c - U_a)$ em relação a r/L_u . U_c é definido como a velocidade média local, U_a a velocidade de entrada do escoamento paralelo de ar, r é o raio do tubo concêntrico e L_u é a metade da largura do perfil de velocidade radial na posição X / D_j .

As Figuras 11 e 12 mostram que a energia cinética turbulenta aumenta rapidamente quando a densidade do jato de gás é baixa. Além disto, observa-se que a máxima produção de energia cinética turbulenta obtida para o He e o CO₂ encontra-se nas regiões de $0,5 < r/L_u < 0,7$ e $r/L_u \approx 1$ respectivamente, a mesma faixa que foi obtida por Djeridane *et al.* (1996) nas suas medições.

Enquanto aos modelos de turbulência, nota-se que os modelos de viscosidade turbulenta (os modelos k-ε e SST) superestimam a produção de energia cinética turbulenta quando comparados com os valores obtidos pelo modelo de turbulência das Tensões de Reynolds SSG.

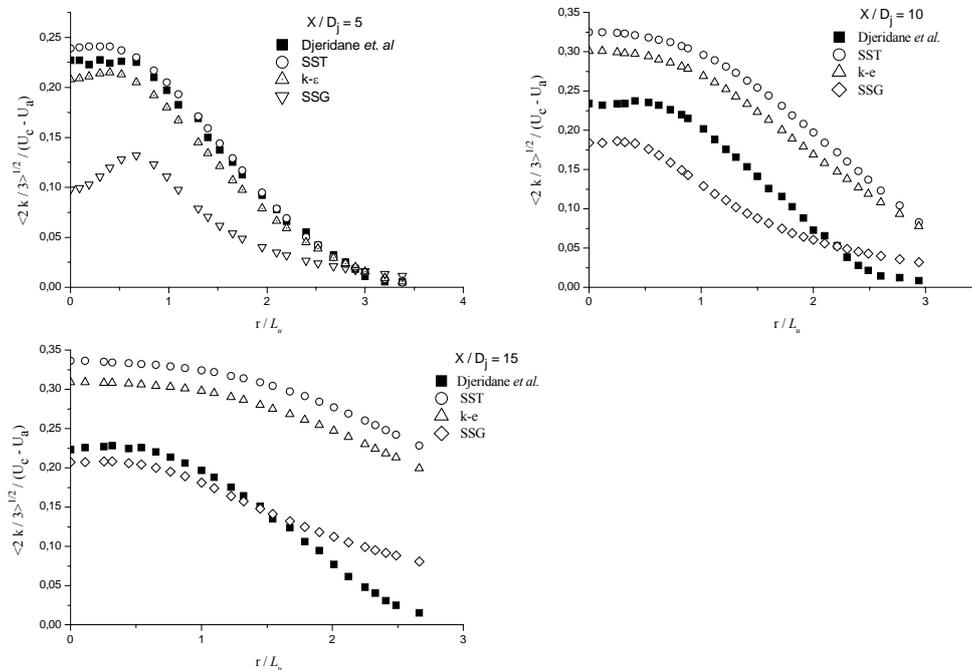


Figura 11. Variação da energia cinética turbulenta ao longo do raio do jato de Helio para diferentes afastamentos do injetor.

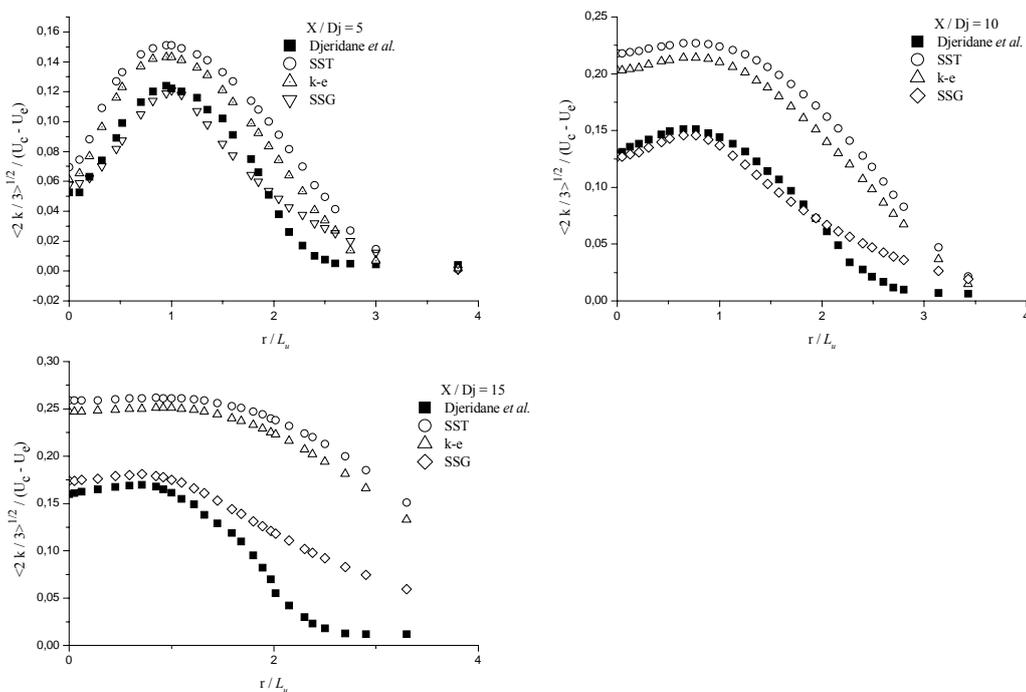


Figura 12. Variação da energia cinética turbulenta ao longo do raio do jato de CO₂ para diferentes afastamentos do injetor.

7. Conclusões

A análise numérica realizada neste trabalho permitiu validar modelos adequados de simulação para a aplicação na simulação de bicos injetores de gás para queimadores atmosféricos.

Os modelos de turbulência estudados deixam em evidência que o modelo SST (*Shear Stress Transport*) apresentou resultados mais próximos aos resultados obtidos por Pitts (1991a e 1991b) e por Djeridane *et al.* (1996) para números de Reynolds na ordem de 3950 – 11800.

Apesar de que o modelo de turbulência $k-\epsilon$ tenha apresentado resultados mais próximos aos resultados obtidos por Pitts (1991a e 1991b) e Djeridane *et al.* (1996) para os números de Reynolds de 3960 e 7000 respectivamente, este modelo apresenta suas deficiências em reproduzir corretamente escoamentos em jatos circulares (Silva, 2002).

Para escoamentos completamente turbulentos, o modelo das Tensões de Reynolds SSG torna-se mais adequado na resolução de aspetos do escoamento em jatos.

Mesmo não conhecendo-se com exatidão todas as condições experimentais, acredita-se que as características como a geometria do injetor, a temperatura, as propriedades termofísicas e as condições de contorno tenham sido reproduzidas corretamente nos dois problemas estudados.

8. Referências

- Djeridane, T.; Amielh, M.; Anselmet, F. and Fulachier, L. Velocity turbulence properties in the near-field region of axisymmetric variable density jets. American Institute of Physics, Vol. 8, No. 6, 1996.
- Launder, B.E.; Spalding, D.B. Lectures in Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London, 1974.
- Pitts, W. M. Effects of global density ratio on the centerline mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. Experiments in Fluids 11, 125-134, 1991a.
- Pitts, W. M. Reynolds number effects on the mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. Experiments in Fluids 11, 135-141, 1991b.
- Silva, A. P.; Menut, P. P; SU, J. Coleção de Cadernos de Turbulência. Vol. 1. 1ª Escola de Primavera em Transição e Turbulência. Instituto Militar de Engenharia. Rio de Janeiro. 1998, 134p.
- Speziale, C.G., Sarkar, S. and Gatski, T.B., “Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach”. J. Fluid Mechanics, Vol. 277, pp. 245-272, 1991.
- Wilcox, D. C. Turbulence Modeling for CFD. America by Griffin Printing, California, 1994.

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído no seu trabalho.

NUMERIC SIMULATION OF CONCENTRIC JETS AND VALIDATION WITH EXPERIMENTAL RESULTS OF THE LITERATURE

Ibanez, W. A. C

Federal University of Santa Catarina. Combustion Laboratory and Engineering of Thermal Systems – Labcet. Campus Trindade. CEP: 88040-900 Florianópolis-Brazil.
ibanez@labcet.ufsc.br

Oliveira, A. A. M

Federal University of Santa Catarina. Combustion Laboratory and Engineering of Thermal Systems – Labcet. Campus Trindade. CEP: 88040-900 Florianópolis-Brazil.
amirol@emc.ufsc.br

Abstract

This work focuses the numeric analysis of the flow concentric jets and confined to pipe. The analysis allows to determine and to validate appropriate models of simulation for the application in the simulation of injectors of gas for atmospheric burners. In the analysis and design of injectors of gas for atmospheric burners, the values of the field velocity, pressure and concentration of the flow in the area of the free jet between the injector and the entrance of the tube venturi are not usually available in the literature and they present difficulties in your measurement for the configurations used in the applications. Like this, the development of project methodologies based on numeric simulations and flow models are interesting of the point of view of technological development. Is an important subject in these simulations been the available turbulence models in commercial codes (the models $k-\epsilon$, the Reynolds Stress SSG, Shear Stress Transport SST) are they capable to reproduce the fields of velocity and concentration correctly found in the applications in atmospheric burners. For the test of performance these turbulence models and the procedures computations, two problems were selected, whose flows are similar to the found in injectors of atmospheric burners and

that presented available measurements in the literature. The simulate jets were mixtures of CH₄/Ar, C₃H₈/Ar, CO₂/Ar and He/Ar.

Keywords: Gas injectors, jets, numeric simulation, turbulence models, atmospheric burners.