

## SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA INFLUÊNCIA DO SWIRL NO ESCOAMENTO EM DIFUSORES

**José Gustavo Coelho**

University of Brasília. Department of Mechanical Engineering.  
70910-900 Brasília. DF. Brazil

[josegustavo@unb.br](mailto:josegustavo@unb.br)

**Antonio C.P. Brasil Junior**

University of Brasília. Department of Mechanical Engineering.  
70910-900 Brasília. DF. Brazil

[brasiljr@unb.br](mailto:brasiljr@unb.br)

**Resumo.** Nesse artigo é apresentado um estudo numérico sobre a influência do swirl no escoamento em um difusor. As simulações numéricas foram obtidas em ferramentas comerciais de cálculo de escoamentos (CFX-10), utilizando o modelo de turbulência SST, que permite uma descrição do campo fluidodinâmico em regiões bem próximas à parede. A estratégia de simulação tem em vista identificar precisamente o descolamento da camada limite próximo à parede do difusor. Resultados foram obtidos para diferentes intensidades de swirl. No primeiro caso um estudo de validação das metodologias de simulação foram desenvolvidas, de maneira à reproduzir resultados confiáveis, compatíveis com dados experimentais disponíveis na literatura. Por fim, resultados qualitativos e quantitativos foram conseguidos considerando diferentes intensidades de swirl.

*Palavras chave:* difusor, swirl, SST.

### 1. Introdução

Os difusores são largamente usados para converter energia cinética em energia de pressão em escoamento e assim, possuem inúmeras utilidades industriais, como as turbo-máquinas, combustores de turbinas a gás, exaustores, tubeiras de foguetes, etc. Como a sua utilização é bastante ampla, existe a procura de um método que modele o escoamento no seu interior de forma precisa, com o intuito de melhorar a sua eficiência.

Juntamente com os difusores, outro tema que também tem se mostrado de grande interesse para a engenharia é a análise do efeito do giro do escoamento (*swirl*). A literatura possui inúmeros estudos, tanto experimentais como numéricos, sobre esses temas e alguns merecem destaque, como a análise realizada por Hach (1983), que calcula para diferentes difusores a influência da inserção do *swirl* e de eventuais distorções na entrada do difusor; Azad *et al* (1989) que faz uma análise do escoamento em difusores, objetivando o escoamento turbulento; Armfield *et al* (1990) determina as quantidades turbulentas do *swirl* no escoamento em difusores cônicos; Ishizaka (1993), que faz um estudo utilizando CFD (*Computational Fluid Dynamics*) em difusores de turbinas a gás; Clausen *et al* (1993), mede o desenvolvimento do *swirl* na camada limite turbulenta de um difusor cônico; e Edwards *et al* (1993) que compara duas técnicas experimentais para quantificar o *swirl* na entrada de um difusor anular.

Alguns trabalhos mais atuais também merecem destaque, como o realizado por Japikse (2000) que determina a correlação da geometria, do *swirl* e do bloqueio aerodinâmico (*blockage*) para a eficiência de um difusor anular; e Iaccarino (2000), que compara os resultados obtidos por diferentes códigos comerciais no estudo da turbulência em escoamentos em difusores.

Em muitas aplicações, principalmente na área de combustão, a pressão recuperada pelo difusor tem pouca importância, assim se introduz o *swirl* deliberadamente para induzir a aceleração da reação. Porém, na maioria dos empregos do difusor, a eficiência está diretamente relacionada com a quantidade de pressão que esse consegue recuperar. Para que o difusor apresente um bom rendimento, uma das mais importantes preocupações é o descolamento, que é a separação do escoamento da parede do difusor. O surgimento desse descolamento pode ser explicitado como sendo função das:

- Condições de entrada do difusor;
- Condições de saída;
- Número de Reynolds (Re);
- Número de Mach;
- Geometria do difusor.

Essa última é considerada de maior importância. Quando o número de Reynolds é acima de  $5 \times 10^4$ , tem-se que a separação do escoamento se torna função basicamente da geometria do difusor, conforme Blevins (1894).

O presente trabalho visa o estudo de difusores em duas fases distintas. Primeiramente faz-se uma análise do trabalho experimental realizado por Clausen *et al* (1993), com o intuito de validar o modelo de turbulência escolhido. Posteriormente, faz-se a variação do *swirl* e se analisa as influências dessa variação para o desenvolvimento do escoamento e assim, para a eficiência do difusor.

A estratégia adotada para modelar a turbulência será RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), visto que essa metodologia tem apresentado excelentes resultados, mesmo sem a utilização de computadores de grande porte. O modelo de turbulência escolhido foi o *SST* (*Shear Stress Transport*), pois esse modelo traz em sua formulação uma junção das melhores qualidades de outros dois modelos de fechamento de primeira ordem, o  $\kappa$ - $\epsilon$  e o  $\kappa$ - $\omega$ .

Os *softwares* utilizados nesse estudo são todos eles comerciais. Para a geração da geometria, utiliza-se o *SOLIDWORKS* e para a obtenção e pós processamento dos dados, usa-se o *CFX-10* da *ANSYS*.

## 2. Equações Governantes e Modelagem da Turbulência

As equações governantes do escoamento analisado são as equações da continuidade (Eq. 1) e a da conservação do movimento (Eq. 2). Essas equações podem ser expressas em sua forma média como:

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

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho (\overline{u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k} \rho (\overline{u_j u_k}) = - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \rho \left( \nu_\tau \left( \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial u_k} + \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial u_j} \right) \right), \quad (2)$$

onde  $u_i$  são as componentes de velocidade,  $\rho$  é a massa específica,  $p$  é a pressão,  $\tau_{ij}$  é o tensor de tensões viscosas e  $\nu_t$  é a viscosidade turbulenta, que será modelada dentro de um contexto de fechamento em primeira ordem utilizando o modelo *SST*.

Esse modelo de turbulência foi criado por Menter *et al* (2003) e sua lógica de funcionamento se dá de maneira bem simples. Para descrever o interior da camada limite, utiliza-se do modelo de turbulência  $k$ - $\omega$  e na parte central do escoamento usa-se o modelo  $k$ - $\epsilon$ . Essa mistura de modelos é realizada com o intuito de unir as melhores características de cada modelo. O modelo  $k$ - $\omega$  por exemplo, dispensa leis de parede ou funções de amortecimento, é numericamente estável e quando utilizado na região logarítmica da camada limite, responde bem a gradientes adversos de pressão e em escoamentos compressíveis. Porém, quando se passa a analisar a região da esteira turbulenta, esse modelo não apresenta bons resultados. Esse modelo não é muito indicado para analisar escoamentos cisalhantes livres, como jatos e camadas de mistura. Para que essa troca de modelos funcione, o *SST* utiliza-se de duas funções de combinação que estão relacionadas com a distância até a parede. As equações de transporte adicionais do modelo são dadas por:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{P}_k - \beta^* \rho \kappa \omega, \quad (3)$$

onde:

$$P_k = \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \Rightarrow P_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* \rho \kappa \omega); \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (5)$$

onde  $F_1$  é definida como:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left[ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{\kappa}}{B^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}\kappa}{CD_{\kappa\omega} y^2} \right] \right]^4 \right\}, \quad (6)$$

com

$$CD_{\kappa\omega} = \max \left( 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right), \quad (7)$$

e  $y$  é a distância da superfície de não deslizamento.

As outras constantes são todas oriundas dos modelos  $\kappa - \varepsilon$  e  $\kappa - \omega$  com alguns ajustes e são determinadas como:  $\beta^*=0,09$ ,  $\alpha_1=5/9$ ,  $\beta_1=3/40$ ,  $\sigma_{\kappa 1}=0,85$ ,  $\sigma_{\omega 1}=0,5$ ,  $\alpha_2=0,44$ ,  $\beta_2=0,0828$ ,  $\sigma_{\kappa 2}=1$  e  $\sigma_{\omega 2}=0,856$ . (Menter, 2003).

Nota-se que a viscosidade de turbulência é calculada neste modelo como:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, (S_{ij} S_{ij})^{\frac{1}{2}} F_2)}, \quad (8)$$

onde  $(S_{ij} S_{ij})^{\frac{1}{2}}$  é uma medida invariante do tensor taxa de deformação e  $F_2$  é uma das funções de combinação e é determinada por:

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{\kappa}}{B^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right)^2 \right] \right\}. \quad (9)$$

As formulações das funções de mistura  $F_1$  e  $F_2$  são baseadas na distância até a parede e nas variáveis. As funções de mistura têm como característica a delimitação de zonas aonde cada modelo irá atuar. Através do valor encontrado para as funções, o modelo irá mudar a formulação nas equações de transporte, onde a primeira função de mistura ( $F_2$ ) é responsável pela troca de modelos na formulação da viscosidade turbulenta e a outra função de mistura,  $F_1$  (Eq. 6) é responsável pela determinação das constantes do modelo, e pela troca de modelos na equação de transporte de  $\omega$ .  $F_1$  é igual a 1, considerando afastado da parede (utiliza a função  $\kappa - \varepsilon$ ) e é igual a zero quando considera a função próxima à parede (nesse caso, faz uso da função  $\kappa - \omega$ ).

### 3. Metodologia Numérica

Nesse trabalho, o método utilizado é o de volume finitos onde as equações aproximadas são obtidas através do balanço de conservação da propriedade evolutiva (massa, quantidade de movimento, etc.) no volume elementar. Para a obtenção das equações aproximadas, parte-se da equação diferencial na sua forma conservativa, integrando-a sobre o volume finito.

A discretização do domínio em volume de controle finito se realiza através de uma malha, Fig. 1, onde nessa os nós são cercados pelas superfícies que compreendem o volume. Esses nós são os responsáveis pela armazenagem de todas as propriedades dos fluidos e as soluções das variáveis. Nesse estudo, a malha se compreende de um conjunto de tetraedros não sobrepostos.

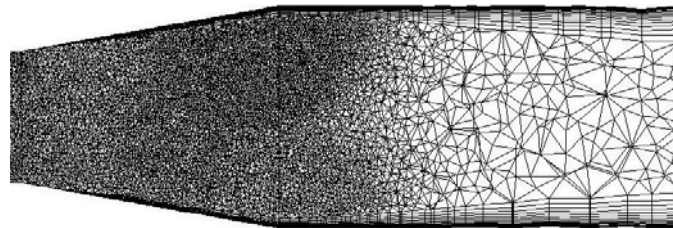


Figura 1: Discretização do domínio.

A malha de discretização não estruturada descrita acima, foi obtida a partir do uso de um sólido 3D. A criação desse sólido se efetua no programa SOLIDWORKS e a implementação de pós-processamento se realiza no CFX-10 (POST e CAD2MESH). A malha utilizada nesse trabalho se compõe de 1815960 elementos (345273 nós). Quando se trabalha com simulação numérica, costumeiramente se faz um estudo de malha para saber se a discretização realizada está obtendo resultados reais. Porém, nesse trabalho, esse estudo não será ilustrado, uma vez que os resultados numéricos são validados através da comparação com os resultados experimentais aqui mostrados.

Uma observação que merece destaque é o refinamento da malha nas regiões próximas da parede. Esse adensamento se faz necessário pelos fortes gradientes dos campos hidrodinâmicos localizados nessas regiões e por imposição do modelo de turbulência escolhido (*SST*). Para a realização desse refinamento, utiliza-se do recurso de inflação (*inflated mesh*) que consiste em posicionar camadas de elementos prismáticos, gerados paralelamente à superfície sólida próxima da qual se deseja o adensamento, Fig. 2.

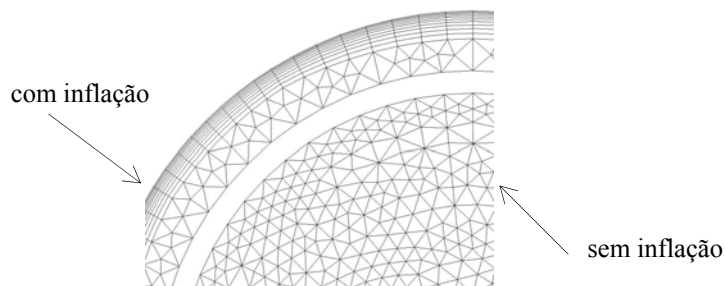


Figura 2: Exemplificação da função *inflated*.

A constituição do domínio se dá apenas pelo difusor e por um prolongamento da parte final. Realiza-se esse prolongamento para que eventuais influências das condições de contorno não sejam notadas, o que poderia produzir instabilidades numéricas.

Para as condições de contorno de entrada, utilizam-se perfis de velocidade. Esses perfis são oriundos do trabalho experimental realizado por Clausen *et al* (1993), onde os perfis de velocidade axial e tangencial são fornecidos.

A condição de contorno de saída foi imposta através da pressão, onde se fixa a pressão relativa como sendo nula, assim, a pressão de saída do difusor será a pressão atmosférica. Para a parede, utiliza-se a condição de contorno de não deslizamento.

#### 4. Resultados e Discussões

Quando se analisa o comportamento do escoamento em difusores, uma grande preocupação se refere ao descolamento da camada limite. Essa análise tem grande relevância devida sua direta relação com a quantidade de energia de pressão que o difusor consegue recuperar, e assim, sua eficiência. Essa separação do escoamento se deve ao alto gradiente de pressão localizado nessa região, desacelerando e provendo um rápido alargamento da camada limite, causando recirculação próxima à parede.

Nesse estudo e escoamento apresenta *swirl* na entrada, o que acarreta num direcionamento do escoamento para a parede devido à força centrífuga, fazendo com que a camada limite tenha uma tendência menor a descolar, mesmo utilizando-se de uma angulação total acentuada. Isso acaba acarretando num aumento da pressão recuperada pelo difusor. Por outro lado, um aumento exagerado da intensidade do *swirl* reduz drasticamente a velocidade axial do escoamento na parte central, induzindo recirculações nessa região, o que acaba diminuindo consideravelmente a eficiência do difusor.

Em seu trabalho experimental, Clausen *et al* (1993), determina a intensidade do *swirl*, para uma geometria com angulação total,  $2\theta$ , igual a  $20^\circ$  (Fig. 3). Nesse estudo, faz-se a reprodução numérica desse experimento, com o intuito de inicialmente recuperar os dados obtidos para uma comparação/validação do modelo de turbulência e posteriormente, analisar as influências da variação do *swirl* para o desenvolvimento do escoamento e para o rendimento do difusor.

Os perfis de velocidade axial e tangencial usados são mostrados nas Fig. 4 e 5. Esses dados estão adimensionalizados, onde  $r^*$  é o raio de entrada, igual a 0,13m e  $u^*$  é a velocidade axial média na entrada do difusor, igual a 11,6 m/s.

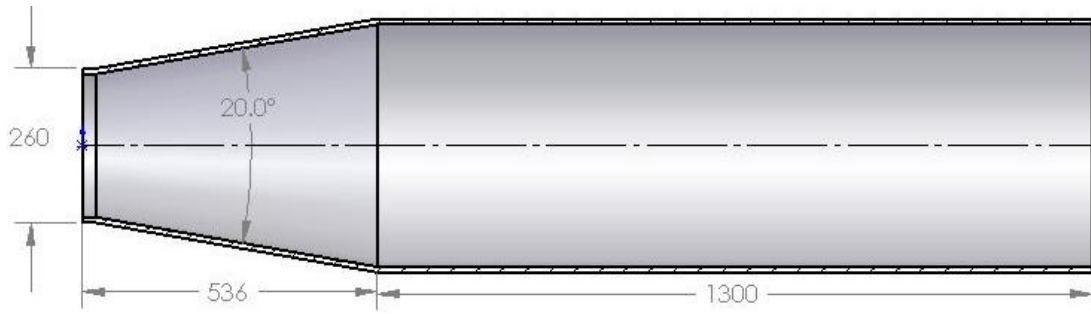


Figura 3: Dimensões da geometria utilizada por Clausen *et al* (1993). As dimensões estão em mm.

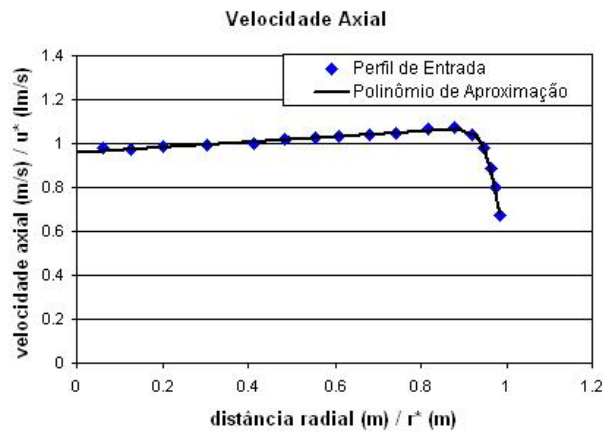


Figura 4: Aproximação numérica utilizada para o perfil de velocidade axial na entrada do difusor, onde os pontos em azul são os dados experimentais.

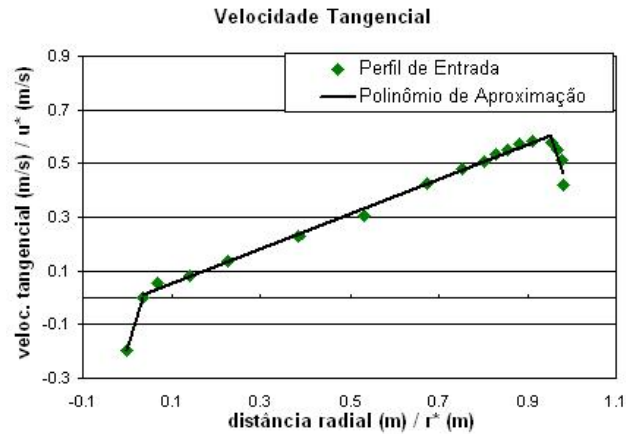


Figura 5: Aproximação numérica utilizada para o perfil de velocidade tangencial na entrada do difusor, onde os pontos em verde são os dados experimentais.

Como citado anteriormente, a variação de pressão encontrada no difusor está diretamente relacionada com a sua eficiência. Nesse trabalho, opta-se por determinar a eficiência de um difusor através do coeficiente de pressão recuperada,  $C_p$ , equacionado na Eq. 10. Esse coeficiente pode ser definido como a razão entre a pressão recuperada pela pressão dinâmica disponível.

$$C_p = \frac{p - p_1}{\frac{1}{2} \rho U^2}. \quad (10)$$

onde,  $p$  é a pressão média em posições ao longo do difusor,  $p_1$  é a pressão estática na entrada do difusor,  $\rho$  é a densidade da água e  $U$  a velocidade média na entrada do difusor.

A validação do modelo de turbulência se realiza através do  $C_p$  encontrado numericamente e experimentalmente, Fig. 6. Analisando essa variação de pressão na parede do difusor, pode-se perceber que inicialmente a pressão recuperada é muito grande, decaindo rapidamente. Esse rápido decréscimo é resultado da grande angulação usada nessa geometria.

Comparação de Pressão Recuperada

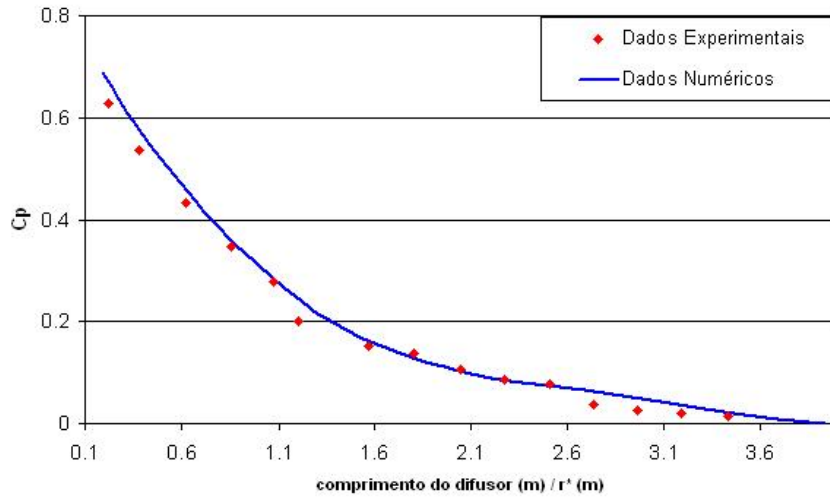


Figura 6: Comparação entre o  $C_p$  experimental e numérico.

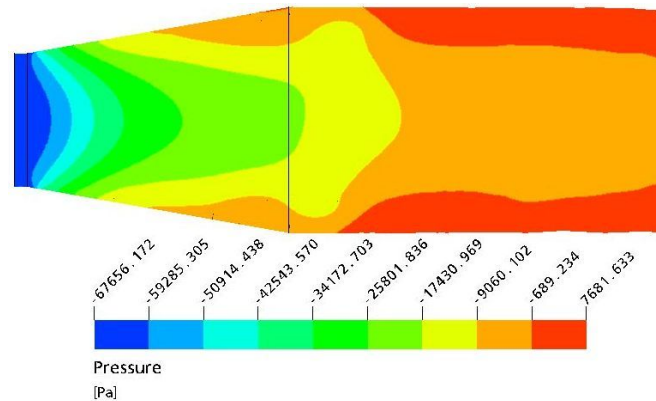


Figura 7: Contorno de pressão.

O aparecimento de gradiente de pressão adverso pode ser notado através dos contornos de pressão, Fig. 7. Essa visualização tem um importante caráter para a análise do difusor, pois mostra o aumento da pressão ao longo do seu comprimento longitudinal.

A redução da velocidade ao longo do difusor pode ser visualizada na Fig. 8 que mostra os contornos de velocidade. Essa redução de velocidade se dá devido à mudança de área e pode ser explicada pela equação da continuidade.

As linhas de corrente desse escoamento também foram analisadas, onde na Fig. 9 têm-se as linhas de corrente e na Fig. 10 as linhas de cisalhamento na parede do difusor. Através dessas figuras, pode-se perceber que essa geometria realmente possui uma angulação total muito grande. Recirculações na parte central do escoamento não são percebidas, porém, essa angulação total acrescida acarreta separação na região próxima da parede. Esse descolamento torna-se perceptível após a metade do difusor.

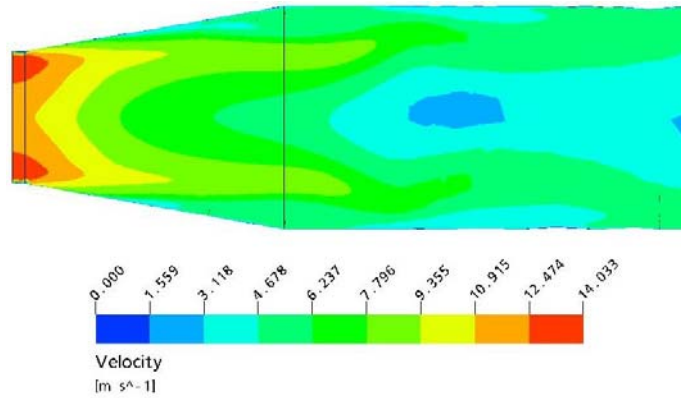


Figura 8: Contornos de velocidade.

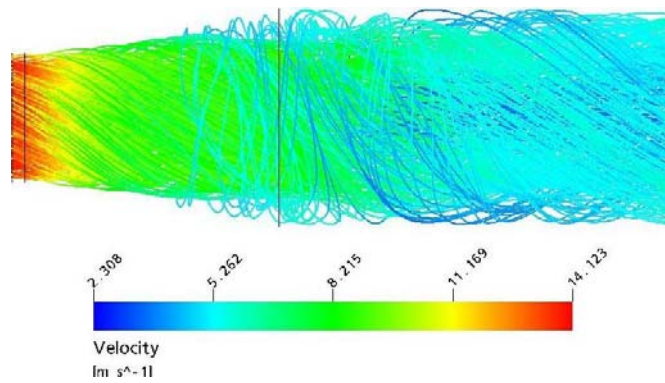


Figura 9: Visualização das linhas de corrente.

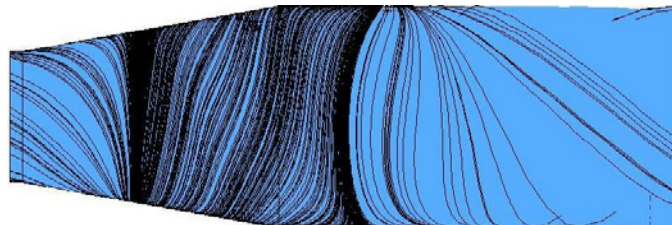


Figura 10: Visualização das linhas de cisalhamento na parede do difusor.

A manifestação mais intensa do *swirl* se dá a montado do difusor, se suavizando nas regiões mais a jusante (Fig. 10). Na parte prolongada do difusor, percebe-se que o desenvolvimento se assemelha ao encontrado à jusante, mostrando que esse artifício de prolongar a parte final da geometria realmente torna o escoamento no interior do difusor menos suscetível às condições de contorno.

O número de *swirl* utilizado até o presente momento é de 0,59 e sua determinação se realiza pela razão entre a velocidade máxima tangencial e a média da velocidade axial na entrada do difusor,  $u^*$ . Fazendo-se a variação da velocidade tangencial, se tem uma variação do *swirl*. Os outros números de *swirl* analisados nesse trabalho são 0,29; 0,46; 0,73; e 0,87.

O desenvolvimento do escoamento para os diferentes números de *swirl* se dá de forma diferenciada, conforma Fig. 11 a 15, onde se mostra a visualização num plano longitudinal. Com o intuito de ilustrar mais claramente o desenvolvimento do fluido, a quantidade de linhas de corrente foi reduzida no momento da geração da figura.

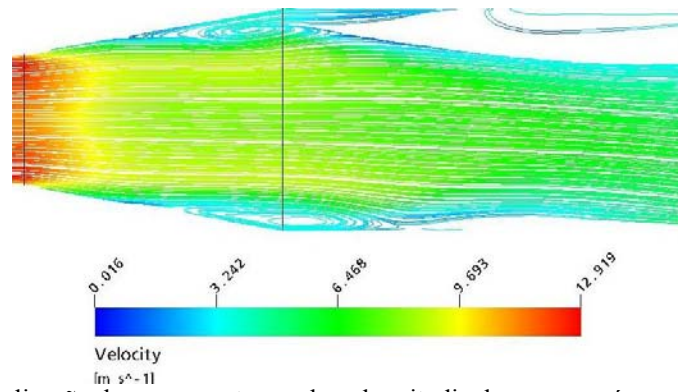


Figura 11: Visualização do escoamento no plano longitudinal, para um número de *swirl* de 0,29.

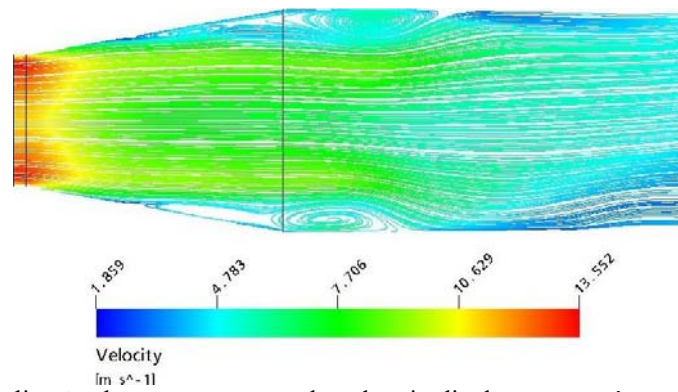


Figura 12: Visualização do escoamento no plano longitudinal, para um número de *swirl* de 0,46.

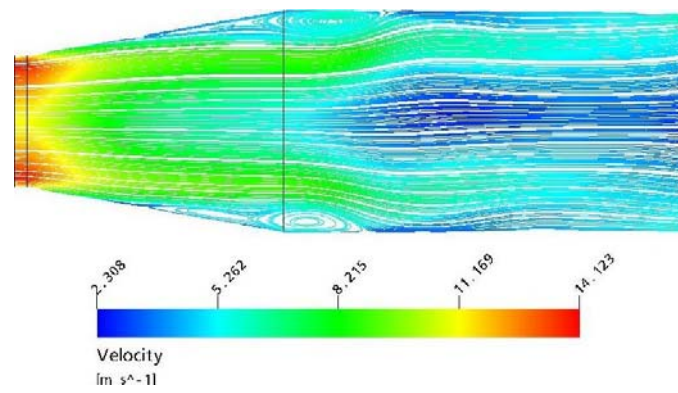


Figura 13: Visualização do escoamento no plano longitudinal, para um número de *swirl* de 0,59.

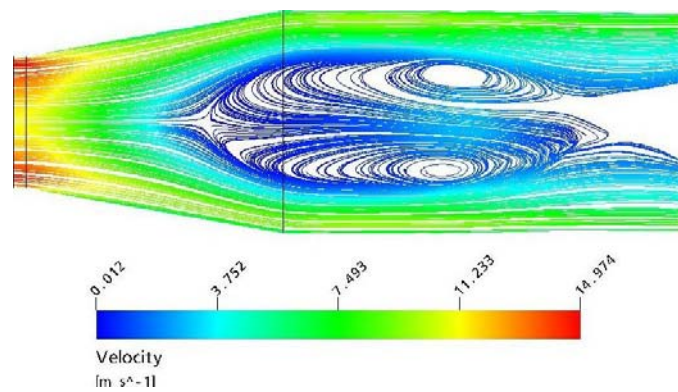


Figura 14: Visualização do escoamento no plano longitudinal, para um número de *swirl* de 0,73.



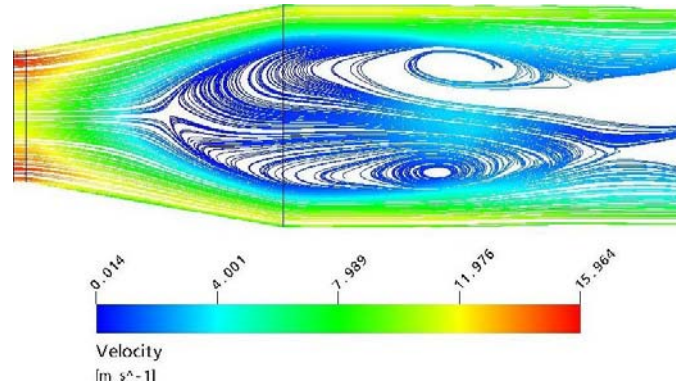


Figura 15: Visualização do escoamento no plano longitudinal, para um número de swirl de 0,87.

Conforme condição imposta na entrada, o aumento da velocidade tangencial resulta no aumento da intensidade do *swirl* e vice-versa.

Nas Fig. 11 e 12, a intensidade do giro do escoamento se apresenta de forma bem suave. Assim, o escoamento tem a tendência de se descolar da parede do difusor, diminuindo assim a sua capacidade de recuperar energia de pressão. A separação se torna perceptível após a metade da geometria. Esse descolamento já era esperado, uma vez que quando se trabalha com escoamentos sem *swirl*, a angulação total sugerida como sendo a “ótima” é de 7°. Blevins (1984) e Dixon (1998). Analisando a parte central do difusor, percebe-se que nessa região o escoamento não apresenta recirculações.

Nas Fig. 14 e 15, o alto número de *swirl* faz com que o escoamento literalmente “cole” na parede, fazendo com que nenhuma separação seja percebida, mesmo se tratando de uma angulação bem expressiva. Porém, essa alta intensidade do giro do escoamento, faz com que recirculações na parte central do escoamento sejam percebidas. Essa recirculação do escoamento na parte central acaba acarretando um decréscimo no seu rendimento.

O número de *swirl* que apresenta um melhor rendimento é o analisado experimentalmente por Clausen *et al* (1993). Descolamento na parte final do difusor é percebido, mas em uma intensidade menor que nos outros exemplos analisados, enquanto que na parte central, recirculações não são percebidas.

Uma comparação mais completa da eficiência dessas geometrias se dá na Fig. 16, onde o  $C_p$  para cada geometria é disposto.

Como já era esperado, o escoamento sem recirculações apresenta um rendimento melhor. Essa maior capacidade de recuperar energia se deve à diminuída separação do escoamento e à recirculação inexistente na parte central do escoamento.

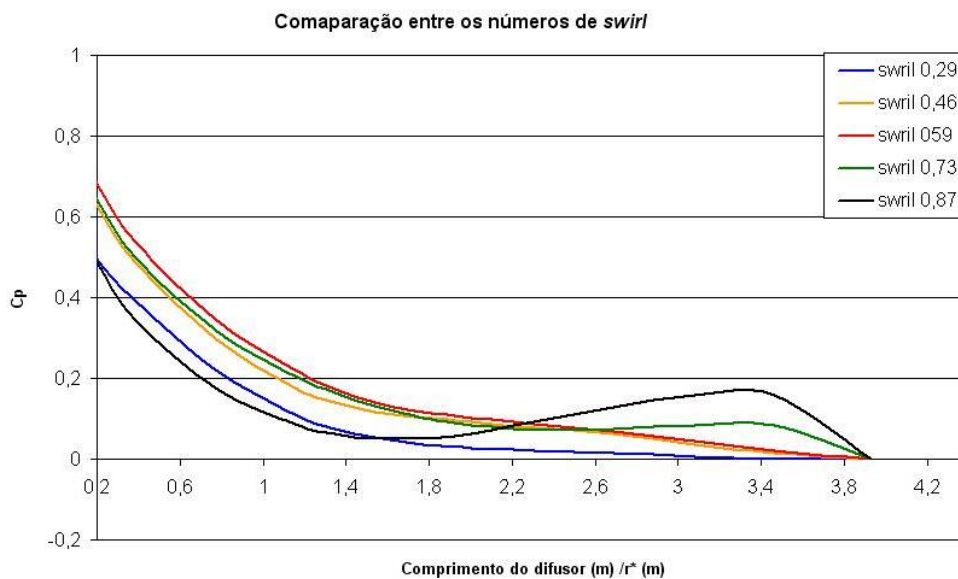


Figura 16: Comparação entre os  $C_p$ 's para os números de *swirl* analisados.

Uma importante conclusão que pode ser tirada se refere à comparação da importância do descolamento e da recirculação do escoamento. Analisando os dois extremos (número de *swirl* igual a 0,29 e 0,73) percebe-se que ambos possuem rendimentos parecidos mesmo possuindo diferentes causas para a baixa quantidade de pressão recuperada.

Para os números de *swirl* mais elevados, percebe-se um aumento de rendimento na parte final. Esse “salto” do  $C_p$  se deve ao aumento de velocidade próxima da parede. Essa velocidade acentuada afeta o  $C_p$  porque a medida da pressão recuperada se realiza na parede do difusor.

Analisando a Fig. 16, pode-se fazer uma curva relacionando a intensidade do swirl com o coeficiente de pressão recuperada, conforme mostrado na Fig. 17.

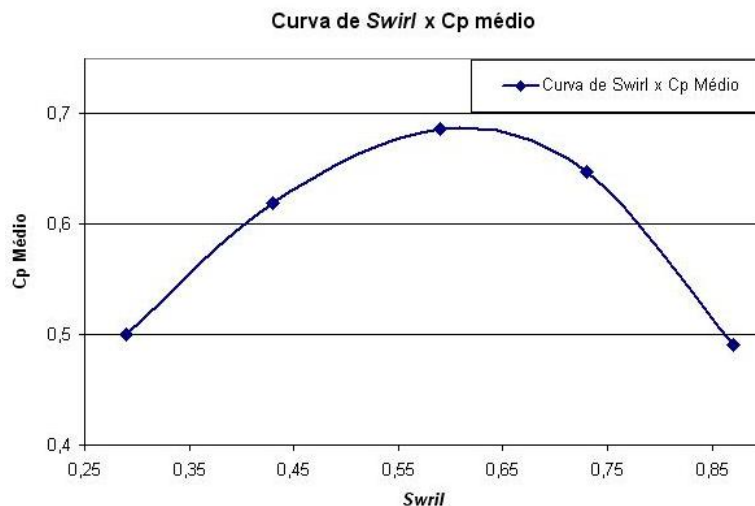


Figura 17: Curva da intensidade do número de *swirl* versus o coeficiente de pressão recuperada.

## 5. Conclusões

Um estudo numérico sobre as influências da variação do *swirl* no desenvolvimento do escoamento e no rendimento do difusor foi realizado. Inicialmente se faz a validação do modelo de turbulência, para posteriormente analisar as influências da variação do *swirl*.

O modelo de turbulência escolhido para esse trabalho, *SST*, mostra-se mais uma vez ser capaz de obter resultados satisfatórios, mesmo num caso extremo como é o estudo de difusores com angulação total elevada.

O prolongamento da geometria cumpre sua missão, não permitindo que condições de contorno influenciem o escoamento na parte interna do difusor.

A análise o *swirl* se mostra de grande valia, pois pôde comprovar a existência de uma intensidade de *swirl* ótima, ou seja, diminuindo ou aumentando o giro do escoamento o difusor começa a perder rendimento gradativamente. Esse decréscimo da pressão recuperada pode ser resultado de diferentes fenômenos hidrodinâmicos: o descolamento da parede do difusor (com número de *swirl* baixo) ou a recirculação na parte central do escoamento (número de *swirl* elevado).

## 6. Referências

- Armfield S. W., Cho N. and Fletcher A. J., 1990, “ Prediction of Turbulence Quantities for Swirling flow in Conical Diffusers”, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Vol. 23, No 3 , pp. 453 - 460.
- Azad R. S. and Kassab, S. Z, 1989, “ Turbulent flow in a conical diffuser: Overview and implications”, American Institute of Physics, A 1 (3), pp.564 – 573.
- Blevins R. D., 1984, “Applied Fluid Dynamics Handbook”, Van Nostrand Reinhold Company, England, 145 p.
- Clausen, P. D., Koh, S. G. and Wood D. H., 1993, “ Measurement of a Swirling Turbulent Boundary Layer Developing in a Conical Diffuser”, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 6, pp. 39-48.
- Dixon S. L., 1998, “Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery”, Butterworth-Heinemann, England.

- Edwards, R. J., Jambunathan K., Button B. L. and Rhine J. M., 1993, A Comparison of Two Swirl Measurement Techniques, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 6, pp. 5-14.
- Fontoura Rodrigues, J. L. A. F., 2003, “Escoamentos Turbulentos Parietais”. In A. Silveira Neto and S. S. Mansur (Eds.), Turbulência, Volume 2, ABCM, Rio de Janeiro, Brasil, pp. 151–199.
- Gotjans H., 2001, “Simulation of Draft Tube Flow with CFX”, Second ERCOFTAC Workshop on Draft Tube Flow, Vattenfall Utvercling AB, Älvkarleby, Sweden.
- Hach, C, 1983, “Calculation of Various Diffuser Flows with Inlet Swirl and Inlet Distortion Effects”, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Vol. 21, No 8 , pp. 1127 – 1133.
- Iaccarino G., 2000, Prediction of the Turbulent Flow in a Diffuser with Commercial CFD Codes, Annual Research Briefs 2000, pp. 271-279.
- Ishizaka, K., Wakazono S., Yuri M. and Takahashi R., 2003, “CFD Studies of Industrial Gas Turbine Exhaust Diffusers”, Proceeding of International gas Turbine Congress, Tokyo.
- Japikse D., 2000, “Correlation of Annular Diffuser Performance with Geometry, Swirl, and Blockage”, 11Th Thermal and Fluid Analysis Workshop, Cleveland, Ohio.
- Maliska, C. R., 2002, “Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional”, Livros Técnicos e Científicos Editora S. A.. Rio de Janeiro, Brasil, 424p.
- Menter F. R., Kuntz M. and Langtry R., 2003, “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulent Model”, Turbulence, Heat and Mass Transfer, Vol 4.
- Noieto, L. G., 2005, Comunicação Interna, Universidade de Brasília, Brasil .
- Silvestrini, J. H., 2003, “Simulação Numérica Direta e de Grandes Escalas de Escoamentos Transicionais e Turbulentos”. In A. Silveira-Neto and S. S. Mansur (Eds.), Turbulência, Volume 2, ABCM, Rio de Janeiro, Brasil. pp. 1 – 72
- Silveira Neto, A., 2002a, “Fundamentos da Turbulência nos Fluidos”. In A. P. S. Freire, P. Menut, and J. Su (Eds.), Turbulência, Volume 1, ABCM, Rio de Janeiro. pp. 1 - 46.
- Silveira Neto, A., 2002b, “Simulação de Grandes Escalas de Escoamentos Turbulentos”. In A. P. S. Freire, P. Menut, and J. Su (Eds.), Turbulência, Volume 1, ABCM, Rio de Janeiro, Brasil., pp. 157–188.
- Silva Freire, A. P. ,2002, “Equações do Movimento e Resultados Assintóticos Aplicados à Teoria de Camada Limite”. In A. P. S. Freire, P. Menut, and J. Su (Eds.), Turbulência, Volume 1, ABCM, Rio de Janeiro, Brasil, pp. 49–99.
- Shuja S. Z. and Habib M. A., 1996, “Fluid flow and heat transfer characteristic in axisymmetric annular diffusers”, Vol. 25 No. pp 133 – 150.

## NUMERICAL SIMULATION OF THE INFLUENCE OF THE SWIRL IN THE FLOW IN DIFFUSERS

**José Gustavo Coelho**

University of Brasilia. Department of Mechanical Engineering.  
70910-900 Brasilia. DF. Brazil  
[josegustavo@unb.br](mailto:josegustavo@unb.br)

**Antonio C.P. Brasil Junior**

University of Brasilia. Department of Mechanical Engineering.  
70910-900 Brasilia. DF. Brazil  
[brasiljr@unb.br](mailto:brasiljr@unb.br)

### Abstract

*This article presents a numerical study about the influence of the swirling flow inside a conical diffuser. The simulations were performed with the ANSYS CFX commercial code using the SST turbulence model. This model allows an accurate description of the wall bounded flow. This simulation aim to identify the boundary layer separation near to the wall of the diffuser. The results were obtained for different swirling intensities. First, a validation study of simulation methodologies was made. The aim is to compare the numerical results with experimentation, in order to determine the reliability of the simulation. Finally, quantitative and qualitative results were obtained for different swirling intensities.*

Keywords: diffuser, swirl, SST