

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

RAFAEL DE FREITAS SARTORI

Simulação Numérica de Difusores Tangenciais com Modelo de
Tensões de Reynolds

São Paulo
2013

RAFAEL DE FREITAS SARTORI

Simulação Numérica de Difusores Tangenciais com Modelo de
Tensões de Reynolds

Dissertação apresentada à
Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para
obtenção do título de Mestre
em Engenharia Mecânica

Área de Concentração:
Engenharia Mecânica de
Energia e fluidos

Orientador: Prof. Guenther
Carlos Krieger Filho

São Paulo
2013

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, de setembro de 2013.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Sartori, Rafael de Freitas

Simulação numérica de difusores tangenciais com modelo de Tensões de Reynolds / R.F. Sartori. -- versão corr. -- São Paulo, 2013.

106 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

1.Mecânica dos fluidos 2.Tensões de Reynolds 3.Difusores tangenciais (Simulação numérica) I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecânica II.t.

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais que me deram a formação necessária para chegar até aqui e para me propor a objetivos maiores na minha vida.

Gostaria de agradecer aos professores da Departamento de Engenharia Mecânica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, por tornarem este curso de pós-graduação possível e por terem sempre o profissionalismo que mantém a Escola Politécnica entre as melhores do país.

De maneira especial, gostaria de agradecer ao prof. Dr. Jurandir Itzo Yanagihara, prof. Dr. Guenther Carlos Krieger Filho e prof. Dr. Arlindo Tribess, por me ajudarem desde o meu ingresso na pós graduação a levar adiante a pesquisa com as suas orientações relativas ao projeto e a pesquisa. Por acreditarem em mim desde o primeiro momento e pela paciência demonstrada com as minhas limitações.

Agradeço também aos meus amigos do laboratório do LETE: Newton Fukumasu, Rafael Berti, Fábio Casteli, Fernando Sacomano, Jonas Machado, André, Anderson Oshiro e Leonardo. Pela amizade e companheirismo, pelos momentos que passamos juntos e pelo apoio na pesquisa tanto material quanto intelectual.

Agradeço aos meus amigos do Centro Universitário do Pacaembu, pela amizade e companheirismo, por terem tornado minha estadia em São Paulo mais agradável, por me ajudarem com os seus conselhos, com a alegria e bom humor de cada um.

RESUMO

Sartori, R. F., **Simulação Numérica de Difusores Tangenciais com Modelo de Tensões de Reynolds**. 2013. 98 f. Dissertação (Mestrado) – Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de São Paulo – São Paulo, 2013.

Difusores de ar é um tema de particular interesse na indústria dos sistemas de ar condicionado e climatização. O difusor *swirl* (ou tangencial) é um tipo de difusor já utilizado em alguns ambientes climatizados. O seu comportamento é mais conhecido em aplicações no campo da combustão, mas, em aplicações de sistemas de ar condicionado o Número de Reynolds é bem menor, não há a combustão e as condições de contorno são diferentes. Além disso, têm-se poucos estudos voltados para estes difusores num domínio 3D. Com esta motivação, o presente trabalho apresenta as simulações de um difusor tangencial em vazões típicas de aplicações de conforto térmico personalizado, utilizando a modelo de turbulência Reynolds Stress em um domínio 3D. Algumas simulações em um domínio 2D são realizadas a fim de se obter algumas características essenciais do escoamento, como abertura e comprimento do jato. Porém, comparados ao experimento, os resultados 2D precisam ser melhorados. Esquemas de discretização de maior ordem são utilizados para se avaliar o desempenho. Nas simulações no domínio 3D, verifica-se que um resultado melhor é alcançado quando se refina a malha na região central do jato, logo abaixo do difusor. Dois métodos de especificação da condição de contorno de entrada são estudados: o primeiro consiste em utilizar os dados experimentais obtidos na saída do difusor para simular o escoamento sem a geometria do difusor e o segundo simula o difusor completo, aplicando a magnitude da velocidade perpendicularmente à superfície de entrada com base na vazão calculada pelos dados do experimento do PIV (Particle Image Velocimetry). Os resultados numéricos são comparados com o experimento. Verifica-se que o método de simulação sem o difusor apresenta resultados mais precisos com relação ao experimento e apresenta maiores vantagens na simulação numérica.

Palavras chave: Mecânica dos Fluidos Computacional, difusor tangencial, turbulência, Conforto Térmico

ABSTRACT

Sartori, R. F., **Numerical Simulation of Swirl Diffusers with Reynolds Stress Model**. 2013. 98 f. Masters dissertation – Faculty of Mechanical Engineering, University of São Paulo – São Paulo, 2013.

Air diffusers are a topic of particular interest in the industry of acclimatization and air conditioning systems. The swirl (or tangential) diffuser is a type of device already used in some air conditioned environments. Their behavior is best known in combustion applications, but in air conditioning systems applications, the Reynolds number is much lower, there is no combustion and the boundary conditions are different. In addition, there have been few studies on these diffusers in 3D domain. With this motivation, this work presents simulations of a tangential flow diffuser for applications of thermal comfort. The numerical study uses the Reynolds stress turbulence model in a 3D domain. Some simulations in a 2D domain are performed in order to obtain some essential features of the flow, as the width and length of the jet. However, compared to the experiment, the 2D results need to be improved. Higher order discretization schemes are used to evaluate performance. In 3D domain simulations, it is verified that a better result is achieved when the mesh is refined in the jets central region, just below the diffuser. Two methods of the inlet boundary conditions are studied: the first consists of using the experimental data obtained at the exit of the diffuser to simulate the flow without the geometry of the diffuser and the second method simulates the diffuser completely, applying the velocity magnitude perpendicular to the inlet surface based on the calculated flow rate with experimental data of PIV (Particle Image Velocimetry). The numerical results are compared with experiment. It is noted that a simulation method without the geometry of the diffuser provides more accurate results with the experiment and has major advantages in the numerical simulation.

Keywords: Computational Fluid Dynamics, Swirl Diffusers, Turbulence, Thermal Comfort

SUMÁRIO

FICHA CATALOGRÁFICA	ii
LISTA DE ABREVIATURAS	ix
LISTA DE FIGURAS	x
LISTA DE TABELAS	xiii
1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Importância do Estudo	1
1.2. Revisão Bibliográfica	5
1.3. Objetivos	23
2. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS	25
2.1. Equações básicas da mecânica dos fluidos.....	25
2.1.1. Equação da continuidade e de momento	26
2.1.2. Equação de Navier – Stokes	26
2.2. Turbulência	28
2.3. Modelagem da turbulência	31
2.3.1. Reynolds Averaged Navier-Stokes Equation (RANS).....	31
2.3.2. Modelo das tensões de Reynolds (Reynolds-stress).....	33
2.3.3. Tratamento de Parede	33
2.4. Modelagem de escoamento tangencial axi-simétricos.....	34
2.5. Modelagem Numérica - Método dos Volumes Finitos.....	35
2.5.1. Forma diferencial e integral das equações gerais de transporte	36
2.5.2. Discretização	36
2.5.3. Solução das equações de Navier Stokes	39
2.5.4. Geração de malhas	41
3. METODOLOGIA	43
3.1. Simulação 2D axi-simétrica.....	44
3.1.1. Definição da geometria e geração da malha	45
3.1.2. Especificação das condições de contorno.....	46
3.2. Método da simulação completa do difusor.....	47
3.2.1. Definição da geometria e geração de malhas.....	47
3.2.2. Especificação das condições de contorno para simulação do difusor completo ...	50

3.3. Método da simulação sem o difusor	50
3.3.1. Definição da geometria e geração de malhas.....	50
3.3.2. Especificação das condições de contorno.....	51
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	53
4.1. Simulação Numérica 2D axi-simétrica	53
4.2. Resultados para a simulação numérica 3D.....	60
4.2.1. Análise de independência de malha e esquemas de discretização	60
4.2.2. Comparação de dados numéricos e experimentais.....	66
4.2.3. Comparação dos resultados obtidos com resultados da literatura.....	74
5. CONCLUSÕES	77
APÊNDICE A	81
A.1. Modelo das Tensões de Reynolds	81
A.1.1. Modelagem do Transporte por Difusão Turbulenta.....	83
A.1.2. Modelagem do Termo Pressão-Deformação.....	84
A.1.3. Modelagem da energia cinética turbulenta	85
A.1.4. Modelagem da taxa de dissipação.....	85
A.1.5. Condições de contorno para as tensões de Reynolds	86
A.2. Tratamento de parede.....	87
A.2.1. Funções de parede.....	89
A.2.2. Função de parede padrão	89
A.2.3. Função de parede de não-equilíbrio.....	90
APÊNDICE B.....	92
B.1. Discretização	92
B.2. Esquemas de Discretização.....	95
B.2.1. Diferenças Centrais	95
B.2.2. <i>UPWIND</i>	95
B.2.3. <i>Quadratic upwind differencing scheme</i> : o esquema QUICK.....	96
B.3. Precisão na simulação do escoamento.....	97
B.4. Acoplamento Pressão Velocidade	100
B.4.1. Esquemas de interpolação da pressão	100
B.4.2. Discretização da equação da continuidade	101
B.4.3. Esquemas de interpolação para a equação da continuidade.....	102

A.4.4. Acoplamento pressão-velocidade	102
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	105

LISTA DE ABREVIATURAS

ASHRAE	<i>American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers</i> (Associação Americana dos Engenheiros da Refrigeração, Ar Condicionado e Aquecimento)
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i> (Mecânica dos Fluidos Computacional)
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes Equation</i> (Equações Médias de Reynolds das Equações de Navier-Stokes)
LES	<i>Large Eddy Simulation</i> (Simulação das grandes escalas)
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
VLES	<i>Very Large Eddy Simulation</i>
SGS	<i>Subgrid Scale</i>
FENFLOSS	<i>Finite Element based Numerical FLOW Simulation System</i> (Sistema de Simulação Numérica de Escoamentos baseado em Elementos Finitos)
SST	Shear Stress Transport
LRR	<i>Launder, Reece and Rodi</i>
SSG	<i>Speziale, Sarkar and Gatski</i>
RNG	Renormalization Group
PRESTO	PREssure Stagering Option
PISO	<i>Pressure Implicit with Splitting of Operators</i>
MVF	Método dos Volumes Finitos
QUICK	<i>Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation</i>

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1- Difusor de alta indução (www.troxbrasil.com.br).....	3
Figura 1.2 - Distribuição radial da velocidade axial média normalizada U e velocidade tangencial W para os casos $S = 0$ e $S = 0.23$ em diferentes posições axiais x/D	8
Figura 1.3 - Perfil de velocidade axial médio no tempo normalizado do jato swirl em $x/D = 1.5$ – McIlwain (2001)	10
Figura 1.4 - Esquema do escoamento do caso de Kitoh (1991), apud Jones (2004).....	12
Figura 1.5 - Resultado do modelo de duas equações para (a) velocidade radial e (b) velocidade tangencial (caso de Kitoh), Jones (2004).	13
Figura 1.6 -Resultados do modelo de 2 equações para a energia cinética turbulenta (caso de Kitoh), Jones (2004)	14
Figura 1.7 - Resultado do modelo Reynolds Stress para (a) velocidade radial e (b) velocidade tangencial (caso de Kitoh), Jones (2004).....	14
Figura 1.8– Distribuição radial das velocidades médias axial U e circunferencial W nas seções $S1$ (acima) e $S2$ (abaixo), respectivamente. Comparação de dados experimentais com resultados numéricos instáveis 3D calculados utilizando FLUENT: ----- RSM -- -- Euler model	17
Figura 1.9 - Esquema da geometria do combustor (Khademi, K. et al, 2008).	18
Figura 1.10 - Perfis radiais de velocidade axial normalizado ($S=0.4$) para modelos de viscosidade turbulenta em (a) $x/H = 1.0$ e (b) $x/H = 3.0$ (Khademi, K. et al, 2008).....	20
Figura 1.11 - Perfis radiais de velocidade axial normalizado ($S=0.4$) para modelos de viscosidade turbulenta em (a) $x/H = 5.0$ e (b) $x/H = 8.0$ (Khademi, K. et al, 2008).....	21
Figura 1.12 - Perfis radiais de velocidade axial normalizada ($S=0.4$) para o modelo de fechamento de Reynolds Stress (Khademi, K. et al, 2008).....	22
Figura 3.1– Geometria 2D axi-simétrica para simulação do difusor tangencial	45
Figura 3.2 – Geometria simulada considerando o difusor completo.....	48
Figura 3.3 – Regiões de densities criadas (a) para todas as malhas e (b) para as malhas mais refinadas.	48
Figura 3.4 – Visualização do refinamento da malha na região do cilindro.	49

Figura 3.5 – Geometria para simulação do escoamento sem o difusor	51
Figura 3.6 – Gráficos das linhas de tendências utilizadas para aproximar os valores de velocidade na superfície de entrada	52
Figura 4.1 - Resíduos da primeira simulação na geometria 2D axi-simétrica	53
Figura 4.2 – Tensões de Reynolds na linha a 10 mm de distância da superfície de entrada...	54
Figura 4.3 – Campo de pressão e velocidade axial na região próxima ao difusor no centro do jato.....	55
Figura 4.4 – Gráficos da velocidade axial e tangencial para diferentes esquemas de discretização e distâncias da saída do difusor.....	56
Figura 4.5 - Gráficos da velocidade axial e tangencial para a distância $\Delta z=200\text{mm}$	57
Figura 4.6 - Gráficos da velocidade axial e tangencial para várias distâncias a jusante da superfície de entrada para a simulação numérica da geometria sem o difusor.....	58
Figura 4.7 - Gráficos comparativos dos valores de diferenças normalizadas dos resultados numéricos da simulação 2D axi-simétrica e resultados da referência (Muntean et al, 2005) para $\Delta z = 10 \text{ mm}$	59
Figura 4.8 - Gráficos comparativos dos valores de diferenças normalizadas dos resultados numéricos da simulação 2D axi-simétrica e resultados da referência (Muntean et al, 2005) para $\Delta z = 50 \text{ mm}$	59
Figura 4.9 – Gráficos das velocidades axial e tangencial para os diferentes níveis de refinamento da malha e distâncias à jusante do difusor	61
Figura 4.10 - Gráficos das velocidades axial e tangencial para os níveis de refinamento da malha B e C em distâncias à jusante do difusor de 200 mm e 500mm	63
Figura 4.11 – Gráficos das velocidades axial e tangencial para várias distâncias da saída do difusor para esquemas de discretização UPWIND 1ª ordem e 2ª ordem.....	64
Figura 4.12 - Gráficos da velocidade axial e tangencial para distâncias da saída do difusor de 200 mm e 500 mm para esquemas de discretização UPWIND 1ª ordem e 2ª ordem.....	66
Figura 4.13 – Resíduos da simulação sem o difusor.....	67
Figura 4.14 – Gráficos da velocidade axial e tangencial para várias distâncias à jusante da superfície de entrada para a simulação numérica da geometria sem o difusor.....	68
Figura 4.15 - Campo de vetores da magnitude da velocidade (m/s) no plano central da geometria sem o difusor.	69

Figura 4.16 – Resíduos da simulação com o difusor utilizando a malha B e vazão de entrada obtida com os dados do PIV	70
Figura 4.17 – Taxas de dissipação de turbulenta (m^2/s^3) para a simulação com o difusor na região próxima às pás.....	71
Figura 4.18 – Taxa de dissipação turbulenta (m^2/s^3) para a simulação com o difusor nos volumes de controle sobre as pás do difusor.....	71
Figura 4.19 – Dissipação de energia cinética turbulenta (m^2/s^3) para a simulação sem o difusor.....	72
Figura 4.20 – Gráficos da Velocidade axial e tangencial para várias distâncias da saída do difusor.....	73
Figura 4.21 – Comparação entre as diferenças normalizadas da (a) velocidade axial e (b) tangencial para $\Delta z = 10$ mm	75
Figura 4.22 – Comparação entre as diferenças normalizadas da (a) velocidade axial e (b) tangencial para $\Delta z = 50$ mm	75
Figura A.0.1– Subdivisões da região próxima a parede (Fluent 6[1].2 User’s Guide).....	87
Figura A.0.2– Tratamento próximo à parede (Fluent 6[1].2 User’s Guide)	88

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1 - Condições dos testes de escoamento de entrada (Khademi, K. et al, 2008).....	19
Tabela 3.1 – Tamanho dos elementos nas regiões dos densities	49
Tabela 4.1 – Balanço de fluxo de massa do sistema	70

1. INTRODUÇÃO

1.1. Importância do Estudo

O estudo de difusores de ar é um tema de particular interesse no desenvolvimento tecnológico e industrial. Com a crescente utilização de sistemas mecânicos de refrigeração nos diversos setores da indústria e da sociedade e com a cada vez maior preocupação por se desenvolver equipamentos ambientalmente corretos e sustentáveis, o difusor passa a ser um importante objeto de estudo nos projetos de sistemas de refrigeração e ar condicionado. É função do difusor, realizar uma adequada distribuição de ar no ambiente para garantir as condições de conforto térmico. Um sistema de difusão de ar mal projetado superestima as potências dos sistemas de refrigeração. Pode-se tomar como exemplo o sistema de refrigeração de ar automotivo. Quando o ambiente térmico de um carro se encontra muito fora dos padrões de conforto (p.ex. muito aquecido pela incidência de radiação solar), a primeira solução encontrada por um usuário é aumentar a potencia do ar condicionado. Tal solução pode ser a mais adequada, no entanto, não é sempre assim. Muitas vezes, o problema está no fato de que o ar refrigerado não está devidamente direcionado para condicionar adequadamente a região de ocupação do passageiro.

Uma adequada distribuição de ar deve englobar toda a região de ocupação de forma homogênea, sem velocidades altas e sem atingir um ponto específico do ocupante, mas sim toda a sua região de ocupação. Nesta função, o difusor desempenha um papel essencial.

Como exemplo de áreas que têm um grande interesse neste estudo pode-se citar a da construção civil, a indústria automobilística e também a aeronáutica. Como exemplo de aplicação na construção civil têm-se os estudos da ASHRAE (*American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers*) que são voltados especialmente para projetos de sistemas de ventilação e ar condicionado em prédios comerciais, residenciais e na própria indústria.

Em todos estes campos, um dos requisitos de projeto é promover as adequadas condições de conforto térmico para os usuários.

Nas cabines de aeronave e nos automóveis e ônibus se verifica a existência de ambientes térmicos complexos - assimetria de radiação, que, no automóvel é decorrente da incidência de energia solar sobre o veículo e os ocupantes, que varia conforme o trajeto. A assimetria se dá pela direção de incidência da radiação solar nos vidros. Na aeronave esta assimetria é identificada nas paredes do avião, onde se tem temperaturas baixas e cujo isolamento não é suficiente para evitar que o passageiro mais próximo da janela não sinta desconforto. Ambientes térmicos complexos como cabines de aeronave e os automóveis são caracterizados, por exemplo, por:

- (a) campo de temperatura não homogêneo e uma grande variação no campo de velocidades, função do sistema de ventilação ou ar condicionado e dos espaços reduzidos;
- (b) espaço confinado, tanto no automóvel quanto na aeronave, em que grande quantidade de pessoas são colocadas num espaço proporcionalmente pequeno. A presença dos ocupantes modifica substancialmente a distribuição do ar, com a ocorrência de diferentes níveis de temperatura e,
- (c) proximidade dos ocupantes de janelas e outras partes do veículo em um dos lados do corpo.

Os ambientes térmicos complexos representam um grande desafio para a engenharia no que se refere ao projeto de dispositivos que consigam atender a essas necessidades específicas. Um deles é exatamente o desenvolvimento e projeto do difusor de ar, responsável por gerar um campo de velocidade do ar adequado às condições de conforto do passageiro.

São diversos os desenhos de difusores disponíveis para seleção por parte do projetista de sistemas de ar condicionado. Cada tipo de difusor possui uma característica particular que o faz mais adequado para certa requisição de projeto. A TROX[®] (empresa fabricante de difusores no Brasil e em muitos outros países), por exemplo, possui uma gama de difusores que procuram atender às diversas exigências de mercado. Tipos de difusores disponíveis e fabricados pela TROX[®] são

o difusor de alta indução, difusor de fluxo de deslocamento, difusor de longo alcance, difusor de piso, difusor de teto, difusor hospitalar e difusor linear.

No difusor de alta indução (Fig. 1.1) a descarga helicoidal e horizontal do ar garante a alta indução, mistura e rápida equalização da temperatura.

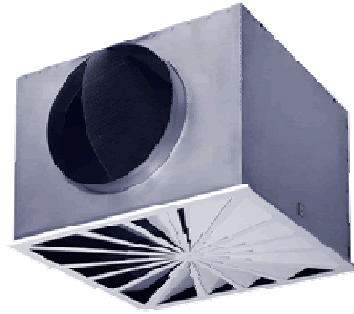


Figura 1.1- Difusor de alta indução (www.troxbrasil.com.br)

Os difusores de fluxos de deslocamento são empregados principalmente para prover condições de conforto. Contrariamente ao jato baseado na mistura de ar através de difusores de teto, os difusores de deslocamento garantem uma baixa turbulência no ar de insuflamento. O ar se espalha no chão e é levantado por correntes de convecção geradas por fontes de calor (máquinas, equipamentos elétricos, pessoas, etc). Com uma distribuição uniforme do difusor de fluxo de deslocamento, mesmo grandes ambientes (auditórios, fábricas industriais) podem ser condicionadas sem correntes de ar de uma maneira econômica.

Os difusores de jato de longo alcance devem ser utilizados preferencialmente nos casos em que existam grandes distâncias entre o difusor e a zona de conforto, podendo atingir até 30 metros de alcance. Nestes casos de grandes áreas como, auditórios, salões, ginásios, lojas, museus, aeroportos, igrejas, etc., onde não são possíveis distribuições uniformes do ar através de difusores de teto, são colocados difusores de jato de longo alcance nas áreas laterais ou centrais. A direção do jato de ar pode ser regulada de forma simples no próprio difusor.

Enfim, verifica-se a existência de diferentes tipos de difusores, cada um podendo ser aplicado em diferentes situações de ambientes particulares. Torna-se necessário avaliar a adequação de cada tipo de difusor na sua aplicação concreta.

Um difusor de ar de grande aplicação na área de ventilação e ar condicionado é o difusor tangencial (ou *swirl*). Este difusor possui diversas aplicações no campo da combustão e o seu padrão de comportamento é largamente estudado nesta área.

No campo de refrigeração, o Número de Reynolds é bem menor, não há a combustão e as condições de contorno são bem diferentes. Além disso, têm-se poucos estudos voltados para os mesmos.

O difusor tangencial possui características interessantes para sua aplicação na área de conforto térmico. O seu desenho promove um percurso helicoidal para o escoamento, fornecendo ao mesmo tempo uma componente de velocidade nas direções radial e tangencial. Essas componentes de velocidades promovem a maior abertura do jato na direção radial e uma maior desaceleração do movimento fluido na direção axial.

Sabendo da necessidade de se estudar o escoamento em torno de um difusor tangencial, a próxima questão que se levanta é como fazer a avaliação do escoamento deste difusor. Uma importante ferramenta para a avaliação deste tipo de problema é a mecânica dos fluidos computacional (ou CFD – *Computational Fluid Dynamics*). Criando-se os procedimentos corretos para a avaliação deste difusor em mecânica dos fluidos computacional, o estudo deste dispositivo é facilitado. O crescimento da capacidade de processadores para a realização de cálculos matemáticos repetidos em grandes quantidades permite a utilização desta ferramenta para análise de escoamentos complexos que são, em sua grande maioria, escoamentos turbulentos.

Para se avaliar numericamente um escoamento deve-se ter em conta três elementos principais que são: a modelagem da turbulência, a geração de malhas e a modelagem numérica. Wilcox, D.C. (2000) afirma que, por sua própria natureza – em criar um modelo matemático que aproxima o comportamento físico do escoamento turbulento – uma precisão bem menor é alcançada pela modelagem da turbulência.

Como se poderá ver, o estudo do escoamento tangencial com aplicação na área da combustão já foi amplamente estudado e os modelos de turbulência RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes Equation*) e LES (*Large Eddy Simulation*) já foram avaliados repetidas vezes. Dessa forma, a escolha do modelo de turbulência é facilitada por estes estudos. No entanto, as condições de escoamento para a combustão e para um jato de ar com aplicação em conforto possuem algumas diferenças. Além disso, quando o escoamento de ar em um difusor é avaliado na sua interação com o corpo humano para a análise do conforto térmico, o mesmo precisa ser modelado num espaço 3D, uma vez que a presença do corpo humano

não permite a avaliação axi-simétrica do jato. Muitos dos estudos do difusor tangencial para aplicação em combustão usam a formulação no espaço 2D e consideram a condição de axi-simetria. Tome-se como exemplo os trabalhos de Jawarneh et al (2006) e Khademi, K. et al (2008). Dessa forma, ainda que os estudos de difusores tangenciais com aplicação em combustão possam ser tomados como ponto de partida, para o estudo deste escoamento aplicado ao microclima, uma avaliação mais específica precisa ser realizada.

1.2. Revisão Bibliográfica

O tema de escoamento turbulento em difusores tangenciais é de difícil estudo na mecânica dos fluidos. A complexidade do escoamento dificulta a definição de equações analíticas que possam descrever o padrão de comportamento do escoamento. Os trabalhos encontrados relacionados a este tema utilizam geralmente dois tipos de abordagem: (1) o estudo experimental, através da visualização do campo de velocidade pelo método PIV (*Particle Image Velocimetry*) ou outro mais simples, medição do campo de temperatura através da utilização do anemômetro de fio quente e (2) o estudo numérico, que é a modelagem do escoamento utilizando o método LES ou algum modelo RANS. Esses dois tipos de abordagem foram realizados em alguns trabalhos que serão brevemente descritos a seguir.

Uma análise experimental do jato tangencial é realizada no trabalho de Panda, J. et al (1993) que estuda as instabilidades presentes dentro do intervalo de Número de Reynolds de 20.000 a 60.000 com Número de *swirl*¹ igual a 0.5 utilizando visualização de fumaça, anemômetro de fio quente e excitação acústica. Fotografias de visualização do escoamento do jato mostram desprendimento de vórtices no centro e desenvolvimento de uma camada de cisalhamento em torno do jato em estruturas coerentes de grandes escalas, fracas e irregulares. O próprio autor afirma

¹ O número de *Swirl* é definido como a razão entre o fluxo de momento angular e o fluxo de momento axial e pode ser calculado por:

$$S = \frac{\int_0^R r^2 \overline{u_z u_\theta} dr}{R \int_0^R r^2 \overline{u_z^2} dr}$$

no trabalho que a investigação experimental realizada representa um esforço inicial para desenvolver algum entendimento das ondas instáveis e estruturas turbulentas coerentes em um escoamento tangencial livre. Panda, J. et al (1993) relata que o foco da maioria dos estudos experimentais e computacionais realizados anteriormente foi medir e calcular o campo de escoamento médio no tempo e as tensões turbulentas. Tais estudos revelaram algumas características interessantes do escoamento tangencial, como por exemplo, um forte escoamento reverso no centro do jato começando na saída do difusor, uma mudança gradual no perfil da velocidade axial com um aumento na velocidade tangencial e uma rápida taxa de propagação de tais jatos. Tendo em vista estes conhecimentos, Panda, J. et al. (1993) estuda as estruturas coerentes presentes na região próxima ao jato tangencial e determina o efeito de desprendimento de vórtices nas características do jato e em suas estruturas coerentes. O desprendimento de vórtices é estudado primeiramente através da visualização do escoamento. Seus efeitos na distribuição de velocidade média no tempo e flutuações de turbulência são também medidos. A atenção do estudo está na região próxima ao jato, ou seja $0 < x/D < 2.5$.

Panda, J. et al (1993) verificou que o desprendimento de vórtice tem uma importante função no jato tangencial e faz do seu desenvolvimento algo muito diferente do jato sem componente tangencial. Medições do escoamento médio e visualizações fotográficas mostram que este desprendimento de vórtice produz alta flutuação turbulenta que se espalha rapidamente do centro do vórtice para fora até a camada cisalhante em torno do jato. Um rápido decaimento das estruturas coerentes ocorre quando este campo randômico turbulento interage com a camada de cisalhamento.

Ao lado de trabalhos experimentais publicados para um jato tangencial encontram-se os trabalhos numéricos. O uso de CFD na modelagem numérica de escoamento de fluidos abriu muitas possibilidades no estudo deste jato e tem sido amplamente empregada por pesquisadores para se analisar mais características do mesmo.

Zemtsop, C.P. et al (2009), num trabalho apoiado pelo Escritório de Pesquisas Científicas da Força Aérea dos Estados Unidos e realizado na Universidade de Wyoming, expõe resultados obtidos em simulações numéricas de escoamentos tangenciais turbulentos utilizando LES. Neste estudo, dados de entrada são obtidos

com RANS. O autor afirma que os métodos RANS representam a metodologia mais eficiente para o cálculo de escoamentos turbulentos, mas para simulações de escoamentos tangenciais são considerados inapropriados. Por outro lado, em escoamentos tangenciais, o método LES provou ser preciso e computacionalmente viável.

Zemtsop, C.P. et al (2009) afirma que as condições de contorno de entrada são sempre determinadas pelo escoamento do difusor com as pás, e as investigações experimentais do campo de escoamento na fronteira de saída do difusor sempre fornecem informações incompletas sobre as condições de contorno. Por exemplo, a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta é difícil de ser medida de forma que as medições não podem fornecer informações sobre o comprimento característico e a escala de tempo das estruturas turbulentas na entrada.

O autor propõe então, para resolver este problema, simular o escoamento do difusor com as pás utilizando RANS de forma que sejam obtidos os dados das condições de contorno da entrada. Zemtsop, C.P. et al (2009) afirma que para obter corretamente as condições de entrada do escoamento do jato, a melhor forma de fazê-lo seria simular com LES tanto o escoamento dentro do difusor (entre as pás) e o jato (escoamento a jusante à saída do difusor). No entanto, esta metodologia se tornaria inviável devido ao alto custo computacional de se utilizar LES tanto nos contornos de parede do escoamento no difusor como na região do jato. Desta forma, apenas a região do desenvolvimento do jato é simulada com LES.

É mostrado que a componente tangencial aumenta as estruturas longitudinais entrelaçadas que promove a repartição das estruturas coerentes do escoamento em novas estruturas de um jato tangencial em forma de anel. Mostra-se que a componente tangencial implica em um aumento da eficiência da mistura turbulenta de escalares. Comparação com dados experimentais de Gilchrist, R. T et al² (2005, apud Zemtsop et al., 2009) foram realizados e considerados com uma boa aproximação (Fig. 1.2).

² Gilchrist, R. T. and Naughton, J. W., "Experimental Study of Incompressible Jets with Different Initial Swirl Distributions: Mean Results," *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 4, 2005, pp. 741–741.

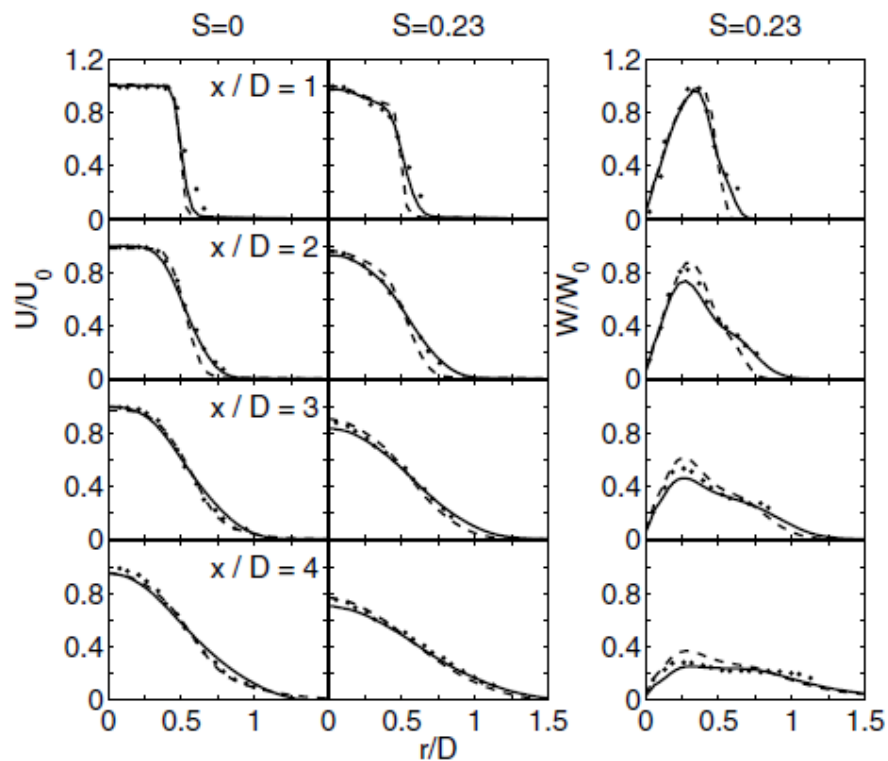


Figura 1.2 - Distribuição radial da velocidade axial média normalizada U e velocidade tangencial W para os casos $S = 0$ e $S = 0.23$ em diferentes posições axiais x/D .

Mcllwain, S. et al (2001) realiza a modelagem do escoamento na região próxima a um jato circular utilizando LES com um modelo de escala dinâmica de Smagorinsk em submalha. O seu objetivo é examinar a interação entre as estruturas coerentes na região próxima de um jato livre e investigar os efeitos causados quando Número de *swirl* de 0.24 é introduzido no escoamento. Para isso utilizam o método LES em simulações de jatos sem e com componente tangencial. A componente tangencial é introduzida no modelo adicionando uma componente radial de velocidade em um ângulo de 20° à velocidade média a jusante do difusor para simular a rotação do escoamento. Esta rotação corresponde a um Número de *swirl* de 0.24.

Seis simulações foram realizadas, três delas para escoamentos tangenciais e três para jatos livres. A diferença de cada uma das três simulações se deu pela malha utilizada e pela introdução de perturbações nas condições de contorno da entrada do escoamento. Uma malha 3D retangular grossa (229 mil elementos) foi utilizada para verificar a diferença entre a utilização e não utilização de distúrbios na entrada. Uma malha fina (769 mil elementos) foi usada para a simulação com distúrbios na entrada. Sendo assim, em quatro das seis simulações realizadas as condições de contorno de velocidade na entrada foram forçadas com um distúrbio

senoidal no modo de frequência mais adequado. A magnitude do distúrbio foi de 2.8% da velocidade média, similares a valores usados nas simulações de Olsson et al e Grinstein et al³ (1995, apud McIlwain et al. 2001).

A condição de contorno de entrada foi prescrita usando um perfil de velocidade tipo *top-hat* (condição de contorno imposta numa superfície de entrada logo abaixo do difusor), para um número de Reynolds $Re_D = 68.000$. A condição de contorno convectiva

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_{conv} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} = 0$$

foi usada no fim do jato. A velocidade de convecção U_{conv} é igual à velocidade média u_1 à frente da saída. Uma condição de movimento nulo foi imposta no difusor para modelar uma parede. Uma condição de gradiente nulo foi imposta em todas as outras condições de contorno.

Os resultados para a média do tempo (Fig. 1.3) são comparados com dados experimentais de Mehta et al⁴ (1991, apud McIlwain et al., 2001), que foram dados medidos para $S=0.20$. Os resultados numéricos para LES sem introdução de distúrbios na velocidade foram os que mais se aproximaram dos dados experimentais. Quando o distúrbio foi incluído, a camada cisalhante se afastou mais $0.04r/D$ da linha de centro do jato, além do afastamento obtido nos resultados sem distúrbios.

Com relação à utilização de malhas de diferentes níveis de refinamento, se verificou uma diferença muito sutil nos resultados, indicando que a malha mais grossa poderia ser utilizada.

A aplicação do distúrbio na condição de contorno da entrada aumentou a formação de estruturas coerentes no escoamento e diminuiu o número de instantes de tempo requeridos para obter uma estatística de média precisa.

A análise dos gráficos instantâneos da vorticidade possibilitou examinar a evolução e interação entre as estruturas coerentes.

³ Grinstein, F.F., Gutmark, E. and Parr, T. "Near field dynamics of subsonic free square jets: A computational and experimental study", Phys. Fluids 7, 1483 (1995).

⁴ Mehta, R. D., Wood, D. H. and Clausen, P. D. "Some effects of swirl on turbulent mixing layer development", Phys. Fluids A 3, 2716 (1991).

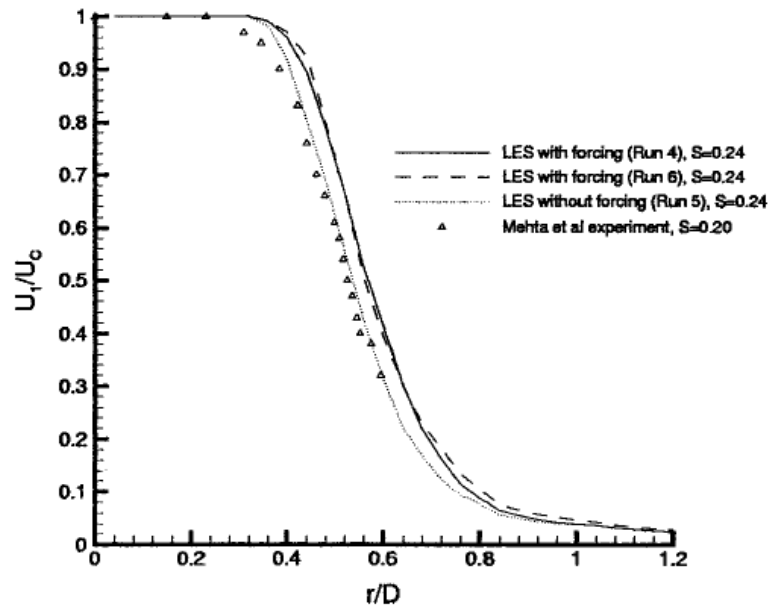


Figura 1.3 - Perfil de velocidade axial médio no tempo normalizado do jato swirl em $x/D = 1.5$ – McIlwain (2001)

Olsson, M. et al (1996) realiza a análise de um jato circular no seu espaço de desenvolvimento utilizando LES. O modelo de escala de sub-malha (subgrid scale – SGS) foi baseado na consideração de um comportamento assintótico das tensões SGS. Esta consideração é válida apenas para um espaço adequado e para uma resolução temporal. Os efeitos do modelo SGS foram estudados por simulações comparativas com ou sem o modelo SGS. LES com diferentes resoluções espaciais foram desenvolvidas para estudar os efeitos da resolução espacial na simulação numérica. Os resultados numéricos foram comparados com resultados experimentais. As simulações foram desenvolvidas para números de Reynolds 1.10^4 , 5.10^4 e 50.10^4 para estudar seus efeitos na região próxima ao jato. Para baixo Números de Reynolds algumas frequências amplificadas foram encontradas, em Número de Strouhal próximo de 0.3 e os dois harmônicos correspondentes, que concordam bem com as observações experimentais.

Verificou-se que a resolução espacial é suficiente comparando-se as simulações em malhas diferentes, definindo a micro-escala de comprimento de Taylor longitudinal e transversal em malhas com diferentes resoluções, assim como comparando-se com dados experimentais perto da região de entrada. Verificou-se que os casos de LES, $Re = 1.10^4$, 5.10^4 e 50.10^4 , e os resultados experimentais de

Cohen, J. et al (1987 apud Olsson, M. et al, 1996)⁵, $Re = 1.10^4$, tiveram um decaimento mais rápido da velocidade média ao longo da linha de centro que o jato em um alto Número de Reynolds, $Re=22.10^4$, de Sami, S. et al (1967, apud Olsson, M. et al, 1996)⁶. Os resultados experimentais de Cohen, J. et al correlacionaram-se muito bem com os resultados de LES apresentados para velocidade de linha de centro do escoamento médio.

Buntic Orgor, I. et al (2006) implementa o método VLES (*Very Large Eddy Simulation*) de simulação de um escoamento tangencial no código de CFD FENFLOSS (*Finite Element based Numerical FLOW Simulation System*) e CALC-PMB⁷. Estes códigos são usados para simulação de escoamentos tangencial em dutos e em difusores cônicos. O método VLES resolve as estruturas turbulentas maiores através de uma simulação transitória e as menores estruturas turbulentas são modeladas com um modelo de turbulência adequado. Os modelos de turbulência devem distinguir entre escalas resolvidas e não resolvidas. Com os resultados alcançados, os autores concluem que para um escoamento com forte intensidade de Número de *swirl* (nos seus estudos o *Swirl* foi de 0.59), o modelo $k-\varepsilon$ padrão leva a resultados pobremente representados. Pela aplicação do método VLES baseado no modelo $k-\varepsilon$ estendido de Kim, Y. S.⁸ (1987, apud Buntic Orgor, I. et al, 2006) com a adição das correções de curvatura de linhas de corrente de Reif et al⁹ (2001, apud Buntic Orgor, I. et al, 2006) a qualidade das previsões podem ser significativamente melhoradas.

Jones (2004) em sua tese de doutoramento pela Universidade de Leeds investiga o escoamento tangencial turbulento anisotrópico não reativo e reativo usando modelos de turbulência RANS com um procedimento numérico mais robusto. O desenvolvimento desses modelos de turbulência são avaliados e comparados com dados experimentais para escoamento tangencial turbulento anisotrópico em tubo

⁵ Cohen, J. and Wygnanski, I., "The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle", J. Fluid Mech. 176, 191 (1987).

⁶ Sami, S. Carmody, T. and House, H., "Jet diffusion in the region of flow establishment", J. Fluid Mech. 27, 231 (1967).

⁷ CALC-PMB é um software desenvolvido na Divisão de Dinâmica dos Fluidos no Departamento de Mecânica Aplicada na Universidade Tecnológica de Chalmers, Goteborg.

⁸ Chen Y.S. and Kim S.W. "Computation of Turbulent flows using an extend k-e turbulence closure model" NASA CR-179204, 1987.

⁹ Peterson Reif B.A., Abrahamsen P.E. H., Andersson H.I. and Solbakken S. "Modelling Rotational Effects in Industrial Closure Models" 2nd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. Stockholm, Sweden, 2001.

cilíndrico de câmara de combustão não reativo e reativo. As equações de transporte para os modelos de turbulência de duas equações $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ são apresentados juntamente com modelos de fechamento LRR - *Launder, Reece and Rodi*¹⁰ (Launder et al., 1975, apud Jones, 2004) e SSG – *Speziale, Sarkar and Gatski*¹¹ (Speziale et al. 1991, apud Jones 2004) para escoamentos isotérmicos e densidade variável.

Jones estuda o caso de Kitoh¹² (1991, apud Jones, L.N., 2004). Este caso tem uma geometria de tubo cilíndrico onde um escoamento tangencial é introduzido na abertura de uma das extremidades através de um gerador mecânico de componente tangencial. O escoamento é menos complexo do que da geometria de combustores (Fig. 1.4).

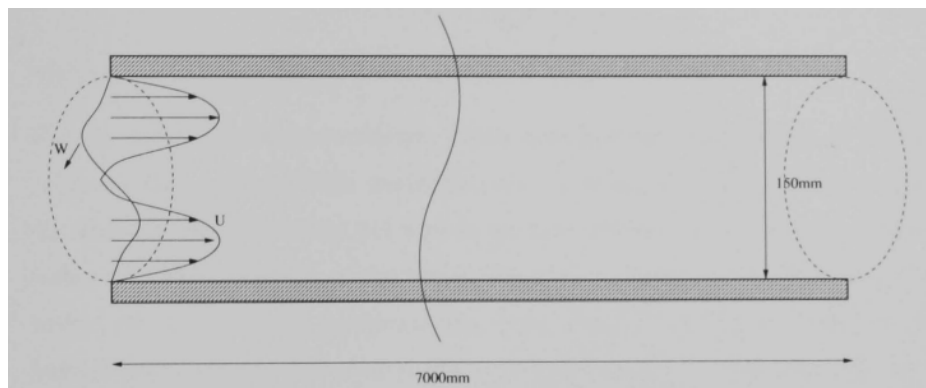


Figura 1.4 - Esquema do escoamento do caso de Kitoh (1991), apud Jones (2004)

Jones (2004) afirma que o experimento de Kitoh mostra que a viscosidade turbulenta é anisotrópica por natureza. Ambos os modelos de duas equações testados usam a hipótese de viscosidade turbulenta de Boussinesq, indicando que as tensões de Reynolds são linearmente dependentes da taxa média do tensor de tensões. Isto efetivamente indica que a viscosidade turbulenta, ν_T atua como uma constante de proporcionalidade. A natureza anisotrópica de ν_T neste caso particular, invalida a hipótese da viscosidade turbulenta devido a seus diferentes efeitos nas várias componentes do tensor de tensões de Reynolds.

¹⁰ Launder, B.E., Reege, G. J. and Rodi, W (1975). "Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure". J. Fluid Mech. 68(3), 537-566.

¹¹ Speziale, C.G., Sarkar, S. and T.B., Gatski (1991). "Modeling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach", J. Fluid Mech. 227, 245-272.

¹² Kitoh, O (1991) "Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe". J. Fluid Mech. 225, 445-479.

A componente tangencial na entrada foi gerada por uma série de palhetas orientadoras montadas num disco rotacional. A intensidade de *swirl* é de 0.97 na entrada da simulação e $Re = 50000$.

As condições de entrada para a simulação no estudo de Jones foram obtidas das medidas experimentais na distância axial de 855 mm.

O domínio de cálculo foi criado utilizando uma malha espaçada irregularmente consistindo de 250×100 elementos. A malha foi refinada na região da entrada e próxima à parede. O comprimento total do domínio do cálculo é 6145 mm. A largura da geometria corresponde ao raio do tubo, uma vez que se assume na simulação uma natureza axi-simétrica com a linha de simetria na borda inferior do domínio computacional. Os modelos de 2 equações $k - \epsilon$ e $k - \omega$ foram usados para medir o escoamento médio e os valores de k .

Comparando os resultados da modelagem da equação de transporte das tensões de Reynolds contra os resultados para os modelos de 2 equações (Fig. 1.5 e 1.6) com relação ao experimento de Kitoh verifica-se a capacidade preditiva superior dos modelos das tensões de Reynolds. Todos alcançaram resultados de velocidades negativas maiores no eixo, coincidindo com o gradiente de pressão adverso induzido pelo *swirl*.

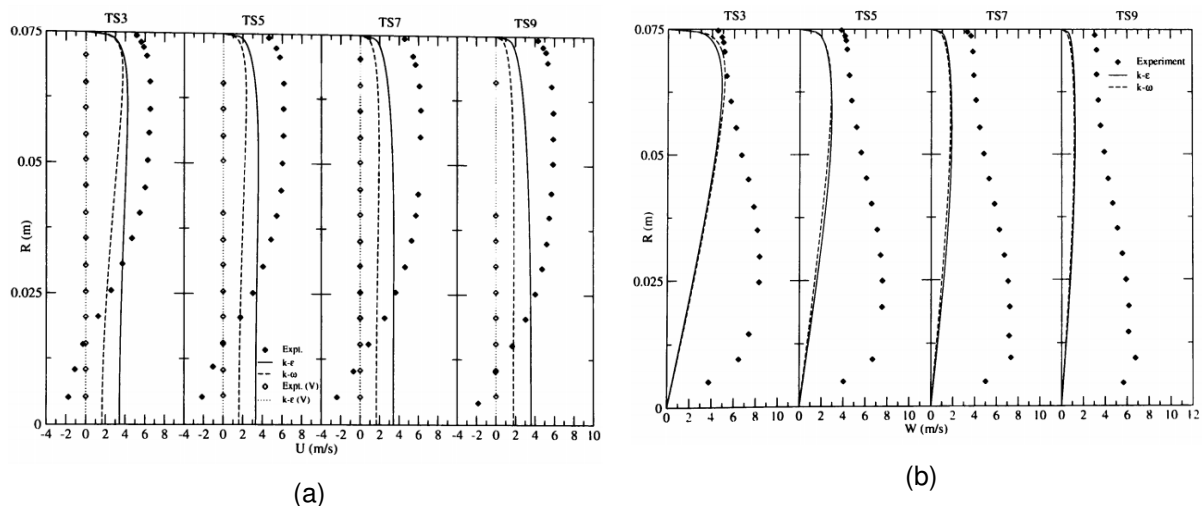


Figura 1.5 - Resultado do modelo de duas equações para (a) velocidade radial e (b) velocidade tangencial (caso de Kitoh), Jones (2004).

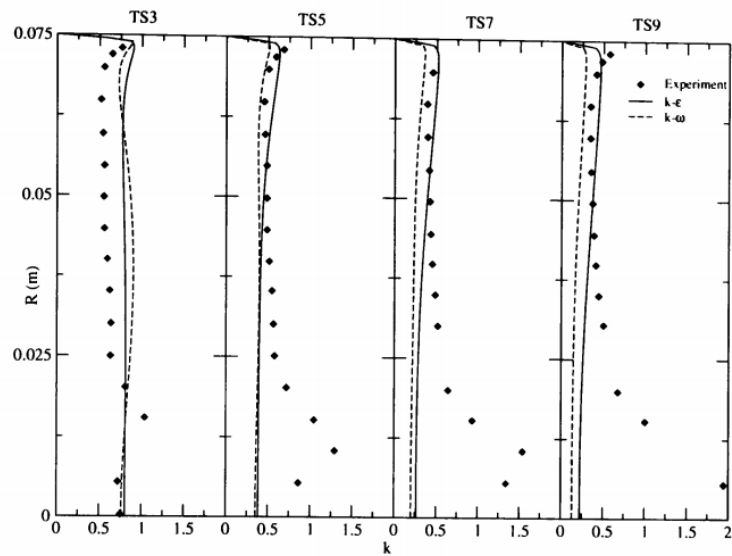


Figura 1.6 - Resultados do modelo de 2 equações para a energia cinética turbulenta (caso de Kitoh), Jones (2004)

Os modelos de fechamento do segundo momento revelam-se como modelos que obtêm resultados preditivos mais precisos comparados com os modelos de duas equações (Fig. 1.7).

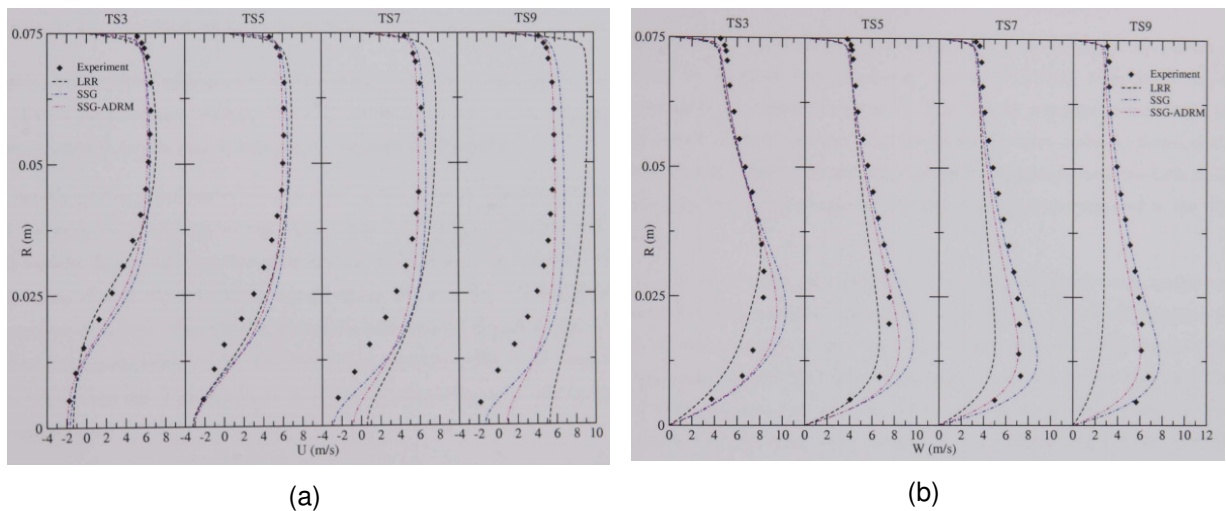


Figura 1.7 - Resultado do modelo Reynolds Stress para (a) velocidade radial e (b) velocidade tangencial (caso de Kitoh), Jones (2004).

As propriedades do escoamento médio são bem previstas, calculando os efeitos da componente tangencial no campo de escoamento. O modelo LRR mostra o decaimento prematuro do jato tangencial a montante do escoamento comparado a uma predição mais precisa de outros modelos. Os efeitos da dissipação anisotrópica no modelo SSG mostram uma melhor predição das propriedades de turbulência na

região a jusante do escoamento seguido de um decaimento prematuro na região a montante.

No trabalho de Jawarneh et al (2006) é realizado um estudo numérico e experimental de escoamento de câmara de combustão com forte efeito de *swirl* utilizando o modelo das tensões de Reynolds (RSM). A predição deste modelo é comparada com dados experimentais em termos dos perfis de decaimento de pressão em frente à câmara, das componentes de velocidade axial e tangencial e da pressão radial. De forma geral há uma compatibilidade razoável entre as medidas realizadas e as predições dos modelos. As predições obtidas pelo modelo numérico mostram claramente os modos de vórtice livre e forçados do perfil de velocidade tangencial. O fluxo reverso dentro do difusor e perto da saída, conhecidos a partir dos experimentos, é bem reproduzido pela simulação numérica. Verificou-se que o número de *swirl* tem um impacto considerável nas características do escoamento. O trabalho de Jawarneh faz a comparação de um escoamento axi-simétrico e por isso pode utilizar uma malha 2D para as simulações numéricas. A conclusão final a que chega neste estudo é que a compatibilidade dos resultados numéricos e experimentais usando o modelo de turbulência das tensões de Reynolds providencia uma ferramenta válida para estudar o escoamento tangencial.

Muntean, S. et al (2005), apresenta no seu artigo uma investigação numérica de um escoamento tangencial incompressível, turbulento e 3D em um duto de diâmetro constante. O propósito do trabalho é discutir a aplicação de vários modelos de turbulência na predição de escoamento tangencial confinados. Estes resultados são ainda comparados com dados experimentais obtidos pelo Dr. Steenbergen, W.¹³ (1995, apud Muntean, S. et al, 2005). O objetivo é melhorar a capacidade dos modelos de turbulência para simular este tipo de escoamento. Muntean, S. et al (2005) apresenta no início do seu artigo a discussão sobre a importância da modelagem das tensões de Reynolds na equação de transporte. Relata que a grande questão da modelagem da turbulência é a formulação e determinação das relações adequadas para as tensões de Reynolds.

O autor coloca que, em geral, acredita-se que o escoamento *swirl* não pode ser predito de forma precisa por um modelo de turbulência que assuma um valor escalar

¹³ Steenbergen W., (1995) Turbulent Pipe Flow with Swirl, PhD Thesis, Eindhoven University of Technology, The Netherlands.

para a viscosidade turbulenta. Por este motivo, torna-se plausível que cálculos precisos do campo de velocidade podem apenas serem realizados com modelos nos quais a dinâmica das tensões de Reynolds tenha a maior representação possível. Sendo assim, Muntean, S. et al (2005) investiga o modelo RSM num escoamento *swirl* e encontra uma boa aproximação entre os resultados numéricos e experimentais, sendo mais preciso que o programa numérico FENFLOSS que é desenvolvido no Instituto de Maquinas Hidráulicas e Mecânica dos Fluidos na Universidade de Stuttgart. O modelo RSM leva aos melhores e mais significativos resultados dos modelos de turbulência utilizados.

As medidas experimentais do trabalho de Muntean, S. et al (2005) foram realizadas num tubo hidráulico liso de 70 mm de diâmetro com uma intensidade de *swirl* inicial de $S_0 \approx 0.18$ e foram medidos com um sistema de *Laser-Doppler* de 2 componentes. Oito secções de medida foram utilizadas ao longo do comprimento do tubo. O Número de Reynolds analisado foi de 50.000 e 300.000. O domínio computacional 3D é um tubo com diâmetro constante $D=0.32$ m de forma a assegurar um Número de Reynolds na ordem de 300.000 quando a velocidade de referência é $U=0.9375$ m/s e se adota a viscosidade cinemática da água. A primeira secção das medidas é usada como uma secção de entrada. Baseado numa investigação numérica euleriana 3D desenvolvida por Muntean, S. et al.¹⁴ (2005, part I, apud Muntean, S. et al. (2005), part. II) os seguintes parâmetros e condições de contorno foram escolhidos: a) para simulação em FLUENT® o comprimento do domínio foi $L=15D$ e na secção de saída utiliza-se a condição de equilíbrio radial; b) para simulação no FENFLOSS o comprimento do domínio de $L=30D$.

A simulação do escoamento turbulento 3D foi realizada com FLUENT 6.0.12 usando uma malha hexaédrica. A malha de 245.000 elementos foi refinada no eixo de simetria e próximo à parede. Em todos os casos investigados para o modelo RSM, a variável dimensional para a função de parede escolhida é menor que 15 ($y^+ < 15$).

O esquema de discretização da equação do momento é realizado com um esquema *upwind* de 2ª ordem, a discretização da pressão utiliza o esquema

¹⁴ Muntean S., Ruprecht A., Resiga R., (2005) "A Numerical Investigation of the 3D Swirling Flow in a pipe with Constant Diameter. Part 1: Inviscid Computation". In Preecedings of the Workshop on Vortex Dominated Flows – Achievements and Open Problems, June 10 -11 2005, Timisoara, Romania (submitted).

PRESTO (*PREssure Stagering Option*) com o acoplamento pressão-velocidade PISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operators*).

Uma boa concordância entre os resultados numéricos utilizando RSM e os dados experimentais foram obtidos para a região de vórtice livre (Fig. 1.8).

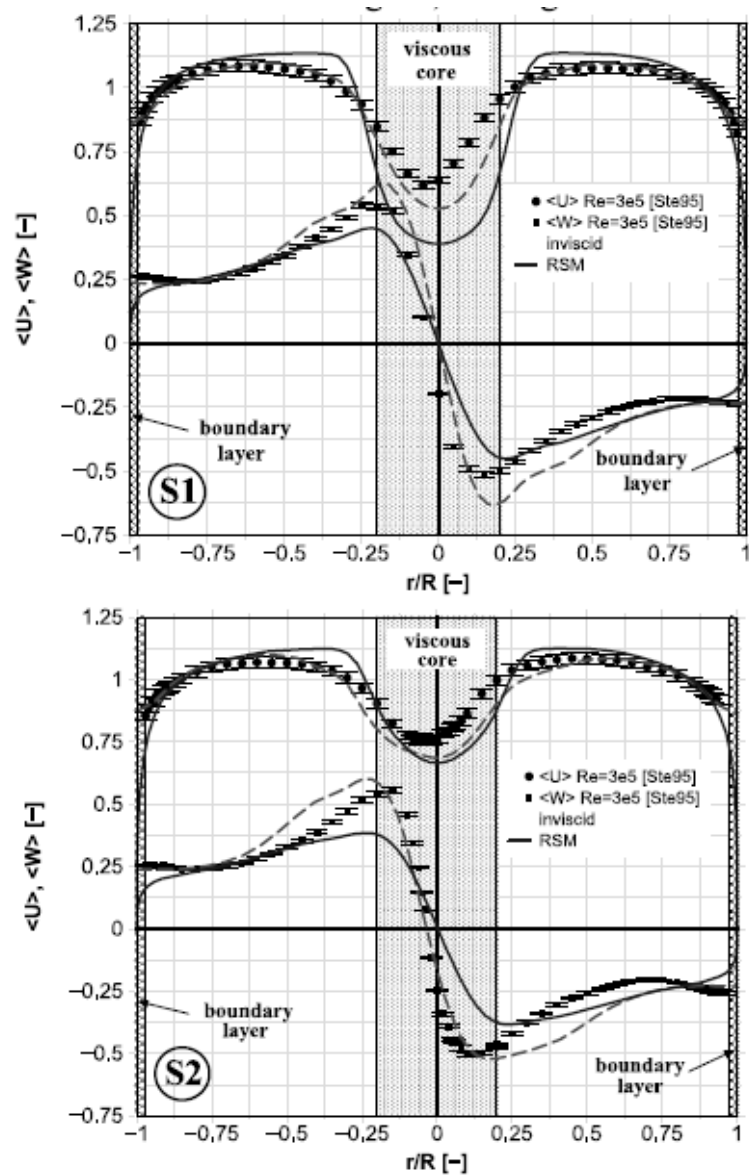


Figura 1.8– Distribuição radial das velocidades médias axial U e circunferencial W nas seções S1 (acima) e S2 (abaixo), respectivamente. Comparação de dados experimentais com resultados numéricos instáveis 3D calculados utilizando FLUENT: ----- RSM --- Euler model

Para a predição de jatos tangenciais confinados, diferentes modelos de turbulências são investigados. O modelo de turbulência Reynolds Stress implementado no FLUENT® levou a resultados numéricos significativamente melhor

que outros modelos de turbulência. Maiores investigações se tornam necessárias para melhorar os resultados numéricos alcançados com os modelos de turbulência.

Khademi, K. et al (2008) avalia o desempenho do modelo de turbulência RANS para o escoamento *swirl* turbulento em uma câmara de combustão com diferentes intensidades de *swirl* na entrada (i.e. $S=0.4$ e $S=0.81$). Estes valores são escolhidos por representarem uma intensidade de *swirl* fraca e forte, respectivamente. Em contraste com estudos anteriores, neste trabalho apenas a intensidade de *swirl* é variada enquanto o design do *swirler* e a geometria do combustor são mantidas as mesmas. Os modelos de turbulência testados são agrupados em dois tipos que são (a) os modelos da viscosidade turbulenta (duas equações) que são o modelo k- ϵ , RNG¹⁵ k- ϵ , *realizable*¹⁶ k- ϵ e o SST¹⁷ k- ω , e (b) o modelo das tensões de Reynolds que é o modelo padrão RSM e o SSG.

A geometria simulada é a de uma câmara de combustão (Fig. 1.9)

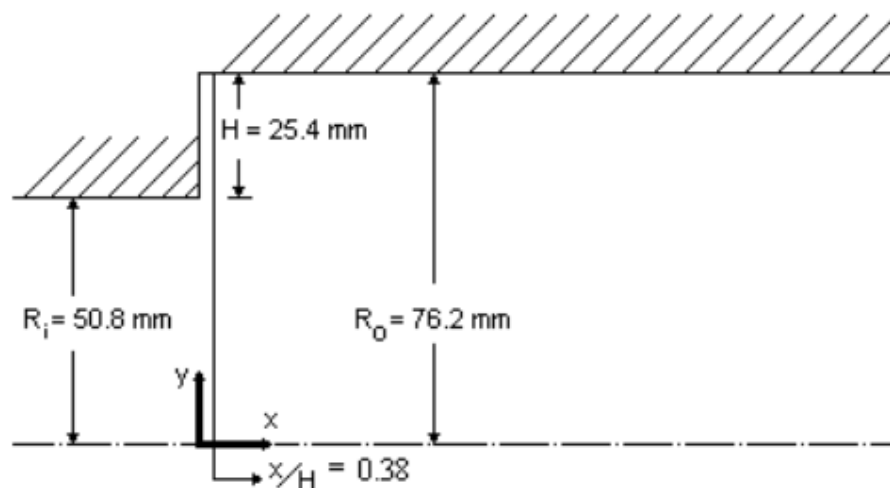


Figura 1.9 - Esquema da geometria do combustor (Khademi, K. et al, 2008).

Há duas configurações de escoamentos simuladas (Tab. 1).

¹⁵ RNG significa "renormalization group". É um modelo de turbulência derivado da Equação Instantânea de Navier-Stokes que usa uma técnica matemática chamada de "renormalization group".

¹⁶ O termo *realizable* significa que o modelo satisfaz certas restrições matemáticas nas tensões normais, consistentes com a física do escoamento turbulento.

¹⁷ SST – Shear Stress Transport. Assim nomeado porque a definição da viscosidade turbulenta é modificada para se considerar o transporte das principais tensões de cisalhamento turbulentas.

Tabela 1.1 - Condições dos testes de escoamento de entrada (Khademi, K. et al, 2008).

	Case 1	Case 2
Inlet Centerline velocity	19.2±0.4m/s	-
Inlet average velocity	-	30.4±0.3m/s
Reynolds number	1.25×10 ⁵	1.98×10 ⁵
Swirl number	0.4	0.81

Os dados experimentais para essas duas configurações de escoamento obtidas da referências do artigo estão disponíveis a partir da distância $x/H = 0.38$ a jusante da expansão brusca do combustor. Na simulação de teste, os dados experimentais nesta localização são usados como condição de contorno de entrada. Os dados experimentais para a energia cinética turbulenta (k) disponíveis na entrada são usados na simulação. Para calcular a taxa de dissipação de energia cinética (ε) na entrada, a seguinte equação foi usada:

$$\varepsilon = C_{\mu}^{3/4} k^{3/2} / l$$

onde C_{μ} é a constante (=0.09), k é a energia cinética turbulenta e l é a escala de comprimento de turbulência que pode ser aproximada como 0.07 do diâmetro do combustor ($l = 0.07D$). O escoamento é considerado em regime permanente, axi-simétrico e isotérmico. Devido à simetria, apenas a metade de cima do combustor é simulado. O domínio computacional é longo o suficiente para assegurar o completo desenvolvimento do escoamento, isto é maior que $x/H = 18$ na primeira configuração e maior que $x/H = 24$ na segunda. Uma condição de contorno de gradiente normal nulo é especificado na saída. A função de parede de não equilíbrio é usada. Neste modelo, a lei do log de Launder e Spalding para a velocidade média é sensível aos efeitos do gradiente de pressão e considera que os elementos vizinhos à parede consistem de uma subcamada viscosa e uma camada completamente turbulenta. Neste artigo o centroide dos elementos adjacentes a parede é localizado a $y^+ \approx 45$ nos dois casos de escoamento.

A malha numérica na primeira configuração de escoamento tem 64x128 elementos na direção radial e axial, respectivamente, enquanto que no segundo caso a malha tem 64x160 elementos. Uma malha não uniforme mais refinada é gerada próxima à entrada assim como nos dois eixos do combustor e próximo à

parede, enquanto que uma malha mais grossa é usada em outras regiões. A independência de malha é verificada duplicando o número de elementos em ambos os casos.

Para resolver as equações de transporte, o código FLUENT, que é baseado no método dos volumes finitos, é empregado. O método PISO (Malalasekera, 2007) é aplicado para o acoplamento de pressão-velocidade. O esquema QUICK (Malalasekera, 2007) é usado para os termos de convecção em todas as equações de transporte e o método PRESTO (Malalasekera, 2007) para a discretização da pressão. A solução de convergência é assumida quando todos os parâmetros de resíduos são menores do que 10^{-5} .

Os resultados das simulações numéricas de velocidade axial normalizada são comparados com os dados experimentais nas distâncias $x/H = 1$, $x/H = 3$ (Fig. 1.10), $x/H = 5$ e $x/H = 8$ (Fig. 1.11).

Para o difusor de baixa intensidade de *swirl*, o autor observa três regiões distintas: (i) uma região central próximo a linha de centro do combustor, (ii) uma região próxima a parede e (iii) uma camada de mistura entre estas duas regiões. Pode ser visto que o tamanho de cada uma dessas regiões varia de um plano axial para outro.

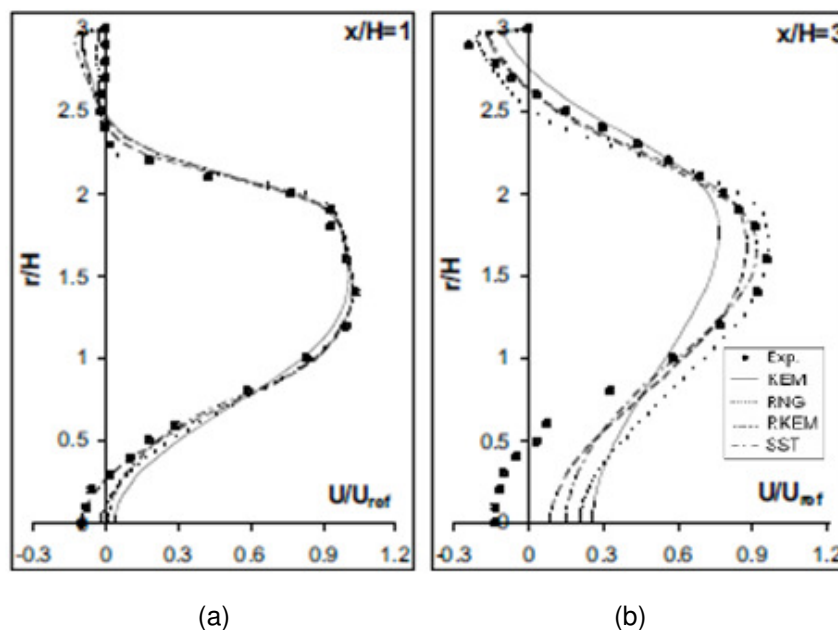


Figura 1.10 - Perfis radiais de velocidade axial normalizado ($S=0.4$) para modelos de viscosidade turbulenta em (a) $x/H = 1.0$ e (b) $x/H = 3.0$ (Khademi, K. et al, 2008).

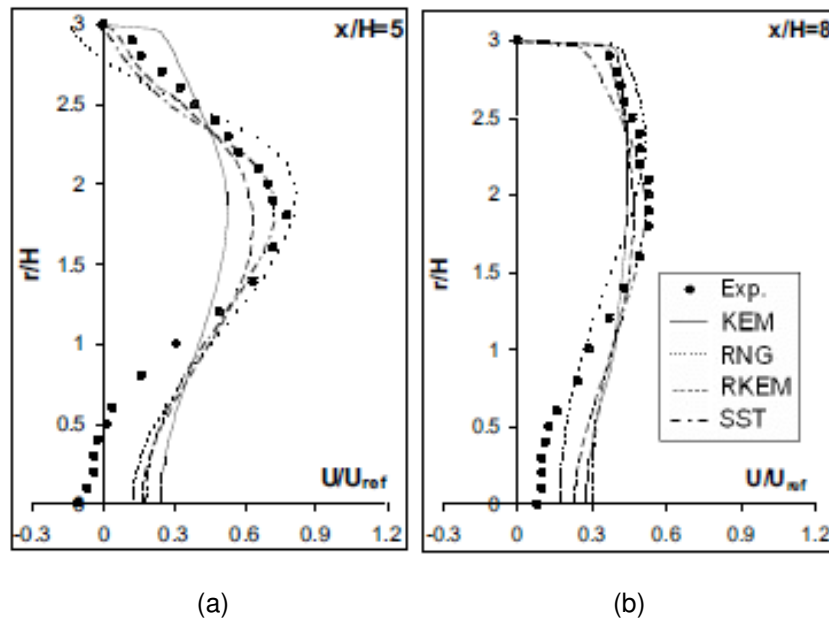


Figura 1.11 - Perfis radiais de velocidade axial normalizado ($S=0.4$) para modelos de viscosidade turbulenta em (a) $x/H = 5.0$ e (b) $x/H = 8.0$ (Khademi, K. et al, 2008).

Como se vê pelo perfil radial de velocidade axial para os modelos de viscosidade turbulenta, a velocidade axial máxima na seção de entrada ocorre aproximadamente na metade da distância entre a linha de centro (i.e. o eixo de simetria onde $y=0$) e a parede. No entanto, assim que o escoamento progride axialmente (a montante) a velocidade axial máxima decai e se aproxima gradativamente da parede do combustor. Por exemplo, em $x/H = 1$, a velocidade máxima é quase igual a velocidade de referência U_{ref} , que ocorre na metade da distância radial $r/H \sim 1.5$. No entanto, em $x/H = 8$, a velocidade máxima é apenas $0.5U_{ref}$ e é deslocada para próximo da parede (i.e. $r/H \sim 2$). Os resultados mostram claramente que o modelo de 2 equações predizem uma recuperação mais rápida da velocidade axial ao longo da linha de centro. As simulações realizadas com o modelo das tensões de Reynolds por sua vez produzem previsões mais precisas que o modelo de duas equações como se pode ver pelos gráficos de velocidade axial ao longo da distância radial para as diversas linhas de medidas experimentais (Fig. 1.12).

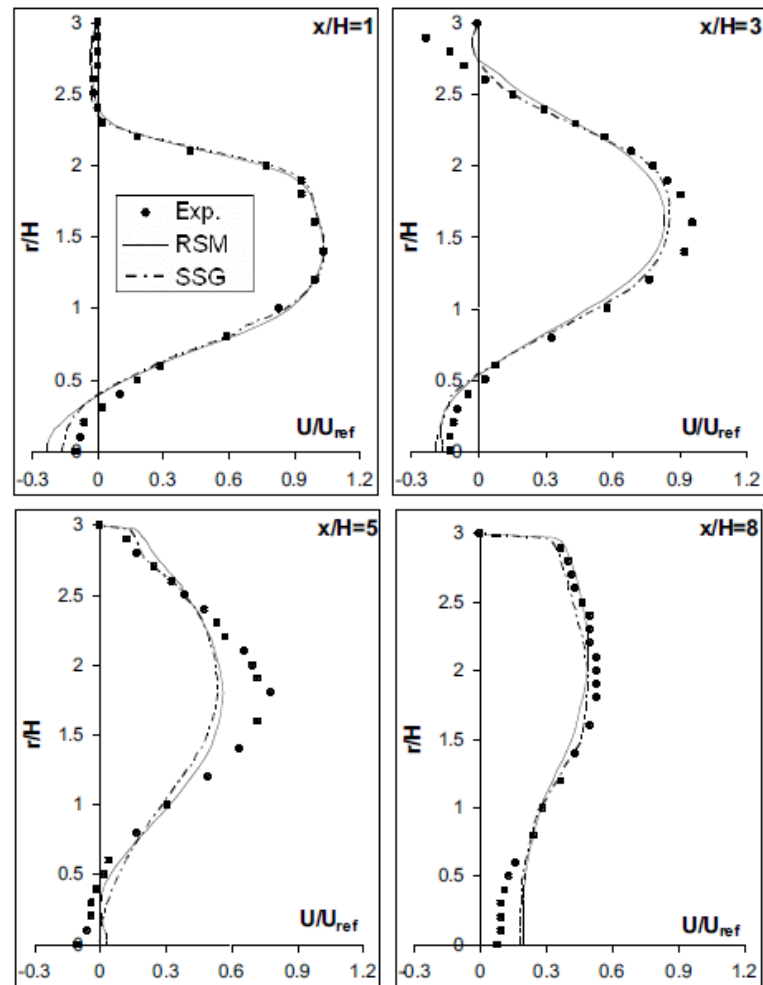


Figura 1.12 - Perfis radiais de velocidade axial normalizada ($S=0.4$) para o modelo de fechamento de Reynolds Stress (Khademi, K. et al, 2008).

O modelo de viscosidade turbulenta de duas equações prediz pobremente a velocidade axial próximo à linha de centro. Em $x/H = 3$, observando o gráfico (Fig. 1.10), pode-se verificar uma diferença de até 0.4 na velocidade axial normalizada e em $x/H = 5$ uma diferença de 0.3. Nos resultados do modelo das tensões de Reynolds essas diferenças são muito menores. Na linha de centro, a diferença encontrada, observando-se o gráfico, está entre 0.05 em $x/H = 3$ e 0.1 em $x/H = 5$.

O modelo das tensões de Reynolds obtêm resultados satisfatórios para a velocidade axial nesta mesma região.

As predições comparadas com dados experimentais publicados revelam que o modelo de viscosidade turbulenta (eddy viscosity) não mostra a zona de recirculação central no caso de um escoamento *swirl* fraco.

Verifica-se que muitos estudos já foram realizados na área de simulação numérica de difusores tangenciais. Os trabalhos que utilizam o modelo numérico LES, encontraram resultados muito compatíveis com os dados experimentais. As análises dos gráficos instantâneos de propriedades do escoamento permitiram avaliar como a aplicação da componente tangencial influenciou na formação dos anéis turbulentos e no entrelaçamento das correntes de ar.

Os trabalhos de Khademi, K. et al (2008), Muntean, S. et al (2005) e Jones (2004) utilizaram a metodologia RANS para avaliar o escoamento tangencial em câmaras de combustão. Por estes trabalhos se verifica que o modelo de turbulência Reynolds Stress apresenta um melhor desempenho no cálculo do escoamento tangencial devido ao seu caráter anisotrópico. As análises do escoamento nestes trabalhos são realizadas considerando o seu caráter axi-simétrico e, portanto podem ser modelados em um espaço 2D. A escolha do modelo de turbulência para a simulação de um jato com componente tangencial não parece ser o problema uma vez que todos estes autores concordam em que o modelo Reynolds Stress apresenta resultados mais precisos que os modelos de 2 equações. As questões que permanecem após a revisão destes artigos é como seria a modelagem numérica de um escoamento tangencial em um ambiente aberto num problema sem simetria. Para aplicações de conforto térmico, em geral, a simulação numérica do difusor é no espaço 3D para avaliar a troca de calor com o corpo humano.

1.3. Objetivos

O objetivo do trabalho é realizar um estudo numérico de um difusor tangencial com dimensões e vazão típicas de conforto térmico personalizado em ambiente livre. Deseja-se estabelecer uma metodologia para aplicação de CFD ao projeto de difusores tangenciais para conforto térmico. A utilidade da simulação CFD será avaliada em função de características do escoamento tais como: abertura do jato, existência ou não de zona de recirculação, comprimento do jato, magnitude das componentes de velocidades a uma distancia significativa para aplicações em conforto térmico. O software utilizado para as simulações foi o código comercial Fluent da Ansys.

Será realizada a avaliação do jato tangencial em um espaço 2D, considerando uma condição de axi-simetria, e também em espaço 3D. Uma avaliação dos esquemas de discretização para as equações de momento, dissipação e energia cinética turbulenta também será realizada.

A modelagem numérica do difusor tangencial num espaço 3D será realizada numa malha tetraédrica, devido à complexidade da geometria, para dois tipos diferentes de método de simulação do difusor. Será utilizado o método de simulação de toda a geometria do difusor e o método de especificação do campo de velocidade na superfície que substitui o difusor. Também para o caso 3D pretende-se avaliar a influência do refinamento da malha e de diferentes esquemas de discretização.

Como já mostrado no capítulo de 1.2 Revisão Bibliográfica, o modelo de turbulência mais indicado para este estudo é o Modelo de Tensões de Reynolds com fechamento de Segunda Ordem.

Os resultados experimentais de velocidade axial e tangencial, obtidos por meio do método do PIV (informação pessoal)¹⁸, serão utilizados para validação dos resultados numéricos. Também uma avaliação da qualidade de predição do escoamento em comparação com problemas semelhantes da literatura deverá ser conduzida.

¹⁸ Fukumasu, N. K. mensagem recebida de newton.fukumasu@gmail.com em 31 jan 2011.

2. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Neste capítulo são descritas as equações básicas que descrevem o movimento de um escoamento isotérmico, incompressível e turbulento. Para isso, descrevem-se primeiro as equações básicas do movimento fluido, que consiste na equação da continuidade e de momento. As equações de Navier – Stokes são obtidas em seguida substituindo o tensor de tensões viscosas pelo tensor taxa de deformação e desenvolvendo este termo na equação de momento. Com base nessas equações chega-se à equação de Navier-Stokes para escoamentos turbulentos quando se descreve a velocidade e a pressão, ou qualquer quantidade escalar, pela soma da sua média com a flutuação. Com essa substituição aparece na equação um termo adicional que é o tensor das tensões de Reynolds. Este termo leva ao problema de fechamento das equações médias, porque acrescenta ao sistema de equações mais 6 incógnitas permanecendo as primeiras quatro equações. Portanto, um problema sem solução. Para se resolver este sistema, se necessita de um modelo. São diversos os modelos para este problema, principalmente para valores médios, que é o que faz parte do escopo deste trabalho. Estes modelos serão apresentados em seguida à consideração da Equação de Navier-Stokes para escoamentos turbulentos.

As equações que descrevem o movimento fluido serão resolvidas numericamente neste trabalho, utilizando-se o método dos volumes finitos. Na última parte deste capítulo considera-se a teoria do método dos volumes finitos que consiste em colocar as equações acima descritas na sua forma integral e diferencial, discretizando e em seguida solucionando-as. Todos estes passos serão considerados nos próximos tópicos.

2.1. Equações básicas da mecânica dos fluidos

As equações que descrevem o escoamento de um fluido representam leis da física de conservação: a massa de um fluido é conservada; a taxa de variação de momentum deve ser igual a soma das forças externas numa partícula fluída (2ª Lei

de Newton); a taxa de variação de energia iguala-se a soma da taxa de adição de calor para e a taxa de trabalho realizado numa partícula fluida (1ª Lei da Termodinâmica). A partir destas leis de conservação, chega-se às equações que descrevem o movimento do fluido, que são descritas a seguir.

2.1.1. Equação da continuidade e de momento

A equação para a conservação de massa (continuidade) para um escoamento compressível num escoamento transiente é:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.1.1)$$

Para um escoamento incompressível e de propriedades constantes a massa específica ρ é considerada constante e a equação da continuidade em notação indicial para um sistema cartesiano fica na forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.2)$$

A equação para a conservação de momento para este mesmo caso é:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial t_{ji}}{\partial x_j} \quad (2.1.3)$$

2.1.2. Equação de Navier – Stokes

Para fluídos Newtonianos, a hipótese de Stokes considera que as tensões viscosas podem ser expressas como função da taxa de deformação local. Em escoamentos tri-dimensionais a taxa de deformação local é composta pela taxa de deformação linear e taxa de deformação volumétrica.

Na Equação (2.1.3) o termo t_{ji} é o tensor de tensões viscosas, definido por

$$t_{ji} = 2\mu s_{ij} \quad (2.1.4)$$

onde μ é a viscosidade molecular e s_{ij} é o tensor taxa de deformação,

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.1.5)$$

A taxa de deformação linear de um elemento fluido tem nove componentes em três dimensões, seis das quais são independentes em fluidos isotrópicos. As três componentes de deformação linear de alongamento são:

$$s_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1}; \quad s_{22} = \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \quad e \quad s_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \quad (2.1.6)$$

As componentes de deformação linear de cisalhamento:

$$\begin{aligned} s_{12} = s_{21} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right); \quad s_{13} = s_{31} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \quad e \quad s_{23} = s_{32} \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \end{aligned} \quad (2.1.7)$$

O termo advectivo da Eq. (2.1.3) pode ser reescrito na forma conservativa,

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) - u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) \quad (2.1.8)$$

onde o termo $u_i \partial u_j / \partial x_j$ é anulado pela Eq. (2.1.2). Combinando as Eqs (2.1.3) a (2.1.5) e (2.1.8) chega-se à equação de Navier-Stokes na sua forma conservativa:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu s_{ij}) \quad (2.1.9)$$

2.2. Turbulência

Para escoamento turbulento, a chamada decomposição de Reynolds expressa a velocidade e pressão instantâneas $u_i(\mathbf{x}, t)$ e $p(\mathbf{x}, t)$ como a soma da velocidade e pressão médias $U_i(\mathbf{x})$ e $P(\mathbf{x})$ e a suas partes flutuantes $u'_i(\mathbf{x}, t)$ e $p'(\mathbf{x}, t)$ de forma que:

$$u_i(\mathbf{x}, t) = U_i(\mathbf{x}) + u'_i(\mathbf{x}, t) \quad e \quad (2.2.1)$$

$$p(\mathbf{x}, t) = P(\mathbf{x}) + p'(\mathbf{x}, t). \quad (2.2.2)$$

Para representar os efeitos das flutuações no escoamento substitui-se nas equações da continuidade (Eq. 2.1.2) e do momento (Eq. 2.1.9), a variável $u_i(\mathbf{x}, t)$ e $p(\mathbf{x}, t)$ pelas somas da média com a componente da flutuação. Após algumas operações matemáticas, é obtida a equação:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2.3)$$

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (U_j U_i + \overline{u'_j u'_i}) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu s_{ij}) \quad (2.2.4)$$

Além da substituição de variáveis instantâneas por valores médios, a única diferença entre a equação de momento média e instantânea é o aparecimento da correlação $\overline{u'_j u'_i}$. Este termo é a taxa média da transferência de momento devido à turbulência.

Para calcular todas as propriedades do escoamento médio do escoamento turbulento em consideração, se necessita uma prescrição para calcular $\overline{u'_j u'_i}$.

A forma mais conhecida da Eq. (2.2.4) é escrita por:

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (U_j U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu s_{ij} - \rho \overline{u'_j u'_i}) \quad (2.2.5)$$

A Equação (2.2.5) é referida como Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equation (RANS). O termo $-\rho \overline{u'_j u'_i}$ é conhecido como o tensor das tensões de Reynolds e se

denota este termo por $\rho\tau_{ij}$, de forma que τ_{ij} é o tensor de tensões específico dado por:

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_j u'_i} \quad (2.2.6)$$

Em escoamentos turbulentos as tensões normais de Reynolds são sempre diferentes de zero porque contém um termo de flutuação de velocidade elevado ao quadrado. As tensões cisalhantes estão associadas com correlações entre componentes de velocidade em direções diferentes. Se, por exemplo, u'_1 e u'_2 são flutuações estatisticamente independentes, a média do seu produto seria zero. No entanto, as tensões cisalhantes turbulentas são ainda diferentes de zero e usualmente muito grandes comparada às tensões viscosas num escoamento turbulento.

Para aplicações práticas de engenharia pode-se focar a atenção em certas quantidades médias. No entanto, no desenvolvimento da operação de obter a média estatística nas equações de momento, ignoram-se todos os detalhes sobre o estado do escoamento na flutuação instantânea. Como resultado se obtém seis incógnitas, as tensões de Reynolds, nas equações médias do momento. Similarmente, a equação de transporte média de um escalar mostra termos extras contendo $\overline{u'_1 \phi'}$, $\overline{u'_2 \phi'}$ e $\overline{u'_3 \phi'}$. A complexidade da turbulência geralmente se opõe a fórmulas simples para os termos de tensões extras e de transporte de escalares turbulentos.

A turbulência também é descrita através de alguns parâmetros que a caracterizam fisicamente. Essencialmente, a turbulência é 3D e dependente do tempo e, portanto, uma grande quantidade de informação é requerida para descrever completamente o escoamento turbulento. A turbulência é fortemente determinada pelas maiores escalas de comprimento e tempo. Espera-se que a energia $E(\kappa)$ seja função do comprimento característico das maiores escalas de comprimento, l , e da taxa média de tensão, S , que alimenta a turbulência através da interação direta do escoamento médio e dos maiores turbilhões. Uma vez que a turbulência é sempre dissipativa, espera-se que $E(\kappa)$ dependa de ν e ϵ . Por definição, também deve depender de k . Para altos números de Reynolds turbulentos, análises dimensionais sugerem, e as medições confirmam, que k pode ser expresso em termos de ϵ e l de acordo com Taylor (1935, apud Wilcox, 2000):

$$\varepsilon \sim 0.09 \frac{k^{3/2}}{l} \Rightarrow k \sim \left(\frac{\varepsilon l}{0.09} \right)^{2/3} \quad (2.2.7)$$

Outra medida importante de qualquer escoamento turbulento é a magnitude das flutuações turbulentas. Essa medida se quantifica em termos das tensões normais de Reynolds específicas $\overline{u_1'^2}$, $\overline{u_2'^2}$ e $\overline{u_3'^2}$. Essas três tensões normais de Reynolds podem ainda ser associadas à energia cinética por unidade de massa no campo de velocidade na direção destas três coordenadas. Essas tensões de Reynolds são sempre normalizadas relativamente à velocidade de corrente livre do escoamento médio U_e , de acordo com:

$$\acute{u}_1 = \frac{\sqrt{\overline{u_1'^2}}}{U_e}, \acute{u}_2 = \frac{\sqrt{\overline{u_2'^2}}}{U_e}, \acute{u}_3 = \frac{\sqrt{\overline{u_3'^2}}}{U_e} \quad (2.2.8)$$

As quantidades \acute{u}_1 , \acute{u}_2 e \acute{u}_3 são conhecidas como as intensidades relativas nas direções 1, 2 e 3. Quando o escoamento é aproximadamente isotrópico, ou seja $\overline{u_1'^2} \approx \overline{u_2'^2} \approx \overline{u_3'^2}$ então a intensidade de turbulência pode ser calculada com o valor da energia cinética turbulenta k ,

$$I = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{k}{U_e^2}} \quad (2.2.9)$$

Somando-se as tensões normais de Reynolds e multiplicando-se por $1/2$, tem-se a energia cinética turbulenta, que é denotada pelo símbolo k .

$$k \equiv \frac{1}{2} (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}) = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (2.2.10)$$

Por fim, a turbulência é um fenômeno fundamentalmente anisotrópico, i.e., as componentes normais de tensão tem valores diferentes, principalmente ao longo da camada limite.

2.3. Modelagem da turbulência

Para um escoamento 3D estatisticamente independente, existem quatro equações independentes que descrevem o campo médio de velocidade que são as três componentes da Equação de Reynolds juntamente com a equação da continuidade ou a equação de Poisson para a pressão (P). No entanto, estas quatro equações contêm mais do que quatro incógnitas. Adicionalmente a $U_i(x)$ e a P (quatro incógnitas) existem ainda as tensões de Reynolds ($\overline{u_i' u_j'}$). Este é o chamado problema de fechamento. Em geral, as equações obtidas a partir das equações de Navier-Stokes para as propriedades estatísticas contêm propriedades estatísticas adicionais às propriedades primeiramente consideradas. Em consequência, na ausência de informações separadas para determinar as propriedades estatísticas adicionais, o conjunto de equações não pode ser resolvido, diz-se então que o problema não está fechado. As equações de Reynolds estão em aberto: elas não podem ser resolvidas sem que as tensões de Reynolds sejam determinadas de alguma forma. Para isso é necessário adotar um modelo.

2.3.1. Reynolds Averaged Navier-Stokes Equation (RANS)

Os modelos de turbulência RANS são os modelos nos quais as equações de Reynolds são resolvidas para o campo de velocidade média. As tensões de Reynolds – que aparecem como incógnitas nas equações de Reynolds – são determinadas por um modelo de turbulência, tanto pela hipótese da viscosidade turbulenta como mais diretamente pela modelagem da própria equação de transporte das tensões de Reynolds.

Modelos de viscosidade turbulenta são baseados na hipótese de viscosidade turbulenta que assume que as tensões de Reynolds são expressas por:

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_T \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.3.1)$$

Dado o campo de viscosidade turbulenta $\nu_T(\vec{x}, t)$, a Equação (2.3.1) provê o fechamento mais conveniente para as equações de Reynolds, que tem o mesmo formato que as equações de Navier-Stokes.

Se a hipótese da viscosidade turbulenta for uma aproximação adequada, todo o restante consiste em determinar um valor apropriado para a viscosidade turbulenta $\nu_T(\vec{x}, t)$. Isto pode ser escrito como o produto da velocidade $u^*(\vec{x}, t)$ e do comprimento $l^*(\vec{x}, t)$:

$$\nu_T = u^* l^*, \quad (2.3.2)$$

Para achar ν_T geralmente se aproxima os valores de u^* e l^* . Nos modelos algébricos – modelo de comprimento de mistura – l^* é especificado com base na geometria do escoamento. Em modelos de duas equações – o modelo $k-\varepsilon$ é um primeiro exemplo – u^* e l^* estão relacionados com k e ε , para os quais se resolvem as equações de transporte modeladas.

No modelo $k-\varepsilon$, a equação de transporte modelada é resolvida para duas quantidades turbulentas – i.e. k e ε . Destas duas quantidades pode-se determinar uma escala de comprimento ($L=k^{3/2}/\varepsilon$), uma escala de tempo ($\tau=k/\varepsilon$), uma quantidade de dimensão da viscosidade ($\nu_T = k^2/\varepsilon$). Conseqüentemente, o modelo de duas equações fica completo. Pope (2000) afirma que o modelo $k-\varepsilon$ é o modelo de turbulência completo mais utilizado e é incorporado na maioria dos códigos de CFD comerciais.

Além da utilização da hipótese de viscosidade turbulenta, o modelo $k-\varepsilon$ consiste de:

- (i) Modelagem da equação de transporte para k ;
- (ii) Modelagem da equação de transporte para ε e
- (iii) Especificação da viscosidade turbulenta por:

$$\nu_T = C_\mu k^2 / \varepsilon, \quad (2.3.3)$$

2.3.2. Modelo das tensões de Reynolds (Reynolds-stress)

No modelo de tensões de Reynolds, equações de transporte modeladas são resolvidas para as tensões de Reynolds individuais $\overline{u_i u_j}$ e para a dissipação ε (ou para outra propriedade, p.ex. ω , que provê uma escala de comprimento e de tempo da turbulência). Conseqüentemente, a hipótese de viscosidade turbulenta não é necessária e então uma das maiores limitações dos modelos descritos anteriormente é eliminada. Os maiores inconvenientes do modelo $k-\varepsilon$ emergem quando há a tentativa de predizer o escoamento com campos de tensão complexos ou forças de campo significantes. Sob tais condições as tensões de Reynolds são pobremente representadas mesmo se a energia cinética turbulenta for computada com uma precisão razoável. A equação de transporte de Reynolds, por outro lado, pode contabilizar com os efeitos direcionais do campo de tensão de Reynolds. Ela pode ser obtida tomando-se momentos da equação instantânea de momento. Este é um processo em que as equações instantâneas de momento são multiplicadas por uma propriedade flutuante, sendo o produto a tensão média de Reynolds.

O modelo de turbulência das tensões de Reynolds é descrito de forma aprofundada no apêndice A.

2.3.3. Tratamento de Parede

O tratamento de parede é realizado através de funções. Estas funções consistem em uma série de fórmulas semi-empíricas que conectam as variáveis da solução nos elementos próximos à parede e as correspondentes quantidades na parede.

Em muitos escoamentos de alto número de Reynolds, a adoção de funções de parede economizam substancialmente os recursos computacionais porque a região próxima à parede, que é mais afetada pela viscosidade, na qual as variáveis de solução mudam mais rapidamente, não precisam ser resolvidas.

A função de parede utilizada na modelagem do escoamento foi a função de parede de não equilíbrio (*non-equilibrium wall function*). Esta função está descrita de forma aprofundada no apêndice A, assim como a teoria correspondente ao tratamento de parede.

2.4. Modelagem de escoamento tangencial axi-simétricos

Assumir a condição de axi-simetria implica a inexistência de gradiente circunferencial no escoamento, no entanto pode haver uma velocidade circunferencial diferente de zero. Sendo assim, o escoamento pode ser axi-simétrico com relação à geometria e às condições de contorno do escoamento, mas pode incluir rotação. Neste caso pode-se modelar o escoamento em 2D e incluir a predição da velocidade tangencial.

A equação do momento tangencial para escoamentos tangencial 2D pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x}(r \rho u w) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v w) \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 \mu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{w}{r} \right) \right] - \rho \frac{v w}{r} \end{aligned} \quad (2.4.1)$$

onde x é a coordenada axial, r é a coordenada radial, u é a velocidade axial, v é a velocidade radial e w é a velocidade tangencial.

Em escoamentos tangenciais, a conservação do momento angular tende a criar um escoamento de vórtice livre, no qual a velocidade tangencial w aumenta nitidamente, enquanto o raio r diminui (com w finalmente caindo a zero próximo a $r=0$ quando as forças viscosas começam a dominar).

Para um escoamento de vórtice livre ideal, as forças centrífugas criadas pelo movimento circunferencial estão equilibradas com o gradiente de pressão radial:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho w^2}{r} \quad (2.4.2)$$

Como a distribuição do momento angular em um escoamento de vórtice não ideal evolui, a forma deste gradiente de pressão radial também muda, dirigindo o escoamento radial e axial em resposta as pressões não uniformes resultantes. Assim, à medida que se realiza o cálculo da distribuição da componente tangencial nota-se as mudanças na distribuição de pressão estática e as correspondentes variações na velocidade axial e radial do escoamento. É este alto grau de

acoplamento entre a componente tangencial e o campo de pressão que faz a modelagem do escoamento tangencial complexo.

Dois parâmetros são importantes para descrever o escoamento tangencial: o Número de Reynolds (baseado na viscosidade cinemática do fluido, no diâmetro de entrada e na velocidade de referência) e o Número de *swirl*, S , que é definido como a razão entre o fluxo axial do momento angular e o fluxo axial do momento axial:

$$S = \frac{\int_0^R r^2 \overline{u_z u_\theta} dr}{R \int_0^R r \overline{u_z^2} dr} \quad (2.4.3)$$

onde $R = D/2$, r é a coordenada radial e $\overline{u_z}$ e $\overline{u_\theta}$ denotam respectivamente a média no tempo das componentes de velocidade axial e tangencial.

O Número de Reynolds para o escoamento em estudo pode ser calculado por:

$$Re = \frac{4Q_{in}}{\nu \pi D_0} \quad (2.4.4)$$

onde Q_{in} é a vazão volumétrica (m^3/s) de entrada, D_0 (m) é o diâmetro do difusor e ν a viscosidade cinemática (m^2/s).

2.5. Modelagem Numérica - Método dos Volumes Finitos

Nesta seção apresenta-se o método numérico utilizado para resolver as equações diferenciais do modelo matemático apresentado nas seções anteriores. Atualmente, o método numérico que tem tido forte penetração industrial é o MVF (Método dos Volumes Finitos) o que nos levou a adotá-lo como o método deste trabalho.

No método dos volumes finitos as equações aproximadas são obtidas através de balanços de conservação no volume de controle (Maliska et al., 2007). Uma das

formas de se fazer isso é integrar sobre o volume elementar, no espaço e no tempo, as equações na forma conservativa. Estes passos são mostrados a seguir.

2.5.1. Forma diferencial e integral das equações gerais de transporte

Introduzindo a variável ϕ , a forma conservativa das equações de escoamento fluido pode usualmente ser escrita na forma (Malalasekera, et al., 2007):

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\phi\vec{u}) = \text{div}(\Gamma \text{grad } \phi) + S_\phi \quad (2.5.1)$$

Nesta equação identificam-se os vários processos de transporte: no lado esquerdo os termos de taxa de variação e advecção e, no lado direito, o termo difusivo e o termo fonte respectivamente.

A Equação 2.5.1 é usada como ponto de partida para os procedimentos computacionais no método dos volumes finitos. Integrando a Eq. (2.5.1) sobre um volume de controle 3D (VC) e utilizando o teorema da divergência de Gauss tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{VC} \rho\phi dV \right) + \int_A \vec{n} \cdot (\rho\phi\vec{u}) dA = \int_A \vec{n} \cdot (\Gamma \text{grad } \phi) dA + \int_{VC} S_\phi dV \quad (2.5.2)$$

Na Eq. (2.5.2) se verifica que a integração das equações diferenciais parciais garante a conservação de uma propriedade de um fluido em um volume de controle de tamanho finito (discreto). O método dos volumes finitos consiste em aplicar a equação acima para milhares, ou milhões, de volumes, dentro de um domínio do problema em estudo.

2.5.2. Discretização

Tomando a Equação (2.5.2) em sua forma conservativa e em regime estacionário, a discretização é realizada aplicando esta equação a um volume de

controle do domínio computacional. A discretização em um dado elemento do domínio resulta em:

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{v}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi (\nabla \phi)_n \cdot \vec{A}_f + S_\phi V \quad (2.5.3)$$

onde N_{faces} é o número de faces que compõe o elemento, ϕ_f é o valor relativo à advecção através da face f , $\rho_f \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f$ é a vazão mássica através da face, \vec{A}_f é a área da face f , $(\nabla \phi)_n$ é a magnitude de $\nabla \phi$ normal à face f e V é o volume do volume de controle.

A Equação (2.5.3) aplica-se prontamente a malhas não estruturadas e multidimensionais. Os valores do escalar ϕ são armazenados nos centros dos volumes de controle. No entanto, valores na face são necessários para os termos de advecção na Eq. (2.5.3) e devem ser interpolados a partir destes valores armazenados nos centros dos volumes de controle. O principal problema na discretização dos termos advectivos é o cálculo das propriedades de transporte ϕ nas faces e os fluxos advectivos através das fronteiras no volume de controle (Malalasekera et. al., 2007). É possível utilizar uma gama de esquemas de interpolação *upwind*: *upwind* de primeira ordem, *upwind* de segunda ordem, *power law* e QUICK (*Quadratic upwind differencing scheme*).

O termo de difusão é discretizado pelo método de diferenças centrais e tem aproximação de segunda ordem.

Nos itens abaixo se faz uma breve descrição dos esquemas de discretização. Para se ter um melhor entendimento do tema pode-se consultar o apêndice B que, baseado na teoria exposta por Malalasekera, W. et al (2007), apresenta os esquemas de discretização num domínio uni-dimensional de forma mais gráfica, tornando o tema mais inteligível.

2.5.2.1. Esquema *upwind* de primeira ordem

No esquema de discretização *upwind* o valor de ϕ na face é derivado de volumes de controle a montante relativamente à direção da velocidade normal. Este esquema leva em consideração a direção do escoamento no momento de se determinar o

valor de ϕ na face. O valor de ϕ na face do elemento é definido como sendo igual ao valor ao nó a jusante no escoamento. A desvantagem do esquema upwind é que o mesmo produz erros quando o escoamento não está alinhado com a direção da malha. O erro resultante tem uma aparência de termo difusivo e por isso é chamado de falsa difusão.

2.5.2.2. Esquema de discretização de segunda ordem

A precisão de maior ordem é alcançada nas faces dos elementos através de uma expansão em série de Taylor de segunda ordem da solução no centro do elemento em torno do seu centroide. O valor ϕ_f na face é calculado usando a seguinte expressão:

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \cdot \Delta\vec{s} \quad (2.5.4)$$

onde ϕ e $\nabla\phi$ são os valores no centro do elemento e o seu gradiente no elemento a jusante, e $\Delta\vec{s}$ é o vetor deslocamento que parte do centro do elemento a jusante e vai até o centro da face. Esta formulação requer a determinação do gradiente $\nabla\phi$ em cada elemento. Este gradiente é calculado usando o teorema de Green, que na sua forma discreta é dado por:

$$\nabla\phi = \frac{1}{V} \sum_f^{N_{faces}} \tilde{\phi}_f \vec{A} \quad (2.5.5)$$

Nesta equação o valor da face $\tilde{\phi}_f$ é calculado fazendo-se a média de dois elementos adjacentes à face. Finalmente, o gradiente $\nabla\phi$ é limitado de forma que nenhum máximo ou mínimo é introduzido.

2.5.2.3. Esquema de discretização QUICK

Para malhas hexaédricas e quadriláteras, onde unicamente faces a jusante e a montante podem ser identificadas, o esquema QUICK pode ser utilizado para o

cálculo de valores de maior ordem para a variável ϕ na face. O esquema QUICK é baseado numa média ponderada do *upwind* de segunda ordem e interpolações central da variável.

O esquema QUICK será tipicamente mais preciso em malhas estruturadas alinhadas com a direção do escoamento.

2.5.2.4. Forma linearizada das Equações Discretizadas

A Equação (2.5.3) pode ser escrita em sua forma linearizada:

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (2.5.6)$$

onde o subscrito nb refere-se aos elementos vizinhos (do inglês *neighbour*), e a_p e a_{nb} são os coeficientes linearizados de ϕ e ϕ_{nb} , respectivamente.

O número de vizinhos para cada elemento dependerá da topologia da malha, mas tipicamente será igual ao número de faces ao redor do elemento (elementos de fronteira são exceções).

Equações similares podem ser escritas para cada elemento da malha, o que resulta numa série de equações algébricas com uma matriz de coeficientes esparsos. O sistema linear para as equações escalares é resolvido utilizando o método implícito (Gauss-Seidel) em conjunto com o método algébrico de *multigrid* (AMG).

2.5.3. Solução das equações de Navier Stokes

Considere a equação da continuidade e de quantidade de movimento linear em regime permanente e em sua forma integral:

$$\oint \rho \vec{v} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (2.5.7)$$

$$\oint \rho \vec{v} \vec{v} \cdot d\vec{A} = - \oint p \vec{l} \cdot d\vec{A} + \oint \vec{\tau} \cdot d\vec{A} + \int_V \vec{F} dV \quad (2.5.8)$$

2.5.3.1. Discretização da equação da quantidade de movimento

O esquema de discretização exposto no item 2.5.2.4 para a equação de transporte de um escalar é usado agora na representação da equação de momento linear discretizada. O momento em x , por exemplo, pode ser obtido fazendo $\phi = u$:

$$a_p u = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + \sum p_f A \cdot \hat{i} + S \quad (2.5.9)$$

p_f é o valor da pressão na face e A a área do elemento. Se o campo de pressão e o fluxo de massa na face são conhecidos, a Eq. (2.5.9) pode ser resolvida pelo método descrito no item 2.5.2 e um campo de velocidade é obtido. Se o escoamento é compressível a equação da continuidade pode ser usada como equação de transporte para a densidade e a equação de energia é a equação de transporte para a temperatura. A pressão pode ser obtida usando a equação de estado. No entanto, se o escoamento é incompressível a densidade é constante e por definição não está associada à pressão. Neste caso, um acoplamento entre pressão e velocidade introduz uma restrição na solução do campo das propriedades do escoamento. Se o correto campo de pressão é aplicado nas equações de momento o campo de velocidade resultante deverá satisfazer a equação da continuidade.

Este problema do acoplamento pressão-velocidade pode ser resolvido adotando uma estratégia iterativa como por exemplo, o método SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation*), desenvolvido por Patankar e Spalding (1972, apud Malalasekera, et al. 2007)¹⁹. Neste algoritmo, um campo de pressão estimado é usado para resolver as equações de momento. Uma equação de correção da pressão, deduzida da equação da continuidade, é resolvida para se obter um campo de pressão corrigido, que é por sua vez usado para obter o campo de pressão e velocidade.

O algoritmo utilizado no acoplamento pressão-velocidade pode ser melhor entendido consultando o apêndice B, seção B.3 – Acoplamento Pressão Velocidade.

¹⁹ Patankar, S. V. and Spalding, D. B. (1972). A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, p. 1787.

2.5.4. Geração de malhas

Um importante tema no cálculo do campo de velocidade utilizando o método dos volumes finitos é a discretização do domínio em que a geometria será simulada. A geração de malhas sempre dependerá da aplicação do problema. Para se escolher o tipo de malha, devem-se levar em conta os seguintes fatores: (1) tempo de configuração, (2) gasto computacional e (3) difusividade numérica.

2.5.4.1. Tempo de configuração

A geração de malhas estruturadas ou estruturadas por blocos (consistindo de elementos hexahédricos ou quadriláteros) em problemas que envolvem geometria complexas podem ser extremamente consumidores de tempo, senão impraticáveis. O tempo de configuração para geometrias complexas é maior motivação para o uso de malhas não estruturadas que empregam elementos triangulares ou tetrahédricos.

2.5.4.2. Gasto computacional

Quando a geometria é complexa ou o intervalo de escalas de comprimento do escoamento é largo, uma malha triangular/tetrahédrica pode ser criada com muito menos elementos que uma malha equivalente consistindo de elementos quadrangulares / hexahédricos. Uma malha triangular / tetrahédrica permite a agregação de elementos em regiões selecionadas do domínio do escoamento. As malhas quadriláteras / hexahédricas estruturadas irão geralmente forçar os elementos a serem colocados em regiões onde eles não são necessários.

Uma característica de elementos quadriláteros / hexahédricos que podem fazê-los mais econômicos em algumas situações é que estes elementos permitem uma maior razão de aspecto que os elementos triangulares / tetrahédricos. Uma razão de aspecto maior em elementos triangulares / tetrahédricos irá afetar invariavelmente a assimetria do elemento, o que é indesejável uma vez que isso pode impedir a precisão e convergência. Portanto, quando se possui uma geometria relativamente simples na qual o escoamento se conforma bem à forma dessa geometria, como em um duto fino longo, é recomendado utilizar uma malha de elementos quadriláteros /

hexahédricos de alta razão de aspecto. A malha teria muito menos elementos que se tivesse utilizado elementos triangulares / tetrahédricos.

2.5.4.3. Difusividade numérica

Por último, uma fonte dominante de erro em situações multidimensionais é a difusividade numérica (falsa difusão). O termo falsa difusão é usado porque a difusão não é um fenômeno real, enquanto o seu efeito no cálculo do escoamento é análogo a aquele do aumento de difusão real.

Os seguintes comentários podem ser feitos sobre a difusividade numérica:

- A difusão numérica é mais notada quando a difusão real é menor, quer dizer, quando o transporte advectivo é dominante.
- Todos os esquemas numéricos práticos para solução do escoamento do fluido contém uma quantidade finita de difusividade numérica. Isto ocorre porque a difusividade numérica surge do erro de truncamento que é uma consequência da representação da equação do escoamento fluido em forma discreta.
- O esquema de discretização de segunda ordem pode ajudar a reduzir os efeitos da difusividade numérica na solução.
- A quantidade de difusividade numérica está inversamente relacionada com a resolução da malha. Logo, uma forma de lidar com a difusividade numérica é refinar a malha.
- A difusividade numérica é minimizada quando o escoamento é alinhado com a malha.

Se a malha utilizada é triangular / tetrahédrica, o escoamento nunca está alinhado à malha. Se se utiliza uma malha quadrilátera / hexahédrica, esta situação pode ocorrer, mas não para escoamentos complexos. Esse alinhamento ocorre apenas em um escoamento simples, assim como o escoamento em um duto longo. Em tais situações é vantajoso usar uma malha quadrilátera / hexahédrica desde que se esteja habilitado a obter uma solução melhor com menos elementos que se fosse utilizar uma malha triangular / tetrahédrica.

3. METODOLOGIA

Como foi visto, os elementos principais da avaliação numérica são a modelagem da turbulência, a geração de malhas e a modelagem numérica. O modelo de turbulência, como pode ser visto em vários trabalhos realizados, foi muitas vezes objeto de estudo em trabalhos anteriores. Para efeitos da avaliação do escoamento médio, o modelo Reynolds Stress mostrou ser a melhor opção. Neste estudo, em que se objetiva uma primeira avaliação do difusor tangencial para aplicação em climatização e conforto térmico, optou-se por fazer um estudo do escoamento médio.

A primeira avaliação consiste na simulação axi-simétrica do jato a fim de se verificar a utilização de diferentes esquemas de discretização. Com os dados obtidos dessas simulações numéricas podem-se fazer algumas análises referentes às características físicas do escoamento. Deseja-se avaliar o potencial da simulação axi-simétrica em relação ao 3D na descrição do jato *swirl*.

Para a simulação do difusor tangencial num domínio 3D, duas geometrias para a reprodução do experimento foram propostas. As diferenças da geometria consistem na diferença do método de especificação da entrada de ar no domínio computacional.

As primeiras simulações no domínio 3D estarão voltadas para o estudo do refinamento de malha para a simulação numérica 3D. A comparação dos resultados para a simulação numérica de três malhas diferentes será realizada para a geometria que simula o difusor completo. Os resultados dessas simulações ajudarão na escolha da malha a ser utilizada na simulação numérica nas condições do experimento. O procedimento da geração da malha mais adequada da geometria completa será reproduzido na geração da malha para a geometria sem o difusor.

Em seguida, será simulada a geometria sem o difusor e a geometria com o difusor completo considerando como dados de entrada na superfície de entrada dessas geometrias os dados obtidos no experimento do PIV.

Os resultados de ambas as simulações serão comparadas com os resultados experimentais e, para avaliar a precisão do método das simulações numéricas 2D e 3D, foi definido um parâmetro ao qual nomeou-se de diferença normalizada da

velocidade axial e tangencial obtidas nas simulações numéricas e nos experimentos. Essa diferença é calculada segundo a Eq. 3.1.:

$$D_n = \frac{V_{num} - V_{exp}}{U_e} \quad (3.1)$$

Nesta equação, D_n é o parâmetro criado que representa a diferença normalizada das velocidades numéricas e experimentais, V_{num} é o valor da velocidade na direção analisada (axial ou tangencial) obtida pela simulação numérica, V_{exp} é a velocidade na mesma direção da primeira, obtida pelo experimento, e U_e é a velocidade de referência do escoamento que varia de acordo com o trabalho da literatura. Dessa forma, procura-se obter uma métrica objetiva dos resultados obtidos com as simulações deste trabalho.

3.1. Simulação 2D axi-simétrica

Nesta seção será apresentada a metodologia adotada para simular o difusor tangencial numa geometria 2D considerando que o escoamento se desenvolve de forma axi-simétrica. As condições de entrada são inseridas numa linha que representa a região das pás do difusor e o restante da geometria representa o espaço dimensional no qual se desenvolve o jato tangencial. As condições de contorno de entrada são definidas para avaliar as características do difusor nesta geometria e avaliar a adoção de diferentes esquemas de discretização. Após essa avaliação, a simulação do difusor é feita considerando a vazão obtida com os dados do experimento (16 cfm) de forma a se validar fisicamente a simulação numérica através da comparação dos resultados numéricos com os dados experimentais. Para esta geometria definiu-se apenas um método de especificação das condições de contorno de entrada, que será explicada a seguir.

3.1.1. Definição da geometria e geração da malha

O difusor tangencial em estudo consiste de uma estrutura externa cilíndrica de 50 mm de diâmetro interno e um corpo cilíndrico interno de 10 mm de diâmetro, que faz parte da sustentação das pás (Fig. 3.1).

A simulação numérica 2D axi-simétrica considera metade do plano de corte central do difusor. Uma linha representa o eixo do difusor (linha da Fig. 3.1). Perpendicular a esta linha, há duas outras que representam a parede do cilindro interno e a entrada do ar na geometria. As outras paredes do difusor são representadas pelas duas linhas brancas que seguem a linha de entrada de ar. Por fim, as fronteiras do sistema são representadas pelas linhas vermelhas da Fig. 3.1. Essas fronteiras representam os limites da malha com a qual se simula o espaço aberto no qual o jato se desenvolve.

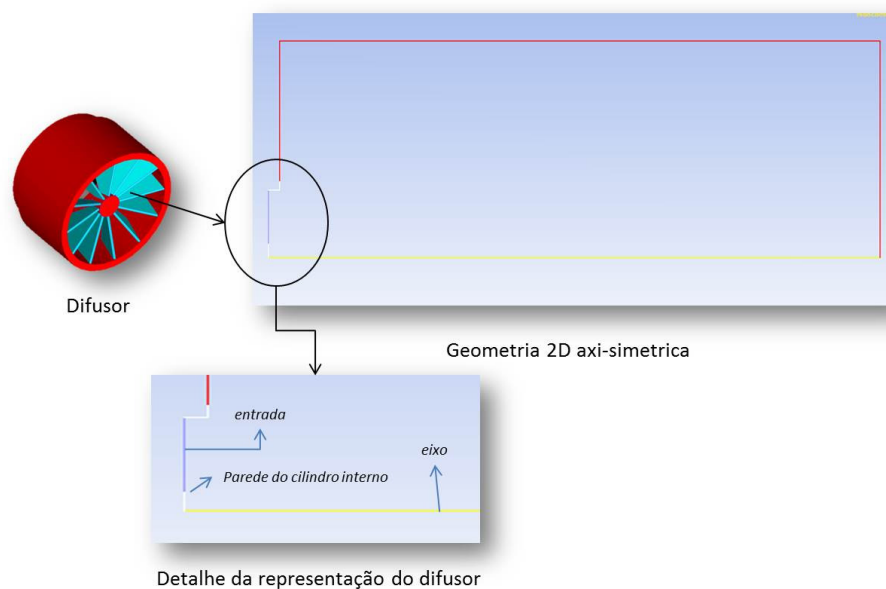


Figura 3.1– Geometria 2D axi-simétrica para simulação do difusor tangencial

Para esta geometria, uma malha de elementos quadriláteros de 20.000 elementos foi gerada.

3.1.2. Especificação das condições de contorno

Para as primeiras simulações, conduzidas para avaliar as características do escoamento no difusor tangencial, a condição de contorno na entrada da geometria é imposta considerando uma vazão arbitrária de 12 cfm. A componente axial é obtida pelo cálculo da divisão da vazão pela área líquida do difusor (área total menos a área do cilindro interno) fornecendo um valor de 3 m/s. A direção tangencial é obtida considerando uma velocidade radial nula. Considerando um ângulo de pás de 15° de inclinação com relação ao eixo de simetria, o valor da velocidade tangencial é calculado pela tangente de 15°.

$$\operatorname{tg}(15^\circ) = \frac{w}{u} \therefore w = 0.8 \text{ m/s}$$

onde u é a velocidade axial e w é a velocidade tangencial.

O modelo de turbulência utilizado foi o Reynolds Stress com o tratamento de parede *non-equilibrium wall function*. O escoamento é definido como isotérmico com ar a uma densidade constante de 1.225 kg/m³.

Na fronteira do sistema, especificou-se a pressão estática do escoamento através da aplicação da função de *pressure-outlet*. Nessa condição de contorno se define a pressão estática manométrica nula do fluido na superfície da fronteira do escoamento e se extrapola todas as outras condições do interior do domínio. Caso haja um fluxo de escoamento na direção reversa da superfície, ou seja, entrando no domínio, é necessário que se especifique as condições da turbulência deste escoamento reverso. Essa especificação pode ser feita impondo-se a intensidade e a escala de comprimento de turbulência, ou energia cinética e taxa de dissipação de energia turbulenta, ou intensidade de turbulência e diâmetro hidráulico.

Nos casos do presente estudo, os valores impostos para os parâmetros de energia cinética e taxa de dissipação turbulenta foram de 0.001 m²/s² e 0.001 m²/s³, respectivamente. Esses valores correspondem a uma intensidade de turbulência de 2% e uma escala de comprimento de turbulência de 5 mm, considerando as Eq. (2.2.7) e (2.2.9). Estes valores são razoáveis considerando que as superfícies que determinam as fronteiras da geometria estão distantes da região mais turbulenta do jato que é no meio do domínio, sendo a turbulência nessas fronteiras de nível baixo.

Para a simulação numérica com a vazão obtida dos dados experimentais, a velocidade axial na linha da superfície de entrada é de 4 m/s e, para se obter um Número de *swirl* de 0.18, a velocidade tangencial é definida em 1.07 m/s. A intensidade de turbulência nesta linha que representa a superfície de entrada foi definida em 10% e o diâmetro hidráulico em 35 mm.

3.2. Método da simulação completa do difusor

A simulação completa do difusor consiste em simular a geometria que inclui o difusor tangencial (Fig. 3.2). Nessa geometria o escoamento que passa por entre as pás do difusor é simulado numericamente, conforme se mostra a seguir.

3.2.1. Definição da geometria e geração de malhas

Todas as malhas no domínio 3D consistem de elementos tetrahédricos, devido à complexidade da geometria, e foram geradas no programa Ansys ICEM CFD segundo o método Octree que consiste em um algoritmo de subdivisão espacial.

O método Octree garante o refinamento da malha onde é necessário, mas também cria elementos grandes onde é possível permitindo uma geração mais rápida da malha.

A geometria para a simulação completa do difusor consiste de um duto de ar de 250 mm de altura e 75 mm de diâmetro até chegar num acoplamento que realiza a redução do diâmetro para um tamanho de 55 mm, suficiente para encaixar com a geometria do difusor. O difusor possui uma parede de 2,5mm de espessura e portanto o diâmetro interno do difusor (por onde passa o escoamento do ar) é de 50 mm e possui paletas com 15° de inclinação em relação à direção axial, fornecendo um Número de *swirl* de 0.18.

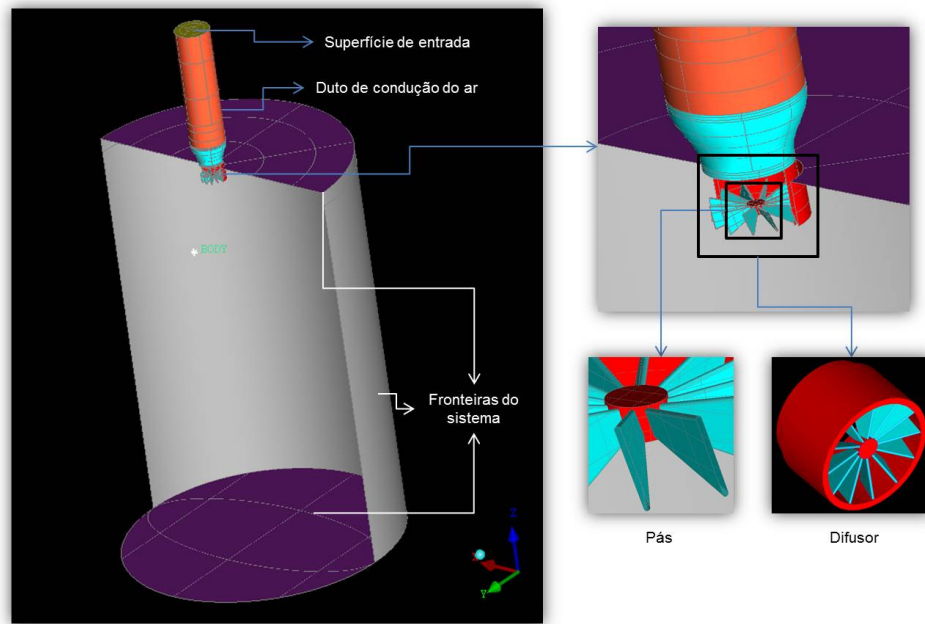
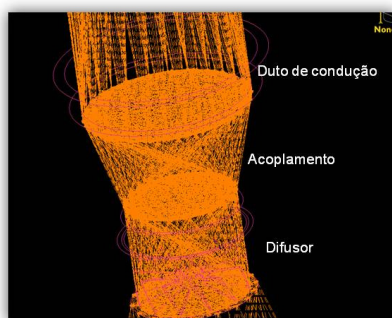


Figura 3.2 – Geometria simulada considerando o difusor completo

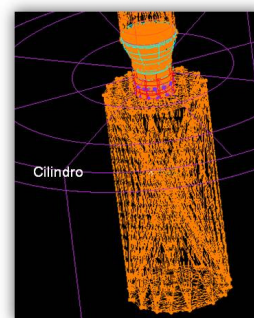
Para esta geometria, 3 malhas diferentes foram geradas a fim de estudar a influência do maior refinamento da mesma na parte a jusante da saída do difusor.

Algumas regiões de maior refinamento (em inglês *density*) foram criadas em regiões específicas da geometria e em regiões em que a densidade da malha será objeto de estudo .

Em primeiro lugar, três regiões de refinamento foram posicionados na região do duto de condução do ar, no acoplamento e no difusor (Fig. 3.3 a). Essas regiões de refinamento foram criados em todas as malhas para se controlar o tamanho dos elementos nessas regiões (Tab 3.1).



(a)



(b)

Figura 3.3 – Regiões de densities criadas (a) para todas as malhas e (b) para as malhas mais refinadas.

Tabela 3.1 – Tamanho dos elementos nas regiões dos densities

Density	Tamanho do volume do elemento		
	Malha A	Malha B	Malha C
Duto de condução	10	10	10
Acoplamento	5	5	5
Difusor	5	2	2
Cilindro	-	5	2
Tamanho	4,0 milhões	3,8 milhões	8,6 milhões

Na primeira malha (malha A) não foi criada região de density na região do cilindro, em vez disso, optou-se por especificar uma taxa de crescimento de elementos menor a partir da região de refinamento do difusor. Essa região a jusante da saída do difusor foi a principal região avaliada quanto ao seu refinamento (Fig. 3.4).

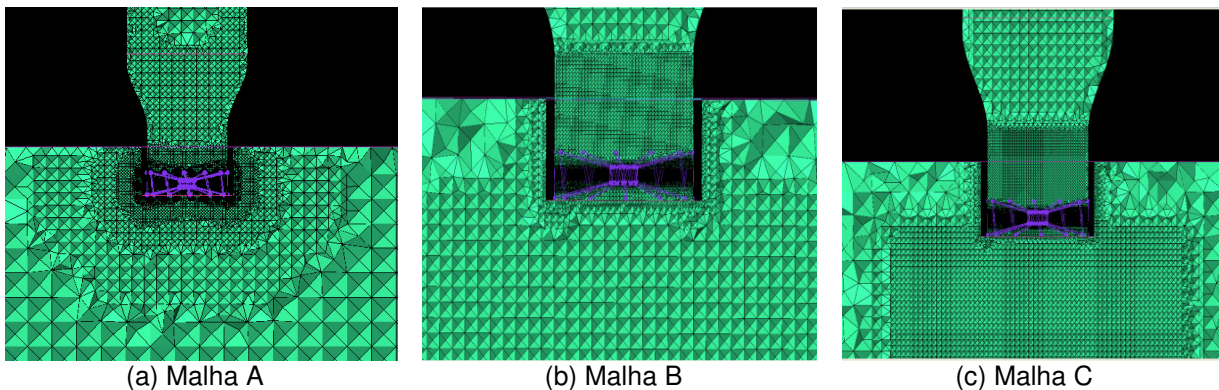


Figura 3.4 – Visualização do refinamento da malha na região do cilindro.

Para se ter um parâmetro de comparação entre o refinamento das malhas na região a jusante da saída do difusor, se calculou o parâmetro $\Delta x/D$ nessa região para cada malha. Neste parâmetro, Δx representa o tamanho do elemento nesta direção e D é o diâmetro do difusor. Para a malha B o valor de $\Delta x/D$ é de 0,077 e para a malha C, 0,038. A malha A parte de um valor de 0,038 para este parâmetro e depois aumenta progressivamente segundo a taxa de crescimento do elemento de 1.2 definido no programa gerador da malha.

O valor de y^+ da malha A e B na região das pás do difusor foi inferior a 3, enquanto na malha C o valor de y^+ inferior a 5. Isso indica que o cálculo no primeiro elemento da parede foi realizado considerando a equação de $u^+=y^+$ pois o mesmo

se encontra dentro da região da subcamada viscosa. Na região do duto o valor de y^+ ficou em torno de 11 para todas as malhas. Apenas em algumas regiões do acoplamento o valor ficou em torno de 25.

3.2.2. Especificação das condições de contorno para simulação do difusor completo

As condições de contorno da entrada são impostas na superfície superior através do cálculo da magnitude da velocidade, dividindo a vazão de ar pela área da superfície. A vazão de ar é obtida dos resultados experimentais do PIV. Em posse deste dado, dividir-se-á a vazão pela área da superfície de entrada do duto de condução do difusor (75 mm) e se obterá a magnitude da velocidade que deve ser imposta perpendicularmente à superfície de entrada. Como a turbulência na entrada do duto é considerada baixa, os valores de parâmetros de turbulência para a condição de contorno podem ser estimados em uma intensidade de turbulência de 2% e uma escala de comprimento característico de turbulência de 35 mm (aproximadamente metade do diâmetro do duto de condução de ar).

Nas superfícies que definem a fronteira do sistema, a condição de contorno de *pressure-outlet* (mais especificamente pressão manométrica nula) foi imposta. Os valores dos parâmetros de turbulência, caso haja escoamento reverso foram definidos como na simulação axi-simétrica 2D.

O modelo de turbulência utilizado foi o Reynolds Stress com o tratamento de parede *non-equilibrium wall function*. O escoamento é definido como isotérmico com ar a uma densidade constante de 1.225 kg/m^3 .

3.3. Método da simulação sem o difusor

3.3.1. Definição da geometria e geração de malhas

A segunda geometria para as simulações no espaço 3D consiste numa geometria que não simula todo o difusor. A condição de contorno da entrada é especificada numa superfície a jusante das pás do difusor (Figura 3.5).

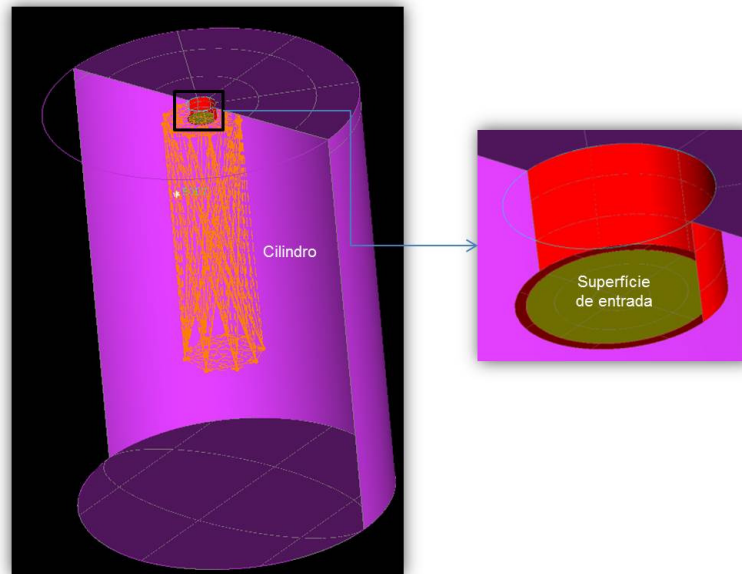


Figura 3.5 – Geometria para simulação do escoamento sem o difusor

Nessa geometria apenas uma região de density foi definida que é a região do cilindro. Com um tamanho de elemento de no máximo 4 dentro deste density, foi gerada apenas uma malha para esta geometria, cujo tamanho é de 3,2 milhões de elementos.

3.3.2. Especificação das condições de contorno

As especificação das condições de contorno de entrada são definidas utilizando-se os resultados do campo de velocidade obtido no experimento do PIV.

Os resultados experimentais fornecem as componentes de velocidade na direção x , y e z no plano de corte central da geometria. Neste plano, estas componentes coincidem com as componentes de velocidade tangencial, radial e axial, respectivamente. Para gerar o arquivo de entrada que define os valores de velocidade nas três direções na superfície de entrada, foram encontradas as três funções polinomiais que aproximam as três curvas das componentes da velocidade na superfície de entrada (Fig. 3.6).

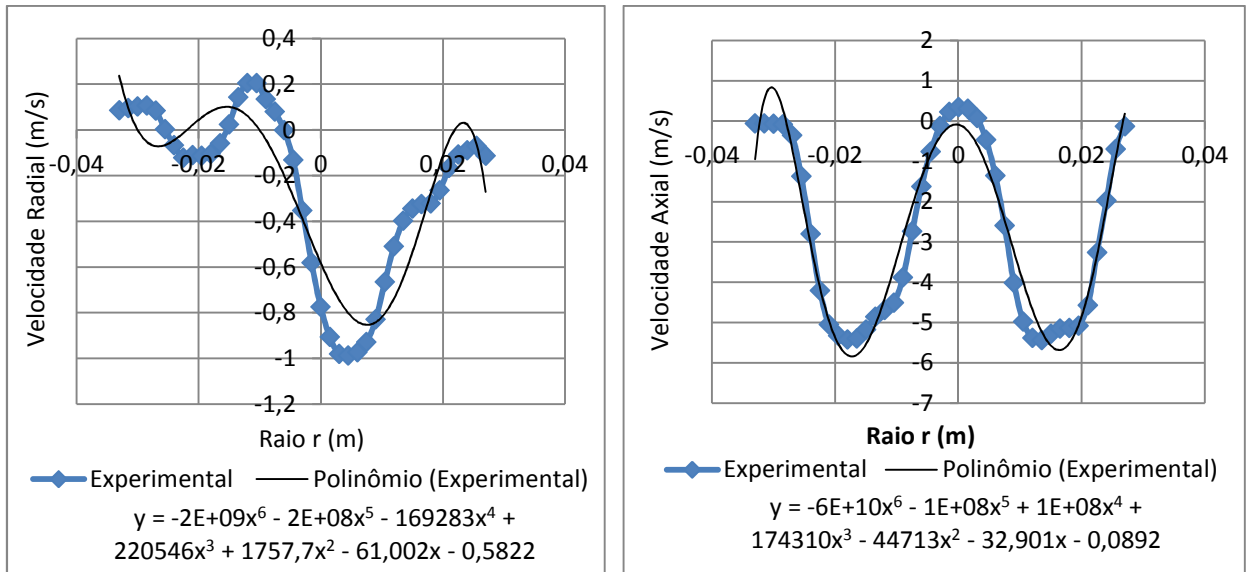


Figura 3.6 – Gráficos das linhas de tendências utilizadas para aproximar os valores de velocidade na superfície de entrada

Com essas funções (uma terceira função polinomial foi obtida para os valores da velocidade na direção tangencial), se aproximou a velocidade nas direções axial, tangencial e radial para todos os elementos da superfície considerando que este perfil seria axi-simétrico, ou seja, não varia com o ângulo em relação ao eixo.

Juntamente com estes dados, na condição de contorno da superfície de entrada foi imposta uma intensidade de turbulência de 15% e uma escala de comprimento de turbulência de 0,025 m, considerados razoáveis para a região do escoamento.

Para as superfícies que definem a fronteira do sistema, as mesmas condições de contorno do primeiro método foram implementadas, ou seja, se impôs a pressão estática (nula) nessas superfícies.

O modelo de turbulência utilizado foi o Reynolds Stress com o tratamento de parede *non-equilibrium wall function*. O escoamento é definido como isotérmico com ar a uma densidade constante de 1.225 kg/m³.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste item serão apresentados e discutidos os casos simulados para a geometria 2D axi-simétrica definida anteriormente e da geometria 3D considerando a simulação completa do difusor e sem o difusor. Serão verificados os níveis de convergência das simulações e o efeito da escolha do esquema de discretização para os domínios 2D e 3D. Para o domínio 3D será feita uma avaliação do refinamento da malha na região a jusante do difusor com a simulação de três casos diferentes (um para cada uma das malhas A, B e C). Por fim, para todos estes casos, as características do escoamento no difusor tangencial serão avaliadas de acordo com os resultados apresentados para o campo de pressão, velocidade axial e tangencial, dissipação de energia cinética turbulenta e energia cinética turbulenta. Os resultados para o campo de velocidade axial e tangencial serão comparados com os resultados obtidos com o experimento do PIV.

4.1. Simulação Numérica 2D axi-simétrica

A simulação numérica da geometria axi-simétrica 2D obteve uma boa convergência chegando a resíduos de continuidade de até 10^{-6} de forma estável (Fig. 4.1).

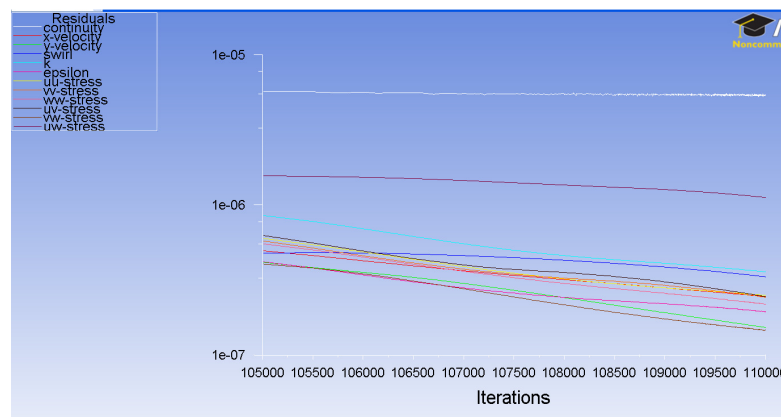


Figura 4.1 - Resíduos da primeira simulação na geometria 2D axi-simétrica

Pelo gráfico das tensões normais de Reynolds (Fig. 4.2) verifica-se a diferença entre essas tensões numa região bem próxima do difusor e, de forma mais acentuada, no centro do jato (próximo ao eixo). Essa diferença mostra o caráter anisotrópico do escoamento tangencial nas regiões mais próximas do difusor. Este caráter anisotrópico do escoamento no difusor tangencial significa que dependendo da direção do escoamento a influência das tensões viscosas de Reynolds são diferentes. Portanto, a modelagem da turbulência que considera que as tensões de Reynolds se reduzem a um valor escalar, como se fazem os modelos de 2 equações, reduzem o comportamento das tensões de Reynolds a de um comportamento isotrópico.

Ainda se verifica pelo gráfico da Fig. 4.2 que fora da região da distância radial de 30 mm, para uma distância axial de 10 mm da saída do difusor, as tensões normais de Reynolds se anulam. Isso se dá porque nessa região não há turbulência e na região próxima ao centro do jato a intensidade de turbulência é muito maior.

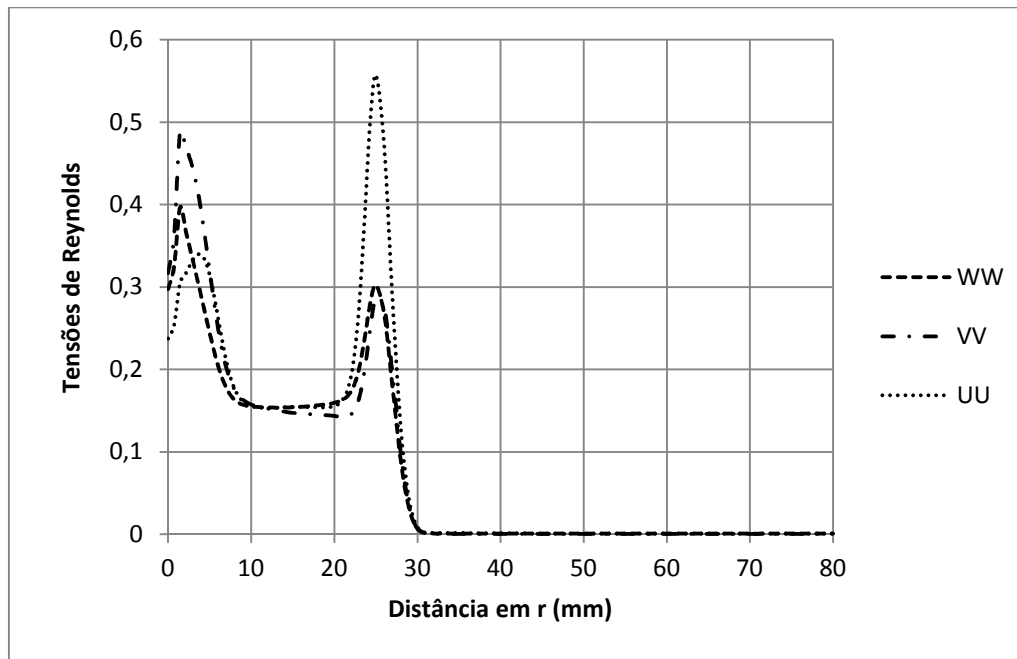
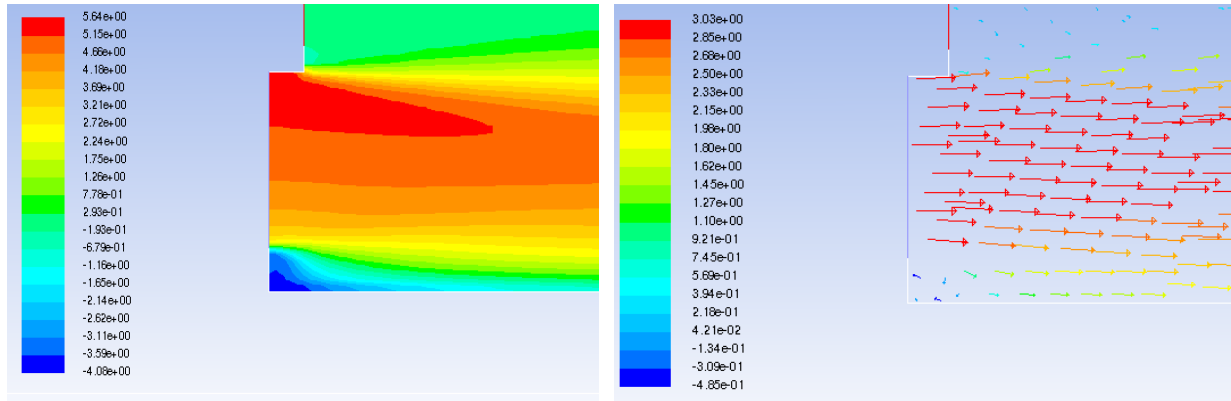


Figura 4.2 – Tensões de Reynolds na linha a 10 mm de distância da superfície de entrada

Pelos gráficos da Fig. 4.3, nota-se que a região mais afetada pela turbulência é exatamente a região abaixo do corpo cilíndrico interno. O escoamento do ar cria uma região pressão negativa abaixo do corpo cilíndrico interno e gera um forte gradiente de pressão (Fig. 4.3 a). Esse gradiente de pressão por sua vez provoca

um gradiente adverso de velocidade (Fig. 4.3 b). Próximo ao corpo cilíndrico interno, pelo campo de velocidade axial, percebe-se a velocidade axial negativa.



(a) Campo de pressão

(b) Campo vetorial de velocidade axial

Figura 4.3 – Campo de pressão e velocidade axial na região próxima ao difusor no centro do jato

Nessa região, a intensidade de turbulência é muito forte, como esperado, devido ao alto gradiente de velocidade, chegando a aproximadamente 70%. Pela Eq. (2.3.9) verifica-se também a alta energia cinética turbulenta.

Na avaliação do esquema de discretização para a simulação numérica axi-simétrica, na malha analisada e com as presentes condições de contorno, verificou-se que a escolha do mesmo não faz praticamente nenhum efeito nos resultados. Nos gráficos de velocidade axial e tangencial para este escoamento (Fig. 4.4) as linhas que marcam os resultados para os diferentes esquemas de discretização se sobrepõem de forma que não é possível identificar nenhuma diferença entre os resultados.

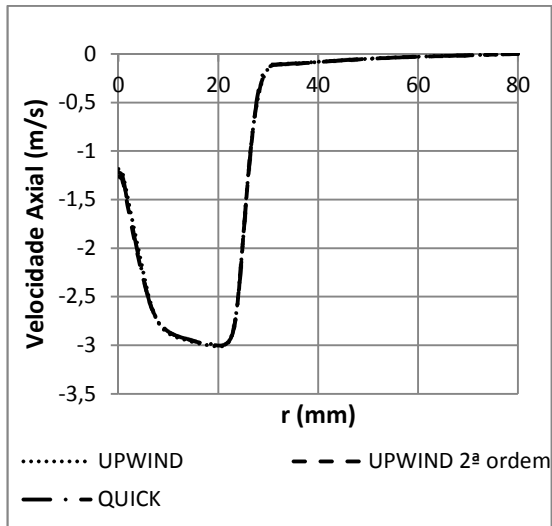
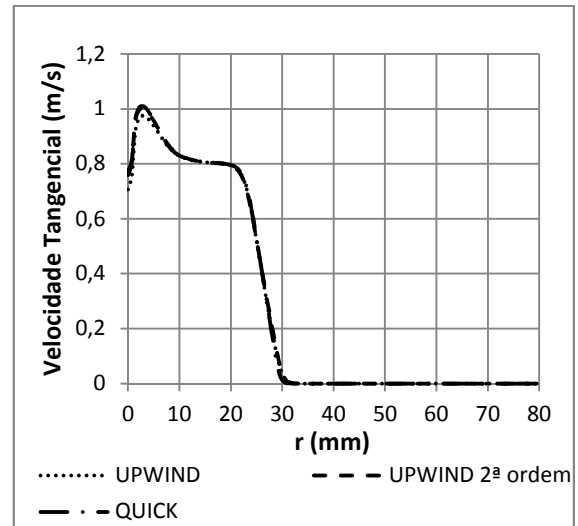
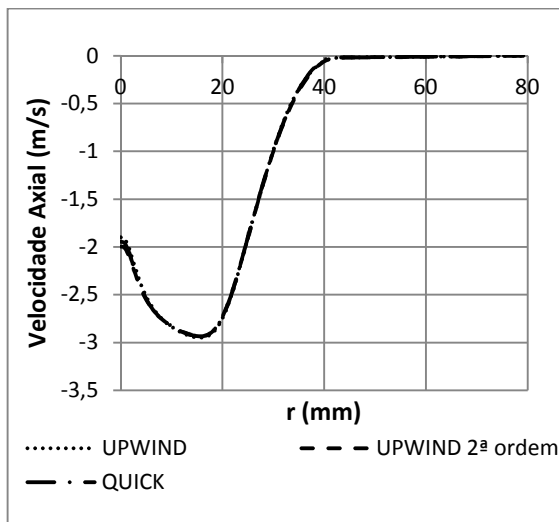
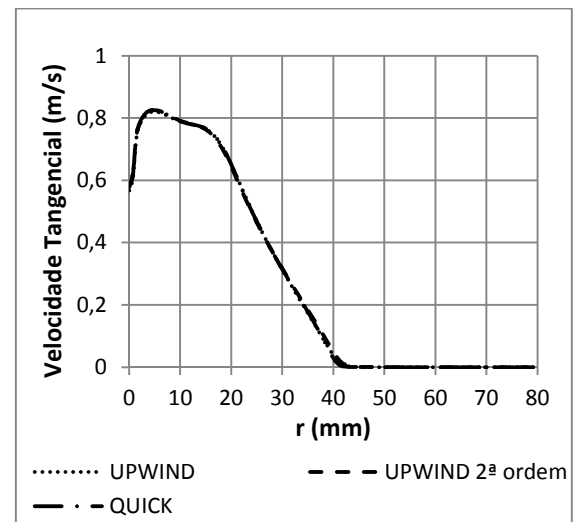
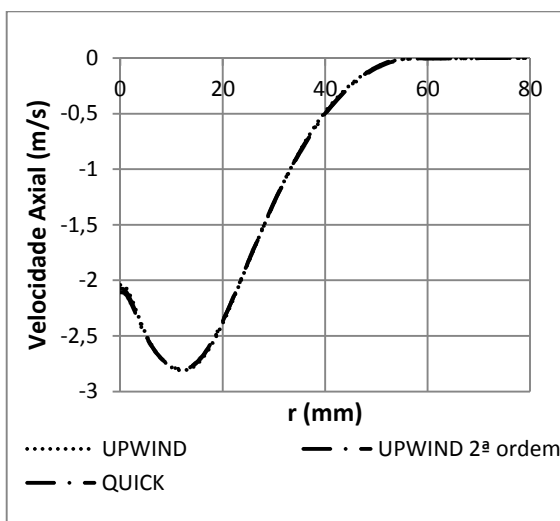
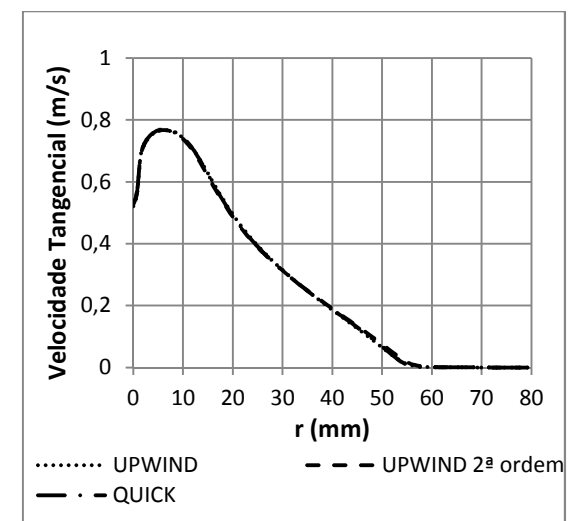
(a) Velocidade Axial - $\Delta z = 10$ mm(b) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 10$ mm(c) Velocidade Axial - $\Delta z = 50$ mm(d) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 50$ mm(e) Velocidade Axial - $\Delta z = 100$ mm(f) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 100$ mm

Figura 4.4 – Gráficos da velocidade axial e tangencial para diferentes esquemas de discretização e distâncias da saída do difusor.

Para distâncias maiores do difusor como $\Delta z = 200\text{mm}$ também não se verificam diferenças na escolha do esquema de discretização (Fig. 4.5). Assim, para esta malha axi-simétrica e nestas condições de contorno, mesmo na região de interesse para o problema de conforto térmico (aproximadamente a posição da cabeça de um passageiro de uma cabine de aeronave, por exemplo), qualquer esquema de discretização leva ao mesmo resultado.

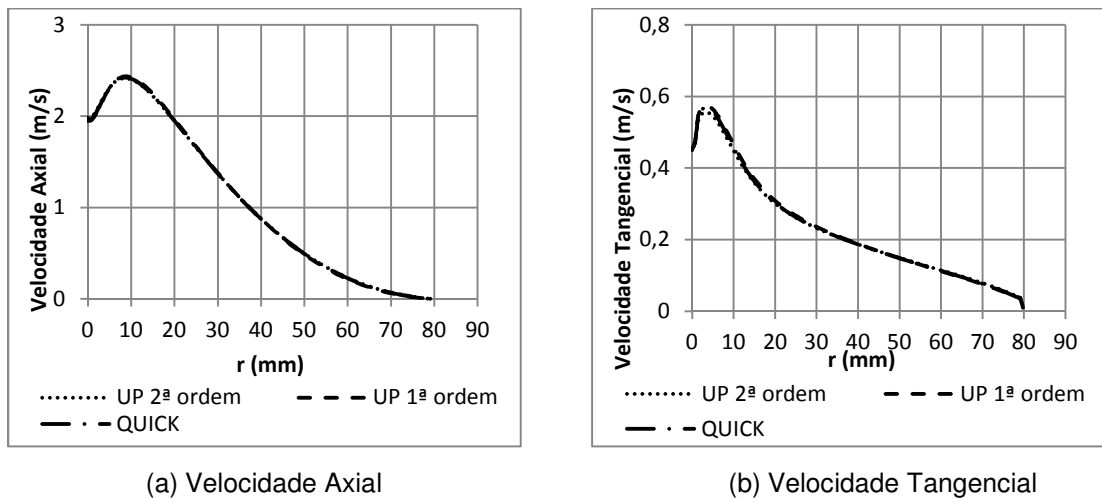


Figura 4.5 - Gráficos da velocidade axial e tangencial para a distância $\Delta z=200\text{mm}$.

Resultados para a simulação com a vazão obtida com os dados do PIV (16 cfm) foram comparados com os dados experimentais (Fig. 4.6).

Para uma distância de 10 mm, a simulação numérica obteve uma boa previsão da abertura do jato, coincidindo com o experimento no valor de $r = 30\text{ mm}$. Para a distância de 50 e 100 mm a abertura do jato mostrou uma diferença de $\Delta r = 5$ e 10 mm , respectivamente, com relação à abertura obtida no experimento.

Para a distância normalizada de $-0,25$, o valor do resultado numérico foi considerado como sendo o mesmo que para a distância normalizada de $0,25$, devido a axisimetria. Como se pode observar pelos gráficos das distâncias normalizadas para $\Delta z = 10\text{ mm}$ (Fig. 4.7), em alguns pontos as diferenças são maiores, mas percebe-se que permanecem dentro de valores de diferenças aceitáveis, a não ser no caso da diferença normalizada para a velocidade axial em $r/R = -0,25$ e para a velocidade tangencial em $r/R = 0,25$, onde as diferenças são consideráveis.

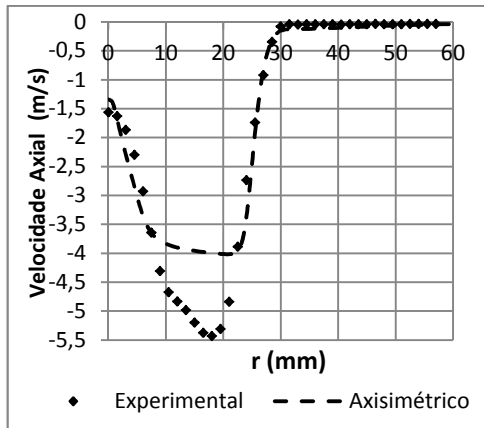
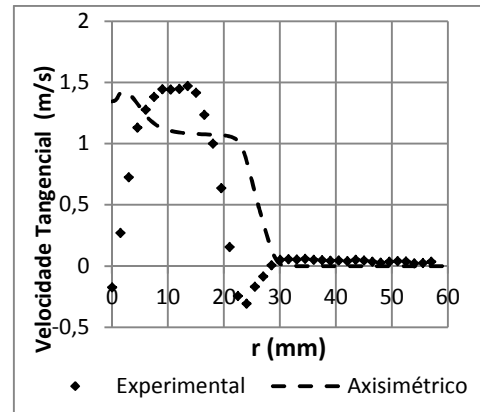
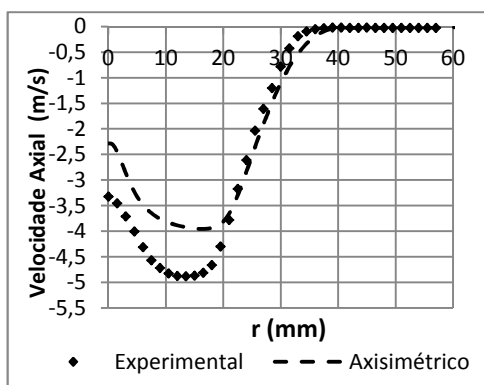
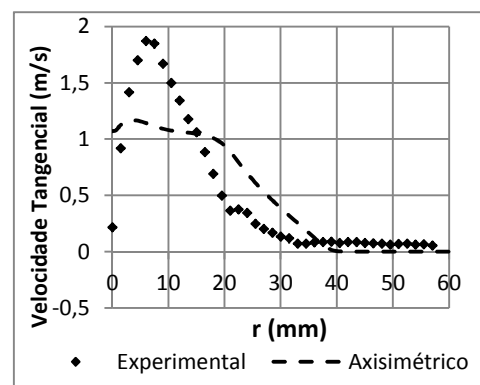
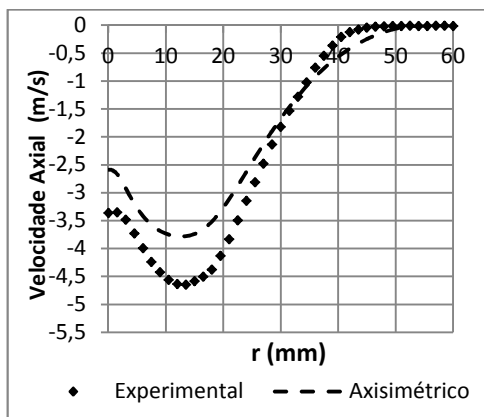
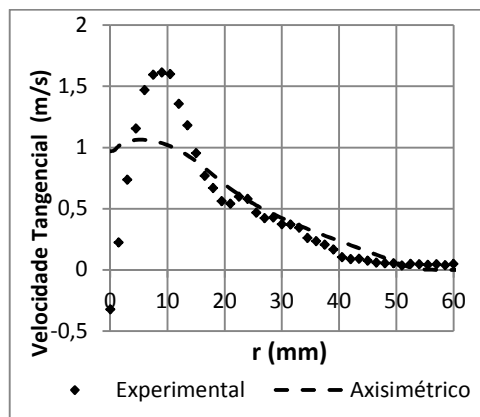
(a) Velocidade Axial - $\Delta z = 10$ mm(b) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 10$ mm(c) Velocidade Axial - $\Delta z = 50$ mm(d) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 50$ mm(e) Velocidade Axial - $\Delta z = 100$ mm(f) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 100$ mm

Figura 4.6 - Gráficos da velocidade axial e tangencial para várias distâncias a jusante da superfície de entrada para a simulação numérica da geometria sem o difusor.

Para a velocidade tangencial uma grande diferença no perfil de velocidade foi obtida como pode ser observado pelos gráficos da Fig. 4.5 (b), (d) e (f). Verifica-se que a simulação numérica possui dificuldades para calcular com precisão os picos de velocidade tangencial na distância radial de 10 mm, aproximadamente, e o gradiente de velocidade no centro do jato.

No centro do jato, apenas para a distância axial de 10 mm da superfície de entrada, o valor numérico da velocidade axial coincidiu com o experimental. Para outras distâncias este valor se manteve compatível com a referência, num valor de distância normalizada aproximada de 0.38 para uma distância de 50 mm do difusor (Fig. 4.8).

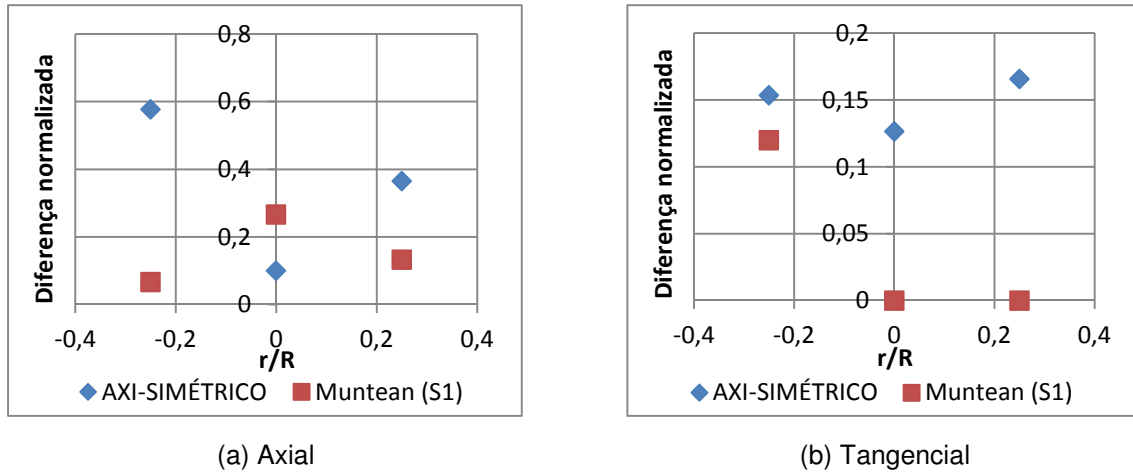


Figura 4.7 - Gráficos comparativos dos valores de diferenças normalizadas dos resultados numéricos da simulação 2D axi-simétrica e resultados da referência (Muntean et al, 2005) para $\Delta z = 10$ mm

Em geral, pode-se verificar que para distâncias axiais maiores que 10 mm os resultados de diferença normalizada são maiores que a referência, no entanto, não se distanciam muito. Para a distância axial de 10 mm, os resultados de diferenças normalizadas para a velocidade axial (Fig. 4.7 (a)) no centro do jato se está abaixo da referência (0.10 aproximadamente).

As diferenças normalizadas para $\Delta z = 50$ mm mostram que na linha de centro, as diferenças normalizadas da simulação axi-simétrica se afastou dos resultados da referência, mas permaneceu próximo do seu valor.

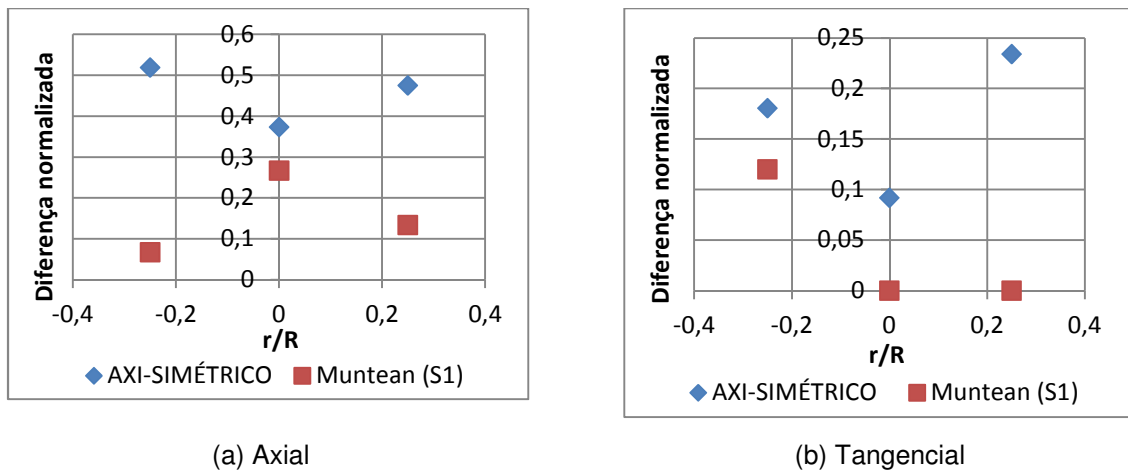


Figura 4.8 - Gráficos comparativos dos valores de diferenças normalizadas dos resultados numéricos da simulação 2D axi-simétrica e resultados da referência (Muntean et al, 2005) para $\Delta z = 50$ mm

Pelos gráficos das Figs. (4.7) e (4.8) se observa que próximo ao difusor os resultados são melhores.

Dos resultados discutidos neste item, pode-se concluir que a simulação 2D axi-simétrica apresenta alguns resultados úteis ao projeto do difusor *swirl* para conforto térmico, como a abertura do jato, o valor da velocidade axial no centro do jato (erro máximo de 30%) e a posição e magnitude do pico de velocidade axial (erro máximo de 60%) fora da linha de centro. Para a componente tangencial verifica-se um erro máximo de 25% em ponto (linha de centro ou velocidade de pico).

4.2. Resultados para a simulação numérica 3D

4.2.1. Análise de independência de malha e esquemas de discretização

Os primeiros resultados foram obtidos a fim de se realizar um estudo do refinamento da malha na região principal do escoamento (abaixo da saída do difusor). Pelos gráficos dos perfis de velocidade axial e tangencial (Fig. 4.9) se verifica como o refinamento da malha na região do centro do jato influencia fortemente nos resultados, principalmente para distâncias maiores a jusante.

Nestes gráficos, a malha A representa a malha mais grossa na região principal do escoamento, pois não possui um *density* que limita o tamanho do elemento em todo este volume. No caso da malha A, os elementos mais próximos da saída do difusor são do tamanho do *density* do difusor. Há um crescimento gradual destes elementos até o tamanho máximo de elemento da malha, que é limitado a um tamanho 20. Na região mais afastada da saída do difusor, o tamanho de elemento é bem maior que as malhas B e C que possuem tamanhos de elementos nessa região do *density* limitados a 5 e 2, respectivamente.

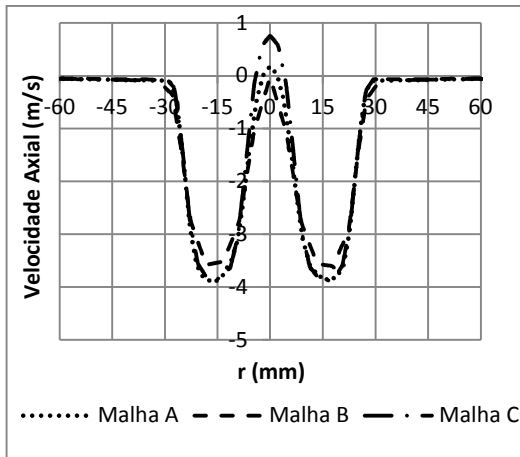
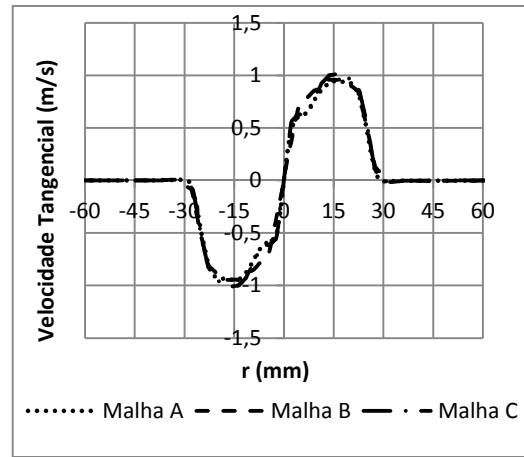
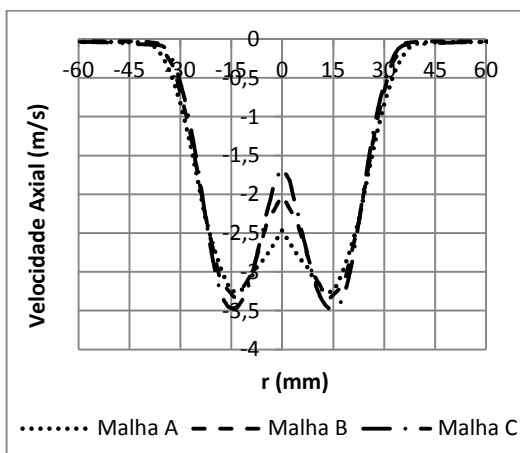
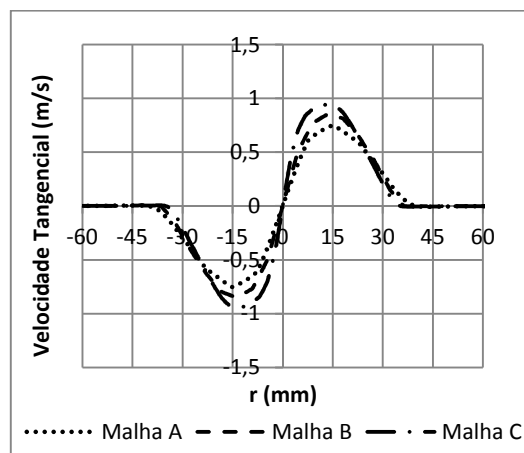
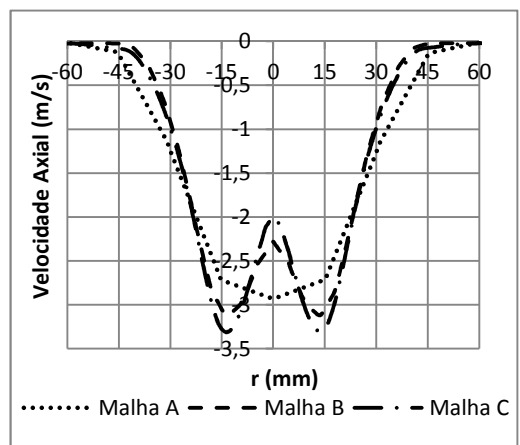
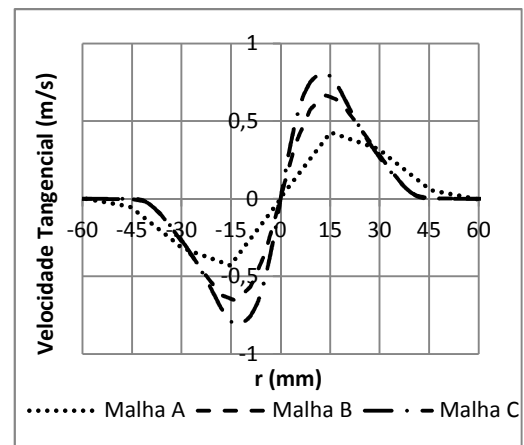
(a) Velocidade Axial - $\Delta z = 10$ mm(b) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 10$ mm(c) Velocidade Axial - $\Delta z = 50$ mm(d) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 50$ mm(e) Velocidade Axial - $\Delta z = 100$ mm(f) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 100$ mm

Figura 4.9 – Gráficos das velocidades axial e tangencial para os diferentes níveis de refinamento da malha e distâncias à jusante do difusor

Para a distância de $\Delta z = 10$ mm os resultados para a malha A quase coincidem com o nível de refinamento mais alto que é a malha C. Para uma distância maior, no entanto, a malha A apresenta resultados bem diferentes da malha B e C.

A inversão do gradiente de velocidade no centro do jato não é calculada na simulação da malha A. Essa diferença numa região mais distante da saída do difusor se deve ao fato de que foi comentado de que a malha A possui, próximo à região do difusor, elementos bem refinados por causa do crescimento gradual dos elementos a partir da saída do difusor. Mas devido à ausência do *density*, os elementos crescem mais rápido à medida que se afastam da saída do difusor. Dessa forma, o nível de refinamento na distância de 100 mm a partir do difusor é menor e o refinamento da malha A não é suficiente para captar o gradiente de velocidade no centro do jato.

Verifica-se também pela comparação dos gráficos das malhas B e C que existe ainda uma diferença relativa de aproximadamente 30% dos resultados, indicando que, rigorosamente, um resultado com independência de malha ainda não foi alcançado. No entanto, a variação do resultado começa a se tornar menor do que o verificado na malha A em relação à malha B. A malha C, no entanto, possui um tamanho de 8 milhões de elementos. Um cálculo do tempo demandado para simular a malha C e B mostrou que a economia de tempo do tempo de simulação da malha B em relação ao tempo de simulação da malha C foi de 45%. Apesar das diferenças de aproximadamente 30% nos resultados, optou-se por simular a geometria completa do difusor com a malha B, devido à economia de tempo fornecida.

Para distâncias maiores que 100 mm, como $\Delta z = 200$ mm e $\Delta z = 500$ mm (Fig. 4.10) as diferenças dos resultados entre a malha B e C foram mais pronunciadas na componente de velocidade tangencial (erro relativo de aproximadamente 400%). Há que se observar, entretanto, que a magnitude da velocidade tangencial nesta distância é muito pequena (aproximadamente 0,01m/s) e que mesmo a verificação experimental destes valores é questionável. Além disso, do ponto de vista de avaliação de conforto térmico estes valores são desprezíveis.

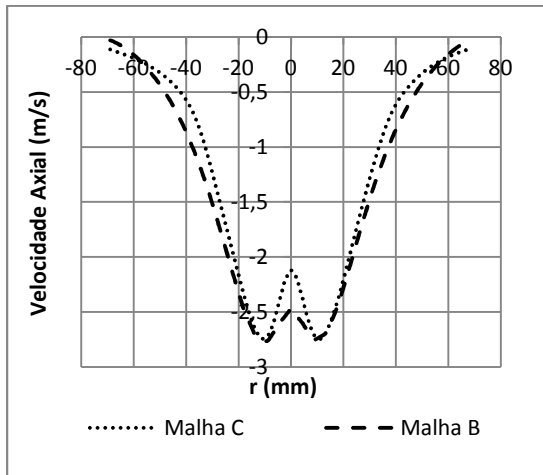
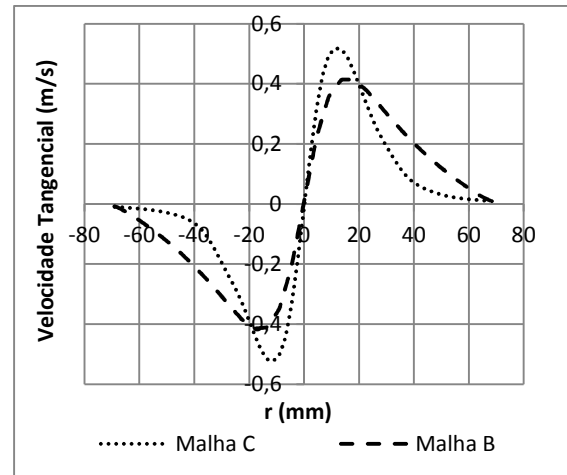
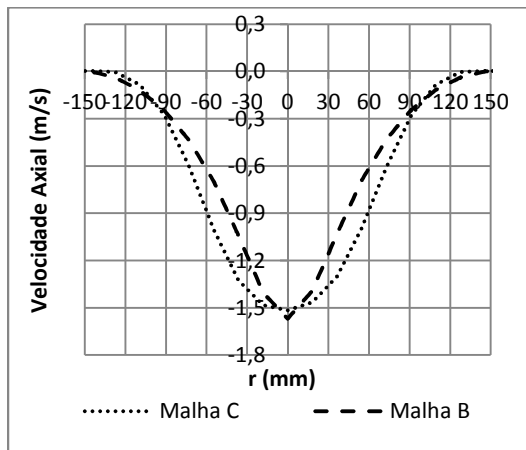
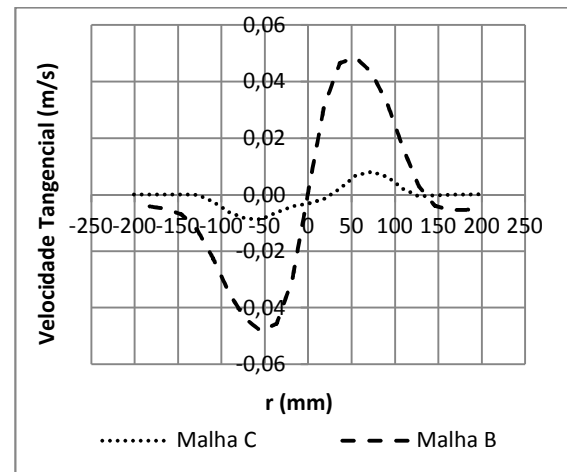
(a) Velocidade Axial - $\Delta z = 200$ mm(b) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 200$ mm(c) Velocidade Axial - $\Delta z = 500$ mm(d) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 500$ mm

Figura 4.10 - Gráficos das velocidades axial e tangencial para os níveis de refinamento da malha B e C em distâncias à jusante do difusor de 200 mm e 500mm

Com base nestes resultados, a malha gerada para a geometria sem difusor utilizou um *density* na região a jusante da superfície de entrada, correspondente à saída do difusor na geometria completa, com tamanho de elemento 4, semelhante ao tamanho de elemento do *density* da mesma região da malha B.

Após a análise da influência do refinamento da malha, se verificou a influência do esquema de discretização (Fig. 4.11). As simulações para esta análise só foram possíveis com a malha C, mais refinada, porque foi a única que alcançou estabilidade dos cálculos e manteve os valores de viscosidade turbulenta em valores aceitáveis. Esta dificuldade já era esperada, dado que os esquemas de segunda ordem podem apresentar oscilações numéricas em malhas pouco refinadas.

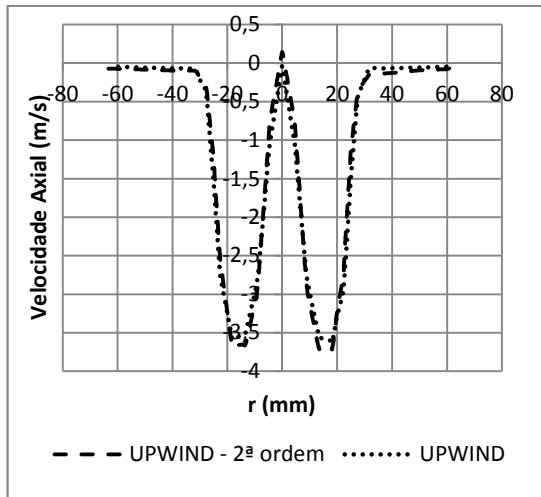
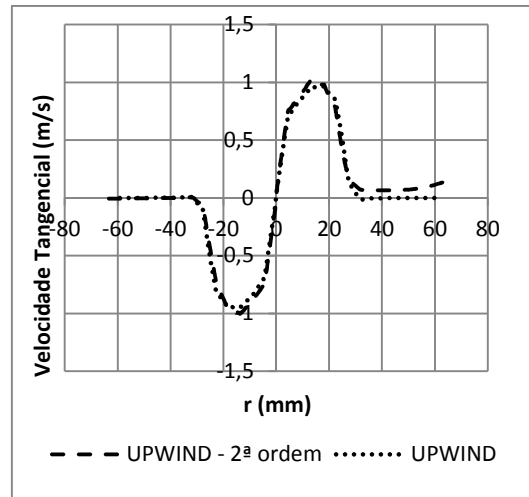
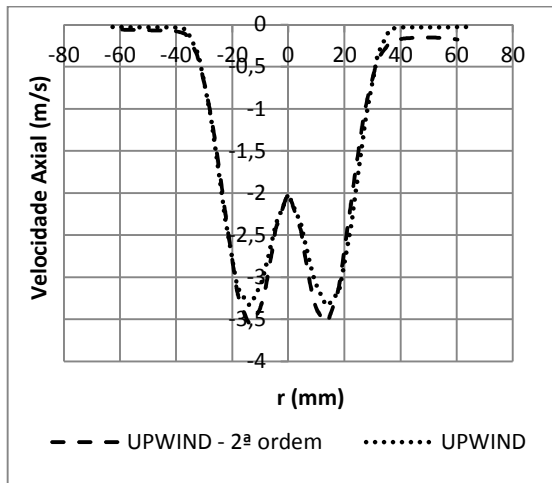
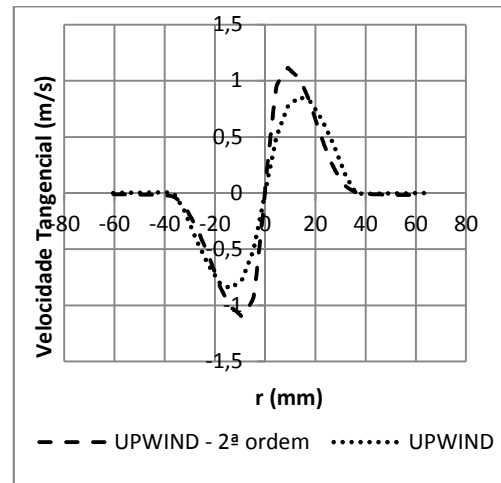
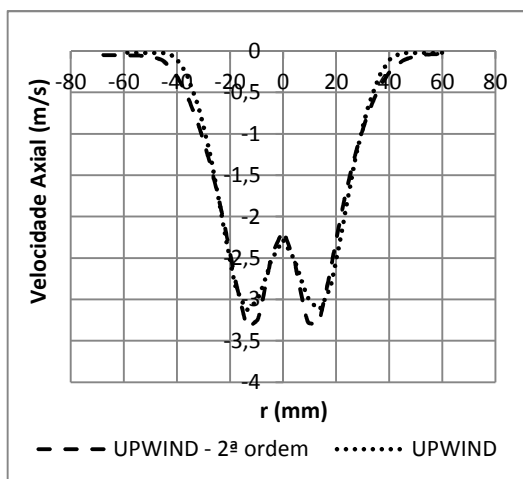
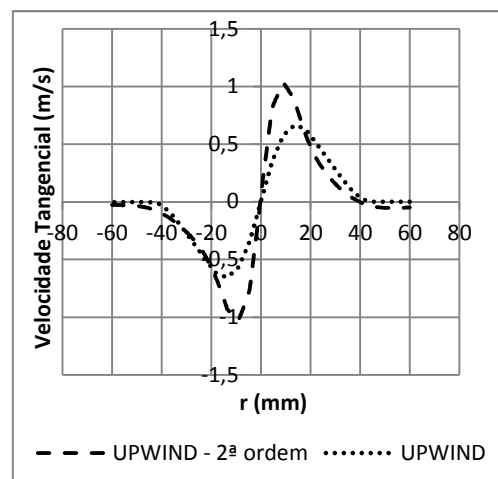
(a) Velocidade Axial - $\Delta z = 10$ mm(b) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 10$ mm(c) Velocidade Axial - $\Delta z = 50$ mm(d) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 50$ mm(e) Velocidade Axial - $\Delta z = 100$ mm(f) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 100$ mm

Figura 4.11 – Gráficos das velocidades axial e tangencial para várias distâncias da saída do difusor para esquemas de discretização UPWIND 1ª ordem e 2ª ordem

Os resultados para as simulações em domínio 3D com diferentes esquemas de discretização revelaram variações maiores com relação à simulação numérica axi-simétrica 2D. Essas diferenças podem estar relacionadas com o tipo de malha utilizado para as simulações em cada domínio (quadriláteras para o domínio 2D e tetraédricas para o domínio 3D). Outra diferença essencial entre as duas abordagens é o fato de que nas simulações 2D axi-simétricas as equações estão expressas em coordenadas cilíndricas, enquanto que no domínio 3D estão em coordenadas cartesianas e isto influencia o erro associado aos processo de interpolação. Pelo gráfico da Fig. 4.11 (a) e (b) praticamente não há variação do resultado para a distância de 10 mm a partir da saída do difusor. No entanto, em distâncias maiores (50 e 100 mm), o erro relativo máximo é de aproximadamente 30% na componente tangencial.

Do ponto de vista da simulação numérica, a convergência para o esquema UPWIND 2ª ordem foi difícil de ser obtida. Foi necessário desenvolver a simulação por mais de 18.000 iterações para que os valores de viscosidade turbulenta se mantivessem em valores aceitáveis, o que significa um tempo de relógio de 130,6 h (5,5 dias), sem, mesmo assim, ter alcançado um bom nível de convergência (10^{-3} para os resíduos da continuidade).

Em distâncias maiores que 100 mm como $\Delta z = 200$ mm e 500 mm (Fig. 4.12), as diferenças entre os resultados para a simulação com UPWIND 1ª ordem e UPWIND 2ª ordem continuam sendo pouco pronunciadas na direção axial e as maiores diferenças são observadas na componente tangencial onde o valor da velocidade já está bem próximo de zero (0,04 m/s). Novamente, do ponto de vista de verificação experimental e do interesse prático para conforto térmico, os resultados com ambos os métodos de discretização são equivalentes.

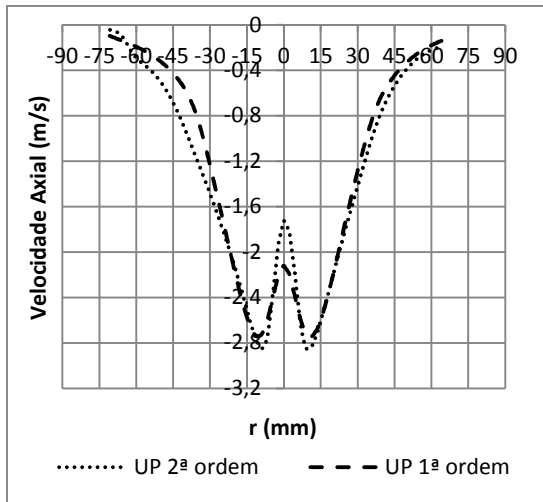
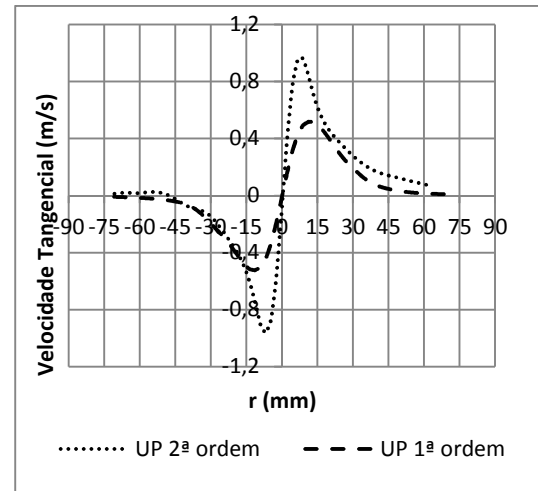
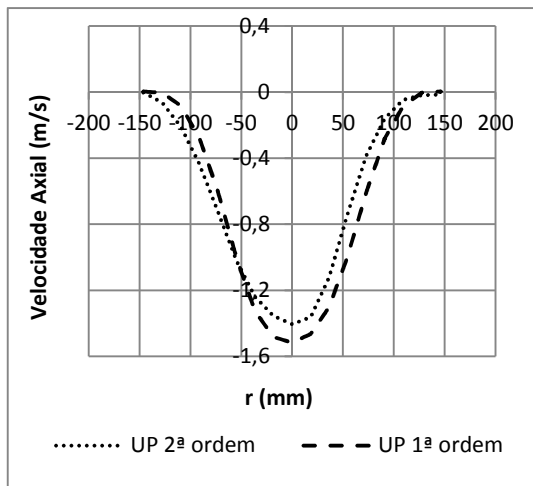
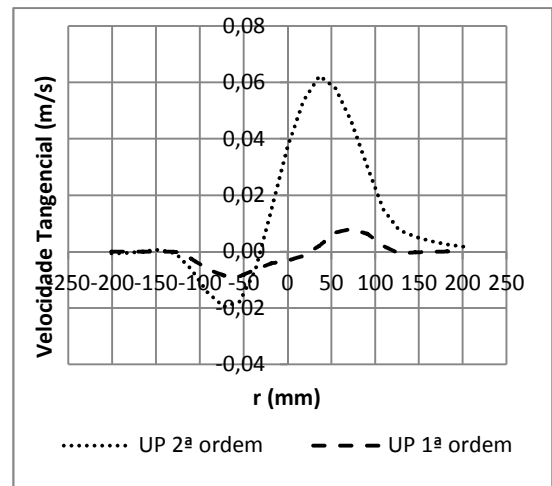
(a) Velocidade Axial - $\Delta z = 200$ mm(b) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 200$ mm(c) Velocidade Axial - $\Delta z = 500$ mm(d) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 500$ mm

Figura 4.12 - Gráficos da velocidade axial e tangencial para distâncias da saída do difusor de 200 mm e 500 mm para esquemas de discretização UPWIND 1ª ordem e 2ª ordem

4.2.2. Comparação de dados numéricos e experimentais

Para simular numericamente o experimento com a geometria sem o difusor, o procedimento adotado consistiu em aplicar à superfície de entrada da geometria sem o difusor as velocidades calculadas pela função que aproxima os dados de velocidade na direção x , y e z do experimento do PIV, conforme item 3.3.2. No plano central, essas componentes de velocidade coincidem com as componentes radial, tangencial e axial. Considerou-se que o escoamento na superfície de entrada é axi-

simétrica, de forma que os perfis de velocidade para as três direções podem ser aplicados para todos os ângulos da superfície de entrada.

Esta simulação teve uma boa convergência, alcançando resíduos da ordem de 10^{-4} para a equação da continuidade (Fig. 4.13) e foi realizada com 8 processadores demorando aproximadamente 2 dias para chegar a 16.000 iterações.

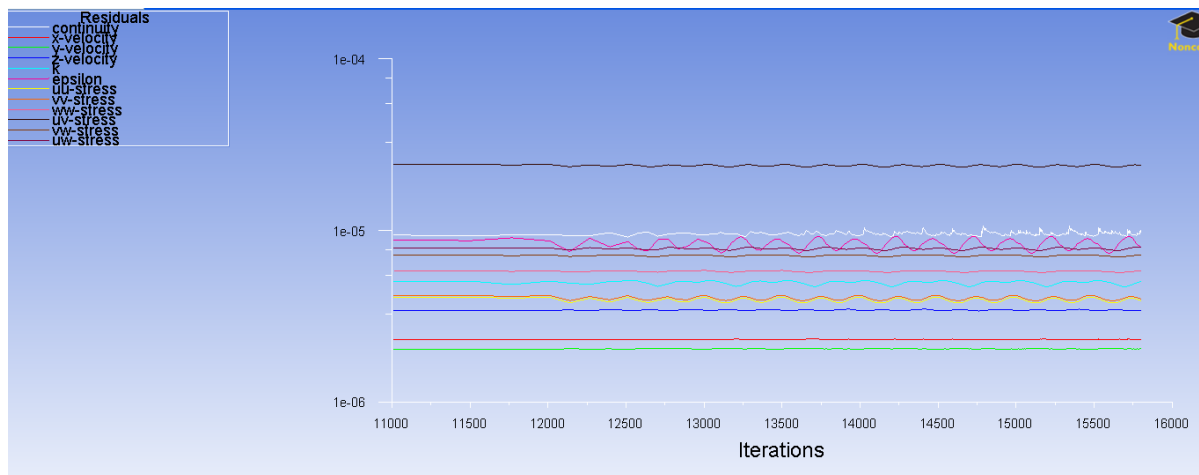


Figura 4.13 – Resíduos da simulação sem o difusor

Comparando os resultados dessa simulação com os dados do experimento, verificou-se boa concordância dos resultados para os perfis de velocidade axial e tangencial (Fig. 4.14). Diferentemente das simulações para a geometria 2D axi-simétricas, a simulação 3D sem o difusor obteve o gradiente de velocidade na direção tangencial no centro do jato corretamente. Também na direção axial, o cálculo para a velocidade na linha de centro se aproximou mais dos resultados experimentais que a simulação 2D axi-simétrica. Para todas as distâncias o gradiente de velocidade axial no centro do jato foi corretamente obtido.

Diferenças maiores foram obtidas no perfil de velocidade tangencial para as distâncias de 50 e 100 mm. Como se pode observar, há uma diferença considerável nos picos de velocidade axial na distância aproximada de $r = 10\text{mm}$. Como visto na seção anterior (4.2.1), o refinamento da malha nessa região poderia melhorar significativamente este resultado, aproximando a velocidade tangencial de pico numérico da experimental.

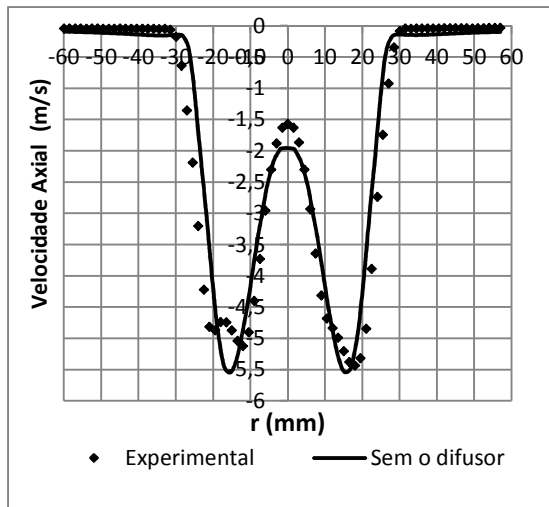
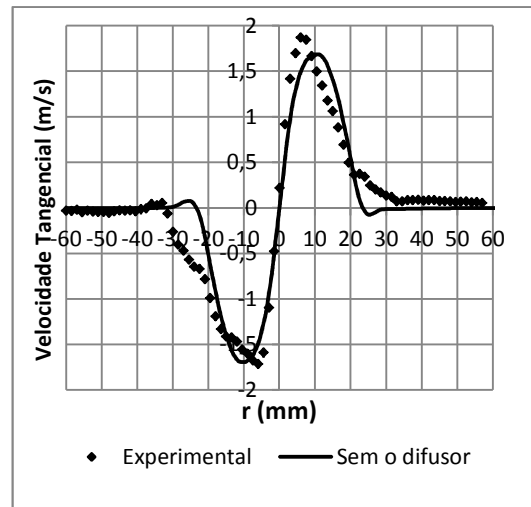
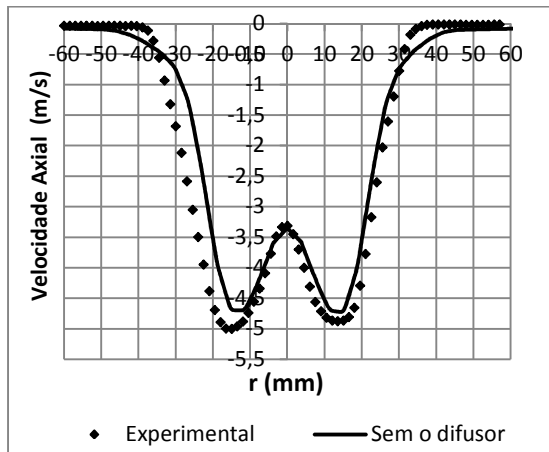
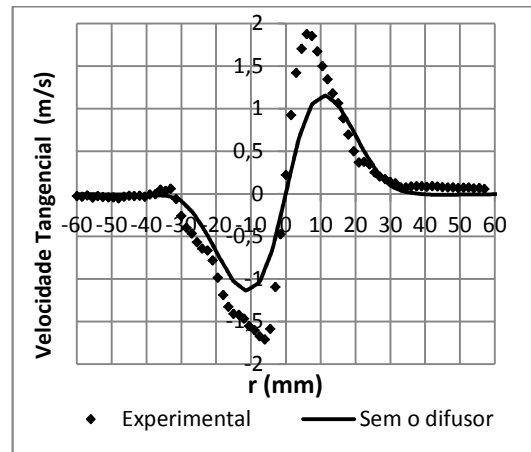
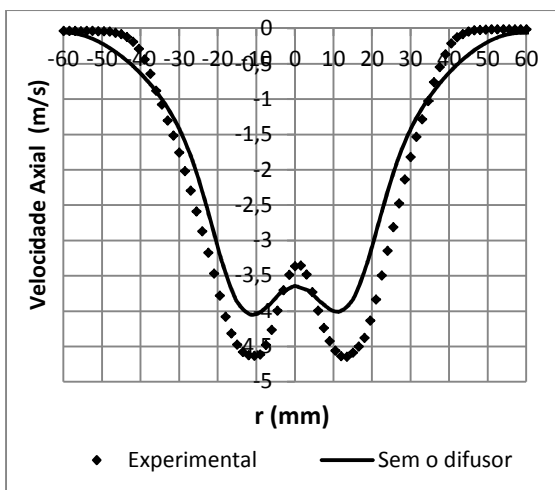
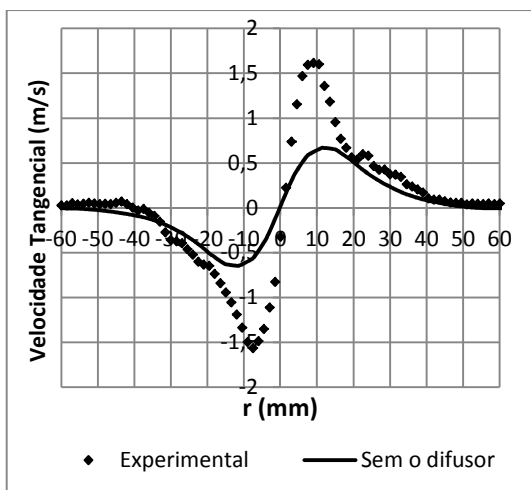
(a) Velocidade Axial - $\Delta z = 10$ mm(b) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 10$ mm(c) Velocidade Axial - $\Delta z = 50$ mm(d) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 50$ mm(e) Velocidade Axial - $\Delta z = 100$ mm(f) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 100$ mm

Figura 4.14 – Gráficos da velocidade axial e tangencial para várias distâncias à jusante da superfície de entrada para a simulação numérica da geometria sem o difusor.

O gráfico do campo de vetores no plano central mostra a propriedade do difusor tangencial de indução do ar (Fig. 4.15).

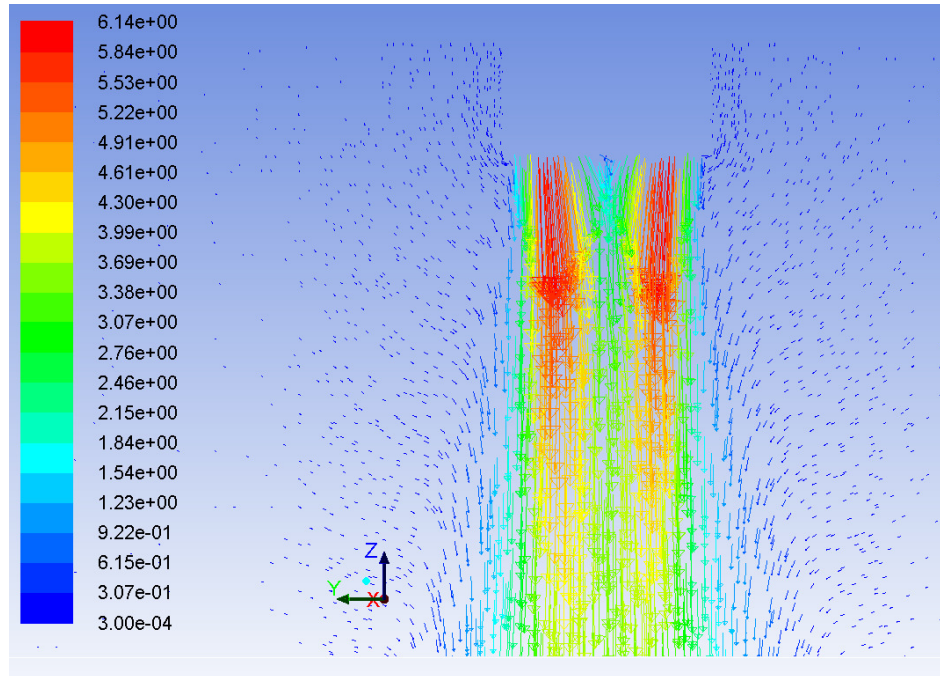


Figura 4.15 - Campo de vetores da magnitude da velocidade (m/s) no plano central da geometria sem o difusor.

Identifica-se assim a camada cisalhante externa em torno do jato que foi relatada no trabalho de Panda, J. et al (1993). Nota-se como o ar externo é induzido para a região central do jato.

A simulação numérica da geometria sem o difusor forneceu dados relacionados ao balanço de massas do sistema (Tab. 4.1). Com os dados desse balanço verificou-se que a vazão mássica da superfície de entrada é de 0,00935 kg/s (que corresponde a 16 cfm) de acordo com os dados experimentais de velocidade obtidos com a técnica do PIV. Com os dados da velocidade na primeira linha do plano central, foi possível calcular uma integral numérica para se verificar a vazão fornecida pelo software. O valor calculado pela integral numérica forneceu uma vazão de 0,008703 kg/s, que é 6,9% menos que o valor calculado que o software. Outro valor de vazão foi calculado considerando a integral da função de velocidade para o método de simulação sem o difusor. O valor fornecido foi de 0,01068 kg/s. Em relação ao valor fornecido pelo software isso significa uma diferença de 14% a mais.

Tabela 4.1 – Balanço de fluxo de massa do sistema

Relatório de Fluxos	
Taxa de vazão mássica	(kg/s)
Superfície de entrada	0.0093544358
Fronteira lateral	0.032210458
Fronteira Inferior	-0.049964823
Fronteira Superior	0.0083984006
Balanço	-1.5283003e-06

A simulação numérica da geometria com difusor assumiu a vazão mássica calculada com os dados do PIV (0,00935 kg/s) como sendo a vazão para a condição de contorno de entrada. Essa vazão, dividida pela área do duto de condução de ar, fornece uma velocidade de 1,7 m/s perpendicular à superfície de entrada da geometria com o difusor. Após a passagem do ar pelo acoplamento, devido a redução do diâmetro do duto, a velocidade passou a ser de aproximadamente 3,8 m/s. Essa velocidade foi definida como a velocidade de referência para o cálculo das diferenças normalizadas.

A simulação com a geometria do difusor convergiu com resíduos na ordem de 10^{-5} para a equação da continuidade com tendência a diminuir (Fig. 4.16) e foi realizada com 8 processadores durante 24 horas aproximadamente para se chegar a 9.000 iterações.

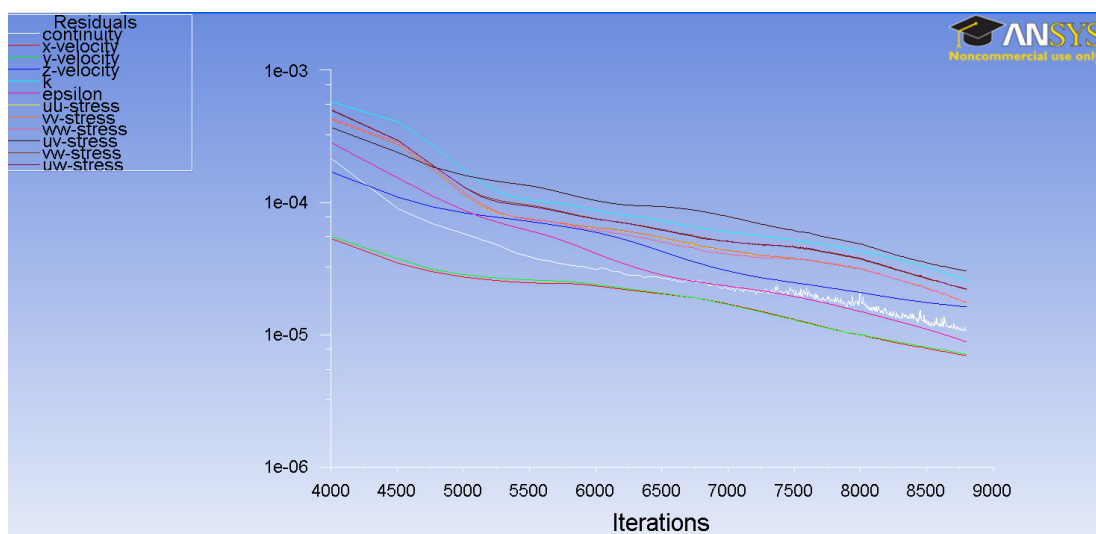


Figura 4.16 – Resíduos da simulação com o difusor utilizando a malha B e vazão de entrada obtida com os dados do PIV

Na região próxima da saída do difusor, notaram-se altos valores de taxa de dissipação turbulenta (Fig. 4.17).

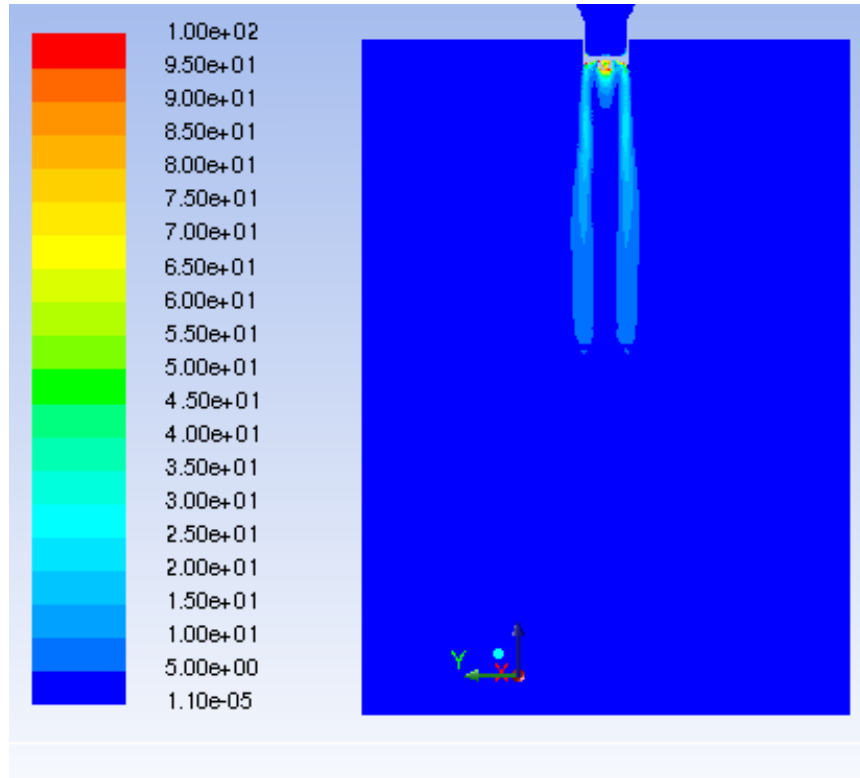


Figura 4.17 – Taxas de dissipação de turbulenta (m^2/s^3) para a simulação com o difusor na região próxima às pás.

Esses valores altos também foram observados nos volumes próximos as pás do difusor (Fig. 4.18).

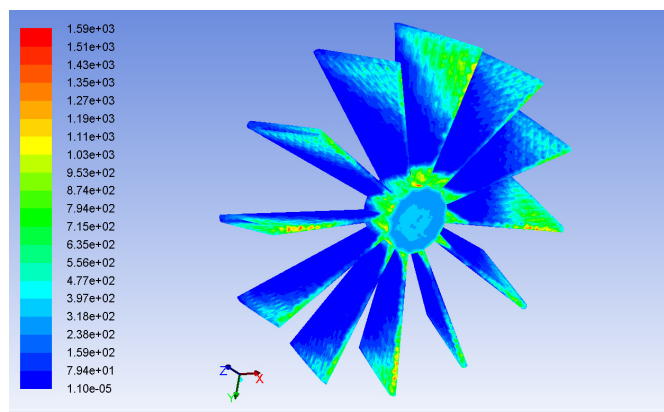


Figura 4.18 – Taxa de dissipação turbulenta (m^2/s^3) para a simulação com o difusor nos volumes de controle sobre as pás do difusor

Pela simulação numérica com o difusor verifica-se uma taxa de dissipação turbulenta da ordem de $330 \text{ m}^2/\text{s}^3$ a $600 \text{ m}^2/\text{s}^3$ em algumas regiões das paredes das pás. Na região logo abaixo da saída do difusor (a jusante das pás), esta alta taxa de dissipação turbulenta é da ordem de 35 a $40 \text{ m}^2/\text{s}^3$ (Fig. 4.17). Em alguns pontos específicos, pode-se observar até um valor de $100 \text{ m}^2/\text{s}^3$. Na mesma região do escoamento na simulação sem o difusor a taxa de dissipação turbulenta é bem menor, da ordem de $2.16 \text{ m}^2/\text{s}^3$, (Fig.4.19). Neste caso, observa-se que a maior taxa de dissipação ocorre nas regiões de pico de velocidade axial que é em $r = -20$ ou 20mm , aproximadamente. Esse valor varia de uma magnitude de 20 a $40 \text{ m}^2/\text{s}^3$. Na mesma região para a simulação com o difusor a taxa de dissipação turbulenta é da ordem de $20 \text{ m}^2/\text{s}^3$. Assim, a grande variação na taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, pode ser responsável pela diferença nos resultados da velocidade axial média nas duas simulações (com e sem o difusor). Como na região próxima do difusor (10mm a jusante) os resultados da simulação sem o difusor estão mais próximos dos resultados experimentais que os da simulação com o difusor, pode-se afirmar que esta ultima superestima a produção e dissipação da turbulência nesta região.

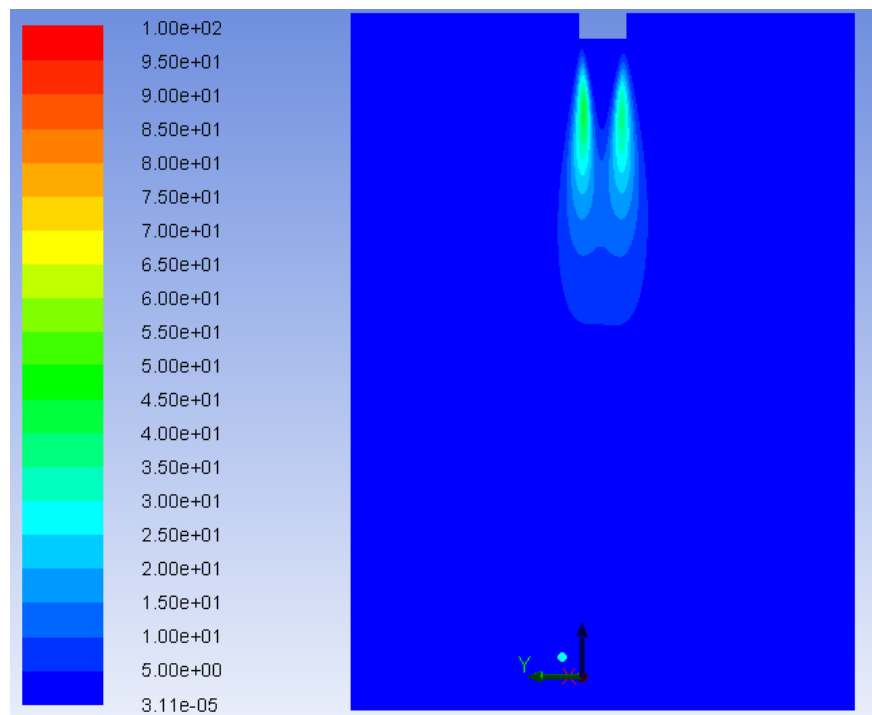


Figura 4.19 – Dissipação de energia cinética turbulenta (m^2/s^3) para a simulação sem o difusor

Os resultados obtidos foram comparados com os resultados do experimento e da simulação numérica sem o difusor (Fig. 4.20).

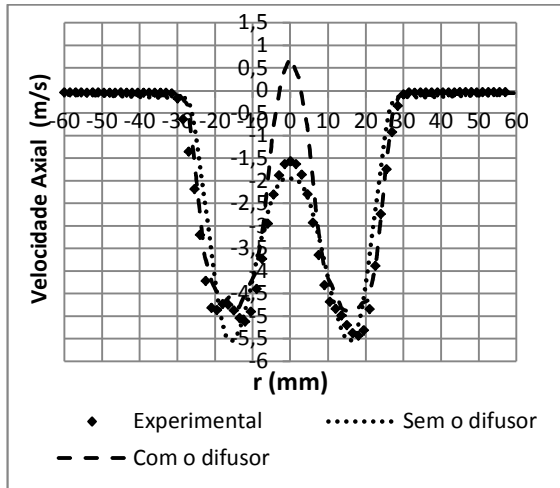
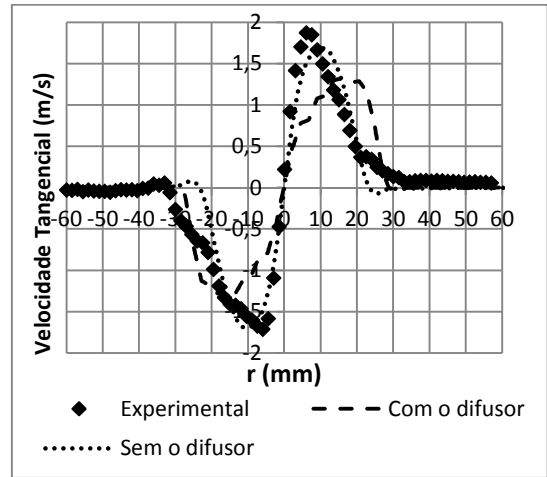
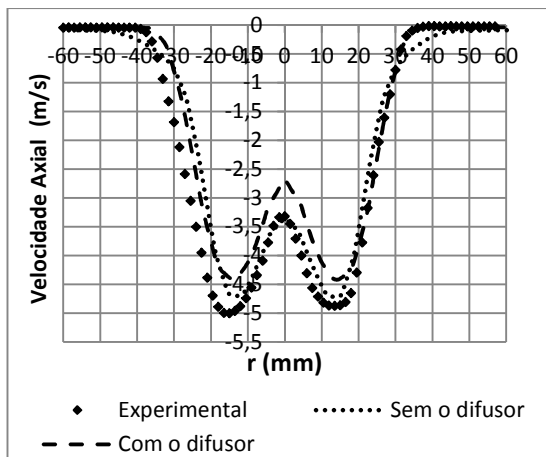
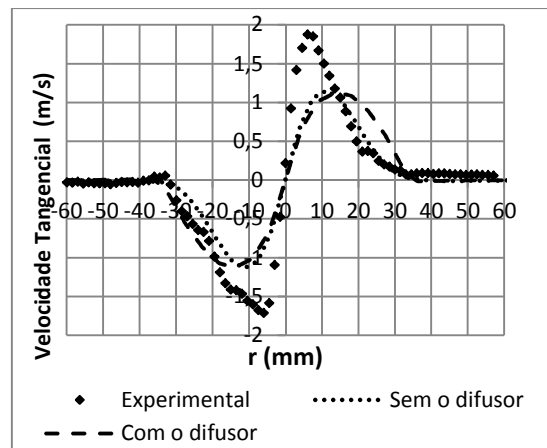
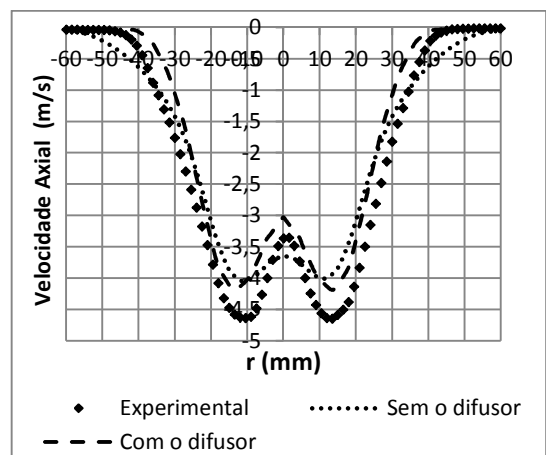
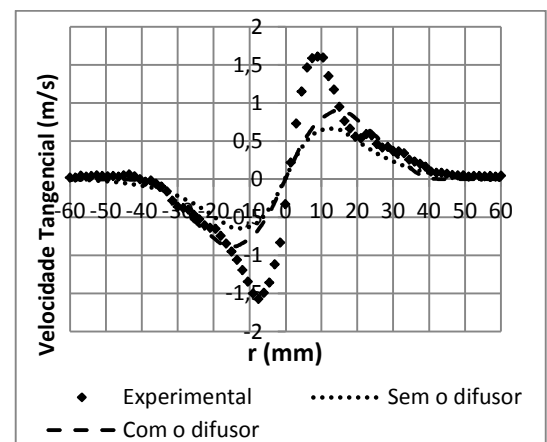
(a) Velocidade Axial - $\Delta z = 10$ mm(b) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 10$ mm(c) Velocidade Axial - $\Delta z = 50$ mm(d) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 50$ mm(e) Velocidade Axial - $\Delta z = 100$ mm(f) Velocidade Tangencial - $\Delta z = 100$ mm

Figura 4.20 – Gráficos da Velocidade axial e tangencial para várias distâncias da saída do difusor

É interessante observar no gráfico do perfil de velocidade axial, numa distância de 10 mm da saída do difusor, uma diferença acentuada no centro do jato, quando se compara os resultados numéricos da simulação com o difusor e os resultados do experimento. Tal diferença entre as duas simulações pode estar relacionada com a alta taxa de dissipação turbulenta na região próxima às pás do difusor para o caso da simulação numérica com o difusor. A causa desta alta taxa de produção e dissipação turbulenta observada no centro do jato ainda é desconhecida. A região próxima ao corpo cilíndrico do centro do difusor é uma região com altas flutuações turbulentas devido aos altos gradientes de velocidade, o que faz dela uma região difícil de ser modelada.

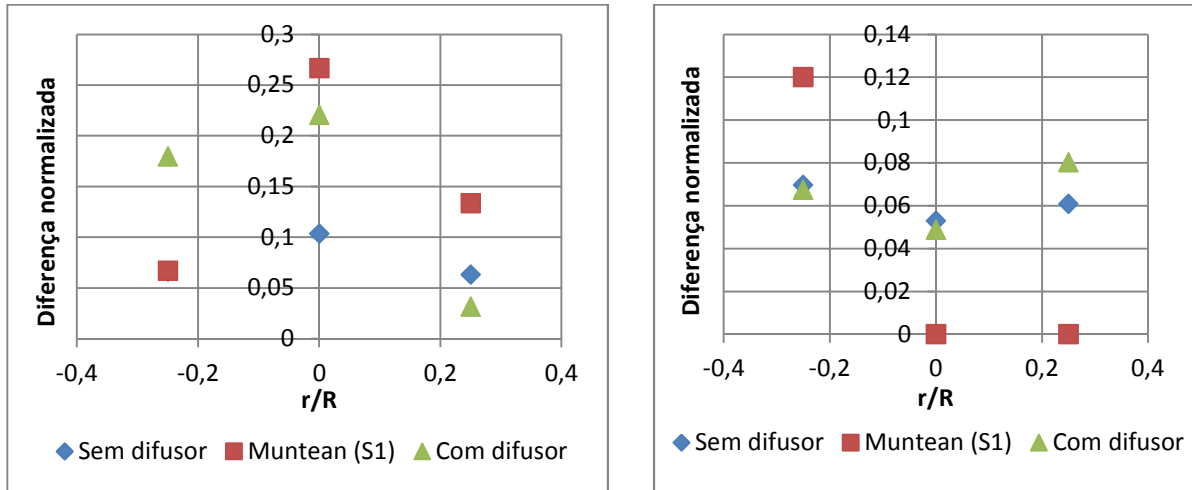
Para distâncias maiores que 10 mm da saída do difusor, nota-se que os resultados numéricos da simulação com o difusor se aproximam mais dos resultados experimentais. A diferença da velocidade axial para a simulação numérica com o difusor diminui para as distâncias de 50 e 100 mm da saída do difusor, como pode ser observada pelos gráficos. Nessa região, a taxa de dissipação turbulenta para esta simulação apresenta valores bem menores compatíveis com os valores encontrados para a simulação sem o difusor. Estes valores estão na ordem de 10 a 40 m^2/s^3 . É interessante notar que, para regiões a distâncias à jusantes maiores, a influência (ruim) do difusor desaparece.

Da mesma forma que para o caso da geometria sem o difusor, a diferença nas velocidades tangenciais máximas ($r=-15$ e 15 mm) pode ser diminuída com o refinamento da malha e a utilização de um esquema de discretização UPWIND de 2ª ordem. No entanto, essa configuração demandaria mais recursos computacionais.

4.2.3. Comparação dos resultados obtidos com resultados da literatura.

As diferenças normalizadas calculadas para o presente estudo foram comparadas com os resultados da literatura de Muntean, S. et al (2005) e faz uma comparação dos resultados das simulações numéricas com e sem difusor. Essas diferenças normalizadas foram obtidas para três posições radiais diferentes no plano central do escoamento e para duas distâncias diferentes a partir da saída do difusor ($\Delta z=10$ e 50 mm) (Fig. 4.21 e 4.22).

As distâncias normalizadas analisadas foram definidas de forma a permitir a comparação dos resultados em locais críticos como a linha de centro próximo às regiões de velocidade axial e tangencial máxima i.e. $r = 15 \text{ mm}$.

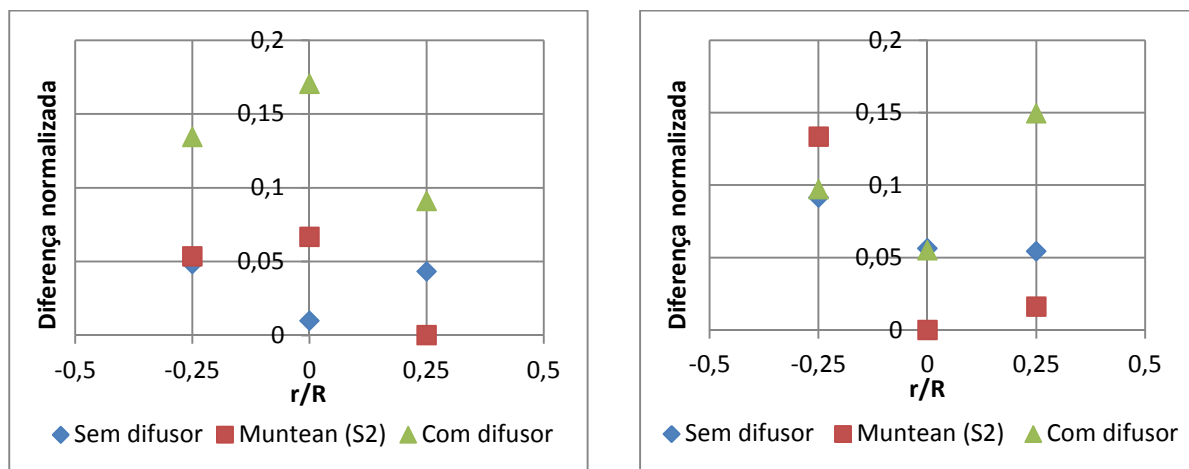


(a) Velocidade Axial

(b) Velocidade Tangencial

Figura 4.21 – Comparação entre as diferenças normalizadas da (a) velocidade axial e (b) tangencial para $\Delta z = 10 \text{ mm}$

Os resultados da diferença normalizada para a velocidade axial em $\Delta z = 10 \text{ mm}$ mostram que, na linha de centro ($r/R = 0$) a diferença normalizada para a simulação com o difusor e sem o difusor estão abaixo da referência (0,22 e 0,1, respectivamente). Em geral, para os dois métodos, os valores de diferenças normalizadas estão compatíveis e em alguns casos melhores.



(a) Velocidade Axial

(b) Velocidade Tangencial

Figura 4.22 – Comparação entre as diferenças normalizadas da (a) velocidade axial e (b) tangencial para $\Delta z = 50 \text{ mm}$

Na distância de 50 mm, observa-se que na linha de centro, para a componente axial, a diferença normalizada ficou em torno de 10 % para a simulação sem o difusor, bem próximo da referência.

A comparação dos dados mostra que ambos os métodos aproximaram bem dos resultados experimentais sendo que o método da simulação da geometria sem o difusor apresentou resultados melhores para o perfil de velocidade axial nas distâncias de 10 e 50 mm. Isso pode ser visto pela diferença nos valores de velocidade axial no centro do jato. No caso da simulação com o difusor a diferença normalizada da velocidade axial no centro do jato foi de 0,24 e 0,17 para as distâncias de 10 e 50 mm do difusor. Para o caso da simulação sem o difusor essas diferenças normalizadas foram respectivamente 0,1 e 0,01. A maior diferença normalizada ocorreu na distância de 10 e 50 mm de distância do difusor indicando uma maior dificuldade do método de simulação completa do difusor de se calcular a região a jusante da descarga de ar em regiões próximas ao corpo cilíndrico. Muntean et al (2005) obteve para a velocidade na linha de centro uma diferença de 0,27 para a velocidade axial na primeira seção e 0,067 na segunda seção de medida. Os resultados obtidos neste trabalho estão dentro deste nível de precisão. Para a simulação numérica sem o difusor obteve-se diferenças normalizadas menores que Muntean, S. et al (2005) para a região do centro do jato.

5. CONCLUSÕES

A análise numérica de um difusor tangencial para aplicações em conforto térmico foi realizada neste trabalho. Devido à necessidade de se simular a interação do jato do difusor com o corpo humano nos trabalhos de conforto e climatização de ambientes, o objetivo principal deste trabalho foi avaliar numericamente um difusor tangencial num domínio 3D. Ao mesmo tempo, dado que na literatura se utiliza geometrias 2D axi-simétricas para a modelagem numérica do escoamento tangencial em câmaras de combustão, neste trabalho optou-se por utilizar esta metodologia para avaliar algumas características interessantes do jato tangencial como: abertura do jato, valor e localização da velocidade máxima.

Pelas primeiras simulações, na geometria 2D axi-simétrica, foi possível verificar o caráter anisotrópico do jato através dos valores das tensões de Reynolds numa distância de 10mm do difusor de ar. Fora da região da distância radial de 30 mm, para uma distância axial de 10 mm da saída do difusor, verifica-se que as tensões normais de Reynolds se anulam. Isso se dá porque nessa região não há turbulência.

Pode-se verificar pelas simulações que para uma distância de 100 mm do jato ($x/D = 2$) a abertura do mesmo é de duas vezes o diâmetro (neste caso, 100 mm). Os valores máximos das componentes de velocidade axial e tangencial ocorrem na distância radial aproximada $r = D/3$.

Os resultados mostram que a simulação 2D axi-simétrica reproduz o gradiente de velocidade axial no centro do jato, observado nos experimentos. O valor da velocidade axial na linha de centro forneceu diferenças normalizadas de 0,1 e 0,38 para as distâncias de 10 e 50 mm do difusor, respectivamente. Essas diferenças estão próximas aos valores obtidos na literatura, como se pode ver pela comparação com os resultados de Muntean, S. et al (2005). Para se definir a velocidade na entrada para as simulações 2D algumas simplificações tiveram que ser feitas como por exemplo, anular a velocidade radial e considerar velocidade axial e tangencial constante ao longo de toda linha. Essas simplificações podem ter sido a causa para essa diferença encontrada entre o perfil de velocidade numérico e experimental. Por exemplo, pelos resultados das simulações numéricas 2D se verifica que não há, no perfil de velocidade tangencial, um ponto de velocidade máxima bem definido, como se percebe nos resultados experimentais. A especificação de uma velocidade

tangencial constante ao longo de toda linha pode ser a causa para esta discrepância. Poderia se propor um perfil de distribuição de velocidade ao longo da linha que seja compatível com a vazão mássica que se deseja impor na simulação e com o perfil de velocidade encontrado nos dados experimentais. Essa tarefa fica como uma sugestão para ser realizada em trabalhos futuros.

Por último, os resultados da simulação numérica 2D axi-simétrica mostram que a variação do esquema de discretização influenciou pouco no resultado para o problema em estudo. O método UPWIND de 1ª ordem pôde ser utilizado para as simulações numéricas 2D axi-simétricas sem perda de precisão nos resultados. Entretanto, vale observar que influência do esquema de discretização no escoamento axi-simétrico 2D pode depender da malha utilizada, do nível de refinamento e das condições de contorno do problema.

Dos resultados discutidos, pode-se concluir que a simulação 2D axi-simétrica apresenta algumas informações úteis ao projeto do difusor *swirl* para conforto térmico, como a abertura do jato, o valor da velocidade axial no centro do jato (erro máximo de 30%) e a posição e magnitude (erro máximo de 60%) do pico de velocidade axial fora da linha de centro. No entanto, a componente tangencial da velocidade apresenta grandes afastamentos em todas as posições avaliadas.

Na modelagem numérica 3D, dois métodos de especificação de condições de contorno de entrada foram avaliados para simular o escoamento em um difusor tangencial. Primeiramente, um estudo da influência do refinamento da malha em regiões importantes do escoamento foi realizado e se verificou a importância de se criar regiões de refinamento a jusante a saída de ar do difusor com tamanhos suficientes para se reproduzir corretamente o jato, principalmente na região do centro. Pode-se verificar que uma malha pouco refinada no centro do jato não é capaz de calcular o gradiente de velocidade nessa região. As malhas que possuem regiões de refinamento no centro do jato foram capazes de identificar o gradiente de velocidade mesmo em distâncias axiais maiores como a distância de 100 mm do difusor. O refinamento na região central do difusor aumenta consideravelmente o tamanho da malha e conseqüentemente o seu custo computacional, o que influenciou na escolha de qual malha seria utilizada para se realizar as simulações numéricas para as outras análises do trabalho. As malhas (B e C) que foram consideradas satisfatórias tiveram razão entre tamanho de elemento e diâmetro do

difusor $\Delta x/D$ de 0,077 para a malha B e 0,038 para a malha C na região a jusante da descarga de ar do difusor. Recomenda-se que estes sejam os tamanhos máximos de elemento em simulações semelhantes às deste trabalho.

Os resultados para os dois métodos de especificação da condição de entrada no escoamento para o domínio concordaram nos valores para a abertura do jato. Ambos os métodos obtiveram valores de 50, 60 e 80 mm de abertura para as distâncias de 10, 50 e 100 mm do difusor. Esses valores são semelhantes para a simulação numérica 2D axi-simétrica.

Com relação aos métodos de especificação de condições de contorno de entrada num domínio 3D, o método de especificação sem o difusor mostrou-se válido. Tal método, no entanto, só pode ser aplicado em posse dos dados obtidos com o experimento do PIV. Aplicando, na condição de contorno de entrada, valores calculados por funções que aproximam as curvas das diferentes componentes de velocidades obtidas pelo experimento na saída do difusor, obteve-se uma concordância entre resultados numéricos e experimentais na ordem de 10% e 1% para a velocidade axial na linha de centro a 10 e 50 mm de distância do difusor, respectivamente. Para as velocidades de pico axial e tangencial, as simulações sem o difusor tiveram erros menores do que 10% para a distância de 10 mm e 50 mm do difusor. Este método apresenta a vantagem de economizar a malha que seria utilizada na região das pás do difusor e do duto de condução do ar, além da vantagem de ser mais preciso. Com essa economia, pode-se melhorar o refinamento na região central do jato para obter resultados mais precisos.

Os resultados de diferenças normalizadas da simulação sem o difusor foi melhor que o obtido pelo trabalho de Muntean, S. et al (2005), da referência, que encontrou um valor de 0,27 e 0,068. Para a geometria com o difusor, as diferenças normalizadas na linha de centro na direção axial obtidas foram de 0,22 e 0,17 para as distâncias de 10 mm e 50mm do difusor, respectivamente. Em outras regiões do escoamento, os valores de diferenças normalizadas continuaram semelhantes aos resultados da referência da literatura, o que mostra que a simulação numérica com o difusor também obtém resultados satisfatórios para regiões mais distantes do difusor. Principalmente para o método da simulação sem o difusor, estes valores foram, em várias regiões, iguais ou menores que os valores da referência da literatura.

Verificou-se na simulação com o difusor que na região do centro do jato próximo a saída do difusor a produção e dissipação de energia cinética turbulenta é muito alta. Devido os altos valores de flutuações turbulentas na região a jusante ao corpo cilíndrico do difusor, essa região é de difícil modelagem. As diferenças nessa região podem ser causadas pela limitação do modelo de turbulência. No entanto, para as regiões mais distantes do difusor o método de simulação com o difusor também alcançou resultados válidos em comparação com o experimento.

Nas simulações 3D os efeitos dos esquemas de discretização foram mais pronunciados que no caso 2D axi-simétrico. Mesmo assim, variações de no máximo 6,5% foram encontradas para as velocidades axiais. Na velocidade tangencial, a influencia foi maior (10%). Entretanto, estes erros máximos ocorreram no final do jato, onde a velocidade tangencial é praticamente nula e nenhum efeito significativo para a avaliação de conforto térmico deve ser esperada.

Numa avaliação geral, nas simulações 3D todos os resultados foram similares em posições mais a jusante do difusor.

Para sugestão de trabalhos futuros, propõe-se o estudo do difusor tangencial numa simulação sem o difusor com a utilização de malhas hexaédricas num domínio 3D. A simplificação da geometria, uma vez que o difusor não é simulado, viabiliza a geração desta malha para o estudo do difusor. Pelos motivos explicados no item 2.5.4, a utilização desta malha pode simplificar a simulação numérica do ponto de vista do método numérico. Uma vez estudado isso e uma vez realizado um estudo de independência de malhas para os dois métodos, pode-se avaliar as características do jato tangencial para Números de *swirl* diferentes e mais altos que os do presente estudo. As características como abertura do jato, valores e localização das velocidades máximas podem ser avaliadas com a variação do Numero de *swirl*. Por último, os próximos estudos podem propor funções para as componentes de velocidade radial, tangencial e axial que simulem um difusor tangencial sem a geometria para uma vazão mássica e Número de *swirl* desejado. Se validados numérica e fisicamente, estes perfis seriam um interessante avanço para a simulação destes difusores em ambientes de conforto térmico personalizado.

APÊNDICE A

Nesta seção apresentamos de forma detalhada o modelo das tensões de Reynolds, que foi o modelo usado para as simulações numéricas deste trabalho. Apresentamos também a teoria detalhada do tratamento de parede.

A.1. Modelo das Tensões de Reynolds

A estratégia de modelagem origina-se do trabalho de Launder et al²⁰ (1975, apud Fluent User's Guide, 2005). Nesta modelagem, de acordo com a prática estabelecida, as tensões de Reynolds referem-se à expressão:

$$R_{ij} = -\tau_{ij}/\rho = \overline{u'_i u'_j}. \quad (\text{A.1.1})$$

A equação de transporte para o transporte das tensões de Reynolds R_{ij} , pode ser escrita como se segue:

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \phi_{ij}. \quad (\text{A.1.2})$$

Na Equação (A.1.2) o termo da esquerda representa a derivada total de R_{ij} , que é a soma da taxa de variação local com o tempo mais a taxa de variação espacial (advecção). Este termo pode ser definido por:

$$\frac{DR_{ij}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \overline{u'_i u'_j}). \quad (\text{A.1.3})$$

O termo P_{ij} representa o termo de produção turbulenta por tensões, que é expressa por:

²⁰ Launder, B.E., Reege, G. J. and Rodi, W (1975). "Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure". J. Fluid Mech. 68(3), 537 566.

$$P_{ij} = - \left(R_{im} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} + R_{jm} \frac{\partial U_i}{\partial x_m} \right). \quad (\text{A.1.4})$$

O termo D_{ij} representa o termo difusivo e é expresso pela soma do termo de difusão turbulenta com a difusão molecular:

$$D_{ij} = D_{T,ij} + D_{L,ij}, \quad (\text{A.1.5})$$

com,

$$D_{T,ij} = - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)} \right], \quad (\text{A.1.6})$$

e,

$$D_{L,ij} = - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right] \quad (\text{A.1.7})$$

O termo ε_{ij} é a dissipação, dada por:

$$\varepsilon_{ij} = 2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \quad (\text{A.1.8})$$

O termo ϕ_{ij} representa o transporte de tensões de Reynolds devido a interações de pressão-deformação turbulentas. É expresso por:

$$\phi_{ij} = \overline{p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \right)} \quad (\text{A.1.9})$$

Este termo é o mais importante de ser modelado com precisão na Eq. (A.1.2). O seu efeito nas tensões de Reynolds é causado por dois processos físicos distintos: flutuações de pressão devido a duas estruturas turbulentas interagindo entre si e

flutuações de pressão devido à interação de uma estrutura turbulenta com uma região do escoamento com velocidade média distinta. O efeito global do termo de tensão-pressão é a redistribuição de energia entre as tensões normais ($i=j$) de forma a fazê-las mais isotrópicas e de forma a reduzir as tensões cisalhantes de Reynolds ($i \neq j$).

Dentre os vários termos na Eq. (A.1.2), C_{ij} , $D_{L,ij}$ e P_{ij} não necessitam de modelagem pois para todos os termos envolvidos serão resolvidas equações de transporte. No entanto, $D_{T,ij}$, ϕ_{ij} e ε_{ij} necessitam de modelos para o fechamento das equações.

A.1.1. Modelagem do Transporte por Difusão Turbulenta

O termo de difusão turbulenta $D_{T,ij}$, pode ser modelado pelo modelo generalizado difusão-gradiente de Daly e Harlow²¹ (1970, apud Fluent 6.2 User's Guide, 2005):

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \frac{\overline{k u'_k u'_l} \frac{\partial \overline{u'_l u'_j}}{\partial x_l}}{\varepsilon} \right) \quad (\text{A.1.10})$$

No entanto, esta equação pode levar a instabilidades numéricas. Dessa forma simplificou-se esta equação utilizando-se uma difusividade turbulenta escalar, como segue:

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_l u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (\text{A.1.11})$$

A viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada usando a Eq. (2.3.3).

Lien e Leschziner (1994) apud encontraram o valor $\sigma_k = 0.82$ aplicando o modelo generalizado difusão-gradiente (Eq. A.1.10) para o caso de um escoamento cisalhante plano homogêneo. Note que este valor de σ_k é diferente do utilizado no modelo k - ε padrão e realizável, onde $\sigma_k = 1.0$.

²¹ B. J. Daly and F.H. Hallow. Transport Equations in Turbulence. Phys. Fluids, 13:2634-2649, 1970.

A.1.2. Modelagem do Termo Pressão-Deformação

A abordagem clássica para modelagem de ϕ_{ij} utiliza a seguinte decomposição:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (\text{A.1.12})$$

onde $\phi_{ij,1}$ é o termo lento de pressão-deformação, também conhecido como o termo de retorno à isotropia, $\phi_{ij,2}$ é chamado termo rápido de tensão-pressão e $\phi_{ij,w}$ é o termo de reflexão de parede.

O termo lento de pressão-deformação é modelado como

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right] \quad (\text{A.1.13})$$

com $C_1 = 1.8$.

O termo rápido de pressão-deformação é modelado por

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left[(P_{ij} + F_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G - C) \right] \quad (\text{A.1.14})$$

onde $C_2 = 0.60$, P_{ij} , F_{ij} e C_{ij} foram definidos anteriormente e $P = \frac{1}{2} P_{kk}$, e $C = \frac{1}{2} C_{kk}$.

O termo de reflexão de parede, $\phi_{ij,w}$ é responsável pela redistribuição de tensões normais próximo a parede. O termo tende a diminuir a tensão normal perpendicular à parede, enquanto reforça as tensões paralelas à parede. Este termo é modelado por:

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} = C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_k u'_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d} \\ + C'_2 \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d} \end{aligned} \quad (\text{A.1.15})$$

onde $C_1' = 0.5$, $C_2' = 0.3$, n_k é o componente x_k da direção normal a parede, d é a distância normal a parede, e $C_l = C_\mu^{3/4}/\kappa$, onde $C_\mu = 0.09$ e κ é a constante de von Kármán (=0.4187).

A.1.3. Modelagem da energia cinética turbulenta

Em geral, quando a energia cinética é necessária para modelar um termo específico, a mesma é obtida tomando o traço do tensor de tensões de Reynolds:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (\text{A.1.16})$$

Uma opção para resolver a equação de transporte da energia cinética turbulenta de forma a obter as condições de contorno para as tensões de Reynolds pode ser usada com a seguinte equação modelada:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} (P_{ii}) - \rho \varepsilon \quad (\text{A.1.17})$$

A.1.4. Modelagem da taxa de dissipação

O tensor dissipação, ε_{ij} , é modelado como:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\rho \varepsilon + Y_M) \quad (\text{A.1.18})$$

onde $Y_M = 2\rho \varepsilon M_t^2$ é um termo adicional de “dissipação de dilatação” de acordo com o modelo de Sarkar.

A taxa de dissipação escalar da turbulência é calculada com um o modelo da equação de transporte similar à usada no modelo k - ε padrão:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} C_{\varepsilon 1} (P_{ii} + 3G_{ii}) \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{A.1.19})$$

onde $\sigma_\varepsilon = 1.0$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$ e $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ é avaliado como função da direção do escoamento local relativamente ao vetor gravitacional.

A.1.5. Condições de contorno para as tensões de Reynolds

Sempre que o escoamento entra no volume de controle, necessita-se de valores para as componentes das tensões de Reynolds, $\overline{u'_i u'_j}$, e para a taxa de dissipação, ε . Essas quantidades podem ser introduzidas diretamente ou derivadas da intensidade de turbulência e comprimento característico.

Nas paredes, calculam-se os valores das tensões de Reynolds próximo à parede e ε a partir de funções de parede. Aplicam-se condições de contorno de parede explícitas para as tensões de Reynolds utilizando a lei logarítmica e assumindo equilíbrio entre produção e dissipação de k , desconsiderando a advecção e a difusão na equação de transporte para as tensões. Usando um sistema de coordenadas local, onde τ é a coordenada tangencial, η é coordenada local, e λ é a coordenada binormal, as tensões de Reynolds nos elementos de parede adjacentes, são definidos por:

$$\frac{\overline{u'^2_\tau}}{k} = 1.098, \quad \frac{\overline{u'^2_\eta}}{k} = 0.247, \quad \frac{\overline{u'^2_\lambda}}{k} = 0.655, \quad \frac{\overline{u'_\tau u'_\eta}}{k} = 0.255, \quad (\text{A.1.20})$$

Para obter k , a equação de transporte (A.1.17) deve ser resolvida. Por razões de conveniência numérica, a equação é resolvida globalmente, embora os valores de k então calculados sejam necessários apenas perto da parede. No campo distante k é obtido diretamente a partir das tensões normais de Reynolds usando a Eq. (A.1.16). Por padrão, os valores das tensões de Reynolds perto da parede são fixados usando os valores calculados da Eq. (A.1.20), e as equações de transporte (A.1.2) são resolvidas para os pontos do V.C. internos ao domínio.

De forma alternativa, as tensões de Reynolds podem ser especificadas explicitamente em termos das tensões cisalhantes de parede, em vez de k (Fluent 6.2 User's Guide):

$$\frac{\overline{u_\tau'^2}}{u_\tau^2} = 5.1, \quad \frac{\overline{u_\eta'^2}}{u_\tau^2} = 1.0, \quad \frac{\overline{u_\lambda'^2}}{u_\tau^2} = 2.3, \quad -\frac{\overline{u_\tau' u_\eta'}}{u_\tau^2} = 1.0, \quad (\text{A.1.21})$$

Onde u_τ é a velocidade de fricção definida por $u_\tau \equiv \sqrt{\tau_w/\rho}$, onde τ_w é a tensão cisalhante de parede. Quando esta opção é escolhida, a equação de transporte k não é resolvida.

A.2. Tratamento de parede

Numerosos experimentos mostraram que a região próxima à parede pode ser subdividida em três camadas. Na camada mais profunda, chamada de "subcamada viscosa", o escoamento é quase laminar, e a viscosidade molecular desempenha um importante papel na transferência de momento, calor e massa. Na camada mais externa, chamada de camada turbulenta, a turbulência desempenha um papel importante. Finalmente, há uma região intermediária entre a subcamada viscosa e a camada totalmente turbulenta onde os efeitos da viscosidade molecular e da turbulência são igualmente importantes.

A Fig. (A.1) ilustra as subdivisões da região próxima à parede num gráfico em escala semi-log.

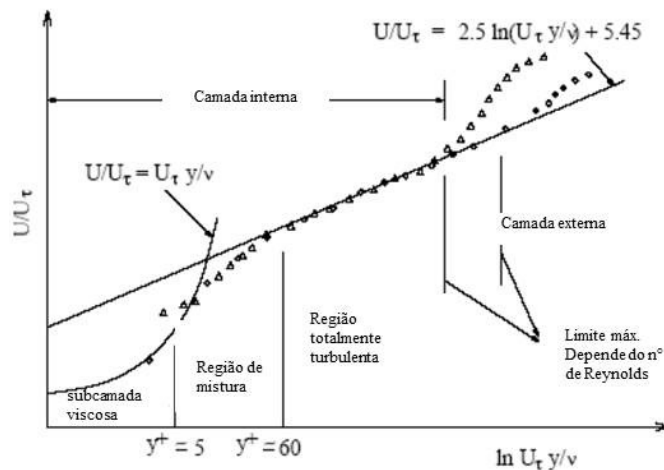


Figura A.0.1– Subdivisões da região próxima a parede (Fluent 6[1].2 User's Guide)

Há duas abordagens para a modelagem da região próxima a parede. Em uma abordagem, a região interna afetada pela viscosidade (subcamada viscosa ou camada de buffer) não é resolvida. Em vez disso, fórmulas semi-empíricas chamadas de "função de parede" são utilizadas para preencher a região afetada pela viscosidade entre a parede e a região totalmente turbulenta. O uso de funções de parede elimina a necessidade de modificar o modelo de turbulência para considerar a presença da parede.

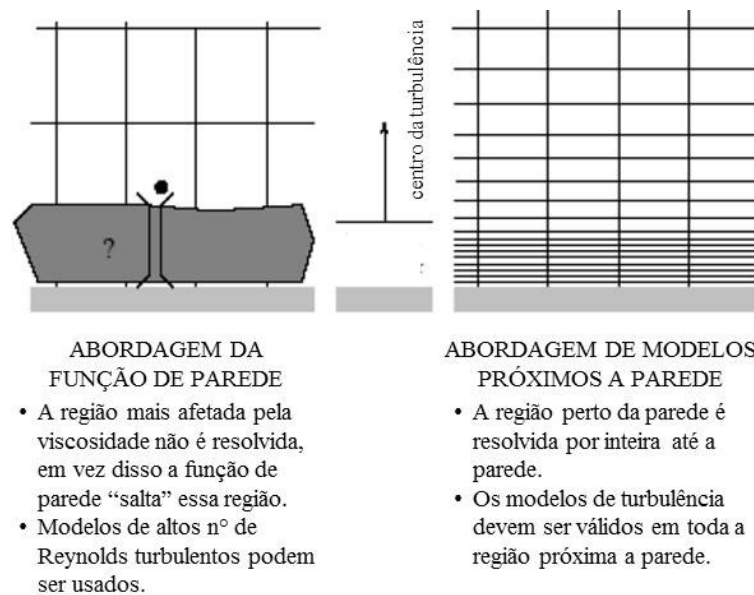


Figura A.0.2– Tratamento próximo à parede (Fluent 6[1].2 User’s Guide)

Em muitos escoamentos de alto número de Reynolds, a adoção de funções de parede economizam substancialmente os recursos computacionais porque a região próxima à parede, que é mais afetada pela viscosidade, na qual as variáveis de solução mudam mais rapidamente, não precisam ser resolvidas. As funções de parede são populares porque são econômicas, robustas e razoavelmente precisas. É uma opção prática para os tratamentos de parede de simulações de escoamentos de aplicações industriais (Fluent 6[1].2 User’s Guide e Malalasekera, 2007).

A.2.1. Funções de parede

Funções de parede consistem em uma série de fórmulas semi-empíricas que conectam as variáveis da solução nos elementos próximos à parede e as correspondentes quantidades na parede.

As funções de parede consistem em: (1) leis de parede para temperatura e velocidade média (ou outros escalares) e (2) fórmulas para quantidades turbulentas próximas a parede

A.2.2. Função de parede padrão

As funções de parede padrão são baseadas na proposta de Launder e Spalding, e tem sido mais usada em escoamentos industriais.

A lei de parede para a velocidade média implica em:

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (\text{A.2.1})$$

onde

$$U^* = \frac{U_P C_\mu^{1/4} \kappa_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (\text{A.2.2})$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} \kappa_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (\text{A.2.3})$$

onde κ é a constante de von Kármán (=0.4187), e E é a constante empírica (=0.9793), U_P é a velocidade média do fluido no ponto P, κ_P é energia cinética turbulenta no ponto P, y_P é distância do ponto P à parede e μ é viscosidade dinâmica do fluido.

Sabe-se que a lei logarítmica para a velocidade média é válida para $30 > y^* > 300$. Aqui a lei logarítmica é empregada quando $y^* > 11.225$. Quando a malha é tal que $y^* < 11.225$ nos elementos adjacentes à parede aplica-se a relação tensão-deformação laminar que pode ser escrita como:

$$U^* = y^* \quad (\text{A.2.4})$$

Deve-se notar que as leis de parede para velocidade média aplicadas aqui são baseadas na distância normalizada y^* , em vez de y^+ ($\equiv \frac{\rho u_\tau y}{\mu}$). Essas equações são aproximadamente iguais no equilíbrio entre produção e dissipação de k das camadas limites turbulentas.

A.2.3. Função de parede de não-equilíbrio

Os elementos chaves na função de parede de não-equilíbrio é: (1) A lei de log de Launder e Spalding para a velocidade média é sensível aos efeitos dos gradientes de pressão e (2) o conceito que se baseia numa dupla camada é adotado para calcular o ganho de energia cinética turbulenta nos volumes de controle vizinhos a parede.

A lei logarítmica para a velocidade média sensível ao gradiente de pressão é:

$$\frac{\tilde{U} C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{\tau_\omega / \rho} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E \frac{\rho C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{\mu} \right) \quad (\text{A.2.5})$$

onde

$$\tilde{U} = U - \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} \left[\frac{y_v}{\rho \kappa \sqrt{k}} \ln \left(\frac{y}{y_v} \right) + \frac{y - y_v}{\rho \kappa \sqrt{k}} + \frac{y_v^2}{\mu} \right] \quad (\text{A.2.6})$$

e y_v é a espessura da subcamada viscosa, e é calculada por:

$$y_v \equiv \frac{\mu y_v^*}{\rho C_\mu^{1/4} k^{1/2}} \quad (\text{A.2.7})$$

onde $y_v^* = 11.225$

APÊNDICE B

Malalasekera, et al. (2007) faz uma boa explanação teórica do método dos volumes finitos. Neste apêndice apresenta-se um resumo do que é colocado no livro deste autor para melhor entendimento das características do método dos volumes finitos e dos esquemas de discretização.

B.1. Discretização

A equação de convecção-difusão em regime estacionário pode ser obtida a partir da equação de transporte para uma propriedade geral ϕ e excluindo o termo transiente.

$$\text{div}(\rho\vec{u}\phi) = \text{div}(\Gamma \text{grad } \phi) + S_\phi \quad (\text{B.1})$$

A forma integral sobre um volume de controle é:

$$\int_A \vec{n} \cdot (\rho\phi\vec{u})dA = \int_A \vec{n} \cdot (\Gamma \text{grad } \phi) dA + \int_{VC} S_\phi dV \quad (\text{B.2})$$

Esta equação representa o balanço de fluxos no volume de controle. A parte esquerda da equação nos dá o fluxo convectivo no volume de controle e o lado direito contém o fluxo difusivo líquido e a geração ou destruição da propriedade ϕ no volume de controle.

O principal problema na discretização dos termos convectivos é o cálculo das propriedades de transporte ϕ nas faces e os fluxos convectivos através das fronteiras no volume de controle.

Na ausência de termos de fonte, a convecção e difusão estacionária de uma propriedade geral ϕ em um campo de escoamento uni-dimensional dado u , é governado por:

$$\frac{d}{dx}(\rho\phi u) = \frac{d}{dx}\left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x}\right) \quad (\text{B.3})$$

O escoamento deve também satisfazer a continuidade:

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0 \quad (\text{B.4})$$

Para facilitar o entendimento do problema, considera-se o volume de controle uni-dimensional (Fig. B.1). Considerando o ponto P, os nós vizinhos são identificados por W e E e as faces do volume de controle por w e e.

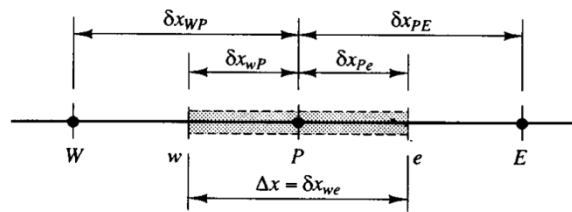


Fig. B.1 – Exemplo gráfico de discretização de um domínio uni-dimensional

A integração da equação de transporte sobre o volume de controle leva a:

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = \left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx}\right)_e - \left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx}\right)_w \quad (\text{B.5})$$

E a integração da equação da continuidade a:

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = 0 \quad (\text{B.6})$$

Para obtenção da equação discretizada para o problema de convecção difusão aproxima-se os termos da Eq. (B.5). Assumindo que $A_w = A_e = A$, pode-se dividir toda a equação por A . Empregando o esquema de diferença central para o cálculo do termo difusivo, a equação de convecção-difusão integrada pode ser expressa por:

$$(\rho u)_e \phi_e - (\rho u)_w \phi_w = \left(\frac{\Gamma}{\delta x} \right)_e (\phi_E - \phi_P) \quad (\text{B.7})$$

Como falado, o principal problema na discretização dos termos convectivos é o cálculo das propriedades de transporte ϕ nas faces e os fluxos convectivos através das fronteiras no volume de controle. Os resultados numéricos serão fisicamente realistas quando o esquema de discretização tiver certas propriedades fundamentais. Uma dessas propriedades é a transportividade. A transportividade de um escoamento pode ser ilustrada considerando o número de Peclet em um volume de controle uni-dimensional que mede a influência dos efeitos convectivos relativamente aos difusivos:

$$Pe = \frac{\rho u}{\Gamma / \delta x} \quad (\text{B.8})$$

onde δx é o comprimento característico do volume de controle.

No caso de difusão pura, o fluido está estático e $Pe \rightarrow 0$. Com o aumento de Pe , a influência do nó a montante do ponto P (W) se torna maior. No caso de escoamento uni-dimensional (como está sendo considerado neste anexo), as condições no nó P serão principalmente influenciadas pelas condições do nó a montante (W). No caso de convecção pura ($Pe \rightarrow \infty$), todas as propriedades ϕ que “emanam” dos nós W e E são imediatamente transportadas para os nós a jusante. Assim, as condições no nó P não são afetadas pelo nó a jusante (E) e completamente afetado pelo nó a montante (W). Como não há difusão ϕ_P é igual a ϕ_W . Se o escoamento fosse à direção negativa de x , encontraríamos que $\phi_P = \phi_E$. É interessante notar que o Número de Peclet em um volume de controle é uma combinação das propriedades do fluido (ρ e Γ), uma propriedade do escoamento (u) e uma propriedade da malha computacional (δx).

B.2. Esquemas de Discretização

B.2.1. Diferenças Centrais

O esquema de diferenças centrais pode ser aplicado para o cálculo da propriedade de transporte ϕ na face do volume de controle em questão. Assim, para uma malha uniforme, pode-se escrever que:

$$\phi_e = (\phi_P + \phi_E)/2 \quad (\text{B.9.1})$$

$$\phi_w = (\phi_W + \phi_P)/2 \quad (\text{B.9.2})$$

Este esquema considera a influência das direções de todos os volumes de controles vizinhos ao nó P para calcular o fluxo difusivo e convectivo. Assim, o esquema não reconhece a direção do escoamento ou a preponderância do termo convectivo do difusivo. Não possui a propriedade de alta transportividade para um alto Número de Peclet. O esquema de diferenças centrais será estável e preciso se $Pe < 2$. O erro de truncamento para este esquema na série de Taylor é de 2ª ordem (ver apêndice B.3.).

B.2.2. UPWIND

O esquema de discretização *upwind* leva em consideração a direção do escoamento para determinar o valor de ϕ na face do volume de controle: o valor advectado de ϕ na face do volume de controle é considerado como sendo igual ao valor de ϕ do nó a montante.

Quando o escoamento está na direção positiva de x (de acordo com a Fig.B.1), $u_w > 0$ e $u_e > 0$, o esquema *upwind* leva a:

$$\phi_w = \phi_W \text{ e } \phi_e = \phi_P \quad (\text{B.10})$$

Quando o escoamento está na direção negativa de x (de acordo com a Fig.B.1), $u_w < 0$ e $u_e < 0$, o esquema *upwind* leva a:

$$\phi_w = \phi_P \text{ e } \phi_e = \phi_E \quad (\text{B.11})$$

O esquema *upwind*, por levar em conta a direção do escoamento tem a propriedade da transportividade. A precisão é de um esquema de 1ª ordem, baseando-se no erro de truncamento da série de Taylor (ver apêndice B.3.). O maior problema deste esquema é que o mesmo produz resultados errôneos quando o escoamento não está alinhado com a malha. Este erro tem uma aparência de difusão e por isso é chamado de falsa difusão.

B.2.3. Quadratic upwind differencing scheme: o esquema QUICK

O esquema QUICK (*Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics*) utiliza uma interpolação quadrática ponderada de três para os valores de ϕ nas faces. Para poder imaginar a construção deste esquema consideremos que na Fig. A.1 se incluam mais dois nós no domínio, um a esquerda e outro a direita, nomeados de *WW* e *EE*, respectivamente. O valor de ϕ na face é obtido de uma função quadrática passando nos dois nós, um de cada lado da face, e um nó adicional à montante.

Por exemplo, quando $u_w > 0$ e $u_e > 0$ uma aproximação quadrática através dos nós *WW*, *W* e *P* é utilizado para calcular ϕ_w e uma segunda aproximação com valores de ϕ em *W*, *P* e *E* é realizada para calcular ϕ_e . Para $u_w < 0$ e $u_e < 0$ valores de ϕ em *W*, *P* e *E* são usados para ϕ_w e valores em *P*, *E* e *EE* para ϕ_e . Para uma malha uniforme o valor de na face do volume de controle entre os dois nós vizinhos *i* e *i-1* e o nó a montante *i-2* é dado pela seguinte fórmula.

$$\phi_{face} = \frac{6}{8}\phi_{i-1} + \frac{3}{8}\phi_i - \frac{1}{8}\phi_{i-2} \quad (B.12)$$

Quando $u_w > 0$ e $u_e > 0$

$$\phi_w = \frac{6}{8}\phi_W + \frac{3}{8}\phi_P - \frac{1}{8}\phi_{WW} \quad (B.13)$$

e

$$\phi_e = \frac{6}{8}\phi_P + \frac{3}{8}\phi_E - \frac{1}{8}\phi_W \quad (\text{B.14})$$

Uma vez que este esquema é baseado numa função quadrática sua precisão em termos de erro de truncamento na série de Taylor é de terceira ordem numa malha uniforme (ver apêndice B.3.).

O esquema *QUICK* tem uma maior precisão que o esquema e diferenças centrais e ao mesmo tempo mantém a característica do método upwind de considerar a direção do escoamento usando uma ponderação dos valores de ϕ nos nós vizinhos. A falsa difusão resultante é pequena e a solução alcançada com malhas menos densas são sempre consideravelmente mais precisas que os resultados com esquemas *upwind*. No entanto, o esquema *QUICK* pode gerar sub e superestimação. No cálculo de escoamentos complexos pode levar a problemas causados por resultados ilimitados. A possibilidade de sub e superestimação deve ser considerada na interpretação dos resultados.

B.3. Precisão na simulação do escoamento

Ao longo do trabalho foi visto que o refinamento da malha pode melhorar significativamente a precisão dos resultados. Abaixo, se demonstra este método de melhora na precisão considerando o tema da série de Taylor. Além disso, se discute, também com base na série de Taylor, a ordem dos esquemas de discretização.

Para uma função $\phi(x)$ o desenvolvimento da série de Taylor de $\phi(x + \Delta x)$ em torno de um ponto i em x , é:

$$\phi(x + \Delta x) = \phi(x) + \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P \Delta x + \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_P \Delta x^2 + \dots \quad (\text{B.15})$$

Na notação aqui utilizada usam-se valores de ϕ_P e ϕ_E para $\phi(x)$ e $\phi(x + \Delta x)$, respectivamente, de forma que a Eq. (B.15) pode ser escrita como:

$$\phi_E = \phi_P + \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P \Delta x + \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_P \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \quad (\text{B.16})$$

que pode ser rearranjado na forma:

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} - \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_P \frac{\Delta x}{2} + \dots \quad (\text{B.17})$$

ou

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} + \text{erro de truncamento}. \quad (\text{B.18})$$

Desprezando o erro de truncamento, que envolve a multiplicação do termo Δx pode-se escrever:

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} \quad (\text{B.19})$$

O erro envolvido na Eq. (B.19) é referente ao desprezo do termo do erro de truncamento. A Eq. (B.17) sugere que o erro de truncamento pode ser reduzido diminuindo Δx . Em geral, os termos truncados de um esquema de diferença finita contém fatores Δx^n . A potência n de Δx governa a taxa na qual o erro tende a zero a medida que a malha é refinada. Assim, pode-se dizer que a Eq.(B.19) é de primeira ordem em Δx e pode ser escrita na forma:

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (\text{B.20})$$

Uma vez que se usa os valores nos pontos E e P (onde $x_E > x_P$) para calcular o gradiente $(\partial\phi/\partial x)$ em P , a Eq. (B.20) é chamada de diferença adiantada com relação ao ponto P .

Similarmente pode-se desenvolver uma diferença atrasada para $(\partial\phi/\partial x)$ em P a partir de:

$$\phi(x - \Delta x) = \phi(x) - \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P \Delta x + \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_P \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \quad (\text{B.21})$$

Após alguns cálculos chega-se a fórmula da diferença atrasada para $(\partial\phi/\partial x)$ em P :

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (\text{B.22})$$

As Eqs. (B.21) e (B.22) são ambas de precisão de primeira ordem. As equações de diferenças adiantada e atrasada envolvem valores de ϕ em apenas dois pontos apenas. Subtraindo agora as equações (B.21) de (B.15) chega-se a:

$$\phi(x + \Delta x) - \phi(x - \Delta x) = 2 \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P \Delta x + \left(\frac{\partial^3\phi}{\partial x^3}\right)_P \frac{\Delta x^3}{3!} + \dots \quad (\text{B.23})$$

Chega-se então a uma terceira equação para $(\partial\phi/\partial x)_P$ obtida do rearranjo da Eq. (B.23):

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_P = \frac{\phi_E - \phi_W}{2\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (\text{B.22})$$

A Eq. (B.22) usa valores em E e W para calcular o gradiente no ponto P , e é chamado de equação de diferença central. A equação de diferença central é de precisão de segunda ordem. A dependência quadrática do erro no espaçamento da malha significa que após o refinamento da malha o erro reduz mais rapidamente com um esquema de diferenciação de segunda ordem do que um esquema de primeira ordem. No procedimento de discretização do método dos volumes finitos visto em B.2, o gradiente na face do volume de controle, i.e., em “ e ”, foi calculado usando:

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e = \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} = \frac{\phi_E - \phi_P}{2(\Delta x/2)} \quad (\text{B.23})$$

Comparando as Eq. (B.22) e B.(23) identifica-se facilmente que a Eq. (B.23) calcula o gradiente no ponto médio entre P e E através da equação de diferença central no ponto e . Além disso, a sua precisão é de segunda ordem para malhas uniformes.

Seguindo a mesma linha, pode-se demonstrar a precisão de terceira ordem do esquema de diferenciação QUICK para o fluxo convectivo no ponto médio da face

do volume de controle de uma malha uniforme de espaçamento Δx . O esquema *QUICK* calcula o valor de ϕ_e de um nó genérico por:

$$\phi_e = \frac{6}{8}\phi_P + \frac{3}{8}\phi_E - \frac{1}{8}\phi_W \quad (\text{B.24})$$

A expansão da série de Taylor na face leste nos fornece:

$$\phi_E = \phi_e + \frac{1}{2}\Delta x \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\Delta x\right)^2 \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_e + O(\Delta x^3) \quad (\text{B.25})$$

$$\phi_P = \phi_e - \frac{1}{2}\Delta x \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e + \frac{1}{2}\left(-\frac{1}{2}\Delta x\right)^2 \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_e + O(\Delta x^3) \quad (\text{B.26})$$

$$\phi_W = \phi_e - \frac{3}{2}\Delta x \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e + \frac{1}{2}\left(-\frac{3}{2}\Delta x\right)^2 \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}\right)_e + O(\Delta x^3) \quad (\text{B.27})$$

Se se soma conjuntamente $3/8 \times (\text{B.25}) + 6/8 \times (\text{B.26}) - 1/8 \times (\text{B.27})$ obtêm-se:

$$\frac{3}{8}\phi_E + \frac{6}{8}\phi_P - \frac{1}{8}\phi_W = \phi_e + O(\Delta x^3) \quad (\text{B.28})$$

Os termos envolvendo Δx e Δx^2 se cancelam nesta malha uniforme e encontra-se que o esquema *QUICK* é uma aproximação de terceira ordem de precisão.

B.4. Acoplamento Pressão Velocidade

B.4.1. Esquemas de interpolação da pressão

A definição do esquema de interpolação da pressão é uma importante escolha na modelagem numérica do escoamento tangencial. De maneira geral os valores da pressão nas faces podem ser interpolados utilizando os coeficientes da equação de momento. Este procedimento funciona bem enquanto a variação entre o centro dos elementos é pequena. Quando há saltos nos valores de pressão ou grandes

gradientes nos termos de momento entre os volumes de controle, o perfil de pressão possui altos gradientes nas faces dos elementos e não poderia ser interpolado por este esquema. escoamentos com grandes forças de corpo, como são os escoamentos com alto Número de *swirl*, por exemplo, podem apresentar problemas ao utilizar este esquema.

Alguns métodos alternativos estão disponíveis para os casos em que o esquema padrão de interpolação de pressão não seja válido: (1) o *esquema linear* calcula a pressão na face fazendo a média dos valores de pressão dos elementos adjacentes; (2) o *esquema de segunda ordem* reconstrói a pressão na face utilizando o esquema *upwind* de segunda ordem e (3) o esquema *PRESTO* utiliza um balanço discreto da continuidade para um volume de controle desencontrado (*staggered grid*) sobre a face para calcular a pressão da face desencontrada (*staggered pressure*).

O esquema de discretização *PRESTO* foi o esquema escolhido neste trabalho para a interpolação da pressão.

B.4.2. Discretização da equação da continuidade

Integrando a Equação (2.5.7) sobre um volume de controle obtêm-se a seguinte equação discretizada:

$$\sum_f^{N_{faces}} J_f A_f = 0 \quad (\text{B.3.1})$$

onde J_f é a taxa de transporte de massa através da face f , ρv_n . As equações de momento e da continuidade são resolvidas sequencialmente. Neste procedimento sequencial, a equação da continuidade é usada como uma equação para a pressão. No entanto, a pressão não aparece explicitamente na Eq. (B.3.1) para escoamentos incompressíveis, uma vez que a densidade não está diretamente relacionada com a pressão. A família *SIMPLE* de algoritmos é utilizada para introduzir a pressão na equação da continuidade.

Para dar seguimento ao balanço de massa, é necessário relacionar os valores de velocidade normal à face, \vec{v}_n , aos valores armazenados de velocidade no centro dos elementos. Os valores das velocidades normais nas faces não são calculados como

uma média linear. Em vez disso, realiza-se uma média ponderada utilizando fatores com pesos baseados nos coeficientes a_p da Eq. (2.5.9):

$$J_f = \hat{J}_f + d_f(p_{c0} - p_{c1}) \quad (\text{B.3.2})$$

onde p_{c0} e p_{c1} são as pressões nos dois elementos de cada lado da face, e \hat{J}_f é o coeficiente da equação de momento linear que contém a pressão. O termo d_f é uma função de \bar{a}_p , a média dos coeficientes a_p da equação de momento dos elementos de cada lado da face.

B.4.3. Esquemas de interpolação para a equação da continuidade

Para o cálculo de escoamentos compressíveis (isto é, cálculos que usam a lei do gás ideal para a densidade), aplica-se a interpolação *upwind* de densidade nas faces dos elementos. No caso de escoamentos compressíveis de baixo Mach, utiliza-se uma média aritmética. Os esquemas possíveis de interpolação são o *upwind* (padrão) de primeira ordem, *upwind* de segunda ordem e o *QUICK*.

A.4.4. Acoplamento pressão-velocidade

O acoplamento pressão-velocidade é alcançado utilizando a Eq. (B.3.2) para obter uma equação para a pressão a partir da equação discretizada da continuidade. Há alguns algoritmos possíveis para este acoplamento. Um deles é o método SIMPLE. O método SIMPLE utiliza uma relação entre velocidade e pressão corrigida para garantir a conservação de massa e obter um campo de pressão.

Se a equação de momento é resolvida para um campo de pressão esperado p^* , o fluxo resultante da face, J_f^* , calculado a partir da Eq. (B.3.2).

$$J_f^* = \hat{J}_f^* + d_f(p_{c0}^* - p_{c1}^*) \quad (\text{B.3.3})$$

não satisfaz a equação da continuidade. Consequentemente, uma correção J'_f é adicionada ao fluxo na face J_f^* de forma que o fluxo corrigido na face,

$$J_f = J_f^* + J'_f \quad (\text{B.3.4})$$

satisfaça a equação da continuidade. O algoritmo SIMPLE postula que J'_f seja escrito como

$$J'_f = d_f(p'_{c0} - p'_{c1}) \quad (\text{B.3.5})$$

onde p' é a correção da pressão no elemento.

Em seguida, o algoritmo substitui a equação de correção do fluxo, Eqs. (B.3.4) e (B.3.5), na equação discretizada da continuidade, Eq. (B.3.3) para obter a equação discretizada para a correção da pressão p' no elemento:

$$a_p p' = \sum_{nb} a_{nb} p'_{nb} + b \quad (\text{B.3.6})$$

onde o termo de fonte b é a taxa de fluxo líquido no elemento:

$$b = \sum_f^{N_{faces}} J_f^* A_f \quad (\text{B.3.7})$$

A equação de correção da pressão pode ser resolvida usando o método algébrico *multigrid* (AMG). Uma vez que a solução é obtida, a pressão no elemento e o fluxo na face são corrigidos usando:

$$p = p^* + \alpha_p p' \quad (\text{B.3.8})$$

$$J_f = J_f^* + d_f(p'_{c0} + p'_{c1}) \quad (\text{B.3.9})$$

α_p é o fator de sub-relaxação para a pressão. O fluxo corrigido na face, J_f , satisfaz a equação de continuidade discretizada e seu valor é idêntico em cada iteração.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ASHRAE HANDBOOK – Fundamentals, 2005.

Buntic Orgor, i., Gyllenram, W., Ohlberg E., Nilsson H. and Ruprecht A. An Adaptive Turbulence Model for Swirling Flow. Conference on turbulence and Interactions. Porquerolles, France: May 29 – June 2, 2006.

FLUENT 6.2 User Guide, FLUENT Inc., Lebanon, New Hampshire. USA: 2005.

Jawarneh, A. M. and Vatisstas, G.H. Reynolds Stress Model in the Prediction of Confined Turbulent Swirling Flows. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 128, 2006.

Jones, L. N. Modelling of turbulent swirling flows. 2004. PhD thesis, University of Leeds, Londres, 2004. Disponível em: <http://etheses.whiterose.ac.uk/1192/1/uk_bl_ethos_414279.pdf>

Shamami, K. K. and Birouk, M. Assessment of the Performances of RANS Models for Simulating Swirling Flows in a Can-Combustor. *The Open Aerospace Engineering Journal*, 1, 8-27, 2008.

Lien, F.S. and Leschziner, M.A. Assessment of Turbulent Transport Models Including Non-Linear RNG Eddy Viscosity Formulation and Second-Moment Closure. *Computers and Fluids*, 23 (8): 983-1004, 1994.

Maliska, C. R., “Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional”, 2ª ed. LTC Editora. Florianópolis, SC – Brasil, 453 p., 2005.

Mcllwain, S. and Pollard, A. Large eddy simulation of the effects of mild swirl on the near field of a round free jet. *Phys. Fluids*, Vol. 14, N° 2, pp. 653-661, 2002.

Muntean, S., Buntic, I., Ruprecht, A. and Susan-Resga, R. A Numerical Investigation of the 3D Swirling Flow in a Pipe with Constant Diameter, Part 2: Turbulent Computation. *Scientific Bulletin of the Politehnica University of Timisoara Transactions on Mechanics Special Issue*, Timisoara, Romania, June 10 – 11, 2005.

Olsson, M. and Fuchs, L. Large eddy simulation of the proximal region of a spatially developing circular jet. *Phys. Fluids*, Vol. 8, N° 8, pp. 2125-2137, 1996.

Panda, J. and McLaughlin, D. K. Experiments on the instabilities of a swirling jet. *Phys. Fluids*. Vol. 6, N° 1, pp. 263-276, 1994.

Pope, S. B., 2000. Turbulent Flows. Cambridge University Press, Nova York, Estados Unidos da América.

Versteeg, H. K. and Malalasekera, W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method. Pearson Education Limited, Harlow, England, 503p, 2007.

Wilcox, D.C. Turbulence Modelling for CFD. DCW Industries, Inc., Lã Canada, California, 1994.

Zemtsop, C. P., Stoellinger, M. K., Heinz, S. and Stanescu, D. Large Eddy Simulation of Swirling Turbulent Jet Flows in Absence of Vortex Breakdown. *AIAA Journal*, Vol. 47, N° 12, pp. 3011-3021, 2009.