

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO - ESCOLA POLITÉCNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO NO INTERIOR DE UMA
CÂMARA DE COMBUSTÃO DE TURBINAS A GÁS
UTILIZANDO TÉCNICAS DE CFD

Marcelo Fernandes de Oliveira

Orientador: Guenther Carlos Krieger Filho



São Paulo
2002

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO - ESCOLA POLITÉCNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

**SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO NO INTERIOR DE UMA
CÂMARA DE COMBUSTÃO DE TURBINAS A GÁS
UTILIZANDO TÉCNICAS DE CFD**

Trabalho de formatura apresentado à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo para
obtenção do título de Graduado em Engenharia

Marcelo Fernandes de Oliveira

Orientador: Guenther Carlos Krieger Filho

Área de Concentração:
Engenharia Mecânica

São Paulo
2002

Aos meus pais

Luiz Augusto e Cleide Celli

e aos meus irmãos

Renata e Daniel

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Guenther Krieger por ter orientado e incentivado a realização deste trabalho, bem como aos companheiros de classe, sempre dispostos a debater, discutir e ajudar a solucionar qualquer problema que aparecesse.

Um agradecimento especial à minha família, que durante todos os anos de estudo, sempre me incentivou e deu condições para a conclusão de mais um desafio.

Resumo

Este trabalho tem como objetivo a determinação e análise do escoamento no interior de uma câmara de combustão de turbina a gás utilizando técnicas de mecânica dos fluidos computacional (CFD). Duas geometrias, nas quais as principais características do escoamento interior de uma câmara de combustão para aplicações industriais estão presentes, foram analisadas. No primeiro caso, foram feitas comparações do modelo de turbulência $k-\epsilon$ padrão com o modelo de turbulência Reynolds Stress. Os resultados da simulação foram comparados com dados experimentais. No segundo caso, foi simulado um escoamento reativo no interior de uma outra geometria. Para este segundo caso, o modelo de turbulência utilizado foi o $k-\epsilon$ padrão. Como modelo de combustão, utilizou-se o eddy dissipation.

No primeiro caso, os resultados obtidos com o modelo Reynolds Stress são claramente superiores aos resultados obtidos com o emprego do modelo $k-\epsilon$, apesar que, em algumas situações, o modelo é igualmente incapaz de detectar características importantes do escoamento, como o comprimento da recirculação interna. No segundo caso, foi feita uma análise do escoamento e do processo de combustão. Foi possível, através da análise do perfil de temperatura e da fração mássica dos componentes da reação, a determinação do perfil da chama, bem como das características do escoamento que provocam a formação deste perfil.

Abstract

This study evaluates the application of the computational fluid dynamics (CFD) to calculate the flowfields in industrial combustors. Two test cases, which contain the elemental flow characteristics of an industrial gas turbine combustor, are studied. For the first case, comparisons between the standard $k-\epsilon$ and the Reynolds Stress turbulence model were made. Results from the CFD calculations were compared to experimental data. For the second case, a reaction flow simulation, using the eddy dissipation combustion model, was investigated with another combustor geometry. In this case, the turbulence model used was the standard $k-\epsilon$.

In the first case, the Reynolds Stress model can predict the flow inside the combustor in a better way than the $k-\epsilon$ model does, although it fails in detecting some important characteristics of the flow, like the size of the primary recirculation. In the second case, an analysis of the flow and of the combustion process was made. Analyzing the temperature distribution and the mass fraction profile of the flow components, it was possible to investigate the characteristics of the flame, as well as the flow that causes such a profile to be stable.

Sumário

Introdução	1
1 Turbinas a Gás	2
1.1 Ciclo de Operação	3
2 Câmara de Combustão	5
2.1 Características Básicas de Projeto	5
2.2 Exigências das Câmaras de Combustão	7
2.3 Tipos de Câmaras de Combustão	8
2.3.1 Câmaras Tubulares	8
2.3.2 Câmaras Anulares	8
2.3.3 Câmaras Tuboanulares	9
2.4 Difusores	10
2.5 Zona Primária	10
2.6 Zona Intermediária	11
2.7 Zona de Diluição	12
3 Turbulência	14
3.1 Modelos de Turbulência	14
3.2 Modelo do Comprimento de Mistura	17
3.3 O Modelo $k - \epsilon$	18
3.3.1 Equações do Modelo $k - \epsilon$	18
3.3.2 Condições de Contorno	19
3.4 Modelo das Tensões de Reynolds	20
3.4.1 Equações do Modelo Reynolds Stress	21
4 Modelos de Combustão	23
4.1 Combustão na Câmara	23
4.2 Simplificação do Mecanismo de Reação	24
4.3 Modelo Eddy Dissipation	25
4.3.1 Equações de Transporte	25
4.3.2 Taxa da Reação Química	26
4.3.3 Modelo Eddy Dissipation	26

5 Geometria sem Combustão	28
5.1 Descrição do Modelo	28
5.2 Resultados	31
6 Geometria com Combustão	37
6.1 Descrição do Modelo	37
6.2 Resultados	39
Conclusões	45
Bibliografia	46

Lista de Figuras

1.1 Ciclo Brayton de uma turbina a gás	3
2.1 Evolução das câmaras de combustão	6
2.2 Componentes típicos em uma câmara de combustão	8
2.3 Tipos de fluxos possíveis na zona primária	11
4.1 Representação da estrutura de uma chama de difusão turbulenta	24
5.1 Geometria da câmara analisada	29
5.2 Visão lateral dos elementos utilizados	30
5.3 Swirl utilizado na entrada	31
5.4 Modelo tridimensional	31
5.5 Modelo sem swirl	32
5.6 Modelo com swirl	32
5.7 Linhas de corrente ao longo da câmara de combustão	32
5.8 Velocidade axial no centro da câmara x distância da entrada	32
5.9 Comparação dos modelos de turbulência	33
5.10 Perfil da velocidade axial ao longo do raio	34
5.11 Perfil da velocidade tangencial ao longo do raio	34
6.1 Esquema da geometria utilizada na análise de combustão	37
6.2 Geometria utilizada para analisar a combustão	38
6.3 Malha utilizada para a geometria com combustão	38
6.4 Perfil de velocidade na câmara de combustão	39
6.5 Vetor velocidade na entrada da câmara de combustão	40
6.6 Distribuição da temperatura ao longo da câmara	40
6.7 Fração mássica de CH ₄ ao longo do raio	41
6.8 Fração mássica de O ₂ ao longo do raio	41
6.9 Fração mássica de CO ₂ ao longo do raio	42
6.10 Fração mássica de H ₂ O ao longo do raio	42
6.11 Perfil de temperatura ao longo do raio	43
6.12 Perfil de velocidade ao longo do raio	43

Introdução

O tratamento teórico da câmara de combustão de uma turbina a gás não é uma tarefa tão fácil de ser abordada como seus outros componentes. Apesar de vários experimentos terem permitido o desenvolvimento de formas mais eficientes e menos poluentes de sistemas de combustão, esses experimentos nos permitem apenas ter uma idéia qualitativa das variáveis que influem no complexo processo de oxidação. Seu formato pode ser apenas melhorada, testando-se individualmente seus componentes e modificando-os a fim de obter um melhor resultado. O problema se concentra ainda em determinar a melhor combinação de componentes que otimiza o desempenho da turbina.

Tendo em vista os altos custos envolvidos na construção de modelos e protótipos para o desenvolvimento de uma turbina a gás, a simulação numérica ganha cada vez mais importância, tanto na redução de custos de desenvolvimento, quanto na economia de tempo de projeto. Além disso, a simulação computacional permite, com grande facilidade, o teste de diversas geometrias de câmaras, submetidas a variadas condições de trabalho.

No entanto, a simulação numérica ainda se encontra limitada pelos recursos computacionais atualmente existentes. Um modelo de câmara de combustão com cerca de 400 000 células pode demorar cerca de 48 horas para ser processado em uma estação de trabalho de 500MHz. Como a tendência da velocidade dos processadores é aumentar nos próximos anos, é possível que, em um futuro próximo, utilizando-se técnicas de programação em mecânica dos fluidos computacional, seja viável modelar todo o sistema de combustão e injeção de uma câmara de combustão de turbina a gás.

Capítulo 1

Turbinas a Gás

As turbinas, de modo geral, se destacam em sua função de produzir potência mecânica a partir de outras fontes energéticas. Além de apresentar alta confiabilidade, são capazes de produzir altas potências específicas e apresentar baixo consumo, tanto de combustível quanto de lubrificante. As vantagens em se utilizar turbinas foram primeiramente comprovadas com a água como fluido de trabalho e, até hoje, esta classe de turbina apresenta uma contribuição significativa na geração de energia elétrica.

Na virada do século 20, porém, desenvolveram-se as turbinas a vapor, que atualmente são capazes de produzir até 500MW de potência com uma eficiência de quase 40%. No entanto, essas turbinas apresentam algumas desvantagens. Devido a necessidade de se produzir vapor a altas temperaturas e pressões, elas necessitam de equipamentos caros e volumosos. Em 1872, Stolze desenvolveu a primeira turbina a gás, que incorporava uma turbina multi-estágios e um compressor axial multi-estágio [2]. No entanto, as turbinas a gás tiveram um impulso em seu desenvolvimento somente pouco antes da Segunda Guerra Mundial, com a preocupação inicial de se obter potência no eixo de saída da turbina. No entanto, as atenções voltaram-se logo para o motor turbojet, desenvolvido para aplicações aeronáuticas. A turbina a gás só começou a competir com êxito em outros campos de aplicação nos anos cinqüenta, mas desde então, suas aplicações têm se diversificado cada vez mais.

Hoje em dia existem turbinas que operam com diversas fontes de combustível, entre elas o gás natural, diesel, nafta, metano, frações leves de petróleo, entre outros. Essas turbinas podem ser classificadas em quatro grupos:

- Turbinas industriais de alta potência

- Turbinas para uso aeronáutico
- Turbinas de médio porte (5000 a 15.000hp)
- Turbinas de pequeno porte (menos de 5000hp)

Os fatores que mais afetam a eficiência das turbinas a gás são a temperatura de entrada na turbina e as taxas de compressão. Os efeitos da temperatura são predominantes: para cada aumento de 40°C na temperatura, obtém-se um aumento de 10% no trabalho de saída e um aumento na eficiência de 1,5%. Temperaturas mais altas na entrada da turbina melhoram a eficiência do ciclo termodinâmico de uma turbina simples. Outras opções de se obter um aumento na eficiência é através do uso de regeneradores. Regeneradores podem aumentar a eficiência do ciclo em até 15-20% nas temperaturas de operação atual. A taxa de pressão utilizada é em torno de 7:1 para sistemas com regeneração e de até 18:1 em sistemas com ciclos de operação mais simples, que operam com temperaturas de 1000°C.

1.1 Ciclo de Operação

A seguir será brevemente descrito o ciclo básico de operação de uma turbina a gás, o ciclo de Brayton.

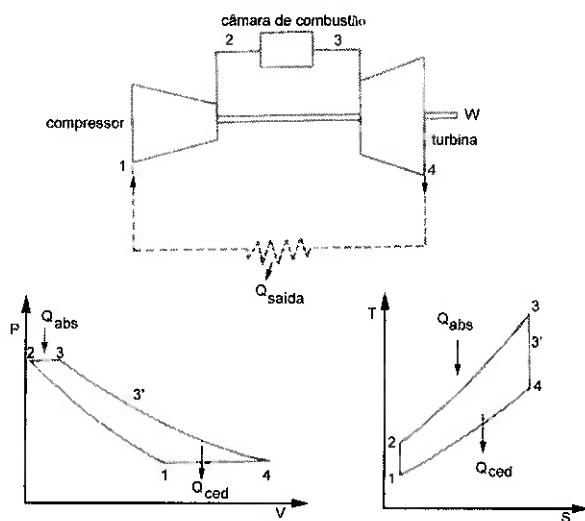


Figura 1.1: Ciclo Brayton de uma turbina a gás

No ponto 1 tem-se a entrada do ar ambiente. Este é comprimido até 2 de maneira adiabática e isoentrópica. Em seguida, o ar comprimido entra em uma câmara de combustão, na qual, devido à presença de altas temperaturas, reage

com uma certa quantidade de combustível fornecida, produzindo gases a uma temperatura elevada. Devido à combustão, tem-se a evolução de 2 para 3. Esta linha é tipicamente isobárica (ou quase isobárica, uma vez que há pequenas perda de pressão). A temperatura em 3 é crítica, pois corresponde a maior temperatura atingida no ciclo. Além disso, é neste ponto que ocorre a maior pressão. Desta forma, os elementos a ela submetidos serão os mais solicitados.

Em seguida, tem-se a expansão dos gases até a pressão ambiente. Deve-se dividir esta expansão em duas fases. Na primeira (de 3 a 3'), o trabalho de expansão se iguala ao trabalho realizado na compressão dos gases. Na segunda fase (de 3' a 4) existem duas possibilidades:

1. Se entre 3' e 4 existir uma turbina, o trabalho de expansão se converte em trabalho mecânico. Neste caso, trata-se de um turbopropulsor, normalmente denominado turbina a gás.
2. Se entre 3' e 4 a expansão dos gases continua em um bocal, o trabalho de expansão se converte em energia cinética, utilizada para impulsionar o motor. Neste caso tem-se um motor por propulsão a jato.

Finalmente os gases da combustão são expelidos para a atmosfera no ponto 4. A linha 4-1 não ocorre na prática. Ela é apenas uma linha teórica que indica o resfriamento dos gases de combustão até a temperatura ambiente.

Capítulo 2

Câmara de Combustão

2.1 Características Básicas de Projeto

A Figura 2.1a mostra a forma mais simples de uma câmara de combustão: um duto com paredes retas conectando o compressor à turbina. Infelizmente este arranjo simples não é viável, pois as perdas de pressão envolvidas seriam excessivamente grandes. A perda de pressão devida à combustão é proporcional à velocidade quadrática do ar, e, para velocidades de saída do compressor na ordem de 150 m/s, esta perda poderia representar quase um quarto do aumento de pressão obtido no compressor. Para reduzir a perda de pressão para níveis aceitáveis, um difusor é utilizado para reduzir a velocidade do ar por um fator de aproximadamente 5, conforme mostrado na Figura 2.1b.

Porém, até mesmo com um difusor, deve-se criar uma região na qual o escoamento apresenta velocidades ainda mais baixas, a fim de manter a chama acesa. A Figura 2.1c mostra como isso pode ser resolvido utilizando-se um simples *desviador de fluxo*. No entanto, nesta configuração, para se alcançar o aumento de temperatura desejado, a taxa ar/combustível precisa ser em torno de 50, valor que se localiza fora dos limites de inflamabilidade das misturas ar-hidrocarbonetos. Idealmente, as taxas de equivalência (razão entre a taxa combustível/ar real dividida pela taxa combustível/ar estequiométrica) na zona primária da câmara de combustão deve ser em torno de 0,8, embora valores mais baixos (por volta de 0,6) são algumas vezes utilizados quando o objetivo principal for a baixa emissão de óxidos nítricos. Para resolver este problema, o desviador de fluxo é substituído por uma *camisa perfurada*, conforme ilustrado na Figura 2.1d. A função desta camisa é criar uma região de baixas velocidades, na qual a combustão é mantida por um escoamento recirculatório de produtos queimados que propicia uma

fonte contínua de ignição para as novas misturas combustível-ar que entram na câmara. O ar que não foi utilizado na combustão é admitido quase na saída da zona de combustão para misturar-se com os gases quentes produzidos e reduzir a temperatura global para valores aceitáveis na turbina. Na prática, é comum acrescentar uma zona intermediária entre as zonas primária e de diluição, com o objetivo de recuperar as perdas devido às dissociações químicas dos produtos da combustão.

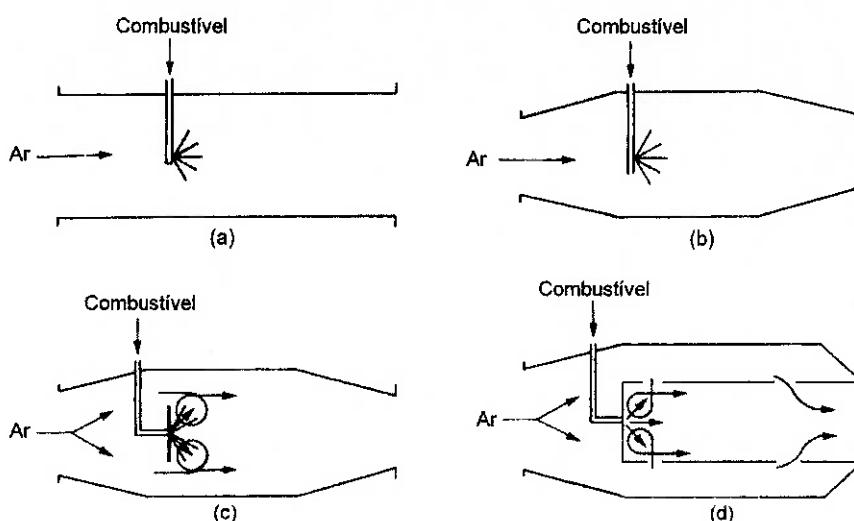


Figura 2.1: Evolução das câmaras de combustão

A Figura 2.1 mostra a evolução do desenvolvimento das câmaras de combustão de turbinas a gás. Apesar de existirem muitas variações do modelo mais simples mostrado na Figura 2.1d, os elementos básicos (injetor de ar e de combustível, difusores e camisa) estão presentes na maioria das configurações.

A escolha de um tipo particular de câmara de combustão é determinada basicamente pela especificação do tipo de utilização, mas é fortemente influenciada pela disponibilidade de espaço físico ou restrições de peso.

Na maioria das câmaras, o combustível é injetado na zona de combustão como um jato de spray com partículas finamente atomizadas, produzidas pela passagem do combustível por um pequeno orifício sob pressão. Ele pode ainda ser injetado utilizando-se da diferença de pressão existente na camisa para criar um jato de alta velocidade, que arrasta pequenas gotas de combustível para o interior da zona de combustão.

2.2 Exigências das Câmaras de Combustão

A câmara de combustão de uma turbina a gás precisa satisfazer uma série de exigências, cuja importância varia entre os diversos tipos de aplicações. No entanto, as condições principais são as seguintes:

- Alta eficiência de combustão (ou seja, o combustível precisa ser completamente oxidado de modo que toda a energia química seja liberada na forma de calor)
- Ignição confiável e constante, tanto no solo (principalmente em temperaturas muito baixas) como em altas altitudes (no caso de turbinas aeronáuticas)
- Limites de estabilidade de chama amplos (ou seja, a chama deve permanecer acesa em uma ampla faixa de pressão, velocidade e razão ar-combustível)
- Independência da pulsação de pressão e outras manifestações de instabilidade introduzidas pela combustão
- Perdas pequenas de pressão
- Uma distribuição de temperatura na saída otimizada para maximizar a vida útil das pás da turbina
- Baixas emissões de fumaça, de combustíveis não queimados e poluentes gasosos
- Projeto para minimizar os custos de operação e manutenção
- Durabilidade
- Capacidade de utilizar diversos tipos de combustíveis

Para determinadas aplicações, alguns fatores são mais importantes que outros. Em turbinas aeronáuticas, o peso e o tamanho são fatores decisivos de projeto, enquanto que para turbinas de uso industrial, principalmente a longevidade e a capacidade de operar com diversos tipos de combustíveis são fatores de maior importância.

2.3 Tipos de Câmaras de Combustão

Existem dois tipos principais de câmara de combustão: a tubular e a anular. Outro tipo bastante utilizado é o tuboanular, no qual um número de camisas tubulares equidistantes são colocadas dentro de um envoltório de ar do tipo anular.

A Figura 2.2 mostra um esquema de câmara de combustão com seus principais elementos constituintes.

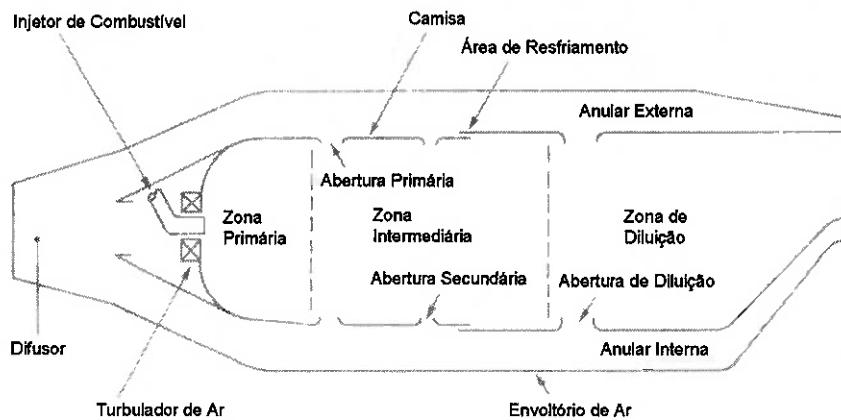


Figura 2.2: Componentes típicos em uma câmara de combustão

2.3.1 Câmaras Tubulares

A câmara tubular é composta de uma camisa cilíndrica construída dentro de um envoltório cilíndrico de maneira concêntrica. A maior parte dos primeiros motores a jato apresentavam esta configuração, e, ainda hoje, a câmara de combustão tubular pode ser uma boa opção para turbinas de baixa potência. No entanto, para a maior parte das aplicações aeronáuticas, o sistema tubular é muito longo e pesado e resulta em motores com uma área frontal grande e alto coeficiente de arrasto.

2.3.2 Câmaras Anulares

Nesta configuração, uma camisa anular é construída dentro de um envoltório anular de maneira concêntrica. Ela é uma forma ideal de câmara, já que o seu projeto aerodinâmico resulta em uma unidade compacta e com menores perdas de pressão que outros projetos de câmara. No entanto, uma pequena variação no

Vantagens

- Robustez mecânica
- Simplicidade
- Alta durabilidade (pequena taxa de liberação de calor)
- Modelos do escoamento de ar e combustível são facilmente obtidos
- Testes do equipamento necessitam apenas de uma pequena fração do fluxo de massa total de ar

Desvantagens

- Pesada e volumosa
 - Altas perdas de pressão
 - Necessita de interconectores
-

Tabela 2.1: Considerações sobre a câmara tipo tubular

perfil de velocidade de entrada do ar pode produzir mudanças significativas na distribuição da temperatura dos gases de escape.

Vantagens

- Tamanho e peso reduzidos
- Área frontal mínima
- Pequenas perdas de pressão

Desvantagens

- Problema sério de flambagem
 - Dificuldade de se obter modelos de escoamento de ar e de combustível
 - Dificuldade de se manter um perfil de temperatura estável na saída
-

Tabela 2.2: Considerações sobre a câmara tipo anular

2.3.3 Câmaras Tuboanulares

Nas câmaras tuboanulares, um grupo de camisas cilíndricas está disposta dentro de um único envoltório anular. Este tipo representa uma tentativa de combinar as vantagens do sistema tubular com o tamanho compacto das câmaras anulares. A vantagem deste tipo de câmara é que elas apresentam uma manutenção bastante simples. Apresentam também uma melhor distribuição de temperatura que os demais tipos de câmara e podem ser projetadas para operarem com escoamento direto ou com escoamento reverso. Devido a estas vantagens, esse é o tipo de câmara de combustão mais comum para turbinas a gás.

Vantagens

- Robustez mecânica
- Modelos do escoamento de ar e combustível são facilmente obtidos
- Testes do equipamento necessitam apenas de uma pequena fração do fluxo de massa total de ar
- Pequenas perdas de pressão
- Menores e mais leves que as câmaras do tipo tubular

Desvantagens

- Menos compactas que as anulares
 - Necessitam de interconectores
-

Tabela 2.3: Considerações sobre a câmara tipo tuboanular

2.4 Difusores

A função do difusor é promover a transformação da energia cinética do gás em entalpia, com consequente ganho de pressão estática. Na sua forma mais simples, um difusor é simplesmente uma passagem divergente, na qual o escoamento é desacelerado. A eficiência deste processo de conversão é bastante importante, uma vez que qualquer perda que aqui ocorrer, irá causar uma queda de pressão na saída do difusor. Na prática, todos os difusores sofrem perdas devido ao atrito com a parede e devido à separação da camada-limite (*stall*).

Do ponto de vista de projeto, o difusor ideal é aquele que consegue uma redução da velocidade no menor comprimento possível, com o mínimo de perdas da pressão total e com um fluxo uniforme e estável na saída.

2.5 Zona Primária

A função da zona primária é de fixar a chama e de fornecer temperatura, tempo e turbulência suficiente para que haja a combustão completa do combustível.

As zonas primárias podem ser divididas em tipo *can*, que emprega a recirculação do ar em grande escala, e tipo *pepperpot*, no qual as vorticidades são produzidas basicamente em pequena escala.

A recirculação em grande escala é obtida utilizando-se um pequeno número de grandes jatos. Com esse sistema, a homogeneização da mistura ar-combustível e dos produtos de reação ocorre de forma lenta e, como consequência, a taxa volumétrica máxima de liberação de calor tende a ser baixa. No entanto, a

combustão pode ser sustentada em uma ampla faixa de operação.

A recirculação em pequena escala é obtida pelo uso de um grande número de pequenos jatos. A mistura bastante intensa resulta em altas taxas de liberação de calor no caso de misturas estequiométricas. No entanto, comparando com sistemas utilizando recirculação em grande escala, a faixa de tolerância para a combustão é pequena e o desempenho em baixas pressões é ruim.

No projeto de uma câmara de combustão, determina-se primeiramente o diâmetro ou altura das camisas. Com esse valor definido e considerando a eficiência da combustão e as perdas de pressão, o projetista determina o comprimento da zona primária da câmara. Normalmente se obtém um escoamento com recirculação satisfatória através do uso de *jatos opostos* direcionados para o centro da camisa, conforme mostrado na Figura 2.3a. Pode-se ainda optar pela utilização de um gerador de swirl, conforme mostrado na Figura 2.3b. No entanto, uma configuração amplamente difundida é a combinação destes dois sistemas, como mostrado na Figura 2.3c.

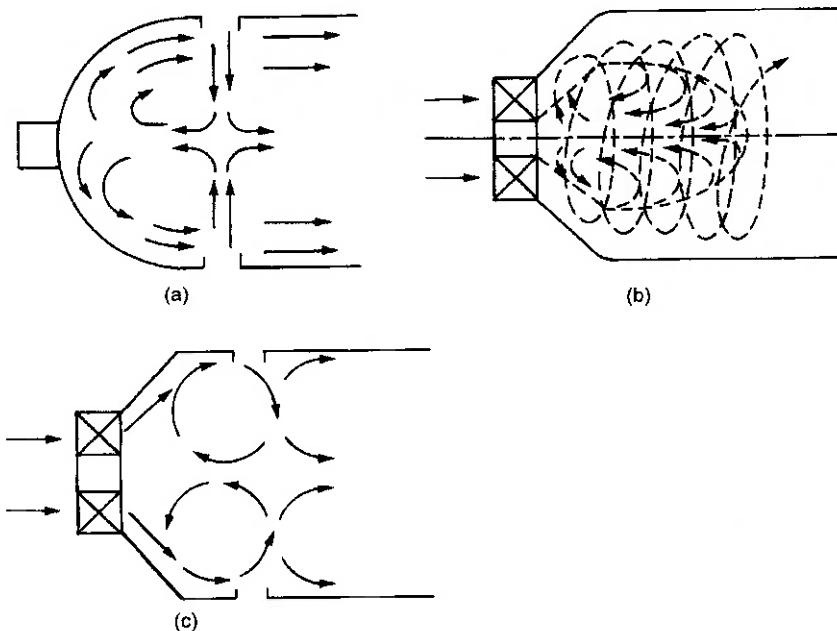


Figura 2.3: Tipos de fluxos possíveis na zona primária

2.6 Zona Intermediária

A zona intermediária desempenha duas funções importantes, dependendo das condições em que opera.

Em baixas altitudes, ela funciona como uma região na qual as perdas por dissociação no escoamento gasoso podem ser recuperadas. As perdas por dissociação ocorrem devido à instabilidade química dos produtos da reação em altas temperaturas (CO_2 e H_2O). Mesmo que a combustão do combustível fosse completa, temperaturas da ordem de 2200 a 2400 K presente na zona primária causaria a dissociação das moléculas de CO_2 , produzindo monóxido de carbono (CO) e oxigênio. Para uma mistura estequiométrica em equilíbrio a 2 MPa e 2350 K, existe aproximadamente 1,5% de CO dissociado. Se os gases quentes da combustão fossem conduzidos diretamente para a zona de diluição e rapidamente resfriados por uma grande quantidade de ar, a composição do gás se manteria e o CO, que além de poluente é um combustível em potencial, seria liberado para a atmosfera. Abaixando a temperatura dos gases a uma temperatura intermediária por meios de uma pequena quantidade de ar, pode-se oxidar o CO ou outros componentes parcialmente oxidados antes deles atingirem a zona de diluição.

Em altas altitudes, ou seja, baixas pressões, a taxa de reação na zona primária é mais lenta devido a menor concentração de combustível e ar, resultando em uma combustão bastante incompleta. Nestas condições, a zona intermediária funciona como uma extensão da zona primária, permitindo um aumento no tempo de permanência do combustível em temperaturas elevadas antes de chegar à zona de diluição.

A determinação do comprimento da zona intermediária vem, portanto, de um equilíbrio entre tornar a turbina mais compacta ou aumentar sua eficiência de combustão.

2.7 Zona de Diluição

A função da zona de diluição é de assegurar que o resto de ar que não participou da combustão junte-se ao escoamento principal e, com isso, reduzir a temperatura global para satisfazer as exigências da turbina. A diluição do ar é feita através de uma ou mais fileiras de bocais na parede da camisa. O tamanho e formato desses bocais podem variar, pois são escolhidos de forma a otimizar a admissão do ar e de propiciar uma mistura adequada.

A quantidade de ar normalmente disponível nesta zona varia de 20 a 40 porcento do fluxo total que entra na câmara de combustão. A finalidade deste ar

é abaixar a temperatura de saída dos gases de combustão até níveis suportados pela turbina. Ao deixar esta região, deseja-se que a temperatura do escoamento seja a mais uniforme possível, evitando, deste modo, regiões com temperaturas elevadas, o que danificaria as pás da turbina.

A obtenção do perfil de temperatura é de muitíssima importância, uma vez que ele influencia diretamente na temperatura de entrada do gás na turbina e na durabilidade de peças que trabalham sob altas temperaturas.

Capítulo 3

Turbulência

3.1 Modelos de Turbulência

A modelagem da turbulência é uma das partes mais complicadas na mecânica dos fluidos computacional (CFD). Devido a complexidade de sua natureza – a de criar um modelo matemático que se aproxime do comportamento físico do escoamento turbulento – pequeno avanço foi alcançado, quando comparado a outros procedimentos igualmente fundamentais em CFD, como a geração de malhas e o desenvolvimento de algoritmos numéricos de solução de equações.

As origens dos modelos de turbulência remontam ao final do século dezenove, quando Reynolds (1895) publicou os resultados de suas pesquisas sobre turbulência. Seu trabalho pioneiro mostrou-se de extrema importância para todos as pesquisas posteriores e ainda hoje é referência para muito dos modelos de turbulência desenvolvidos. As primeiras tentativas de se desenvolver um modelo das tensões em regime turbulento baseavam-se no gradiente da difusão molecular. Com esse conceito, Boussinesq (1877) introduziu um conceito denominado *eddy viscosity*. Assim como Reynolds, Boussinesq também não tentou resolver as equações de Navier-Stokes de uma maneira sistemática. Muito da física dos escoamentos viscosos ainda era desconhecida e progressos nesse campo só tiveram um novo impulso em 1904 com a formulação da teoria da camada limite por Prandtl. Trabalhando em escoamentos turbulentos, Prandtl desenvolveu em 1925 o conceito de comprimento de mistura (uma analogia com o caminho livre médio para gases) e um método para o cálculo das *eddy viscosity* em termos do comprimento de mistura. A teoria do comprimento de mistura formou a base de quase todos os trabalhos de modelagem de escoamentos turbulentos nos vinte anos seguintes. Contribuições importantes foram feitas por pesquisadores importantes, entre eles

von Kármán (1930). Na terminologia moderna, refere-se aos modelos de turbulência baseado na teoria do comprimento de mistura como modelos algébricos ou modelos *zero-equation*. Por definição, um modelo *n-equation* significa que o modelo precisa resolver *n* equações diferenciais de transporte, além daquelas de conservação da massa, momento e energia para grandezas média do escoamento.

Para melhorar a capacidade de predizer as propriedades de um escoamento turbulento e desenvolver uma descrição matemática mais realista das tensões turbulentas, Prandtl (1945) publicou um modelo no qual as *eddy viscosity* dependiam da energia cinética das flutuações turbulentas, k . Ele propôs uma equação diferencial parcial que aproximava-se da equação real para k . Essa melhoria passa a levar em conta o fato de que as tensões turbulentas e as *eddy visosity* são influenciadas pela história do escoamento. Esse método deu origem ao modelo de turbulência *one-equation*.

Kolmogorov (1942) introduziu o primeiro modelo de turbulência completo. Além de ter uma equação para k , ele introduziu um segundo parâmetro ω , o qual ele denominava taxa de dissipação de energia em unidade de volume e tempo. Neste modelo, conhecido como modelo $k - \omega$, ω satisfaz uma equação diferencial análoga à equação para k . Por ser composto de duas equações diferenciais a mais, esse modelo é designado um modelo de turbulência *two-equation*. Apesar de seu grande potencial, esse modelo ficou praticamente sem nenhuma aplicação prática devido à falta de computadores para resolver suas equações diferenciais não-lineares.

Launder e Spalding realizaram diversos trabalhos em modelos *two-equation* e, em 1972, desenvolveram o modelo $k - \epsilon$, que se tornou o modelo *two-equation* mais utilizado, apesar de apresentar problemas em algumas situações e de ser inadequado para escoamentos com gradientes de pressão adversos.

Em analogia com a viscosidade molecular, que é proporcional à velocidade média, e com o caminho livre médio das moléculas, a *eddy viscosity* é considerada proporcional à velocidade característica da flutuação e proporcional a um comprimento característico.

Os métodos acima descritos assumem que a viscosidade turbulenta μ_t é isotrópica. Em outras palavras, a taxa entre as tensões de Reynolds e a taxa média de deformação é a mesma em todas as direções. Esta hipótese falha em muitos casos, levando a previsões incorretas do escoamento. Para estes casos, é necessário derivar e resolver as equações de transporte para as tensões de Reynolds, obtendo-

se seis equações de transporte, contendo termos de difusão, pressão e dissipação, cujos efeitos individuais são desconhecidos e não podem ser medidos.

No modelo das tensões de Reynolds, também conhecido como modelos *second-order closure*, *second-moment closure* ou *tensão-transporte*, são feitas hipóteses sobre esses termos desconhecidos e as equações diferenciais parciais são resolvidas juntamente com a equação de transporte para a taxa de dissipação da energia cinética da turbulência ϵ . Para um escoamento tri-dimensional, o modelo das tensões de Reynolds introduz sete novas equações: uma para a escala de turbulência e seis para os componentes das equações de transporte. Este aumento no número de equações reflete significativamente nos custos de simulação.

Apesar dos avanços tecnológicos e aumento da velocidade dos processadores, alguns modelos de turbulência, como o modelo das tensões de Reynolds, ainda apresentam um alto custo computacional, tendo sua utilização restrita a comunidade acadêmica e a problemas bastante simples. Dos modelos clássicos, o modelo baseado na teoria de comprimento de mistura e um modelo *two-equation*, o $k - \epsilon$ são os mais utilizados e validados. Eles se baseiam na premissa da existência de uma analogia entre as tensões de ação viscosa e as tensões de Reynolds na média do escoamento. O modelo $k - \epsilon$ é mais sofisticado e permite uma descrição mais geral da turbulência, porém apresenta maior custo. Já os modelos baseados em *one-equation* não obtiveram muito sucesso. Algumas melhorias foram feitas a esses modelos, que, apesar de não possuírem a popularidade dos modelos *two-equation*, levam vantagem pela simplicidade com que suas equações são resolvidas numericamente. Além disso, este método apresenta precisões excelentes para muitos casos práticos.

A lista a seguir sintetiza os modelos clássicos (baseados na média do tempo das equações de Reynolds) mais utilizados na atualidade.

- *zero-equation*: modelo do comprimento de mistura
 - *two-equation*: modelo $k - \epsilon$
 - modelo das tensões de Reynolds
 - modelo das tensões algébricas
-

3.2 Modelo do Comprimento de Mistura

Neste modelo, assume-se que a viscosidade turbulenta ν_t , cuja dimensão é m^2/s , possa ser expressa como um produto da escala de velocidade característica de turbulência ϑ (m/s) e uma escala de comprimento ℓ (m)

$$\nu_t = C\vartheta\ell \quad (3.1)$$

onde C é uma constante de proporcionalidade. Decorre então que a viscosidade dinâmica turbulenta é dada por

$$\mu_t = C\rho\vartheta\ell$$

A maior parcela da energia cinética da turbulência está contida nos vórtices maiores e a escala de comprimento da turbulência ℓ é portanto característica destes vórtices que interagem com o escoamento médio. Uma vez aceita a relação entre a média do escoamento e o comportamento dos vórtices maiores, pode-se escrever a escala de velocidade dos vórtices com as propriedades da média do escoamento. Para escoamentos turbulentos bi-dimensionais, está dimensionalmente correto afirmar que

$$\vartheta = c\ell \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (3.2)$$

onde c é uma constante adimensional.

Combinando as equações 3.1 e 3.2 e juntando as duas constantes que aparecem nessas equações em uma nova escala de comprimento ℓ_m , obtém-se

$$\nu_t = \ell_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (3.3)$$

onde ℓ_m corresponde ao comprimento de mistura de Prandtl.

Sabendo que as tensões de Reynolds podem ser escritas em função das taxas média de deformação

$$\tau_{ij} = -\rho\overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.4)$$

e sendo $\partial U / \partial y$ o único gradiente da média da velocidade significativo, pode-se escrever

$$\tau_{ij} = -\rho\overline{u'_i u'_j} = \rho\ell_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \frac{\partial U}{\partial y} \quad (3.5)$$

O modelo do comprimento de mistura é bastante útil nos escoamentos onde as propriedades da turbulência se desenvolvem proporcionalmente a uma escala

Vantagens

- de fácil implementação e barato em termos de recursos computacionais
- boa previsão para camadas finas de cisalhamento: jatos, camadas de mistura, *wakes* e camadas-limite
- bastante validado

Desvantagens

- completamente incapaz de descrever escoamentos com separação e recirculação
 - calcula somente as propriedades médias do escoamento e as tensões de cisalhamento
-

Tabela 3.1: Considerações sobre o modelo do comprimento de mistura

de comprimento médio do escoamento, de modo a permitir que ℓ_m seja escrito em função da posição por uma simples fórmula algébrica. Devido a sua simplicidade, este modelo é bastante popular e é bastante utilizado principalmente na indústria aeronáutica em modelos de escoamento turbulento ao redor de perfis de asas.

3.3 O Modelo $k - \epsilon$

No escoamento bi-dimensional com camadas finas de cisalhamento, as mudanças na direção do fluxo são sempre tão pequenas, que a turbulência pode se adaptar as condições locais. Se a convecção e a difusão das propriedades da turbulência forem desprezadas, é possível modelar o escoamento utilizando o modelo do comprimento de mistura. No entanto, se a convecção e a difusão não puderem ser desprezadas, como é o caso de um escoamento com recirculação, deverá-se utilizar um modelo mais geral, como é o caso do modelo $k - \epsilon$.

3.3.1 Equações do Modelo $k - \epsilon$

O modelo padrão $k - \epsilon$ desenvolvido por Launder e Spalding possui duas equações diferenciais, uma para k e a outra para ϵ .

Utiliza-se k e ϵ para definir a escala de velocidade ϑ e a escala de comprimento ℓ representativa da escala de turbulência como se segue:

$$\vartheta = k^{1/2} \quad \ell = \frac{k^{3/2}}{\epsilon}$$

Assim como para o modelo do comprimento de mistura, define-se a *eddy viscosity*

cosity como

$$\mu_t = C\rho\vartheta\ell = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

onde C_μ é uma constante adimensional.

O modelo padrão utiliza as seguintes equações para k e para ϵ :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \right] + 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - \rho\epsilon \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial(\rho\epsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\epsilon \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \nabla \epsilon \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.7)$$

Em palavras, as equações escritas acima se resumem a

taxa de mu-	+ transporte de k	= transporte de k	+ taxa de pro-	- taxa de des-
dança de k	ou ϵ por con-	ou ϵ por di-	dução de k	struição de k
ou ϵ	vecção	fusão	ou ϵ	ou ϵ

A equação contém cinco constantes ajustáveis C_μ , σ_k , σ_ϵ , $C_{1\epsilon}$ e $C_{2\epsilon}$. O modelo padrão $k - \epsilon$ utiliza valores para as constantes que melhor se encaixam para um grande número de escoamentos turbulentos. São elas:

$$C_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,00 \quad \sigma_\epsilon = 1,30 \quad C_{1\epsilon} = 1,44 \quad C_{2\epsilon} = 1,92$$

A produção e a dissipação de energia cinética estão sempre relacionadas. A taxa de dissipação ϵ é grande quando a produção de k é grande. A equação 3.7 assume que os termos em ϵ de produção e destruição são proporcionais à produção e destruição dos termos da equação 3.6 em k . O fator ϵ/k nos termos de produção e destruição fazem estes termos dimensionalmente corretos na equação em ϵ .

3.3.2 Condições de Contorno

As equações que modelam k e ϵ são do tipo elíptica em virtude do gradiente de difusão, e necessitam das seguintes condições de contorno:

- Entrada: a distribuição de k e ϵ precisam ser conhecidas
- saída ou eixo de simetria: $\partial k / \partial n = 0$ e $\partial \epsilon / \partial n = 0$
- escoamento livre: $k = 0$ e $\epsilon = 0$
- parede sólida: abordagem dependente do número de Reynolds

Para altos números de Reynolds, o modelo padrão $k - \epsilon$ evita realizar as integrações das equações do modelo nas proximidades da parede, utilizando a *lei exponencial* para escoamentos perto da parede. Se y é a coordenada na direção normal à parede, a velocidade média em um ponto y_p , com $30 < y_p^+ < 500$ satisfaz a lei exponencial

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) \quad (3.8)$$

onde u^+ é a velocidade próxima à parede, y^+ é a distância adimensional até a parede, k é a constante de Von Karman e B é uma constante que depende da rugosidade da parede.

Medições da energia cinética turbulenta indicam que a taxa de produção de turbulência iguala a taxa de dissipação. Utilizando esta aproximação, é possível obter as seguintes funções:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln(Ey_p^+) \quad k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad \epsilon = \frac{u_\tau^3}{ky}$$

onde U é a velocidade tangencial, conhecida e a uma distância y da parede, u_τ é a velocidade de atrito, $k = 0,41$ e $E = 9,8$, para paredes lisas.

Para números de Reynolds baixos, a lei exponencial não é válida e, portanto, as condições de contorno acima não podem ser utilizadas. Neste caso, as forças viscosas precisam ser levadas em consideração, já que são predominantes nas camadas junto à parede neste tipo de escoamento. As equações do modelo $k - \epsilon$ para números de Reynolds baixo são portanto:

$$\mu_t = \rho C_\mu f \mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - \rho \epsilon \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla \epsilon \right] + C_{1\epsilon} f_1 \frac{\epsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - C_{2\epsilon} f_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.11)$$

Percebe-se que nas equações 3.10 e 3.11 foi incluído o termo de difusão. As constantes C_μ , $C_{1\epsilon}$ e $C_{2\epsilon}$ são multiplicadas pelos coeficientes f_μ , f_1 e f_2 , que são funções do número de Reynolds ($\vartheta \ell / \nu = k^2 / (\epsilon \nu)$).

3.4 Modelo das Tensões de Reynolds

O modelo de turbulência clássico mais complexo é o das tensões de Reynolds. As equações descrevem seis equações diferenciais parciais: uma para o transporte de

Vantagens

- modelo de turbulência mais simples para o qual apenas as condições iniciais e/ou de contorno precisam ser definidas
- excelente desempenho para muitos escoamentos com aplicações práticas
- bastante validado

Desvantagens

- apresenta maior custo de implementação que o modelo do comprimento de mistura (duas EDP a mais)
- desempenho ruim em algumas aplicações importantes, como por exemplo
 - alguns escoamentos não confinados
 - escoamentos com grandes tensões extras (p.ex. camada limite curva)
 - escoamentos rotacionais
 - escoamento completamente desenvolvido no interior de tubos de seção não circular

Tabela 3.2: Considerações sobre o modelo $k - \epsilon$

cada uma das tensões de Reynolds ($\overline{u_1'^2}$, $\overline{u_2'^2}$, $\overline{u_3'^2}$, $\overline{u_1'u_2'}$, $\overline{u_1'u_3'}$ e $\overline{u_2'u_3'}$, uma vez que $\overline{u_2'u_1'} = \overline{u_1'u_2'}$, $\overline{u_3'u_1'} = \overline{u_1'u_3'}$ e $\overline{u_3'u_2'} = \overline{u_2'u_3'}$)

Este modelo é bastante apropriado para escoamentos altamente anisotrópicos, que apresentam uma alta curvatura, descolamento da camada limite ou swirl. No entanto, sua utilização é restrita devido ao aumento no número de equações de transporte, o que resulta em uma redução da estabilidade numérica, além de necessitar de um maior esforço computacional.

3.4.1 Equações do Modelo Reynolds Stress

A equação para a velocidade média no modelo Reynolds Stress é

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) - \nabla \cdot (\mu \nabla U) = -\nabla p'' - \nabla \cdot (\rho \bar{u} \otimes \bar{u}) + B \quad (3.12)$$

onde p'' é uma pressão modificada, B é a soma das forças atuando no corpo e $\rho \bar{u} \otimes \bar{u}$ é a flutuação da tensão de Reynolds. Diferentemente dos modelos eddy viscosity, a pressão modificada não tem a contribuição da turbulência e está relacionada com a pressão estática pela expressão

$$p'' = p + \nabla \cdot U \left(\frac{2}{3} \mu - \zeta \right) \quad (3.13)$$

No modelo diferencial de tensões, $\overline{u \otimes u}$ deve satisfazer a equação de transporte. Uma equação de transporte independente deve ser resolvida para cada uma das seis componentes das tensões de Reynolds $\rho \overline{u \otimes u}$. A equação diferencial do transporte das tensões de Reynolds é

$$\frac{\partial \rho \overline{u \otimes u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \overline{u \otimes u} \otimes U) - \nabla \cdot \left(\rho C \frac{k}{\epsilon} \overline{u \otimes u} (\nabla \overline{u \otimes u})^T \right) = P + G + \phi - \frac{2}{3} \rho \epsilon \delta \quad (3.14)$$

onde P e G são os termos da tensão de cisalhamento e de produção de turbulência, ϕ é o tensor pressão-deformação e C , uma constante.

Vantagens

- potencialmente o modelo mais geral de todos os modelos clássicos de turbulência
- apenas as condições iniciais e/ou de contorno precisam ser definidas
- cálculos bastante precisos das propriedades da média do escoamento e todas as tensões de Reynolds para muitos casos simples e alguns mais complexos, incluindo paredes de jato, escoamentos em canais assimétricos e em dutos de seção não circular

Desvantagens

- altíssimos custos computacionais (sete EDP a mais)
 - não tão validado como os modelos anteriores
 - apresenta limitações no cálculo de alguns tipos de escoamento como, por exemplo, em jatos assimétricos e escoamentos não confinados com recirculação
-

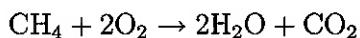
Tabela 3.3: Considerações sobre o modelo das tensões de Reynolds

Capítulo 4

Modelos de Combustão

4.1 Combustão na Câmara

A combustão completa do combustível na câmara de combustão de uma turbina a gás tem como produtos da reação, a formação de dióxido de carbono CO₂ e de água H₂O no estado vapor, segundo a equação



A reação de combustão, ou queima, é uma série de reações cinéticas exotérmicas, quase sempre acompanhadas de luminosidade. Para a reação se iniciar, é preciso que se tenha uma fonte de energia. No entanto, uma vez que a combustão é iniciada, a energia liberada na reação é suficiente para mantê-la enquanto existir a presença de oxidante (O₂) e de combustível em proporções adequadas.

Em turbinas a gás, com a finalidade de se iniciar a reação, utiliza-se ignitores. Após iniciada, a combustão é mantida pelo fluxo contínuo de combustível e oxidante na chama. Naturalmente o processo é bem mais complexo. A fim de se ter uma combustão contínua, uma chama estável é de fundamental importância. Esta, por sua vez, necessita que a taxa de injeção de combustível e que a taxa de propagação de chama sejam adequadas. A taxa de propagação de chama de hidrocarbonetos é relativamente baixa, variando de aproximadamente 0,5 m/s (misturas estáticas) a aproximadamente 10-30 m/s (escoamentos turbulentos). A chama na câmara de combustão é estável somente se sua velocidade de propagação for maior ou igual a velocidade do ar primário.

O modelo de chama mais comum que se encontra em uma câmara de combustão de turbina a gás é o modelo de chama de difusão turbulenta, que recebe esse nome devido ao fato do combustível não ser previamente misturado com o

ar antes da combustão. Neste modelo, tanto a concentração de oxigênio quanto a de combustível influencia significativamente a taxa de reação.

A chama de difusão se forma na interface entre o oxidante e o combustível. A chama é mantida por mecanismos de difusão em ambos os lados. A turbulência do escoamento pode ajudar a misturar o ar e o combustível, melhorando o processo de combustão.

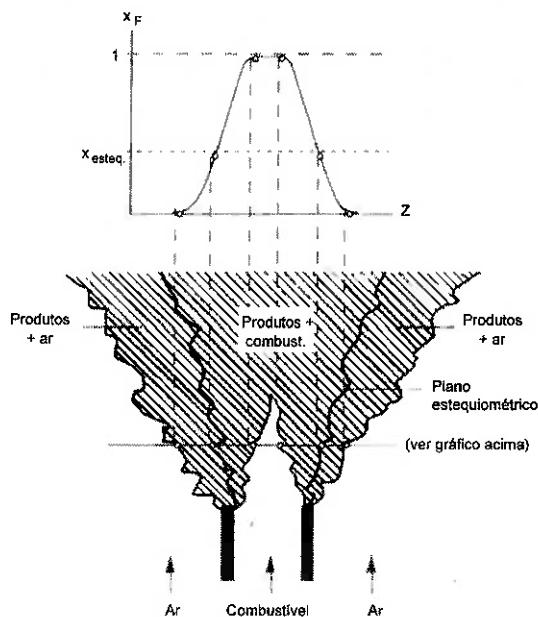


Figura 4.1: Representação da estrutura de uma chama de difusão turbulenta

4.2 Simplificação do Mecanismo de Reação

Uma escolha de extrema importância na modelagem do mecanismo de reação é o modelo de combustão adotado. A utilização do mecanismo de reação detalhado de cada espécie química presente seria o modelo ideal. No entanto, a necessidade de se resolver uma equação média da conservação de massa para cada espécie exige bastante recursos computacionais, além de ser bastante complicada. Por esse motivo, utilizam-se modelos simplificados, que descrevem a reação levando em consideração somente alguns de seus principais componentes. Esta modelagem pode ser feita baseada nas hipóteses de regime quasi-estático e equilíbrio químico parcial. Porém, ao realizar uma simplificação, ela será apropriada apenas para uma determinada condição, ou seja, ela fornece resultados satisfatórios apenas para determinadas faixas de pressão e composição de mistura, necessitando de ajustes ou correções quando esta situação variar. Um modelo simplificado,

que for satisfatório para uma simulação de combustão de chama de difusão, provavelmente resultará em resultados pouco adequados para a simulação de chama mista, mesmo com a utilização do mesmo combustível.

A diferença entre as escalas de tempo também deve ser tratada com atenção. Se por um lado, a escala de tempo das reações químicas se encontra em uma ampla faixa, de aproximadamente entre 10^{-10} s a 1 s, a escala de tempo de processos físicos, como o transporte molecular, está restrito a faixas muito menores, de aproximadamente 10^{-4} a 10^{-2} s. Desta diferença de escala de tempo, pode-se dizer que, em muitos casos práticos, o equilíbrio químico é atingido muito mais rápido que o equilíbrio físico.

4.3 Modelo Eddy Dissipation

A maioria dos combustíveis queimam rapidamente, transferindo o controle da taxa de reação para os mecanismos de difusão e turbulência. Em chamas de difusão turbulenta, o combustível e o oxidante são trazidos lentamente para a zona de reação, misturando-se e queimando rapidamente. Nestes casos, a combustão pode ser considerada controlada somente pelos mecanismos de mistura, e portanto, os complexos mecanismos da cinética química, muitas vezes desconhecidos, podem ser desacoplados da fluido-dinâmica.

A maioria dos programas de CFD incluem, entre outros recursos, um modelo de reação química turbulenta baseado no trabalho de Magnussen e Hjertager¹, denominado modelo eddy dissipation. Devido a sua simplicidade e seu desempenho robusto na previsão de escoamentos turbulentos reativos, este modelo tem sido amplamente utilizado na simulação de chamas industriais.

4.3.1 Equações de Transporte

Os modelos de combustão dos programas de CFD utilizam-se do mesmo algoritmo desenvolvido para escoamentos com mais de um componente, porém, com o acréscimo do termo de geração (ou consumo) devido às reações químicas. A equação de transporte média para uma componente I , com fração mássica Y_I é

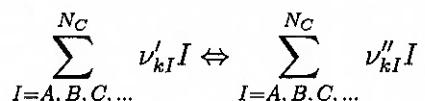
$$\frac{\partial(\rho Y_I)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j Y_I)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{I,\text{eff}} \frac{\partial Y_I}{\partial x_j} + S_I \right)$$

¹Magnussen, B. F. e Hjertager, B. H., "Mathematical Modelling of Turbulent Combustion with a Special Emphasis on Soot Formation and Combustion", 16º Simpósio Internacional de Combustão, The Combustion Institute, Pittsburg, 1976.

onde o termo fonte S_I indica a taxa de reação química envolvendo o componente I .

4.3.2 Taxa da Reação Química

Normalmente, as reações químicas podem ser descritas em termos de k reações elementares envolvendo N_C componentes, que podem ser escritos como



onde ν'_{kI} é o coeficiente estequiométrico para a componente I da reação elementar k .

A taxa de produção/consumo, S_I para uma componente I pode ser calculada como a soma da taxa de progressão para todas as reações elementares na qual o componente I tem participação:

$$S_I = W_I \sum_{k=1}^k (\nu''_{kI} - \nu'_{kI}) R_k$$

onde R_k é a taxa elementar de progressão da reação k , que pode ser calculada utilizando o modelo eddy dissipation.

4.3.3 Modelo Eddy Dissipation

O modelo eddy dissipation é baseado na hipótese que as reações químicas são bastante rápidas quando comparadas aos processos de transporte no escoamento. O modelo assume que a taxa de reação pode ser associada diretamente com o tempo necessário para misturar os reagentes em escala molecular. Em escoamentos turbulentos, esse tempo de mistura é dominado por propriedades turbulentas, e, portanto, a taxa é proporcional ao tempo de mistura definido pela energia cinética da turbulência, k e a dissipação ϵ .

$$\text{taxa} \propto \frac{\epsilon}{k}$$

Este mecanismo de controle de reação é aplicável em muitos problemas de combustão industrial, nos quais a temperatura de chama e as taxas de reação são rápidas em comparação com a taxa de mistura dos reagentes.

Resumindo,

- O modelo eddy dissipation é empregado somente em escoamentos turbulentos,
- Não existe um controle cinético do processo de reações químicas. Portanto, os processos nos quais a cinética química limita a taxa de reação, não podem ser simulados adequadamente por esse modelo.

No modelo eddy dissipation, a taxa de progressão da reação elementar k é determinada pela menor entre as seguintes expressões:

Limitante dos Reagentes

$$R_k = A \frac{\epsilon}{k} \min \left(\frac{[I]}{\nu'_{kI}} \right)$$

onde $[I]$ é a concentração molar do componente I .

Limitante dos Produtos

$$R_k = AB \frac{\epsilon}{k} \left(\frac{\sum_P [I] W_I}{\sum_P \nu''_{kI} W_I} \right)$$

onde P abrange todas as componentes dos produtos na reação elementar k .

Capítulo 5

Geometria sem Combustão

O escoamento no interior de uma câmara de combustão é bastante complexo. No entanto, ele pode ser modelado como uma combinação de escoamentos axial, tangencial e recirculações. A geometria descrita a seguir apresenta estas três características. Como condições de entrada, tem-se uma velocidade axial e uma velocidade tangencial (*swirl*) que, associadas a geometria da câmara de combustão, provocam uma zona de recirculação em seu interior. Esta recirculação é bastante desejável, uma vez que promove uma mistura mais eficiente do ar com o combustível e ao mesmo tempo aumenta o tempo de residência do combustível no interior da câmara, resultando em uma combustão mais eficiente.

A seguir, será detalhada a geometria da câmara de combustão simulada, suas condições de operação, malha utilizada para os cálculos, bem como os resultados obtidos.

5.1 Descrição do Modelo

Para esta abordagem, utilizou-se um modelo de câmara de combustão tubular simples, sem fluxo secundário de ar. A escolha desta geometria justifica-se primeiramente por ser uma câmara bastante representativa das câmaras de combustão utilizadas em aplicações industriais. Além disso, ela é relativamente simples e, portanto, de fácil estudo e compreensão. Para esta câmara, alguns dados experimentais referentes ao escoamento em seu interior estão disponíveis, como por exemplo, o perfil da velocidade axial e da velocidade tangencial em função do raio da câmara. Com isso em vista, a escolha deste modelo é justificada principalmente pela necessidade de se validar o modelo computacional, facilitando o reconhecimento de discrepâncias entre o resultado real e o simulado, provocadas

tanto pelos modelos de escoamento e de turbulência, quanto, em menor escala, pelas imprecisões numéricas.

A geometria utilizada, bem como as dimensões da câmara de combustão, estão esquematizadas na Figura 5.1.

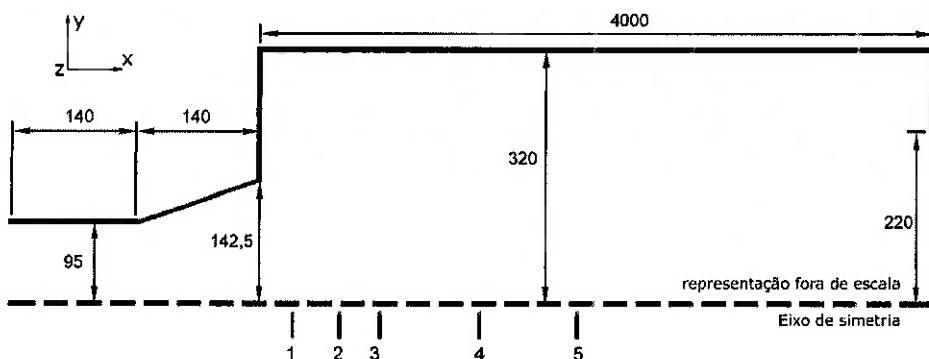


Figura 5.1: Geometria da câmara analisada

O modelo proposto para representar esta câmara de combustão foi um modelo tridimensional. Utilizando-se do fato da geometria ter simetria tanto em relação ao eixo y , quanto em relação ao eixo z (vide Figura 5.1), apenas um quarto da câmara de combustão foi modelado. Com isso, pôde-se obter um melhor aproveitamento dos recursos computacionais, alocando a capacidade de processamento para a geração de elementos de menores dimensões e em maiores quantidades.

O programa utilizado na simulação foi o CFX versão 5.5. A malha gerada é constituída por 8648 nós superficiais, formando 4125 faces na superfície. O número total de elementos é de 155 753. Os elementos gerados são, em sua maioria, tetraédricos, concentrados principalmente na região entrada e nas proximidades da parede, a fim de garantir uma melhor análise dos gradientes de velocidade existentes nestes locais. Próximo à região de descarga também foi feito um maior refinamento da malha, porém, não tão refinado quanto na região de entrada. Nas proximidades da parede, como condição de contorno, foi utilizada a lei de parede em conjunto com elementos ainda menores (*inflated boundary*), a fim de melhorar a precisão numérica nesta região de altos gradientes, como pode ser percebido na Figura 5.2.

A câmara de combustão possui ainda um gerador de swirl localizado na entrada de ar. Este gerador é o responsável pela formação da recirculação interna na câmara de combustão, fundamental para promover a mistura de combustível e ar injetados na câmara.

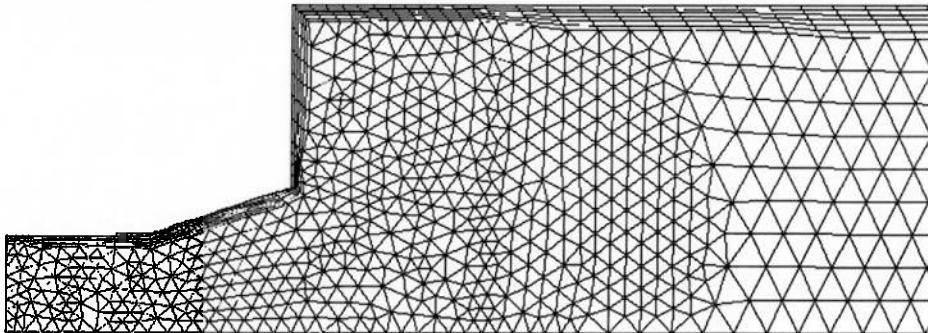


Figura 5.2: Visão lateral dos elementos utilizados

Inicialmente, uma análise do escoamento dentro da câmara sem a presença do gerador de swirl foi realizada. Essa simplificação serviu não somente para analisar a influência deste dispositivo no escoamento interno, como também foi utilizada para verificar a independência da malha proposta. A mesma geometria, com as mesmas condições de escoamento, foi simulada com malhas com um número cada vez maior de elementos e o perfil da velocidade axial u , para cada um dos casos simulados, foi plotado em função da distância axial e radial. Ao aumentar-se o número de elementos e nenhuma variação no perfil da velocidade ser percebida, principalmente na região de entrada e próximos à parede, a malha foi considerada independente.

O único fluido utilizado no interior da câmara de combustão foi o ar atmosférico nas condições-padrão de temperatura e pressão (densidade de $1,284 \text{ kg/m}^3$, viscosidade dinâmica de $1,725 \text{ kg/m s}$ e calor específico de $1003,8 \text{ J/kg K}$). Não foi utilizado nenhum modelo de troca de calor (parede adiabática) e os modelos de turbulência adotados foram o $k - \epsilon$ padrão e o modelo Reynolds Stress.

Como condição de entrada, foi definida uma velocidade axial de módulo igual a $4,9 \text{ m/s}$. Além dessa velocidade, foi ainda definida na entrada uma velocidade tangencial variando de aproximadamente zero no centro a 12 m/s no raio externo (ver Figura 5.3), segundo as equações

$$\begin{aligned}\vec{u} &= 4,9 \text{ [m/s]} \\ \vec{v} &= -12 \text{ [m/s]} \cdot r \cdot \sin(\theta)/95 \text{ [mm]} \\ \vec{w} &= 12 \text{ [m/s]} \cdot r \cdot \cos(\theta)/95 \text{ [mm]}\end{aligned}$$

com θ sendo o ângulo definido entre os eixos y e z .

Nesta simulação, a câmara descarrega o fluido para o ambiente (pressão absoluta de 101.325 Pa). Foram ainda definidas duas paredes laterais cílicas (*periodic*

pair), criadas devido à simetria do problema. Nesta condição de contorno, o escoamento que atravessar a fronteira de uma das paredes, entrará imediatamente na outra, fazendo com que as duas paredes de simetria tenham as mesmas condições de contorno e possam, desta forma, representar adequadamente o escoamento tridimensional no interior da câmara. A parede externa da câmara foi modelada como sendo uma parede lisa (*smooth wall*).

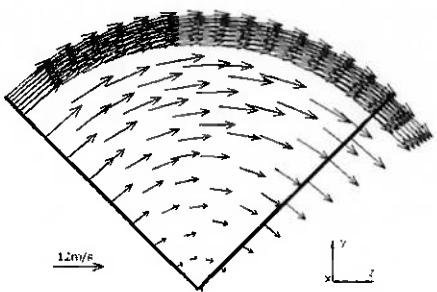


Figura 5.3: Swirl utilizado na entrada

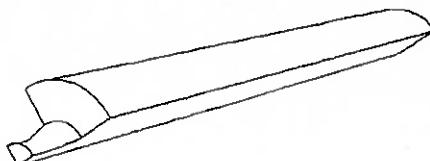


Figura 5.4: Modelo tridimensional

Quando todas as 6 variáveis do modelo de turbulência $k-\epsilon$ e as 11 variáveis do modelo Reynolds Stress foram menores que 10^{-4} , o resultado foi dito convergido, a simulação interrompida e os resultados analisados.

5.2 Resultados

A análise das linhas de corrente na câmara de combustão revela, para o caso simulado com a presença de swirl, uma recirculação interna, localizada próxima a linha central (eixo x), e uma recirculação externa, localizada nas proximidades da parede lateral e superior da câmara.

Estas recirculações interna e externa dependem fortemente do número de swirl utilizado na câmara. Quando o escoamento é simulado sem a presensa de swirl, percebe-se uma grande zona onde ocorre recirculação externa, mas, neste caso, tem-se a ausência total de uma recirculação interna. Para a geometria simulada utilizando o modelo de turbulência $k-\epsilon$, pontos de mesma velocidade estão mostradas na Figura 5.5 (sem swirl) e Figura 5.6 (com a presença do swirl, variando linearmente de zero, no centro da câmara, a 12 m/s, próximo ao raio externo da superfície de entrada).

Percebe-se ainda que a região com maiores gradientes de velocidade é a região localizada entre a entrada de ar da câmara e a zona de expansão. Outra zona em que se percebe ainda um alto gradiente de velocidade é nas proximidades da

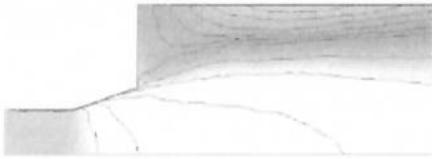


Figura 5.5: Modelo sem swirl



Figura 5.6: Modelo com swirl

parede, logo após a expansão.

A Figura 5.7 mostra o desenvolvimento das linhas de corrente ao longo da câmara de combustão. Percebe-se que na entrada, por influência da velocidade tangencial relativamente alta, a rotação é bastante elevada, enquanto que próximo à saída, a influência do swirl é praticamente nula.

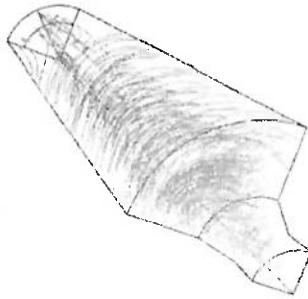


Figura 5.7: Linhas de corrente ao longo da câmara de combustão

Observando a velocidade axial (\bar{u}) no centro da câmara de combustão em função da distância axial, Figura 5.8, percebe-se que a velocidade axial varia de aproximadamente -2,5 m/s (na região de recirculação interna) a 4,9 m/s (na região de entrada da câmara). A velocidade a partir de aproximadamente $x = 1,5$ m do plano de entrada permanece aproximadamente constante em 0,5 m/s e na saída, por influência de um estreitamento, o escoamento tem sua velocidade ligeiramente aumentado.

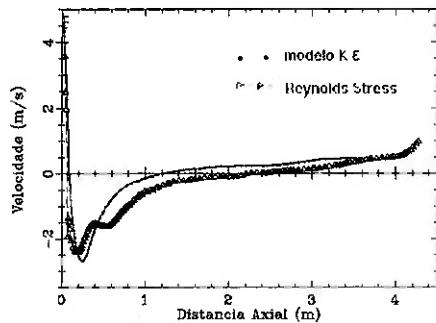


Figura 5.8: Velocidade axial no centro da câmara x distância da entrada

Na Figura 5.8, compara-se ainda o perfil de velocidade obtido utilizando-se o modelo de turbulência $k-\epsilon$ com o resultado obtido empregando-se o modelo Reynolds Stress. O perfil é bastante similar em ambos os casos, retornando o mesmo valor para a velocidade no plano de saída. A maior magnitude da velocidade axial na zona de recirculação é aproximadamente a mesma para os dois modelos, porém, para o modelo Reynolds Stress, a zona de recirculação é maior, variando de aproximadamente $x = 0,2$ m a $x = 2,4$ m do comprimento da câmara (aproximadamente o dobro da extensão da zona de recirculação calculada utilizando-se o modelo $k-\epsilon$, que começa em aproximadamente $x = 0,3$ m e termina em $x = 1,2$ m).

Esta mesma constatação pode ser observada na Figura 5.9, na qual estão plotados os vetores de velocidade absoluta na região de entrada da câmara de combustão. Percebe-se claramente que, no modelo $k-\epsilon$, a zona de recirculação interna é menos intensa, quando comparada a mesma zona calculada através do modelo Reynolds Stress. Para este último modelo, a zona de recirculação interna situa-se em uma posição mais periférica, apresentando maiores gradientes de velocidade na região próxima à parede, principalmente na zona de expansão.

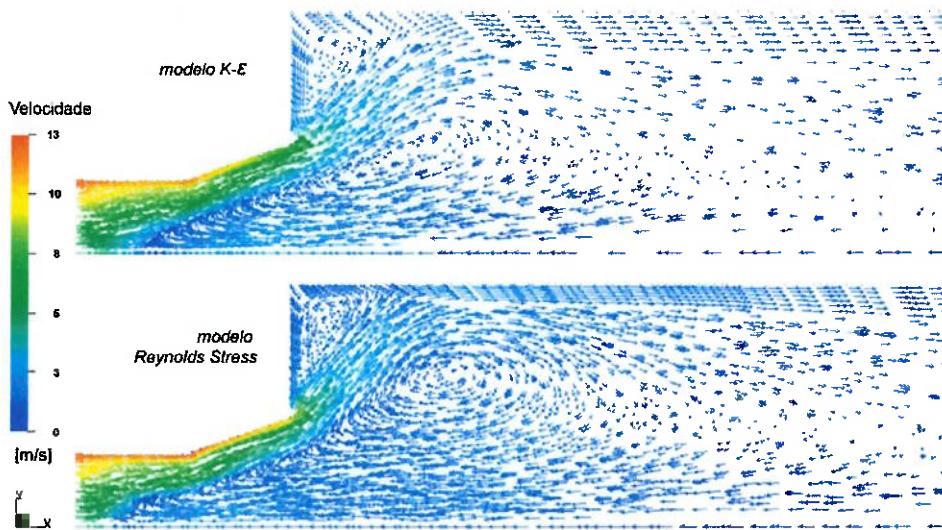


Figura 5.9: Comparação dos modelos de turbulência.

Pode-se analisar mais nitidamente a recirculação existente na região de expansão da câmara observando os gráficos das Figuras 5.10 e 5.11. Nelas, os resultados experimentais estão dispostos de forma a permitir uma comparação direta com os valores obtidos para os dois casos simulados.

Nestes gráficos, os planos 1, 2, 3, 4 e 5 são traçados a uma distância de 0,32 m,

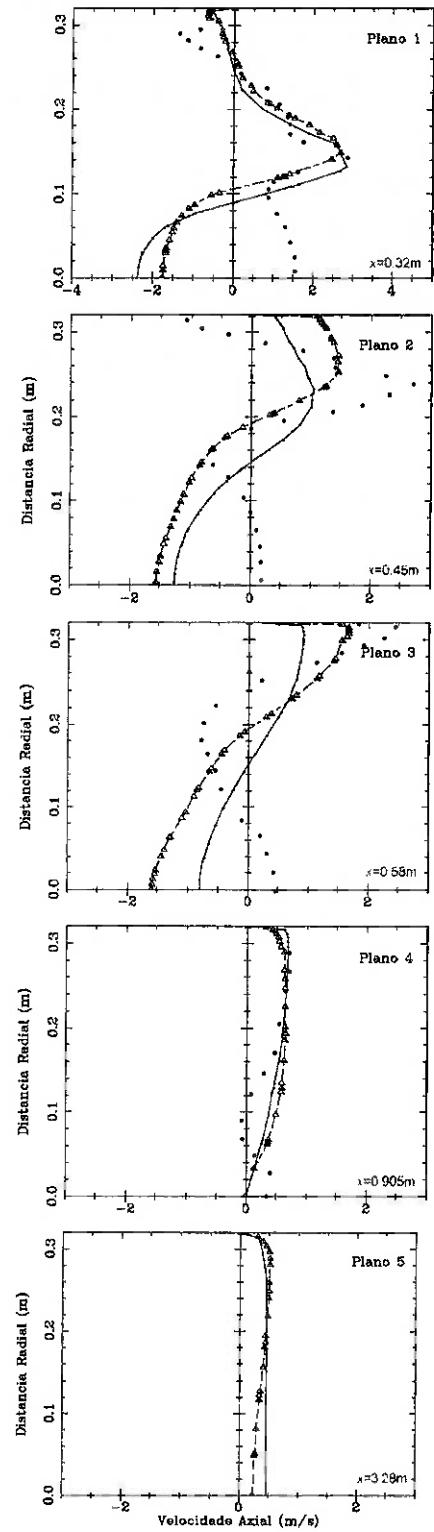


Figura 5.10: Perfil da velocidade axial ao longo do raio

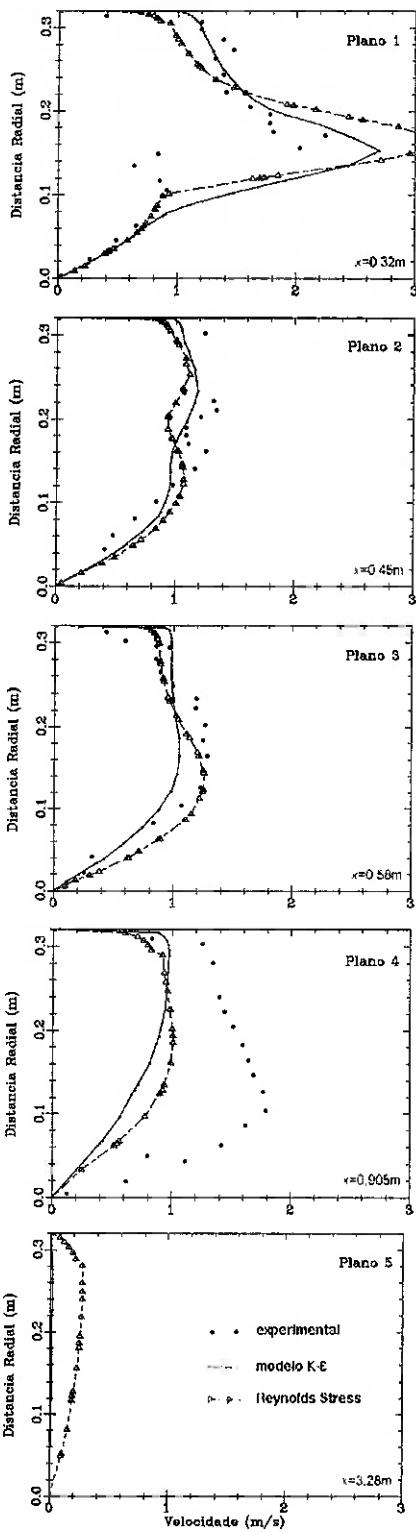


Figura 5.11: Perfil da velocidade tangencial ao longo do raio

0,45 m, 0,58 m, 0,905 m e 3,28 m respectivamente em relação ao plano de entrada. Os gráficos da Figura 5.10 mostram o perfil de velocidade axial em cada um desses planos em função do raio da câmara de combustão (r variando de 0 - linha de centro - a 0,32 m). De maneira análoga, os gráficos da Figura 5.11 mostram o perfil da velocidade tangencial (swirl) em função do raio.

Conforme pode-se observar na Figura 5.10, nem sempre o escoamento simulado apresenta o mesmo perfil do escoamento medido em experimentos de laboratório. Pode-se perceber que, apesar de ambos os modelos de turbulência preverem uma recirculação bastante intensa na linha central da câmara de combustão, percebe-se de dados experimentais que o vetor velocidade dificilmente assume valores negativos neste local. A recirculação, segundo dados experimentais, é mais intensa pouco acima desta linha, região na qual o raio assume valor de aproximadamente $r = 0,1$ m (planos 2 e 3).

Outro resultado bastante discrepante em relação ao valor experimental pode ser verificado na Figura 5.10, plano 3, onde o perfil da velocidade axial assume uma tendência contrária à observada quando o raio varia de $r = 0$ a $r = 0,2$ m. Neste plano, ambos os modelos determinam uma velocidade axial negativa para $r = 0$, sendo que a intensidade calculada pelo modelo Reynolds Stress chega a ser quase que o dobro da intensidade calculada pelo modelo $k-\epsilon$. No entanto, para valores crescentes de raio, o modelo Reynolds Stress aproxima-se melhor do comportamento experimental, principalmente quando pontos próximos à parede são analisados.

Na Figura 5.10, plano 4, ambos os modelos são incapazes de capturar a pequena variação da velocidade axial para raios pequenos. Ambos os resultados apresentam-se bastante semelhantes neste plano, assim como no plano seguinte.

Novamente para o perfil de velocidade tangencial, (swirl), tem-se uma pequena vantagem do modelo Reynolds Stress em relação ao modelo $k-\epsilon$. Já no plano 1 da Figura 5.11 percebe-se que, enquanto o modelo $k-\epsilon$ simplesmente ignora a variação da velocidade tangencial em $r = 0,1$ m, o modelo Reynolds Stress, apesar de não representar exatamente ao seu valor, identifica de maneira satisfatória essa tendência. Da mesma maneira, no plano 2, o modelo Reynolds Stress, sinaliza novamente a oscilação da velocidade para valores crescentes de raio.

Analizando o plano 3, verifica-se a larga vantagem em se utilizar o modelo Reynolds Stress para prever o comportamento da velocidade tangencial deste modelo de câmara de combustão. Ele não só detecta a magnitude da velocidade

tangencial, como determina também a posição aproximada em que ocorre. Esses dados são simplesmente ignorados pelo modelo de turbulência $k-\epsilon$, que sugere que o perfil de velocidade seja uma reta para valores de r maiores que 0,15 m.

Apesar de nenhum dos modelo sequer aproximar do valor máximo da velocidade tangencial indicada pelo valor experimental no plano 4, o modelo Reynolds Stress foi capaz de determinar o perfil de velocidade de uma maneira mais eficiente que o modelo $k-\epsilon$, uma vez que o valor máximo atingido pela velocidade e sua posição aproximam-se mais do perfil experimental que o perfil calculado utilizando-se o modelo $k-\epsilon$.

Na posição $x = 3,28$ m (plano 5), tem-se um perfil de escoamento já quase completamente desenvolvido. O modelo $k-\epsilon$ acusa não mais perceber a influência do swirl no escoamento, enquanto que o modelo Reynolds Stress indica ainda presença de swirl, porém com uma intensidade bastante reduzida.

Em geral, para esta geometria, o modelo de turbulência Reynolds Stress apresentou melhor adequação ao perfil de velocidade experimental, refletindo, algumas vezes, o exato comportamento do escoamento. No entanto, esse modelo de turbulência tende a exagerar os valores extremos, principalmente os valores situados na região próxima à linha de simetria.

O modelo $k-\epsilon$, por sua vez, tende a homogeneizar o escoamento, apresentando normalmente gradientes de velocidade de menor intensidade, quando comparado ao modelo Reynolds Stress.

Capítulo 6

Geometria com Combustão

A geometria apresentada na Figura 6.1 foi modelada e analisada utilizando um modelo bidimensional. Para esta geometria, examinou-se o escoamento, bem como a combustão em seu interior. Nesta análise utilizou-se, em conjunto com o modelo de combustão eddy dissipation, o modelo de turbulência $k-\epsilon$. Na ilustração a seguir, todas as unidades estão em milímetros.

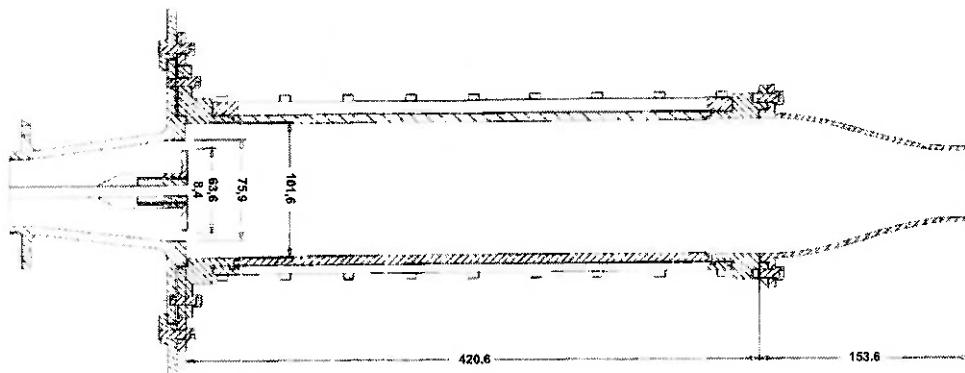


Figura 6.1: Esquema da geometria utilizada na análise de combustão

6.1 Descrição do Modelo

A geometria utilizada na simulação, bem como as dimensões da câmara de combustão, estão esquematizadas na Figura 6.2.

Para a modelagem desta câmara de combustão industrial, utilizou-se o programa CFX versão 5.5. A geometria foi analisada utilizando-se um modelo bidimensional, composto por uma malha estruturada e contendo um total de 18 360 elementos, localizados principalmente na região de entrada e nas regiões próximas

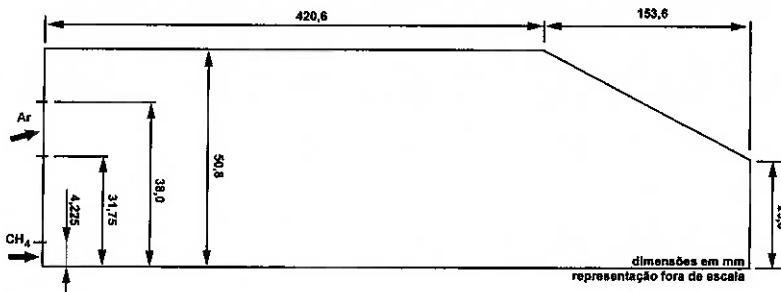


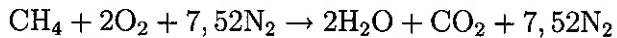
Figura 6.2: Geometria utilizada para analisar a combustão

à parede (locais onde os gradientes são de maior magnitude), conforme pode ser verificado na Figura 6.3.



Figura 6.3: Malha utilizada para a geometria com combustão

O modelo de combustão empregado foi o eddy dissipation. Neste modelo, fez-se a hipótese que as reações químicas ocorrem de maneira instantânea e em apenas um passo, segundo a equação



sendo que o nitrogênio presente no ar não sofre dissociação e, portanto, não tem participação direta na reação de combustão (gás inerte).

Tanto o ar atmosférico quanto o gás combustível (CH_4) entram na câmara de combustão a 300K. A pressão de referência considerada foi de 1 atm. Uma vez que não existe uma pré-mistura dos dois fluidos, o tipo de combustão que ocorre na câmara é por difusão turbulenta. O gás metano (CH_4), que entra na câmara pelo bico central de raio 4,225 mm, tem velocidade normal de 19 m/s. Os valores de k e ϵ associados à entrada do CH_4 valem, respectivamente, $0,9 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $8,4395 \text{ m}^2/\text{s}^3$.

Já o ar atmosférico entra na câmara através de uma coroa circular de raio interno 31,75 mm e raio externo 38,0 mm. A componente axial da velocidade de entrada, u , vale 29 m/s e a radial, v , vale 10,5 m/s. Na entrada do ar, $k = 1.125 \text{ m}^2/\text{s}^2$ e $\epsilon = 8,1072 \text{ m}^2/\text{s}^3$. O ar de entrada é composto exclusivamente por oxigênio (23,2% em massa) e nitrogênio.

Para o cálculo da camada limite nas proximidades das paredes foi utilizado

um número maior de elementos nesta região. Além disso, esta região foi modelada utilizando-se a lei logarítmica de parede. A lei de parede assume que a distribuição da velocidade próxima a parede segue um perfil logarítmico. A grande vantagem da utilização desta função é que os elementos nas proximidades da parede não precisam ser extremamente refinados, economizando tempo e recursos computacionais importantes.

Para prever a distribuição de temperatura no escoamento, foi utilizado o modelo de transferência de calor *total energy*. Este modelo inclui transferência de calor por condução, por convecção, condução através da mistura turbulenta e por trabalhos viscosos. Nele, o transporte de entalpia através do fluido é modelado incluindo os efeitos cinéticos. Para o cálculo da transferência de calor, não foi, porém, incluído os efeitos da radiação.

Como condição de contorno, foram ainda definidas paredes laterais de simetria. Já como condição de saída, foi feita a hipótese que a descarga da câmara de combustão se realiza com uma pressão relativa nula, ou seja, a descarga é na atmosfera.

Quando todas as diversas variáveis dos modelos de turbulência fossem menores que 10^{-5} , o resultado foi considerado convergido, a simulação interrompida e os resultados analisados.

6.2 Resultados

A Figura 6.4 mostra o perfil de velocidade calculado utilizando-se o modelo de turbulência $k-\epsilon$. Desta figura, percebe-se que a velocidade predominante do escoamento no interior da câmara é relativamente baixa (até 20 m/s) quando comparada com a velocidade do fluido na região de exaustão. Ao ser submetido através de um bocal, o fluido perde pressão estática, acelera até uma velocidade de aproximadamente 70 m/s, pouco antes de deixar a câmara de combustão com uma temperatura de aproximadamente 1000K (ver Figura 6.6).

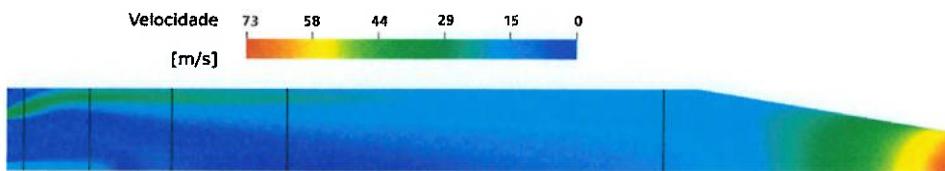


Figura 6.4: Perfil de velocidade na câmara de combustão

Na Figura 6.4, bem como nas demais figuras deste capítulo, são visíveis algumas linhas perpendiculares à linha de simetria da câmara. Estas linhas indicam a posição dos cinco planos utilizados para traçar os gráficos mostrados nas Figuras 6.7 a 6.12. Esses planos, numerados de 1 a 5, estão situados, respectivamente, a uma distância de 0,01 m, 0,05 m, 0,10 m, 0,17 m e 0,40 m do plano de entrada da câmara de combustão.

Examinando com maior detalhe o perfil de velocidade na região de entrada da câmara (Figura 6.5), detecta-se a presença de três regiões de recirculação. A primeira região facilmente reconhecida está localizada no canto superior esquerdo, na região de encontro da parede lateral com a parede de entrada. Esta zona morta está presente sempre que existir uma expansão do escoamento. As outras duas regiões localizam-se próximas ao eixo central da câmara de combustão. Uma delas, de menor intensidade, localiza-se bem próxima a parede de entrada e pouco contribui para a obtenção do perfil de chama. Já a segunda e mais importante, é responsável não só pela manutenção da chama turbulenta na câmara, como também por promover a mistura dos gases combustíveis e comburentes.

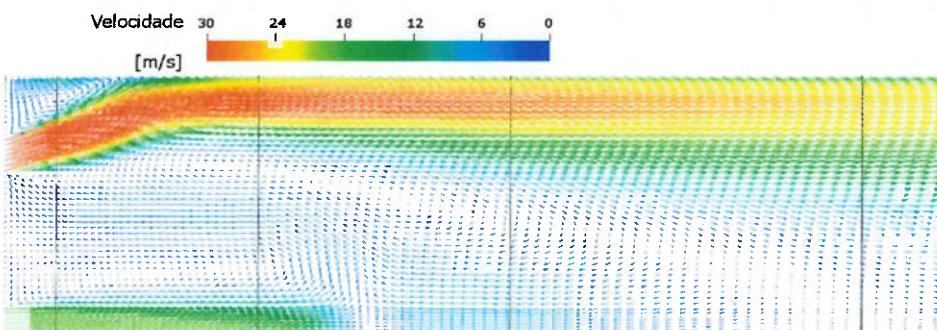


Figura 6.5: Vetor velocidade na entrada da câmara de combustão

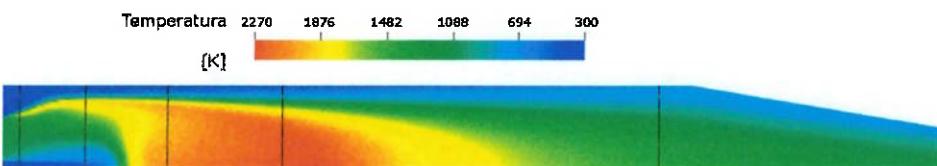


Figura 6.6: Distribuição da temperatura ao longo da câmara

Analizando a Figura 6.7, percebe-se que o metano é quase que completamente consumido nos primeiros 0,10 m de distância axial, estando completamente ausente em $x = 0,17$ m. Conforme mencionado anteriormente, é nesta região que a recirculação está presente com maior intensidade, promovendo uma mistura eficiente do gás combustível e do oxigênio do ar, e com isso, facilitando a reação de

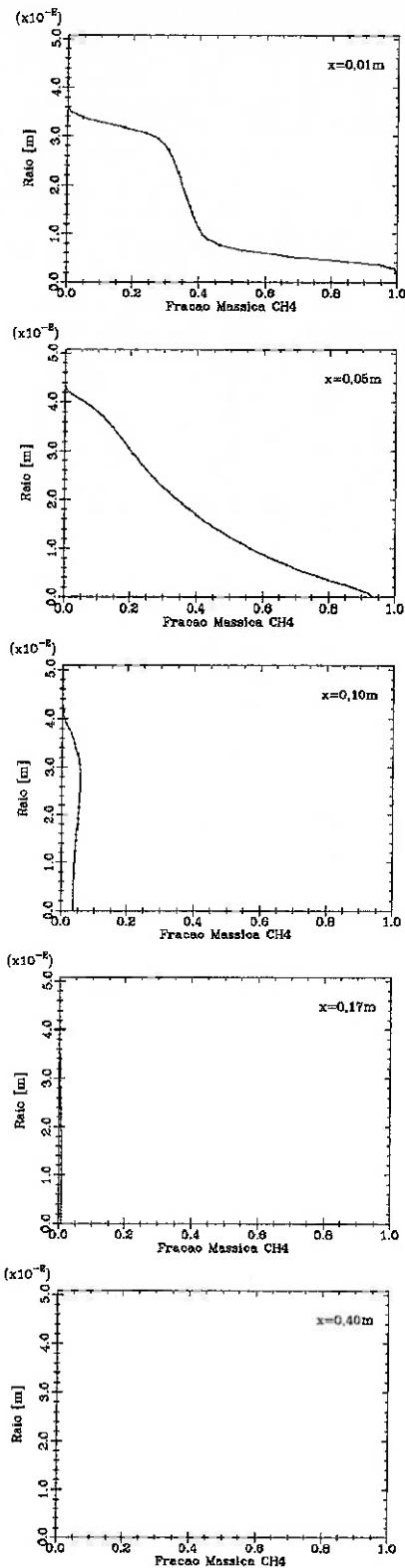


Figura 6.7: Fração mássica de CH_4 ao longo do raio

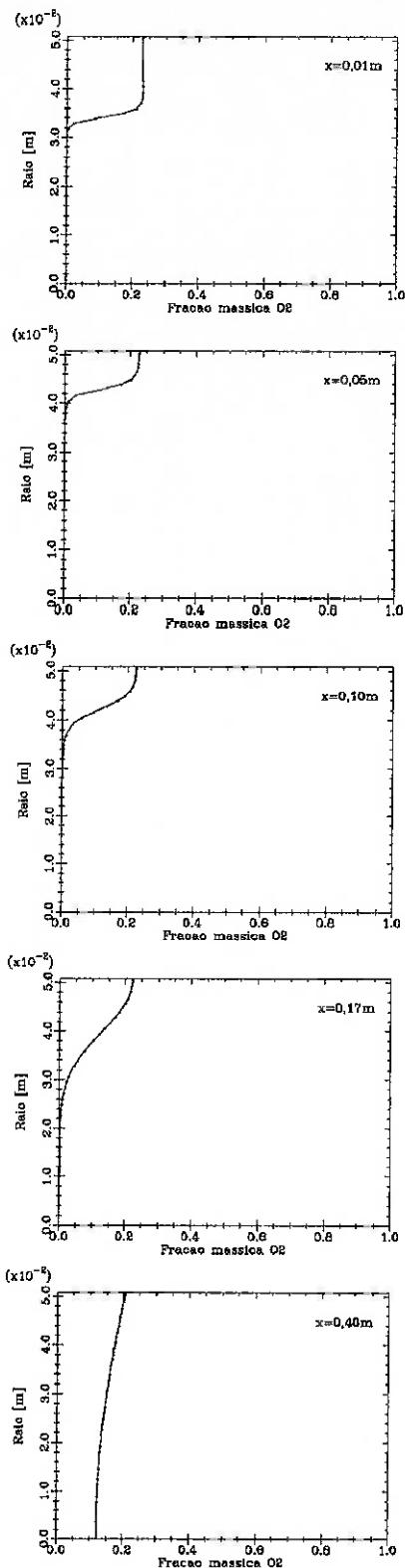


Figura 6.8: Fração mássica de O_2 ao longo do raio

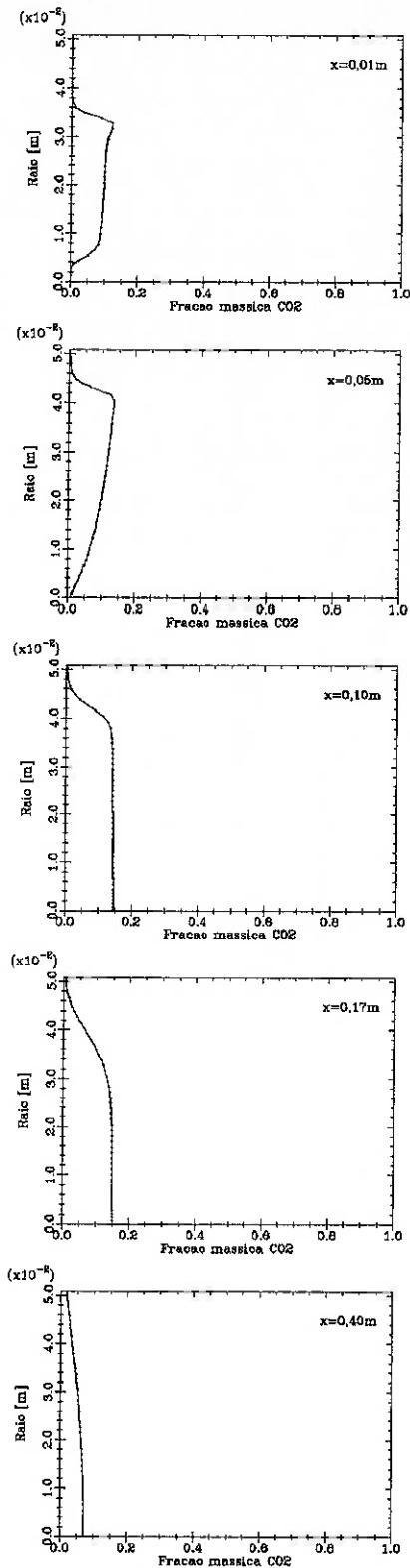


Figura 6.9: Fração mássica de CO_2 ao longo do raio

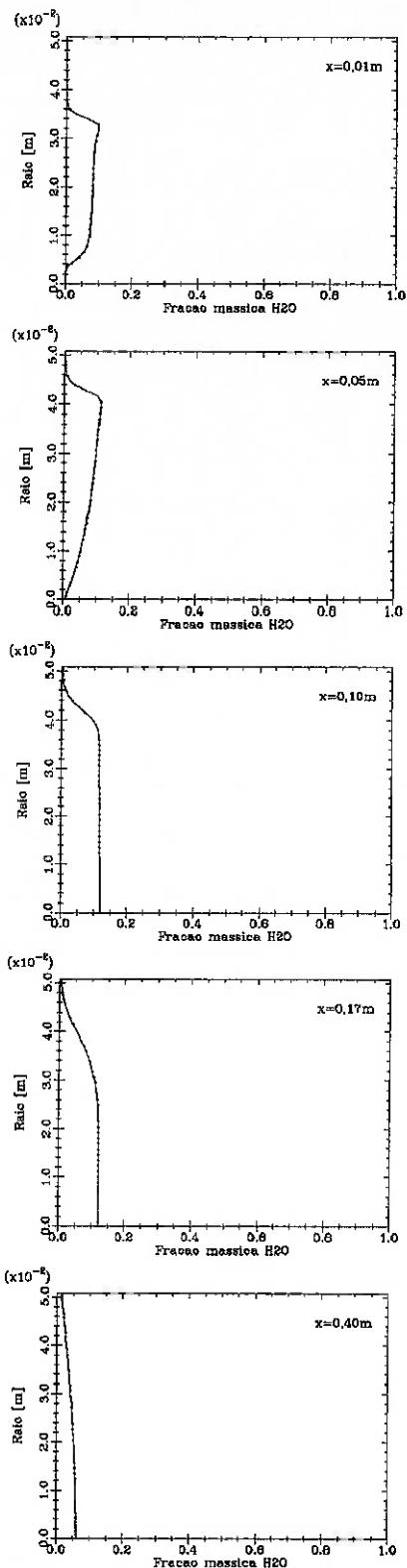


Figura 6.10: Fração mássica de H_2O ao longo do raio

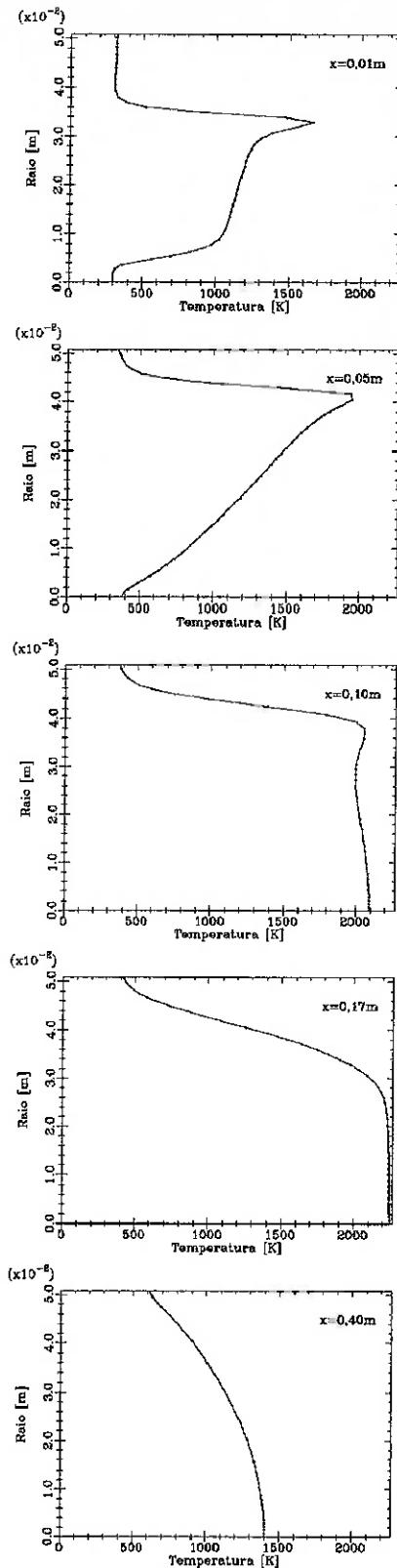


Figura 6.11: Perfil de temperatura ao longo do raio

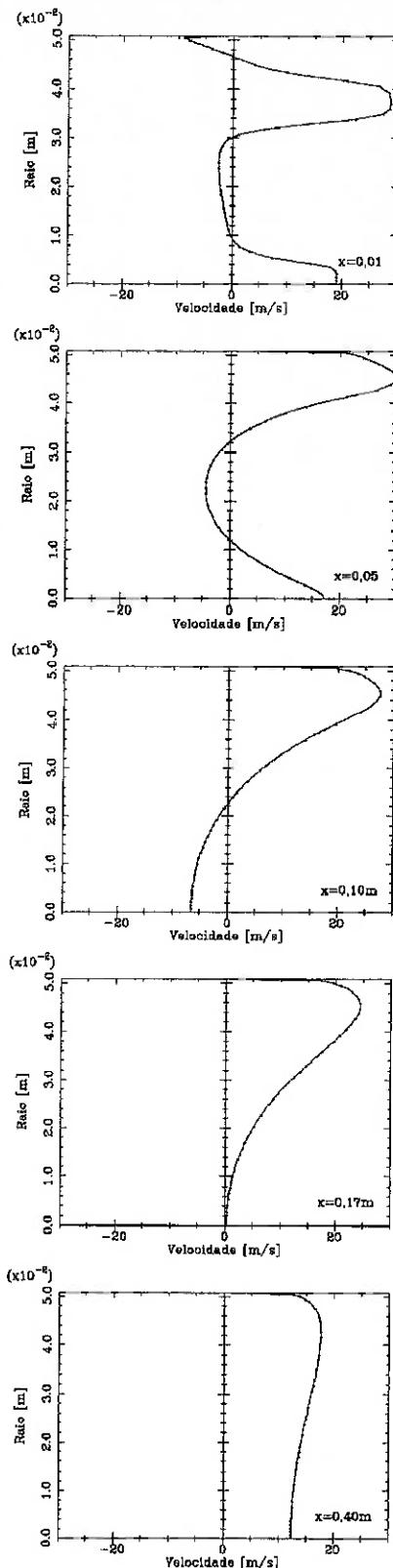


Figura 6.12: Perfil de velocidade ao longo do raio

combustão. Isto é comprovado pela Figura 6.12. É nesta região de entrada que a velocidade axial do escoamento apresenta seus maiores gradientes, oscilando entre valores positivos e negativos (a favor ou contra o sentido de escoamento, respectivamente). Percebe-se, ainda da Figura 6.12 que a recirculação interna se estende até aproximadamente $x = 0,17$ m e, a medida que o escoamento avança em direção à exaustão, o perfil de velocidade tende a se desenvolver.

Analizando o perfil de temperatura (Figura 6.11), percebe-se um pico de temperatura nos planos 1 e 2. Este pico situa-se em uma região onde a mistura ar/combustível se encontra em proporções estequiométricas. A temperatura de combustão chega a atingir valores da ordem de 2270K (plano 4), e, ao evoluir em direção à saída, apresenta valores e gradientes não tão elevados, resultado de uma homogeneização do escoamento.

Segundo a Figura 6.9 e a Figura 6.10, a fração de CO_2 e H_2O formada na reação é bastante pequena. No plano 5, em $x = 0,40$ m, as frações mássicas destes componentes assumem os valores aproximados de 0,05 e 0,04 respectivamente. A fração mássica de oxigênio, Figura 6.8, por sua vez, pouco foi alterada, enquanto que o combustível foi completamente consumido. Este resultado reflete o excesso de ar utilizado nesta simulação.

Conclusões

O escoamento no interior de uma turbina a gás é bastante complexo e de difícil previsão, mesmo com técnicas sofisticadas de mecânica dos fluidos computacional. Para se chegar a um resultado confiável, é preciso, primeiramente, saber quais são as limitações de cada um dos modelos que se está utilizando, bem como detectar possíveis fontes de erro.

Além disso, é necessário validar o modelo, ou seja, comparar os resultados obtidos com experimentos já realizados. Quando esta comparação não está disponível, como no caso de um novo produto, deve-se tentar validar o modelo com base em configurações similares ou experiências passadas. Desta maneira, é possível ajustar os coeficientes dos modelos de turbulência ou de combustão utilizados para refletir o caso estudado.

Neste trabalho, foi exposto uma comparação do desempenho dos modelos de turbulência $k-\epsilon$ e Reynolds Stress na previsão de um escoamento, sem reação, no interior de uma câmara de combustão. Apesar de ser mais complexo e de exigir um maior esforço computacional, o modelo Reynolds Stress apresentou um desempenho melhor na determinação do escoamento com swirl.

No entanto, devido a sua difícil convergência, não foi possível a utilização do modelo de turbulência Reynolds Stress na simulação do escoamento reativo. Porém, com os resultados obtidos com o modelo $k-\epsilon$, foi possível uma previsão, ainda que simplificada, do complexo fenômeno de combustão que ocorre no interior da câmara de combustão.

Referências Bibliográficas

- [1] Boyce, P. M. "Gas Turbine Engineering Handbook", Gulf Publishing Company, 1987.
- [2] Cohen, H., Rogers, G. F. C., Saravanamuttoo, H. I. H. "Gas Turbine Theory", Longman Scientific & Technical, 3^a edição, 1987.
- [3] Costura, D. M., Lawless, P. B., Fankel, S. H. "A Computational Model for the Study of Gas Turbine Combustor Dynamics", ASME Paper 121-GT-243, abril, 1999.
- [4] Crocker, D. S., Nickolaus, D., Smith, C. E. "CFD Modeling of a Gas Turbine Combustor From Compressor Exit to Turbine Inlet", ASME Paper 121-GT-89, janeiro, 1999.
- [5] Fox, W. R., McDonald, A. T. "Introdução à Mecânica dos Fluidos", Livros Técnicos e Científicos, 4^a edição, 1998.
- [6] Lefebvre, A. W. "Gas Turbine Combustion", McGraw-Hill, 1983.
- [7] Liu, F., Guo, H., Smallwood, G. J., et al. "A Robust and Accurate Algorithm of the β -pdf Integration and its Application to Turbulent Methane-Air Diffusion Combustion on a Gas Turbine Combustor Simulator", International Journal of Thermal Sciences Vol 41, fevereiro, 2001.
- [8] "Manual do Programa CFX 5.5", AEA Technology.
- [9] Relation, H. L. Battaglioli, J. L., Ng, W. F. "Numerical Simulation of Non-reacting Flows for Industrial Gas Turbine Combustor Geometries", Transactions of ASME Vol 120, julho, 1998.
- [10] Sokolov, K. Y. et al. "Mathematical Modeling of an Annular Gas Turbine Combustor", ASME Paper 117-GT-94, janeiro, 1995.

- [11] Versteeg, H. K., Malalasekera, W. “*An introduction to Computational Fluid Dynamics (The Finite Volume Method)*”, Longman Scientific and Technical, 1995.
- [12] Warnatz, J., Maas, U., Dibble, R. W. “*Combustion*”, Springer Verlag, 3^a edição, 2000.
- [13] Wilcox, D. C. “*Turbulence Modeling for CFD*”, DCW Industries, 2^a edição, 2000.