

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MODELAGEM COMPUTACIONAL

MODELAGEM COMPUTACIONAL DE TROCADORES DE CALOR SOLO-AR
COMPARANDO DIFERENTES MODELAGENS PARA TURBULÊNCIA

por

Juliane Gabina Ferraz

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Modelagem Computacional

Rio Grande, 19 de novembro de 2015.

JULIANE GABINA FERRAZ

“Modelagem Computacional de trocadores de calor solo-ar comparando diferentes modelagens para a turbulência”.

Dissertação apresentada ao Programa de Pós Graduação em Modelagem Computacional da Universidade Federal do Rio Grande - FURG, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre. Área concentração: Modelagem Computacional.

Aprovada em

BANCA EXAMINADORA



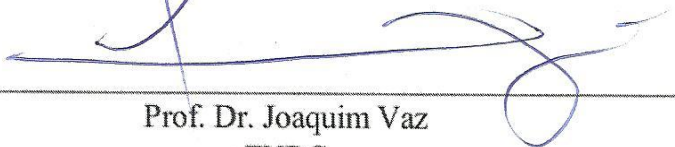
Prof. Dr. Elizaldo Domingues dos Santos
Orientador – FURG



Prof. Dr. Liércio André Isoldi
Co-orientador – FURG



Prof. Dr. Jeferson Avila Souza
FURG



Prof. Dr. Joaquim Vaz
FURG



Prof. Dr. Jairo Valões de Alencar Ramalho
UFPEL

Dedico este trabalho à minha família pelo apoio incondicional nos momentos difíceis. E dedico em especial ao meu esposo e aos meus dois filhos pela compreensão nas minhas ausências, pelas palavras de incentivo e principalmente pela alegria que proporcionam a minha vida.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer a Deus pela conclusão deste trabalho, pois sem Ele nada seria possível.

Ao meu esposo Francis por me compreender, incentivar e apoiar em todos os momentos bons e ruins, além de ser meu grande amor, companheiro e amigo.

Aos meus filhos Bernardo e Pedro por me proporcionarem os momentos mais felizes da minha vida e por serem a inspiração das minhas escolhas.

A minha tia Silvia e aos meus sogros Maria do Carmo e Diomar por estarem presentes sempre que precisei e pelo carinho de filha que me acolhem.

Aos meus avós Paula e José que além de me criarem e educarem sempre foram os meus maiores incentivadores aos estudos.

Ao meu orientador, professor Elizaldo Domingues dos Santos, pela competência científica indiscutível, pela orientação, disponibilidade, generosidade, amizade, paciência, além das críticas e correções necessárias para execução do trabalho.

Ao meu co-orientador, professor Liércio André Isoldi, pela competência científica, pelo tempo que disponibilizou como meu orientador e pelas críticas e correções que contribuíram para o desenvolvimento da dissertação.

Ao professor Jeferson Avila Souza pela sua competência profissional exercida na coordenação do PPGMC e pelas contribuições e sugestões disponibilizadas para este trabalho.

Ao professor Joaquim Vaz pela disponibilidade da bibliografia e dos dados experimentais fundamentais para o desenvolvimento do texto.

Ao professor Jairo Valões de Alencar Ramalho por ter aceitado ser banca deste trabalho.

Aos meus colegas, amigos e familiares que não foram mencionados aqui, mas que de alguma forma contribuíram para realização deste estudo.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo suporte financeiro durante os dois primeiros anos do trabalho.

*Tudo é do Pai
Toda honra e toda glória
É Dele a vitória
Alcançada em minha vida*

Pe. Fábio de Mello

RESUMO

A radiação solar é uma fonte de energia renovável e sua energia térmica pode ser aproveitada através da utilização de trocadores de calor solo-ar (TCSA) em ambientes construídos, podendo ser uma alternativa para reduzir o consumo de energia elétrica. Estes dispositivos consistem em dutos enterrados no solo, onde ocorre o escoamento forçado do ar ambiente. O ar é resfriado/aquecido pelo solo nos períodos quente/frio podendo ser utilizado para melhorar a condição térmica de ambientes construídos. Para simular numericamente o comportamento térmico de um TCSA é necessário empregar alguma modelagem para turbulência. Sendo assim, este trabalho tem como objetivo comparar diferentes modelos de turbulência no âmbito da modelagem clássica da turbulência (URANS) e a simulação de grandes escalas (LES), bem como, diferentes discretizações espaciais no estudo do princípio físico de funcionamento de um TCSA com um duto retilíneo. Foram utilizados neste trabalho para a modelagem URANS os modelos RSM (*Reynolds Stress Model*), k - ϵ e k - ω padrão e *Spalart Allmaras* e para modelagem LES o modelo submalha dinâmico de Smagorinsky. Assim, busca-se propor recomendações sobre qual ou quais modelos de turbulência e discretizações espaciais são mais adequados para esse tipo de aplicação. A modelagem computacional foi realizada através do software FLUENT que é baseado no método dos volumes finitos (MVF). Os resultados numéricos obtidos com os modelos URANS e LES reproduziram os resultados numéricos e experimentais da literatura. Na abordagem LES houve melhora dos resultados do potencial térmico em relação aos obtidos experimentalmente, quando simulado com malhas hexaédricas mais refinadas no duto, o que não ocorreu com os modelos URANS. A partir dos resultados desse estudo é possível dizer que o emprego do LES com malhas adequadamente discretizadas pode ser empregado como uma solução “benchmark” para casos onde não se tenham dados experimentais. Contudo, essa abordagem, para projetos térmicos de TCSA, implica em elevado esforço computacional. O emprego de diferentes abordagens para a turbulência não conduziu a resultados diferentes quando malhas tetraédricas foram empregadas, indicando que a malha possui uma influência maior nas simulações com LES do que com URANS.

Palavras-chave: modelagem computacional, URANS, LES, trocador de calor solo-ar e discretizações espaciais.

ABSTRACT

Solar radiation is a source of renewable energy and its thermal energy can be exploited by using earth-air heat exchanger (EAHE) in built environments, therefore it can be an alternative to reduce electricity consumption. These devices consist of ducts buried in the soil, where the ambient air forced flow occurs. The air is cooled/heated by the soil in hot/cold periods which can be used for improve the thermal condition of built environments. To numerically simulate the thermal behavior of an EAHE is necessary to use some modeling for turbulence. Thus, this work aims to compare different turbulence models in the context of Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes (URANS) and Large Eddy Simulation (LES), as well as, different spatial discretizations in the study of the main operational principle of an EAHE with a straight duct. It was used in this study for modeling URANS the models RSM (*Reynolds Stress Model*), k - ϵ and k - ω standard and Spalart Allmaras and LES modeling the dynamic subgrid-scale model Smagorinsky. In this sense, it seeks to propose recommendations about which turbulence models and spatial discretizations are best suited for this type of application. The computational modeling was performed using the FLUENT software which is based on the finite volume method (FVM). The numerical results obtained with URANS and LES models were similar to the results of numerical and experimental literature. In LES approach substantially improved the results of the thermal potential in comparison with URANS results for prediction of experimental results. For this, it is required the employment of hexahedral refined mesh in the duct. This behavior was not noticed for URANS simulations, i.e., all grids led to the same results. From these results it was noticed that the use of LES with properly discretized meshes can be used as a benchmark solution for cases where experimental data are not available. In spite of this fact, LES is not the most recommended approach for thermal projects of TCSA due to its high computational effort. The using different approaches to turbulence did not lead to different results when tetrahedral meshes were used, indicating that the mesh has large influence for the simulations with LES than for URANS.

Keywords: computational modeling, URANS, LES, earth-air heat exchangers e spatial discretizations.

SUMÁRIO

	Pág.
1. INTRODUÇÃO	
1.1 Motivação	1
1.2. Estado da Arte	4
1.3. Objetivo Geral	10
1.3.1. Objetivos Específicos	10
1.4. Estrutura do Texto	11
2. FUNDAMENTOS DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MODELAGEM DA TURBULÊNCIA	13
2.1. Condução	13
2.2. Convecção	14
2.3. Radiação	15
2.4. Comportamento Térmico do Solo	16
2.5. Análise Numérica dos Escoamentos Turbulentos	17
2.5.1 Simulação Numérica Direta (DNS)	18
2.5.2 Modelagem Clássica da Turbulência (URANS)	19
2.5.3 Simulação de Grandes Escalas (LES)	21
2.5.3.1 Modelos Submalha	22
3. MODELAGEM MATEMÁTICA	25
3.1. Equação da Difusão do Calor no Solo	25
3.2. Equações de Conservação Médias no Tempo (URANS)	25
3.2.1. Conservação da Massa	26
3.2.2. Conservação da Quantidade de Movimento	26
3.2.3. Conservação da Energia	27
3.3. Modelagem da Turbulência Empregando URANS	28
3.3.1. Modelo RSM (<i>Reynolds Stress Model</i>)	30
3.3.2. Modelo $k-\epsilon$	31
3.3.3. Modelo $k-\omega$	32
3.3.4. Modelo Spalart Allmaras	34
3.4. Equações de Conservação Filtradas Espacialmente (LES)	34
3.4.1. Modelagem Submalha	38
3.4.1.1. Modelo Submalha Dinâmico de Smagorinsky	39
4. MODELAGEM NUMÉRICA	41
4.1. Método dos Volumes Finitos	41
4.2. Tratamento dos Termos Advectivos	46
4.3. Discretização Temporal das Equações de Conservação	48
4.4. Acoplamento Pressão-Velocidade	49

5. MODELAGEM COMPUTACIONAL	52
5.1. Domínio Computacional	52
5.2. Condições de Contorno e Hipóteses Simplificativas	54
5.3. Propriedades dos Materiais	55
5.4. Abordagem Computacional	55
6. RESULTADOS	59
6.1. Comparação entre casos d/5	59
6.2. Comparação entre SIMPLEC e <i>Coupled</i>	63
6.3. Comparação entre malhas Hexaédricas e Tetraédricas	64
6.4. Comparação entre diferentes modelos de turbulência	68
7. CONCLUSÕES E PROPOSTAS DE CONTINUIDADE	72
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	74
ANEXO I	79
ANEXO II	81

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
Figura 1.1: Média anual da insolação diária no Brasil (horas) Fonte: Atlas Solarimétrico do Brasil.....	2
Figura 1.2: Princípio de funcionamento de um trocador de calor solo-ar.....	3
Figura 2.1: Tipos de transferência de calor no TCSA.....	13
Figura 2.2: Média temporal do campo instantâneo de uma variável para um escoamento: a) estacionário e b) não estacionário com pequenas variações. (adaptado de Wilcox, 2002).....	20
Figura 3.1: Esquema ilustrativo dos modelos de turbulência em relação à dependência da viscosidade turbulenta.....	30
Figura 4.1: Ilustração do Método numérico.....	42
Figura 4.2: Volume elementar para balanço de conservação.....	43
Figura 4.3: Obtenção de ϕ_f em uma face do volume de controle.....	48
Figura 4.4: Conexões espacial e temporal do volume P	49
Figura 4.5: Fluxograma dos algoritmos segregado e acoplado.....	50
Figura 5.1: Domínio computacional do modelo de TCSA: (a) modelo completo de Vaz (2011), (b) modelo simplificado de Brum (2013) e (c) modelo reduzido de Brum (2013).....	53
Figura 5.2: Domínio computacional do modelo reduzido com duto retilíneo.....	53
Figura 5.3: Discretização espacial das faces das malhas hexaédricas H1, H2 e H3.....	57
Figura 5.4: Discretização espacial da face das malha hexaédrica H4.....	58
Figura 5.5: Discretização espacial das faces das malha tetraédricas d/5 e T1.....	58
Figura 6.1: Comparação entre casos d/5 para o esquema <i>Coupled</i>	60
Figura 6.2: Comparação entre casos d/5 para o esquema SIMPLEC.....	62
Figura 6.3: Comparação SIMPLEC x <i>Coupled</i> com LES.....	63
Figura 6.4: Comparação SIMPLEC x <i>Coupled</i> com URANS: RSM.....	64
Figura 6.5: Comparação de diferentes malhas para solução com modelo $k-\epsilon$	65
Figura 6.6: Comparação de diferentes malhas para solução com modelo RSM.....	66
Figura 6.7: Comparação de diferentes malhas para solução com LES.....	67
Figura 6.8: Comparação entre os diferentes modelos de turbulência para a malha H2.....	69
Figura 6.9: Comportamento térmico do TCSA (verão) com modelo RSM para malha H2: a) corte vertical e b) corte horizontal.....	70
Figura 6.10: Comportamento térmico do TCSA (verão) com modelo LES para malha H2....	71
Figura 6.11: Comparação entre os diferentes modelos de turbulência para a malha T1.....	71

LISTA DE TABELAS

	Pág.
Tabela 3.1: Constantes que aparecem no modelo $k - \omega$	34
Tabela 4.1: Dados utilizados na Eq. (4.9).....	45
Tabela 5.1: Propriedades termofísicas dos materiais.....	55
Tabela: 5.2: Quantidade de volumes finitos das malhas no duto e no solo.....	56
Tabela: 5.3: Critérios de refinamento das malhas H1, H2 e H3.....	56
Tabela: 5.4: Critérios de refinamento das malhas d/5 e T1.....	58
Tabela 6.1: Tempo de simulação dos modelos de turbulência para casos d/5 – <i>Coupled</i>	60
Tabela 6.2: Tempo de simulação dos modelos de turbulência para casos d/5 – SIMPLEC....	62
Tabela 6.3: Comparação entre a Temperatura de saída das malhas com LES e solução experimental.....	68
Tabela 6.4: Tempo de simulação dos modelos de turbulência para malha H2.....	69

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Romanas

c_p	Calor específico à pressão constante (J/kg.K)
C_s	Constante de Smagorinsky
C_{ij}	Tensor cruzado ($N.m^{-2}$)
$C_{\theta j}$	Fluxo turbulento cruzado ($W.m^{-2}$)
$G(x-x')$	Função filtro
h	Coeficiente de transferência de calor por convecção ($W/(m^2.K)$)
k	Condutividade térmica (W/mK)
k_{eff}	Condutividade térmica efetiva (W/mK)
k_t	Condutividade térmica turbulenta (W/mK)
L_{ij}	Tensor de Leonard ($N.m^{-2}$)
$L_{\theta j}$	Fluxo turbulento de Leonard ($W.m^{-2}$)
$\hat{n}$	Vetor unitário normal à superfície do volume de controle
Nu	Número de Nusselt ($\partial T^*/\partial Y^*$)
p	Pressão estática do fluido (N/m^2)
Pr	Número de Prandtl (ν/α)
Pr_t	Número de Prandtl turbulento (ν_t/α_t)
Pr_{SGS}	Número de Prandtl submalha (ν_{SGS}/α_{SGS})
q_n''	Fluxo de calor na direção n , por unidade de área (W/m^2)
q_j	Fluxo turbilhonar de energia
S_ϕ	Termo fonte
t	Tempo (s) ou (dias)
T	Temperatura (K) ou ($^{\circ}C$)
T_v	Temperatura de entrada de ar no duto (K ou $^{\circ}C$)
T_{inf}	Temperatura inferior do domínio (K ou $^{\circ}C$)
T_{sup}	Temperatura superior do domínio (K ou $^{\circ}C$)
$\bar{u}$	Campo de velocidades médio no tempo (m/s)
v_i	Velocidade na direção i (m/s)
$\vec{v}$	Vetor velocidade do escoamento (m/s)
V	Volume (m^3)

x_i Coordenada na direção i (m)

Letras gregas

α	Difusividade térmica, (m^2/s)
α_{SGS}	Difusividade submalha de energia ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
α_t	Difusividade térmica turbulenta ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
Γ	Coeficiente de transporte
$\Gamma\phi$	Coeficiente de difusão térmica
δ	Variação da componente em relação ao tempo ou espaço
δ_{ij}	Delta de Kronecker
Δ	Variação da componente em relação ao tempo ou espaço
ε	Dissipação da energia cinética da turbulência, ($\text{m}^2.\text{s}^{-3}$)
θ_j	Fluxo turbulento submalha ($\text{W}.\text{m}^{-2}$)
μ	Viscosidade dinâmica do fluido ($\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$)
ν	Viscosidade cinemática (m^2/s)
ν_t	Viscosidade turbulenta ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
ν_{SGS}	Viscosidade turbulenta submalha ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
ρ	Massa específica, (kg/m^3)
σ	Constante universal de Stefan-Boltzmann ($\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{k}^{-4}$)
$\bar{\tau}$	Tensor de tensões viscosas, (N/m^2)
ϕ	Fração de volume
τ_{ij}	Tensor de Reynolds submalha ($\text{N}.\text{m}^{-2}$)
ω	Dissipação da energia cinética da turbulência, ($\text{m}^2.\text{s}^{-3}$)

Abreviaturas

CFD	Dinâmica dos fluidos computacional
DNS	Simulação numérica direta
LES	Simulação de grandes escalas
MDF	Método das diferenças finitas
MEF	Método dos elementos finitos
MVF	Método dos volumes finitos

RANS	Modelagem clássica da turbulência
TCSA	Trocador de calor solo-ar
TRI	Interações turbulência-radiação
UDF	Função definida pelo usuário
URANS	Modelagem clássica da turbulência com termos transientes
VC	Volume de controle

1. INTRODUÇÃO

1.1. Motivação

Atualmente, os constantes problemas ambientais causados pela utilização de energias não renováveis, aliados ao esgotamento dessas fontes, têm despertado o interesse pela utilização de fontes alternativas de energia, principalmente as relacionadas a fontes de energias renováveis. Esse é o caso do calor emitido pelo sol (energia solar), do vento (energia eólica), das marés e dos oceanos (corrente e ondas), dos rios e correntes de água doce (energia hidráulica), das matérias orgânicas (biomassa), entre outras.

Todas essas fontes de energias são renováveis, pois não é possível estabelecer um fim temporal para a sua utilização e também são consideradas potencialmente inesgotáveis. No entanto, são limitadas em termos de quantidade de energia que é possível extrair em cada momento. As principais vantagens resultantes da sua utilização consistem no fato de não serem poluentes e poderem ser exploradas localmente, além da maior parte das energias renováveis não conduzirem à emissão de gases com efeito de estufa. A única exceção é a biomassa, uma vez que há queima de resíduos orgânicos, para obter energia (Silva, 2010).

A insolação, quantidade de energia do sol recebida pela Terra, varia de acordo com a região do planeta e pode ser medida pela quantidade de horas de sol diretamente incidente no local. Além disso, é um indicador importante para determinar o potencial de geração de energia solar de cada país.

No Brasil, conforme ilustra a Fig. 1.1 pode-se observar a distribuição da insolação diária anual em todo território. Pode ser visto que a energia solar é uma boa opção na busca por alternativas menos agressivas ao meio ambiente, já que temos esse recurso abundante no país.

Apesar de todos os aspectos positivos da energia solar (abundante, renovável, limpa e outros) ela tem sido pouco utilizada, as dificuldades tecnológicas e, principalmente, econômicas inviabilizam o seu uso em larga escala (Silva, 2010). Consequentemente, muitos estudos têm sido realizados para aumentar a eficiência dos dispositivos de captura e conversão de energia solar em energia elétrica (Tiradentes, 2007; Abinee, 2012).

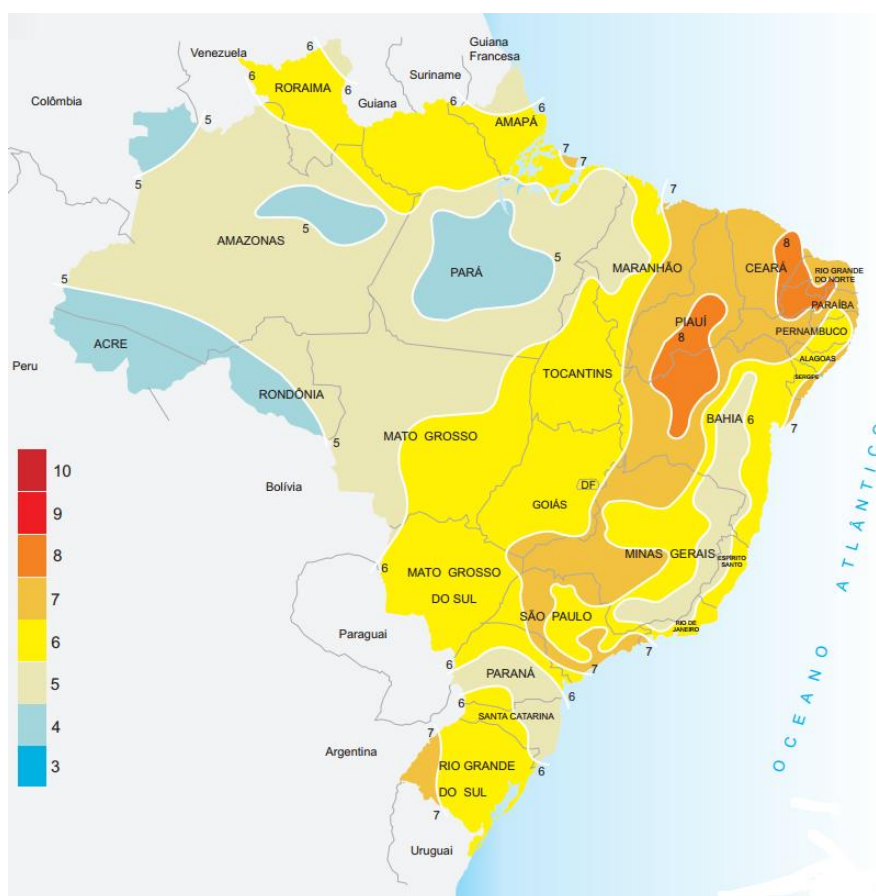


Figura 1.1: Média anual da insolação diária no Brasil (horas)

Fonte: Atlas Solarimétrico do Brasil

Com o passar dos anos, cada vez mais o ser humano busca por conforto térmico em suas casas, ambientes de trabalho e locais de lazer. Isso ocorre devido às elevadas temperaturas no verão e o rigoroso frio no inverno levando o consumidor a adquirir equipamentos de condicionamento de ar, o que aumenta significativamente o consumo de energia elétrica, principalmente nos horários de pico. Segundo Goldemberg (2000) o consumo de energia mundial aumenta em torno de 2% ao ano e com perspectivas de dobrar em 30 anos.

Na construção civil a radiação solar pode ser utilizada como uma fonte de energia alternativa e sustentável nos projetos de edificações, pois ela incide sobre as superfícies do solo causando um armazenamento de energia térmica. Sendo assim, o solo concentra calor durante o dia e o libera durante a noite. Da mesma forma, em um ciclo anual, acumula calor no período do verão e o libera durante o inverno (Vaz, 2011). Visando o aproveitamento dessa energia térmica, a utilização de uma instalação de trocador de calor solo-ar (TCSA), pode ser uma alternativa promissora em se tratando de custo e benefício.

O TCSA consiste em dutos enterrados no solo onde ocorre, com a utilização de ventiladores, o movimento forçado do ar exterior. Durante esse escoamento o ar troca calor com o solo, e sai do TCSA com uma temperatura mais baixa durante o verão e com uma temperatura mais elevada durante o inverno, podendo ser utilizado para melhorar a condição térmica de ambientes construídos (Brum, 2013). Verifica-se de forma ilustrativa na Fig. 1.2 um esboço do princípio de funcionamento de um trocador de calor solo-ar. Como usual a cor vermelha representa temperaturas superiores à cor azul. Neste esquema pode ser visto a passagem do ar ambiente pela tubulação enterrada no solo. Após trocar calor com o solo o ar é inserido no ambiente a ser aquecido ou resfriado.

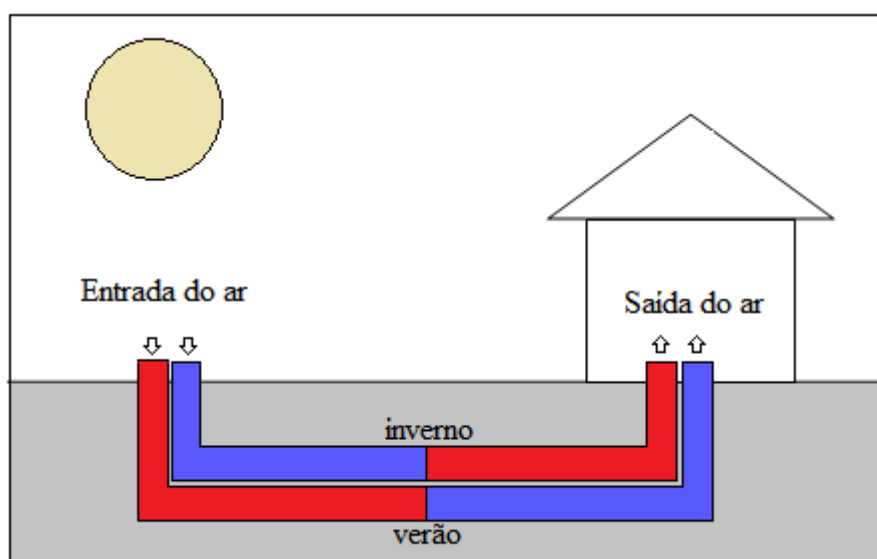


Figura 1.2: Princípio de funcionamento de um trocador de calor solo-ar.

Para analisar os resultados de um TCSA existem três métodos que podem ser utilizados: analítico, experimental e numérico. No estudo de Vaz (2011) foram empregados os métodos experimental e numérico, onde os resultados experimentais serviram para validar o modelo computacional desenvolvido. Porém o método experimental pode envolver altos custos e longos períodos de tempo para sua concretização. Neste sentido, o emprego de um modelo computacional verificado e validado pode servir para obter recomendações teóricas sobre o emprego de diversos parâmetros referentes à TCSA (geométricos, parâmetros de escoamentos e diferentes tipos de solos) sem um elevado custo e com elevada confiabilidade, visto que se utilizam dados reais para realização das simulações.

Normalmente, devido às características construtivas e operacionais, em um TCSA o escoamento do ar é turbulento. Com isso, se faz necessário o emprego de alguma modelagem

para a turbulência para simular numericamente o princípio de funcionamento do dispositivo.

Dessa forma, o presente trabalho, apresenta como principal motivação o estudo de diferentes modelagens para turbulência e diferentes discretizações espaciais empregadas para a predição do princípio físico de funcionamento de trocadores de calor solo ar. Apesar do uso de modelos de turbulência nesse tipo de aplicação, não há um estudo dedicado a investigar qual(is) modelo(s) é(são) mais adequados a esse tipo de problema específico. Além disso, não tem sido visto estudos onde se obtenham recomendações sobre a construção das malhas a serem empregadas nesse problema.

1.3. Estado da Arte

Nesta seção, foi realizada uma revisão da literatura a respeito do tema da presente pesquisa. Para um melhor entendimento a distribuição dos trabalhos foi dividida da seguinte maneira: primeiramente, foi feito um levantamento de trabalhos relacionados ao TCSA. Posteriormente, foram apresentadas referências que contribuem diretamente para o desenvolvimento do presente trabalho. E por fim, como não foi encontrado na literatura pesquisas que abordem a aplicação de modelos de turbulência para TCSA, buscou-se pesquisas relacionadas à modelagem clássica da turbulência e da simulação de grandes escalas para outros problemas de engenharia.

Sendo assim, em se tratando de trocador de calor solo-ar existem diversas pesquisas envolvendo análises experimentais, analíticas e numéricas que podem ser encontradas na literatura, como por exemplo:

Mihalakakou et al. (1994) estudaram a influência da superfície terrestre no trocador de calor solo-ar para um ou mais dutos enterrados em paralelo. Foi comparado o potencial de resfriamento ou aquecimento de superfícies descobertas e cobertas por grama, chegando à conclusão que mesmo em uma superfície coberta por uma fina camada de grama é possível ter uma melhora no potencial térmico. O modelo numérico foi desenvolvido no ambiente TRNSYS e a validação do modelo deu-se em comparação a um conjunto de dados experimentais.

Hollmuller e Lachal (2001) realizaram um estudo a respeito do potencial térmico de trocador de calor solo-ar sobre o clima da Europa Central, mais precisamente na Suíça. Foi comparado um trocador de calor solo-ar com sistemas de ar condicionado a base de combustível e ficou evidenciado que devido ao clima da Suíça o trocador de calor solo-ar é

mais eficiente para a condição térmica de resfriamento. As simulações numéricas foram validadas com dados experimentais.

No trabalho de Wu et al. (2007) foram usados dutos enterrados no solo para resfriamento de ambientes no verão, o que proporcionou uma capacidade diária de refrigeração de até 74,6 kWh. Os algoritmos foram implementados em um código CFD (*Computational Fluid Dynamics*) do software PHOENICS para avaliar o comprimento do duto, o raio, a profundidade, a taxa de fluxo de ar sobre o desempenho térmico e a capacidade de resfriamento do trocador. Para o escoamento turbulento foi utilizado o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ e o modelo desenvolvido foi validado com dados experimentais obtidos no sul da China.

Misra et al. (2013) desenvolveram, na Índia, um estudo experimental e numérico sobre o desempenho térmico de um trocador de calor solo-ar, no formato de U, enterrado horizontalmente, em regime transiente, onde prevalece o clima quente e seco. Foram avaliados a condutividade térmica do solo, a velocidade do escoamento e o diâmetro do tubo em decorrência do tempo contínuo de funcionamento. Os resultados evidenciaram que o desempenho térmico em um trocador de calor solo-ar está relacionado à condutividade térmica do solo e ao tempo de operação do mesmo. Foi observado que quando a condutividade térmica do solo é maior há necessidade de dutos com diâmetros menores. Verifica-se, também que o aumento de velocidade do fluido leva a diminuição da performance do trocador de calor solo-ar. Para simulação numérica foi utilizado o software FLUENT e o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ realizable, que é uma modificação do modelo original.

Em Vaz et al. (2014) foi realizado um estudo experimental sobre o potencial térmico dos TCSA, na cidade Viamão, localizada no sul do Brasil. Neste estudo, foram enterrados no solo três dutos independentes, onde os dutos A e B foram instalados a uma profundidade de 1,60 m e com um espaçamento de 0,60 m entre eles, sendo o duto C instalado a uma profundidade de 0,50 m, ficando centralizado entre os dutos A e B. Durante o ano de 2007, foram monitoradas as temperaturas do solo, do ar externo e dos dutos enterrados em várias posições. Os resultados mostraram que os meses de maio, junho e julho são os melhores para aquecimento e os meses de fevereiro, março e abril para o resfriamento.

Em Kipper (2014) foi apresentado um estudo numérico do comportamento térmico de um trocador de calor solo-ar para instalações com diferentes geometrias, mostrando uma redução do desempenho térmico em torno de 1 °C comparado ao solo com um duto reto. A diminuição da área do solo nas instalações foi significativa para os resultados. Foi

evidenciado que para geometrias mais complexas o modelo das tensões de Reynolds (*Reynolds Stress Model* – RSM) não conduziu a uma solução convergente, sendo necessário trocar o modelo para o k - ε para estimativa do potencial térmico nos problemas estudados. Os resultados obtidos para os campos de temperaturas com os modelos de turbulência k - ε padrão e RSM para um duto retilíneo foram os mesmos. Dessa forma, o emprego do modelo k - ε foi extrapolado para as simulações das instalações complexas. Com relação ao tempo de processamento, o modelo k - ε obteve uma redução considerável em relação ao RSM.

A seguir são apresentados trabalhos que contribuíram para o desenvolvimento do modelo computacional empregado neste trabalho, seja pela geração de dados experimentais que servem de base para comparação com os diferentes modelos de turbulência ou pela simplificação no domínio computacional, que viabiliza, por exemplo, o emprego da Simulação de Grandes Escalas (LES – do inglês: Large Eddy Simulation) neste trabalho.

Em Vaz (2011) e Vaz et al. (2011) foi realizado um estudo experimental e numérico sobre um TCSA, instalado no sul do Brasil, mais especificamente na cidade de Viamão. Este teve seu funcionamento monitorado e os resultados obtidos experimentalmente foram usados para validar o modelo computacional tridimensional desenvolvido. Nesse processo foi considerado o ciclo anual para as variações de temperaturas do solo e do ar na entrada e na saída do TCSA, mostrando diferenças inferiores a 11% entre os resultados numéricos e experimentais. O modelo computacional foi desenvolvido nos softwares GAMBIT e FLUENT e o modelo de turbulência utilizado nesses trabalhos foi o modelo RSM. Além disso, foi considerado um domínio computacional complexo, levando em consideração a distribuição completa dos dutos e o domínio complexo do terreno analisado.

Com base no modelo computacional de Vaz et al. (2011), Brum et al. (2012) apresentaram um modelo numérico tridimensional chamado modelo Simplificado. Nesse modelo foi considerado somente o trecho reto do domínio estudado em Vaz (2011). Com relação à profundidade, foi considerada uma profundidade suficiente para estabilização da temperatura do solo na temperatura média. Foi analisada a influência da profundidade da instalação sobre o potencial térmico dos TCSA. Os resultados mostraram que a profundidade da instalação influencia significativamente o potencial térmico dos TCSA. Os campos de temperaturas comparados com os resultados numéricos e experimentais de Vaz et al. (2011) mostram que as maiores diferenças entre esses resultados são de 4% e 11%, respectivamente. Para modelagem computacional foram utilizados os softwares GAMBIT e FLUENT e para o escoamento turbulento no duto foi utilizado o modelo de turbulência RSM.

Em Brum (2013), foram feitas avaliações numéricas do potencial térmico do solo em um TCSA para modelos computacionais em duas e três dimensões. Esse trabalho contribuiu com base nos estudos de Vaz (2011), em novos modelos computacionais de TCSA, sendo um bidimensional para análise somente do comportamento térmico do solo e dois tridimensionais denominados modelo Simplificado e modelo Reduzido para analisar o comportamento térmico do escoamento e do solo. Em Brum et al. (2013) foi verificado que o tempo de processamento do modelo reduzido é aproximadamente 50 % do requerido no modelo simplificado, o que viabiliza o emprego desse modelo no presente trabalho. Principalmente nas simulações com LES, onde um elevado esforço computacional é requerido. Para as simulações numéricas foram utilizados os softwares GAMBIT e FLUENT. O método numérico utilizado foi o método dos volumes finitos. Para o escoamento turbulento no duto foi utilizado o modelo RSM. Constatou-se que a partir de 3 m de profundidade a temperatura de saída do ar apresentou pouca variação, não havendo ganho significativo em fazer escavações mais profundas.

No presente trabalho pretende-se avaliar o emprego de diferentes modelagens para turbulência aplicadas a modelagem computacional do princípio de funcionamento de um TCSA. A proposta se justifica uma vez que não foi encontrado trabalhos na literatura dedicados a esse tipo de aplicação. Embora sejam realizados diversos estudos considerando escoamentos turbulentos em trocadores de calor solo ar, não há um consenso sobre quais modelos são mais adequados para esse problema em específico. Somente são encontrados trabalhos envolvendo modelos de turbulência aplicados a outros tipos de problemas de engenharia como: trocadores de calor, escoamentos internos e fluxos turbulentos. Contudo, nenhum dos trabalhos é dedicado a problemas de grandes dimensões e com variação do campo de temperaturas no domínio sólido e no escoamento de entrada. Alguns exemplos são apresentados abaixo:

Nallasamy (1987) apresentou um breve relato de vários modelos de turbulência empregado no cálculo de escoamentos turbulentos internos. As principais conclusões dessa análise foram as seguintes: a) O modelo $k-\varepsilon$ é utilizado na maioria dos problemas de escoamento bidimensionais relatados na literatura, b) formas modificadas do modelo $k-\varepsilon$ podem melhorar o desempenho para os escoamentos com curvatura, c) para escoamentos com movimento do tipo *swirl*, o modelo $k-\varepsilon$ obteve desempenho inferior ao *algebraic stress model* que para esse caso apresentou melhores resultados, d) para escoamentos secundários (escoamentos em dutos não circulares), o *algebraic stress model* funcionou muito bem. O modelo RSM não foi suficientemente testado para escoamentos com recirculação e *swirl*.

Apesar disso, é relatado na literatura que o esforço computacional para o RSM é muito maior do que o necessário para o modelo $k-\varepsilon$ (Wilcox, 2002).

Em Petry (2002) foi realizado a implementação de um algoritmo numérico para análise de escoamentos turbulentos, tridimensionais, transientes, incompressíveis e isotérmicos. A modelagem matemática do problema baseia-se nas equações de conservação de massa e quantidade de movimento de um escoamento quase incompressível (pseudo-compressível). Foi utilizado para simulação numérica o modelo da Simulação das Grandes Escalas e o Método dos Elementos Finitos - MEF. Para modelar as escalas submalha foi implementado o modelo clássico de Smagorinsky e o modelo dinâmico de viscosidade turbulenta. Neste trabalho foi proposta e empregada uma nova metodologia denominada filtragem por elementos finitos independentes, para o processo de segunda filtragem do modelo dinâmico. Foram obtidos resultados concordantes com as referências experimentais e numéricas para escoamentos sobre o degrau e em cavidade forçada, com diferentes números de Reynolds.

No trabalho de Rodi (2004) foram apresentados três casos específicos de escoamentos com aplicação em problemas de engenharia. O primeiro caso empregou LES e Simulação Numérica Direta (DNS – do inglês: Direct Numerical Simulation) para a predição de um escoamento em uma turbina. Em seguida, LES é usado para a simulação numérica de um escoamento sobre um perfil semelhante ao encontrado na parte traseira de um veículo. Apesar da geometria bastante simples, o escoamento em torno do modelo tem muitas características do fluxo complexo, fluxo totalmente em 3D em torno de carros reais. O terceiro caso em que é apresentado LES é referente a um escoamento sobre um cilindro tridimensional seccionado. Para solução numérica foi utilizado o método dos volumes finitos. Por fim, o trabalho mostra que os escoamentos turbulentos complexos de engenharia relevantes podem ser previstos de forma realista pelo DNS e LES, embora a grande custo. Os métodos são adequados e superiores aos métodos da Modelagem Clássica da Turbulência (RANS – do inglês: Reynolds-Averaged Navier Stokes) sempre que as estruturas de grande escala dominarem o escoamento e quando os efeitos instáveis como vórtices, descolamento e recolamento de camadas limites e instabilidades estiverem presentes. A modelagem DNS evoluiu para uma importante ferramenta de estudo de mecanismos de transição.

Em Brito (2005) foi realizado um estudo numérico do escoamento em transição à turbulência, para convecções forçada e natural. Foi empregado o MEF, com o uso de malhas estruturadas e não estruturadas e foram considerados os escoamentos incompressíveis, bidimensionais, com transferência de calor e nos regimes permanente e não permanente. Para

abordagem da turbulência foi empregada à metodologia da Simulação de Grandes Escalas onde foi utilizada a modelagem submalha função estrutura de velocidade. Os resultados foram comparados com dados experimentais e numéricos de outros autores, verificando-se uma boa concordância. Foram estudados três casos de convecção forçada turbulenta em canais formados por placas corrugadas. Os resultados mostraram-se muito influenciados pelo tipo de condições de contorno e pela resolução das malhas computacionais adotadas.

Dos Santos (2011) realizou um estudo numérico sobre escoamentos turbulentos combinando os mecanismos de transferência de calor por convecção e radiação térmica em meios participantes. Apresentou como propósito um melhor entendimento sobre a relevância das interações Turbulência-Radiação (TRI) em escoamentos turbulentos não reativos e investigar o efeito da radiação térmica sobre o comportamento transiente, médio e estatístico dos campos térmicos. Para analisar a relevância das interações TRI em escoamentos turbulentos internos, foram comparados os fluxos temporais médios por convecção e radiação térmica obtida por LES e RANS para escoamentos no regime permanente. A abordagem da turbulência foi realizada pelos modelos submalha dinâmico de Smagorinsky e $k-\varepsilon$ padrão no âmbito LES e RANS. Os meios participantes foram tratados com gás cinza. Para simulação numérica utilizou-se o código FLUENT e o Método dos Volumes Finitos - MVF. Os resultados indicaram que para meios opticamente espessos, encontrados em aplicações com muita fuligem ou em secções de exaustão de grandes dimensões as interações TRI quando simuladas com LES e RANS conduziram a resultados significativamente diferentes.

Em Dong et al. (2012) foi avaliado o desempenho de quatro conhecidos modelos de turbulência: $k-\varepsilon$, $k-\varepsilon$ *realizable*, $k-\omega$ e RSM, a fim de prever o escoamento interno em uma bomba de vácuo. Para modelagem computacional foi empregado o software FLUENT. Os resultados obtidos a partir dos modelos de turbulência em estudo foram comparados com resultados experimentais e o modelo $k-\omega$ -SST foi o mais recomendado para a realização das simulações numéricas.

Em Lin et al. (2013) foi desenvolvido um estudo numérico sobre as características termo hidráulicas de trocadores de calor do tipo tubo helicoidal com vários passes, aplicados em reatores de gás de alta temperatura. Três modelos de turbulência foram empregados com as equações de Navier – Stokes nas simulações numéricas: $k-\varepsilon$ *realizable*, $k-\varepsilon$ para baixos números de Reynolds e RSM. Existem dados experimentais sobre número de Nusselt (Nu) para validar as atuais simulações de CFD que usam esses modelos de turbulência. O modelo de turbulência de baixo Reynolds $k-\varepsilon$ apresentou o mais alto desempenho do trocador de calor em comparação com os outros dois modelos.

De uma forma geral, os estudos propostos na literatura não indicam o emprego de um único modelo para todos os problemas a serem abordados, em função disso é proposto aqui um estudo para buscar uma recomendação sobre os melhores modelos de turbulência para aplicações em TCSA. Vale destacar ainda que, o estudo de trocadores de calor solo ar envolve grandes escalas de tempo (da ordem anual) e domínios computacionais grandes. Esses fatores são críticos para a modelagem da turbulência e o estudo de diferentes modelagens para a turbulência nesse tipo de problema é uma contribuição para o estado-da-arte de abordagem numérica da turbulência.

Uma terminologia bastante comum encontrada na literatura é URANS (*Unsteady RANS*) usada para se referir a modelos do tipo RANS que tiveram termos transientes incorporados a sua formulação, maiores detalhes sobre esta nomenclatura pode ser encontrado em Silveira Neto et al. (2002). Neste trabalho, devido ao uso de termos transientes será utilizada a terminologia URANS.

1.4. Objetivo Geral

O presente trabalho tem como objetivo geral estudar diferentes modelos de turbulência no âmbito da modelagem clássica da turbulência (URANS) e das simulações de grandes escalas (LES) para a predição do comportamento térmico do princípio de funcionamento de um TCSA com um duto retilíneo. Busca-se aqui obter uma recomendação teórica sobre qual ou quais modelos de turbulência e discretizações espaciais são mais indicados para a predição do comportamento térmico dos TCSA. Para efeitos de simplificação e redução do esforço computacional é usado como base o modelo reduzido apresentado em Brum (2013) e Brum et al. (2013). Os resultados obtidos aqui são comparados aos resultados experimentais de Vaz (2011).

1.4.1. Objetivos específicos

- Estudar diferentes modelagens para a turbulência em diversas aplicações na literatura, dando ênfase aos modelos URANS e LES;
- Definir diferentes discretizações espaciais para malhas hexaédricas e tetraédricas;
- Simular numericamente um TCSA com duto retilíneo, comparando com os dados experimentais de Vaz (2011), os resultados obtidos com os modelos de turbulência

URANS: RSM, $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ (padrão) e Spalart Allmaras e o modelo LES para um caso com malha tetraédrica menos refinada no duto;

- Simular numericamente um TCSA com duto retilíneo, comparando com os dados experimentais de Vaz (2011), os resultados obtidos com os modelos de turbulência URANS: RSM e $k-\varepsilon$ (padrão) e o modelo LES para quatro casos com malhas hexaédricas e um caso com malha tetraédrica, todas as malhas com um maior refinamento no duto;
- Comparar os resultados obtidos com os modelos de turbulência e com as malhas hexaédricas e tetraédricas, e propor uma recomendação teórica sobre qual ou quais modelos e malhas são mais indicados para aplicações em TCSA;
- Identificar os casos em que os resultados forem muito semelhantes e comparar o tempo computacional desses casos, a fim de obter recomendações em TCSA.

1.5. Estrutura do Texto

Aqui será apresentada uma breve explanação do que será discutido em cada capítulo do presente trabalho.

Neste capítulo é apresentada a motivação do trabalho, seguida do estado da arte e dos objetivos: geral e específicos, e por fim a estrutura do texto.

No capítulo 2 são apresentados os fundamentos da transferência de calor através da condução, convecção, radiação e comportamento térmico do solo e a modelagem da turbulência que aborda a análise numérica de escoamentos turbulentos através da simulação numérica direta (DNS), modelagem clássica da turbulência (URANS) e a simulação de grandes escalas (LES), fazendo um apanhado teórico sobre todos esses assuntos.

O capítulo 3 aborda a modelagem matemática onde estão presentes as equações de conservação médias no tempo (URANS) e a equação da difusão do calor no solo que descrevem os fenômenos de transporte que ocorrem no trocador de calor solo-ar. Na modelagem da turbulência (URANS) é apresentado o equacionamento para os modelos RSM, $k-\varepsilon$, $k-\omega$ e Spalart Allmaras. Por fim são mostradas as equações de conservação filtradas espacialmente (LES) e modelo submalha dinâmico de Smagorinsky (Smagorinsky, 1963; Germano et al, 1991; Lilly, 1992).

O capítulo 4 apresenta a modelagem numérica do presente trabalho que é composta pelo método dos volumes finitos, tratamento dos termos advectivos, discretização temporal das equações de conservação e finalizando com acoplamento pressão-velocidade.

O capítulo 5 aborda os aspectos domínio computacional, condições de contorno e hipóteses simplificativas, propriedades dos materiais e abordagem computacional presentes na modelagem computacional do TCSA.

Já no capítulo 6 são apresentados os resultados deste estudo. Neste são expostas as soluções das simulações numéricas para malhas hexaédricas e tetraédricas utilizando diferentes modelos de turbulência no âmbito da modelagem URANS e LES, depois são comparados os resultados das malhas e dos modelos de turbulência a fim de se obter recomendações em TCSA.

No capítulo 7 são expostas as conclusões deste trabalho e as propostas de continuidade para trabalhos futuros em trocador de calor solo-ar.

Para finalizar são apresentadas as referências bibliográficas e os anexos I e II. No anexo I é mostrado o código utilizado para as condições de contorno de temperatura para as superfícies superior e inferior do solo e para entrada de ar no duto. Essas funções são inseridas no FLUENT como Funções Definidas pelo Usuário (UDF). No anexo II é apresentado um breve tutorial sobre a construção de uma malha hexaédrica.

2. FUNDAMENTOS DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Nesse capítulo serão explanados alguns conceitos sobre transferência de calor, mostrando os mecanismos de transferência de calor envolvidos no princípio de funcionamento de um TCSA.

A Figura 2.1 ilustra como ocorre o processo de transferência de calor no TCSA. Isso ocorre da seguinte maneira, na superfície do solo a energia que incide é transmitida através do espaço pela radiação térmica. Parte dessa energia é transmitida no solo por difusão térmica. A transferência de calor no ar ocorre por convecção térmica, ou seja, no interior do duto a troca térmica ocorre por difusão e advecção, uma vez que o processo advectivo corresponde ao movimento global do fluido dentro do duto (Rodrigues, 2014).

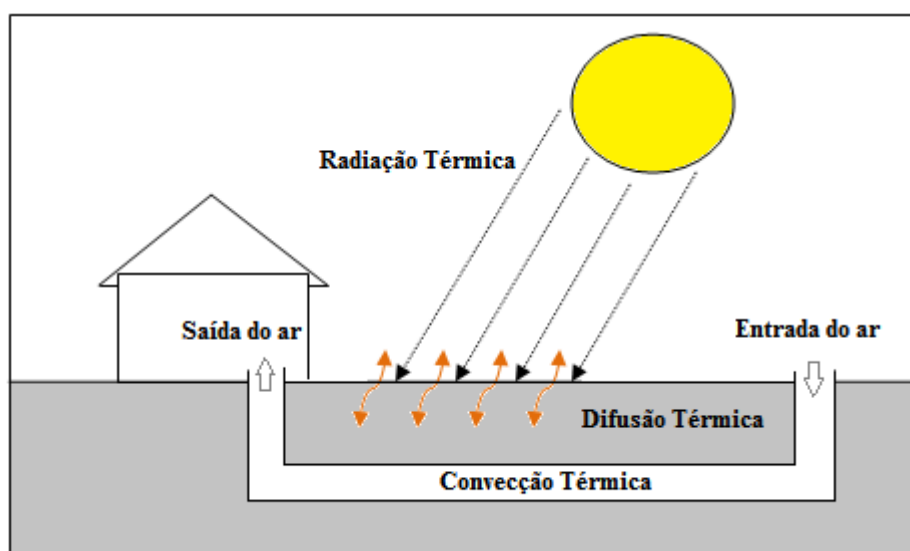


Figura 2.1: Tipos de transferência de calor no TCSA.

A transferência de calor é uma forma de energia em trânsito devido a uma diferença de temperaturas no espaço. A seguir serão apresentados brevemente os três mecanismos de transferência de calor: condução, convecção e radiação (Incropera et al., 2008; Bejan, 2004)

2.1. Condução

Segundo Incropera et al. (2008) a condução pode ser vista como a transferência de energia das partículas mais energéticas para as menos energéticas de uma substância devido

às interações entre partículas. Para um melhor entendimento do funcionamento físico da condução, considera-se um gás com um gradiente de temperatura e que não haja movimento global ou macroscópico. O gás pode ocupar espaço entre duas superfícies que são colocadas a diferentes temperaturas, elas são associadas em qualquer ponto à energia das moléculas do gás na proximidade do ponto. Esse processo corresponde ao movimento de translação aleatório. Quando as temperaturas ficam mais elevadas e as moléculas vizinhas se chocam ocorre a transferência de energia das moléculas mais energéticas para as menos energéticas.

Nos líquidos o processo é semelhante, já nos sólidos a condução se dá pela atividade atômica na forma de vibrações dos retículos. No condutor não elétrico a transferência de energia acontece por intermédio das ondas oriundas do movimento atômico das moléculas. Já no condutor elétrico ocorre pelo movimento de translação dos elétrons livres (Incropera et al., 2008).

Na transferência de calor por condução o fluxo de calor é quantificado através da equação constitutiva de Fourier que é dada por:

$$q_x'' = -k \nabla T \quad (2.1)$$

onde q_x'' é o fluxo de calor por condução na sentido x (W/m^2), dT/dx é o gradiente de temperaturas nesta mesma direção e o parâmetro k é a condutividade térmica ($\text{W}/(\text{m.K})$), que é uma propriedade de transporte. O sinal negativo incide do fato do fluxo de calor ser transferido na direção da temperatura decrescente (Incropera et al., 2008).

2.2. Convecção

De acordo com Bejan (2004) o processo de transferência de calor por convecção abrange dois mecanismos, a transferência de energia devido ao movimento molecular aleatório (difusão) e a energia transferida através do movimento global, ou macroscópico do fluido. Esse processo acontece em um instante qualquer quando várias moléculas estão se movendo coletivamente ou como agregado, na presença de um gradiente de temperatura esse movimento contribui para a transferência de calor. Se nos agregados as moléculas mantêm seus movimentos aleatórios, então a transferência total de calor acontece devido à superposição do transporte de energia pelo movimento aleatório das moléculas junto ao transporte por causa do movimento global do fluido.

A convecção ocorre quando há o contato de um fluido em movimento com a superfície em diferentes temperaturas. Podemos classificar a transferência de calor por convecção de acordo com a natureza do escoamento do fluido. Na convecção forçada o escoamento é movido pelos meios externos já na convecção livre ou natural o escoamento do fluido é levado por forças de empuxo que são geradas a partir de diferenças de densidades causadas por variações de temperaturas do fluido (Mimoso, 1987).

A equação constitutiva que corresponde à taxa de transferência de calor por convecção é conhecida como a lei do resfriamento de Newton e é representada por:

$$q'' = h \cdot (T_s - T_\infty) \quad (2.2)$$

onde q'' é o fluxo de calor por convecção (W/m^2), que é proporcional à diferença entre a temperatura da superfície T_s e a temperatura do fluido T_∞ . O parâmetro h ($\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$) é chamado de coeficiente de transferência de calor por convecção e depende das condições na camada limite, que por sua vez, são induzidas pela geometria da superfície, pela natureza do escoamento do fluido e por várias propriedades termodinâmicas e de transporte do fluido (Incropera et al., 2008).

2.3. Radiação

Incropera et al. (2008) indica que a radiação térmica é a energia emitida pela matéria que se encontra a uma temperatura não-nula. Ela ocorre nas superfícies sólidas, e também nos gases e líquidos. A emissão de energia pode ser atribuída a mudanças nas configurações eletrônicas dos átomos ou moléculas que constituem a matéria.

A energia do campo de radiação é transportada por ondas eletromagnéticas enquanto a energia por condução ou convecção requer a presença de um meio material, já a radiação não necessita dele. A transferência por radiação é mais eficiente no vácuo (Incropera et al., 2008).

A radiação que é emitida na superfície tem sua origem na energia térmica da matéria e a taxa de energia que é liberada é conhecida como poder emissivo. O poder emissivo é estabelecido pela lei de Stefan-Boltzmann e o limite superior de energia radiante emitida é obtido para uma superfície ideal denominada de corpo negro (Incropera et al., 2008).

O poder emissivo para uma superfície real é representado por:

$$E = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_s^4 \quad (2.3)$$

onde T_s é a temperatura absoluta da superfície (K), ε é uma propriedade radiante da superfície conhecida por emissividade e que relaciona uma superfície real com a superfície ideal e σ é a constante universal de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$) (Incropera et al., 2008).

2.4. Comportamento Térmico do Solo

Na natureza os solos estão sujeitos a variações de temperatura devido a mudanças climáticas, além de existir um fluxo de calor geotérmico do interior da terra para a superfície. Essas variações nos gradientes de temperatura alteram a composição dos solos, principalmente no que corresponde a fase e condições da água presente nos mesmos, provocando alterações também nas suas propriedades térmicas (Farouki, 1986).

O fluxo de calor depende das características físicas do solo. Além de outros fatores, como os meteorológicos (irradiação solar global, temperatura do ar, nebulosidade, chuva e vento) e os relacionados ao próprio solo (textura, estrutura, teor de matéria orgânica, relevo e o tipo de cobertura do terreno).

A radiação térmica ocorre através da transmissão do calor por ondas eletromagnéticas, chamadas ondas de calor ou calor radiante. No princípio de funcionamento do trocador de calor solo-ar esse mecanismo está presente na medida em que é responsável pela energia disponível na camada superficial do solo. É nessa zona onde efetivamente é disposta a instalação de trocador de calor solo-ar (Rodrigues, 2014).

Nas camadas mais superficiais do solo o regime térmico é determinado pelos ciclos de aquecimento e resfriamento de sua superfície, através da incidência de radiação solar ou da emissão de radiação para a atmosfera, e o consequente transporte, por condução, de calor sensível, para seu interior (Brum, 2013).

Deste modo, no ciclo diário do solo há um fluxo de energia para o interior da sua superfície durante o dia, que se inverte durante a noite por emissão de radiação terrestre. O mesmo acontecimento ocorre com o ciclo anual: durante o período quente, cria-se um fluxo de calor para o interior do solo e no período frio o fluxo de calor é no sentido contrário (Brum, 2013).

Por simplicidade não será apresentado nesse estudo às deduções a respeito da equação geral do calor e da difusão do calor no solo. Maiores informações sobre esses assuntos poderão ser encontradas em (Vaz, 2011; Brum, 2013; Rodrigues, 2014).

2.5. Análise Numérica dos Escoamentos Turbulentos

Em engenharia a maioria dos escoamentos de interesse está no regime turbulento. Como o escoamento do ar sobre a asa de um avião, da água em contato com o casco de um navio ou de derivados de petróleo através de uma linha de transmissão são alguns exemplos onde predomina o regime turbulento. A turbulência surge de pequenas perturbações presentes nos escoamentos que são ampliadas devido a instabilidades que aparecem quando o escoamento alcança altos números de Reynolds (fazendo parte das faixas denominadas de escoamentos turbulentos). Essas perturbações se propagam e se degeneram conduzindo o escoamento ao regime turbulento (Silva Freire et al., 2002).

A análise numérica apresenta contribuições para a abordagem da turbulência como seu custo relativamente baixo, avaliando o comportamento dos escoamentos sobre as mais diversas geometrias, e a possibilidade de analisar o fenômeno em locais de difícil acesso, inseguros ou com condições reais difíceis de prever (Dos Santos, 2011).

A simulação numérica de escoamentos turbulentos, da mesma forma que nos experimentos de laboratório, demanda vários cuidados para a predição adequada de seus resultados. Um deles é a imposição inadequada das condições iniciais e de contorno que pode fazer com que os campos de velocidade, temperatura e pressão em função do tempo e do espaço sejam muito diferentes do predito em um experimento de laboratório. Isso pode ocorrer devido a não linearidade dos escoamentos turbulentos originar amplificações significativas das flutuações, alterando o seu comportamento térmico e fluidodinâmico (Rogallo e Moin, 1984).

Outro cuidado relevante na simulação de escoamentos turbulentos é a discretização espacial do domínio, sobretudo em regiões onde os gradientes de velocidades são intensificados como em proximidades de paredes e escoamentos sob efeito de estratificação. Porém, uma maior discretização espacial do domínio pode representar um aumento do número de equações a serem resolvidas e do tempo de processamento da simulação. Para reduzir este tempo a inserção de funções de parede tem sido empregada para minimizar a requisição de malhas refinadas nestas regiões (Deschamps, 2002).

As três principais metodologias para a solução numérica dos escoamentos turbulentos são: Simulação Numérica Direta - DNS, Modelagem Clássica da Turbulência - RANS e Simulação de Grandes Escalas - LES (Kasagi e Iida, 1999; Lesieur et al., 2005; Wilcox, 2002; Pope, 2008), conforme será mostrado a seguir.

2.5.1 Simulação Numérica Direta (DNS)

A Simulação Numérica Direta (DNS) é a abordagem mais acurada e conduz a resultados comparáveis aos obtidos em experimentos em laboratório (Kasagi e Iida, 1999). Essa metodologia consiste em resolver as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia em todas as escalas do escoamento. O problema é que o escoamento turbulento é sempre tridimensional e transiente, caracterizado pela presença de uma quantidade inumerável de vórtices que ocupam uma larga faixa de escalas de comprimento e de tempo e, portanto, para a resolução de todas estas escalas é requerida uma discretização espacial e temporal extremamente refinada, o que inviabiliza seu emprego para problemas práticos de engenharia, pois demanda um grande esforço computacional. Uma característica dos escoamentos turbulentos é o seu alto grau de liberdade, o qual corresponde ao número de equações lineares discretizadas a resolver em todos os pontos da malha, para que se possa bem caracterizar o escoamento (Silveira Neto, 2002b; Lesieur et al., 2005).

O elevado número de graus de liberdade, para números de Reynolds de interesse prático, limita assim a utilização desta metodologia a escoamentos com baixos números de Reynolds (Silveira Neto, 2002b; Silvestrini, 2003). Apesar das limitações, como a DNS resolve diretamente as equações de Navier-Stokes sem a necessidade de parametrizações, ela se constitui em uma importante ferramenta de análise, tanto qualitativa como quantitativa, da transição do escoamento à turbulência, uma vez que simula todas as escalas espaciais e temporais (Martinez, 2006). De acordo com Silvestrini (2003) a DNS deve ser interpretada como uma ferramenta de pesquisa, análoga a um experimento de laboratório, a partir da qual pode-se obter informações importantes para a simulação do movimento turbulento.

Embora essa metodologia não seja aplicada a escoamentos com altos números de Reynolds, a DNS possui uma série de aplicações importantes. É possível citar algumas como: a coleta dos campos instantâneos das variáveis do escoamento como velocidade, pressão e temperatura no espaço; a obtenção de estatísticas da turbulência precisas para pressão que são difíceis de serem mensuradas em laboratório; validação e construção de modelos de

turbulência e possibilidade de estudar sistematicamente diversos grupos adimensionais (Kasagi e Iida, 1999).

2.5.2 Modelagem Clássica da Turbulência (URANS)

A modelagem clássica da turbulência (URANS) consiste na ideia de se realizar uma média temporal sobre as equações de conservação que modelam os escoamentos, sendo as variáveis do problema (velocidade, temperatura e pressão) decompostas em uma parcela média e outra flutuante no tempo (Wilcox, 2002).

Ao se aplicar o operador média temporal sobre as equações de conservação são originadas novas incógnitas (tensões de Reynolds para a equação de conservação de quantidade de movimento e fluxos turbilhonares para a equação de conservação da energia) que contribuem para a predição do campo médio do escoamento. Entretanto, o número de equações de conservação permanece o mesmo e passa-se a ter mais incógnitas do que equações, dando origem ao problema do fechamento (Wilcox, 2002; Pope, 2008).

Segundo Wilcox (2002), essa forma de abordagem é aplicável para escoamentos estacionários ou que contenham pequenas variações no tempo, conforme apresentado na Fig. 2.2.a. Para obter as variáveis temporais médias, é preciso integrar a variável instantânea sobre longos intervalos de tempo. Nos escoamentos estacionários, o período tempo T deve ser bem maior do que o das flutuações de velocidades ou temperaturas T_1 , sendo $T \gg T_1$, conforme mostra a Fig. 2.2.a. Nos escoamentos com pequenas variações temporais, além do período de integração t ser bem maior do que o das flutuações das variáveis T_1 , ainda deve ser bem menor do que as escalas de tempo características das pequenas variações temporais, que não são associadas com a turbulência do escoamento T_2 , sendo, portanto, $T_1 \ll T \ll T_2$, conforme mostra a Fig. 2.2.b.

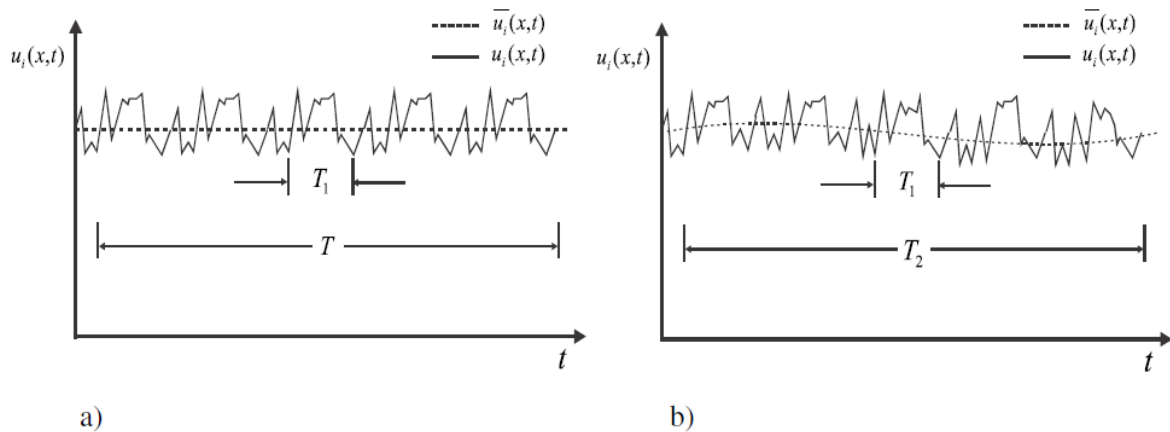


Figura 2.2: Média temporal do campo instantâneo de uma variável para um escoamento:

a) estacionário e b) não estacionário com pequenas variações.

(adaptado de Wilcox, 2002).

Com o intuito de solucionar o problema do fechamento surgiram os modelos de turbulência, que consistem em introduzir novas equações para a modelagem dos termos adicionais nas equações de conservação da quantidade de movimento e energia. Estes modelos podem ser classificados em modelos dependentes ou independentes do conceito de viscosidade turbulenta de Boussinesq (Dos Santos, 2011). Em ambos os grupos é necessário obter equações de transporte adicionais para o cálculo da viscosidade ou da difusividade turbulenta, caso esses conceitos não sejam usados, ainda é necessário efetuar um fechamento alternativo das equações médias de Reynolds.

Os modelos que dependem da viscosidade turbulenta são classificados conforme o número de equações diferenciais de transporte adicionais que necessitam ser resolvidas (Dos Santos, 2011). De acordo com Wilcox (2002), os modelos para o transporte das tensões de Reynolds são mais universais do que os modelos dependentes da viscosidade turbulenta. Porém, estes modelos apresentam uma dificuldade maior, em relação ao tempo computacional e convergência numérica, devido à inclusão de mais seis equações de transporte.

Os modelos dependentes da viscosidade turbulenta são menos universais e precisam de ajustes para os diferentes escoamentos de base a serem simulados, possuindo dificuldades na abordagem de efeitos transientes como desprendimentos de vórtices, esteiras de vórtices e vórtices de Kelvin-Helmholtz em uma camada de mistura (Wilcox, 2002; Dos Santos et al., 2011).

Contudo, essa metodologia tem sido satisfatória na predição de escoamentos internos. Outro fator que merece destaque é o seu amplo emprego na estimativa de parâmetros médios

de escoamentos turbulentos e em problemas práticos de engenharia, visto que essa modelagem requer o menor esforço computacional entre as existentes.

2.5.3 Simulação de Grandes Escalas (LES)

A Simulação de Grandes Escalas (LES) foi introduzida pelo meteorologista Smagorinsky (1963), e desde então vem sendo estudada e aprimorada. Esse modelo apresenta um menor esforço computacional comparado a Simulação Numérica Direta. No entanto, apresenta características semelhantes como a possibilidade de coletar campos instantâneos de velocidades, temperaturas e pressões, predizer de maneira adequada às estatísticas da turbulência e capturar as estruturas coerentes dos escoamentos (Lesieur et al., 2005).

Nessa metodologia de simulação, a dinâmica das estruturas das grandes escalas são calculadas, enquanto o efeito da turbulência das pequenas escalas é modelado, usando os chamados modelos submalha. Primeiramente, as pequenas estruturas mostram um comportamento mais homogêneo e isotrópico e são menos sensíveis a condições de contorno. A separação das grandes e pequenas escalas acontece através do processo de filtragem (ou média espacial) aplicado sobre as equações de conservação de massa e quantidade de movimento e uso de um modelo para os termos necessários para o fechamento. Essa operação esta comumente associada ao tamanho da malha, uma vez que as estruturas que tem tamanho até a ordem de grandeza da malha sejam modeladas e as estruturas maiores calculadas (Fontella, 2014).

Ao resolver as grandes escalas, é possível usar malhas mais grosseiras e maiores passos de tempo em LES do que em DNS. Embora, o LES necessite de malhas mais refinadas do que as utilizadas para simulações URANS, o que requer um tempo de processamento sensivelmente mais elevado. Para simulação de escoamentos a altos números de Reynolds, onde DNS torna-se inviável em relação ao esforço computacional, a metodologia LES torna-se a ferramenta de análise disponível.

A Simulação de Grandes Escalas pode ser usada na estimativa de vários tipos de escoamentos como: cisalhantes livres, parietais, com separação e recolamento da camada limite, rotacionais, compressíveis entre outros. Em comparação com o URANS essa metodologia permite a obtenção de um comportamento mais universal e sem ajustes para os vários escoamentos de base como os cisalhantes livres e parietais (Lesieur et al., 2005).

A metodologia LES tem o propósito de aproveitar as características das diferentes escalas da turbulência. As menores escalas sendo mais universais permitem usar modelos de

turbulência mais simples do que os utilizados em URANS para simular seus efeitos. As grandes escalas do escoamento, que são dependentes da geometria e das condições de contorno, portanto peculiares a um problema específico, são diretamente resolvidas. Sendo que em muitas situações é o movimento das grandes escalas que domina a dinâmica dos escoamentos, esse tipo de simulação é bem mais realista que a Modelagem Clássica da Turbulência, possibilitando a captura de fenômenos que são “mascarados” na modelagem por médias de Reynolds (Oliveira Jr, 2006).

Além disso, a qualidade de um resultado obtido numa Simulação de Grandes Escalas é dependente de vários fatores como o método numérico, a resolução da discretização utilizada, o tamanho característico do filtro, o modelo utilizado para menores escalas e as condições de contorno aplicadas. Cada um desses fatores tem uma influencia sobre a resposta e diferentes combinações destes também influenciam qualitativa e quantitativamente os resultados (Oliveira Jr., 2006).

É importante ressaltar que a metodologia LES está relacionada, por definição, a domínios tridimensionais. No entanto, para validação e desenvolvimento do método o emprego do mesmo em simulações com domínios bidimensionais têm sido considerada válida. É possível essa aproximação em escoamentos nos quais as grandes escalas da turbulência têm características essencialmente bidimensionais (Petry, 2002).

Revisões a respeito da metodologia da Simulação de Grandes Escalas podem ser encontradas nos trabalhos de (Rogallo e Moin, 1984; Piomelli, 1999; Lesieur et al., 2005; Saugat, 2006). E de uma maneira mais reduzida pode ser encontrado na referência (Silva Freire et al., 2002). Trabalhos de outros autores estão citados ao longo do texto.

2.5.3.1 Modelos Submalha

Segundo Rogallo e Moin (1984) as estatísticas dos escoamentos turbulentos são medidas diretamente das escalas computadas, isto é, das grandes escalas. Consequentemente, a função dos modelos submalha não é fornecer as estatísticas da turbulência diretamente, mas prevenir que a omissão das escalas eliminadas na filtragem prejudique o cálculo das escalas das quais são obtidas essas estatísticas.

Os modelos submalha representam o processo físico de transferência de energia entre as escalas resolvidas e as pequenas escalas. Estes modelos tem finalidade semelhante aos modelos empregados nos esquemas via equações médias de Reynolds, no entanto é suficiente o uso de modelos simples, tendo em vista que o modelo deve considerar apenas o efeito de

pequenas escalas, não necessitando ser válido para todas as escalas e também não depender da geometria, pois as pequenas escalas são de natureza muito mais universal que a turbulência total (Petry, 2002).

Podemos classificar os modelos de turbulência utilizados em dois grupos fundamentais: os que dependem da viscosidade turbulenta, que aplica a hipótese de Boussinesq, a qual relaciona as componentes do tensor submalha ao tensor correspondente do campo filtrado por meio de uma função de proporcionalidade. E os fundamentados em equações algébricas, os quais não dependem da viscosidade turbulenta (Silveira Neto, 2002).

Dos modelos que dependem da viscosidade turbulenta, o modelo de Smagorinsky foi o primeiro a ser utilizado. Este modelo é baseado no equilíbrio local entre a produção e a dissipação das tensões turbulentas submalha. A produção é escrita em função da taxa de cisalhamento do campo filtrado e a dissipação pode ser escrita em função da escala de velocidade e do comprimento característico submalha (Dos Santos, 2011).

No entanto, o modelo de Smagorinsky possui deficiências como a excessiva dissipação na região das paredes. Além do fato do modelo não trabalhar bem em casos de transição, como em escoamentos com camada limite em desenvolvimento sobre uma placa plana, onde o escoamento se relaminariza se a perturbação a montante não é grande o suficiente (Piomelli et al., 1991).

Com o objetivo de superar as deficiências dos modelos submalha, sobretudo o de Smagorinsky em representar diferentes tipos de escoamento através de uma única constante universal, foi instituído o modelo dinâmico de viscosidade turbulenta sugerido por Germano et al. (1991) e modificado posteriormente por Lilly (1992).

A principal finalidade deste modelo é determinar de maneira dinâmica uma função de proporcionalidade no cálculo da viscosidade e difusividade turbulenta, ou seja, que se ajusta no tempo e no espaço. Na determinação da constante esse dinamismo admite captar efeitos locais, espaciais e temporais ocorridos no escoamento (Silveira Neto, 2002; Lesieur et al., 2005).

O modelo dinâmico apresenta como base o uso de dois filtros com comprimentos característicos diferentes, que permitem a utilização das informações do nível de energia nas menores escalas resolvidas, localizadas nas regiões entre os dois filtros, para modelar a transferência de energia entre as escalas resolvidas e as não resolvidas (Germano et al., 1991; Lilly, 1992).

Os principais benefícios desse modelo são o comportamento próprio assintótico próximo das regiões de contorno sólido sem a necessidade de colocar funções de

amortecimento ou fatores ajustáveis para levar em relevância os efeitos das regiões parietais. Também, possuem boa adaptação aos escoamentos laminares e em transição (Dos Santos, 2011).

Considerando os modelos de Smagorinsky e seu respectivo modelo dinâmico, que são deduzidos no domínio do espaço físico, vale destacar que existem outros modelos submalha que empregam o conceito de viscosidade turbulenta, como os deduzidos no espaço de Fourier ou espectral, como função estrutura de velocidade, modelo Heisenberg entre outros (Lesieur et al., 2005; Saugat, 2006). Embora os modelos dinâmicos possuam desenvolvimentos históricos sobre o modelo de Smagorinsky, eles podem ser aplicados a outros tipos de modelos de viscosidade turbulenta como os utilizados nos modelos função-estrutura e os espectrais supracitados (Lesieur et al., 2005; Saugat, 2006).

3. MODELAGEM MATEMÁTICA

Nesta seção será apresentada a modelagem matemática que descreve os fenômenos de transporte que ocorrem no TCSA. A equação da energia é o modelo matemático que é usado para avaliar a difusão do calor no solo, já os princípios de conservação da massa, quantidade de movimento e energia são utilizados para estudar o comportamento do ar no interior dos dutos.

Para o escoamento turbulento do ar, serão avaliados os modelos de turbulência URANS: RSM, k - ϵ , k - ω e Spalart Allmaras, a fim de tornar possível a solução do problema do fechamento. Isso ocorre devido à presença de novas variáveis na formulação matemática (flutuações dos campos de velocidades e temperaturas médias no tempo) e a conservação do mesmo número de equações (Vaz, 2011).

Também será empregado para modelagem dos escoamentos turbulentos o modelo de turbulência LES que realiza um processo de filtragem espacial. Sendo as variáveis presentes nas equações de conservação separadas em uma parte dita de grande escalas e outra de submalha (Dos Santos, 2011).

3.1. Equação da Difusão do Calor no Solo

A equação da difusão do calor é a equação da energia na forma simplificada, isto é, sem os termos advectivos ou com um campo de velocidades imposto. Para a região do solo é resolvida a equação da difusão do calor, que pode ser representada por (Rodrigues, 2014):

$$\nabla^2 T = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.1)$$

onde: α é a difusividade térmica do material (m^2/s), T é a temperatura (K) em uma determinada posição no espaço e no tempo, e o operador laplaciano, é indicado $\nabla^2 T = (\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2})$, para o sistema de coordenadas retangulares.

3.2. Equações de Conservação Médias no Tempo (URANS)

Para a modelagem de escoamentos transientes, incompressíveis, com convecção forçada turbulenta no duto serão resolvidas as equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia temporais médias (URANS). Esse processo consiste na ideia de se realizar uma média temporal sobre as equações de conservação que modelam os escoamentos, sendo as variáveis do problema (velocidade, temperatura e pressão) decompostas em uma parcela média e outra flutuante no tempo (Wilcox, 2002).

É importante ressaltar que as propriedades do processo de média temporal utilizado em URANS são diferentes das propriedades do processo de filtragem espacial que será apresentado em LES na secção 3.4. Neste trabalho as variáveis médias espaciais e temporais obtidas no âmbito de LES e URANS, respectivamente, serão denotadas por uma barra sobreposta ($\overline{v_i, p, T}$) e as flutuações por uma linha sobrescrita (v'_i, p', T').

Por simplicidade não serão apresentados nesse trabalho detalhes a respeito do processo de média temporal e as propriedades dessa operação. Maiores informações podem ser vistas nos trabalhos de (Wilcox, 2002).

3.2.1 Conservação da Massa

Conforme Schlichting (1979), a equação da conservação da massa determina que a taxa de acumulação de massa no volume de controle é igual à massa que entra menos a massa que sai, podendo ser utilizada para escoamentos compressíveis ou incompressíveis. Na modelagem de TCSA, a hipótese de escoamento incompressível é consistente, conforme o modelo Simplificado, validado e verificado, proposto por Brum (2013) e Brum et al. (2012). Assim, a conservação da massa na sua forma simplificada para um escoamento incompressível, é definida por (Bejan, 2004; Wilcox, 2002):

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.2)$$

sendo v_i o campo de velocidades na direção, $i = 1, 2$ e 3 (m/s) e x_i a coordenada espacial na direção, $i = 1, 2$ e 3 (m).

3.2.2 Conservação da Quantidade de Movimento

De acordo com Schlichting (1979), a equação da conservação da quantidade de movimento descreve o escoamento do ar no interior do duto. Essa equação juntamente com a equação da conservação da massa Eq.(3.2) são utilizadas para determinar o campo de pressão e velocidades do escoamento. Para um sistema de referencia inercial a equação pode ser descrita como (Bejan, 2004; Wilcox, 2002):

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{v}_i \bar{v}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ v \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right\} \quad (3.3)$$

onde: $\overline{(\quad)}$ representa parâmetros de média no tempo; ρ é a massa específica do fluido (kg/m^3); ν é a viscosidade cinemática do ar (m^2/s); v_i é a velocidade na direção i , $i = 1, 2$ e 3 (m/s); x_i é a coordenada espacial, $i = 1, 2$ e 3 (m); p é a pressão (N/m^2); δ_{ij} é o delta de Kronecker; t representa o domínio temporal (s). O termo τ_{ij} (tensor das tensões de Reynolds) surge do processo de média temporal da equação de conservação da quantidade de movimento, e precisa ser modelado. As tensões de Reynolds são dadas por:

$$\tau_{ij} = \overline{v'_i v'_j} \quad (3.4)$$

As tensões de Reynolds são relacionadas com a viscosidade turbulenta através da hipótese de Boussinesq:

$$v'_i v'_j = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.5)$$

onde ν_t é a viscosidade turbulenta (m^2/s) e k é a energia cinética da turbulência (m^2/s^2).

3.2.3 Conservação da Energia

A equação da conservação de energia é utilizada para resolver o problema térmico do escoamento de ar no interior dos dutos. Sendo assim, a média no tempo é descrita por (Bejan, 2004; Wilcox, 2002):

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{v}_j \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - q_j \right\} \quad (3.6)$$

sendo: α a difusividade térmica (m^2/s), T a temperatura (K) e t representa o domínio temporal (s). O termo q_j (fluxo turbilhonar de energia) surge do processo de média no tempo da equação da energia, e precisa ser modelado podendo ser apresentado como:

$$q_j = \overline{v'_j T'} \quad (3.7)$$

Esse termo pode ser reescrito em função do gradiente médio de temperaturas para os modelos dependentes da hipótese de Boussinesq da seguinte forma:

$$\overline{v'_j T'} = \alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (3.8)$$

onde: α_t é a difusividade turbulenta (m^2/s) e $\partial \bar{T} / \partial x_j$ é o gradiente de temperaturas médio. A difusividade turbulenta neste caso também é relacionada com a viscosidade turbulenta através do número de Prandtl turbulento ($\alpha_t = \nu_t / \text{Pr}_t$). O número de Prandtl turbulento em todas as simulações realizadas com URANS foi fixado em $\text{Pr}_t = 1.0$.

3.3. Modelagem da Turbulência Empregando URANS

Para estudos em Trocador de Calor Solo-Ar, cabe destacar que o escoamento do ar no interior do duto da instalação é turbulento. Assim como é representado por escoamentos turbulentos grande parte dos problemas de interesse da engenharia. Com isso, os sistemas de equações resultantes possuem soluções exatas apenas para um número reduzido de problemas simples. Isso acontece após a introdução de hipóteses simplificadoras, que, geralmente, as desviam demasiadamente de um problema real (Maliska, 2010).

Conforme Wilcox (2002), as equações de Navier-Stokes, juntamente com a equação da conservação da energia, Eq. (3.6), formam uma descrição rigorosa dos escoamentos turbulentos. Além disso, os escoamentos turbulentos são tridimensionais e transientes e para representar todas as escalas dos escoamentos é necessário refinar bastante as malhas e utilizar esquemas numéricos de discretização com pequenos erros de truncamento.

No âmbito da engenharia, para representar escoamentos turbulentos, existem vários modelos disponíveis na atualidade. O FLUENT disponibiliza diferentes modelos de

turbulência para soluções numéricas, como: Spalart Allmaras, $k-\varepsilon$ e suas variantes: RNG, Realizable e padrão, $k-\omega$ e suas variantes: SST e padrão, RSM, LES entre outros.

Para a simulação numérica do problema em estudo foram utilizados os modelos de turbulência URANS: RSM, $k-\varepsilon$ padrão, $k-\omega$ padrão e Spalart Allmaras. Eles fazem parte dos modelos clássicos de turbulência que calculam uma média temporal das equações de conservação decompostas em uma parcela média e outra flutuante no tempo (Wilcox, 2002).

Devido a não linearidade do modelo, ao aplicar o operador média temporal nas equações de conservação originam-se novas incógnitas e esses novos termos são conhecidos como tensões de Reynolds, para a equação da conservação da quantidade de movimento; e fluxos turbilhonares de energia, para equação de conservação da energia. Logo, para as equações de conservação mantem-se o número de equações, porém aumenta o número de incógnitas o que dá origem ao problema de fechamento (Wilcox, 2002; Pope, 2008).

Dessa forma, surgiram os modelos de turbulência para resolver o problema do fechamento, que consiste em incluir novas equações para a modelagem dos termos adicionais nas equações de conservação da quantidade de movimento e da energia.

O modelo de turbulência RSM resolve o problema do fechamento através do cálculo da média temporal de Navier-Stokes, resolvendo equações de transporte para cada um dos seis termos do tensor de Reynolds, junto com uma equação para taxa de dissipação (Versteeg e Malalasekera, 2007). Já os modelos a duas equações $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ e o modelo a uma equação diferencial Spalart Allmaras relacionam as Eqs. (3.4) e (3.7) com as taxas de deformação dos campos médios de velocidades e os gradientes de temperaturas médios no tempo empregando a hipótese de Boussinesq.

Segundo Dos Santos (2011) e Wilcox (2002), os modelos para o transporte das tensões de Reynolds são mais universais do que os modelos que dependem da viscosidade turbulenta. No entanto, estes modelos apresentam uma maior dificuldade em relação ao tempo de processamento e convergência numérica, devido a inclusão de mais seis equações de transporte. Dentro deste contexto, a Fig. 3.1 ilustra, de uma maneira geral, os modelos de turbulência que dependem e independem do conceito de viscosidade turbulenta.

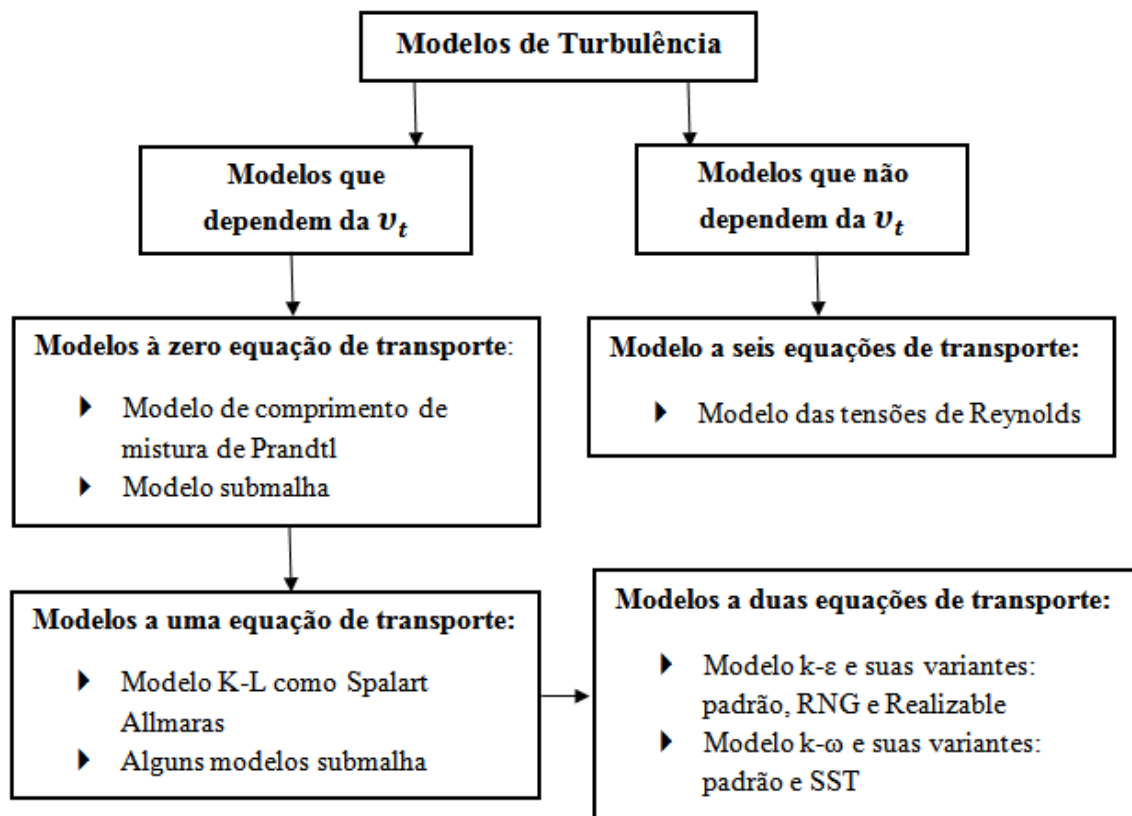


Figura 3.1: Esquema ilustrativo dos modelos de turbulência em relação à dependência da viscosidade turbulenta.

3.3.1. Modelo RSM (*Reynolds Stress Model*)

O modelo RSM é o mais completo do software FLUENT (ANSYS, 2007). Ele resolve o problema do fechamento das equações de Navier-Stokes através da equação de transporte para a tensão de Reynolds, juntamente com uma equação para a taxa de dissipação.

A tensão que ocorre no fluido pelas flutuações turbulentas é conhecida como tensão de Reynolds. Esse modelo contém cinco equações adicionais a serem resolvidas em um modelo bidimensional e sete equações adicionais a serem resolvidas em um modelo tridimensional.

O modelo RSM apresenta maior potencial para previsões precisas em escoamentos complexos, embora seja limitado pelas hipóteses de fechamento usadas para diversos termos das equações de transporte das tensões de Reynolds. A modelagem dos termos das taxas de pressão-deformação e dissipação é peculiar, podendo, algumas vezes, ser responsável pela precisão dos resultados dados pelo modelo RSM (Versteeg e Malalasekera, 2007; ANSYS, 2007).

A partir da equação da quantidade de movimento podem ser derivadas as equações de transporte das tensões de Reynolds. Nesse processo as equações da quantidade de movimento são multiplicadas por uma propriedade desconhecida e o resultado será a média de Reynolds (Versteeg e Malalasekera, 2007; ANSYS, 2007).

As equações de transporte das tensões de Reynolds são definidas como (Versteeg e Malalasekera, 2007):

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + \bar{v}_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} = - \left(\tau_{ik} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} + \tau_{jk} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} C_{ijk} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} + \nu \nabla^2 \tau_{ij} \quad (3.9)$$

onde: Π_{ij} é a deformação da pressão, ε_{ij} é a dissipação e C_{ijk} é o termo de difusão, que são respectivamente, dados por:

$$\Pi_{ij} = \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.10)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} \quad (3.11)$$

$$C_{ijk} = \bar{v}_i \bar{v}_j \bar{v}_k + \frac{1}{\rho} (\bar{p} \bar{v}_i \delta_{jk} + \bar{p} \bar{v}_j \delta_{ik}) \quad (3.12)$$

Os termos Π_{ij} , ε_{ij} e C_{ijk} precisam ser modelados para completar o conjunto de equações governantes.

Em Versteeg e Malalasekera (2007) e ANSYS (2007) encontra-se uma abordagem mais detalhada a respeito dos termos da equação de transporte das tensões de Reynolds e suas hipóteses simplificativas.

3.3.2. Modelo $k-\varepsilon$

Segundo Brasil Jr (2002), o modelo $k-\varepsilon$ consiste na resolução de duas equações e é considerado o modelo de turbulência mais utilizado na simulação numérica de escoamentos turbulentos, sua implementação é simples de ser executada. O modelo tem sido validado em diversas aplicações mostrando robustez e precisão.

Esse modelo consiste na resolução de duas equações diferenciais de transporte adicionais, sendo uma para a energia cinética turbulenta (k) e uma para a taxa de dissipação da energia cinética da turbulência (ε).

O modelo k - ε para algumas situações comuns de escoamento como em jatos, escoamentos com regiões de separação, sob ação de gradientes de pressão adversos, na presença de curvatura de linhas de corrente entre outros, pode apresentar deficiências significativas (Deschamps, 2002).

Para este trabalho foi utilizado o modelo k - ε padrão, no qual a viscosidade turbulenta é dada por:

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.13)$$

As equações da energia cinética da turbulência (k) e da sua dissipação (ε) são representadas por (Launder e Spalding, 1972):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \varepsilon \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.15)$$

sendo $C_\mu = 0.09$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$ e $\sigma_\varepsilon = 1.3$.

O primeiro termo que corresponde ao lado direito da Eq.(3.14) é o de produção da energia cinética da turbulência, já o segundo termo é o transporte de k por difusão e o último é a taxa de dissipação viscosa de k . Na Eq.(3.15) os três termos do lado direito são, respectivamente, os mecanismos de difusão, produção e dissipação de ε (Deschamps, 2002).

3.3.3. Modelo k - ω

No modelo k - ω a equação modelada de k é resolvida juntamente com uma equação para a taxa específica de dissipação da energia cinética turbulenta, $\omega = \varepsilon/k$. Frequentemente ω é visto como a frequência característica do processo de decaimento da turbulência uma vez

que o inverso de ω é a escala de tempo em que dissipação da energia turbulenta ocorre (Araújo, 2012).

O modelo $k-\omega$ de Kolmogorov (1942) foi o primeiro modelo de turbulência de duas equações, sendo o pioneiro na modelagem da turbulência. No entanto, o modelo $k-\omega$ mais popular é o de Wilcox (1988) que é comumente conhecido como modelo $k-\omega$ padrão.

De acordo com Wilcox (1998) o modelo não só funciona bem para os escoamentos de cisalhamento livres e escoamentos sobre placas planas com camada limite, mas também para os fluxos mais complexos com gradientes adversos de pressão e os fluxos separados.

Para este trabalho foi utilizado o modelo $k-\omega$ padrão, no qual a viscosidade turbulenta deste modelo é dada por:

$$v_t = \alpha^* \frac{k}{\omega} \quad (3.16)$$

As equações da energia cinética da turbulência (k) e a equação da dissipação de (ω) são dadas por (Wilcox, 1988):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega \quad (3.18)$$

sendo α^* o coeficiente que amortece a viscosidade turbulenta fazendo uma correção de baixo número de Reynolds, $\sigma_k = 2,0$ e $\sigma_\omega = 2,0$.

O primeiro termo que corresponde ao lado direito da Equação (3.17) é o de produção da energia cinética da turbulência, já o segundo termo é o transporte de k por difusão e o último é a taxa de dissipação viscosa de k . Na Eq. (3.18) os termos G_ω e Y_ω representam, respectivamente, a geração e dissipação de ω . A modelagem desses termos requer o emprego de várias constantes. Neste estudo as constantes empregadas estão dispostas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Constantes que aparecem no modelo $k - \omega$.

α_∞^*	α_∞	α_0	β_∞^*	β_i	R_β
1.00	0.52	0.11	0.09	0.072	8.00
R_k	R_ω	ζ^*	M_{t0}	σ_k	σ_ω
6.00	2.95	1.50	0.25	2.00	2.00

3.3.4. Modelo Spalart Allmaras

Spalart e Allmaras (1992) desenvolveram este modelo relativamente simples que resolve uma equação diferencial de transporte para a viscosidade turbulenta e, logo, requer um menor esforço computacional. Esse modelo, basicamente desenvolvido de forma empírica, foi especificamente projetado para aplicações aerodinâmicas envolvendo escoamento com fronteiras sólidas e tem apresentado bons resultados para escoamentos com gradiente adversos de pressão (Rezende, 2009).

A variável transportada no modelo Spalart Allmaras, $\tilde{\nu}$ é idêntica à viscosidade cinemática turbulenta exceto próximo à região da parede, onde uma função de parede é empregada para levar em consideração a anisotropia do escoamento nessa região. A equação de transporte para $\tilde{\nu}$ é dada por (ANSYS, 2007):

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} u_i = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \{v + \tilde{\nu}\} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) \right] - Y_\nu \quad (3.19)$$

onde G_ν é a produção de viscosidade turbulenta e Y_ν é a destruição da viscosidade turbulenta que ocorre na região próxima da parede, devido ao bloqueio de parede e de amortecimento viscoso. $\sigma_{\tilde{\nu}} = 2/3$ e $C_{b2} = 0,622$ são as constantes do modelo.

3.4. Equações de Conservação Filtradas Espacialmente (LES)

As equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia para uma solução transiente, incompressível, com convecção forçada no duto em regime turbulento, são dadas por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j) = 0 \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) + \frac{\partial p}{\partial x_j} \delta_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right) = 0 \quad (3.21)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p v_j \frac{\partial T}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = 0 \quad (3.22)$$

As Eq. (3.20 – 3.22) poderiam ser empregadas para resolver diretamente o escoamento turbulento com transferência de calor por convecção. Contudo, para tal solução é necessário resolver escalas das mais diversas ordens o que conduz a um enorme esforço computacional. Neste sentido, tem-se lançado mão do uso de filtragem espacial para resolver diretamente as escalas maiores que uma dimensão definida por um filtro e modelar as pequenas escalas, que são consideradas mais isotrópicas.

Na modelagem de escoamentos turbulentos com transferência de calor utilizando LES é necessário realizar um processo de filtragem espacial. Sendo assim, as variáveis das equações de conservação são separadas uma parte em grandes escalas e outra de pequenas escalas (submalha), conforme é mostrado na Eq. (3.23):

$$\begin{aligned} v_i &= \bar{v}_i + v'_i \\ p &= \bar{p} + p' \\ T &= \bar{T} + T' \end{aligned} \quad (3.23)$$

onde o termo sobreposto com uma barra refere-se as estruturas de grandes escalas e o termo com uma linha as estruturas de pequenas escalas (Dos Santos, 2011).

Segundo Leonard (1974) o campo das grandes escalas pode ser obtido através da convolução de uma variável f qualquer com uma função filtro $G(x)$, isto é:

$$\bar{f}(x_i) = \int_V G(x_i - x'_i) f(x'_i) dx'_i \quad (3.24)$$

onde V é o domínio de controle na integração e $G(x_i - x'_i)$ é a clássica região do filtro usada por Deardorff (1970) e Clark et al. (1979).

Segundo Findikakis e Street (1982) a função filtro $G(x_i - x'_i)$ tipo caixa é determinada como:

$$G(x_i - x'_i) = \begin{cases} \prod_{i=1}^n \left(\frac{1}{\Delta_i} \right) & \text{para } |x_i - x'_i| < \frac{\Delta_i}{2} \\ 0 & \text{para } |x_i - x'_i| > \frac{\Delta_i}{2} \end{cases} \quad (3.25)$$

sendo Δ_i as dimensões do filtro segundo a direção do eixo x_i e n o número de dimensões do problema. Para este caso, o próprio volume de um elemento de malha representa o filtro tipo caixa, de maneira que a dimensão característica pode ser apresentada como a raiz cúbica do volume do elemento, conforme mostra abaixo:

$$\bar{\Delta} = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3} \quad (3.26)$$

Ao empregar um filtro uniforme, o processo de filtragem constitui-se em uma operação de média espacial das variáveis envolvidas. Sendo g e f variáveis genéricas quaisquer, abaixo é apresentada as seguintes propriedades para operação de filtragem espacial:

$$\overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \quad (3.27)$$

$$\overline{\bar{g} \bar{f}} \neq \bar{g} \bar{f} \quad (3.28)$$

$$\overline{\bar{g} f'} \neq \bar{g} f' \quad (3.29)$$

$$\overline{\bar{g} f'} \neq 0 \quad (3.30)$$

Ao aplicar o processo de filtragem às equações de conservação, Eq. (3.20 – 3.22), e aplicar as propriedades descritas pelas Eq. (3.27 – 3.30) obtêm-se as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia filtradas espacialmente:

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{v}_i \bar{v}_j)}{\partial x_j} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \delta_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right\} = 0 \quad (3.32)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{v}_j \bar{T}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - q_j \right\} = 0 \quad (3.33)$$

onde $\overline{(\quad)}$ representa as grandes escalas filtradas; ρ é a massa específica do fluido (kg/m^3); ν é a viscosidade cinemática (m^2/s); α a difusividade térmica (m^2/s); v_i é a velocidade na direção i (m/s); x_i é a coordenada espacial i (m); p é a pressão (N/m^2); T a temperatura (K); δ_{ij} é o delta de Kronecker; t representa o domínio temporal (s). Os termos τ_{ij} e q_j que surgem do processo de filtragem das equações de conservação da quantidade de movimento e energia, respectivamente, precisam ser modelados e podem ser escritos por:

$$\tau_{ij} = \overline{v_i v_j} - \bar{v}_i \bar{v}_j \quad (3.34)$$

$$q_j = \overline{v_j T} - \bar{v}_j \bar{T} \quad (3.35)$$

O primeiro termo do lado direito das Eq. (3.34 e 3.35) são os produtos filtrados dos campos instantâneos (velocidade-velocidade e velocidade-temperatura). Estes produtos filtrados também podem ser escritos como:

$$\overline{v_i v_j} = \bar{v}_i \bar{v}_j + \overline{v_i' v_j'} + \overline{v_i' v_j} + \overline{v_i v_j'} + L_{ij} \quad (3.36)$$

$$\overline{v_j T} = \bar{v}_j \bar{T} + \overline{v_j' T'} + \overline{v_j' T} + \overline{v_j T'} + L_{\theta j} \quad (3.37)$$

Na Eq. (3.36) do lado direito, o segundo e terceiro termo da equação, representam o tensor cruzado (C_{ij}), o quarto termo é o tensor de Reynolds submalha e o termo L_{ij} é o tensor de Leonard. Já na Eq. (3.37) do lado direito, o segundo e terceiro termo representam o fluxo turbulento cruzado ($C_{\theta j}$), o quarto termo da equação é o fluxo turbulento submalha e $L_{\theta j}$ é o fluxo turbulento de Leonard (Dos Santos, 2011).

Em Silveira Neto et al. (1993) foi verificado que os termos L_{ij} e C_{ij} são muito menores do que o tensor de Reynolds submalha para esquemas de transporte convectivo de até 3ª ordem de precisão. Em relação à equação da energia, foi verificado que os fluxos turbulentos cruzados e de Leonard, C_{0j} e L_{0j} , são relativamente menores do que o fluxo turbulento submalha (Silveira Neto et al., 1993; Brito, 2005; Wang et al., 2005). Em decorrência disso, os termos cruzados e de Leonard em ambas as equações de conservação tem sido incorporados no modelo submalha sem perdas para a solução.

3.4.1. Modelagem Submalha

A Simulação de Grandes Escalas (LES) resolve diretamente as grandes escalas do escoamento que são responsáveis pela produção de energia cinética turbulenta, e modelam as pequenas escalas, responsáveis pela dissipação da energia cinética da turbulência. Em função dessas características, os modelos submalha tornam-se mais importantes para escoamentos com maiores números de Reynolds e Prandtl e também em simulações onde não é possível maiores refinamentos de malha. Além disso, essa importância decorre do fato de que para esses casos o modelo necessita estimar uma parcela maior da dissipação total. Sendo assim, muitos dos modelos submalha são estabelecidos a partir da dedução de modelos estatísticos, onde a escala de comprimento característica desse modelo é determinada pela dimensão de malha e não por comprimentos característicos do domínio, como acontece nos modelos estatísticos clássicos URANS (Dos Santos, 2011).

Grande parte dos modelos de turbulência incluindo os modelos submalha usados em LES fazem parte do conceito de viscosidade/difusividade turbulenta, deduzidos no domínio do espaço físico (Smagorinsk, 1963) e no domínio espectral (Silveira Neto, 2002; Lesieur et al., 2005). Decorrente dessa ideia, Boussinesq propôs expressar o tensor turbulento submalha em função da taxa de deformação do campo de velocidades filtrado e da energia cinética turbulenta, conforme é mostrado a seguir:

$$\tau_{ij} = \nu_{sgs} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.38)$$

onde ν_{sgs} é a viscosidade turbulenta submalha ($m^2.s^{-1}$) e k é a energia cinética da turbulência ($m^2.s^{-2}$).

Para o cálculo do fluxo turbulento submalha, a mesma teoria pode ser usada para relacionar esse fluxo com o gradiente de temperaturas filtrado, de maneira equivalente ao feito para o campo de velocidades, conforme é apresentado abaixo (Pope, 2008; Saugat, 2006):

$$q_j = \alpha_{sgs} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (3.39)$$

onde α_{sgs} é a difusividade submalha de energia ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) e $\partial \bar{T} / \partial x_j$ é o gradiente de temperaturas filtrado.

Relacionando a difusividade e a viscosidade submalha através do número de Prandtl turbulento submalha, temos:

$$\alpha_{sgs} = \frac{v_{sgs}}{\text{Pr}_{sgs}} \quad (3.40)$$

O número de Prandtl submalha (Pr_{sgs}) é uma constante que no modelo de Smagorinsky é imposta, já para os modelos dinâmicos esta constante é definida em função da região do escoamento.

O modelo submalha de Smagorinsky (Smagorinsky, 1963) foi o primeiro modelo submalha introduzido para a determinação das tensões de Reynolds e dos fluxos turbulentos submalha. Esse modelo é muito difundido na literatura, principalmente nos problemas de escoamentos turbulentos com transferência de calor por convecção e radiação, conforme apresentado nos trabalhos de Jones e Paul (2005) e Dos Santos et al. (2011).

3.4.1.1 Modelo Submalha Dinâmico de Smagorinsky

Neste estudo foi empregado o modelo submalha dinâmico de Smagorinsky proposto por Germano et al. (1991) e modificado por Lilly (1992). Para este modelo a constante $C_s(x, t)$ e o número de Prandtl turbulento Pr_{sgs} são dinamicamente computados. Esse processo consiste no uso de dois filtros espaciais com diferentes comprimentos, apresentando informações relacionadas à transferência de energia entre as escalas do movimento definidas e modeladas (Lesieur et al., 2005; Saugat, 2006).

Posterior à colocação de um filtro teste com um comprimento $\langle \bar{\Delta} \rangle$ as equações de conservação, Eq. (3.20 – 3.22), os coeficientes dinâmicos $C_s(x, t)$ e $\text{Pr}_{sgs}(x, t)$, podem ser determinados por:

$$C_s(x, t) = -\frac{1}{2} \frac{\mathcal{L}_{ij} \mathcal{M}_{ij}}{\mathcal{M}_{ij} \mathcal{M}_{ij}} \quad (3.41)$$

$$\text{Pr}_{sgs}(x, t) = 2C \frac{\mathcal{M}_{j\theta} \mathcal{M}_{j\theta}}{\mathcal{L}_{j\theta} \mathcal{M}_{j\theta}} \quad (3.42)$$

onde:

$$\mathcal{L}_{ij} = \langle \bar{v}_i \bar{v}_j \rangle - \langle \bar{v}_i \rangle \langle \bar{v}_j \rangle \quad (3.43)$$

$$\mathcal{M}_{ij} = \langle \bar{\Delta} \rangle^2 \langle |\bar{S}| \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle - \bar{\Delta}^2 \langle |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \rangle \quad (3.44)$$

$$\langle \bar{S}_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle \bar{v}_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle \bar{v}_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (3.45)$$

$$|\langle \bar{S} \rangle| = \sqrt{2 \langle \bar{S}_{ij} \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle} \quad (3.46)$$

$$\mathcal{L}_{j\theta} = \langle \bar{T} \bar{v}_j \rangle - \langle \bar{T} \rangle \langle \bar{v}_j \rangle \quad (3.47)$$

$$\mathcal{M}_{j\theta} = \langle \bar{\Delta} \rangle^2 |\langle \bar{S} \rangle| \left\langle \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right\rangle - \bar{\Delta}^2 \left\langle |\bar{S}| \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right\rangle \quad (3.48)$$

Nas Eq. (3.43 – 3.48), $\langle \quad \rangle$ representa as variáveis obtidas na região do filtro teste. Outros detalhes a respeito da modelagem dinâmica submalha podem ser encontrados em (Germano et al., 1991; Lilly, 1992; Silveira Neto, 2002).

4. MODELAGEM NUMÉRICA

A simulação numérica para escoamentos de fluido, transferência de calor e problemas associados é conhecida como Dinâmica dos Fluidos Computacional, ou originalmente *Computational Fluid Dynamics* (CFD). Segundo Versteeg e Malalasekera (2007) a CFD apresenta vantagens como: redução de tempo e custos para novos estudos, capacidade em estudar sistemas com análises complexas e o alto nível de detalhes nos resultados.

A modelagem numérica é composta por três etapas principais: pré-processamento, processamento e pós-processamento.

A fase do pré-processamento é responsável pela construção do domínio computacional, geração da malha, seleção do fenômeno físico, definição das propriedades do fluido e das condições iniciais e de contorno.

A etapa do processamento é quando ocorre a solução do problema, onde para resolver as equações diferenciais é comum utilizar métodos numéricos como Métodos das Diferenças Finitas (MDF), Método dos Elementos Finitos (MEF) e Método dos Volumes Finitos (MVF) (Maliska, 2010).

O pós-processamento é a etapa da análise dos resultados, que nos pacotes de CFD é facilitada, pois os mesmos possuem ferramentas gráficas para visualização dos resultados (Versteeg e Malalasekera, 2007).

Para a simulação numérica desse trabalho foram utilizados os softwares GAMBIT para fase do pré-processamento e o FLUENT para as etapas do processamento e pós-processamento. Esses softwares possibilitam resolver numericamente, em regime transiente, o modelo matemático para determinar a distribuição de temperatura do ar que flui nos TCSA e do solo em torno dos dutos.

Cabe destacar que o software FLUENT é baseado no MVF e, portanto, satisfaz os princípios de conservação em níveis discretos, ou seja, as equações da conservação de massa, quantidade de movimento e energia em nível de volumes finitos (Maliska, 2010).

4.1. Método dos Volumes Finitos

Segundo Maliska (2010) a tarefa do método numérico é transformar uma equação diferencial em um sistema de equações algébricas. Quando os métodos são convergentes, o aumento no número de pontos discretos pode conduzir à melhoria da aproximação, no entanto, aumenta os esforços computacionais.

O MVF é caracterizado pela aquisição de equações aproximadas por intermédio dos resultados de balanços de massa, quantidade de movimento e energia em um determinado volume de controle sobre um meio contínuo. As principais razões que levam ao uso do método é a sua interpretação direta das equações resultantes e a possibilidade de aplicá-lo em malhas com espaçamentos não uniformes.

A Figura 4.1 mostra a tarefa do método numérico que transforma uma equação diferencial, definida no domínio D, em um sistema de equações algébricas.

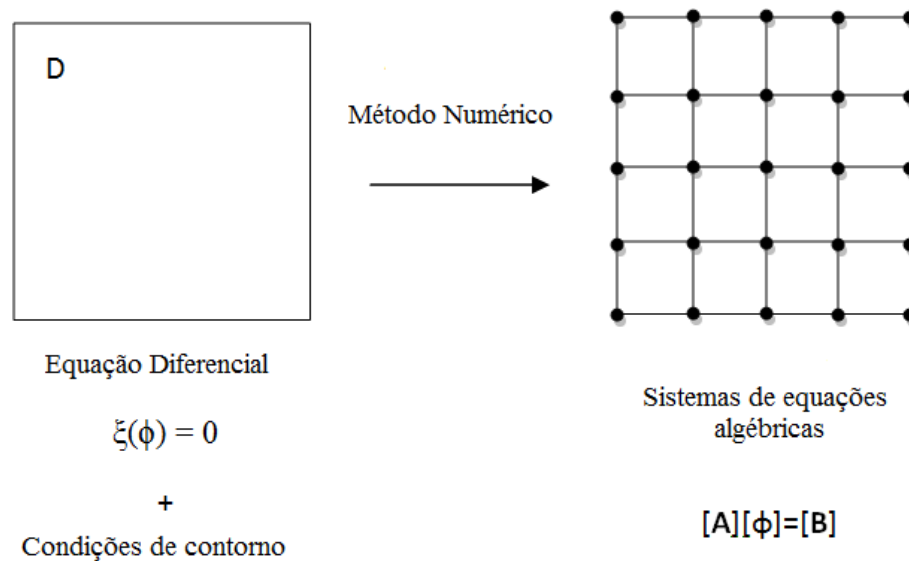


Figura 4.1: Ilustração do Método numérico.

Como já foi dito, o MVF satisfaz a conservação de propriedades em nível de volumes elementares. Existem duas formas de encontrar equações aproximadas neste método: a primeira é a realização de balanços da propriedade em questão nos volumes elementares e a segunda é integrar, no tempo e no espaço, sobre o volume elementar, as equações na forma conservativa (Patankar, 1980).

A fim de ilustrar a conexão entre as equações aproximadas utilizadas no MVF e as equações diferenciais na forma conservativa, considere o volume elementar bidimensional apresentado na Fig. 4.2.

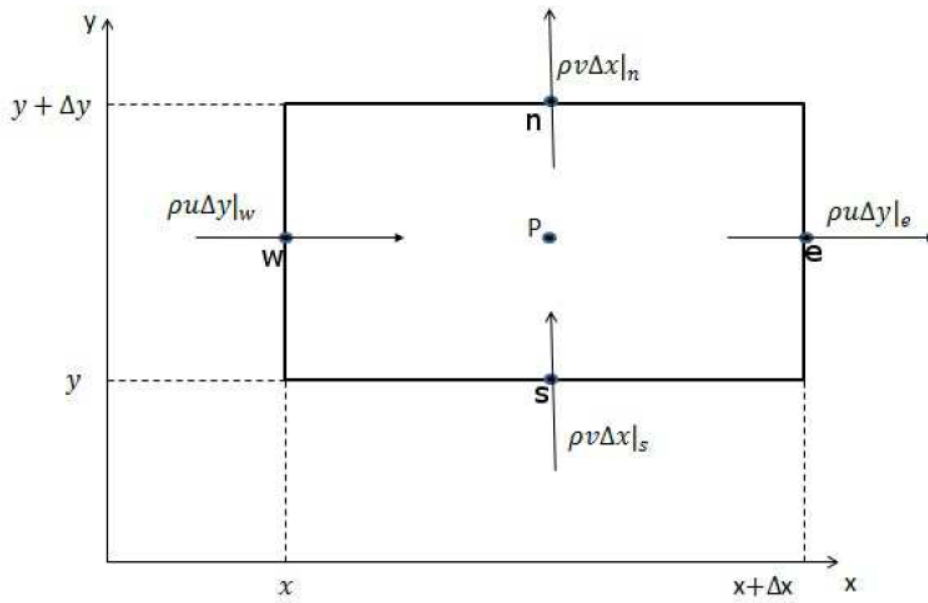


Figura 4.2: Volume elementar para balanço de conservação.

Neste volume elementar o balanço de massa é dado por:

$$\dot{m}_e - \dot{m}_w + \dot{m}_n - \dot{m}_s = 0 \quad (4.1)$$

onde: $\dot{m}$ é a vazão mássica, em (kg/s), e as letras minúsculas e , w , n e s representam as faces leste, oeste, norte e sul, respectivamente, do volume de controle na discretização numérica.

Em termos das velocidades, para o volume elementar no sistema cartesiano, tem-se:

$$\rho u \Delta y|_e - \rho u \Delta y|_w + \rho v \Delta x|_n - \rho v \Delta x|_s = 0 \quad (4.2)$$

onde: ρ é a massa específica (kg/m³), u e v representam as componentes horizontal e vertical da velocidade (m/s), respectivamente. As dimensões do volume são dadas por Δx e Δy .

Dividindo a Eq. (4.2) por $\Delta x \Delta y$, resulta-se em:

$$\frac{\rho u|_e - \rho u|_w}{\Delta x} + \frac{\rho v|_n - \rho v|_s}{\Delta y} = 0 \quad (4.3)$$

No limite, quando Δx e Δy tendem a zero, chega-se na forma diferencial conservativa da conservação da massa, ou seja:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (4.4)$$

Para obter a aproximação numérica da equação da conservação da massa infinitesimal, é preciso integrar a equação anterior no volume elementar mostrado na Fig. 4.2. Assim,

$$\int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) \right] dx dy = 0 \quad (4.5)$$

Ou seja,

$$\int_s^n [\rho u|_e - \rho u|_w] dy + \int_w^e [\rho v|_n - \rho v|_s] dx = 0 \quad (4.6)$$

Considerando que o fluxo de massa avaliado no meio da face do volume de controle é representado pela média da variação na face, pode-se escrever a equação:

$$\rho u \Delta y|_e - \rho u \Delta y|_w + \rho v \Delta x|_n - \rho v \Delta x|_s = 0 \quad (4.7)$$

que é exatamente a mesma Eq. (4.2), obtida da realização do balanço de massa. Essa equação pode ser também escrita como:

$$\dot{m}_e - \dot{m}_w + \dot{m}_n - \dot{m}_s = 0 \quad (4.8)$$

Tem-se que a Eq. (4.2) pode servir como uma equação aproximada (discreta) para o volume P , da Fig. 4.2. Sendo assim, pode-se notar que a integração na forma conservativa da equação diferencial é equivalente a fazer o balanço. Ao realizar o balanço, ou a integração, de todos os volumes elementares, obtém-se um sistema de equações algébricas, tendo uma equação para cada volume. A preferência em se obter a função aproximada integrando-se a equação diferencial decorre de que nem todos os balanços são tão simples de deduzir como foi o da conservação da massa (Maliska, 2010).

A seguir, é mostrado o MVF usando o sistema de equações governantes do modelo descrito no capítulo 3, que são as equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia, respectivamente dada pelas Eqs. (3.2), (3.3) e (3.6).

Para simplificar a descrição da aplicação do modelo numérico no FLUENT, as equações de transporte de massa, quantidade de movimento e energia são apresentadas na forma geral (Maliska, 2010).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\bar{\phi}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\bar{v}_i\bar{\phi}) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\Gamma^\phi \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i}\right) + S^\phi \quad (4.9)$$

onde: ϕ é o escalar que esta sendo transportado, Γ^ϕ é o coeficiente de difusão térmica e S^ϕ é o termo fonte ou sumidouro por unidade de volume. Os termos relacionados com o escalar ϕ são apresentados na Tabela 4.1 para cada equação de conservação.

Tabela 4.1 - Dados utilizados na Eq. (4.9)

Equação da Conservação	ϕ	Γ^ϕ	S^ϕ
Massa	1	0	0
Quantidade de Movimento	$\bar{v}_i$	μ_{eff}	$-\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}\delta_{ij} + \rho\bar{g} + \bar{F}$
Energia	$\bar{T}$	k_{eff}	0

Desse modo, a Eq. (4.9) representa a equação da conservação da massa quando $\phi = 1$, $\Gamma^\phi = 0$ e $S^\phi = 0$. E as equações da conservação da quantidade de movimento e da energia seguem a Tabela 4.1.

Integrando ao longo do tempo as equações governantes de cada volume de controle V_c , para um passo de tempo de Δt , a equação de transporte, ou seja, a Eq. (4.9), na forma integral é dada por:

$$\int_{V_c} \left(\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\bar{\phi})dt \right) dV + \int_t^{t+\Delta t} \left(\int_A \hat{n} \cdot (\rho\bar{v}_i\bar{\phi})dA \right) dt = \int_t^{t+\Delta t} \left(\int_A \hat{n} \cdot (\rho\Gamma^\phi \nabla \bar{\phi})dA \right) dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{V_c} S^\phi dV dt \quad (4.10)$$

onde: $\vec{u}$ é o vetor do campo de velocidades e $\hat{n}$ é o vetor unitário normal à superfície do volume de controle V_c .

Discretizando a equação anterior para cada volume de controle, obtêm-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\bar{\phi})V_c + \sum_f^{N_f} \rho_f v_i|_f \rho_f = \sum_f^{N_f} r^\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i}|_f \hat{n}_{fi} A_f + S^\phi V_c \quad (4.11)$$

onde: N_f é o número de faces que compõem o volume de controle, ρ_f é a variável obtida na face f , $v_i|_f$ é o campo de velocidade na direção i obtida na face f , A_f é a área da face f e $\hat{n}_{fi}$ é o vetor unitário normal à face f . O primeiro termo do lado esquerdo da Eq. (4.11) representa o termo transiente, sendo necessário fazer algumas considerações quanto à evolução das variáveis das células (volumes) vizinhas em função do tempo. Nesse trabalho foi utilizado um esquema de avanço temporal implícito que será posteriormente apresentado.

A equação discretizada do transporte escalar, Eq. (4.11), é usada para obter as variáveis escalares desconhecidas ϕ no centro da célula P (ϕ_P), assim como os valores das incógnitas ϕ nas células vizinhas ϕ_E , ϕ_W , ϕ_N e ϕ_S (para um domínio bidimensional). Apesar da não linearidade da referida equação com respeito às variáveis das células vizinhas é possível escrevê-la na seguinte forma linear (Brum, 2013):

$$a_P \phi_P = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (4.12)$$

sendo: o subíndice nb referente às células vizinhas, a_P o coeficiente principal, a_{nb} os coeficientes das células vizinhas (E, W, N e S) e b contabiliza o termo fonte e o produto entre os coeficientes e as variáveis escalares no ponto P no passo de tempo anterior. Já os coeficientes a_P , a_{nb} e b mudam conforme a função de interpolação utilizada e também podendo variar de acordo com a linearização do termo fonte de cada equação (Dos Santos, 2011).

A solução numérica por intermédio da resolução do sistema de equações algébricas representada pela Eq. (4.12) pode ser obtida de modo direto ou iterativo dependendo do solver e do tipo de problema escolhido (Maliska, 2010).

4.2. Tratamento dos Termos Advectivos

Segundo Maliska (2010), um escoamento advectivo-dominante tem grandes oscilações numéricas quando se adotam discretizações por diferenças finitas centrais no tratamento dos termos advectivos. Essas instabilidades podem diminuir havendo um maior refinamento da

malha suficiente para a difusão ser dominante em nível de malha. No entanto, para problemas reais não é possível fazer esse refinamento devido ao grande esforço computacional. Por intermédio disso, foram desenvolvidas técnicas para abordagem deste problema.

No MVF, as oscilações numéricas geradas acontecem devido à negatividade dos coeficientes dos termos advectivos das equações de conservação, que ocorre quando é utilizada uma discretização por diferenças finitas centrais. Uma maneira de evitar isso é por meio do emprego de outra aproximação para os termos advectivos nas faces dos volumes de controle (Patankar, 1980; Maliska, 2010).

Para este trabalho foi utilizado o esquema de advecção *upwind* de primeira ordem, nos termos advectivos, onde se leva em consideração a direção do escoamento para realizar o cálculo de uma determinada variável (velocidade, temperatura) na face do volume finito. Além disso, é garantida a positividade dos coeficientes dos termos advectivos, sendo assim, as soluções numéricas estão ausentes de oscilações numéricas (Versteeg e Malalasekera, 2007). A função de interpolação *upwind* apresenta outra vantagem como a simplicidade de sua aplicação em algoritmos de CFD (Brum, 2013).

No esquema de advecção *upwind* de primeira ordem, o valor ϕ_f na interface é igual ao valor da célula que está à montante da face (Maliska, 2010; Dos Santos, 2011). Por exemplo, se a velocidade principal do escoamento ocorre na direção x , conforme ilustra a Fig. 4.3, a variável ϕ_e (na face leste) será dada por:

$$\phi_e = \phi_P \text{ se } F_e = (\rho v_1)_e > 0 \quad (4.13)$$

$$\phi_e = \phi_E \text{ se } F_e = (\rho v_1)_e < 0 \quad (4.14)$$

E na face oeste, por:

$$\phi_w = \phi_W \text{ se } F_e = (\rho v_1)_w > 0 \quad (4.15)$$

$$\phi_w = \phi_P \text{ se } F_e = (\rho v_1)_w < 0 \quad (4.16)$$

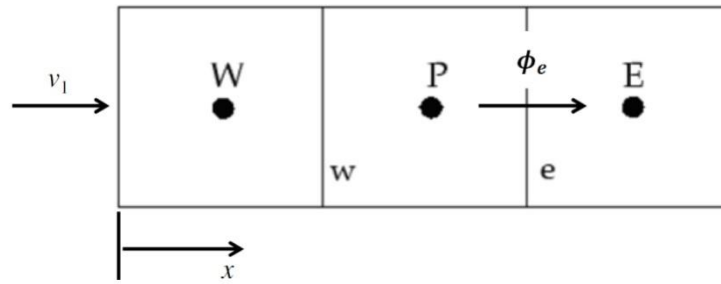


Figura 4.3: Obtenção de ϕ_f em uma face do volume de controle.

4.3. Discretização Temporal das Equações de Conservação

Para avaliar problemas transientes é necessário utilizar algum esquema de interpolação no tempo, que podem ser classificados em implícitos, totalmente implícitos e explícitos (Maliska, 2010).

Os esquemas implícitos, conforme Fig. 4.4 (b) são incondicionalmente estáveis e admitem um maior passo de tempo em relação aos demais. Embora em domínios de grandes dimensões haja dificuldade em relação ao armazenamento na memória principal das matrizes completas do sistema, implicando em um maior tempo de processamento dos resultados (Dos Santos, 2011).

Já os esquemas explícitos, conforme Fig. 4.4 (a) ocupam pouco espaço na memória central. Porém, esses esquemas são afetados por fortes restrições de estabilidade numérica, restringindo o passo de tempo a ser adotado (Dos Santos, 2011). Neste trabalho é utilizado o esquema de avanço temporal totalmente implícito, conforme mostra a Fig. 4.4 (c).

A Fig. 4.4 mostra as conexões existentes entre o ponto P e seus vizinhos, no instante de tempo de cálculo e no instante de tempo anterior, para os três tipos de formulação apresentadas.

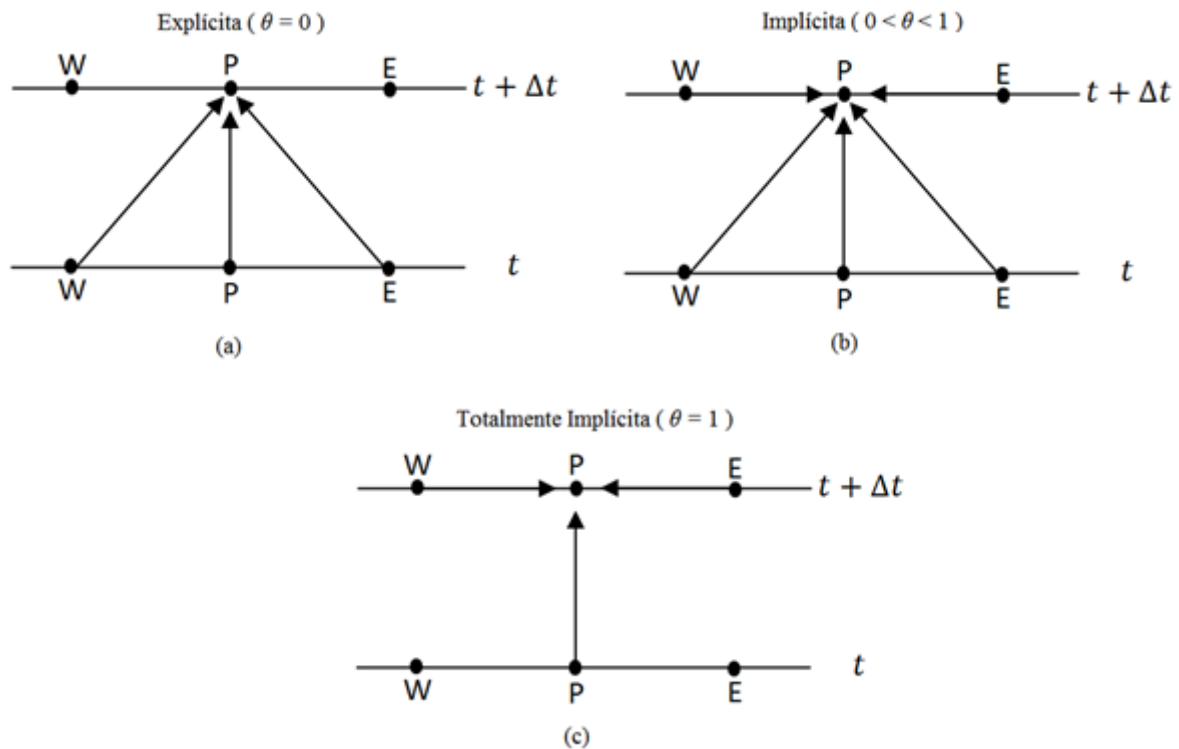


Figura 4.4: Conexões espacial e temporal do volume P .

Na formulação totalmente implícita, segundo Maliska (2010), as incógnitas estarão no mesmo nível de tempo obtendo-se um sistema de equações algébricas a ser resolvido. Para solução transiente é importante definir o problema com precisão a cada passo de tempo. Pois se um método iterativo estiver sendo utilizado para a solução do problema, é importante que os valores das incógnitas sejam iterados até que um critério de convergência seja satisfeito naquele passo de tempo.

4.4. Acoplamento pressão-velocidade

De acordo com Maliska (2010), para definir as condições de troca de calor por convecção, resolvendo a equação da energia, o campo de velocidades não é conhecido e deve ser determinado simultaneamente com o campo de temperaturas. Sendo assim, existem dois problemas a serem resolvidos: o problema da mecânica dos fluidos e o da transferência de calor. O mais difícil a ser resolvido é o problema da mecânica dos fluidos, devido ao delicado acoplamento entre a pressão e a velocidade e as não linearidades existentes nas equações de conservação da quantidade de movimento linear, ou equação do movimento.

Como o acoplamento entre pressão e a velocidade causa dificuldades para resolver o sistema de equações que descreve o escoamento, esta solução é obtida através de uma condição adicional, conforme o estabelecido em um campo de velocidades, que satisfaça e reformule a equação da continuidade (Brum, 2013). O problema de acoplamento pressão-velocidade só ocorre quando o método de solução é segregado.

Segundo Maliska (2010), a solução segregada dos sistemas de equações algébricas resolve os sistemas lineares sequencialmente, ou seja, um a um, atualizando os coeficientes. Enquanto a solução acoplada dos sistemas de equações institui uma única matriz, abrangendo todos os coeficientes e resolvendo, simultaneamente, todas as incógnitas. A Figura 4.5 ilustra os fluxogramas dos métodos de solução segregado e acoplado.

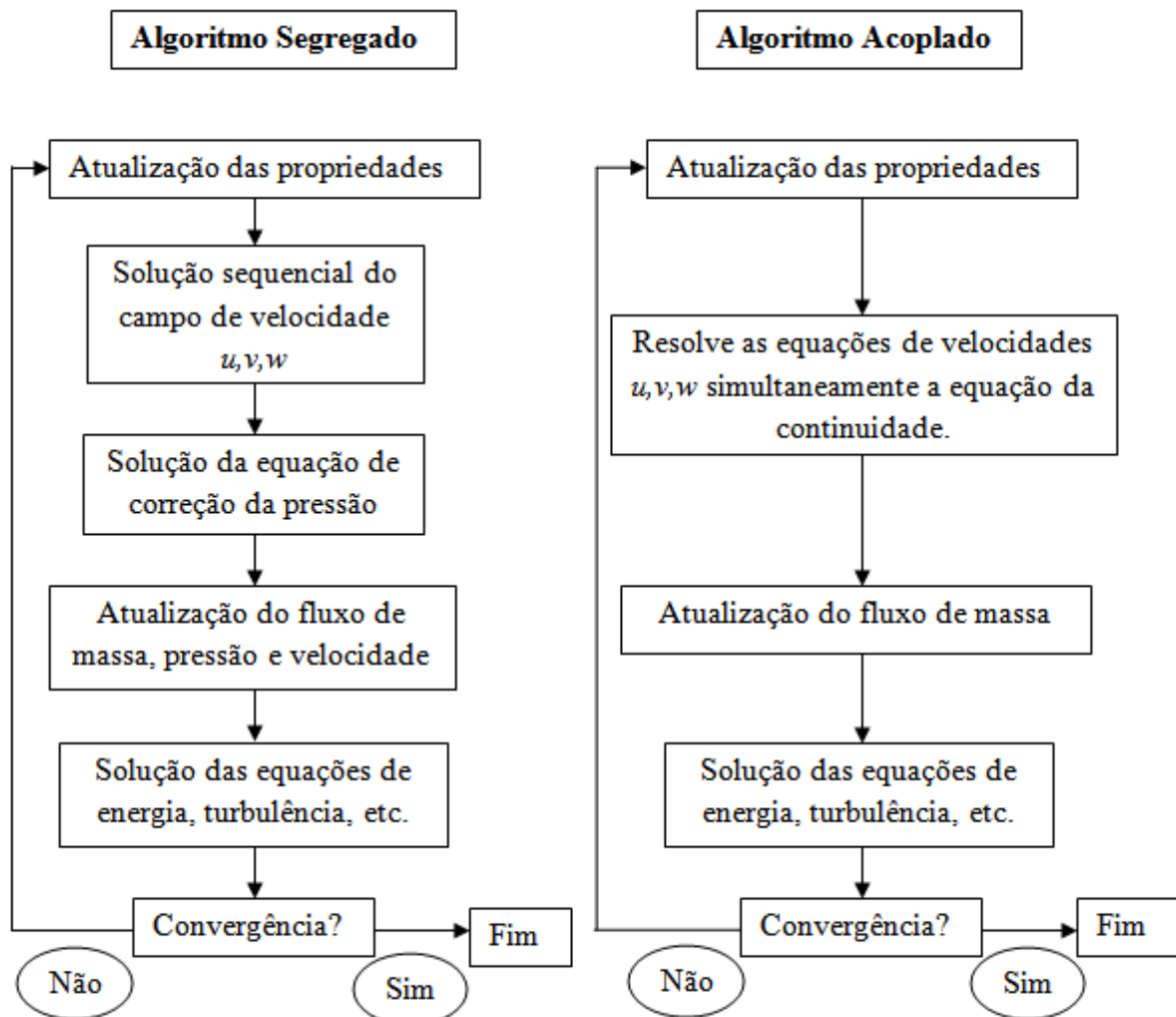


Figura 4.5 – Fluxograma dos algoritmos segregado e acoplado.

O FLUENT contém cinco algoritmos de acoplamento pressão-velocidade: SIMPLE, SIMPLEC, PISO, *Coupled* e *Fractional Step*. Com exceção do algoritmo *Coupled*, todos os demais métodos utilizam o modelo de solução segregado.

Entre os métodos de acoplamento pressão-velocidade o mais conhecidos é o SIMPLE (do inglês: *Semi Implicit Linked Equations*), desenvolvido por Patankar (1980). Posteriormente, foram desenvolvidos métodos derivados do SIMPLE como o SIMPLER (SIMPLE-Revisado), SIMPLEC (SIMPLE-Consistente) e o PISO (Patanekar, 1980; Versteeg e Malalasekera, 2007).

Praticamente, todos os métodos de acoplamento pressão-velocidade abrangem alguns passos para sequência de cálculos. Primeiro, estima-se um valor de pressão (P^*) que inserido nas equações de movimento fornece um campo de velocidade estimado (u^* , v^* e w^*). Através da equação da continuidade, a correção da pressão (P') é obtida e, com isso, determina-se o campo de velocidade corrigido (u , v e w) de modo a satisfazer a equação da conservação de massa. A pressão corrigida é então determinada por $P = P^* + P'$, e o procedimento recomeça com o valor de pressão estimado (P^*) igual à pressão corrigida (P) até atingir a convergência e terminar o ciclo iterativo.

Para a realização das simulações numéricas desse estudo foram empregados os métodos *Coupled* e SIMPLEC. O primeiro foi empregado para a malha com refinamento mais grosseiro no duto. Para as demais malhas foi utilizado o método SIMPLEC devido a dificuldades de convergência com o algoritmo *Coupled* na simulação de escoamentos com malhas hexaédricas, especialmente as malhas H1, H2 e H3, que serão descritas na próxima seção.

5. MODELAGEM COMPUTACIONAL

Neste capítulo será apresentado o domínio computacional do TCSA utilizado no presente estudo e as condições de contorno e hipóteses simplificativas, além das propriedades dos materiais e parâmetros empregados na modelagem computacional.

5.1. Domínio Computacional

No trabalho de Vaz (2011) foi desenvolvido um modelo completo de TCSA que possuía um solo com uma geometria complexa conforme ilustra Fig. 5.1 (a). A partir desse estudo foi desenvolvido por Brum (2013) e Brum et al. (2012) um modelo tridimensional denominado modelo simplificado conforme mostra a Fig. 5.1 (b). Esse modelo considera uma fatia inteira de solo, sendo imposta uma distribuição de temperaturas na face superior (com incidência do sol) e temperatura constante na superfície inferior. A Fig. 5.1 (c), ilustra o modelo desenvolvido por Brum (2013) e Brum et al. (2013) denominado modelo reduzido. Esse modelo considera uma fatia do solo no entorno do duto. Neste modelo são impostas distribuições do campo de temperaturas em função do tempo na superfície superior e inferior do solo selecionado. Essas funções são definidas com base na distribuição do campo de temperaturas no solo sem a presença do duto. Esse modelo representa apenas uma região onde um duto do modelo completo está enterrado, dessa forma se tem uma configuração apenas com duto retilíneo, facilitando a discretização e reduzindo os esforços computacionais. Neste trabalho, foi utilizado o modelo computacional tridimensional Reduzido de Brum (2013) e Brum et al. (2013) para representar um TCSA instalado a uma profundidade $p = 1,6$ m.

A geometria considerada para o TCSA trata-se de uma geometria simples de um duto reto, com comprimento $W = 26,0$ m, altura $H = 2,0$ m de altura e largura $L = 2,0$ m, como mostra a Figura 5.2. A temperatura na superfície superior do solo foi denominada de T_{SUP} e na superfície inferior de T_{INF} , e para o diâmetro do duto foi usado $D = 110$ mm a espessura das paredes no duto não foi considerada nesse trabalho.

Cabe destacar que para geometria em estudo aumentou-se o domínio computacional em relação à largura, comparado ao modelo reduzido de Brum (2013) que apresentou $L = 0,55$ m. Esse aumento no domínio tem a propósito de diminuir a influência da imposição da condição de contorno de fluxo nulo nas superfícies laterais do solo sobre a distribuição do campo de temperaturas na região do duto.

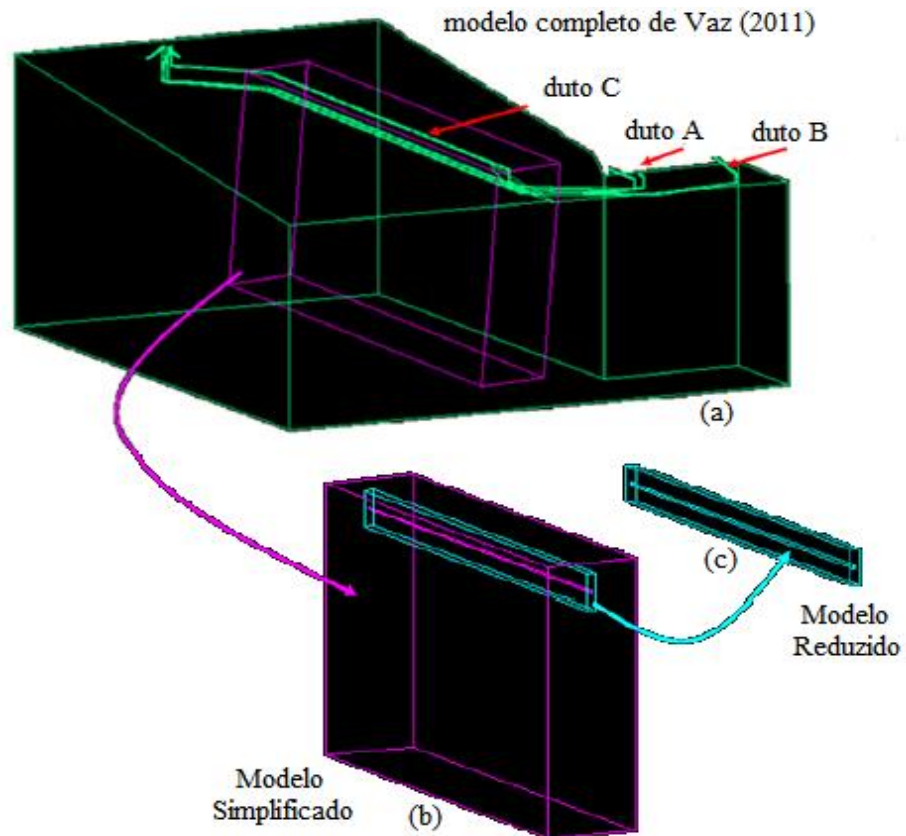


Figura 5.1: Domínio computacional do modelo de TCSA: (a) modelo completo de Vaz (2011), (b) modelo simplificado de Brum (2013) e (c) modelo reduzido de Brum (2013).

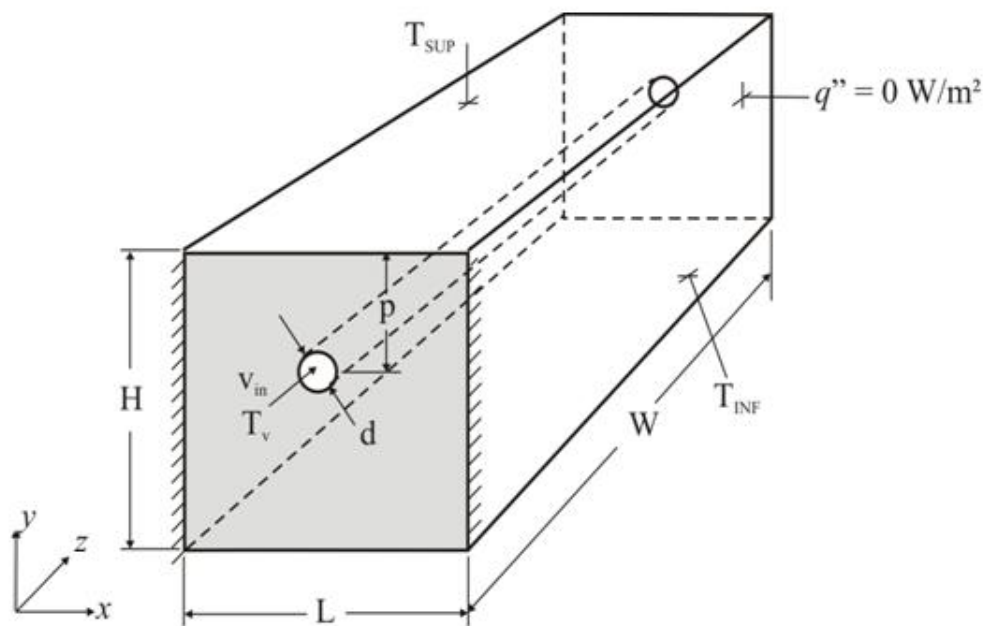


Figura 5.2: Domínio computacional do modelo reduzido com duto retilíneo.

5.2. Condições de Contorno e Hipóteses Simplificativas

Com relação às condições do problema, o movimento do fluido é ocasionado pela imposição de um perfil de velocidades constante na entrada do duto de $v_{in} = 3,3$ m/s, enquanto que na saída do duto de ar é imposta uma pressão atmosférica ($p_{out} = 1,0$ atm). Nas superfícies do duto é imposta a condição de não deslizamento e impermeabilidade, i.e., $v_1 = v_2 = v_3 = 0,0$ m/s. Com relação ao campo térmico, a variação térmica que ocorre no solo deve-se a incidência da radiação térmica sobre a superfície superior do solo. Em função disso, são impostas na superfície superior (T_{SUP}) e na superfície inferior do solo (T_{INF}) temperaturas dependentes do tempo para variar as condições do solo ao longo de um ano. As funções empregadas nas presentes simulações foram definidas anteriormente no trabalho de Brum (2013) e Brum et al. (2013). Na saída do duto foi considerada uma condição de fluxo de calor nulo na direção do escoamento (localmente parabólico). Como condição inicial do problema, foi usada a temperatura média anual do solo que corresponde a 291,7 K, aproximadamente 18,7 °C.

Na entrada de ar do duto foi imposta uma intensidade de turbulência de 10% quando utilizado o modelo de turbulência LES. Essa intensidade foi definida com base na média das flutuações dos resultados experimentais de Vaz (2011), para tentar reproduzir de uma forma mais adequada o estudo experimental. O método de sintetização da turbulência empregado foi o método dos vórtices, que consiste na definição a partir de uma intensidade de turbulência e o diâmetro hidráulico do escoamento ($D_h = 4 \cdot A/P = D$).

As funções periódicas adotadas como condições de contorno para modelar as variações de temperatura do ar na entrada do duto e nas superfícies superior e inferior do solo, são definidas, respectivamente, como:

$$T_v(t) = 20,49 + 5,66 \sin((1,78 \times 10^{-2}t) - 5,30) \quad (5.1)$$

$$T_{SUP}(t) = 18,70 - 4,8887 \sin((1,73 \times 10^{-2}t) - 2,313) \quad (5.2)$$

$$T_{INF}(t) = 18,70 + 2,25 \sin((1,74 \times 10^{-2}t) + 0,01557) \quad (5.3)$$

Essas funções, que descrevem o ciclo anual de variação de temperatura, foram inseridas no FLUENT como Funções Definidas pelo Usuário, originalmente *User Defined Functions* (UDF). Além disso, cabe destacar que as Equações (5.1) à (5.3) foram obtidas

através de um ajuste estatístico dos dados experimentais apresentados em (Vaz, 2011). Essas funções estão descritas no Anexo I deste trabalho.

5.3. Propriedade dos Materiais

Com base no estudo experimental de Vaz (2011) foram determinadas as propriedades termofísicas para o solo e para o ar. Esses dados foram coletados de acordo com as condições termofísicas dos materiais no município de Viamão, RS.

A Tabela 5.1 apresenta as propriedades termofísicas do solo e do ar: ρ (massa específica), k (condutividade térmica) e c_p (calor específico) que foram implementadas no FLUENT para as simulações numéricas das instalações de TCSA.

Tabela 5.1: Propriedades termofísicas dos materiais.

Componentes	Propriedade dos materiais.		
	ρ (kg/m ³)	k (W/m.K)	c_p (J/kg.K)
Solo Argiloso	1800	2,1	1780
Ar	1,16	0,0242	1010

5.4. Abordagem Computacional

No processo de discretização temporal foi considerado um passo de tempo de 3600s (uma hora), com um número máximo de 200 iterações por passo de tempo, e um tempo final de dois anos. Como o primeiro ano é para estabilização da distribuição de temperatura no solo, então foram utilizados somente os resultados referentes ao segundo ano da simulação numérica para a realização das análises necessárias. Para simulação numérica desses casos foi utilizado um computador com processador Intel i7 Six Core e com memória de 24GB.

Para a equação da continuidade, das velocidades e as equações adicionais em todos os modelos de turbulência foram consideradas convergidas para resíduos inferiores a $R = 1,0 \times 10^{-6}$ enquanto que para equação da energia foram considerados resíduos inferiores a $R = 1,0 \times 10^{-8}$.

Para este estudo foram empregadas quatro malhas hexaédricas, H1, H2, H3 e H4 e duas malhas tetraédricas, d/5 e T1. A quantidade de volumes finitos das malhas discretizadas para este estudo referente ao duto, ao solo e ao total de volumes, é apresentada na Tabela 5.2.

Tabela: 5.2: Quantidade de volumes finitos das malhas no duto e no solo.

Malhas	Volumes		
	Duto	Solo	Total
d/5	176783	372262	549045
H1	589800	80000	669800
H2	526000	48000	574000
H3	255100	8000	263100
H4	1184040	154440	1338480
T1	1364254	1303312	2667566

Para fins de simplificação serão apresentadas somente as faces das malhas estudadas na região do duto. A maior preocupação aqui foi reproduzir adequadamente o escoamento turbulento no duto. Em função disso, foi empregado também um maior refinamento de malha na região da parede do duto, visto que os gradientes de velocidade e temperatura são mais intensos nessa região. Na região do solo, mesmo uma discretização mais grosseira conduz a resultados adequados devido a maior linearidade do problema nessa região. A Figura 5.3 ilustra a discretização espacial da face das malhas hexaédricas H1, H2 e H3, Figs. 5.3 (a), (b) e (c), respectivamente. Os dados para execução dos refinamentos são apresentados na Tabela 5.3. A construção passo a passo da malha H2 pode ser vista no Anexo II deste trabalho.

Tabela: 5.3: Critérios de refinamento das malhas H1, H2 e H3.

Malhas	Refinamento (n° de células)		
	Duto (raio)	Duto (1/4 arco)	Solo (Em Z)
H1	10	10	200
H2	10	6	200
H3	5	4	100

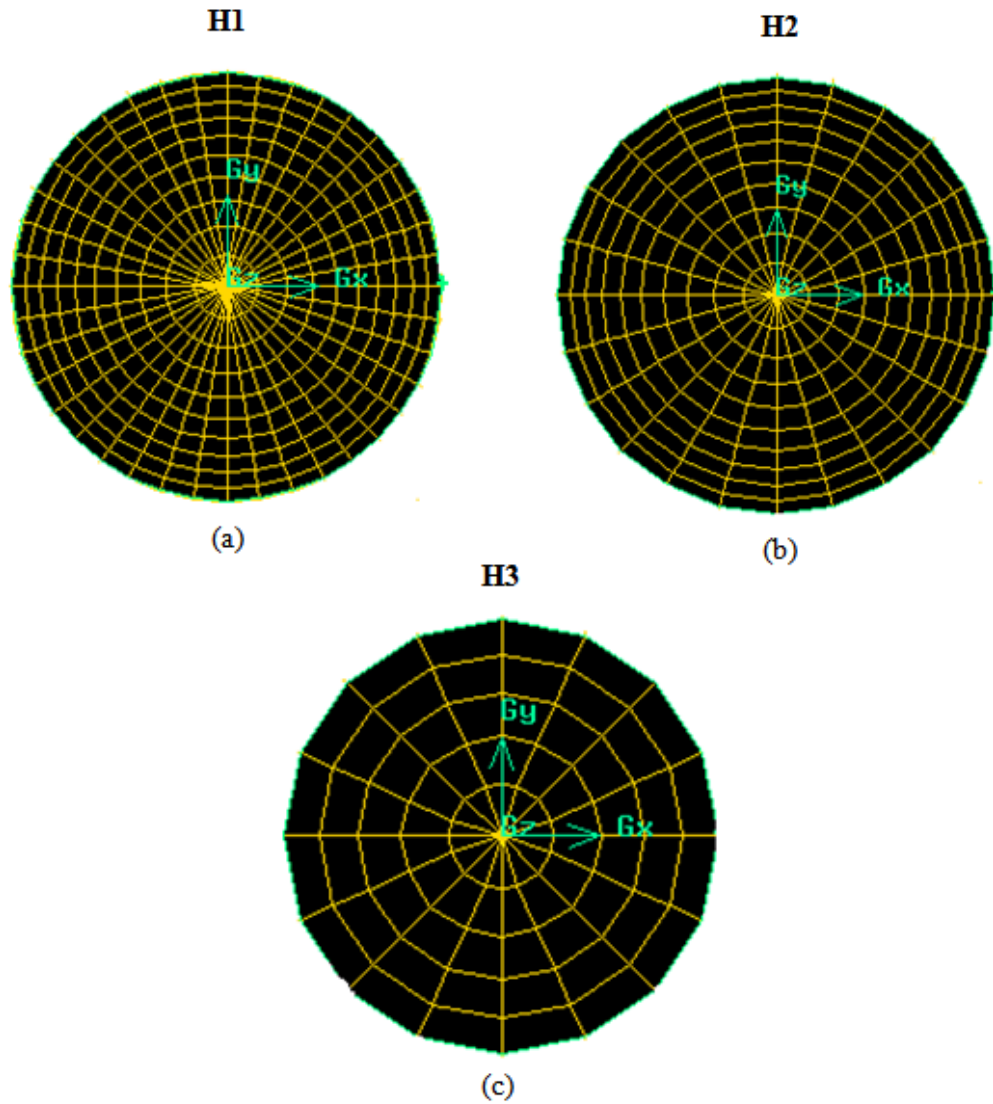


Figura 5.3: Discretização espacial das faces das malhas hexaédricas H1, H2 e H3.

A Figura 5.4 ilustra o refinamento da face da malha H4. Para discretização espacial foram criados dois volumes no duto, um próximo à superfície da parede e outro na região central. A primeira região apresenta gradientes de temperatura e velocidades mais intensos e por isso precisa de um maior refinamento. Para a discretização nesta região, a borda do duto foi subdividida em 63 células (direção angular) e na direção radial o domínio foi subdividido em 5 células. Posteriormente foram geradas faces retangulares nessa região. A geração da malha da região interna do duto foi feita automaticamente.

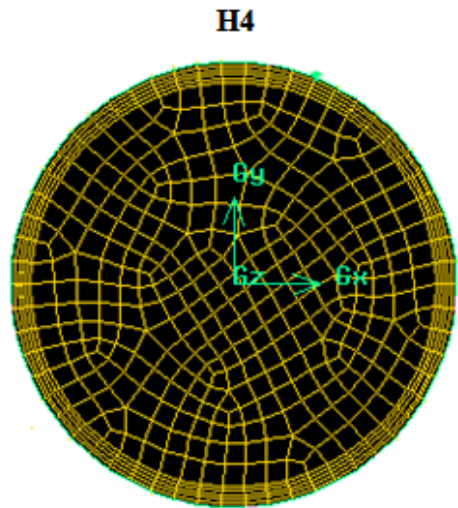


Figura 5.4: Discretização espacial da face das malha hexaédrica H4.

A Figura 5.5 mostra a discretização espacial das faces das malhas d/5 e T1. A Tabela 5.4 apresenta os critérios de refinamento dessas malhas. Cabe destacar que a malha d/5 apresenta um refinamento mais próximo do que vem sendo estudado na literatura em relação à malha T1, onde tem se empregado d/3.

Tabela: 5.4: Critérios de refinamento das malhas d/5 e T1.

Malhas	Refinamento (d=diâmetro)	
	Duto	Solo
d/5	d/5	4d
T1	d/10	3d

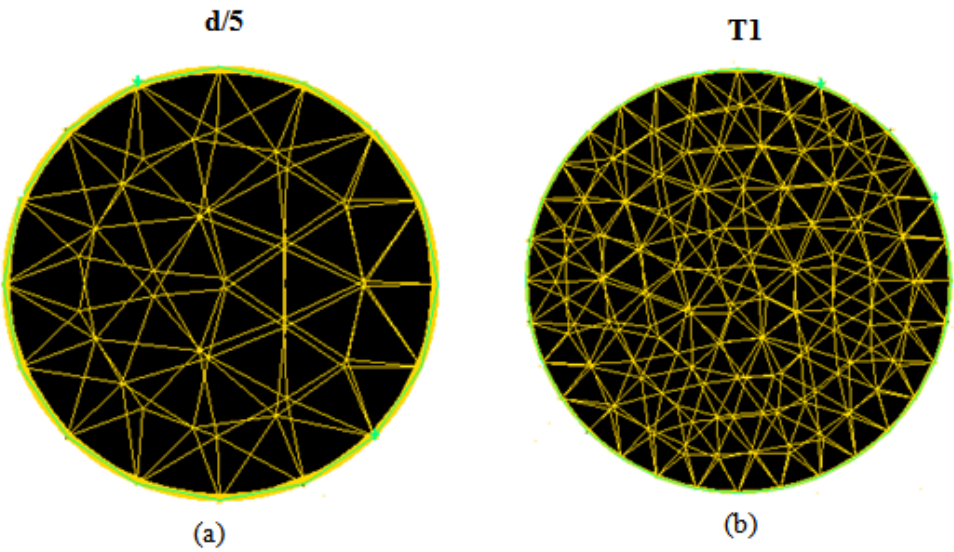


Figura 5.5: Discretização espacial das faces das malha tetraédricas d/5 e T1.

6. RESULTADOS

Nesta seção serão apresentados e discutidos os resultados referentes às simulações numéricas do princípio físico de funcionamento de um TCSA. Para realização das simulações numéricas foram utilizados modelos de turbulência no âmbito da modelagem URANS e LES para malhas hexaédricas e tetraédricas com diferentes refinamentos de malhas. Esses resultados permitirão avaliar o desempenho das malhas juntamente com os modelos de turbulência comparando as soluções com resultados experimentais de Vaz (2011), a fim de obter novas recomendações em aplicações de TCSA.

6.1. Comparação entre casos d/5

A Figura 6.1 ilustra para o caso d/5 a comparação dos campos de temperatura na saída de ar do TCSA obtidas para os modelos de turbulência URANS: RSM, k - ϵ , k - ω e Spalart Allmaras e para o modelo LES com uma intensidade de turbulência de $it=10\%$ na entrada do duto. Cabe destacar que não houve diferenças nos resultados de URANS com e sem intensidade de turbulência. Foi utilizado na simulação numérica do TCSA o modelo de acoplamento pressão-velocidade *Coupled* que vem sendo comumente empregado neste tipo de aplicação. Além disso, na literatura vem sendo utilizado com eficiência para este tipo de problema o modelo de turbulência RSM através dos trabalhos de (Vaz, 2011) e (Brum, 2013).

É importante salientar que a geometria proposta neste estudo apresenta dimensões diferentes da apresentada em (Brum, 2013) e (Brum et al., 2013), i.e., o domínio utilizado no presente estudo apresenta uma largura L maior do que o estudado em (Brum, 2013) e (Brum et al., 2013), onde o valor de L empregado foi de $L = 0,55$ m. Essa alteração implica em pequenas diferenças entre os resultados encontrados aqui e os preditos em (Brum, 2013) e (Brum et al., 2013).

São comparadas, neste estudo, as temperaturas da curva média experimental com os resultados obtidos numericamente, sendo obtidas a diferença máxima e a diferença média no tempo no decorrer dos 365 dias.

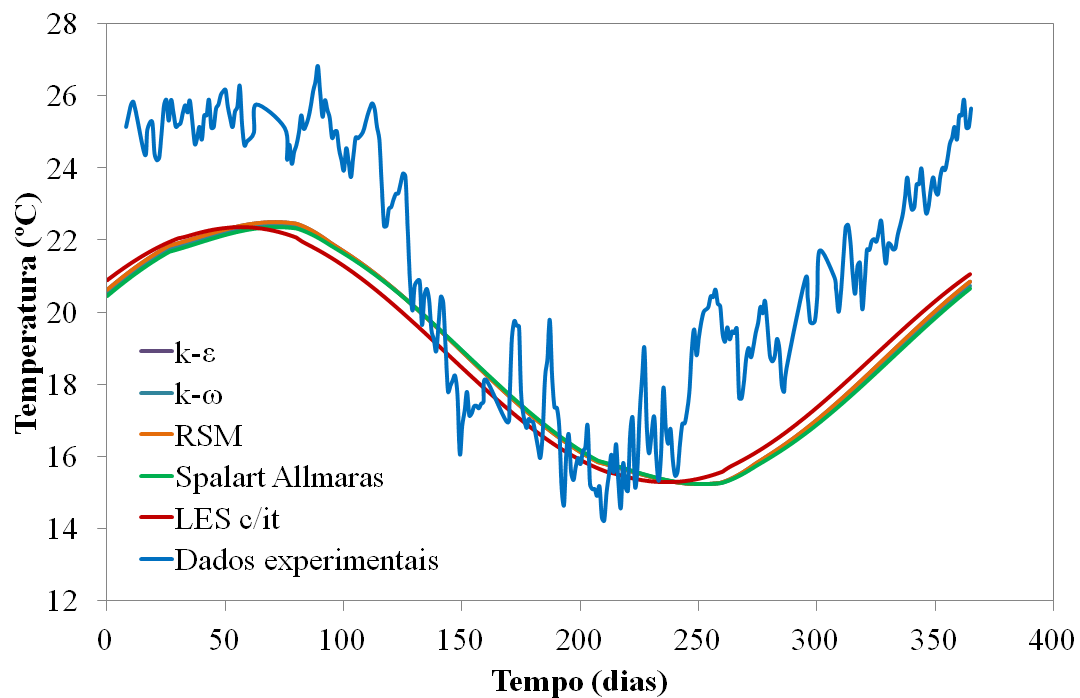


Figura 6.1: Comparação entre casos d/5 para o esquema *Coupled*

Observou-se que entre os modelos de turbulência URANS e LES os resultados foram concordantes, o que, a princípio, não era esperado, pois acreditava-se que a solução com LES aproximaria o potencial térmico do obtido experimentalmente. Além disso, verificou-se uma boa concordância com os resultados numéricos obtidos na literatura. Já os resultados apresentados no gráfico acima mostram uma diferença máxima de 4,5°C e uma diferença média de 2,4°C em comparação com os resultados experimentais. Através da Tabela 6.1 pode-se ver os resultados do tempo de processamento dos modelos URANS e LES.

Tabela 6.1: Tempo de simulação dos modelos de turbulência para casos d/5 - *Coupled*

Tempo de simulação dos modelos de turbulência		
Modelo	Tempo de processamento (s)	Diferença (%)
Spalart Allmaras	18000	-----
<i>k-ω</i>	18000	-----
<i>k-ε</i>	19800	10,0
RSM	25200	40,0
LES_c/it	518400	2780,0

Os resultados da Tabela 6.1 mostram que os modelos Spalart Allmaras e $k-\omega$ apresentaram uma melhor eficiência comparados ao modelo RSM obtendo-se um ganho de 40% em tempo de processamento necessário para resolução do problema. Enquanto isso, o emprego de LES conduziu a um tempo de processamento de aproximadamente 29 vezes maior. A partir dos resultados obtidos verifica-se que o modelo de turbulência LES não é recomendado para esse tipo de aplicação devido a requerer um elevado tempo computacional e reproduzir resultados iguais aos outros métodos.

A fim de obter novas recomendações sobre malhas e modelos mais adequados para predição do comportamento térmico do TCSA o presente trabalho realizou a simulação numérica de uma malha hexaédrica conforme Fig. 5.3 (a), com um maior refinamento no duto. No entanto para dutos com malhas grosseiras não ocorreu variação significativa da distribuição transiente do campo de temperaturas empregando os diferentes modelos de turbulência. Dessa forma, decidiu-se avaliar o efeito da discretização nos campos de temperaturas. A principal razão para isso é verificar se o refinamento de malha conduz a resultados mais próximos dos obtidos experimentalmente na literatura. Para simulação numérica da malha hexaédrica o modelo de acoplamento pressão-velocidade *Coupled* divergiu devido a esse maior refinamento de malha e o tipo de construção da mesma. Foram testadas outras malhas hexaédricas com diferentes refinamentos utilizando esse mesmo modelo e todos os casos divergiram. Sendo assim, um novo modelo de acoplamento pressão-velocidade foi empregado neste estudo o SIMPLEC que convergiu com a malha da Fig. 5.3 (a).

Para verificar a eficiência do modelo de acoplamento pressão-velocidade SIMPLEC, para posteriormente ser utilizado com confiabilidade em malhas hexaédricas, foi realizada a simulação numérica dos casos d/5 utilizando os mesmos modelos de turbulência apresentados na Fig. 6.1. A comparação entre os diferentes modelos de turbulência empregando o algoritmo SIMPLEC é apresentada na Fig. 6.2.

Os resultados obtidos na Fig. 6.2 apresentam resultados muito semelhantes entre todos os modelos de turbulência e com o nível de concordância aos dados experimentais semelhantes ao obtido com o algoritmo *Coupled*. Abaixo na Tabela 6.2 pode-se observar o tempo de simulação para cada modelo de turbulência no âmbito URANS e LES.

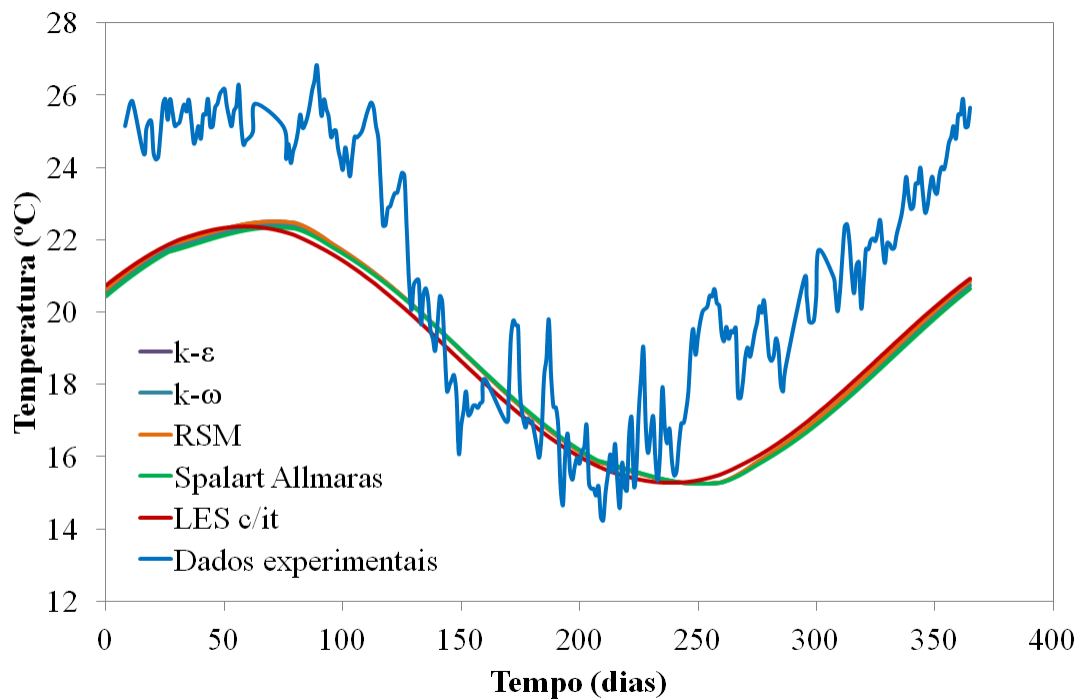


Figura 6.2: Comparação entre casos d/5 para o esquema SIMPLEX.

Tabela 6.2: Tempo de simulação dos modelos de turbulência para casos d/5 - SIMPLEX

Modelo	Tempo de simulação dos modelos de turbulência	
	Tempo de processamento (s)	Diferença (%)
Spalart Allmaras	32400	-----
$k-\omega$	32400	-----
$k-\varepsilon$	32400	-----
RSM	43200	33,3
LES_c/it	129600	300,0

Os melhores resultados indicados na Tabela 6.2 foram para os modelos Spalart Allmaras, $k-\omega$ e $k-\varepsilon$ que obtiveram uma melhor eficiência em relação ao modelo RSM que apresentou 33,3% de aumento no tempo de processamento para solução do problema. Além disso, o modelo de turbulência LES devido ao elevado tempo de processamento, não é recomendado para esse caso específico.

Cabe destacar que o uso do modelo LES não levou a um aumento de tempo tão grande para o SIMPLEX quanto o observado para o *Coupled*. Então, a associação do *Coupled* com o LES leva a um aumento considerável do tempo de processamento. E para os outros modelos de turbulência isso não aconteceu, no SIMPLEX o tempo de processamento foi maior (vide $k-\omega$ onde $t_{proc} = 32400s$ (SIMPLEX) e $t_{proc} = 18000s$ (*Coupled*)).

6.2. Comparação entre SIMPLEC e *Coupled*

Nesta seção serão comparados os resultados simulados com os modelos de acoplamento pressão-velocidade *Coupled* e SIMPLEC, a fim de verificar a eficácia dos resultados com o modelo SIMPLEC. Caso os resultados sejam concordantes, o algoritmo SIMPLEC pode ser recomendado para a realização do restante das simulações com diferentes malhas. Para efeitos de simplificação, serão comparados os potenciais térmicos obtidos com LES (que emprega filtragem espacial) e com RSM (que é o modelo que tem sido empregado nos outros trabalhos do grupo de pesquisa onde este trabalho está inserido).

A Figura 6.3 apresenta uma comparação entre os resultados dos campos de temperaturas na saída de ar do TCSA com os diferentes modelos de acoplamento pressão-velocidade (*Coupled* e SIMPLEC) para uma mesma malha de $d/5$ e empregando LES nos dois casos.

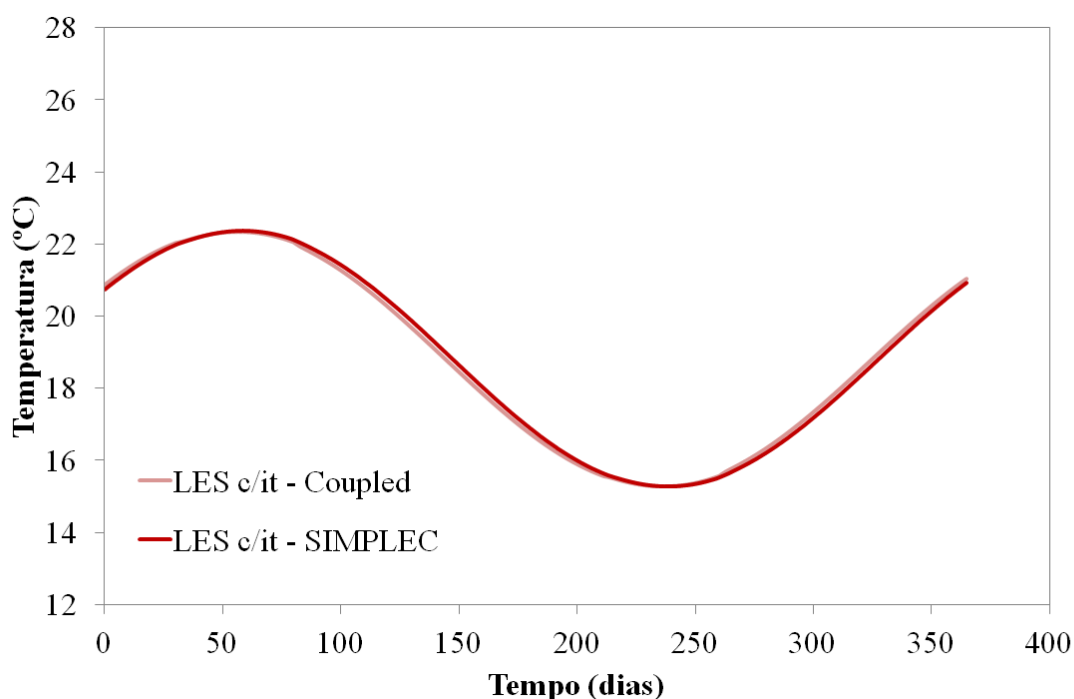


Figura 6.3. Comparação SIMPLEC x *Coupled* com LES

Neste gráfico observa-se que os resultados apresentados são praticamente idênticos tanto com o modelo *Coupled* como o SIMPLEC. Deste modo, verifica-se que o modelo SIMPLEC não apresenta influência significativa na estimativa do potencial térmico do TCSA, podendo ser empregado no restante das simulações do presente trabalho.

Posteriormente, é realizada uma comparação entre os algoritmos *Coupled* e SIMPLEC empregando o modelo RSM da modelagem clássica da turbulência URANS, Fig. 6.4. Na comparação dos resultados da Fig. 6.4 os mesmos foram idênticos, o que também confirma que o emprego dos dois diferentes algoritmos de acoplamento pressão-velocidade não irá influenciar na comparação posterior entre as diferentes malhas e, principalmente, os diferentes modelos de turbulência.

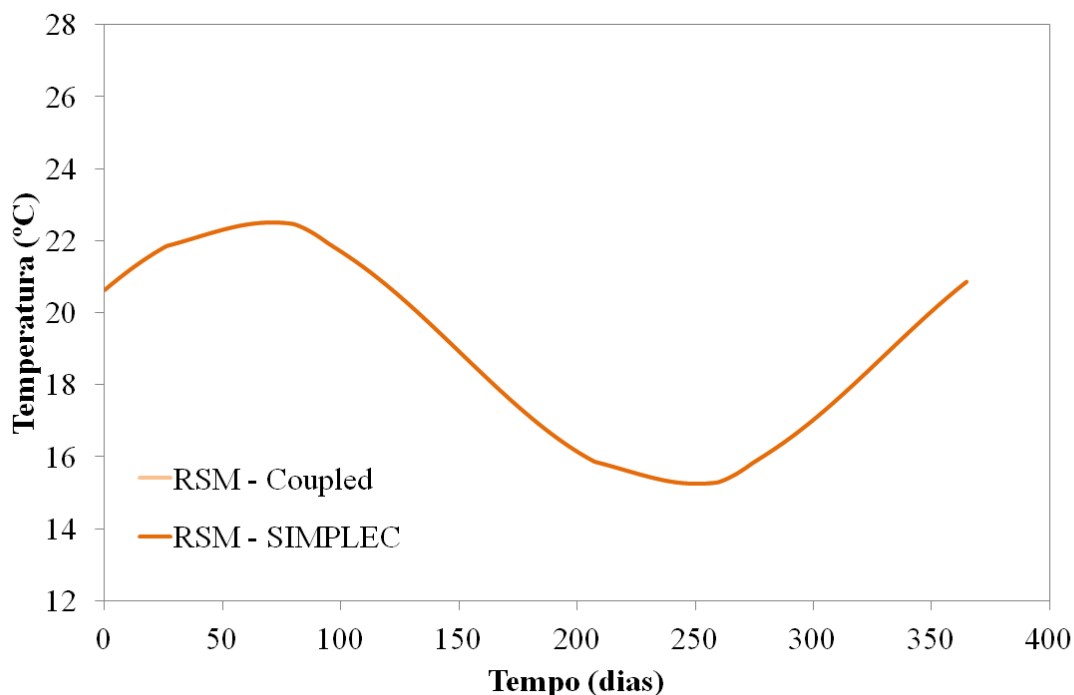


Figura 6.4. Comparação SIMPLEC x *Coupled* com URANS: RSM

6.3. Comparação entre malhas Hexaédricas e Tetraédricas

Nesta seção serão comparados resultados entre malhas hexaédricas e tetraédricas com dados experimentais de Vaz (2011). Para as malhas estudadas a seguir foi usado o modelo de acoplamento pressão-velocidade SIMPLEC para todos os casos em estudo.

Para efeitos de simplicidade, são apresentadas aqui soluções com o modelo $k-\epsilon$, o mais utilizado em problemas de engenharia e o modelo RSM que vem apresentando um desempenho satisfatório em problemas de TCSA, ambos no âmbito da modelagem URANS. Além disso, também serão realizadas simulações com o modelo LES. Os resultados obtidos com os modelos $k-\omega$ e Spalart Allmaras foram muito semelhantes aos demais resultados no âmbito do URANS. Dessa forma, para simplificar a apresentação dos resultados a distribuição com esses modelos não foi apresentada.

A Figura 6.5 apresenta a comparação das malhas H1, H2, H3, H4 e T1 com dados experimentais apresentados no trabalho de Vaz (2011). Para simulação numérica dos campos de temperaturas na saída de ar do duto para essas malhas foi utilizado o modelo de turbulência $k-\varepsilon$.

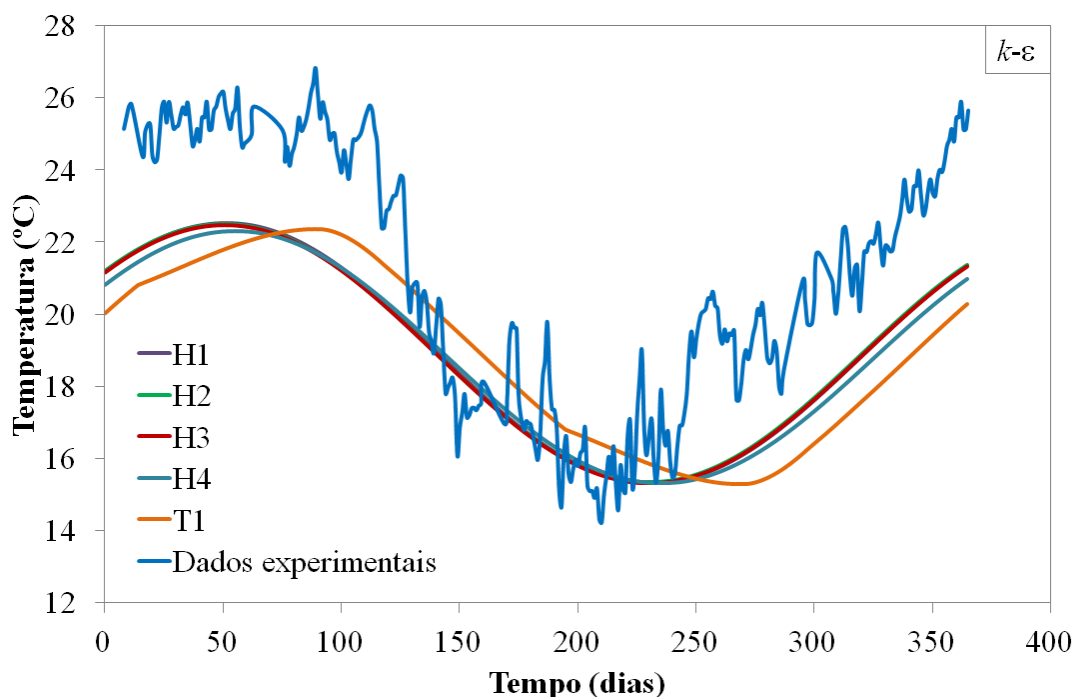


Figura 6.5. Comparação de diferentes malhas para solução com modelo $k-\varepsilon$.

Os resultados obtidos com as malhas H1, H2, H3 e H4 foram muito semelhantes, além de concordantes com os dados experimentais, apresentando uma diferença máxima de 4,2 °C e uma diferença média de 2,3°C em relação aos mesmos. Para as malhas hexaédricas não houve uma grande influência da discretização da malha. A malha T1 também apresentou resultados concordantes com os dados experimentais, porém conduziu uma diferença máxima de 5,0 °C e uma diferença média de 2,2°C que conduz a resultados menos satisfatórios. Os resultados obtidos com a malha tetraédrica apresentaram uma defasagem no tempo em comparação com os resultados das malhas hexaédricas. Por exemplo, a máxima temperatura no período de janeiro e fevereiro ocorreu em $t \sim 60$ dias para a malha hexaédrica, enquanto na malha tetraédrica isso ocorre em $t \sim 80$ dias. De uma forma geral todos os resultados foram semelhantes com os dados experimentais. Porém as soluções obtidas com as malhas hexaédricas conduziram a resultados um pouco melhores que a malha tetraédrica.

A Figura 6.6 apresenta a mesma comparação de malhas que foi apresentada na Fig. 6.5. Porém para este caso foi utilizado o modelo de turbulência RSM para análise das variações de temperatura na saída de ar do TCSA.

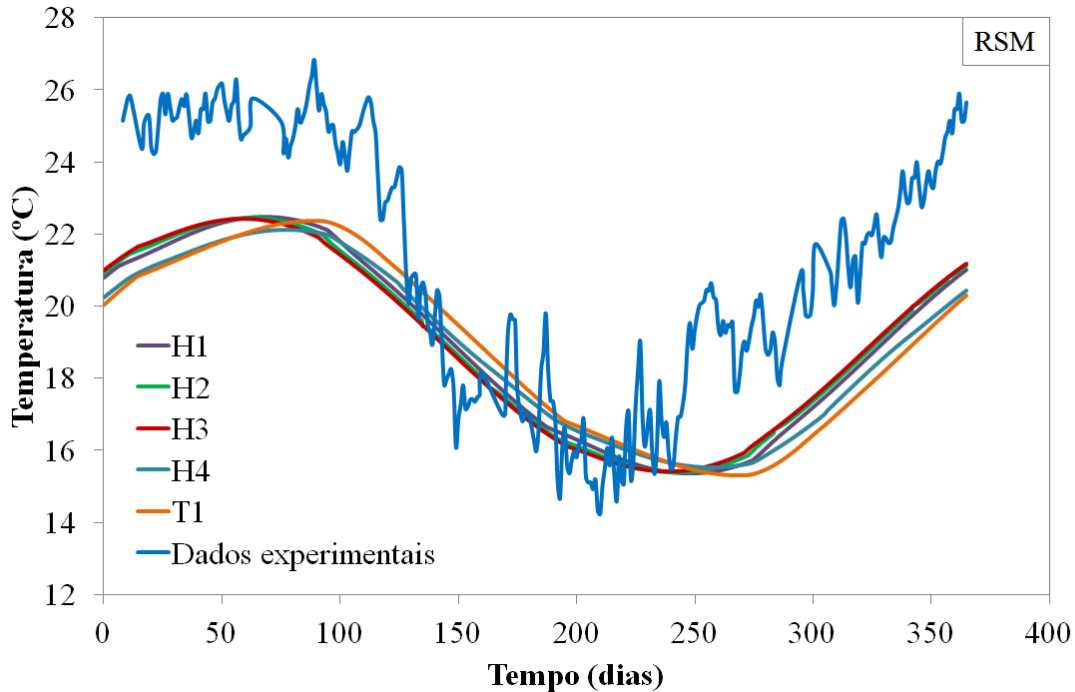


Figura 6.6. Comparação de diferentes malhas para solução com modelo RSM.

Observou-se que para este caso todas as malhas apresentaram resultados muito próximos. Além disso, houve uma dispersão maior das curvas para a modelagem RSM do que para a modelagem $k-\epsilon$. Mesmo a malha H4 que conduziu ao pior resultado entre as malhas hexaédricas teve um resultado ligeiramente superior à malha tetraédrica.

Para as simulações com LES não existe independência de malha, uma vez que o modelo submalha depende do volume finito empregado na discretização. Em função disso, tem se recomendado na literatura (Dos Santos et al., 2011; Gupta et al., 2009) que a menor dimensão de malha seja definida em função de um parâmetro denominado número de onda de corte mínimo, que é definido por:

$$k_{c,min} = \frac{\pi}{\Delta x_{min}} \quad (6.1)$$

Para as malhas H1 e H4 os valores para o número de onda de corte mínimo k_c estão fora da faixa recomendada na literatura ($500 \text{ m}^{-1} \leq k_{c,min} \leq 800 \text{ m}^{-1}$) (Dos Santos et al., 2011).

Isso significa que a partir de um determinado refinamento de malha os resultados para LES não apresentam avanços, pois o corte está sendo realizado na região de dissipação da energia cinética da turbulência e o modelo não funciona adequadamente. Para discretizações grosseiras a modelagem passa a ser realizada nas grandes escalas, que tendem a ter um comportamento anisotrópico. Uma vez que o modelo é adequado a escalas com comportamento isotrópico, há previsões inadequadas para malhas grosseiras. No caso da malha T1, o resultado obtido com a mesma será apresentado para fins de comparação devido a ser a única malha tetraédrica com maior refinamento no duto apresentada neste trabalho.

A Figura 6.7 mostra a comparação das malhas H2, H3 e T1 com os dados experimentais utilizando para simulação numérica o modelo de turbulência LES para predição do comportamento térmico do TCSA. Através da Figura 6.7 pode ser visto que todos os resultados foram concordantes com os dados experimentais. Porém, houve um incremento significativo das soluções obtidas com as malhas H2 e H3 em comparação com a malha tetraédrica T1. Os resultados obtidos com LES foram especialmente concordantes na faixa $150 \text{ dias} \leq \text{Tempo} \leq 365 \text{ dias}$. Inclusive nessa faixa as malhas hexaédricas apresentaram uma diferença máxima de $2,8^\circ\text{C}$ e uma diferença média de $1,1^\circ\text{C}$ em comparação aos dados experimentais. A malha tetraédrica apresentou uma diferença máxima de $4,0^\circ\text{C}$ e uma diferença média de $2,2^\circ\text{C}$ em comparação aos mesmos.

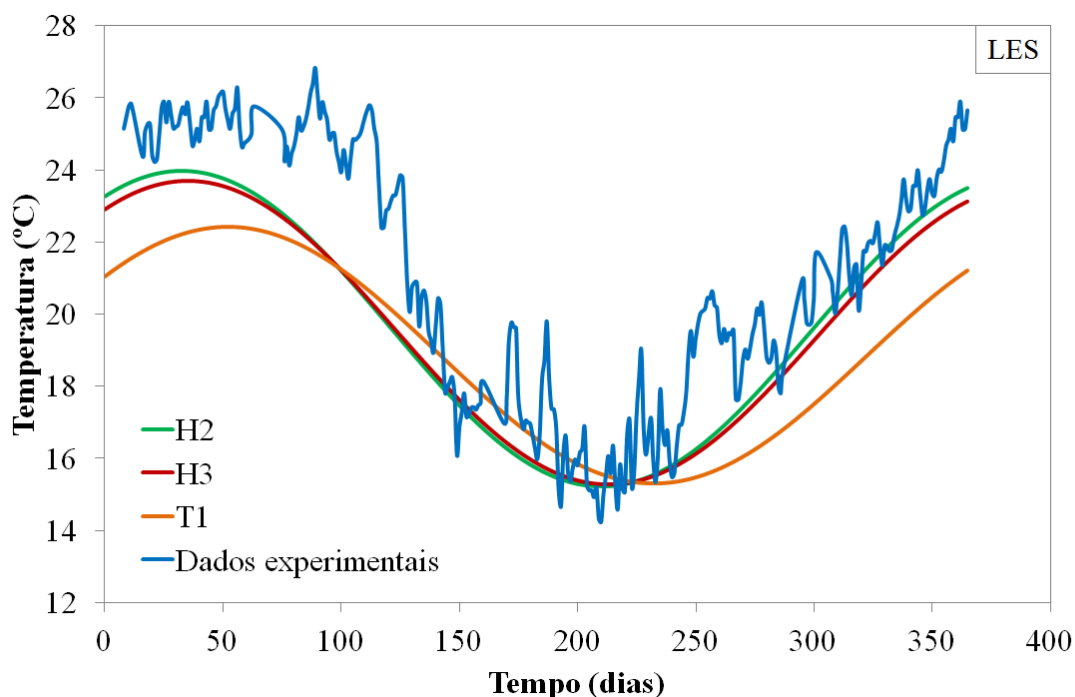


Figura 6.7. Comparação de diferentes malhas para solução com LES.

A Tabela 6.3 mostra a comparação das temperaturas de saída do duto no dia 359 das malhas em estudo com o dado experimental, a fim de exemplificar a diferença na predição das malhas. Essa diferença é calculada, e.g., $\text{Dif (\%)} = 100 * (T_{\text{exp}} - T_{\text{num}}) / (T_{\text{exp}})$.

Tabela 6.3: Comparação entre a Temperatura de saída das malhas com LES e solução experimental.

Solução	Temperatura de saída das malhas com LES e da solução experimental	
	T_{sai} - saída do duto (°C)	Diferença (%)
Experimental	24,78	-----
H2	23,27	6,0
H3	22,86	7,7
T1	20,94	15,5

Observou-se que comparado aos dados experimentais às malhas H2 e H3 apresentaram diferenças na temperatura de saída de 1,5°C e 1,9°C, respectivamente, o que implica num resultado muito satisfatório comparado a malha T1 que apresentou uma diferença de 3,8°C. Além disso, os resultados obtidos com a malha H2 foram 9,5% melhores do que os obtidos com a malha T1. Isso indica a eficácia das malhas hexaédricas comparada às tetraédricas quando utilizado o modelo de turbulência LES.

Os resultados numéricos obtidos com a malha H2 foram ligeiramente superiores aos obtidos com os numéricos de Vaz (2011) e Brum (2013), com domínio completo e o modelo simplificado, respectivamente. Consequentemente, o emprego de LES para um domínio completo ou simplificado pode conduzir a resultados ainda mais satisfatórios do que o obtido aqui. Vale destacar que, isso não foi realizado no presente estudo devido ao elevado esforço computacional requerido nas simulações com LES.

6.4. Comparação entre diferentes Modelos de Turbulência

Nesta seção será apresentada a comparação entre diferentes modelos de turbulência para malha hexaédrica H2 e para malha tetraédrica T1. A Figura 6.8 mostra a comparação dos resultados obtidos com os modelos de turbulência $k-\varepsilon$, RSM e LES para malha H2.

Verifica-se que os resultados obtidos no âmbito da modelagem URANS, i.e., modelos $k-\varepsilon$, RSM apresentaram soluções muito semelhantes entre si e com diferença máxima de aproximadamente 2,4°C a solução com modelo LES para malha H2. No entanto, comparando os resultados dos modelos URANS e LES com os dados experimentais observa-se que a

solução obtida com o modelo LES apresenta resultados mais próximos dos dados experimentais. Isso mostra que o modelo LES quando utilizado para malha H2 apresenta uma predição qualitativamente e quantitativamente satisfatória. Apesar da melhora nos resultados encontrados com LES, o seu esforço computacional é sensivelmente superior ao requerido com os modelos URANS. Nesta comparação, o tempo de processamento obtido com LES, e os modelos RSM e $k - \varepsilon$ para a malha H2 são apresentados na Tab. 6.4. Pode ser visto que a simulação com LES requer um esforço computacional aproximadamente 35 e 27 vezes superior ao requerido com os modelos $k - \varepsilon$ e RSM, respectivamente.

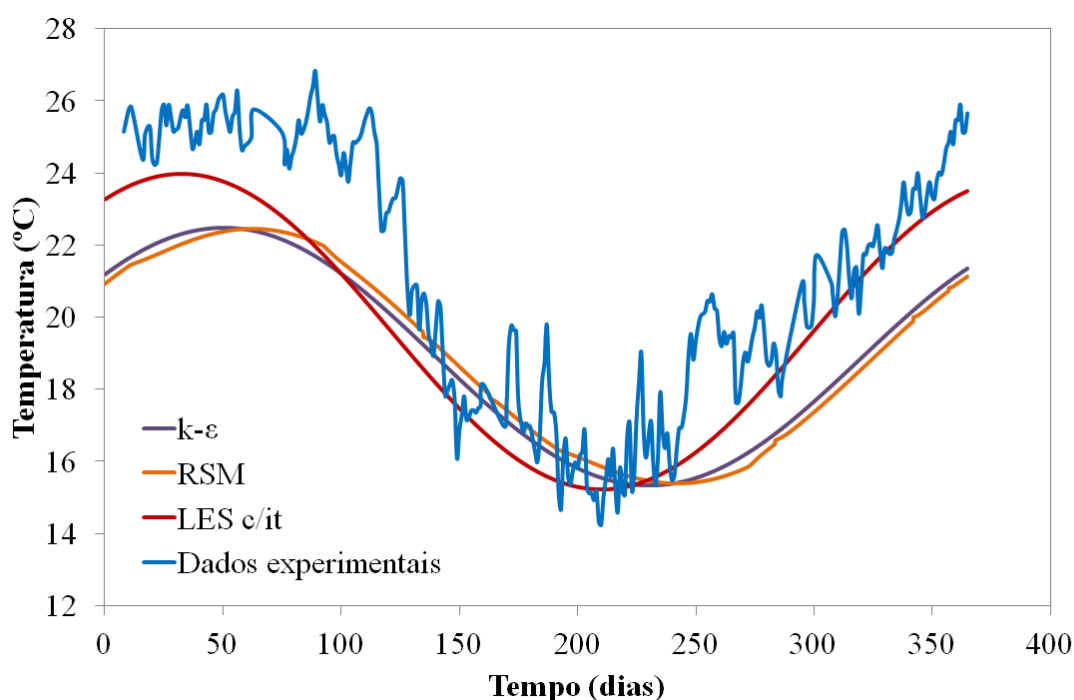


Figura 6.8 – Comparação entre os diferentes modelos de turbulência para a malha H2.

Tabela 6.4: Tempo de simulação dos modelos de turbulência para malha H2.

Modelo	Tempo de simulação dos modelos de turbulência	
	Tempo de processamento (s)	Diferença (%)
$k - \varepsilon$	39600	-----
RSM	50400	27,3
Les_c/it	1382400	3390,9

De uma forma geral, os resultados indicam que o LES com uma malha hexaédrica adequadamente refinada (na faixa de discretização recomendada pela literatura) pode ser empregado para a obtenção de soluções “benchmark”, especialmente em situações onde não

se tenha possibilidade ou viabilidade técnica de obtenção de resultados experimentais. Contudo, para o projeto térmico de TCSA em situações reais a abordagem não é a mais recomendada devido ao seu enorme esforço computacional.

A fim de ilustrar a influência das diferentes abordagens da turbulência sobre o comportamento térmico em todo o domínio computacional (solo e duto) as Figs. 6.9 e 6.10 apresentam as distribuições do campo de temperaturas para um dia típico de verão da instalação de trocador de calor solo-ar para malha H2 com o modelo RSM e LES, respectivamente. Para facilitar a visualização dos perfis de temperatura foram feitos um corte na vertical Fig. 6.9 (a) e 6.10 (a) e um corte na horizontal Fig. 6.9 (b) e 6.10 (b), ambos passando exatamente no centro do duto.

É possível observar nas Figs. 6.9 e 6.10 que para as predições com o modelo RSM o fluido entra aquecido no duto e sofre um resfriamento em um curto intervalo de espaço, enquanto nas simulações com LES o resfriamento é mais gradual. Isso ocorre devido às diferenças nas predições dos perfis de temperaturas ao longo da direção radial (principalmente na região da parede) e pela estimativa no desenvolvimento da camada limite térmica no duto. Também foi claramente observado que para a simulação com RSM a temperatura do escoamento está em equilíbrio com a temperatura do solo na saída do duto, enquanto com LES ainda seria necessário uma maior porção de solo para que o equilíbrio fosse atingido. Essas análises são coerentes com os resultados apresentados na Fig. 6.8, o que mostra que o modelo LES apresenta resultados mais próximos da realidade e que os modelos URANS amortecem a distribuição espacial do campo de temperaturas, o que também leva a uma suavização na distribuição do potencial térmico em função do tempo.

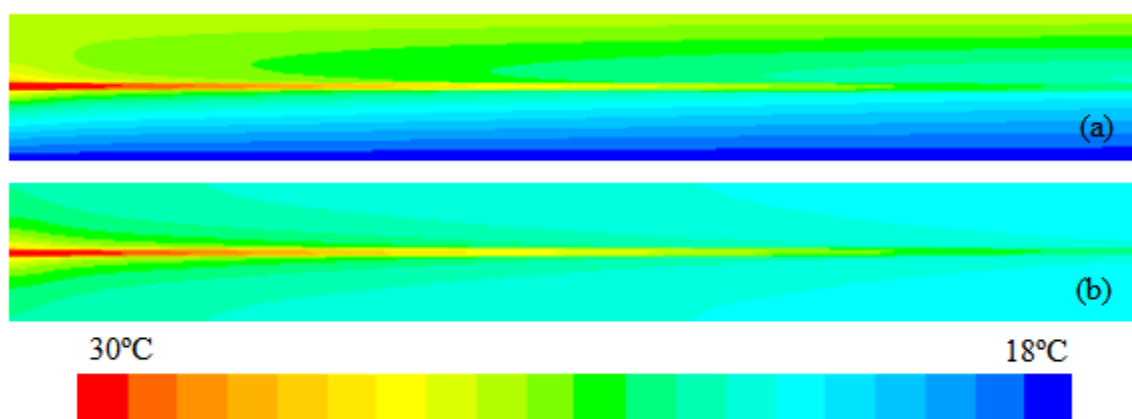


Figura 6.9: Comportamento térmico do TCSA (verão) com modelo RSM para malha H2:
a) corte vertical e b) corte horizontal.

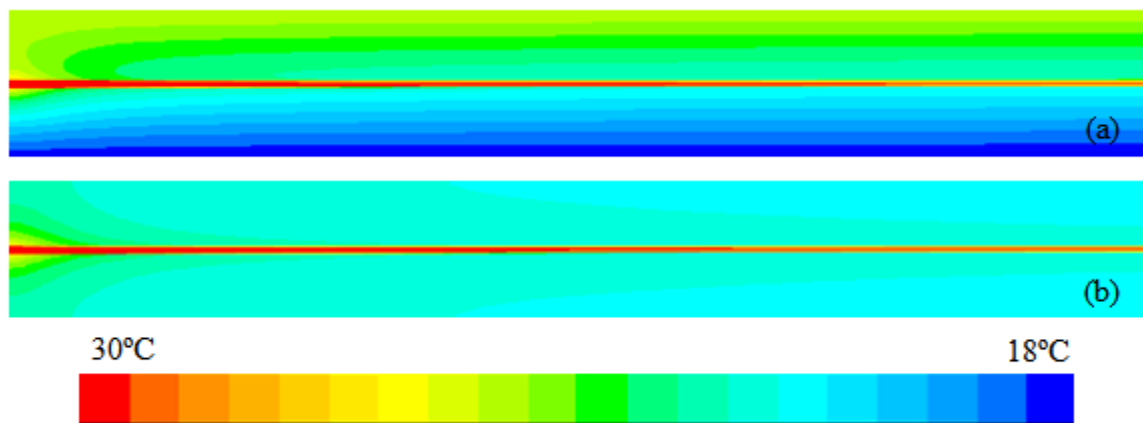


Figura 6.10: Comportamento térmico do TCSA (verão) com modelo LES para malha H2.

A Figura 6.11 apresenta os campos de temperaturas da saída de ar do TCSA simulados com os mesmos modelos de turbulência da Fig. 6.8 para malha T1.

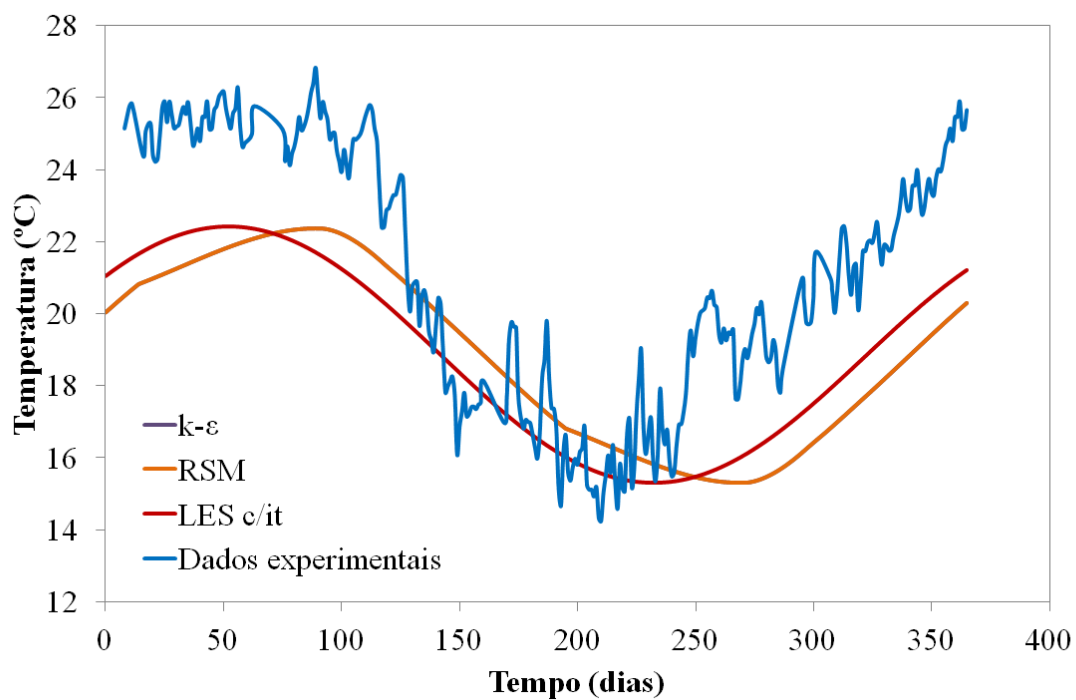


Figura 6.11 – Comparação entre os diferentes modelos de turbulência para a malha T1.

Observa-se na Fig. 6.11 que para os modelos $k-\epsilon$ e RSM as soluções foram praticamente idênticas em comparação ao LES. Além disso, os resultados obtidos com os modelos URANS e LES para malha d/5 são muito semelhantes ao obtido com a malha T1 utilizando LES. Dessa forma, verifica-se que para malhas tetraédricas um maior refinamento de malha não conduz a melhoras sensíveis nos resultados.

7. CONCLUSÕES E PROPOSTAS DE CONTINUIDADE

No presente trabalho foi proposto um estudo numérico em TCSA com duto retilíneo utilizando para modelagem computacional o modelo reduzido de Brum (2013) e Brum et al. (2013). Esse estudo consistiu em comparar diferentes malhas hexaédricas e tetraédricas com diferentes modelos de turbulência no âmbito da modelagem URANS e LES a fim de obter resultados mais próximos dos dados experimentais de Vaz (2011) e assim obter novas recomendações para a modelagem computacional de TCSA.

Os resultados obtidos para malha d/5 comparando as soluções com os modelos de acoplamento pressão-velocidade *Coupled* e SIMPLEC foram concordantes, viabilizando o uso do modelo SIMPLEC em estudos de TCSA com malhas hexaédricas e tetraédricas.

Os resultados mostraram que todas as malhas utilizando modelos URANS apresentaram soluções concordantes entre si e com uma tendência semelhante à obtida nos resultados experimentais de Vaz (2011). No entanto as malhas hexaédricas utilizando o modelo $k-\epsilon$ foram ligeiramente melhores que a malha tetraédrica T1.

Os resultados também indicaram que para as malhas tetraédricas (tanto d/5 quanto T1) não houve diferenças significativas entre os resultados obtidos com URANS e LES. Dessa forma, para a análise de TCSA com geometrias complexas, onde possa ser requerido o emprego de malhas tetraédricas, recomenda-se o uso de modelos URANS, visto que o esforço computacional nestes é sensivelmente inferior ao requerido em LES. Vale destacar que diferenças de até 30 vezes foram observados no tempo de processamento entre LES e URANS. No âmbito da modelagem URANS, os modelos $k-\omega$ e Spalart Allmaras conduziram ao menor esforço computacional com resultados concordantes com os demais modelos, sendo recomendados para aplicação em TCSA com dutos retos. Para outras geometrias novos estudos devem ser realizados.

Para o emprego das malhas hexaédricas, os resultados mostraram que o modelo LES com as malhas H2 e H3 (em faixas de discretização recomendadas na literatura) conduziram a previsões muito satisfatórias em comparação com os resultados experimentais. Mais precisamente, o emprego das malhas H2 e H3 com LES conduziram a um incremento de 9,5% em comparação com a malha tetraédrica mais refinada (T1). Os resultados obtidos com LES para as malhas hexaédricas foram melhores que os resultados obtidos com URANS. Diante do exposto, os resultados indicaram que é possível empregar o LES para a solução de TCSA com o objetivo de balizar outros modelos de turbulência URANS em situações onde não se tenha

viabilidade de obter soluções experimentais. Para o projeto térmico de dispositivos reais essa abordagem ainda não é recomendada devido ao seu elevado esforço computacional.

Para finalizar, foram comparados os campos de temperaturas obtidos com LES e RSM (URANS). Os resultados indicaram que as diferenças nos campos de temperaturas não foram apenas pontuais na saída do duto, mas sim em todo o domínio do escoamento, bem como no solo. Para o caso estudado, o URANS subestimou as variações dos campos de temperatura no espaço e no tempo.

Como propostas de continuidade para este trabalho são sugeridas as seguintes aplicações em TCSA:

- Avaliar casos com malhas tetraédricas e hexaédricas para um TCSA com geometria complexa, utilizando as modelagens URANS e LES;
- Definir novas discretizações espaciais em malhas tetraédricas e hexaédricas para avaliar a influencia das novas malhas em aplicações de TCSA.
- Utilizar outras variações de modelos URANS como: $k-\varepsilon$ (*realizable* e RNG) e $k-\omega$ - SST e a modelagem DNS para simular TCSA em geometria simples (duto reto) e complexa, a fim de verificar a influência desses modelos no comportamento térmico do TCSA.
- Empregar em trabalhos na literatura referente à TCSA o refinamento de malha obtido com a malha H2 utilizando o modelo LES com o propósito de obter resultados ainda mais próximos dos dados experimentais de Vaz (2011).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABINEE, GRUPO SETORIAL DE SISTEMAS FOTOVOLTAICOS. **Proposta para Inserção da Energia Solar Fotovoltaica na Matriz Elétrica Brasileira.** Associação Brasileira da Indústria Elétrica e Eletrônica. 174p. 2012.

ANSYS, **Guia do usuário do FLUENT**, tech. re., version 6.3.16, 2007.

ARAUJO, F. N. **Modelagem da turbulência aplicada ao escoamento sobre uma placa plana inclinada.** Dissertação de Mestrado, Instituto Militar de Engenharia, Curso de Mestrado em Engenharia Mecânica, RJ, Rio de Janeiro, 2012.

BEJAN, A. **Convection Heat Transfer**, John Willey, Durham, USA, 2004.

BRASIL JR, C. P. A. **Turbulência**, Volume I, Editores: Silva Freire, A. P., Menut, P. P. M., Su, J., Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, Rio de Janeiro, Brasil, 2002.

BRITO, R. F. **Simulação de grandes escalas de escoamentos turbulentos não-isotérmicos usando o método de elementos finitos.** Tese de Doutorado, Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, Brasil, 2005.

BRUM, R., ROCHA, L. A., VAZ, J., DOS SANTOS, E. D., ISOLDI, L. A. **Development of simplified numerical model for evaluation of the influence of soil-air heat exchanger installation depth over its thermal potential.** International Journal of Advanced Renewable Energy Research, vol. 1, n. 9, pp. 505-514, 2012.

BRUM, R. **Modelagem computacional de trocadores de calor solo-ar.** Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande (FURG), Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional, Rio Grande, RS, Brasil, 2013.

BRUM, R., ROCHA, L. A., VAZ, J., DOS SANTOS, E. D., ISOLDI, L. A. **A new computational modeling to predict the behavior of Earth-Air Heat Exchangers.** Energy and Buildings, n. 64, pp. 395-402, 2013.

CLARK, R. A., FERZIGER, J. H., REYNOLDS, W. C. **Evaluation of Sub-Grid Scale Turbulence Models Using an Accurately Simulated Turbulent Flow.** J. Fluid Mech., vol. 91, pp. 1-16, 1979.

DEARDORFF, J. M. **A Numerical Study of Three-dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Number.** J. Fluid Mech., vol. 41, pp. 453-480, 1970.

DESCHAMPS, C. J. **Turbulência**, Volume I, Editores: Silva Freire, A. P., Menut, P. P. M., Su, J., Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, Rio de Janeiro, Brasil, 2002.

DONG, J., WANG, X., TU, J. **Numerical research about the internal flow of steam-jet vacuum pump: evaluation of turbulence models and determination of the shock-mixing layer,** Physics Procedia, n.32, pp. 614-322, 2012.

DOS SANTOS, E. D. **Análise numérica de escoamentos turbulentos não reativos com transferência de calor por convecção e radiação térmica em meios participantes**. Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS), Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Porto Alegre, RS, Brasil, 2011.

DOS SANTOS, E. D., PICOLLI, G. L., PETRY, A. P., FRANÇA, F. H. R. **Analysis of mixed convection in transient laminar and turbulent flows in driven cavities**. Int J. Heat Mass Transfer, vol. 54, pp. 4585-4595, 2011.

FAROUKI, O. T. **Thermal Properties of Soils**. Series on Rock and Soil Mechanics, vol. 11, 136p. 1986.

FINDIKAKIS, A. N., STREET, R. L. **Mathematical Description of Turbulent Flows**. J. Hydraul. Div., ASCE, vol. 108, pp. 887-903, 1982.

FONTELLA, C. R. F. **Análise numérica do escoamento turbulento em área urbana empregando simulação de grandes escalas**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS), Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Porto Alegre, RS, Brasil, 2014.

GERMANO, M., PIOMELLI, U., MOIN, P., CABOT, W. H. **A Dynamic Sub-grid-scale Eddy Viscosity Model**. Phys. Fluids, vol. 3A, pp. 1760-1765, 1991.

GOLDEMBERG J. **Pesquisa e Desenvolvimento na área de energia**. Setembro, 2000. Disponível em: <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0102-88392000000300014> Acesso em 05 de fevereiro de 2014.

GUPTA, A., MODEST M. F., HAWORTH D. C. **Large – Eddy simulation of turbulence – radiation interactions in a turbulent planar channel flow**. J Heat Transf, vol. 131, pp. 061704-1 – 061704-8, 2009.

HOLLMULLER, P., LACHAL, B. **Cooling and preheating with buried pipe systems: monitoring, simulation and economic aspects**. Energy and Buildings, vol. 33, pp. 509-518, 2001.

INCROPERA, F. P., DEWITT, D. P., BERGMAN, T. L., LAVINE, A. S., **Fundamentos de Transferência de Calor e Massa**, LTC Livros Técnicos e Científicos, editora Ltda, Rio de Janeiro, 6 ed., 2008.

JONES, W. P., PAUL, M. C. **Combination of DOM with LES in a Gas Turbine Combustor**. Int. J. Eng. Science, vol. 43, pp. 379-397, 2005.

KASAGI, N., IIDA, O. **Progress in Direct Numerical Simulation of Turbulent Heat Transfer**, Proceedings of the 5th ASME/JSME Joint Thermal Engineering Conference, San Diego, USA, pp. 1-17, 1999.

KIPPER, R. **Análise Numérica de Trocadores de Calor Solo-Ar para Diferentes Configurações de Instalação**. Trabalho de Conclusão do curso de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio Grande (FURG), Escola de Engenharia, Rio Grande, RS, Brasil, 2014.

KOLMOGOROV, A. N. **Equations of turbulent motion in an incompressible fluid.** Izv. Akad. Nauk. SSSR, pp. 56-58, 1942.

LAUNDER, B. E., SPALDING, D. B. **Lectures in Mathematical Models of Turbulence.** London: Academic Press, 1972.

LEONARD, A. **Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows.** Adv. Geophys, vol. 18A, pp. 237-248, 1974.

LILLY, D. K. **A Proposed Modification of the Germano Subgrid-scale Closure Method.** Phys. Fluids, vol. 4A, pp. 633-635, 1992.

LESIEUR, M., MÉTAIS, O., COMTE, P. **Large-Eddy Simulations of Turbulence,** Cambridge, New York, 2005.

LIN, W. C., FERNG, Y. M., CHIENG, C. C. **Numerical computations on flow and heat transfer characteristics of a helically coiled heat exchanger using different turbulence models.** Nuclear Engineering and Design, n. 263, pp. 77-86, 2013.

MALISKA, C. R. **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacionais,** LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 2 ed., Rio de Janeiro, 2010.

MARTINEZ, D. M. V. **Transição à Turbulência na Camada de Mistura Estavelmente Estratificada utilizando Simulação Numérica Direta e Simulação de Grandes Escalas.** Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Porto Alegre, RS, Brasil, 2006.

MIHALAKAKOU, G., SANTAMOURIS, M., ASIMAKOPOULOS, D. N., PAPANIKOLAOU, N. **Impacto of ground cover on the efficiencies of Earth-to-air heat exchangers,** Applied Energy, vol. 48, pp. 19-32, 1994.

MIMOSO, J. M. **Transmissão de Calor: Bases Teóricas para aplicação à Térmica de Edifícios.** Lisboa: LNEC, 1987.

MISRA, R., BANSAL, V., AGRAWAL, G. D., MATHUR, J., ASERI, T. K. **CFD analysis based parametric study of derating factor for earth air tunnel heat exchanger,** Applied Energy, n. 103, pp. 266–277, 2013.

NALLASAMY, M. **Turbulence Models and their applications to the prediction of internal flows: a review.** Computers & Fluids, vol. 15, 2 ed., pp. 151-194, 1987.

OLIVEIRA JR, J. A. **Desenvolvimento de um sistema dinâmico dos fluidos computacional empregando o método de elementos finitos e técnicas de alto desempenho.** Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Porto Alegre, RS, Brasil, 2006.

PATANKAR, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow,** Mc Graw-Hill, New York, USA, 1980.

PETRY, A. P. **Análise numérica de escoamentos turbulentos tridimensionais empregando p método de elementos finitos e simulação de grandes escalas.** Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Porto Alegre, RS, Brasil, 2002.

PIOMELLI, U., CABOT, W. H., MOIN, P., LEE, S. **Subgrid-scale Backscatter in Turbulent and Transitional flows.** Phys. Fluids A, vol. 3, pp. 1766-1771, 1991.

PIOMELLI, U. **Large-Eddy Simulation: Achievements and Challenges.** Progress in Aerospace Sciences, vol. 35, pp. 335-362, 1999.

Pope, S. B. **Turbulent Flows,** Cambridge University Press, New York, USA, 2008.

REZENDE, A. L. T. **Análise numérica da bolha de separação do escoamento turbulento sobre placa plana fina inclinada.** Tese de Doutorado, Pontifícia Universidade Católica, Departamento de Engenharia Mecânica, Rio de Janeiro, RS, Brasil, 2009.

RODI, W. **DNS and LES of some engineering flows.** Fluid Dynamics Research, vol. 38, pp. 145-173, 2004.

RODRIGUES, M. K. **Modelagem computacional aplicada à melhoria do desempenho térmico de trocador de calor solo-ar através do método Constructal Design.** Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande (FURG), Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional, Rio Grande, RS, Brasil, 2014.

ROGALO, R. S., MOIN, P. **Numerical Simulation of Turbulent Flows.** Ann. Rev. Fluid Mech., vol. 16, pp. 99-137, 1984.

SAUGAT, P. **Large eddy simulation for incompressible flows, an introduction.** Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Germany, 2006.

SCHLICHTING, H. **Boundary-layer Theory,** Mc Graw-Hill, New York, 1979.

SILVA, R. **Energias Renováveis.** Directory of Open Acces Journals (DOAJ), vol 1(1), pp. 35-42, 2010.

SILVA FREIRE, A. P., CRUZ, D. O. A. **Turbulência.** Volume I, Editores: SILVA FREIRE, A. P., MENUT, P. P. M., SU, J., Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, Rio de Janeiro, Brasil, 2002.

SILVEIRA NETO, A., GRAND, D., MÉTAIS, O., LESIEUR, M. **A Numerical Investigation of the Coherent Vortices in Turbulence Behind a Backward-Facing Step.** J. Fluid Mech., vol. 256, pp. 1-25, 1993.

SILVEIRA NETO, A., MANSUR, S. S., SILVESTRINI, J. M. **Equações da Turbulência: Média versus filtragem.** In Anais da 3ª Escola de Turbulência. SC, Florianópolis, 2002.

SILVEIRA NETO, A. **Simulação de Grandes Escalas de Escoamentos Turbulentos.** In: Coleção Cadernos de Turbulência. Associação Brasileira de Ciências Mecânicas-ABCM. Rio de Janeiro. Vol. 1, Cap. 4, pp. 159-190, 2002b.

SILVESTRINI, J. H. **Simulação Numérica Direta e de Grandes Escalas de Escoamentos Transicionais e Turbulentos**. In: Coleção Cadernos de Turbulência. Associação Brasileira de Ciências Mecânicas – ABCM, Rio de Janeiro, vol. 2, pp. 1-81, 2003.

SMAGORINSK, J. **General circulation experiments with the primitive equations**. I. The basic experiment, Mon. Weather Rev., vol. 91, pp. 99-164, 1963.

SPALART, P. R., ALLMARAS, S. A. **One Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows**. Technical Report AIAA, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1992.

TIRADENTES, A. A. R. **Uso da energia solar para geração de eletricidade e para aquecimento de água**. Monografia apresentada ao Departamento de Energia, Universidade Federal de Lavras – UFLA, Programa de Pós-Graduação em Fontes Alternativas de Energia – FAE, Lavras, MG, Brasil, 2007.

VAZ, J. **Estudo experimental e numérico sobre o uso do solo como reservatório de energia para o aquecimento e resfriamento de ambientes edificadas**. PhD tese, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS), Porto Alegre, RS, Brasil, 2011.

VAZ, J., SATTLER, M. A., DOS SANTOS, E. D., ISOLDI, L. A. **Experimental and numerical analysis of an earth-air heat exchanger**, Energy and Buildings, n. 43, pp. 2476-2482, 2011.

VAZ, J., SATTLER, M. A., BRUM, R. S., DOS SANTOS, E. D., ISOLDI, L. A. **An experimental study on the use of earth-Air heat exchangers (EAHE)**. Energy and Buildings, n. 72, pp. 122-131, 2014.

VERSTEEG, H. K., MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics: the Finite Volume Method**. England, 2 ed., Pearson Education, 2007.

WANG, L., DONG, Y., LU, X. **An Investigation of Turbulent Open Channel Flow With Heat Transfer by Large Eddy Simulation**. Computers & Fluids, vol. 34, pp. 23-47, 2005.

WILCOX, D. C. **Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Scale Models**. AIAA Journal vol. 26, pp. 1299-1310, 1988.

WILCOX, D. C. **Turbulence Modeling for CFD**. California: DCW Industries, 3 ed., 522p. 1998.

WILCOX, D. C. **Turbulence modeling for CFD**. DCW Industries, USA, 2002.

WU, H., WANG, S., ZHU, D. **Modelling and evaluation of cooling capacity of earth-air-pipe systems**. Energy Conversion and Management, vol. 48, pp. 1462-1471, 2007.

ANEXO I

Código utilizado para as condições de contorno de temperatura para as superfícies superior e inferior do solo e para entrada de ar no duto.

```

/*      This UDF file creates a time dependent boundary condition for
temperature*/
/*      I used it to include time dependent temperature boundary condidion
(T(t))*/

#include "udf.h"

DEFINE_PROFILE(BC_air, thread, position)
{
    face_t f;
    real t = CURRENT_TIME;
    real T0 = 293.4967;
    real theta = 5.6635;
    real omega = 2.0629e-7;

    begin_f_loop(f, thread)
    {
        F_PROFILE(f, thread, position) = T0 + theta*sin((omega*t)-(5.3045));
    }
    end_f_loop(f, thread)
};
/*UDF do solo a 0p6m de profundidade*/

DEFINE_PROFILE(BC_ground_0p6mprof, thread, position)
{
    face_t f;
    real t = CURRENT_TIME;
    real T0 = 291.628;
    real theta = -4.8887;
    real omega = 2.004e-7;

    begin_f_loop(f, thread)
    {
        F_PROFILE(f, thread, position) = T0 + theta*sin((omega*t)-(2.313));
    }
    end_f_loop(f, thread)
};

/*UDF do solo a 2p6m de profundidade*/

DEFINE_PROFILE(BC_ground_2p6mprof, thread, position)
{
    face_t f;
    real t = CURRENT_TIME;
    real T0 = 291.6615;
    real theta = 2.25;
    real omega = 2.01e-7;

    begin_f_loop(f, thread)
    {

```

```
        F_PROFILE(f, thread, position) = T0 + theta*sin((omega*t)+(0.01557));  
    }  
    end_f_loop(f, thread)  
};
```

ANEXO II - TUTORIAL GAMBIT PARA MALHA HEXAÉDRICA (H2) EM TROCADOR DE CALOR SOLO-AR



Universidade Federal do Rio Grande
Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional
Construção de uma malha hexaédrica em TCSA
Mestranda: Juliane Gabina Ferraz



Logo abaixo segue um breve tutorial com o propósito de facilitar ao usuário a criação de uma malha hexaédrica em trocador de calor solo-ar. A Figura AII1 ilustra a janela de abertura do software GAMBIT, onde deve ser selecionado um diretório de trabalho.

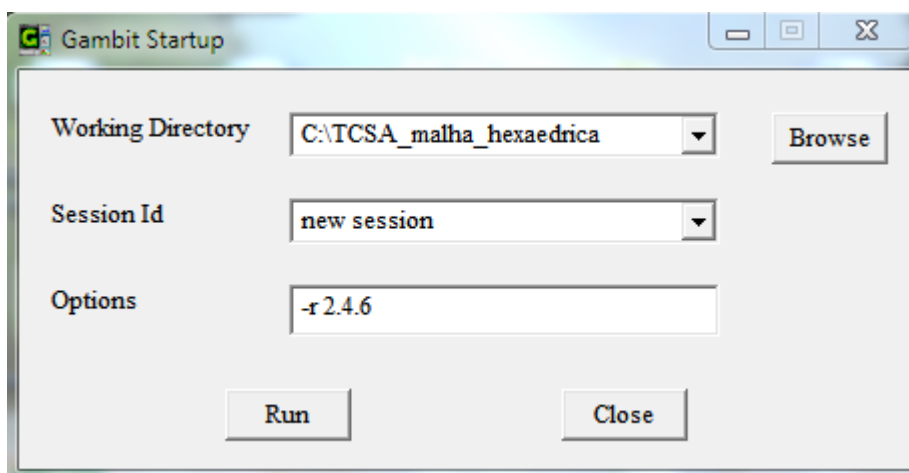


Figura AII1: Seleção da pasta de trabalho.

Na Tabela AII1 são apresentados os pontos para criar a secção transversal do duto. Na Figura AII2 pode se ver a criação desses pontos.

Tabela AII1: Pontos para criação do duto.

Duto			
Pontos	x	y	z
P1	0	0	0
P2	0,055	0	0
P3	0	0,055	0
P4	-0,055	0	0
P5	0	-0,055	0

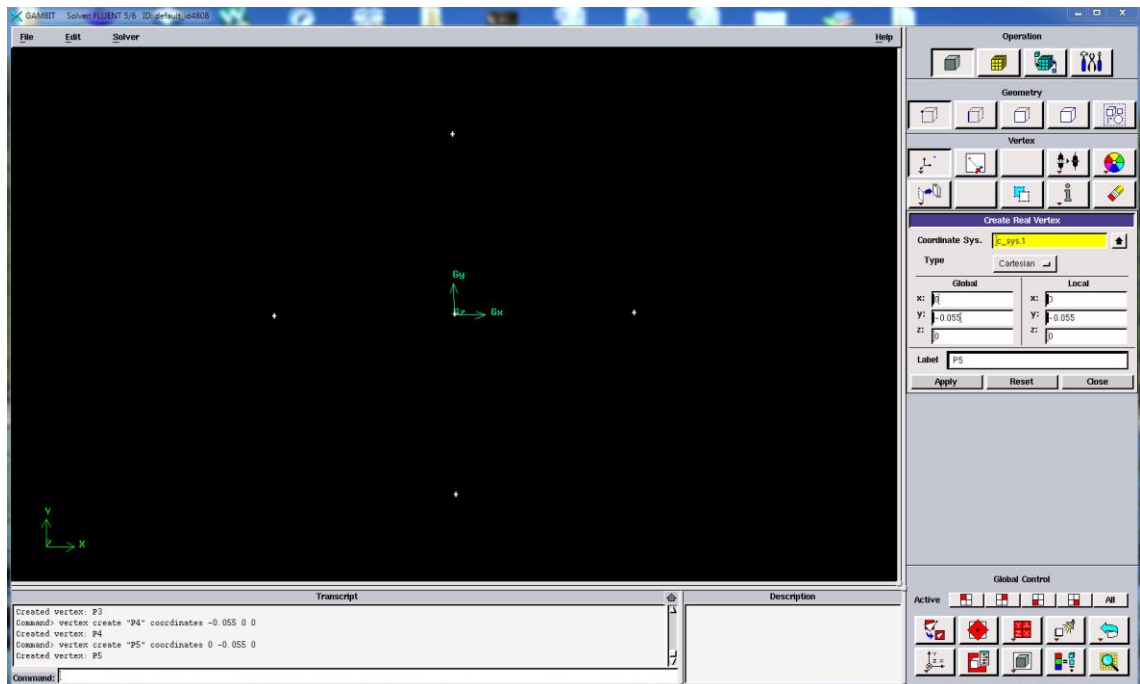


Figura AII2: Criação dos pontos do duto.

Na Tabela AII2 são apresentados os pontos para criar a secção transversal do solo. Na Figura AII3 pode ser visto a criação desses pontos.

Tabela AII2: Pontos para criação do solo.

Solo			
Pontos	x	y	z
P6	-1	-1	0
P7	0	-1	0
P8	1	-1	0
P9	1	0	0
P10	1	1	0
P11	0	1	0
P12	-1	1	0
P13	-1	0	0

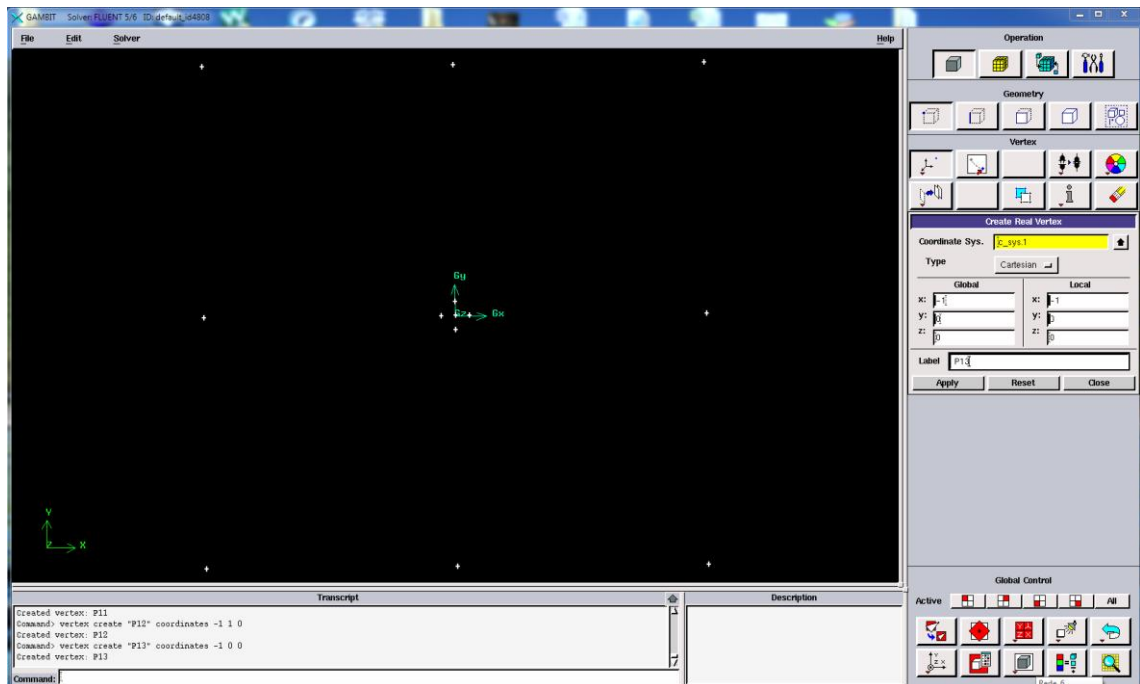


Figura AII3: Criação dos pontos do solo.

Na Tabela AII3 são apresentados os pontos para criar as linhas da secção transversal do duto. Na Figura AII4 pode se visto a criação dessas linhas.

Tabela AII3: Linhas para criação do duto.

Linhas	Pontos
L1	P1, P2
L2	P1, P3
L3	P1, P4
L4	P1, P5

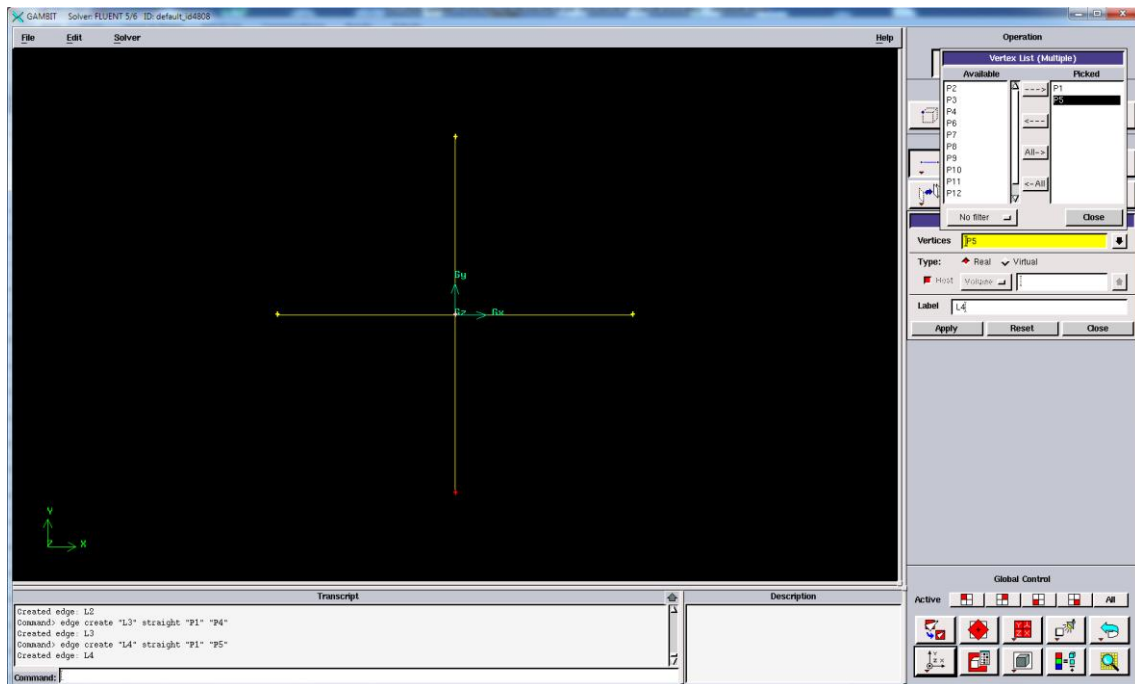


Figura AII4: Criação das linhas do duto.

Na Tabela AII4 são apresentados os pontos para criar as linhas da secção transversal do solo. Na Figura AII5 pode se visto a criação dessas linhas.

Tabela AII4: Linhas para criação do solo.

Linhas	Pontos
L5	P2, P9
L6	P3, P11
L7	P4, P13
L8	P5, P7
L9	P6, P7
L10	P7, P8
L11	P8, P9
L12	P9, P10
L13	P10, P11
L14	P11, P12
L15	P12, P13
L16	P13, P6

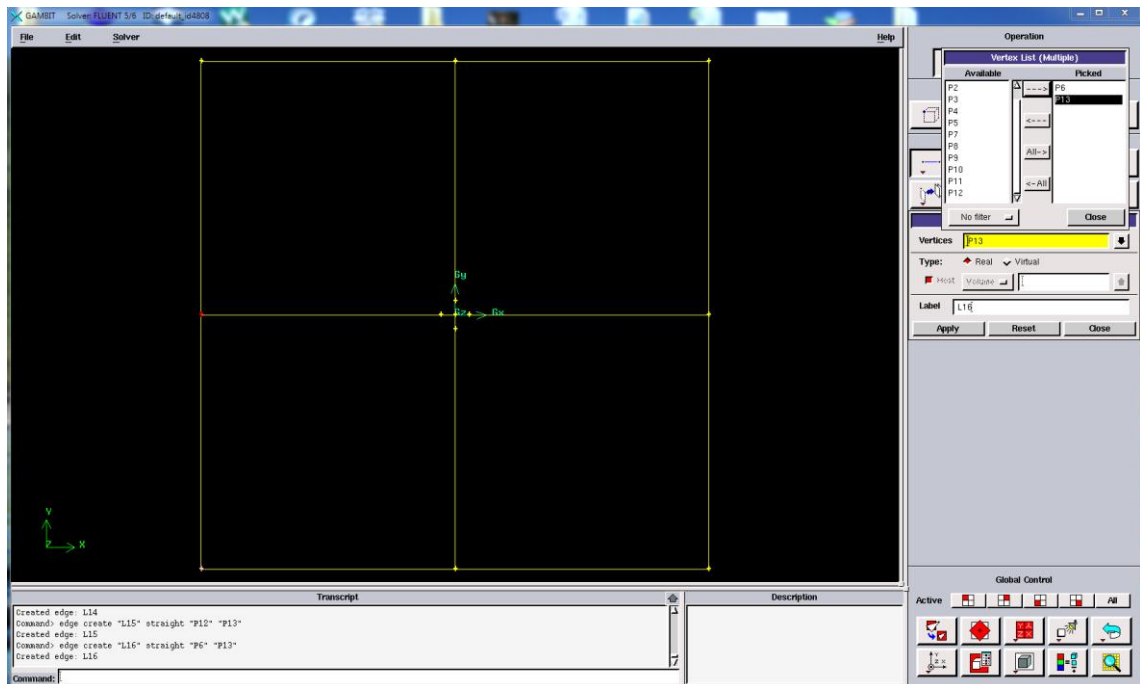


Figura AII5: Criação das linhas do solo.

Na Tabela AII5 são apresentados os pontos para criar os arcos da secção transversal do duto. Na Figura AII6 pode se visto a criação desses arcos.

Tabela AII5: Pontos para criação dos arcos no duto.

Arcos	Pontos
C1	P1, P2, P3
C2	P1, P3, P4
C3	P1, P4, P5
C4	P1, P5, P2

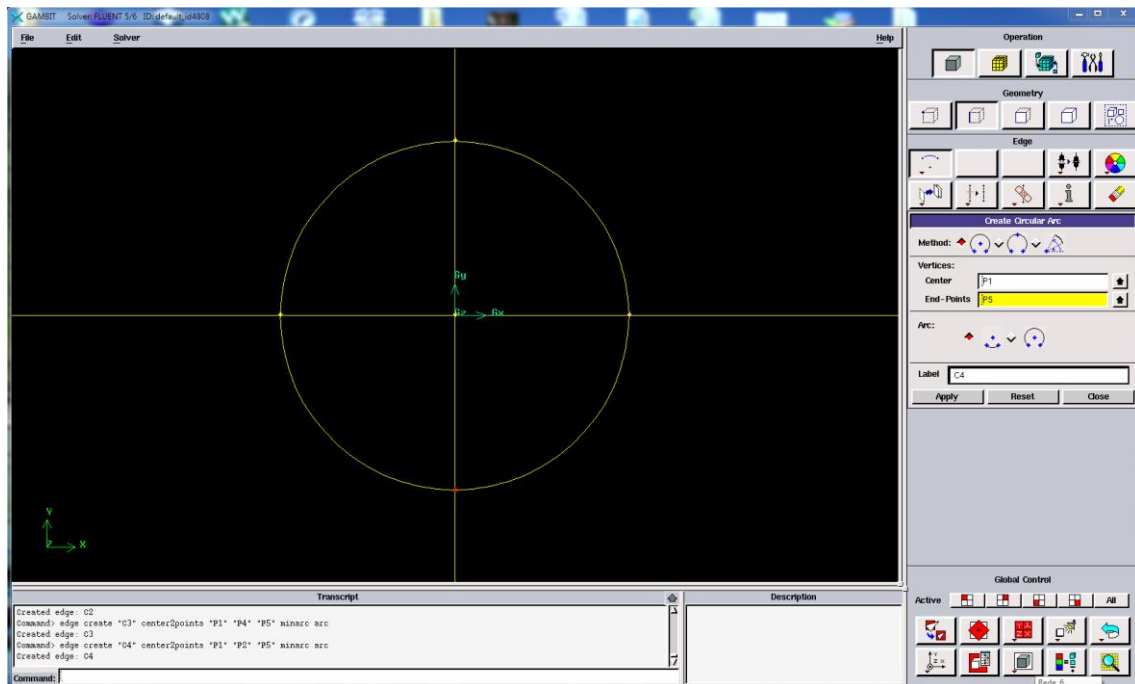


Figura AII6: Criação dos arcos do duto.

Na Tabela AII6 são apresentadas as linhas para criar as faces da secção transversal do duto e do solo. Na Figura AII7 pode se ver a criação das faces no duto e no solo.

Tabela AII6: Linhas para criação das faces no duto e no solo.

Faces	Linhas
F1	L1, L2, C1
F2	L2 L3, C2
F3	L3, L4, C3
F4	L1, L4, C4
F5	L5, L6, L12, L13, C1
F6	L6, L7, L14, L15, C2
F7	L7, L8, L9, L16, C3
F8	L5, L8, L10, L11, C4

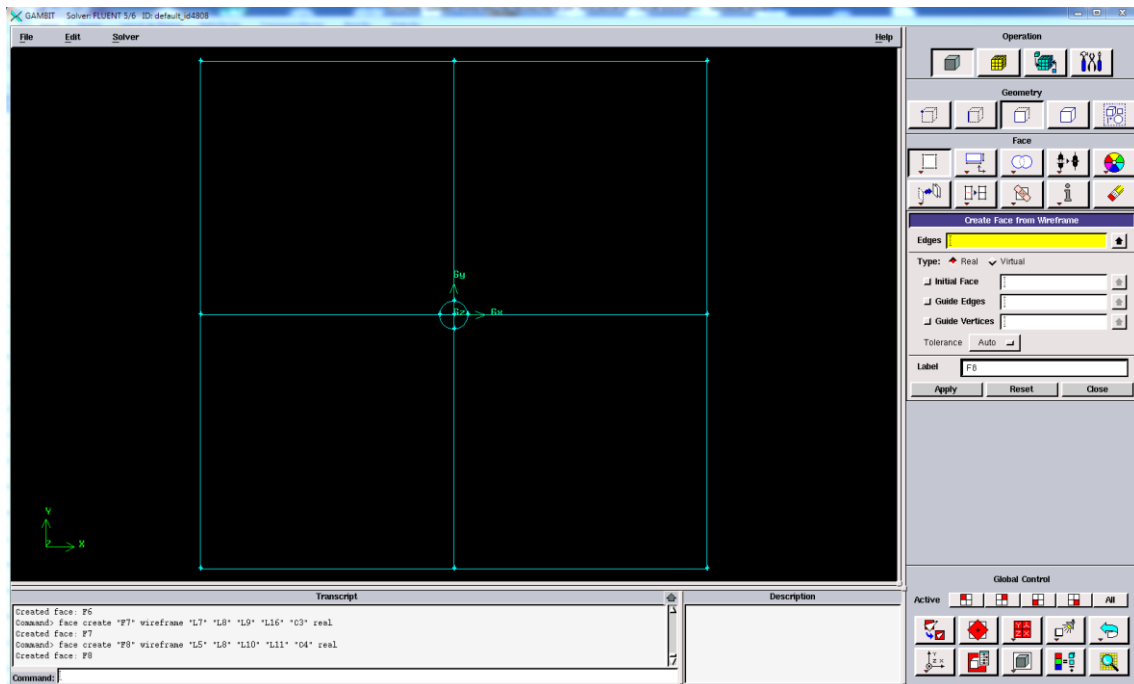


Figura AII7: Criação das faces no duto e no solo.

A Figura AII8 mostra a geração da malha nas linhas e nos arcos da secção transversal do duto.

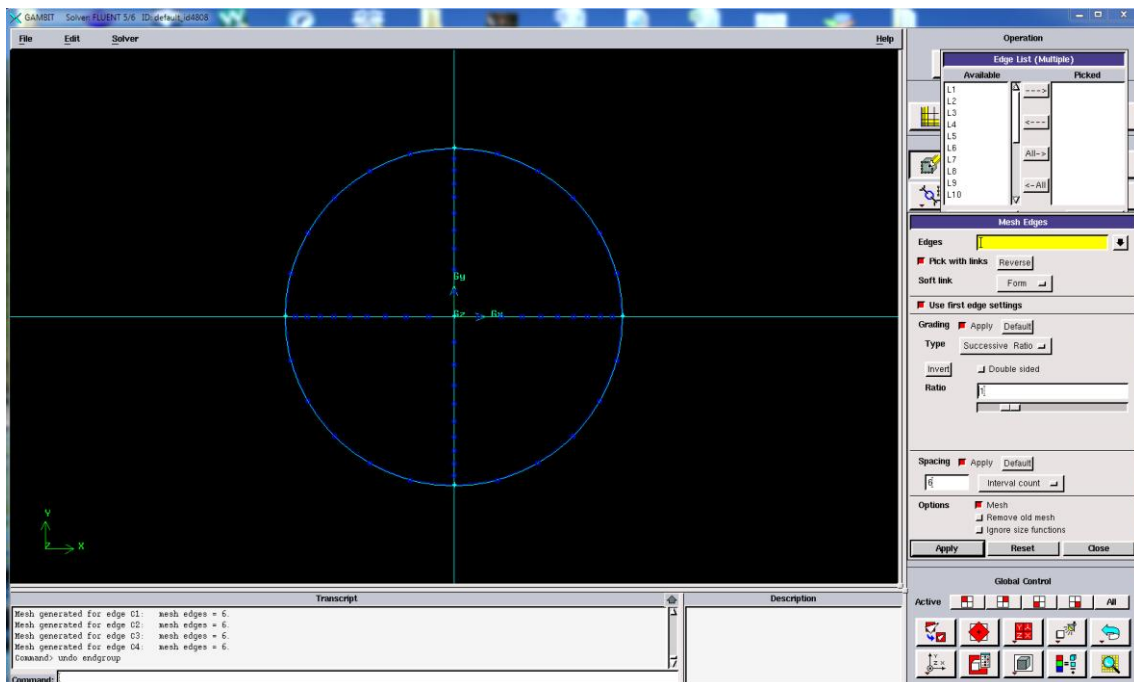


Figura AII8: Geração da malha nas linhas (L1, L2, L3, L4) e nos arcos (C1, C2, C3, C4) do duto.

A Figura AII9 mostra a geração da malha nas linhas da secção transversal do solo.

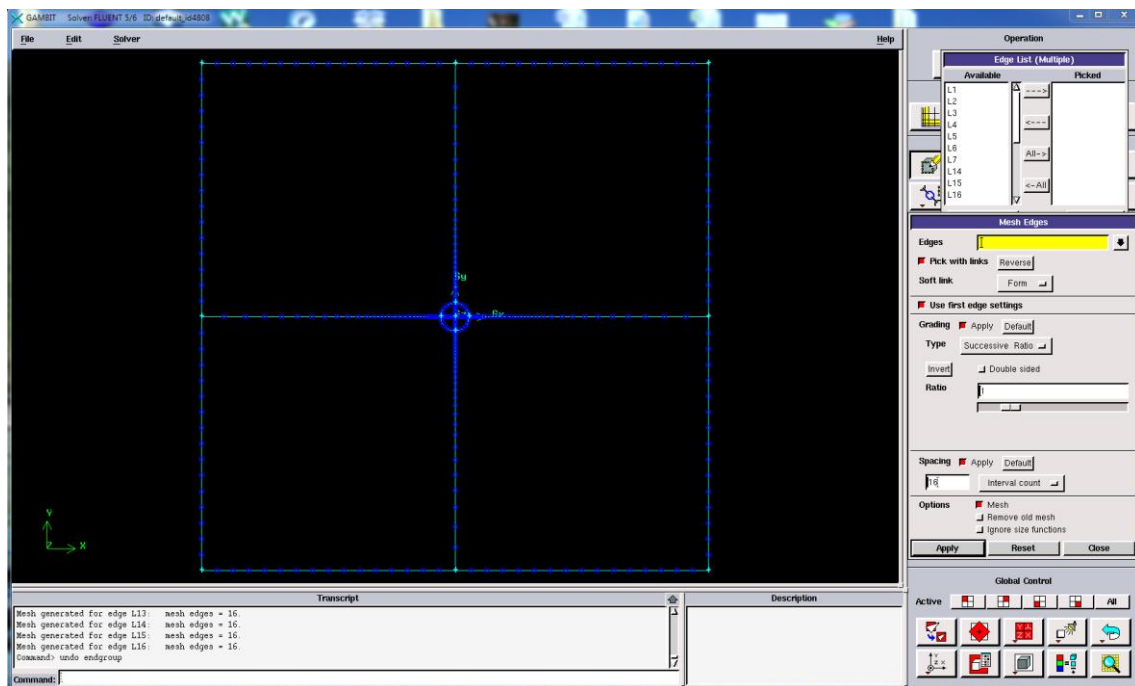


Figura AII9: Geração da malha nas linhas (L5, L6, L7, L8, L9, L10, L11, L12, L13, L14, L15, L16) do solo.

A Figura AII10 apresenta o critério de definição da malha para face F1 da secção transversal do duto, marcar trielement e vértice P1.

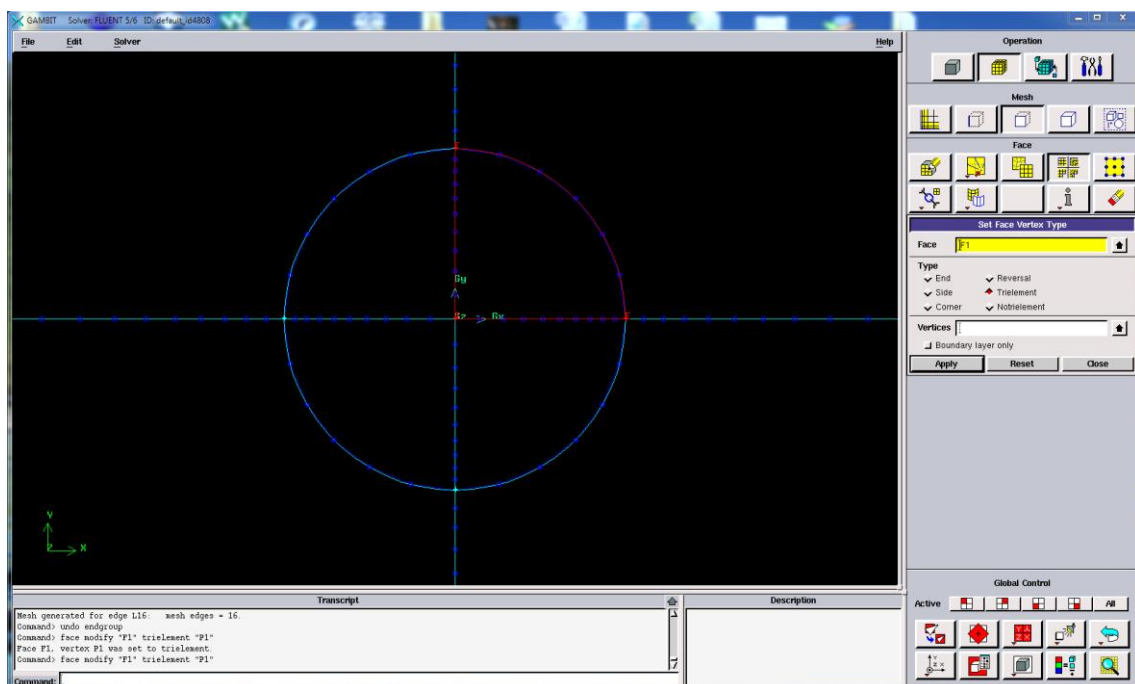


Figura AII10: Definição da malha no duto para F1.

A Figura AII11 ilustra a malha para face F1 da secção transversal do duto. Para geração da malha no duto tem que habilitar elements: Qua/Tri e type: Wedge Primitive. E para confecção das demais faces repetir os passos das Figs. AII10 e AII11.

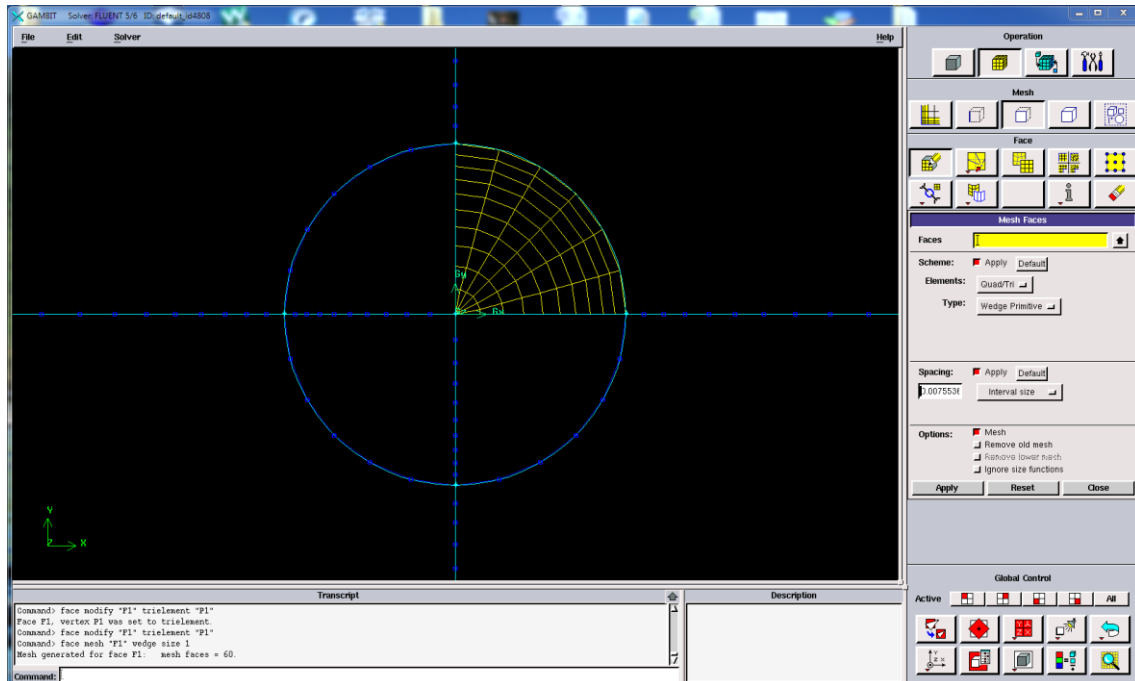


Figura AII11: Geração da malha na F1.

A Figura AII12 ilustra a malha das demais faces da secção transversal do duto.

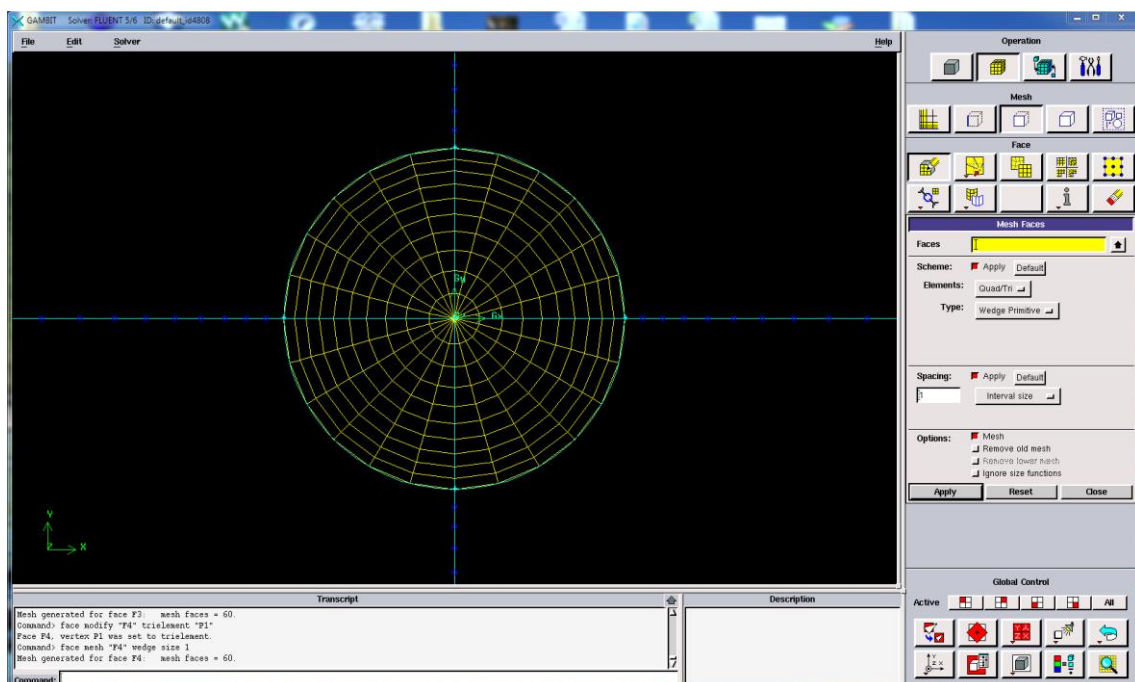


Figura AII12: Visualização da malha nas faces F1, F2, F3, F4.

A Figura AII13 mostra a geração da malha nas faces da secção transversal do solo. Para geração da malha no solo tem que habilitar elements: Qua e type: pave.

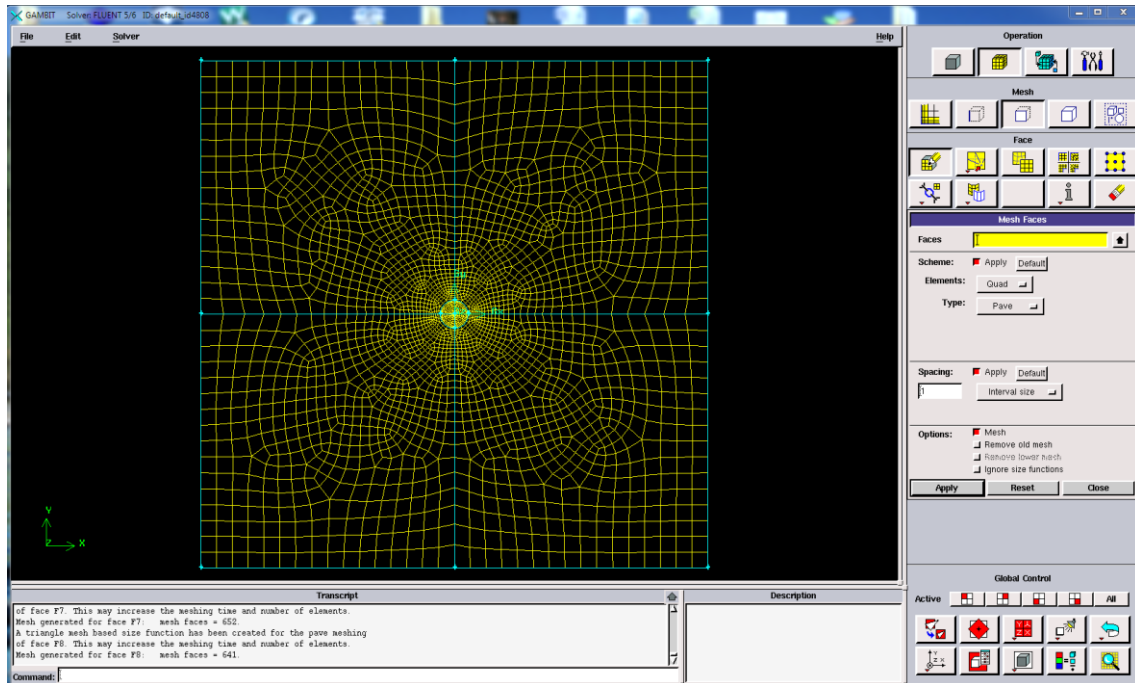


Figura AII13: Geração da malha nas faces F5, F6, F7, F8.

Na Figura AII14 é apresentado o ponto para criar o volume da geometria.

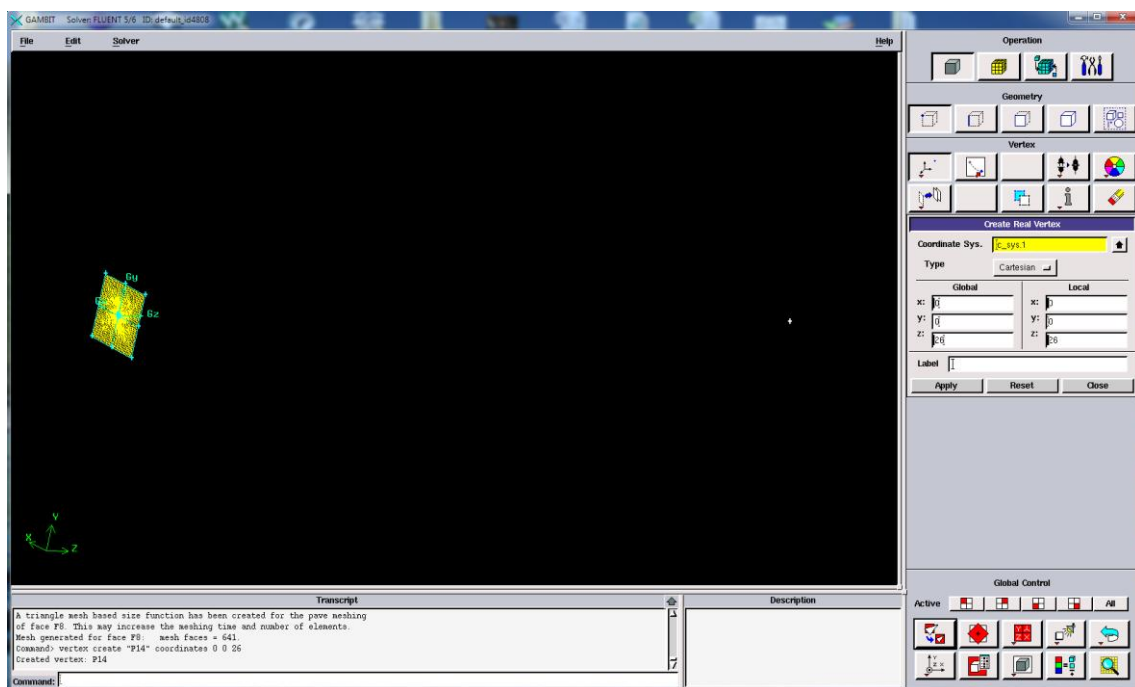


Figura AII14: Criação do ponto P14, coordenadas (0,0,26).

Na Figura AII15 é apresentada a linha para criar o volume da geometria.

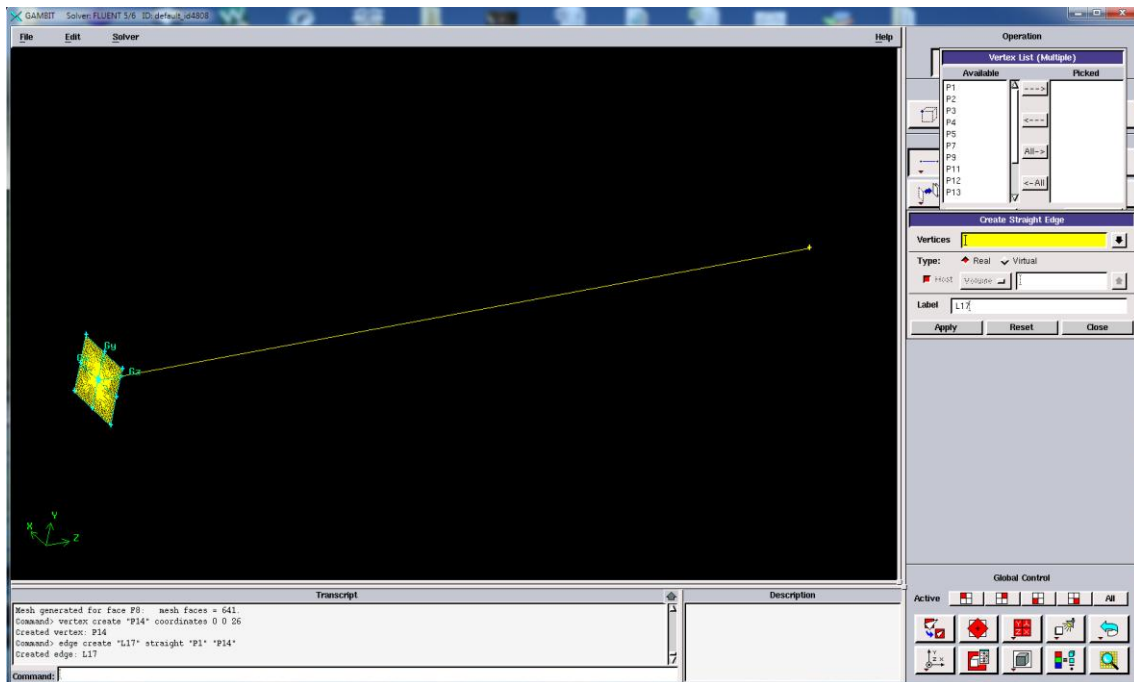


Figura AII15: Criação da linha L17, pontos (P1, P14).

Na Figura AII16 é apresentada a geração da malha na linha para criar o volume da geometria.

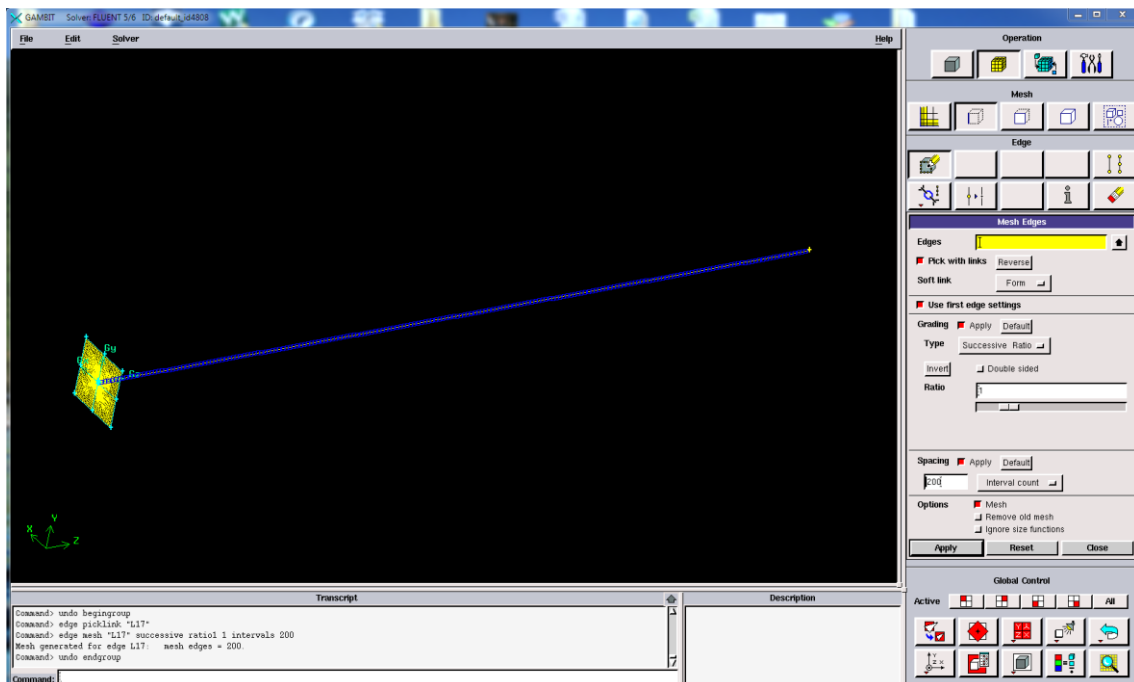


Figura AII16: Geração da malha na linha L17.

Na Figura AII17 é apresentada a geração da malha dos volumes das faces para criar o volume da geometria. Para geração da malha nos volumes tem que marcar: with mesh.

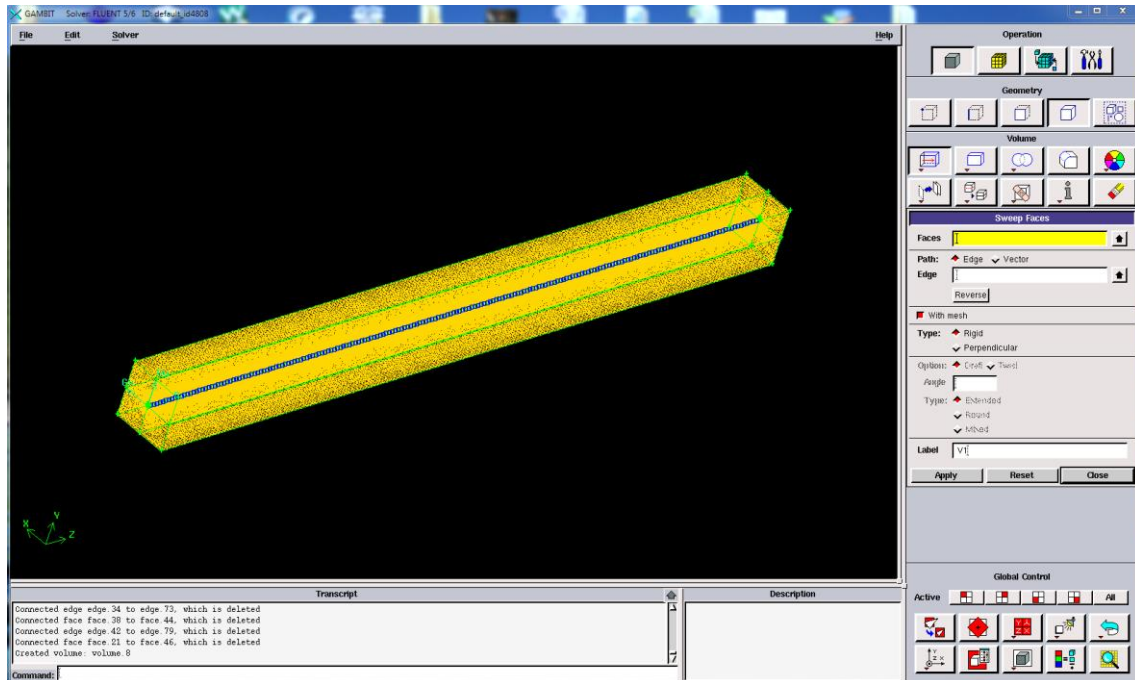


Figura AII17: Geração das malhas dos volumes das faces.

Na Figura AII18 é apresentada a conexão de todas as faces da geometria.

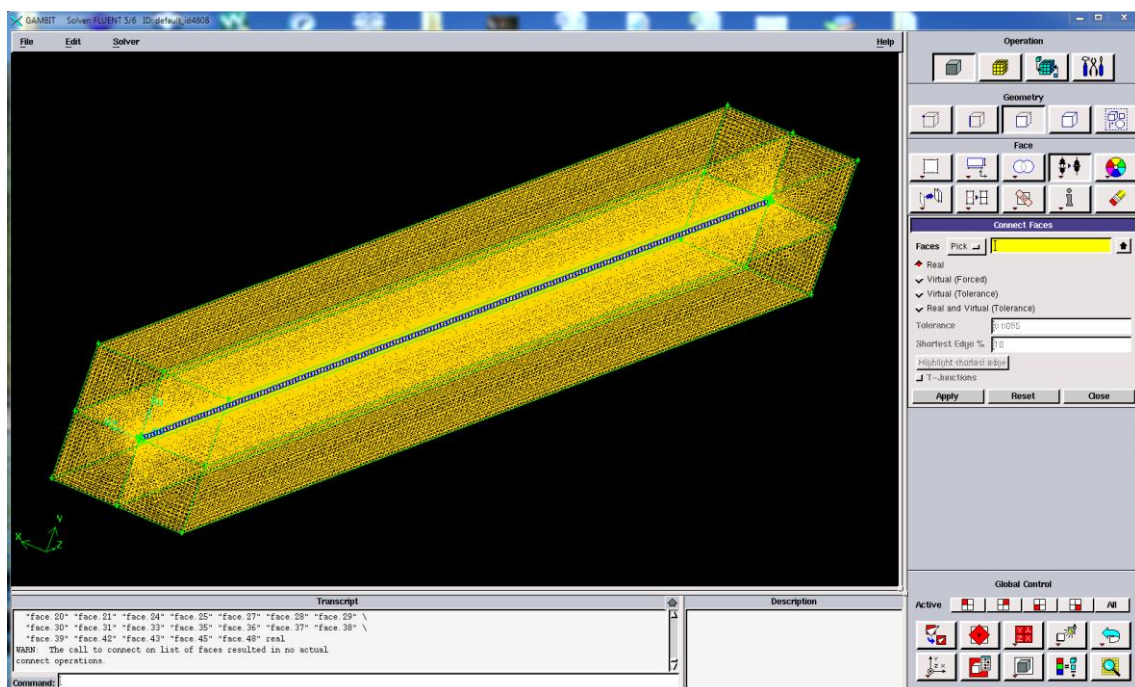


Figura AII18: Conectar todas as faces.

As Figuras AII19 e AII20 mostram as condições de contorno impostas no GAMBIT.

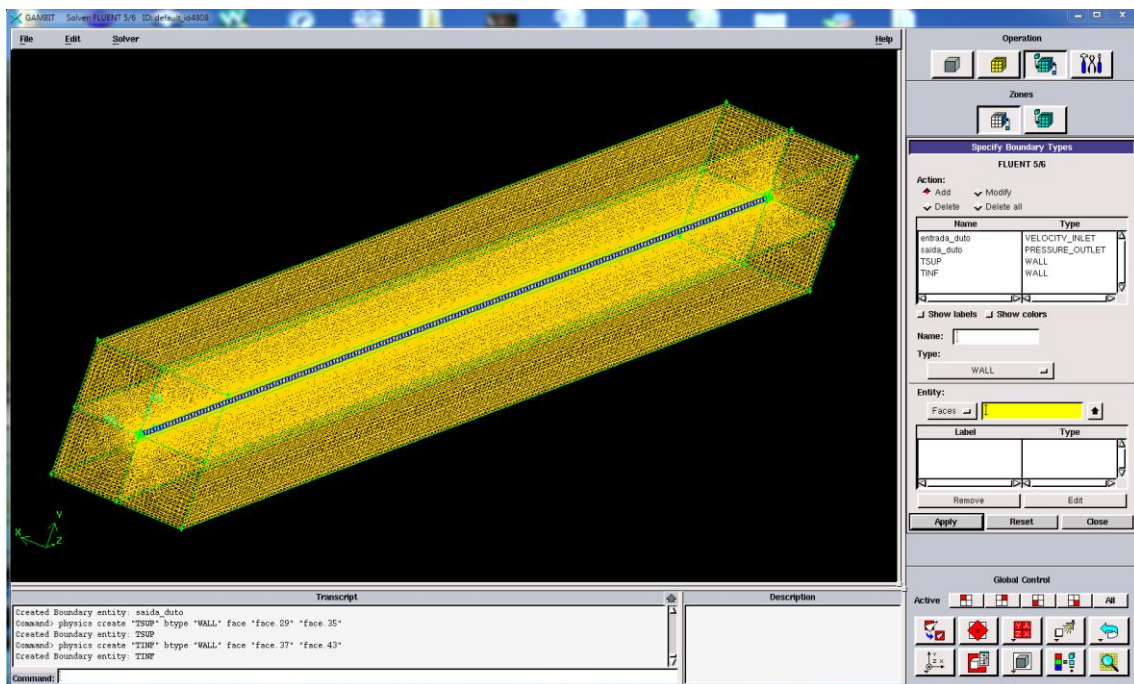


Figura AII19: Imposição das condições de contorno.

Grips estabelecidos: entrada_duto (velocity_inlet), saída_duto (pressure_outlet), T_{SUP} (wall) e T_{INF} (wall).

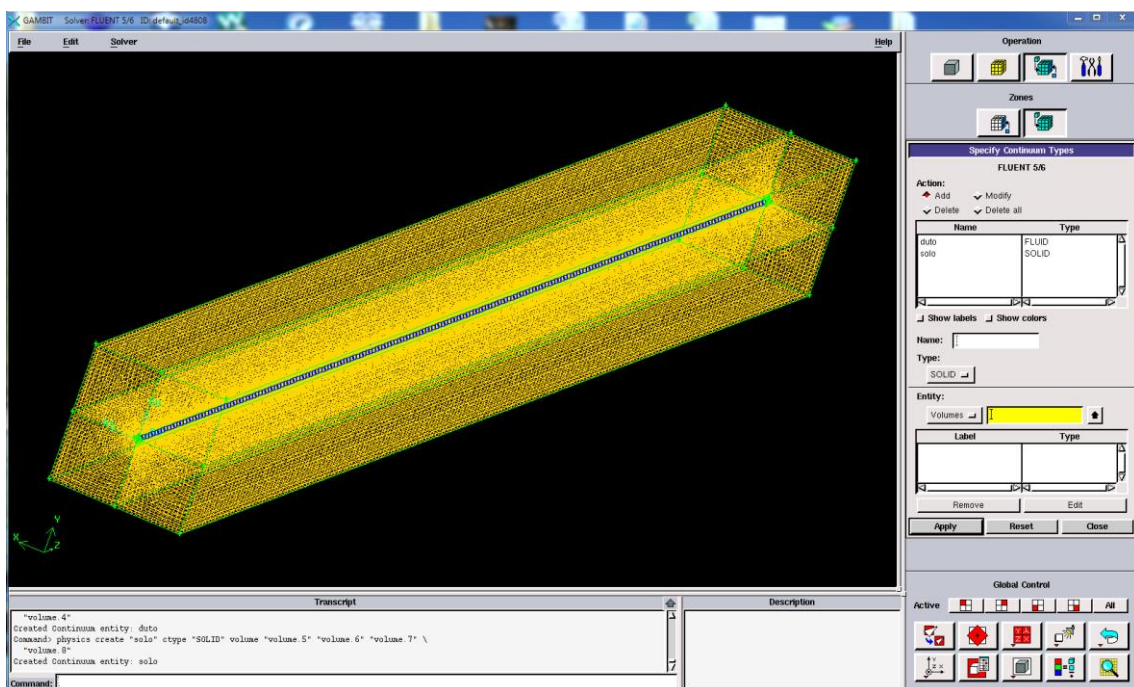


Figura AII20: Especificação do meio material.

Meios materiais: No solo: sólido, No duto: fluido.

Para finalizar o processo:

Salvar o trabalho: File – Save As

Exportar a malha para o FLUENT: File – Export – Mesh

Importar a malha (arquivo.msh) para o FLUENT.