



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ESTUDO FLUIDODINÂMICO COMPUTACIONAL DA  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR DE UMA CONEXÃO ELÉTRICA TIPO H.

*Gilberto Antunes Rennó Junior*

Belo Horizonte, 1 de Agosto de 2013



---

*Gilberto Antunes Rennó Junior*

ESTUDO FLUIDODINÂMICO COMPUTACIONAL DA  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR DE UMA CONEXÃO ELÉTRICA TIPO H.

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Calor e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Rudolf Huebner

Universidade Federal de Minas Gerais

Belo Horizonte

Escola de Engenharia da UFMG

2013

R416e

Rennó Júnior, Gilberto Antunes.

Estudo fluidodinâmico computacional da transferência de calor de uma conexão elétrica tipo H [manuscrito] / Gilberto Antunes Rennó Júnior. – 2013. xxvi, 101 f., enc.: il.

Orientador: Rudolf Huebner.

Dissertação (mestrado) Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.

Bibliografia: f. 99-101.

1. Engenharia mecânica – Teses. 2. Calor – Transmissão – Teses. I. Huebner, Rudolf. II. Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia. III. Título.

CDU: 621(043)



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM**  
**ENGENHARIA MECÂNICA**

Av. Antônio Carlos, 6627 - Campus Universitário  
31270-901 - Belo Horizonte - MG  
Tel. :+55 31 3499.5145, Fax: +55 31 3443.3783  
E-mail: [epgmec@demec.ufmg.br](mailto:epgmec@demec.ufmg.br)

**"ESTUDO FLUIDODINÂMICO COMPUTACIONAL DA  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR DE UMA CONEXÃO ELÉTRICA  
TIPO H"**

**GILBERTO ANTUNES RENNÓ JUNIOR**

Dissertação submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de "**Mestre em Engenharia Mecânica**", na área de concentração de "**Calor e Fluidos**".

Dissertação aprovada no dia 01 de agosto de 2013.

Por:

**Prof. Dr. Rudolf Huebner**

Orientador-Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG

**Prof. Dr. Roberto Márcio de Andrade**

Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG

**Prof. Dr. Márcio Fonte Boa Cortez**

Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG



Dedico esta dissertação:

À Deus, minha família, minha namorada, amigos, colegas de trabalho e meus orientadores pelo apoio, incentivo, ajuda, companheirismo e amizade. Sem eles nada disso seria possível.



*“A essência do conhecimento consiste em aplicá-lo, uma vez possuído” - Confúcio*



# Agradecimentos

- Aos meus pais pelo integral incentivo e ajuda na minha formação pessoal e acadêmica.
- Aos meu orientador Rudolf Huebner, pela orientação, incentivo e compreensão das dificuldades durante a elaboração da elaboração.
- Aos professores Márcio Fonte Boa Cortez e Roberto Márcio de Andrade pelos comentários e sugestões apresentadas com o objetivo de valorizar o trabalho.
- À minha família pelo carinho, paciência e incentivo.
- À minha namorada, Kátia, pelo apoio incondicional.
- Aos meu amigos Diego Thadeu Lopes da Cruz e Pedro Henrique Fantoni Antunes pela grande ajuda.
- Aos colegas do LabTerm da Universidade Federal de Minas Gerais pelo apoio na pesquisa e nos experimentos.
- Aos meus amigos de Furnas Centrais Elétricas S.A. pelo companheirismo e apoio aos meus estudos.
- A CEMIG (Companhia Energética de Minas Gerais) pelo fomento da pesquisa.



# Abstract

All energy that is generated, transmitted and distributed requires electricity to pass by electrical connections at various points. The ever-increasing demands for electricity and the shortage of new economically viable generation sources, presenting projects distant from consumers connected by long power transmission lines makes the study of power connections important. The operations, product quality, and equipment reliability, availability, and maintainability are now pushed to unprecedented levels while staying within budgetary constraints. One of the most visible ways of perceiving the state of degradation of a power connection is its high temperature. This dissertation presents the study of an “H” type compression power connection heat transfer, commonly used in power distribution systems, in order to study the heat transfer in quiescent state and in the presence of crossflow. A computational fluids dynamics (CFD) numerical simulation is performed and validated by comparing with obtained experimental data. Then it is studied the streamlines, the pressure variation and the local and average convection heat transfer coefficient, in steady and unsteady state. Finally, local and average Nusselt number correlations for this connection are described. The temperature results obtained by numerical simulation were close to those obtained experimentally, with the maximum deviation of 6%. The mean convection heat transfer coefficient met similar values when compared with the classical correlations for a cylinder of equivalent diameter, and the maximum difference found is 19%.



# Resumo

Toda energia que é gerada, transmitida e distribuída exige que a eletricidade passe por conexões elétricas em diversos pontos. A grande e crescente demanda por energia elétrica e a escassez de novas fontes economicamente viáveis, com empreendimentos de geração cada vez mais distantes dos centros consumidores conectados por extensas linhas de transmissão tornam o estudo de conexões elétricas importante. A operação, qualidade do produto, confiabilidade dos equipamentos, disponibilidade e facilidade manutenção são agora pressionadas para níveis sem precedentes, sujeitas a restrições orçamentárias cada vez maiores. Uma das maneiras mais visíveis de perceber o estado de degradação de uma conexão elétrica é sua elevada temperatura. Esta dissertação apresenta o estudo da troca de calor por convecção de uma conexão elétrica tipo H, comumente utilizada em redes de distribuição de energia elétrica, com o intuito de estudar os fenômenos da transferência de calor para convecção natural e forçada. Para isto é realizada uma simulação numérica utilizando fluidodinâmica computacional (CFD) validada pela comparação com dados obtidos experimentalmente. A partir desta estudam-se o comportamento das linhas de corrente, a variação da pressão e os valores do coeficiente de troca de calor por convecção local e médio, em regime permanente e transiente. Finalmente, são descritas correlações para a determinação do número de Nusselt médio e local desta conexão. Os resultados de temperatura obtidos pela a simulação numérica foram próximos aos obtidos experimentalmente, sendo o desvio máximo de 6%. Para o coeficiente médio de transferência de calor por convecção, encontrou-se valores semelhantes ao se comparar com as correlações clássicas para um cilindro de diâmetro equivalente, sendo a diferença máxima de 19%.



# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Motivação . . . . .	1
1.2	Objetivo . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Revisão Bibliográfica</b>	<b>5</b>
2.1	Requisitos das conexões elétricas . . . . .	6
2.2	Fatores que afetam a confiabilidade de uma conexão . . . . .	6
2.3	Transferência de calor em uma conexão elétrica . . . . .	8
2.4	Pontos de contato aquecidos por corrente elétrica . . . . .	10
2.4.1	Contato de metal sem filme . . . . .	10
2.4.2	Aquecimento de pontos de contato com filme de superfície . . . . .	14
2.5	Transferência de calor por convecção . . . . .	16
2.5.1	Escoamento Laminar e Escoamento Turbulento . . . . .	17
2.5.2	O Cilindro Longo Horizontal Num Escoamento Transversal . . . . .	19
2.5.3	Transferência convectiva de calor . . . . .	20
2.5.4	O Cilindro Longo Horizontal na Convecção Livre . . . . .	23
2.5.5	Diâmetro Equivalente em tubos não cilíndricos . . . . .	24
2.6	Estudos anteriores da conexão elétrica tipo H . . . . .	25
2.7	Conclusões sobre aquecimento de conexões elétricas . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Fluidodinâmica computacional</b>	<b>27</b>
3.1	Introdução a Mecânica dos fluidos . . . . .	27
3.1.1	Princípio da conservação de massa . . . . .	28
3.1.2	Princípio da conservação da quantidade de movimento linear . . . . .	28
3.1.3	Equação da Energia . . . . .	29
3.2	Metodologia do CFD . . . . .	29
3.2.1	Pré-processamento . . . . .	29
3.2.2	Solver . . . . .	30
3.2.3	Pós-processador . . . . .	31
3.3	Teoria de Turbulência . . . . .	31
3.4	As equações de Navier-Stokes de média de Reynolds . . . . .	32
3.4.1	A Tensão de Reynolds . . . . .	34

3.5	Equações de transporte para o tensor de Reynolds . . . . .	36
3.6	Modelos de Turbulência . . . . .	38
3.7	Modelos baseados no conceito de viscosidade turbulenta . . . . .	39
3.7.1	O Modelo $k - \epsilon$ . . . . .	41
3.7.2	O modelo $k - \omega$ . . . . .	46
3.7.3	O modelo Shear Stress Transport (SST) . . . . .	47
3.8	Conclusão sobre os modelos de turbulência . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Metodologia</b>	<b>49</b>
4.1	Metodologia experimental . . . . .	49
4.1.1	Geometria da Conexão Tipo H . . . . .	49
4.1.2	Convecção Natural . . . . .	51
4.1.3	Ensaio no túnel de vento . . . . .	52
4.2	Metodologia utilizando fluidodinâmica computacional . . . . .	55
4.2.1	Geração da Malha . . . . .	56
4.2.2	Condições de Contorno . . . . .	60
4.2.3	Solver . . . . .	62
4.2.4	Resultados . . . . .	64
4.2.5	Regime transiente . . . . .	64
4.3	Conclusões sobre a metodologia . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Resultados</b>	<b>65</b>
5.1	Regime Permanente . . . . .	65
5.1.1	Temperaturas . . . . .	65
5.1.2	Linhas de Corrente . . . . .	68
5.1.3	Coefficiente médio de transferência de calor por convecção . . . . .	68
5.1.4	Coefficiente local de transferência de calor por convecção . . . . .	71
5.2	Regime Transiente . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Análise dos Resultados</b>	<b>83</b>
6.1	Análise . . . . .	83
6.2	Temperaturas . . . . .	83
6.3	Linhas de Corrente . . . . .	85
6.4	Coefficiente de transferência de calor por convecção local . . . . .	90
6.5	Coefficiente de transferência de calor por convecção médio . . . . .	92
6.5.1	Nusselt - Estado quiescente . . . . .	93
6.5.2	Nusselt - Convecção forçada . . . . .	93
6.5.3	Conclusões sobre coeficiente de transferência de calor por convecção médio . . . . .	94
6.6	Regime transiente . . . . .	95

7 Conclusões

97

Referências Bibliográficas

99



# Lista de Figuras

1.1	Participação das diversas fontes de energia no consumo (1973 e 2006). Fonte: [IEA 2008]	2
2.1	Esquema dos mecanismos de degradação em conexões elétricas	7
2.2	Taxa de corrosão de partículas de poeira com diferentes pH em função da umidade relativa	8
2.3	Resistência elétrica de constricção.	9
2.4	Esquema da área de contato real e constricção de corrente.	10
2.5	Máxima temperatura superficial $T_m$ versus densidade de corrente $j$ em pontos de contato com raio $a$ para cobre (1,2) e aço (3,4); 1,3: $a = 1\mu m$ , 2,4: $a = 10\mu m$ , ( $L = 2.4 \times 10^{-7} V^2/K^2$ , $T_0 = 293K$ ). $T_m$ é calculado da Equação 2.5.	14
2.6	Densidade de corrente $j_c$ em função da resistência de filme específica $R_f^*$ para cobre (1,2) e aço (3,4), para diferentes raios de pontos de contato, $a$ , 1,3: $a = 1\mu m$ , 2,4: $a = 10\mu m$ , ( $T_0 = 293K$ ).	15
2.7	Aumento de temperatura $Qm$ em pontos de contatos com raios diferen- tes, $a$ , versus a densidade de corrente $j$ para aço com filmes de alta condutividade ( $R_f^* = 0,5 \Omega \mu m^2$ ) (1,2) e filmes com baixa condutividade ( $R_f^* = 10 \Omega \mu m^2$ ) (3,4). Para 1,3: $a = 1\mu m$ , 2,4: $a = 10\mu m$ , ( $T_0 = 293K$ ). A origem das curvas correspondem a densidade de corrente crítica, $j_{cr}$ .	16
2.8	Transferência de calor por convecção local e total. (a) Superfície de forma arbitrária (b) Placa plana.	17
2.9	Desenvolvimento da camada limite cinética sobre uma placa plana.	18
2.10	Formação e separação da camada limite no escoamento cruzado sobre um cilindro circular.	19
2.11	Perfil de velocidade associado à separação, num cilindro circular com esco- amento cruzado.	20
2.12	O efeito da turbulência sobre a separação.	21
2.13	Número de Nusselt local no escoamento de ar transversalmente a um cilin- dro circular.	21

2.14	Desenvolvimento da camada limite e distribuição do número de Nusselt sobre um cilindro horizontal quente. . . . .	24
2.15	Temperatura superficial do conector. Fonte: [Oliveira et al.] . . . . .	25
4.1	Desenho Técnico do Conector Tipo H - CEMIG . . . . .	50
4.2	Modelo 3D do conector paralelo a compressão tipo H. . . . .	51
4.3	a) Conector paralelo a compressão Tipo H. b) Conexão elétrica . . . . .	51
4.4	Seção do túnel de vento em acrílico. . . . .	52
4.5	Aparelhagem necessária para o ensaio. . . . .	53
4.6	Posicionamento da termocâmara para o registro dos termogramas. . . . .	55
4.7	Malha gerada nos domínios conexão e cabos. . . . .	57
4.8	Planos XY da malha nos domínios fluido, conexão e cabos. . . . .	57
4.9	Planos ZY da malha nos domínios fluido, conexão e cabos. . . . .	58
4.10	Detalhe do Recurso <i>Inflation</i> . . . . .	59
4.11	Tela principal do software ANSYS CFX-Pre. . . . .	62
4.12	Tela do CFX-Solver Manager . . . . .	63
5.1	Gráfico velocidade do vento em função da temperatura para uma conexão elétrica tipo H nova. . . . .	67
5.2	Gráfico velocidade do vento em função da temperatura para uma conexão elétrica tipo H desgastada. . . . .	67
5.3	Comparação velocidade do vento em função da temperatura para uma conexão elétrica tipo H nova e desgastada para uma corrente elétrica de 300A. 88	68
5.4	Temperaturas no plano da seção transversal - escala de cores diferenciadas - para: (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5 m/s. (e) 10 m/s. (f) 15 m/s. para corrente elétrica de 250A. . . . .	69
5.5	Temperaturas no plano da seção transversal - mesma escala de cores - para: (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5 m/s. (e) 10 m/s. (f) 15 m/s. para corrente elétrica de 250A. . . . .	69
5.6	Temperaturas no plano da seção longitudinal - escala de cores diferenciadas - para: (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5 m/s. (e) 10 m/s. (f) 15 m/s. para corrente elétrica de 250A. . . . .	70
5.7	Temperaturas no plano da seção transversal - mesma escala de cores - para: (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5 m/s. (e) 10 m/s. (f) 15 m/s. para corrente elétrica de 250A. . . . .	70
5.8	Distribuição das linhas de corrente no plano da seção transversal. (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5m/s. (e) 10 m/s. (f) 15m/s. . . . .	71
5.9	Coefficientes de troca de calor local para estado quiescente, 250A. . . . .	75
5.10	Coefficientes de troca de calor por convecção local em função das coordenadas Z e Y, para estado quiescente, 250A. . . . .	75

5.11	Coeficiente de transferência de calor local, $h$ , em função de $\theta$ , para estado quiescente, 250A. . . . .	76
5.12	Coeficiente local de transferência de calor por convecção para ventos com velocidade de 1m/s a 15m/s, 250A. . . . .	78
5.13	Variação do coeficiente local de troca de calor por convecção em função do ângulo $\theta$ da conexão elétrica para vento de 1m/s. . . . .	78
5.14	Variação do coeficiente local de troca de calor por convecção em função do ângulo $\theta$ da conexão elétrica para vento de 3m/s, 5m/s, 10m/s e 15m/s . . .	79
5.15	Gráfico do coeficiente local de transferência de calor em função do ângulo $\theta$ para convecção forçada. . . . .	80
5.16	Variação da temperatura do plano da seção transversal da conexão em regime transiente, estado quiescente, 250A. . . . .	81
5.17	Linhas de corrente para regime transiente, estado quiescente, 250A. . . . .	82
6.1	Comparação entre imagem obtida pela termocâmara e resultado obtido no software computacional, conexão desgastada, estado quiescente, 250A. . . .	84
6.2	Gráfico da Equação 6.1. . . . .	85
6.3	Ângulo de separação do escoamento: (a) 1m/s (b) 3m/s (c) 5m/s (d) 10m/s (e)15m/s. . . . .	86
6.4	Contorno de pressão e contorno do gradiente de pressão na direção Z da conexão elétrica tipo H, para velocidade do vento de 1m/s, 250A. . . . .	88
6.5	Perfil de velocidades para gradiente de pressão favorável. . . . .	89
6.6	Perfil de velocidades para gradiente de pressão adverso, no ponto de separação. . . . .	89
6.7	Tela obtida no CFD-Post mostrando os vetores velocidade próximos do ponto de separação - Adaptado. . . . .	90
6.8	Número de Nusselt médio em função do número de Rayleigh para uma conexão elétrica tipo H. . . . .	93
6.9	Número de Nusselt médio em função do número de Rayleigh e Prandtl para uma conexão elétrica tipo H. . . . .	94
6.10	Gráfico temperatura superficial da conexão em função do tempo . . . . .	95
6.11	Coeficiente de troca de calor local em função da direção circunferencial para diversos tempos. . . . .	96



## Lista de Tabelas

2.1	Algumas fórmulas derivadas da Equação de Kohlraush . . . . .	11
2.2	Densidade de Corrente $j_{cr}$ versus o raio dos pontos de contato $a$ para alguns metais . . . . .	13
2.3	Constantes da Equação 2.17 no escoamento transversal a um cilindro circular.	22
2.4	Constantes da Equação 2.22 na convecção livre sobre um cilindro horizontal	24
4.1	Tipos e quantidade de elementos gerados nos domínios da malha . . . . .	58
4.2	Detalhes do ajuste do recurso <i>inflation</i> . . . . .	59
4.3	Dados da malha . . . . .	60
4.4	Ajuste aplicado nos domínios sólidos. . . . .	61
4.5	Ajuste aplicado no domínio fluido. . . . .	61
4.6	Detalhes do Solver. . . . .	62
5.1	Comparação das temperaturas registradas nos métodos numérico e experimental para uma conexão desgastada e uma conexão nova. . . . .	66
5.2	Coefficientes de troca de calor por convecção obtidos pelos métodos analítico e numérico para uma conexão nova. . . . .	72
5.3	Coefficientes de troca de calor por convecção obtidos pelos métodos analítico e numérico para uma conexão desgastada. . . . .	73
6.1	Ângulo de separação do escoamento x Velocidade . . . . .	87



# Lista de Algoritmos

$a$	inércia térmica [ $\text{m}^2/\text{s}$ ], raio do “a-spot” [m]
$A_s$	área superficial
$c$	capacidade de calor específico
$D$	diâmetro
$e$	energia interna específica total [kJ/kg]
$f_i$	força de corpo
$g$	aceleração da gravidade [ $\text{m}/\text{s}^2$ ]
$Gr$	número de Grashof
$h$	coeficiente de transferência de calor por convecção local [ $\text{W}/\text{m}^2\text{-K}$ ]
$\bar{h}$	coeficiente de transferência de calor por convecção médio [ $\text{W}/\text{m}^2\text{-K}$ ]
$I$	corrente elétrica [A]
$j$	densidade de corrente [ $\text{A}/\text{m}^2$ ]
$k$	condutividade térmica do material [ $\text{W}/\text{m-K}$ ], energia cinética turbulenta [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ]
$L$	coeficiente de Lorenz [ $\text{V}/\text{K}$ ] <sup>2</sup> , comprimento [m]
$L_\mu$	escala de comprimento [m]
$l_t$	comprimento característico [m]
$n$	direção normal
$Nu$	número de Nusselt local

---

$\overline{Nu}$	número de Nusselt médio
$P$	potência elétrica [W]
$p$	pressão [Pa]
$Pr$	número de Prandtl
$q$	taxa de transferência de calor [W]
$Q_m$	temperatura de pico na interface [K]
$R$	resistência elétrica [ $\Omega$ ]
$Ra$	número de Rayleigh
$R_c$	resistência de contato [ $\Omega$ ]
$R_H$	raio hidráulico [m]
$R_s$	resistência de constricção [ $\Omega$ ]
$Re$	número de Reynolds
$t$	tempo [s]
$T_0$	temperatura da vizinhança [K]
$T_{amb}$	temperatura da vizinhança [K]
$T_m$	temperatura máxima superficial [K]
$T_s$	temperatura superficial [K]
$U_c$	diferença de potencial [V]
$u_\infty$	velocidade do fluido [m/s]
$u$	vetor velocidade [m/s]
$\tilde{u}$	velocidade instantânea [m/s]
$u'$	velocidade flutuante [m/s]
$U$	velocidade média [m/s]
$z$	condutividade térmica [W/m-K]
$z_0$	condutividade térmica média [W/m-K]

# Letras Gregas

$\alpha$	difusividade térmica [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]
$\beta$	coeficiente de expansão [ $1/\text{K}$ ]
$\delta_{ij}$	delta de Kronecker
$\varepsilon$	taxa de dissipação de energia cinética
$\kappa$	energia cinética turbulenta por unidade de massa
$\lambda$	condutividade térmica do material [ $\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ ]
$\mu$	viscosidade dinâmica [ $\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$ ]
$\nu$	viscosidade cinemática [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]
$\nu_t$	viscosidade turbulenta
$\epsilon$	taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
$\omega$	taxa de dissipação turbulenta específica
$\rho$	densidade do material [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ], resistividade elétrica do condutor [ $\Omega \cdot \text{m}$ ]
$\rho_0$	resistividade elétrica média do condutor [ $\Omega \cdot \text{m}$ ]
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann $5,6697\text{E}-8$ [ $\text{W}/\text{m}^2\text{K}^4$ ]
$\sigma_k$	parâmetro constante para fechamento das equações de RANS
$\theta$	direção circunferencial
$\tau_{ij}$	tensor tensão
$\Gamma_t$	difusividade turbulenta



# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Motivação

De acordo com [IEA 2008], em 1973 a eletricidade correspondia por 11,4% da demanda de energia mundial. Em 2006, esta correspondia por 20,3%, como pode ser visto na Figura 1.1. Diante do aumento exponencial e contínuo pela demanda de energia elétrica, de acordo com [EPE 2013], estima-se um aumento de carga máxima instantânea de 50% para os próximos dez anos no sistema interligado nacional, além da escassez de novas fontes viáveis economicamente e investimentos cada vez mais distantes dos centros consumidores, conectados por linhas de transmissão cada vez mais longas; torna o estudo de conexões elétricas cada vez mais importante, tanto para garantir confiabilidade ao sistema, tanto para mitigar as perdas de energia na transmissão e distribuição. As conexões elétricas são componentes críticos para a operação satisfatória de todos os produtos que necessitam de eletricidade. No mundo atual, toda a transmissão de eletricidade e distribuição, além dos controles e trocas de informações dependem da passagem de eletricidade por uma conexão elétrica ao menos uma vez em algum ponto.

A eletricidade se tornou a principal fonte de luz, calor e força utilizada no mundo moderno. Atividades simples como assistir à televisão ou navegar na internet são possíveis porque a energia elétrica chega até a sua casa. Fábricas, supermercados, shoppings e uma infinidade de outros lugares precisam dela para funcionar. Grande parte dos avanços tecnológicos que alcançamos se deve à energia elétrica. Portanto, a falha de uma conexão elétrica pode resultar em consequências catastróficas, como o colapso de cidades inteiras, a falha dos sistemas de telecomunicações e até a queda de um avião. [Braunovic, Myshkin e Konchits 2006]

Com o decorrer do tempo, as conexões elétricas sofrem degradação natural e contínua devido às condições de serviço, o que inclui condições de operação normais e regimes transientes. Todas as conexões elétricas se degradam com o tempo e perdem, parcialmente ou totalmente, suas funções destinadas. Se as conexões não forem eficazmente monitoradas e controladas, a degradação dos seus componentes pode alterar suas características de

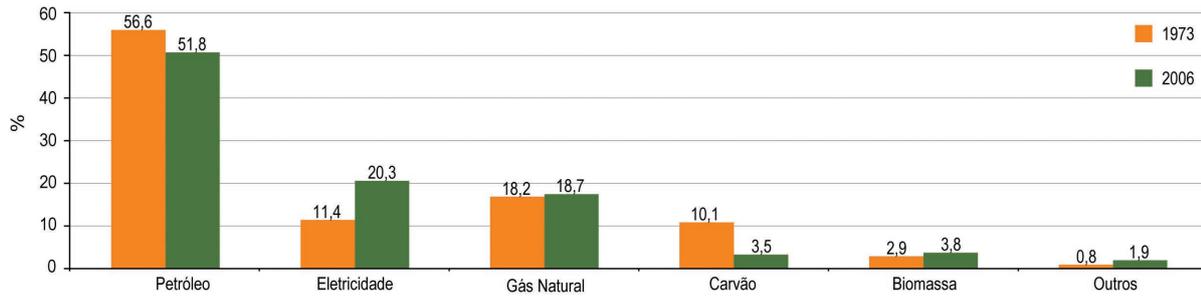


Figura 1.1: Participação das diversas fontes de energia no consumo (1973 e 2006). Fonte: [IEA 2008]

desempenho e reduzir a confiabilidade dos sistemas associados. Para manter um desempenho apropriado de um sistema elétrico, é essencial monitorar e prever o desempenho dos componentes do sistema para tomar as medidas preventivas adequadas.

O controle efetivo da degradação de componentes elétricos requer que os problemas sejam detectados em tempo hábil para a mitigação da degradação. Para atender a esses requisitos, diversos programas foram desenvolvidos para prevenir, detectar, corrigir e mitigar falhas nos componentes elétricos. Isso inclui testes, monitoramento, programas de manutenção preventiva, sistemas de relatórios de eventos significativos, e mudanças na operação, manutenção e projeto com base em falhas de componentes ou deficiências detectadas.

Devido à demanda em constante expansão, os sistemas elétricos e seus equipamentos devem operar em níveis impensáveis há uma década. A operação, qualidade do produto, confiabilidade dos equipamentos, disponibilidade e facilidade manutenção são agora pressionados para níveis sem precedentes, enquanto permanecem dentro de restrições orçamentárias cada vez maiores. Isso é acompanhado com o desejo de reduzir custos operacionais e de suporte para eliminar ou minimizar novos investimentos de capital em equipamentos na planta por causa dos longos tempos de retorno dos investimentos, que impactam na recuperação de capital de curto prazo. Em suma, novos mecanismos devem ser desenvolvidos para assegurar a performance da rede, minimizando os custos e estendendo a vida operacional de equipamentos novos e usados.

Por esses motivos, a abordagem da manutenção centrada em confiabilidade (MCC) está ganhando cada vez mais popularidade. Esta abordagem baseia-se na condição de componente e criticidade, em vez de programação de rotina para inspeção e revisão. Os componentes identificados como críticos são trocados em uma base de tempo conservativa, enquanto os outros são substituídos em uma condição de tempo condicional.

*Manutenção preditiva.* Manutenção preditiva é definida como a manutenção iniciada com base nas observações presentes e condições futuras projetadas para o componente. O objetivo da manutenção preditiva é prever o desempenho do componente de modo que os reparos podem ser planejados e realizados antes que a falha projetada ocorra. A

implementação do programa de manutenção preditiva requer armazenamento e análise de dados relevantes, determinando tendências e extensão das degradações para decidir o tipo e o tempo de ações preventivas a serem tomadas.

A deterioração é avaliada por medição periódica ou contínua, detecção, gravação e interpretação de parâmetros físicos relacionados com o funcionamento do equipamento. Os dados obtidos são relacionados a qualquer fração de degradação ou a vida útil restante do equipamento. A deterioração pode ser avaliada em termos de degradação física, elétrica ou de desempenho, como um desvio de parâmetros de funcionamento dos valores esperados.

No caso de conexões elétricas de um modo geral, a redução de falhas aumenta a confiabilidade da rede. Esta tarefa pode ser realizada através de manutenção preditiva usando monitoramento e técnicas avançadas de diagnóstico, particularmente através de monitoramento mais preciso online. O resultado final das aplicações dessas medidas é a melhoria da confiabilidade do sistema elétrico e prevenção de quedas de energia. Este, por sua vez, fornece benefícios econômicos em termos de redução de custos já que estender a vida útil de equipamentos de energia através de seus projetos atrasam os custos adicionais de capital para a substituição de equipamentos deteriorados pelo tempo.

*Monitoramento de condição.* Monitoramento de condição é uma observação contínua ou periódica e avalia a capacidade/prontidão operacional e funcional de um componente elétrico ou do sistema como um todo. Ele fornece informações em termos de medições, ensaios ou inspeções periódicas, destinadas a produzir resultados consistentes e repetíveis, no qual o desempenho ou condição da corrente elétrica é determinado.

O monitoramento efetivo dos mecanismos de degradação requer conhecimento de um ou mais indicadores de condições o qual fornece informações do estado físico dos componentes no momento da observação. Ele pode identificar os mecanismos de deterioramento que podem não ter sido adequadamente tratados durante a qualificação original e identificar falhas incipientes. Um indicador aceitável para o monitoramento de condição deve fornecer um aviso antecipado do nível de degradação funcional iminente que ainda não pode ser aparente e, portanto, deve ter uma mudança que é detectável antes da falha do componente.

Idealmente, o monitoramento de um único indicador da condição deve mostrar a capacidade funcional dos componentes de potência dentro de critérios estabelecidos, permitindo assim que o usuário selecione uma das opções: continuar a operação sem mudança, realizar manutenção, reparar o componente, ou por fim, substituir o componente. De um ponto de vista prático, as técnicas de monitorização devem ser essencialmente não destrutivas.

Em qualquer sistema elétrico de potência, conexões elétricas são os elos fracos e, portanto, o problema mais frequentemente encontrado em uma rede. Assim, para monitorar as condições de uma grande variedade de equipamentos de alimentação, diversos sensores e sistemas de controle estão sendo desenvolvidos, cuja principal função é identificar em quais conexões há degradação presente, seu tipo e a magnitude.

O Brasil por ser um país extenso apresenta longos trechos de linhas de transmissão e uma alta taxa de perda de energia, aproximadamente 20% da energia produzida total. Portanto, a mitigação das perdas técnicas de energia pode trazer grandes benefícios para as empresas transmissoras, aumentando sua RAP (Receita Anual Permanente) e evitando o pagamento da parcela variável. Para as empresas distribuidoras, que arcam com os custos das perdas, uma vez que compram a energia do gerador e vendem para o consumidor final com preço fixo regulado pela ANEEL, a melhoria da sua rede de distribuição aumentaria seu lucro. Finalmente o consumidor final também é beneficiado pois a diminuição de custos gerará modicidade tarifária.

## 1.2 Objetivo

O objetivo deste trabalho é estudar a transferência de calor de uma conexão elétrica tipo H, na condição de convecção natural e de escoamento cruzado. Isto apresenta dificuldades, pois não há correlações analíticas na literatura para a geometria singular da conexão. No entanto, há diversos estudos e formulações para cilindros e placas planas, sendo a geometria que mais se assemelha a da conexão a do cilindro. Por este motivo, os valores dos coeficientes de transferência de calor por convecção obtidos para a conexão elétrica são comparados com os valores obtidos para um cilindro de diâmetro equivalente e analisado se esta aproximação é válida ou se é necessária a realização de ajustes.

Para o estudo da conexão será realizado experimentos em laboratório e simulações numéricas utilizando volumes finitos com a finalidade de estudar a variação do coeficiente de transferência térmica médio a partir de variações na velocidade do vento, corrente elétrica e conseqüentemente a temperatura superficial da conexão. No entanto, a determinação do valor do coeficiente de transferência térmica médio,  $\bar{h}$ , é complexo e depende de múltiplos parâmetros, como por exemplo: o escoamento, a natureza do fluido, propriedades termodinâmicas e de transporte, a temperatura ambiente e superficial da conexão, além do material e sua geometria.

Este trabalho analisará a geração e transferência de calor de uma conexão elétrica tipo H, e como a influência do parâmetro velocidade do vento afeta a temperatura aferida da conexão.

## Capítulo 2

# Revisão Bibliográfica

A necessidade de desenvolvimento de conexões elétricas confiáveis datam desde do início do século XIX, quando as primeiras máquinas elétricas foram utilizadas. Com o aumento exponencial e contínuo pela demanda de energia, as conexões tiveram que ser aperfeiçoadas de modo a suportar uma maior carga e manter a confiabilidade do sistema.

O principal objetivo de uma conexão elétrica é permitir a passagem ininterrupta de corrente através de uma interface de contato, o qual será alcançado quando um bom contato metal-metal é estabelecido. Evidências experimentais e vários relatos de problemas em serviço sugerem que a confiabilidade das conexões elétricas não é obtida pela aplicação de práticas e métodos estabelecidos rotineiramente. A taxa de degradação de conectores elétricos em serviço não pode ser determinada precisamente, o que torna os esforços de manutenção complexos. Há duas principais razões para isso: primeiro, há falta de conhecimento da ação do problema, sendo que a deterioração da conexão é um processo complexo relacionado com o tempo e intensidade de utilização, e segundo, as características específicas da deterioração da conexão não são reconhecidas prontamente, devido à falha da conexão ser usualmente associada com perdas térmicas, o que torna a identificação do mecanismo de degradação complicado. As consequências prejudiciais desta situação são refletidas nas características dos materiais, seu uso e manutenção, além de toda confiabilidade da rede elétrica.

Os processos que ocorrem na zona de contato são complexos e não totalmente explicados nos limites do atual conhecimento. Apesar da natureza desses processos ser diferente, eles são todos governados pelo mesmo fenômeno fundamental, sendo o mais importante a degradação da interface de contato e as mudanças na resistência de contato associados à corrente, carregamento, temperatura e outros parâmetros de contato.

A inspeção por termografia de instalações elétricas torna-se cada vez mais usual no planejamento da manutenção destes equipamentos. Para que se conheça em que nível de aceitação a conexão se encontra, é necessário que se conheça a resistência elétrica a passagem de corrente que esta apresenta, no entanto a inspeção da peça por termografia apresenta apenas a variável temperatura. A temperatura da conexão é uma variável não

linear, portanto depende de múltiplos fatores para sua determinação, sendo que muitos destes não podem ser controlados no momento da inspeção. Os principais fatores que influenciam na temperatura da conexão podem ser citados como: material da conexão, geometria, corrente elétrica, resistência elétrica, temperatura externa, radiação solar, umidade, vento, etc. Um dos principais fatores que afetam a temperatura da conexão é o vento, uma vez que este é categórico na determinação do coeficiente de troca de calor por convecção.

## 2.1 Requisitos das conexões elétricas

Diferentes tipos de conexões satisfazem diferentes conjuntos de requisitos dependendo de sua estabilidade e confiabilidade. Esses problemas podem ser alocados e resolvidos com cuidadosa consideração das aplicações, projeto, e condição de operação das conexões elétricas. Sendo a principal função de um contato elétrico permitir a transmissão de corrente de um membro a outro, com o menor impacto no sinal transmitido, o seguinte conjunto de requisitos é necessário:

1. Elétrico: pouca perda de potência, nenhuma distorção no sinal, pouco sobreaquecimento.
2. Mecânico: alta resistência ao desgaste.
3. Ecológico: Resistência aos fatores ambientais, mínima poluição no processo de fabricação, operação e condição de reciclagem.
4. Ergonômico: simplicidade de projeto e fabricação, manutenção e substituição simples.
5. Econômico: mínimo conteúdo de metais nobres.

De acordo com o conjunto de requisitos apresentado, a confiabilidade é uma das características mais importantes de uma conexão elétrica.

## 2.2 Fatores que afetam a confiabilidade de uma conexão

Um dos problemas mais importantes que afeta a confiabilidade nas conexões elétricas é a natureza discreta da interface. Um contato elétrico entre sólidos é formado em áreas discretas, sendo estas os únicos caminhos de condução. Os parâmetros de desempenho são divididos basicamente em dois grupos: internos e externos. Os fatores internos são tipicamente mecânicos (o carregamento de contato, tipo e características de movimento, a velocidade) e elétricos (tipo e intensidade da corrente, tensão de operação). Os fatores

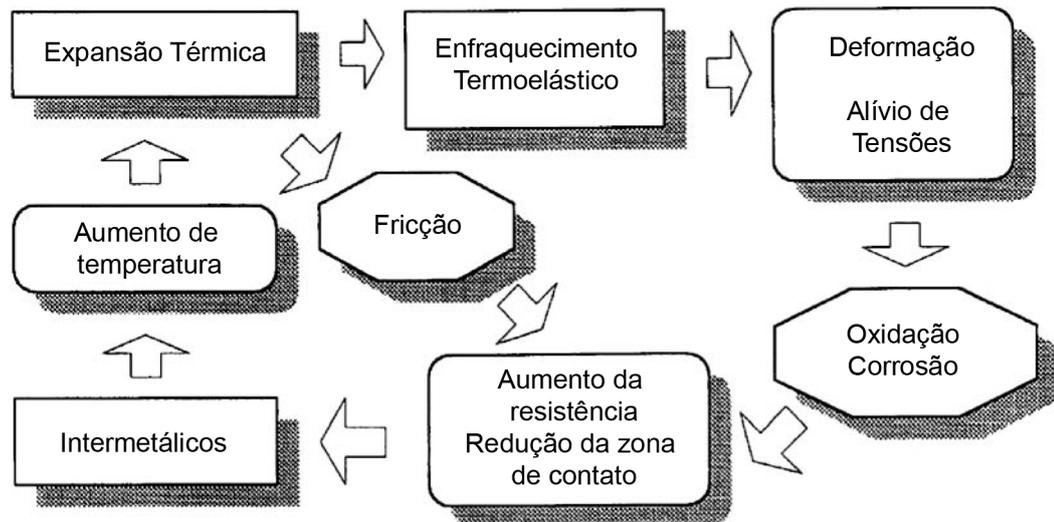


Figura 2.1: Esquema dos mecanismos de degradação em conexões elétricas  
 Fonte:[Braunovic, Myshkin e Konchits 2006]-Adaptado

externos podem ser a variação de temperatura, umidade, pressão atmosférica, que geralmente são incontroláveis. Além disso, a ocorrência de processos químicos e físicos na zona de contato e a formação de partículas de desgaste influenciam o estado da interferência. Estes fatores de desempenho afetam as propriedades dos materiais de contato e consequentemente afetam a resistência de contato e a confiabilidade dos contatos elétricos. O amplo uso de alumínio em diferentes aplicações elétricas solicitou vários estudos dos processos que ocorrem em conexões deste material. Evidências experimentais publicadas e diversos relatórios de problemas em serviço sugerem que a confiabilidade em conexões de alumínio não pode ser obtida pela aplicação de práticas e métodos estabelecidos para juntas em conexões de cobre. A complexidade dos mecanismos de falha em conexões de alumínio é melhor descrita na forma de um ciclo como visto na Figura 2.1. Quebrar esse ciclo requer um conhecimento mais profundo dos parâmetros que afetam várias propriedades do alumínio e outros condutores e materiais de contato sujeitos a diferentes carregamentos e condições ambientais.

A oxidação de contatos metal-metal com a superfície de contato é amplamente considerada o mais sério mecanismo de degradação que ocorre em conexões elétricas. Em conexões de alumínio, no entanto, a oxidação é geralmente considerada um mecanismo de degradação menos problemático, uma vez que a oxidação é limitada a uma espessura de cerca de 10 nm por um período muito curto de tempo.

A corrosão por atrito é um problema recorrente de importância prática significativa que pode afetar uma ampla extensão de equipamentos elétricos, incorrendo em custosas trocas de componentes e tempo de inatividade do equipamento. O processo é definido como acelerada deterioração da superfície ocorrendo na interface de contato dos materiais sujeitos a pequenos movimentos de oscilação que pode ser produzidos por vibrações mecânicas, expansão térmica diferencial, relaxamento de carga, e pelo aquecimento da conexão

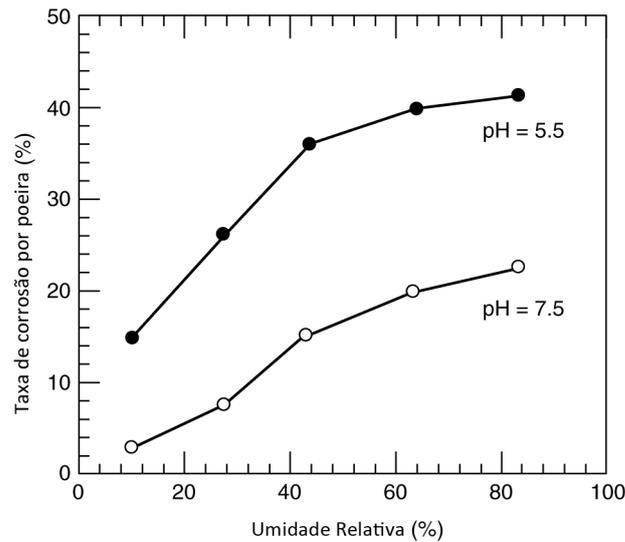


Figura 2.2: Taxa de corrosão de partículas de poeira com diferentes pH em função da umidade relativa

Fonte: [Braunovic 2007]-Adaptado

atrelada ao processo de desligar e ligar. Corrosão por atrito é geralmente relacionada com amplitudes de escorregamento que não superam a 125 micrometros [Braunovic 2007]. A natureza da corrosão por atrito depende de um amplo número de variáveis, e muitas teorias foram propostas para explicar os efeitos observados, embora nenhum modelo unificado para o processo tenha emergido.

Esse tipo de corrosão ocorre devido à presença de sais solúveis em água na poeira. Estas soluções causam eletrólise e causam a corrosão do metal. Este problema foi estudado extensivamente por [Lin e Zhang 2004] e [Wan et al. 1999], que mostraram que a umidade relativa e o fator pH são os parâmetros mais importantes que afetam a corrosão. Corrosão por poeira cresce de modo quase linear com a umidade relativa, como visto na Figura 3.

## 2.3 Transferência de calor em uma conexão elétrica

### Resistência de contato

A superfície dos sólidos sempre apresenta rugosidade. O tamanho destas asperezas pode variar desde o comprimento da amostra até a escala atômica. Por convenção, as irregularidades da superfície podem ser classificadas em erros na forma, ondulações, rugosidade, e subrugosidade (rugosidade em nanoescala). Esses níveis de rugosidade estão associados com os tipos correspondentes de área de contato (aparente, real, e área física de contato). O estudo dessas áreas seguem a tendência geral da mecânica de modelos macroscópicos até as tentativas atuais de compreender os processos das micro/nano escalas no contato de sólidos. A topografia das superfícies afetam todas as características do

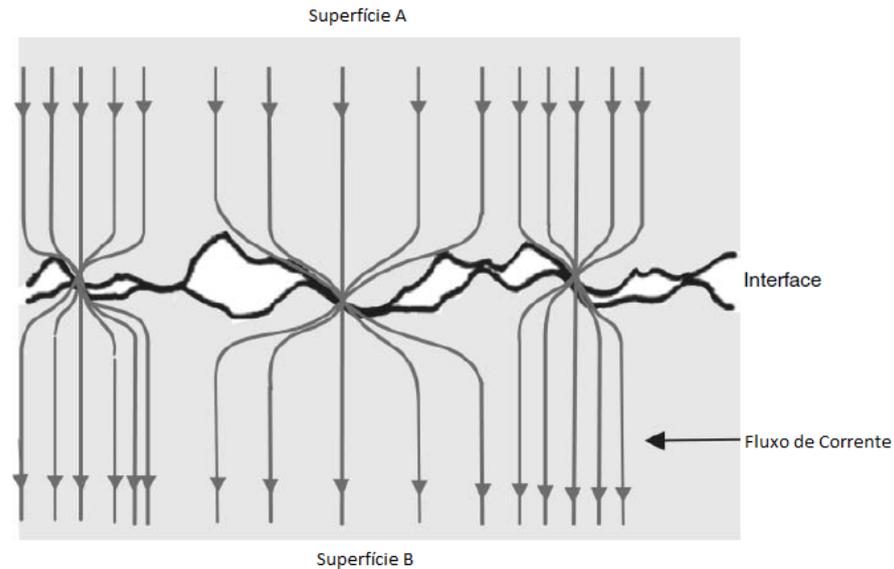


Figura 2.3: Resistência elétrica de constricção.

Fonte: [Holm 1967]

contato, mas inicialmente as características mecânicas. Outro fator importante que afeta o comportamento do contato é a presença de vários filmes (como óxidos, contaminantes, e produto de reações).

A corrente elétrica passa pelos “*a-spots*” (pequenos pontos de contato que causam a constricção da corrente) que são menores do que os pontos de contato reais (Figura 2.3). Como a corrente elétrica é constrita para permitir sua passagem pelos “*a-spots*”, a resistência elétrica é elevada. Este aumento é definido como resistência de constricção. Filmes contaminantes nas superfícies aumentam a resistência dos “*a-spots*”. A resistência total devido à constricção e aos filmes contaminantes é conhecida como *resistência de contato*.

Quando o contato é realizado entre dois metais, as asperezas da superfície dos membros em contato irão penetrar o filme de oxidação natural e outros contaminantes, estabelecendo contatos metálicos localizados e, portanto, caminhos de condução. Ao incrementar a força de contato entre os pontos, o número e a área desses pequenos contatos metal-metal aumentam devido à ruptura do filme óxido e a extrusão do metal pelas rupturas. Esses pontos (“*a-spots*”), são pequenas soldas frias fornecendo os caminhos de condução para transferência de corrente elétrica. Portanto, a corrente que deve atravessar a interface de contato é comprimida a fluir através dos “*a-spots*”, vistos nas Figuras 2.3 e 2.4.

Aumentar o número de caminhos e gerar distribuições mais uniformes de corrente pode ser feito ao aumentar a rugosidade da superfície, portanto elevando a probabilidade de ocorrência de contatos metal-metal com carregamentos muito menores se comparado com superfícies polidas. Por isso, superfícies de contato acabadas com abrasão áspera apresentarão menor resistência de contato se comparadas com as suavemente usinadas [Naybour e Farrell 1973]. Em boas conexões, a temperatura da interface é levemente su-

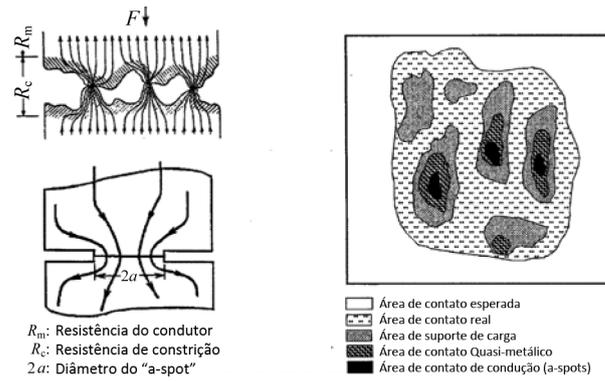


Figura 2.4: Esquema da área de contato real e constricção de corrente.

Fonte: [Braunovic 2007]- Adaptado.

perior do que a temperatura global média. Em conexões ruins, a temperatura é bem maior do que a temperatura global média e acelera a deterioração das áreas de contato, elevando a resistência. A deterioração é cumulativa resultando no aumento gradativo das altas temperaturas, acarretando na falha da conexão. A deterioração de uma conexão acontece lentamente a uma taxa determinada pela natureza de diferentes processos que ocorrem na zona de contato e do ambiente. Esse estágio inicial persiste por um longo período sem qualquer deterioração notável até os estágios finais da vida da conexão; quando um processo de auto-aceleração da deterioração ocorre, resultando em desencadeamento de interação dos processos térmicos, químicos, mecânicos e elétricos, causando uma elevação abrupta da resistência de contato.

## 2.4 Pontos de contato aquecidos por corrente elétrica

Nesta seção será realizado um estudo analítico e experimental da simulação das condições de aquecimento na zona de contato ocorrido devido à passagem de corrente elétrica. Verificou-se que o método de aquecimento local da zona de contato por corrente elétrica pode ser eficaz apenas quando os filmes de superfícies são inexistentes ou filmes condutores homogêneos estão presentes [Braunovic, Myshkin e Konchits 2006]. Estudos experimentais da passagem de elevadas correntes através das conexões com filmes óxidos e a formação de canais de condução (pontes) mesmo em filmes extremamente finos foram realizados. Demonstrou-se que isso leva a geração de calor predominantemente por efeito Joule na vizinhança da ponte formada, excluindo o aquecimento da área de contato.

### 2.4.1 Contato de metal sem filme

O mecanismo de passagem de corrente através de contatos metálicos sem a presença de filmes contaminantes e seu aquecimento foi estudado por [Holm 1967]. A resistência de contato,  $R_c$ , neste caso é determinada pela resistência de constricção,  $R_s$ , a qual depende do efeito geométrico da constricção das linhas de corrente. A densidade de corrente varia

Tabela 2.1: Algumas fórmulas derivadas da Equação de Kohlraush

Formula, Número da Equação	Hipóteses	Referência
$Q_m = \frac{U_c}{8z_0\rho_0}$ (2.3.1)	Ignora a dependência de condutividade elétrica e térmica	[Holm 1967]
$L(T_m^2 - T_0^2) = \frac{U_c}{4}$ (2.3.2)	Lei de Viedemann-Franz-Lorenz ( $z_T\rho_T = LT$ ) é valido	[Holm 1967]
$Q_m + \frac{1}{2}tQ_m = \frac{U_c}{\rho_0z_0}$ (2.3.3)	$\rho_T = \rho_0(1 + tQ)$	[Konchits e Kim 1999]

através da superfície de contato, elevando-se na direção de sua periferia. Calor é gerado em uma pequena região (região de constricção) adjacente ao ponto de temperatura de pico  $Q_m$  na interface. Por causa da massa desprezível do volume de metal aquecido na região de constricção, um salto rápido de sobreaquecimento ocorre.

O aumento da temperatura na interface é calculado utilizando a equação de Kohlraush [Greenwood e Williamson 1958]:

$$U_c^2 = 8 \int_{T_0}^{T_m} z(T)\rho(T)dT \quad (2.1)$$

Onde a integral é tomada sobre o gradiente térmico entre as superfícies isotérmicas em que  $T_0$  é a temperatura de vizinhança medida e  $T_m$  é a máxima temperatura superficial, e em que a dependência de todas as propriedades termofísicas são levadas em consideração.  $U_c$  é a diferença de potencial através da conexão,  $\rho$  a resistividade elétrica do condutor e  $z$  a condutividade térmica do meio.

A equação de Kohlraush 2.1 é baseada na teoria clássica de contato, assumindo-se que os contornos são termicamente isolados quando o calor gerado por efeito Joule dissipa somente no meio de contato (contato dos condutores) por difusão nas partes mais frias. Dissipação de calor nas regiões de contornos (nanocondutividade elétrica) é ignorado.

Diferentes expressões para temperatura de contato foram derivadas e são apresentadas na Tabela 2.1.

A Equação 2.3.1 aparentemente tem uma aplicação limitada e é apropriada para cálculos aproximados apenas. A aplicação da Equação 2.3.2 para metais que atendem a lei de Viedemann-Franz-Lorenz pode produzir uma aproximação suficientemente boa assumindo um coeficiente de Lorenz,  $L = 2,4 \times 10^{-7}(V/K)^2$ . A magnitude do coeficiente de Lorenz pode ser aproximada assumindo-se que o mesmo é constante até o ponto de fusão para cobre, prata e ouro e até 423-473K para metais do grupo de platina e suas ligas

[Holm 1967]. É necessário conhecer as relações  $g(T)$  e  $z(T)$  para metais de contato para o uso da Equação 2.3.3.

As equações de Kohlraush foram experimentalmente validadas somente para pontos suficientemente largos (a partir de algumas centenas de micrometros de diâmetro) [Tamai e Tsuchiya 1979]. Quando a área de contato é reduzida, a dissipação de calor nos contornos das regiões de nanocondutividade (por exemplo, filmes orgânicos ou óxidos), podem ter uma relevância ainda maior, violando as premissas convencionais. Ademais, a teoria clássica ingora a existência da “*resistência de Knudsen*” que é resultado da dispersão de elétrons sobre os limites de constrição. Foi demonstrado [Jansen, Mueller e Wyder 1978] que a redução do ponto de dimensão linear para um tamanho comparável com o tamanho do caminho de elétron livre ( $\sim 10\text{nm}$  para muitos metais) acentua a significância desta resistência em comparação a  $R_s$ . Além disso, a equação de Kohlraush torna-se inútil quando aplicada a pontos muito pequenos (até aproximadamente  $0.1 \mu\text{m}$ ), como foi experimentalmente provado [Hilgarth 1958].

Do ponto de vista da simulação da condição de calor, o carregamento de corrente necessário para atingir um determinado sobreaquecimento dos pontos de contato aparenta ser o problema principal. Dado que as fórmulas baseadas na Equação 2.1 ignoram a possibilidade do ponto de contato crescer devido ao amaciamento quando a corrente elétrica aumenta, o parâmetro densidade de corrente,  $j$ , torna-se uma ferramenta analítica mais conveniente.

Considere um simples caso em que um ponto de contato circular com diâmetro  $a$  entre metais similares. Quando o aquecimento por efeito Joule é desprezível e a distância de um ponto de contato para outro é suficiente grande, a resistência de contato pode ser determinada de acordo com [Holm 1967] do seguinte modo:

$$R_c = R_s = \frac{\rho}{2a} \quad (2.2)$$

$$j = \frac{I}{\pi a^2} \quad (2.3)$$

$$I = \frac{U_c}{R_s} \quad (2.4)$$

Associando os resultados com a Equação 3.3.2, obtém-se:

$$j = \frac{U_c}{\pi \rho a} = \frac{4L (T_m^2 - T_0^2)^{1/2}}{\pi \rho a} \quad (2.5)$$

Assume-se que a densidade de corrente que induz sobreaquecimento ( $Q_m = 1\text{K}$ ) no ponto é um princípio,  $j_{cr}$ , na qual o aquecimento inicia-se. A Tabela 2.2 lista os parâmetros  $j_{cr}$  para alguns metais, como determinado pela Equação 2.5.

Esses parâmetros correlacionam em suas ordens de magnitude com os resultados ex-

**Tabela 2.2: Densidade de Corrente  $j_{cr}$  versus o raio dos pontos de contato  $a$  para alguns metais** $(L = 2.4 \times 10^{-7} V^2 / K^2, T_0 = 293 K)$  Fonte: [Braunovic 2007]

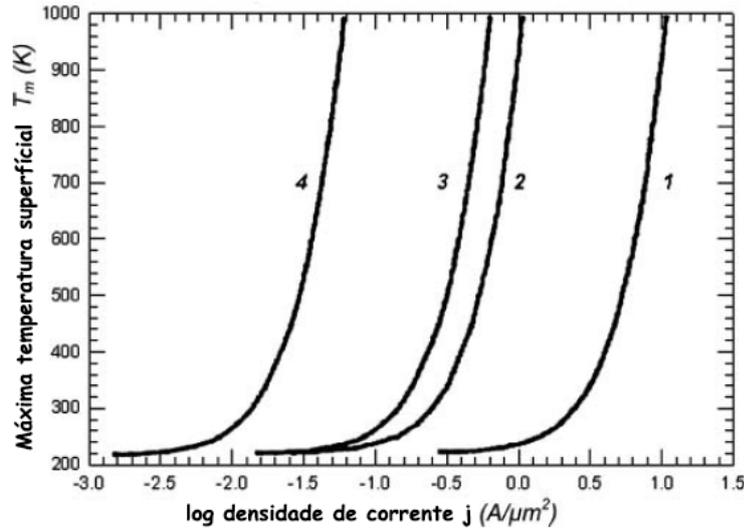
Metal	$\rho(10^{-8}\Omega m)$	$a = 0.1 [\mu m]$	$a = 1 [\mu m]$	$a = 10 [\mu m]$
Cobre	1.75	2.73	0.27	0.027
Ouro	2.3	2.08	0.21	0.021
Alumínio	2.9	1.68	0.165	0.017
Platina	11.7	0.41	0.041	0.004
Aço	30	0.16	0.018	0.002

perimentais obtidos por [Timsit 1999]. Por exemplo, a temperatura de ponto de contato de alumínio com raio de  $8,1 \mu m$  começa a aumentar a uma corrente  $I \sim 10 A$ , ou seja, quando a densidade de corrente  $j \cong 0,04 A / \mu m^2$  (magnitude esperada é  $0,02 A / \mu m^2$ ), e magnitudes relevantes são  $I \cong 0,1 A$ ,  $I \cong 3 A / \mu m^2$  quando o raio do ponto é de  $0,1 \mu m$ . Pode ser visto que o aquecimento do ponto de contato torna-se perceptível em altas densidades de corrente (Tabela 2.2). Por outro lado, a análise da Equação 2.5 indica que a superfície de contato rapidamente esquenta quando  $j$  ultrapassa o valor de  $j_{cr}$ , Figura 2.5.

Densidades de corrente devem aumentar aproximadamente 20 vezes para alcançar-se uma temperatura de  $T_m \cong 1000 K$ . Na realidade, o crescimento da temperatura de contato em relação a corrente é muito mais rápido porque a Equação 2.5 não leva completamente em consideração a o crescimento do parâmetro  $g$  quando este é afetado pelo calor gerado por efeito Joule. A taxa de variação de sobreaquecimento em relação a  $j$  acelera quando  $T_m$  aumenta (Figura 2.5). Isso fica evidente especialmente quando o valor de  $T_m$  é superior a 500-600K. Correspondentemente, um ajuste preciso de  $j$  para o aquecimento da área de contato específica é mais difícil de ser obtido.

Ademais dos efeitos térmicos, alta corrente elétrica pode produzir outros efeitos. Por exemplo, efeito eletroplástico aparece quando o valor de  $j = 10^{-4} A / \mu m^2$  [Konchits, Meshkov e Myshkin 1986]. Tabela 2.2 mostra que efeitos térmicos e eletroplásticos podem se sobrepor em vários metais, e este fator deve sempre ser considerado ao se modelar condições térmicas.

Uma grande dependência de  $j_{cr}$  em relação ao tamanho dos pontos de contato constitui uma característica proeminente porque quanto menores forem as dimensões lineares, maiores densidades de corrente são necessárias para o aquecimento local (Tabela 2.2). Portanto, o efeito térmico devido à constrição da corrente elétrica é evidente dentro de um intervalo relativamente estreito de densidades de corrente elevadas, determinadas pela condutividade específica do metal e as dimensões do local de contato. Em geral, os dados acima provam que os campos de temperatura para os pontos de contato puramente metálicos e com geometria simples, com o raio de pelo menos  $0,1 \text{ mm}$ , podem ser facil-



Fonte:[Braunovic, Myshkin e Konchits 2006]

Figura 2.5: Máxima temperatura superficial  $T_m$  versus densidade de corrente  $j$  em pontos de contato com raio  $a$  para cobre (1,2) e aço (3,4); 1,3:  $a = 1 \mu m$ , 2,4:  $a = 10 \mu m$ , ( $L = 2.4 \times 10^{-7} V^2/K^2$ ,  $T_0 = 293K$ ).  $T_m$  é calculado da Equação 2.5.

mente determinadas usando os parâmetros gravados experimentalmente da  $U_c$ , bem como conhecidos  $\rho(T)$ , e  $z(T)$  para os contatos metálicos.

## 2.4.2 Aquecimento de pontos de contato com filme de superfície

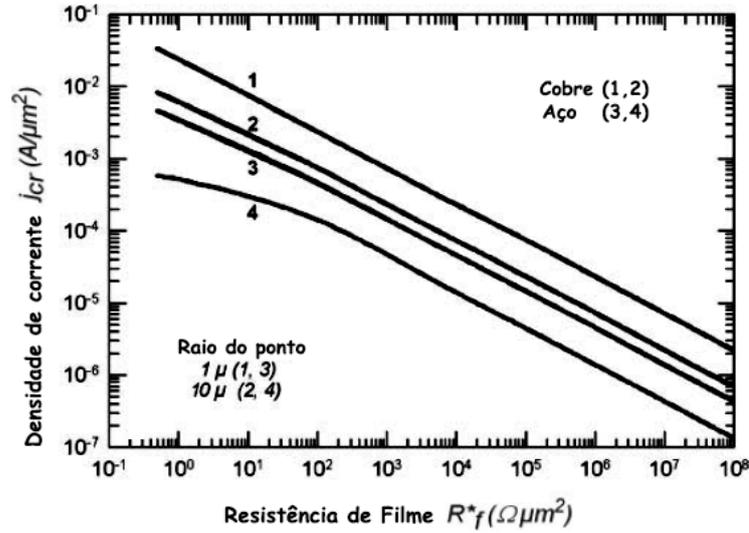
Filmes de superfície adicionam várias características de passagem de corrente elétrica e conseqüentemente geração de calor na conexão. Quando o filme é contínuo, a resistência de contato,  $R_c$  é a soma de duas componentes de natureza diferente, ou seja, a resistência do filme  $R_f$  e a resistência de constrição  $R_s$ .

O aquecimento por efeito Joule é praticamente totalmente liberado na interface (filme) quando  $R_f$  é dominante. Ademais, a teoria de contato de Kohlraush não pode ser usada para estimar a temperatura produzida por efeito Joule. Uma aproximação mais geral desenvolvida baseada no trabalho de [Blok 1937] é mais apropriada.

Assumindo que um filme contínuo com resistência específica  $R_f^*$  separa os elementos de contato a resistência de constrição dos contatos com os filmes é determinada como  $2\rho/\pi a$  [Holm 1967]. Logo:

$$R_c = R_s + R_f = \frac{2\rho}{\pi a} + \frac{R_f^*}{S} \quad (2.6)$$

Quando a corrente  $I$  passa através o ponto de contato de área  $S = \pi a^2$ , a seguinte expressão é obtida:



Fonte: [Braunovic, Myshkin e Konchits 2006]

Figura 2.6: Densidade de corrente  $j_c$  em função da resistência de filme específica  $R_f^*$  para cobre (1,2) e aço (3,4), para diferentes raios de pontos de contato,  $a$ , 1,3:  $a = 1\mu m$ , 2,4:  $a = 10\mu m$ , ( $T_0 = 293K$ ).

$$q_j = \frac{I^2 R_c}{S} = \frac{I^2 \left( \frac{2\rho}{\pi a} + \frac{R_f^*}{S} \right)}{S} = j^2 (2a\rho + R_f^*) \quad (2.7)$$

Logo,

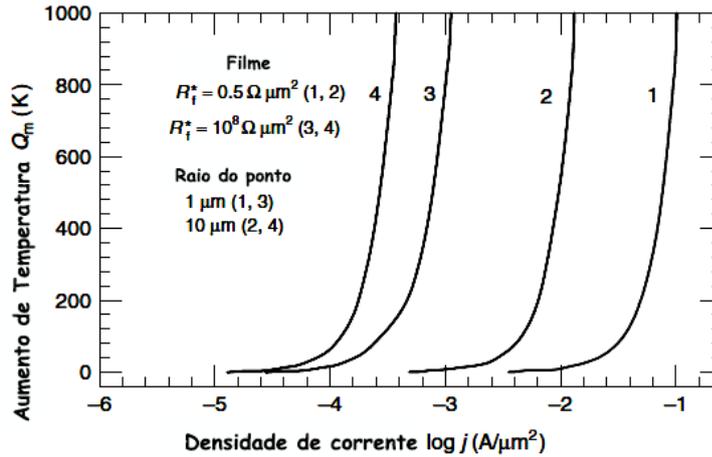
$$Q_m = \frac{\pi a j^2 (2a\rho + R_f^*)}{8z} \quad (2.8)$$

Uma expressão para densidade de corrente pode ser obtida da Equação 2.6 na forma:

$$j = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{2Q_m z}{a(2a\rho + R_f^*)} \right]^{1/2} \quad (2.9)$$

A Figura 2.6 mostra os valores de  $j_{cr}$  derivado da Equação 2.9 (densidade de corrente necessária para alcançar  $Q_m = 1K$ ) para cobre e aço com diferentes valores de  $a$  e  $R_f^*$ .

Verifica-se que mesmo para filmes com alta condutividade (por exemplo, absorção de filmes de aproximadamente 0,5nm de espessura podem apresentar  $R_f^* \cong 0,5\Omega \mu m^2$  [Holm 1967]) o valor obtido de  $j_{cr}$  são muito menores se comparados com os valores encontrados para contatos metálicos puros em condições similares (Tabela 2.2). Assim que o valor de  $R_f^*$  aumenta, a magnitude de  $j_{cr}$  rapidamente diminui. O aquecimento de contatos com filmes de baixa condutividade ( $R_f^* = 10^8 \Omega \mu m^2$ ) inicia em densidades de correntes entre 4 e 5 vezes menor do em contatos sem filmes. É evidente que baixas densidades de corrente necessária para aquecimento deixa mais espaço para que seja evitado outros efeitos de corrente elétrica, incluindo efeitos eletroplásticos. Quando o valor de



Fonte: [Braunovic, Myshkin e Konchits 2006]

Figura 2.7: Aumento de temperatura  $Q_m$  em pontos de contatos com raios diferentes,  $a$ , versus a densidade de corrente  $j$  para aço com filmes de alta condutividade ( $R_f^* = 0,5 \Omega \mu m^2$ ) (1,2) e filmes com baixa condutividade ( $R_f^* = 10 \Omega \mu m^2$ ) (3,4). Para 1,3:  $a = 1 \mu m$ , 2,4:  $a = 10 \mu m$ , ( $T_0 = 293K$ ). A origem das curvas correspondem a densidade de corrente crítica,  $j_{cr}$ .

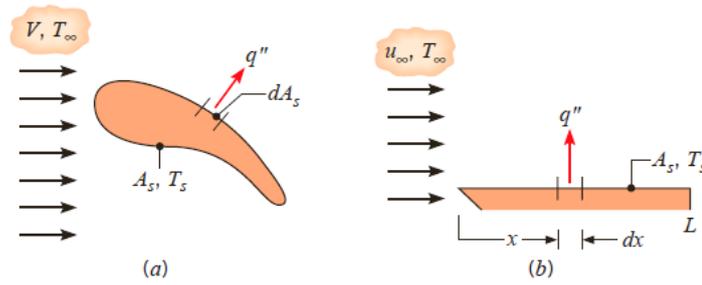
corrente é suficiente para o aquecimento, o aumento na densidade de corrente gera aumento mais rápido de temperatura. A dependência de  $Q_m(j)$  mostrado na Figura 2.7 para aços (a dependência de  $g(T)$  e  $z(T)$  foram ignoradas nos cálculos) retrata esta situação aproximadamente.

Quando  $j$  ultrapassa  $j_{cr}$  por uma ordem de magnitude,  $Q_m$  pode atingir aproximadamente 200K, mas com um ligeiro aumento adicional na densidade de corrente,  $Q_m$  alcança aproximadamente  $\sim 1000 K$ .

A transferência de altas correntes através de filmes finos foi considerada em várias publicações. [Holm 1967, Shobert 1965, Tamai e Tsuchiya 1979]. Essas suposições são provavelmente verdadeiras para filmes de superfícies com uma condutividade relativamente alta, por exemplo, filmes de sufoto. No entanto, não há, de fato, dados experimentais que comprovem a possibilidade de criar a mesma situação para filmes de baixa condutividade.

## 2.5 Transferência de calor por convecção

Considere as condições da Figura 2.8. Um fluido de velocidade  $V$  e temperatura  $T_\infty$  flui sobre uma superfície de forma arbitrária e área superficial  $A_s$ . A temperatura da superfície é considerada uniforme,  $T_s$ , e se  $T_s \neq T_\infty$ , transferência de calor por convecção ocorrerá. Sabe-se que o fluxo de calor e o coeficiente de transferência de calor por convecção varia ao longo da superfície. A taxa total de transferência de calor,  $q$ , pode ser obtida pela integração do fluxo de calor local sobre a área total, ou seja:



Fonte: [Bergman et al. 2011]

Figura 2.8: Transferência de calor por convecção local e total. (a) Superfície de forma arbitrária (b) Placa plana.

$$q = \int_{A_s} q'' dA_s \quad (2.10)$$

Pela lei de resfriamento de Newton, sabe-se:

$$q_s'' = h(T_s - T_\infty) \quad (2.11)$$

Logo,

$$q = (T_s - T_\infty) \int_{A_s} h dA_s \quad (2.12)$$

Definindo um coeficiente de convecção médio,  $\bar{h}$  para toda a superfície, a taxa total de transferência de calor pode ser expressa como:

$$q = \bar{h} A_s (T_s - T_\infty) \quad (2.13)$$

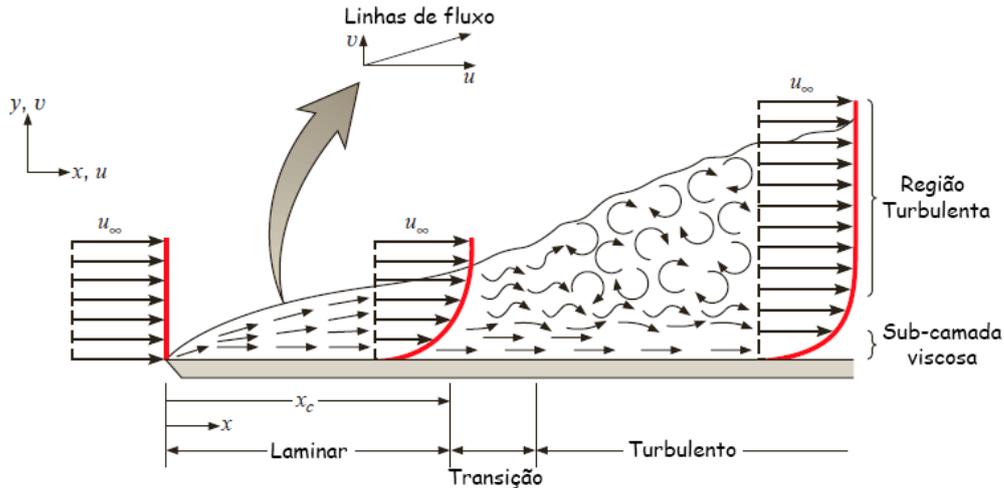
Equalizando as Equações 2.12 e 2.13, segue-se que o coeficiente médio e local de transferência de calor por convecção são relacionados pela expressão da seguinte forma:

$$\bar{h} = \frac{1}{A_s} \int_{A_s} h dA_s \quad (2.14)$$

### 2.5.1 Escoamento Laminar e Escoamento Turbulento

De acordo com [Bergman et al. 2011], uma etapa inicial indispensável no tratamento de qualquer problema de convecção é determinar se a camada limite é laminar ou turbulenta.

Conforme está na Figura 2.9, há uma nítida diferença entre as condições do escoamento laminar e do escoamento turbulento. Na camada limite laminar, o movimento do fluido é muito organizado e é possível identificar linhas de corrente ao longo das quais as partículas se movem. O movimento do fluido ao longo de uma linha de corrente se caracteriza



Fonte: [Bergman et al. 2011]

Figura 2.9: Desenvolvimento da camada limite cinética sobre uma placa plana.

pelas componentes da velocidade nas direções  $x$  e  $y$ . Uma vez que a componente de velocidade  $v$  está na direção normal à superfície, ela pode contribuir significativamente para a transferência de momento, de energia ou de massa através da camada limite. O movimento do fluido na direção normal à superfície é indispensável para que a camada limite cresça na direção  $x$ .

Em contraste, o movimento do fluido na camada limite turbulenta é muito irregular e se caracteriza pelas flutuações da velocidade. Essas flutuações realçam a transferência de momento, de energia e de massa e por isso provocam o aumento do atrito na superfície e também das taxas de transferência convectiva. A mistura do fluido, provocada pelas flutuações, faz com que a camada limite turbulenta tenha espessura maior que no escoamento laminar e provoca perfis de velocidade, de temperatura e de concentração menos acentuados que na camada limite laminar.

Na Figura 2.9 aparecem esquematicamente essas circunstâncias no caso do desenvolvimento da camada limite cinética sobre uma placa plana. A camada limite é, inicialmente, laminar mas, a uma certa distância da borda frontal, as pequenas perturbações são amplificadas e ocorre a transição para o escoamento turbulento. As flutuações no fluido principiam a se desenvolver na região de transição e a camada limite acaba por ficar completamente turbulenta. Na região plenamente turbulenta, as condições se caracterizam por um movimento muito caótico, tridimensional, de grandes parcelas do fluido e não é surpreendente que a transição para a turbulência seja acompanhada por um significativo aumento da espessura da camada limite, da tensão de cisalhamento na parede e dos coeficientes de convecção.

Ao se calcular o comportamento da camada limite é frequentemente razoável admitir que a transição principia a uma certa distância  $x_c$ . Esta localização determina-se por um grupo adimensional de variáveis, o *número de Reynolds*:

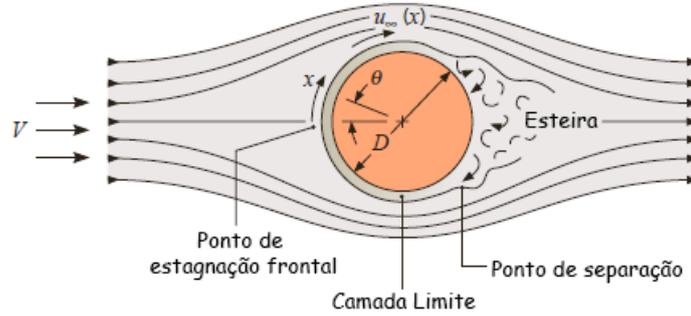


Figura 2.10: Formação e separação da camada limite no escoamento cruzado sobre um cilindro circular.

$$Re_x \equiv \frac{\rho u_\infty x}{\mu} \quad (2.15)$$

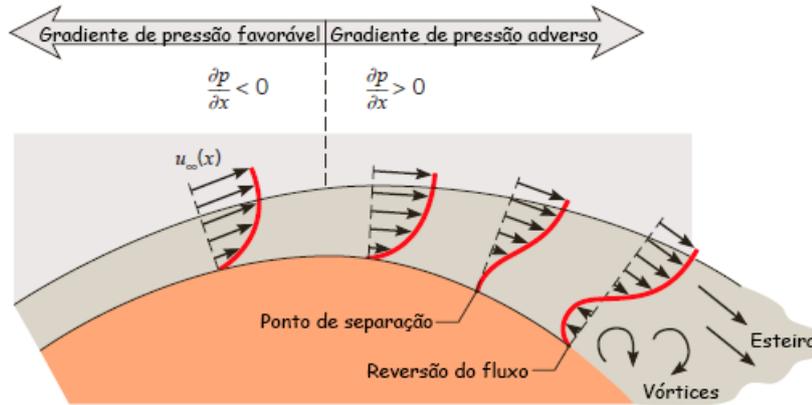
onde o comprimento característico  $x$  se mede a partir da borda frontal. O *número de Reynolds crítico* é o valor de  $Re$ , para o qual a transição principia, e no caso do escoamento sobre uma placa plana, varia entre  $10^5$  e  $3 \times 10^6$ , dependendo da rugosidade da superfície e do nível de turbulência na corrente livre.

## 2.5.2 O Cilindro Longo Horizontal Num Escoamento Transversal

A seção transversal que mais se aproxima da conexão elétrica estudada é um cilindro. [Bergman et al. 2011] apresenta o estudo da transferência de calor do fluido na direção perpendicular ao eixo de um cilindro circular.

Conforme está na Figura 2.10, o fluido na corrente livre fica em repouso no ponto de estagnação frontal, o que acarreta uma elevação de temperatura. A partir deste ponto, a pressão diminui com o aumento de  $x$ , a coordenada da linha de corrente, e a camada limite se desenvolve sob a influência de um *gradiente de pressão favorável* ( $dp/dx < 0$ ). Porém, a pressão atinge, a uma certa distância, um valor mínimo e, na região da face posterior do cilindro, o desenvolvimento da camada limite ocorre na presença de um *gradiente de pressão adverso* ( $dp/dx > 0$ ).

Na Figura 2.10 a distinção entre a velocidade da corrente a montante,  $V$ , e a velocidade da corrente livre,  $u_\infty$ , deve ser bem notada. De maneira diferente da que ocorre com a placa plana, no escoamento paralelo, estas velocidades diferem, com  $u_\infty$  dependendo da velocidade  $x$  ao ponto de estagnação. Pela equação de Euler para o escoamento invíscido [Fox, McDonald e Pritchard 2006],  $u_\infty(x)$  deve ter comportamento oposto ao de  $p(x)$ . Isto é, a partir de  $u_\infty = 0$  no ponto de estagnação, o fluido se acelera em virtude do gradiente de pressão favorável ( $du_\infty/dx > 0$  quando  $dp/dx < 0$ ) atinge velocidade máxima quando  $dp/dx = 0$  e se desacelera em virtude do gradiente de pressão adverso ( $du_\infty/dx < 0$  quando  $dp/dx > 0$ ). A medida que o fluido se desacelera, o gradiente de velocidade na superfície,  $\partial u/\partial y|_{y=0}$ , acaba por se tornar nulo, Figura 2.11.



Fonte: [Bergman et al. 2011]

Figura 2.11: Perfil de velocidade associado à separação, num cilindro circular com escoamento cruzado.

Neste ponto, denominado *ponto de separação*, o fluido nas vizinhanças das superfícies não tem momento suficiente para superar o gradiente de pressão, e torna-se impossível o movimento continuado na direção da corrente. Uma vez que o fluido afluyente também impede o escoamento corrente acima, deve ocorrer a *separação da camada limite*. Esta é a condição em que a camada limite se afasta da superfície e se forma a esteira a jusante do cilindro. O escoamento nesta região é caracterizado pela formação de turbilhões, e é altamente irregular. O ponto de separação é o ponto no qual  $\partial u / \partial y|_{y=0} = 0$ .

É importante observar que a ocorrência da *camada limite de transição*, que depende do número de Reynolds, influencia muito a posição do ponto de separação. No caso de um cilindro circular, o comprimento é o diâmetro, e o número de Reynolds se define por:

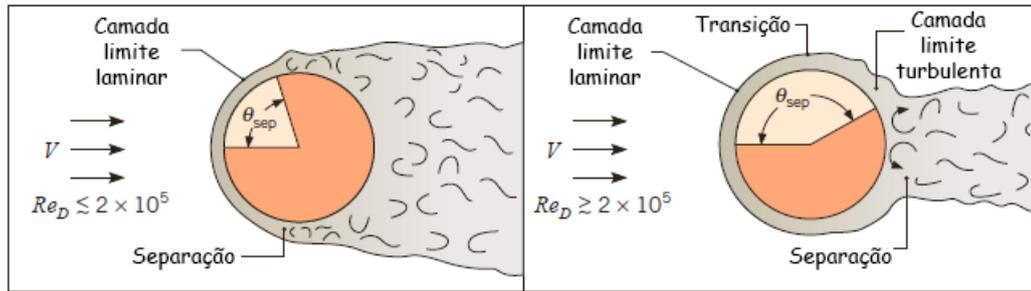
$$Re_D \equiv \frac{\rho V D}{\mu} = \frac{V D}{\nu} \quad (2.16)$$

Em virtude do momento do fluido, na camada limite turbulenta, ser maior que na camada limite laminar, é razoável esperar que a transição desloque a ocorrência da separação. Se  $Re_D \leq 2 \times 10^5$ , a camada limite permanece laminar e a separação ocorre em  $\theta \approx 80^\circ$  (Figura 2.12). No entanto, se  $Re_D \geq 2 \times 10^5$ , aparece a camada limite de transição e a separação fica deslocada até  $\theta \approx 140^\circ$ .

### 2.5.3 Transferência convectiva de calor

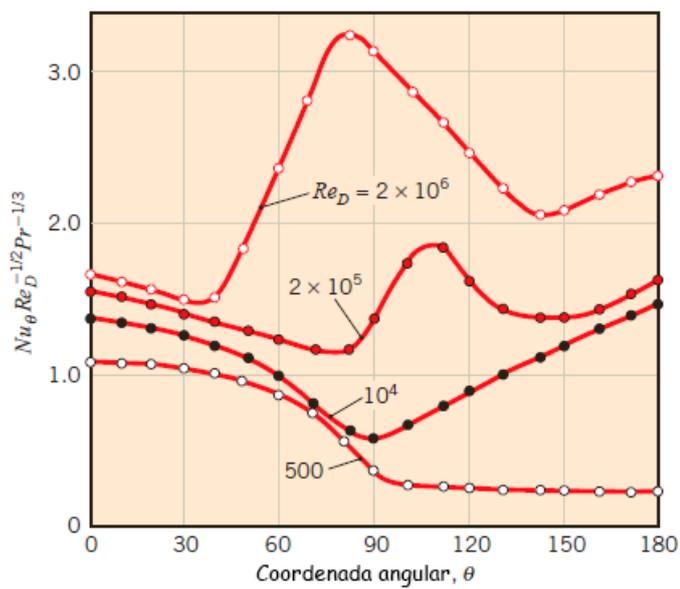
Em virtude das complexidades associadas ao escoamento em torno do cilindro, coloca-se a ênfase no uso de métodos experimentais para determinar os efeitos da transferência de calor. Os resultados experimentais da variação do número de Nusselt local com  $\theta$ , aparecem na Figura 2.13, no caso de cilindro colocado transversalmente numa corrente de ar.

Como se pode esperar, os resultados são muito influenciados pela natureza do desenvol-



Fonte: [Bergman et al. 2011]

Figura 2.12: O efeito da turbulência sobre a separação.



Fonte: [Bergman et al. 2011]

Figura 2.13: Número de Nusselt local no escoamento de ar transversalmente a um cilindro circular.

Tabela 2.3: Constantes da Equação 2.17 no escoamento transversal a um cilindro circular. Fonte:[Hilpert 1933, Knudsen e Katz 1979].

$Re_D$	$C$	$m$
0,4-4	0.989	0.330
4-40	0.911	0.385
40-4.000	0.683	0.466
4000-40.000	0.193	0.618
40.000-400.000	0.027	0.805

vimento da camada limite sobre a superfície. Consideramos as condições com  $Re_D \leq 10^5$ . Principiando no ponto de estagnação,  $Nu_\theta$  diminui com o aumento de  $\theta$  em virtude do desenvolvimento da camada limite laminar. No entanto, atinge-se um mínimo em  $\theta \approx 80^\circ$ . Neste ponto, ocorre a separação e daí por diante  $Nu_\theta$  cresce com  $\theta$  graças à mistura provocada pela formação de turbilhões na esteira. Em contraste, com  $Re_D \geq 10^5$ , a variação de  $Nu_\theta$  com  $\theta$  é caracterizada por dois mínimos. A diminuição de  $Nu_\theta$ , a partir do valor no ponto de estagnação, se deve, outra vez, ao desenvolvimento da camada limite laminar. O rápido crescimento que se observa entre  $80^\circ$  e  $100^\circ$  se deve agora a transição para a camada limite turbulenta. Com o desenvolvimento da camada limite turbulenta, recomeça a diminuição de  $Nu_\theta$ . No final, ocorre a separação ( $\theta \approx 140^\circ$ ) e  $Nu_\theta$  aumenta em consequência da considerável mistura associada à região da esteira.

Do ponto de vista de cálculos de engenharia, o interesse é nas condições médias globais. A correlação empírica devida a [Hilpert 1933]:

$$\overline{Nu_D} \equiv \frac{\bar{h}D}{k} = C Re_D^m Pr^{1/3} \quad (2.17)$$

é amplamente utilizada para  $Pr \geq 0,7$ , e as constantes  $C$  e  $m$  aparecem na Tabela 2.3.

Onde todas as propriedades são estimadas em  $T_\infty$ , exceto  $Pr$ , que é estimado a  $T_s$ .

[Churchill e Bernstein 1977] propuseram uma única equação geral, que cobre todo intervalo de  $Re_D$  para o qual se conhecem dados experimentais, e também cobre um largo intervalo de  $Pr$ . A equação é recomendada para todos os  $Re_D Pr > 0,2$  e tem a forma:

$$\overline{Nu_D} = 0,3 + \frac{0,62 Re_D^{1/2} Pr^{1/3}}{\left[1 + (0,4/Pr)^{2/3}\right]^{1/4}} \left[1 + \left(\frac{Re_D}{282,000}\right)^{5/8}\right]^{4/5} \quad (2.18)$$

Onde todas as propriedades são estimadas na temperatura de filme.

Cada correlação é razoável sobre um certo intervalo de condições, mas na maioria dos cálculos de engenharia não se pode esperar exatidão muito maior que 25%

[Incropera e Witt 1985].

### 2.5.4 O Cilindro Longo Horizontal na Convecção Livre

Na convecção livre, é habitual trabalhar com o número de Rayleigh, que na realidade é o produto entre os números de Grashof e de Prandtl. O número de Grashof tem o mesmo papel na convecção livre que o número de Reynolds na convecção forçada, ou seja, o número de Reynolds dá uma medida da razão entre as forças inerciais e as forças viscosas que atuam sobre um elemento de fluido. O número de Grashof indica a razão entre o empuxo e a força viscosa que atuam no fluido.

O número de Grashof é dado pela Equação 2.19:

$$Gr_D = \frac{g\beta(T_s - T_\infty)D^3}{\nu^2} \quad (2.19)$$

sendo  $g$  a aceleração da gravidade,  $\beta$  o coeficiente de expansão e  $\nu$  a viscosidade cinemática.

Uma vez que o número de Prandtl é definido como:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (2.20)$$

O número de Rayleigh é dado por:

$$Ra_D = \frac{g\beta(T_s - T_\infty)D^3}{\nu\alpha} \quad (2.21)$$

sendo  $\alpha$  o valor da difusividade térmica,

A geometria do cilindro longo horizontal foi amplamente estudada e várias correlações existentes foram revisadas por [Morgan 1975]. Para um cilindro isotérmico, [Morgan 1975] sugere a seguinte expressão:

$$\overline{Nu}_D = \frac{\bar{h}D}{k} = C Ra_D^n \quad (2.22)$$

onde os valores de  $C$  e  $n$  são dados na Tabela 2.4 e  $Ra_D$  e  $\overline{Nu}_D$  estão baseados no diâmetro do cilindro.

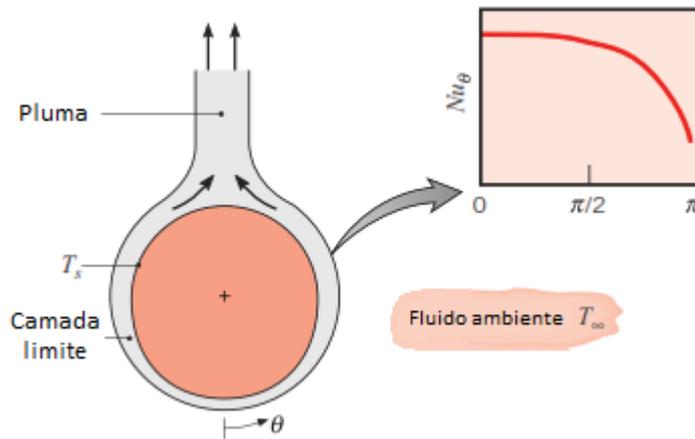
[Churchill e Bernstein 1977] elaboraram uma relação única para um amplo domínio do número de Rayleigh, dada pela Equação 2.23:

$$\overline{Nu}_D = \left\{ 0,60 + \frac{0,387 Ra_D^{1/6}}{[1 + (0,559/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2 \quad Ra_D \leq 10^{12} \quad (2.23)$$

As correlações apresentadas fornecem o número de Nussel médio sobre toda a periferia de um cilindro isotérmico. Conforme mostra a Figura 2.14, no caso de um cilindro aquecido, os números de Nussel locais são influenciados pelo desenvolvimento da camada limite. Este desenvolvimento principia em  $\theta = 0$  e termina em  $\theta < \pi$  com a formação de

Tabela 2.4: Constantes da Equação 2.22 na convecção livre sobre um cilindro horizontal  
 Fonte:[Morgan 1975].

$Ra$	$C$	$n$
$10^{-10} - 10^{-2}$	0,675	0,058
$10^{-2} - 10^2$	1,02	0,148
$10^2 - 10^4$	0,850	0,188
$10^4 - 10^7$	0,480	0,250
$10^7 - 10^{12}$	0,125	0,333



Fonte: [Bergman et al. 2011]

Figura 2.14: Desenvolvimento da camada limite e distribuição do número de Nusselt sobre um cilindro horizontal quente.

uma pluma ascendente. Se o escoamento for laminar sobre toda a superfície, a distribuição do número de Nusselt local com  $\theta$  se caracteriza por um máximo em  $\theta = 0$  e por um decaimento monótono com o crescimento de  $\theta$ . Este decaimento seria interrompido em números de Rayleigh suficientemente grandes ( $Ra_D \geq 10^9$ ), para haver transição para a turbulência na camada limite.

### 2.5.5 Diâmetro Equivalente em tubos não cilíndricos

A conexão tipo H apresenta uma seção transversal não circular e para os cálculos apresentados neste capítulo se faz necessária a utilização do diâmetro equivalente. O diâmetro equivalente é tradicionalmente definido como:

$$D_e = 4 \cdot \frac{\text{Área da seção transversal de escoamento}}{\text{Perímetro molhado}} \quad (2.24)$$

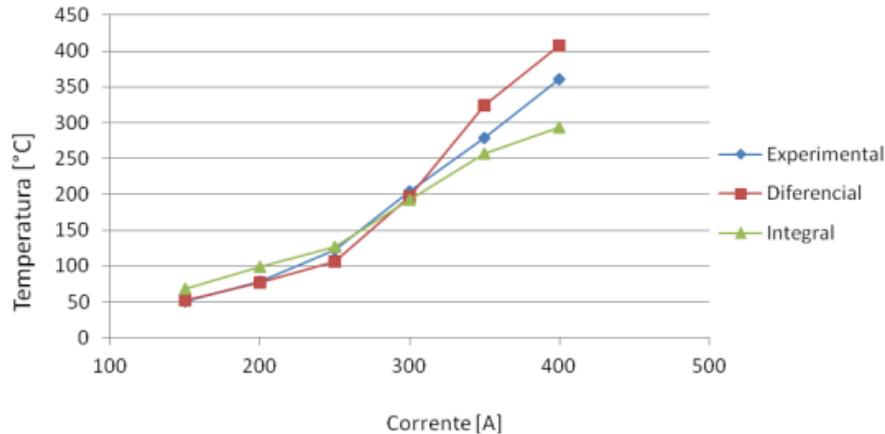


Figura 2.15: Temperatura superficial do conector. Fonte: [Oliveira et al.]

O perímetro molhado é a porção da parede numa seção transversal do tubo, na qual existe contato com o fluido.

## 2.6 Estudos anteriores da conexão elétrica tipo H

[Teixeira et al.] estudaram a importância da avaliação da incerteza no resultado de medição em termografia da conexão elétrica tipo H, e [Oliveira et al.] realizaram a análise do aquecimento da conexão elétrica tipo H utilizando o método integral e volumes finitos para a conexão em estado quiescente. De acordo com [Oliveira et al.], o comportamento térmico e o fenômeno de transferência de calor em conectores elétricos tipo H podem ser abordados de forma integral sem o comprometimento de seu entendimento, com a vantagem de ser um método mais rápido e de menor custo computacional. A Figura mostra os resultados obtidos por [Oliveira et al.].

## 2.7 Conclusões sobre aquecimento de conexões elétricas

Este capítulo apresentou o estado da arte sobre pesquisas realizadas para o cálculo analítico da geração e transferência de calor em uma conexão elétrica. No entanto, verifica-se que há diversas limitações no que foi apresentado, como segue:

- O calor gerado por efeito Joule dissipa-se apenas no meio de contato, não considerando a transferência de calor da conexão com o meio externo.
- As equações de Kohlraush foram experimentalmente validadas somente para pontos (*a-spots*) suficientemente largos.
- As equações de Kohlraush tornam-se inúteis quando aplicada a pontos muito pequenos.

- As fórmulas baseadas nas equações de Kohlraush ignoram a possibilidade do ponto de contato crescer devido ao amaciamento quando a corrente elétrica aumenta.
- A teoria de contato de Kohlraush não pode ser usada para estimar a temperatura produzida por efeito Joule.
- A implementação da teoria apresentada é pouco prática para inspeções de manutenção, pois é inviável a medição em campo dos parâmetros necessários para o cálculo.
- As correlações de Hilpert, Churchill e Bernstein apresentadas são válidas apenas para corpos de geometrias simples.
- As correlações de Hilpert, Churchill e Bernstein são razoáveis apenas sobre um certo intervalo de condições.
- As correlações apresentadas para troca de calor por convecção são válidas apenas para um cilindro horizontal longo, no entanto a geometria real da não apresenta seção circular e não apresenta comprimento suficientemente grande para ser considerado de comprimento longo.
- Necessário a utilização do artifício diâmetro equivalente em tubos não cilíndricos.

Devido ao que foi apresentado, uma nova metodologia para o estudo da transferência de calor de uma conexão elétrica, principalmente a transferência de calor com o meio externo, é necessária. Há formulações genéricas de transferência de calor por convecção de um corpo quente, no entanto para geometrias simples, como um cilindro. No entanto, para o estudo detalhado da conexão elétrica tipo H é proposta uma simulação numérica de modo a analisar o comportamento da geometria real da conexão face a diversas correntes elétricas e velocidades de vento.

## Capítulo 3

# Fluidodinâmica computacional

A fluidodinâmica computacional, também conhecida como CFD, é uma ferramenta utilizada para simular o comportamento do escoamento, a transferência de calor e outros processos físicos em um sistema determinado. Esta ferramenta soluciona equações matemáticas para o escoamento do fluido de maneira específica sobre uma região de interesse, com condições de contorno pré-determinadas sobre essa região. Atualmente a metodologia do CFD é utilizada freqüentemente no projeto de aeronaves, automóveis, embarcações, turbomáquinas, sendo que sua aplicação também se estende as áreas de meteorologia, oceanografia, biologia, entre outras. Os últimos avanços tecnológicos no processamento de dados em computadores e na manipulação de imagens em três dimensões têm permitido a solução de problemas complexos em reduzida escala de tempo com robustez e precisão adequadas, tornando a atividade de projeto e simulação rápida e eficiente.[Simoes 2009]

### 3.1 Introdução a Mecânica dos fluidos

A mecânica dos fluidos estuda a ação das forças em fluidos e os fenômenos que ocorrem nos escoamentos. As equações que governam o movimento de um fluido viscoso nestas condições são as equações de Navier-Stokes. Essas equações representam as leis de conservação da massa, da quantidade de movimento linear, da quantidade de movimento angular, da energia e as leis de propriedade de um fluido newtoniano.

Antes de apresentar as equações é necessário se introduzir o conceito do operador derivada material, que considera a variação no tempo de uma grandeza física do escoamento e também sua variação em função da posição de uma partícula de fluido no campo do escoamento. A Equação 3.1, apresenta a representação do operador matemático da derivada material.

$$\frac{D(\cdot)}{Dt} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \cdot \quad (3.1)$$

### 3.1.1 Princípio da conservação de massa

De acordo com [Burmeister 1993] o princípio da conservação de massa em sua forma diferencial é expresso pela equação da continuidade (Equação 3.2):

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot u = 0 \quad (3.2)$$

Sendo

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \cdot \nabla \rho \quad (3.3)$$

a derivada material da densidade, a qual representa a taxa de variação da densidade seguindo uma partícula de fluido.

A mesma equação pode ser reescrita na forma indicial de acordo com a Equação 3.4:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (3.4)$$

### 3.1.2 Princípio da conservação da quantidade de movimento linear

A conservação da quantidade é expressa em sua diferencial de acordo com a Equação 3.5. Encontra-se esta aplicando diretamente a lei de Newton do movimento para um elemento fluido infinitesimal, chegando-se a:

$$\frac{Du_i}{Dt} = \rho f_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.5)$$

Esta é a equação do movimento que relaciona a aceleração com a força sobre um ponto, aplicada a qualquer meio contínuo, sólido ou fluido não importando como o tensor  $\tau_{ij}$  esteja relacionado com a deformação do campo. A Equação 3.5 também é conhecida como equação Cauchy do movimento.

A equação de Navier-Stokes é obtida substituindo-se a equação constitutiva na equação de Cauchy. A equação constitutiva descreve a relação entre a tensão e a deformação para um meio contínuo. Para um fluido incompressível ela é definida por:

$$\tau_{ij} = -(p + \frac{2}{3}\mu \nabla \cdot u) \delta_{ij} + 2\mu e_{ij} \quad (3.6)$$

sendo  $\delta_{ij}$  o tensor isotrópico de segunda ordem, ou delta de Kronecker. Este tensor é definido como o único tensor isotrópico pois suas componentes não mudam sobre uma rotação do sistema de coordenadas. Finalmente obtém-se a equação de Navier-Stokes (Equação 3.7).

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho f_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ 2\mu e_{ij} - \frac{2}{3}\mu (\nabla \cdot u) \delta_{ij} \right] \quad (3.7)$$

deve-se notar que  $(\partial p / \partial x_i) \delta_{ij} = \partial p / \partial x_i$ . A viscosidade  $\mu$  na equação pode ser uma função do estado termodinâmico do fluido.

### 3.1.3 Equação da Energia

A primeira lei da termodinâmica fornece a equação da energia onde ocorrem variações de temperatura no escoamento. De acordo com [Kundu e Cohen 2008] ela afirma que a taxa de variação da energia armazenada é igual ao somatório da taxa de trabalho realizado com a taxa de calor adicionado a um volume material. Sua forma diferencial é dada pela Equação 3.8 :

$$\rho \frac{D}{Dt} \left( e + \frac{1}{2} u_i u_i \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} u_i) + \rho f_i u_i - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (3.8)$$

## 3.2 Metodologia do CFD

O CFD procura simular um componente ou um sistema em sua fase de projeto inicial ou mesmo um sistema real existente para analisar seu comportamento. O objetivo é avaliar o desempenho deste componente e sempre que possível avaliar o comportamento da implementação de modificações no projeto original ou nas condições de contorno do sistema [Simoes 2009].

Para modelar um componente ou um sistema é necessário criar a geometria que será avaliada em um software de desenho computacional, também conhecido como CAD. O desenho criado deve ser um sólido inteiro sem falhas ou descontinuidades em sua geometria. A partir do desenho sólido é possível definir o volume de controle por onde o escoamento será considerado, que pode ser externo ou interno ao sólido. Em seguida é possível definir as superfícies que limitarão à região de interesse, com paredes, regiões de entrada e saída do fluido e superfícies de repetição quando o domínio é periódico. As superfícies são cobertas por uma malha onde são definidas as condições de contorno do problema.

Segundo [Versteeg e Malalasekera 2007] os códigos que fazem parte do CFD são estruturados em torno de algoritmos numéricos que solucionam os problemas de fluidodinâmica. De forma a fornecer fácil acesso ao seu poder de solução numérica todos os pacotes comerciais de CFD incluem uma sofisticada interface para que o usuário possa introduzir os parâmetros do problema e analisar seus resultados.

Desta forma, todos os códigos possuem pelo menos três elementos principais:

### 3.2.1 Pré-processamento

Consiste das entradas do problema para o programa de CFD através de uma interface amigável para a subsequente transformação desta entrada em uma forma adequada para

ser usada no solver. Nesta fase são definidos os seguintes passos:

- Definição da geometria da região de interesse ou domínio computacional;
- Geração da malha: sub-divisão do domínio em um número menor e não sobreposto de sub-domínios. Uma grade ou malha das células (ou volume de controle ou elementos) é criada;
- Seleção dos fenômenos físicos e químicos que serão modelados;
- Definição das propriedades do fluido;
- Especificação das condições de contorno apropriadas aos elementos que coincidem ou tocam o contorno do domínio.

A solução do problema de escoamento (com velocidade, pressão, temperatura, etc) é calculada nos nós de cada elemento. A acurácia da solução do problema é governada pelo número de elementos na malha gerada. Geralmente, quanto maior o número de elementos, maior será a acurácia, porém maior será também o custo computacional em tempo de processamento. As malhas podem ser otimizadas normalmente através do refinamento de seus elementos em regiões onde grandes variações das propriedades do escoamento são esperadas. Os pré-processadores mais modernos permitem ao usuário acessar as propriedades físicas e químicas de diversos materiais, além de permitir selecionar o modelo de processo físico ou químico mais adequado ao problema (como por exemplo, os modelos de turbulência, transferência de calor, modelos de combustão) ao lado das principais equações para o escoamento fluido [Simoes 2009] .

### 3.2.2 Solver

Segundo [Versteeg e Malalasekera 2007], existem três correntes distintas de técnicas para solução numérica: diferenças finitas, elementos finitos e volumes finitos. Em linhas gerais, os métodos numéricos que formam a base do solver realizam os seguintes passos:

- Aproximação das variáveis desconhecidas do escoamento através de funções simples;
- Discretização por substituição das aproximações nas equações que governam o escoamento e subsequente manipulação matemática;
- Solução de equações algébricas

As principais diferenças entre as três correntes estão associadas ao modo como as variáveis do escoamento são aproximadas e os processos de discretização.

O método das diferenças finitas (MDF) é uma técnica de manipulação matemática para a resolução de equações diferenciais que se baseia na aproximação de derivadas por diferenças finitas. A fórmula de aproximação é obtida através da expansão em série

de Taylor da função derivada. Estas derivadas que aparecem na equação governante são substituídas por diferenças finitas produzindo equações algébricas para os valores específicos da função em cada ponto da malha.

O método dos elementos finitos utiliza funções definidas por partes simples (por exemplo lineares ou quadráticas) válidas nos elementos para descrever variações locais de uma variável desconhecida do escoamento  $\varphi$ . As equações governantes são precisamente satisfeitas pela solução exata de  $\varphi$ . Se as aproximações das funções por partes para  $\varphi$  são substituídas na equação elas não manterão exatidão e um resíduo é definido para medição dos erros. Os resíduos são minimizados posteriormente de certa forma por funções-peso e integrações. Como resultado é obtido uma série de equações algébricas para os coeficientes desconhecidos das funções de aproximação.

No método dos volumes finitos a região de interesse é dividida em pequenas subregiões chamadas volumes de controle. As equações são discretizadas e resolvidas iterativamente para cada volume de controle. Como resultado, uma aproximação do valor de cada variável pode ser obtida para cada ponto específico do domínio. Desta forma pode-se observar o comportamento do escoamento em cada ponto da região de interesse.

### 3.2.3 Pós-processador

Segundo [Versteeg e Malalasekera 2007], com a crescente popularidade das estações de trabalho na engenharia, com capacidade de processamento gráfico superiores, os pacotes de CFD são fornecidos com ferramentas versáteis para visualização das informações. Nestes pacotes é possível a visualização de:

- Domínio da geometria e da malha;
- Desenho dos vetores;
- Trajetória da partícula;
- Desenhos em 2D e 3D;
- Manipulação visual dos resultados (rotacionar, transladar, redimensionar, etc);
- Escala por cores dos resultados em contornos sombreados ou linhas

## 3.3 Teoria de Turbulência

A maioria dos escoamentos encontrados na prática de engenharia e na natureza são turbulentos. A camada limite sobre a asa de um avião é normalmente turbulenta, as correntes no oceano são turbulentas, a camada limite atmosférica sobre a superfície da Terra é turbulenta, assim como o escoamento em compressores axiais onde a velocidade

do escoamento é elevada [Simoes 2009]. Segundo [Kundu e Cohen 2008] este tipo de escoamento não permite um estudo analítico estrito, e este depende grandemente de intuição física. Algumas características de escoamentos turbulentos são:

- Aleatoriedade - os escoamentos turbulentos parecem ser irregulares, caóticos e imprevisíveis;
- Não-lineares - o escoamento turbulento é altamente não-linear.
- Difusivos - devido a mistura macroscópica das partículas de fluido, escoamentos turbulentos são caracterizados por uma rápida taxa de difusão de momento e calor;
- Vorticidade - a turbulência é caracterizada por altos níveis de vorticidade. A estrutura de um escoamento turbulento é vagamente chamada de turbilhões. A visualização do escoamento turbulento apresenta diversas estruturas coalescentes, divididas, alongadas e sobretudo rotatórias.
- Dissipativos - o mecanismo de alongamento dos vórtices transfere energia e vorticidade para o aumento das menores escalas, até que o gradiente se torne tão grande que ele se espalhe ou dissipe pela viscosidade, portanto o escoamento turbulento requer um constante suprimento de energia para compensação das perdas viscosas.

As variáveis em um escoamento turbulento não são determinísticas em detalhes e devem ser tratadas como variáveis aleatórias, portanto são necessárias manipulações matemáticas para se definir um valor médio destas variáveis.

Segundo [Kundu e Cohen 2008] um escoamento turbulento satisfaz instantaneamente as equações de Navier-Stokes. No entanto, é virtualmente impossível prever o escoamento em detalhe, já que há uma grande faixa de escalas para serem resolvidas, desde as menores escalas espaciais na ordem de milímetros, como as menores escalas de tempo na ordem de milissegundos. Até os computadores mais poderosos encontrados hoje em dia levariam um enorme tempo de computação para os detalhes de um escoamento turbulento ordinário, resolvendo todas as escalas mais finas envolvidas. De maneira geral, temos interesse em encontrar apenas as características grosseiras deste escoamento, tais como a distribuição da velocidade e temperatura médias. Devemos então derivar as equações de movimento para um estado médio em um escoamento turbulento e examinar o efeito das flutuações turbulentas podem causar no escoamento.

### 3.4 As equações de Navier-Stokes de média de Reynolds

Assume-se que a variação da densidade é causada somente pelas flutuações da temperatura. Sob a aproximação de Boussinesq, as equações do movimento para as variáveis instantâneas são [Simoes 2009]:

$$\rho \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \rho \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\mu \partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \tilde{\rho} f_i \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} = \frac{k \partial^2 \tilde{T}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.11)$$

As variáveis instantâneas estão simbolizadas por um til ( $\tilde{\phantom{x}}$ ). As variáveis são portanto decompostas em uma parte média mais um desvio da média:

$$\tilde{u}_i = U_i + u'_i \quad (3.12)$$

$$\tilde{p} = P + P' \quad (3.13)$$

$$\tilde{T} = T + T' \quad (3.14)$$

$$\tilde{\rho} = \rho + \rho' \quad (3.15)$$

Nota-se que a velocidade média e a temperatura média são simbolizadas pela letra maiúscula, e suas flutuações turbulentas são denotadas pela letra minúscula. Esta convenção não será válida para temperatura (por esta variável já se encontrar em letra maiúscula) e também para densidade ou variáveis semelhantes. Nesse caso será utilizada uma barra sobre a variável média e um apóstrofe sobre a parte flutuante. As equações satisfeitas pelo escoamento médio são obtidas através da substituição da decomposição de campos Reynolds nas equações de Navier-Stokes.

A equação da continuidade média ou de conservação da massa média é obtida como:

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x_i} (U_i + u'_i)} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_i} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_i} = 0 \quad (3.16)$$

onde foi aplicada a seguinte regra da comutação:

$$\overline{\int u dx} = \int \bar{u} dx \quad (3.17)$$

Esta regra diz que a operação de diferenciação comuta com a operação de média amostral, de forma que suas ordens sejam intercambiáveis. De maneira similar é possível mostrar que a operação de integração também se comuta com a de média amostral.

Utilizando  $\overline{u'_i}$ , obtém-se:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.18)$$

A Equação 3.18 representa a continuidade para escoamento médio. Subtraindo esta da equação da continuidade para o escoamento total, obtém-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.19)$$

A Equação 3.19 representa a continuidade para o campo de flutuação turbulenta. É portanto observado que a parte instantânea, a parte média e a parte turbulenta do campo de velocidades são todas não divergente [Simoes 2009].

A Equação 3.9, que representa a média da quantidade de movimento é obtida da mesma forma:

$$\rho \frac{\partial (U_i + u'_i)}{\partial t} + \rho (U_j + u'_j) \frac{\partial (U_i + u'_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial (P + P')}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 (U_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j} + (\bar{\rho} + \rho') f_i \quad (3.20)$$

O termo médio da pressão gradiente é:

$$\overline{\frac{\partial}{\partial x_i} (P + p')} = \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} = \frac{\partial P}{\partial x_i}$$

O termo médio da gravidade é:

$$\overline{(\rho + \rho') f_i} = \rho f_i + \bar{\rho}' f_i = \rho f_i$$

A média do termo viscoso é:

$$\overline{\mu \frac{\partial^2 (U_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j}} = \mu \frac{\partial^2 U_i + u'_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

Unindo-se os termos a equação média da quantidade de movimento torna-se:

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{(u'_i u'_j)} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \rho f_i \quad (3.21)$$

A Equação 3.21 é usualmente chamada de equação média de Reynolds de Navier-Stokes (RANS).

A correlação  $\overline{(u'_i u'_j)}$  da Equação 3.21 é geralmente não nula, embora  $\bar{u}'_i = 0$ .

### 3.4.1 A Tensão de Reynolds

Escrevendo o termo  $u'_i u'_j$  no lado direito da equação, a equação da quantidade de movimento torna-se:

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ v \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{(u'_i u'_j)} \right] + \rho f_i \quad (3.22)$$

que pode ser escrita como,

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i \quad (3.23)$$

onde,

$$\bar{\tau}_{ij} = P\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{(u'_i u'_j)} \quad (3.24)$$

Comparando as Equações 3.23 e 3.24 com suas correspondentes para escoamento instantâneo, dadas por:

$$\frac{D\tilde{u}_i}{Dt} = \tilde{\rho} f_i + \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j}$$

$$\tilde{\tau}_{ij} = -\tilde{\rho}\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

É possível observar que a Equação 3.24 possui uma tensão adicional  $-\rho \overline{(u'_i u'_j)}$  agindo sobre a média do escoamento turbulento. De fato, essas tensões extras no campo médio de um escoamento turbulento são muito maiores do que a contribuição viscosa  $\mu(\partial U_i/\partial x_j + \partial U_j/\partial x_i)$ , exceto quando muito próximo de uma superfície sólida onde as flutuações são pequenas e os gradientes do escoamento médio são grandes. O tensor é chamado de Tensor Tensão de Reynolds e são interpretadas fisicamente como os termos de transporte médio de quantidade de movimento devido as flutuações turbulentas de velocidade. Este tensor possui nove componentes cartesianas.

$$\begin{array}{ccc} -\overline{\rho u'^2} & -\overline{\rho u' v'} & -\overline{\rho u' w'} \\ -\overline{\rho u' v'} & -\overline{\rho v'^2} & -\overline{\rho v' w'} \\ -\overline{\rho u' w'} & -\overline{\rho v' w'} & -\overline{\rho w'^2} \end{array}$$

Este tensor é simétrico e suas componentes diagonais são tensões normais, e as componentes fora da diagonal são tensões cisalhantes. Se as flutuações turbulentas forem completamente isotrópicas, ou seja, se não possuem direção preferencial então as componentes não diagonais de  $\overline{u'_i u'_j}$  desaparecem e  $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$ . Segundo essas tensões de Reynolds são cruciais para a modelação de escoamentos turbulentos, pois elas representam as flutuações estocásticas nas equações de Reynolds. Entretanto, a incorporação dos termos de flutuação resulta em um conjunto de dez variáveis independentes, sendo três componentes da velocidade  $U_i$ , o termo de pressão P e as seis componentes do tensor de Reynolds, para apenas três equações de governo. Este fato caracteriza o chamado problema de fechamento da turbulência.

### 3.5 Equações de transporte para o tensor de Reynolds

Segundo [Freire, Menut e Su 2002], as tensões de Reynolds são geradas, transportadas, difundidas e dissipadas à diferentes taxas ao longo do escoamento. Para se obter as equações de transporte que descrevam estes processos explicitamente, é necessário manipular as equações para as flutuações da velocidade  $u'_i(x, t)$  e  $u'_j(x, t)$ . Deve-se reescrever as equações de Navier-Stokes e a equação média de Reynolds para Navier-Stokes da seguinte forma:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \rho \tilde{u}_k \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_k \partial x_k} + f_i \quad (3.25)$$

e a equação de Reynolds como:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \overline{u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_k} + f_i \quad (3.26)$$

Subtraindo-se as Equações 3.26 de 3.25 obtém-se a equação para flutuação  $u'_i(x, t)$  e de modo similar para  $u'_j(x, t)$  :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + u'_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} - \overline{u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_k} + f'_i \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial u'_j}{\partial t} + U_k \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} + u'_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + u'_k \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} - \overline{u'_k \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_j} + v \frac{\partial^2 u'_j}{\partial x_k \partial x_k} + f'_j \quad (3.28)$$

Multiplicando a Equação 3.27 por  $u'_j$  e a Equação 3.28 por  $u'_i$  somando seus resultados e obtendo a média temporal da soma, obtém-se a equação de transporte do tensor de Reynolds:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial t} + \rho U_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) &= -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - 2v \overline{\frac{\partial u'_i \partial u'_j}{\partial x_k \partial x_k}} + \frac{1}{\rho} \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j}} + \overline{u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \\ &+ v \overline{\frac{\partial^2 u'_i u'_j}{\partial x_k \partial x_k}} - \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j u'_k}) + \frac{1}{\rho} \overline{u'_i u'_j u'_k} + \frac{1}{\rho} \overline{u'_i \rho' f_j} + \overline{u'_j \rho' f_i} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Esta equação pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{D (\overline{u'_i u'_j})}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} + \Phi_{ij} - \epsilon_{ij} + F_{ij} \quad (3.30)$$

onde

$$\frac{D(\overline{u'_i u'_j})}{Dt} = \frac{\partial(u'_i u'_j)}{\partial t} + U_k \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{(u'_i u'_j)} \quad (3.31)$$

representa o transporte convectivo do tensor de Reynolds ao longo do escoamento médio  $U_k(x)$  Difusão molecular:

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ v \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} - \left( \delta_{jk} \frac{\overline{u'_i p'}}{\rho} + \delta_{ik} \frac{\overline{u'_j p'}}{\rho} \right) - \overline{(u'_i u'_j u'_k)} \right] \quad (3.32)$$

A Equação 3.32 é a taxa de difusão do tensor de Reynolds devido a viscosidade molecular do fluido, às flutuações da pressão  $p'(x,t)$  e à própria turbulência. Sendo um termo difusivo  $D_{ij}$  promove uma redistribuição espacial das tensões de Reynolds, onde

$$P_{ij} = - \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (3.33)$$

$$F_{ij} = \overline{u'_i f'_j} + \overline{u'_j f'_i} \quad (3.34)$$

O termo  $P_{ij}$  representa a taxa de produção (criação ou destruição) da tensão turbulenta à medida que esta é transportada ao longo do escoamento, sendo afetada pelos gradientes da velocidade média  $\partial U_j / \partial x_k$ .  $F_{ij}$  representa a taxa de criação de forças instantâneas de corpo. Uma vez que os gradientes de velocidade média são maiores em algumas direções do que em outras, e que a existência de contornos físicos ou forças de empuxo causam um amortecimento seletivo das flutuações turbulentas em direções específicas, a turbulência gerada pelos termos acima é geralmente anisotrópica;

$$\Phi_{ij} = \overline{\frac{p'}{\rho} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right)} = 0 \quad (3.35)$$

Esse termo, portanto não contribui para o nível global da energia turbulenta, servindo apenas como um agente de distribuição da energia entre os componentes normas de tensão de Reynolds.

$$\epsilon_{ij} = 2v \frac{\partial u'_i \partial u'_j}{\partial x_k \partial x_k} \quad (3.36)$$

O termo 3.36 representa a taxa de dissipação do tensor de Reynolds devido à viscosidade  $v$ .

De maneira geral a turbulência é gerada através de instabilidade no escoamento, relacionadas aos gradientes de velocidade média  $U_i(x)$ , e descritas pelo termo de produção  $P_{ij}$ , que por sua vez, originam novas instabilidades em escalas menores. Este processo se repete até que as escalas se tornam suficientemente pequenas, e os gradientes das flutuações da velocidade suficientemente  $\partial u'_i / \partial x_k$  grandes, de tal sorte que os efeitos viscosos se tornam importantes, e assim a energia turbulenta se dissipe na forma de energia interna e calor.

Este processo é conhecido como cascata de energia turbulenta.

Na Equação 3.30 os termos de produção e convecção são exatos e não necessitam ser modelados. Porém, os termos de redistribuição, difusão e dissipação não são exatos e requerem uma modelagem extensiva.

A tentativa de se obter uma equação para o tensor de Reynolds  $-\overline{\rho u'_i u'_j}$  resulta em uma equação que contém um termo de correlação tripla entre as flutuações de velocidade,  $\overline{u'_i u'_j u'_k}$ . Da mesma forma, ao tentar se obter uma equação para esta correlação tripla, encontra-se:

$$\frac{D \left( \overline{u'_i u'_j u'_k} \right)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left( \overline{u'_i u'_j u'_k u'_m} \right) + (\dots)$$

Cada equação para um momento estático de ordem N envolve necessariamente um termo com um momento de ordem N+1. Isso é uma característica de sistemas estocásticos não lineares, e ilustra mais uma vez o problema de fechamento da turbulência.

### 3.6 Modelos de Turbulência

Segundo [Huang 1997] os modelos de turbulência podem ser classificados da seguinte maneira:

Classificação principal:

- Modelo de Tensão de Reynolds
- Modelo de Tensão algébrico
- Modelo baseado no conceito de viscosidade turbulenta

Subclassificação 1 - determina o número de equações de modelo parciais diferenciais que são requeridas para definir as escalas turbulentas.

Subclassificação 2 - determina o número de equações diferenciais ordinárias ou outros modelos de equações diferenciais não-parciais requeridas para definir a escala turbulenta.

Subclassificação 3 - determina o tipo geral de fluido considerado pelo modelo:

- Modelos para fluidos compressíveis/incompressíveis;
- Modelo para fluido compressíveis
- Modelo para fluidos incompressíveis

Subclassificação 4 - determina o tratamento próximo a parede:

- Integração até a parede;
- Função de parede;

- Algébrica com ponto de congruência;
- Mudança para uma equação próximo a parede

Outros modelos que não atendam essa classificação deveriam ser descritos pelo seu desenvolvedor.

Este trabalho focou na aplicação de modelo de viscosidade turbulenta, com duas equações parciais diferenciais para definir as escalas turbulentas, nenhuma diferencial ordinária, para fluidos compressíveis e incompressíveis com integração a parede. Os modelos de duas equações selecionados para as simulações foram o  $k - \omega$  e SST.

### 3.7 Modelos baseados no conceito de viscosidade turbulenta

Segundo [Freire, Menut e Su 2002], o tensor de tensões turbulentas consiste em um tensor de segunda ordem simétrico, já que  $\overline{u'_i u'_j} = \overline{u'_j u'_i}$ , logo a obtenção da média temporal da equação de Navier-Stokes resulta na introdução de seis incógnitas adicionais, o que configura um problema matematicamente indeterminado, ou de fechamento. Consequentemente as tensões de Reynolds precisam ser modeladas por equações adicionais de modo a se obter o fechamento do problema.

O primeiro modelo para a descrição matemática dos termos de tensões turbulentas foi proposto por Boussinesq, que introduziu o conceito de viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ .

Ao contrário da viscosidade molecular, a viscosidade turbulenta não é uma propriedade do fluido, mas do escoamento, devendo portanto embutir em sua formulação parâmetros que caracterizem adequadamente as tensões turbulentas. A hipótese de Boussinesq, em uma forma generalizada proposta por [Kolmogorov 1941], tem sido amplamente utilizada para a modelação de escoamentos turbulentos. Segundo [Kolmogorov 1941] o tensor de Reynolds é expresso por:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3.37)$$

onde  $\delta_{ij}$  representa o delta de Kronecker e  $k$  a energia cinética turbulenta por unidade de massa, dada por

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.38)$$

Os modelos de turbulência baseados na hipótese de Boussinesq requerem a avaliação do valor da viscosidade turbulenta, que pode ser expressa como um produto entre valores característicos de velocidade e comprimento

$$\nu_t \propto \nu_t l_t \quad (3.39)$$

Considerando que exista uma estreita relação entre as características das estruturas presentes nas grandes escalas e as propriedades do campo médio do escoamento, é possível estabelecer uma característica de velocidade dada por:

$$v_t = l_m \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (3.40)$$

Esta equação representa o modelo de comprimento de mistura proposto por [Prandtl 1935] onde  $l_m$  representa a escala característica do comprimento. Esse valor pode ser obtido através de equações algébricas simples para diversas categorias de escoamento turbulentos.

Na camada limite o valor de  $l_m$  é:

$$l_m = \kappa_* y [1 - \exp(-y^+ / 29)]$$

onde  $\kappa_*$  é a constante de Von Kàrman com valor igual a 0,41 e  $y$  é a distância da parede.

Escoamentos submetidos a mudanças de direção suaves representam uma aplicação típica na qual o modelo de comprimento de mistura fornece bons resultados. Essas mudanças suaves de direção de escoamento permitem um ajuste local das propriedades turbulentas, minimizando, assim, a contribuição dos mecanismos de convecção e difusão no transporte das propriedades turbulentas. Esta característica justifica o bom desempenho dos modelos algébricos para a descrição das propriedades dos escoamentos turbulentos ao redor de perfis aerodinâmicos. No entanto, nos casos em que a convecção e a difusão das propriedades turbulentas são relevantes, como em escoamentos com recirculação, por exemplo, um modelo baseado no conceito de comprimento de mistura não é considerado aplicável. No sentido de se obter uma melhor predição das propriedades dos escoamentos turbulentos, [Prandtl 1946] propôs um modelo no qual a viscosidade turbulenta é descrita como uma função da energia cinética turbulenta,

$$v_t = C_\mu L_\mu k^{1/2} \quad (3.41)$$

onde  $C_\mu$  representa uma constante adimensional empírica e  $L_\mu$  uma escala de comprimento.

No modelo de Prandtl, o valor da energia cinética turbulenta  $k$  é obtido através de uma equação diferencial de transporte, o que configura como um modelo a uma equação. Em termos conceituais, a dependência em relação a energia cinética turbulenta representa a incorporação dos efeitos “memória” do escoamento ao valor da viscosidade turbulenta. No entanto, apesar de prover uma descrição matemática mais realista das tensões turbulentas, a necessidade de se especificar uma escala de comprimento caracteriza o modelo de Prandtl como um modelo incompleto.

A limitação apresentada pelos modelos algébricos e a uma equação quanto a sua gen-

eralidade é evidente, ao exigir o conhecimento prévio das propriedades turbulentas do escoamento para sua aplicação. Os modelos a duas equações surgiram com o propósito de contornar as limitações quanto à generalidade e a dependência em relação aos dados experimentais apresentados pelos modelos algébricos e a uma equação. Os modelos a duas equações são denominados modelos completos, visto que sua aplicação não requer a definição prévia de uma escala turbulenta característica do escoamento, sendo necessário, apenas, a prescrição das condições de contorno e/ou problema inicial. É importante ressaltar, contudo que a menor dependência dos modelos completos em relação aos dados empíricos não implica, necessariamente, em um melhor desempenho ou universalidade do modelo.

### 3.7.1 O Modelo $k - \epsilon$

O modelo  $k - \epsilon$  representa o modelo de duas equações mais amplamente difundido, sendo atualmente considerado o modelo de turbulência padrão em simulações industriais. Este modelo tem sido extensivamente validado para diversas aplicações, apresentando boa precisão e robustez [Simoes 2009].

O modelo  $k - \epsilon$  envolve a modelação de duas equações diferenciais de transporte para a energia cinética turbulenta  $k$ , e para  $\epsilon$ , que representa a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta por unidade de massa.

O modelo  $k - \epsilon$  conhecido como padrão foi realizado por Launder e Spalding. Em seu modelo os autores sugerem a formulação de equações de transporte para  $k$  e  $\epsilon$  com base nos processos físicos relevantes envolvidos em suas variações.

A equação exata para o transporte de  $k$  pode ser obtida diretamente a partir da equação de Navier-Stokes multiplicando-se a equação por  $u'_i$  e, em seguida, tomando a média temporal dos termos da equação, é possível obter após algumas manipulações a seguinte expressão:

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_{(I)} + \underbrace{U_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{(II)} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \underbrace{\frac{\overline{p' u'_j}}{\rho}}_{(III)} + \underbrace{\frac{1}{2} \overline{\rho k u'_j}}_{(IV)} - \underbrace{v \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{(V)} \right] - \underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{(VI)} - \underbrace{v \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k}}_{(VII)} \quad (3.42)$$

sendo que os termos (I), (II) e (V) representam respectivamente a taxa de variação local, o transporte convectivo e o transporte difusivo-molecular de  $k$  e não necessitam ser modelados. Os termos (III) e (IV) são associados ao transporte difusivo turbulento decorrente das flutuações presentes nos campos de pressão e velocidade. A difusão devido às flutuações turbulentas pode ser determinada por analogia a hipótese de Boussinesq, assumindo-se que a difusividade de qualquer propriedade escalar seja proporcional à difusividade da quantidade de movimento. Portanto:

$$v \frac{\partial k}{\partial x_j} = \Gamma_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (3.43)$$

Sendo que  $\Gamma_t$  representa a difusividade turbulenta. Considerando que o transporte turbulento da quantidade de movimento, calor e massa seja realizado através dos mesmos mecanismos de difusão, é razoável prever que  $\Gamma_t$  esteja relacionado ao valor da viscosidade turbulenta. Introduzimos então o número de Prandtl turbulento, expresso por:

$$\sigma_t = \frac{v_t}{\Gamma_t} \quad (3.44)$$

A Equação 3.43 pode ser reescrita como:

$$v \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{v_t}{\Gamma_t} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (3.45)$$

O termo (IV) geralmente denominado por termo de produção representa a taxa de transferência de energia do escoamento médio para o campo turbulento. O termo (VII) descreve a transformação de energia cinética em energia cinética em energia interna nas pequenas escalas turbulentas. Este termo, usualmente referenciado pela letra grega  $\epsilon$ , pode ser interpretado como a taxa de dissipação viscosa de  $k$ , ou seja:

$$\epsilon = v \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} \quad (3.46)$$

O conceito de cascata de energia permite relacionar a dissipação de energia nas pequenas escalas as grandes escalas turbulentas. Por conseguinte, assumindo os valores de  $k$  e  $\epsilon$  como referência para a definição de escalas de velocidade,  $v_t$  e comprimento,  $l_t$ , representativas das grandes escalas da turbulência, tem-se que:

$$\begin{aligned} v_t &= k^{1/2} \\ l_t &= \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \end{aligned} \quad (3.47)$$

sendo que  $l_t$  é uma escala característica de comprimento. O valor da viscosidade turbulenta pode ser então calculada aplicando-se o conceito de comprimento de mistura, obtendo-se:

$$v_t = \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.48)$$

Como no caso da energia cinética turbulenta, a equação exata para o transporte da dissipação viscosa  $\epsilon$ , pode ser obtida diretamente da equação de Navier-Stokes a saber;

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = P_\epsilon + D_\epsilon + d_\epsilon \quad (3.49)$$

onde  $P_\epsilon$ ,  $D_\epsilon$ ,  $d_\epsilon$  representam, analogamente à modelagem de  $k$ , os termos de produção,

difusão e destruição de  $\epsilon$ , respectivamente, e cujas expressões exatas são:

$$P_\epsilon = -2v \left[ \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} + \overline{\frac{\partial u'_k}{\partial x_k} \frac{\partial u'_k}{\partial x_k}} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - 2v \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_m} \frac{\partial u'_k}{\partial x_m}} +$$

$$- 2\mu v \overline{\frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_m} \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_m}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} - \mu u'_j \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_m} \frac{\partial u'_i}{\partial x_m}} - 2v \frac{\partial p}{\partial x_m} \frac{\partial u'_j}{\partial x_m} \right] \quad (3.50)$$

$$d_\epsilon = -2v u'_k \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_j}} \quad (3.51)$$

De modo a contornar a dificuldade para a obtenção de uma descrição exata, a modelagem dos termos acima é realizada, principalmente, através de técnicas de análise dimensional e da interpretação dos processos físicos envolvidos. Por exemplo, o transporte difusivo molecular pode ser desprezado para altos números de Reynolds. Assim sendo, a difusão de  $\epsilon$  é estimada através do gradiente

$$D_\epsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (3.52)$$

Os processos de produção e destruição da energia cinética turbulenta estão sempre acoplados. Por exemplo, a taxa de dissipação  $\epsilon$  é alta onde a taxa de produção de  $k$  é alta. Portanto, a modelagem dos termos de produção e destruição de  $\epsilon$  deve incorporar uma relação de proporção entre os respectivos termos de produção e destruição presentes na equação de transporte de  $k$ . O balanceamento entre os termos de produção de  $k$  e  $\epsilon$  pode ser obtido através da relação:

$$P_\epsilon = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P_k \quad (3.53)$$

Sendo que  $C_{\epsilon 1}$  representa uma constante de proporcionalidade. Igualmente, o modelo deve ser capaz de garantir uma estreita relação entre os termos de destruição de modo a evitar o cálculo de valores fisicamente incoerentes (negativos) para a energia cinética turbulenta, logo:

$$d_\epsilon = C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon}{k} \epsilon \quad (3.54)$$

Igualmente  $C_{\epsilon 2}$  representa uma constante de proporcionalidade. Aplicando as hipóteses e aproximações anteriormente discutidas, a formulação padrão do modelo  $k - \epsilon$  para altos números de Reynolds é expressa por:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{p u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.55)$$

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.56)$$

sendo o valor da viscosidade turbulenta dada pela Equação 3.48. Na formulação padrão do modelo  $k-\epsilon$ , os valores constantes  $C_\mu, \sigma_k, \sigma_\epsilon, C_{\epsilon 1}$  e  $C_{\epsilon 2}$  foram obtidos a partir da correlação de dados experimentais de diversos escoamentos turbulentos, sendo dados por:

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

Regiões junto as superfícies são caracterizadas por intensos gradientes das propriedades do escoamento. Uma adequada descrição das propriedades do escoamento nestas regiões requer uma refinada descritização do domínio, cuja influência em relação ao esforço computacional requerida é óbvia. Para altos números de Reynolds, é possível evitar a resolução das equações governantes nas regiões próximas as paredes ao se assumir a hipótese de camada limite turbulenta completamente desenvolvida. Neste caso, o campo de velocidades na região logarítmica ( $30 < y^+ < 100$ ) pode ser escrito diretamente pela lei de parede clássica:

$$\frac{\mu}{\mu_\tau} = A \ln y^+ + B; \quad y^+ = \frac{u_\tau y}{v} \quad (3.57)$$

onde  $u_\tau$  representa a velocidade de atrito,  $y$  a direção normal à superfície da parede e  $v$  a viscosidade molecular, sendo os coeficiente A e B dados por:

$$A = \frac{1}{k_*}; \quad B = \frac{1}{k} \ln E \quad (3.58)$$

Nas Equações 3.58,  $k_*$  representa a constante de Von Kármán e E um parâmetro de rugosidade, cujo valor para superfícies lisas equivale 9,8. Ao se adotar a hipótese de camada limite turbulenta completamente desenvolvida, os valores de  $k$  e  $\epsilon$  na superfície são diretamente calculados pelas seguintes funções de parede:

$$k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_{\mu}}}; \quad \epsilon = \frac{u_\tau^2}{k_* y} \quad (3.59)$$

Nas regiões próximas a parede onde  $y^+ < 30$ , o transporte difusivo molecular não pode ser desprezado e, conseqüentemente, sua contribuição deve ser incluída nas equações de transporte. Nos modelos de duas equações, as formulações para baixos números de Reynolds turbulentos é dado por:

$$Re_t = \frac{k^2}{v\epsilon} \quad (3.60)$$

Normalmente o transporte difusivo molecular torna-se relevante quando  $Re_t < 100$ . A condição de não deslizamento na parede implica  $k \rightarrow 0$  quando  $y \rightarrow 0$ . Mas sabendo que na parede  $\epsilon$  é diferente de 0, então nessa região o  $Re_t \rightarrow 0$ .

Considerando que a dissipação da energia cinética turbulenta é expressa por 3.47 para a dissipação na parede,  $\epsilon_w$ , a seguinte condição ocorre:

$$\epsilon_w = v \left[ \overline{\left( \frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left( \frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2} \right] = 2v \left( \frac{\partial k^{1/2}}{\partial y} \right)^2 \quad (3.61)$$

onde  $u'$  e  $w'$  representam as duas componentes das flutuações de velocidade perpendiculares à parede. Da Equação 3.61, é possível inferir que  $\epsilon(y = 0)$  diferente de 0. No entanto, é conveniente definir uma nova dissipação tal que seu valor na parede seja identicamente nulo:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon - 2v \left( \frac{\partial k^{1/2}}{\partial y} \right)^2 \quad (3.62)$$

[Launder e Sharma 1974] propõem algumas modificações com o objetivo de tornar o modelo mais adequado à previsão de escoamentos livres. A versão final do modelo apresenta a seguinte forma:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \tilde{\epsilon} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.63)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + 2vv_t \left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i \partial x_j} \right) \quad (3.64)$$

sendo a viscosidade turbulenta calculada através de:

$$v_t = c_\mu f_\mu \frac{k^2}{\tilde{\epsilon}} \quad (3.65)$$

Os termos  $f_1$ ,  $f_2$  e  $f_\mu$  representam funções de amortecimento introduzidas ao modelo para um melhor ajuste da difusão nas regiões do escalonamento onde os efeitos viscosos são expressivos. As seguintes funções de amortecimento são sugeridas:

*Modelo de Launder-Sharma*

$$f_1 = \left( 1 + \frac{0,05}{f_\mu} \right)^3 \quad (3.66)$$

$$f_2 = 1 - \exp(-Re_T^2) \quad (3.67)$$

$$f_\mu = [1 - \exp(-0,0165 Re_t)]^2 \left( 1 + \frac{20,5}{Re_t} \right) \quad (3.68)$$

Concluindo-se pode-se dizer que o modelo  $k - \epsilon$  é falho na previsão de escoamentos afastados da condição de equilíbrio local. Esta deficiência é séria o suficiente para que o modelo seja usado com cautela na previsão de escoamentos complexos.

### 3.7.2 O modelo $k - \omega$

O primeiro modelo de turbulência foi proposto por Kolmogorov. Em adição a equação de transporte para energia cinética turbulenta, Kolmogorov sugere como segundo parâmetro a taxa de dissipação de energia por unidade de volume e tempo,  $\omega$ . Neste modelo, conhecido como  $k - \omega$ . Kolmogorov refere-se ao parâmetro  $\omega$  como “uma frequência média” determinada por:

$$\omega = C \frac{k^{1/2}}{L} \quad (3.69)$$

Onde C representa uma constante. Sendo o parâmetro com dimensão e frequência, o inverso de  $\omega$  representa uma escala de tempo. Analogamente,  $k^{1/2}/\omega$  pode ser interpretado como um comprimento de mistura. Considerando que a transformação da energia cinética turbulenta em energia interna se processa nas menores escalas, o parâmetro  $\omega$  está associado das grandes escalas para as pequenas escalas. Logo, o valor de  $\omega$  está associado as escalas de  $k$  e L. O argumento de Kolmogorov de que  $\omega \propto k^{1/2}/L$  é consistente com a hipótese de Boussinesq, na qual se assume que a viscosidade turbulenta possa ser expressa como um produto entre as escalas características de velocidade e comprimento. [Kolmogorov 1941] apresenta um desenvolvimento sucinto do modelo  $k - \omega$  cuja equação diferencial  $\omega$  é dada por:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = -\beta \omega^2 + \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3.70)$$

A formulação proposta por [WILCOX 1988] representa a versão mais extensiva testada do modelo, sendo portanto, usualmente referenciada na literatura como  $k - \omega$  padrão:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma^* v_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.71)$$

A equação para a taxa de dissipação específica é:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3.72)$$

Os coeficientes tomam os seguintes valores:

$$\alpha_1 = \frac{13}{25} \quad \beta_o = \frac{9}{125} \quad \beta_o^* = \frac{9}{100} \quad \sigma = \frac{1}{2} \quad \sigma^* = \frac{1}{2}$$

$$\beta = \beta_o f_b \quad \beta_o^* \beta^* = f_{\beta^*} \quad f_\beta = \frac{1 + 70 \xi_\omega}{1 + 80 \xi_\omega} \quad \xi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta_o^* \omega)^3} \right|$$

$$\epsilon = \eta^* \omega k \quad l = k^{1/2} / \omega$$

### 3.7.3 O modelo Shear Stress Transport (SST)

As deficiências apresentadas pelo modelo  $k - \omega$  quanto à sensibilidade a variações nas condições de corrente livre representa uma característica indesejável do modelo. Como solução para este problema foi desenvolvida uma variação do modelo  $k - \omega$ , a qual ficou conhecida como modelo Baseline  $k - \omega$  (BSL  $k - \omega$ ). O modelo Baseline  $k - \omega$  não representa um novo modelo de turbulência, mas a composição entre os modelos  $k - \omega$  e  $k - \epsilon$ . Originalmente proposto por [Menter 2003], o modelo Baseline  $k - \omega$  envolve a transformação da equação de transporte para  $\epsilon$  em uma formulação do tipo  $k - \omega$ , constituindo assim um modelo com dois conjuntos de equações para transporte. Na aplicação do modelo, as equações de transporte para  $k - \omega$  são utilizadas na região próxima a parede, enquanto as equações transformadas de transporte para  $k - \epsilon$  são adotadas na região externa. A ponderação da contribuição de cada modelo é realizada através de uma função de mistura do tipo:

$$\Phi_3 = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (3.73)$$

A função de mistura  $F_1$  equivale a unidade na parede, decaindo para o valor 0 na região externa a camada limite. Os termos  $\Phi$  representam as contribuições de cada modelo.

Na Equação 3.73 a função de mistura é dada por:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (3.74)$$

sendo

$$\arg = \min \left( \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right) \quad (3.75)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1.0 \times 10^{-10} \right) \quad (3.76)$$

onde  $\rho$  representa a massa específica e  $y$  representa a distância em relação a parede. As equações de transporte do modelo Baseline  $k - \omega$  são expressas pelas equações de  $k - \epsilon$  transformadas em  $k - \omega$ :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta' \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.77)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha_2 \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_2 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.78)$$

onde as constantes assumem os valores  $\alpha_2 = 0,44$ ,  $\beta_{\omega 2} = 0,0828$ ,  $\sigma_{k2} = 1,0$ ,  $\sigma_{\omega 2} = 1/0,856$

O modelo Baseline  $k - \omega$  combina as vantagens dos modelos  $k - \epsilon$  e  $k - \omega$ , mas ainda falha

na previsão do ponto de separação do escoamento em superfícies lisas [Menter 2003]. De modo a corrigir esta deficiência do modelo Baseline  $k - \omega$ , [Menter 2003] sugere a adoção de um limitador para o valor da viscosidade turbulenta:

$$v_t = \frac{\alpha k}{\max(\alpha\omega, Sf_2)} \quad (3.79)$$

onde S representa uma medida invariante da taxa de deformação de  $F_2$  uma função de mistura semelhante a  $F_1$ .

Este modelo baseline  $k - \omega$  modificado na literatura e conhecido como SST - Shear Stress Transport. A concepção do modelo SST permite um adequado transporte de tensões cisalhantes, resultando, assim, em predições acuradas da separação sob condições de gradiente de pressões adverso. As equações de transporte do modelo SST são escritas, na forma indicial como:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta' \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_{jl}} \right] \quad (3.80)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha_3 \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_3 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.81)$$

[Huang 1997] desenvolveram um extenso estudo de validação do modelo SST, que apresentou boa capacidade de predição da separação em escoamentos sob gradiente de pressão adversos.

### 3.8 Conclusão sobre os modelos de turbulência

De acordo com o apresentado, o modelo de turbulência mais apropriado e utilizado nas simulações deste trabalho foi o Shear Stress Transport, devido a este apresentar melhor modelamento do estudo da física e geometria no problema de transferência de calor em uma conexão elétrica do tipo H. O modelo SST apresenta as seguintes vantagens:

- Combina as vantagens dos modelos  $k - \epsilon$  e  $k - \omega$ .
- Transição suave através da função de combinação  $F_1$ .
- Robusto e preciso tratamento próximo a parede do modelo  $k - \omega$ .
- Resultados mais precisos para transferência de calor com uma parede sólida;
- Insensível aos valores da corrente livre de  $\omega$  e  $\epsilon$ .
- Acrescenta melhor tratamento ao transporte de tensão cisalhante na camada limite, devido a aos resultados precisos da função de combinação  $F_2$ .
- Requer o mesmo esforço computacional quanto aos modelos  $k - \omega$  e  $k - \epsilon$ .

---

# Capítulo 4

## Metodologia

### 4.1 Metodologia experimental

#### 4.1.1 Geometria da Conexão Tipo H

A conexão estudada é formada por um conector derivação de compressão formato H de acordo com o desenho técnico ilustrado na Figura 4.1, juntamente com o conjunto de cabos. Esta conexão é largamente empregada em redes de distribuição de energia para diversas seções nominais de condutores. A seção nominal dos cabos estudadas que formam esta conexão é de  $150\text{mm}^2$ .

As dimensões do conector estudado é representado no Item 6 da Figura 4.1, fabricado em corpo de alumínio e uma massa aproximada de 175g, e apresenta as seguintes dimensões:

- $A = 52 \pm 2$
- $B = 32 \pm 2$
- $C = 88 \pm 10$

Com base no desenho técnico fornecido, foi gerado um modelo 3D para implementação computacional. Esta geometria é vista na Figura 4.2.

A conexão do Tipo H é realizada unindo os cabos com o conector utilizando um alicate hidráulico ou mecânico de modo a pressioná-los, sendo geralmente empregada uma pasta antioxidante entre os contatos.

A Figura 4.3 mostra uma foto do conector e da conexão tipo H montada.

Para o estudo termográfico e análise da conexão elétrica tipo H, foram realizados pelos alunos do LabTerm da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG) ensaios em condições quiescente, variando apenas a corrente elétrica pelo condutor e conexão, e ensaios simulando diversas velocidades de vento na direção perpendicular à conexão utilizando um túnel de vento. Estes ensaios realizados por [Oliveira et al.] servem como

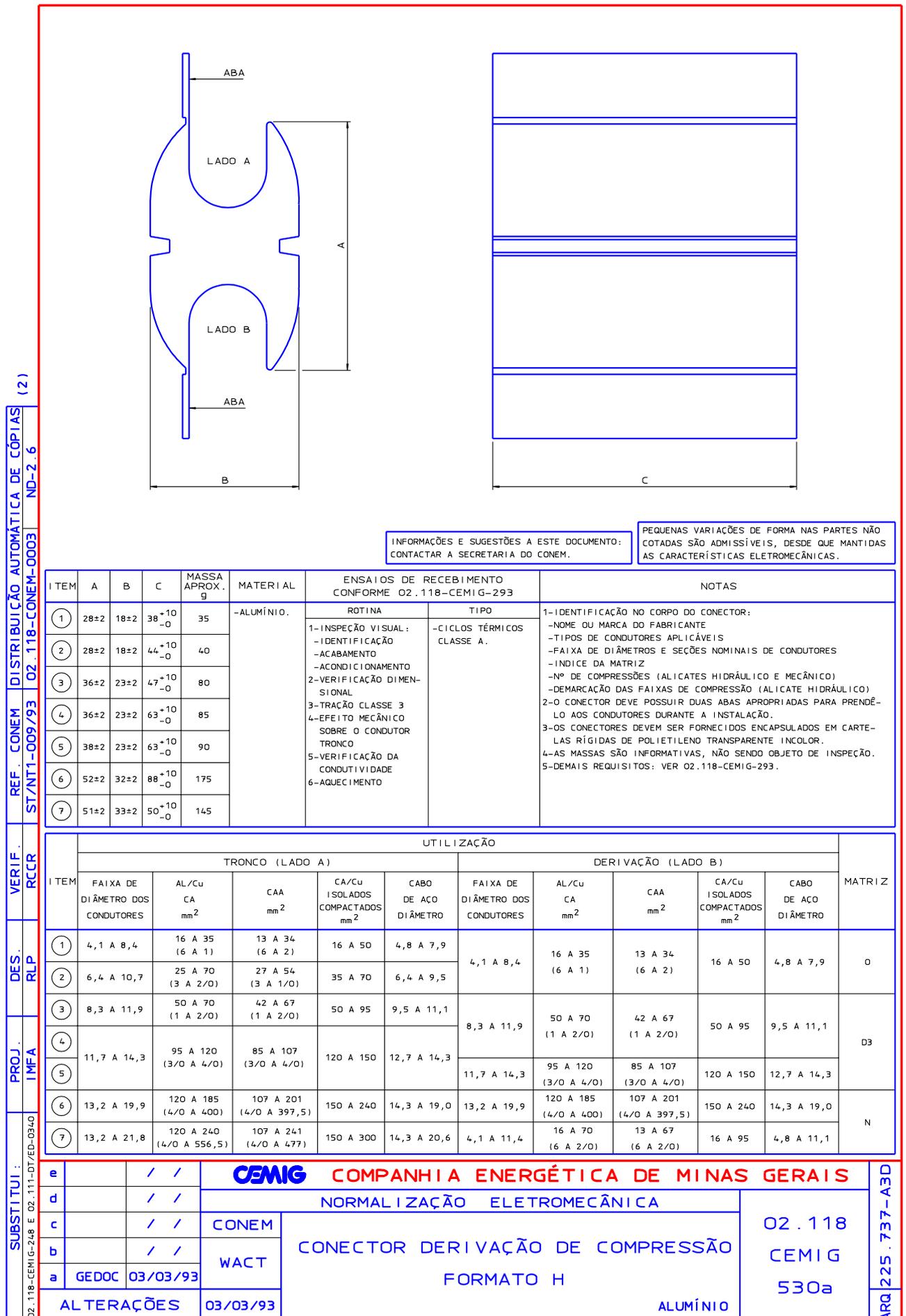


Figura 4.1: Desenho Técnico do Conector Tipo H - CEMIG

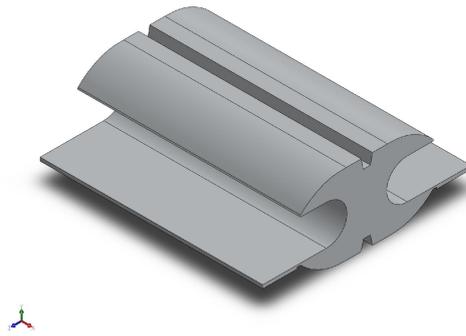


Figura 4.2: Modelo 3D do conector paralelo a compressão tipo H.

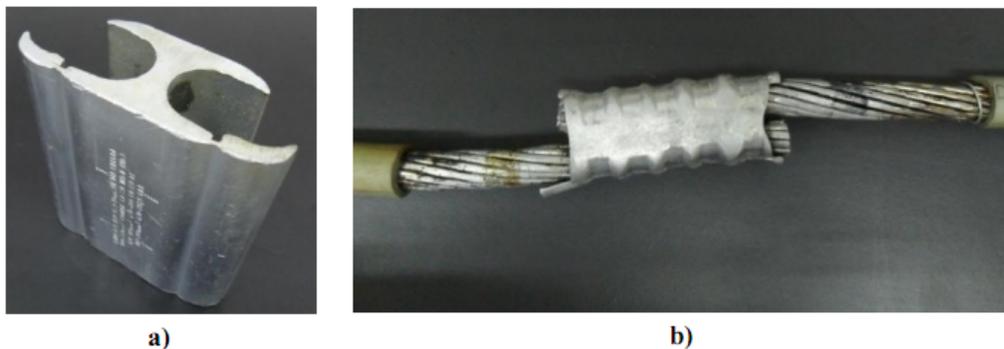


Figura 4.3: a) Conector paralelo a compressão Tipo H. b) Conexão elétrica

base de comparação para validação dos resultados obtidos pelo método computacional deste trabalho.

#### 4.1.2 Convecção Natural

Inicialmente, foram realizados os ensaios em condições quiescentes, ou seja, sem a presença de vento. Para isto, foi montada uma bancada no LabTerm e a partir de uma fonte de corrente se ajustava a intensidade da corrente elétrica. A temperatura da conexão foi medida a partir de seis termopares tipo *K* e uma termocâmera FLIR modelo SC660 24<sup>o</sup>. Foram realizadas seis medições de temperatura no corpo da conexão aplicando correntes de 100A a 350A, variando 50A a cada ensaio.

Foi adotada a seguinte metodologia de ensaio:

- Ligar o computador
- Abrir os seguintes programas/arquivos: Planilha eletrônica; Interface Labview; Programa de aquisição wireless do multímetro;
- Medir e registrar a resistência elétrica da conexão com o microhomímetro.
- Registrar hora, umidade, temperatura ambiente.
- Inicializar a aquisição de dados
- Ligar a fonte e ajustar a corrente para o valor desejado.

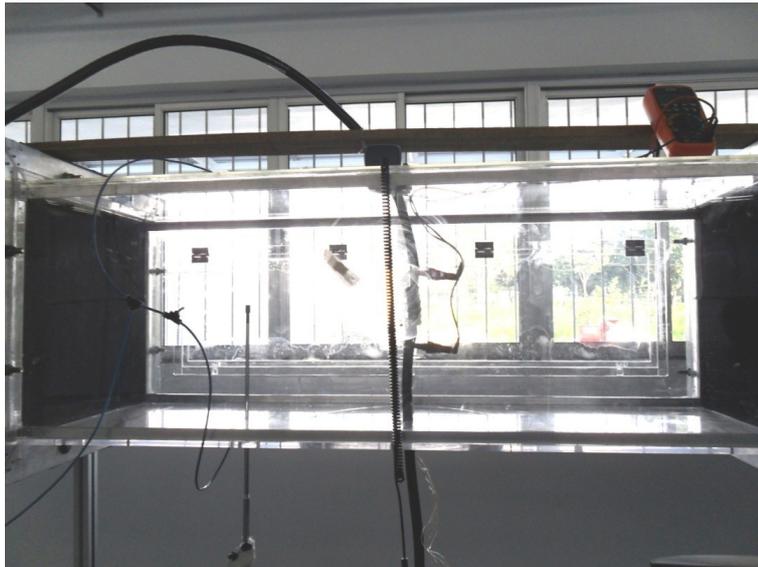


Figura 4.4: Seção do túnel de vento em acrílico.

- Registrar corrente e tensão iniciais.
- Aguardar o tempo de estabelecimento.

### 4.1.3 Ensaios no túnel de vento

#### Apresentação da seção

Para a verificação da influência da velocidade do vento sobre o processo de aquecimento das conexões elétricas foi montada uma seção em acrílico para ser incorporada na estrutura do túnel de vento nas instalações da escola de engenharia da UFMG.

Esta seção possui furos na superfície superior e inferior para a passagem do cabo na posição transversal e outras duas possíveis configurações de posicionamento longitudinal em relação ao escoamento (Figura 4.4). Além disso, a estrutura possui lateral com porta para acesso à amostra e outra lateral com janela de acesso óptico (não mostrado).

#### Instrumentação

Os equipamentos necessários para a realização dos ensaios no túnel de vento são mostrados na Figura 4.5.

A seguir lista-se os equipamentos utilizados para o ensaio:

1. Cabos Condutores com seção transversal de  $150\text{mm}^2$
2. Fonte de corrente LET-1000-RD EuroSMC
3. Termoanemômetro de fio quente TAFR-180, Instrutherm
4. Amperímetro de alicate CA-1000, National Instruments



Figura 4.5: Aparelhagem necessária para o ensaio.

5. Conexão tipo H a ser ensaiada com termopares (tipo K) fixados em sua superfície
6. Módulo de aquisição NI cDAQ - 9178, National Instruments
7. Termômetro de bancada Scientific Ambient Monitor Texto 622
8. Registrados do termoanemômetro
9. Computador
10. Multímetro digital modelo EXS540, Extech.

### Caracterização do túnel

O procedimento de caracterização do túnel de vento consiste em uma sequência de medições de velocidade do vento para diferentes condições de escoamento, com o intuito de assegurar que a incorporação da seção em acrílico não introduz instabilidade ao escoamento. Para caracterização do túnel de vento, foram utilizados o inversor de frequência e o anemômetro. O intervalo de frequências de ajuste no motor de acionamento é de 5 a 60 Hz, variando-se de 5 Hz a cada novo ajuste. Para cada frequência, obtêm-se a medição da velocidade do vento na seção em 8 pontos na direção vertical, em intervalos equidistantes de 5 a 40 cm. Os resultados indicaram a existência de um escoamento bastante uniforme dentro do túnel de vento em todas as faixas de frequências, com um desvio padrão máximo de 1,56 Hz para baixas frequências (até 15Hz) e de 0,25 Hz para altas frequências (acima de 15Hz).

### Aquisição contínua de dados

Para o registro automatizado dos dados na bancada do túnel de vento foi utilizado o Labview, dois módulos de aquisição: NI-9205 e NI-9211, amperímetro de alicate e termopares tipo *K*. Os drives são da empresa National Instrument e foram desenvolvidos para serem integrados ao Labview, cada um para adquirir um determinado sinal: corrente e temperatura respectivamente. A temperatura foi capturada através de termopares do tipo *K*, que conectados ao NI-9211 enviam o sinal para o Labview em tempo real. A corrente foi medida através do amperímetro de alicate, que tem como saída sinal de tensão, sendo compatível com NI-9205, que transforma esse sinal em corrente, através do programa Labview. Ambos os dados foram colhidos numa taxa de 1:1 (dado/segundo) e armazenados em planilhas exportadas pelo Labview.

Os valores de tensão também eram obtidos remotamente. Os terminais do multímetro eram posicionados entre as extremidades da conexão elétrica e o sinal obtido era transmitido através de um módulo de recepção wireless que acompanha a instrumentação do multímetro. Esse conjunto de dados também era exportado para uma planilha eletrônica ao fim do ensaio.

### Metodologia do ensaio

#### Montagem da Estrutura

A montagem da estrutura foi realizada adotando os seguintes passos:

1. Posicionar o conjunto cabo+conexão no interior do túnel com a orientação de interesse.
2. Conectar os cabos da fonte com os cabos que acompanham a conexão.
3. Fixar e identificar os termopares na superfície da conexão.
4. Prender os terminais do multímetro nas extremidades descobertas dos cabos de teste.
5. Na parte exterior, envolver a seção do cabo com o alicate-amperímetro.
6. Vedar os furos por onde passam os cabos com fita.

#### Realização do ensaio

Cada ensaio da conexão elétrica tipo H consistia no ajuste de um valor de corrente na fonte, em seguida, aguardava-se o período de aproximadamente 75 minutos para que o processo de aquecimento chegasse ao regime permanente. Uma vez alcançado, ligava-se o túnel de vento na velocidade de 1 m/s e novamente aguardava-se a estabilização do processo. Essa etapa era repetida para as velocidades de 3, 5, 10 e 15 m/s. A



Figura 4.6: Posicionamento da termocâmara para o registro dos termogramas.

cada transição, os valores de temperatura ambiente, umidade, tensão e corrente eram registrados manualmente em uma planilha eletrônica. Ademais, eram adquiridos três termogramas a partir de uma câmera termográfica (Figura 4.6).

Para os ensaios em túnel de vento foi adotada a seguinte metodologia:

- Registrar hora, umidade, temperatura ambiente.
- Registrar corrente e tensão inicial desta etapa.
- Ligar o inversor na tomada específica
- Destruar o botão de emergência da abotoeira
- Pressionar o botão de acionamento
- Ajustar a frequência até a velocidade de interesse (marcada na abotoeira)
- Utilizar o termoanemômetro para realizar o ajuste fino da velocidade. O sensor do termoanemômetro deve estar posicionado na mesma altura do centro da conexão.
- Aguardar tempo de estabelecimento.
- Realizar a aquisição dos termogramas (3 ao todo).

## 4.2 Metodologia utilizando fluidodinâmica computacional

Simular computacionalmente a transferência de calor em uma conexão elétrica do tipo H é uma tarefa complexa, principalmente para se definir os parâmetros físicos que regem o problema. No entanto, os códigos de computação que solucionam as equações médias de Reynolds para Navier-Stokes (RANS) são amplamente conhecidos e utilizados

por programas de simulação numérica. Para resolver este problema, será utilizado o software ANSYS CFX, com a licença obtida pelo laboratório do Centro de Tecnologia da Mobilidade (CTM), da UFMG.

O objetivo desta simulação numérica é levantar dados suficientes para a análise do comportamento do coeficiente de transferência térmica de uma conexão elétrica do tipo H, e como este varia em função da corrente e da velocidade do vento, para depois compará-lo com os valores obtidos por [Oliveira et al.] em regime quiescente e no túnel de vento.

### 4.2.1 Geração da Malha

Uma das etapas mais importantes na solução numérica é a discretização do domínio, ou seja, a geração da malha. Deve-se buscar o equilíbrio entre uma malha que seja refinada o suficiente para representar o problema de forma satisfatória, porém sem exigir um esforço computacional extremamente elevado.

Para o problema de transferência de calor de uma conexão elétrica do tipo H, a conexão elétrica foi dividida em três domínios principais: fluido, conexão e cabos.

O domínio cabo foi subdividido em duas categorias: cabos internos e cabos externos. O domínio cabos internos se refere à parte do cabo que se encontra no interior da conexão, trocando calor por condução entre o cabo e a conexão. Os cabos externos é a parte dos cabos que ficam ao ar livre, trocando calor com o ar por convecção. Essa divisão foi necessária para que fosse possível a criação de interfaces de troca de calor diferenciadas em cada parte do cabo. Também foi determinado que a interface de contato entre as duas partes do cabo trocam calor por condução entre si.

A Figura 4.7 mostra em perspectiva a malha gerada nos domínios conexão e cabos.

A Figura 4.8 e 4.9 mostram os planos XY e YZ, respectivamente, nos domínios fluido, conexão e cabos.

A Tabela 4.1 mostra os tipos e quantidade de elementos gerados nos domínios da malha.

A partir da Tabela 4.1 percebe-se que os domínios que foram discretizados com mais detalhes são o fluido e a conexão, sendo a conexão o domínio que tem o maior número de elementos. Como o principal estudo deste trabalho se foca exatamente na região de interface entre o fluido e conexão, foi realizado um refinamento nesta área de interesse, e consequentemente o aumento no número de elementos, nós e faces. Ademais, foi utilizado o recurso *inflation*. Este recurso é muito útil para garantir a qualidade dos elementos próximos as arestas, com a finalidade de apresentar uma melhor representação da camada limite e o perfil de velocidades das partículas de fluido.

O recurso *inflation* foi utilizado na região entre o fluido e conexão, conexão e cabos internos, e fluido e cabos externos. Para utilizar este recurso, deve-se escolher as faces que receberão o ajuste, o tamanho do primeiro elemento, o número máximo de camadas, e a taxa de crescimento. Esta taxa define a razão na qual o tamanho do elemento cresce a

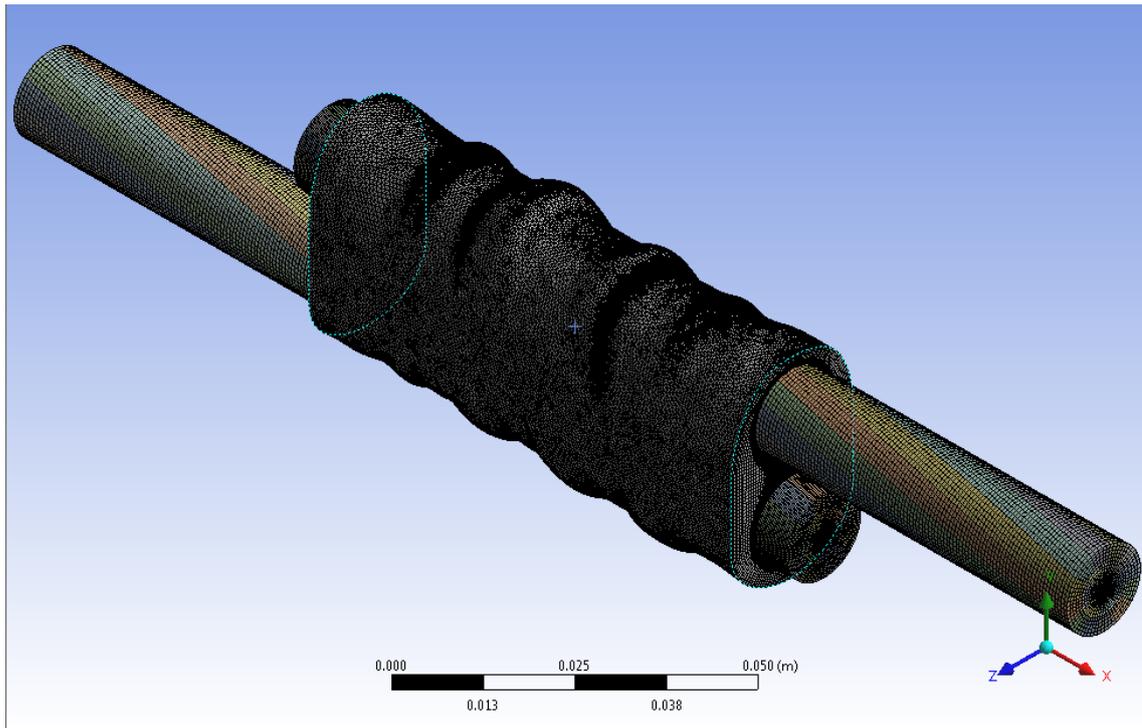


Figura 4.7: Malha gerada nos domínios conexão e cabos.

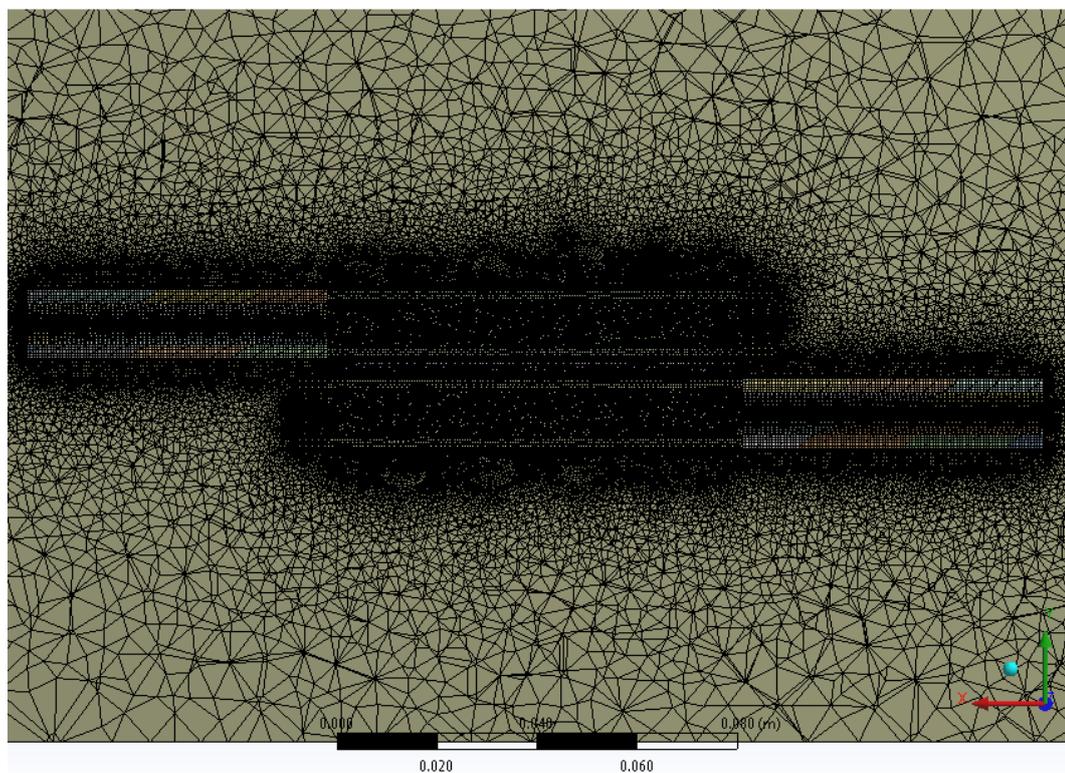


Figura 4.8: Planos XY da malha nos domínios fluido, conexão e cabos.

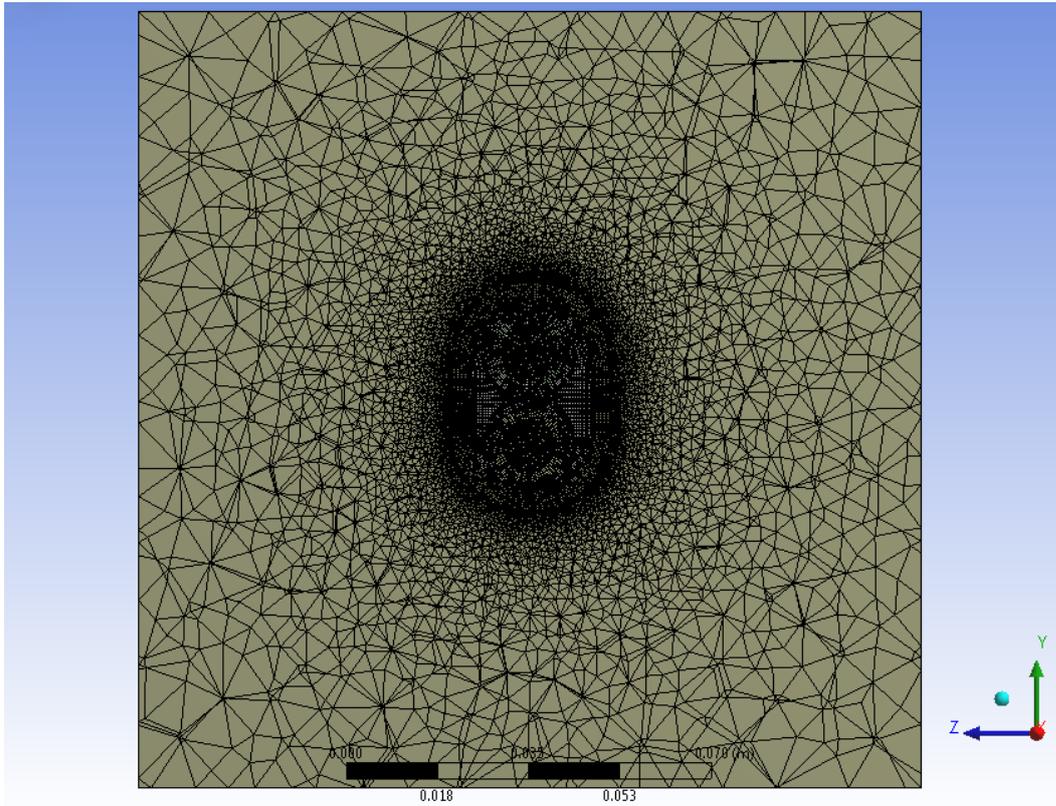


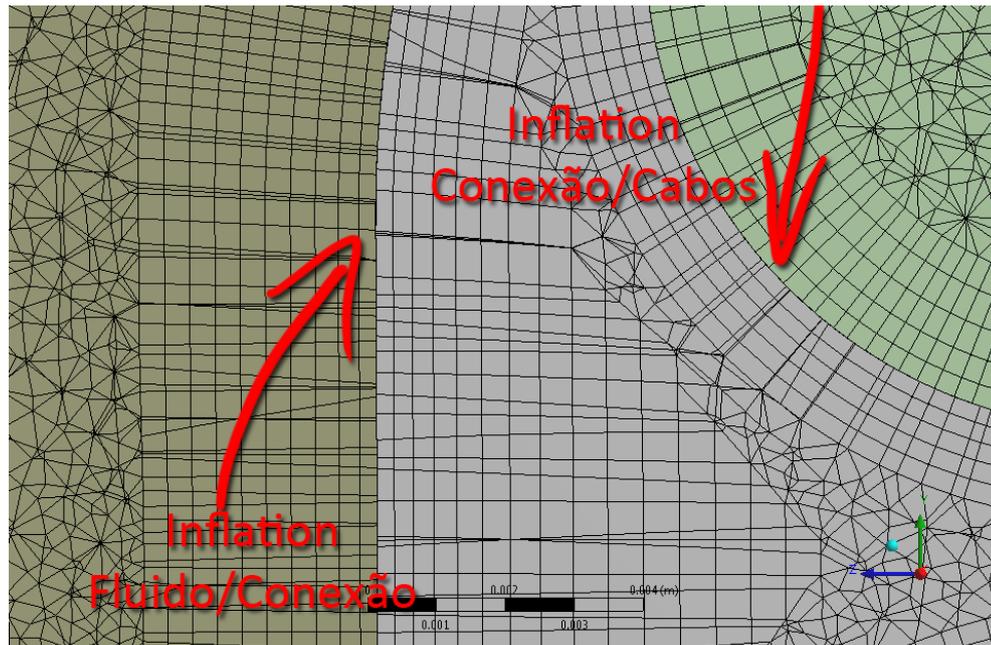
Figura 4.9: Planos ZY da malha nos domínios fluido, conexão e cabos.

Tabela 4.1: Tipos e quantidade de elementos gerados nos domínios da malha

	Fluido	Cabos Externos	Cabos Internos	Conexão	Total
Número total de Nós	1.635.207	472.381	233.782	614.275	2.955.645
Número total de Elementos	5.555.282	378.496	835.085	7.152.821	8.521.684
Total de Tetraedros	3.606.506	162	592.715	939.505	5.138.726
Total de prismas	1.933.527	378.334	242.370	789.302	2.965.361
Total de pirâmides	15.249	0	0	24.014	39.263
Número total de faces	240.652	173.944	52.026	201.052	378.334

Tabela 4.2: Detalhes do ajuste do recurso *inflation*.

	Fluido	Conexão	Cabos
Tamanho do Primeiro Elemento	0,25 [mm]	0,25 [mm]	0,30 [mm]
Número Máximo de Camadas	10	15	5
Taxa de Crescimento	1,2	1,1	1,2

Figura 4.10: Detalhe do Recurso *Inflation*

medida que este se afasta da região de interesse, geralmente a interface entre dois corpos, sendo geralmente adotado um valor entre 10% e 20%.

A Tabela 4.2 mostra como o recurso *inflation* foi ajustado.

A Figura 4.10 mostra em detalhe este recurso.

Além disso, foi utilizado o recurso *face sizing* na face externa da conexão, na região da conexão mais próxima da interface com o fluido, com a finalidade de refinar a malha na região de interesse. O tamanho do elemento foi ajustado em 0,4mm. A Tabela 4.3 mostra os dados da malha gerada:

Esta malha apresentada foi utilizada em todas as simulações que serão exibidas. Vários modelos de malha foram analisados antes de chegar neste modelo exposto. Foram realizados vários testes de malha, a fim de verificar se o refinamento mudaria o resultado obtido de forma substancial. Utilizou-se para o teste uma malha com número de elemen-

Tabela 4.3: Dados da malha

	Máximo ângulo da face
Minímo	55,68 [graus]
Máximo	165,11 [graus]
	Mínimo ângulo da face
Minímo	2,96 [graus]
Máximo	90,05 [graus]
	Razão de comprimento na borda
Minímo	1,004
Máximo	17,693
	Razão de volume no elemento
Minímo	1,000
Máximo	975,544

tos 20% maior do que esta, e o resultado obtido para temperaturas e coeficientes de troca de calor praticamente não variaram, algo menor de 0,5%, validando esta malha para o estudo da conexão.

### 4.2.2 Condições de Contorno

As condições de contorno foram aplicadas utilizando o software CFX-Pre, disponível no pacote ANSYS CFX.

Nesta etapa, define-se os domínios, os subdomínios com as fontes de geração de energia, as interfaces fluido/sólido, sólido/sólido e as condições de contorno.

Ao se estabelecer o domínio, deve-se definir algumas propriedades deste, como:

- Tipo: sólido, fluido, poroso
- Material
- Mobilidade: estacionário ou rotacional.
- Troca de calor

O domínio foi dividido em: cabos externos, cabos internos, conexões e fluido. Os domínios cabos externos, cabos internos e conexão foi ajustado de acordo com a Tabela 4.4:

No domínio fluido, foram aplicado os ajustes de acordo com a Tabela 4.5:

Tabela 4.4: Ajuste aplicado nos domínios sólidos.

	Cabos Externos	Cabos Internos	Conexão
Tipo	Sólido	Sólido	Sólido
Material	Alumínio	Alumínio	Alumínio
Mobilidade	Estacionário	Estacionário	Estacionário
Troca de calor	Energia Térmica	Energia Térmica	Energia Térmica

Tabela 4.5: Ajuste aplicado no domínio fluido.

	Fluido
Tipo	Fluido
Material	Ar a 25°C
Mobilidade	Estacionário
Troca de Calor	Energia Térmica
Pressão de Referência	1 [atm]
Modelo de Turbulência	Shear Stress Transport (SST)

O modelo de turbulência Shear Stress Transport foi utilizado, pois o mesmo apresenta vantagens para este estudo, conforme discutido no Capítulo fluidodinâmica computacional.

Ademais, devem-se definir as condições nos contornos de cada domínio. No domínio fluido, definiram-se cinco fronteiras abertas, e uma fronteira no plano XY com a velocidade de entrada de ar definida, caracterizando-se o vento.

Nesta fase, também devem-se definir as interfaces e o comportamento térmico destas. Foram definidas as seguintes interfaces:

- Interface cabos internos/conexão.
- Interface de contato entre os fios dos cabos.
- Interface de contato entre os cabos externos/cabos internos.
- Interface fluido/cabos externos.
- Interface fluido/conexão.

Em todas as interfaces definiu-se que há troca de calor, e na interface cabos internos/conexão, foi definida uma resistência de contato, de acordo com [Incropera e Witt 1985], no valor de  $2,75 \times 10^{-4}$  ( $m^2 \cdot K/W$ ) para interfaces alumínio/alumínio.

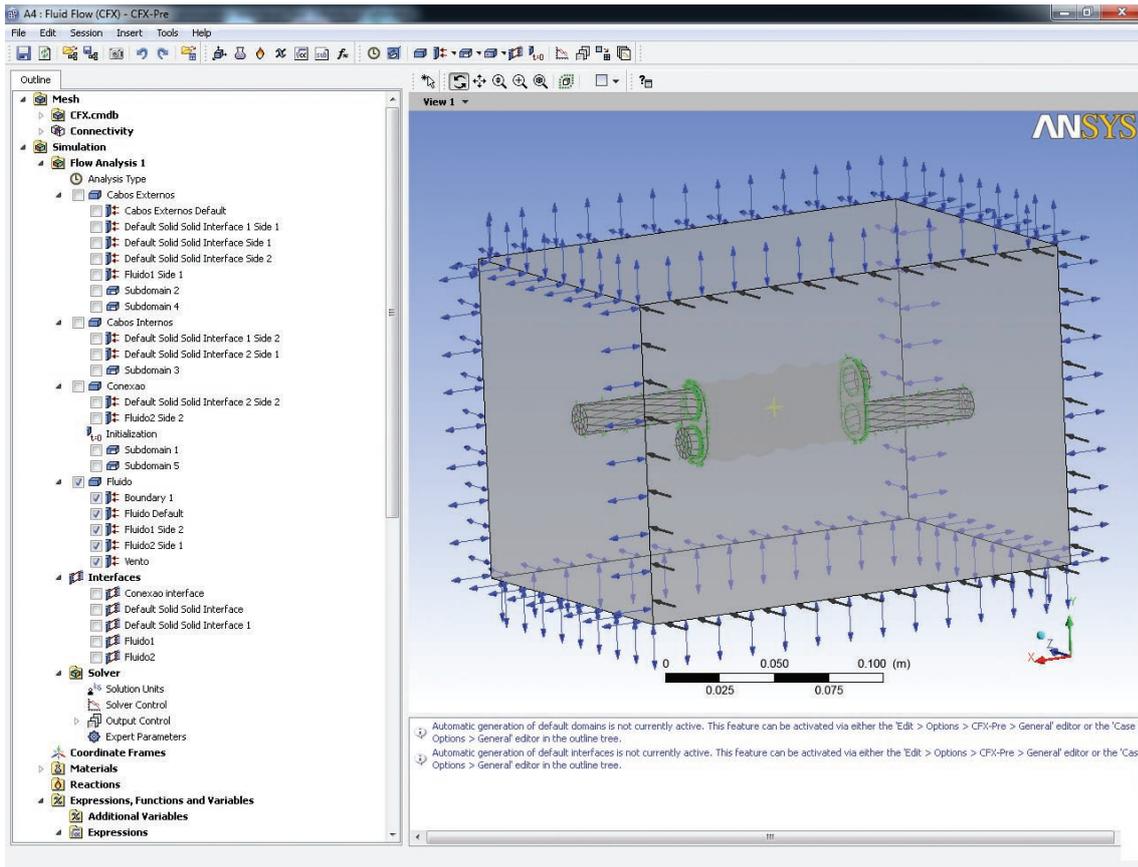


Figura 4.11: Tela principal do software ANSYS CFX-Pre.

Tabela 4.6: Detalhes do Solver.

Esquema de advecção	Alta resolução
Critério de convergência	RMS, $10^{-5}$
Número de iterações	min 200, max 1000

A título de ilustração, a Figura 4.11, mostra a tela principal do software CFX-Pre.

### 4.2.3 Solver

Nesta etapa, também deve-se definir os critérios solução e convergência que serão adotados no solver. A Tabela 4.6 mostra os parâmetros utilizados.

Após a determinação da geometria, geração da malha, e programação das condições físicas da simulação, pode-se solucionar o problema. Para isto, utilizou-se o software CFX-Solver Manager.

Nesta etapa pode-se acompanhar se o problema está convergindo ou divergindo, de acordo com a Figura 4.12.

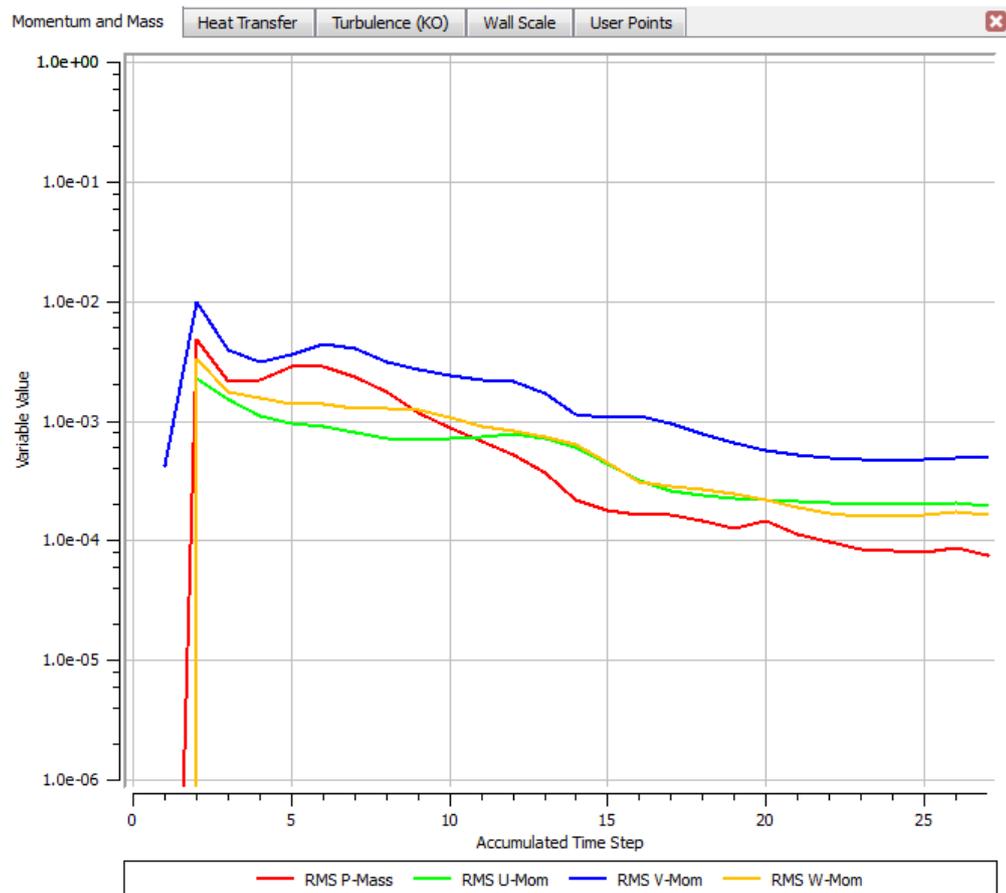


Figura 4.12: Tela do CFX-Solver Manager

#### 4.2.4 Resultados

Os resultados são apresentados no Ansys CFD-Post que é um pós-processador que fornece uma visão completa sobre os resultados da simulação da dinâmica dos fluidos. Neste processador pode-se definir as variáveis a ser estudadas, como por exemplo a distribuição de pressão, temperatura, fluxo de calor, os coeficientes de troca de calor, etc.

#### 4.2.5 Regime transiente

A simulação realizada em regime transiente é para estado quiescente. Para isto foi considerado os mesmos parâmetros descritos utilizados para as simulações em regime permanente, no entanto considerando que no momento inicial a conexão estava desligada, sem passagem de corrente elétrica, apresentando temperatura ambiente. É simulado então o aquecimento da conexão elétrica até esta chegar ao estado permanente.

### 4.3 Conclusões sobre a metodologia

O objetivo da metodologia experimental e numérica apresentada é mitigar as dificuldades de análise analítica apresentadas na revisão bibliográfica e obter-se resultados satisfatórios especificamente sobre o estudo da transferência de calor da conexão elétrica do tipo H. A partir do método numérico pode-se obter detalhes da distribuição de temperatura nos cabos e na conexão, além de mais detalhes sobre a troca de calor local e seu coeficiente médio de transferência de calor. Ademais, os experimentos realizados por [Oliveira et al.] objetivam a validação do modelo numérico, uma vez que os dois resultados podem ser comparados para verificar se o método numérico apresenta valores coerentes com os valores obtidos experimentalmente.

# Capítulo 5

## Resultados

### 5.1 Regime Permanente

#### 5.1.1 Temperaturas

Realizou-se uma simulação numérica com o intuito de estudar a transferência de calor na conexão elétrica tipo H. Os resultados são pós-processados no CFD-Post e obtêm-se os parâmetros desejados. Inicialmente realizou-se o ensaio experimental com uma conexão elétrica tipo H que já havia sido submetida a uma corrente elétrica de até 600A em ensaios anteriores. Isto fez com que a mesma se desgastasse, elevando sua resistência elétrica. A resistência elétrica foi avaliada a partir da queda de tensão e da corrente elétrica, e este valor foi implementado no software numérico. Os resultados obtidos nos experimentos e no software numérico são mostrados na Tabela 5.1.

A Figura 5.1 mostra o gráfico obtido para as temperaturas registradas em uma conexão elétrica tipo H nova, e a Figura 5.2 mostra o gráfico obtido para as temperaturas registradas para uma conexão desgastada.

A Figura 5.3 mostra o gráfico relacionando as temperaturas obtidas para uma conexão nova e desgastada para 300A.

Neste trabalho são apresentados os resultados obtidos no software numérico para uma corrente de 250A de uma conexão nova, pois esta representa um valor representativo interessante para visualização dos resultados. Os outros resultados não serão apresentados em formas de imagem, no entanto seus resultados podem ser vistos nas tabelas apresentadas.

A Figura 5.4 mostra a distribuição de temperaturas no plano da seção transversal da conexão elétrica adquiridas no software numérico, desde estado quiescente até vento com velocidade de 15m/s, utilizando escalas de cores diferenciadas para cada imagem, e a Figura 5.5 utilizando a mesma escala de cores para comparação, ambas para uma corrente elétrica de 250A.

De forma análoga, a Figura 5.6 mostra a distribuição de temperaturas no plano da seção longitudinal utilizando escalas de cores diferenciadas para cada imagem, e a Figura 5.7 utilizando a mesma escala de cores.

Tabela 5.1: Comparação das temperaturas registradas nos métodos numérico e experimental para uma conexão desgastada e uma conexão nova.

<b>100 A</b>	<b>NUMÉRICO</b>		<b>EXPERIMENTAL</b>	
Velocidade	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]
0,00	36,87	34,96	36,60	34,70
1,00	29,52	27,84	29,40	28,40
3,00	26,76	25,36	26,91	25,70
5,00	25,70	25,1	25,83	25,00
10,00	24,52	24,09	24,61	24,10
15,00	24,14	23,74	24,32	23,50

<b>150 A</b>	<b>NUMÉRICO</b>		<b>EXPERIMENTAL</b>	
Velocidade	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]
0,00	56,33	44,63	54,87	44,40
1,00	40,39	35,39	39,92	34,40
3,00	33,54	30,54	33,02	30,10
5,00	31,04	28,041	30,95	28,70
10,00	27,82	27,43	27,59	27,30
15,00	27,39	26,38	27,31	26,60

<b>200 A</b>	<b>NUMÉRICO</b>		<b>EXPERIMENTAL</b>	
Velocidade	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]
0,00	83,76	63,27	84,56	63,90
1,00	56,88	44,65	57,63	45,80
3,00	41,31	36,80	41,92	37,40
5,00	39,22	34,37	39,56	34,90
10,00	34,29	34,29	34,82	31,60
15,00	33,52	31,04	33,52	30,90

<b>250 A</b>	<b>NUMÉRICO</b>		<b>EXPERIMENTAL</b>	
Velocidade	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]
0,00	120,05	87,39	121,06	88,40
1,00	82,58	63,39	82,89	63,20
3,00	57,12	45,88	58,21	46,40
5,00	51,51	39,55	50,10	40,10
10,00	39,92	36,62	40,41	34,50
15,00	36,42	33,48	36,81	32,00

<b>300 A</b>	<b>NUMÉRICO</b>		<b>EXPERIMENTAL</b>	
Velocidade	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]	T_conexão_desgastada [°C]	T_conexão_nova[°C]
0,00	260,38	119,44	260,45	119,90
1,00	188,35	78,08	192,60	77,40
3,00	125,50	63,74	119,78	60,90
5,00	102,80	56,10	99,94	53,20
10,00	69,67	44,32	71,90	44,30
15,00	63,58	40,55	61,13	40,60

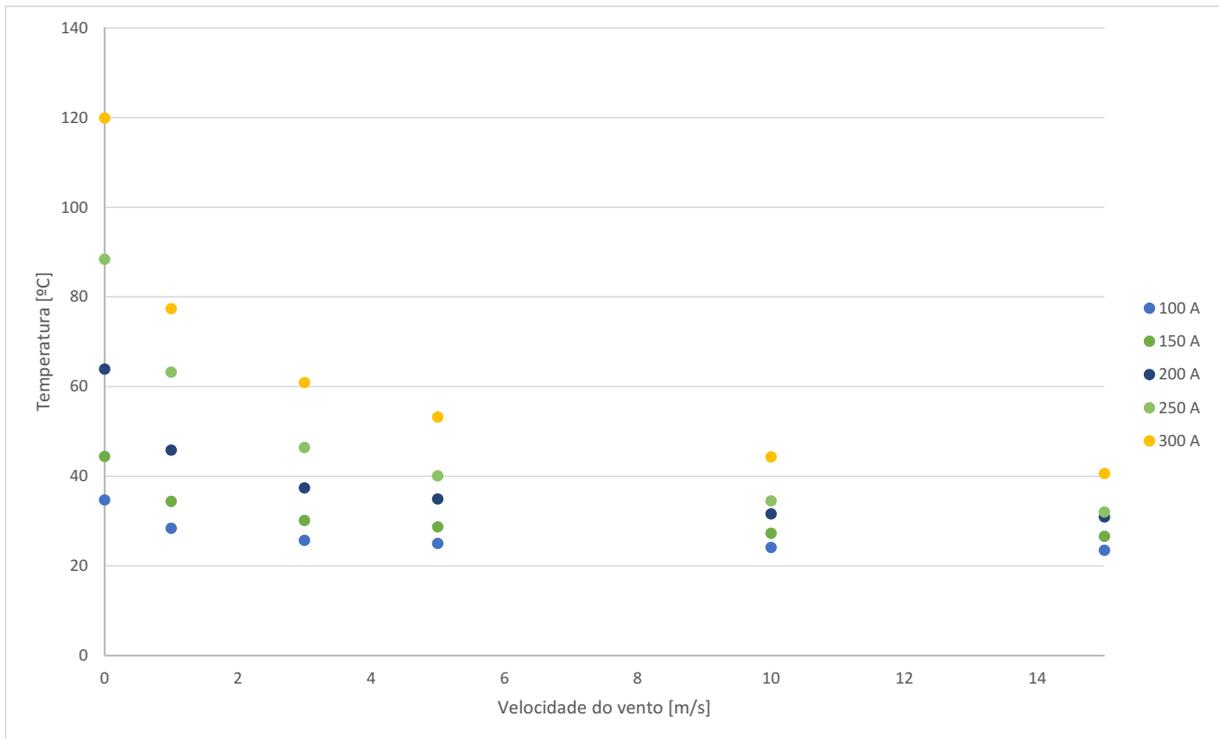


Figura 5.1: Gráfico velocidade do vento em função da temperatura para uma conexão elétrica tipo H nova.

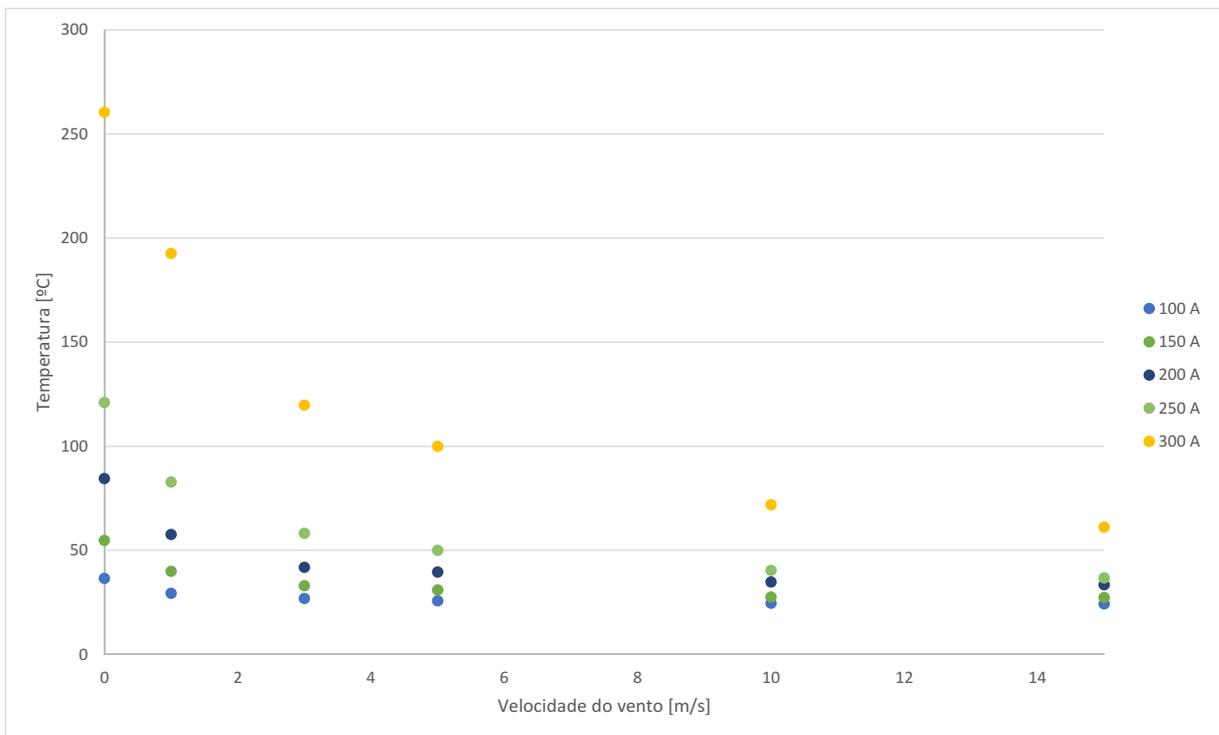


Figura 5.2: Gráfico velocidade do vento em função da temperatura para uma conexão elétrica tipo H desgastada.

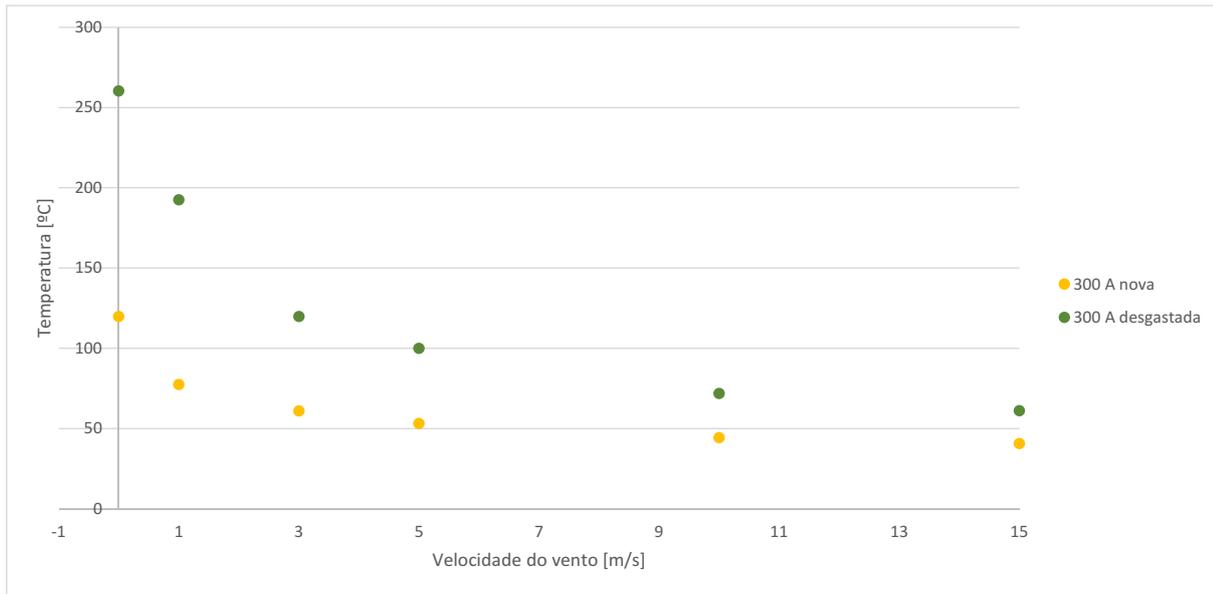


Figura 5.3: Comparação velocidade do vento em função da temperatura para uma conexão elétrica tipo H nova e desgastada para uma corrente elétrica de 300A.

### 5.1.2 Linhas de Corrente

A Figura 5.8 mostra a distribuição das linhas de corrente, no plano da seção transversal da conexão elétrica, obtidas no software numérico, variando desde estado quiescente até ventos de velocidade de 15m/s. Com estes resultados pode-se estudar como o ângulo de separação varia em função da velocidade do vento, a ocorrência de vórtices e esteiras e como estes parâmetros influenciam na transferência de calor da conexão elétrica tipo H.

### 5.1.3 Coeficiente médio de transferência de calor por convecção

#### Solução analítica

A determinação do coeficiente de troca de calor por convecção pelas teorias analíticas consiste na aplicação das seguintes Equações:

Para convecção forçada:

- Equação 2.17 - [Hilpert 1933].
- Equação 2.18 - [Churchill e Bernstein 1977].

Para convecção natural:

- Equação 2.22 - [Morgan 1975].
- Equação 2.23 - [Churchill e Bernstein 1977].

Para a aplicação das Equações 2.17, 2.18, 2.22 e 2.23, faz-se necessário a definição do diâmetro equivalente da conexão elétrica.

A partir da Equação 2.24, calcula-se o diâmetro equivalente a ser utilizado nos cálculos de transferência de calor. Sabendo-se que a área da seção transversal da conexão tipo H utilizada, com os cabos, equivale a  $517,6 \text{ mm}^2$  e o perímetro  $101,46 \text{ mm}$ , encontra-se:

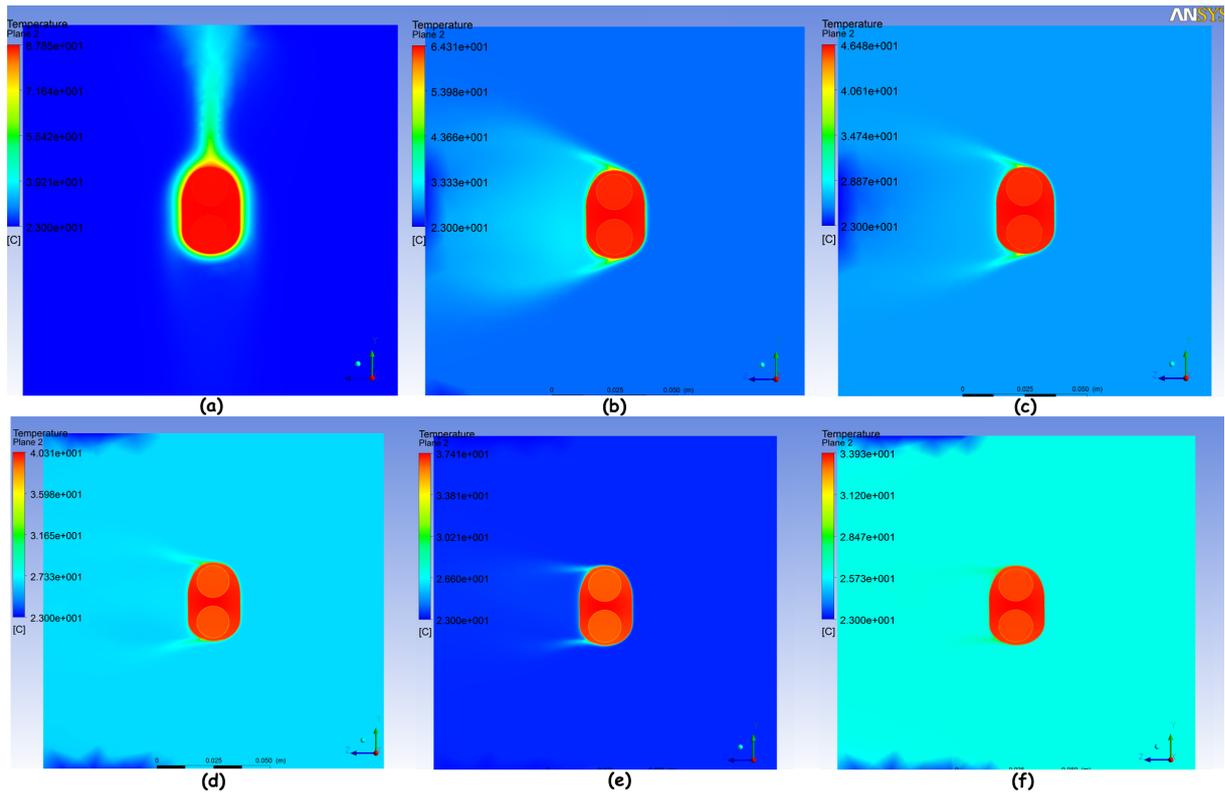


Figura 5.4: Temperaturas no plano da seção transversal - escala de cores diferenciadas - para: (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5 m/s. (e) 10 m/s. (f) 15 m/s. para corrente elétrica de 250A.

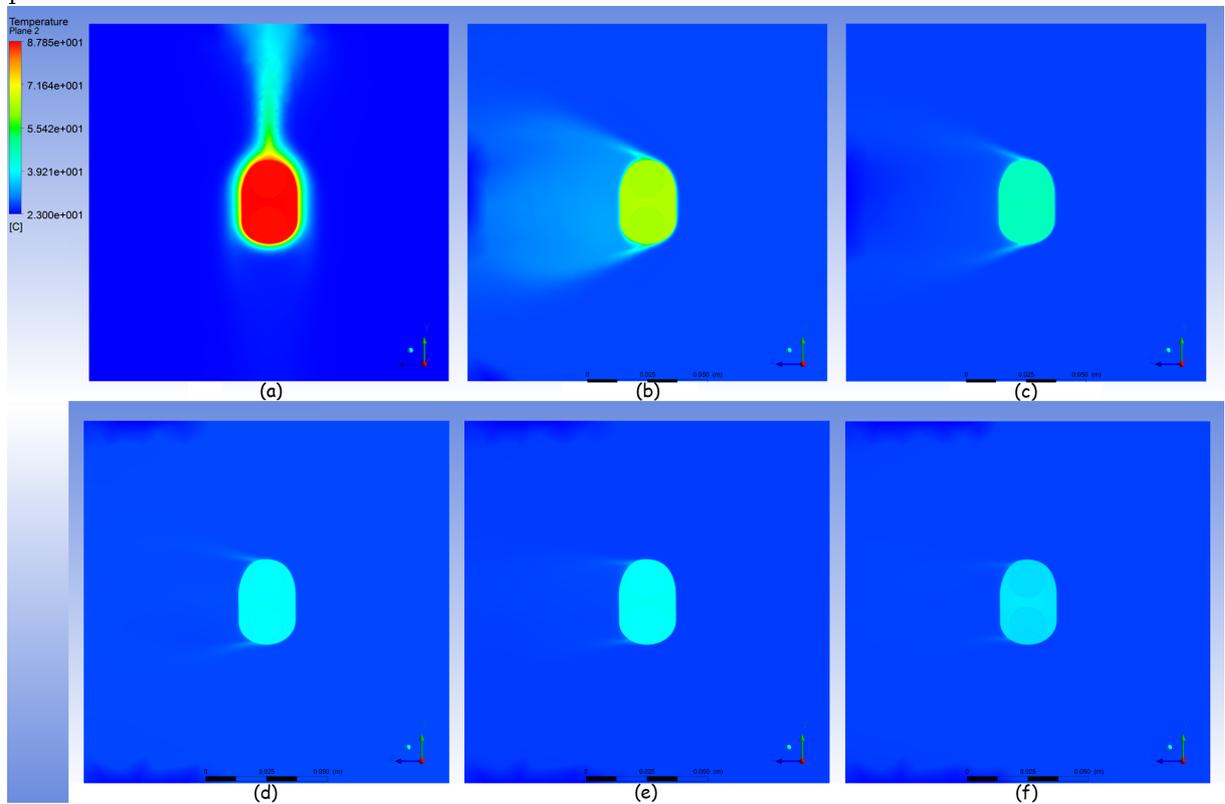


Figura 5.5: Temperaturas no plano da seção transversal - mesma escala de cores - para: (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5 m/s. (e) 10 m/s. (f) 15 m/s. para corrente elétrica de 250A.

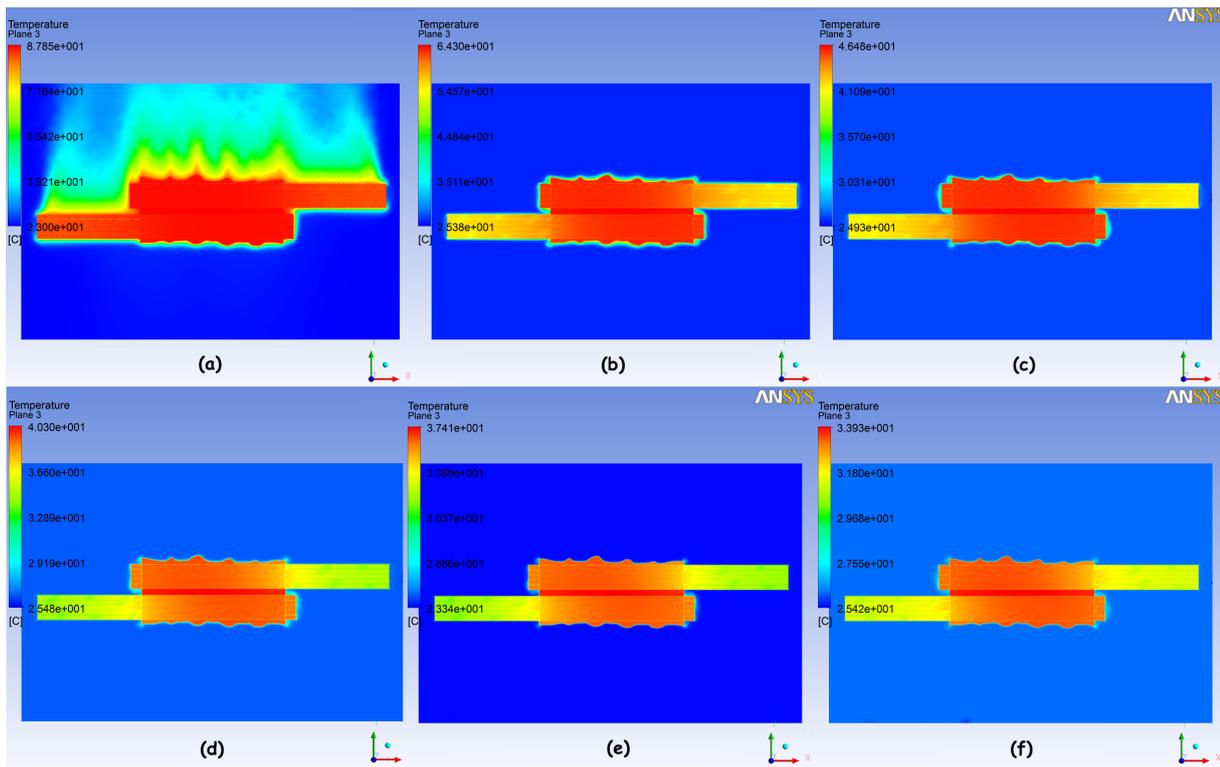


Figura 5.6: Temperaturas no plano da seção longitudinal - escala de cores diferenciadas - para: (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5 m/s. (e) 10 m/s. (f) 15 m/s. para corrente elétrica de 250A.

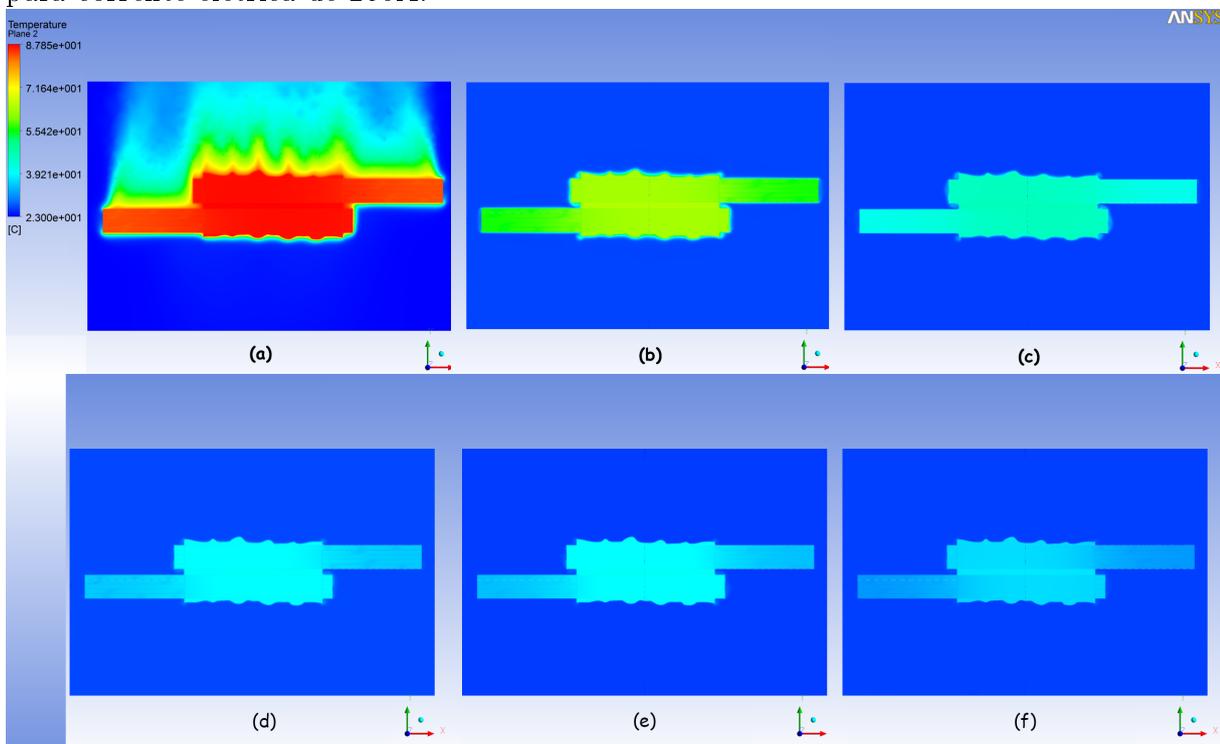


Figura 5.7: Temperaturas no plano da seção transversal - mesma escala de cores - para: (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5 m/s. (e) 10 m/s. (f) 15 m/s. para corrente elétrica de 250A.

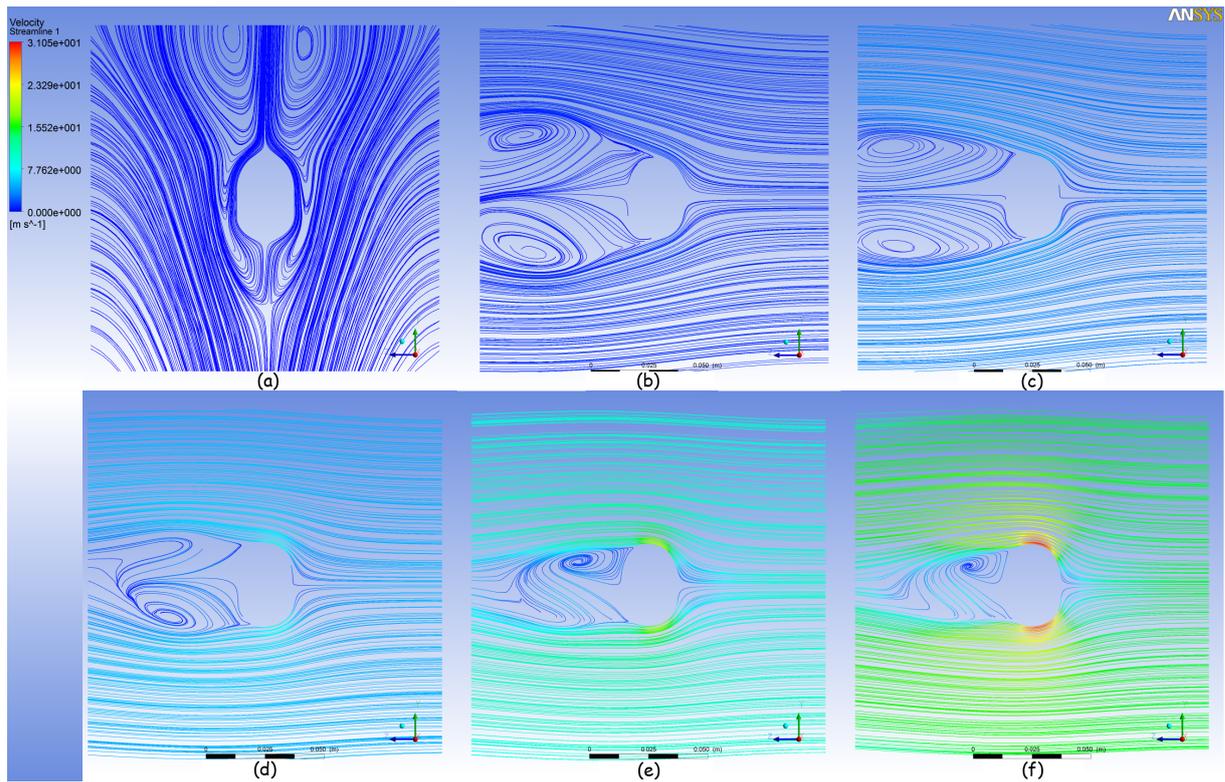


Figura 5.8: Distribuição das linhas de corrente no plano da seção transversal. (a) Estado quiescente. (b) 1m/s. (c) 3m/s. (d) 5m/s. (e) 10 m/s. (f) 15m/s.

$$D_{eq} = \frac{4A}{P} = \frac{517,6 \text{ mm}^2}{101,46 \text{ mm}} = 20,4 \text{ mm}$$

Implementaram-se as equações descritas na seção 5.1.3 utilizando o diâmetro equivalente de 20,4 mm e os resultados foram comparados com os valores obtidos no CFD-Post. Os resultados para uma conexão elétrica tipo H nova podem ser visualizados na Tabela 5.2 e para a conexão desgastada na Tabela 5.3. Para a conexão nova foram realizados ensaios até 350A e para a conexão desgastada apenas até 300A, devido à altura temperatura que esta atingia, suficiente para iniciar o processo de fusão da garra do multímetro.

#### 5.1.4 Coeficiente local de transferência de calor por convecção

Pôde-se avaliar o coeficiente de transferência de calor médio da conexão elétrica,  $\bar{h}$ , conforme descrito nas Tabela 5.2 e 5.3. No entanto, também é importante estudar quais são os coeficientes de troca de calor local,  $h$ , para cada região da conexão elétrica, de modo a pensar em melhorias de projeto da transferência de calor. Isto pode ser elaborado com o resultado da simulação numérica, conforme mostra a Figura 5.9. A Figura 5.9 mostra o coeficiente de troca de calor local por convecção para estado quiescente. A parte (a) da

Tabela 5.2: Coeficientes de troca de calor por convecção obtidos pelos métodos analítico e numérico para uma conexão nova.

<b>Quiesscente</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.23) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{morgan}$ (2.22) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	34,96	5,51	6,04	5,85
150	44,63	6,29	6,91	6,47
200	63,27	7,20	7,94	7,22
250	87,39	7,99	8,81	7,90
300	119,4	8,71	9,611	8,47
350	260,5	10,32	11,41	10,11
<b>1m/s</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	27,84	23,03	21,64	22,10
150	35,39	23,01	21,65	21,89
200	44,65	22,98	21,65	21,12
250	63,39	22,94	21,66	21,33
300	78,08	22,90	21,67	23,69
350	192,80	22,69	21,72	21,58
<b>3m/s</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	25,36	40,65	36,11	39,72
150	30,54	40,62	36,11	39,12
200	36,80	40,57	36,12	42,45
250	45,87	40,51	36,13	41,57
300	63,74	40,41	36,14	42,66
350	119,50	40,08	36,18	42,23
<b>5m/s</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	25,10	53,39	49,17	60,95
150	28,04	53,25	49,09	59,83
200	34,37	53,27	48,95	60,10
250	39,55	53,21	48,83	60,19
300	56,10	53,07	48,56	62,16
350	100,20	52,63	47,68	60,56
<b>10m/s</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	24,09	78,17	75,49	89,22
150	27,43	78,10	75,39	89,10
200	34,29	78,00	75,23	89,55
250	36,62	77,93	75,12	91,91
300	44,32	77,72	74,80	92,10
350	72,00	77,19	73,97	92,23

<b>15m/s</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	23,74	98,47	97,01	109,42
150	26,38	98,37	96,88	109,75
200	31,04	98,22	96,68	109,03
250	33,48	98,17	96,62	109,67
300	40,55	97,90	96,25	110,24
350	61,70	97,29	95,42	112,78

Tabela 5.3: Coeficientes de troca de calor por convecção obtidos pelos métodos analítico e numérico para uma conexão desgastada.

<b>Quiesscente</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.23) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{morgan}$ (2.22) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	36,87	5,69	6,23	5,94
150	56,33	6,93	7,64	6,92
200	83,76	7,91	8,72	7,80
250	120,05	8,74	9,64	8,52
300	260,38	10,34	11,44	10,06

<b>1m/s</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	29,52	23,02	21,64	22,33
150	40,39	23,00	21,65	22,16
200	56,88	22,95	21,66	22,75
250	82,58	22,89	21,67	22,81
300	188,35	22,69	21,72	22,93

<b>3m/s</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	25,36	40,66	36,11	44,12
150	33,54	40,60	36,12	45,29
200	41,31	40,54	36,12	44,57
250	57,12	40,44	36,14	44,33
300	125,50	40,05	36,19	44,83

<b>5m/s</b>		<b>ANALÍTICO</b>		<b>NUMÉRICO</b>
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	25,00	53,39	49,17	60,12
150	31,04	53,32	49,04	61,76
200	39,22	53,23	48,86	62,40
250	51,51	53,10	48,61	61,42
300	102,80	52,61	47,64	62,65

10m/s		ANALÍTICO		NUMÉRICO
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	24,21	78,17	75,48	89,22
150	28,05	78,09	75,36	90,90
200	34,58	77,94	75,13	89,56
250	40,76	77,80	74,93	90,24
300	76,93	77,11	73,83	91,55

15m/s		ANALÍTICO		NUMÉRICO
Corrente [A]	T_ conexão[°C]	$\bar{h}_{churchill}$ (2.18) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}_{Hilpert}$ (2.17) [W/m <sup>2</sup> -K]	$\bar{h}$ [W/m <sup>2</sup> -K]
100	23,87	98,46	96,99	112,59
150	27,63	98,34	96,84	111,75
200	33,81	98,13	96,56	113,39
250	37,25	98,01	96,40	112,06
300	70,61	97,05	95,09	113,31

Figura 5.9 mostra conexão tipo H vista de baixo para cima (eixo Y para baixo), e a parte (b) de cima para baixo (eixo Y para cima).

No CFD-Post também pode-se obter o gráfico do coeficiente de troca de calor local, em função da coordenada Z e Y. Este coeficiente foi avaliado na superfície média da seção transversal. O CFD-Post processa os dados por padrão em coordenadas cartesianas. Os resultados do coeficiente de troca de calor por convecção local obtidos no CFD-Post em função das coordenadas Y e Z podem ser visualizados na Figura 5.10.

No entanto, para facilitar a visualização, é mais simples trabalhar utilizando coordenadas cilíndricas. Para isto foi realizada, a partir do conjunto de pontos Z e Y obtidos da gráfico 5.10 que continham o mesmo valor de  $h$ , a conversão para coordenadas cilíndricas utilizando a seguinte metodologia:

$$\begin{aligned}
 z &= r \cos(\theta) \\
 y &= r \sin(\theta) \\
 r^2 &= z^2 + y^2
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Estes novos dados foram plotados e obteve-se a relação de  $h(\theta)$ . Sendo assim, o valor do coeficiente local de troca de calor em função de  $\theta$  pode ser visualizado na Figura 5.11.

De modo análogo ao que foi realizado para estado quiescente, o coeficiente de transferência de calor por convecção local pode ser avaliado na Figura 5.12. A parte esquerda da Figura 5.12 mostra a conexão de frente para o escoamento do vento, e a parte direita mostra a conexão de costas para o vento, como apresentado pelas setas indicando o sentido do escoamento.

As Figuras 5.13 a 5.14 mostram o gráfico da variação do coeficiente de transferência por

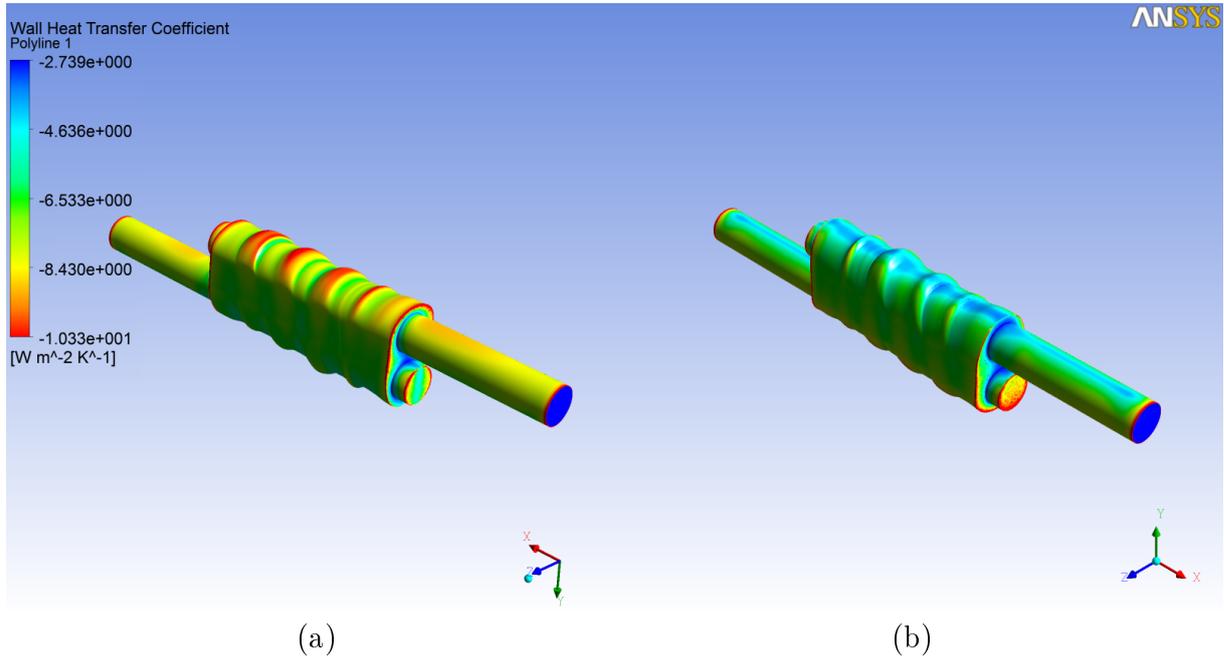


Figura 5.9: Coeficientes de troca de calor local para estado quiescente, 250A.

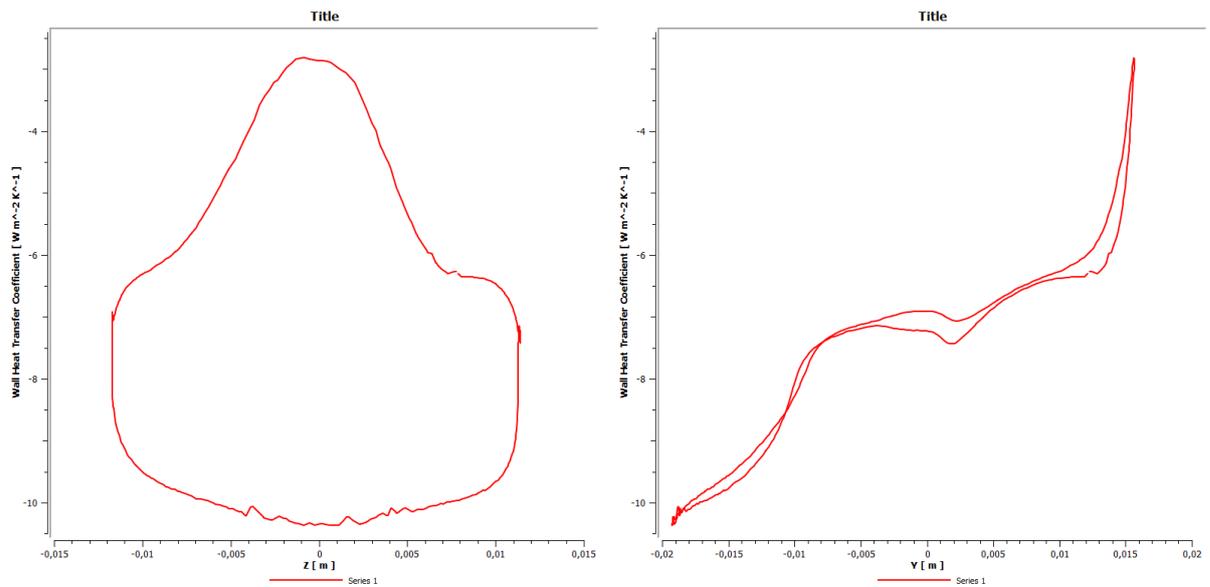


Figura 5.10: Coeficientes de troca de calor por convecção local em função das coordenadas Z e Y, para estado quiescente, 250A.

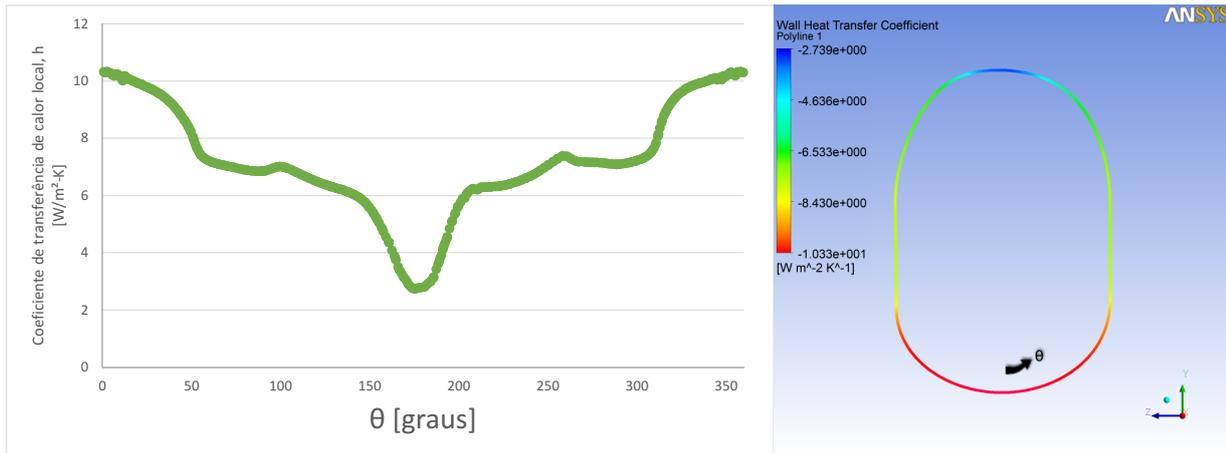


Figura 5.11: Coeficiente de transferência de calor local,  $h$ , em função de  $\theta$ , para estado quiescente, 250A.

convecção local e os resultados obtidos no CFD-Post para a parede da seção transversal média da conexão elétrica tipo H.

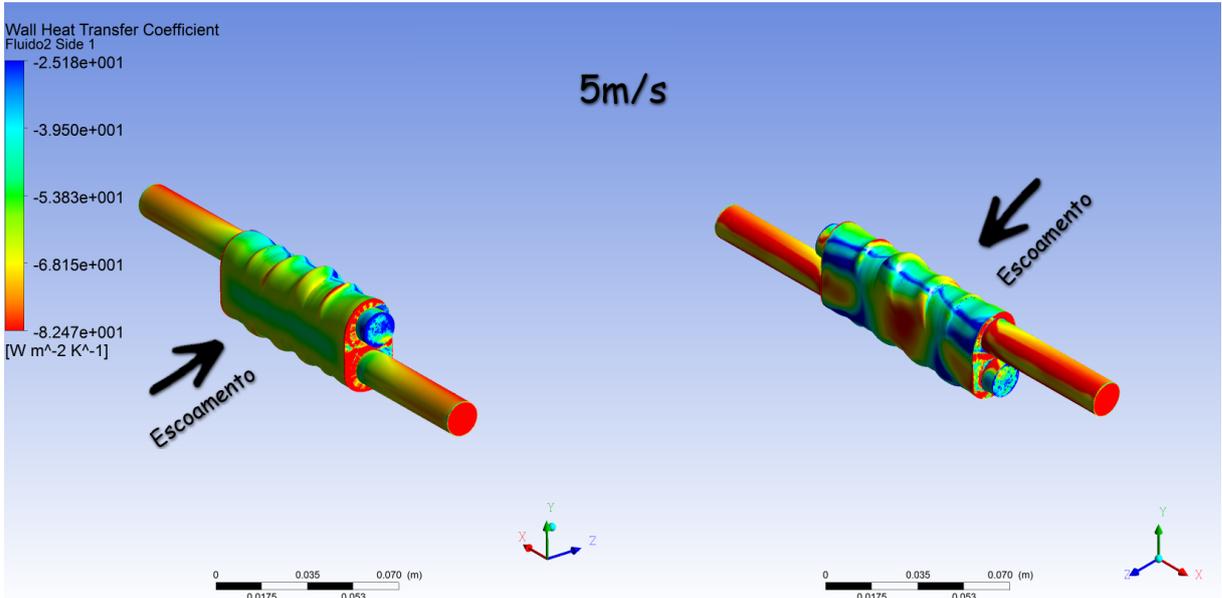
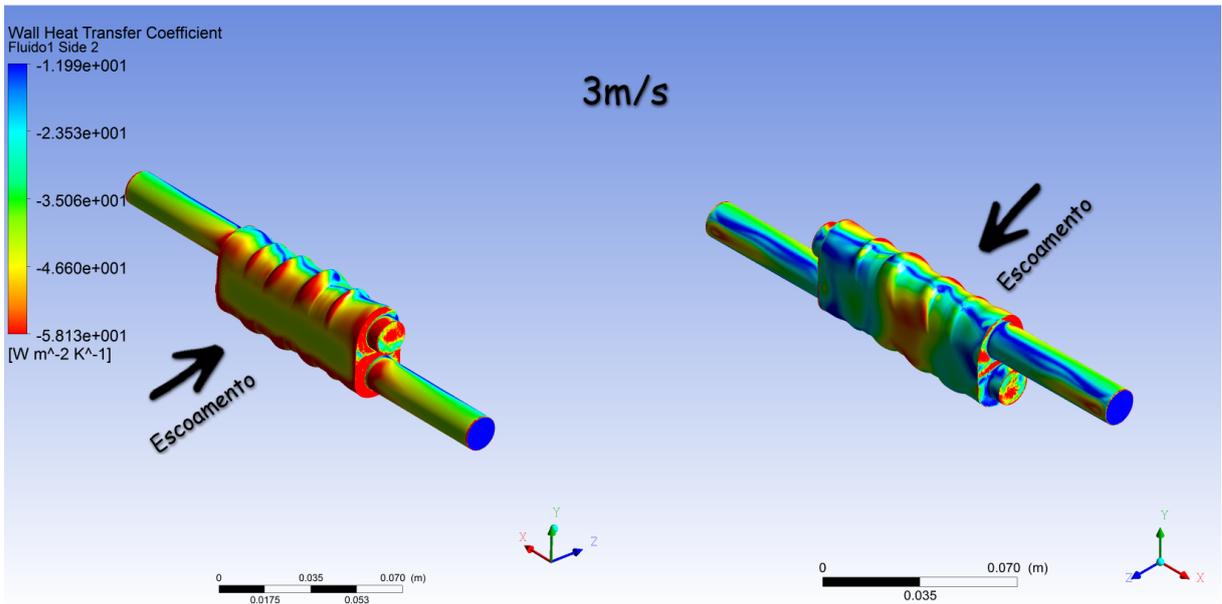
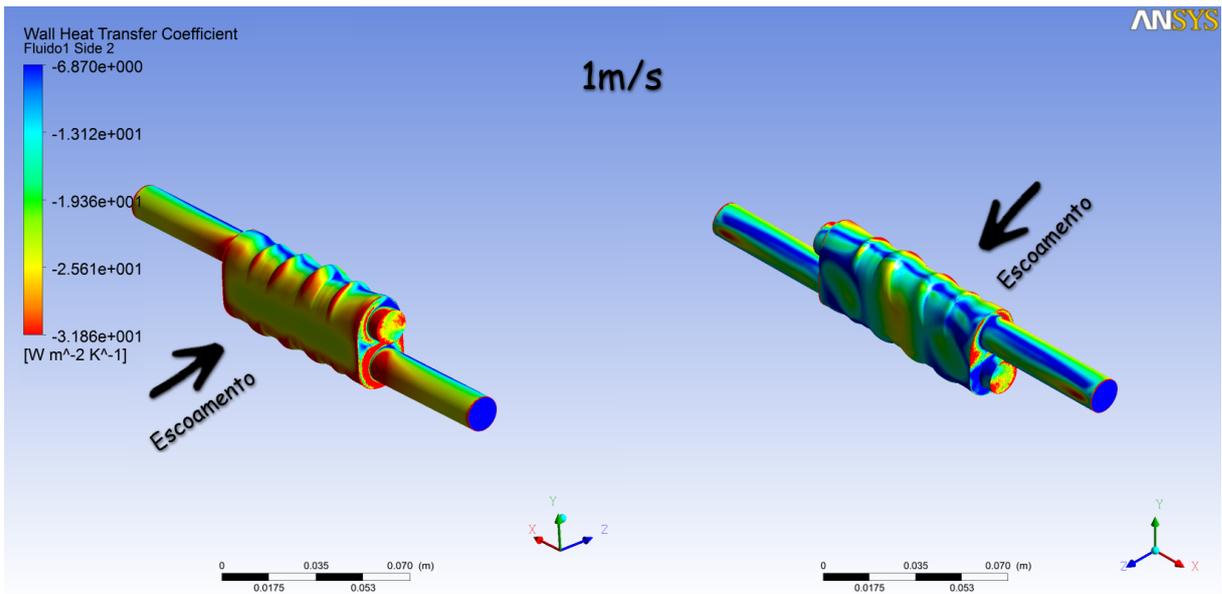
Finalmente, todos os dados foram agrupados em um único gráfico, de modo a facilitar a comparação dos dados, e este pode ser visto na Figura 5.15.

## 5.2 Regime Transiente

O estudo do regime transiente de uma conexão elétrica tipo H foi realizado para averiguar como a transferência de calor desta ocorre em função do tempo, até se alcançarem os resultados em regime permanente. Este estudo foi realizado para estado quiescente, pois esta é a situação de maior interesse, pois neste estado se obtêm as maiores temperaturas, a maior resistência elétrica, além de ser o estado mais comum na vida da conexão.

A Figura 5.16 mostra a variação da temperatura do plano da seção transversal da conexão, em função do tempo, para 3, 8, 12, 14, 16, 18, 20 e 22 minutos. Antes de 3 minutos, a temperatura da conexão pouco se eleva, e portanto, este foi escolhido como o ponto inicial da análise. No intervalo entre 3 e 8 minutos houve pouca variação na temperatura, sendo o intervalo mais interessante de análise os valores entre 14 e 22 minutos.

Por sua vez, a Figura 5.17 mostra a distribuição das linhas de corrente em função do tempo, para 3, 4,6, 14, 16, 18, 20, 21 e 22 minutos. Verificou-se que no intervalo entre 6-14 minutos não houve mudanças significativas nas linhas de corrente.



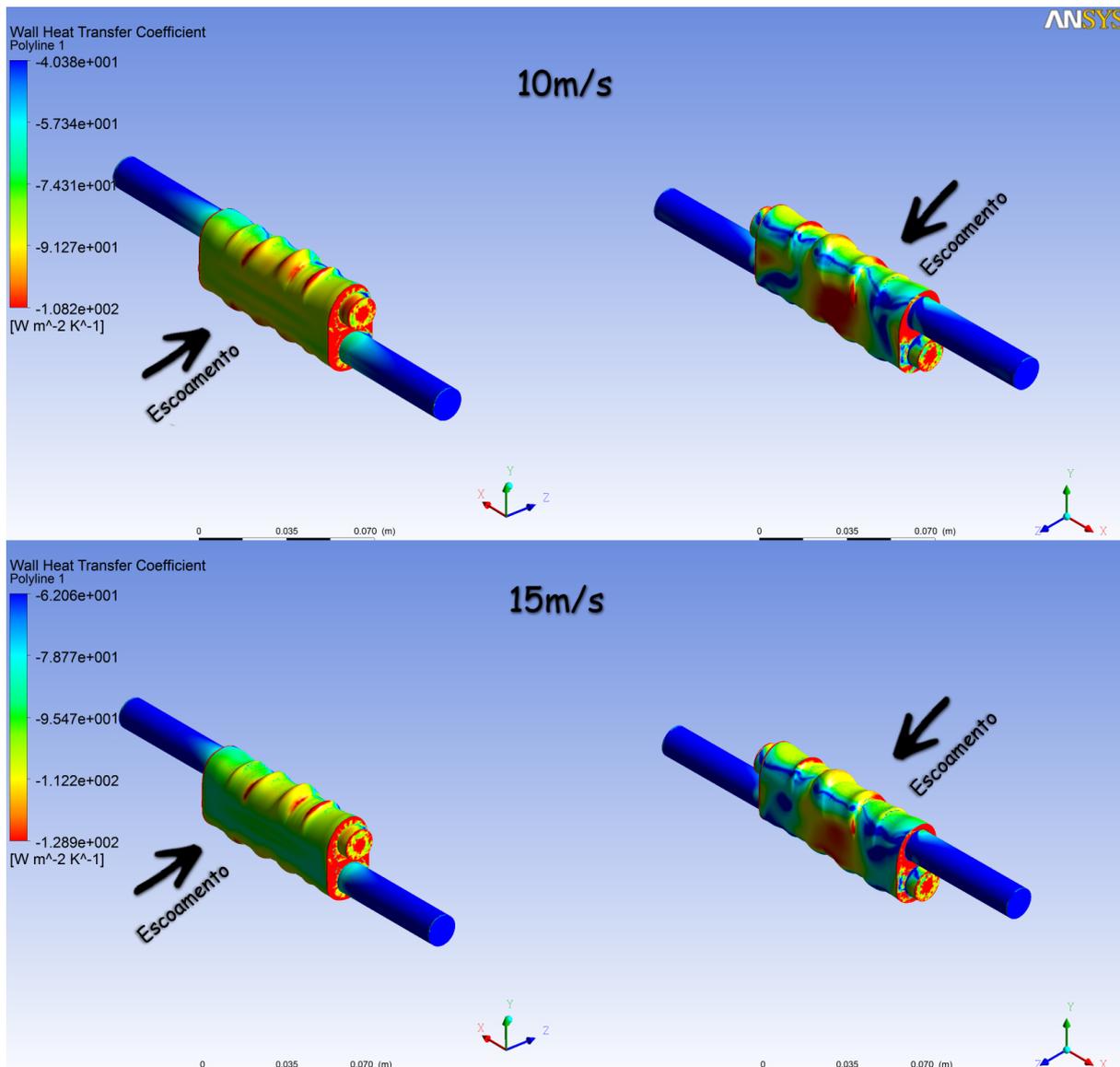


Figura 5.12: Coeficiente local de transferência de calor por convecção para ventos com velocidade de 1m/s a 15m/s, 250A.

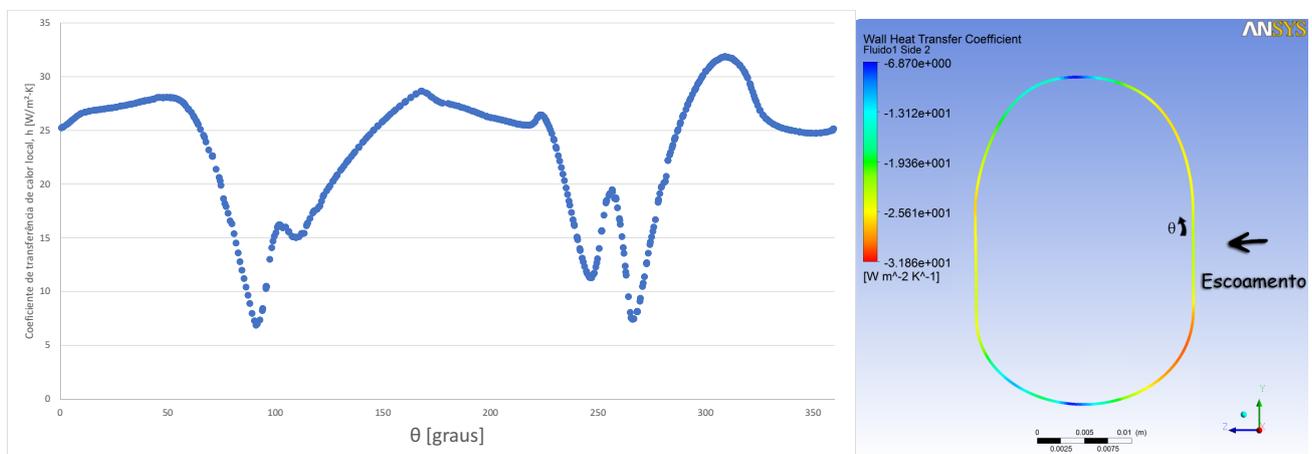


Figura 5.13: Variação do coeficiente local de troca de calor por convecção em função do ângulo  $\theta$  da conexão elétrica para vento de 1m/s.

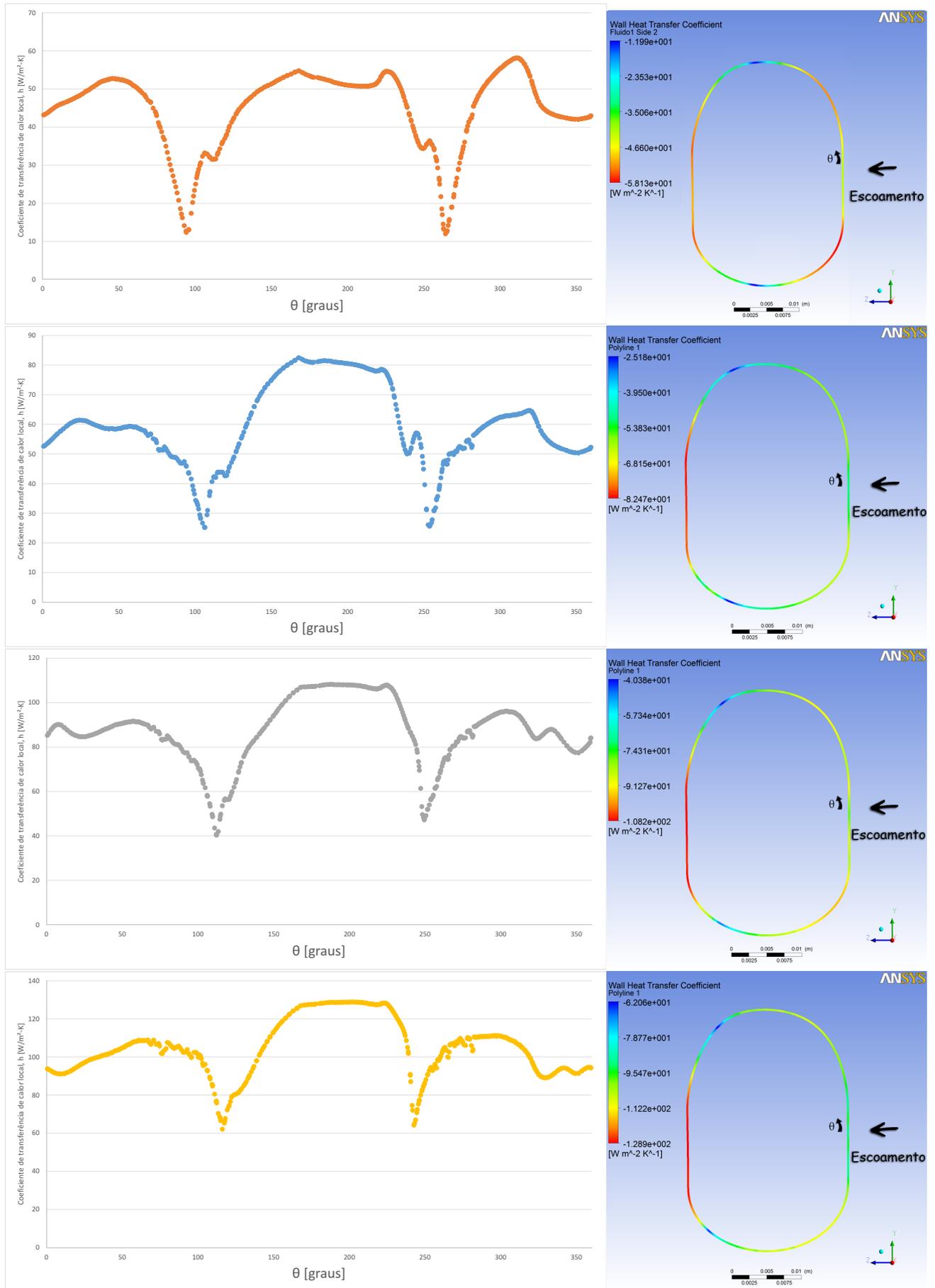


Figura 5.14: Variação do coeficiente local de troca de calor por convecção em função do ângulo  $\theta$  da conexão elétrica para vento de 3m/s, 5m/s, 10m/s e 15m/s

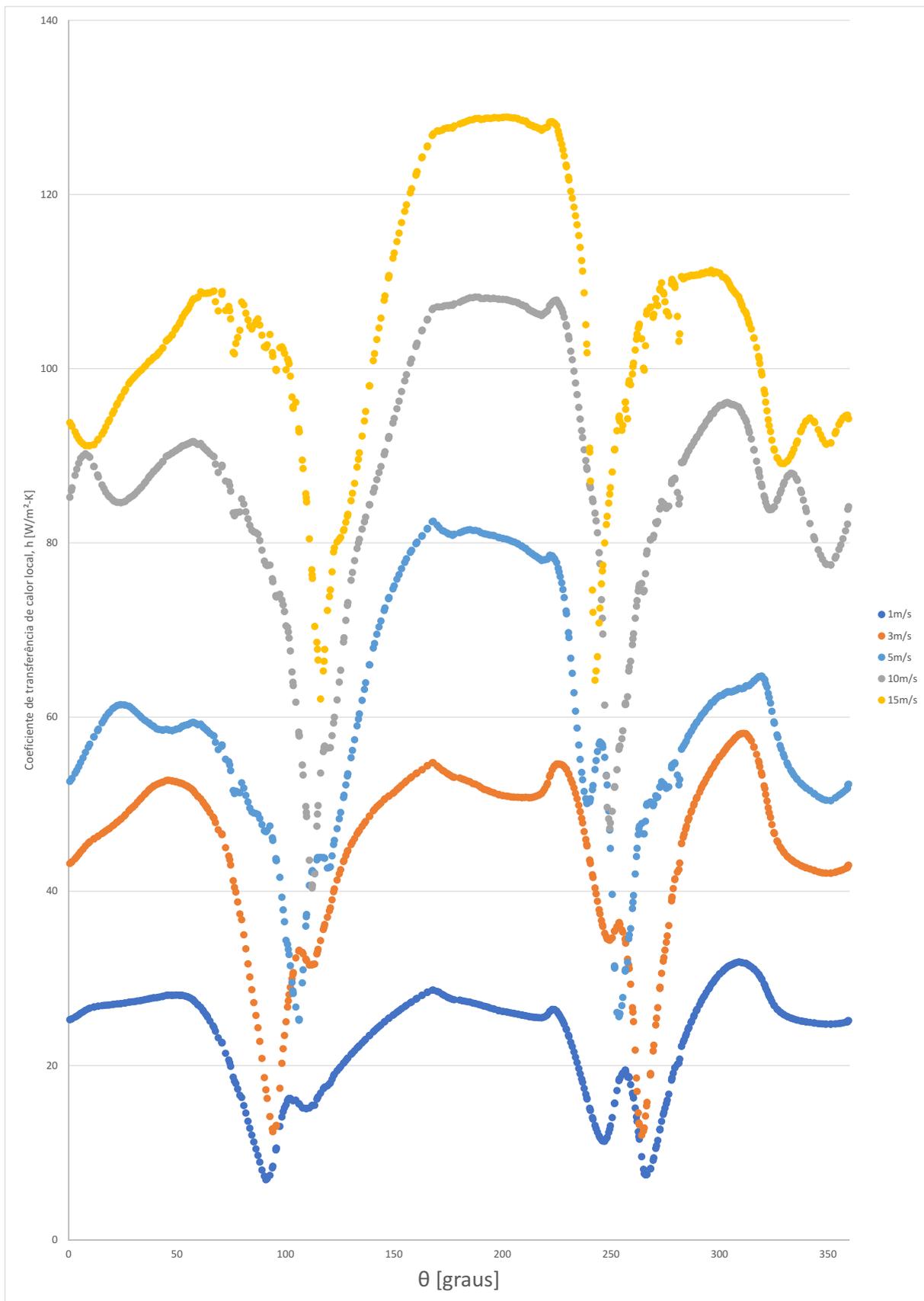


Figura 5.15: Gráfico do coeficiente local de transferência de calor em função do ângulo  $\theta$  para convecção forçada.

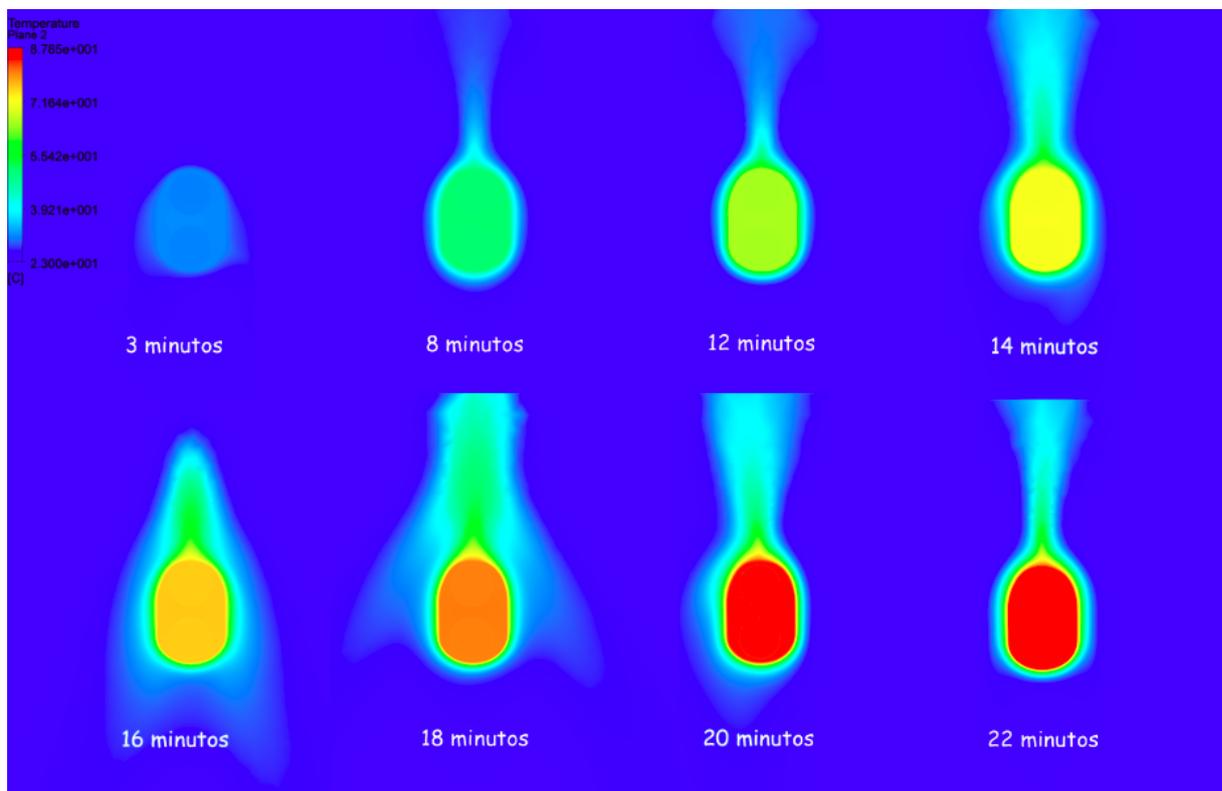


Figura 5.16: Variação da temperatura do plano da seção transversal da conexão em regime transiente, estado quiescente, 250A.

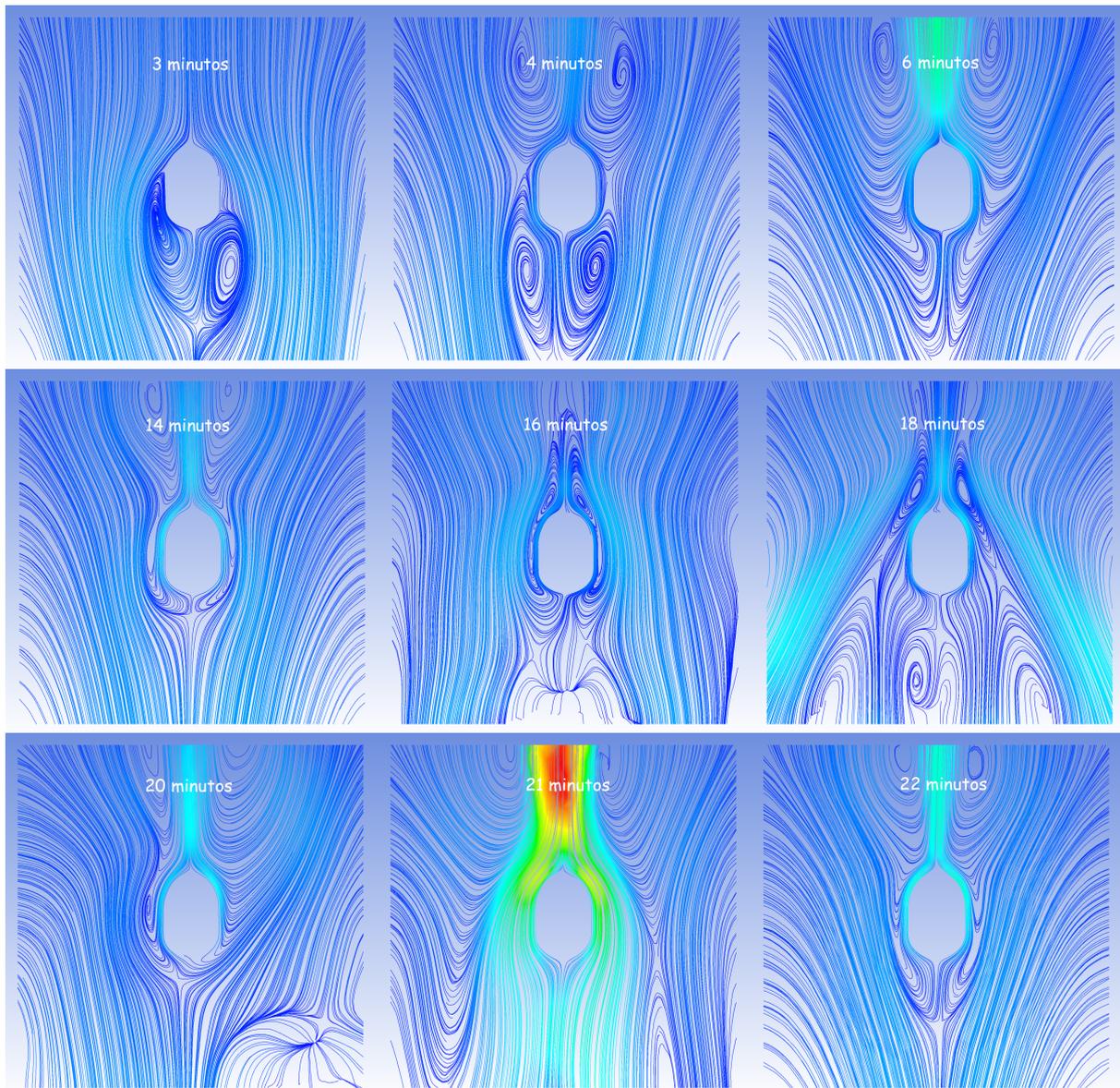


Figura 5.17: Linhas de corrente para regime transiente, estado quiescente, 250A.

---

## Capítulo 6

# Análise dos Resultados

### 6.1 Análise

A análise de resultados consistirá em comparar as temperaturas obtidas pelos métodos numérico e experimental, e os coeficientes de troca de calor por convecção do método numérico com o método analítico, tanto na convecção natural quanto na convecção forçada.

A partir destes resultados serão formuladas correlações entre a temperatura, velocidade do vento e termo de geração,  $T(V, Q)$ , e correlações para o cálculo do número de Nusselt médio para os estados quiescentes e escoamento cruzado.

Estes resultados permitirão uma fácil interpretação e ajustes das medições realizadas por termografia no campo para a determinação das condições da conexão elétrica.

### 6.2 Temperaturas

Verifica-se pela Tabela 5.1 que a maior diferença de temperatura superficial entre os métodos experimental e numérico ocorre para o maior valor de corrente, sendo este desvio de menos de 6°C. Este desvio é considerado bastante aceitável, dado que o valor da temperatura absoluta em que este erro ocorre é da ordem de 393K, ou seja, o maior erro de temperatura é de menos de 1,5%. Isto também demonstra que o software numérico está convergindo para uma solução próxima do modelo real, pois as temperaturas superficiais estão muito próximas, logo este modelo numérico é adequado para um estudo mais detalhado sobre as condições de escoamento desenvolvidas, não estudadas experimentalmente, e para ajudar na interpretação dos resultados obtidos.

A corrente que mais apresentou discrepâncias entre os valores de temperatura da conexão desgastada e nova foi 300A. Isto ocorre devido ao fato de que esta é a maior corrente em que os ensaios foram realizados. Uma corrente elétrica elevada aumenta o calor gerado pela conexão e o valor da resistência elétrica é diretamente afetada por esta temperatura, que por sua vez também aumenta o calor gerado pela conexão.

A Figura 6.1 mostra a comparação entre o resultado obtido experimentalmente uti-

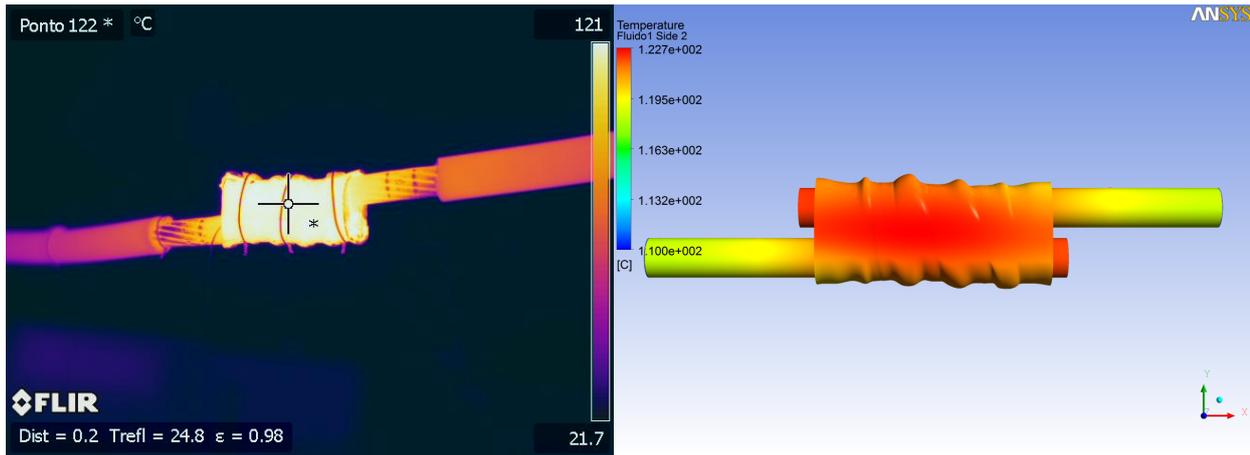


Figura 6.1: Comparação entre imagem obtida pela termocâmara e resultado obtido no software computacional, conexão desgastada, estado quiescente, 250A.

lizando uma termocâmara, e o resultado obtido no software computacional a partir da simulação numérica.

Verifica-se que, para convecção natural o ar em volta da conexão se aquece e, como não há vento para dissipá-lo, forma-se uma pluma ascendente em torno da conexão, como pode ser visto na Figuras 5.4 e 5.6, de modo análogo ao que foi discutido na seção 2.6.4 da revisão bibliográfica.

A temperatura é um dos parâmetros mais fáceis de se obter experimentalmente. No entanto, a partir de experimentos é difícil se obter parâmetros como o coeficiente local de transferência de calor por convecção. A indicação de temperaturas próximas entre os métodos experimental e numérico demonstra que a solução numérica está convergindo para valores próximos aos verificados experimentalmente. Isto é um indício de que a simulação numérica se aproxima razoavelmente bem da física do problema real. Portanto, a partir dos resultados obtidos para as temperaturas pode ser realizada a validação do modelo da simulação, e, sendo assim, o método é válido para o estudo de parâmetros de difícil determinação experimental.

A partir dos resultados de temperaturas mostrados no Capítulo 5, calculou-se uma regressão para  $T(Q, V)$  sendo  $Q$  a geração de calor e  $V$  a velocidade do vento. Obteve-se o seguinte resultado:

$$T = \frac{Q}{0,6 + 0,295V} + 298 \quad (6.1)$$

Sendo  $T$  a temperatura superficial da conexão [K],

$Q = RI^2$ - termo de geração,  $R[\Omega]$ ,  $I [A]$ ,

$V$  a velocidade do vento [m/s],

A correlação 6.1 obteve o coeficiente de determinação  $R^2$  no valor de 96,97%.

Verifica-se que o valor da constante 298 [K] é o valor da temperatura ambiente considerada nos experimentos e nas simulações numéricas. A Figura 6.2 mostra a o gráfico da

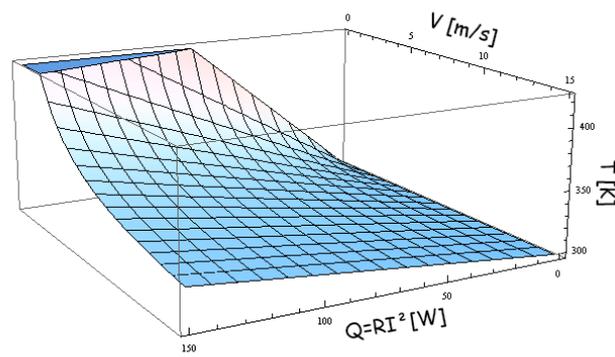


Figura 6.2: Gráfico da Equação 6.1.

correlação elaborada.

A correlação 6.1 pode ser reescrita do seguinte modo:

$$Q = RI^2 = (0,6 + 0,295V)(T - 298) = h A(T_s - T_{amb})$$

Como esperava-se, a Figura 6.2 mostra que para um valor de velocidade do vento pequeno ou nulo e um elevado termo de geração, obtém-se uma elevada temperatura superficial da conexão. Para um elevado valor de velocidade do vento e/ou baixo valor de geração de calor, a temperatura superficial da conexão elétrica é próxima da temperatura ambiente.

## 6.3 Linhas de Corrente

A partir da Figura 5.8 verifica-se o perfil do escoamento gerado e a velocidade das linhas de corrente. Percebe-se que o comportamento está de acordo ao da Figura 2.12 apresentada na revisão bibliográfica, ou seja, o ângulo de separação cresce à medida que a velocidade do escoamento aumenta. Para um melhor estudo da separação do escoamento, foi extraído no CFD-Post os valores da velocidade do escoamento na parede da conexão. Quando ocorre a transição da velocidade na direção do eixo Z de valores positivos para negativos, ou seja, quando ocorre a reversão de escoamento, inicia-se a separação do escoamento, como pode ser visto na Figura 2.11. Os valores foram obtidos em funções das coordenadas Z e Y e transformadas para coordenadas cilíndricas, de modo análogo ao que foi feito com os dados da Figura 5.10, utilizando as Equações 5.1. Considera-se que a direção circunferencial  $\theta$  se inicia na linha de centro da conexão elétrica, de acordo com a Figura 6.3. Os valores dos ângulos de separação podem ser vistos na Tabela 6.1.

Para facilitar a visualização, foi realizada a implementação gráfica dos dados da Tabela 6.1 nas figuras linhas de corrente, e o resultado pode ser visto na Figura 6.3.

Nota-se que, para velocidades de vento até 3m/s, ocorre claramente a formação da

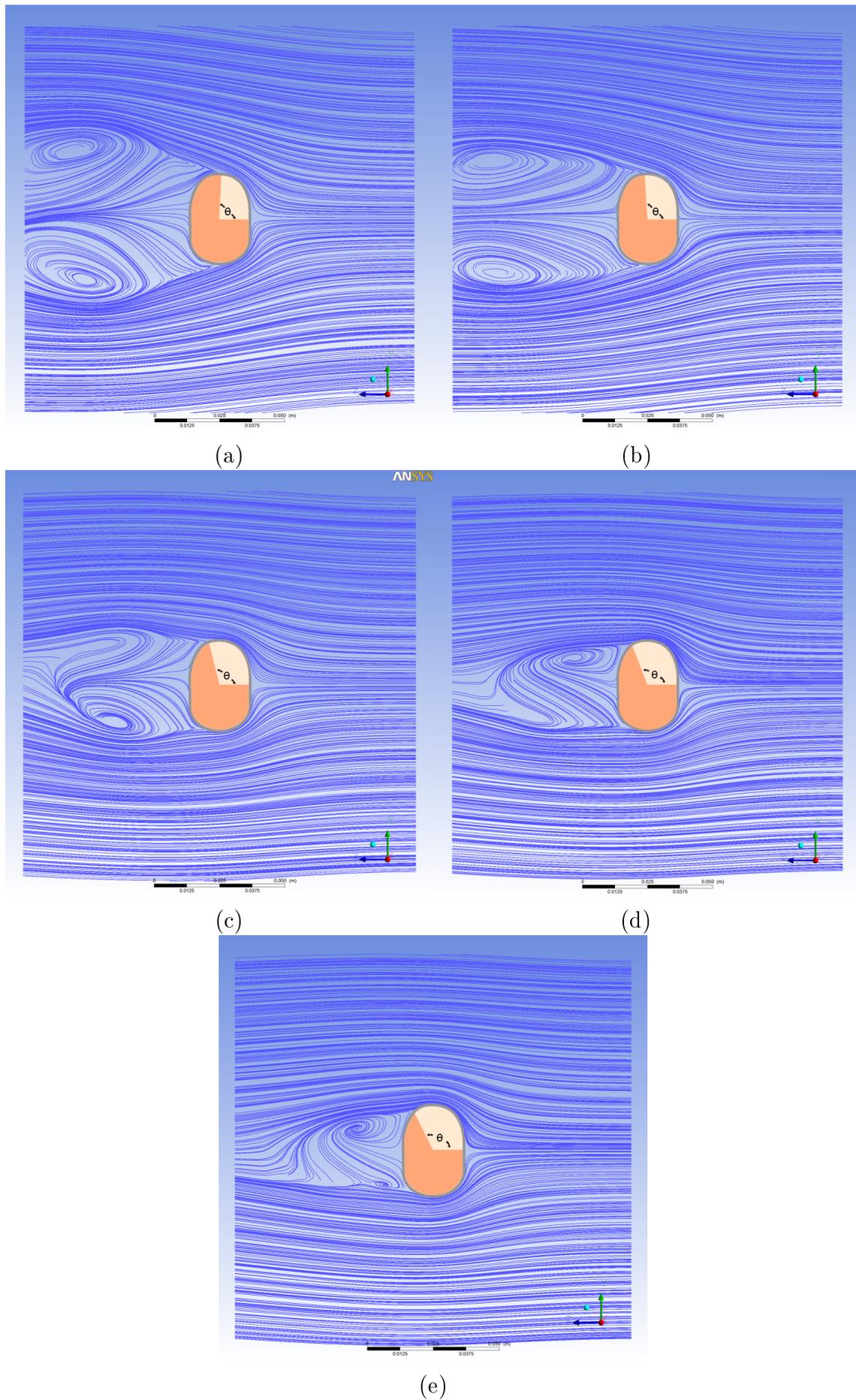


Figura 6.3: Ângulo de separação do escoamento: (a)  $1\text{m/s}$  (b)  $3\text{m/s}$  (c)  $5\text{m/s}$  (d)  $10\text{m/s}$  (e)  $15\text{m/s}$ .

Tabela 6.1: Ângulo de separação do escoamento x Velocidade

VELOCIDADE [M/S]	ÂNGULO DE SEPARAÇÃO [°]
1	87,13
3	93,50
5	100,02
10	110,88
15	116,36

bolha de separação a jusante da conexão elétrica. A partir de 5m/s a bolha de separação perde seu formato e inicia-se a formação de esteiras de Von Kármán.

A separação do escoamento ocorre devido à perda excessiva de momento próximo à parede, quando a camada limite tenta mover-se à jusante contra um gradiente de pressão adverso,  $\frac{\partial p}{\partial z} > 0$ . Verifica-se que até  $\theta \approx 90^\circ$  a área do escoamento atua como uma restrição de passagem e o comportamento do escoamento é como um bocal, no entanto, após  $\theta \approx 90^\circ$ , a área do escoamento é divergente, logo o escoamento é semelhante a um difusor.

A análise é feita para 1m/s, para as outras velocidades estudadas, o comportamento é análogo, no entanto com deslocamento no local do ponto de separação conforme Figura 6.3 e do ângulo em que ocorre a transição do gradiente de pressão negativo para positivo.

Para velocidade do vento de 1m/s, o ângulo em que ocorre a transição do gradiente de pressão negativo para positivo é de aproximadamente  $\theta \approx 72^\circ$ , como pode ser visualizado na Figura 6.4. Verifica-se que até  $\theta \approx 72^\circ$ , a força de pressão e a força de aceleração no sentido do escoamento, como por exemplo, as forças de inércia, estão agindo na mesma direção (gradiente de pressão negativo/favorável). No entanto, após  $\theta \approx 72^\circ$ , o gradiente de pressão é positivo ou adverso. Devido ao gradiente de pressão negativo nesta região, a força de pressão e a força de aceleração estarão em sentido oposto na região viscosa (próxima ao contorno do sólido).

Na região viscosa, encontra-se até  $\theta \approx 72^\circ$  as forças viscosas em sentido contrário à combinação de forças de pressão e de aceleração. As partículas fluidas vencem a resistência viscosa devido à contínua conversão de energia de pressão em energia cinética. No entanto, após  $\theta \approx 72^\circ$ , a estrutura do escoamento torna-se diferente. Verifica-se que a força devido à aceleração é oposta tanto pela força viscosa, quanto pela força de pressão.

Em  $\theta = 87,13^\circ$  as partículas do fluido, na camada limite, são separadas da parede e dirigidas na direção contrária ao escoamento. No entanto, o campo de correntes externas fora da região viscosa empurram de volta essas camadas separadas de forma conjunta e por este motivo se desenvolve uma esteira pulsante atrás da conexão elétrica.

Matematicamente, o ponto de separação do fluido pode ser definido como o limite em que o escoamento torna-se reverso na camada bem próximo à parede. No ponto de separação:

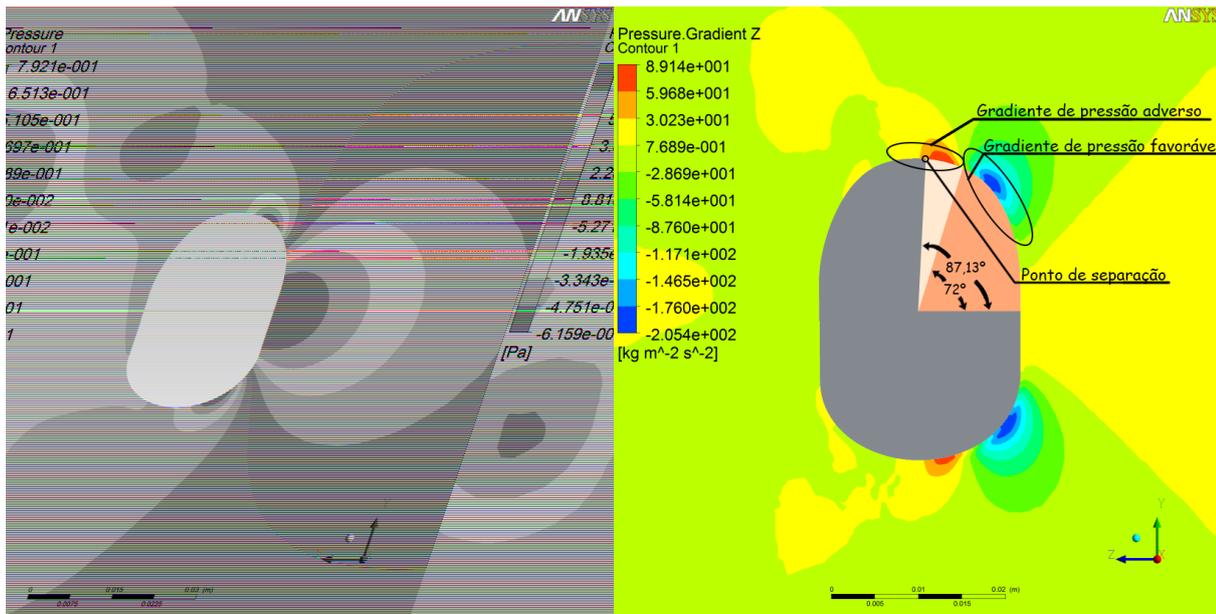


Figura 6.4: Contorno de pressão e contorno do gradiente de pressão na direção Z da conexão elétrica tipo H, para velocidade do vento de 1m/s, 250A.

$$\partial w / \partial y|_{y=0} = 0 \quad (6.2)$$

sendo  $w$  a velocidade na direção do eixo Z, eixo no qual ocorre o escoamento.

Isto significa que a tensão de cisalhamento na parede,  $\tau_w = 0$ . No entanto, a pressão adversa continua existindo a jusante deste ponto, e o escoamento atua na direção contrária, resultando em escoamento reverso.

Pode-se também se explicar a separação do escoamento utilizando o argumento da derivada segunda da velocidade  $w$  na parede. Da forma adimensional do momento na parede, onde  $w = v = 0$ , pode-se dizer:

$$\partial^2 w / \partial y^2|_{y=0} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (6.3)$$

Considere a situação de um gradiente de pressão favorável,  $\partial p / \partial z < 0$ , obtém-se:  $\partial^2 w / \partial y^2|_{parede} < 0$ , da Equação 6.3. Quando se caminha na direção do escoamento livre ou seja na direção Y, a velocidade  $w$  se aproxima da velocidade do escoamento livre  $W_\infty$ , logo  $\partial w / \partial y$  diminui em uma taxa continuamente menor na direção Y. Isso significa que  $\partial^2 w / \partial y^2$  é sempre negativo como mostrado na Figura 6.5.

Considere agora a situação de um gradiente de pressão adverso,  $\partial p / \partial z > 0$ . Na parede, a curvatura do perfil deve ser positiva, dado que  $\partial p / \partial z > 0$ . Na região da camada limite mais distante da parede o argumento anterior em relação a  $\partial w / \partial y$  e  $\partial^2 w / \partial y^2$  continua sendo o mesmo e a curvatura é negativa. Também se observa que para um gradiente de pressão adverso, deve existir um ponto no qual  $\partial^2 w / \partial y^2 = 0$ . Este ponto é conhecido como ponto de inflexão do perfil de velocidade na camada limite como mostrado na

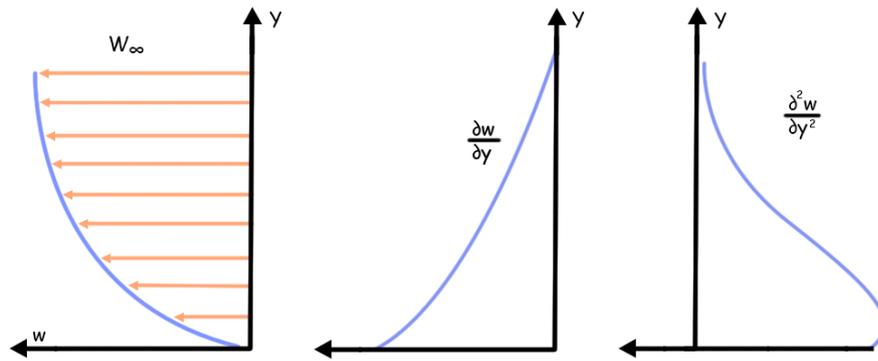


Figura 6.5: Perfil de velocidades para gradiente de pressão favorável.

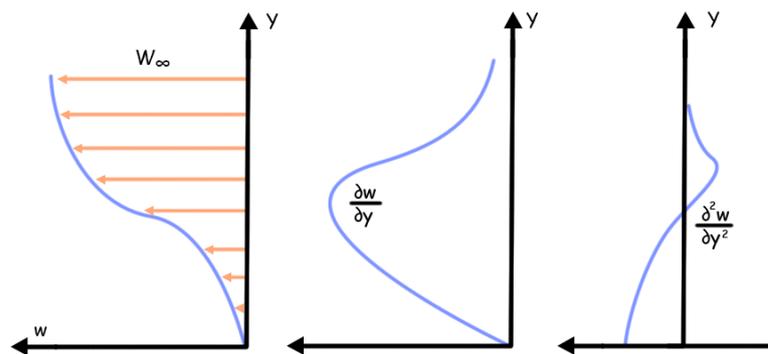


Figura 6.6: Perfil de velocidades para gradiente de pressão adverso, no ponto de separação.

Figura 6.6. No entanto, o ponto de separação significa  $\partial w / \partial y = 0$  na parede. Sendo assim,  $\partial^2 w / \partial y^2 > 0$  na parede, dado que a separação somente pode ocorrer devido ao gradiente de pressão adversa. Foi verificado que na região da camada limite próxima da parede,  $\partial^2 w / \partial y^2 > 0$ . Logo, é evidente que se existe um ponto de separação, deve existir um ponto de inflexão no perfil de velocidade.

Para ilustração, a Figura 6.7 mostra o detalhe da região de separação do escoamento obtido no CFD-Post com o comportamento dos vetores velocidade.

Reconsiderando a discussão sobre a formação da esteira atrás da conexão elétrica, verifica-se que em  $\theta = 87,13^\circ$ , a camada limite se desprende da parede. Enquanto isto, a pressão na esteira permanece próxima à pressão do ponto de separação, como pode ser visto na Figura 6.4, uma vez que os vórtices (formados como consequência das camadas retardadas serem carregadas juntas com a camada superior através da ação do cisalhamento) não conseguem converter energia cinética rotacional em pressão.

Uma vez que a pressão na zona de esteira é menor se comparada a pressão do ponto de estagnação frontal, a conexão elétrica é submetida a uma força de arrasto, a qual é basicamente atribuída a diferença de pressão. A força de arrasto, provocada pela diferença de pressão é conhecido como arrasto de forma, ao passo que a tensão de cisalhamento na parede origina o arrasto devido ao atrito. De maneira geral, essas duas forças de arrasto

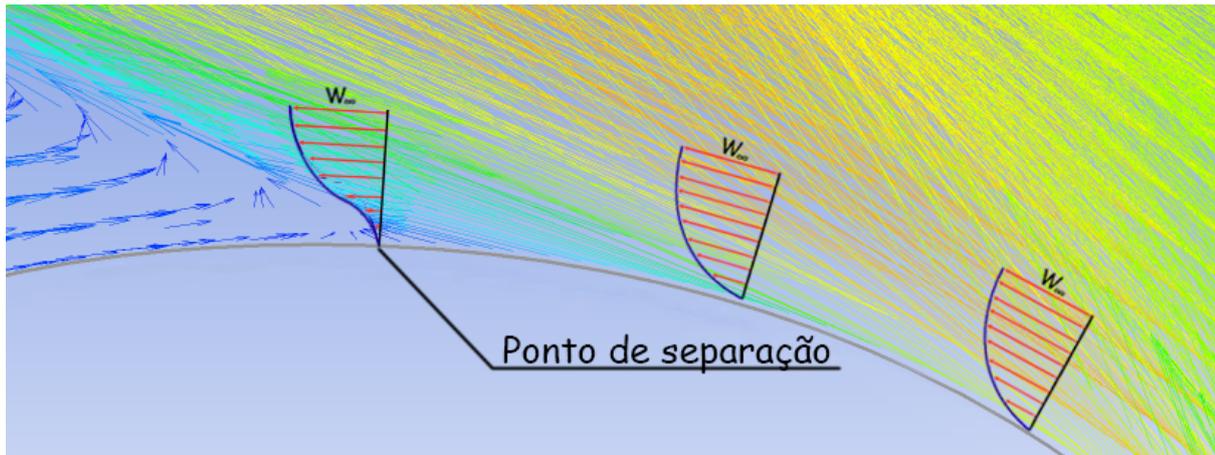


Figura 6.7: Tela obtida no CFD-Post mostrando os vetores velocidade próximos do ponto de separação - Adaptado.

conjuntamente são responsáveis pelo arrasto resultante no corpo.

## 6.4 Coeficiente de transferência de calor por convecção local

De acordo com a Figura 5.11, verifica-se que o ângulo onde ocorre o mínimo valor do coeficiente de transferência de calor por convecção local, para a conexão elétrica em estado quiescente, equivale a  $175,42^\circ$ . De acordo com a teoria clássica de transferência de calor, este valor mínimo ocorre em  $\theta \approx 180^\circ$  para um cilindro longo horizontal, como está descrito na revisão bibliográfica e pode ser visualizado na Figura 2.14. O valor encontrado na simulação não é mais preciso devido às imperfeições que foram elaboradas na superfície da conexão elétrica, no entanto os valores para  $\theta = 175,24^\circ$  é bastante próximo do valor para  $\theta = 180^\circ$ .

O formato mais próximo da conexão elétrica conhecido na literatura é do cilindro longo. Como é bem conhecido para o cilindro, a camada limite laminar no ponto de estagnação do cilindro no escoamento cruzado é mais fina, e sua espessura aumenta com o escoamento a jusante. A separação da camada limite laminar acontece quando o fluido com baixa velocidade próximo a parede do fluido não consegue superar o gradiente de pressão adverso na parte de trás do cilindro e eventualmente o escoamento pára e inicia a se mover na direção reversa. O movimento do fluido começa a se ondular e inicia-se a formação de vórtices atrás do cilindro.

A variação do número de Nusselt local através do cilindro é afetada pelo desenvolvimento da camada limite na frente do cilindro e pela separação e despreendimento de vórtices na região das esteiras. O número máximo de Nusselt para um cilindro ocorre na região de estagnação frontal  $0^\circ < \theta < 30^\circ$  onde a camada limite e resistência a transferência de calor são mínimas. O número de Nusselt mínimo corresponde ao ponto antes

da separação da camada limite, sendo que este ponto depende do número de Reynolds do escoamento.

As variações das condições hidrodinâmicas no escoamento através do cilindro são descritas pela distribuição da pressão local e da velocidade local. A separação da camada limite ocorre devido à fricção interna na camada limite é também está relacionada a distribuição de pressão e velocidade ao redor do cilindro. A pressão local e a distribuição de velocidade através do cilindro até  $\theta \approx 50^\circ$  não dependem do número de Reynolds [Buyruk 1999]. Foi observado que os efeitos do número de Reynolds iniciam quando  $\theta > 50^\circ$ .

Quando se insere vento perpendicularmente à seção transversal, como foi realizado na simulação numérica, se obtêm dois pontos de mínimos, o primeiro para  $\theta \approx 90^\circ$  e o segundo para  $\theta \approx 270^\circ$ , ambos espelhados em torno do eixo Z. Para ventos de 1m/s os pontos de mínimo ocorrem em  $\theta = 87,13^\circ$  e em  $\theta = 272,87^\circ$ . Quando se aumenta a intensidade da velocidade do vento, os pontos de mínimo se deslocam gradativamente. Finalmente, para ventos de 15m/s, o primeiro ponto de mínimo ocorre em  $\theta = 116,36^\circ$  e o segundo ponto ocorre para  $\theta = 243,64^\circ$ .

Percebe-se também que os valores mínimos do coeficiente de transferência de calor por convecção local ocorrem exatamente no ponto em que ocorre a separação do escoamento. Mesmo os dois sendo calculados de forma distinta pelo CFD-Post, o primeiro utilizando a função coeficiente de troca de calor da parede, e o segundo utilizando a velocidade do escoamento na direção do eixo Z, conforme descrito na seção 6.3, os mesmo resultados foram encontrados.

A partir das Figuras 5.12 e 5.14, verifica-se que a região da conexão que está de frente para o escoamento ( $270^\circ < \theta < 90^\circ$ ) possui o valor máximo do coeficiente de transferência de calor por convecção local para ventos de velocidade 1m/s e 3m/s. Este valor máximo ocorre em um pico, em  $\theta \approx 55^\circ$  e  $\theta \approx 305^\circ$ .

De modo geral, para um cilindro, o valor mais elevado do coeficiente de transferência de calor por convecção ocorre no ponto de estagnação frontal, ou seja,  $\theta = 0$ . Este valor máximo decai gradualmente com  $\theta$  até atingir o valor mínimo no ponto de separação. No entanto para a conexão, verifica-se um comportamento um pouco diferente. Na região plana da conexão,  $310^\circ < \theta < 50^\circ$ , ocorre uma distribuição aproximadamente uniforme da pressão, portanto o gradiente de pressão nesta região  $\frac{\partial p}{\partial z} \approx 0$ . A partir da transição da placa plana para o semi círculo, a conexão apresenta o comportamento próximo do cilindro, e neste ponto de transição  $\theta = 55^\circ$  e  $\theta = 305^\circ$  ocorrem os pontos de máximo do coeficiente de transferência de calor local por convecção, para fluxo subcrítico, ou seja, no caso estudado, para velocidade de vento de até 3m/s. Uma camada limite laminar forma-se na região frontal da conexão e sua espessura aumenta com  $\theta$ . A transferência de calor decai devido ao aumento da resistência térmica que ocorre como consequência do aumento da espessura da camada limite.

No entanto, a partir de 5m/s, o valor máximo ocorre na região plana de costas para

o escoamento ( $125^\circ < \theta < 235^\circ$ ), apresentando relativa estabilidade nesta região. A análise será realizada para 5m/s, no entanto para velocidades de até 15m/s o raciocínio é análogo, apenas com pequenas mudanças nos ângulos envolvidos. Entre o ponto de separação e a região plana, ( $100^\circ < \theta < 125^\circ$ ), verifica-se um salto no valor do coeficiente local de troca de calor por convecção, e este pode ser associado pela religação da camada livre de cisalhamento. No entanto, o escoamento nesta região pode não ser completamente turbulento. A partir deste ponto ocorre um segundo salto, quase linear, devido aos vórtices periódicos, os quais retiram calor da conexão. Isto ocorre pois desenvolve-se duas bolhas de separação simétricas com fluido recirculando em direções contrárias. A região central da bolha apresenta a maior velocidade de escoamento reverso, com fluido com temperatura abaixo da temperatura do meio, e este fluido frio com alta velocidade retira o calor da região plana posterior da conexão.

Ao chegar na região completamente plana da parte posterior da conexão, o valor do coeficiente local por convecção se mantém de forma estável, no entanto para maior velocidade do vento, maior a amplitude do valor máximo e o intervalo que este se mantém estável é menor, pois esta região é mais afetada pela circularidade da conexão.

Sendo assim, pode-se concluir que o número de Nusselt local pode ser avaliado em etapas:

- Placa plana frontal - região de estagnação frontal
- Crescimento da camada limite
- Religação da camada livre de cisalhamento
- Vórtices periódicos
- Placa plana posterior atingida pelos vórtices

## 6.5 Coeficiente de transferência de calor por convecção médio

O cálculo do valor do coeficiente de transferência de calor por convecção médio é calculado com o integração numérica dos valores locais.

Verifica-se que o coeficiente de transferência de calor por convecção médio apresentou valores próximos aos encontrados pelos métodos analíticos discutidos na Seção 2.6.

Para os valores em estado quiescente o coeficiente médio calculado pelo software numérico apresentou-se ligeiramente menor se comparado aos calculados analiticamente. No entanto, para convecção forçada, os valores encontrados numericamente são maiores se comparados aos analíticos. Isto demonstra que, para convecção natural, a conexão elétrica tipo H tem comportamento térmico ligeiramente inferior se comparado a um cilindro

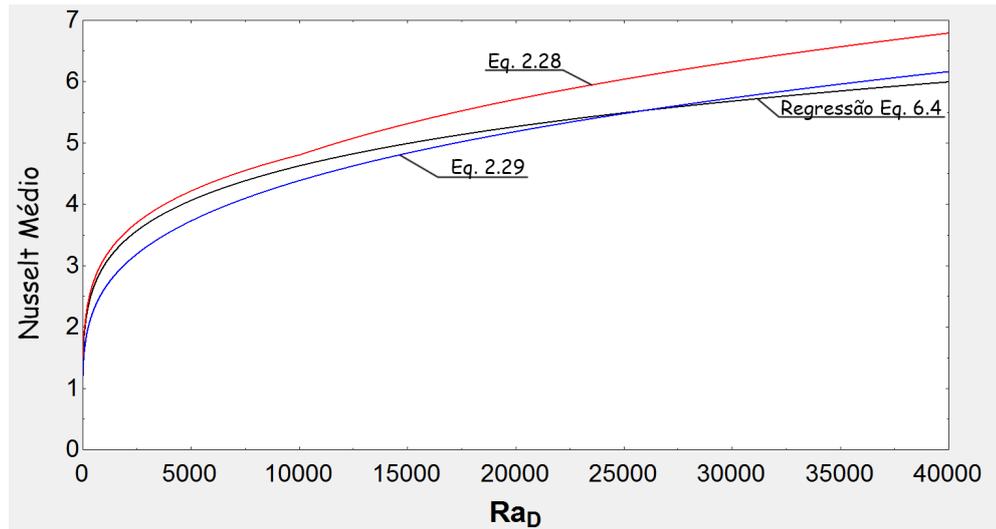


Figura 6.8: Número de Nusselt médio em função do número de Rayleigh para uma conexão elétrica tipo H.

de diâmetro equivalente na transferência de calor. No entanto, para convecção forçada, a conexão elétrica tipo H consegue dissipar mais calor do que o cilindro, pelo fato de o formato da conexão elétrica formar uma região de escoamento turbulento mais intenso à jusante da conexão, melhorando a transferência de calor nesta região.

### 6.5.1 Nusselt - Estado quiescente

A partir dos resultados obtidos no Capítulo 5, formulou-se uma regressão para o número de Nusselt para a conexão elétrica tipo H em estado quiescente, nos moldes da Equação 2.22.

$$\overline{Nu_D} = 0,826 Ra_D^{0,187} \quad (6.4)$$

A Equação 6.4 obteve o coeficiente de determinação  $R^2$  no valor de 99,83%.

Verificou-se que o número de Rayleigh para os casos estudados varia entre 1.000 e 40.000. Nesta faixa de valores, comparou-se os valores obtidos na Equação 6.4 com os valores obtidos nas Equações 2.22 e 2.23. A comparação pode ser visualizada na Figura 6.8.

Verifica-se que para valores de  $Ra_D < 25.000$  o valor de Nusselt médio obtido pela regressão se encontra aproximadamente na média entre os valores da Equações 2.22 e 2.23. No entanto, para  $Ra_D > 25.000$  a conexão elétrica torna-se menos eficiente na transferência de calor do que o cilindro de diâmetro equivalente.

### 6.5.2 Nusselt - Convecção forçada

Obteve-se também uma regressão para o cálculo do número de Nusselt da conexão elétrica tipo H para convecção forçada, nos moldes da Equação 2.17.

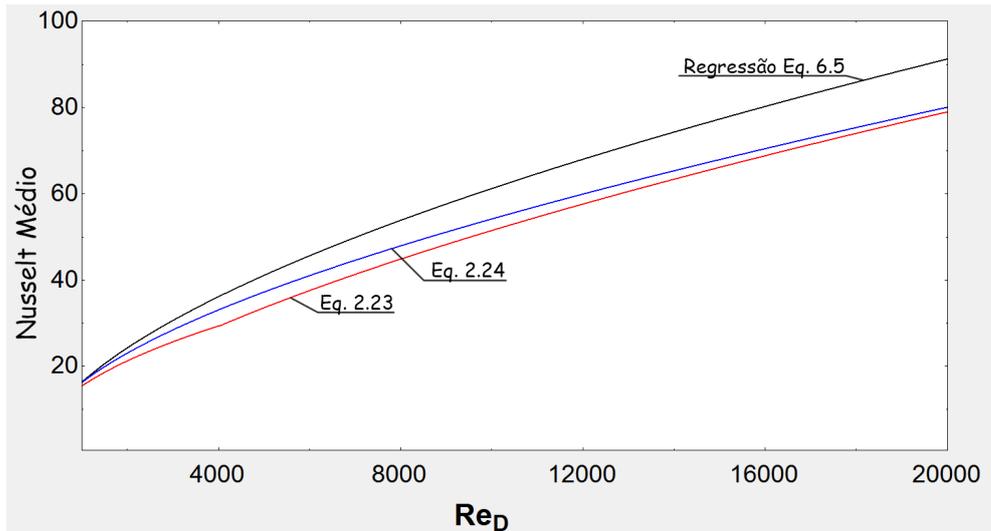


Figura 6.9: Número de Nusselt médio em função do número de Rayleigh e Prandtl para uma conexão elétrica tipo H.

$$\overline{Nu}_D = 0,338 Re_D^{0,576} Pr^{1/3} \quad (6.5)$$

A regressão 6.5 obteve o coeficiente de determinação  $R^2$  no valor de 99,59%.

O número de Reynolds dos casos estudados varia entre 1.000 e 20.000. Para esta faixa de valores, compararam-se os valores obtidos entre a regressão 6.5 e as Equações 2.17 e 2.18, para um número de Prandtl constante, no caso foi considerado  $Pr = 0,725$  pois este é um valor médio encontrado nos casos estudados.

Verifica-se que, diferentemente do estado quiescente, a transferência de calor por convecção forçada da conexão elétrica tipo H é mais eficiente do que o cilindro de diâmetro equivalente para todos os valores de Reynolds estudados, e a medida que o número de Reynolds aumenta, maior é a diferença entre os valores encontrados para o cilindro e para a conexão elétrica.

### 6.5.3 Conclusões sobre coeficiente de transferência de calor por convecção médio

De modo análogo ao que foi encontrado por [Oliveira et al.], pode-se concluir que as equações analíticas simplificando o problema para um cilindro de diâmetro equivalente representam aproximações razoavelmente boas para o cálculo do número de Nusselt médio, principalmente para estado quiescente, no entanto apresenta maiores divergência para o escoamento com escoamento cruzado, principalmente para maiores números de Reynolds. Para os casos estudados, a diferença máxima foi de 19%.

Verifica-se que a conexão elétrica apresenta comportamentos distintos, se comparado a um cilindro de diâmetro equivalente, na eficiência de transferência de calor para estado quiescente e convecção forçada. Isto se deve principalmente a geometria da conexão

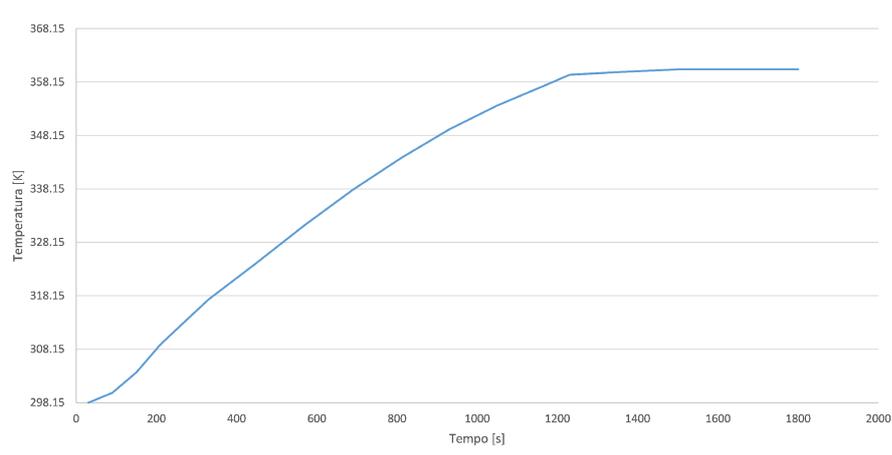


Figura 6.10: Gráfico temperatura superficial da conexão em função do tempo

elétrica, que é parecida com duas placas planas paralelas conectadas por dois semi-círculos.

Verifica-se que no caso do regime quiescente, os vórtices formados na região conhecida como bolha de separação ocorrem na direção vertical da conexão, e no caso da convecção forçada ocorrem na direção horizontal. Uma vez que a conexão elétrica apresenta uma distância entre as placas planas menor do que o diâmetro de um cilindro equivalente, a bolha de separação vertical formada pela conexão é menor do que se comparada a formada por um cilindro de diâmetro equivalente, e portanto, a transferência de calor ocasionada pela formação de vórtices é menor se comparada ao cilindro, o que reflete no coeficiente médio de transferência de calor por convecção.

No entanto, na convecção forçada ocorre o efeito contrário, a distância entre os dois semi-círculos é maior do que o diâmetro do cilindro equivalente, e portanto ocorre a formação de mais vórtices na região posterior do escoamento, melhorando a eficiência da transferência de calor desta região, e afetando assim o coeficiente médio de transferência de calor por convecção.

## 6.6 Regime transiente

No início do aquecimento da conexão, em  $t=3$  minutos, a diferença de temperatura entre o corpo da conexão e a temperatura ambiente é muito pequena. Neste instante, o calor ainda não é suficiente para que ocorra uma diferença de pressão e para que o fluido possa movimentar-se verticalmente, ocorrendo a formação da pluma. Ocorre também a formação de vórtices na parte inferior da conexão conforme visto na Figura 5.17. Esta vorticidade ajuda na transferência de calor da conexão, sendo esta região, portanto, a região que apresenta o maior valor de Nusselt local neste instante.

No entanto, a partir do momento que a conexão se aquece, o fluido começa a movimentar-se verticalmente, iniciando a formação da pluma nesta direção. A partir de então, ocorre a separação do escoamento na parte superior da conexão e não há vór-

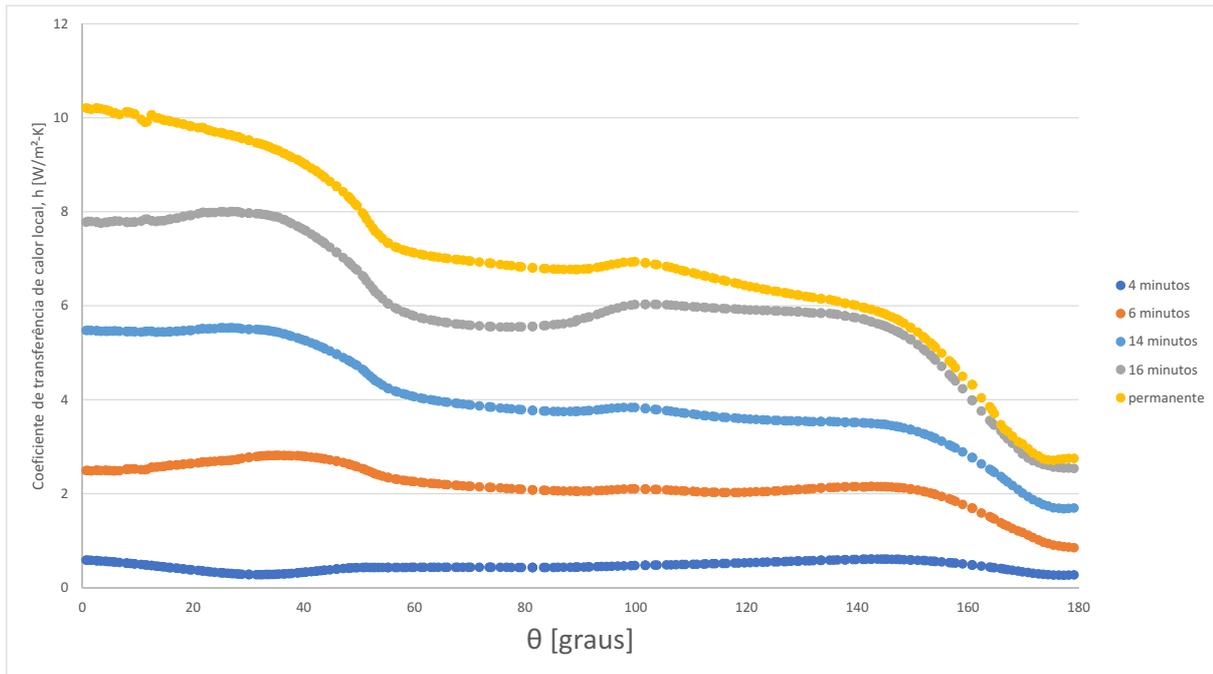


Figura 6.11: Coeficiente de troca de calor local em função da direção circunferencial para diversos tempos.

tices em contato direto com o corpo da conexão. Além disso, a velocidade do fluido confinado entre o ponto de separação e o ponto onde ocorre o religamento do escoamento é praticamente nula para retirar calor da conexão. Logo, esta região mais superior da conexão apresenta os menores valores do coeficiente local de transferência de calor por convecção.

A Figura 6.10 mostra a variação da temperatura superficial da conexão com o decorrer do tempo e a Figura 6.11 mostra o valor do coeficiente de transferência de calor por convecção local em relação a direção circunferencial para diversos tempos de simulação.

A partir da Figura 6.11, verifica-se que, enquanto a parte inferior  $\theta \approx 0$  torna-se mais eficiente para a troca de calor devido à pequena espessura da camada limite e maior velocidade de deslocamento do ar, na região próxima a formação da pluma  $\theta \approx 180^\circ$ , o número de Nusselt torna-se praticamente constante a partir de 16 minutos, sendo este valor significativamente menor do que o valor da região inferior da conexão.

---

## Capítulo 7

### Conclusões

A simulação numérica da conexão elétrica tipo H permite obter vários parâmetros de interesse no estudo da transferência de calor, no entanto, é necessário afirmar que a utilização deste recurso deve ser realizada com o cuidado necessário, para que a modelagem do problema seja a mais próxima possível da física real do problema.

A partir da validação do modelo, pôde-se utilizar a simulação numérica para determinar os coeficientes médios e locais de transferência de calor por convecção, além do estudo do transiente de temperatura para o estado quiescente, sendo este o mais importante, pois é o que apresenta maiores temperaturas e é o caso mais comum de se encontrar durante a vida da conexão.

Verifica-se que o vento tem duas funções importantes na conexão: além de resfri-la pela convecção forçada, também traz o benefício de diminuir sua resistência elétrica, pois a resistência varia de acordo com a sua temperatura. Conseqüentemente a geração de calor da conexão elétrica decai e, portanto, a queda temperatura é mais expressiva.

O coeficiente de troca de calor por convecção no estado quiescente é afetado principalmente pela temperatura do corpo e da vizinhança. Na comparação dos valores médios encontrados com os valores encontrados para o cilindro de diâmetro equivalente, verifica-se valores do coeficiente de transferência de calor por convecção muito próximos para o número de Rayleigh até 25.000. Para números de Rayleigh acima disto, a conexão elétrica apresenta valores deste coeficiente ligeiramente menores. A maior diferença encontrada na comparação da conexão com o cilindro é de aproximadamente 13%.

No entanto, para convecção forçada, o coeficiente de troca de calor por convecção torna-se pouco sensível a temperatura, sendo a característica mais importante para sua determinação o tipo de escoamento e o número de Reynolds. Sendo assim, para convecção forçada e velocidade do vento constante, a coeficiente médio de transferência de calor pouco variou com diferentes correntes e temperaturas. Na comparação dos valores médios obtidos com o cilindro de diâmetro equivalente, percebe-se que para a conexão o coeficiente médio é ligeiramente maior, sendo a maior diferença para os casos estudados de aproximadamente 19%.

Portanto, a aproximação do comportamento do coeficiente médio de transferência de calor por convecção da conexão elétrica com o de um cilindro de diâmetro equivalente é admissível, uma vez que as correlações existentes servem para uma aproximação razoável dos valores, no entanto com erros de até 20% [Bergman et al. 2011].

A partir dos dados fornecidos no Capítulo 5 e das regressões obtidas no Capítulo 6, pode-se estimar a resistência elétrica da conexão elétrica tipo H. Para isto, é necessário o conhecimento da sua temperatura superficial, da corrente elétrica que passa pela mesma e da velocidade do vento, se houver. Deste modo pode-se realizar o equilíbrio térmico entre calor gerado e dissipado, determinado o termo de geração que é função da corrente e resistência elétrica.

Apesar de todo estudo realizado, é necessário o conhecimento da corrente elétrica que passa pelo condutor, uma vez que para resistência elétrica e velocidades do vento constantes, pode-se encontrar temperaturas diferentes variando-se a corrente elétrica, pois esta em conjunto com a resistência elétrica está presente no termo de geração de calor da conexão elétrica.

A vantagem deste método é que pode-se estimar o valor da resistência elétrica sem necessidade do operador encostar nos condutores, não trazendo riscos para a operação. Para isto, pode-se obter a temperatura superficial da conexão a partir de um ensaio termográfico, o valor da corrente pode ser obtido pelo SDSC (Sistema Digital de Supervisão e Controle) se for uma subestação, ou por um alicate de corrente em redes de distribuição. Para medição da velocidade do vento pode-se utilizar anemômetros portáteis.

## Sugestões e Trabalhos Futuros

A partir dos dados apresentados, podem-se estudar melhorias de projeto que farão com que a conexão apresente um mais arrefecimento, principalmente para convecção natural, o que trará benefícios para baixar o valor da resistência elétrica, e portanto, diminuir perdas de energia no sistema de transmissão/distribuição em que esta é aplicada. No entanto, estes estudos devem ser acompanhados de uma análise econômico-financeira complexa, além de estudos da viabilidade da implementação de um novo tipo de conexão para a manutenção e operação do sistema, com a mesma facilidade de montagem apresentada pelo modelo atual.

---

## Referências Bibliográficas

- [Bergman et al. 2011]BERGMAN, T. L. et al. *Fundamentals of heat and mass transfer*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2011.
- [Blok 1937]BLOK, H. Theoretical study of temperature rise at surfaces of actual contact under oiliness lubricating conditions. *Proc. Inst. Mech. Eng*, v. 2, p. 222–235, 1937.
- [Braunovic 2007]BRAUNOVIC, M. Reliability of power connections. *Journal of Zhejiang University-Science A*, Springer, v. 8, n. 3, p. 343–356, 2007.
- [Braunovic, Myshkin e Konchits 2006]BRAUNOVIC, M.; MYSHKIN, N.; KONCHITS, V. *Electrical contacts: fundamentals, applications and technology*. [S.l.]: CRC, 2006.
- [Burmeister 1993]BURMEISTER, L. *Convective Heat Transfer. 1993*. [S.l.]: John Wiley and Sons, 1993.
- [Buyruk 1999]BUYRUK, E. Heat transfer and flow structures around circular cylinders in cross-flow. *Turkish Journal of Engineering & Environmental Sciences/Turk Muhendislik ve Cevre Bilimleri Dergisi*, v. 23, n. 5, p. 299–315, 1999.
- [Churchill e Bernstein 1977]CHURCHILL, S.; BERNSTEIN, M. A correlating equation for forced convection from gases and liquids to a circular cylinder in crossflow. *ASME Transactions Journal of Heat Transfer*, v. 99, p. 300–306, 1977.
- [EPE 2013]EPE. *Plano Decenal de Expansão de Energia PDE 2022*. 03 2013. Disponível em: <<http://www.epe.gov.br/default.aspx>>.
- [Fox, McDonald e Pritchard 2006]FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J. *Introduction to fluid mechanics: 2006 just ask! edition*. [S.l.]: John Wiley, 2006.
- [Freire, Menut e Su 2002]FREIRE, A. S.; MENUT, P.; SU, J. Turbulência. *Associação Brasileira de Ciências Mecânicas*, 2002.
- [Greenwood e Williamson 1958]GREENWOOD, J.; WILLIAMSON, J. Electrical conduction in solids. ii. theory of temperature-dependent conductors. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, The Royal Society, v. 246, n. 1244, p. 13–31, 1958.

- [Hilgarth 1958]HILGARTH. Zusammenhang zwischen kontaktspannung kontakteilen temperatur beikurzeitig belasteten starkstromkontakten. *ETZ-A*, v. 13, p. 464–467, 1958.
- [Hilpert 1933]HILPERT, R. Heat transfer from cylinders. *Forsch. Geb. Ingenieurwes*, v. 4, p. 215, 1933.
- [Holm 1967]HOLM, R. *Electric contacts*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1967.
- [Huang 1997]HUANG, P. *Turbulence modeling validation, testing, and development*. [S.l.], 1997.
- [IEA 2008]IEA, I. World energy outlook. *Organisation for Economic Co-operation and Development OECD*, 2008.
- [Incropera e Witt 1985]INCROPERA, F. P.; WITT, D. P. D. Fundamentals of heat and mass transfer. John Wiley and Sons Inc., New York, NY, 1985.
- [Jansen, Mueller e Wyder 1978]JANSEN, A.; MUELLER, F.; WYDER, P. Normal metallic point contacts. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 199, n. 4333, p. 1037–1040, 1978.
- [Knudsen e Katz 1979]KNUDSEN, J. G.; KATZ, D. L. V. *Fluid dynamics and heat transfer*. [S.l.]: RE Krieger Publishing Company, 1979.
- [Kolmogorov 1941]KOLMOGOROV, A. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds' numbers. In: *Akademiia Nauk SSSR Doklady*. [S.l.: s.n.], 1941. v. 30, p. 301–305.
- [Konchits e Kim 1999]KONCHITS, V.; KIM, C. Electric current passage and interface heating. *Wear*, Elsevier, v. 232, n. 1, p. 31–40, 1999.
- [Konchits, Meshkov e Myshkin 1986]KONCHITS, V.; MESHKOV, V.; MYSHKIN, N. Tribology of electrical contacts. *MinskNauka i Technika*, p. 256, 1986.
- [Kundu e Cohen 2008]KUNDU, P.; COHEN, I. *Fluid Mechanics. 2004*. [S.l.]: Elsevier Academic Press, 2008.
- [Launder e Sharma 1974]LAUNDER, B.; SHARMA, B. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters Heat Mass Transfer*, v. 1, p. 131–137, 1974.
- [Lin e Zhang 2004]LIN, X.; ZHANG, J. Dust corrosion. In: IEEE. *Electrical Contacts, 2004. Proceedings of the 50th IEEE Holm Conference on Electrical Contacts and the 22nd International Conference on Electrical Contacts*. [S.l.], 2004. p. 255–262.
- [Menter 2003]MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, v. 32, n. 8, 2003.

- [Morgan 1975]MORGAN, V. T. The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders. *Advances in heat transfer.*, v. 11, p. 199–264, 1975.
- [Naybour e Farrell 1973]NAYBOUR, R.; FARRELL, T. Degradation mechanisms of mechanical connectors on aluminium conductors. *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, IET, v. 120, n. 2, p. 273–280, 1973.
- [Oliveira et al.]OLIVEIRA D.L, Ferreira R.A.M, Diniz H.E.P, Andrade R.M. Avaliação comparativa do processo de transferência de calor em conexões elétricas energizadas pelos métodos de balanço de energia e de volumes finitos. X Simpósio de Mecânica Computacional, 2012.
- [Prandtl 1935]PRANDTL, L. The mechanics of viscous fluids. Springer, 1935.
- [Prandtl 1946]PRANDTL, L. On boundary layers in three-dimensional flow. *Rep. and Transactions*, n. 64, 1946.
- [Shobert 1965]SHOBERT, E. I. *Carbon brushes: the physics and chemistry of sliding contacts*. [S.l.]: Chemical Publishing Company New York, 1965.
- [Simoes 2009]SIMOES, M. R. *Simulacao Computacional de escoamento Turbulento em Compressor Axial Utilizando Ferramenta de CFD*. Dissertação (Mestrado) — COPPE/UFRJ, 2009.
- [Tamai e Tsuchiya 1979]TAMAI, T.; TSUCHIYA, K. Direct observation for the effect of electric current on contact interface. *Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, IEEE Transactions on*, IEEE, v. 2, n. 1, p. 76–80, 1979.
- [Teixeira et al.]TEIXEIRA, G. et al. Avaliação de incerteza de resultado de medição em termografia infravermelha pelos métodos de Monte Carlo, aplicada ao diagnóstico de conexões elétricas.
- [Timsit 1999]TIMSIT, R. Electrical contact resistance: Fundamental principles. *ELECTRICAL ENGINEERING AND ELECTRONICS*, MARCEL DEKKER AG, p. 1–88, 1999.
- [Versteeg e Malalasekera 2007]VERSTEEG, H.; MALALASEKERA, W. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. [S.l.]: Prentice Hall, 2007.
- [Wan et al. 1999]WAN, J. et al. Water soluble salts in dust and their effects on electric contact surfaces. In: *Proceedings of the International Conference on Electrical Contacts, Electromechanical Components and Their Applications, Nagoya, Japan*. [S.l.: s.n.], 1999. v. 7, p. 19–24.
- [Wilcox 1988]WILCOX, D. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, v. 26, p. 1299–1310, 1988.

