

ANO
2017

GREGORY TADEU GARGIONI | ANÁLISE NUMÉRICA DA APLICAÇÃO DE
PROMOTORES DE TURBULÊNCIA TRIANGULARES NA INTENSIFICAÇÃO DA
CONVECÇÃO FORÇADA EM CANAIS PLANOS



UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA – UDESC
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS – CCT
CURSO DE MESTRADO EM ENGENHARIA MECÂNICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

ANÁLISE NUMÉRICA DA APLICAÇÃO DE PROMOTORES DE TURBULÊNCIA TRIANGULARES NA INTENSIFICAÇÃO DA CONVECÇÃO FORÇADA EM CANAIS PLANOS

GREGORY TADEU GARGIONI

A influência de promotores de turbulência em escoamentos internos e externos nas mais variadas geometrias vem sendo amplamente estudada na literatura atual sendo de grande interesse a determinação de forma teórica ou experimental, do aumento do coeficiente de transferência de calor por convecção. Desta forma o objetivo da dissertação visa investigar os efeitos sobre a troca de calor convectiva causada pela inserção de três promotores de turbulência, com geometria triangular, no escoamento turbulento no interior de um canal com paredes paralelas. A ferramenta de simulação para realizar este trabalho foi o programa comercial *ANSYS CFX*® juntamente com o modelo de turbulência de transporte de tensão de cisalhamento (*Shear Stress Transport*) *SST k- ω* [MENTER, 1994]. De forma geral os resultados para a troca de calor e para o coeficiente de atrito nas paredes do canal são influenciados pelos aumentos e diminuições locais do fluxo de massa, pressão de estagnação localizada nas regiões frontais dos promotores, comprimento da esteira formada atrás dos perturbadores assim como as atividades turbulentas a jusante dos corpos triangulares. O caso (1_1_1) cuja configuração geométrica apresenta todos os promotores alinhados na posição mais inferior demonstrou aumento médio de aproximadamente 39% na região localizada entre 5H e 10H a jusante do último perturbador na parede inferior do canal, ou seja, o aumento mais significativo de todo o trabalho; além disso, esta configuração de promotores mostrou relativamente pouca perda de carga.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Sergio Berving Zdanski

Coorientador: Prof. Dr. Miguel Vaz Junior

Joinville, 2017

JOINVILLE, 2017

GREGORY TADEU GARGIONI

**ANÁLISE NUMÉRICA DA APLICAÇÃO DE PROMOTORES DE TURBULÊNCIA
TRIANGULARES NA INTENSIFICAÇÃO DA CONVECÇÃO FORÇADA EM
CANAIS PLANOS**

Dissertação do programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica, PPGEM, do Centro
de Ciências Tecnológicas da Universidade do
Estado de Santa Catarina, como parte dos
requisitos necessários para a obtenção do
Título de Mestre em Engenharia Mecânica

Orientador: Prof. Dr. Paulo Sergio Berving
Zdanski

JOINVILLE, SC

2017

G231a

Gargioni, Gregory Tadeu

Análise numérica da aplicação de promotores de turbulência triangulares na intensificação da convecção forçada em canais planos / Gregory Tadeu Gargioni. – 2017.
116 p. : il. ; 30 cm

Orientador: Paulo Sergio Berving Zdanski

Bibliografia: p. 113-116

Dissertação (mestrado) – Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Joinville, 2017.

1. Engenharia mecânica. 2. Coeficiente de transferência de calor por convecção.
3 . Simulação numérica. 4 . Promotor de turbulência. I. Zdanski, Paulo Sergio Berving.
II. Universidade do Estado de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

CDD 620.1 – 23.ed.

**Análise Numérica da Aplicação de Promotores de Turbulência Triangulares na
Intensificação da Convecção Forçada em Canais Planos**

por

Gregory Tadeu Gargioni

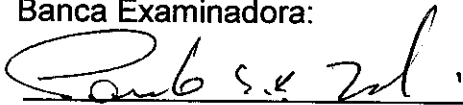
Esta dissertação foi julgada adequada para obtenção do título de

MESTRE ACADÊMICO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Área de concentração em "Modelagem e Simulação Numérica"
e aprovada em sua forma final pelo

**CURSO DE MESTRADO ACADÊMICO EM ENGENHARIA MECÂNICA
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS DA
UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA.**

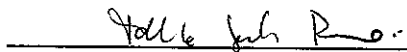
Banca Examinadora:



Prof. Dr. Paulo Sérgio Berving Zdanski
CCT/UDESC (Orientador/Presidente)



Prof. Dr. Marcus Vinícius Canhoto Alves
CESFI/UDESC



Prof. Dr. Talita Sauter Possamai
UFSC

Joinville, SC, 24 de fevereiro de 2017.

Dedico este trabalho primeiramente ao meu Deus vivo, pois sem Ele, nada seria possível. Dedico à minha esposa Amanda Gargioni; aos meus pais, José Gargioni e Neiva Gargioni; ao meu irmão Giuliano Gargioni.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente ao meu Deus Todo Poderoso, por sempre se fazer presente na minha vida.

À minha esposa Amanda Gargioni que com muito amor, carinho e dedicação me ajudou nesta conquista.

Aos meus pais, José T. Gargioni e Neiva S. Gargioni, pois não mediram esforços para que eu chegasse até esta etapa de minha vida. Ao meu irmão, Giuliano T. Gargioni, que me incentivou durante toda essa caminhada.

Aos pais da minha esposa, Jackson Schopp e Clarita Schopp pelo carinho e preocupação que demonstraram durante esta caminhada.

Aos meus orientadores, Prof. Dr. Paulo Sergio B. Zdanski e Prof. Dr. Miguel Vaz Junior, pois sempre com grande anseio se despuseram a esclarecer minhas dúvidas, corrigir meus erros e pontos falhos.

Aos meus amigos Filipe Ramos do Amaral e Lucas Baldani, por suas significativas contribuições.

Agradeço à Whirlpool Corporation e, em especial ao Valério Hammes e Emilio Fagundes por toda a compreensão e ajuda necessária para que este momento se tornasse realidade na minha vida.

À Universidade do Estado de Santa Catarina – UDESC e ao Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica, em especial à Valdinei Beltrame Rosá.

“Posso todas as coisas em Cristo Jesus que me fortalece.”

Filipenses 4:13

RESUMO

A influência de promotores de turbulência em escoamentos internos e externos nas mais variadas geometrias vem sendo amplamente estudada na literatura atual sendo de grande interesse a determinação de forma teórica ou experimental, do aumento do coeficiente de transferência de calor por convecção. Desta forma o objetivo da dissertação visa investigar os efeitos sobre a troca de calor convectiva causada pela inserção de três promotores de turbulência, com geometria triangular, no escoamento turbulento no interior de um canal com paredes paralelas. A ferramenta de simulação para realizar este trabalho foi o programa comercial *ANSYS CFX®* juntamente com o modelo de turbulência de transporte de tensão de cisalhamento (*Shear Stress Transport*) *SST $k-\omega$* [MENTER, 1994]. De forma geral os resultados para a troca de calor e para o coeficiente de atrito nas paredes do canal são influenciados pelos aumentos e diminuições locais do fluxo de massa, pressão de estagnação localizada nas regiões frontais dos promotores, comprimentos dos vórtices formados atrás dos perturbadores assim como as atividades turbulentas a jusante dos corpos triangulares.

O caso (1_1_1) cuja configuração geométrica apresenta todos os promotores alinhados na posição mais inferior demonstrou aumento médio de aproximadamente 39% na região localizada entre $5H$ e $10H$ a jusante do último perturbador na parede inferior do canal, ou seja, o aumento mais significativo de todo o trabalho; além disso, esta configuração de promotores mostrou relativamente pouca perda de carga.

Palavras-chave: Coeficiente de transferência de calor por convecção. Simulação numérica. Modelo de turbulência *SST*. Promotor de turbulência.

ABSTRACT

In thermal engineering practice is essential to understand the basic mechanism of convection heat transfer. The influence of turbulence promoters in internal and external flows in the most varied geometries has been widely studied in the current literature and it is of great interest to determine theoretically or experimentally the increase of the heat transfer coefficient by convection. In this way, the objective of the thesis is to investigate the effects on the convective heat exchange caused by the insertion of three turbulence promoters with triangular geometry in the turbulent flow inside a channel with parallel walls. The simulation tool to perform this work is the *ANSYS CFX®* commercial program with *Shear Stress Transport - SST $k-\omega$* [MENTER, 1994]. In general, the results for the heat exchange and the coefficient of friction in the channel walls are influenced by local increases and decreases in mass flow, stagnation pressure located in the frontal regions of the promoters, as the turbulent activities downstream of the triangular bodies. The case *(1_1_1)* whose geometric configuration shows all the promoters aligned at the lowest position has shown an average increase of approximately 39% in the region located between $5H$ and $10H$ downstream of the last promoter on the channel wall, that was the most significant result.

Key-words: Coefficient of heat transfer by convection. Numerical simulation. *SST* Turbulence model. Promoter of turbulence.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 -	Esquema de uma porta de um forno comercial com convecção forçada.	29
Figura 1.2 -	Geometria do canal e localização do promotor de turbulência. Fonte: Zdanski et al. (2016).	32
Figura 1.3 -	Banco de tubos com promotores de fluxo perfurados em formato de pequenas asas deltas em diversas orientações espaciais. Fonte: Zdanski et al. (2015).	34
Figura 2.1 -	Camada limite turbulenta, onde u_t representa a magnitude da velocidade tangencial à parede e Δy a sua distância normal a mesma.	42
Figura 2.2 -	Perfil mono-log da camada limite turbulenta.	42
Figura 2.3 -	Exemplo bidimensional da discretização de um domínio e o esquema “cell vertex”. Fonte: Adaptado Rezende, (2008).	46
Figura 3.1 -	Esquema de malha 3D com volumes unitários na espessura e condição de simetria.	49
Figura 3.2 -	Representação esquemática do escoamento em um canal bidimensional.	50
Figura 3.3 -	Perfis de energia cinética turbulenta – comparação com previsão DNS.	51
Figura 3.4 -	Perfis de velocidade normalizada, u^+ , em função da coordenada adimensional, $y^+ = \rho u^* y / \mu$, para uma seção de escoamento plenamente desenvolvido.	53
Figura 3.5 -	Perfis de temperatura normalizada, T^+ , em função da coordenada adimensional, $y^+ = \rho u^* y / \mu$, para uma seção de escoamento plenamente desenvolvido.	53
Figura 3.6 -	Representação esquemática da malha com estiramento - canal bidimensional com expansão abrupta.	54
Figura 3.7 -	Esquema contendo as dimensões para canal bidimensional com expansão abrupta.	54
Figura 3.8 -	Distribuição do coeficiente de atrito ao longo da parede inferior a jusante do degrau.	56
Figura 3.9 -	Distribuição do número de Stanton ao longo da parede inferior a jusante do degrau.	57
Figura 4.1 -	a) Domínio computacional para um canal com paredes paralelas contendo três promotores de turbulência cujas posições são variáveis. (figura não esta em escala). b) Esquema parcial da malha computacional utilizada na configuração (2_1_3).	61

Figura 4.2 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> na parede inferior do canal - $(1_1_X_3)$.	62
Figura 4.3 -	Comportamento da temperatura adjacente à parede inferior do canal- $(1_1_X_3)$.	63
Figura 4.4 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede inferior do canal - $(1_1_X_3)$.	63
Figura 4.5 -	Perfis de velocidade - $(1_1_X_3)$.	64
Figura 4.6 -	Perfis de pressão - $(1_1_X_3)$.	65
Figura 4.7 -	Perfis de temperatura - $(1_1_X_3)$.	65
Figura 4.8 -	Linhas de corrente - $(1_1_X_3)$.	66
Figura 4.9 -	Perfis de energia cinética turbulenta adimensional - $(1_1_X_3)$.	68
Figura 4.10 -	Perfis de condutividade térmica turbulenta adimensional - $(1_1_X_3)$.	68
Figura 4.11 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> na parede superior do canal - $(1_1_X_3)$.	70
Figura 4.12 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior do canal - $(1_1_X_3)$.	70
Figura 4.13 -	Comportamento da temperatura adjacente à parede superior do canal - $(1_1_X_3)$.	72
Figura 4.14 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> na parede inferior do canal - $(2_1_X_3)$.	74
Figura 4.15 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede inferior do canal - $(2_1_X_3)$.	74
Figura 4.16 -	Comportamento da temperatura adjacente à parede inferior do canal - $(2_1_X_3)$.	75
Figura 4.17 -	Perfis de velocidade - $(2_1_X_3)$.	75
Figura 4.18 -	Perfis de pressão - $(2_1_X_3)$.	76
Figura 4.19 -	Linhas de corrente - $(2_1_X_3)$.	76
Figura 4.20 -	Perfis de temperatura - $(2_1_X_3)$.	77

Figura 4.21 -	Perfis de energia cinética turbulenta adimensional - $(2_1_X_3)$.	79
Figura 4.22 -	Perfis de condutividade térmica turbulenta adimensional- $(2_1_X_3)$.	79
Figura 4.23 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> na parede superior do canal - $(2_1_X_3)$.	80
Figura 4.24 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior do canal - $(2_1_X_3)$.	81
Figura 4.25 -	Comportamento da temperatura adjacente á parede superior do canal - $(2_1_X_3)$.	81
Figura 4.26 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> na parede inferior do canal - $(3_1_X_3)$.	83
Figura 4.27 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede inferior do canal - $(3_1_X_3)$.	83
Figura 4.28 -	Perfis de velocidade - $(3_1_X_3)$.	84
Figura 4.29 -	Linhas de corrente - $(3_1_X_3)$.	84
Figura 4.30 -	Perfis de pressão - $(3_1_X_3)$.	85
Figura 4.31 -	Comportamento da temperatura adjacente à parede inferior do canal - $(3_1_X_3)$.	85
Figura 4.32 -	Perfis de temperatura - $(3_1_X_3)$.	86
Figura 4.33 -	Perfis energia cinética turbulenta adimensional - $(3_1_X_3)$.	87
Figura 4.34 -	Perfis condutividade térmica turbulenta adimensional - $(3_1_X_3)$.	87
Figura 4.35 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> na parede superior do canal - $(3_1_X_3)$.	88
Figura 4.36 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior do canal - $(3_1_X_3)$.	88
Figura 4.37 -	Comportamento da temperatura adjacente à parede superior do canal - $(3_1_X_3)$.	89
Figura 4.38 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> na parede inferior do canal - $(3_2_X_3)$.	91
Figura 4.39 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede inferior do canal - $(3_2_X_3)$.	92

Figura 4.40 -	Comportamento da temperatura adjacente à parede inferior do canal - $(3_2_X_3)$.	92
Figura 4.41 -	Perfis de temperatura - $(3_2_X_3)$.	93
Figura 4.42 -	Perfis de pressão - $(3_2_X_3)$.	94
Figura 4.43 -	Linhas de corrente - $(3_2_X_3)$.	95
Figura 4.44 -	Perfis energia cinética turbulenta - $(3_2_X_3)$.	96
Figura 4.45 -	Perfis condutividade térmica turbulenta - $(3_2_X_3)$.	96
Figura 4.46 -	Comportamento da número de <i>Nusselt</i> na parede superior do canal - $(3_2_X_3)$.	97
Figura 4.47 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior do canal - $(3_2_X_3)$.	97
Figura 4.48 -	Comportamento da temperatura adjacente à parede superior do canal - $(3_2_X_3)$.	98
Figura 4.49 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> na parede superior e inferior do canal - $(2_2_X_3)$.	101
Figura 4.50 -	Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior e inferior do canal - $(2_2_X_3)$.	101
Figura 4.51 -	Comportamento da temperatura adjacente às paredes do canal - $(2_2_X_3)$.	102
Figura 4.52 -	Perfis de velocidade - $(2_2_X_3)$.	102
Figura 4.53 -	Perfis de pressão - $(2_2_X_3)$.	103
Figura 4.54 -	Linhas de corrente - $(2_2_X_3)$.	104
Figura 4.55 -	Perfis energia cinética turbulenta adimensional - $(2_2_X_3)$.	104
Figura 4.56 -	Perfis condutividade térmica turbulenta adimensional - $(2_2_X_3)$.	105
Figura 4.57 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> em função do número de <i>Reynolds</i> na parede inferior do canal - (1_1_1) .	107
Figura 4.58 -	Comportamento do número de <i>Nusselt</i> em função do número de <i>Reynolds</i> na parede inferior do canal - (1_1_1) .	107

- Figura 4.59 - Comportamento do coeficiente de atrito em função do número de *Reynolds* na parede inferior do canal - (1_1_1). 108
- Figura 4.60 - Comportamento do coeficiente de atrito em função do número de *Reynolds* na parede superior do canal - (1_1_1). 108

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 -	Posições dos promotores de turbulência empregadas no estudo de referência.	61
Tabela 4.2 -	Médias para o número de <i>Nusselt</i> e perda de carga – (1_1_X ₃)	73
Tabela 4.3 -	Médias para o número de <i>Nusselt</i> e perda de carga – (2_1_X ₃)	82
Tabela 4.4 -	Médias para o número de <i>Nusselt</i> e perda de carga – (3_1_X ₃)	90
Tabela 4.5 -	Médias para o número de <i>Nusselt</i> e perda de carga – (3_2_X ₃)	100
Tabela 4.6 -	Médias para o número de <i>Nusselt</i> e perda de carga – (2_2_X ₃)	106

LISTA DE SÍMBOLOS

ρ	Massa específica do fluido.
u_{ij}	Componente de velocidade instantânea.
x_{ijk}	Componentes dos eixos cartesianos.
p	Pressão instantânea.
μ	Viscosidade dinâmica molecular.
t	Tempo.
C_p	Calor específico a pressão constante.
T	Temperatura instantânea.
κ	Condutividade térmica molecular.
S	Termo fonte.
$\bar{u}_{ij}$	Componente de velocidade média.
u'_{ij}	Flutuações de velocidades.
$\bar{p}$	Pressão média.
$\bar{s}_{ji}$	Taxa de deformação do escoamento médio.
$\bar{T}$	Temperatura média.
T'	Flutuações de temperaturas.
τ_{ij}	Tensões de Reynolds - $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$.

μ_T	Viscosidade turbulenta.
δ_{ij}	Operador de Kronecker.
k	Energia cinética turbulenta - $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$.
κ_T	Condutividade térmica turbulenta.
μ_e	Viscosidade efetiva - $\mu_e = \mu + \mu_T$.
κ_e	Condutividade térmica efetiva - $\kappa_e = \kappa + \kappa_T$.
p_e	Pressão efetiva - $p_e = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho k$.
v_c	Escala de velocidade característica da turbulência.
l_c	Escala de comprimento característico da turbulência.
Pr_T	Número de Prandtl turbulento.
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta.
ν	Viscosidade cinemática molecular - $\nu = \mu/\rho$.
ω	Frequência turbulenta.
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_\mu$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência.
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma_\omega$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência.
$\sigma_{k1}, \sigma_{\omega 1}, \sigma_{\omega 2}$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência.
$\beta, \beta', \beta_2, \beta_3$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência.
β	Fator de mistura equação “upwind”
$\alpha, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência.

F_1, F_2	Funções mistura.
ν_t	$\nu_t = \mu_t / \rho$
y^+	Distância adimensional da parede (lei de parede).
δ	Espessura da camada limite hidrodinâmica.
τ_w	Tensão cisalhante na parede.
u^+	Velocidade adimensional (lei de parede).
u_t	Velocidade tangencial à parede.
u^*	Velocidade de atrito (lei de parede) - $u^* = \sqrt{\rho / \tau_w}$
K	Constante de Kármán.
T^+	Temperatura adimensional - $T^+ = (T_w - T_f) / T^*$.
T_w	Temperatura da parede.
T_f	Temperatura do fluido próxima a parede.
q_w	Fluxo de calor na parede.
Pr	Número de Prandtl molecular.
u_e	Velocidade de escoamento na entrada.
T_e	Temperatura na entrada.
H, h	Alturas do canal.
L, l	Comprimentos do canal.
Re_H	Número de Reynolds baseado na altura do canal - $Re_H = u_e H / \nu$

Nu	Número de Nusselt.
H	Coeficiente de troca de calor por convecção.
ε_e	Valor da taxa de dissipação na entrada do domínio.
k_e	Energia cinética turbulenta na seção de entrada.
k_w	Energia cinética turbulenta na parede.
T^*	Temperatura de referência - $T^* = q_w/(\rho C_p u^*)$.
u_∞	Velocidade média de escoamento livre.
C_f	Coeficiente de atrito - $C_f = \tau_w/(0,5 \rho u_\infty^2)$.
St	Número de Stanton.

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	29
1.1 OBJETIVO DO TRABALHO	29
1.2 MOTIVAÇÃO	29
1.3 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	30
1.4 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	30
2 FORMULAÇÃO TEÓRICA	35
2.1 MODELO MATEMÁTICO	35
2.1.1 Equações básicas	35
2.1.2 Equações de Navier-Stokes com média de Reynolds	36
2.1.3 Modelagem da turbulência	37
2.1.3.1 Modelo de duas equações $k-\epsilon$	40
2.1.3.2 Lei de parede hidrodinâmica	41
2.1.3.3 Modelo de duas equações $k-\omega$	43
2.1.3.4 Modelo <i>Shear-Stress Transport (SST)</i>	44
2.2 MÉTODO NUMÉRICO	46
3 VERIFICAÇÃO DO PROGRAMA COMERCIAL UTILIZADO	49
3.1 ESCOAMENTO TURBULENTO COM TROCA DE CALOR EM UM CANAL BIDIMENSIONAL	49

3.1.1 Perfil de energia cinética turbulenta adimensional	50
3.1.2 Perfil normalizado de velocidade e temperatura	51
3.2 ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL BIDIMENSIONAL COM EXPANSÃO ABRUPTA	54
4 RESULTADOS, DISCUSSÕES E CONCLUSÕES	59
4.1 ESTUDO DE REFERÊNCIA	59
4.1.1 Promotores de turbulência posições (1_1_X ₃)	62
4.1.2 Promotores de turbulência posições (2_1_X ₃)	73
4.1.3 Promotores de turbulência posições (3_1_X ₃)	82
4.1.4 Promotores de turbulência posições (3_2_X ₃)	90
4.1.5 Promotores de turbulência posições (2_2_X ₃)	100
4.2 ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE REYNOLDS	106
4.3 CONCLUSÕES	109
4.4 SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS	111
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	113

1 INTRODUÇÃO

1.1 OBJETIVO DO TRABALHO

O objetivo da dissertação é investigar, de forma numérica, os efeitos sobre a troca de calor convectiva causada pela inserção de três promotores de turbulência, com geometria triangular, no escoamento turbulento no interior de um canal com paredes paralelas.

1.2 MOTIVAÇÃO

A influência de perturbadores de fluxo no escoamento turbulento no interior de um canal com paredes planas é de grande interesse prático visto estar relacionado a várias aplicações de engenharia, dentre elas pode-se destacar refrigeração de partes específicas de eletrodomésticos não-portáteis como fogões, refrigeradores, condicionadores e etc. A Figura 1.1 mostra o esquema de uma porta de um forno comercial que é refrigerada pela convecção forçada que passa por sobre seus painéis de vidro, ou seja canais cujas paredes são paralelas.

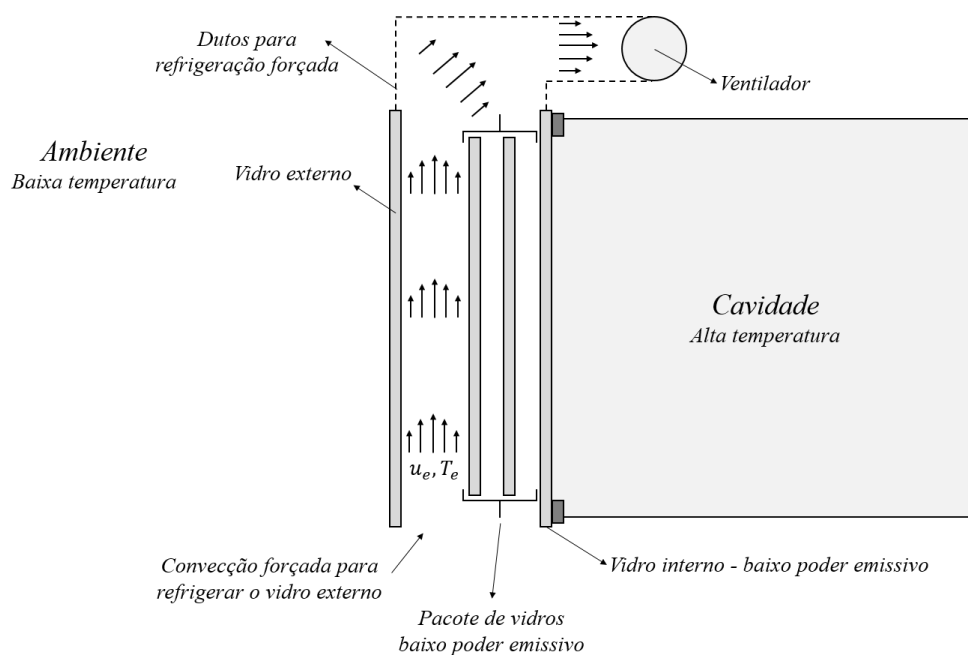


Figura 1.1 – Esquema de uma porta de um forno comercial com convecção forçada.

Devido a alta temperatura da região da cavidade o fluxo de calor é transferido para a região externa por três métodos, a saber, por condução entre as partes sólidas da porta, por convecção forçada ou natural e, por radiação. Sendo assim um dos principais objetivos da porta apresentada na figura anterior é manter as suas superfícies externas a baixas temperaturas, de modo que o consumidor possa manuseá-las sem que haja desconforto térmico. Portanto o conteúdo proposto neste trabalho vem de encontro com esta aplicação específica, a qual visaria a amplificação da troca de calor na parede externa da porta, por exemplo.

1.3 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Este trabalho está dividido em quatro capítulos. O primeiro é a introdução. O segundo capítulo, inicialmente, apresenta as equações de *Navier-Stokes* para o escoamento incompressível juntamente com as equações dos modelos de turbulência $k-\varepsilon$ padrão, $k-\omega$ apresentado por Wilcox (1988) e, modelo de transporte de tensão de cisalhamento (*Shear Stress Transport*) *SST* $k-\omega$ [MENTER, 1994]. Em seguida aspectos numéricos são abordados. No terceiro capítulo é relatada a verificação do programa *ANSYS CFX*®. No quarto e último capítulo, os resultados numéricos estão divididos em duas partes. Inicialmente é feito um estudo para um caso padrão, o qual serve de referência, onde são apresentados os resultados da simulação da troca de calor turbulenta para as diferentes posições dos promotores de turbulência no interior do canal. A segunda parte se refere à uma análise levando-se em conta as influências do número de Reynolds, entretanto, desta vez um único arranjo para os promotores é utilizado. Na parte final do capítulo, as conclusões e sugestões para futuros trabalhos são apresentados.

1.4 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A influência de perturbadores de fluxo em escoamentos internos e externos nas mais variadas geometrias vem sendo amplamente estudada na literatura atual sendo de grande interesse a determinação de forma teórica ou experimental, do aumento do coeficiente de transferência de calor por convecção.

Em aplicações práticas relacionadas ao projeto de sistemas térmicos é essencial compreender o mecanismo básico da transferência de calor convectiva. Uma vez entendido o fenômeno físico, é possível propor técnicas para aumentar o coeficiente convectivo, local ou médio, de forma a intensificar a troca térmica. Várias técnicas de aumento do coeficiente de transferência de calor por convecção têm sido estudadas a fim de melhorar o desempenho de trocadores de calor, tornando-os com menores dimensões e mais econômicos. O descolamento do escoamento, causado por promotores de turbulência, juntamente com o recolamento subsequente exerce uma influência importante sobre o mecanismo de transferência de calor. Assim, na engenharia, é absolutamente essencial compreender o mecanismo básico da transferência de calor, pois há uma variedade de aplicações onde se faz uso de promotores de turbulência (trocadores de calor, refrigeração eletrônica, refrigeração de reatores nucleares, resfriamento de lâminas de turbina, câmaras de combustão, sistema de controle ambiental e muitos outros [KUMAR e DHIMAN, 2012]).

Pesquisas sobre os efeitos da inserção de um promotor de turbulência em escoamentos internos e externos nas mais variadas geometrias vem sendo largamente estudadas na literatura contemporânea [ZDANSKI et al., 2016; ZDANSKI et al., 2015; LI et al., 2016; MARTIN e VELAZQUEZ, 2011; ZEITOUN et al., 2011; YANG, 2007; KUMAR e DHIMAN, 2012; TURKI et al., 2003], sendo de grande interesse, para aplicações de engenharia, a determinação teórica ou experimental do aumento do coeficiente de transferência de calor convectivo. Zdanski et al. (2016) apresentam estudo em fluidodinâmica computacional para o escoamento turbulento incompressível em um canal com expansão abrupta, neste estudo os efeitos de um pequeno promotor de turbulência quadrado na transferência de calor por convecção são avaliados através de um estudo paramétrico do posicionamento do perturbador de fluxo; o esquema do estudo é mostrado na Figura 1.2. O trabalho é focado na avaliação dos números locais e globais de *Nusselt* na parede inferior á jusante da expansão abrupta. Os resultados principais indicam que um incremento máximo em torno de 15% sobre o número médio de *Nusselt* pode ser alcançado usando o pequeno promotor de turbulência. Além disso, verificou-se que o pico do número de *Nusselt* local, na parede inferior á jusante do degrau, está localizado na região onde a difusão turbulenta é máxima no domínio localizado próxima á mesma.

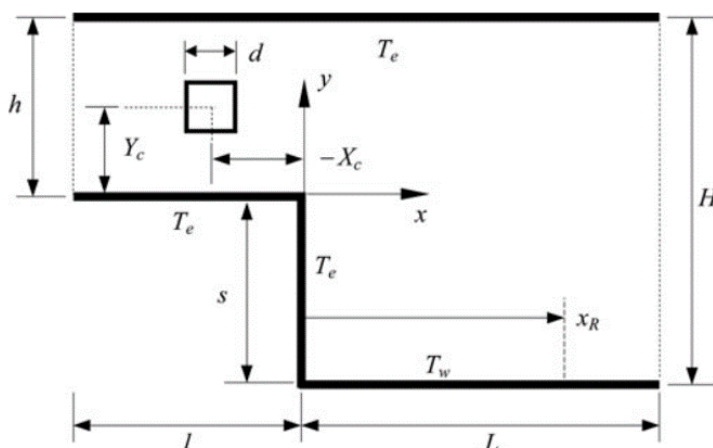


Figura 1.2 –Geometria do canal e localização do promotor de turbulência. **Fonte:** Zdanski et al. (2016).

A maior parte desses trabalhos, sobre escoamentos incompressíveis com a presença de promotores de turbulência, está relacionada com a região de altos números de *Reynolds*, onde o principal objetivo tem sido investigar o fenômeno de formação da esteira [MARTIN e VELAZQUEZ, 2011; ZEITOUN et al., 2011; BREUER et al., 1999; TURKI, 2003]. Em contraste, uma atenção menor tem sido dada para as influências que essa esteira traz para as superfícies sólidas, como as paredes de um canal, que circundam o promotor. Armaly et al. (1983) estudou a relação entre o número de Reynolds e o comprimento de recolamento utilizando métodos numéricos e experimentais. Os resultados são mostrados para escoamento laminar, transição e turbulento, onde o fluido de trabalho é o ar nas faixas de número de Reynolds compreendidas entre 70-8000 [] (*Re* baseia-se em duas vezes a altura do canal a montante). Os resultados de Armaly et al. (1983) demonstram que o comprimento de recolamento cresce à medida em que o número de Reynolds aumenta (para $Re < 1200$ []) e o comprimento de recolamento decresce para a faixa $1200 [] < Re < 5500$ []. Por outro lado, para o escoamento turbulento ($Re > 5500$ []) o comprimento de recolamento permanece constante. Lan et al. (2009) relatou resultados de simulações tridimensionais de convecção forçada turbulenta adjacente à promotores de turbulência em um duto retangular usando o programa comercial *FLUENT* na faixa de valores de Reynolds compreendidos entre 20000-50000 [].

No que diz respeito a trabalhos utilizando os modelos RANS (*Reynolds averaged Navier–Stokes*) transientes destaca-se o trabalho de Garnier et al. (2012), que reconhece a utilidade dos métodos URANS (*unsteady Reynolds averaged Navier–Stokes*) na indústria como sendo os únicos passíveis de serem utilizados na indústria para projetar um dispositivo de controle com base em uma excitação periódica de fluxo. O trabalho avalia o potencial de alguns métodos URANS e compara seus desempenhos com o método LES (*Large Eddy*

Simulations) que é tomado como referência. O caso escolhido por esses autores é um degrau com expansão abrupta onde o canto do canal é arredondado. A resposta a frequência do fluxo em relação a uma excitação periódica gerada por um jato sintético é computado pelos dois métodos URANS (utilizando quatro diferentes métodos) e o LES (referência). O trabalho mostrou que a frequência ótima encontrada pelo melhor método URANS é próximo o suficiente ao encontrado pelo método LES. No entanto, a amplitude da redução da superfície de bolha separado é subestimada pelos modelos URANS.

No que se refere a estudos experimentais dos efeitos de promotores de turbulência sobre a troca de calor, podem-se citar alguns trabalhos recentes: (i) Gunes et al. (2010) apresentam várias análises de escoamentos internos, onde a influência dos promotores de turbulência são amplamente estudadas; Os principais resultados obtidos por estes autores indicam que perturbadores internos com perfil triangular podem intensificar a troca de calor num percentual de até 36%. (ii) Pethkool (2011) realizou um recente trabalho experimental onde é discutido o aumento da transferência de calor em um escoamento interno através de várias geometrias de tubos (com diferentes rugosidades de parede); Os principais resultados obtidos foram condensados em correlações empíricas para o número de Nusselt e para o fator de atrito; As principais constatações deste trabalho indicaram um aumento considerável da transferência de calor e, também, da perda de carga no interior da tubulação. (iii) Ali (2009) investigou experimentalmente os efeitos de um direcionador de fluxo sobre a transferência de calor convectiva em uma fonte de calor quadrada; Incrementos de até 30% no coeficiente convectivo foram obtidos para uma faixa do número de Reynolds entre 5000 e 30000. (iv) Gómez et al. (2009) propuseram um novo arranjo de tubos em trocadores de calor de escoamento cruzado; Os principais resultados indicaram um aumento considerável na eficiência do trocador de calor devido a um aumento no nível de turbulência do escoamento. (v) Zdanski et al. (2012) apresentou uma análise dos efeitos de promotores de turbulência de seção retangular sobre a troca de calor por convecção forçada em um cilindro em escoamento transversal; Incrementos médios sobre o coeficiente convectivo de até 15% foram obtidos por estes autores. (vi) Zdanski et al. (2015) abordaram experimentalmente os efeitos dos geradores de turbulência, cujas geometrias são pequenas asas deltas perfuradas, na taxa de transferência de calor convectivo em um banco de tubos em linha com fluxo de ar externo cruzado. A Figura 1.3 apresenta o esquema do banco de tubos com os promotores de fluxo em diversas orientações espaciais. Os principais resultados indicam que o número de *Nusselt* foi melhorado com o uso desses promotores de turbulência, sendo o incremento máximo em

torno de 30%, em contra partida a perda de carga, através do banco de tubos, foi aumentada em 40%. Por fim, vale ressaltar que todos os resultados experimentais para o número de *Nusselt* foram condensados em uma nova correlação empírica para aplicações práticas com boa precisão, cujo erro máximo é em torno de $\pm 6\%$.

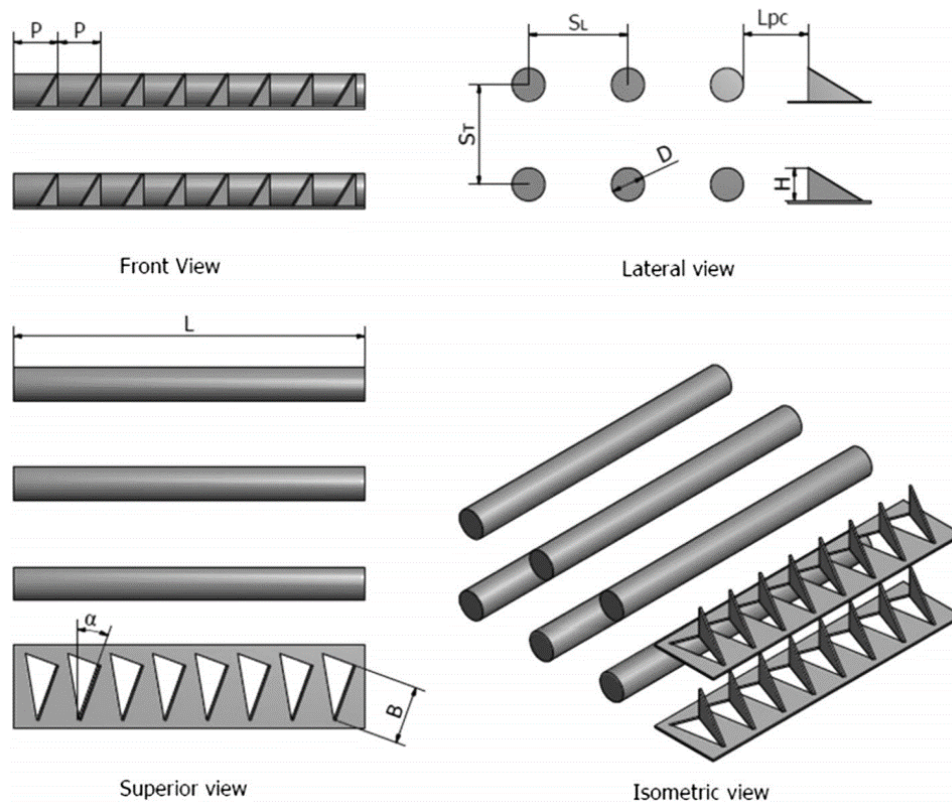


Figura 1.3 – Banco de tubos com promotores de fluxo perfurados em formato de pequenas asas deltas em diversas orientações espaciais. **Fonte:** Zdanski et al. (2015).

O estudo que é apresentado neste trabalho visa investigar os efeitos sobre a troca de calor convectiva causada pela inserção de três promotores de turbulência, com geometria triangular, no escoamento turbulento no interior de um canal com paredes paralelas. Desta forma, ao inserir os perturbadores de fluxo, vários efeitos sobre a troca de calor nas superfícies foram analisados. Por outro lado, vale salientar que o escoamento interno em um canal possui grande semelhança geométrica com projetos de interesse em engenharia.

2 FORMULAÇÃO TEÓRICA

2.1. MODELO MATEMÁTICO

A formulação teórica é apresentada em um contexto tridimensional de forma que possa ser a mais geral possível, entretanto, o trabalho é elaborado em um contexto bidimensional. O fluido de trabalho é o ar e o escoamento é considerado incompressível.

2.1.1 Equações básicas

Na abordagem clássica da mecânica dos fluidos considera-se o meio como sendo contínuo. Para o caso de fluidos newtonianos, onde a tensão de cisalhamento é diretamente proporcional a taxa de deformação, as equações de quantidade de movimento, que fazem parte do modelo matemático do problema físico, são as equações chamadas de *Navier-Stokes*. Assim, na forma conservativa, desprezando a ação das forças de corpo, em coordenadas cartesianas e utilizando a notação indicial de *Einstein*, escreve-se

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (2.1)$$

O sistema de equações a ser resolvido considera também os princípios de conservação da massa e da energia (gás ideal), os quais, no caso incompressível, são dados por

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2.2)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p T) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho C_p u_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + S, \quad (2.3)$$

Nas expressões anteriores ρ , C_p , κ e S são a densidade do fluido de trabalho, o calor específico a pressão constante, a condutividade térmica molecular e o termo fonte, respectivamente. No presente trabalho o termo fonte, S , é considerado nulo, pois não ocorre geração interna de calor no escoamento, além disso, para escoamento de ar a baixa

velocidade, os termos de dissipação viscosa e da pressão, são pequenos e podem ser desprezados na presença dos demais [ZDANSKI, 2003].

Nas equações acima as variáveis a serem determinadas são os três componentes instantâneos do vetor velocidade, u_i , a temperatura, T e também a pressão, p , entretanto, devido ao fato do escoamento ser incompressível, não existe uma equação explícita para a obtenção da pressão, trazendo o problema conhecido como *acoplamento pressão-velocidade*. No programa ANSYS CFX® o acoplamento pressão-velocidade é efetuado pelo esquema do tipo correção de pressão proposto por Rhie-Chow (1983).

2.1.2 Equações de Navier-Stokes com média de Reynolds

Aplicando-se o processo de *Média de Reynolds*, que é uma média temporal das equações de quantidade de movimento, nas equações de Navier-Stokes e na equação da energia, tem-se,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \bar{u}_i + \rho \overline{u'_j u'_i}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.4)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p \bar{T}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho C_p \bar{u}_i \bar{T} + \rho C_p \overline{u'_i T'}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right). \quad (2.5)$$

O tensor taxa de deformação do escoamento médio, $\bar{s}_{ij}$, é definida por

$$\bar{s}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.6)$$

As Equações (2.4) e (2.5) podem ser rearranjadas, obtendo-se então,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu \bar{s}_{ji} - \rho \overline{u'_j u'_i}) \quad (2.7)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p \bar{T}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho C_p \bar{u}_i \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \rho C_p \overline{u'_i T'} \right). \quad (2.8)$$

O termo $-\rho \overline{u'_i u'_j}$, que surge na Equação (2.4), é chamado de *Tensor Tensão de Reynolds* e é denotado por:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} . \quad (2.9)$$

O *Tensor Tensão de Reynolds* é simétrico, ou seja, $\tau_{ij} = \tau_{ji}$, suas componentes representam o efeito das flutuações turbulentas sobre o escoamento médio. Fisicamente, estes termos correspondem a uma taxa de transferência de quantidade de movimento devido às flutuações de velocidade. De forma análoga, os termos $-\rho C_p \overline{u'_i T'}$ na equação média da energia representam o fluxo de calor devido as flutuações turbulentas [WILCOX, 1998]. A equação média da continuidade torna-se

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{u}_i) = 0 . \quad (2.10)$$

2.1.3 Modelagem da turbulência

A turbulência é inerentemente tridimensional e dependente do tempo, se desenvolve tipicamente como uma instabilidade do fluxo laminar. A instabilidade resulta da interação entre os termos inerciais não-lineares e os termos viscosos e, à medida que o número de Reynolds aumenta, o comportamento do escoamento fica cada vez mais dependente das condições iniciais e de contorno que geram esta turbulência [LEVICH, 1987]. A importância em se tratar o fenômeno da turbulência é que a mesma intensifica a difusão de massa, calor e quantidade de movimento [WILCOX, 1998].

O problema fundamental do cálculo de escoamentos turbulentos está na determinação dos termos do tensor de Reynolds. As expressões envolvendo as flutuações de velocidade, que surgem como consequência do processo de *Média de Reynolds*, representam o surgimento novas incógnitas, desta forma o sistema ainda não é fechado. A função da modelagem da turbulência é, portanto, desenvolver aproximações para estas correlações desconhecidas. Neste trabalho é utilizado modelo do tipo *viscosidade turbulenta*. Este tipo de modelo se apoia na *Hipótese de Boussinesq*. A aplicação desta hipótese às equações de conservação de quantidade de movimento fecha o sistema de equações. Assim, no caso do escoamento incompressível, o tensor de Reynolds se relaciona com o tensor taxa de deformação média através da seguinte expressão [WILCOX, 1998]:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k, \quad (2.11)$$

onde a viscosidade aparente ou viscosidade turbulenta, μ_T , não é uma propriedade do fluido, mas sim do escoamento e, portanto, das condições locais do mesmo. A energia cinética turbulenta por unidade de massa, k , é definida como,

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right). \quad (2.12)$$

Por outro lado, os termos que representam o fluxo de calor turbulento na equação da energia são modelados da seguinte forma:

$$-\rho C_p \overline{u'_i T'} = \kappa_T \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i}, \quad (2.13)$$

onde κ_T é a condutividade térmica turbulenta. Substituindo-se as expressões (2.11) e (2.13) em (2.7) e (2.8) e sabendo que, $\frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-\frac{2}{3} \rho k \right]$, obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2(\mu + \mu_T) \bar{s}_{ji}] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right] \Rightarrow \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{p} + \frac{2}{3} \rho k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [2(\mu + \mu_T) \bar{s}_{ji}] \end{aligned} \quad (2.14)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho C_p \bar{T}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho C_p \bar{u}_i \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\kappa + \kappa_T) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right]. \quad (2.15)$$

Os coeficientes de difusão molecular μ e κ são substituídos por coeficientes de difusão efetivos,

$$\mu_e = \mu + \mu_T \quad (2.16)$$

e

$$\kappa_e = \kappa + \kappa_T. \quad (2.17)$$

A pressão estática $\bar{p}$ é substituída por uma pressão efetiva,

$$p_e = \bar{p} + \frac{2}{3}\rho k . \quad (2.18)$$

Desta forma as equações para o escoamento turbulento médio, ficam idênticas às do escoamento laminar, a saber,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(p_e) + \frac{\partial}{\partial x_j}(2\mu_e \bar{s}_{ji}) \quad (2.19)$$

cuja relação para a viscosidade turbulenta, μ_T , foi independentemente proposta por Kolmogorov (1942) e Prandtl (1945):

$$\mu_T = cte \cdot \rho k^{1/2} l_c . \quad (2.20)$$

onde k representa a energia cinética turbulenta e l_c é a escala de comprimento característico do escoamento turbulento, dessa forma, na elaboração de um modelo de turbulência a duas equações utiliza-se uma equação para a energia cinética e uma segunda equação para uma variável que combine k e l_c ;

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p \bar{T}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho C_p \bar{u}_i \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\kappa_e \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right], \quad (2.21)$$

cuja definição do número de Prandtl turbulento é utilizado para determinar a condutividade térmica turbulenta, κ_T ,

$$Pr_T = \frac{\mu_T C_p}{\kappa_T} . \quad (2.22)$$

O presente trabalho utiliza um valor constante para o número de Prandtl turbulento, a saber, $Pr_T = 0,9$, assim, a condutividade térmica turbulenta pode ser expressa como:

$$\kappa_T = \frac{\mu_T C_p}{Pr_T}, \quad (2.23)$$

onde μ_T e C_p são a viscosidade turbulenta e o calor específico a pressão constante, respectivamente.

2.1.3.1 Modelo de duas equações k - ε

O modelo de turbulência k - ε padrão é o mais difundido e usado modelo a duas equações baseado em viscosidade turbulenta. Neste modelo duas equações diferenciais parciais adicionais são resolvidas para a obtenção da viscosidade turbulenta, μ_T . As variáveis dependentes são a energia cinética turbulenta por unidade de massa, $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$, e a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta por unidade de massa, ε , que é definida como:

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial u'_i \partial u'_i}{\partial x_k \partial x_k}, \quad (2.24)$$

onde ν é a viscosidade cinemática molecular do fluido, desta forma, as equações para o cálculo de k e ε , desprezando os efeitos de compressibilidade e das forças de corpo, são respectivamente

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \rho \varepsilon \quad (2.25)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} \left[C_{\varepsilon 1} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right]. \quad (2.26)$$

Para a escala de comprimento com base em argumentos puramente adimensionais pode se demonstrar que [REZENDE, 2008]:

$$\mu_T \sim \frac{\rho k}{\omega} \quad l_c \sim \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad \omega \sim \frac{\varepsilon}{k}, \quad (2.27)$$

onde ω é a frequência turbulenta ou o inverso da escala de tempo em que a dissipação ocorre. As unidades de cada uma destas propriedades são dadas por:

$$k = \left[\frac{L^2}{T^2} \right] \quad \varepsilon = \left[\frac{L^2}{T^3} \right] \quad \omega = \left[\frac{1}{T} \right], \quad (2.28)$$

onde pode se concluir que

$$\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (2.29)$$

O resultado para a viscosidade turbulenta, equação anterior, está de acordo com a proposta de Kolmogorov (1942) e Prandtl (1945). A constante, C_μ , que surge na Equação 2.29 é dada de forma empírica. As constantes e funções que aparecem nas equações (2.25), (2.26) e (2.29) e são definidas como:

$$\sigma_k = 1,0; \sigma_\varepsilon = 1,3; C_{\varepsilon 1} = 1,44; C_{\varepsilon 2} = 1,92 \text{ e } C_\mu = 0,09. \quad (2.30)$$

O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão é válido para regiões onde o escoamento é plenamente turbulento, onde os efeitos viscosos moleculares podem ser minimizados, face ao movimento turbulento. A condição de não deslizamento junto á parede implica que na vizinhança imediata de uma superfície sólida, os efeitos viscosos predominam. Mesmo sendo uma região pequena se comparada ao restante da geometria, os seus efeitos se espalham por todo o domínio, em função dos altos gradientes presentes nessa região. Desta maneira, o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão alto Reynolds necessita de um método para a modelagem da turbulência próxima a região da parede, esse método é conhecido como *Leis de Parede*.

2.1.3.2 Lei de Parede hidrodinâmica

As equações do modelo alto Reynolds são válidas em regiões onde o escoamento é totalmente turbulento. Próximo a superfícies sólidas, onde a condição de não deslizamento implica que, na vizinhança imediata a essas superfícies os efeitos viscosos predominam, é utilizada a lei da parede [LAUNDER e SPALDING,1974]. Desta forma a lei de parede estabelece uma conexão entre as condições de contorno na parede e as propriedades do escoamento na zona de validade do modelo $k-\varepsilon$. Constituindo-se numa ligação entre a região viscosa e a região plenamente turbulenta. Essas leis permitem o cálculo de fluxos difusivos através da face dos volumes de controle que se encontram adjacentes à parede, obtendo-se, assim, as requeridas condições de contorno para a resolução das equações de transporte da quantidade de movimento e da energia [SUSIN, 2007].

Experimentalmente é possível discernir três distintas regiões da camada limite turbulenta, ver Figura 2.1, a saber: *Sub-camada viscosa*, onde o transporte de quantidade de movimento é devido aos efeitos difusivos moleculares e o escoamento é similar ao laminar; *Camada logarítmica*, onde os transportes molecular e turbulento se equivalem e a *Camada defensiva ou turbulenta* [WILCOX, 1998].

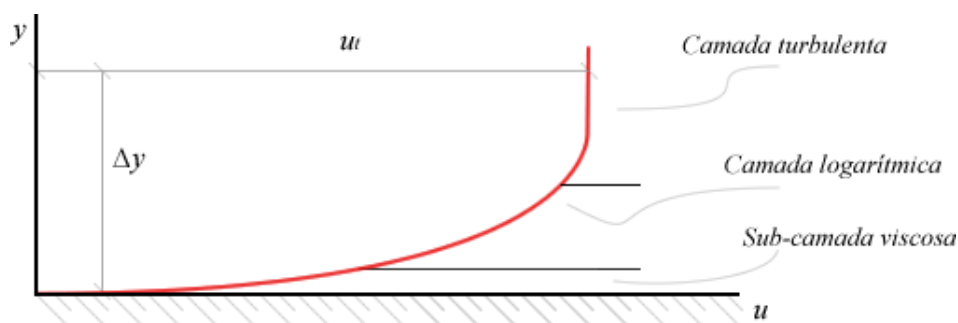


Figura 2.1 – Camada limite turbulenta, onde u_t representa a magnitude da velocidade tangencial à parede e Δy a sua distância normal a mesma.

A camada logarítmica está tipicamente entre $30 \leq y^+ \leq 0.1\delta$, onde y^+ é a distância adimensional da parede e δ a espessura da camada limite. Na subcamada viscosa, temos um comportamento linear da velocidade com a distância da parede [WILCOX, 1998], isto é ilustrado na Figura 2.2.

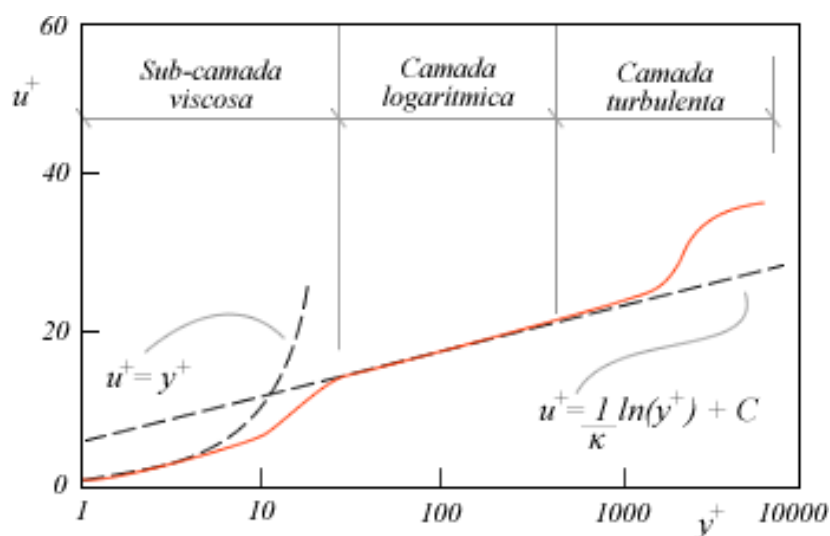


Figura 2.2 – Perfil mono-log da camada limite turbulenta.

A lei da parede hidrodinâmica utilizada pelo ANSYS CFX® é uma extensão do método de Launder e Spalding (1974). Assim na região de camada logarítmica, a velocidade tangencial à parede é relacionada com a tensão cisalhante da parede, τ_w , por meio de uma relação logarítmica. Esta lei é baseada na hipótese de equilíbrio, ou seja, o termo de produção de energia cinética turbulenta é avaliado como sendo igual à taxa de dissipação [LAUDER e SPALDING, 1974].

2.1.3.3 Modelo de duas equações $k-\omega$

Uma das vantagens da formulação $k-\omega$ é o tratamento dado próximo à parede para baixos números de Reynolds. O modelo não envolve a complexa não linearidade das funções de parede que são requeridas pelo modelo $k-\varepsilon$ e assim é possível se alcançar mais acurácia e robustez.

Kolmogorov (1942) propôs o primeiro modelo de turbulência a duas equações que inclui uma equação diferencial para k e outra para ω , onde ω é definida como a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta por unidade de volume. Saffman (1970) independente formulou um modelo de duas equações $k-\omega$, o parâmetro ω podia ser considerado uma frequência característica do processo de decaimento de turbulência.

Wilcox e Albert (1972), Saffman e Wilcox (1974), e outros autores citados em Wilcox (1998) têm adicionado melhorias ao modelo. A versão do modelo $k-\omega$ apresentado por Wilcox (1998) é usada pelo programa ANSYS CFX®. Neste modelo, supõe-se que a viscosidade turbulenta esta associada á energia cinética turbulenta, k , taxa de dissipação específica, ω , através da relação:

$$\mu_T = \rho \frac{k}{\omega}. \quad (2.31)$$

As equações de transporte para a energia cinética turbulenta, k , e para a frequência turbulenta, ω , são dadas, respectivamente por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \beta' \rho k \omega \quad (2.32)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \beta \rho \omega^2 \quad (2.33)$$

onde

$$\sigma_k = 2; \beta' = 0,09; \sigma_\omega = 2; \beta = 0,075 \text{ e } \alpha = 5/9. \quad (2.34)$$

2.1.3.4 Modelo *Shear-Stress Transport (SST)*

O modelo *RANS* de transporte de tensão de cisalhamento (*Shear Stress Transport*) *SST* $k-\omega$ [MENTER, 1994], o qual é utilizado nesse trabalho, foi proposto para simulações de escoamentos aerodinâmicos com fortes gradientes de pressão adversos e separação de camada limite combinando os modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$. Para escoamentos de camada limite, o modelo $k-\omega$ é superior ao modelo $k-\varepsilon$ na solução da região da Sub-camada viscosa próxima à parede e, tem sido aplicado com sucesso em problemas envolvendo gradientes adversos de pressão. O modelo $k-\omega$ é bastante sensível ao valor especificado para ω na região de entrada do domínio, sendo que uma variação significativa nos resultados pode ser obtida [SUSIN, 2007]; mas também tem sido mostrado [CAZALBOU et al., 1993] que o modelo $k-\varepsilon$ não sofre essa deficiência. Portanto o modelo *SST* mescla a robusta e precisa formulação do modelo baixo Reynolds, $k-\omega$, próximo às paredes com a independência da corrente livre do modelo $k-\varepsilon$ na camada distante à Sub-camada viscosa. Para isso, o modelo $k-\varepsilon$ é escrito em termos da taxa de dissipação específica, ω , então o modelo $k-\omega$ padrão e o modelo $k-\varepsilon$ transformado são multiplicados por uma função de mistura e ambos modelos são somados:

Modelo $k-\varepsilon$ transformado:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \beta' \rho k \omega \quad (2.35)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \omega) = \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_2 \frac{\omega}{k} \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \beta_2 \rho \omega^2 \end{aligned} \quad (2.36)$$

Agora as equações do modelo do Wilcox são multiplicadas pela função F_1 ; e a equação $k-\varepsilon$ transformada pela função $(1 - F_1)$ – onde F_1 é igual a 1 perto da parede e diminui para 0 fora da camada limite (essa função trabalha como uma função que faz a transição entre os dois modelos de turbulência); as correspondentes equações $k-\omega$ são adicionadas para se chegar ao modelo:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \beta' \rho k \omega \quad (2.37)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_j\omega) =$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\omega 3}}\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + (1 - F_1)2\rho\frac{1}{\sigma_{\omega 2}\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha_3\frac{\omega}{k}\mu_T\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right)\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\right) - \beta_3\rho\omega^2 \quad (2.38)$$

Os coeficientes do modelo novo são uma combinação linear dos coeficientes correspondentes dos modelos subjacentes:

$$\phi_3 = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2, \quad (2.39)$$

onde

$$\sigma_{k1} = 2; \sigma_{\omega 1} = 2; \beta' = 0,09; \beta_1 = 0,075; \alpha_1 = \frac{5}{9}; \alpha_2 = 0,44; \beta_2 = 0,0828;$$

$$\sigma_{k2} = 1 \text{ e } \sigma_{\omega 2} = \frac{1}{0,856}. \quad (2.40)$$

No programa comercial ANSYS CFX® o modelo apresentado anteriormente é conhecido como “*BSL model*”, e esse modelo combina as vantagens do modelo $k-\omega$ e do modelo $k-\varepsilon$ alto Reynolds, mas o modelo ainda não consegue prever adequadamente o aparecimento e a quantidade de separação do fluxo de superfícies lisas. As razões para esta deficiência é apresentado em detalhe em Menter (1994). A razão principal é que ambos os modelos não quantificam o transporte da tensão de cisalhamento turbulento. Isso resulta em uma previsão de valores altos da viscosidade turbulenta. O comportamento adequado para o transporte da tensão cisalhante pode ser obtido por um limitador para a formulação da viscosidade turbulenta [MENTER, 1994]:

$$v_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, F_2)} \quad (2.41)$$

onde

$$v_t = \mu_t / \rho. \quad (2.42)$$

Novamente $F2$ é uma função de mistura semelhante à $F1$, o qual restringe o limitador para a camada limite próxima à parede, como os pressupostos subjacentes não estão corretas para os fluxos de cisalhamento livres.

2.2. MÉTODO NUMÉRICO

O núcleo numérico do programa comercial *ANSYS CFX®* é baseado no Método de Volumes Finitos Baseado em Elementos (*EbFVM*) [MALISKA, 2004]. O método (*EbFVM*) pode ser visto como a associação entre o método clássico de volumes finitos, que é muito utilizado na solução de escoamentos e transferência de calor por sua natureza conservativa, com a versatilidade e liberdade geométrica comum e teoricamente muito bem fundamentada do método de elementos finitos. Desta forma o *EbFVM* permite o tratamento de malhas não-estruturadas em coordenadas cartesianas mantendo o caráter conservativo do método de volumes finitos.

Como o nome indica, *EbFVM*, é um método de volumes finitos, embora seja baseado em elementos, assim um volume de controle deve ser usado para a integração das equações diferenciais. O volume de controle é uma entidade geométrica discreta, assim, dado um domínio de cálculo, este deve ser discreto também, e portanto, geometricamente subdividido. A estrutura resultante denomina-se *malha*. Os pontos de intersecção da malha são os *nós* [REZENDE, 2008].

A montagem de um volume de controle no programa comercial utiliza a formulação “*cell vertex*”, ou seja, o centro dos volumes de controle é posicionado sobre os nós que são os vértices das células (ver Figura 2.3).

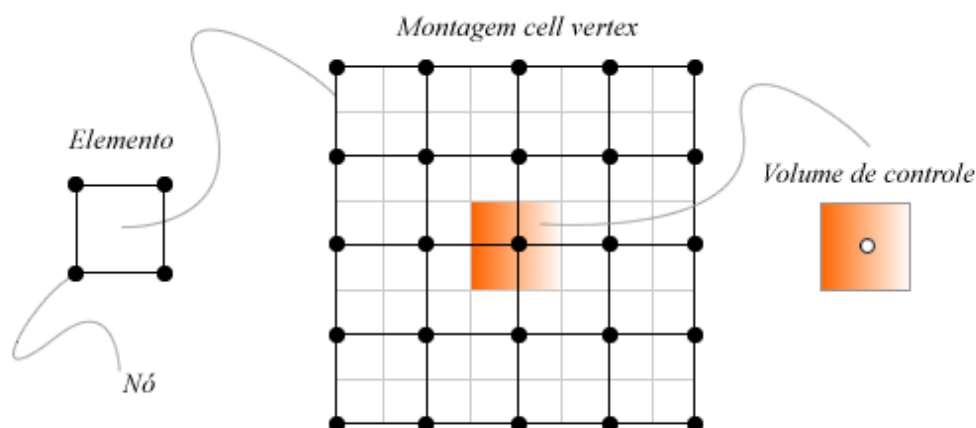


Figura 2.3 – Exemplo bidimensional da discretização de um domínio e o esquema “*cell vertex*”.

Fonte: Adaptado de Rezende, (2008).

O processo de discretização passa pela integração das equações diferenciais em sua forma conservativa sobre o volume de controle. Com base no *Teorema de Gauss*, algumas

integrais de volume podem ser representadas como integrais de superfície, no caso, a superfície do volume de controle.

O programa comercial avalia o termo advectivo por uma formulação “*upwind*”, a saber,

$$\phi_{pi} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r}, \quad (2.43)$$

onde ϕ_{up} é o valor de ϕ no nó a montante; $\nabla \phi$ o gradiente de ϕ ; $\Delta \vec{r}$ é o vetor posição entre o nó a montante e o ponto de integração e β é o peso ou fator de mistura e pode variar de 0 até 1. Um fator de mistura, $\beta = 0$, significa um esquema “*upwind*” de 1ª ordem, robusto e susceptível à difusão numérica, enquanto para um fator de mistura, $\beta = 1$, significa um esquema de 2ª ordem mais acurado e sem difusão numérica, entretanto susceptível a oscilações diante de gradientes espaciais acentuados. No esquema de alta resolução β assume, de forma automática, valores entre 0 e 1 dependendo das condições locais [BARTH e JESPERSON, 1989]. O Termo difusivo, seguindo a abordagem padrão de elementos finitos, usa funções de forma para avaliar as derivadas de todos os termos difusivos.

3 VERIFICAÇÃO DO PROGRAMA COMERCIAL UTILIZADO

Os resultados obtidos com o programa comercial *ANSYS CFX®* são comparados com dados experimentais e numéricos que estão disponíveis na literatura. Foram simulados alguns casos com escoamento turbulento e utilizou-se o modelo *Shear Stress Transport (SST)* [MENTER, 1994] como foi apresentado no capítulo 2. É importante destacar que, nos desenvolvimentos a seguir, o fluido de trabalho é o ar considerado como um gás térmico e caloricamente perfeito.

Os modelos utilizados para a verificação são bidimensionais, entretanto o programa não trabalha diretamente com esta abordagem. Para contornar tal impasse utilizou-se o método das simetrias. Esta abordagem utiliza uma malha tridimensional, que neste caso é a malha hexaédrica, com apenas um elemento de espessura, além disso, aplica-se a condição de simetria em ambos os planos de profundidade unitária (planos que contemplam as superfícies cinzas), como ilustra a Figura 3.1.

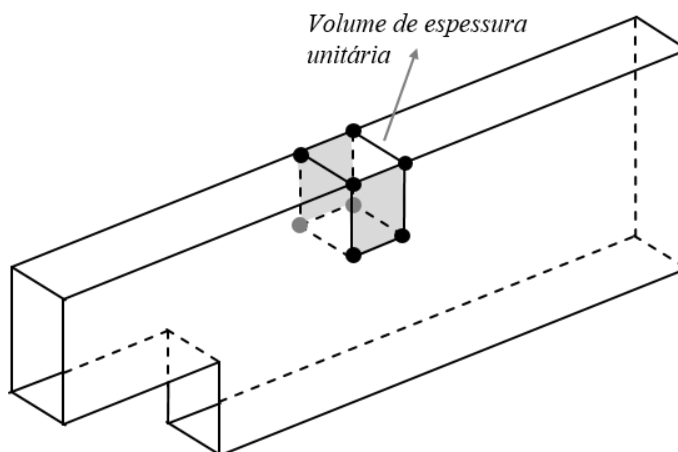


Figura 3.1 – Esquema de malha 3D com volumes unitários na espessura e condição de simetria.

3.1 ESCOAMENTO TURBULENTO COM TROCA DE CALOR EM UM CANAL BIDIMENSIONAL

A decisão a favor desta geometria deveu-se a grande semelhança com o problema proposto, que será apresentado no próximo capítulo. Três malhas computacionais foram utilizadas de maneira a trazer entendimento sobre o estudo de refino de malha; as malhas

escolhidas foram $y^+ < 1$; $y^+ \sim 7$ e $y^+ \sim 14$. Todas as malhas utilizadas são estruturadas, ortogonais e com espaçamentos uniformes na direção longitudinal do canal bidimensional. Neste teste, o domínio computacional compreende toda a altura do canal, $H=0,011 [m]$, e um comprimento, $L=60H [m]$ (ver Figura 3.2).

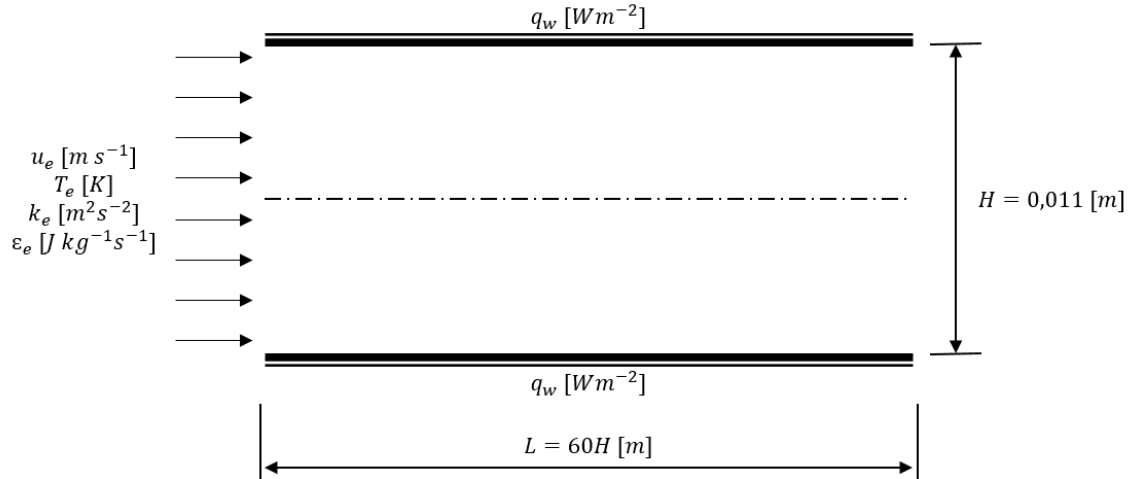


Figura 3.2 – Representação esquemática do escoamento em um canal bidimensional.

As condições de contorno para a região da entrada são de temperatura uniforme e uma distribuição, também uniforme, de velocidade. Quanto aos parâmetros da turbulência, k e ε , considerou-se perfis uniformes. Nas paredes do canal a condição de contorno utilizada foi a de fluxo de calor prescrito, juntamente com a condição de não escorregamento. Para a região de saída do domínio é utilizada uma pressão estática de $1 [atm]$. O critério de convergência foi estabelecido como sendo a raiz média quadrática do erro (RMS) = 10^{-7} . Para estas simulações utilizou-se os seguintes valores $u_e = 18,5 [m s^{-1}]$, $Re_H = 13517 []$, $T_e = 300 [K]$, $\varepsilon_e = 392 [J kg^{-1} s^{-1}]$, $k_e = 0,02 u_e^2 / 2 [m^2 s^{-2}]$, $q_w = 270 [W m^{-2}]$.

3.1.1 Perfil de energia cinética turbulenta adimensional

O perfil de energia cinética turbulenta adimensional, $k/(u^*)^2$, onde u^* é dado por, $u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$, em função da coordenada adimensional, $y/(H/2)$, foi obtido para fins de comparação. A malha utilizada nesse estudo é a $y^+ < 1$. A Figura 3.3 apresenta valores de energia cinética turbulenta em uma seção onde o escoamento é totalmente desenvolvido. Observa-se que na maior parte da altura do canal, os resultados concordam com os valores da previsão tipo *DNS* (*Direct Numerical Simulation*) [MANSOUR et al., 1988], no entanto, a

região central do canal, $y/(H/2) \sim 1$, demonstra uma diferença de 25% com relação ao valor da simulação direta. Nesse estudo o modelo *SST* apresenta a posição de pico para a energia cinética turbulenta de forma muito semelhante á posição mostrada pela simulação *DNS* cuja coordenada é $y/(H/2)$ aproximadamente 0,07. O modelo *SST*, como visto no capítulo 2, é capaz de resolver o escoamento tanto para as regiões próximas as paredes como para as regiões afastadas das mesmas devido ao fato de ter em seu modelo matemático as equações para baixo e alto número de Reynolds; entretanto, mesmo assim o modelo apresentou deficiência em capturar o valor de pico de energia cinética turbulenta observado na previsão direta. Esse fato pode ser devido a sensibilidade ao valor da condição de contorno de ω (dissipação por unidade de energia cinética turbulenta), além desse pico de energia cinética turbulenta estar na região de transição entre a Sub-camada viscosa e a Camada logarítmica, significando que o modelo Wilcox *k- ω* tem deficiências para predizer os valores da energia cinética turbulenta nessa região [WILCOX, 1998].

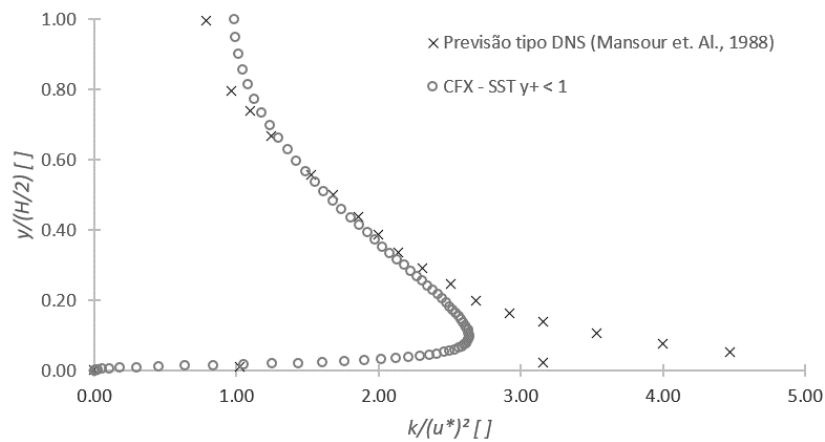


Figura 3.3 – Perfis de energia cinética turbulenta – comparação com previsão *DNS*.

3.1.2 Perfil normalizado de velocidade e temperatura

Nas Figuras 3.4 e 3.5 são apresentados perfis normalizados de velocidade, $u^+ = u/u^*$, e temperatura, $T^+ = (T_w - T_f)/T^*$, onde $T^* = q_w/(\rho c_p u^*)$ é a temperatura característica e T_f é a temperatura do fluido nos nós seguintes ao nó da parede (*temperatura adjacente á parede*). No caso da distribuição de temperatura, o resultado numérico é comparado com

correlações teóricas específicas para o escoamento entre placas paralelas, que segundo Kader (1981) é dada por,

$$T^+ = Pr y^+ e^{(-\Gamma)} + \left\{ 2,12 \ln \left[(1 + y^+) \frac{1,5[2-(y/H)]}{1+2[1-(y/H)]} \right] + \beta(Pr) \right\} e^{(-1/\Gamma)}, \quad (3.1)$$

com

$$\beta(Pr) = (3,85 Pr^{1/3} - 1,3)^2 + 2,12 \ln(Pr) \quad (3.2)$$

e

$$\Gamma = \frac{10^{-2}(Pr y^+)^4}{1+5Pr^3 y^+} \quad (3.3)$$

Nas equações anteriores, Pr é o número de Prandtl, que é dado por

$$Pr = \mu c_p / \kappa, \quad (3.4)$$

onde κ é a condutividade térmica do fluido. O perfil de velocidade é comparado com a lei logarítmica universal [MANSOUR et al., 1983].

É importante salientar que a equação analítica apresentada na Figura 3.4 não compreende nenhum modelo matemático que captura a camada de transição que fica entre a Sub-camada viscosa e a Camada logarítmica, sendo assim, os resultados obtidos na região designada entre as linhas verticais não são cabíveis de comparação com a Lei da Parede Hidrodinâmica apresentada no presente trabalho. Para o caso dos perfis de velocidades normalizados foi observado que os valores praticamente não diferem dos valores analíticos na região que sucede a camada de transição; também é possível observar que toda a Sub-camada viscosa, compreendida em $y^+ < 5$, é capturada para o caso $y^+ < 1$ e apresenta uma ótima correlação com a solução analítica.

O estudo para o caso de temperaturas normalizadas, Figura 3.5, revelou um comportamento muito mais sensível a variação da malha do que para o caso das velocidades normalizadas. A solução analítica, mostrada nessa figura é capaz de capturar praticamente todas as regiões do escoamento, ou seja, é também possível avaliar a região de transição entre a Sub-camada viscosa e a Camada logarítmica.

O caso $y^+ < 1$ apresentou boa concordância com a solução analítica, sendo capaz de prever toda a Sub-camada viscosa e toda a Camada logarítmica com erros menores que 5%, também é possível observar que a camada de transição foi resolvida com um erro máximo de 20% na posição $y^+ \sim 6$.

As malhas $y^+ \sim 7$ e $y^+ \sim 14$ apresentaram bastante dificuldade em prever o comportamento inclusive na Camada logarítmica e principalmente na camada de transição; esse fato se dá porque a informação da região da parede não esta sendo transmitida com o devido refino que a camada limite térmica necessita para capturar toda a sua física; os erros máximos das respectivas malhas são 53% e 26%.

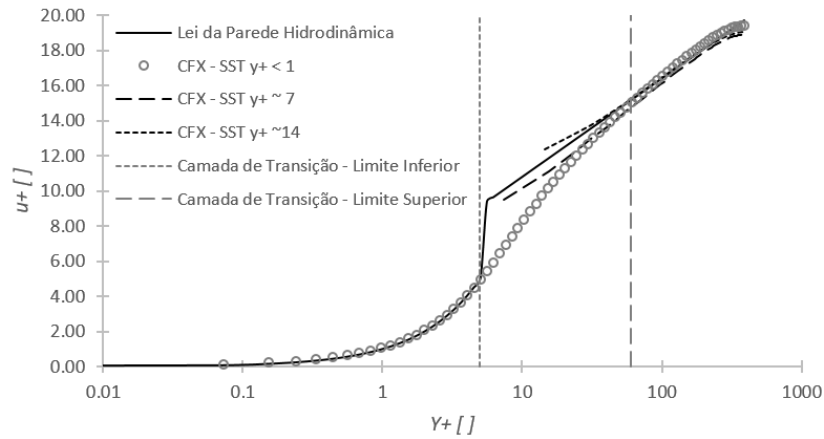


Figura 3.4 – Perfis de velocidade normalizada, u^+ , em função da coordenada adimensional, $y^+ = \rho u^* y / \mu$, para uma seção de escoamento plenamente desenvolvido.

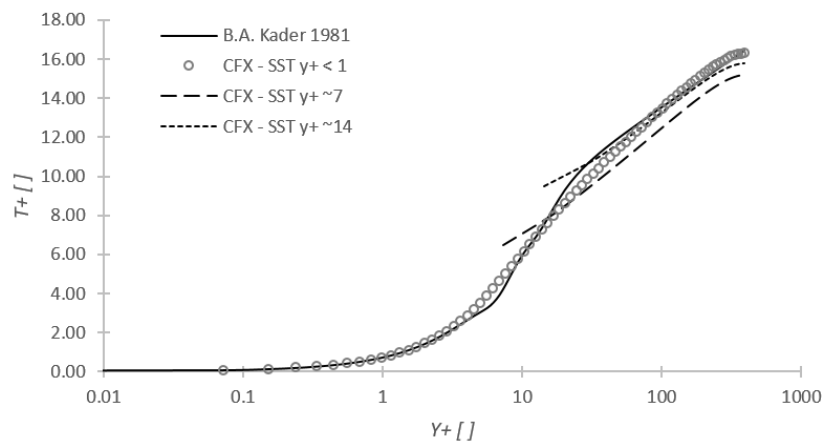


Figura 3.5 – Perfis de temperatura normalizada, T^+ , em função da coordenada adimensional, $y^+ = \rho u^* y / \mu$, para uma seção de escoamento plenamente desenvolvido.

3.2 ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL BIDIMENSIONAL COM EXPANSÃO ABRUPTA

O último problema físico escolhido para verificação do programa comercial, foi o escoamento turbulento com troca de calor ao longo do canal bidimensional com expansão abrupta. Neste caso a razão de expansão, $h:H$, é 4:5, o que equivale a situação do experimento de Vogel e Eaton (1985). A escolha a favor desta geometria deveu-se a complexidade do escoamento formado após o degrau pois, há uma série de descolamentos e recolamentos da camada limite nessa região, sendo assim possível expandir o entendimento sobre o modelo SST; outro fato é o da existência de um grande número de informações disponíveis na literatura. A malha foi construída com estiramento máximo de maneira a manter o y^+ sempre inferior á 1 nas regiões próximas às paredes do domínio (ver detalhes na Figura 3.6). A geometria, com suas principais dimensões, está representada na Figura 3.7.

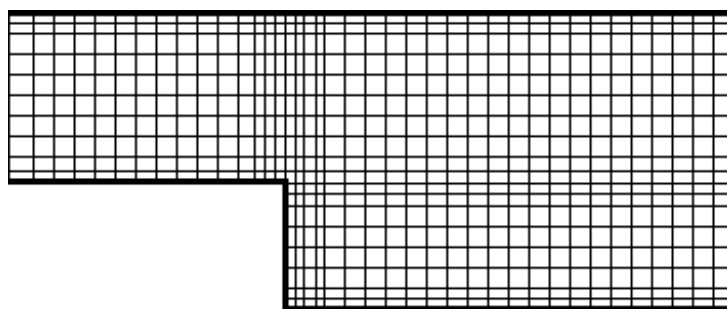


Figura 3.6 – Representação esquemática da malha com estiramento - canal bidimensional com expansão abrupta.

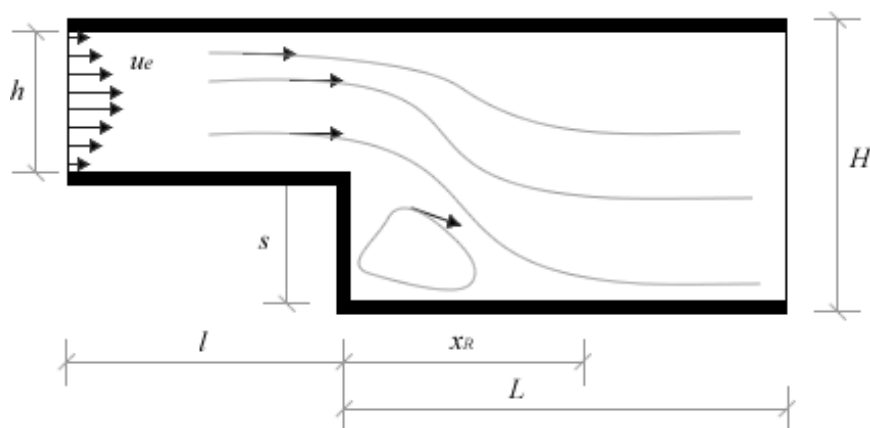


Figura 3.7 – Esquema contendo as dimensões para canal bidimensional com expansão abrupta.

Para esse estudo, o qual corresponde aos experimentos de Vogel e Eaton (1985), onde são reportados resultados de dinâmica dos fluidos e transferência de calor, apenas uma malha

foi utilizada. O domínio computacional possui as seguintes configurações: $l=3s$, $L=20s$, $h=4s$ e $H=5s$. A condição de contorno na entrada do domínio recebeu um perfil turbulento de velocidades para a componente horizontal, $u_e = u_\infty(y/\delta)^{1/7,05}$, perfis uniformes para os parâmetros k e ε , além de um perfil uniforme de temperatura, T_e . Para a parede horizontal inferior, a jusante do degrau, um fluxo de calor constante, q_w , é considerado. As outras paredes são consideradas como sendo adiabáticas, além do mais é empregada a condição de não escorregamento nas mesmas e, para a região de saída do domínio, a opção com pressão estática de $1 [atm]$. O critério de convergência foi estabelecido como sendo a raiz média quadrática do erro (RMS) = 10^{-7} . Os valores dos parâmetros são: $u_\infty=11,3 [m s^{-1}]$, $T_e=300 [K]$, $Re_s=28000 []$, $k_e=3,5 [J kg^{-1}]$, $\varepsilon_e=785,7 [J kg^{-1} s^{-1}]$, $q_w=270 [W m^{-2}]$ e $\delta = 1,1s$, onde δ é a espessura da camada limite no plano de entrada.

Na Figura 3.8 é apresentada a distribuição do coeficiente de atrito, $C_f = \tau_w / (0,5 \rho u_\infty^2)$ ao longo da parede horizontal inferior, a jusante do degrau. Observa-se que os resultados apresentam, de forma geral, uma boa concordância em relação ao perfil obtido pelo experimento de Vogel e Eaton (1985), entretanto de forma geral os valores são inferiores aos experimentais em toda a extensão da parede inferior, a jusante do degrau; isso pode ser devido ao motivo de que o modelo SST de turbulência tem vários limitadores para os termos de v_t como visto no capítulo 2. Os maiores desvios em relação à experiência ocorrem na região afastada do degrau, ou seja, depois da região de recirculações do escoamento. O valor mínimo de C_f previsto concorda com a experiência, porém a posição deste mínimo está ligeiramente deslocada para a esquerda. Em escoamentos que apresentam regiões de recirculação, a turbulência não está em um estado de equilíbrio local, além do mais, na região próxima a parede vertical, as velocidades são muito pequenas e a incerteza da medida experimental é grande. No caso do C_f a incerteza é $0,0002$ [VOGEL e EATON, 1985].

Outro parâmetro físico importante no escoamento sobre o degrau é o comprimento de recolamento, onde para este estudo obteve-se um valor de recolamento, $x_R \cong 6,98s$, enquanto dados experimentais de Vogel e Eaton (1985) indicam um recolamento, $x_R \cong 6,65s$, ou seja o modelo SST apresenta um erro de previsão para o comprimento de recolamento inferior a 5%. A previsão de um valor de x_R maior que o experimental faz com que a curva de C_f passe por zero em uma posição mais à direita, ou seja, mais afastado do degrau, ver Figura 3.8.

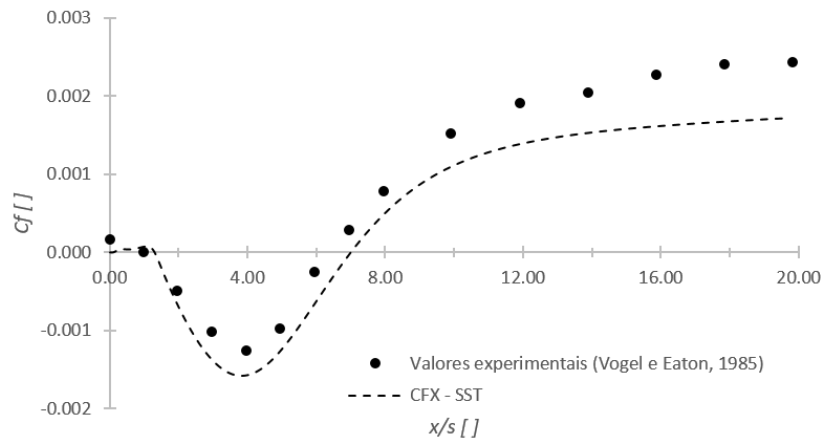


Figura 3.8 - Distribuição do coeficiente de atrito ao longo da parede inferior a jusante do degrau.

Na Figura 3.9 são apresentados os resultados de transferência de calor, através da distribuição do número de Stanton,

$$St = h/(\rho c_p u_\infty) \quad (3.5)$$

ao longo da parede inferior a jusante do degrau. O coeficiente de troca de calor por convecção, que aparece na definição do número de Stanton, depende do fluxo de calor na parede e da diferença entre as temperaturas na parede e na entrada do domínio computacional,

$$h = q_w/(T_w - T_e) \quad (3.6)$$

Percebe-se que os resultados apresentam a mesma tendência de variação da curva experimental. Porém, os valores previstos para o número de St são geralmente maiores ou iguais aos obtidos na experiência. Além disso, o ponto de máximo do número de Stanton, está praticamente alinhado com o ponto de máximo experimental, sendo que o valor simulado apresenta um valor maior; a previsão de uma troca de calor excessiva está relacionada, provavelmente, ao modelo de turbulência empregado. Para a determinação da condutividade térmica turbulenta, é utilizada a condição de número de Prandtl turbulento, $Pr_T=0,9$, que é constante em todo o campo. Os modelos que adotam esta abordagem têm a tendência de prever uma troca de calor excessiva no caso de escoamentos com recirculação [NAGANO et al., 1995]. O ponto de máximo na curva de St (máxima troca de calor) ocorre na região do recolamento, um pouco à esquerda de x_R [VOGEL e EATON, 1985] como se observa na Figura 3.9.

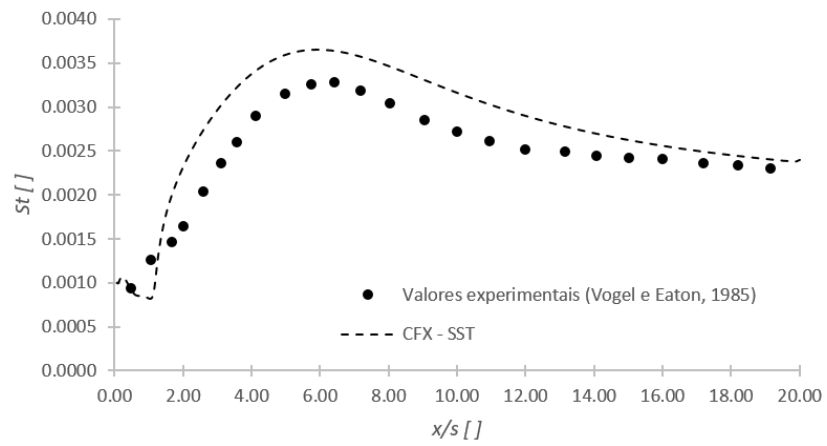


Figura 3.9 - Distribuição do número de Stanton ao longo da parede inferior a jusante do degrau.

4 RESULTADOS, DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

O estudo que é apresentado neste capítulo tem como principal objetivo investigar os efeitos sobre a troca de calor convectiva causada pela inserção de três promotores de turbulência, com geometria triangular, no escoamento turbulento no interior de um canal com paredes paralelas.

O material desse capítulo está dividido em duas partes. Inicialmente é feito um estudo para um caso padrão, o qual serve de referência, onde são apresentados os resultados da simulação da troca de calor turbulenta para as diferentes posições dos promotores de turbulência no interior do canal. A segunda parte se refere à uma análise levando-se em conta as influências do número de *Reynolds*, entretanto, desta vez um único arranjo para os promotores é utilizado. Na parte final do capítulo, às conclusões e sugestões para futuros trabalhos são apresentados.

Os resultados obtidos são discutidos através de gráficos que mostram a variação do número de *Nusselt*,

$$Nu = 2Hh/\kappa \quad (4.1)$$

onde H é a altura total do canal, κ é a condutividade térmica do fluido e h é dado pela Equação 3.6 e; do coeficiente de atrito, Cf , em ambas as paredes do canal. Além disso para o estudo de referência são mostrados gráficos para a temperatura adjacente às paredes do canal, figuras expondo as linhas de corrente e diversos perfis de velocidade, pressão, energia cinética turbulenta adimensional, k/u_e^2 , condutividade térmica turbulenta adimensional, κ_T/κ , e temperatura. As malhas possuem estiramento de forma a obter concentração de pontos nas regiões próximas às paredes, além disso, o refino da malha utilizado é suficiente para se obter total independência entre os resultados e o tamanho da mesma ($y^+ < 1$). As transições entre os tamanhos dos elementos da malha foram mantidas suaves. O fluido de trabalho é o ar considerado como um gás térmico e caloricamente perfeito.

4.1 ESTUDO DE REFERÊNCIA

O estudo de referência compreende o escoamento interno turbulento em um canal cuja altura é $H=4l=0,011 [m]$ e a análise é feita até o comprimento $L=90H$ (ver Figura 4.1a), além

disso, o esquema da malha computacional utilizada esta sendo parcialmente apresentado na Figura 4.1b e, contém aproximadamente 400 pontos na direção vertical e 2050 pontos na direção horizontal. O canal contém três promotores de turbulência com seção triangular equilátera de lado l . Os posicionamentos dos perturbadores são variáveis na direção transversal do canal, assim cada um pode assumir qualquer uma das três posições, a saber, Y_1 , Y_2 e Y_3 , enquanto as suas respectivas posições longitudinais, $X_1=50H$; $X_2=51,7H$ e $X_3=53,4H$, são mantidas fixas; a distância entre promotores é $s=3H/2$. As posições são identificadas no seguinte formato: $(X_1_X_2_X_3)$, sendo que cada uma das abscissas pode receber qualquer um dos três valores de Y_i ; assim, por exemplo, a referência (3_2_2) , significa que o promotor da abscissa X_1 esta na coordenada Y_3 , enquanto o perturbador X_2 esta na posição Y_2 e, para o último posicionamento tem-se que $X_3=Y_2$. Aplicando as diretrizes mencionadas acima é possível chegar à 27 diferentes configurações para os promotores de turbulência, no entanto esse número é reduzido para 14 devido ao fato de que a análise é feita em ambas as paredes e suas condições de contorno são idênticas. Outra dimensão importante é o valor do comprimento de entrada, x , que é mantida como sendo o comprimento necessário para que o escoamento tenha a sua camada limite hidrodinâmica completamente desenvolvida a montante de alcançar o vértice do primeiro promotor, posição X_1 ; portanto $x=50H$. Por último, mas não menos importante, é pertinente que se mantenha um comprimento mínimo necessário de $20H$ a jusante do último promotor de turbulência, de maneira que seja possível ter um entendimento sobre o escoamento dessa região.

As condições de contorno para a região da entrada são de temperatura uniforme e uma distribuição, também uniforme, de velocidade. Quanto aos parâmetros da turbulência, k e ε , considerou-se perfis uniformes. Nas paredes do canal a condição de contorno utilizada foi a de temperatura prescrita, juntamente com a condição de não escorregamento. As paredes dos promotores receberam a condição adiabática juntamente com a condição de não escorregamento. Para a região de saída do domínio é utilizada uma pressão estática de $1 [atm]$. O critério de convergência foi estabelecido como sendo a raiz média quadrática do erro $(RMS) = 10^{-9}$. Para estas simulações utilizou-se os seguintes valores $u_e = 18,5 [m\ s^{-1}]$, $Re_H = 13520 []$, $T_e = 300 [K]$, $\varepsilon_e = 392 [J\ kg^{-1}\ s^{-1}]$, $k_e = 0,02u_e^2/2 [m^2\ s^{-2}]$, $T_w = 350 [K]$.

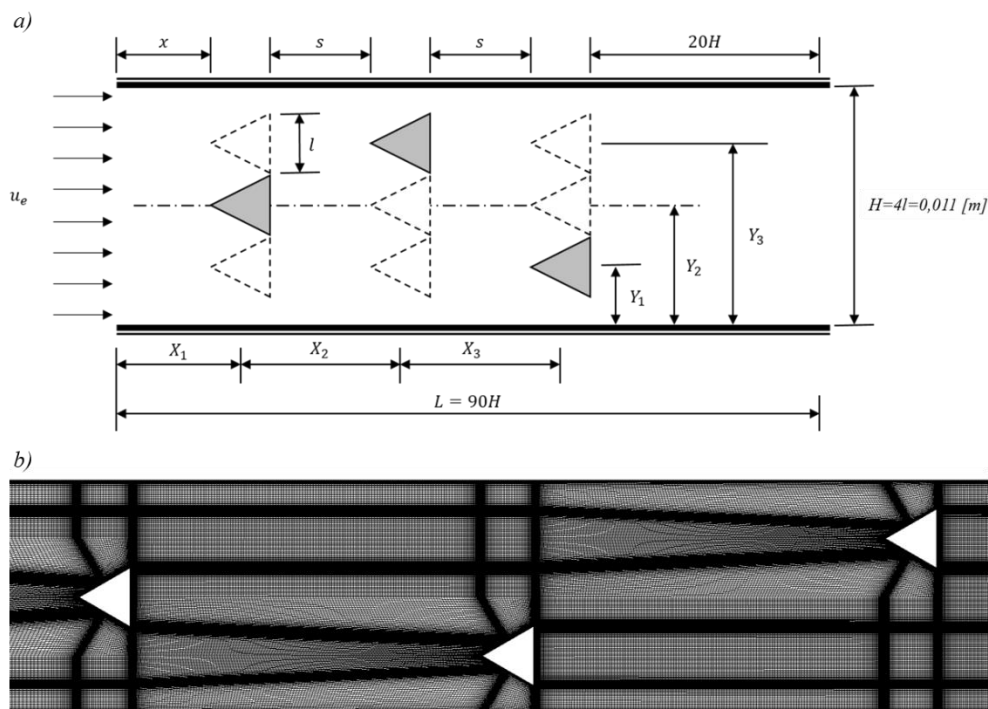


Figura 4.1 – a) Domínio computacional para um canal com paredes paralelas contendo três promotores de turbulência cujas posições são variáveis. (figura não está em escala). b) Esquema parcial da malha computacional utilizada na configuração (2_1_3).

Os resultados a seguir são apresentados para um grande número de variação de posições do promotor, 14 ao todo, além disso, sempre é mostrada uma distribuição de referência, onde o escoamento interno não possui a influência dos promotores de turbulência, que serve para efeitos de comparação.

As posições dos promotores de turbulência empregadas nesse estudo são exibidas na Tabela 4.1, nela já são consideradas as devidas simetrias.

Tabela 4.1 – Posições dos promotores de turbulência empregadas no estudo de referência.

Bloco 01	Bloco 02	Bloco 03	Bloco 04	Bloco 05
<i>Sem Promotores</i>	<i>Sem Promotores</i>	<i>Sem Promotores</i>	<i>Sem Promotores</i>	<i>Sem Promotores</i>
(1_1_3)	(2_1_3)	(3_1_3)	(3_2_3)	(2_2_3)
(1_1_2)	(2_1_2)	(3_1_2)	(3_2_2)	(2_2_2)
(1_1_1)	(2_1_1)	(3_1_1)	(3_2_1)	---

Como visto na tabela anterior foram criados cinco blocos de forma a facilitar o entendimento sobre o comportamento dos promotores de turbulência, portanto os resultados

seguirão essa sequência. Outro ponto que deve ser salientado é o de que as diversas figuras que seguirão apresentam marcadores verticais, estas linhas servem de referência espacial para as análises, portanto as figuras que mostram os perfis de velocidade, pressão, energia cinética turbulenta adimensional, condutividade térmica turbulenta adimensional e temperatura. A primeira linha vertical esta localizada à $2H$ a montante do primeiro promotor, já à segunda, terceira e quarta linhas verticais estão localizadas à $1H$, $5H$ e $10H$ a jusante do último promotor respectivamente. Os gráficos para o número de Nusselt, coeficiente de atrito e temperatura adjacente à parede apresentam três linhas verticais, a primeira à $2H$ a montante do primeiro promotor, $1H$ e $20H$ a jusante do último promotor respectivamente. As linhas de corrente possuem duas marcações, uma inicial, localizada à $1H$ a montante do primeiro perturbador e uma segunda localizada à $2H$ a jusante do último promotor.

4.1.1 Promotores de turbulência posições ($1_1_X_3$)

Para o estudo realizado a seguir o primeiro e o segundo promotores estão fixos na posição $X_1=X_2=1$, enquanto o perturbador da estação X_3 tem as suas coordenadas variáveis entre os valores 1, 2 e 3. Para esta configuração, inicia-se a análise, primeiramente, na parede inferior e posteriormente, de forma análoga, analisa-se a parede superior do canal.

A Figura 4.2 mostra a distribuição do número de *Nusselt* na parede inferior do canal. Observa-se que praticamente nada acontece a montante do primeiro marcador vertical (estação $2H$ a montante do primeiro promotor de turbulência), portanto é analisada, primeiramente, a região compreendida entre o primeiro e o segundo marcador espacial.

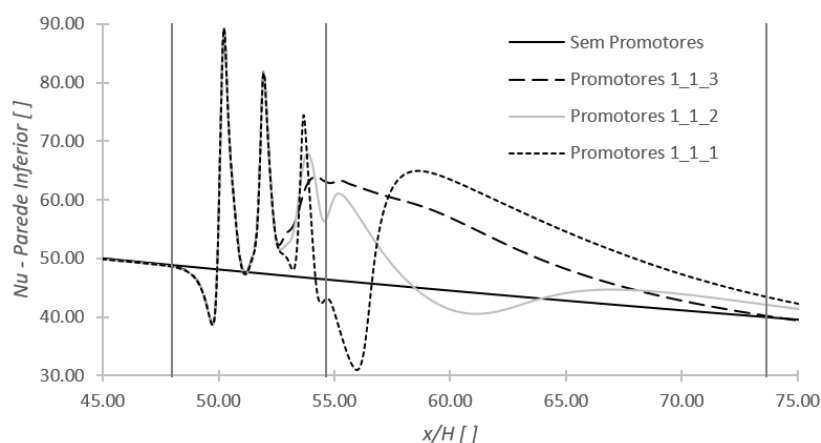


Figura 4.2 – Comportamento do número de *Nusselt* na parede inferior do canal - ($1_1_X_3$).

É possível perceber que imediatamente após a primeira marcação vertical o número de *Nusselt* começa a ser reduzido até atingir o valor mínimo da região de estudo e, esse valor corresponde a um decréscimo de 20% quando comparado ao caso sem promotores. A estação para o menor valor da região está compreendida em $x/H = 49,8$; ou seja, esse valor ocorre a montante do primeiro promotor, pois o mesmo se inicia na posição $x/H = 50,0$ como visto na introdução do capítulo. Enquanto isso, a Figura 4.3 mostra que a temperatura adjacente à parede inferior tem um leve aumento e a Figura 4.4 apresenta que o coeficiente de atrito, $C_f = \tau_w / (0,5 \rho u_e^2)$, tem o comportamento semelhante ao do número de *Nusselt* e demonstra uma queda significativa no valor do coeficiente.

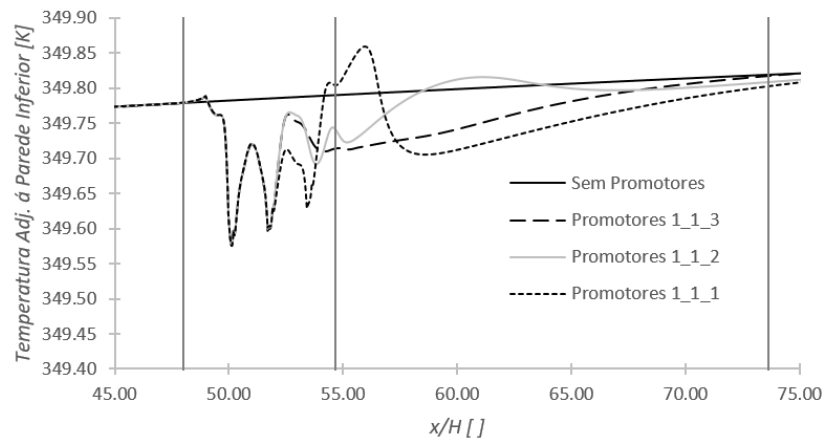


Figura 4.3 – Comportamento da temperatura adjacente à parede inferior do canal- (1_1_X₃).

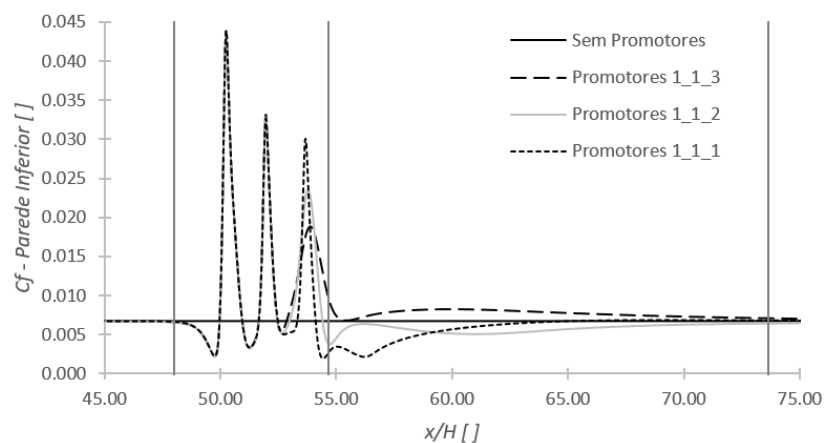


Figura 4.4 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede inferior do canal - (1_1_X₃).

É importante evidenciar que os três arranjos possuem as curvas de *Nu* e *Cf* sobrepostas até o momento, sendo assim os valores apresentados até aqui são válidos para todas as três configurações de promotores, a saber, (1_1_3), (1_1_2) e (1_1_1). O promotor da estação *X*₁

ocupa a coordenada Y_1 , ou seja, o corpo triangular está bastante próximo à parede inferior do canal e, observam-se interações entre o perturbador e a mesma. Esta interação pode ficar evidente na Figura 4.5 e Figura 4.6, as quais apresentam os perfis de velocidade e pressão respectivamente em escalas globais.

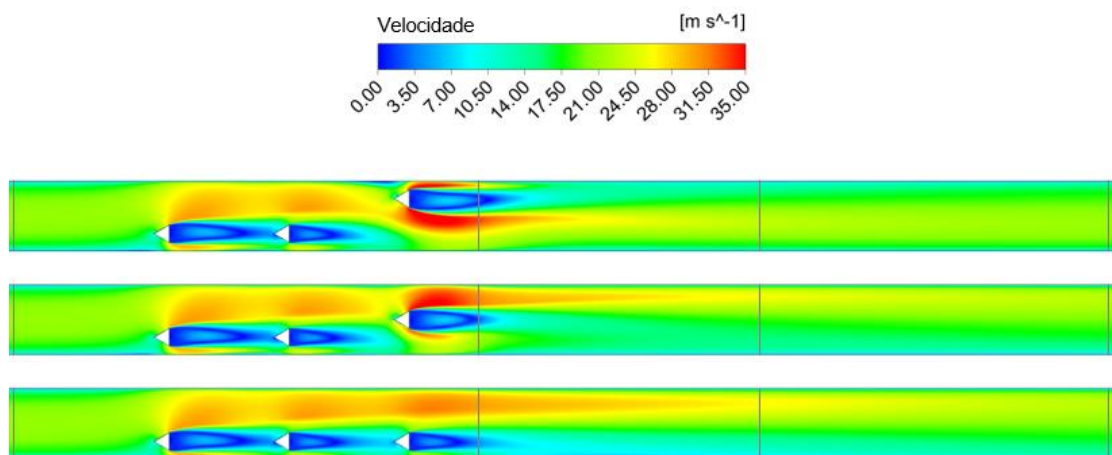


Figura 4.5 – Perfis de velocidade - ($1_1_X_3$).

A Figura 4.5 demonstra que há um caminho preferencial para o fluxo de ar sobre os perturbadores X_1 e X_2 , pois o fluxo de ar busca o caminho cuja resistência seja a menor possível, ou seja, menor perda de carga. Ainda na Figura 4.5 é interessante observar que a medida que o fluxo avança em direção ao vértice do primeiro promotor as velocidades tendem a diminuir na região entre o vértice do triângulo e a parede inferior, criando uma espécie de mancha azulada; isso se dá pelo fato da pressão de estagnação criar uma região de gradiente adverso (ver Figura 4.6) fazendo com que as velocidades nessa região sejam diminuídas e, portanto o gradiente de velocidades, $\partial u / \partial y$, decresça também; isso faz com que o coeficiente de atrito reduza e, a temperatura nessa região aumente, como mostra a Figura 4.7; por consequência geral a troca de calor diminui na região que antecede o primeiro perturbador de fluxo para os três casos. O último ponto a ser observado é que essa seção do estudo tem as suas camadas limites, na parede inferior, perturbadas devido ao gradiente adverso de pressão imposto pelo vértice do primeiro corpo triangular.

Após o decréscimo do coeficiente convectivo local, tem-se que o aumento do número de Nu é brusco (ver Figura 4.2) atingindo o valor de pico na estação $x/H = 50,3$ (logo após o início do perturbador) e apresenta um valor de aumento local de aproximadamente 86%. Ao observar o perfil de velocidades próximo à parede inferior desta região é facilmente perceptível que o escoamento, devido a conservação de massa, sofre aumento significativo nas velocidades e; também, a camada limite hidrodinâmica está se desenvolvendo novamente, isso tudo faz com

que a taxa de renovação de fluxo de ar seja muito maior, portanto as temperaturas (ver figuras 4.3 e 4.7) caem drasticamente resultando na amplificação brusca do número de *Nusselt*.

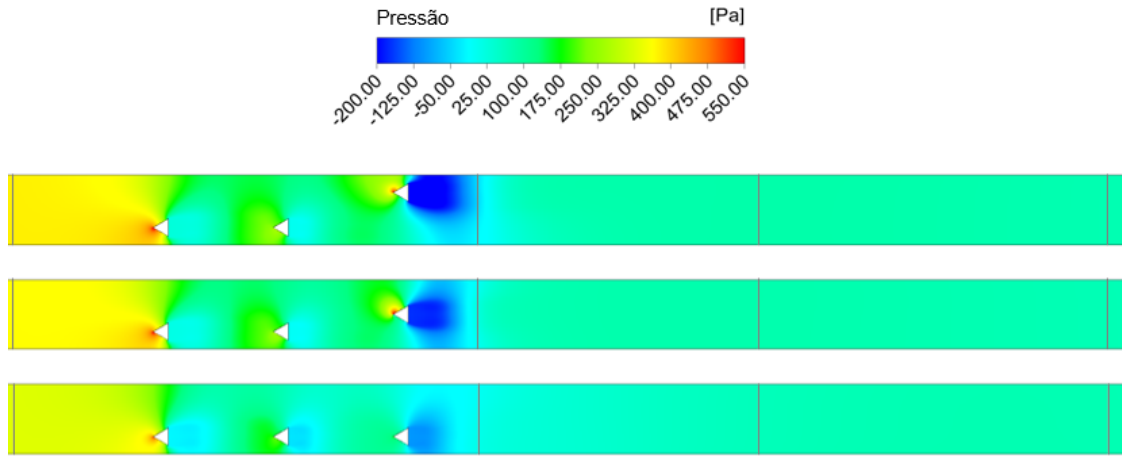


Figura 4.6 – Perfis de pressão - $(1_1_X_3)$.

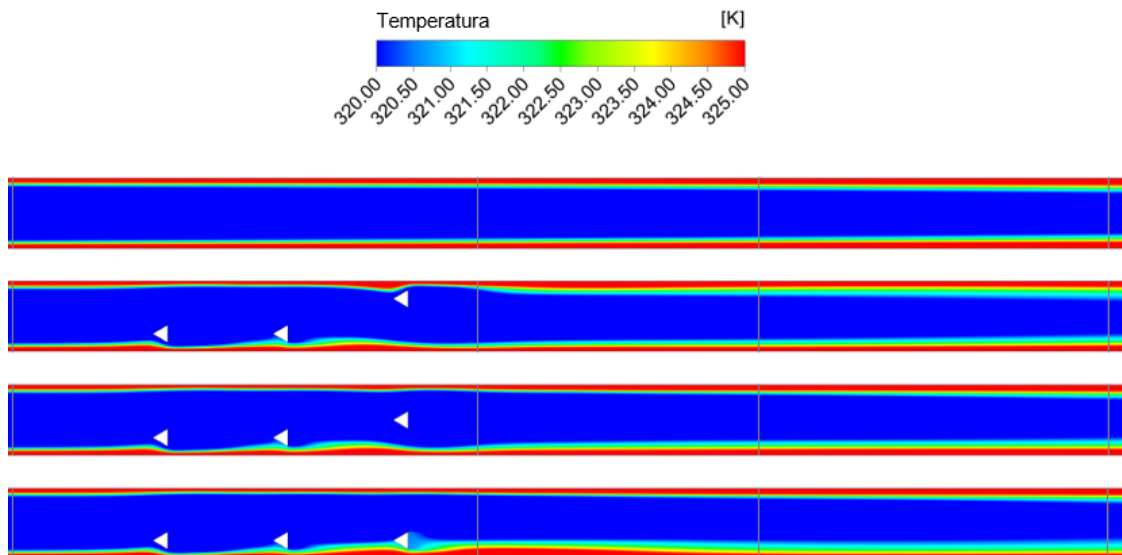


Figura 4.7 – Perfis de temperatura - $(1_1_X_3)$.

A seção $x/H \sim 51,2$ na Figura 4.2 mostra um outro vale para o *Nu*, isso se dá de maneira semelhante ao que aconteceu na região que antecede o início do primeiro promotor, ou seja, as velocidades nesta região diminuem devido à influência da pressão de estagnação no vértice do segundo promotor, que pode ser visto na Figura 4.6, entretanto o valor do vale para o coeficiente de *Nu* não é inferior ao do caso de referência, $Nu \sim 47,3$.

Após a seção $x/H \sim 51,2$ (ver Figura 4.2) o coeficiente para a troca de calor convectiva começa a aumentar novamente, chegando ao seu ápice na estação $x/H \sim 51,9$, o motivo desse aumento é muito parecido com o do aumento anterior, mas agora o acréscimo é relativamente menor; isso se dá por algumas razões; uma delas é devido as velocidades nessa região de

estrangulação serem menores do que as velocidades na seção de estrangulação anterior (ver Figura 4.5). Essas velocidades são relativamente menores porque logo após o final da primeira recirculação há a fuga de fluxo de massa por sobre o segundo promotor de turbulência, assim existe menos massa na segunda região de estrangulamento, esse fenômeno é possível de ser observado na figura que mostra as linhas de corrente (Figura 4.8).

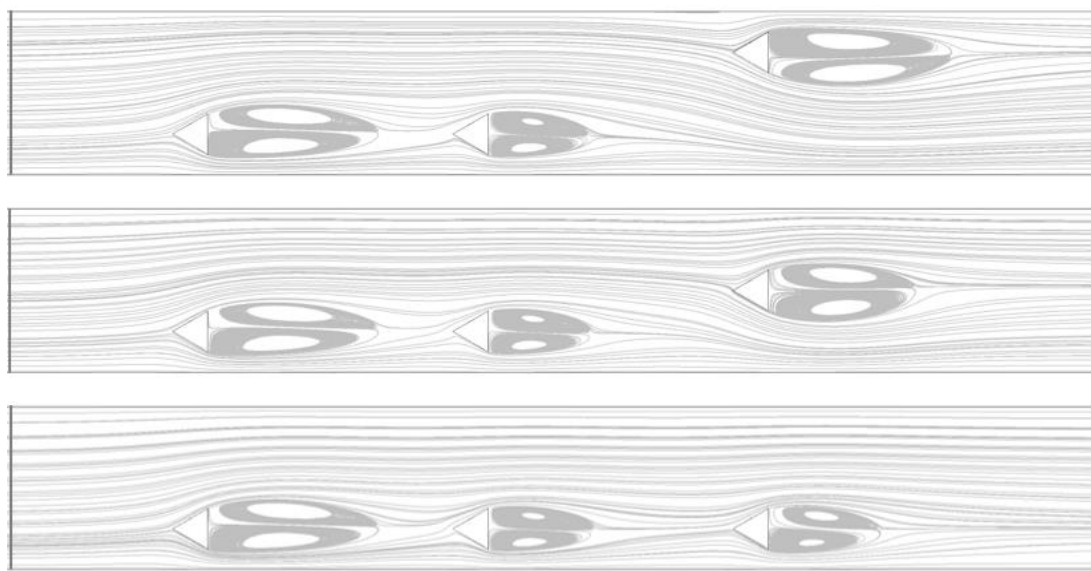


Figura 4.8 – Linhas de corrente - (1_1_X₃).

Imediatamente a jusante da estação $x/H \sim 51,9$ o número de Nusselt começa a reduzir novamente, como é possível de notar na Figura 4.2, entretanto desta vez os valores para os vales são diferentes para cada um dos casos. Como esperado a configuração que demonstra o menor valor é a configuração (1_1_1), na estação $x/H \sim 53,3$ seguindo da (1_1_2) em $x/H \sim 52,6$ e, por último (1_1_3) em $x/H \sim 52,6$. É interessante ressaltar que a configuração (1_1_1) apresenta uma leve distorção no perfil de Nu na região do vale; esta distorção também é observada na Figura 4.3 e 4.4. A distorção é produzida pelo fato do escoamento próximo a parede inferior sentir a pressão mais elevada devido a estagnação no vértice do último promotor. Os outros dois casos também apresentam essa distorção, mas devido à grande distância entre as posições Y_2/Y_3 e a parede inferior do canal este efeito é amenizado.

O último pico para o número de *Nusselt*, compreendido na região de estudo atual, tem valores diferentes para cada uma das configurações. Novamente, como esperado, a configuração (1_1_1), na estação $x/H \sim 53,7$ apresentou o maior valor para o coeficiente de troca de calor convectivo seguido da configuração (1_1_2) em $x/H \sim 53,8$ e, por último (1_1_3) em $x/H \sim 54,1$ (ver Figura 4.2). O arranjo (1_1_1) de modo semelhante aos dois picos anteriores,

não apresenta nenhuma física diferente de tudo o que foi apresentado até aqui. Basicamente a proximidade do promotor de turbulência à parede inferior do canal faz com o gradiente de velocidade, $\partial u / \partial y$, cresça de forma significativa, mesmo em uma região com velocidades relativas menores como mostra a Figura 4.5 e, isso faz com que o termo $u^* = \sqrt{\rho / \tau_w}$, presente na equação do fluxo de calor turbulento, juntamente com o decréscimo da temperatura adjacente à parede inferior (Figura 4.3), aumentem o fluxo de calor na parede, $q_w = \frac{(T_w - T_f)}{T^+} \rho c_p u^*$ e por consequência o número de *Nusselt*.

Neste parágrafo é analisada a região compreendida entre o segundo e o terceiro marcador espacial presente no gráfico do *Nu*, ainda para a parede inferior, os quais representam as posições $1H$ e $20H$ a jusante do último promotor de turbulência, mas antes disso fica evidente que os comportamentos das três configurações são completamente diferentes entre si após a estação que compreende o final do último perturbador, como ilustra a Figura 4.2.

A configuração (1_1_1) , na Figura 4.2, mostra uma queda drástica, atingindo o seu menor valor na estação $x/H = 55,9$, cujo valor de *Nu* representa apenas 67% do valor de referência. O valor do coeficiente de atrito segue a mesma tendência do número de *Nu* e também apresenta um vale na mesma posição, como pode ser visto na Figura 4.4, ainda na mesma estação a temperatura adjacente à parede inferior (Figura 4.3) demonstra o valor mais alto de todo o domínio, o que também pode ser observado pelo perfil de temperaturas na Figura 4.7. O perfil de velocidades, Figura 4.5, deixa evidente que a magnitude das velocidades, na região compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último perturbador, apresenta valores baixos na região próxima a parede inferior do canal. O perfil de energia cinética turbulenta adimensional, a qual representa a variância das flutuações de velocidade, também apresenta valores pequenos para essa região (ver Figura 4.9 para o caso (1_1_1)). Os valores da condutividade térmica turbulenta apresentados na Figura 4.10 estão adimensionalizado pela condutividade térmica molecular, fornecendo a informação das regiões do domínio onde a atividade turbulenta é mais intensa, assim de forma semelhante aos valores da energia cinética turbulenta, os valores para a condutividade térmica turbulenta apresentam baixas atividades turbulentas na região compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último perturbador para a configuração em questão.

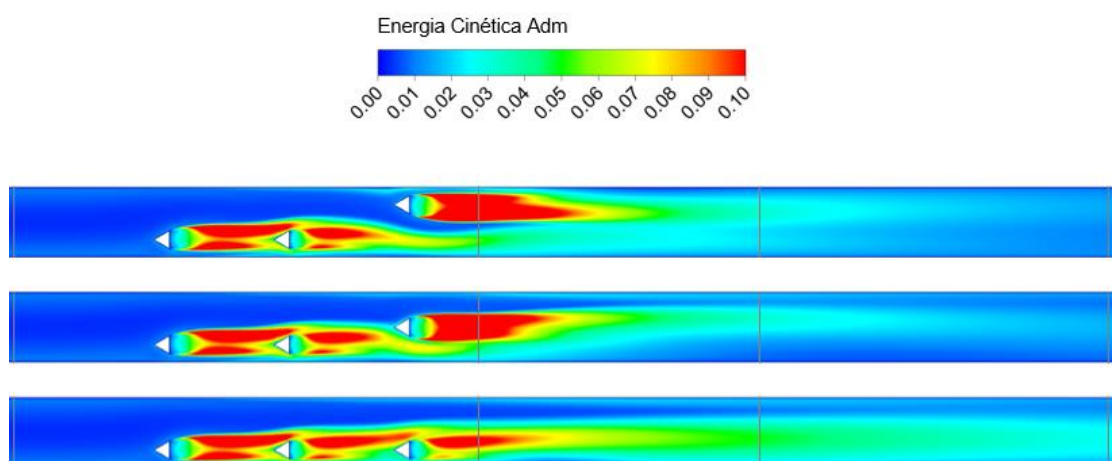


Figura 4.9 – Perfis de energia cinética turbulenta adimensional - ($1_1_X_3$).

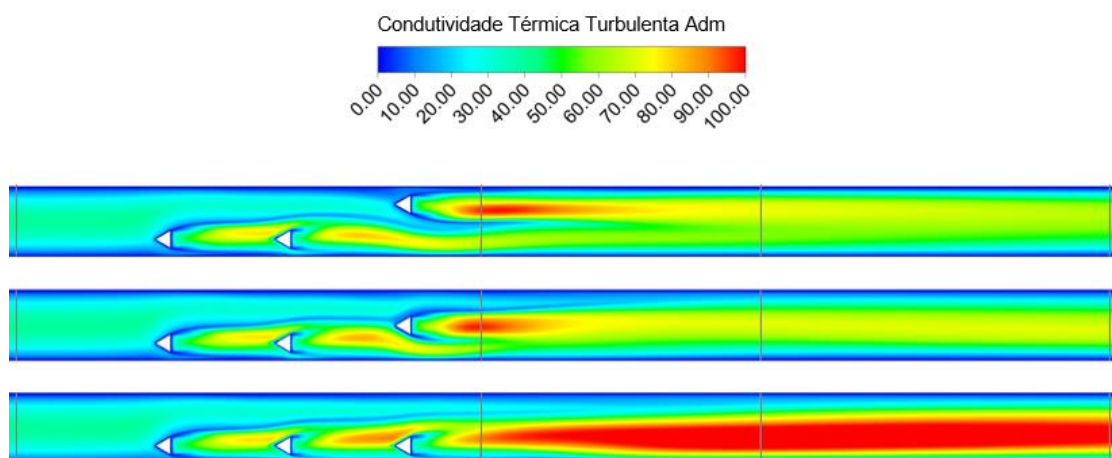


Figura 4.10 – Perfis de condutividade térmica turbulenta adimensional - ($1_1_X_3$).

O caso (1_1_1) a jusante da estação $s/H=58,4$ ($5H$ a jusante do último promotor) demonstra um aumento significativo nas atividades turbulentas, como pode ser verificado através das Figuras 4.9 e 4.10.(observar a jusante do terceiro marcador vertical). Portanto, para a estação que está sendo estudada, o máximo fluxo de calor na parede inferior ocorre na região onde a difusão turbulenta é mais intensa nas camadas adjacentes à mesma. Este comportamento é similar ao que foi constatado no estudo da troca de calor turbulenta no piso de cavidades rasas [ZDANSKI et al., 2016]. Como consequência dessa atividade turbulenta as temperaturas adjacentes à parede inferior do canal caem (por difusão turbulenta) ver Figuras 4.3 e 4.7. Portanto o fluxo de calor na parede do canal vira uma função principalmente da temperatura adjacente à mesma, visto que o coeficiente de atrito é bastante baixo nessa região (ver Figura 4.4); assim, com a alta do fluxo de calor implica na alta do número de *Nusselt* (Figura 4.2), o

qual aumenta de forma considerável e depois vai reduzindo de forma lenta até se aproximar do escoamento sem promotores.

A configuração (1_1_2), apresenta na Figura 4.2, após a estação $s/H=54,4$ ($1H$ a jusante do último promotor); comportamento praticamente oposto ao comportamento do arranjo (1_1_1), ou seja, enquanto o arranjo mais próximo à parede inferior demonstra um declínio para o número de *Nusselt* a configuração cujo promotor esta no centro do canal apresenta um incremento no valor do coeficiente de troca de calor por convecção. O motivo para o comportamento oposto pode ser observado nas figuras 4.5 e 4.7, enquanto a configuração (1_1_1) apresenta baixíssima velocidade nesta estação e altas temperaturas, a configuração (1_1_2) utiliza o último promotor para defletir o escoamento em direção a parede inferior do canal fazendo com que o fluxo de ar à baixa temperatura seja escoado parcialmente para essa região e por consequência reduza a temperatura adjacente à parede inferior (Figura 4.3), aumentando o fluxo de calor da mesma. É importante entender que esse fenômeno de deflexão inibe que o coeficiente de troca de calor seja reduzido de forma brusca, como acontece na configuração (1_1_1), entretanto o fluxo de calor na parede inferior vai reduzindo gradativamente chegando a apresentar números de *Nusselt* inferiores ao caso de referência. Esse fenômeno acontece porque além da baixa velocidade nesta região (Figura 4.5) há baixa atividade turbulenta associada como é apresentado nas figuras 4.9 e 4.10. Após isso, no final do domínio, o escoamento tende a se aproximar dos valores de referência para *Nu* (ver Figura 4.2).

O arranjo (1_1_3) mostra comportamento bastante similar para o comportamento de *Nu* quando comparado com o da disposição (1_1_2) (Figura 4.2), além disso, desta vez a Figura 4.5 mostra velocidades ainda maiores para a região compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último promotor; entretanto desta vez os valores para o fluxo de calor na parede inferior estão sempre superior aos valores de referência, basicamente porque durante toda esta região os efeitos da difusão turbulenta, assim como as velocidades, são maiores e mais homogêneas como pode ser visto respectivamente nas figuras 4.10 e 4.5. Esse comportamento mantém-se até o final do domínio onde os valores para *Nu* atingem os valores de referência.

A Figura 4.11 apresenta a distribuição do número de *Nusselt* na parede superior do canal. Observa-se que praticamente nada acontece a montante do primeiro marcador vertical (estação $2H$ a montante do primeiro promotor de turbulência), portanto é analisada, primeiramente, a região compreendida entre o primeiro e o segundo marcador espacial.

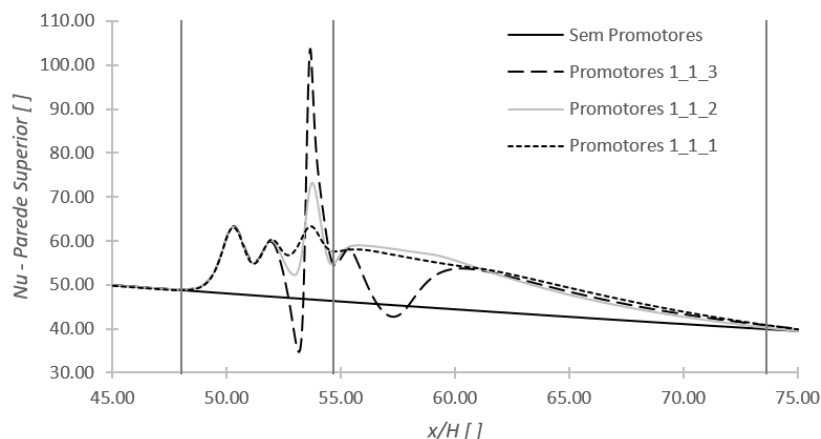


Figura 4.11 – Comportamento do número de *Nusselt* na parede superior do canal - (1_1_X₃).

É possível perceber que imediatamente após a primeira marcação vertical o número de *Nusselt* começa a aumentar até atingir o valor para o primeiro pico que é observado na estação $x/H = 50,2$. Diferentemente do que aconteceu na parede inferior, a parede superior não apresenta vales para as posições que antecedem o primeiro promotor de turbulência. Esse fenômeno acontece porque a informação da pressão de estagnação no vértice do promotor praticamente não é sentida pela parede superior; além disso, observando a Figura 4.6 é possível concluir que a região de estagnação acontece na área entre o vértice e a face inferior do primeiro promotor, ou seja, mais uma razão para que a parede superior não sinta essa informação. A Figura 4.5 mostra que a região de fluxo preferencial, que acontece sobre o primeiro e o segundo promotores, apresenta velocidades bastante altas, além disso, a Figura 4.12 evidencia o mesmo comportamento demonstrado pelo número de *Nu*.

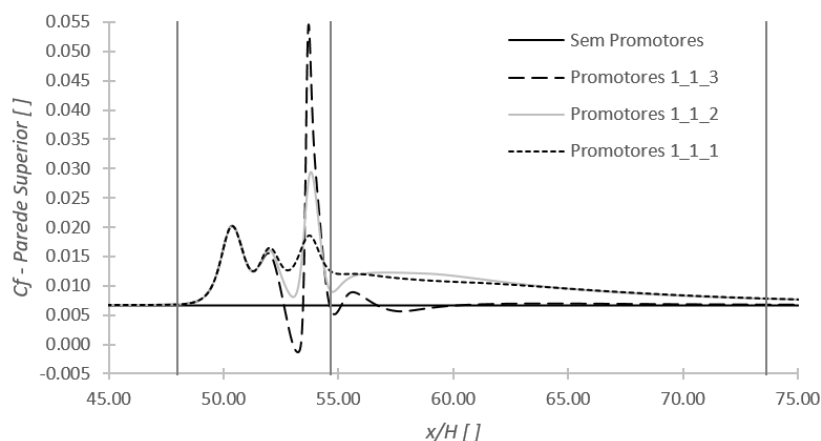


Figura 4.12 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior do canal - (1_1_X₃).

O perfil de Cf , fortemente similar ao Nu , indica que o principal mecanismo de troca de calor, na região compreendida entre $2H$ a montante do primeiro promotor de turbulência e $1H$ a jusante do último promotor, é dado principalmente pelo gradiente de velocidades, $\partial u / \partial y$. Assim, para essa região, os picos e os vales para o número de *Nusselt* seguem a explicação do que aconteceu na região da parede inferior, mas desta vez o pico para o Nu é de $115 []$ enquanto a parede inferior mostrou apenas $89 []$. Isso acontece porque a velocidade do fluxo de ar na frente do terceiro promotor da configuração (1_1_3) é superior a velocidade na frente do primeiro promotor do arranjo (1_1_1) . Algo singular a ser observado é com relação ao número negativo para o coeficiente de atrito na Figura 4.6, significando uma região de recirculação, que pode ser identificada na área que antecede o último promotor de turbulência da configuração (1_1_3) próximo a parede superior; ver figuras 4.5 e 4.8. O motivo para essa recirculação está relacionado ao forte gradiente adverso de pressão (Figura 4.6) causado pela proximidade entre a pressão de estagnação que esta localizada entre a ponta e a face superior do último promotor e a parede superior. O último ponto a ser percebido, para essa região, é o fato de que o terceiro pico para o número de *Nusselt*, do caso (1_1_1) , ser muito parecido ao primeiro pico e, ser superior ao segundo; esse fato se dá pela influência do tamanho reduzido da segunda recirculação (ver Figura 4.8)

Com relação a região compreendida entre o segundo e o terceiro marcador espacial presente no gráfico de Nu , para a parede superior, os quais representam as posições $1H$ e $20H$ a jusante do último promotor de turbulência; é possível observar que o comportamento do número de *Nusselt* para a configuração (1_1_1) apresenta perfil semelhante ao apresentado pela configuração (1_1_3) na parede inferior, ou seja, apresenta uma queda quase que linear para o fluxo de calor; o Cf segue de forma semelhante. A temperatura adjacente à parede superior (Figura 4.13) mostra acréscimo também quase que linear até se igualar ao caso sem promotores próximo a saída do canal.

A configuração (1_1_2) , apresentada na Figura 4.5, após a estação $s/H=54,4$ ($1H$ a jusante do último promotor); mostra comportamento similar ao do arranjo (1_1_3) até praticamente a estação $x/H = 55,3$; ou seja, ambas apresentam um declínio para o Nu após o final do último promotor e depois têm os seus valores aumentados até atingir o quarto pico para o fluxo de calor. Após esse ponto o comportamento, para o arranjo que possui o último promotor no centro do canal, se aproxima muito do observado na configuração (1_1_1) , ou seja, o gradiente de velocidades é predominante para que o fluxo de calor na parede superior se mantenha relativamente elevado. A configuração (1_1_2) utiliza o último promotor para

defletir o escoamento em direção a parede superior do canal fazendo com que o fluxo de ar à alta velocidade e à baixa temperatura (Figura 4.13) seja escoado parcialmente para essa região e, por consequência aumente o valor do coeficiente convectivo local.

A configuração (1_1_3) para a parede superior apresenta comportamento semelhante à curva (1_1_1) da parede inferior com relação ao Nu . Assim, após o final do último promotor de turbulência, o arranjo (1_1_3) apresenta a queda para o número de Nu , inclusive chega a valores inferiores aos do caso de referência e, então começa a se recuperar novamente a partir da seção $x/H = 58,0$; ou seja, a jusante do terceiro marcador vertical da Figura 4.10. Para a região compreendida a partir de $5H$ a jusante do último promotor até o final do domínio, é possível entender que a configuração (1_1_3) apresenta a maior difusão turbulenta como mostra a Figura 4.10.

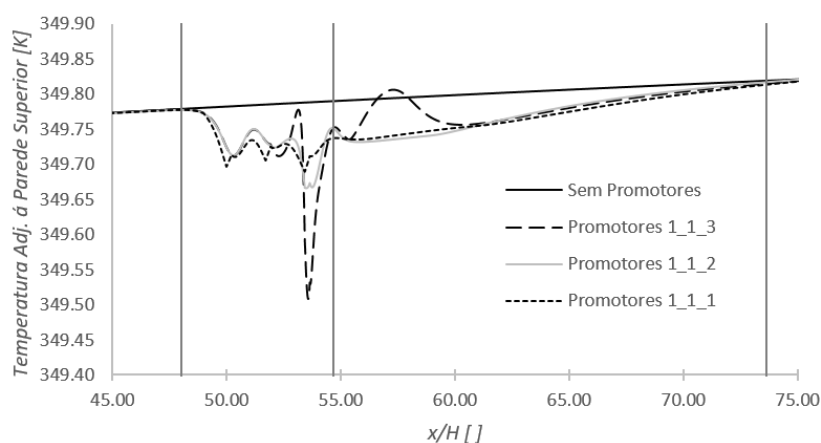


Figura 4.13 – Comportamento da temperatura adjacente à parede superior do canal - (1_1_X₃).

A Tabela 4.2 apresenta os valores médios para o número de *Nusselt* e para a perda de carga do primeiro bloco de análise. A configuração (1_1_1) apresenta 40% de incremento médio para o número de *Nusselt* para a região que esta compreendida entre $5H$ e $10H$ a jusante do último promotor de turbulência, enquanto o arranjo (1_1_2) apresentou decréscimo médio de 5% para a mesma região quando comparado com a configuração sem promotores de turbulência; ou seja, essa região do escoamento é extremamente sensível a posição dos perturbadores de fluxo. Ainda na Tabela 4.2 é evidente que as maiores perdas de carga se concentram na região dos promotores, sendo que a configuração que apresentou a maior perda de carga para essa área de interesse foi a (1_1_3), a qual demonstrou, também, o maior pico para o número de *Nusselt* ~ 115 [].

Tabela 4.2 – Médias para o número de *Nusselt* e perda de carga – $(1_1_X_3)$

Nusselt Medio (Parede Superior)	Sem Promotores	(1_1_3)	Aumento	(1_1_2)	Aumento	(1_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	57.34	21%	56.99	20%	57.01	20%
1H Depois até 5H Depois	45.59	49.21	8%	57.95	27%	57.25	26%
5H Depois até 10H	44.02	52.37	19%	53.50	22%	53.56	22%
10H Depois até 20H Depois	41.52	44.84	8%	44.14	6%	45.56	10%
2H Antes até 5H Depois	46.80	54.29	16%	57.35	23%	57.10	22%
2H Antes até 10H Depois	45.91	53.68	17%	56.12	22%	55.97	22%
2H Antes até 20H Depois	44.20	50.23	14%	51.45	16%	51.91	17%
Nusselt Medio (Parede Inferior)	Sem Promotores	(1_1_3)	Aumento	(1_1_2)	Aumento	(1_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	56.28	18%	56.11	18%	54.27	14%
1H Depois até 5H Depois	45.59	61.33	35%	53.39	17%	48.79	7%
5H Depois até 10H	44.02	54.73	24%	41.64	-5%	61.34	39%
10H Depois até 20H Depois	41.52	44.36	7%	43.83	6%	49.43	19%
2H Antes até 5H Depois	46.80	58.18	24%	55.09	18%	52.20	12%
2H Antes até 10H Depois	45.91	57.08	24%	50.79	11%	55.13	20%
2H Antes até 20H Depois	44.20	52.12	18%	48.08	9%	52.91	20%
Perda de Carga [Pa]	Sem Promotores	(1_1_3)	Aumento	(1_1_2)	Aumento	(1_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	18.19	222.10	1121%	216.10	1088%	168.37	825%
1H Depois até 5H Depois	10.95	61.79	465%	48.39	342%	43.33	296%
5H Depois até 10H	13.68	18.57	36%	22.21	62%	29.27	114%
10H Depois até 20H Depois	27.36	29.58	8%	32.59	19%	34.53	26%

4.1.2 Promotores de turbulência posições $(2_1_X_3)$

Para o estudo a seguir tem-se que o primeiro e o segundo promotores estão fixos nas posições $X_1=2$ e $X_2=1$, enquanto o perturbador da estação X_3 tem as suas coordenadas variáveis entre os valores 1, 2 e 3. Assim para este arranjo, $(2_1_X_3)$, inicia-se a análise, primeiramente na parede inferior e posteriormente, de forma análoga, analisa-se a parede superior do canal.

A Figura 4.14 mostra a distribuição do número de *Nusselt* na parede inferior do canal. Observa-se que praticamente nada acontece a montante do primeiro marcador vertical (estação 2H a montante do primeiro promotor de turbulência), portanto é analisada, primeiramente, a região compreendida entre o primeiro e o segundo marcador espacial. Percebe-se que após a primeira marcação vertical ($x/H=48,0$), para todos os casos da configuração $(2_1_X_3)$, o número de *Nusselt* mantém valores iguais ao do caso de referência e, então, na posição $x/H = 49,2$ começa a aumentar até atingir o valor para o primeiro pico que é observado na estação $x/H = 50,3$. Esta posição foi a mesma encontrada para o primeiro pico da parede inferior do arranjo $(1_1_X_3)$, no entanto, desta vez, o valor do primeiro pico é de aproximadamente $Nu \sim 69,8$, enquanto o do primeiro arranjo estudado foi de $Nu \sim 88,9$, ou

seja, a configuração corrente apresenta menor valor para essa região e isso é devido a maior distância entre o primeiro promotor e a parede inferior do canal.

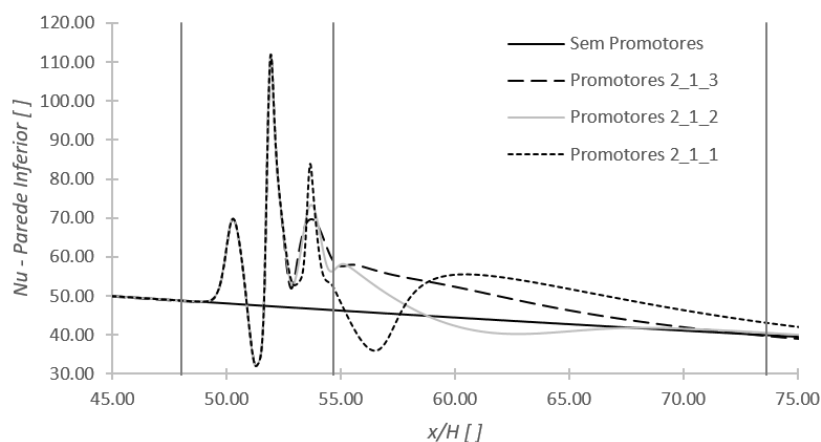


Figura 4.14 – Comportamento do número de *Nusselt* na parede inferior do canal - (2_1_X₃).

O comportamento para o coeficiente de atrito (Figura 4.15) segue de forma similar ao que acontece com *Nu* até o segundo marcador vertical e, a Figura 4.16, como esperado, mostra que a temperatura adjacente à parede inferior decai conforme o coeficiente convectivo aumenta.

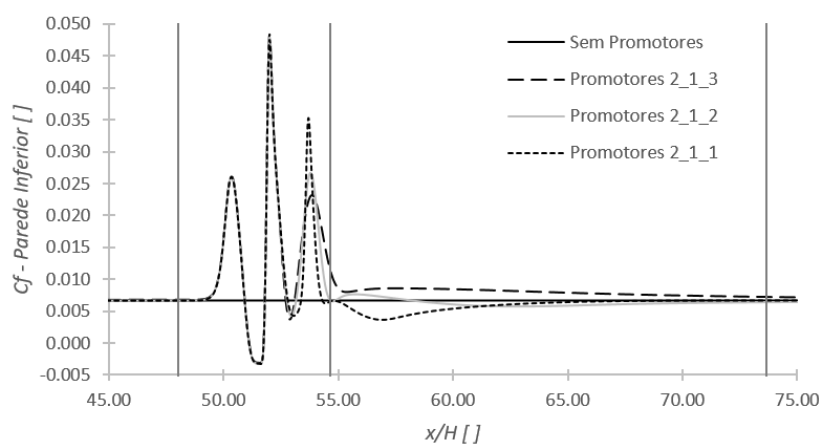


Figura 4.15 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede inferior do canal - (2_1_X₃).

Os perfis de velocidade para a configuração (2_1_X₃) que podem ser vistos na Figura 4.17, mostram que o primeiro perturbador de fluxo deflete o escoamento de maneira quase que simétrica, entretanto, devido a posição $X_2 = Y_1$, o escoamento apresenta caminho preferencial por sobre ambos promotores X_1 e X_2 . Entretanto, embora seja comprovado o caminho preferencial por cima do primeiro perturbador, os cálculos de quantidade de massa

demonstram que a diferença entre a vazão mássica que passa por sobre o perturbador X_1 e a quantidade de massa que passa por debaixo é menor do que 1%.

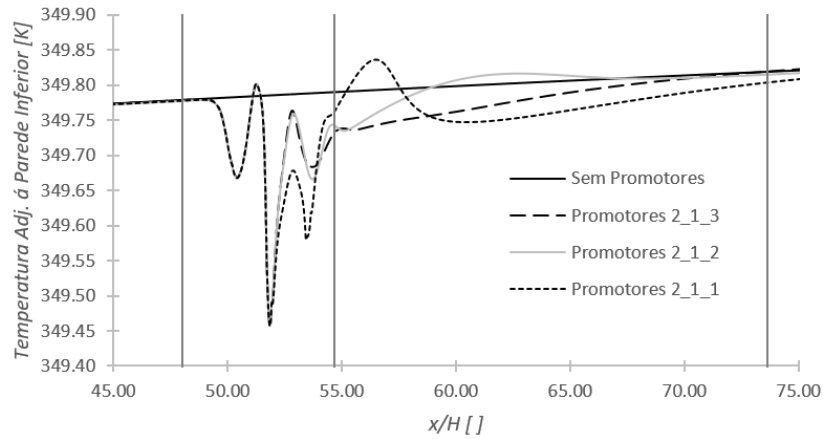


Figura 4.16 – Comportamento da temperatura adjacente à parede inferior do canal - (2_1_3).

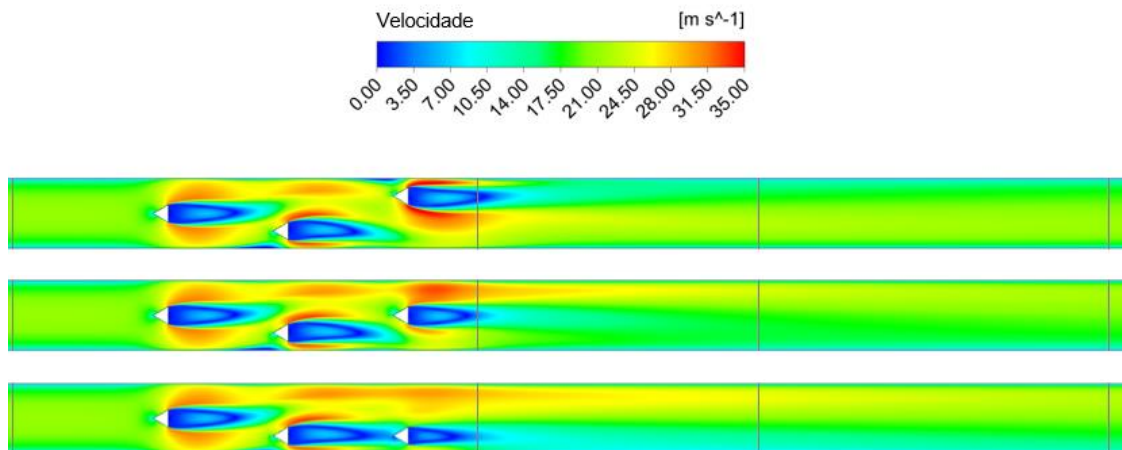


Figura 4.17 – Perfis de velocidade - (2_1_3).

Os perfis de pressão, Figura 4.18, deixam evidente que a região de estagnação de fluxo esta centrada no vértice do primeiro promotor fazendo com o escoamento nessa região seja defletido de forma quase que simétrica. Os pontos de estagnação, para os perturbadores das posições X_2 e X_3 , não estão localizados nos vértices dos mesmos, mas entre os vértices e suas faces. Assim para X_2 , o ponto de estagnação esta localizado entre o vértice e a face inferior do promotor, para as três configurações; enquanto o ponto de estagnação para o terceiro promotor esta localizado entre o vértice e a face superior do corpo triangular, entretanto isto não é válido para o último promotor da configuração (2_1_1), pois este apresenta região de estagnação similar a apresentada pelos promotores X_2 (ver Figura 4.18).

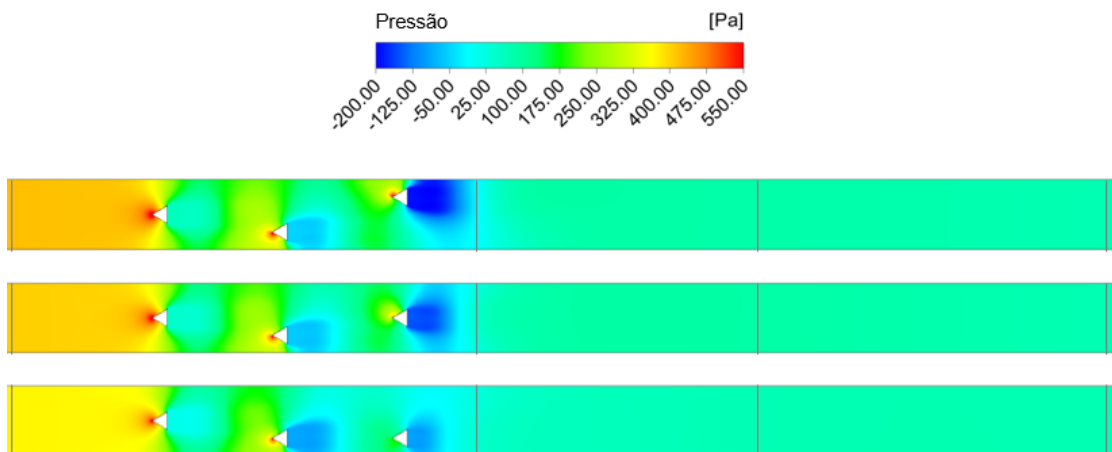


Figura 4.18 – Perfis de pressão - (2_1_X₃).

O motivo pelo qual os pontos de estagnação não estão localizados exatamente nos vértices das estações X_2 e X_3 é porque o escoamento não está normal aos vértices dessas regiões, como demonstra a Figura 4.19.

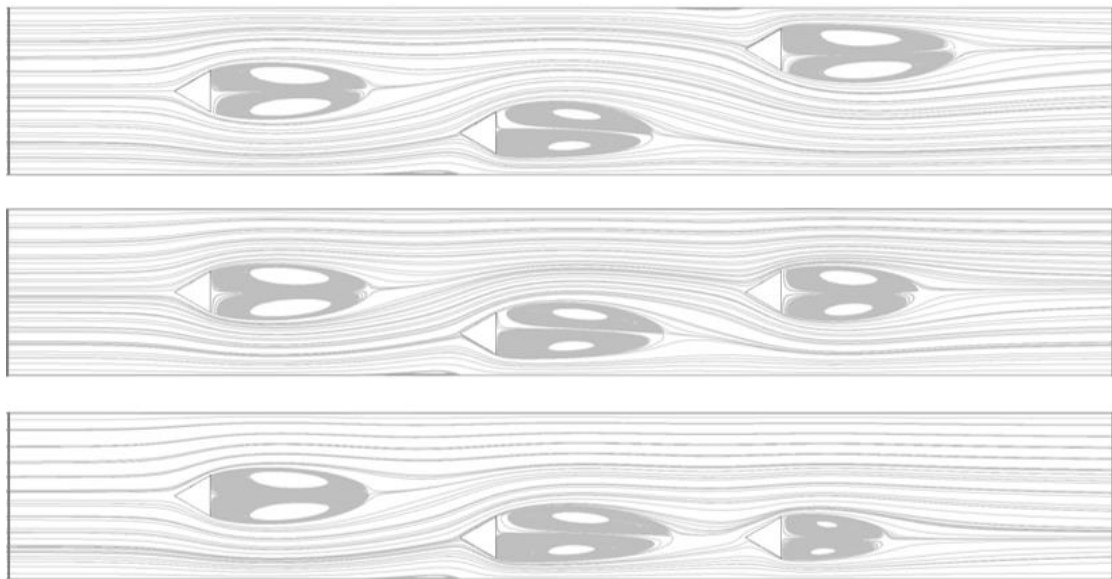


Figura 4.19 – Linhas de corrente - (2_1_X₃).

Quando se compara o primeiro vale apresentado para o número de *Nusselt* (Figura 4.14) com os vales apresentados para o arranjo (1_1_X₃) fica claro que o valor para o primeiro vale da configuração (2_1_X₃), que está localizado a montante do segundo perturbador de fluxo, demonstra valores ainda menores para o *Nu* local, ou seja, quando comparado com o valor de referência esse número local de *Nusselt* é 32% menor. O coeficiente de atrito também apresenta valores baixos, inclusive inferiores ao do caso sem perturbadores e, para a mesma

região as temperaturas próximas à parede inferior sofrem aumento como mostra as figuras 4.16 e 4.20. Inclusive na Figura 4.19 é possível identificar que a região próxima a parede inferior à montante do segundo promotor de turbulência apresenta baixo gradiente de temperatura, isso fica evidente na Figura 4.19 a qual é possível identificar uma região de recirculação para esta estação.

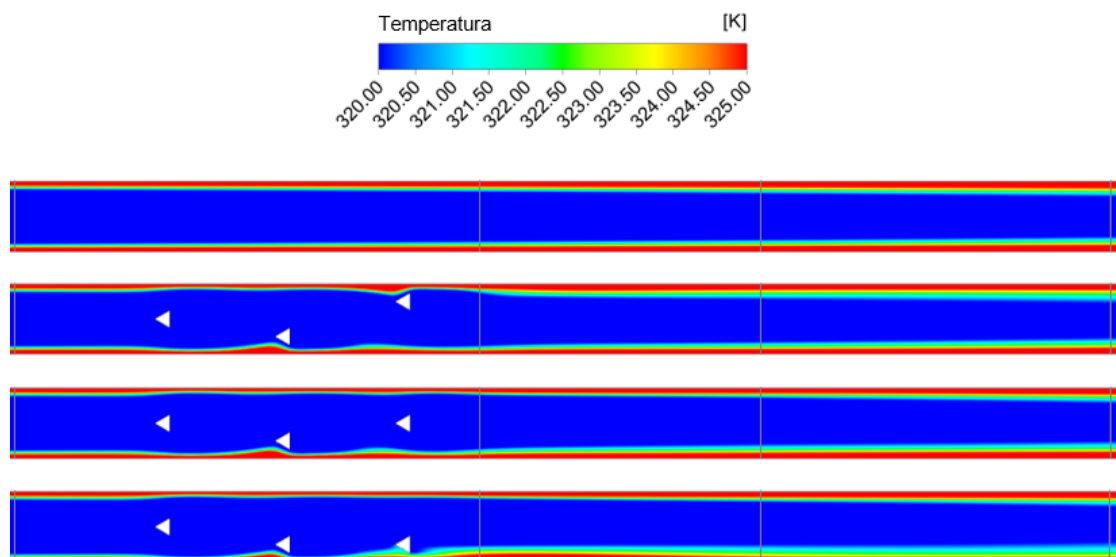


Figura 4.20 – Perfis de temperatura - (2_1_3).

Após a primeira região de vale observa-se o aumento local para o coeficiente convectivo (Figura 4.14) alcançando incremento de aproximadamente 136%, ou seja, o maior número de Nu local até o momento. Quando compara-se o coeficiente de atrito local, posição $X_2=1$, para a parede inferior do caso em questão com o coeficiente de atrito local, posição $X_3=3$, para a parede superior do caso (1_1_3) percebe-se que o arranjo (1_1_3) apresenta C_f mais elevado, ver Figura 4.12, além disso, o mesmo arranjo mostra maior fluxo de massa, na região compreendida entre o promotor, X_3 , e a parede mais próxima, do que a configuração (2_1_3) na estação $X_2=1$ e a parede inferior. Entretanto o resultado para temperatura adjacente às paredes em questão demonstra que o caso (2_1_3) tem temperatura levemente inferior, na ordem de 0,328 [K] (Figura 4.16) quando comparadas com o caso de referência; enquanto isso o caso (1_1_3) tem uma temperatura local adjacente á parede superior na ordem de 0,280 [K] inferior ao caso de referência como mostra a Figura 4.13. Sendo assim, mesmo apresentando um coeficiente de atrito local inferior o caso corrente tem o seu número de Nu local maior.

O segundo vale para o coeficiente convectivo, Figura 4.14, praticamente não sente a influência das diferentes posições de X_3 , fazendo com que todos os casos apresentem valores semelhantes e na ordem de $Nu \sim 53$; também o Cf não demonstra influência significativa e, seus valores são inferiores ao do caso de referência (ver Figura 4.15).

O último pico da região, compreendido entre o primeiro e o segundo marcadores espaciais para a Figura 4.14, apresenta dependência direta com a posição X_3 , ou seja, quanto mais próximo à parede inferior maior é o número do coeficiente de troca de calor por convecção.

Neste parágrafo é analisada a região compreendida entre o segundo e o terceiro marcador espacial presente no gráfico de Nu , ainda para a parede inferior, os quais representam as estações $1H$ e $20H$ a jusante do último perturbador de fluxo respectivamente. Fica evidente que os comportamentos das três configurações são completamente diferentes entre si após a estação que compreende o final do último promotor, como ilustra a Figura 4.14. Entretanto quando compara-se as figura 4.14 e 4.2 as semelhanças são nítidas. As figuras 4.21 e 4.22 apresentam os perfis de energia cinética turbulenta e condutividade térmica turbulenta adimensionais e, novamente quando compara-se esses perfis com os perfis do arranjo ($1_1_X_3$) as semelhanças são altas.

A configuração (2_1_1), na Figura 4.14, mostra uma queda drástica, atingindo o seu menor valor na estação $x/H = 56,5$; cujo valor de Nu representa 79% do valor de referência. O valor do coeficiente de atrito segue a mesma tendência do número de Nu e também apresenta um vale na mesma posição, como pode ser visto na Figura 4.15, ainda na mesma estação a temperatura adjacente à parede inferior (Figura 4.16) demonstra o valor mais alto de todo o domínio, o que também pode ser observado pelo perfil de temperaturas na Figura 4.20. O perfil de velocidades, Figura 4.17, deixa evidente que a magnitude das velocidades, na região compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último perturbador, apresenta valores baixos na região próxima a parede inferior do canal. O perfil de energia cinética turbulenta adimensional, também apresenta valores pequenos para essa região próxima à parede inferior (ver Figura 4.21 para o caso (2_1_1)). Os valores da condutividade térmica turbulenta apresentados na Figura 4.22 também apresentam baixas atividades turbulentas na região compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último perturbador para a configuração em questão. O caso (2_1_1) após a estação $s/H=56$ (pouco antes de $5H$ a jusante do último promotor) demonstra um aumento nas atividades turbulentas, como pode ser verificado através das Figuras 4.21 e 4.22 (observar a jusante do terceiro marcador vertical).

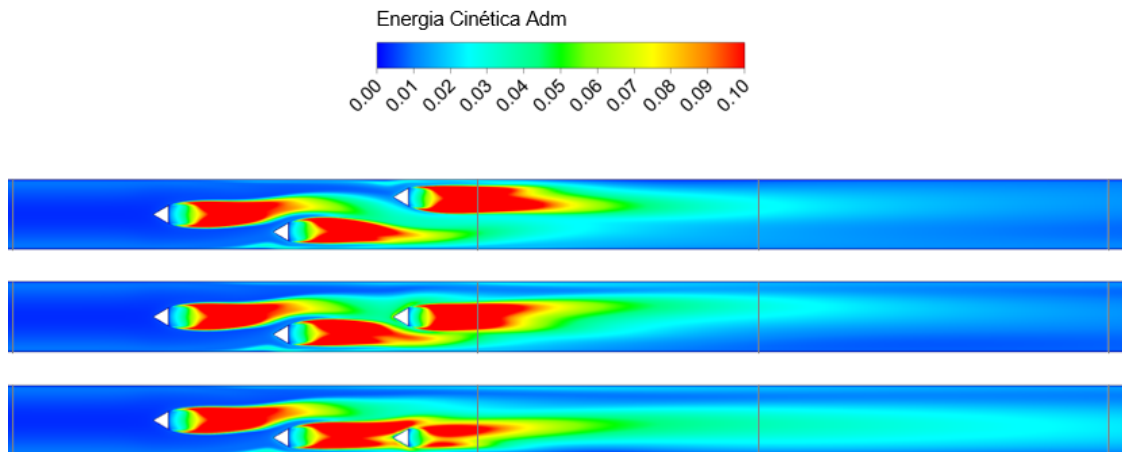


Figura 4.21 – Perfis de energia cinética turbulenta adimensional - $(2_1_X_3)$.

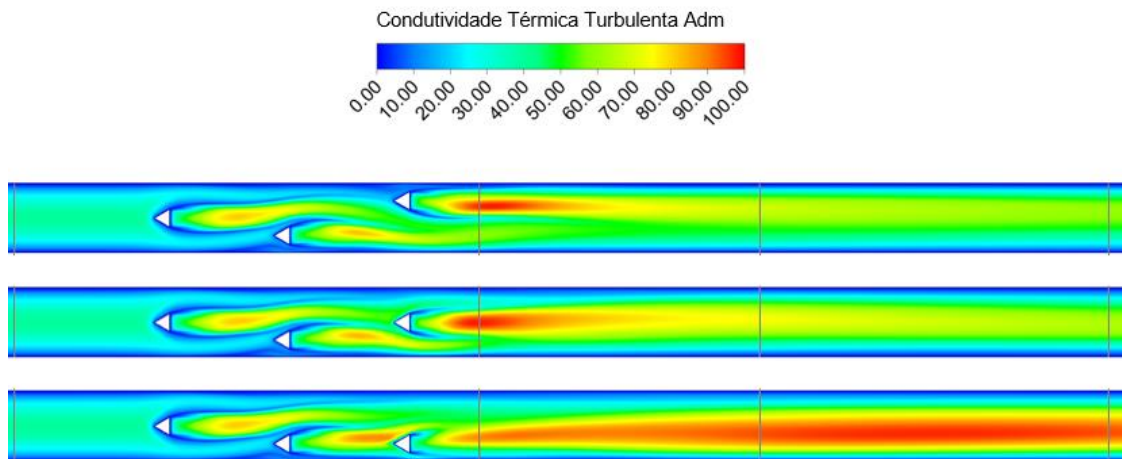


Figura 4.22 – Perfis de condutividade térmica turbulenta adimensional- $(2_1_X_3)$.

Portanto, como aconteceu para o caso (1_1_1) para a estação que está sendo estudada, o máximo fluxo de calor na parede inferior ocorre na região onde a difusão turbulenta é mais intensa nas camadas adjacentes à mesma. Como consequência dessa atividade turbulenta as temperaturas adjacentes à parede inferior do canal caem de forma drástica (por difusão turbulenta) ver figuras 4.16 e 4.20. Portanto o fluxo de calor na parede do canal torna-se uma função principalmente da temperatura adjacente à mesma, visto que o coeficiente de atrito é bastante baixo nessa região (ver Figura 4.15); assim, com a alta do fluxo de calor implica na alta do número de *Nusselt* (Figura 4.14), o qual aumenta de forma considerável e depois vai reduzindo de forma lenta até se aproximar do escoamento sem promotores.

O arranjo (2_1_2) e (2_1_3) mostram comportamentos bastante similares para o perfil de *Nu*, no entanto, a configuração (2_1_2) apresenta queda acelerada para o coeficiente convectivo, enquanto a configuração (2_1_3) mantém um decréscimo quase que linear. Esses efeitos

podem ser entendidos ao se analisar principalmente a Figura 4.21 a qual demonstra uma intensidade menor para a energia cinética turbulenta para a configuração (2_1_2) na região após o terceiro marcador vertical e por consequência uma menor difusão de calor.

A Figura 4.23 apresenta a distribuição do número de *Nusselt* na parede superior do canal para o arranjo (2_1_3). Observa-se que praticamente nada acontece a montante do primeiro marcador vertical (estação $2H$ a montante do primeiro promotor de turbulência), portanto é analisada, primeiramente, a região compreendida entre o primeiro e o segundo marcador espacial.

Percebe-se que após a primeira marcação vertical ($x/H=48,0$), para todos os casos da configuração (2_1_3), o número de *Nusselt* mantém valores iguais ao do caso de referência e, então, na posição $x/H = 49,2$ começa a aumentar até atingir o valor para o primeiro pico $Nu = 69$, o qual é o mesmo valor atingido para o primeiro pico de *Nusselt* para a parede inferior da configuração corrente; esse valor é observado na estação $x/H = 50,3$. Assim a parede superior mostra, até aqui, um comportamento exatamente igual ao que aconteceu na parede inferior, evidenciando mais uma vez a simetria que acontece por causa da posição $X_1=2$. Para o primeiro pico tem-se que o Cf (Figura 4.24) comporta-se de modo semelhante ao coeficiente convectivo, ou seja, de forma simétrica à parede inferior e, também a temperatura adjacente à parede superior (ver Figura 4.25); salvo pequenas diferenças causadas por causa da malha ser levemente diferente.

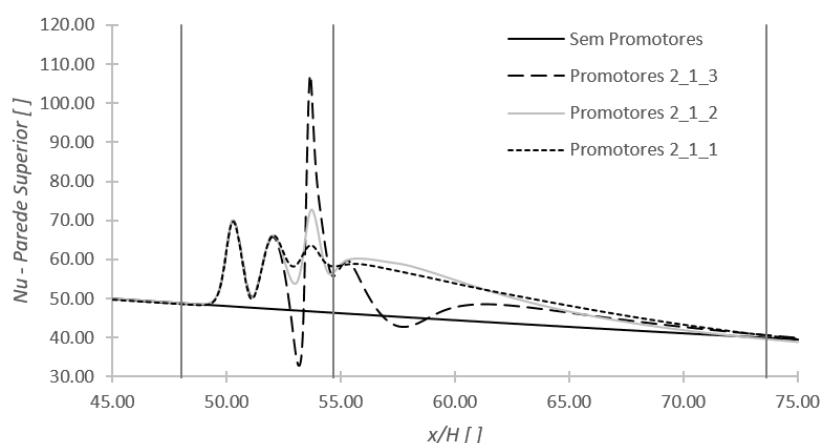


Figura 4.23 – Comportamento do número de *Nusselt* na parede superior do canal - (2_1_3).

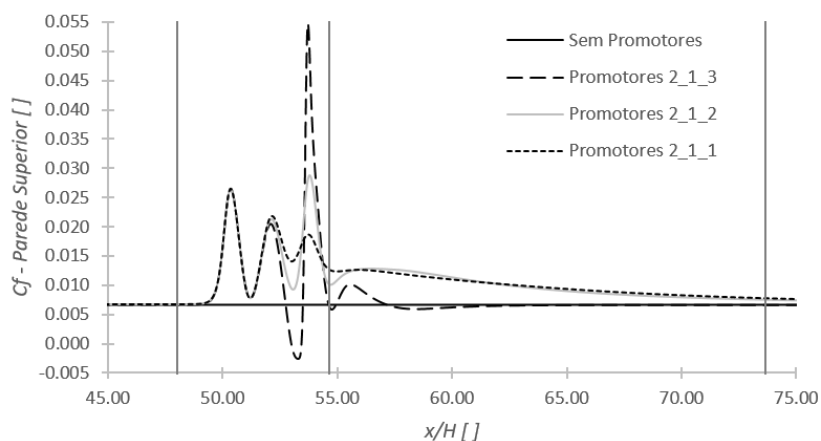


Figura 4.24 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior do canal - (2_1_3).

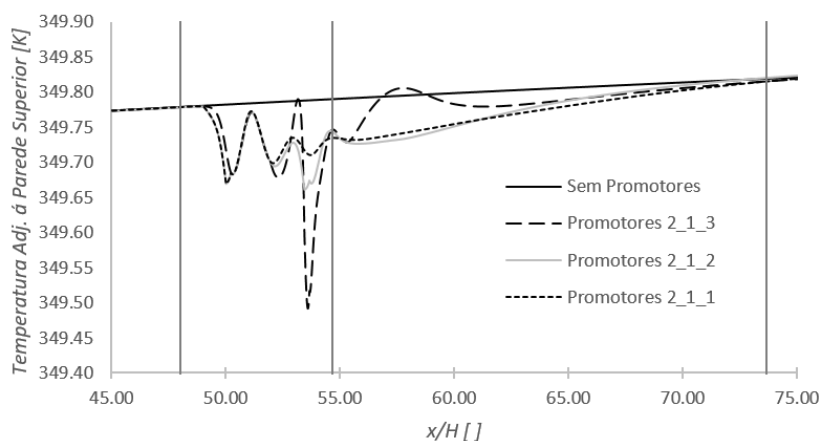


Figura 4.25 – Comportamento da temperatura adjacente à parede superior do canal - (2_1_3).

Assim, de maneira geral, para essa região, os picos e os vales para o número de *Nusselt* seguem a explicação do que aconteceu na região da parede superior do arranjo (1_1_3); é interessante salientar que a posição montante à $X_3=3$ apresenta descolamento de camada limite, ou seja, região de recirculação como pode ser verificado na Figura 4.19. A região $1H$ até $20H$ a jusante do último promotor de turbulência também comporta-se de forma semelhante ao que aconteceu para o arranjo (1_1_3).

A Tabela 4.3 apresenta os valores médios para o número de *Nusselt* e para a perda de carga do primeiro bloco de análise. A configuração (2_1_2) apresenta 29% de incremento médio para o número de *Nusselt*, para a parede superior, cuja região que esta compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último promotor de turbulência, enquanto a parede inferior apresentou apenas 14% de incremento. A região dos promotores de turbulência, que é compreendida entre $2H$ a montante do primeiro promotor até $1H$ a jusante do último perturbador, apresentou um incremento médio entre 21 e 24% para ambas as paredes desta

região, ou seja, valores superiores aos apresentados pelo arranjo (1_1_X₃); as perdas de carga para essa mesma região também apresentaram valores superiores.

Tabela 4.3 – Médias para o número de *Nusselt* e perda de carga – (2_1_X₃)

Nusselt Medio (Parede Superior)	Sem Promotores	(2_1_3)	Aumento	(2_1_2)	Aumento	(2_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	58.10	22%	57.69	21%	57.59	21%
1H Depois até 5H Depois	45.59	49.36	8%	59.00	29%	57.85	27%
5H Depois até 10H	44.02	47.77	9%	52.60	20%	52.66	20%
10H Depois até 20H Depois	41.52	43.87	6%	43.23	4%	44.85	8%
2H Antes até 5H Depois	46.80	54.82	17%	58.18	24%	57.69	23%
2H Antes até 10H Depois	45.91	52.57	14%	56.40	23%	56.08	22%
2H Antes até 20H Depois	44.20	49.18	11%	51.27	16%	51.70	17%
Nusselt Medio (Parede Inferior)	Sem Promotores	(2_1_3)	Aumento	(2_1_2)	Aumento	(2_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	59.13	24%	59.00	24%	58.39	23%
1H Depois até 5H Depois	45.59	56.38	24%	52.13	14%	43.61	-4%
5H Depois até 10H	44.02	50.99	16%	41.54	-6%	54.72	24%
10H Depois até 20H Depois	41.52	43.35	4%	41.27	-1%	47.91	15%
2H Antes até 5H Depois	46.80	58.10	24%	56.42	21%	52.84	13%
2H Antes até 10H Depois	45.91	55.83	22%	51.66	13%	53.44	16%
2H Antes até 20H Depois	44.20	50.96	15%	47.61	8%	51.29	16%
Perda de Carga [Pa]	Sem Promotores	(2_1_3)	Aumento	(2_1_2)	Aumento	(2_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	18.19	279.49	1436%	267.89	1372%	233.21	1182%
1H Depois até 5H Depois	10.95	49.01	348%	43.58	298%	35.29	222%
5H Depois até 10H	13.68	16.96	24%	19.52	43%	25.19	84%
10H Depois até 20H Depois	27.36	29.29	7%	30.12	10%	33.58	23%

4.1.3 Promotores de turbulência posições (3_1_X₃)

Para o estudo do terceiro arranjo tem-se que o primeiro e o segundo promotores estão fixos nas posições $X_1=3$ e $X_2=1$, enquanto o perturbador da estação X_3 tem as suas coordenadas variáveis entre os valores 1, 2 e 3. Assim para este arranjo, (3_1_X₃), inicia-se a análise, primeiramente na parede inferior e posteriormente, de forma análoga, analisa-se a parede superior do canal.

A Figura 4.26 mostra a distribuição do número de *Nusselt*, enquanto a Figura 4.27 apresenta os perfis do coeficiente de atrito, ambos para a parede inferior do canal. Observa-se que praticamente nada acontece a montante do primeiro marcador vertical, portanto a análise começará na região compreendida entre o primeiro e o segundo marcadores espaciais.

Percebe-se que imediatamente após a primeira marcação vertical, $x/H = 48,0$; o número de *Nusselt* começa a ser incrementado até atingir o seu primeiro valor máximo local em $x/H = 50,3$, o qual corresponde a um acréscimo de 30% quando comparado com o caso sem

promotores, esse aumento é devido ao aumento do gradiente de velocidades (Figura 4.27) e como consequência a redução local das temperaturas próximas á parede inferior (Figura 4.31).

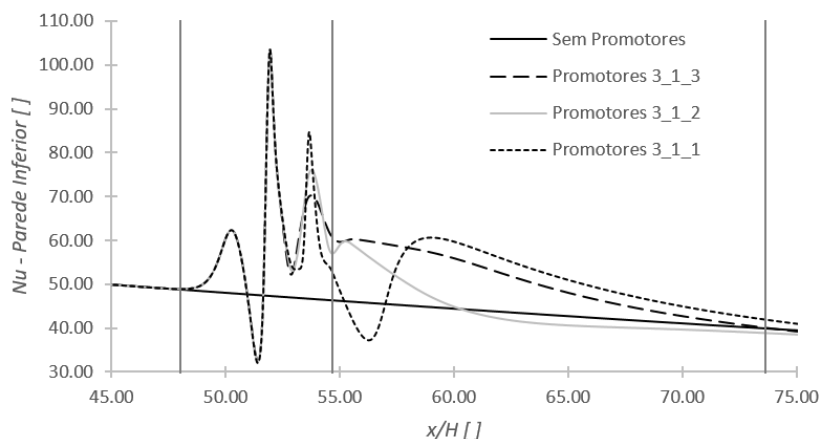


Figura 4.26 – Comportamento do número de Nusselt na parede inferior do canal - (3_1_X₃).

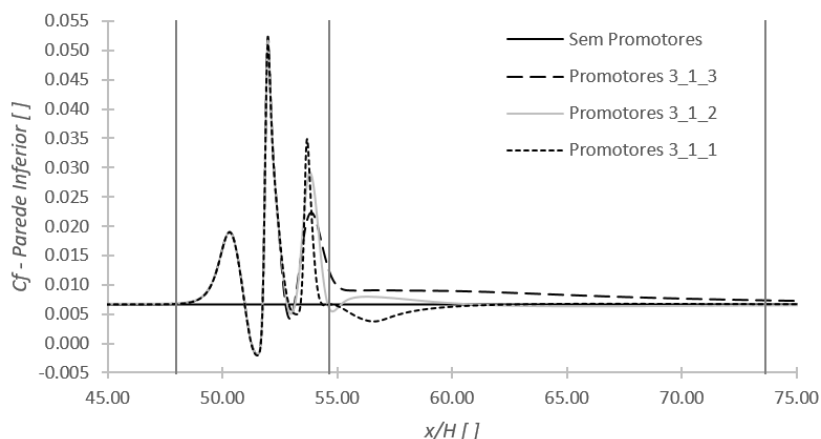


Figura 4.27 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede inferior do canal - (3_1_X₃).

A jusante do primeiro pico o Nu começa a ser reduzido até atingir o menor valor para a parede inferior e, esse valor corresponde a um decréscimo local de aproximadamente 29% quando comparado com caso sem promotores. A estação para o menor valor da região está compreendida em $x/H = 51,4$; ou seja, esse valor ocorre a montante do segundo promotor, pois o mesmo se inicia na posição $x/H = 51,7$ como visto na introdução do capítulo 4. Enquanto isso, também na estação $x/H = 51,4$ os valores para o coeficiente de atrito são negativos, indicando que esta é uma região de recirculação e, que pode ser vista na parede inferior á montante do segundo corpo triangular nas figuras 4.28 e 4.29; além disso, a Figura 4.28 apresenta que o caminho preferencial para o fluxo de ar é dado por debaixo do primeiro e por sobre o segundo promotor.

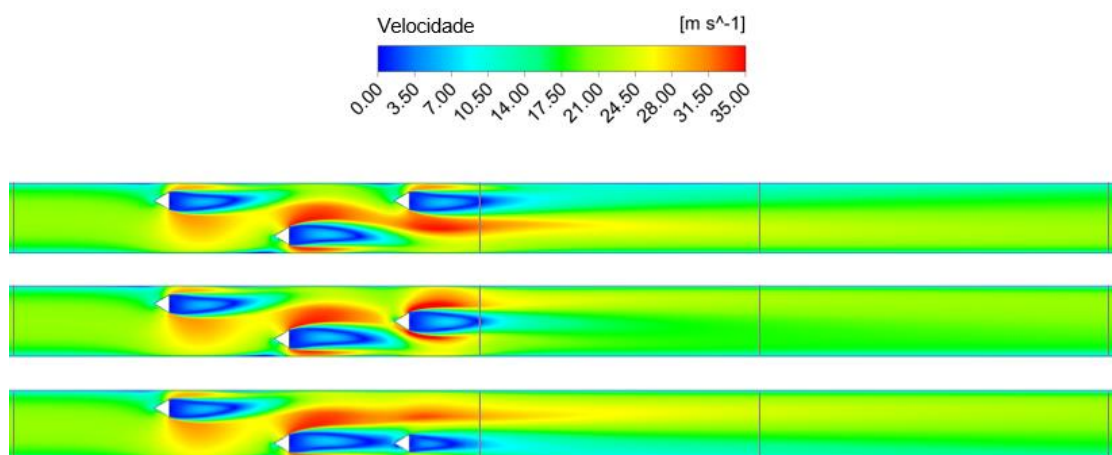


Figura 4.28 – Perfis de velocidade - $(3_1_X_3)$.

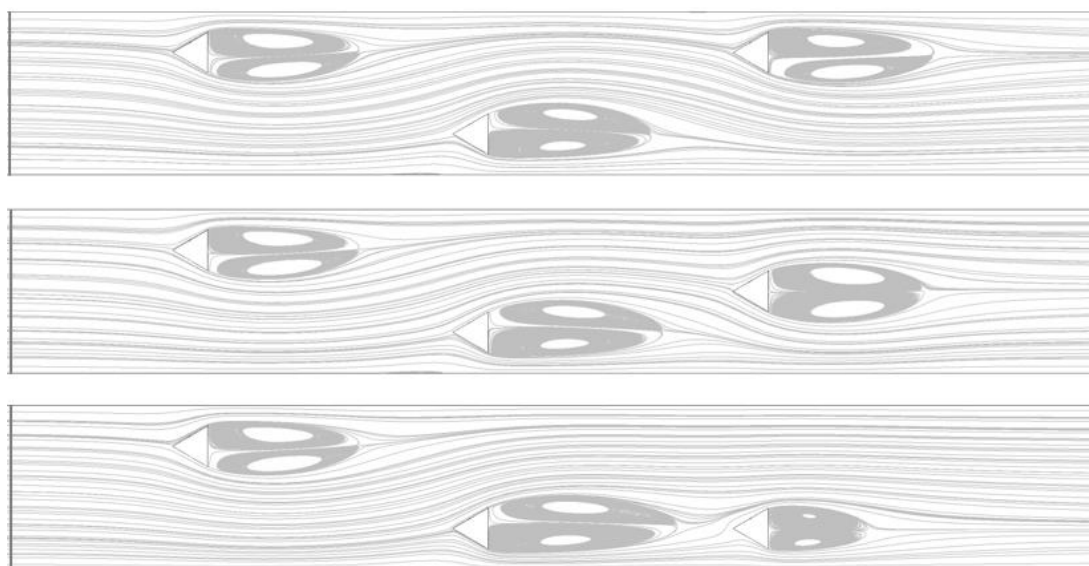


Figura 4.29 – Linhas de corrente - $(3_1_X_3)$.

A Figura 4.30 apresenta os perfis de pressão e, de forma muito semelhante aos casos anteriores percebe-se que a pressão de estagnação que está localizada entre o vértice e a face inferior do segundo perturbador é a causadora do descolamento da camada limite na região que antecede o segundo corpo triangular. A Figura 4.31 mostra que a temperatura adjacente a parede inferior tem um aumento para a estação $x/H = 51,4$, chegando a temperaturas superiores ao do caso de referência.

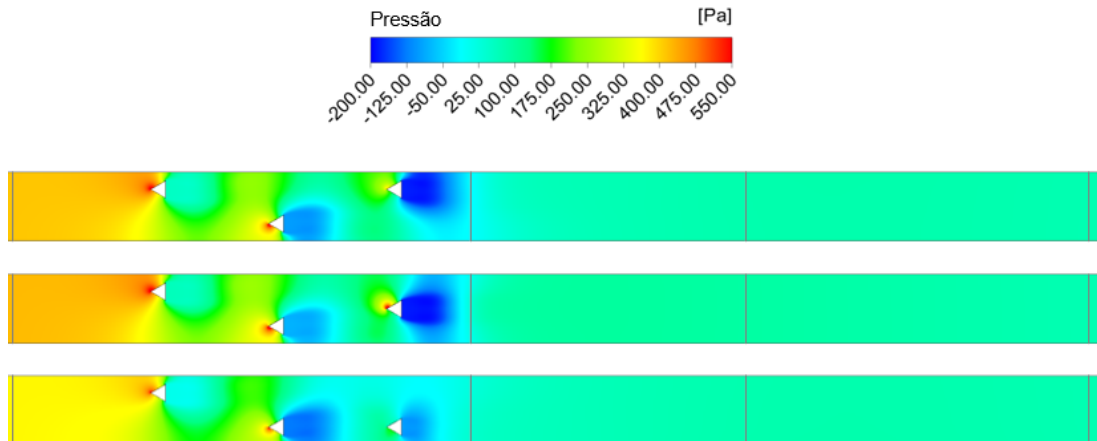


Figura 4.30 – Perfis de pressão - (3_1_3).

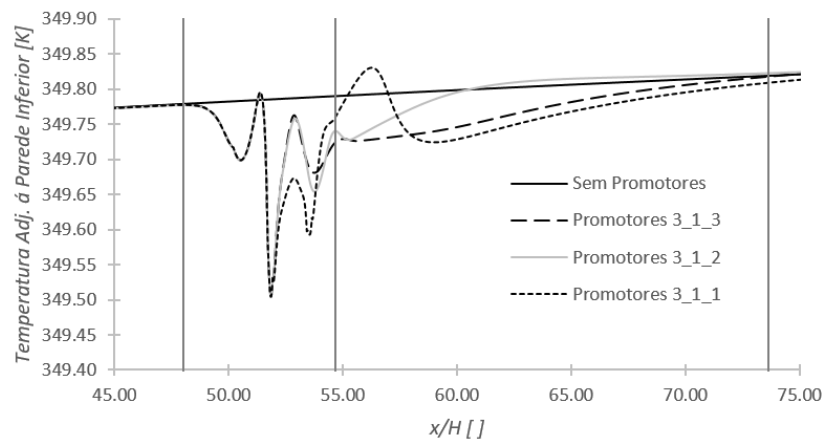


Figura 4.31 – Comportamento da temperatura adjacente à parede inferior do canal - (3_1_3).

Após o primeiro vale para o número de Nusselt tem-se que o acréscimo é brusco, $Nu = 103,5$, significando acréscimo local de $118,3\%$ seguido de mais uma queda, no entanto, o segundo vale sente, de forma sutil, a influência do tamanho das regiões de recirculação dos promotores $X_2 = 1$ (Figura 4.29), assim como a informação da pressão de estagnação do terceiro perturbador; portanto nota-se uma pequena alteração nos perfis dos vales que ocorrem na posição aproximada $x/H \sim 53,0$. Ainda para a posição $x/H \sim 53,0$ a temperatura adjacente à parede inferior, para o caso (3_1_1), tem valores menores do que para os casos (3_1_2) e (3_1_3) fazendo com que o fluxo de calor seja maior para o caso (3_1_1), como pode ser verificado na Figura 4.26.

Após o último vale na região compreendida entre $2H$ a montante do primeiro promotor e $1H$ a jusante do último perturbador, tem-se que os valores para o coeficiente convectivo aumentam

novamente, e desta vez o aumento é inversamente proporcional a distância entre o promotor X_3 , e a parede inferior do canal, como mostra a Figura 4.26.

A partir deste momento é analisada a região compreendida entre o segundo e o terceiro marcador espacial presente no gráfico de Nu , ainda para a parede inferior, os quais representam as estações $1H$ e $20H$ a jusante do último perturbador de fluxo respectivamente. Novamente o comportamento do bloco $(3_1_X_3)$ é muito parecido com o comportamento visto nos arranjos anteriores nesta região de estudo, ou seja, os perfis das três configurações, a saber, (3_1_1) , (3_1_2) e (3_1_3) são completamente diferentes entre si após a estação que compreende o final do último promotor, como ilustra a Figura 4.26. Entretanto desta vez as configurações (3_1_1) e (3_1_3) apresentam perfis mais próximos, embora a primeira configuração continue mostrando um vale entre a região $1H$ e $5H$ a jusante do último promotor. Como visto anteriormente o vale para a configuração (3_1_1) é dado pois há decréscimo na velocidade desta região próxima a parede inferior (Figura 4.28), trazendo aumento da temperatura local, como pode ser visto nas figuras 4.31 e 4.32.

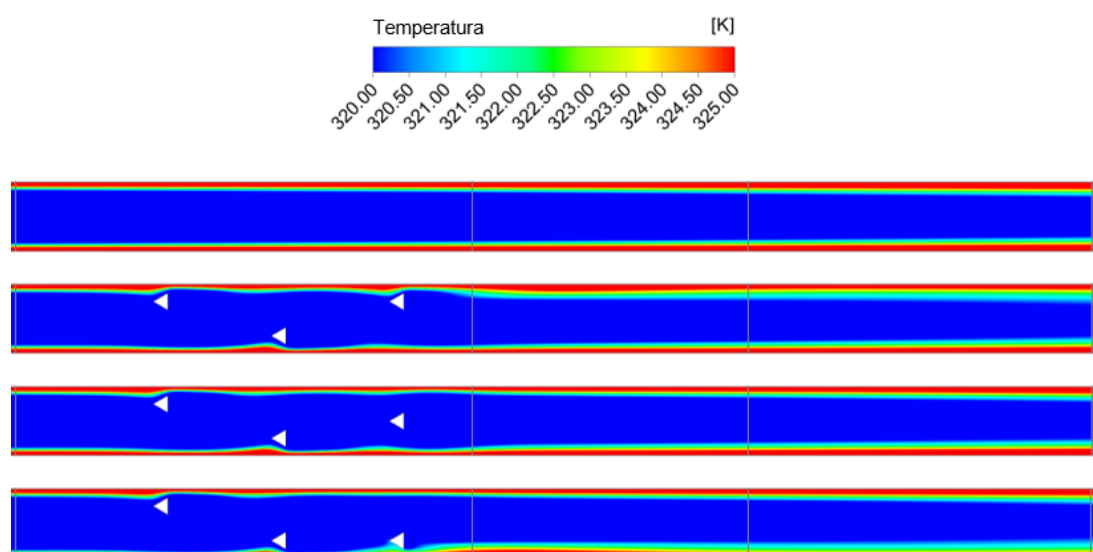


Figura 4.32 – Perfis de temperatura - $(3_1_X_3)$.

O perfil de energia cinética turbulenta adimensional, também apresenta valores pequenos para essa região próxima à parede inferior (ver Figura 4.33 para o caso (3_1_1)). Os valores da condutividade térmica turbulenta apresentados na Figura 4.34 também apresentam baixas atividades turbulentas na região compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último perturbador para a configuração em questão, além disso, esta é a primeira vez que um arranjo apresenta duas grandes manchas para a condutividade térmica turbulenta. Neste caso essas manchas

podem ser vistas nos casos (3_1_1) e (3_1_3) da Figura 4.34, ou seja, os efeitos das recirculações parecem se amplificar para quando há alinhamento entre os promotores, ou seja, $(X_{1_1_1})$ e $(3_X_{2_3})$.

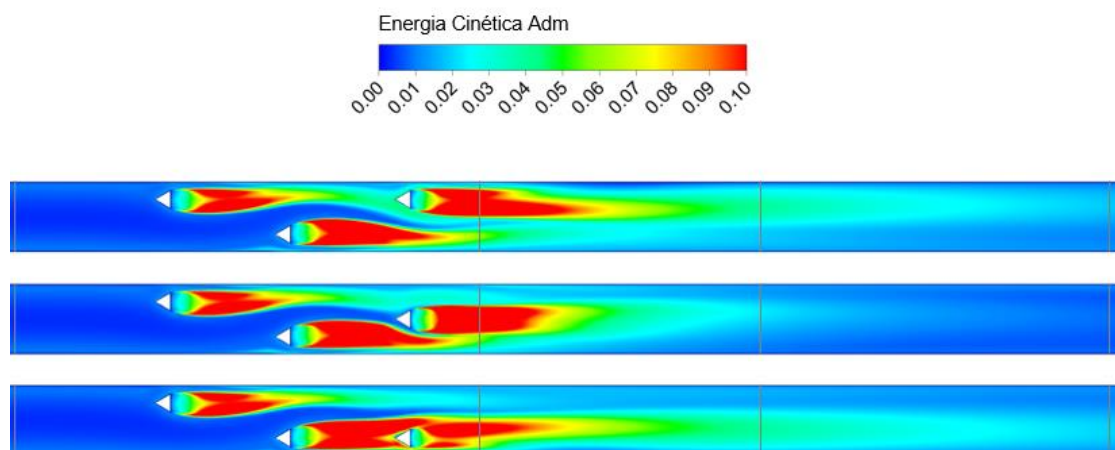


Figura 4.33 – Perfis energia cinética turbulenta adimensional - $(3_1_X_3)$.

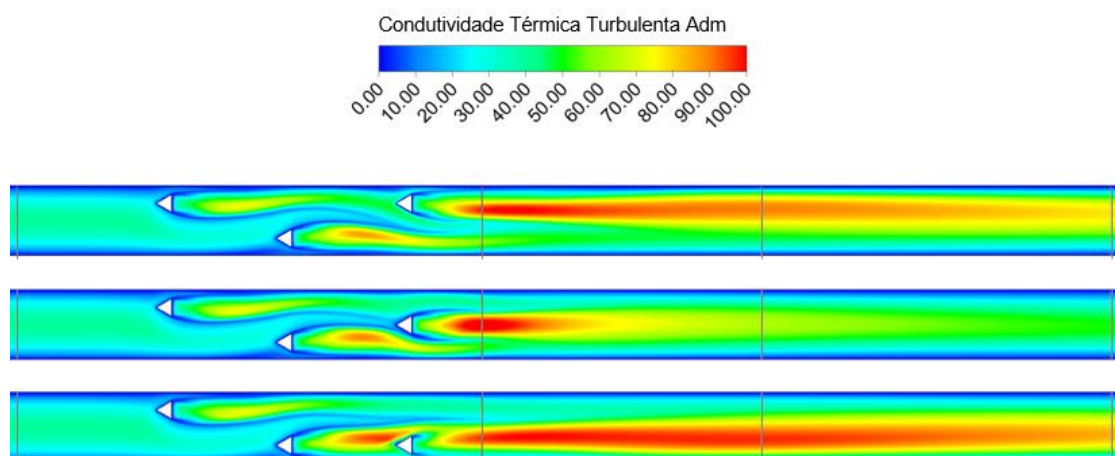


Figura 4.34 – Perfis condutividade térmica turbulenta adimensional - $(3_1_X_3)$.

A região após $5H$ a jusante do último promotor apresenta a mesma característica apresentada pelos dois blocos anteriores, entretanto a configuração (3_1_3) , de modo semelhante ao arranjo (3_1_1) também apresenta valores relativamente altos para o coeficiente convectivo como mostra a Figura 4.26 e, a razão para isto é a alta atividade turbulenta nessa região para ambas as configurações.

A Figura 4.35 apresenta a distribuição do número de *Nusselt* na parede superior do canal para o bloco $(3_1_X_3)$. Observa-se que praticamente nada acontece a montante do primeiro marcador vertical (estação $2H$ a montante do primeiro promotor de turbulência),

portanto é analisada, primeiramente, a região compreendida entre o primeiro e o segundo marcador espacial.

Imediatamente após a primeira marcação vertical o número de *Nusselt* começa a ser reduzido até atingir o valor mínimo da região de estudo e, esse valor corresponde a um decréscimo de 20% quando comparado ao caso sem promotores. Esse decréscimo é causado pela informação da pressão de estagnação a qual cria um gradiente de pressão de maneira a frear o escoamento nesta região (ver figuras 4.28 e 4.30). A estação para o menor valor da região está compreendida em $x/H = 49,8$. Enquanto isso, a Figura 4.36 apresenta que o coeficiente de atrito, $C_f = \tau_w / (0,5 \rho u_e^2)$, tem o comportamento semelhante ao do número de *Nusselt* e demonstra uma queda no valor do coeficiente. Ainda para essa região, tem-se que a temperatura adjacente à parede superior aumenta a sua temperatura, como mostra a Figura 4.37.

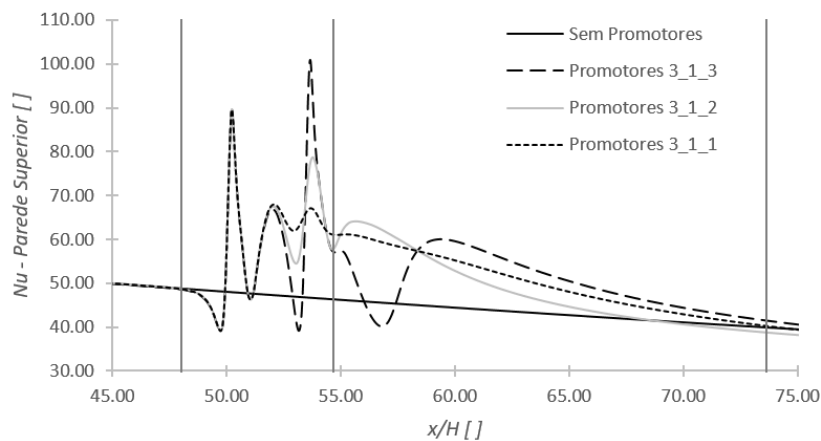


Figura 4.35 – Comportamento do número de *Nusselt* na parede superior do canal - (3_1_X3).

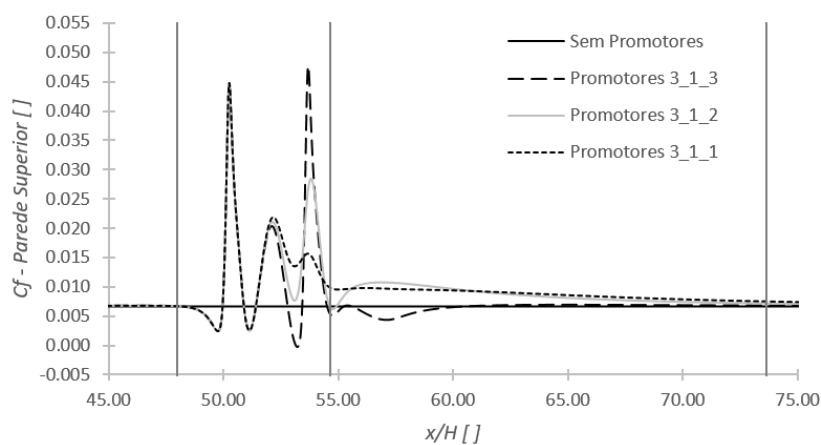


Figura 4.36 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior do canal - (3_1_X3).

O primeiro e segundo pico assim como o segundo vale para o número de Nusselt são provocados principalmente pelo aumento e diminuição do gradiente de velocidades. O terceiro vale apresentado ainda na Figura 4.35 sofre a influência inversamente proporcional a magnitude da pressão de estagnação que está presente na região à montante do terceiro promotor de turbulência próxima à parede superior, ou seja, quanto maior é a informação da pressão de estagnação menor é o valor para o Nu e para o Cf (Figuras 4.35 e 4.36 respectivamente).

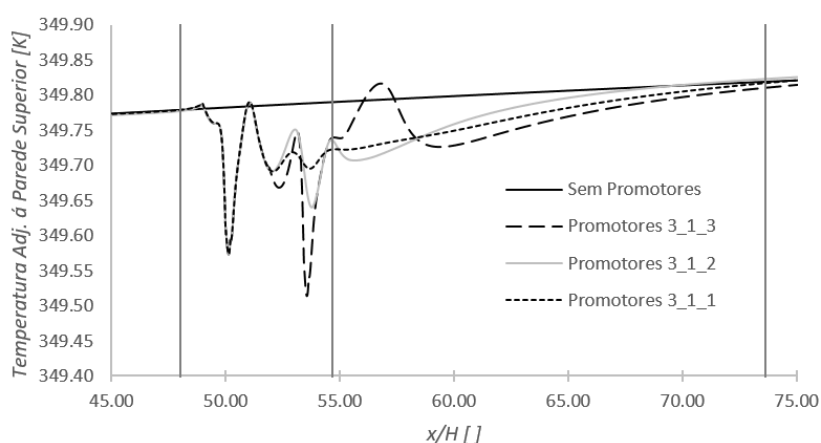


Figura 4.37 – Comportamento da temperatura adjacente à parede superior do canal - (3_1_3).

O terceiro pico para o coeficiente convectivo é inversamente proporcional a distância que o promotor, X_3 , esta da parede superior, portanto, quanto maior é a distância entre o terceiro promotor e a parede superior menor é o número de *Nusselt*, como demonstra a Figura 4.35. De forma semelhante é o comportamento para o Cf (Figura 4.36) e um comportamento oposto é possível de ser entendido ao se analisar a temperatura adjacente à parede superior (Figura 4.37).

A região compreendida entre $1H$ e $20H$ a jusante do último promotor de turbulência é fortemente influenciada pelas flutuações de velocidade, sendo assim, quanto maior é a energia cinética turbulenta próxima a parede superior maior é o número de *Nusselt*. Isso pode ser observado de forma mais clara na Figura 4.33 e 4.35. Enquanto a configuração (3_1_3) apresenta baixa atividade turbulenta os arranjos (3_1_2) e (3_1_1) mostram alta difusão turbulenta na região entre $1H$ e $5H$ a jusante do perturbador X_3 .

A Tabela 4.4 apresenta os valores médios para o número de *Nusselt* e para a perda de carga do terceiro bloco de análise. A configuração (3_1_3) apresenta 30% de incremento médio para o número de *Nusselt*, na parede inferior, cuja região esta compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último promotor de turbulência, enquanto a sua parede superior apresentou

30% de incremento para a região compreendida entre 5H até 10H a jusante do último promotor. Enquanto a configuração (3_1_1) obteve um comportamento invertido, ou seja, 30% para a parede superior na região entre 1H e 5H a jusante dos promotores e 31% para a parede inferior na área que está limitada entre 5H e 10H após o último corpo triangular.

Tabela 4.4 – Médias para o número de *Nusselt* e perda de carga – (3_1_X₃)

Nusselt Medio (Parede Superior)	Sem Promotores	(3_1_3)	Aumento	(3_1_2)	Aumento	(3_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	57.87	22%	58.30	23%	58.19	22%
1H Depois até 5H Depois	45.59	49.71	9%	61.08	34%	59.43	30%
5H Depois até 10H	44.02	57.24	30%	50.57	15%	53.44	21%
10H Depois até 20H Depois	41.52	46.28	11%	41.74	1%	44.38	7%
2H Antes até 5H Depois	46.80	54.80	17%	59.35	27%	58.66	25%
2H Antes até 10H Depois	45.91	55.58	21%	56.54	23%	56.99	24%
2H Antes até 20H Depois	44.20	51.95	18%	50.77	15%	52.07	18%
Nusselt Medio (Parede Inferior)	Sem Promotores	(3_1_3)	Aumento	(3_1_2)	Aumento	(3_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	58.53	23%	58.83	24%	57.81	22%
1H Depois até 5H Depois	45.59	59.30	30%	54.56	20%	48.06	5%
5H Depois até 10H	44.02	54.03	23%	43.61	-1%	57.51	31%
10H Depois até 20H Depois	41.52	44.33	7%	39.93	-4%	46.77	13%
2H Antes até 5H Depois	46.80	58.82	26%	57.23	22%	54.15	16%
2H Antes até 10H Depois	45.91	57.29	25%	52.88	15%	55.22	20%
2H Antes até 20H Depois	44.20	52.24	18%	47.83	8%	51.93	17%
Perda de Carga [Pa]	Sem Promotores	(3_1_3)	Aumento	(3_1_2)	Aumento	(3_1_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	18.19	262.83	1345%	291.12	1500%	234.46	1189%
1H Depois até 5H Depois	10.95	54.18	395%	43.35	296%	37.27	241%
5H Depois até 10H	13.68	21.08	54%	16.38	20%	22.04	61%
10H Depois até 20H Depois	27.36	30.76	12%	28.08	3%	31.44	15%

4.1.4 Promotores de turbulência posições (3_2_X₃)

O quarto bloco a ser estudado é configurado de forma que o primeiro e o segundo promotores estão fixos nas posições $X_1=3$ e $X_2=2$, enquanto o perturbador da estação X_3 tem as suas coordenadas variáveis entre os valores 1, 2 e 3. Assim para este arranjo, (3_2_X₃), inicia-se a análise, primeiramente na parede inferior e posteriormente, de forma análoga, analisa-se a parede superior do canal.

A distribuição do número de *Nusselt* é mostrada na Figura 4.38 enquanto a Figura 4.39 apresenta os perfis do coeficiente de atrito, ambos para a parede inferior do canal. Observa-se que nada acontece a montante do primeiro marcador vertical o qual está localizado na posição 2H a montante do primeiro promotor; portanto a análise começará na região compreendida entre o primeiro e o segundo marcadores espaciais.

Percebe-se que imediatamente após a primeira marcação vertical, $x/H = 48,0$; o número de *Nusselt* começa a ser incrementado até atingir o seu primeiro valor máximo local em $x/H = 50,3$; o qual corresponde a um acréscimo de 30% quando comparado com o caso sem promotores, esse aumento é devido a renovação do fluxo de ar que acontece devido o incremento do gradiente de velocidades (Figura 4.39) e como consequência a redução local das temperaturas próximas à parede inferior (Figura 4.40).

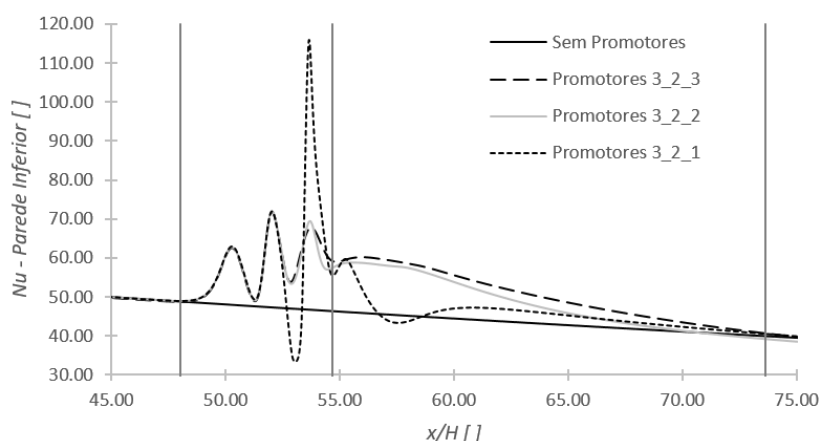


Figura 4.38 – Comportamento do número de *Nusselt* na parede inferior do canal - (3_2_3).

É importante evidenciar que os três arranjos possuem as curvas sobrepostas até o momento, sendo assim os valores apresentados são válidos para todas as três configurações de promotores, a saber, (3_2_3), (3_2_2) e (3_2_1). O promotor da estação X_1 ocupa a coordenada Y_3 , ou seja, o corpo triangular está afastado da parede inferior do canal e, por consequência, observam-se menores interações entre o perturbador e à mesma. Esta menor interação fica evidente no primeiro pico para o Nu e Cf , figuras 4.38 e 4.39 respectivamente e, no primeiro vale para a temperatura adjacente à parede inferior (Figura 4.40).

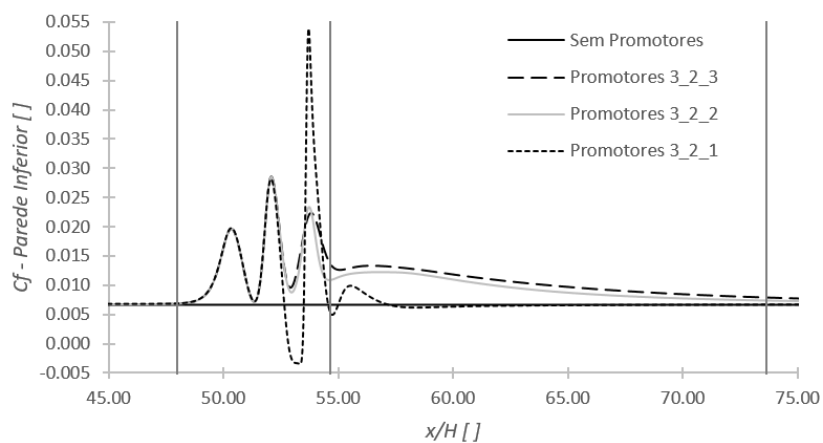


Figura 4.39 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede inferior do canal - (3_2_X₃).

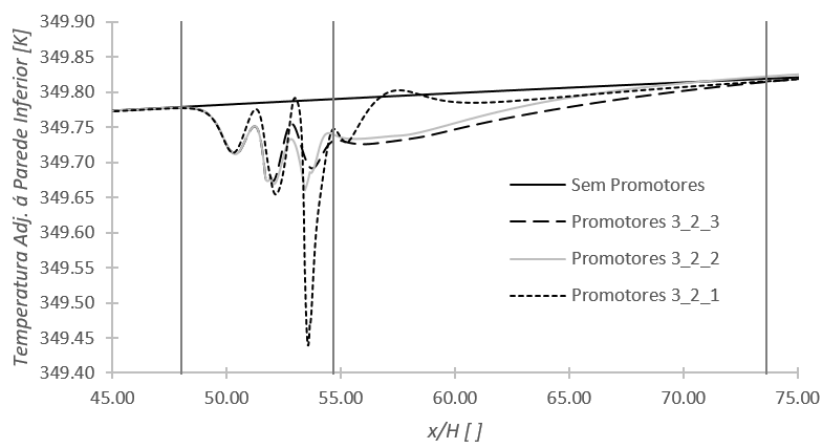


Figura 4.40 – Comportamento da temperatura adjacente à parede inferior do canal - (3_2_X₃).

A Figura 4.41 demonstra que há um caminho preferencial para o fluxo de ar por debaixo os perturbadores X_1 e X_2 , pois o fluxo de ar busca o caminho cuja perda de carga seja a menor possível.

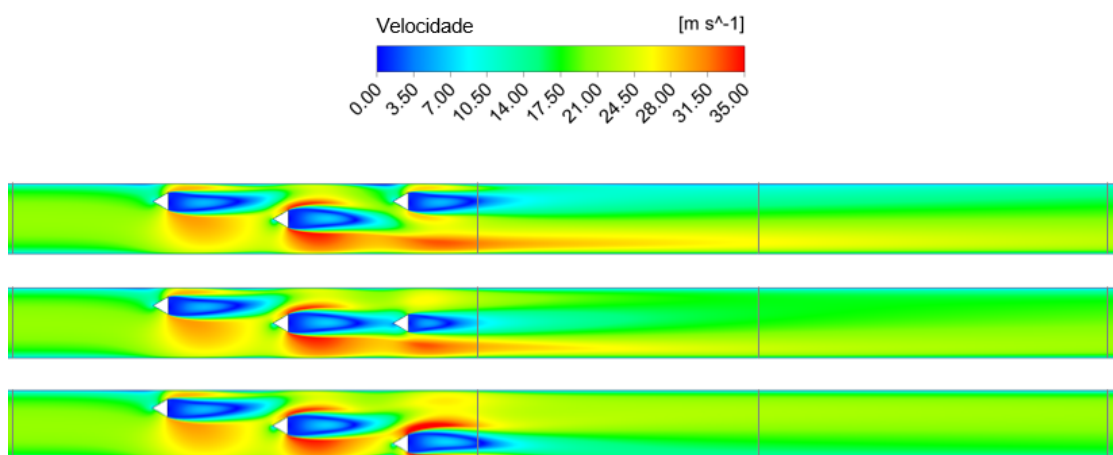


Figura 4.41 – Perfis de temperatura - (3_2_3).

A jusante do primeiro pico (Figura 4.38) o coeficiente convectivo começa a ser reduzido até atingir aproximadamente 4% acima do valor de referência e, este valor está compreendido em $x/H = 51,3$. Os perfis de pressão, Figura 4.42, deixam evidente que a região de estagnação de fluxo não está centrada no vértice do primeiro promotor fazendo com o escoamento nessa região seja defletido de forma assimétrica. Os pontos de estagnação, para os perturbadores das posições X_2 e X_3 , também não estão localizados nos vértices dos mesmos mas, entre os vértices e suas faces. Assim para a posição X_2 , o ponto de estagnação está localizado entre o vértice e a face inferior do promotor, para as três configurações; também é possível ver uma mancha verde à montante na região inferior do vértice de X_2 na Figura 4.41, demonstrando regiões de menores velocidades. Enquanto o ponto de estagnação para o terceiro promotor, X_3 , está localizado entre o vértice e a face superior do corpo triangular no caso (3_2_3) e, entre o vértice e a face inferior do perturbador para os casos (3_2_2) e (3_2_1) como pode ser verificado na Figura 4.42.

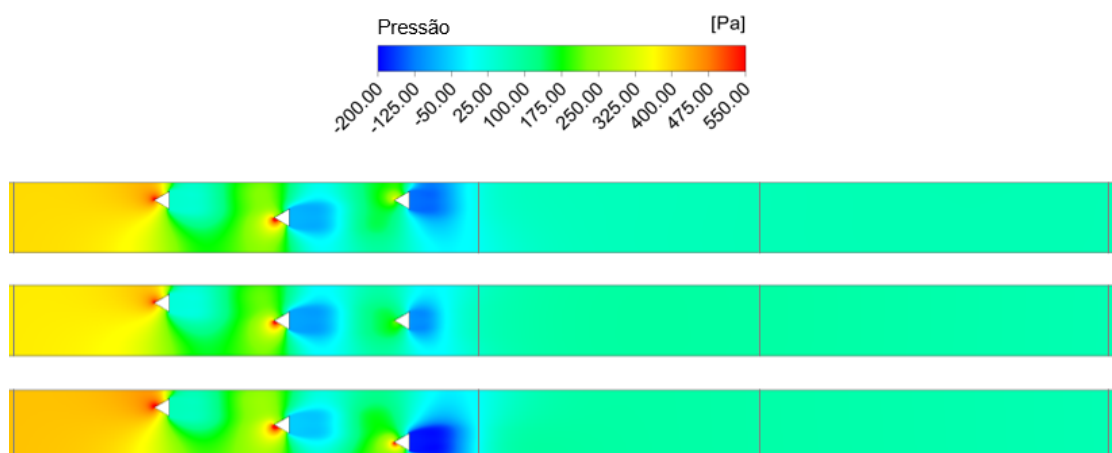


Figura 4.42 – Perfis de pressão - (3_2_X₃).

Após o primeiro vale, o fluxo de calor na parede inferior aumenta novamente, mas desta vez, devido a maior proximidade do segundo promotor à parede inferior do canal, faz com que a tensão cisalhante na parede inferior seja maior do que no primeiro pico de Nu (Figura 4.39), assim tem-se que o segundo pico apresenta valores superiores para o Nu (Figura 4.38). Algo a ser notado é que até o momento as três configurações do arranjo apresentam exatamente o mesmo comportamento para o $Nusselt$ e para o coeficiente de atrito, mostrando que até aqui o comportamento dessas variáveis não são funções do escoamento que ocorre à jusante.

O segundo vale apresentado na Figura 4.38 mostra que a dependência inversa entre a distância do promotor e a parede inferior, ou seja, quanto mais perto esta o perturbador da parede inferior, menores são os valores dos vales; é válida até a metade do canal, porque a jusante desta coordenada a parede inferior não demonstra diferença para os perfis de $Nusselt$ (Figura 4.38), sendo assim as configurações (3_2_2) e (3_2_3) obtém o mesmo valor para o segundo vale do número de $Nusselt$, $Nu \sim 50,7$ e ocorre na posição $x/H = 53,4$. Ainda com relação ao segundo vale, a Figura 4.43 mostra que a configuração (3_2_1) mostra região de recirculação próxima a parede inferior a montante do terceiro perturbador. Essa região fica evidente pelos valores negativos de C_f (Figura 4.39) e pela mancha azulada nesta região (Figura 4.41).

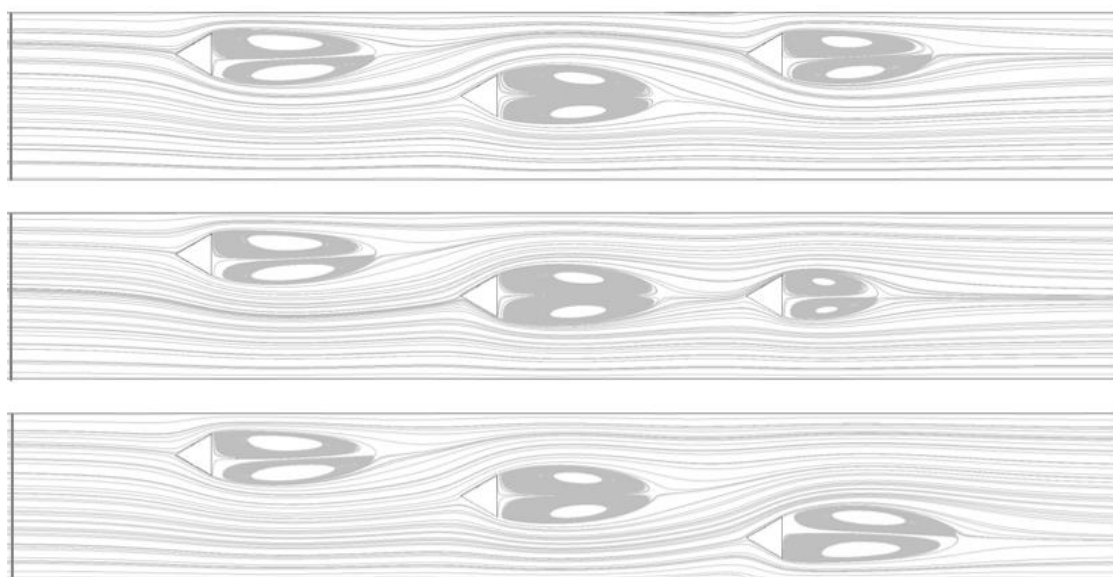


Figura 4.43 – Linhas de corrente - (3_2_3).

O terceiro pico para o Nu (Figura 4.38) apresenta relação inversa a distância entre o promotor, X_3 , e a parede inferior do canal, ou seja, quanto mais perto o perturbador está da parede, maior é o fluxo de calor na mesma, no entanto essa relação é forte para posições que antecedem o meio do canal, pois, a jusante desta coordenada a relação torna-se fraca. Ainda com relação ao terceiro pico, a configuração (3_2_1) apresentou aumento local de aproximadamente 150% para o $Nusselt$, ou seja, o maior aumento local registrado até o momento.

O foco a partir de agora é na região compreendida entre o segundo e o terceiro marcador espacial presente no gráfico de Nu , ainda para a parede inferior, os quais representam as estações 1H e 20H a jusante do final do último perturbador de fluxo respectivamente. O gráfico de Nu mostra, para esta região, que as configurações (3_2_2) e (3_2_3) têm comportamento similar entre si. A Figura 4.39 apresenta que os valores do gradiente de velocidade são os maiores observados quando comparados com os blocos anteriores (figuras 4.4, 415 e 4.27); indicando que para essas duas configurações a amplificação do fluxo de calor na parede inferior é devido as altas velocidades desta região, como pode ser visto na Figura 4.41 juntamente com as atividades turbulentas na região inferior do canal figuras 4.44 e 4.45. A configuração (3_2_1), diferentemente dos dois arranjos anteriores, apresenta baixa tensão cisalhante na parede inferior, sendo assim a difusão turbulenta, que pode ser verificada na Figura 4.45 configuração (3_2_1) é o principal mecanismo para o incremento do fluxo de calor na parede inferior para essa área do canal. Outro ponto a ser observado é que as atividades turbulentas para a configuração (3_2_3) são aplicadas enquanto o escoamento vai sendo direcionado para o final do domínio, enquanto para as outras duas configurações as

regiões com maior atividade turbulenta são nas regiões de recirculação a jusante do último promotor como mostra a Figura 4.45.

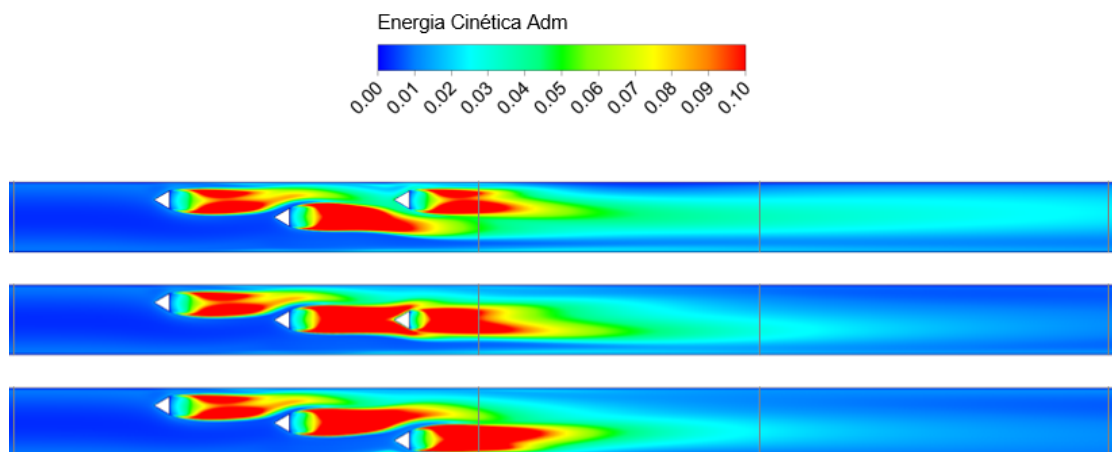


Figura 4.44 – Perfis energia cinética turbulenta - (3_2_X₃).

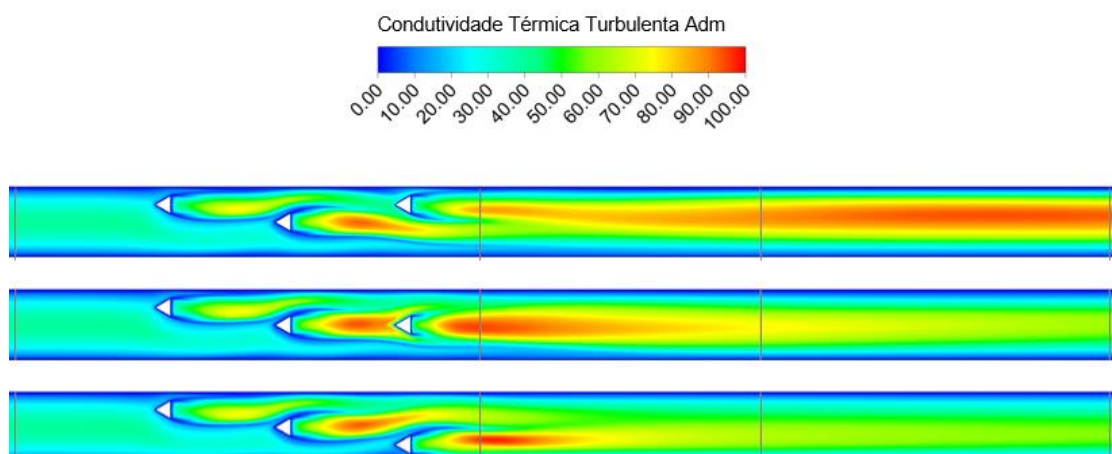


Figura 4.45 – Perfis condutividade térmica turbulenta - (3_2_X₃).

A Figura 4.46 apresenta a distribuição do número de *Nusselt* na parede superior do canal para o bloco (3_2_X₃). Observa-se que nada acontece a montante do primeiro marcador vertical (estação 2H a montante do primeiro promotor de turbulência), portanto é analisada, primeiramente, a região compreendida entre o primeiro e o segundo marcador espacial. Imediatamente após a primeira marcação vertical o número de *Nusselt* começa a ser reduzido até atingir o valor mínimo da região de estudo e, esse valor corresponde a um decréscimo de 18% quando comparado com o caso de referência. O promotor da estação X₁ ocupa a coordenada Y₃, ou seja, o corpo triangular está bastante próximo à parede superior do canal e, observa-se interações entre o perturbador e à mesma. Esta interação pode ficar evidente na

Figura 4.41 e Figura 4.42, as quais apresentam os perfis de velocidade e pressão respectivamente em escalas globais. Assim o decréscimo é causado pela informação da pressão de estagnação que juntamente com a proximidade entre o promotor X_1 e a parede superior faz com que o gradiente de velocidades seja reduzido, como é visto na Figura 4.47.

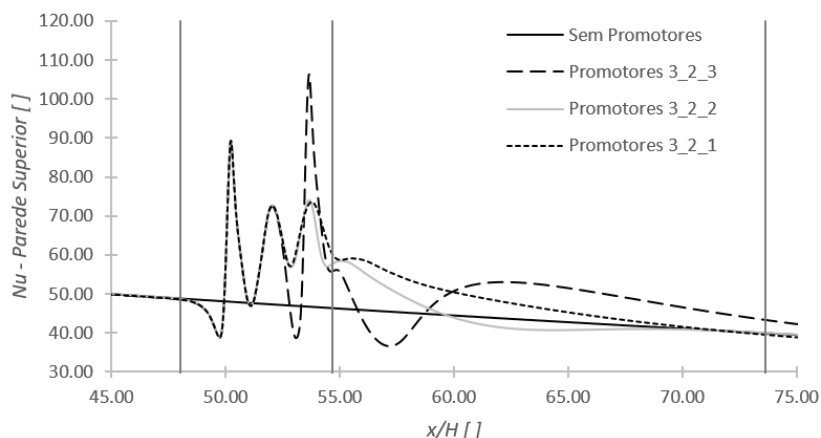


Figura 4.46 – Comportamento da número de Nusselt na parede superior do canal - (3_2_3).

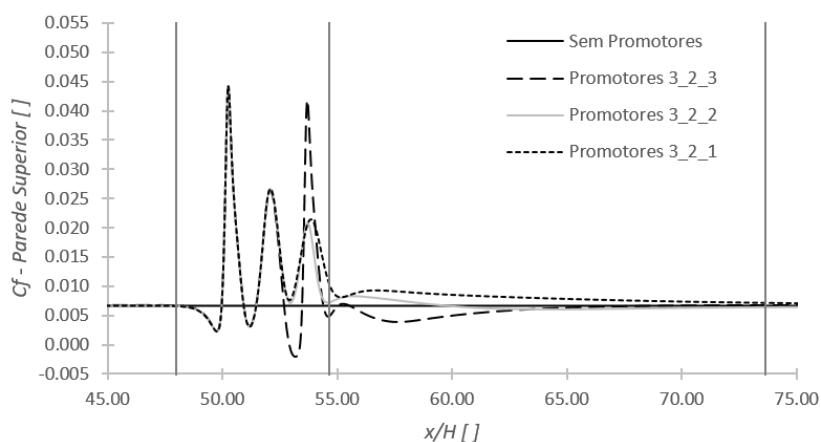


Figura 4.47 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior do canal - (3_2_3).

Ainda para essa região, tem-se que a temperatura adjacente à parede superior aumenta de forma mínima, Figura 4.48; indicando que o termo $u^* = \sqrt{\rho/\tau_w}$, presente na equação do fluxo de calor turbulento é o principal responsável por essa diminuição no fluxo de calor da parede superior nesta região.

Após o decréscimo do coeficiente convectivo local, tem-se que o aumento do número de Nu é brusco (ver Figura 4.46) atingindo o primeiro valor de pico na estação $x/H = 50,3$ (logo após

o início do primeiro perturbador) e apresenta um valor de aumento local de aproximadamente 91%. Ao observar o perfil de velocidades próximo à parede superior, desta região, é facilmente percebível que o escoamento, devido a conservação de massa, sofre aumento significativo nas velocidades e; também, a camada limite hidrodinâmica está se desenvolvendo novamente, isso tudo faz com que a taxa de renovação de fluxo de ar seja muito maior, portanto as temperaturas (ver Figuras 4.48) caem drasticamente resultando na amplificação brusca do número de *Nusselt*.

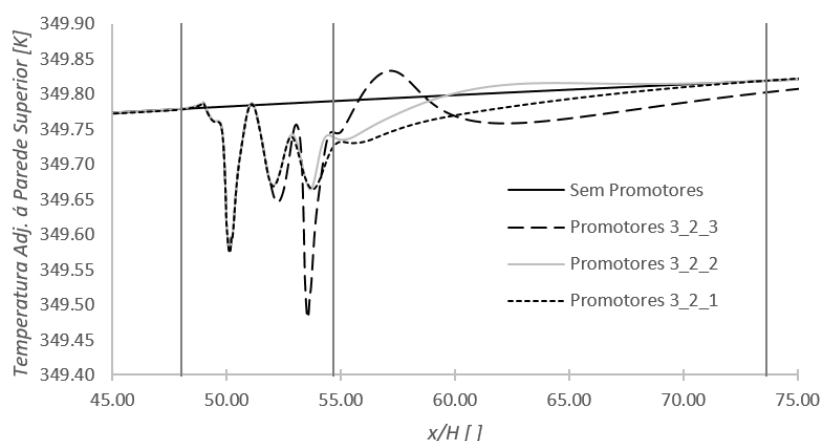


Figura 4.48 – Comportamento da temperatura adjacente à parede superior do canal - (3_2_X₃).

A seção $x/H \sim 51,2$ na Figura 4.46 mostra um outro vale para o *Nu*, isso se dá de maneira semelhante ao que aconteceu na região que antecede o início do primeiro promotor, ou seja, as velocidades nesta região diminuem devido à influência da pressão de estagnação no vértice do segundo promotor, que pode ser visto na Figura 4.42, entretanto o valor do vale para o coeficiente de *Nu* não é inferior ao do caso de referência.

Após a seção $x/H \sim 51,2$ (ver Figura 4.46) o coeficiente para a troca de calor convectiva começa aumentar novamente, chegando ao seu ápice na estação $x/H \sim 52,1$, o motivo desse aumento é muito parecido com o do aumento anterior, mas agora o acréscimo é relativamente menor; isso se dá por algumas razões; uma delas é devido as velocidades nessa região de estrangulação serem menores do que as velocidades na seção de estrangulação anterior (ver Figura 4.41 e Figura 4.47).

O terceiro vale apresentado ainda na Figura 4.46 sofre a influência inversamente proporcional a magnitude da pressão de estagnação que está presente na região à montante do terceiro promotor de turbulência próxima à parede superior (Figura 4.42), ou seja, quanto maior é a informação da pressão de estagnação menor é o valor para o *Nu* e para o *Cf* (Figuras 4.46 e

4.47 respectivamente). O terceiro vale mostra que há região de recirculação para a configuração (3_2_3), como pode ser verificado na Figura 4.47 (C_f negativo) e nas linhas de corrente Figura 4.43 (parede superior á montante do último promotor).

O terceiro pico apresentado na Figura 4.46, mostra que a configuração (3_2_3) tem o maior valor local para o número de *Nusselt*, mesmo enquanto na Figura 4.47 o C_f , para a mesma posição do Nu , apresenta que o terceiro pico é inferior ao primeiro, sendo assim resta a temperatura adjacente à parede superior apresentar valores baixos para essa região (Figura 4.48). Um dos motivos que pode levar a esse comportamento (baixo C_f e baixa temperatura adjacente) pode estar relacionado ao perfil das linhas de corrente, ou seja, como o fluxo de ar nesta região ataca a parede superior; uma vez que essa região apresenta baixa atividade turbulenta (mas esta hipótese não é investigada no presente trabalho).

A região compreendida entre $1H$ e $20H$ a jusante do último promotor de turbulência é fortemente influenciada pelas flutuações de velocidade e pelo gradiente de velocidade, sendo assim, quanto maior forem a energia cinética turbulenta e o C_f , próximos a parede superior, maior será o número de *Nusselt*. Isso pode ser observado de forma mais clara nas figuras 4.44, 4.45, 4.46 e 4.47.

A Tabela 4.5 apresenta os valores médios para o número de *Nusselt* e para a perda de carga do quarto bloco de análise. A configuração (3_2_1) apresenta 24% de incremento médio para o número de *Nusselt* em ambas as paredes da região compreendida entre $2H$ a montante do primeiro promotor até $1H$ a jusante do último promotor de turbulência. Essa configuração apresenta o melhor resultado para o incremento do fluxo de calor nas paredes, nesta região, de todos os arranjos estudados até o momento. Basicamente este arranjo demonstra o melhor balanço entre picos e vales para ambas as paredes do canal. Além disso, embora mostre alta perda de carga nesta região o arranjo (3_2_1), não mostra a maior perda de carga quando comparado com outras configurações anteriores, como por exemplo a configuração (3_1_2) a qual apresenta 1500% de perda de carga para essa região de interesse (Tabela 4.4).

Tabela 4.5 – Médias para o número de *Nusselt* e perda de carga – (3_2_3)

Nusselt Medio (Parede Superior)	Sem Promotores	(3_2_3)	Aumento	(3_2_2)	Aumento	(3_2_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	58.41	23%	58.21	22%	59.05	24%
1H Depois até 5H Depois	45.59	43.49	-5%	53.22	17%	56.70	24%
5H Depois até 10H	44.02	51.46	17%	42.72	-3%	49.25	12%
10H Depois até 20H Depois	41.52	48.06	16%	40.68	-2%	42.72	3%
2H Antes até 5H Depois	46.80	52.81	13%	56.34	20%	58.17	24%
2H Antes até 10H Depois	45.91	52.38	14%	51.99	13%	55.32	20%
2H Antes até 20H Depois	44.20	50.69	15%	47.58	8%	50.41	14%
Nusselt Medio (Parede Inferior)	Sem Promotores	(3_2_3)	Aumento	(3_2_2)	Aumento	(3_2_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	57.82	22%	57.39	21%	58.73	24%
1H Depois até 5H Depois	45.59	59.42	30%	57.99	27%	49.11	8%
5H Depois até 10H	44.02	53.93	23%	51.72	17%	46.69	6%
10H Depois até 20H Depois	41.52	45.06	9%	42.60	3%	43.13	4%
2H Antes até 5H Depois	46.80	58.42	25%	57.61	23%	55.12	18%
2H Antes até 10H Depois	45.91	56.99	24%	55.73	21%	52.42	14%
2H Antes até 20H Depois	44.20	52.34	18%	50.61	15%	48.80	10%
Perda de Carga [Pa]	Sem Promotores	(3_2_3)	Aumento	(3_2_2)	Aumento	(3_2_1)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	18.19	246.52	1255%	246.78	1256%	282.18	1451%
1H Depois até 5H Depois	10.95	41.38	278%	40.72	272%	44.44	306%
5H Depois até 10H	13.68	26.79	96%	18.80	37%	16.45	20%
10H Depois até 20H Depois	27.36	34.69	27%	29.23	7%	29.14	6%

4.1.5 Promotores de turbulência posições (2_2_3)

O quinto e último bloco a ser estudado é configurado de forma que o primeiro e o segundo promotores estão fixos nas posições $X_1 = X_2 = 2$, enquanto o perturbador da estação X_3 tem as suas coordenadas variáveis entre os valores 2 e 3. Assim para este arranjo, (2_2_3), a análise é realizada de maneira simultânea para ambas as paredes do canal pois há simetria de geometria.

A distribuição do número de *Nusselt* é mostrado na Figura 4.49; a Figura 4.50 apresenta os perfis do coeficiente de atrito, enquanto a Figura 4.51 apresenta os perfis das temperaturas adjacentes às paredes do canal. Todas as figuras remetem a análise em ambas as paredes do canal. Observa-se que nada acontece a montante do primeiro marcador vertical o qual esta localizado na posição 2H á montante do primeiro promotor; portanto a análise começará na região compreendida entre o primeiro e o segundo marcadores espaciais.

Percebe-se que após a primeira marcação vertical ($x/H=48,0$), para ambos os casos da configuração (2_2_3), o número de *Nusselt* mantém valores iguais ao do caso de referência e, então, na posição $x/H = 49,2$ começa a aumentar até atingir o valor para o primeiro pico que é observado na estação $x/H = 50,3$. Esta posição foi a mesma encontrada para o primeiro

pico da parede inferior do arranjo (2_1_X₃), e ambos os arranjos mostram que o valor do primeiro pico é de aproximadamente $Nu \sim 69,8$, ou seja, incremento local de 45% em relação ao caso de referência.

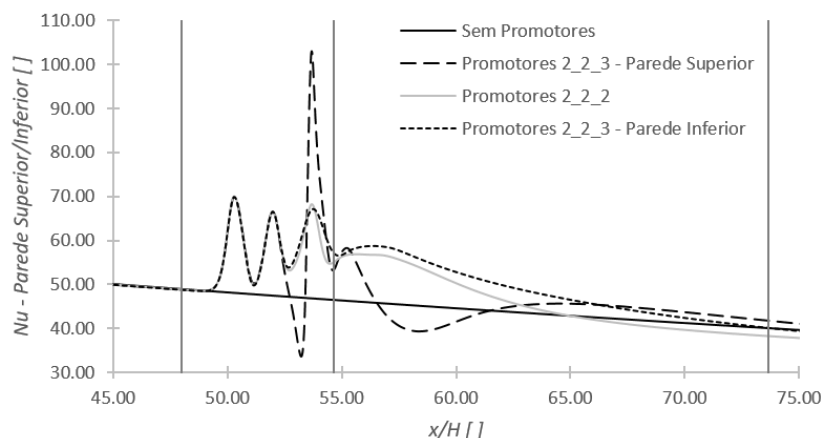


Figura 4.49 – Comportamento do número de Nusselt na parede superior e inferior do canal - (2_2_X₃).

O comportamento para o coeficiente de atrito (Figura 4.50) segue de forma similar ao que acontece com Nu até aproximadamente a posição $x/H \sim 62,0$ e, a Figura 4.51, como esperado, mostra que a temperatura adjacente à parede inferior diminuí conforme o coeficiente convectivo aumenta.

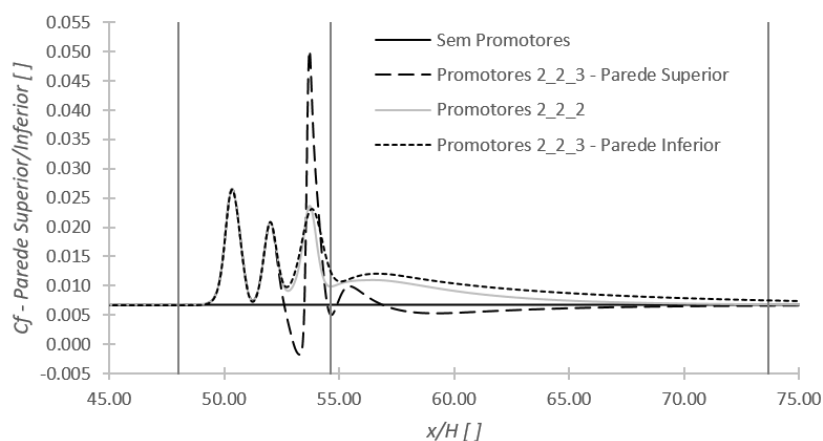


Figura 4.50 – Comportamento do coeficiente de atrito na parede superior e inferior do canal - (2_2_X₃).

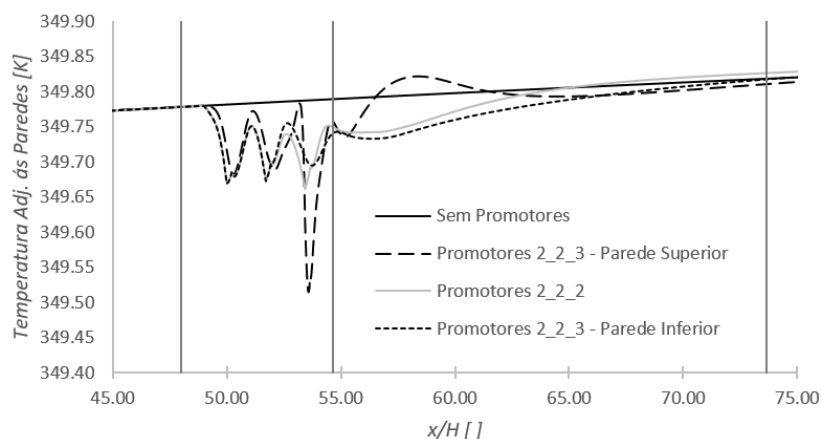


Figura 4.51 – Comportamento da temperatura adjacente às paredes do canal - (2_2_3).

Os perfis de velocidade para a configuração (2_2_3) que podem ser visto na Figura 4.52, mostram que o primeiro e o segundo perturbador de fluxo defletem o escoamento de maneira simétrica, e o caminho de fluxo preferencial é observado tanto por sobre como por de baixo dos promotores X_1 e X_2 e, para a configuração (2_2_2) o fluxo preferencial também passa por sobre e por debaixo do promotor X_3 .

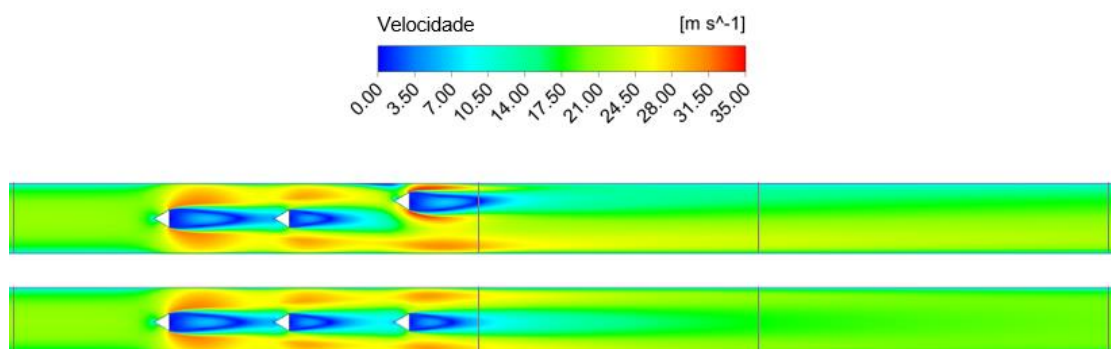


Figura 4.52 – Perfis de velocidade - (2_2_3).

Os perfis de pressão, Figura 4.53, deixam evidente que a região de estagnação de fluxo está centrada no vértice do primeiro e do segundo promotor e, para o caso (2_2_2) centrada também no último promotor, X_3 , fazendo com o escoamento nessas regiões seja defletido de forma simétrica e sempre em direção as paredes do canal como ilustra a Figura 4.52.

O primeiro vale para o coeficiente convectivo (Figura 4.49) é dado na posição $x/H = 51,2$ e mesmo sendo uma região de vale o valor para o Nu é 5% superior ao valor do caso de referência para a mesma estação. Após a primeira região de vale observa-se o aumento local para o coeficiente convectivo (Figura 4.49) alcançando incremento de aproximadamente 40%, ou seja, 5% inferior ao primeiro pico.

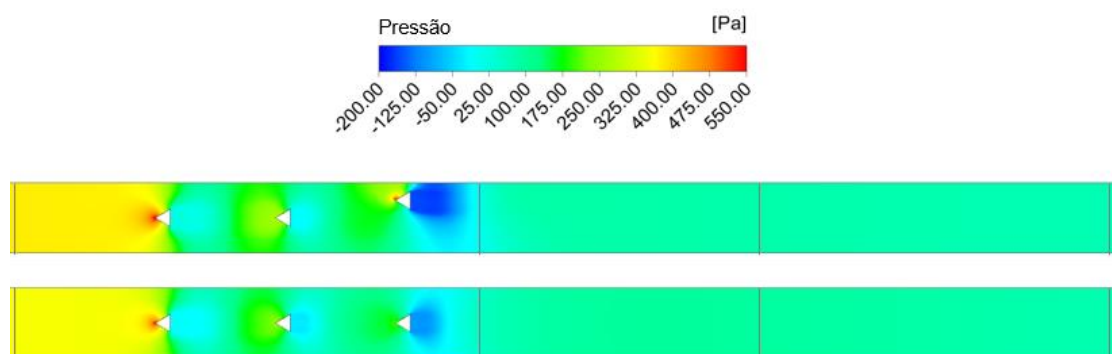


Figura 4.53 – Perfis de pressão - (2_2_3).

O segundo vale apresenta valores e posições diferentes para os casos entre si (ver Figura 4.49), assim a posição para os arranjos (2_2_2) e (2_2_3) - *Parede Inferior* é $x/H = 52,8$ cujo número de Nu é de aproximadamente $Nu = 53,4$, enquanto a configuração (2_2_3) - *Parede Superior* mostra que a estação para o segundo vale é $x/H = 53,2$ e, o número para o coeficiente convectiva é de aproximadamente 27% inferior ao do caso de referência. O motivo para esta região apresentar valor inferior é por causa da influência da pressão de estagnação na região entre o vértice e a superfície superior do último promotor de turbulência, X_3 , como pode ser visto na Figura 4.53. Além disso, o coeficiente de atrito é negativo, para a configuração (2_2_3) - *Parede Superior*, como pode ser verificado na Figura 4.50 e, por esse motivo uma região de recirculação faz-se presente na região que antecede este promotor, como é ilustrado nas figuras 4.52 e 4.54.

O terceiro pico mostrado na Figura 4.49 apresenta para os arranjos (2_2_2) e (2_2_3) - *Parede Inferior* o valor de 45% de incremento local com relação ao caso sem promotores, ou seja, aproximadamente o mesmo valor de incremento encontrado para o primeiro pico. O motivo para o terceiro incremento ser semelhante ao primeiro é pelo fato de que a segunda recirculação apresenta comprimento reduzido, Figura 4.54, fazendo com que o escoamento seja parcialmente restaurado e, então defletido pelo último corpo triangular de modo que a tensão cisalhante na parede supere a do segundo pico (Figura 4.50). O terceiro pico para a configuração (2_2_3) - *Parede Superior* mostra incremento local de 118% e esta na posição $x/H = 53,7$. Esse resultado é alcançado devido a proximidade entre o promotor, X_3 , e a parede superior, pois isso faz com que o escoamento seja acelerado nesta região, como ilustra a Figura 4.52.

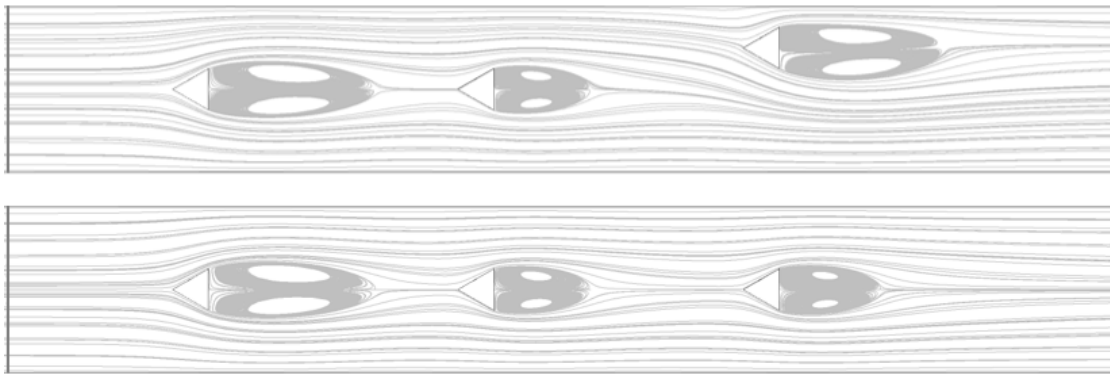


Figura 4.54 – Linhas de corrente - (2_2_X₃).

Neste momento é analisada a região compreendida entre o segundo e o terceiro marcador espacial presente no gráfico de Nu , os quais representam as estações $1H$ e $20H$ a jusante do último perturbador de fluxo respectivamente. Na Figura 4.49 nota-se que o comportamento das configurações (2_2_2) e (2_2_3) - *Parede Inferior* é bastante similar, ou seja, ambas apresentam queda após passarem pelo terceiro pico para o número de *Nusselt*, mas a seguir há novamente incremento do fluxo de calor na parede fazendo com que o Nu torne a aumentar e, por fim, o coeficiente convectivo diminuí de forma gradativa até o final do domínio. Observa-se na Figura 4.50 que os perfis para o coeficiente de atrito apresentam esse mesmo perfil dos dois casos em questão e além disso, na Figura 4.52 observa-se que o escoamento próximo as paredes inferiores apresentam velocidades relativamente altas, porque o fluxo de ar é defletido pelo promotor X_3 para essa região, fazendo com que a tensão cisalhante na parede dessa região aumente e por consequência aumente o coeficiente convectivo. As figuras 4.55 e 4.56 apresentam os perfis das atividades turbulentas e, percebe-se que para a configuração (2_2_2) as maiores flutuações de velocidade assim como a maior difusão de calor ocorrem no centro do domínio.

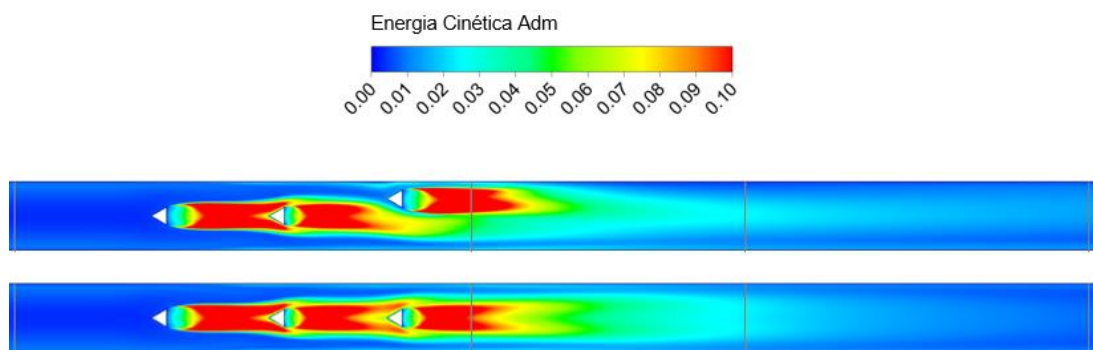


Figura 4.55 – Perfis energia cinética turbulenta adimensional - (2_2_X₃).

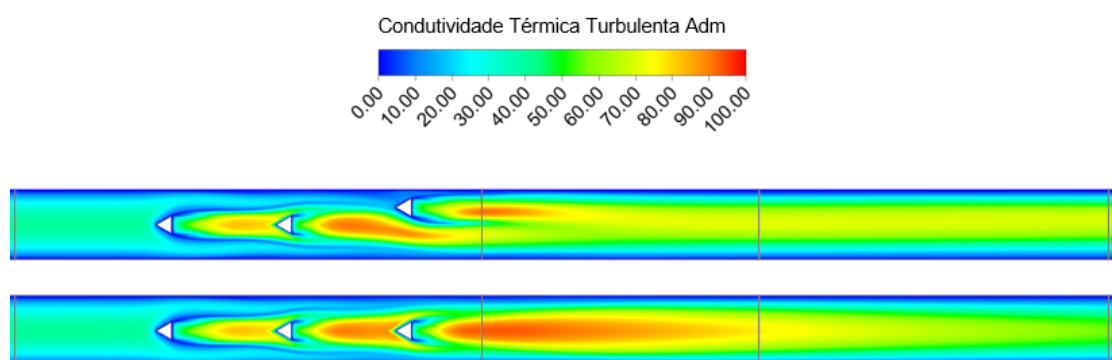


Figura 4.56 – Perfis condutividade térmica turbulenta adimensional - (2_2_3).

A configuração (2_2_3) - *Parede Superior* mostra comportamento um pouco diferente do que foi apresentado pelas paredes inferiores (ver Figura 4.49), ou seja, apresenta queda para o Nu após passar pelo terceiro pico e, em seguida, há incremento brusco do fluxo de calor na parede fazendo com que o Nu torne a aumentar atingindo o quarto pico em $x/H = 55,3$ e $Nu = 57,6$, após esse pico o fluxo de calor na parede superior reduz de maneira brusca chegando ao valor local de 13% inferior ao do caso sem promotores na posição $x/H = 58,1$; ainda para esse caso percebe-se que após o quarto vale os valores para o coeficiente convectivo retornam a incrementar apresentando troca de calor superior ao caso de referência e as figuras 4.55 e 4.56 apresentam que há maior atividade turbulenta para a região próxima a parede superior para esta configuração, enquanto a Figura 4.50 mostra que a tensão de cisalhamento é inferior ao do caso sem promotores, sendo assim a difusão turbulenta esta agindo de maneira a amplificar a troca de calor nessa região do domínio.

A Tabela 4.6 apresenta os valores médios para o número de Nusselt e para a perda de carga do quinto bloco de análise. A configuração (2_2_3) apresenta 20% de incremento médio para o número de *Nusselt* em ambas as paredes da região compreendida entre $2H$ a montante do primeiro promotor até $1H$ a jusante do último promotor de turbulência, ou seja, não existiu benefício médio para a inserção do promotor, X_3 , próximo a parede superior, visto que antes do incremento local no coeficiente convectivo tem-se um decréscimo do mesmo (Figura 4.49) fazendo com que os resultados médio fossem praticamente os mesmo entre a parede superior e a parede inferior do canal. Além disso, o arranjo (2_2_3) demonstra 13% mais perda de carga para essa região que esta compreendida entre os promotores de turbulência. Ainda para a configuração (2_2_3) é importante salientar que a região a jusante do último promotor apresenta aumento médio, para o número de Nusselt, de 26% na parede

inferior do canal, ou seja, mais uma vez o maior benefício para $X_3 = Y_3$ esta na parede oposta como pode ser verificado na tabela abaixo.

Tabela 4.6 – Médias para o número de *Nusselt* e perda de carga – (2_2_3)

Nusselt Medio (Parede Superior)	Sem Promotores	(2_2_3)	Aumento	(2_2_2)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	57.03	20%	56.62	19%
1H Depois até 5H Depois	45.59	46.89	3%	55.82	22%
5H Depois até 10H	44.02	43.11	-2%	48.12	9%
10H Depois até 20H Depois	41.52	44.16	6%	40.49	-2%
2H Antes até 5H Depois	46.80	53.22	14%	56.32	20%
2H Antes até 10H Depois	45.91	49.99	9%	53.70	17%
2H Antes até 20H Depois	44.20	47.72	8%	48.55	10%
Nusselt Medio (Parede Inferior)	Sem Promotores	(2_2_3)	Aumento	(2_2_2)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	47.52	57.24	20%	56.62	19%
1H Depois até 5H Depois	45.59	57.55	26%	55.82	22%
5H Depois até 10H	44.02	51.14	16%	48.12	9%
10H Depois até 20H Depois	41.52	43.51	5%	40.49	-2%
2H Antes até 5H Depois	46.80	57.36	23%	56.32	20%
2H Antes até 10H Depois	45.91	55.37	21%	53.70	17%
2H Antes até 20H Depois	44.20	50.75	15%	48.55	10%
Perda de Carga [Pa]	Sem Promotores	(2_2_3)	Aumento	(2_2_2)	Aumento
2H Antes até 1H Depois	18.19	244.06	1241%	215.89	1087%
1H Depois até 5H Depois	10.95	39.82	264%	43.45	297%
5H Depois até 10H	13.68	19.30	41%	17.24	26%
10H Depois até 20H Depois	27.36	31.14	14%	27.36	0%

4.2 ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE REYNOLDS

O estudo sobre a influência do número de *Reynolds* foi realizado utilizando-se como base a disposição que contém $X_1 = X_2 = X_3 = 1$, porque apresentou o máximo incremento na troca de calor entre todas as configurações para a região compreendida entre 5H e 10H a jusante do último promotor de turbulência.

Os efeitos sobre o número de *Nusselt* e sobre o coeficiente de atrito foram avaliados para ambas as paredes do canal. As alterações do número de *Reynolds* foram obtidas através da variação da velocidade na entrada do domínio. Atribuiu-se a u_e os valores de 18,5 [m s⁻¹]; 20,5 [m s⁻¹]; 22,5 [m s⁻¹] e 24,5 [m s⁻¹] o que corresponde a números de *Reynolds*, Re_H , iguais a 13517; 14979; 16440 e 17901 [], respectivamente. As condições de contorno são as mesmas que foram empregadas para o estudo dos casos de referência apresentados na secção 4.1.

As figuras 4.57 e 4.58 apresentam os valores para o número de *Nusselt*, para a parede inferior e superior respectivamente, sendo possível notar que Nu está diretamente relacionado com o número de *Reynolds*, ou seja, quanto maior for Re_H maior é a troca de calor na parede do canal, inclusive da região que antecede o primeiro promotor de turbulência. Outro aspecto importante que pode ser observado é que todos os picos e vales ocorrem praticamente nas mesmas posições do caso $18,5 [m s^{-1}]$.

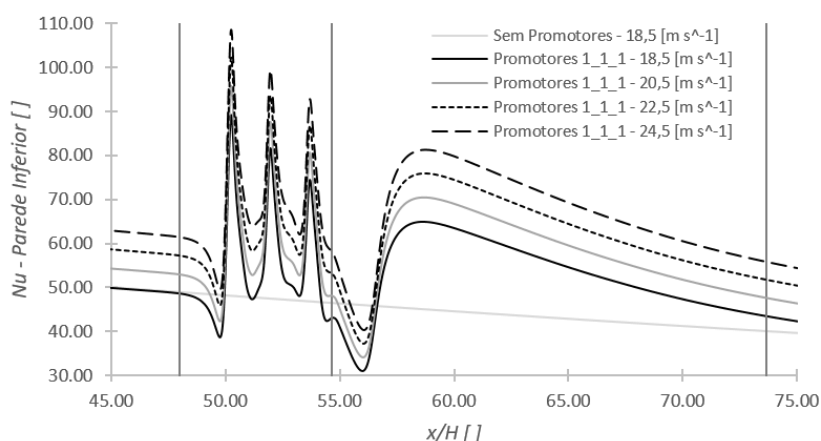


Figura 4.57 – Comportamento do número de *Nusselt* em função do número de *Reynolds* na parede inferior do canal - (1_1_1).

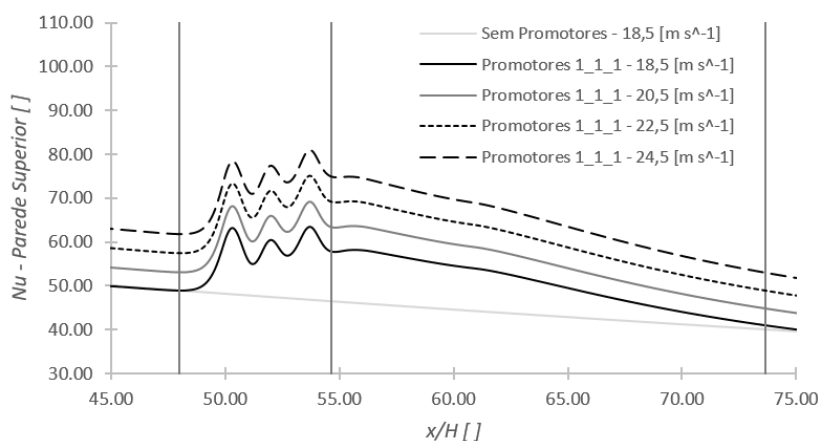


Figura 4.58 – Comportamento do número de *Nusselt* em função do número de *Reynolds* na parede superior do canal - (1_1_1).

As figuras 4.59 e 4.60 apresentam os valores para o coeficiente de atrito, $C_f = \tau_w / (0,5 \rho u_{e=18,5}^2)$, mas neste caso específico o C_f está utilizando a velocidade de entrada, u_e , como sendo igual a $18,5 [m s^{-1}]$ para todos os casos, pois caso fosse utilizada a

respectiva velocidade de entrada os valores para o coeficiente de atrito iriam ser sobrepostos. Assim de forma semelhante ao que aconteceu com o Nu , tem-se que o coeficiente de atrito está diretamente relacionado com o número de *Reynolds*, ou seja, quanto maior for Re_H maior é a perda de carga do canal, inclusive da região que antecede o primeiro promotor de turbulência. Outro aspecto importante que pode ser observado é que todos os picos e vales ocorrem praticamente nas mesmas posições do caso $18,5 [m s^{-1}]$. Essa característica provavelmente está relacionada ao fato das deflexões de fluxo, causadas pela presença dos promotores, apresentam variações desprezíveis nos seus perfis em relação aos incrementos do número de *Reynolds*.

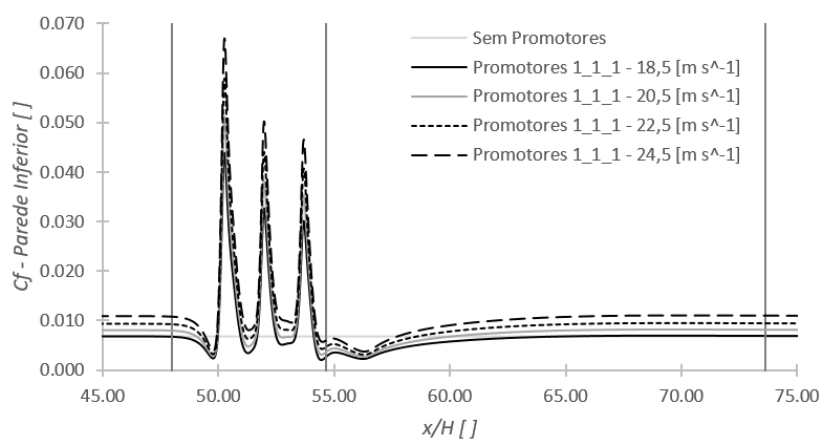


Figura 4.59 – Comportamento do coeficiente de atrito em função do número de *Reynolds* na parede inferior do canal - (1_1_1).

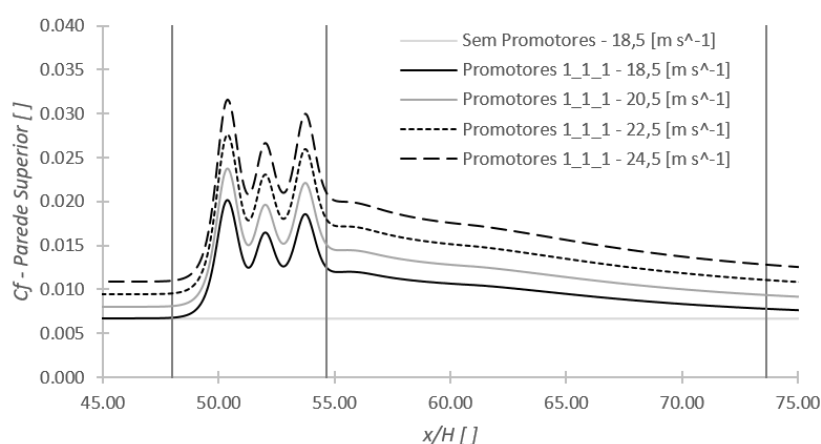


Figura 4.60 – Comportamento do coeficiente de atrito em função do número de *Reynolds* na parede superior do canal - (1_1_1).

4.3 CONCLUSÕES

O estudo realizado neste trabalho teve como principal objetivo investigar os efeitos sobre a troca de calor convectiva e sobre o coeficiente de atrito nas paredes de um canal com paredes paralelas causados pela inserção de três promotores de turbulência, com geometria triangular, no escoamento turbulento no interior do mesmo. Todas as simulações foram realizadas utilizando o programa comercial ANSYS CFX® e o modelo de turbulência RANS de transporte de tensão de cisalhamento (*Shear Stress Transport*) SST $k-\omega$ [MENTER, 1994].

(i) Estudo dos casos de referência

O estudo de referência demonstrou que a inserção de promotores de turbulência no escoamento turbulento no interior de um canal aumenta, na maioria dos casos, a troca de calor local e média nas paredes do mesmo.

O caso (1_1_1) apresentou aumento médio de aproximadamente 39% na região localizada entre $5H$ e $10H$ a jusante do último perturbador na parede inferior do canal, ou seja, o aumento mais significativo de todo o trabalho; além disso esta configuração de promotores mostrou relativamente pouca perda de carga.

A configuração (2_1_2) apresentou 29% de incremento médio para o número de *Nusselt*, para a parede superior, cuja região que esta compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último promotor de turbulência, enquanto a parede inferior apresentou apenas 14% de incremento. A região dos promotores de turbulência, que é compreendida entre $2H$ a montante do primeiro promotor até $1H$ a jusante do último perturbador, apresentou um incremento médio entre 21 e 24% para ambas as paredes desta região, ou seja, valores superiores aos apresentados pelo arranjo (1_1_X3); as perdas de carga para essa mesma região também apresentaram valores superiores.

A disposição (3_1_3) apresentou 30% de acréscimo médio para a troca de calor na parede inferior do canal, cuja região esta compreendida entre $1H$ e $5H$ a jusante do último promotor de turbulência, enquanto a sua parede superior mostrou 30% de incremento para a região compreendida entre $5H$ até $10H$ a jusante do último promotor. A configuração (3_1_1) obteve comportamento invertido quando comparado com (3_1_3), ou seja, 30% de aumento na troca de calor para a parede superior na região entre $1H$ e $5H$ a jusante dos promotores e 31% para a parede inferior na área que esta limitada entre $5H$ e $10H$ após o último corpo triangular.

O arranjo (3_2_1) apresentou 24% de acréscimo médio para o número de *Nusselt* em ambas as paredes da região compreendida entre $2H$ a montante do primeiro promotor até $1H$ a jusante último promotor de turbulência. Essa configuração apresentou o melhor resultado para o incremento do fluxo de calor nas paredes, nesta região, de todos os arranjos estudados. Basicamente este arranjo demonstrou o melhor balanço entre os picos e os vales para ambas as paredes do canal. Além disso, embora mostre alta perda de carga nesta região o arranjo (3_2_1), não mostra a maior perda de carga quando comparado com outras configurações anteriores, como por exemplo a configuração (3_1_2) a qual apresentou 1500% de perda de carga para essa região de interesse

A configuração (2_2_3) trouxe 20% de aumento médio para o Nu em ambas as paredes da região compreendida entre $2H$ a montante do primeiro promotor até $1H$ a jusante último promotor de turbulência, ou seja, não existiu benefício médio para a inserção do promotor, X_3 , próximo a parede superior, visto que antes do incremento local no coeficiente convectivo tem-se um decréscimo do mesmo fazendo com que os resultados médio fossem praticamente os mesmo entre a parede superior e a parede inferior do canal. Além disso o arranjo (2_2_3) demonstra 13% mais perda de carga para essa região que esta compreendida entre os promotores de turbulência. Ainda para a configuração (2_2_3) é importante salientar que a região a jusante do último promotor apresenta aumento médio, para o número de *Nusselt*, de 26% na parede inferior do canal, ou seja, o maior benefício para $X_3 = Y_3$ estava na parede oposta.

Concluí-se que de forma geral os resultados para a troca de calor e para o coeficiente de atrito nas paredes do canal são influenciados pelos aumentos e diminuições locais do fluxo de massa, pressão de estagnação localizada nas regiões frontais dos promotores, comprimento da recirculação formada atrás dos perturbadores assim como as atividades turbulentas a jusante dos corpos triangulares.

(ii) Influência do número de *Reynolds*

O número de *Reynolds* exerce influência direta na troca de calor, mesmo na presença de promotores de turbulência. Sendo assim, para as velocidades compreendidas entre $18,5[m\ s^{-1}]$ e $24,5[m\ s^{-1}]$ obteve-se incrementos nos valores do *Nusselt* local e médio assim como aumento nos coeficientes de atrito local e médio. Finalmente, para a faixa de parâmetros analisados neste trabalho, foi constatado que os picos (pontos de máximo local) e os vales (pontos de mínimo local) para o número de *Nusselt* e para o coeficiente de atrito

independeram da magnitude de Re_H . Essa característica provavelmente está relacionada ao fato das deflexões de fluxo, causadas pela presença dos promotores, apresentarem variações desprezíveis nos seus perfis em relação aos incrementos do número de *Reynolds*.

4.4 SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS

Devido à expressiva quantidade de variáveis e parâmetros que estão contidos no estudo da troca de calor, esse trabalho abordou, como um primeiro esforço, uma pequena fatia deste universo que precisa ser mais bem investigado. As sugestões para pesquisas futuras são:

(i) Diferentes espessamentos, s , entre os promotores de turbulência

O estudo realizado concentrou-se apenas no espessamento, $s = 1,5H$, entre os promotores de turbulência, desta forma é interessante realizar estudos paramétricos que avaliem a influência deste parâmetro na troca de calor.

(ii) Diferentes tamanhos e formas do promotor de turbulência

A geometria do promotor de turbulência foi mantida constante, ou seja, triângulo equilátero de lado l , em todos os casos simulados. Então é sugerido que tanto esta dimensão quanto a forma do promotor sejam alterados de caráter a se encontrar alguma relação característica que venha influenciar de maneira relevante os resultados obtidos.

(iii) Outras distâncias mínimas entre os promotores Y_1 ou Y_3 e as paredes do canal

Como foi apresentado no capítulo de resultados, a distância mínima entre o promotor de turbulência e as paredes do canal tem influência direta nos resultados de troca de calor e coeficiente de atrito nas mesmas e, muitas vezes o ganho obtido no pico local é equivalente ao vale local causado pela forte informação vinda da pressão de estagnação nos promotores próximos às paredes.

(iv) Estudo experimental

O presente trabalho é investigado somente de forma numérica, sendo assim, estudos experimentais são fortemente sugeridos para comprovar as constatações numéricas que foram inferidas nesse estudo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALI, R.K. Augmentation of heat transfer from heat source placed downstream a guide fence: An experimental study, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.33, pp. 728-734, 2009.

ANDERSON, D. A.; TANNERHILL, J. C.; PLETCHER, R. H. *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*. New York: Hemisphere Pub. Co., 1984. 599 p.

ANSYS. ANSYS CFX Release 11.0 Manual. 2007.

ARMALY, B. F.; DURST, F.; PEREIRA, J.C.F.; SCHONUNG, B. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *Journal Fluid Mech*, v. 127, p. 473-496, 1983.

BARDINA, J.; FERZIGER, J. H.; REYNOLDS, W. C. *Turbulence Models Based on Large Eddy Simulation of Homogeneous, Incompressible, Turbulent Flows*. TECHNICAL REPORT, n. TF.19, Stanford University, 1983.

BARTH, T. J.; JESPERSON, D.C. The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes. *AIAA*, v.89, n.0366. 1989.

GÓMEZ, L.C.; NAVARRO, H.P.; GODOY, S.M., CAMPO, A., JABARDO, J.M.S. Thermal characterization of a cross-flow heat exchanger with a new flow arrangement, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol 48, pp. 2165-2170, 2009.

GUNES, S.; OZCEYHAN, V.; BUYUKALACA, O. Heat transfer enhancement in a tube with equilateral triangle cross sectioned coiled wire inserts, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol 34, pp. 684-691, 2009.

KADER, B. A. Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 24, n. 9, p. 1541-1544, 1981.

KAYS, W. M.; CRAWFORD, M. E. Convective Heat and Mass Transfer. New York: McGraw Hill Inc., 2005. 546 p.

KIM, J.; KLINE, S. J.; JOHNSTON, J. P. Investigation of a Reattaching Turbulent Shear Layer: Flow Over a Backward-Facing Step. *Journal of Fluids Engineering*, v. 102, n. 3, p. 302-308, 1980.

KOLMOGOROV, A. N. Equations of Turbulent Motion of na Incompressible Fluid *Akad. Nauk. SSSR, Seria Fizicheska* (Tradução: Imperial Colleg, Mech. Eng. Dept. Rept. ON/6,1968), v.6, n.1-2, p.56-58. 1942.

KUMAR, A.; DHIMAN, A. K. Effect of a circular cylinder on separated forced convection at a backward-facing step. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 52, p. 176-185, 2012.

LAN, H.; ARMALY, B. F.; DRALLMEIER, J. A. Three-dimensional simulation of turbulent forced convection in a duct with backward-facing step. *International Journal Heat Mass Transfer*, v. 53, p. 1690-1700, 2009.

LAUNDER, B. E.; D. B.SPALDING. The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v.3, p.269-289. 1974.

LEVICH, E. Certain Problems in the theory of developed hydrodynamical turbulence. In: *Physics Reports. The Benjamin Levich Institute for Physico-Chemical Hydrodynamics*, p.129-238. 1987.

MALISKA, C. R. Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional. 2ª edição. Rio de Janeiro: LTC - Livros Técnicos e Científicos. 2004. xv, 453 p.

MANSOUR, N. M.; KIM, J.; MOIN, P. Reynolds Stress and Dissipation Rate Budgets in Turbulent Channel Flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 194, p. 15-44, 1988.

MARTIN, E.; VELAZQUEZ, A. Effect of a span length and temperature on the 3-D confined flow around a vortex promotor. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 32, p. 1173-1185, 2011.

NAGANO, Y.; ABE, K.; KONDOH, T. A New Turbulence Model for Predicting Fluid Flow and Heat Transfer in Separating and Reattaching Flows – II. Thermal Field Calculations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 38, n. 8, p. 1467-1481, 1995.

PRANDTL, L.; WIGHARDT, K. Über ein neues formelsystem für die ausgebildete tubulenz. *Nachr, Akad, Wiss.*, 1945.

REZENDE, R. V. P. Modelagem Matemática e Desenvolvimento de Metodologia Computacional para a Simulação Numérica do Escoamento Bifásico de Ar e Ferro-Gusa em Canal de Corrida de Alto-Forno, 2008. Tese de mestrado, UFSC, Florianópolis.

RHIE, C. M.; CHOW, W. L. Numerical Study of the Flow Past an Airfoil with Trailing-Edge Separation. *AIAA Journal*, v. 21, n.11, p. 1525-1532, 1983.

SUSIN, R. M. Análise Numérica do Escoamento em uma Sala Retangular Ventilada por um Jato Horizontal de Parede, 2007. Tese de mestrado, PUCPR, Curitiba.

TURKI, S.; ABBASSI, H.; NASRALLAH S. B. Effect of the blockage ratio on the flow in a channel with a built-in square cylinder. *Computational Mechanics*, v.33, p. 22-29, 2003.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method. Pearson Education Limited, 2007. 504 p.

VOGEL, J. C.; EATON, J. K. Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a Backward-Facing Step. *Journal of Heat Transfer*, v. 107, p. 922-929, 1985.

WILCOX, D. C. Turbulence Modeling for CFD. La Canãda: DCW Industries, 1998. 460 p.

ZDANSKI, P. S. B. Desenvolvimento de um Método Numérico para Cálculo de Escoamentos Incompressíveis: Aplicação na Análise da Troca de Calor em Cavidades Rasas, 2003. Tese de doutorado, ITA, São José dos Campos.

ZDANSKI, P. S. B.; ORTEGA, M. A.; FICO JR. Heat Transfer Studies in the Flow Over Shallow Cavities. *Journal of Heat Transfer*, v. 127, p. 699-712, 2005.

ZDANSKI, P. S. B.; VAZ JR. M; GARGIONI, G. T. Convection Heat Transfer Enhancement on Recirculating Flows in a Backward Facing Step: The Effects of a Small Square Turbulence Promoter. *Heat Transfer Engineering*, 37:2, 162-171, 2016.

ZDANSKI, P. S. B.; PAULI, D; DAUNER, F.A.I. Effects of delta winglet vortex generators on flow of air over in-line tube bank: A new empirical correlation for heat transfer prediction. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 67, 89-96, 2015.

ZEITOUN, O.; MOHAMED ALI; NUHAIT, A. Convective heat transfer around a triangular cylinder in an air cross flow. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 50, p. 1685-1697, 2011.