



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
Campus de Ilha Solteira

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO DE JATOS IMPINGENTES AXISSIMÉTRICOS CONFINADOS

Iara de Souza Barbosa

Orientador: Prof. Dr. Sérgio Said Mansur

Coorientador: Prof. Dr. Julio Militzer

(Dalhousie University, Halifax, Nova Scotia, Canadá)

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia – UNESP – Campus de Ilha Solteira, para obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Área de Conhecimento: Ciências Térmicas

Ilha Solteira – SP

Outubro/2011

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

B238s Barbosa, Iara de Souza .
Simulação numérica do escoamento de jatos impingentes axissimétricos confinados / Iara De Souza Barbosa. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2011
106 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Ciências Térmicas, 2011

Orientador: Sérgio Said Mansur

Co-orientador: Julio Militzer

Inclui bibliografia

1. Simulação numérica. 2. Volumes finitos. 3. Fronteira imersa. 4. Jatos Impingentes. 5. Difusor radial.



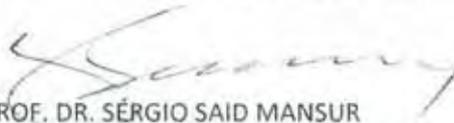
UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
CÂMPUS DE ILHA SOLTEIRA
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO: SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO DE JATOS IMPINGENTES
AXISSIMÉTRICOS CONFINADOS

AUTORA: IARA DE SOUZA BARBOSA
ORIENTADOR: PROF. DR. SÉRGIO SAID MANSUR
COORIENTADOR: PROF. DR. JULIO MILITZER

Aprovada como parte das exigências para a obtenção do título de
MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA, Área: CIÊNCIAS TÉRMICAS,
pela Comissão Examinadora:



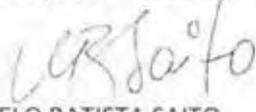
PROF. DR. SÉRGIO SAID MANSUR

UNESP Ilha Solteira / Faculdade de Engenharia / Depto. Engenharia Mecânica



PROF. DR. JOÃO BATISTA CAMPOS SILVA

UNESP Ilha Solteira / Faculdade de Engenharia / Depto. Engenharia Mecânica



DR. MARCELO BATISTA SAITO
Agência Nacional de Aviação Civil – ANAC

Data da realização: 11 de outubro de 2011.

A Deus,
aos meus pais Bisar e Géssi,
às minhas irmãs Thirze e Joice,
ao meu namorado Jesus,
aos meus avós Laurinda, Joaquim e Arnoud,
e especialmente à minha avó Terezinha,
pelo seu incondicional e inexplicável amor.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar a Deus, pelas bênçãos derramadas na minha vida.

Aos meus pais Bisar e Géssi, às minhas irmãs Thirze e Joice, e ao meu namorado Jesus, pelo apoio, orações e compreensão dedicados nos momentos em que mais precisei durante a minha formação profissional.

Ao meu orientador Sérgio Said Mansur, pelo infinito conhecimento e contribuição repassados desde o início de minha graduação.

Ao meu coorientador Júlio Militzer, por ter proporcionado a maior oportunidade de crescimento pessoal e profissional da minha vida, durante o meu estágio de colaboração científica na Dalhousie University.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) por fornecer o financiamento necessário para a realização deste trabalho.

Aos meus amigos do curso de Engenharia Mecânica da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira e do Laboratório de Simulação Computacional em Ciências Térmicas, pelo carinho e companhia durante todos estes anos.

E, por último, mas não menos importante, à minha avó Terezinha, que me mostrou sempre a necessidade de demonstrar às pessoas o quanto elas são importantes em nossas vidas. Uma pessoa que eu só tenho a agradecer e ficará para sempre guardada no meu coração.

RESUMO

O jato impingente constitui um problema clássico da mecânica dos fluidos, cuja dinâmica é fortemente dependente do número de Reynolds, do grau de confinamento e de outros parâmetros que caracterizam geometricamente o problema. No presente trabalho, jatos impingentes com diferentes níveis de confinamento foram investigados numericamente. Para tanto, utilizou-se um código computacional baseado no método dos volumes finitos, que resolve as equações de Navier-Stokes escritas em coordenadas cilíndricas bidimensionais. Com a finalidade de diminuir custos computacionais, a simetria azimutal do problema foi considerada na definição do domínio de cálculo. O disco frontal, sobre o qual incide o jato, foi modelado de duas formas distintas: a) com o auxílio do método da fronteira imersa baseado no modelo físico virtual ou b) mediante a imposição de viscosidade infinita na região por ele ocupada. A comparação entre resultados destas simulações permitiram avaliar a eficiência do método da fronteira imersa, no que diz respeito ao tempo de cálculo e à sua capacidade para representar fisicamente o problema abordado. Além disso, testes de performance do código foram também realizados utilizando-se diferentes esquemas de transporte advectivo - *power law*, *upwind*, *central difference* e híbrido. Simulações foram realizadas variando-se o diâmetro de ambos os discos (impingente e confinante), o afastamento entre eles e o número de Reynolds do escoamento. Para a representação de escoamentos com números de Reynolds elevados, a metodologia de simulação de grandes escalas foi implementada, com o uso da modelagem clássica de Smagorinsky e da função de amortecimento de van Driest.

Palavras Chave: Jato impingente, método da fronteira imersa, função de amortecimento de van Driest.

ABSTRACT

The impinging jet is a classical problem of fluid mechanics, whose dynamics is strongly dependent on the Reynolds number, the confinement level and other parameters that characterize the geometrically problem. In this study impinging jets with different confinement levels have been numerically investigated. For this purpose, an in-house computational code based on finite volume method, which solves the Navier-Stokes equations written in two-dimensional cylindrical coordinates has been used. To save computational costs the problem has been treated as azimuthally symmetrical. The frontal disc was modeled in two different ways: a) by means of an immersed boundary method based on the virtual physical model b) by imposing infinite viscosity in the region occupied by the disc. Comparison among results has allowed to evaluate the performance of the immersed boundary method in terms of computational costs and ability to represent the physical features of the flow. Besides, tests of the code performance have also been carried out employing different advective schemes, i.e. power law, upwind, central difference, and hybrid. Simulations have been performed by varying the diameter of both disks (impinging and confining), the gap between them, and the Reynolds number. To represent turbulent flows, Large Eddy Simulation has been implemented in the code, using the classical Smagorinsky model and the damping function of van Driest.

Keywords: Impinging jet, immersed boundary method, van Driest damping function.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Malhas adaptativas.....	18
Figura 1.2 – <i>Microburst</i>	20
Figura 1.3 – Esquema do Escoamento em Jatos Impingentes.....	21
Figura 2.1 – Métodos de Simulação de Escoamentos com Geometrias Complexas.....	31
Figura 2.2 – Distribuição de forças ao longo da interface.....	34
Figura 2.3 – Distribuição de forças ao longo da interface.....	35
Figura 2.7 – Volume de fluido na interface.....	41
Figura 2.8 – Pontos auxiliares ao esquema de interpolação.....	42
Figura 2.9 – Interpolação horizontal.....	43
Figura 2.10 – Interpolação vertical.....	43
Figura 2.11 – Esquema de cálculo da velocidade na interface.....	44
Figura 2.12 – Ponto auxiliar ao cálculo das derivadas da pressão.....	45
Figura 3.1 – Método da Fronteira Imersa aplicado ao assento de um difusor radial.....	50
Figura 3.2 – Método da Fronteira Imersa aplicado à palheta de um difusor radial.....	51
Figura 3.3 – Jato impingente tridimensional.....	52
Figura 3.4 – Domínio computacional: (a) Jato impingente bidimensional, (b) Domínio computacional e condições de contorno adotados.....	53
Figura 4.1 – Número de volumes entre os discos impingente e confinante.....	55
Figura 4.2 – Evolução temporal da norma L2 para diferentes graus refinamentos de malha em jatos impingentes com $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$	56
Figura 4.3 – Bolha de recirculação com o aumento do refinamento em um jato impingente com $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$	57
Figura 4.4 – Pressão adimensional versus raio adimensional para diferentes refinamentos de malha e jato impingente com $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$	58
Figura 4.5 – Evolução de U ao longo do tempo para os quatro refinamentos em $x = 0,545\text{cm}$, $r = 1,5\text{cm}$ para $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$	59
Figura 4.6 – Evolução de V ao longo do tempo para os quatro refinamentos em $x = 0,545\text{cm}$, $r = 1,5\text{cm}$ para $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$	59
Figura 4.7 – Campo da velocidade radial V_{em} um jato impingente com $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$: (a) Com Fronteira Imersa, (b) Viscosidade Infinita.....	61

Figura 4.8 – Evolução temporal da velocidade no ponto $x = 0,545$ cm, $r = 1,875$ cm do escoamento em um jato impingente com $s/d = 0,03$, $D_p/d = 1,5$ e $Re = 1500$. ..	62
Figura 4.9 – Perfis de pressão: experimental de Souto (2002) e numéricos obtidos sem modelagem de turbulência, para $Re = 14000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$. ..	64
Figura 4.10 – Perfis de velocidade adimensional: experimental de Souto (2002) e numérica obtidas sem modelagem de turbulência, para $Re = 15000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$. ..	65
Figura 4.11 – Perfis de pressão: experimental de Souto (2002) e numéricos obtidos com metodologia LES, para $Re = 14000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$..	66
Figura 4.12 – Perfis de velocidade adimensional: experimental de Souto (2002) e numérica obtidas com metodologia LES, para $Re = 15000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$. ..	66
Figura 4.13 – Campo da constante de Smagorinsky após aplicação da função de van Driest. ..	67
Figura 4.14 – Perfis de pressão: experimental de Souto (2002) e numéricos obtidos a partir do uso da função de van Driest para $Re = 14000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$. ..	68
Figura 4.15 – Perfis de velocidade adimensional: experimental de Souto (2002) e numérica obtidas com o uso da função de van Driest, para $Re = 15000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$. ..	68
Figura 4.16 – Perfis de pressão: experimental de Souto (2002) e numéricos obtidos com e sem o uso da função de van Driest para $Re = 14000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$. ..	69
Figura 4.17 – Perfis de velocidade adimensional: experimental de Souto (2002) e numérica obtidas com e sem o uso da função de van Driest, para $Re = 15000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$. ..	69
Figura 4.18 – Campo de vorticidade e vetores velocidade para escoamento com $Re = 1500$, $s/d = 0,03$ e razão de diâmetros (D_p/d): (a) 2,0, (b) 1,75, (c) 1,5, (d) 1,25, (e) 1,0 ..	71
Figura 4.19 – Evolução temporal da velocidade tomada em $x = 0,545$ cm, $r = 1,5$ cm, para $Re = 1500$, $s/d = 0,03$: (a) velocidade axial, (b) velocidade radial.	72
Figura 4.20 – Evolução temporal da velocidade em $x = 0,545$ cm e $r = 1,87$ cm, para $Re = 1500$, $s/d = 0,03$: (a) velocidade axial, (b) velocidade radial.	72
Figura 4.21 – Campo de velocidade e linhas de corrente para $Re = 1500$, $s/d = 0,03$ e diferentes tamanhos de disco confinante: (a) $D_c/d = 1,25$, (b) $D_c/d = 1,50$, (c) $D_c/d = 1,75$. ..	73
Figura 4.22 – Perfis de velocidade radial em $r = 1,87$ cm ao longo do tempo para jato impingente com $Re = 1500$, $s/d = 0,03$ e diferentes razões de D_c/d	74
Figura 4.23 – Perfis de velocidade radial em $r = 2,25$ cm ao longo do tempo para jato impingente com $Re = 1500$, $s/d = 0,03$	74

Figura 4.24 – Perfis de pressão adimensional para $Re = 1500$, $D_p/d = 1,50$ e diferentes afastamentos adimensionais: (a) $s/d = 0,03$, (b) $s/d = 0,2$, (c) $s/d = 0,5$ e (d) $s/d = 1,0$.	75
Figura 4.25 – Perfil de P_{adm} versus R_{adm} sobre o disco frontal sem aplicação da metodologia LES para $s/d = 0,1$, $D_p/d = 3,0$ e $Re = 750$ a 3000 .	77
Figura 4.26 – Campo de Vorticidade: (a) $Re = 750$, (b) $Re = 1000$, (c) $Re = 1500$ e (d) $Re = 3000$ sem aplicação da metodologia LES para $s/d = 0,1$ e $D_p/d = 3,0$.	77
Figura 4.27 – Campo de velocidade ao longo do domínio com $s/d = 0,1$, $D_p/d = 3,0$: (a) sem e (b) com modelagem de turbulência para $Re = 1500$; (c) sem e (d) com modelagem de turbulência para $Re = 3000$.	78
Figura 4.28 – Perfil de P_{adm} versus R_{adm} sobre o disco frontal com e sem aplicação da metodologia LES para $s/d = 0,1$, $D_p/d = 3,0$.	79
Figura 4.29 – Perfil de P_{adm} versus R_{adm} sobre o disco frontal com e sem aplicação da metodologia LES para $s/d = 0,1$, $D_p/d = 3,0$ e $Re = 1500$ a 14000 .	80
Figura B.1 – Esquema do escoamento de Poiseuille.	91
Figura B.2 – Malha computacional.	92
Figura B.4– Módulo do vetor força.	94
Figura B.5– Comparação entre resultados obtidos por Lima e Silva (2002) e literatura.	94
Figura B.6– Cilindros em <i>tandem</i> .	95
Figura B.7– Campo de vorticidade a) $L = 1,5d$, b) $L = 2d$, c) $L = 2,5d$, d) $L = 2,8d$, e) $L = 3,0d$ e f) $L = 3,5d$.	96
Figura B.8– Esquema canal/cavidade.	97
Figura B.9– Campo de pressão o intervalo de tempo $0 \leq t \leq 0,1s$, $\Delta t = 0,01s$.	98
Figura B.10– Vetores velocidade para o intervalo de tempo $0 \leq t \leq 0,1s$, $\Delta t = 0,01s$.	100
Figura B.11– Esfera presa a molas com elasticidade infinita.	101
Figura B.12– Posição do centro de massa da esfera ao longo do tempo.	102
Figura B.13 – Evolução temporal da estrutura turbilhonar.	103
Figura B.14 – Evolução temporal da estrutura turbilhonar.	104
Figura B.15 – Domínio computacional.	105
Figura B.16– Coeficientes de arrasto e sustentação.	106
Figura B.17– Comparação entre resultados da literatura e de Oliveira (2006).	106
Figura B.18– Protótipo e malha computacional utilizada.	107
Figura B.19– Linhas de corrente do escoamento.	108

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1 – Métodos de simulação de escoamentos com geometrias complexas/móveis. ..	177
Tabela 4.1 – Diferença entre as propriedades com o aumento do refinamento para $s/d = 0,03$, $D_p/d = 1,5$ e $Re = 1500$	60
Tabela 4.2 – Custo computacional de cada método utilizado.	633

NOMENCLATURA

α	=	Constante <i>ad-hoc</i>
β	=	Constante <i>ad-hoc</i>
C_{s0}	=	Constante de Smagorinsky
C_s	=	Constante de Smagorinsky após aplicação da Função de van Driest
d	=	Diâmetro do bocal do jato impingente
D	=	Difusão nas faces dos volumes de controle
D_c	=	Diâmetro do prato confinante
D_p	=	Diâmetro do prato impingente
D_{ij}	=	Função de interpolação/distribuição
f	=	Termo forçante
f_k	=	Densidade de força lagrangiana
\vec{f}_k	=	Força interfacial
$\bar{\vec{f}}_k$	=	Força interfacial média
\vec{f}_a	=	Força de aceleração
\vec{f}_i	=	Força inercial
\vec{f}_v	=	Força viscosa
\vec{f}_p	=	Força de pressão
F	=	Função força interação fluido/estrutura / Fluxo mássico convectivo por unidade de área
Fr_0	=	Número de Froude
F_y	=	Componente vertical da força euleriana
F_x	=	Componente axial/horizontal da força euleriana
F_r	=	Componente radial da força euleriana
h	=	tamanho da malha euleriana
H	=	Termo convectivo
$k(\vec{x}_k)$	=	Curvatura da interface
L_2	=	Norma L_2

n^+	= Distância adimensional da geometria
$\vec{n}(\vec{x}_k)$	= Vetor normal à interface
N	= Número de passos de tempo
p	= Pressão
Pe	= Número de Péclet
Q	= Vazão
r	= Coordenada direção radial
Re	= Número de Reynolds
R_{sp}	= Raio de separação do escoamento no prato impingente
s	= Afastamento dimensional entre o bocal (ou disco confinante) e o prato impingente
\vec{s}	= Vetor tangente à interface normalizado
S_ϕ	= Termo fonte
\bar{S}_{ij}	= Tensor taxa de deformação
t	= Tempo
u	= Componente axial/horizontal do vetor velocidade
u_{ij}	= Velocidade no ponto euleriano
U	= Velocidade direção axial/horizontal
u_τ	= Velocidade de cisalhamento
v	= Componente radial/horizontal do vetor velocidade
V	= Velocidade direção radial/vertical
\vec{V}	= Vetor velocidade
\vec{V}_{fk}	= Velocidade do fluido na interface
\vec{V}_k	= Velocidade da interface
x	= Coordenada direção axial, ou coordenada direção longitudinal
x_{ij}	= Posição do ponto euleriano
x_k	= Posição do ponto lagrangiano
y	= Coordenada direção transversal
Γ	= Coeficiente de Difusão
σ	= Coeficiente de tensão interfacial
Δ	= Comprimento de escala

ρ	=	Densidade do fluido
ΔS	=	Distância entre dois pontos lagrangianos
Ω	=	Domínio computacional
ϕ	=	Propriedade genérica
Δt	=	Tamanho do passo de tempo
τ_w	=	Tensão de cisalhamento na parede
$\bar{\tau}_k$	=	Tensão interfacial média
τ_{ij}^s	=	Tensores de sub-malha
μ	=	Viscosidade dinâmica do fluido
μ_t	=	Viscosidade turbulenta
ν	=	Viscosidade cinemática do fluido

Índices e Expoentes

adm	=	Adimensional
i	=	Direção axial/vertical
j	=	Direção horizontal
r	=	Direção radial
w	=	Face oeste do volume de controle
e	=	Face leste do volume de controle
∞	=	Infinito
max	=	Máximo
0	=	Passo de tempo anterior
n	=	Passo de tempo atual
$n+1$	=	Passo de tempo posterior
k	=	Ponto lagrangiano
ij	=	Ponto euleriano
P	=	Ponto central do volume de controle
W	=	Ponto nodal do volume de controle a oeste
E	=	Ponto nodal do volume de controle a leste

SUMÁRIO

1.	INTRODUÇÃO	17
1.1	FERRAMENTAS EXPERIMENTAIS E O CFD	17
1.2	ESCOAMENTO EM JATOS IMPINGENTES.....	19
1.3	ESCOPO E OBJETIVOS DO TRABALHO	22
1.4	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO.....	22
2.	REVISÃO DA LITERATURA	24
2.1	JATOS IMPINGENTES.....	24
2.1.1	Escoamento em Jatos Impingentes Abertos.....	24
2.1.2	Escoamento em Jatos Impingentes com a Presença do Disco Confinante	27
2.2	MÉTODO DA FRONTEIRA IMERSA.....	31
2.3	INTERFACES ELÁSTICAS.....	32
2.4	INTERFACES FLUIDO/FLUIDO.....	34
2.5	INTERFACES FLUIDO/SÓLIDO	37
2.5.1	Goldstein <i>et al.</i> (1993)	37
2.5.2	Mohd-Yusof (1997).....	39
2.5.3	Modelo Físico Virtual - Lima e Silva (2002).....	41
2.6	METODOLOGIAS DE SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS	45
3.	METODOLOGIA	49
3.1	DESCRIÇÃO DO PROGRAMA COMPUTACIONAL UTILIZADO	49
3.2	DOMÍNIO COMPUTACIONAL E CONDIÇÕES DE CONTORNO ADOTADAS	52
4.	RESULTADOS E DISCUSSÃO	55
4.1	ABORDAGEM NUMÉRICA	55
4.1.1	Teste de Malha.....	55
4.1.2	Custo Computacional e Propriedades do Escoamento com e sem a Aplicação do Método da Fronteira Imersa	61
4.1.3	Modelagem do Escoamento Turbulento	63
4.1.3.1	Simulação sem Aplicação de Modelagem de Turbulência	63
4.1.3.2	Aplicação do Método <i>LES</i>	65
4.1.3.3	Aplicação da função de van Driest.....	67

4.2	ANÁLISE FÍSICA.....	70
4.2.1	Influência do Tamanho do Disco Frontal no Escoamento.....	70
4.2.2	Influência do Tamanho do Disco Confinante.....	72
4.2.3	Influência do Espaçamento entre os Discos.....	75
4.2.4	Influência da Variação do Número de Reynolds no Escoamento.....	76
5.	CONCLUSÃO	81

REFERÊNCIAS	83
--------------------------	-----------

APÊNDICE A: ESQUEMAS DE TRANSPORTE ADVECTIVO	87
---	-----------

A.1	ESQUEMA CDS - <i>CENTRAL DIFFERENCING SCHEME</i>	87
A.2	ESQUEMA UDS - <i>UPWIND DIFFERENCING SCHEME</i>	88
A.3	ESQUEMA HDS - <i>HYBRID DIFFERENCING SCHEME</i>	89
A.4	ESQUEMA <i>POWER LAW</i>	89

APÊNDICE B: RESULTADOS MODELO FÍSICO VIRTUAL.....	91
--	-----------

B.1	LIMA E SILVA (2002)	91
B.1.1	Escoamento de Poiseuille – Canal Plano Vertical.....	91
B.1.2	Escoamentos sobre um Cilindro Circular Isolado.....	92
B.1.3	Escoamento sobre dois Cilindros Circulares Alinhados com o Escoamento.....	94
B.2	ARRUDA (2004).....	96
B.3	CAMPREGHER (2005)	101
B.4	OLIVEIRA (2006).....	105
B.5	VEDOVOTO (2007)	107

1. INTRODUÇÃO

1.1 FERRAMENTAS EXPERIMENTAIS E O CFD

Durante muito tempo, estudiosos de mecânica dos fluidos dispunham apenas de recursos experimentais para investigar os fenômenos inerentes a um escoamento e, a partir daí, elaborar hipóteses que permitissem a formulação de teorias e modelos matemáticos aplicáveis na solução de problemas práticos.

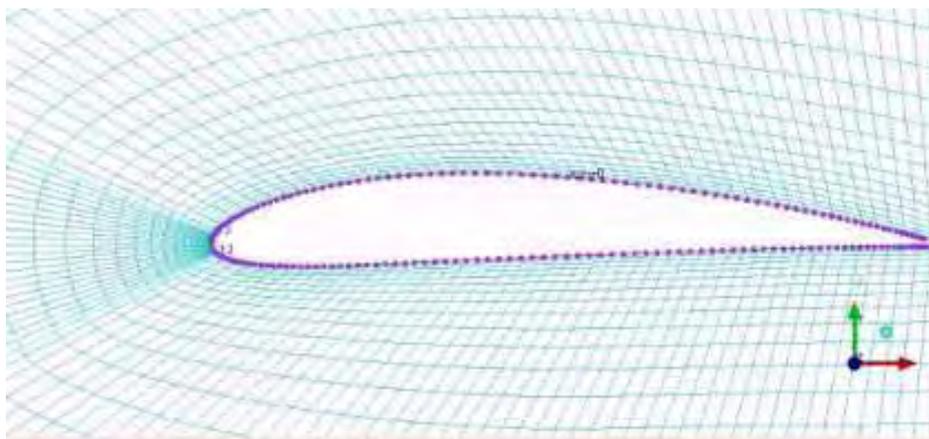
Após o advento do computador, esta situação mudou radicalmente. A partir da segunda metade do século passado, com o aumento da capacidade das máquinas e a grande evolução dos métodos numéricos, a simulação de escoamentos tornou-se uma alternativa viável e de custo significativamente menos elevado que os métodos experimentais para o estudo do movimento dos fluidos. Desde então, a chamada Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamics*) passou a evoluir continuamente, constituindo-se, hoje em dia, numa ferramenta de análise bastante confiável, amplamente utilizada nos meios acadêmicos e industriais.

Contudo, a simulação de escoamentos envolvendo geometrias complexas ainda representa um desafio à área de CFD, sobretudo quando o problema envolve fronteiras móveis. Para estas condições, todos os principais métodos numéricos comumente utilizados em CFD apresentam desvantagens importantes, como mostra a comparação apresentada na Tabela 1.1.

Tabela 1. 1 – Métodos de simulação de escoamentos com geometrias complexas/móveis.

Método	Vantagem	Desvantagem
Volumes Finitos/ Diferenças Finitas	Relativa simplicidade na discretização	Necessidade da transformação de coordenadas para problemas com alta complexidade geométrica.
Elementos Finitos / Volume-Elementos Finitos	Adaptabilidade a geometrias complexas	Necessidade de um processo de remalhagem quando a interface imersa é móvel.
Fronteira Virtual / Fronteira Imersa	Simulação de geometrias complexas e móveis em malhas fixas (cartesiana ou cilíndrica)	Implementação computacional não trivial

Nos métodos clássicos, uma condição de contorno do tipo não deslizamento é usualmente imposta ao fluido em contato com paredes e obstáculos sólidos. Neste caso, a representação de geometrias complexas pode ser feita empregando-se malhas que se adaptam à geometria do problema, como mostrado na Figura 1.1, o que pode, muitas vezes, ser um trabalho de alta complexidade. Quando o corpo se desloca ou apresenta partes móveis, é necessária a remalragem do domínio computacional, onerando significativamente os cálculos.



<http://www.youtube.com/>

Figura 1.1 – Malhas adaptativas.

Visando contornar estes problemas, novas metodologias foram propostas por diferentes pesquisadores. Um destes métodos é conhecido como *Marker and Cell* (MAC), no qual a superfície é identificada através da presença ou ausência de marcadores. Segundo Arruda (2004), uma célula computacional é tomada como superfície livre quando contem um marcador e tem como vizinhança células sem marcadores. Cada vez que esta superfície livre tem sua posição alterada, novos cálculos envolvendo a distribuição dos marcadores pelas células computacionais deverão ser feitos. Apesar de ser um método relativamente simples, isto leva a um aumento no custo computacional.

O método *Volume of Fluid* (VOF) surgiu posteriormente ao MAC, com o intuito de minimizar o custo computacional das simulações. Nele, uma função substitui os marcadores, que pode ter valor unitário na região ocupada pelo fluido, nulo nas regiões com propriedades diferentes e intermediário nas regiões que compreendem a superfície livre ou intermediária.

O método da Fronteira Imersa foi apresentado por Peskin (1972) e utiliza duas malhas para representar o fluido e o sólido. A primeira é chamada malha euleriana (fluido) e a segunda lagrangiana (corpo imerso). A grande vantagem do método consiste em possibilitar a simulação do escoamento utilizando-se sempre malhas cartesianas ou cilíndricas,

independentemente da complexidade geométrica das fronteiras imersas no escoamento, ao mesmo tempo em que se empregam pontos lagrangianos para descrever os contornos imersos. Estes pontos representando interfaces podem ser movimentados facilmente sem necessidade de modificação da malha euleriana, uma vez que, neste caso, as condições de contorno não são impostas explicitamente sobre as interfaces. No presente trabalho, esta metodologia é aplicada ao estudo de jatos impingentes confinados.

1.2 ESCOAMENTO EM JATOS IMPINGENTES

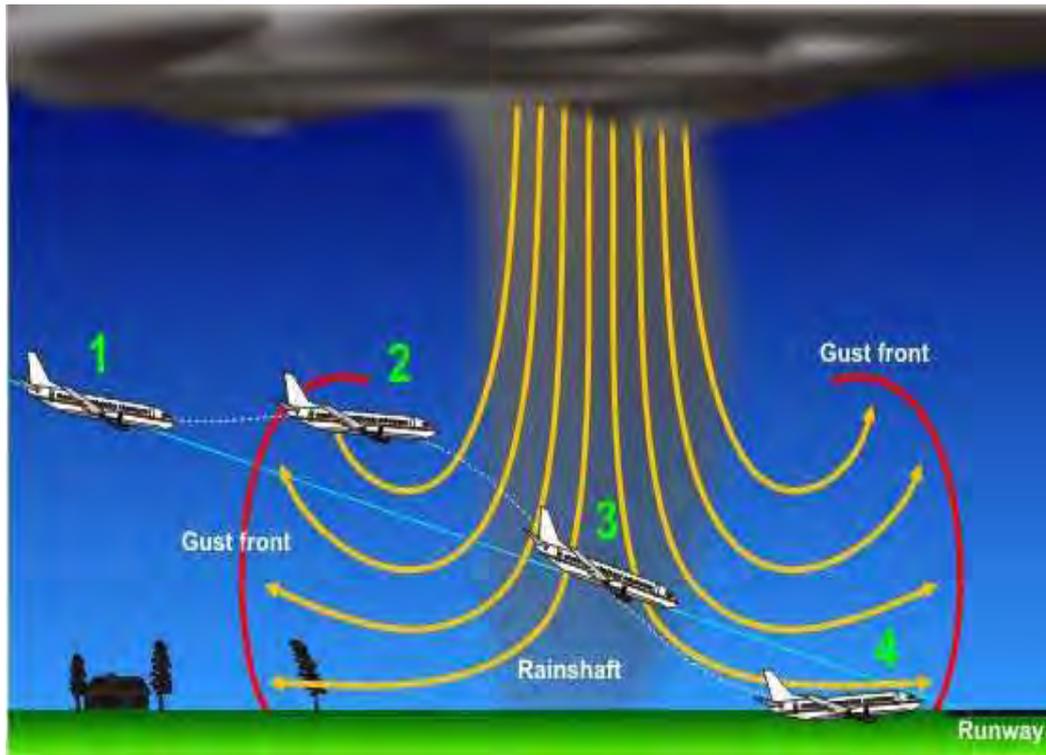
O escoamento de jatos impingentes representa um problema clássico da mecânica dos fluidos, pois está presente em diversos equipamentos industriais que requerem alta taxa de transferência de calor. Entre eles: secadores de tecido e papel, resfriamento de pás de turbinas, tratamentos de vidro e metais, impressoras, jato de soldagem *MIG/MAG*, jatos verticais produzidos pela decolagem e aterrissagem de aviões.

A simulação de jatos impingentes pode também ser utilizada no estudo do *microburst*, um fenômeno natural perigoso, porém pouco conhecido. Os *microbursts* úmidos ocorrem quando uma forte chuva é produzida e entra em contato com um clima seco em altas altitudes e quente/úmido na superfície da terra, fazendo com que ocorra evaporação ainda na região de altas altitudes. Assim, o ar seco esfria, desce e se espalha rapidamente por alguns quilômetros e quando se choca com o solo produz um conjunto perigoso de ventos e chuvas potenciais.

Vários acidentes aéreos foram atribuídos à presença de um *microburst* próximo à região aos aeroportos durante o pouso ou decolagem de aeronaves. Isto porque quando a aeronave encontra o fluxo de ar, este a empurra para cima e faz com que se choque à tempestade, perdendo a sustentação nas asas e então desça sem controle em direção ao solo. A Figura 1.2 apresenta um esquema dos três estágios detalhados acima

Apesar da simplicidade geométrica do jato impingente, sua alta aplicação em processos de engenharia e a grande dependência do escoamento à geometria do jato aumentam o interesse de pesquisadores e indústrias na compreensão de seu funcionamento.

As características fundamentais do escoamento de jatos impingentes são estabelecidas pela magnitude do número de Reynolds. De acordo com Gauntner, Livingood e Hrycak (1970), para $Re < 1000$, as forças viscosas do escoamento predominam sobre as inerciais assim, jato é considerado laminar e apresenta propagação transversal imperceptível. Na faixa de $1000 < Re < 3000$, o jato passa a apresentar características de transição à turbulência. E, para $Re > 3000$, o jato é completamente turbulento.



<http://oceanservice.noaa.gov/education/yos/resource/JetStream/tstorms/wind.htm>

Figura 1.2 – *Microburst*.

O diâmetro do bocal do jato impingente (d); o diâmetro do prato impingente (D_p); o raio de separação do escoamento no prato impingente (R_{sp}); e o afastamento entre o bocal ou disco confinante e o prato impingente(s) são os parâmetros geométricos de maior influência nas características do escoamento. Além de permitir a identificação destes parâmetros, a Figura 1.3 também distingue as quatro regiões básicas que caracterizam este tipo de escoamento – o estabelecimento, a propagação, a deflexão e o desenvolvimento radial – segundo Gauntner, Livingood e Hrycak (1970). A Região I, chamada de estabelecimento ou núcleo potencial, consiste na área onde a velocidade axial do jato cai a aproximadamente 95% da velocidade inicial. Na segunda região, ocorre a dissipação e propagação transversal da velocidade central do jato ainda na direção axial. A deflexão ocorre na região de encontro do jato com o disco, que é caracterizada por uma brusca mudança de direção do escoamento. A última região é onde o escoamento, já na direção radial, aumenta sua espessura devido à presença da camada limite.

O prato impingente influencia diretamente as características do escoamento, como a queda na aceleração e deflexão, tanto em jatos confinados quanto abertos. Para pequenos afastamentos, a velocidade média cai rapidamente logo após a saída do bocal, enquanto que para maiores, o efeito do prato sobre o escoamento é suavizado. Estudos experimentais

realizados por Baydar e Ozmen (2006) para o afastamento adimensional $s/d = 1$ de jatos impingentes confinados revelaram a presença de uma grande recirculação na região de descarga do jato. Porém, a mesma característica não foi apresentada quando os autores aumentaram o afastamento ou retiraram o confinamento.

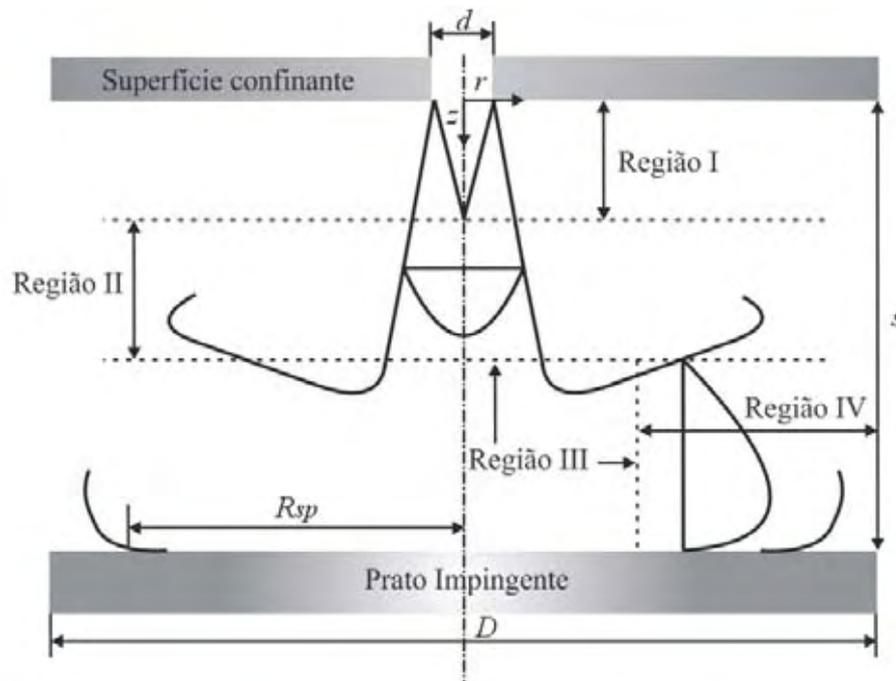


Figura 1.3 – Esquema do Escoamento em Jatos Impingentes.

O comprimento do núcleo potencial pode ser estimado pelo ponto em que a velocidade do jato se encontra com apenas 5% da velocidade de saída do bocal impingente. Para jatos impingentes abertos, o comprimento do núcleo está entre $2,5D$ e $8,0D$, podendo ser maior para jatos confinados devido à diminuição de propagação do fluido. O comprimento do núcleo potencial para afastamentos acima de $s/d = 4$ não apresenta alterações com a retirada do confinamento ou do prato impingente.

Na direção axial do escoamento, não há intensidade turbulenta na região do núcleo potencial para pequenos afastamentos. Porém, para grandes distâncias entre o prato e a saída do jato, as instabilidades começam a se desenvolver a uma distância d do bocal. Radialmente, o perfil de turbulência apresenta dois picos. O primeiro pico se deve ao grande gradiente de pressão causado pela deflexão do escoamento que aumenta o grau de perturbações nesta região. O segundo ocorre na região onde há o desprendimento e dispersão dos vórtices.

O distanciamento entre o prato e o jato impingente afeta diretamente o perfil de pressão ao longo da direção radial. A região de estagnação apresenta o maior pico de pressão,

que cai continuamente e atinge seu menor valor, que pode ser negativo, na região de deflexão do escoamento. Fisicamente, a variação da pressão representa as regiões onde ocorrem as instabilidades. Assim, o alto gradiente apresentado próximo à deflexão se deve à recirculação do escoamento nesta região, e à diminuição do afastamento.

1.3 ESCOPO E OBJETIVOS DO TRABALHO

Embora muitos estudos tenham sido conduzidos a fim de avaliar características físicas de escoamentos utilizando-se o Método da Fronteira Imersa, não existem na literatura trabalhos que avaliem o custo computacional associado ao uso desta metodologia, quando comparado com as técnicas clássicas de representação de interfaces sólidas mergulhadas em um escoamento.

No presente trabalho, simulações numéricas de um jato impingente confinado foram realizadas utilizando-se o Método da Fronteira Imersa (MFI) associado à metodologia de Simulação de Grandes Escalas (*Large Eddy Simulation*) para a representação de escoamentos turbulentos. Para efeito de comparação e avaliação da performance computacional do MFI, simulações com o mesmo código computacional foram também efetuadas prescrevendo-se viscosidade infinita em toda a região ocupada pelo anteparo frontal sobre o qual incide o jato.

Este escoamento foi escolhido por se tratar de um problema clássico da Mecânica dos Fluidos e de grande interesse tecnológico, com geometria simples e, ao mesmo tempo, características físicas bastante complexas.

Assim, os principais objetivos do trabalho podem ser explicitados como:

- Confrontar os resultados obtidos a partir de simulações numéricas efetuadas com e sem aplicação do Método da Fronteira Imersa;
- Aplicar a metodologia de Simulação de Grandes Escalas (*LES*) para representar escoamentos turbulentos em jatos impingentes;
- Estudar a influência da variação da geometria e do número de Reynolds no comportamento do escoamento de jatos impingentes.

1.4 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

As principais informações presentes no trabalho foram apresentadas em cinco diferentes capítulos.

- Capítulo 1: Introdução e apresentação do Método da Fronteira Imersa e do escoamento em jatos impingentes.
- Capítulo 2: Revisão da literatura que envolve o problema estudado: escoamentos em jatos impingentes abertos e fechados, apresentação das diferentes metodologias de implementação do Método da Fronteira Imersa e da metodologia de turbulência *Large Eddy Simulation*.
- Capítulo 3: Descrição do código computacional e condições de contorno adotadas no trabalho.
- Capítulo 4: Resultados e discussões das características numéricas e físicas da aplicação do Método da Fronteira Imersa, da modelagem de turbulência e do escoamento em jatos impingentes.
- Capítulo 5: Conclusões do trabalho.

A fim de preservar a descrição de informações adicionais sem que houvesse o truncamento do texto, foram inseridos dois apêndices após as referências bibliográficas: Apêndice A: descreve os Esquemas de Transporte Advectivos utilizados no estudo; Apêndice B: trabalhos desenvolvidos com o uso do Método da Fronteira Imersa / Modelo Físico Virtual.

2. REVISÃO DA LITERATURA

2.1 JATOS IMPINGENTES

Mesmo que as características do escoamento em jatos impingentes abertos ou confinados são estudadas desde a década de 1950, a disponibilidade dos artigos que envolvem o tema é ainda pequena. Isto se deve ao fato de muitos dos principais periódicos estarem alojados em *sites* com acesso restrito a assinantes. Além disso, grande parte dos trabalhos sobre o assunto estão relacionados ao estudo da transferência de calor e da turbulência neste dispositivo.

2.1.1 Escoamento em Jatos Impingentes Abertos

As equações de Navier-Stokes foram utilizadas por Davies e Aylward (1951) no estudo numérico bidimensional do escoamento em jatos impingentes abertos em função da posição de partida e da trajetória das partículas do fluido. Desta forma, concluíram que a trajetória de uma partícula com mesma densidade e tamanho depende principalmente da relação entre o ponto onde a partícula encontra o prato impingente com componente axial de velocidade nula e a posição inicial da partícula no bocal impingente. Embora tenham obtido a trajetória das partículas, os resultados numéricos divergiram dos experimentais. Segundo os autores, as principais causas desta divergência são: o efeito da viscosidade e compressibilidade do ar e os danos causados pelo impacto da partícula no prato impingente.

Um profundo estudo sobre as características do escoamento em jatos impingentes abertos foi realizado por Gauntner, Livingood e Hrycak (1970). O trabalho mostra que o aumento no número de Reynolds causa alterações importantes nas propriedades do escoamento, que passa a ser dominado por forças de inércia. Além disso, quatro regiões foram identificadas e classificadas de acordo com o comportamento global do fluido ao longo do jato e superfície impingente: 1) estabelecimento ou núcleo potencial, 2) dissipação e propagação do jato, 3) deflexão ou mudança da direção preferencial e 4) jato de parede ou desenvolvimento radial do escoamento.

Hall e Ewing (2005) compararam o desenvolvimento e a tridimensionalidade de estruturas turbilhonares de grande escala no escoamento em um jato impingente aberto

com a mudança no número de Reynolds. Para tal estudo, foi utilizado afastamento de duas vezes o diâmetro do bocal e número de Reynolds iguais a 23300 e 50000. A tridimensionalidade das estruturas presentes na região da parede do disco foi quantificada a partir da medida de variação da pressão nas direções radial e axial do escoamento. Os autores concluíram que as estruturas turbilhonares são predominantemente bidimensionais, periódicas e mais salientes para os maiores Reynolds. Porém, devido aos movimentos de menor escala, os espectros convencionais de pressão podem não ter revelado a real diferença produzida no desenvolvimento das estruturas de larga escala com a mudança do número de Reynolds.

Cooper e Hunt (2007) utilizaram luz fluorescente induzida com o intuito de estudar os efeitos de reentrada do fluxo em jato impingente sem confinamento com fontes turbulentas. O trabalho atuou de forma a compreender e colaborar com os estudos sobre os efeitos que a dispersão do gás de proteção do processo de soldagem MIG/MAG podem causar à saúde do soldador. Os parâmetros analisados foram o raio de separação (R_{sp}) e a estrutura global da fonte impingente. Para determinação do R_{sp} foi utilizada a técnica de projeção de contornos e luz fluorescente induzida, que facilita a visualização das estruturas internas à fonte impingente. Os autores concluíram que a estrutura do escoamento depende prioritariamente ao número de Froude na saída do bocal (Fr_0) e à separação entre o bocal e o prato impingente. Para $Fr_0 > 10$, chamado pelos autores de impacto estacionário ou quase estático, ocorre à geração de um jato radial que se desenvolve junto à parede até o Efeito Coanda ser superado e o fluido se separar do prato a distancia R_{sp} da origem em r . Desta forma, um vórtice é formado neste ponto pelo mecanismo de reentrância do fluido. O desenvolvimento transiente do jato turbulento mostrou que o raio de separação atinge o mesmo valor ao alcançado no jato quase estático após um período em que a zona impingente não se mostrava completamente desenvolvida. Também indicaram que o raio de separação é maior que no jato quase estático quando o meio está fluindo na mesma direção do jato impingente e prejudicado quando age em contra fluxo. Os resultados obtidos através do *LIF* (*light induced fluorescence*) indicaram a presença de outra região de dispersão do fluido impingente de forma anelar com o raio R_{sp} . Estes resultados apresentaram progressão aos até então obtidos e comparados por eles utilizando técnicas convencionais.

O perfil da camada limite de um escoamento laminar radialmente afastado do ponto de deflexão foi estudado por Candelier e Bournot (2008). Os autores propuseram um método de dedução da camada limite do escoamento ao longo do prato impingente aberto

quando as propriedades do fluido na região de estudo são desconhecidas. Isto ocorre principalmente devido a alguma anormalidade no escoamento anterior a região de interesse. A proposta é baseada na solução das equações governantes considerando suas constantes arbitrárias dependentes do número de Reynolds que está ligado às variações no raio do difusor, na posição radial, na espessura da camada limite e na velocidade do escoamento. Esta relação das constantes com a velocidade e espessura da camada no local desejado aumenta a complexidade da solução do método proposto em relação aos métodos convencionais.

Ozmen e Baydar (2008) estudaram experimentalmente o efeito causado pela variação do número de Reynolds, entre 30000 a 70000, e razão de aspecto, de 1 a 10, na estrutura do escoamento e nas características da transferência de calor de jatos impingentes abertos. O objetivo do trabalho era apresentar alguma relação entre as características do escoamento e a transferência de calor no jato. A análise do perfil de velocidade axial média ao longo do jato mostrou que a proximidade do prato impingente causa um avanço na desaceleração e deflexão do escoamento. Para jatos sem a presença do prato impingente, o núcleo potencial tem um comprimento de aproximadamente quatro vezes o diâmetro de saída do fluido ($4d$). Este valor varia de acordo com a distância da saída do jato e o prato, podendo ser $0,2d$ e $2,1d$ para afastamentos de $s/d = 1$ e 3 respectivamente. Um resultado importante apresentado foi que para os afastamentos $s/d = 6$ e 10 , o comprimento do núcleo potencial se aproxima do obtido para jatos livres. Em contraste à velocidade média axial, a intensidade turbulenta axial do jato aumenta com a proximidade do prato impingente ao longo do desenvolvimento do jato. Já a intensidade turbulenta na direção radial apresenta diferentes configurações com o acréscimo da razão de aspecto. Para pequenos distanciamentos, observa-se a presença de dois picos, o primeiro se deve à rápida aceleração no escoamento na região de deflexão do fluido e o segundo à transição laminar-turbulenta da camada limite. Notou-se, porém, que o aumento da razão de aspecto causou o desaparecimento do primeiro pico, pois a intensidade turbulenta devido à região de transição se aproxima do ponto de estagnação. Além disso, os autores puderam concluir que o coeficiente de pressão no prato impingente é fracamente afetado pela mudança no número de Reynolds, porém muito dependente da razão de aspecto, sendo os maiores coeficientes quanto menor este distanciamento.

Ensaios com jatos impingentes empregados com o intuito de conhecimento de *microbursts* estacionários e dinâmicos foram realizados por Sengupta e Sarkar (2007).

Para tanto, resultados obtidos através de visualizações experimentais e simulações numéricas com diferentes modelos de turbulência, condições de contorno e domínio computacional foram confrontados entre si. Diferente de experimentos anteriores, este estudo utilizou em conjunto o anemômetro de fio quente, a velocimetria por imagem de partículas (*PIV*) e a varredura de pressão para caracterizar a estrutura do escoamento. Na simulação numérica, foram testados seis domínios de cálculo diferentes, além dos modelos de turbulência *RSM*, *SST*, *RNG* e *Standard*, bem como a metodologia *LES*. A comparação entre resultados numéricos e experimentais levou os autores a considerar uma falha durante a utilização do método *PIV*, que devido à falta de partículas no meio não apresentou fielmente o comprimento do jato. Porém, os perfis de velocidade axial e radial para todos os modelos de turbulência aplicados concordaram com os obtidos experimentalmente. Além disso, os autores propuseram uma nova formulação empírica para o crescimento da camada limite e velocidade radial em relação ao centro do jato, que forneceram resultados condizentes com dados de trabalhos anteriores. Apesar de todos os modelos de turbulência terem sido eficazes na reprodução de algumas características do escoamento, somente os métodos *LES* e *RSM* expressaram boa concordância ao novo perfil empírico apresentado.

Bhattacharya e Ahmed (2009) estudaram experimentalmente o escoamento em um jato impingente aberto a fim de melhorar a taxa de transferência por convecção neste dispositivo. Para atingir este objetivo, três instabilidades foram separadamente instaladas próximas ao bocal de saída do jato: um aerofólio, um cilindro oscilatório e um estacionário. Todos os resultados obtidos foram comparados aos sem perturbações. Além dos parâmetros relacionados à transferência de calor, somente os coeficientes de pressão de cada configuração foram apresentados. Os dados de todos os ensaios mostram que a propagação do jato perde força radialmente em $r/d \approx 2$. Como era esperado, o jato sem perturbações apresenta apenas um pico máximo de pressão exatamente na posição de origem radial. Porém, todas as instabilidades inseridas causaram uma queda no pico máximo do coeficiente e o aparecimento de uma nova região de alta pressão. Isto se deve ao cisalhamento do fluido ao longo do objeto perturbador.

2.1.2 Escoamento em Jatos Impingentes com a Presença do Disco Confinante

A presença de um disco confinante e a variação da distância entre o bocal e o disco impingente foram primeiramente estudadas por Saad, Douglas e Mujumbar (1977). O intuito

do trabalho foi analisar a influência destes parâmetros, da imposição de permeabilidade e sucção no prato impingente e da variação do número de Reynolds nas características do escoamento e na transferência de calor na região impingente. Os autores notaram que o escoamento entre a região formada pelos dois discos pode atingir fluxo maior que a metade da vazão do jato principal. Além disso, a taxa de permeabilidade do prato praticamente não foi alterada com a variação da razão de aspecto. Os resultados obtidos para a faixa de Reynolds entre 100 e 2500, e afastamento adimensional entre 0,2 e 12, apresentaram boa concordância com resultados experimentais. Porém, o aumento do número de Reynolds e do afastamento entre os discos causaram o aparecimento de instabilidades no programa computacional, dificultando a convergência dos resultados.

As características do escoamento em jatos impingentes abertos e confinados foram comparadas por Baydar e Ozmen (2006). Os autores utilizaram afastamentos entre 0,2 e 6, e números de Reynolds entre 30000 e 50000. Observaram que ambas as configurações são sensíveis à modificação no afastamento. Apenas os resultados obtidos para jatos confinados apresentaram região de gradiente reverso de pressão. Estes dados confirmaram a presença de recirculações na região de deflexão tanto no prato impingente quanto no confinante, que se tornam mais evidente com o aumento do número de Reynolds e diminuição do afastamento.

O escoamento com densidade nula ($\rho = 0$) confinado por dois discos paralelos foi estudado numérica e experimentalmente por Calbó, Pujol e Roura (2008). Na condição de densidade nula, o escoamento laminar uniforme é dominado por perdas viscosas que podem ser corrigidas a partir de uma aproximação que utiliza a correção de Bernoulli (efeitos de inércia). A análise contendo apenas o termo de Bernoulli para a diferença local de pressão apresentou erro da ordem de 8 % em relação aos resultados numéricos e analíticos combinados (utilizando correção de Bernoulli e termos viscosos), e menor que 1 % no perfil de velocidade. Além disso, a inserção da correção de Bernoulli nos termos viscosos foi validada quando os resultados obtidos se distanciaram daqueles sem a correção e coincidiram exatamente com os dados experimentais.

Chatterjee (2008) estudou a evolução do escoamento na região do jato impingente confinado para diferentes combinações de número de Reynolds e razão de aspecto. Um diferencial do trabalho foi o estudo não somente das características em escoamentos turbulentos, mas também em laminares. O principal resultado conseguido pelo autor foi a presença de um terceiro vórtice na região entre os discos e localizado no interior do vórtice principal. Além disso, apresentou a faixa de afastamentos para os quais o vórtice terciário

ocorre e as etapas de sua formação e desaparecimento para um dado número de Reynolds ($Re > \sim 650$). Assim, concluíram que para um escoamento laminar a altos números de Reynolds com condições de contornos fixas, os vórtices dependem fortemente do afastamento entre os discos e não sofrem influência das condições externas ao escoamento. A análise dos vórtices primário e secundário revelaram algumas características constantes de seus comprimentos: o vórtice primário é duas vezes maior que o secundário e, fixada a razão de aspecto, o comprimento primário é da ordem de $Re^{1/3}$ e linearmente dependente da razão de aspecto para escoamentos com Re fixo. Além disso, a análise do comprimento do núcleo potencial com a variação do número de Reynolds e da razão de aspecto revelou que conforme a combinação Re /afastamento aumenta, a dependência do crescimento do núcleo potencial diminui.

A principal contribuição de Xu e Hangan (2008) foi o estudo dos efeitos causados pelo confinamento axial e radial e da variação da rugosidade do prato impingente na estrutura do escoamento. Como base para este estudo, os autores analisaram também o posicionamento da velocidade máxima do escoamento, a influência da variação do número de Reynolds e da razão de aspecto. A máxima velocidade radial encontrada ao longo de todo o intervalo de número de Reynolds (de 23000 a 190000) e razão de aspecto (1 a 4) se posiciona axialmente próximo à superfície impingente e radialmente em $r/d \approx 1,1$. A dependência do perfil de velocidade radial adimensional em relação ao número de Reynolds diminui com o aumento deste, o que pode facilitar ensaios experimentais de *microbursts*. Porém, não se pode dizer o mesmo quando esta dependência é realizada em função da razão de aspecto, que se mostra mais forte na região de deflexão do fluido. Os efeitos da rugosidade do prato impingente, entre 0,00014 e 0,004, nas características do escoamento foram identificados através de avaliações do perfil de velocidade. Para superfícies lisas a baixos Reynolds, a camada limite é laminar e seu comprimento aumenta com o aumento do número de Reynolds, assim, seu perfil é dependente da posição do ponto de estagnação, da velocidade máxima referente a esta posição e da viscosidade cinemática do fluido. Para altos números de Reynolds, a camada limite passa a ser turbulenta, e através dos resultados experimentais obtidos, os autores apresentaram uma nova expressão para o comprimento desta camada. De acordo com esta expressão, para pratos com rugosidade diferente de zero, conforme o número de Reynolds aumenta, a profundidade da camada limite se torna cada vez mais dependente da rugosidade do prato impingente. As modificações causadas pela imposição de confinamentos radiais e axiais nas propriedades do escoamento foram

investigadas através de medições de pressão na superfície impingente. A análise dos dados não revelou nenhum efeito significativo na variação média e na flutuação *RMS* (*Root Mean Square*) da pressão para confinamentos axiais com razão de aspecto maior que 0,5. Já a imposição do confinamento radial em r/d entre 2 e 5 mostrou maior influência sobre a flutuação *RMS* da pressão, expressando assim uma maior tendência de modificação na dinâmica do escoamento.

Chen et al. (2009) apresentaram novas expressões para formação dos vórtices secundário e terciário devido ao efeito do confinamento total de jatos impingentes. Para tal objetivo, os autores variaram experimentalmente o número de Reynolds, de 0 a 1623, e o afastamento adimensional, de 1 e 6. As recirculações presentes no escoamento apresentam características diferentes para pequenas e grandes razões de aspecto. Quando o afastamento aumenta de 1 para 3, a origem dos vórtices secundário e terciário é antecipada, além disso, este distanciamento causa um aumento no tamanho de todos os vórtices presentes no confinamento. Porém, mantendo o número de Reynolds constante, o aumento da razão de aspecto entre 3 e 4 causa o retardamento da formação e crescimento dos vórtices secundário e terciário. Com a ampliação contínua da razão s/d o vórtice secundário desaparece e a estrutura do terciário se modifica em relação aos anteriores devido ao crescimento do vórtice principal.

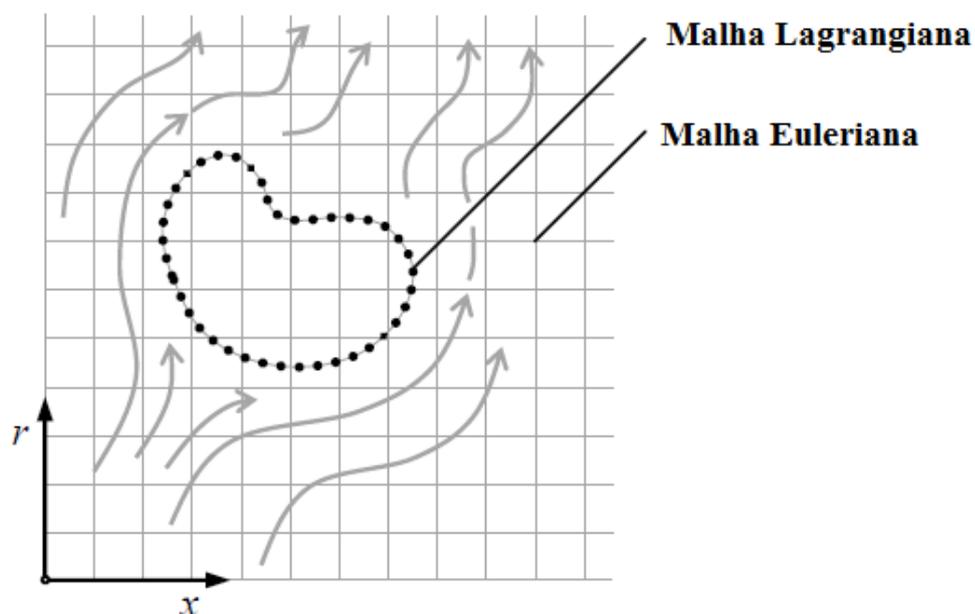
A influência da rotação do jato impingente no escoamento foi examinada detalhadamente por Herrada, Del Pino e Ortega-Casanova (2009). O afastamento adimensional entre os discos foi mantido constante e o número de Reynolds variou entre 100 e 500. O principal efeito do aumento da velocidade de rotação é a alta queda no valor do coeficiente de pressão máximo. Quando esta velocidade se torna suficientemente grande, o coeficiente de pressão máximo se afasta do centro de rotação devido à presença de pequenas bolhas de recirculação nesta região. O aumento da rotação causa também a expansão destes vórtices podendo gerar um escoamento reverso nesta região. Quando a velocidade de rotação do jato é mantida e o número de Reynolds aumentado, de 100 para 200, nota-se uma mudança na forma dos pequenos vórtices e a transição do regime permanente para periódico.

As características do escoamento turbulento e a taxa de transferência de calor em jatos impingentes foram examinadas por Draksler e Koncar (2010). Duas formulações de contorno viscoso do modelo de turbulência *Shear Stress Transport (SST)* combinadas às equações aproximadas de *Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)* foram utilizadas para a

solução do escoamento na simulação numérica. Os resultados numéricos foram validados e comparados aos experimentais. Os autores avaliaram as mudanças no perfil de velocidade e na intensidade da turbulência dos escoamentos provenientes de bocais com entrada com e sem chanfros para $Re = 20000$ e afastamento adimensional unitário. Assim, concluíram que o chanfro diminui a velocidade axial, a turbulência, a camada de cisalhamento e, como consequência, a taxa de transferência de calor na região de saída do bocal. Porém, as curvas de queda de pressão revelaram que todos os chanfros apresentam melhorias em relação ao bocal reto, e que chanfros com maiores aberturas têm também as maiores variações de pressão.

2.2 MÉTODO DA FRONTEIRA IMERSA

Desenvolvido por Peskin (1977), o método utiliza duas malhas computacionais: Malha Euleriana, fixa, (representa o fluido) e a Malha Lagrangiana, móvel, (representa o corpo ou fronteira), mostradas na Figura 2.1. Como o método utiliza malhas cartesianas e as condições de contorno não são colocadas no corpo explicitamente, há uma diminuição no custo computacional do projeto mesmo que para precisões de cálculo maiores.



(Lima e Silva, 2002)

Figura 2.1 – Métodos de Simulação de Escoamentos com Geometrias Complexas.

2.3 INTERFACES ELÁSTICAS

O trabalho de Peskin (1972) teve como primeira aplicação o estudo do movimento do sangue no interior do coração e sobre válvulas cardíacas. O intuito era facilitar a simulação numérica de corpos complexos e móveis com a inserção de um termo fonte de força, obtido com o conhecimento prévio da força interfacial nos pontos lagrangianos, adicionado à equação do movimento. Esta força é então distribuída nos pontos da vizinhança, obtendo assim o campo de força euleriano, necessário para a solução das equações de Navier-Stokes. Então, as condições de contorno não são colocadas explicitamente.

Como mostrado na Figura 2.1, a malha Euleriana representa todo o domínio de cálculo. Assim, todo o domínio é modelado como se fosse ocupado por apenas um fluido. Considerando o escoamento incompressível, isotérmico e newtoniano, as equações de conservação da massa e de balanço da quantidade de movimento são dadas por:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \vec{V}) \right] = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot [\mu (\vec{\nabla} \vec{V} + \vec{\nabla}^T \vec{V})] + \vec{F}, \quad (2.2)$$

onde ρ é a densidade do fluido, μ , é a viscosidade dinâmica e \vec{F} é um termo de força adicionado à equação para representar a força exercida por um corpo interagindo com o escoamento.

Segundo Peskin (1982), a velocidade e pressão do fluido são definidas em uma malha computacional fixa. A configuração da fronteira elástica / imersa é especificada em termos das coordenadas dos pontos em movimento. Pares de pontos do contorno são usados no cálculo das forças de contorno.

A cada passo de tempo, o campo de força da fronteira é calculado a partir da configuração da fronteira. Estes valores são aplicados nos pontos situados próximos da fronteira. Assim, com o campo de força definido na malha euleriana, a velocidade do fluido é atualizada como sendo o passo de tempo anterior. Finalmente, a nova velocidade do fluido é interpolada para os pontos do contorno.

O termo força encontrado na formulação euleriana Equação (2.2) é originado através da densidade de força interfacial, obtida a partir das equações de conservação de movimento aplicadas à malha lagrangiana. Este termo deve ser nulo para todos os pontos fora da interface, já que é o responsável por fazer o escoamento sentir a presença da interface sólida.

Nos pontos da interface, a distribuição do vetor força pode ser definida utilizando a função Delta de Dirac, Equação (2.3).

$$\vec{F}(\vec{x}_k) = \int \vec{f}(\vec{x}) \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) d\vec{x} \quad (2.3)$$

Como a principal dificuldade encontrada por Peskin (1972) era o cálculo da distribuição de força no contorno, ele propôs a utilização de uma função D_{ij} que faria a união entre a força no fluido e na interface avaliando o campo de velocidade de um ponto da fronteira ou expandindo o campo de força na região próxima à fronteira.

A determinação da função D_{ij} foi realizada seguindo alguns critérios necessários:

1) Sendo F uma função contínua e chamando $F_{ij} = F(ih, jh)$ então:

$$\vec{F}(\vec{x}_k) = \lim_{h \rightarrow 0} \sum_{ij \in \mathbb{R}} h^2 D_{ij}(\vec{x}_k) F_{ij} \quad (2.4)$$

2) $D_{ij}(x_k)$ deve ser uma função contínua em x_k .

3) A função $D_{ij}(x_k)$ deve garantir que a força seja aplicada igualmente em todo o contorno.

Assim, chega-se que:

$$D_{ij}(x) - D_{ij}(\alpha h, \beta h) = \begin{cases} \frac{1}{16h^2} (2 - |\alpha - i|) (2 - |\beta - j|) & \text{para } |\alpha - i| \leq 2 \quad |\beta - j| \leq 2 \\ 0 & \end{cases} \quad (2.5)$$

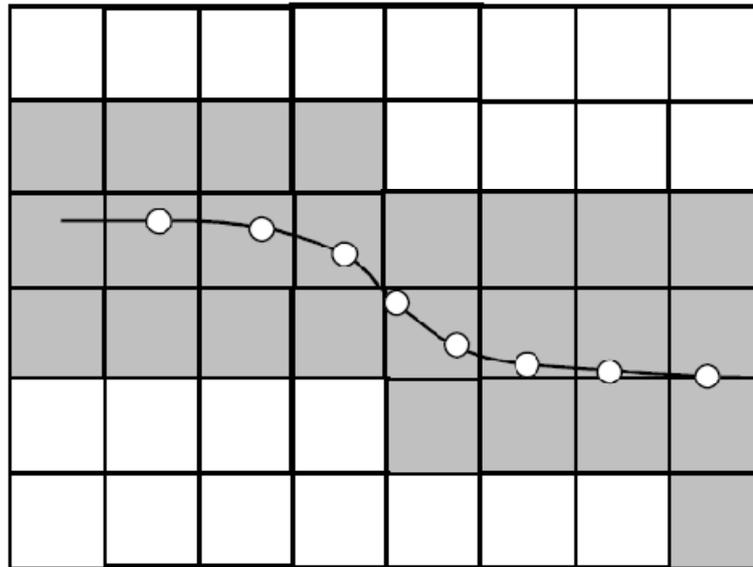
Desta forma,

$$\vec{F}_{ij} = \sum_{ik} h_k f_k D_{ij}(\vec{x}_k) \quad (2.6)$$

onde

$$x_k^{n+1} = x_k^n + \delta t \sum_{ij} h^2 u_{ij}^{n+1} D_{ij}(\vec{x}_k^n) \quad (2.7)$$

Pode-se notar na Figura 2.2 que a distribuição de forças é feita até uma distância máxima de dois volumes da interface, já que apenas a área sombreada recebe a contribuição da força.



(Lima e Silva,2002)

Figura 2.2 – Distribuição de forças ao longo da interface.

Após encontrar a expressão para o cálculo da distribuição da força, o método da Fronteira Imersa poderia ser aplicado a uma extensa faixa de números de Reynolds em várias dimensões, porém, devido às limitações computacionais, Peskin (1977) encontrou dificuldade prática em aplicar o método, sendo limitado a simular escoamentos a pequenos números de Reynolds bidimensionais.

2.4 INTERFACES FLUIDO/FLUIDO

O primeiro trabalho envolvendo interfaces entre fluidos diferentes foi apresentado por Unverdi e Trygvason (1992). Eles se basearam no modelo de Peskin para interfaces elásticas, e desenvolveram uma metodologia própria para o cálculo da força lagrangiana dependente dos fluidos presentes no escoamento e da geometria da interface. Portanto, esta força pode ser dada por:

$$\vec{f}(\vec{x}_k) = \sigma k(\vec{x}_k) \vec{n}(\vec{x}_k) \quad (2.8)$$

onde σ é o coeficiente de tensão interfacial [N/m], $k(\vec{x}_k)$ é a curvatura [1/m] e $\vec{n}(\vec{x}_k)$ é o vetor normal à interface.

Como a função Delta de Dirac não pode ser discretizada, ela deve ser aproximada a uma função distribuição proposta por Unverdi e Tryggvason (1992) e Juric (1996).

$$\vec{F}_{ij} = \sum D_{ij}(\vec{x} - \vec{x}_k) \vec{f}_k(\vec{x}_k) \Delta S(\vec{x}_k) \quad (2.9)$$

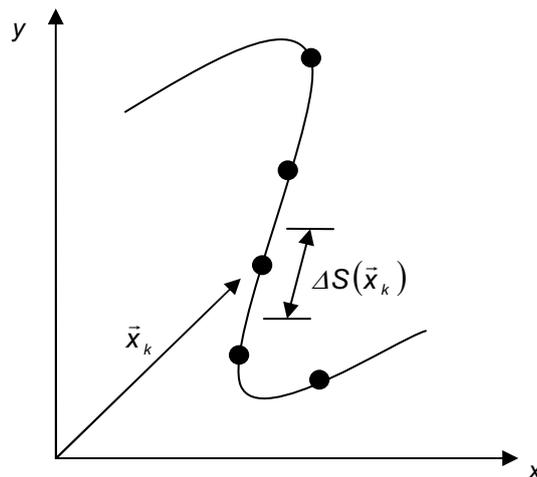
onde \vec{x} e \vec{x}_k são, respectivamente, os vetores posição dos pontos eulerianos e lagrangianos; $\Delta S(\vec{x}_k)$ é o comprimento entre dois pontos lagrangianos, mostrado na Figura 2.3, \vec{f}_k a força interfacial, e D_{ij} , dada pela Equação (2.10), é uma função interpolação/distribuição, com propriedades de uma função Gaussiana, esquematizada na Figura 2.4.

$$D_{ij}(\vec{x}_k) = \frac{f[(x_k - x_i)/h] f[(y_k - y_j)/h]}{h^2} \quad (2.10)$$

onde

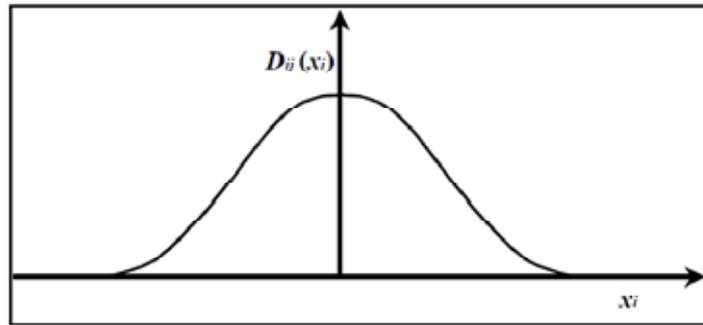
$$f(r) = \begin{cases} f_1(r) & \text{se } \|r\| < 1 \\ \frac{1}{2} - f_1(2 - \|r\|) & \text{se } 1 < \|r\| < 2 \\ 0 & \text{se } \|r\| > 2 \end{cases}, \quad (2.11)$$

com $f(r) = \frac{3 - 2\|r\| + \sqrt{1 + 4\|r\| - 4\|r\|^2}}{8}$ com $r = (x_k - x_i)/h$, na direção x e $r = (y_k - y_i)/h$, na direção y , e h é o tamanho da malha euleriana.



(Silva, 2004)

Figura 2.3 – Distribuição de forças ao longo da interface.



(Lima e Silva, 2002)

Figura 2.4 – Distribuição de forças ao longo da interface.

Visando a melhoria na precisão dos cálculos da força, os autores propuseram a substituição da curvatura e do vetor normal na Equação (2.8), pelo vetor tangente à interface.

Para que exista equilíbrio das forças na interface, é necessário que a somatória destas seja igual a zero. Desta forma,

$$\oint_R \vec{f}_k ds = 0 \quad (2.12)$$

Este campo de densidade de força interfacial (\vec{f}_k) é originado por uma densidade linear de força interfacial ($\sigma \vec{s}$), podendo ser expressa por

$$\vec{f}_k = \frac{\partial(\sigma \vec{s})}{\partial s} \quad (2.13)$$

onde \vec{s} o vetor tangente normalizado e \vec{f}_k é a densidade de força na direção normal à interface.

Logo, a definição do elemento de tensão interfacial média ($\delta \bar{\tau}_k$) será

$$\delta \bar{\tau}_k = \vec{f}_k \Delta s_k \quad (2.14)$$

onde \vec{f}_k é a força interfacial média e $\Delta s_k = (s_{k+1/2} - s_{k-1/2})$ é um elemento de comprimento.

Desta forma, o elemento de tensão interfacial em cada ponto discreto k pode ser calculado por

$$\delta \bar{\tau}_k = \int_{s_{k-1/2}}^{s_{k+1/2}} \frac{\partial(\sigma \vec{s})}{\partial s} ds = \int_{s_{k-1/2}}^{s_{k+1/2}} \sigma \frac{\partial(\vec{s})}{\partial s} ds + \int_{s_{k-1/2}}^{s_{k+1/2}} \vec{s} \frac{\partial(\sigma)}{\partial s} ds \quad (2.15)$$

Uma análise vetorial da Equação (2.15) mostra que a variação da tangente em relação à variável que representa a interface (s) é igual ao produto da curvatura pela normal. Assim, o primeiro termo do lado direito da Equação (2.15) representa o cálculo da força lagrangiana da mesma forma que a Equação (2.8). Já o segundo termo, representa as variações da tensão interfacial (σ), que podem ser causadas por variações na temperatura do fluido (Efeito de Marangoni) ou pela presença de impurezas.

Se o segundo termo não é considerado, então, o coeficiente da tensão interfacial permanece constante. Assim, a Equação (2.15) é simplificada a

$$\delta \bar{\tau}_k = (\sigma \vec{s})_{k+1/2} - (\sigma \vec{s})_{k-1/2} \quad (2.16)$$

Substituindo a Equação (2.14) na Equação (2.16) obtém-se

$$\vec{f}_k \Delta s_k = (\sigma \vec{s})_{k+1/2} - (\sigma \vec{s})_{k-1/2} \quad (2.17)$$

ou

$$\vec{f}_k = \sigma \frac{\vec{s}_{k+1/2} - \vec{s}_{k-1/2}}{s_{k+1/2} - s_{k-1/2}} = \sigma \frac{\vec{s}_{k+1/2} - \vec{s}_{k-1/2}}{\Delta s_k} \quad (2.18)$$

Assim, a Equação (2.18) é dependente dos vetores tangenciais e a Equação (2.8) do vetor normal à curvatura.

2.5 INTERFACES FLUIDO/SÓLIDO

2.5.1 Goldstein *et al.* (1993)

O modelo para interfaces elásticas e móveis desenvolvido por Peskin (1972) apresenta alta complexidade numérica, já que o campo de força da fronteira é calculado a cada passo de tempo após todas as propriedades do escoamento serem determinadas.

Visando diminuir a complexidade numérica da simulação, Goldstein et al. (1993) desenvolveu um modelo com constantes *ad-hoc*, no qual o campo de forças é calculado juntamente à determinação do escoamento.

Este modelo realiza o cálculo da força na interface através do ajuste das constantes *ad-hoc*, α e β , na função que anula a diferença de velocidade na interface, Equação (2.19), a fim de se conseguir estabilidade e convergência do cálculo.

$$\vec{f}(\vec{x}_k, t) = \alpha \int_0^t [\vec{V}_k(x_k, t) - \vec{V}_{fk}(x_k, t)] dt + \beta [\vec{V}_k(x_k, t) - \vec{V}_{fk}(x_k, t)] \quad (2.19)$$

onde \vec{f} é a força nos pontos discretos (\vec{x}_k) da interface, \vec{V}_{fk} é a velocidade do fluido nestes pontos e \vec{V}_k a velocidade da interface, que pode ser imposta ou até mesmo avaliada, dependendo o problema em questão. A integral temporal é aproximada pela soma de Riemann dada abaixo

$$\int_0^t [\vec{V}_k(x_k, t) - \vec{V}_{fk}(x_k, t)] dt \approx \sum_{j=1}^N [\vec{V}_k(x_k, t) - \vec{V}_{fk}(x_k, t)] \Delta t \quad (2.20)$$

onde N é o número de passos de tempo e Δt o tamanho.

Como a condição de não deslizamento deve ser satisfeita, a força é avaliada em cada ponto da interface. Assim, o primeiro termo da Equação (2.19) atribui um valor acumulativo à força e o segundo altera esse valor sempre que a condição de não deslizamento não for atingida.

Goldstein et al. (1993) achou que este esquema de cálculo é instável para valores de α e β relativamente grandes. Porém continuava estável para valores moderados das constantes. Assim, o passo de tempo encontrado para garantir a estabilidade é dado por

$$\Delta t < \frac{-\beta - \sqrt{(\beta^2 - 2\alpha k)}}{\alpha} \quad (2.21)$$

onde k é constante (de ordem 1).

2.5.2 Mohd-Yusof (1997)

Devido à alta limitação no passo de tempo do modelo com constantes *ad-hoc*, o que diminui sua aplicabilidade, Mohd-Yusof (1997) propôs o método de força discreta a fim de remover a restrição do passo de tempo.

A forma geral das equações de Navier-Stokes discretizadas no tempo é dada por

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} = -H - \nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 u + f \quad (2.22)$$

onde Re é o número de Reynolds, H é o termo convectivo e f o vetor força.

A atualização da velocidade será

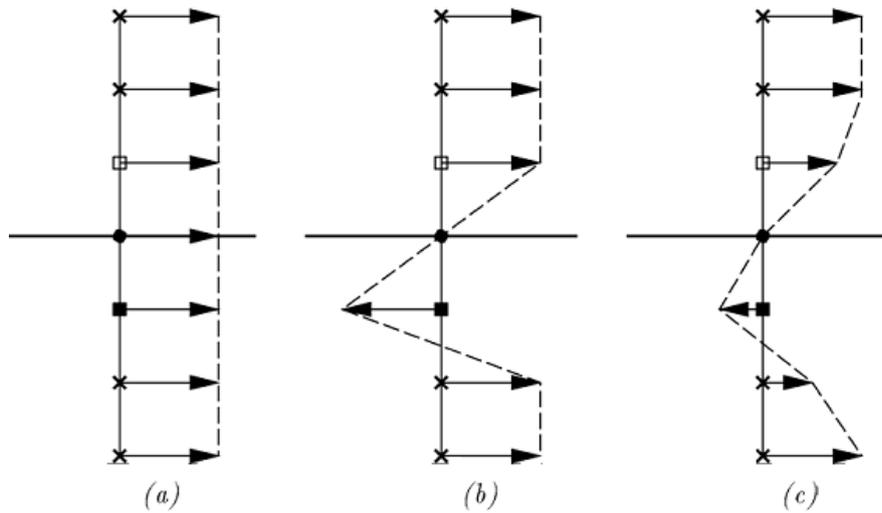
$$u^{n+1} = u^n + \Delta t \left(-H - \nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 u + f \right) \quad (2.23)$$

Como H , ∇P e $\nabla^2 u$ são parâmetros conhecidos, o termo forçante pode ser calculado da seguinte forma:

$$f = \begin{cases} H + \nabla P - \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 u + \frac{1}{\Delta t} (v - u^n), & \text{em } \Omega \\ 0, & \text{no domínio} \end{cases} \quad (2.24)$$

A fim de gerar a condição de contorno de não-deslizamento na parede, sem alterar o termo forçante, foi necessário modificar o sentido dos vetores velocidade nos pontos adjacentes e interiores ao corpo, como mostrado na Figura 2.5.

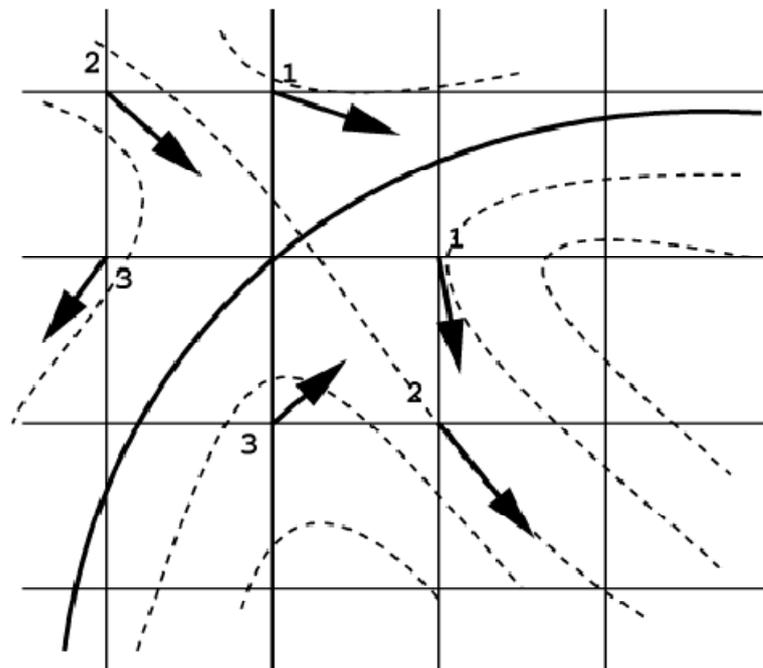
Na figura acima, o símbolo \bullet indica o ponto no qual a força é aplicada e onde a condição de não-deslizamento deve ser satisfeita. A linha horizontal que passa sobre este ponto representa a superfície do corpo sólido. Acima desta linha, acha-se a região externa ao corpo e o símbolo \square denota o ponto imediatamente vizinho à superfície. Abaixo da linha horizontal está a região interna ao sólido. O símbolo \blacksquare representa, então, o ponto próximo à interface, localizado internamente ao corpo. Os sentidos dos vetores velocidade tangenciais aos pontos internos e externos são forçados a serem opostos, mantendo as componentes dos vetores normais. Este processo gera um campo de velocidade com gradiente suavizado através do contorno, minimizando o erro devido ao termo difusivo.



(Mohd-Yusof, 1997)

Figura 2.5 – Campos de velocidade na fronteira. a) Campo de velocidade inicial, b) Campo de velocidade imposto pela força, c) Campo de velocidade após processo de difusão.

O esquema apresentado acima produz um escoamento interno correspondente a um ponto de estagnação na superfície do corpo. Como apresentado na Figura 2.6, os pares da componente tangencial se tornam reversos, enquanto a normal permanece inalterada, reproduzindo assim a condição de não-deslizamento.



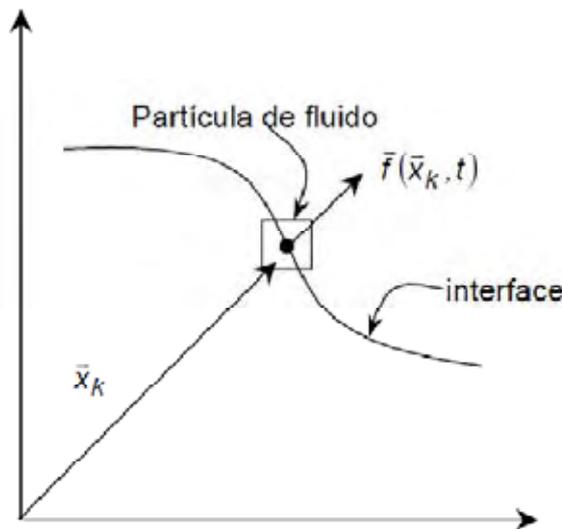
(Mohd-Yusof, 1997)

Figura 2.6 – Componentes reversas de velocidade tangencial.

Em suma, esta metodologia se distingue das anteriores, principalmente porque requer somente informações locais no cálculo da força lagrangiana. O efeito da força é a geração de uma camada limite interna ao corpo, na direção reversa ao escoamento. Quando em maiores proporções podem criar um campo de velocidades comparável ao apresentado na superfície externa ao corpo.

2.5.3 Modelo Físico Virtual - Lima e Silva (2002)

No método proposto por Lima e Silva (2002) a condição de contorno de não-deslizamento é imposta de maneira indireta na interface. Já que a força obedece ao princípio da conservação da quantidade de movimento em cada um dos volumes de fluido centrados nos pontos que compõe a interface, Figura 2.7.



(Lima e Silva,2002)

Figura 2.7 – Volume de fluido na interface.

Então, a densidade de força pode ser obtida através das equações de Navier-Stokes

$$\vec{f}(\vec{x}_k) = \vec{f}_a(\vec{x}_k) + \vec{f}_i(\vec{x}_k) + \vec{f}_v(\vec{x}_k) + \vec{f}_p(\vec{x}_k) \quad (2.25)$$

onde

$$\vec{f}_a(\vec{x}_k) = \rho \frac{\partial \vec{V}(\vec{x}_k)}{\partial t} \quad (2.26)$$

$$\vec{f}_i(\vec{x}_k) = \rho(\vec{V} \cdot \vec{\nabla})\vec{V}(\vec{x}_k) \quad (2.27)$$

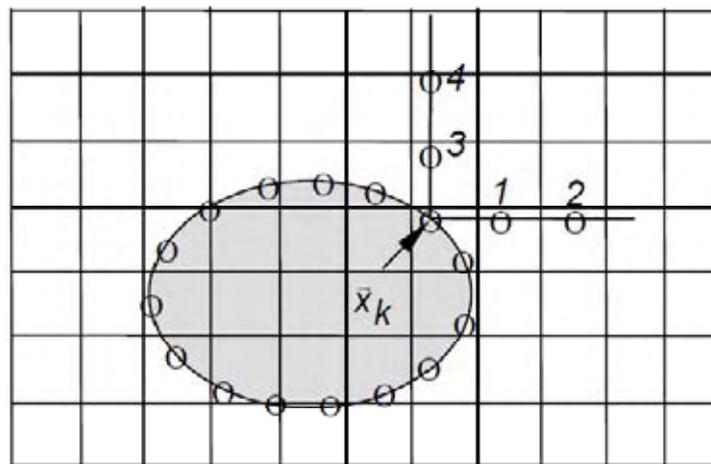
$$\vec{f}_d(\vec{x}_k) = -\mu \nabla^2 \vec{V}(\vec{x}_k) \quad (2.28)$$

$$\vec{f}_p(\vec{x}_k) = \vec{\nabla} p(\vec{x}_k) \quad (2.29)$$

São respectivamente as força de aceleração, inercial, viscosa e de pressão.

As derivadas de pressão e velocidade existentes nas Equações (2.26) – (2.29) devem ser calculadas através de interpolações dos valores obtidos anteriormente no cálculo para a malha euleriana nas Equações (2.1) e (2.2).

A fim de realizar a interpolação, deve-se escolher um ponto da malha lagrangiana, a partir de onde serão traçadas duas retas paralelas à malha euleriana, como mostrado na Figura 2.8.

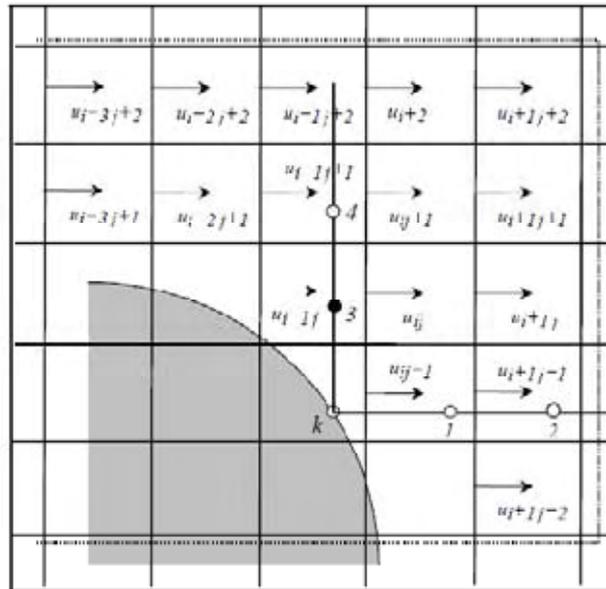


(Lima e Silva, 2002)

Figura 2.8 – Pontos auxiliares ao esquema de interpolação.

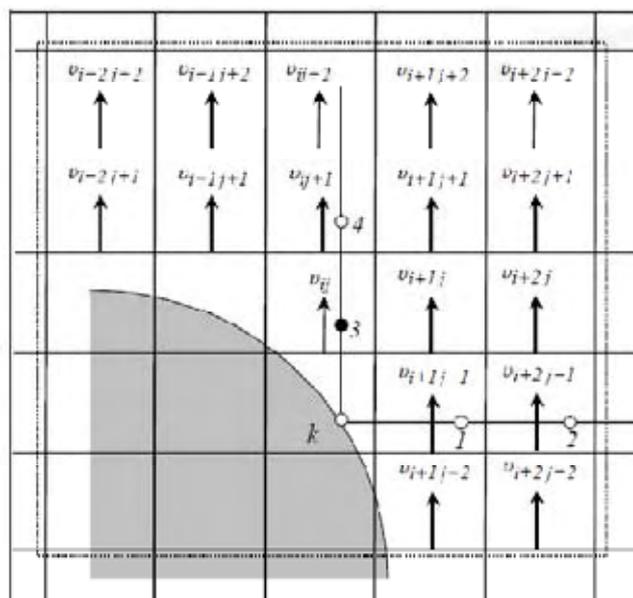
Em cada uma das retas são escolhidos dois pontos na malha euleriana a uma distância Δx e $2\Delta x$ do ponto lagrangiano (k), chamados de ponto 1, 2, 3 e 4. Assim, os valores da velocidade e pressão são interpolados para cada um dos pontos utilizando as informações dos volumes externos à interface. O esquema detalhado de interpolação para a componente horizontal da velocidade sobre o ponto 3 é mostrado na Figura 2.9 e para a componente vertical na Figura 2.10. Serão interpoladas as velocidades a uma distância máxima de $2\Delta x$ do ponto 3 a fim de reduzir o tempo de CPU. Para tal, utiliza-se a função distribuição / interpolação apresentada na Equação (2.10). Desta forma, faz-se necessário

avaliar as componentes da velocidade sobre o ponto, obtidas pela interpolação não-linear das velocidades dos pontos eulerianos vizinhos. De maneira similar, as velocidades para os outros três pontos são calculadas. Utilizando polinômios de Lagrange, calculam-se as derivadas espaciais de primeira e segunda ordem das velocidades. Neste caso, considera-se a condição de contorno de não-deslizamento na interface, fazendo com que a velocidade do fluido no volume vizinho à interface seja igual à velocidade da própria interface.



(Lima e Silva, 2002)

Figura 2.9 – Interpolação horizontal.



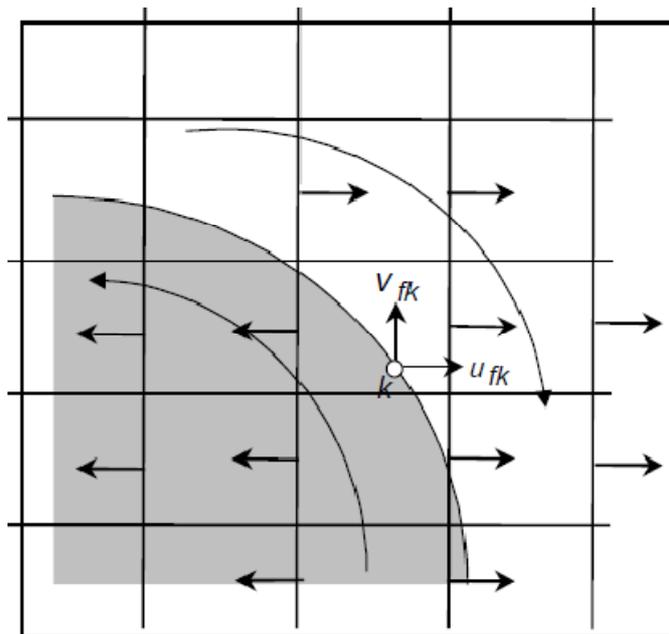
(Lima e Silva, 2002)

Figura 2.10 – Interpolação vertical.

Para o cálculo das derivadas temporais, o método de Euler de primeira ordem é utilizado na discretização dos termos da velocidade. Sendo u_{fk} e v_{fk} a velocidade do fluido na interface, calculada, como mostrado na Figura 2.11, utilizando as componentes externas e internas da interface, e u_k e v_k a velocidade da interface, o cálculo das derivadas temporais $\frac{\partial v}{\partial t}$ e $\frac{\partial u}{\partial t}$ será, então:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{v_k - v_{fk}}{\Delta t} \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{u_k - u_{fk}}{\Delta t} \quad (2.31)$$

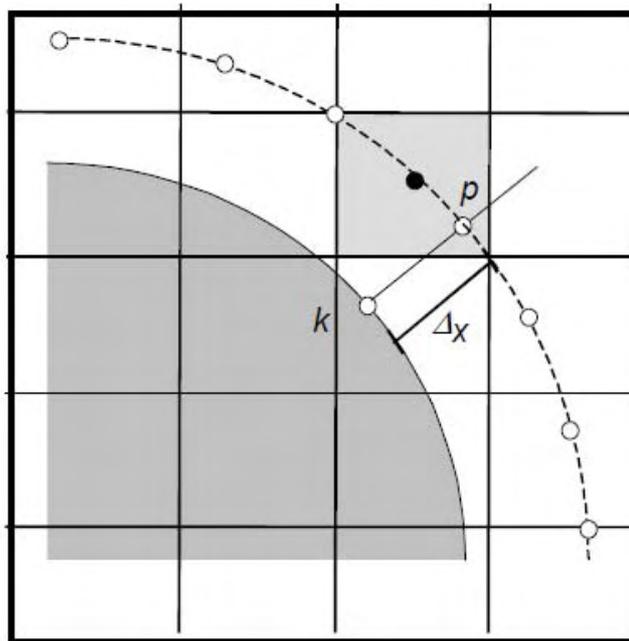


(Lima e Silva, 2002)

Figura 2.11 – Esquema de cálculo da velocidade na interface.

Para o cálculo das derivadas da pressão em cada ponto lagrangiano é necessário obter o valor da pressão sobre a interface, no ponto k , mostrado na Figura 2.12. Como o gradiente de pressão na direção normal à interface pode ser considerado nulo, para calcular a pressão na interface utiliza-se o valor da pressão no ponto euleriano (p) a uma distância de Δx do ponto lagrangiano. De maneira análoga, a pressão em toda a interface é obtida, e com seus valores

nos pontos 1, 2, 3 e 4, assim como para a velocidade, determinam-se as derivadas da pressão nas direções x e y através da aproximação por Polinômios de Lagrange.



(Lima e Silva, 2002)

Figura 2.12 – Ponto auxiliar ao cálculo das derivadas da pressão.

No Apêndice B são apresentados alguns trabalhos que empregam o Modelo Físico Virtual desenvolvido por Lima e Silva (2002) e aprimorado por Arruda (2004), Campregher (2005), Oliveira (2006) e Vedovoto (2007).

2.6 METODOLOGIAS DE SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS

O escoamento turbulento é caracterizado pela presença de uma ampla variedade de escalas de comprimento e de tempo. As grandes estruturas determinam a configuração média do escoamento, enquanto os pequenos turbilhões são responsáveis pela dissipação viscosa da energia proveniente dos primeiros. Portanto, para uma simulação fiel dos fenômenos presentes num escoamento turbulento, todas estas estruturas deverão estar de alguma forma representadas. Em razão disso, diferentes metodologias existem, atualmente, para a simulação de escoamentos turbulentos, dentre as quais se destacam:

Simulação Numérica Direta (DNS)

Consiste na solução numérica das equações de Navier-Stokes, resolvendo-se todos os graus de liberdade, ou todo o espectro de energia associado ao movimento, o que implica na

utilização de malhas extremamente refinadas, para que todas as escalas presentes no escoamento sejam calculadas. Ainda que seja válida para $Mach < 15$, onde a hipótese do contínuo é satisfeita, a *DNS* é extremamente exigente em termos de recursos computacionais e, em vista disso, sua utilização é, ainda hoje, restrita à solução de escoamentos em geometrias razoavelmente simples e números de Reynolds de baixos e moderados.

Modelagem Clássica da Turbulência

Envolve a solução das equações de Reynolds, com a consequente utilização de um modelo de turbulência, como forma de contornar o chamado “problema de fechamento”, decorrente da presença das tensões de Reynolds, que aparecem como incógnitas adicionais à solução do problema. Embora menos exigente em tempo de processamento e espaço de memória, a modelagem clássica da turbulência só fornece bons resultados para variáveis médias do escoamento, sendo inadequada para a análise de detalhes mais finos do movimento do fluido, tais como a interação entre vórtices.

Simulação de Grandes Escalas (LES)

Esta metodologia pode ser considerada como intermediária entre as duas anteriores, na medida em que permite o cálculo explícito das grandes escalas turbulentas e utiliza modelos sub-malha para representar as pequenas estruturas, com dimensões menores que o tamanho das malhas. Por exigir recursos computacionais muito mais modestos que a Simulação Numérica Direta e oferecer resultados bem mais consistentes que a Modelagem Clássica da Turbulência, a *LES* tem sido objeto de inúmeros estudos no decorrer das últimas décadas e começa a ser empregada no estudo de escoamentos de interesse industrial.

Para a correta aplicação da metodologia *LES*, é necessário que o campo de velocidades do escoamento contenha apenas componentes de grandes escalas. Para esta finalidade, foram criados os chamados filtros, que aproximam a solução às propriedades médias locais. Todo filtro tem um comprimento de escala associado a ele (Δ) que pode ou não estar associado ao refinamento da malha.

Mesmo após a aplicação dos filtros, a Equação da Continuidade permanece inalterada, por se tratar de uma equação linear. Porém, as Equações de Navier-Stokes sofrem alterações. A Equação (37) apresenta as Equações da Quantidade de Movimento para escoamento incompressível com propriedades constantes após aplicação dos filtros.

$$\frac{\partial(\overline{\rho u_i})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho u_i u_j}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.32)$$

Entretanto, o cálculo do segundo termo da Equação (2.32) pode ser aproximado pela aplicação dos tensores de sub-malha de Reynolds

$$\tau_{ij}^s = \rho \left(\overline{u_i u_j} - u_i u_j \right) \quad (2.33)$$

Fisicamente, os tensores de sub-malha representam a estimativa da média das pequenas estruturas presentes no escoamento.

A modelagem mais utilizada atualmente é a aproximação de Smagorinsky (1963). Segundo ele, os efeitos de transporte e dissipação são devido à viscosidade em escoamentos laminares, portanto o modelo considera a utilização de uma viscosidade turbulenta no cálculo dos tensores de sub-malha

$$\tau_{ij}^s - \frac{1}{3} \tau_{kk}^s \delta_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) = 2 \mu_t \overline{S}_{ij} \quad (2.34)$$

onde μ_t é a viscosidade turbulenta e \overline{S}_{ij} o tensor taxa de deformação,

A viscosidade turbulenta pode ser obtida por

$$\mu_t = C_{s0}^2 \rho \Delta^2 |\overline{S}| \quad (2.35)$$

onde C_{s0} é a constante de Smagorinsky, $\Delta = \sqrt{dx dy}$ o comprimento do filtro e $|\overline{S}| = (\overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij})^{1/2}$.

Os valores assumidos pela constante de Smagorinsky (C_{s0}) dependem de vários fatores, dentre os quais se incluem a metodologia numérica empregada na solução das equações do movimento, a malha computacional utilizada e as características físicas do problema estudado. Ainda que, na maioria das vezes, seu valor não se distancie muito de 0,2, sempre que possível recomenda-se o ajuste desta constante antes do início da obtenção dos resultados definitivos.

Como a aplicação do modelo de Smagorinsky superestima a viscosidade turbulenta nas regiões próximas a paredes sólidas, uma função de suavização é frequentemente empregada para corrigir esta distorção. Em geral, a função de van Driest (1956) é utilizada para esta finalidade, que pode ser escrita como:

$$C_s = C_{s0} \left(1 - e^{-n^+/A^+} \right)^2 \quad (2.36)$$

onde $n^+ = n u_\tau / \nu$ é a distância adimensional da parede, $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ a velocidade de cisalhamento, τ_w a tensão de cisalhamento na parede e A^+ uma constante, que, segundo Fergizer e Peric (2002), deve ser aproximadamente 25.

Como se trata de uma função exponencial, o valor da viscosidade turbulenta se aproxima de zero nas regiões próximas às superfícies, chegando à C_{s0} em posições suficientemente afastadas das paredes.

3. METODOLOGIA

3.1 DESCRIÇÃO DO PROGRAMA COMPUTACIONAL UTILIZADO

O código computacional empregado no presente trabalho é baseado no desenvolvido por Patankar (1980) para a solução de problemas em Mecânica dos Fluidos e Transferência de Calor, utilizando a metodologia dos Volumes Finitos na discretização das equações governantes do escoamento.

O acoplamento pressão/velocidade foi realizado pelo método SIMPLEC (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Consistent*), com malhas desencontradas. Os termos advectivos foram interpolados a partir do teste de diferentes esquemas de interpolação, porém, com base nos resultados de Lacerda (2009) e Rodrigues (2010) foi adotado como padrão o esquema de Power Law. O sistema de equações algébricas foi resolvido pelo método TDMA (*Tri-Diagonal Matrix Algorithm*).

Assim, para o presente trabalho, considerando escoamento incompressível, bidimensional em coordenadas cilíndricas, isotérmico e com propriedades constantes, as equações governantes são:

Conservação da Massa:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (3.1)$$

Navier-Stokes na direção r :

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) + F_r \quad (3.2)$$

Navier-Stokes na direção x :

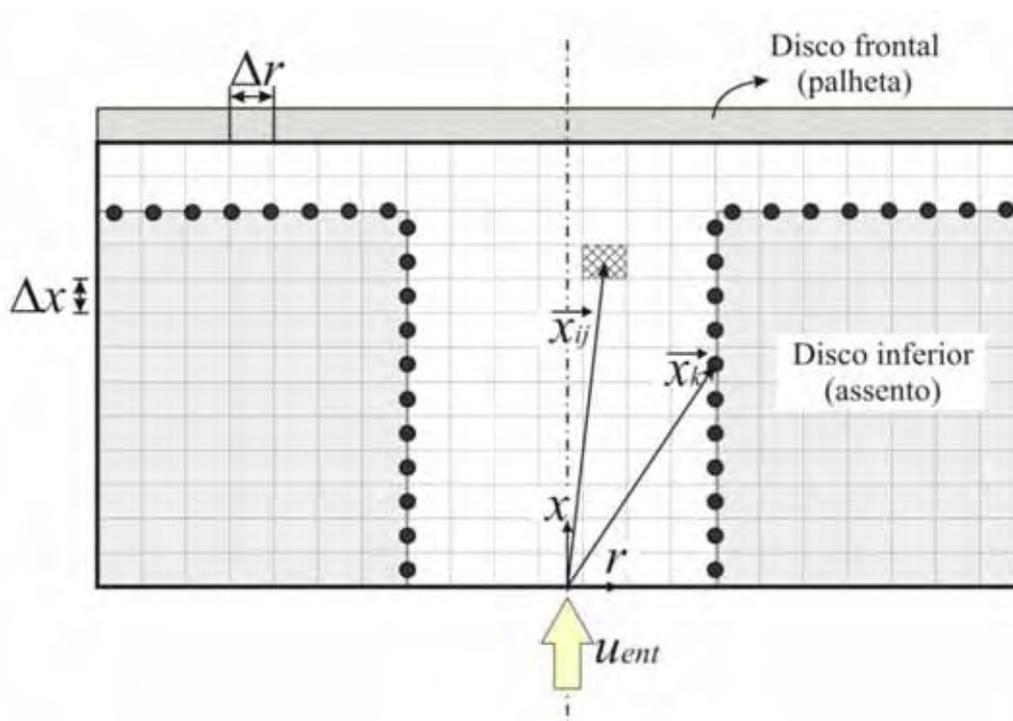
$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) + F_x \quad (3.3)$$

onde u é a componente x do vetor velocidade, v a componente r , p a pressão, ρ a densidade do ar, μ a viscosidade dinâmica, Fr a componente da densidade de força por unidade de volume na direção r , e Fx a componente da densidade de força por unidade de volume na direção x .

As componentes de força Fr e Fx englobam todas as demais forças atuando no escoamento que não tenham sido contabilizadas nos termos anteriores, e se apresentam como termos fontes quando estas equações são discretizadas. Além disso, no presente trabalho representam a densidade de força euleriana presente no método da fronteira imersa. Como descrito no capítulo anterior, elas são responsáveis por identificar as regiões sólidas do escoamento e são calculadas de acordo com o método desenvolvido por Lima e Silva et al. (2002), denominado Modelo Físico Virtual.

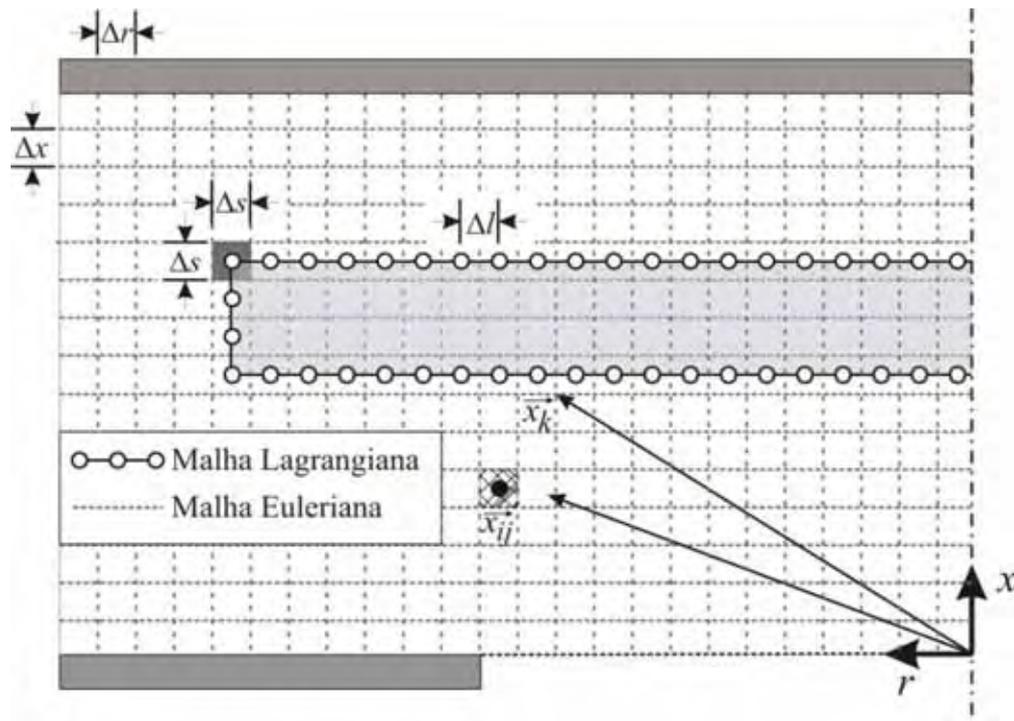
A implementação do Modelo Físico Virtual no código computacional foi realizada por Lacerda (2009) e Rodrigues (2010). Em cada um dos casos o Método da Fronteira Imersa foi aplicado a diferentes componentes de um difusor radial.

Lacerda (2009) aplicou a metodologia no assento do difusor, como mostrado na Figura 3.1, e Rodrigues (2010) no disco frontal ou palheta do difusor, Figura 3.2.



(Lacerda, 2009)

Figura 3.1 – Método da Fronteira Imersa aplicado ao assento de um difusor radial.



(Rodrigues, 2010)

Figura 3.2 – Método da Fronteira Imersa aplicado à palheta de um difusor radial.

A seguir, são apresentados os passos realizados por Rodrigues (2010) para a resolução do escoamento em um difusor radial com o MFI/MFV:

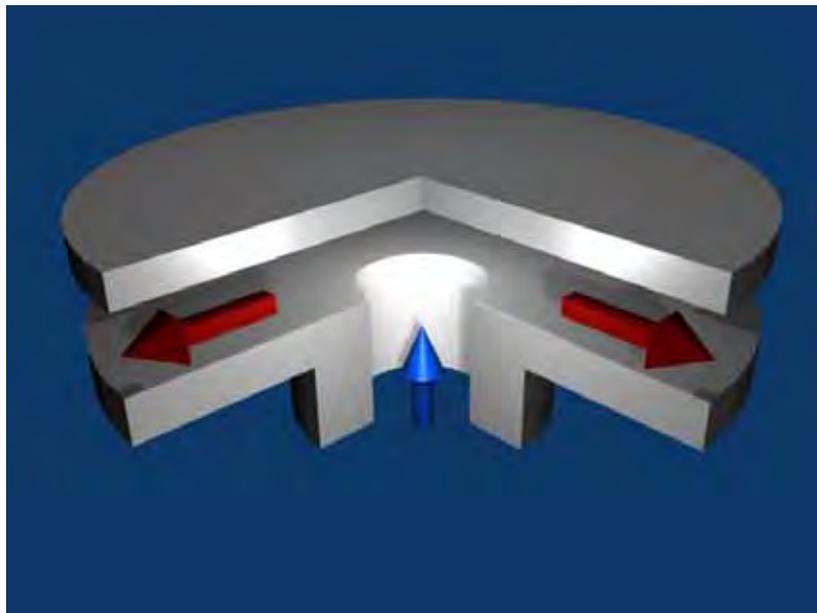
- (1) Define-se o domínio euleriano (dimensões, malha euleriana, passo de tempo, critérios de convergência) e as condições de contorno e iniciais do problema;
- (2) Define-se o domínio lagrangiano (malha lagrangiana, posição e condições de contorno iniciais para os pontos lagrangianos e a localização dos pontos auxiliares);
- (3) É dado um passo de tempo e feito $u_0 = u$, $v_0 = v$, $p_0 = p$, onde o índice “0” indica as propriedades no tempo anterior;
- (4) Resolvem-se as equações governantes até obter-se a convergência da massa através do algoritmo SIMPLEC;
- (5) Modelagem virtual da interface através do MFI/MFV;
 - (5.1) Interpolam-se os campos de velocidade e de pressão para os pontos lagrangianos e seus auxiliares;
 - (5.2) Obtém-se a densidade interfacial de força lagrangiana calculando-se os termos com derivadas espaciais, utilizando o polinômio de Lagrange, e o termo temporal;
 - (5.3) Distribui-se a densidade interfacial de força lagrangiana, calculada sobre os pontos lagrangianos, sobre o domínio euleriano;

- (6) Solução das equações governantes considerando o campo de forças euleriano distribuído, utilizando-se, novamente, o algoritmo SIMPLEC até obter-se a conservação da massa. Obtém-se, então, um escoamento onde há a presença de uma interface sólida imersa;
- (7) Avança-se no tempo e retorna-se ao passo (3), até alcançar o tempo físico de simulação.

O código computacional utilizado e validado por Rodrigues (2010) foi adotado como método de solução dos escoamentos laminares e turbulentos apresentados neste trabalho, sendo que para o último caso, a modelagem *LES* com função de van Driest foi implementada separadamente.

3.2 DOMÍNIO COMPUTACIONAL E CONDIÇÕES DE CONTORNO ADOTADAS

O domínio tridimensional seria o mais adequado nas simulações de jatos impingentes confinados, pois o mau posicionamento dos discos ou alguma descontinuidade no material destes podem causar efeitos de tridimensionalidade no escoamento. A Figura 3.3 apresenta o esquema de um jato impingente radial tridimensional.



(Rodrigues, 2010)

Figura 3.3 – Jato impingente tridimensional.

Apesar da simplicidade geométrica, a inserção do jato impingente no escoamento a partir do Método da Fronteira Imersa aumenta consideravelmente o custo computacional das simulações. Assim, é comum a simplificação da geometria para um domínio bidimensional, como apresentado na Figura 3.4 (a).

Como o escoamento bidimensional em jatos impingentes é simétrico em relação ao seu eixo axial, a condição de simetria em $r = 0$ foi adotada a fim de diminuir o custo computacional das simulações. Assim, o esboço do domínio computacional adotado nas simulações do presente trabalho é mostrado na Figura 3.4 (b).

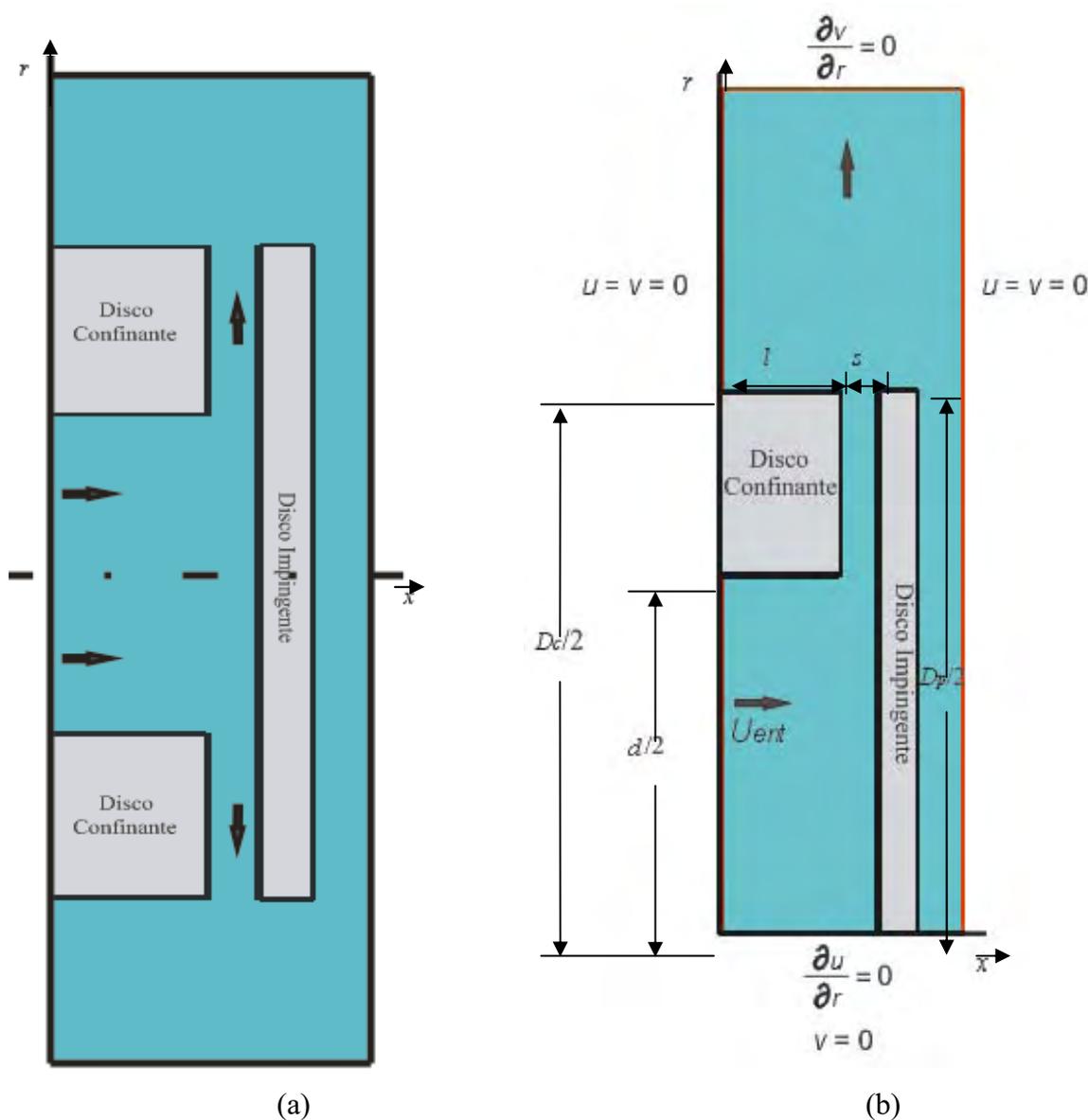


Figura 3.4 – Domínio computacional: (a) Jato impingente bidimensional, (b) Domínio computacional e condições de contorno adotados.

O comprimento do domínio computacional na direção radial foi escolhido de forma que a condição de escoamento localmente parabólico pudesse ser satisfeita. Na entrada do domínio condição de velocidade prescrita (U_{ent}), obtida a partir da Equação 3.4, foi imposta com o intuito garantir a alimentação axial do sistema. Velocidade nula em ambas direções foi especificada para as demais fronteiras do domínio.

$$Re = \frac{\rho U_{ent} d}{\mu} \quad (3.4)$$

onde Re é o número de Reynolds e d o diâmetro do orifício de entrada

O disco confinante em todos os resultados é simulado a partir da imposição de viscosidade infinita nesta região. A inserção do disco impingente no escoamento foi realizada de duas formas distintas: aplicação do método da fronteira imersa ou imposição de viscosidade infinita. O afastamento entre os discos (s), o comprimento do disco confinante (l), o diâmetro do disco impingente (D_p), do orifício de entrada (d) e do disco confinante (D_c) variaram de acordo com o estudo realizado a fim de se obter a influência exercida por diferentes relações adimensionais de diâmetro e afastamento entre os discos nas características do escoamento.

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados obtidos no presente trabalho são inicialmente abordados a partir da análise das características numéricas da simulação, como: independência dos resultados com o refino da malha computacional, o tempo de *CPU*, influência sobre as características do escoamento com e sem a aplicação da fronteira imersa, e necessidade de aplicação da metodologia *LES* / função de van Driest. Além disso, na segunda parte deste capítulo, é feita uma análise física das propriedades do escoamento com a variação do número de Reynolds e da geometria do jato impingente.

4.1 ABORDAGEM NUMÉRICA

4.1.1 Teste de Malha

A realização do teste de malha foi conduzida considerando o número de volumes encontrados entre o disco confinante e o disco frontal. Desta forma, foram utilizados cinco diferentes refinamentos com 5, 10, 15, 20 e 25 volumes entre os discos, como esquematizado na Figura 4.1, totalizando um número de volumes no domínio completo de respectivamente 6850, 31824, 55692, 804222 e 1080245.

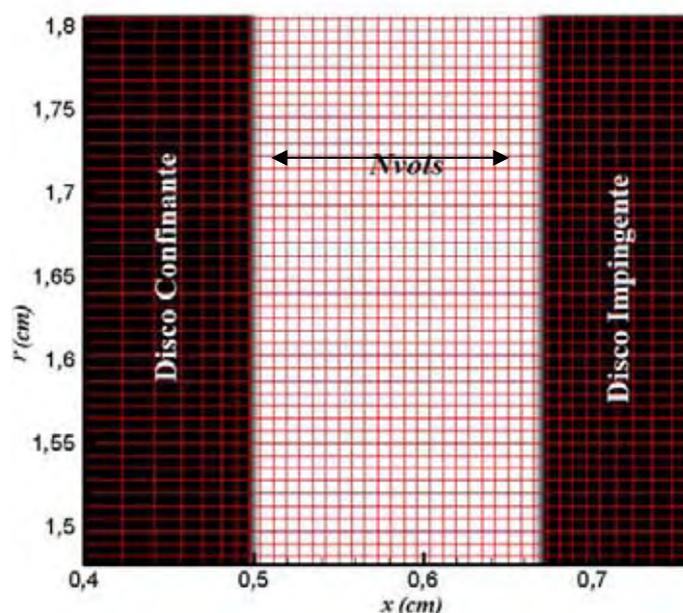


Figura 4.1 – Número de volumes entre os discos impingente e confinante.

A condição de contorno de não deslizamento na fronteira foi avaliada a partir análise da norma L_2 , Equação 4.1, que depende da diferença de velocidade entre os pontos lagrangianos (\vec{V}_{fk}) e eulerianos (\vec{V}_k).

$$L_2 = \frac{\sqrt{\sum_{k=1}^N [(u_k - u_{fk})^2 + (v_k - v_{fk})^2]}}{N} \quad (4.1)$$

onde N é o número total de pontos lagrangianos utilizados para discretizar a superfície imersa.

Assim, a Figura 4.2 exibe a evolução temporal da norma L_2 para cada um dos graus de refinamento adotados. Conforme o refinamento aumenta de 5 a 20 volumes entre os discos, a norma L_2 diminui. Porém, quando se aplica 25 volumes entre os discos, o valor da norma L_2 volta a aumentar, se aproximando ao obtido para a malha mais grosseira. Isto se deve ao fato de que a ordem máxima de precisão da máquina adotada nas simulações foi atingida. Como os resultados obtidos para a malha mais refinada não atingem condições ideais, não foram apresentados nas seguintes etapas do teste de malha.

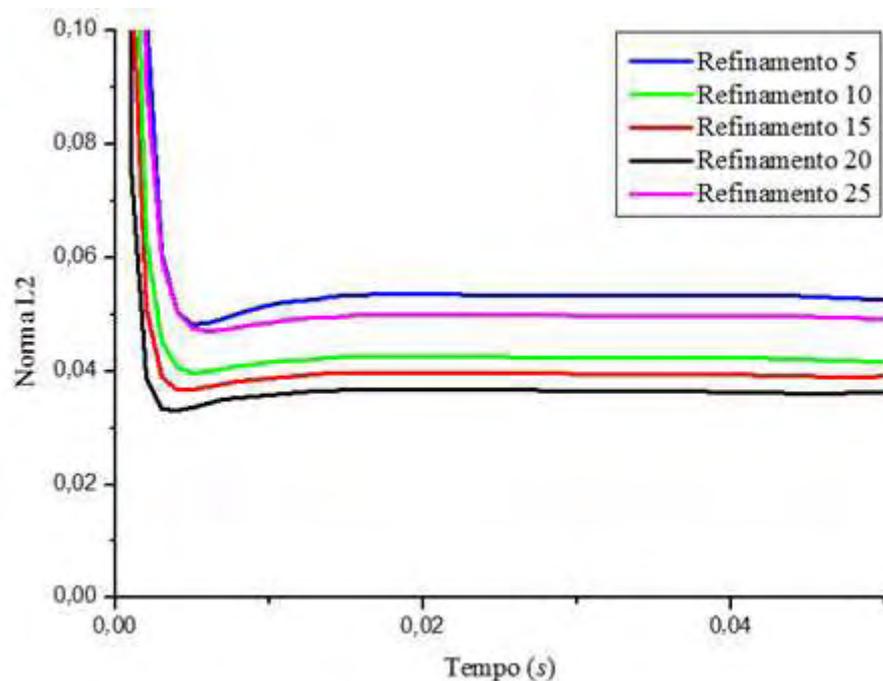


Figura 4.2 – Evolução temporal da norma L_2 para diferentes graus refinamentos de malha em jatos impingentes com $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$.

A Figura 4.3 apresenta o tamanho da bolha de recirculação na região de deflexão do escoamento para os refinamentos de 5 a 20 volumes entre os discos. Como pode ser

observado, a malha com apenas 5 volumes não é capaz de capturar a recirculação presente logo após a deflexão do escoamento. Quando há um aumento no grau de refinamento da malha para 10 volumes, a bolha já pode ser detectada e apresenta aproximadamente $0,12\text{cm}$. Porém, o tamanho desta recirculação aumenta para $0,16\text{cm}$ quando o refinamento entre os discos é de 15 volumes. E, como era esperado, com o aumento do refinamento para 20 volumes, o tamanho da bolha de recirculação cresce para $0,17\text{cm}$.

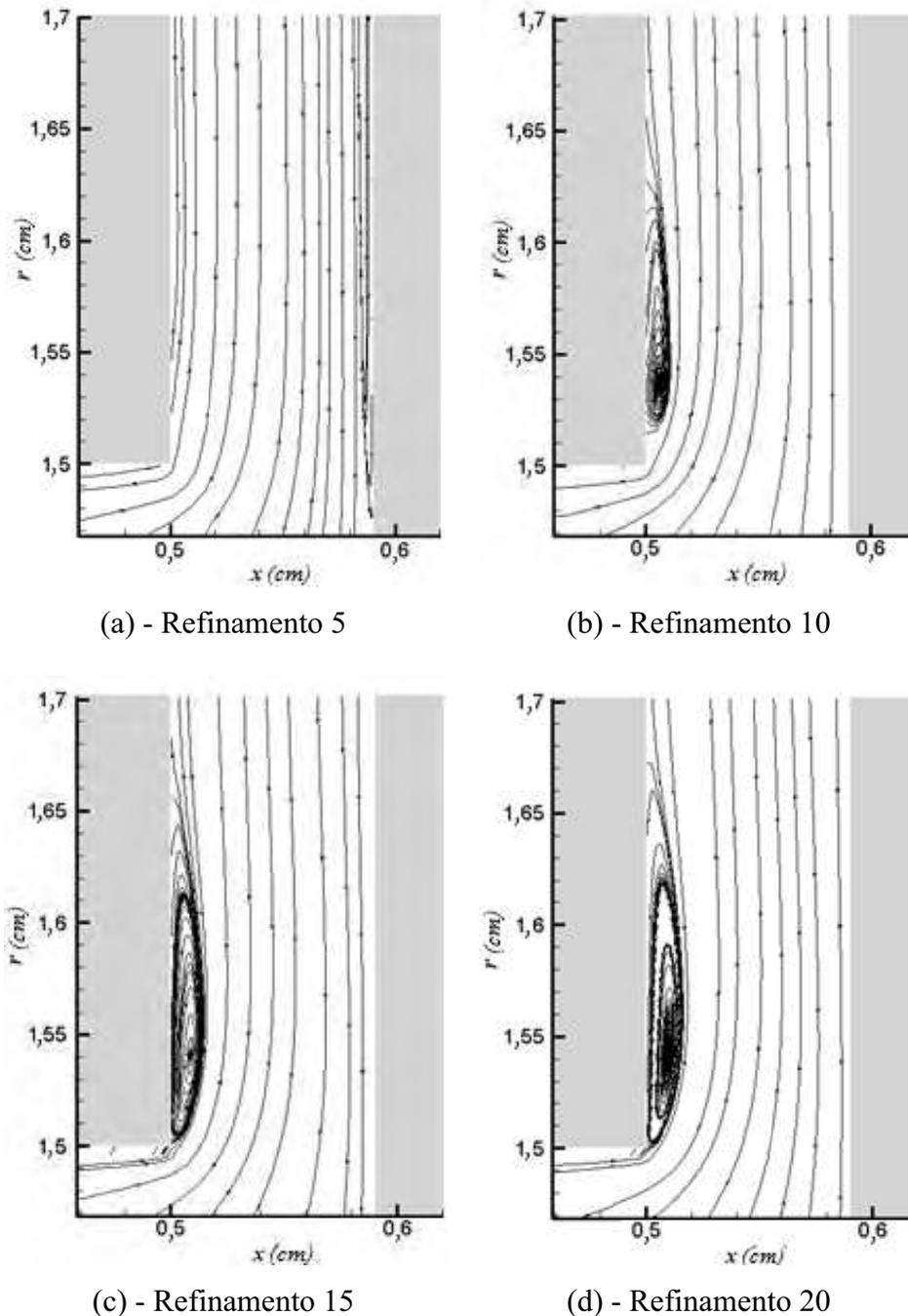


Figura 4.3 – Bolha de recirculação com o aumento do refinamento em um jato impingente com $s/d = 0,03$, $D_p/d = 1,5$ e $Re = 1500$.

A fim de quantificar a influência do número de volumes nos resultados, além do perfil de pressão adimensional (Equação 4.2) *versus* raio adimensional (Equação 4.3), mostrado na Figura 4.4, também foram calculadas as diferenças entre as componentes da velocidade U (Figura 4.5) e V (Figura 4.6) de acordo com o refinamento utilizado, sendo as duas últimas obtidas no ponto de deflexão do escoamento ($x = 0,545\text{cm}$, $r = 1,5\text{cm}$).

$$P_{adm} = \frac{P}{1/2 \rho U_{ent}^2} \quad (4.2)$$

$$R_{adm} = \frac{r}{d} \quad (4.3)$$

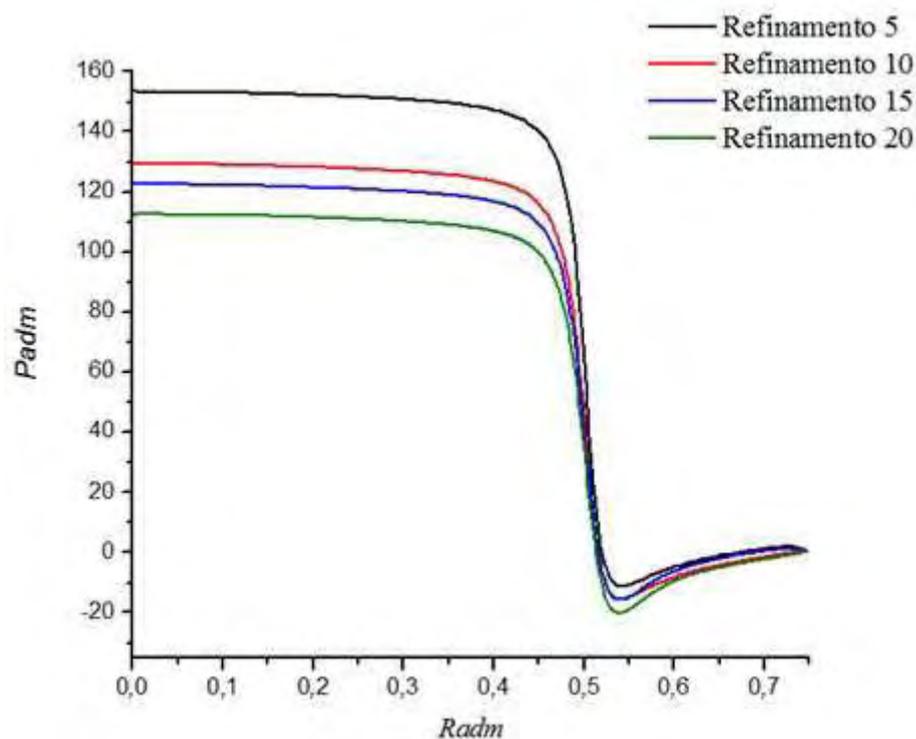


Figura 4.4 – Pressão adimensional versus raio adimensional para diferentes refinamentos de malha e jato impingente com $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$.

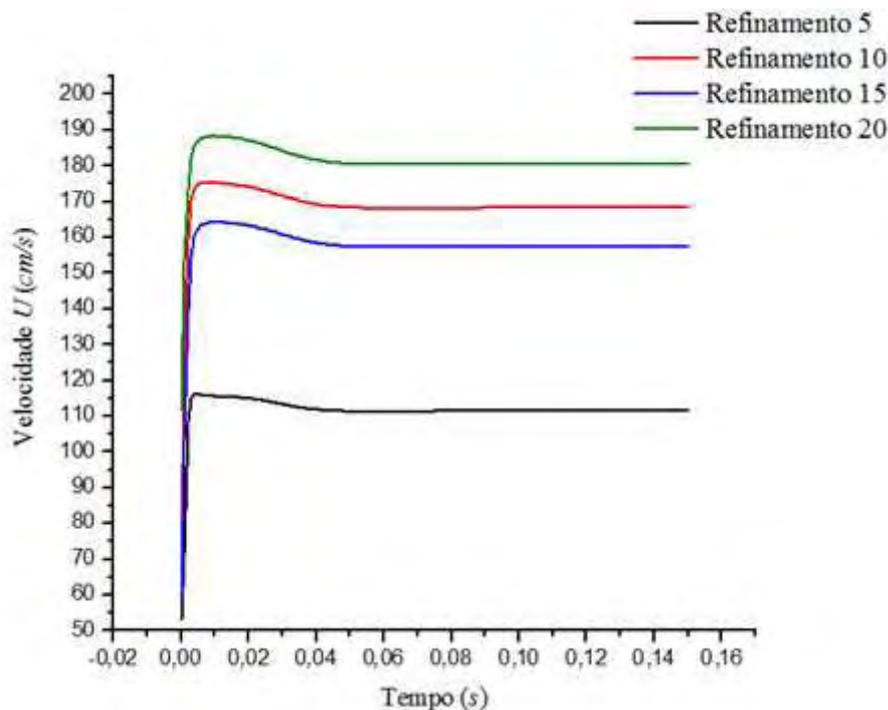


Figura 4.5 – Evolução de U ao longo do tempo para os quatro refinamentos em $x = 0,545\text{cm}$, $r = 1,5\text{cm}$ para $s/d = 0,03$, $D_p/d = 1,5$ e $Re = 1500$.

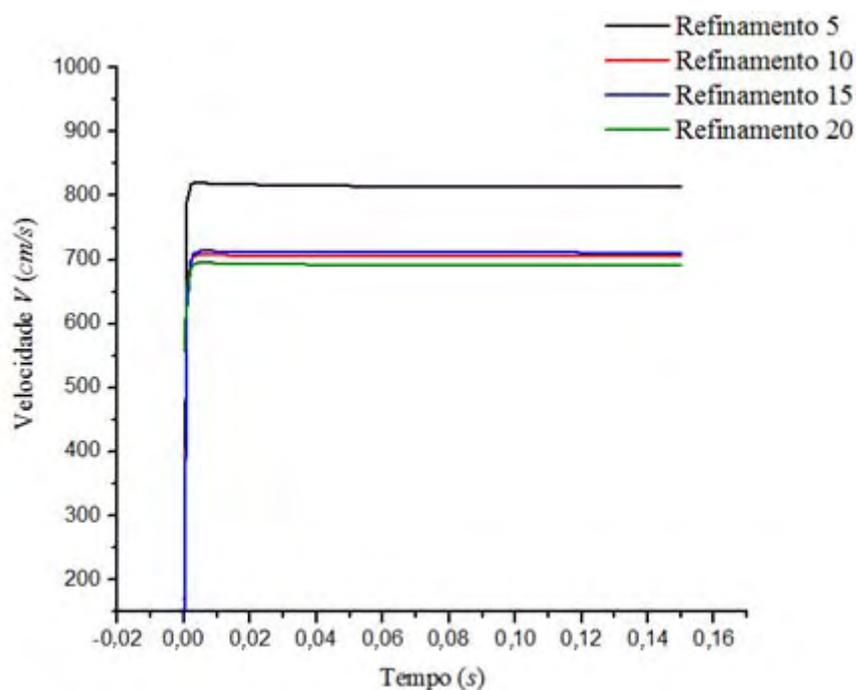


Figura 4.6 – Evolução de V ao longo do tempo para os quatro refinamentos em $x = 0,545\text{cm}$, $r = 1,5\text{cm}$ para $s/d = 0,03$, $D_p/d = 1,5$ e $Re = 1500$.

A Figura 4.4 mostra que para todas as malhas o perfil de pressão apresenta estagnação e deflexão bem definidas. Porém, conforme o refinamento aumenta, a pressão de estagnação

diminui, apresentando aproximadamente 36% de diferença entre os valores para a malha mais grosseira (5 volumes) e mais refinada (20 volumes). A diferença apresentada entre os resultados obtidos da velocidade e pressão para cada um dos refinamentos é apresentado na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Diferença entre as propriedades com o aumento do refinamento para $s/d = 0,03$, $Dp/d = 1,5$ e $Re = 1500$.

Refinamento entre os discos	Propriedade	Diferença (%)
Refinamento 5 – Refinamento 10	<i>P_{adm}</i>	18,53
	<i>U</i>	51,04
	<i>V</i>	15,47
Refinamento 5 – Refinamento 15	<i>P_{adm}</i>	25,10
	<i>U</i>	41,27
	<i>V</i>	14,66
Refinamento 5 – Refinamento 20	<i>P_{adm}</i>	36,19
	<i>U</i>	62,12
	<i>V</i>	17,85
Refinamento 10 – Refinamento 15	<i>P_{adm}</i>	5,52
	<i>U</i>	6,92
	<i>V</i>	0,71
Refinamento 10 – Refinamento 20	<i>P_{adm}</i>	14,88
	<i>U</i>	7,33
	<i>V</i>	2,07
Refinamento 15 – Refinamento 20	<i>P_{adm}</i>	8,87
	<i>U</i>	14,76
	<i>V</i>	2,79

Além dos resultados apresentados acima, foram comparados o tempo computacional de cada um dos refinamentos, todos utilizando máquina com quatro processadores AMD Phenom™ 9750 com 4GB de memória RAM e compilador Intel. Assim, para o domínio computacional apresentado, o custo de cada um dos refinamentos 5, 10, 15 e 20 foi de respectivamente: 126hr :33min, 406hr : 25min, 941hr : 46min e 1649hr : 19min.

Desta forma, o refinamento entre os discos de 15 volumes foi escolhido como parâmetro para o presente trabalho por apresentar melhores resultados em relação aos mais

grosseiros e tempo computacional de aproximadamente 57% menor do que o refinamento de 20 volumes entre os discos.

4.1.2 Custo Computacional e Propriedades do Escoamento com e sem a Aplicação do Método da Fronteira Imersa

A falta de dados bibliográficos que quantifiquem a diferença no custo computacional e propriedades do escoamento com e sem a aplicação do Método da Fronteira Imersa motivou a investigação da eficácia deste método no programa adotado.

O estudo foi conduzido a partir de um jato impingente confinado com afastamento adimensional $s/d = 0,03$, razão de diâmetros $D_p/d = 1,5$, $Re = 1500$, com e sem aplicação da fronteira imersa no disco frontal. O grau de refinamento adotado foi de 15 volumes entre os discos e o passo de tempo de $10^{-7} s$.

O campo de velocidades ao longo do difusor para as duas aplicações é apresentado na Figura 4.7.

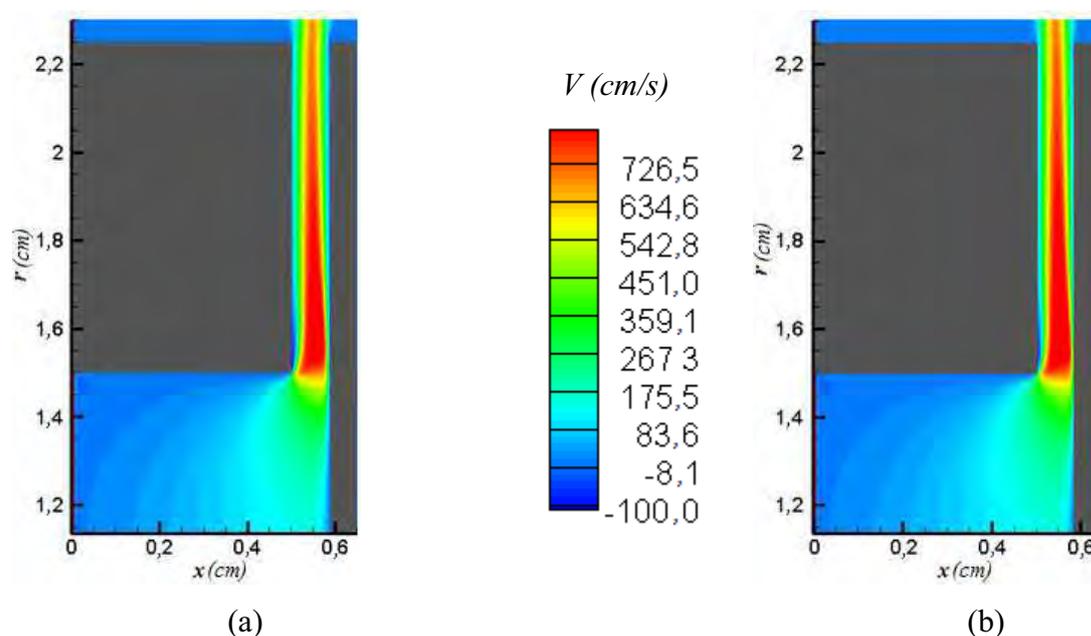


Figura 4.7 – Campo da velocidade radial V_{em} um jato impingente com $s/d = 0,03$, $D_p/d = 1,5$ e $Re = 1500$: (a) Com Fronteira Imersa, (b) Viscosidade Infinita.

A aplicação do Método da Fronteira Imersa na modelagem do disco frontal não afeta o campo de velocidade radial, porém, apenas sua análise não é suficiente para comprovar a eficácia do método para o caso adotado. Assim, a Figura 4.8 apresenta a evolução temporal da velocidade radial no centro do difusor ($x = 0,545 cm, r = 1,875 cm$).

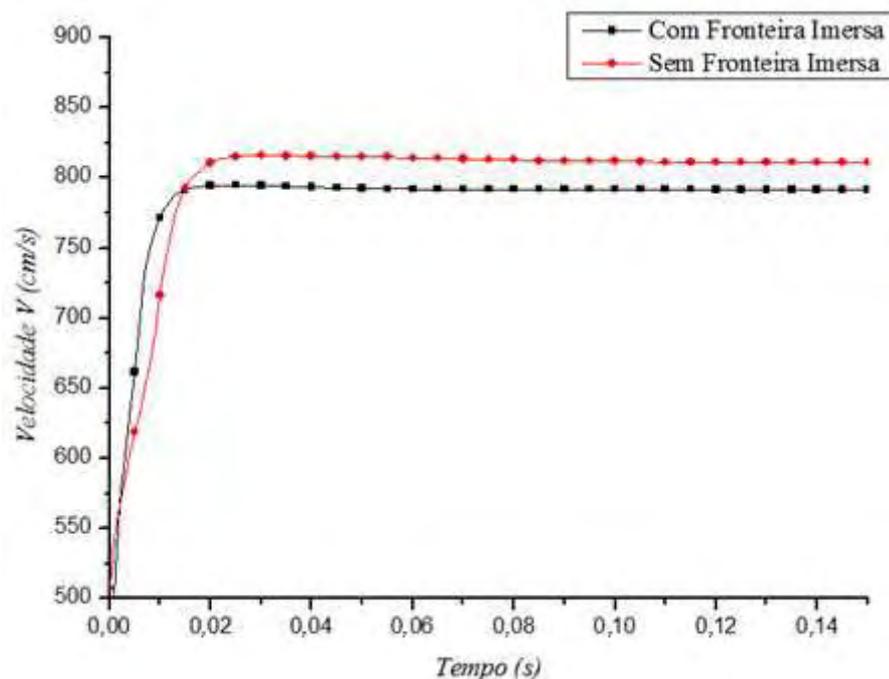


Figura 4.8 – Evolução temporal da velocidade no ponto $x = 0,545$ cm, $r = 1,875$ cm do escoamento em um jato impingente com $s/d = 0,03$, $D_p/d = 1,5$ e $Re = 1500$.

Como pode ser notado na Figura 4.8, o uso da Fronteira Imersa na modelagem do disco frontal causa uma diminuição de aproximadamente 2,5% na velocidade da direção principal do escoamento neste ponto. Com o intuito de identificar a causa desta discrepância entre os resultados, foi calculada a razão de bloqueio dos discos para ambos os métodos através da razão entre a vazão de saída entre os discos e vazão de entrada do domínio de cálculo, como mostrado na Equação 4.4.

$$Bloqueio = \frac{Q_{saída}}{Q_{entrada}} = \frac{\left(\overline{V}A\right)_{saída}}{\left(\overline{V}A\right)_{entrada}} \quad (4.4)$$

O bloqueio exercido pela imposição de viscosidade infinita na região do disco frontal foi de 99,02%. Porém, ao se aplicar Fronteira Imersa na região, a permeabilidade da fronteira aumentou, e o bloqueio do escoamento nesta região caiu para 97,87%. Como era esperado, o menor bloqueio exercido pela fronteira imersa é uma das causas da diferença na velocidade radial do escoamento no centro do difusor para cada uma das metodologias adotadas.

A Tabela 4.2 apresenta o custo computacional de cada teste realizado, utilizando máquina com quatro processadores AMD Phenom™ 9750 com 4GB de memória RAM e compilador Intel.

Tabela 4.2 – Custo computacional de cada método utilizado.

Metodologia numérica	Tempo Computacional
Com Fronteira Imersa	941hr : 46min
Sem Fronteira Imersa	21hr : 53min

O custo computacional com o uso da fronteira imersa como modelagem do disco frontal é da ordem de 40 vezes maior do que com aplicação de viscosidade infinita na região. Este fato, agregado ao menor bloqueio da fronteira, torna o uso do Método da Fronteira Imersa inapropriado para a simulação do caso estudado neste trabalho.

Apesar de não se apresentar a mesma eficiência computacional que a utilização de viscosidade infinita como modelagem do disco frontal, o Método da Fronteira Imersa se torna muito eficaz quando o objetivo é a simulação do movimento do disco impingente, como mostrado por Rodrigues (2010). Porém, o mesmo não pode ser dito quando o deslocamento do disco frontal é modelado a partir de viscosidade infinita, que diverge na inversão do sentido de movimento do disco.

4.1.3 Modelagem do Escoamento Turbulento

A constante utilização de jatos impingentes para sistemas que requerem alta taxa de transferência de calor motivou o estudo de escoamentos turbulentos no presente trabalho.

Foram simulados e testados três casos: escoamento sem a modelagem de turbulência; com a metodologia *LES* (*Large Eddy Simulation*), e *LES* com função de amortecimento de van Driest. Para todos os casos, a validação foi realizada a partir da comparação dos resultados numéricos aos experimentais de Souto (2002) em um difusor radial com razão de diâmetros $D_p/d = 3,0$, afastamento adimensional entre os discos de $s/d = 0,1$ e número de Reynolds $Re = 14000$ e 15000 . Para tanto foram obtidos os perfis de pressão adimensional sobre o disco frontal e velocidade adimensional *versus* X_{adm} (Equação 4.4) em $R_{adm} = 1,47$.

$$X_{adm} = \frac{x - \left(l + \frac{s}{2}\right)}{d} \quad (4.4)$$

4.1.3.1 Simulação sem Aplicação de Modelagem de Turbulência

As Figuras 4.9 e 4.10 apresentam os perfis adimensionais de velocidade e pressão obtidos através da simulação apenas com os esquemas de transporte dos termos advectivos,

detalhados no Anexo A: Power-Law, UDS (*Upwind Differencing Scheme*) e HDS (*Hybrid Differencing Scheme*). O esquema CDS (*Central Differencing Scheme*) não é apresentado, pois não foi capaz de simular os casos apresentados acima, divergindo logo no início das simulações. Os perfis de pressão numéricos apresentam uma grande recirculação na região de deflexão do escoamento e recirculações secundárias ao longo do difusor. Além disso, os perfis de velocidade adimensional numéricos descrevem a presença de uma recirculação próxima à descarga do escoamento em $R_{adm} = 1,47$. Porém, estas características não estão presentes nos resultados de Souto (2002) que exibem apenas uma pequena recirculação devido à deflexão do escoamento em $R_{adm} = 0,5$.

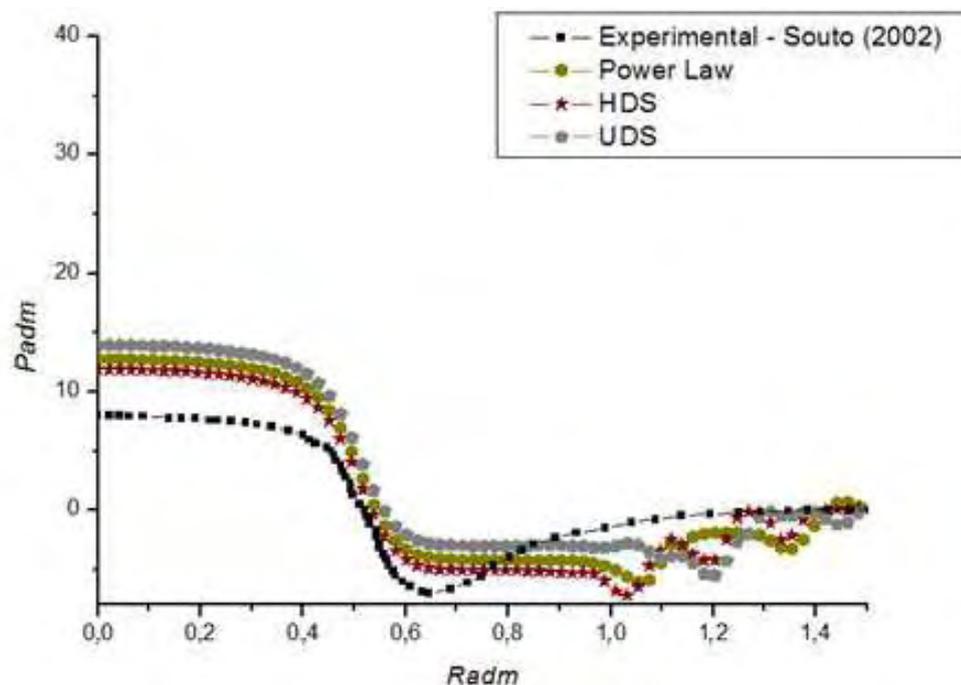


Figura 4.9 – Perfis de pressão: experimental de Souto (2002) e numéricos obtidos sem modelagem de turbulência, para $Re = 14000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$.

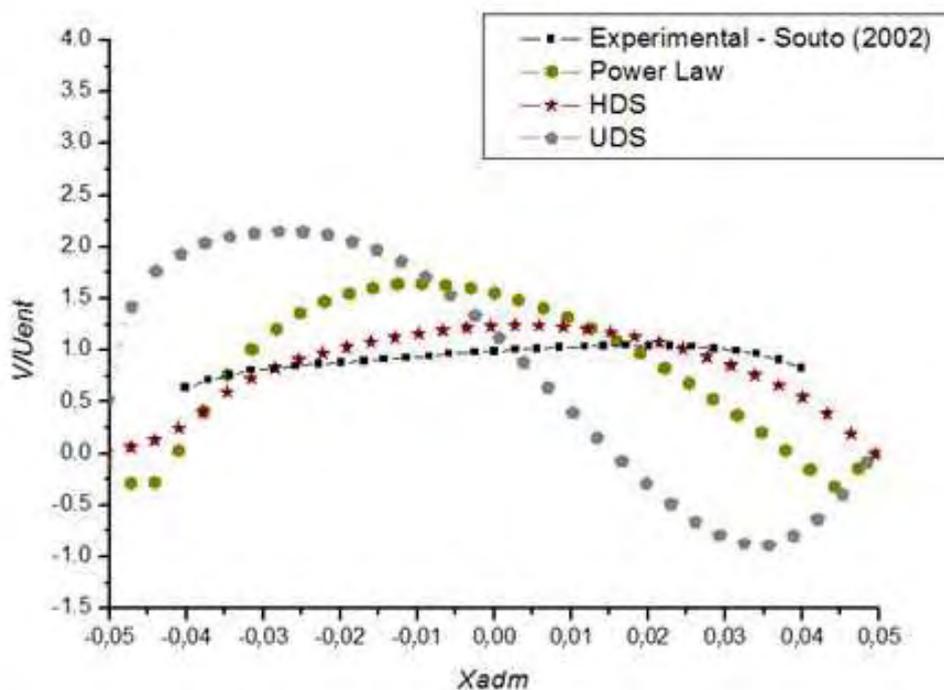


Figura 4.10 – Perfis de velocidade adimensional: experimental de Souto (2002) e numérica obtidas sem modelagem de turbulência, para $Re = 15000$, $Dp/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$.

4.1.3.2 Aplicação do Método *LES*

Apesar de serem capazes de simular o escoamento turbulento, apenas o uso de esquemas de transporte dos termos advectivos não apresentaram boa concordância aos resultados experimentais de Souto (2002). Desta forma, tendo em vista uma maior proximidade a dados reais, propôs-se a aplicação do método *LES* ao programa computacional. Os resultados obtidos para constante de Smagorinsky entre $C_{s0} = 0,05$ e $0,30$ são mostrados nas Figuras 4.11 e 4.12.

Mesmo que para C_{s0} pequenas, o perfil de pressão adimensional, Figura 4.11, se aproxime dos resultados experimentais e o aumento da viscosidade turbulenta faz com que o perfil de velocidade adimensional, Figura 4.12, se assemelhe à solução de um escoamento laminar parabólico e não turbulento, como era esperado.

Assim, devido à superestimação da viscosidade turbulenta próxima à parede com a utilização da metodologia *LES*, e ao fato de grande parte do escoamento estudado estar muito próximo às paredes da geometria, apenas o uso do *LES* não representa fielmente o escoamento estudado para nenhuma das constantes de Smagorinsky empregadas.

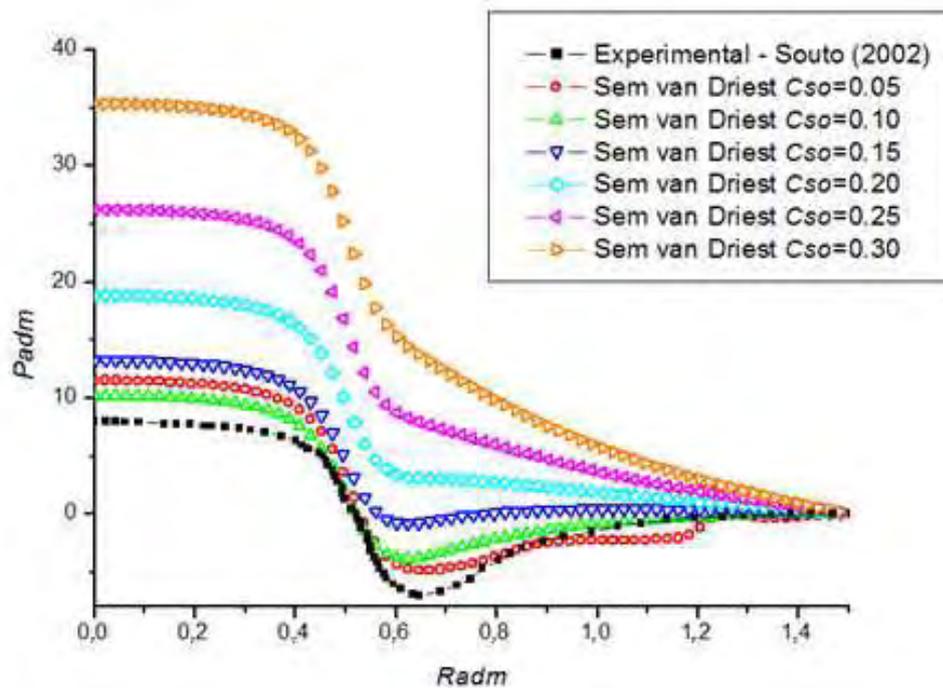


Figura 4.11 – Perfis de pressão: experimental de Souto (2002) e numéricos obtidos com metodologia LES, para $Re = 14000$, $Dp/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$.

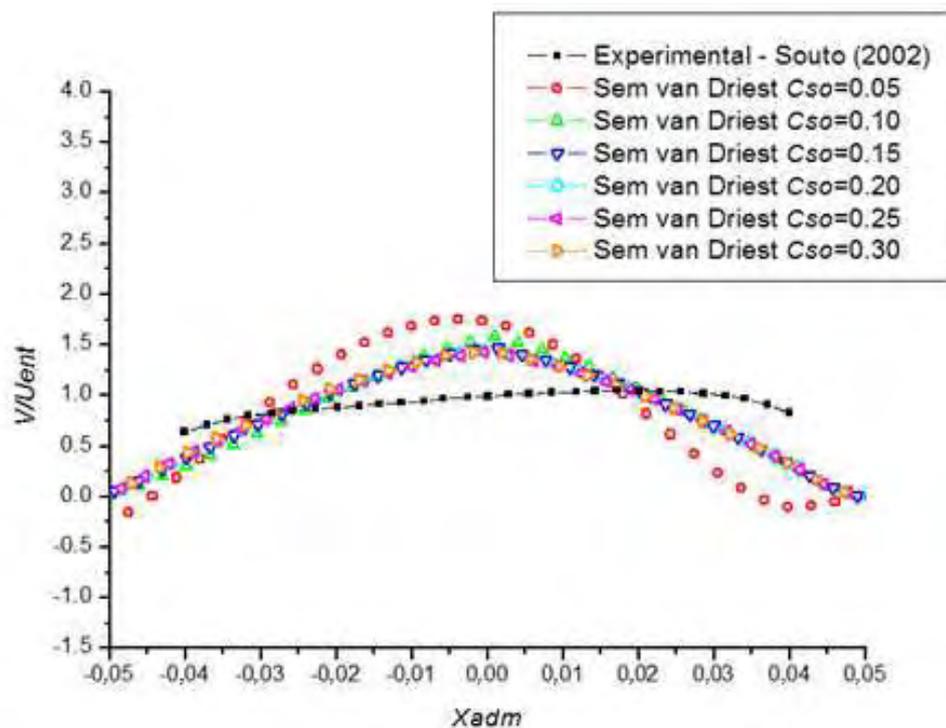


Figura 4.12 – Perfis de velocidade adimensional: experimental de Souto (2002) e numérica obtidas com metodologia LES, para $Re = 15000$, $Dp/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$.

4.1.3.3 Aplicação da função de van Driest

O uso da função de van Driest tem por finalidade suavizar o valor da viscosidade turbulenta nas regiões próximas às paredes da geometria. No presente trabalho a função de van Driest foi empregada somente nos três volumes mais próximos à geometria, pois a presença de recirculações na região entre os discos causou descontinuidade no valor da tensão de cisalhamento na parede, interferindo assim no campo de viscosidade turbulenta. A Figura 4.13 mostra o campo da constante de Smagorinsky ($C_{s0} = 0,25$) após a função de suavização ser aplicada.

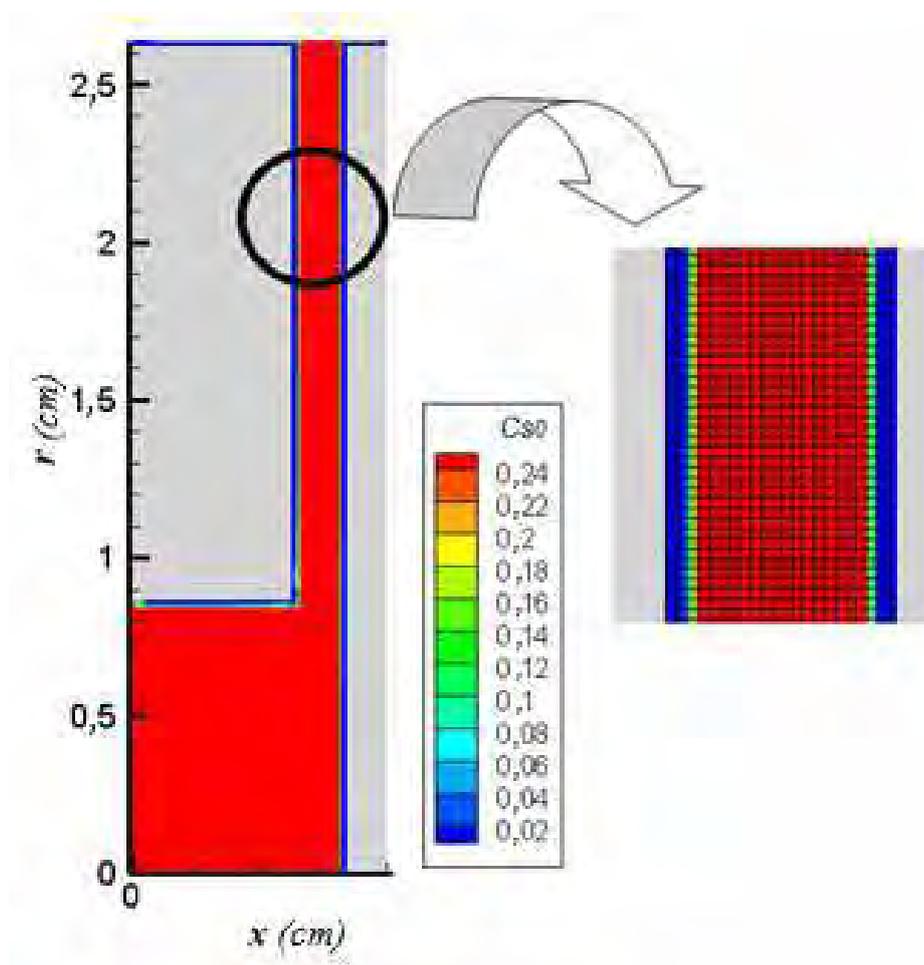


Figura 4.13 – Campo da constante de Smagorinsky após aplicação da função de van Driest.

Após aplicar a função de van Driest, os resultados foram, nas Figuras 4.14 e 4.15, confrontados aos resultados experimentais de Souto (2002). Como pode ser observado, o emprego da função de van Driest tornou os resultados numéricos mais próximos aos resultados experimentais. Para as duas aplicações $Re=14000$ e 15000 a constante de Smagorinsky $C_{s0} = 0,25$ apresentou a maior conformidade aos resultados experimentais.

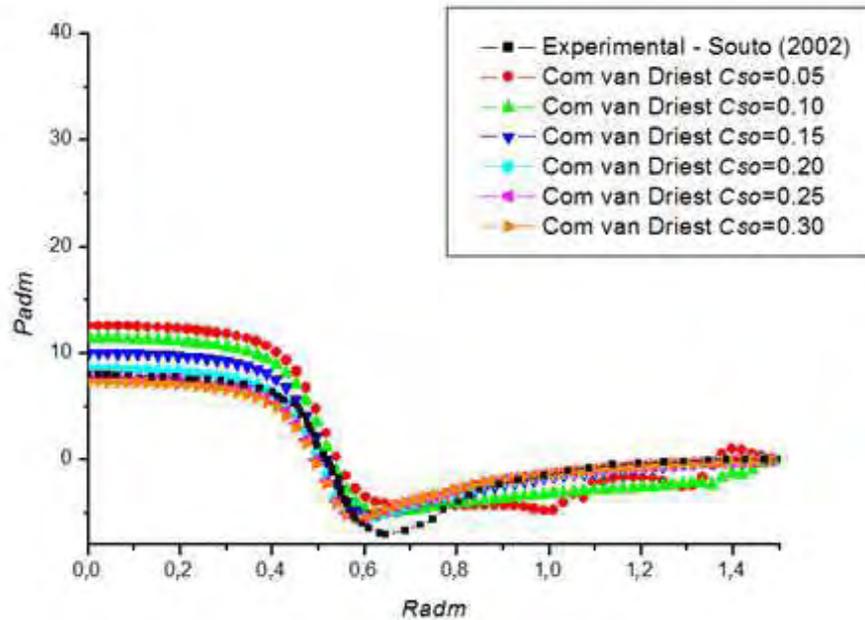


Figura 4.14 – Perfis de pressão: experimental de Souto (2002) e numéricos obtidos a partir do uso da função de van Driest para $Re = 14000$, $Dp/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$.

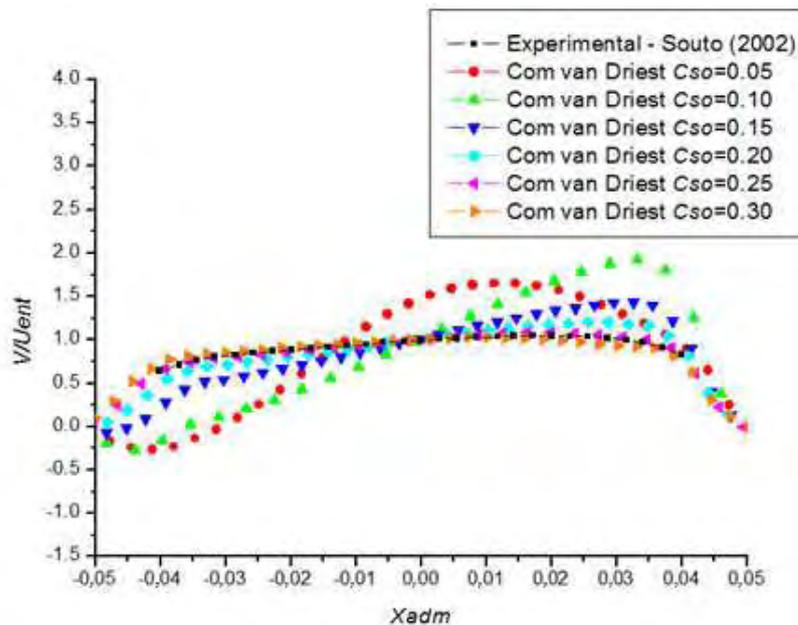


Figura 4.15 – Perfis de velocidade adimensional: experimental de Souto (2002) e numérica obtidas com o uso da função de van Driest, para $Re = 15000$, $Dp/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$.

As Figuras 4.16 e 4.17 apresentam a comparação dos resultados obtidos com e sem o uso da função de van Driest, para $C_{s0} = 0,25$. Neste caso, pode-se observar que os perfis obtidos sem a função de van Driest se aproximam àqueles obtidos para escoamentos laminares, pois o perfil de pressão não apresenta gradiente reverso de pressão da região de

deflexão e a velocidade adimensional apresenta perfil parabólico. Porém, a aplicação da função de van Driest nos volumes próximos à geometria diminui aproximadamente 90% o valor da viscosidade turbulenta nesta região, fazendo com que, desta forma o programa seja capaz de captar com maior precisão as instabilidades presentes nos escoamentos turbulentos.

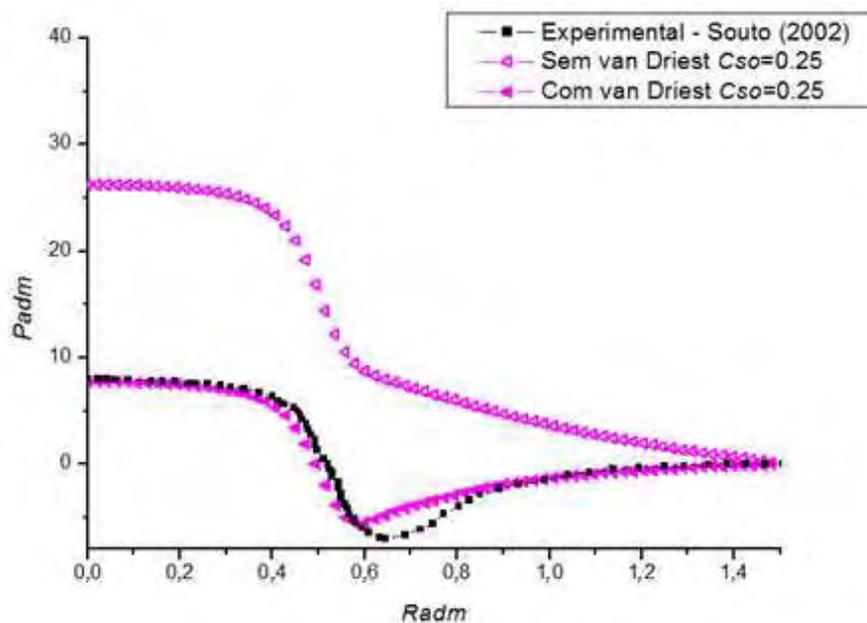


Figura 4.16 – Perfis de pressão: experimental de Souto (2002) e numéricos obtidos com e sem o uso da função de van Driest para $Re = 14000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$.

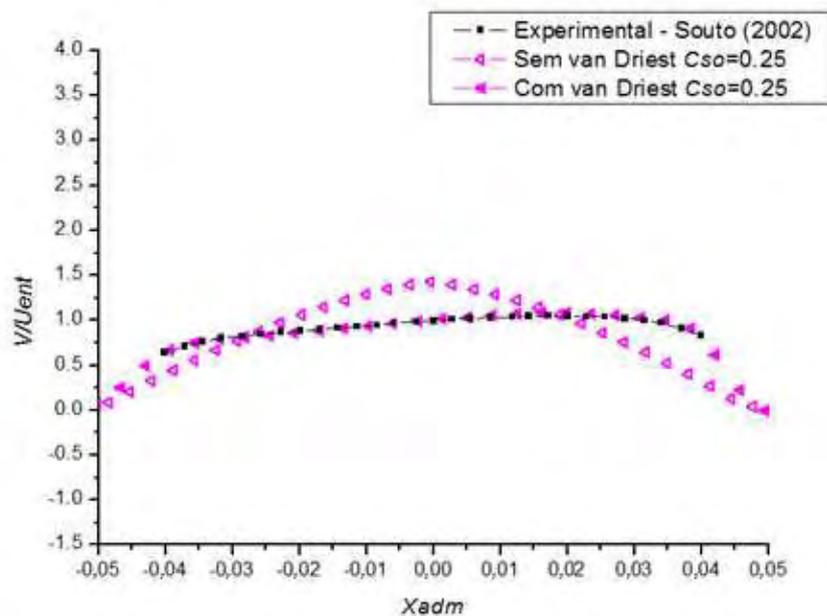


Figura 4.17 – Perfis de velocidade adimensional: experimental de Souto (2002) e numérica obtidas com e sem o uso da função de van Driest, para $Re = 15000$, $D_p/d = 3,0$ e $s/d = 0,1$.

4.2 ANÁLISE FÍSICA

4.2.1 Influência do Tamanho do Disco Frontal no escoamento

A influência do tamanho do disco impingente sobre as características do escoamento foi analisada considerando as seguintes geometrias: afastamento adimensional $s/d = 0,03$ e as razões de diâmetro: $D_p/d = 2,0, 1,75, 1,5, 1,25$ e $1,0$. Todos os casos foram simulados para número de Reynolds 1500. A partir dos campos de vorticidade, Figura 4.18, e com dados obtidos pela inserção de duas sondas na região do difusor, foi possível fazer uma comparação entre as principais propriedades do escoamento. Os resultados revelam maior campo de vorticidade para todas as razões de diâmetro na região de deflexão do escoamento. Este comportamento era esperado devido à rápida mudança de direção do escoamento, dando origem a uma bolha de recirculação. Os vetores velocidade também mostram esta recirculação, que é relativamente pequena devido ao número de Reynolds e espaçamento (s/d). Outra característica apresentada é a sensibilidade do escoamento devido ao tamanho do prato impingente. Como o escoamento é radial e foi simulado em coordenadas cilíndricas, a velocidade na região de deflexão é maior que na região de saída do difusor. Conseqüentemente, nesta área, as forças de inércia prevalecem sobre as forças viscosas e o escoamento do menor disco impingente apresenta uma resposta mais rápida para o fim do confinamento, modificando a direção da maior velocidade.

Os resultados obtidos para as velocidades axial (U) e radial (V) ao longo do tempo, tomadas por duas sondas inseridas no escoamento posicionadas em $x = 0,545\text{cm}, r = 1,5\text{ cm}$ e $x = 0,545\text{cm}$ e $r = 1,87\text{cm}$, são mostrados nas Figuras 4.19 e 4.20.

As Figuras 4.19 (a) e (b) revelam uma grande discrepância do perfil de velocidade da configuração com razão de diâmetros $D_p/d = 1,0$ em relação às demais. Esta característica era esperada, pois como mostrado na Figura 4.18 (a), o fim do prato impingente causa uma mudança na direção de maior velocidade, aumentando a componente axial da velocidade para esta geometria. Porém, como neste ponto o escoamento para as razões de diâmetros maiores ainda permanecem confinados, a componente radial da velocidade é predominante. As Figuras 4.20 (a) e (b) mostram que no centro do difusor radial, o escoamento entre os discos praticamente não sofre influência do prato impingente quando a razão de diâmetros é maior que $D_p/d = 1,5$. A Figura 4.20 (b) reforça o fato de que para razão de diâmetros $D_p/d \geq 1,25$, as forças viscosas começam a ser maiores devido à diminuição da velocidade, assim, estas configurações não apresentam uma rápida mudança na direção principal do escoamento com o fim do disco impingente.

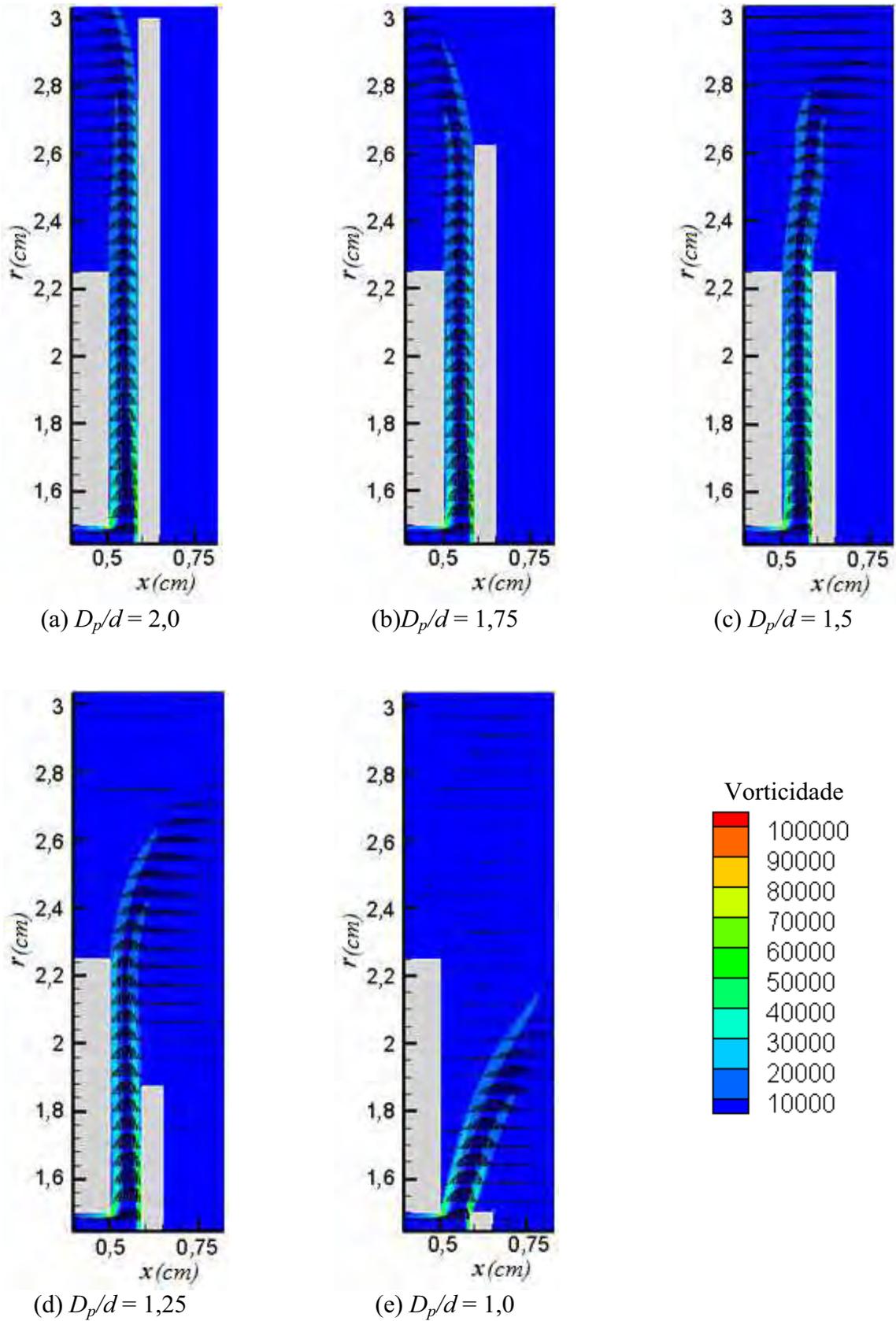


Figura 4.18 – Campo de vorticidade e vetores velocidade para escoamento com $Re = 1500$, $s/d = 0,03$ e razão de diâmetros (D_p/d): (a) 2,0, (b) 1,75, (c) 1,5, (d) 1,25, (e) 1,0.

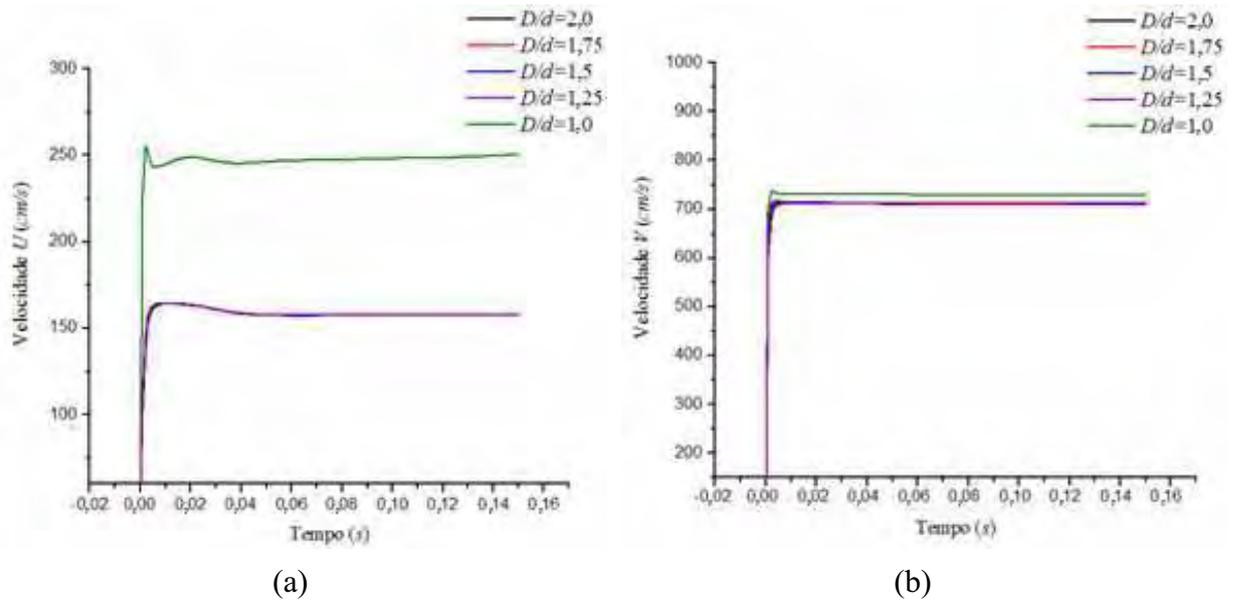


Figura 4.19 – Evolução temporal da velocidade tomada em $x = 0,545$ cm, $r = 1,5$ cm, para $Re = 1500$, $s/d = 0,03$: (a) velocidade axial, (b) velocidade radial.

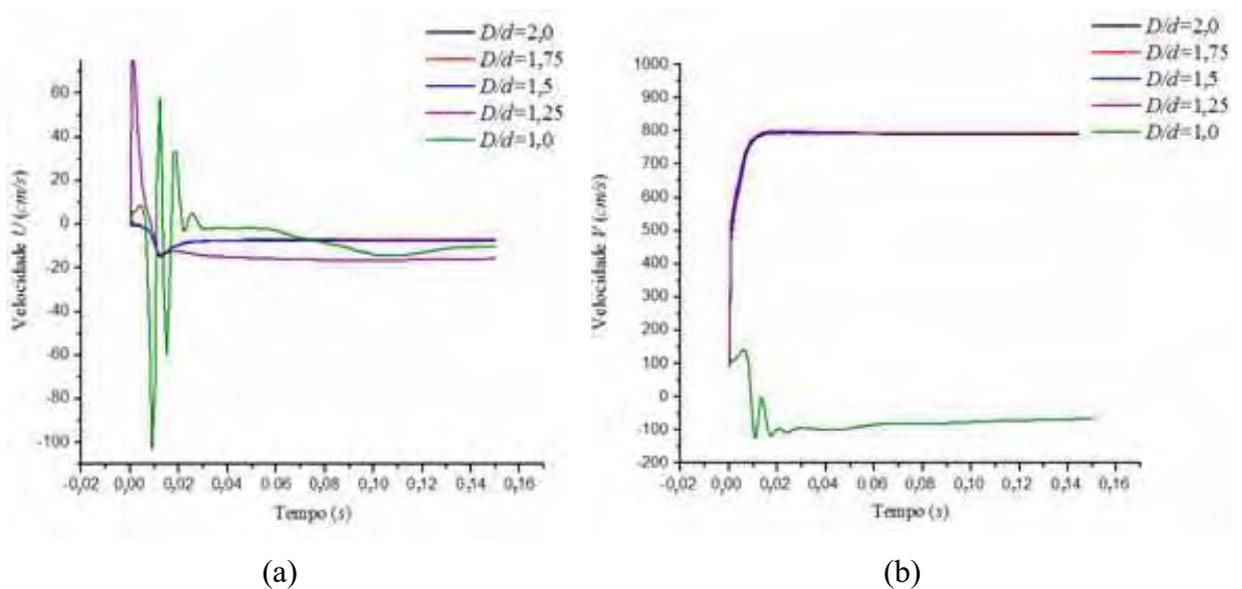


Figura 4.20 – Evolução temporal da velocidade em $x = 0,545$ cm e $r = 1,87$ cm, para $Re = 1500$, $s/d = 0,03$: (a) velocidade axial, (b) velocidade radial.

4.2.2 Influência do Tamanho do Disco Confinante

A falta de dados bibliográficos motivou o interesse em identificar quais as mudanças causadas nas características físicas do escoamento com a variação do tamanho do disco confinante.

A Figura 4.21 apresenta o campo de velocidades e linhas de corrente para um escoamento com número de Reynolds $Re = 1500$, afastamento adimensional $s/d = 0,03$ e diâmetro adimensional do disco frontal $D_p/d = 1,50$, foram escolhidas as três dimensões adimensionais para o disco confinante: $D_c/d = 1,25$ ($D_c < D_p$), $1,50$ ($D_c = D_p$) e $1,75$ ($D_c > D_p$). Assim, o fim dos discos: impingente e/ou confinante, Figura 4.21, causa um aumento repentino na área de passagem do escoamento, dando origem ao descolamento neste ponto, que cria uma recirculação após o fim do disco menor, ou duas quando estes apresentam o mesmo tamanho. Porém, o escoamento tende a permanecer na mesma direção até o fim do disco maior, estendendo o tamanho da recirculação criada pelo descolamento.

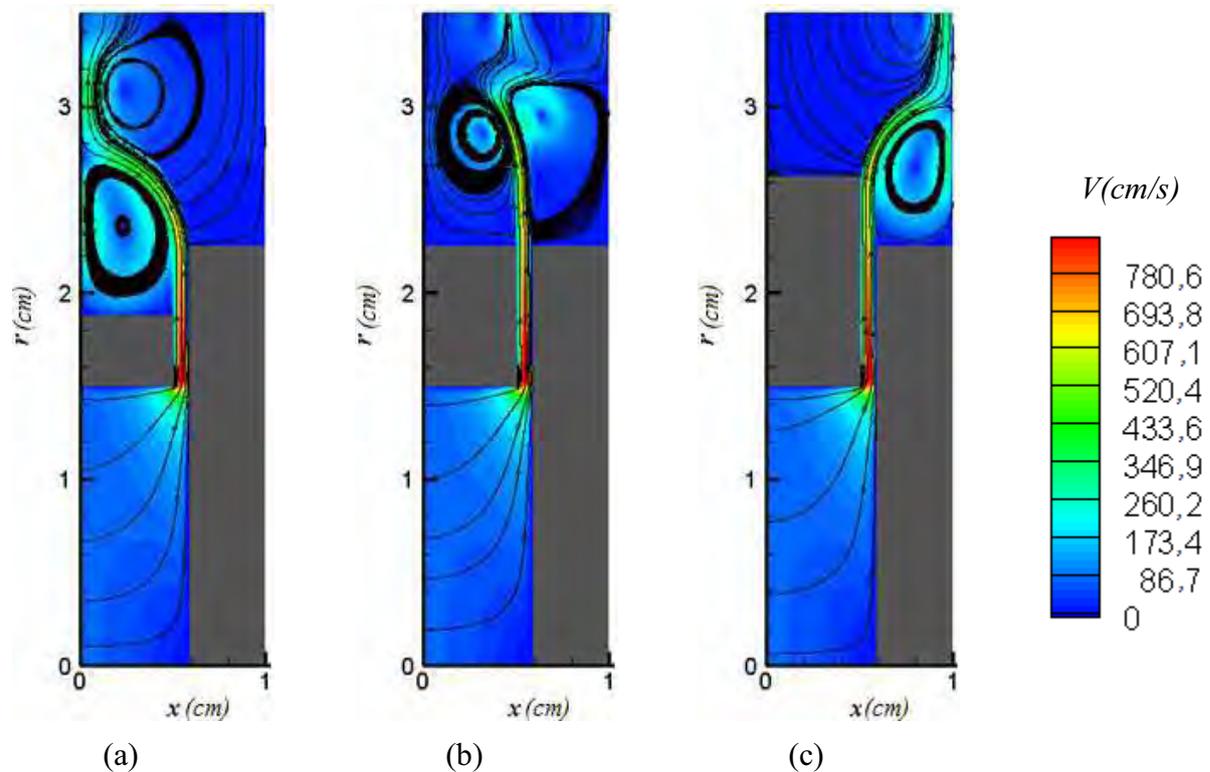


Figura 4.21 – Campo de velocidade e linhas de corrente para $Re = 1500$, $s/d = 0,03$ e diferentes tamanhos de disco confinante: (a) $D_c/d = 1,25$, (b) $D_c/d = 1,50$, (c) $D_c/d = 1,75$.

A Figura 4.22 mostra que mesmo com o fim do disco confinante em $r = 1,87\text{ cm}$, as componentes radiais da velocidade permanecem exatamente iguais para as três geometrias. Assim, o escoamento ainda não é sensível em relação ao fim do disco confinante, o que indica maior atuação das forças viscosas nesta posição.

Uma característica muito interessante foi revelada com a inserção de uma sonda de velocidade na saída do difusor, em $r = 2,25\text{ cm}$. Como pode ser observado na Figura 4.23, a componente radial da velocidade a partir de $t = 0,08\text{ s}$ é a mesma para os dois extremos do

disco confinante. Porém, quando os dois discos apresentam o mesmo tamanho ($D_c/d = 1,50$), o escoamento além de apresentar velocidade radial diferente das outras duas configurações, não entra em regime permanente. Assim, a presença de apenas um dos dois discos garante que o escoamento permaneça com características semelhantes ao encontrado dentro do difusor. Isto acontece, pois a recirculação originada pelo descolamento apresenta mesma altura do disco que a gerou, e então, o escoamento permanece confinado até o final do disco maior.

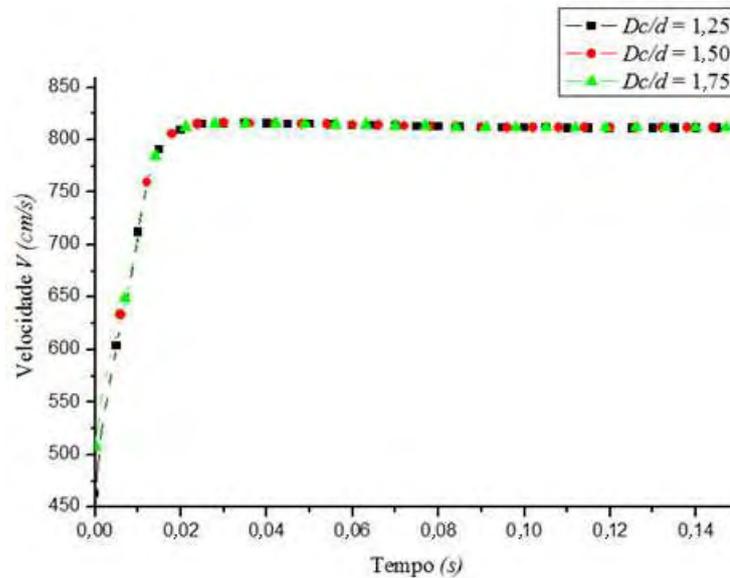


Figura 4.22 – Perfis de velocidade radial em $r = 1,87 \text{ cm}$ ao longo do tempo para jato impingente com $Re = 1500$, $s/d = 0,03$ e diferentes razões de D_c/d .

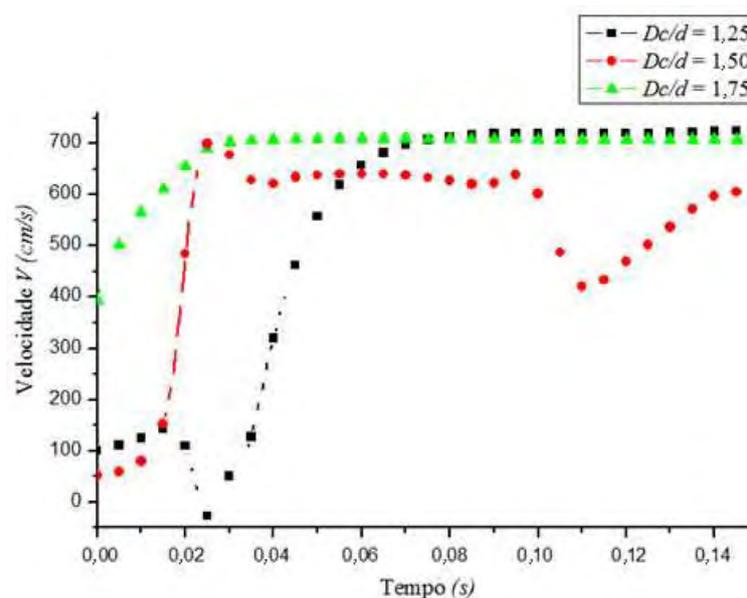


Figura 4.23 – Perfis de velocidade radial em $r = 2,25 \text{ cm}$ ao longo do tempo para jato impingente com $Re = 1500$, $s/d = 0,03$.

4.2.3 Influência do Espaçamento entre os Discos

A influência da posição do disco impingente nas características do escoamento com $Re = 1500$ e razão de diâmetros $D_p/d = 1,50$ foi analisada utilizando quatro afastamentos adimensionais: $s/d = 0,03, 0,2, 0,5$ e $1,0$. A Figura 4.24 (a) - (d) mostra os perfis de pressão adimensional sobre o disco impingente para cada uma das quatro configurações.

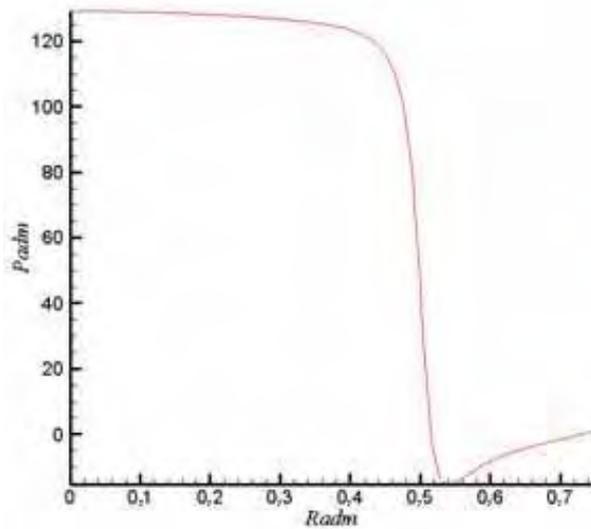
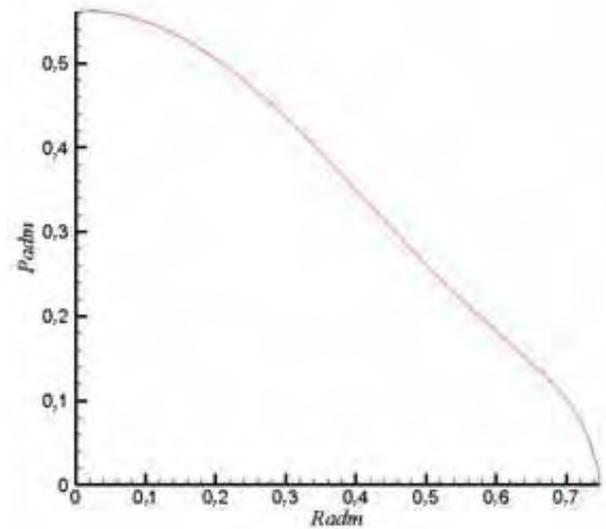
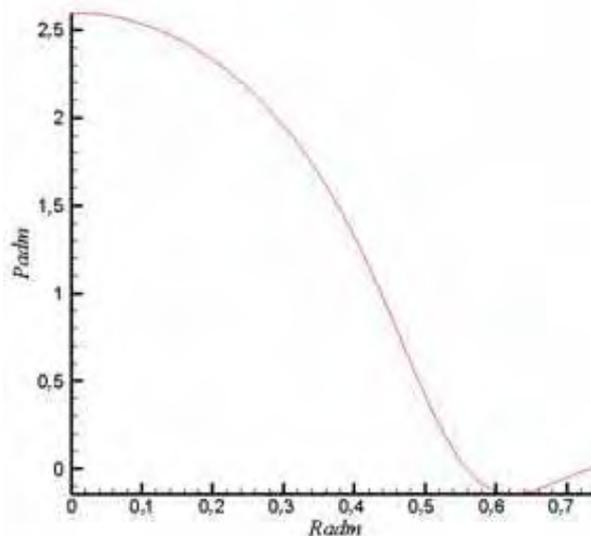
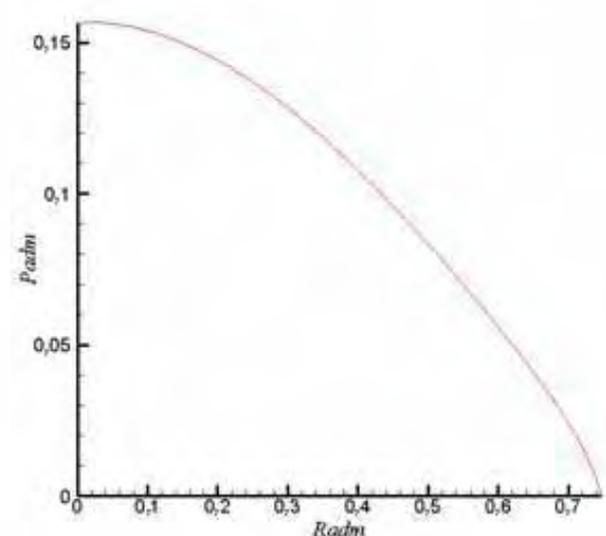
(a) $s/d = 0,03$ (c) $s/d = 0,5$ (b) $s/d = 0,2$ (d) $s/d = 1,0$

Figura 4.24 – Perfis de pressão adimensional para $Re = 1500$, $D_p/d = 1,50$ e diferentes afastamentos adimensionais: (a) $s/d = 0,03$, (b) $s/d = 0,2$, (c) $s/d = 0,5$ e (d) $s/d = 1,0$.

Como pode ser observado nos perfis de pressão adimensional sobre o disco impingente, Figura 4.24, conforme o afastamento aumenta, a pressão de estagnação sobre o disco diminui. Pois, com o aumento da área entre os discos, a velocidade nesta região diminui e conseqüentemente a pressão no disco frontal é menor.

Além disso, pode-se notar que a influência do confinamento se torna menos expressiva com o aumento da distância entre os discos. Devido à mudança na direção principal do escoamento há a formação de uma bolha de recirculação na região de deflexão, $R_{adm} \approx 0,5$. Para pequenos afastamentos, $s/d = 0,03$, esta recirculação é fortemente captada pelo disco impingente, pois há uma brusca queda na pressão adimensional sobre o disco frontal nesta região, como é mostrado na Figura 4.24 (a). Conforme espaçamento aumenta, a queda de pressão se torna mais suave, Figuras 4.24 (b) e (c). Quando o afastamento entre os discos se iguala ao diâmetro do tubo impingente, $s/d = 1,0$, a pressão adimensional sobre o disco frontal não é influenciada pela presença da recirculação na região de deflexão do escoamento, conforme mostrado na Figura 4.24 (d). Portanto, nesta situação, o escoamento se comporta como se não houvesse o confinamento.

4.2.4 Influência da Variação do Número de Reynolds no Escoamento

O estudo da influência do número de Reynolds no escoamento de um jato impingente confinado com afastamento adimensional de $s/d = 0,1$, sem aplicação da fronteira imersa e razão de diâmetros $D_p/d = 3,0$, foi realizado para $Re = 750, 1000, 1500, 3000, 7750$ e 14000 .

Um dos objetivos deste estudo foi identificar a partir de quando a aplicação da modelagem de turbulência é necessária. Desta forma, nas Figuras 4.25 e 4.26 são apresentados os perfis de pressão adimensional e campos de vorticidade respectivamente, para números de Reynolds entre 750 e 3000.

A análise das Figuras 4.25 e 4.26 mostra que para $Re = 750$ e $Re = 1000$ o escoamento pode ser considerado completamente laminar, com nível de vorticidade baixo. Porém, conforme o número de Reynolds cresce a vorticidade na região entre os discos aumenta, e as recirculações afetam o perfil de pressão adimensional no disco frontal. Entretanto, pelos dados experimentais de Souto (2002), apresentados no item 4.1.3 deste capítulo, o perfil de pressão adimensional para $Re = 14000$ não mostra a presença de recirculações ao longo do difusor. Assim, a metodologia *LES* foi aplicada aos escoamentos com $Re = 1500$ e $Re = 3000$.

As Figura 4.27e 4.28 confrontam os campos de velocidade e os perfis de pressão adimensional para os dois Reynolds com e sem a metodologia *LES*.

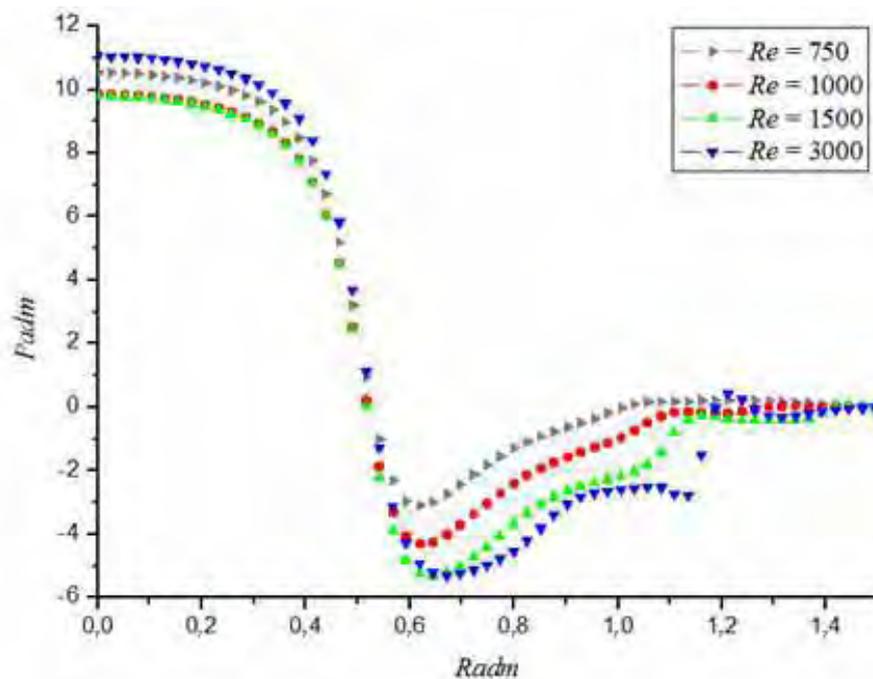


Figura 4.25 – Perfil de $Padm$ versus $Radm$ sobre o disco frontal sem aplicação da metodologia LES para $s/d = 0,1$, $D_p/d = 3,0$ e $Re = 750$ a 3000.

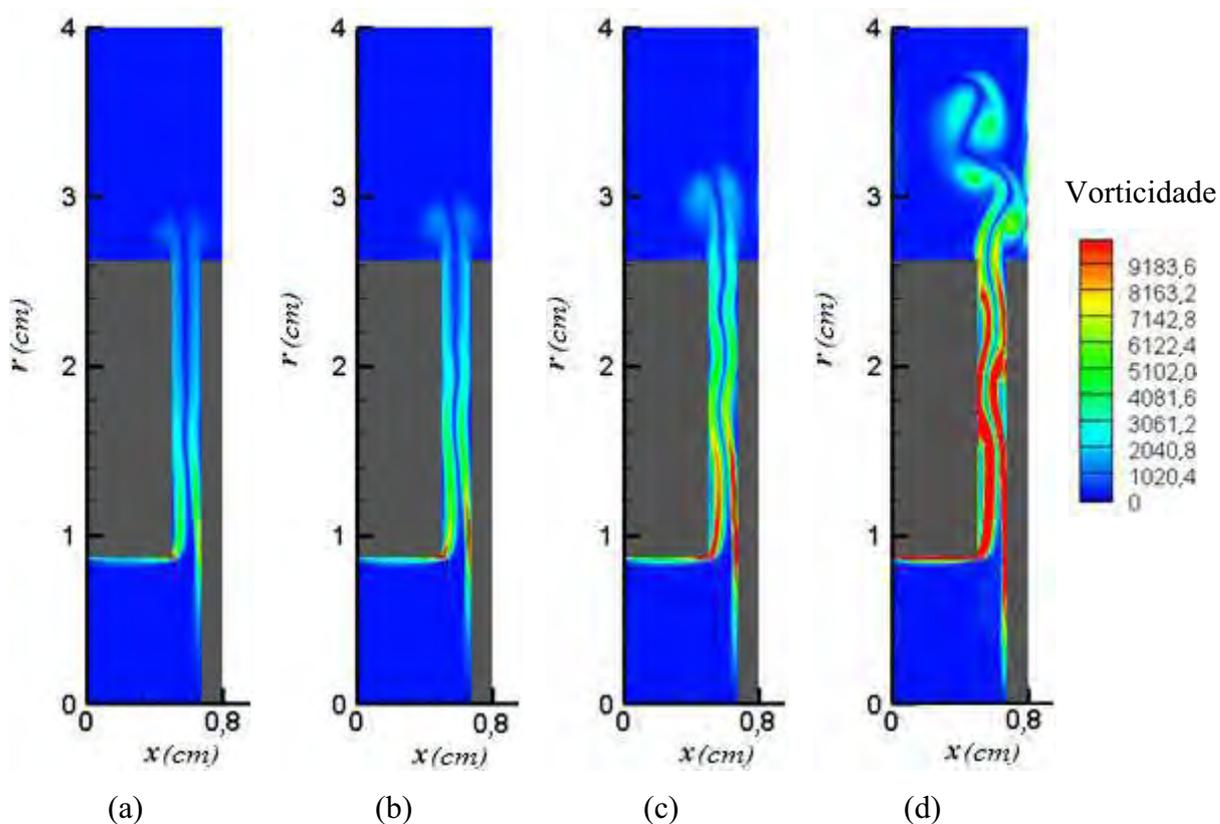


Figura 4.26 – Campo de Vorticidade: (a) $Re = 750$, (b) $Re = 1000$, (c) $Re = 1500$ e (d) $Re = 3000$ sem aplicação da metodologia LES para $s/d = 0,1$ e $D_p/d = 3,0$.

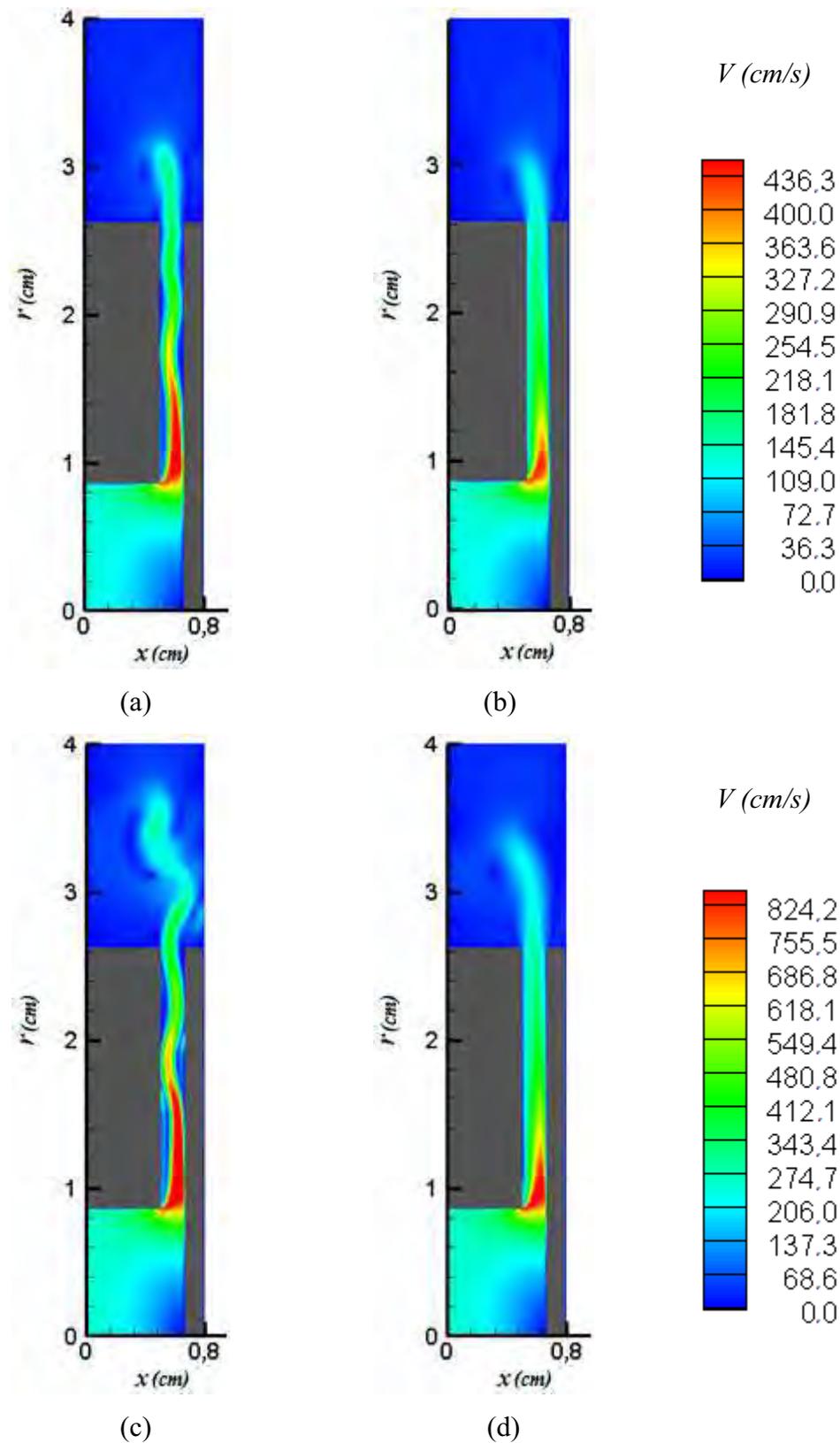


Figura 4.27 – Campo de velocidade ao longo do domínio com $s/d = 0,1$, $D_p/d = 3,0$: (a) sem e (b) com modelagem de turbulência para $Re = 1500$; (c) sem e (d) com modelagem de turbulência para $Re = 3000$.

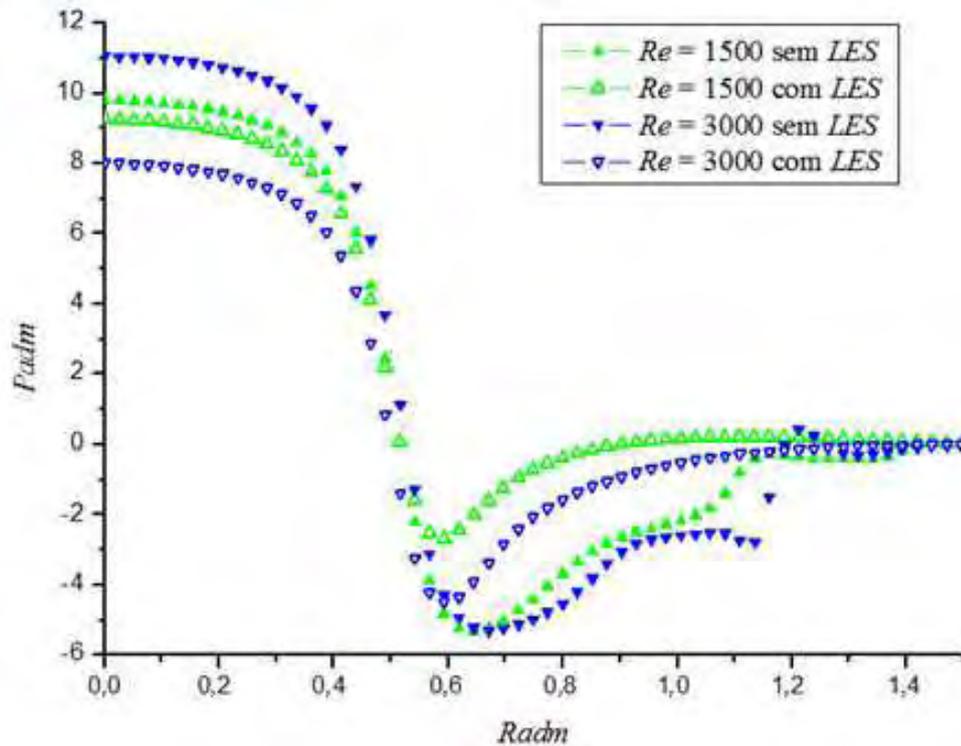


Figura 4.28 – Perfil de P_{adm} versus $Radm$ sobre o disco frontal com e sem aplicação da metodologia LES para $s/d = 0,1$, $D_p/d = 3,0$.

Os campos de velocidade, Figura 4.27, mostram claramente o efeito da viscosidade turbulenta após aplicar a modelagem LES . Antes de inserir a modelagem de turbulência, Figuras 4.27 (a) e (c), várias recirculações estão presentes na região entre os discos para os dois Re , que diminuem a área efetiva de passagem do escoamento entre os discos e causam um aumento na velocidade nesta região. Porém, com o uso do LES , Figuras 4.27 (b) e (d), estas recirculações não estão mais presentes ao longo do difusor, indicando um escoamento mais comportado apenas com a recirculação na região de deflexão. Estas características também são indicadas na Figura 4.28, que além de confirmar a ausência de recirculações ao longo do difusor, mostra uma grande diminuição no tamanho da recirculação na região de deflexão do escoamento. Além disso, mesmo que em transição laminar/turbulento, o perfil de pressão adimensional após a aplicação do modelo de turbulência para $Re = 1500$, se aproximado esperado após a análise dos resultados de Souto (2002) para $Re = 14000$.

Desta forma, a fim de confirmar a aplicação de metodologia LES para $Re > 1500$, a Figura 4.29 mostra os perfis adimensionais de pressão sobre o disco frontal para todos os números de Reynolds adotados, $750 < Re < 14000$. Os perfis de pressão mostram uma grande diferença entre a pressão de estagnação dos escoamentos laminares ($Re \leq 1000$) e turbulentos ($Re \geq 3000$), e sugere que escoamentos turbulentos sofrem maiores desacelerações à medida

que se aproximam do disco impingente. Além disso, os perfis para $Re \geq 3000$ apresentam queda e recuperação de pressão mais intensa em $Radm \approx 0,5$, o que indica uma recuperação mais rápida após a mudança de direção do escoamento nesta região. Porém, a diferença no perfil de $Re = 1500$ em relação aos demais com e sem aplicação da metodologia de turbulência, remete este escoamento às características de transição laminar/turbulento.

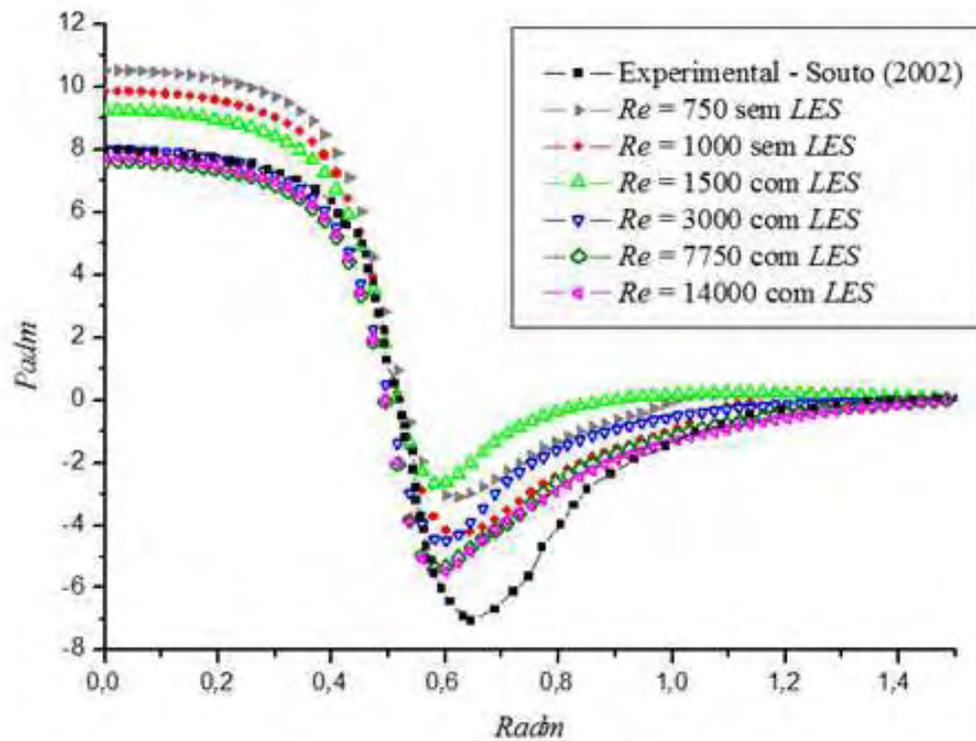


Figura 4.29 – Perfil de P_{adm} versus $Radm$ sobre o disco frontal com e sem aplicação da metodologia LES para $s/d = 0,1$, $D_p/d = 3,0$ e $Re = 1500$ a 14000 .

5. CONCLUSÃO

Neste trabalho, simulações numéricas de um jato impingente confinado foram realizadas utilizando-se o Método da Fronteira Imersa (MFI) e a forma clássica de representação da condição de contorno de não-deslizamento mediante a prescrição de viscosidade infinita em regiões do domínio de cálculo ocupadas por corpos sólidos. As variações produzidas no campo de escoamento em decorrência de mudanças nos parâmetros físicos e geométricos que caracterizam o problema, tais como o número de Reynolds, o afastamento entre os discos e o tamanho dos discos impingente e confinante, foram obtidas e discutidas.

Testes de malha foram também conduzidos, permitindo identificar as condições mais propícias para a realização dos cálculos, com base na análise do tempo computacional despendido e das variações produzidas no escoamento pelo refinamento da malha. Os resultados mostraram que, com o uso do MFI, um pequeno aumento no refinamento de malha pode acarretar grandes aumentos no custo computacional das simulações.

A comparação das simulações utilizando-se o Método da Fronteira Imersa e viscosidade infinita na modelagem do disco frontal não mostrou grandes variações nos resultados produzidos. Porém, as simulações realizadas com o Método da Fronteira Imersa apresentaram custo computacional da ordem de 40 vezes superior àqueles obtidos com aplicação de viscosidade infinita na região do disco frontal. É importante enfatizar que isto não constitui, necessariamente, uma característica negativa do Método da Fronteira Imersa, já que a geometria do problema aqui abordado é bastante simples e imóvel. Para simulações deste tipo, o uso do Método da Fronteira Imersa é desnecessário, acarretando apenas em aumento dos custos computacionais. Por outro lado, o disco frontal fixo poderia, por exemplo, ser substituído por palhetas móveis, para simular o escoamento em válvulas de compressores de refrigeração. Neste caso, o uso das metodologias convencionais de simulação implicaria na necessidade de remalhagem e as vantagens do Método da Fronteira Imersa certamente se tornariam evidentes.

Após a implementação da metodologia *LES*, observou-se um grande aumento na viscosidade efetiva do escoamento. Como se trata de um problema em que a maior parte do escoamento se encontra em regiões próximas às paredes do domínio, a aplicação da função de

van Driest nestas regiões forneceu resultados melhores em relação àqueles obtidos sem o uso desta função. Além disso, a inserção da metodologia *LES* possibilitou uma análise do escoamento com números de Reynolds mais elevados, além de permitir identificar que a transição laminar-turbulento ocorre em $Re \approx 1500$.

Como esperado, a mudança nos parâmetros geométricos do jato influenciam diretamente os padrões de escoamento. A diminuição do tamanho de um dos discos (impingente ou confinante) acarreta em um aumento brusco na área de passagem, produzindo, em alguns casos, a imediata expansão do perfil de velocidades. Isto ocorre principalmente quando o final do disco se dá próximo à região de deflexão. Porém, quando a relação de diâmetros é maior que $D_p/d = 1,5$, as forças viscosas parecem prevalecer sobre as de inércia e o escoamento se comporta como se ainda permanecesse totalmente confinado. Com o aumento do espaçamento entre os discos, foi revelada uma diminuição da influência do disco impingente sobre as características do escoamento.

Por fim, para melhor compreensão das propriedades do escoamento em jatos impingentes, sugere-se a utilização de códigos que possibilitem a implementação de jatos tridimensionais. Além disso, para a continuidade dos estudos envolvendo o Método da Fronteira Imersa, deve-se, obrigatoriamente, utilizar códigos computacionais paralelizados, que diminuirão o custo computacional das simulações, possibilitando a utilização de malhas computacionais mais refinadas.

REFERÊNCIAS

- ARRUDA, J. **Modelagem Matemática de Escoamentos Internos Forçados Utilizando o Método da Fronteira Imersa e o Modelo Físico Virtual**, Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 146p., 2004.
- BHATTACHARYA, S., AHMED, A. A note on unsteady impinging jet heat transfer, **Experimental Thermal and Fluid Science**, New York, v.34, n.5, pp.633-637, 2010.
- BAYDAR, E., OZMEN, Y. An experimental investigation on flow structures of confined and unconfined impinging air jets, **Heat Mass Transfer**, Berlin, v.42, n.4, pp.338-346, 2006.
- CALBÓ, J. A. J., PUJOL, T., ROURA, P. Bernoulli correction to viscous losses: radial flow between two parallel discs, **American Journal of Physics**, New York, v.76, n.8, pp.730-737, 2008.
- CAMPREGHER, R. J. **Modelagem Matemática Tridimensional para Problemas de Interação Fluido-Estrutura**, Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica), Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 160p., 2005.
- CANDELIER, F., BOURNOT, H. A simple method for deducing properties of laminar wall jets in uniform pressure fields, with undetermined far-field conditions, **Physics of Fluids**, New York, v.20, n.2, pp.1-4, 2008
- CHATTERJEE, A. Multiple vortex formation in steady laminar axisymmetric impinging flow, **Computers & Fluids**, New York, v.37, n.2, pp.1061-1076, 2008.
- CHEN, K. M., HSIEH, F. C., HSIEH, J.C., LIN, T. F. A further investigation of effects of jet-disk separation distance on steady mixed convective vortex flow resulting from a confined impinging air jet, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Oxford, v.52, n.23/24, pp.5348-5357, 2009.
- COOPER, P., HUNT, G. R. Impinging axisymmetric turbulent fountains, **Physics of Fluids**, New York, v.19, n.11, pp.1-9, 2007.
- DAVIES, C. N., AYLWARD, M. The trajectories of heavy solid particles in a two-dimensional jet of ideal fluid impinging normally upon a plate, **Proceedings of the Physical Society**, London, v.64, n.10, pp.889-911, 1951.

- DRAKSLER, M., BOSTJAN, K. Analysis of heat transfer and flow characteristics in turbulent impinging jet, **Nuclear Engineering and Design**, v.241, n.4, pp.1248-1254, 2010.
- FERGIZER, J. H., PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**, Springer, New York, 423p., 2002.
- GAUNTNER, J. W., LIVINGOOD, J. N.B., HRYCAK, P. **Survey of Literature on Flow Characteristics of a Single Turbulent Jet Impinging on a Flat Plate**, National Aeronautics and Space Administration, Washington, 1970.
- GOLDSTEIN, D., HADLER, R., SIROVICH, L. Modeling a no-slip flow boundary with an external force field, **Journal of Computational Physics**, New York, v.105, n.2, pp.354-366, 1993.
- HALL, J. W., EWING, D. The development of the large-scale structures in round impinging jets exiting long pipes at two Reynolds numbers, **Experiments in Fluids**, Berlin, v.38, n.1, pp.50-58, 2005.
- HERRADA, M. A., DEL PINO, C., ORTEGA-CASANOVA, J. Confined swirling jet impinging on a flat plate at moderate Reynolds numbers, **Physics of Fluids**, New York, v.21, n.1, pp.1-9, 2009.
- JURIC, D. **Computation of Phase Change**, Thesis (Doctor of Philosophy in Mechanical Engineering), University of Michigan, Michigan, 166p., 1996.
- LACERDA, J. F. **Simulação Numérica do escoamento em Difusores Radiais Usando o Método da Fronteira Imersa**, Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica), Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 160p., 2009.
- LIMA ESILVA, A. L. F. **Desenvolvimento e Implementação de uma Nova Metodologia para Modelagem de Escoamentos sobre Geometrias Complexas: Método da Fronteira Imersa com Modelo Físico Virtual**, Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica), Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 136p., 2002.
- MOHD-YUSOF, J. Combined immersed-boundary/b-spline methods for simulations of flow in complex geometries, **Annual Research Briefs (Center for Turbulence Research)**, pp.317-327, 1997.
- OLIVEIRA, J. E. S. **Método da Fronteira Imersa Aplicado à Modelagem Matemática e Simulação Numérica de Escoamentos Turbulentos sobre Geometrias Móveis e Deformáveis**, Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica), Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 164p., 2006.

- OZMEN, Y., BAYDAR, E. Flow structure and heat transfer characteristics of an unconfined impinging air jet at high jet Reynolds numbers, **Heat Mass Transfer**, Berlin, v.44, n.11, pp.1315-1322, 2008.
- PATANKAR, S. V. **Numerical heat transfer and fluid flow**, Hemisphere, Washington, 197p., 1980.
- PESKIN, C. S. Flow patterns around heart valves: a numerical method, **Journal of Computational Physics**, New York, v.10, n.2, pp.252-271, 1972.
- PESKIN, C. S. Numerical analysis of blood flow in the heart, **Journal of Computational Physics**, New York, v.25, n.3, pp.220-252, 1977.
- PESKIN, C. S. The fluid dynamics of heart valves: experimental, theoretical, and computational methods, **Annual Review of Fluid Mechanics**, Palo Alto, v.14, pp.235-259, 1982.
- RODRIGUES, T. T. **Modelagem Numérica do Escoamento em Válvulas Automáticas de Compressores pelo Método da Fronteira Imersa**, Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica), Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 133p., 2010.
- SAAD, N. R., DOUGLAS, W. J. M., MUJUMDAR, A. S. Prediction of heat transfer under an axisymmetric laminar impinging jet, **Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals**, Washington, v.16, n.1, pp.148-154, 1977.
- SENGUPTA, A., SARKAR, P. P. Experimental measurement and numerical simulation of an impinging jet with application to thunderstorm microburst winds, **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, v.96, n.3, pp.345-365, 2008.
- SILVA, A. R. **Modelagem Matemática de Interação Fluido-Estrutura Utilizando o Método da Fronteira Imersa**, Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica), Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 215p., 2008.
- SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations, **Monthly Weather Review**, Boston, v.91, n.3, pp.99-164, 1963.
- SOUTO, L. E. M. **Investigação Experimental do Escoamento Turbulento em Válvulas de Compressores**, Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica), Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 105p., 2002.
- SPALDING, D. B. A novel finite-difference formulation for differential expressions involving both first and second derivatives, **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, Chichester, v.4, n.4, pp.551-559, 1972.

- UNVERDI, S. O., TRYGGVASON, G. A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows, **Journal of Computational Physics**, New York, v.100, n.1, pp.25-37, 1992.
- VAN DRIEST, E. R. On turbulent flow near a wall, **Journal of the Aeronautical Sciences**, Easton, v.23, n.11, pp.1007-1036, 1956
- VEDOVOTO, J. M. **Modelagem Matemática e Simulação Numérica de Escoamentos Incompressíveis sobre Geometrias Complexas Tridimensionais Utilizando o Método da Fronteira Imersa**, Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica), Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 129p., 2007.
- VERSTEEG, H. K., MALALESKA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics: the Finite Volume Method**, Longman Scientific and Technical, New York, 257p., 1995.
- XU, Z., HANGAN, H. Scale, boundary and inlet condition effects on impinging jets, **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, v.96, n.12, pp.2383-2402, 2008.

APÊNDICE A:

ESQUEMAS DE TRANSPORTE ADVECTIVO

A partir da integral da equação de transporte da propriedade ϕ em regime permanente, Equação A.1, é possível combinar os efeitos da difusão/convecção do escoamento.

$$\underbrace{\int_A \vec{n} (\rho \phi \vec{u}) dA}_{\text{Fluxo Convectivo}} = \underbrace{\int_A \vec{n} (\Gamma \text{grad} \phi) dA}_{\text{Fluxo Difusivo}} + \underbrace{\int_{VC} S_\phi dV}_{\text{Termo Fonte no VC}} \quad (\text{A.1})$$

onde Γ é o coeficiente de difusão e S_ϕ o termo fonte.

Desconsiderando o termo fonte da Equação A.1, e integrando em P:

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = \left(\Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \quad (\text{A.2})$$

Reescrevendo em termos do fluxo mássico convectivo por unidade de área ($F = \rho u$) e da difusão nas faces dos volumes ($D = \Gamma/\delta x$), temos que:

$$F_e \phi_e - F_w \phi_w = D_e (\phi_E - \phi_P) - D_w (\phi_P - \phi_W) \quad (\text{A.3})$$

Porém, as variáveis específicas da Equação A.3 devem ser avaliadas nas faces do volume elementar. Os esquemas de transportes advectivos calculam o valor da propriedade nas faces do volume a partir da interpolação dos valores nos pontos nodais vizinhos à face. Os esquemas utilizados no presente trabalho: Upwind de Primeira Ordem, Diferenças Centrais, Híbrido e Power Law.

A.1 ESQUEMA CDS – *CENTRAL DIFFERENCING SCHEME*

Este esquema é bastante adequado para representar os efeitos difusivos. Assume-se que a variação de ϕ entre os pontos nodais é linear também para os termos convectivos.

Assim, considerando uma malha regular, e admitindo-se que as faces do volume de controle estão situadas exatamente no meio dos nós, a propriedade ϕ nas faces pode ser calculada por:

$$\phi_w = \frac{\phi_P + \phi_W}{2} \quad (\text{A.4})$$

$$\phi_e = \frac{\phi_E + \phi_P}{2} \quad (\text{A.5})$$

Desta forma, a equação do transporte de ϕ resulta:

$$\left[\left(D_w - \frac{F_w}{2} \right) + \left(D_e + \frac{F_e}{2} \right) \right] \phi_P = \left(D_w + \frac{F_w}{2} \right) \phi_W + \left(D_e - \frac{F_e}{2} \right) \phi_E \quad (\text{A.6})$$

Através desta discretização, a componente da velocidade u é dada pela interpolação linear a partir das velocidades nas faces das células (volumes). Por não reconhecer a direção do escoamento, a solução por diferenças centrais pode gerar soluções oscilatórias na presença de um gradiente de velocidade u , ou quando o número de Péclet (Pe) < 2 .

A.2 ESQUEMA UDS – UPWIND DIFFERENCING SCHEME

O Upwind de primeira ordem é a forma mais simples de estimar o valor da propriedade ϕ nas faces de um dado volume de controle. Entretanto, leva em consideração a direção do escoamento para determinar o valor da propriedade ϕ nas faces da célula. Além disso, pode-se dizer que, para escoamentos com elevados números de Reynolds, esse tipo de discretização, geralmente fornece uma solução bem próxima à solução exata do problema.

Para o cálculo das derivadas ainda se utiliza um perfil linear entre os pontos nodais. Para determinar um os valores de ϕ nas faces, usa-se um outro tipo de função para ϕ . Considerando a direção positiva do escoamento de oeste para leste, tem-se:

$$u_w > 0; u_e > 0: \\ \phi_w = \phi_W \quad \text{e} \quad \phi_e = \phi_P \quad (\text{A.7})$$

Desta forma, a equação do transporte de ϕ resulta:

$$[(D_w + F_w) + D_e + (F_e - F_w)] \phi_P = (D_w + F_w) \phi_W + D_e \phi_E \quad (\text{A.8})$$

Porém, se o escoamento tem direção contrária:

$$u_w < 0; u_e < 0:$$

$$\phi_w = \phi_P \quad \text{e} \quad \phi_e = \phi_E \quad (\text{A.9})$$

Desta forma, a equação do transporte de ϕ será:

$$[D_w + (D_e - F_e) + (F_e - F_w)] \phi_P = D_w \phi_W + (D_e + F_e) \phi_E \quad (\text{A.10})$$

Como os coeficientes da equação de transporte discretizada são sempre positivos, o esquema *upwind* satisfaz o princípio da limitabilidade. Mesmo que não leve a soluções oscilatórias, o esquema é altamente difusivo. O que geralmente é manifestado em problemas multidirecionais.

A.3 ESQUEMA HDS – *HYBRID DIFFERENCING SCHEME*

O esquema Híbrido, desenvolvido por Spalding (1972) é baseado na combinação dos esquemas CDS e UDS.

Sabendo que o número de Péclet (Pe) é determinado por:

$$Pe = \frac{\rho u}{\Gamma / \delta x} \quad (\text{A.11})$$

E que o esquema CDS não é adequado para $Pe \geq 2$, porém, por ser de segunda ordem apresenta maior precisão em escoamento com $Pe < 2$. O HDS avalia o número de Peclet local do escoamento e o resolve utilizando o esquema CDS para menores Pe e o esquema UDS para $Pe \geq 2$.

A.4 ESQUEMA *POWER LAW*

Com o objetivo de obter uma função de interpolação semelhante à função exponencial, sem a desvantagem do uso computacional do exponencial, foi proposta por Patankar (1980). Assim, na face oeste:

Para $0 < Pe < 10$:

$$\phi_w = F_w [\phi_w - \beta_w (\phi_P - \phi_w)] \quad (\text{A.12})$$

onde

$$\beta_w = \frac{(1 - 0,1 Pe_w)^5}{Pe_w} \quad (\text{A.13})$$

Para $Pe > 10$:

$$\phi_w = F_w \phi_w \quad (\text{A.14})$$

APÊNDICE B:

RESULTADOS COM O MODELO FÍSICO VIRTUAL

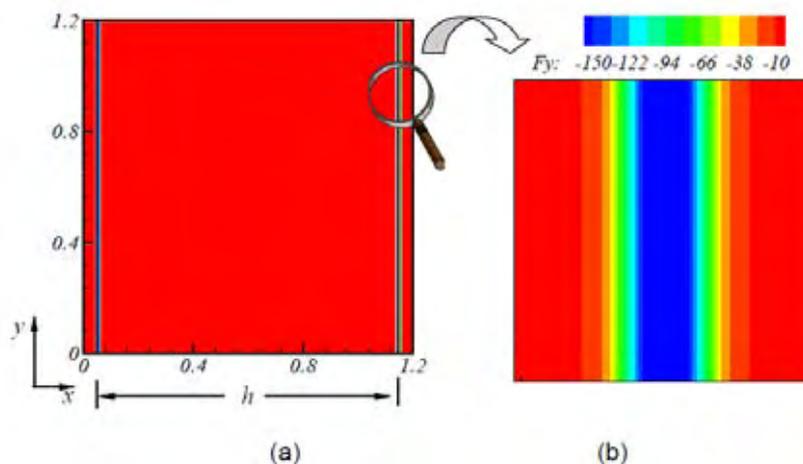
Neste apêndice, são apresentados resultados obtidos precedentemente por alguns autores que utilizaram o Modelo Físico Virtual, e que serviram como base de consulta durante a realização do presente trabalho.

B.1 LIMA E SILVA (2002)

Utilizando o Modelo Físico Virtual, Lima e Silva (2002) simulou casos clássicos de Mecânica dos Fluidos com o intuito de validar o método proposto. Entre eles estão o escoamento de Poiseuille em um canal vertical e escoamentos com a presença de interfaces fixas, submersas com diferentes geometrias. A seguir é apresentada uma síntese de cada um dos casos simulados.

B.1.1 Escoamento de Poiseuille – Canal Plano Vertical

A Figura B.1 apresenta o esquema do experimento simulado. As paredes do canal foram modeladas utilizando o Modelo Físico Virtual.



(Lima e Silva, 2002)

Figura B.1 – Esquema do escoamento de Poiseuille.

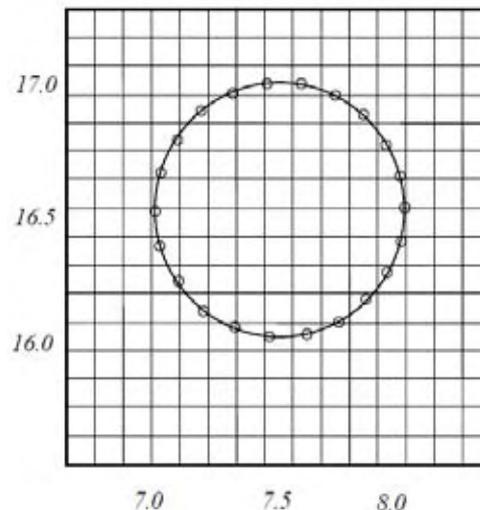
A Figura B.1 a) mostra a componente vertical da força (F_y), que se apresenta uniforme em todo o domínio, se concentrando apenas na região do limite do canal, com o intuito de simular as paredes deste.

O perfil de velocidade obtido neste trabalho apresentou desvio máximo de 0,8% da velocidade no centro do canal quando comparado a soluções analíticas.

B.1.2 Escoamentos sobre um Cilindro Circular Isolado

A Figura B.2 mostra a aplicação da malha computacional utilizada. Nesta figura, é visível a presença de duas malhas independentes e não coincidentes, a euleriana e a lagrangiana, que representa o cilindro.

Foram estudados casos para diferentes números de Reynolds, de acordo com a velocidade de entrada do escoamento no canal e com o diâmetro do cilindro. Todas as análises foram realizadas com base em escoamentos periodicamente estabelecido ou regime estacionário.



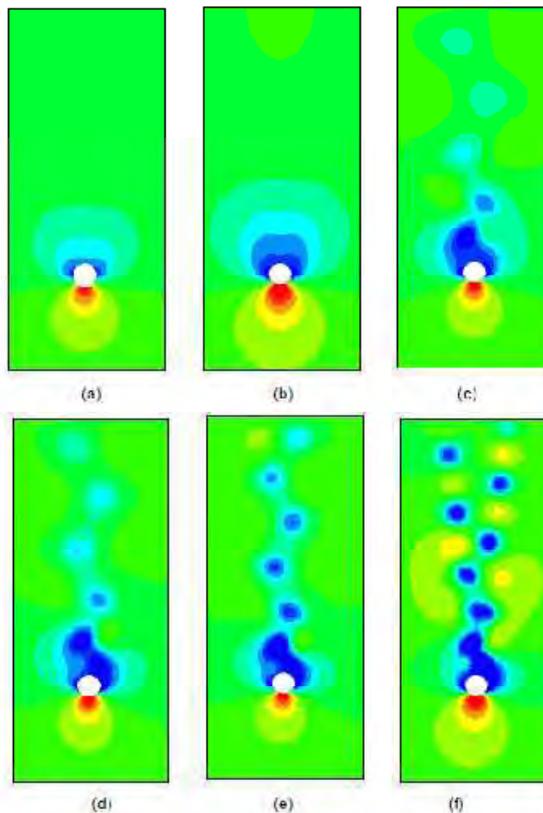
(Lima e Silva, 2002)

Figura B.2 – Malha computacional.

O campo de pressão para escoamentos com números de Reynolds 20, 40, 80, 100, 150 e 300 são apresentadas na Figura B.3 a) – f).

Pode-se observar que houve o reconhecimento da fronteira pelo método utilizado, já que o escoamento se desvia do cilindro. O escoamento para Reynolds 20 e 40 apresenta-se claramente simétrico. Porém com o aumento deste parâmetro há também um acréscimo nas

instabilidades, identificadas como periódicas e assimétricas. Todos os casos desenvolveram uma região de estagnação, representada pela cor vermelha na Figura B.3.



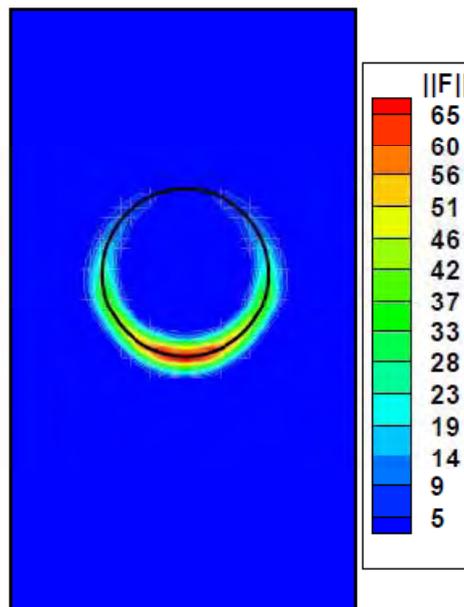
(Lima e Silva, 2002)

Figura B.3 – Campo de pressão para a) $Re = 20$, b) $Re = 40$, c) $Re = 80$, d) $Re = 100$, e) $Re = 150$ e f) $Re = 300$.

Lima e Silva (2002) também visualizou a formação de esteiras de vórtices. Segundo o autor, verificou-se instabilidades numéricas para $Re = 300$, causadas devido ao esquema centrado de discretização.

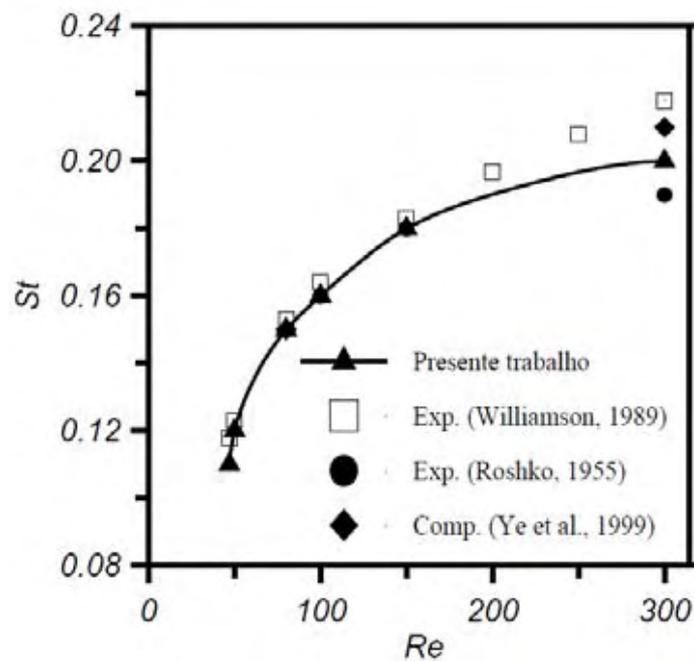
O módulo do vetor força para o escoamento com $Re = 40$ é apresentado na Figura B.4. Este campo foi calculado apenas na região externa ao cilindro, e distribuído por todo o limite de cálculo. A figura mostra que o vetor força é diferente de zero apenas nas regiões próximas à interface.

A fim de validar os resultados obtidos, Lima e Silva (2002) comparou, na Figura B.5, os valores obtidos para variação do coeficiente de arrasto com os da literatura. A análise da figura revela uma boa concordância entre os resultados do trabalho e outros autores.



(Lima e Silva, 2002)

Figura B.4– Módulo do vetor força.



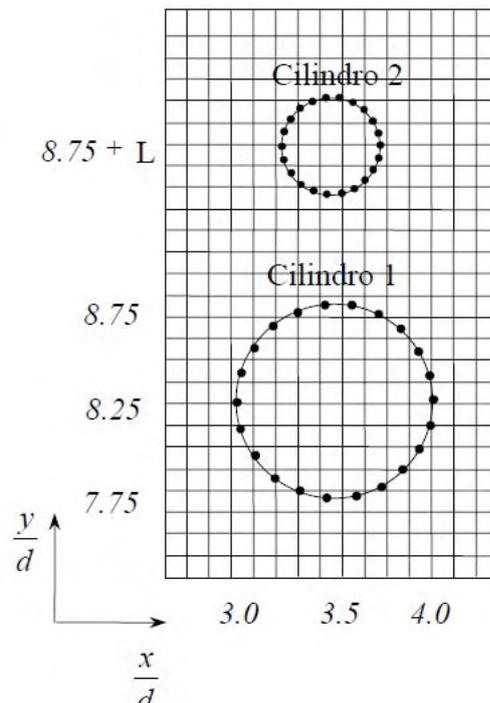
(Lima e Silva, 2002)

Figura B.5– Comparação entre resultados obtidos por Lima e Silva (2002) e literatura.

B.1.3 - Escoamento sobre Dois Cilindros Circulares Alinhados com o Escoamento

Esquemático na Figura B.6, é também conhecido como escoamento na presença de dois cilindros circulares dispostos em *tandem*.

No trabalho, o cilindro maior, denominado como cilindro 1, possui diâmetro (d) duas vezes maior que o cilindro 2 ($d/2$) e, portanto, o dobro de pontos lagrangianos. A distância (L) entre os centros cilindros é um parâmetro que varia de acordo com o caso estudado, assumindo os valores de: $1,5d$, $2,0d$, $2,5d$, $2,8d$, $3,0d$, $3,5d$. O número de Reynolds foi mantido 200 em todas as simulações e a distancia de entrada do domínio até o cilindro maior em $8,25d$.



(Lima e Silva, 2002)

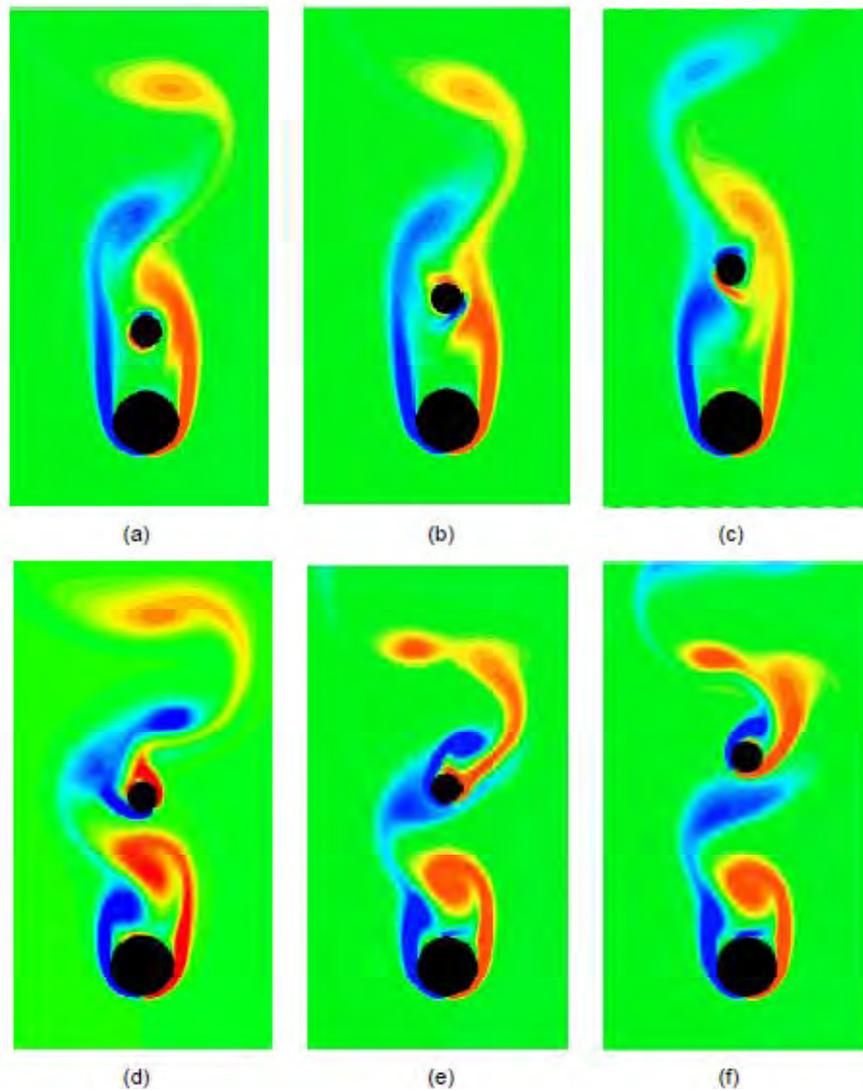
Figura B.6– Cilindros em *tandem*.

A Figura B.7 mostra os campos de vorticidade do regime periodicamente estabelecido para todos os espaçamentos entre cilindros estudados.

A análise das Figuras B.7 a) – c) revela que o escoamento contorna o cilindro 1 e as instabilidades causadas por esse obstáculo contornam também o cilindro 2, não se chocando contra ele. Porém, quando o espaçamento é aumentado, os turbilhões causados pelo contato do escoamento com o primeiro cilindro são transportados e se chocam frontalmente com o cilindro 2, Figuras B.7 d) – f). Assim, Modelo Físico Virtual foi sensível a este fenômeno, modelando o choque dos turbilhões ao cilindro 2 e o contorno destes ao redor do obstáculo.

Sendo a captura deste comportamento de extrema importância em problemas de interação fluido/estrutura. E, como os resultados obtidos com o trabalho similares aos apresentados por outros autores que utilizaram metodologias contemporâneas, outros

pesquisadores começaram a utilizar o modelo na simulação de outros tipos de escoamento, ainda com iteração fluido/estrutura.



(Lima e Silva, 2002)

Figura B.7– Campo de vorticidade a) $L = 1,5d$, b) $L = 2d$, c) $L = 2,5d$, d) $L = 2,8d$, e) $L = 3,0d$ e f) $L = 3,5d$.

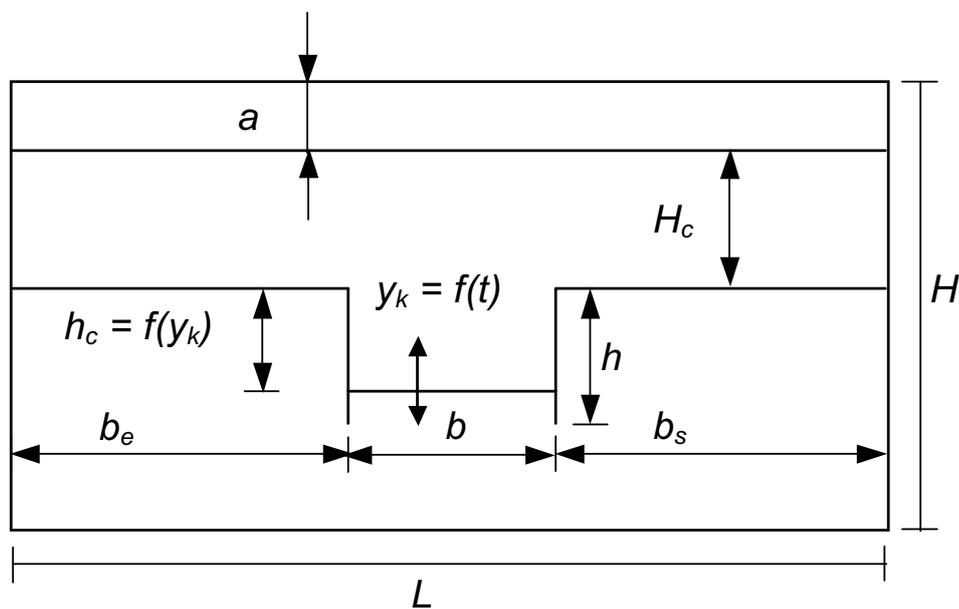
B.2 - ARRUDA (2004)

Devido aos bons resultados obtidos no trabalho de Lima e Silva (2002), Arruda (2004) aplicou o Modelo Físico Virtual a escoamentos em canais e cavidades. Entre os casos estudados pelo autor, estão a simulação de uma cavidade induzida, simulação de escoamentos em uma cavidade aberta rasa com o fundo sendo deslocado na direção vertical, e simulação de

um conjunto canal-cavidade. A seguir são apresentados os resultados da simulação do caso mais complexo estudado pelo autor.

Neste estudo o conjunto canal-cavidade é produzido pela movimentação periódica da parede inferior da cavidade.

A principal aplicabilidade deste estudo é a similaridade do conjunto com escoamentos no interior de câmaras de combustão, por exemplo. Sendo assim, é o primeiro passo para a verificação do método em escoamentos com esta característica. O modelo do canal – cavidade é apresentado na Figura B.8.



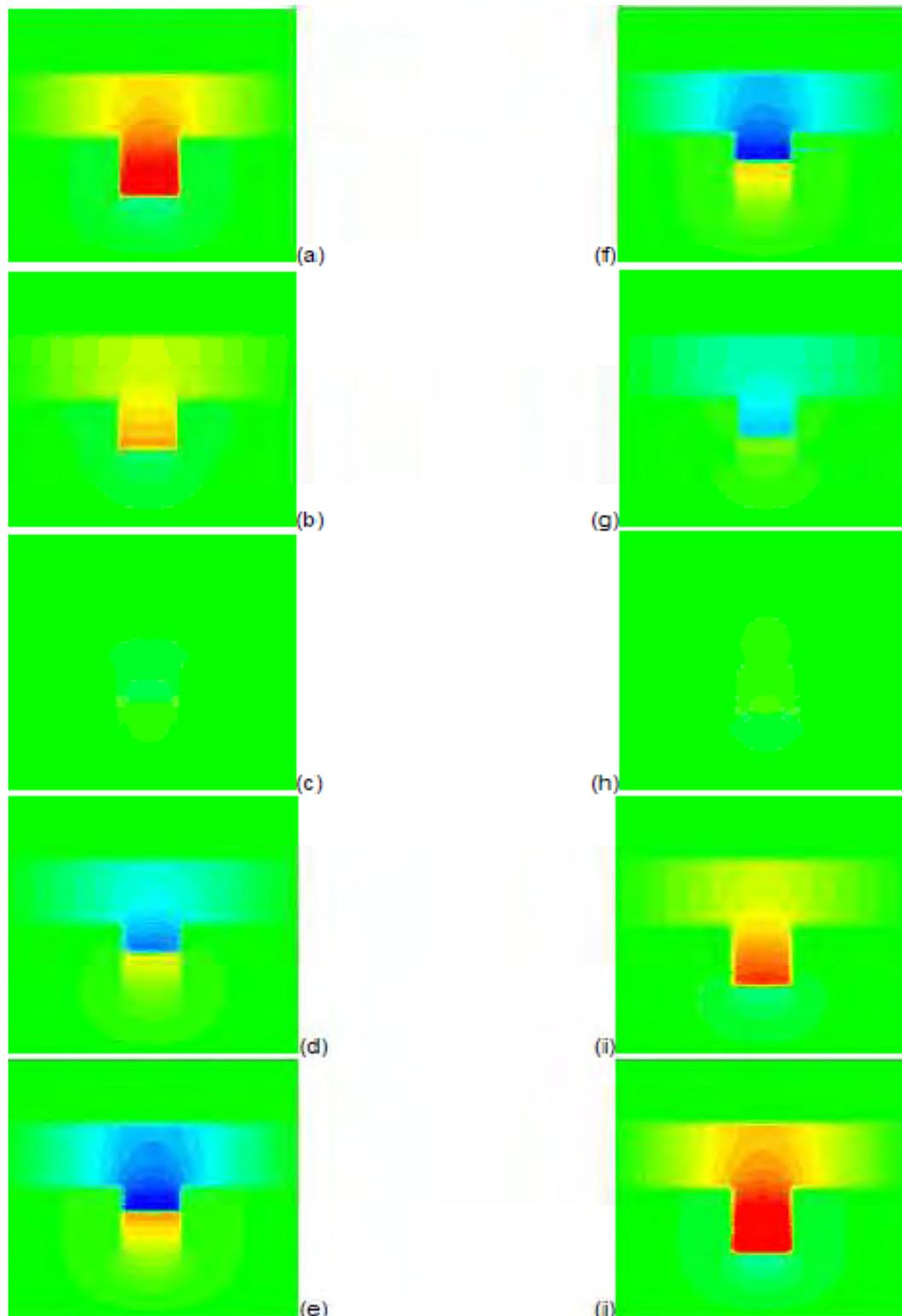
(Arruda, 2004)

Figura B.8– Esquema canal/cavidade.

Como quando o fundo da cavidade sobe, a pressão aumenta, o fluido escoar e o canal é esvaziado, pode-se dizer que fisicamente o escoamento é gerado pelo movimento no fundo da cavidade.

O campo de pressão do escoamento para o ciclo completo de $0 \leq t \leq 0,1s$ é apresentado na Figura B.9. O início da compressão é mostrado na Figura B.9 a). A cor vermelha representa o campo de alta pressão que ocorre devido ao início do deslocamento do fundo da cavidade. A pressão na cavidade diminui gradativamente à medida que ocorre o deslocamento e, quando o fundo da cavidade chega à metade do seu curso de subida se torna nulo, Figura B.9 c). O fundo móvel chega ao topo do percurso de subida aplicando uma geração negativa de pressão, Figura B.9 e). É também neste ponto que acontece a inversão do movimento, porém ainda com a diminuição da pressão, que chega ao seu ponto mínimo a $\frac{1}{4}$

do percurso de descida, Figura B.9 f). A partir daí, o campo de pressão volta a subir continuamente, e atinge seu máximo novamente na Figura B.9 j), que representa o fim do ciclo.



(Arruda, 2004)

Figura B.9– Campo de pressão o intervalo de tempo $0 \leq t \leq 0,1s$, $\Delta t = 0,01s$.

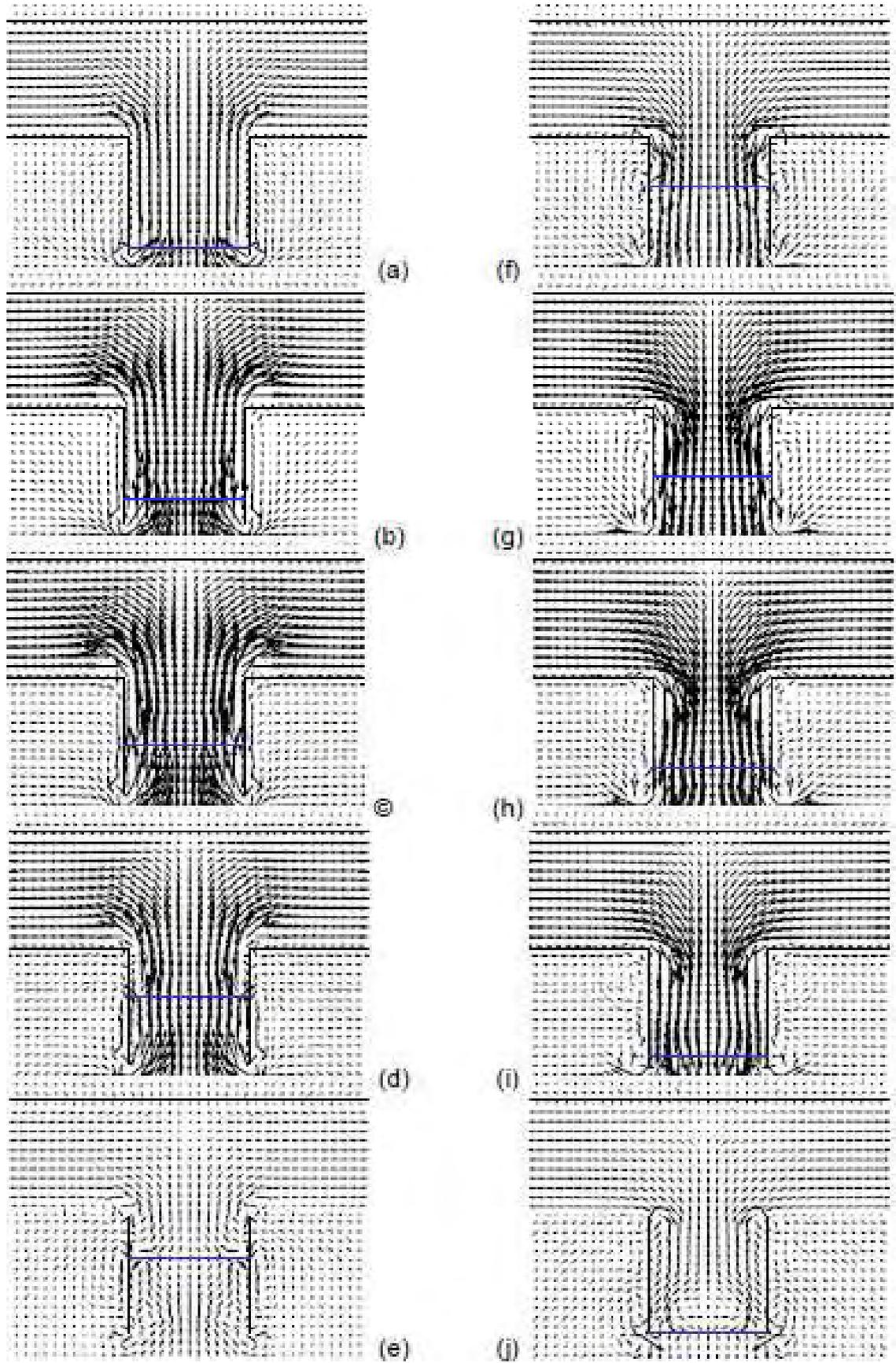
Assim, com a análise realizada acima, nota-se que o MFV foi capaz de simular adequadamente a inversão de sentido do movimento do fundo da cavidade, ponto crítico deste tipo de escoamento.

A interação fluido/estrutura é evidenciada na Figura B.10, já que o movimento do fundo da cavidade modifica o comportamento dos vetores velocidade de forma consistente. Esta análise pode ser realizada observando a forma, sentido e direção dos vetores de acordo com a progressão temporal do escoamento.

Assim como no estudo do campo de pressão, as Figura B.10 a) – d) mostram que com o movimento de subida do fundo móvel, o escoamento sai do conjunto canal/cavidade. Com o movimento de descida, o sentido é invertido e o escoamento entra no conjunto (Figuras B.10 f) – j)).

Recirculações devido à inércia do fluido são desenvolvidas dentro e fora da cavidade quando o fundo móvel está na sua posição máxima de subida e descida, Figuras B.10 e) e j) respectivamente. Este é um fenômeno de extrema importância em sistemas de bombeamento, e mostra novamente a eficiência do modelo aplicado por Arruda (2004).

Os vetores velocidades do escoamento que representam o deslocamento completo do fundo da cavidade são apresentados na Figura B.10 a) – j).

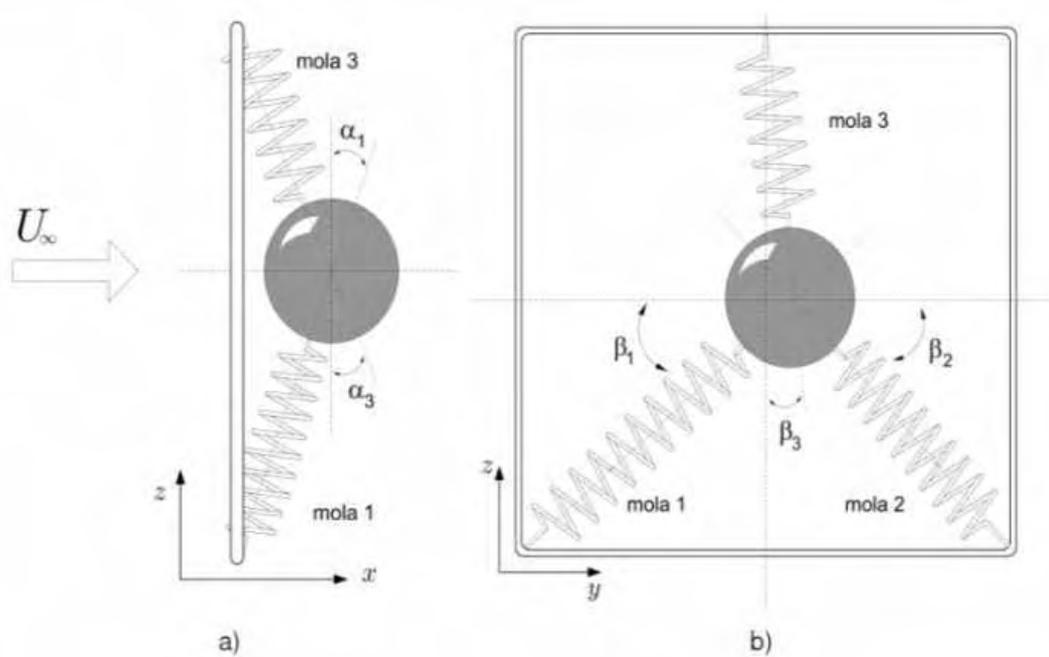


(Arruda, 2004)

Figura B.10– Vetores velocidade para o intervalo de tempo $0 \leq t \leq 0,1s$, $\Delta t = 0,01s$.

B.3 - CAMPREGHER (2005)

Com o intuito de validar o código computacional e o método utilizado (Método da Fronteira Imersa/Modelo Físico Virtual), Campregher (2005) realizou as primeiras simulações do escoamento ao redor de um corpo esférico tridimensional. A partir de então, realizou as mesmas simulações, porém agora, com a esfera presa ao fim do domínio por três molas com elasticidade infinita, massa e arrasto nulos. Além disso, como outra hipótese simplificadora, não foram considerados os efeitos de rotação da esfera em torno dos seus eixos. A Figura B.11 ilustra o problema descrito acima.

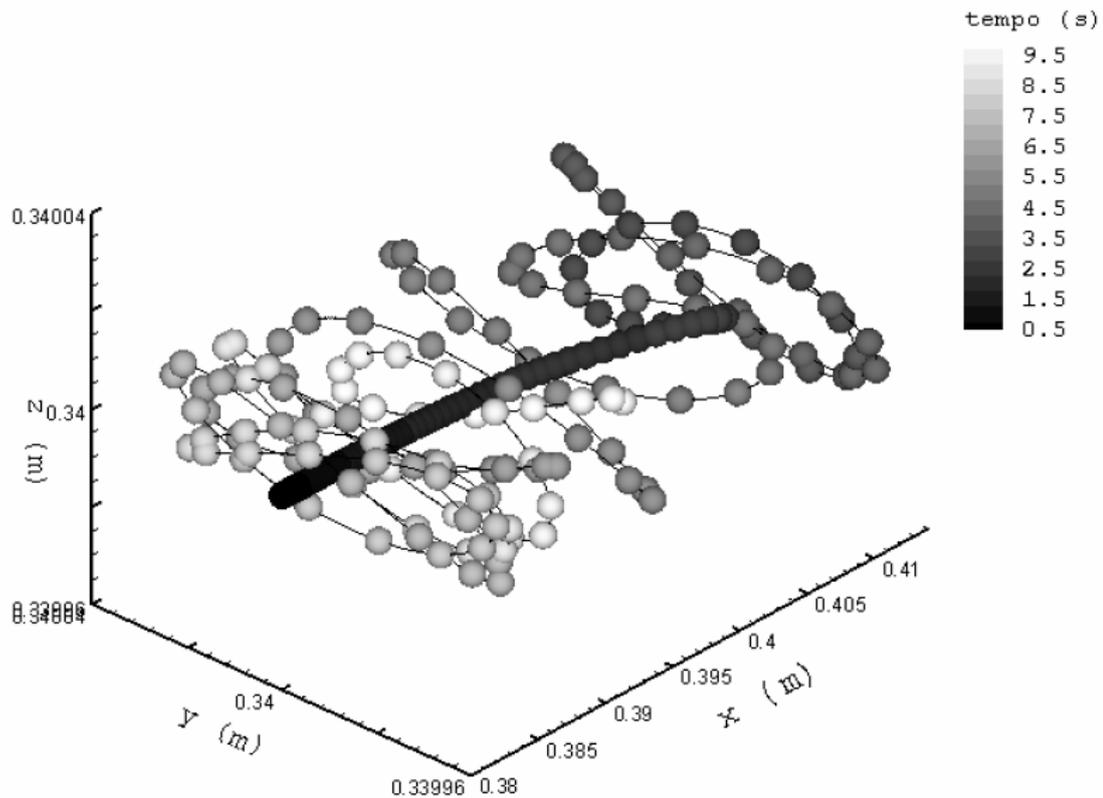


(Campregher, 2005)

Figura B.11– Esfera presa a molas com elasticidade infinita.

As simulações do modelo dinâmico foram realizadas utilizando informações como o campo de forças euleriano nas três direções cartesianas obtidas para o escoamento com a mola estacionária a $Re = 400$. Para a força obtida nesta simulação, o autor ajustou as constantes da mola para $k = 0,8 \text{ N/m}$.

A Figura B.12 fornece a posição do centro de massa da esfera para o caso simplificado. Este teste forneceu as posições máximas e mínimas da esfera e permitiu otimizar a dimensão do domínio computacional $(X, Y, Z) = (0,68 \times 0,68 \times 1,04) \text{ m}$, discretizado com $146 \times 116 \times 116$ volumes.



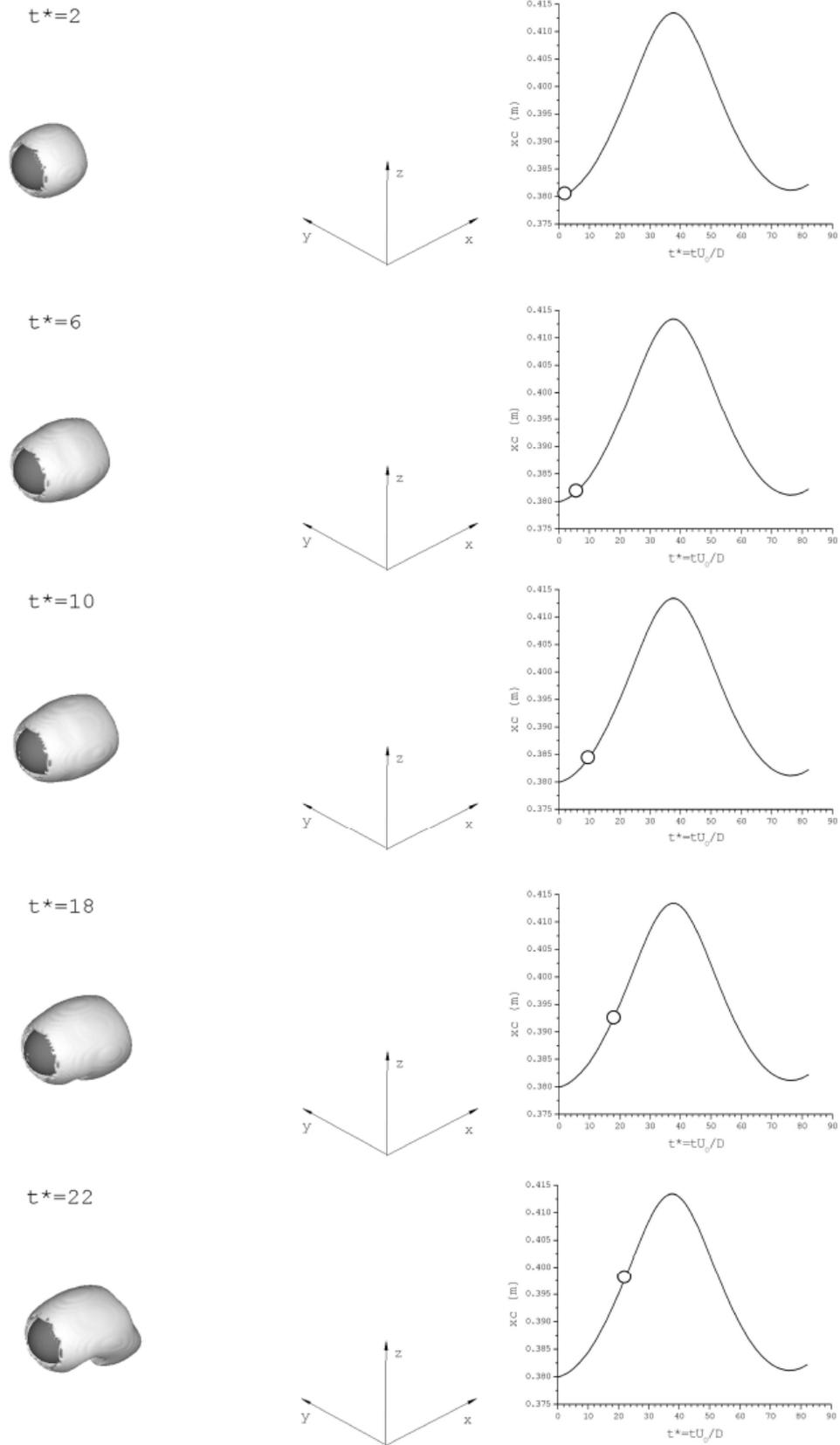
(Campregher, 2005)

Figura B.12– Posição do centro de massa da esfera ao longo do tempo.

As Figuras B.13 e B.14 mostram à esquerda, a evolução temporal da estrutura turbilhonar, e à direita o aumento na força de arrasto e o deslocamento da esfera. Assim, é possível notar que até $t^* = 10$ a estrutura turbilhonar apresenta-se axissimétrica, porém, com a evolução temporal, este comportamento não está mais presente devido ao crescimento das instabilidades, movimento da esfera e aumento da força de arrasto. Com o deslocamento da esfera há um aumento na força das molas, que se iguala à força de arrasto e limita o máximo deslocamento da esfera em $t^* = 38$.

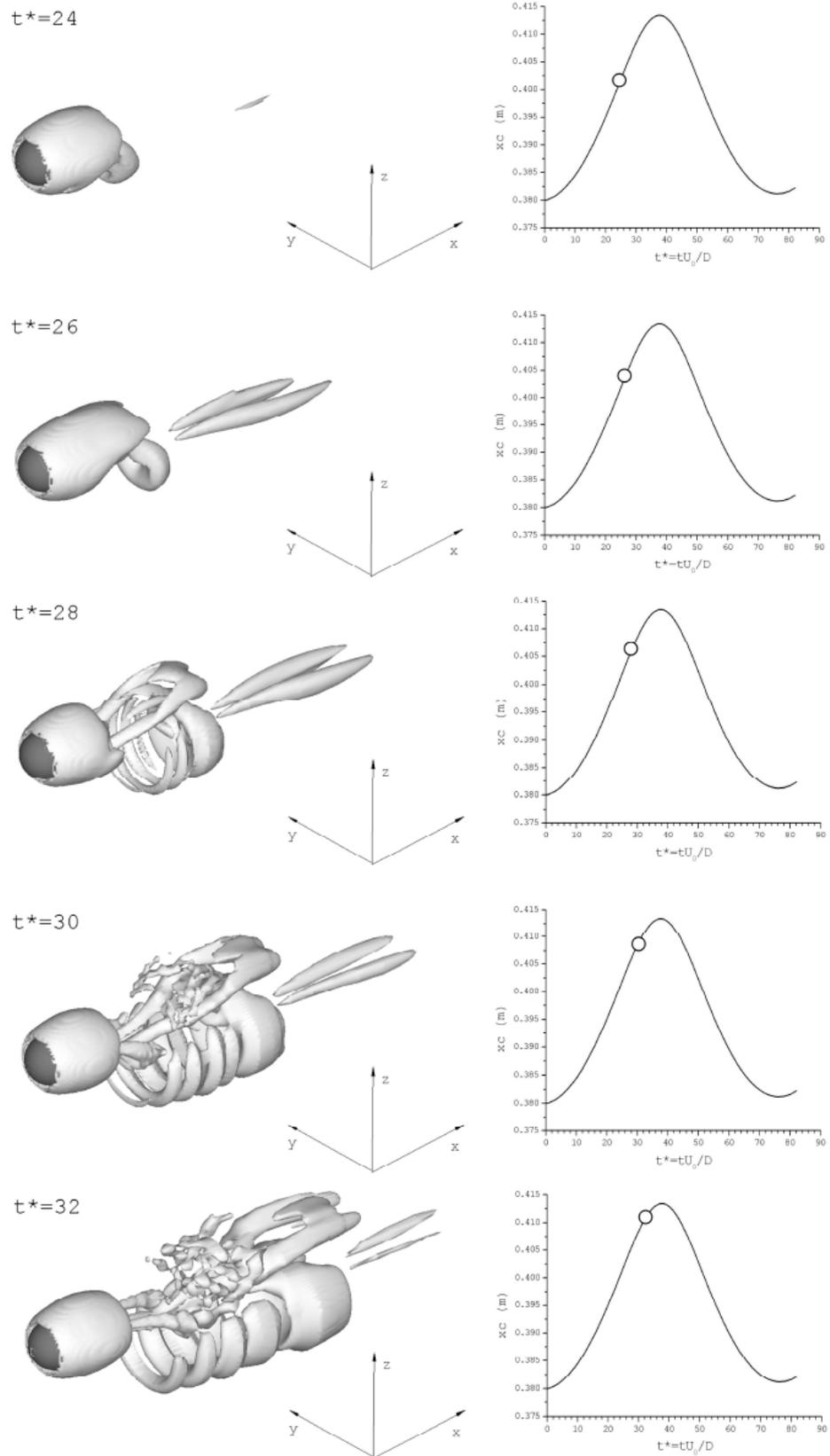
Devido ao bom reconhecimento da fronteira, a evolução temporal, Figuras B.13 e B.14, mostram que o escoamento se comportou como o esperado, e obedeceu aos princípios da iteração fluido/estrutura.

Segundo Campregher (2005), mesmo que não encontrado problemas similares ao apresentado acima, a tridimensionalização do programa utilizado apresentou resultados satisfatórios em relação ao Método de Fronteira Imersa e o trabalho pôde ser considerado um avanço significativo nos estudos do Modelo Físico Virtual.



(Campregher, 2005)

Figura B.13 – Evolução temporal da estrutura turbilhonar.



(Campregher, 2005)

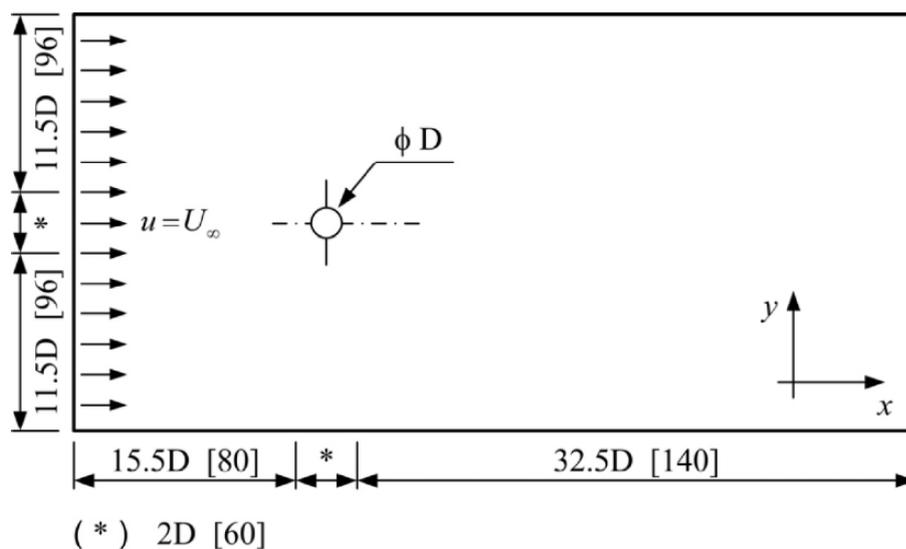
Figura B.14 – Evolução temporal da estrutura turbilhonar.

B.4 - OLIVEIRA (2006)

O principal avanço desenvolvido por Oliveira (2006) foi o acoplamento do Modelo Físico Virtual a diferentes modelos de turbulência para o estudo do escoamento a altos números de Reynolds. Os métodos implementados ao código foram: formulações URANS e DES do modelo de Spalart-Allmaras e a simulação *LES* utilizando o modelo sub-malha de Smagorinsky.

O estudo foi dirigido ao escoamento em torno de um cilindro de diâmetro D por representar um caso clássico da literatura de Mecânica dos Fluidos. Assim, todos os dados obtidos com a nova formulação puderam ser comparados quantitativamente a dados já existentes.

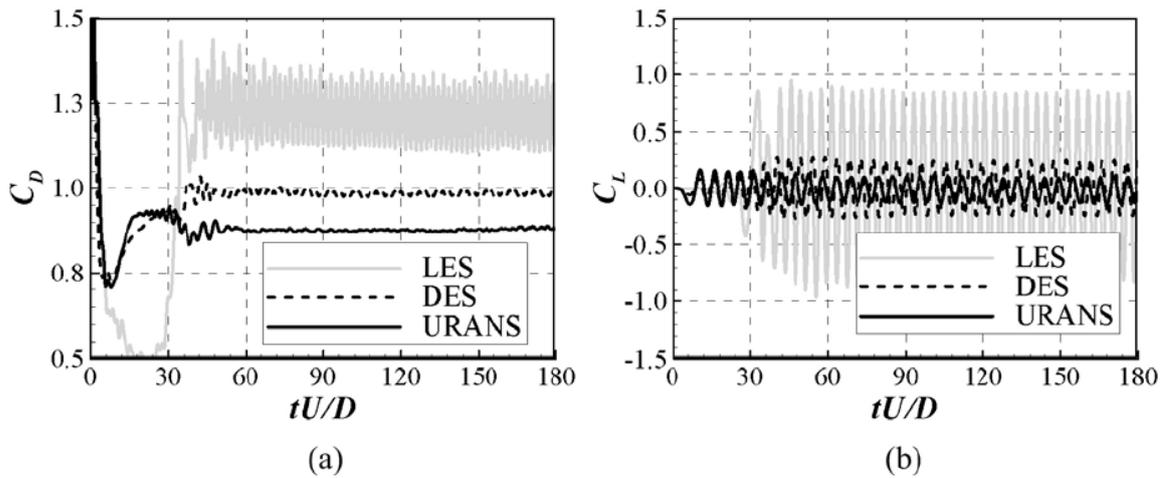
A Figura B.15 apresenta o domínio de cálculo do problema.



(Oliveira, 2006)

Figura B.15 – Domínio computacional.

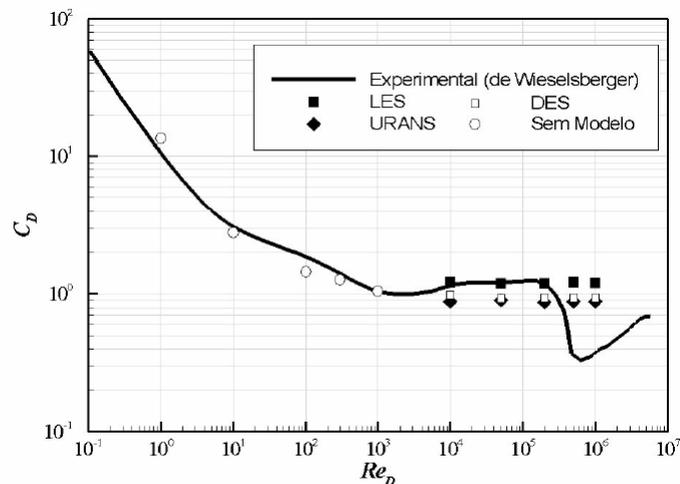
Os coeficientes de arrasto e sustentação para as três formulações a $Re = 10^4$ são apresentados na Figura B.16. Embora o coeficiente de sustentação que utiliza *LES* apresente maior amplitude em relação aos demais, é possível verificar que o valor médio para todos os casos permanece em torno de zero.



(Oliveira, 2006)

Figura B.16– Coeficientes de arrasto e sustentação.

A fim de obter o modelo mais apropriado, Oliveira (2006) comparou, na Figura B.17, os valores do coeficiente de arrasto médio do seu trabalho para as três formulações com valores obtidos em trabalhos experimentais encontrados na literatura. Observou-se que os métodos DES e URANS subestimaram os coeficientes de força, enquanto a *LES* apresentou boa concordância com os obtidos da literatura.



(Oliveira, 2006)

Figura B.17– Comparação entre resultados da literatura e de Oliveira (2006).

Ainda na Figura B.17, é possível notar no resultado experimental, um decaimento no valor do coeficiente de arrasto na região de regime supercrítico. Este fato ocorre devido à transição laminar/turbulento da camada limite à montante do ponto de deslocamento. Com isto, a camada limite se torna mais energizada e suporta maiores gradientes de pressão

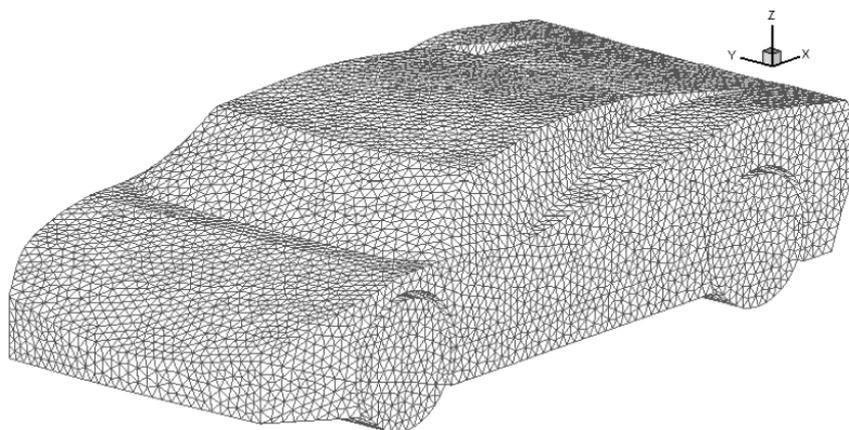
adversos devido ao atraso do ponto de descolamento. Assim, o gradiente de pressão na jusante do cilindro diminui, e faz com que o coeficiente de arrasto também caia nesta faixa de números de Reynolds. Nesta região ($Re_D \approx 10^6$), os resultados obtidos por Oliveira (2006) não acompanharam os experimentais, devido aos efeitos de tridimensionalização do caso experimental, que são de extrema importância na faixa de transição.

Assim, o trabalho de Oliveira (2006) mostrou a satisfatória capacidade do Modelo Físico Virtual de representar escoamentos a altos números de Reynolds utilizando as diferentes modelagens de turbulência.

B.5 - VEDOVOTO (2007)

A principal contribuição dada pelo autor ao Modelo Físico Virtual foi a simulação de escoamentos ao redor de corpos de geometrias complexas tridimensionais. Além do escoamento já ao redor de um aerofólio, Vedovoto (2007) também estudou o escoamento ao redor de uma estrutura treliçada, sobre um protótipo automobilístico e um protótipo de um avião.

Como dito, uma das geometrias estudadas foi baseada no protótipo de um Lamborghini Gallardo. A Figura B.18 apresenta o corpo imerso no escoamento e a malha de elementos triangulares utilizada na simulação.

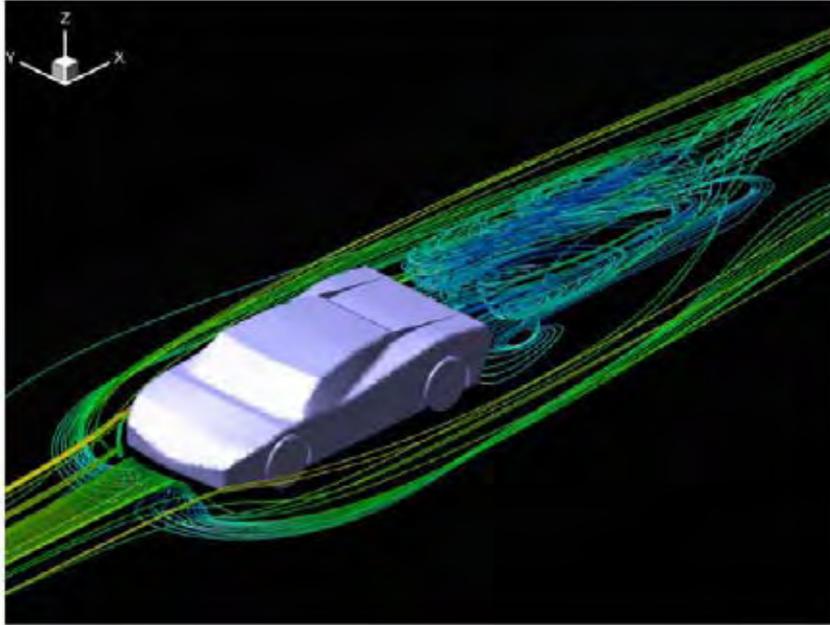


(Vedovoto, 2007)

Figura B.18– Protótipo e malha computacional utilizada.

A análise foi realizada aplicando $Re = 2180$, baseado no comprimento do objeto. As condições de contorno aplicadas ao domínio euleriano foram: velocidade nula em $z = 0$, superfícies livres em $z = z_{max}$, $y = 0$ e $y = y_{max}$, perfil de velocidade de entrada $u = U_\infty$, $v = w = 0$.

A Figura B.19 mostra as linhas de corrente do escoamento a $t = 2,7s$. Duas configurações de estruturas turbilhonares são apresentadas: uma grande recirculação do tipo grampo de cabelo à jusante do corpo imerso, e estruturas do tipo ferradura de cavalo à montante do corpo, presente devido à condição de contorno de não deslizamento em $z = 0$.



(Vedovoto, 2007)

Figura B.19– Linhas de corrente do escoamento.

É importante frisar que as condições de contorno foram completamente identificadas e refletiram diretamente no resultado apresentado. Assim, é possível afirmar que os resultados apresentados na simulação de corpos de geometria complexa, como o apresentado acima, utilizando o Modelo Físico Virtual, se mostraram fisicamente consistentes. Segundo Vedovoto (2007), além da confiabilidade do resultado, outro ponto importante foi a facilidade da geração das malhas (euleriana e lagrangiana) em relação à utilização de malha não-estruturadas.