

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO TECNOLÓGICO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL**

MAURÍCIO SARTORI

**ANÁLISE DAS DEFORMAÇÕES VISCOSAS E DA
SEGREGAÇÃO DE FASES EM FLOCULADORES
TUBULARES HELICOIDAIS E SUAS RELAÇÕES COM A
RAZÃO DE CURVATURA**

**VITÓRIA
2015**

MAURÍCIO SARTORI

**ANÁLISE DAS DEFORMAÇÕES VISCOSAS E DA
SEGREGAÇÃO DE FASES EM FLOCULADORES
TUBULARES HELICOIDAIS E SUAS RELAÇÕES COM A
RAZÃO DE CURVATURA**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Ambiental.

Orientador: Prof. Dr. Edmilson Costa Teixeira.

VITÓRIA

2015

Dados Internacionais de Catalogação-na-publicação (CIP)
(Biblioteca Setorial Tecnológica,
Universidade Federal do Espírito Santo, ES, Brasil)

S251a Sartori, Maurício, 2015-
Análise das deformações viscosas e da segregação de fases em flocladores tubulares helicoidais e suas relações com a razão de curvatura / Maurício Sartori. – 2015.
144 f. : il.

Orientador: Edmilson Costa Teixeira.
Tese (Doutorado em Engenharia Ambiental) – Universidade Federal do Espírito Santo, Centro Tecnológico.

1. Floclação. 2. Deformações (Mecânica). 3. Fluidodinâmica computacional. 4. Razão de curvatura. 5. Segregação de fases. 6. Flocladores tubulares helicoidais. I. Teixeira, Edmilson Costa. II. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro Tecnológico. III. Título.

CDU: 628

MAURÍCIO SARTORI

**ANÁLISE DAS DEFORMAÇÕES VISCOSAS E DA SEGREGAÇÃO
DE FASES EM FLOCULADORES TUBULARES HELICOIDAIS E
SUAS RELAÇÕES COM A RAZÃO DE CURVATURA**

Tese submetida ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Ambiental.

Aprovada em 02 de dezembro de 2015.

COMISSÃO EXAMINADORA

Prof. Dr. Edmilson Costa Teixeira
Universidade Federal do Espírito Santo
Orientador

Prof. Dr. Eduardo Cleto Pires
Universidade de São Paulo
Examinador Externo

Prof. Dr. William Bonino Rauen
Universidade Positivo
Examinador Externo

Prof. Dr. Julio Tomás Quije Chacaltana
Universidade Federal do Espírito Santo
Examinador Interno

Prof. Dr. Daniel Rigo
Universidade Federal do Espírito Santo
Examinador Interno

AGRADECIMENTOS

Ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental – PPGEA da Universidade Federal do Espírito Santo – UFES que possibilitou a realização dessa tese de doutorado.

Ao Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Espírito Santo – IFES por conceder-me licença para a realização deste curso de pós-graduação.

Ao meu orientador, professor Edmilson Costa Teixeira pela orientação, pela confiança e por sempre me instigar a superar meus limites.

À colega e grande amiga Danieli Soares de Oliveira pelas valiosas discussões e contribuições para a realização desse estudo.

Aos colegas do Laboratório de Gestão de Recursos Hídricos e Desenvolvimento Regional – LabGest pelo ótimo ambiente de trabalho.

Aos alunos de Iniciação Científica Bruno Peterle Vaneli e Renata Bussular pelo apoio e dedicação.

Ao graduando em engenharia civil João Victor Fragoso Dias pela sua grande ajuda com as equações de transformação de coordenadas.

À colega doutoranda Rita de Cassia Feroni pela inestimável ajuda com o *cluster* de computadores empregado fase final dessa pesquisa.

À minha mãe Deny Ferraz Sartori e a meu irmão Sandro Sartori que mesmo distantes sempre me incentivaram.

A minha esposa amada Susane Petinelli Souza que dividiu comigo todas as felicidades e angustias de um doutorado.

RESUMO

Os flocladores tubulares helicoidais (FTHs), quando comparados com os flocladores hidráulicos atualmente empregados em estações de tratamento de água e efluentes, têm demonstrado elevada eficiência na formação de flocos, com baixo tempo de detenção hidráulica (Tdh) e elevados níveis de dissipação de energia, desafiando o atual paradigma da floclação (elevados Tdhs e baixos níveis de dissipação energia). No entanto, os mecanismos que possibilitam esses flocladores operarem de maneira satisfatória nessas condições operacionais ainda não foram elucidados. Sabe-se que as deformações viscosas do fluido apresentam grande influência na oportunidade de choques e, conseqüentemente, na floclação. Outro fator que também tem relevância na floclação é a concentração de partículas que, nos modelos atuais, é assumida uniforme em todo o reator. Neste contexto, buscando avançar no entendimento da floclação nesses flocladores, a presente tese apresenta uma avaliação da influência da razão de curvatura dos FTHs (d/D , onde d é o diâmetro do tubo e D é o diâmetro de enrolamento), nas taxas de deformações dos elementos de fluido, até então assumidas como principal mecanismo na colisão entre as partículas. Apresenta também a influência dessa razão na segregação de fases característica do escoamento bifásico em tubulações curvadas. Para tanto, avaliou-se 5 configurações de FTHs, com razão de curvatura de 0,0091, 0,0182, 0,0364, 0,0729 e 0,1458, por meio de simulações fluidodinâmicas computacionais monofásicas e bifásicas, com e sem a consideração do campo gravitacional, adotando-se eixos de enrolamento horizontal e vertical. Os resultados demonstram a importância de levar em conta as deformações lineares, desprezadas em alguns modelos de colisão, além da relação direta da razão de curvatura com as deformações, tanto lineares quanto angulares, e, conseqüentemente, com a taxa de deformação por cisalhamento. Em relação à segregação de fases, verificou-se uma relação inversa com a razão de curvatura. Contudo, esta segregação é influenciada pela posição do reator em relação ao campo gravitacional. Nos reatores com eixo de enrolamento horizontal, verifica-se um ciclo de segregação e mistura a cada volta. Já nos FTHs com eixo de enrolamento vertical, há um aumento significativo da concentração de partículas sólidas na região do reator próximo a parede interna ao enrolamento, devido ao efeito combinado do arraste do escoamento secundário e a atração gravitacional.

Palavras-chave: Flocladores tubulares helicoidais, taxa de deformação, segregação de fases, fluidodinâmica computacional, razão de curvatura.

ABSTRACT

Helical tubular flocculators (FTHs) when compared with the currently employed hydraulic flocculators in water and wastewater treatment plants have demonstrated high efficiency in the floc formation with low hydraulic retention time (T_{dh}) and high power dissipation levels, challenging the current flocculation paradigm (high T_{dh} and low energy dissipation levels). However, the mechanisms that enable these flocculators operating satisfactorily in these operational conditions have not yet been elucidated. It is known that the fluid viscous deformations present a great influence on the collision opportunity and, consequently, on the flocculation. Another factor that also has relevance in the flocculation is the particles' concentration which, in the current models, it is assumed uniform throughout the reactor. In this context, aiming at enhance the understanding of the flocculation in those flocculators, this work presents an evaluation of the influence of the FTHs' curvature ratio (d/D , where d is the tube diameter and D is the coil diameter) on the fluid elements strain rate, which has been assumed to be the main collision mechanism between particles. It is also shown that d/D influences the phase segregation, a characteristic of two-phase flows in curved pipes. For this purpose, we evaluated 5 FTHs configurations with curvature ratio of 0.0091, 0.0182, 0.0364, 0.0729 and 0.1458, with the support of computational fluid dynamic simulations (monophasic and biphasic), with and without considering the gravitational field, by adopting horizontal and vertical coil axes, respectively. The results demonstrate the importance of taking into account the linear strains, neglected in some collision models, besides the direct relationship of the curvature ratio with both angular and linear strains, and, consequently, with the shear strain rate. Regarding the phases segregation, there was an inverse relationship with the curvature ratio. However, this segregation is influenced by the reactor's position relative to the gravitational field. In horizontal coil axis reactors, at each turn, there is a cycle of segregation and mixing. In vertical axis FTHs, there is a significant increase of particles' concentration in the reactor region close to the inner wall, due to the combined effect of the secondary flow drag and gravitational attraction.

Keywords: Helical tubular flocculators, strain rate, phase segregation, computational fluid dynamics, curvature ratio.

LISTA DE FIGURAS

Figura 3.1 – Representação das forças resultantes (a) antes e (b) depois da coagulação.	27
Figura 3.2 – Representação esquemática de FTH (a) com enrolamento horizontal e (b) com enrolamento vertical.....	30
Figura 3.3 – (a) Representação dos parâmetros geométricos dos THE; e (b) Sistema de coordenadas helicoidais (adaptado de Germano, 1982). Os pontos “i” e “o” denotam os lados interno e externo à curvatura do helicóide, respectivamente.	37
Figura 4.1 – Representação esquemática do tubo curvado empregado no teste de malhas. O arco em vermelho representa a seção de amostragem, a 90° do início do trecho curvado.	63
Figura 4.2 – Representação, na seção de escoamento, das malhas utilizadas.	64
Figura 4.3 – Média dos desvios absolutos entre as malhas 1 (74.115 nós), 2 (174.000 nós) e 3 (309.472 nós) comparadas com a malha 4 (732.444 nós) para: (a) velocidade da fase contínua; (b) velocidade da fase dispersa; (c) taxa de deformação por cisalhamento; (d) fração de volume da fase dispersa; e (e) magnitude do escoamento secundário.	65
Figura 4.4 – Perfis de velocidade axial horizontal e vertical para $Re = 500$. Parâmetros geométricos (YU et al., 2003): $r = 0,0047m$; $R = 0,0637$; $h = 0,0318$	67
Figura 4.5 – Comparação entre os perfis analíticos e gerados pelo modelo para (a) velocidade axial; (b) gradiente da velocidade axial na direção r	67
Figura 4.6 - Comparação qualitativa entre as visualizações produzidas por Oozeki et al. (2009) (em escala de cinzas) e as distribuições de fração de volume na seção de escoamento produzidos pelo modelo (figuras coloridas) em diversas seções de escoamento.	70
Figura 4.7 – Distribuição das frações de volume da fase sólida normalizada pela fração de volume média em FTH com: (a) enrolamento horizontal (atração gravitacional entrando na página); (b) enrolamento vertical (atração gravitacional vertical, de baixo para cima).	72
Figura 4.8 – Vista lateral da curva vertical do trabalho de Toda et al. (1972).	73
Figura 4.9 – Curva horizontal do trabalho de Toda et al. (1972): (a) vista superior; (b) vista lateral.	73
Figura 4.10 – Isocontornos de concentração mássica obtida por Mishra et al. (1998), demonstrando a maior concentração das partículas sólidas na porção interna da curva.	74

Figura 4.11 – Concentrações a partir de tomografia de resistência elétrica para diversas velocidades medidas por Giguere et al. (2009) a uma distância de 3,5 vezes o diâmetro do tubo após a curva na tubulação. A barra de cores representa a concentração da fase sólida. ..	75
4.12 – Localização das seções transversais avaliadas.....	78
Figura 5.1 – (a) Isocontornos de velocidade axial em tubo reto (valores em $m.s^{-1}$); (b) isocontornos da taxa de deformação por cisalhamento (valores em s^{-1}).....	79
Figura 5.2 – (a) Isocontornos de velocidade axial em THE; (b) Vetores de escoamento secundário, perpendicular ao escoamento principal em THE. (Valores em $m.s^{-1}$).....	80
Figura 5.3 – Representação esquemática das taxas de deformações lineares positivas e negativas. As linhas sólidas representam a condição inicial da face do elemento de volume. E as linhas pontilhadas representam a condição da face após um intervalo Δt de ação da tensão normal às faces laterais.	81
Figura 5.4 – Isocontornos da taxa de deformação linear promovida pela tensão τ_{11} : (a) tubo reto; (b) tubo helicoidalmente enrolado. A porção positiva do eixo N corresponde ao lado interno à curvatura do helicóide.	83
Figura 5.5 – Isocontornos da taxa de deformação linear promovida pela tensão τ_{22} : (a) tubo reto; (b) THE.	84
Figura 5.6 – Isocontornos da taxa de deformação linear promovida pela tensão τ_{33} : (a) tubo reto; (b) THE.	85
Figura 5.7 – Representação esquemática das taxas de deformações angulares positivas e negativas. As linhas sólidas representam a condição inicial da face do elemento de volume. E as linhas pontilhadas representam a condição da face após um intervalo Δt de ação da tensão tangencial às faces inferior e lateral esquerda.	86
Figura 5.8 – Isocontornos da taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{12} : (a) tubo reto; (b) THE.	88
Figura 5.9 – Taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{12} ao longo do eixo N.....	88
Figura 5.10 – Isocontornos da taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{13} : (a) tubo reto; (b) THE.	89
Figura 5.11 – Taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{13} ao longo do eixo B....	90

Figura 5.12 – Isocontornos da taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{23} : (a) tubo reto; (b) THE.	91
Figura 5.13 – Taxa de deformação por cisalhamento em THE.	93
Figura 5.14 – Taxa de deformação ϵ_{11} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.	95
Figura 5.15 – Vetores de escoamento secundário para: (a) $d/D = 0,0091$; (b) $d/D = 0,1458$	96
Figura 5.16 – Taxa de deformação ϵ_{22} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.	97
Figura 5.17 – Taxa de deformação ϵ_{33} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.	98
Figura 5.18 – Isocontornos de velocidade axial para: (a) $d/D = 0,0091$; (b) $d/D = 0,1458$	99
Figura 5.19 – Taxa de deformação ϵ_{12} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.	100
Figura 5.20 – Taxa de deformação ϵ_{13} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.	101
Figura 5.21 – Taxa de deformação ϵ_{23} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.	103
Figura 5.22 – Taxa de deformação por cisalhamento para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.	104
Figura 5.23 – Relação da razão de curvatura com os valores máximos das taxas de deformação (a) ϵ_{11} ; (b) ϵ_{22} ; (c) ϵ_{33} ; (d) ϵ_{12} ; (e) ϵ_{13} ; (f) ϵ_{23} ; e (g) taxa de deformação por cisalhamento.	105
Figura 5.24 – (a) Isocontornos de velocidade axial (v_s); (b) vetores e isocontornos de escoamento secundário $((v_r^2 + v_\theta^2)^{0,5})$	106
Figura 5.25 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular, a partir da seção de entrada, de: (a) 15°, (b) 30°, (c) 45°, (d) 60°, (e) 75°, e (f) 90°.	107

Figura 5.26 – Evolução da concentração volumétrica máxima ao longo de três voltas do reator.	108
Figura 5.27 – Isocontornos e vetores de: (a) força de arraste; e (b) força de sustentação para seção transversal localizada a distância angular de 1080° a partir da seção de entrada.	109
Figura 5.28 – Isocontornos e vetores da força resultante para seção transversal localizada a distância angular de 1080° a partir da seção de entrada.	109
Figura 5.29 – (a) Representação esquemática de Floculador Tubular Helicoidal de enrolamento horizontal; (b) Posição do vetor Força de atração gravitacional (F_g) em relação à entrada do reator e às seções 90°, 180° e 270°. Esta posição se repete nas demais voltas do reator. Os letras I e E indicam as paredes interna e externa ao enrolamento do helicóide, respectivamente.	110
Figura 5.30 – Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 15°, (b) 30°, (c) 45°, (d) 60°, (e) 75°, e (f) 90°.	112
Figura 5.31 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 105°, (b) 120°, (c) 135°, (d) 150°, (e) 165°, e (f) 180°.	113
Figura 5.32 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 195°, (b) 210°, (c) 225°, (d) 240°, (e) 255°, e (f) 270°.	115
Figura 5.33 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 285°, (b) 300°, (c) 315°, (d) 330°, (e) 345°, e (f) 360°.	116
Figura 5.34 – Evolução da concentração volumétrica máxima das partículas sólidas ao longo de três voltas do FTH estudado.	117
Figura 5.35 – Variação da magnitude máxima do escoamento secundário (ES) em função da razão de curvatura para a seção transversal 810°.	118
Figura 5.36 – Variação da concentração volumétrica máxima (normalizada pela concentração inicial) em função da razão de curvatura para a seção transversal 810°.	118

Figura 5.37 – (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810°; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,0091$	119
Figura 5.38 - (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810°; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,0182$	119
Figura 5.39 - (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810°; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,0364$	120
Figura 5.40 - (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810°; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,0729$	120
Figura 5.41 - (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810°; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,1458$	120
Figura 5.42 - Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 900° para $d/D =$ (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; (e) 0,1458.....	122
Figura 5.43 - Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 990° para $d/D =$ (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; (e) 0,1458.....	123
Figura 5.44 - Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 1080° para $d/D =$ (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; (e) 0,1458.....	124
Figura 5.45 - (a) Representação esquemática de Floculador Tubular Helicoidal de enrolamento vertical.....	125
Figura 5.46 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 15°, (b) 30°, (c) 45°, (d) 60°, (e) 75°, e (f) 90°.....	126
Figura 5.47 - Evolução da concentração volumétrica máxima das partículas sólidas ao longo de três voltas do FTH estudado.	127
Figura 5.48 - Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 1080° para $d/D =$ (a) 0,0182; (b) 0,0364; (c) 0,0729; (d) 0,1458.....	129
Figura 5.49 - Variação da concentração volumétrica máxima (normalizada pela concentração inicial) em função da razão de curvatura para as seções transversais 810°, 900°, 990° e 1080°.	129

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Fatores de escala para o sistema de coordenadas helicoidal.	44
Tabela 4.1 - Parâmetros dos FTHs simulados, com base no reator estudado por Vaezi et al. (2011).	57
Tabela 4.2 – Variáveis e fatores de escala do Sistema de Coordenadas Helicoidais Ortogonal.	60
Tabela 4.3 – Características das malhas avaliadas no teste de malhas	64

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição	Unidade
a	Raio da partícula	m
B	Eixo binormal do sistema de coordenadas helicoidais ortogonal	m
Ca	Número de Camp	-
C_D	Coefficiente de arraste	-
d	Diâmetro do tubo	m
d_p	Diâmetro da partícula	m
D	Diâmetro de enrolamento	m
D_0	Constante de difusão de Stokes-Einstein para partículas individuais	m^2s^{-2}
De	Número de Dean	-
$e_{l,m}$	Tensor gradiente de velocidade	s^{-1}
Fd	Força de arraste (<i>drag force</i>)	N
Fg	Força de atração gravitacional	N
Fl	Força de sustentação (<i>lift force</i>)	N
g	Aceleração gravitacional	$m \cdot s^{-2}$
G	Gradiente de velocidade quadrático médio de Camp e Stein (1943)	s^{-1}
Ge	Número de Germano	-
G_p	Gradiente de velocidade pontual de Camp e Stein (1943)	-
h	Distância entre voltas	m
k_B	Constante de Boltzmann (= $1,38 \cdot 10^{-23}$)	$J \cdot K^{-1}$
n	Concentração numérica de partículas por unidade de volume	m^{-3}
N	Eixo normal do sistema de coordenadas helicoidais ortogonal	m
p	Passo do helicóide	m
Pe	Número de Péclet	-

Q	Vazão volumétrica	$m^3 s^{-1}$
r	Coordenada radial do sistema de coordenadas helicoidais ortogonal	m
R	Raio de enrolamento	m
Rc	Raio de enrolamento corrigido	m
Re	Número de Reynolds	-
Re_{crit}	Número de Reynolds crítico	-
s	Posição ao longo da curva helicoidal	m
T	Eixo tangente do sistema de coordenadas helicoidais ortogonal	m
T_K	Temperatura	K
u, v, w	Velocidades nas direções x, y e z, respectivamente	$m \cdot s^{-1}$
v_p	Velocidade da partícula	$m \cdot s^{-1}$
v_s, v_r, v_θ	Velocidades nas direções s, r, θ , respectivamente	$m \cdot s^{-1}$
v_t	Velocidade terminal de Stokes	$m \cdot s^{-1}$
v_T, v_N, v_B	Velocidades nas direções T, N, B, respectivamente	$m \cdot s^{-1}$

SÍMBOLOS GREGOS

Símbolo	Descrição	Unidade
α	Fração de volume / concentração volumétrica	-
α_c	Eficiência de colisão	-
β	Frequência de colisão	$m^3 \cdot s^{-1}$
$\gamma(s)$	Curva helicoidal	m
$\varepsilon_{i,j}$	Taxa de deformação	s^{-1}
θ	Coordenada angular do sistema de coordenadas helicoidais ortogonal	<i>radianos</i>
κ	Curvatura	m^{-1}
λ	Razão entre torção e curvatura ($= \tau/\kappa$)	-

μ	Viscosidade dinâmica	$Pa \cdot s$
ρ	Massa específica	$kg \cdot m^{-3}$
τ	Torção	m^{-1}
$\tau_{i,j}$	Tensão viscosa na direção i , atuando na face j	Pa
τ_p	Tempo de resposta inercial da partícula	s
ϕ	Ângulo inicial do sistema de coordenadas helicoidal ($= \int \tau ds$)	<i>radianos</i>
ϕ_0	Ângulo arbitrário do sistema de coordenadas helicoidal	<i>radianos</i>
$\Phi_{i,j}$	Trabalho por unidade de tempo, por unidade de volume	$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-3}$
ω	Vorticidade	s^{-1}

SIGLAS

Símbolo	Descrição
----------------	------------------

FTH	Floculador tubular helicoidal
SCHO	Sistema de coordenadas helicoidais ortogonal
Tdh	Tempo de detenção hidráulica
TDC	Taxa de deformação por cisalhamento (<i>shear strain rate</i>)
THE	Tubo helicoidalmente enrolado

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	20
2	OBJETIVOS	24
2.1	Objetivo Geral	24
2.2	Objetivos Específicos.....	24
3	REVISÃO DE LITERATURA E FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	25
3.1	Floculação	25
3.1.1	Aspectos físico-químicos da floculação.....	26
3.1.2	Aspectos hidrodinâmicos da floculação.....	28
3.2	Floculadores Tubulares Helicoidais – Estado da Arte.....	30
3.3	Escoamento Monofásico em Tubos Helicoidalmente Enrolados	35
3.3.1	Escoamento Secundário e Velocidade Axial	38
3.3.2	Taxa de deformação devido ao cisalhamento em THE	39
3.3.3	Número de Reynolds Crítico em THE.....	40
3.4	Escoamento Sólido-Líquido em Tubos Curvados	41
3.5	Sistema de Coordenadas Helicoidais Ortogonal (SCHO).....	42
3.5.1	Triedro de Frenet	42
3.5.2	Propriedades do SCHO de Germano (1982).....	43
3.6	Modelagem da Floculação	44
3.6.1	Modelos de Colisão	45
3.6.1.1	Floculação Pericinética	45
3.6.1.2	Floculação Ortocinética	47
3.6.1.3	Floculação Devido à Sedimentação Diferencial	52
3.7	Modelagem Fluidodinâmica Computacional	53
3.7.1	Modelo de Dois Fluidos.....	54
3.7.1.1	Equações Governantes	55

4	MATERIAIS E MÉTODOS.....	57
4.1	Simulações Fluidodinâmicas.....	57
4.2	Mudança de Sistema de Coordenadas.....	58
4.3	Estudos Preliminares.....	61
4.3.1	Discretização do Domínio e Teste De Malhas	62
4.3.2	Validação do Modelo Numérico para Escoamento Monofásico	66
4.3.3	Validação do Modelo Numérico para Escoamento Bifásico	68
4.4	Avaliação das Deformações dos Elementos de Fluido em Floculadores Tubulares Helicoidais	76
4.5	Avaliação da Segregação de Fases nos Floculadores Tubulares Helicoidais	76
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	79
5.1	Avaliação das Deformações do Fluido no Escoamento em Floculadores Tubulares Helicoidais.....	79
5.1.1	Deformações em FTH x Deformações em Tubo Reto	79
5.1.1.1	Deformações lineares.....	81
5.1.1.2	Deformações angulares.....	86
5.1.2	Influência de Mudanças Geométricas do FTH nas Taxas de Deformação dos Elementos de Fluido.....	93
5.1.2.1	Variação da razão de curvatura - d/D	94
5.2	Escoamento Sólido-Líquido em Floculadores Tubulares Helicoidais.....	106
5.2.1	Escoamento Sólido-Líquido em Floculadores Tubulares Helicoidais com Enrolamento Horizontal	110
5.2.1.1	Relação da Segregação de Fases com a Razão de Curvatura d/D - FTH com Enrolamento Horizontal.....	117
5.2.2	Escoamento Sólido-Líquido em Floculadores Tubulares Helicoidais com Enrolamento Vertical	125
5.2.2.1	Relação da Segregação de Fases com a Razão de Curvatura d/D – FTH com Enrolamento Vertical.....	128

5.3	Análise Sob a Ótica da Flocculação	130
6	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	132
6.1	Conclusões	132
6.1.1	Taxas de Deformação	132
6.1.2	Segregação de Fases	132
6.2	Recomendações para Trabalhos Futuros.....	134
7	REFERÊNCIAS	136

1 INTRODUÇÃO

A floculação é uma etapa de grande importância no tratamento de água de abastecimento pois favorece as etapas subsequentes de separação sólido-líquido. Quando adequadamente executada, resulta em uma água tratada com melhor qualidade sanitária com redução dos custos operacionais de tratamento (BRIDGEMAN et al., 2009; 2010).

Conceitualmente, a taxa de floculação pode ser expressa como o balanço entre a formação de flocos devido às colisões entre partículas e a quebra destes devido à superação da resistência dos flocos pelas forças hidrodinâmicas (JARVIS et al., 2005). Assim, quando a floculação é promovida por meio da agitação da água em tratamento, esta deve ser suficiente para promover a colisão entre as partículas e evitar a sedimentação, assim como o mais branda possível para não submeter os flocos formados a estresses hidrodinâmicos que promovam sua quebra (JARVIS et al., 2005).

Os floculadores comumente empregados apresentam diferentes taxas de dissipação de energia ao longo de sua extensão que, segundo Camp e Stein (1943), pode ser caracterizada pelo gradiente de velocidade quadrático médio - G . Nos floculadores hidráulicos chicanados, por exemplo, o escoamento é submetido a sucessivas mudanças de direção, com elevada taxa de dissipação de energia, intercaladas por longos trechos retos, com taxa de dissipação consideravelmente menor (HAARHOFF e VAN DER WALT, 2001; SALGADO, 2006).

Os floculadores tubulares helicoidais (FTHs), objeto deste estudo, parecem superar esta não uniformidade da taxa de dissipação de energia. Neles, o valor médio de G não apresenta variações significativas ao longo de sua extensão. E, na seção transversal, apresentam uma grande região central (cerca de 80%) com valores pontuais de G com pequena oscilação em torno do seu valor médio (SARTORI, 2006).

Diversos autores (GROHMANN et al., 1981; GREGORY, 1981; VIGNESWARAN e SETIADI, 1986; AL-HASHIMI e ASHJYAN, 1989; HAMEED et al., 1995; CARISSIMI e RUBIO, 2005; OLIVEIRA, 2008; SILVEIRA et al., 2009; VAEZI et al., 2011) demonstraram que estes floculadores promovem a floculação com reduzidos tempos de detenção hidráulica, e valor médio de G mais elevado (GROHMANN et al., 1981; CARISSIMI e RUBIO, 2005; PELISSARI, 2006; CARISSIMI et al., 2007; OLIVEIRA, 2008; SILVEIRA et al., 2009), quando comparados com os floculadores tradicionalmente empregados no tratamento de águas e efluentes.

Embora bastante promissor, existem muitas dúvidas a respeito do dimensionamento dos FTHs, o que possivelmente justifica sua tímida aplicação em escala real. Para avançar no seu entendimento, deve-se buscar compreender os mecanismos que os levam a apresentar elevada eficiência.

Uma maneira de promover este estudo é por meio da modelagem numérica da floculação, pois possibilita a realização de inúmeros experimentos numéricos de maneira menos dispendiosa do que com modelos físicos. Além disso, possibilita a tomada de valores pontuais do interior do reator sem perturbar o processo, tarefa difícil em experimentos físicos.

A modelagem da floculação recebeu maior atenção a partir do trabalho de Smoluchowski (1917), que apresentou um modelo baseado no balanço populacional (balanço entre o ganho de partículas em uma classe de tamanho, devido à agregação de duas partículas menores, e a perda, devido à agregação de suas partículas com elas mesmas e com as demais). Este modelo tem como peça chave o chamado modelo (ou núcleo) de colisão que representa a frequência com que ocorre a colisão das partículas e é função do mecanismo de floculação e do tamanho das partículas.

Smoluchowski (1917) apresentou dois modelos de colisão: um para a floculação pericinéctica (onde a colisão entre as partículas é devida ao movimento browniano) e outro para a floculação ortocinéctica (onde a colisão entre as partículas é promovida pela agitação da água em tratamento). O primeiro vem sendo utilizado desde então por apresentar um razoável rigor físico e matemático. Já o segundo, vem sendo objeto de estudos que visam estendê-lo para escoamentos tridimensionais.

Camp e Stein (1943) foram os primeiros a estender o modelo de colisão proposto por Smoluchowski (1917) para escoamentos laminares tridimensionais. Para tanto, analisaram os esforços sofridos por um elemento de fluido bidimensional e extrapolaram o resultado para um elemento tridimensional. Propuseram, então, que o deslocamento relativo entre as partículas é proporcional ao trabalho das forças viscosas e apresentaram o chamado Gradiente de Velocidade Médio Quadrático – G em substituição ao gradiente unidimensional do modelo de Smoluchowski (1917).

Kramer e Clark (1997) e Pedocchi e Piedra-Cueva (2005) apontam que Camp e Stein (1943) não consideraram a contribuição das tensões normais a uma face do elemento de fluido atuando na deformação das faces perpendiculares a esta. Ambos os trabalhos apontam novos modelos de colisão para escoamentos laminares, relacionando-os com a parte simétrica do

tensor gradiente de velocidades (taxa de deformação por cisalhamento) que considera também as deformações lineares produzidas pelas tensões normais.

Para floculação em escoamentos turbulentos, um modelo de colisão bastante empregado é o proposto por Saffman e Turner (1956) (p. ex. FLESCH et al., 1999; SELOMULYA et al., 2003; MAERZ et al., 2011), que propuseram também modelos para a colisão devido à resposta inercial das partículas às flutuações turbulentas da velocidade e devido à ação do campo gravitacional (sedimentação diferencial). Por fim, propuseram um modelo aditivo que computava os três mecanismos, porém, sem promover o acoplamento entre a resposta inercial das partículas e os efeitos da gravidade (WANG et al., 1998).

Embora pareça que a modelagem da floculação esteja consolidada, a análise acurada dos modelos revela que eles foram construídos considerando uma concentração uniforme de partículas ao longo de todo o domínio (ZHOU et al., 1998; WANG et al., 1998; WANG et al., 2000).

Para escoamentos turbulentos, esta consideração parece incorreta, uma vez que, partículas com tempos de resposta inercial próximos à escala de tempo de Kolmogorov, têm seu movimento afetado pela ação dos pequenos vórtices, resultando no acúmulo de partículas nas regiões que apresentam baixa vorticidade e elevada taxa de deformação (ZHOU et al., 1998). Zhou et al. (1998) demonstraram que este acúmulo, chamado de concentração preferencial das partículas, influencia o número de colisões, resultando em uma frequência de colisões superior à predita pelo modelo de Saffman e Turner (1956), apontando para a importância do cômputo deste efeito nos modelos de colisão.

Já para escoamentos laminares, esta consideração parece razoável, visto que não há vórtices de turbulência e as partículas tendem a seguir o escoamento principal. Contudo, diversos estudos sobre escoamento bifásico em tubos helicoidalmente enrolados (THE) demonstram que nestes há uma segregação de fases, a exemplo dos trabalhos de Gao et al. (2002), Guo et al. (2010), Hart et al. (1988) e Czop et al. (1994). Os dois primeiros para escoamento sólido-líquido em regime turbulento, e os dois últimos para escoamentos líquido-gás.

Diante do exposto, verifica-se que os modelos de floculação atuais não são capazes de representar a floculação nos FTHs.

Sabe-se que as deformações viscosas do fluido apresentam grande influência na oportunidade de choques e, conseqüentemente, na floculação (CAMP e STEIN, 1943; KRAMER e

CLARK, 1997; PEDOCCHI e PIEDRA-CUEVA, 2005). Contudo, embora a taxa de deformação por cisalhamento venha sendo utilizada para a modelagem da floculação, em detrimento das taxas de deformações de maneira individual, não se conhece a relevância de cada componente do tensor taxa de deformação nem, tão pouco, o comportamento dessas deformações e sua distribuição na seção de escoamento em função de parâmetros geométricos dos FTHs.

Outro fator que também tem relevância na floculação é a concentração de partículas que, nos modelos atuais, é assumida uniforme em todo o reator, o que não é verdade para os FTHs. No entanto, embora existam trabalhos que apresentem informações sobre a segregação de fases em THE, estes foram feitos para regimes turbulentos e/ou para outros tipos de escoamento bifásico (líquido-líquido; líquido-gás e gás-sólido), havendo carência de informações acerca dessa segregação para escoamento sólido-líquido em regime laminar (condições geralmente encontradas na floculação em FTHs), assim como sua relação com parâmetros geométricos de projeto dos FTHs.

Neste contexto, buscando avançar no entendimento da floculação nos FTHs por meio de uma pesquisa de base que dê subsídios para futuras pesquisas aplicadas alcancem metodologias para a modelagem da floculação em FTHs, foram definidos os objetivos da presente tese, apresentados na seção a seguir.

2 OBJETIVOS

2.1 Objetivo Geral

Elucidar a influência da razão de curvatura dos Floculadores Tubulares Helicoidais nas deformações viscosas e na segregação de fases.

2.2 Objetivos Específicos

Compreender o comportamento das deformações viscosas do fluido no escoamento em Floculadores Tubulares Helicoidais;

Avaliar a segregação de fases em Floculadores Tubulares Helicoidais;

Estabelecer relações das deformações viscosas e da segregação de fases com a razão de curvatura dos Floculadores Tubulares Helicoidais.

3 REVISÃO DE LITERATURA E FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

3.1 Flocculação

A flocculação quando aplicada como uma das etapas de tratamento de água e efluentes desempenha um papel de grande importância, pois proporciona uma separação sólido-líquido mais eficiente, quer seja por sedimentação, flotação ou filtração.

Nas estações de tratamento de água (ETA) de ciclo completo, visa-se a redução dos sólidos suspensos, visto que a maioria dos agentes patogênicos presentes em águas brutas encontram-se associados a estes particulados em suspensão (VIANNA, 2002). Deste modo, uma redução na carga de sólidos suspensos conduz também a uma redução da concentração dos agentes patogênicos, melhorando a qualidade sanitária da água tratada reduzindo, assim, os custos operacionais de tratamento (BRIDGEMAN et al., 2009; 2010) bem como o consumo de reagentes de desinfecção.

Nessa etapa, as partículas desestabilizadas na etapa de coagulação (onde as forças de repulsão eletrostáticas foram minoradas como resultado da compressão da dupla camada elétrica) são submetidas a condições hidrodinâmicas que proporcionam o choque entre elas, já que a ocorrência da flocculação é dependente da oportunidade de contato entre as partículas que, por sua vez, é influenciada pela vazão de escoamento, pelas características geométricas do reator, pelas condições hidrodinâmicas do sistema, assim como pela concentração e granulometria das partículas (METCALF e EDDY, 1991).

Para que ocorra o choque entre as partículas, é necessário que elas apresentem deslocamento relativo, isto é, estejam em movimento uma em relação à outra e em rota de colisão. Este deslocamento pode ocorrer devido à agitação térmica das moléculas da água (movimentos pericinetos), pela agitação da massa líquida (movimentos ortocinetos) e/ou pela diferença entre suas velocidades de sedimentação (sedimentação diferencial) (SMOLUCHOWSKI, 1917; SAFFMAN e TURNER, 1956; ADACHI, 1995; TOMAS et al., 1999).

Nos flocculadores, há predominância dos movimentos ortocinetos, tendo em vista que a água a ser tratada é sempre submetida a algum tipo de agitação, tornando praticamente desprezíveis os efeitos dos movimentos pericinetos. Além disso, o correto dimensionamento de um flocculador exige que a agitação proporcionada apresente magnitude suficiente para prevenir a sedimentação no interior do reator (VAEZI et al., 2011), o que previne também os efeitos da sedimentação diferencial.

Os flocladores podem ser classificados pelo mecanismo de agitação da água em tratamento como flocladores mecanizados e flocladores hidráulicos. Nos flocladores mecanizados, a agitação da massa líquida é promovida por meio de agitadores mecânicos do tipo hélice. Já nos flocladores hidráulicos, a agitação é alcançada por meio de sucessivas mudanças de direção do escoamento (VIANNA, 2002).

Como pode ser visto acima, para que a floclação seja eficiente, diversos fatores devem ser considerados. De maneira geral, podemos agrupar estes fatores em dois grupos: físico-químicos, que influenciam na adesão entre as partículas; e hidrodinâmicos que influenciam na oportunidade de contato entre as partículas em suspensão e no crescimento dos flocos.

3.1.1 Aspectos físico-químicos da floclação

As partículas sólidas inorgânicas presentes na água a ser tratada são produto do desgaste de rochas e solos ao longo de sua bacia hidrográfica. Este desgaste promove a fragmentação dos cristais e, conseqüentemente, o surgimento de sítios carregados em suas superfícies.

Os sítios de carga da superfície das partículas, quando submersos na água, atraem íons de carga oposta (contra-íons) que são aprisionados por forças eletrostáticas fortes. Este aprisionamento causa o ordenamento de cargas de sinais opostos dos dois lados da interface sólido-líquido, que é chamado de dupla camada elétrica ou camada compacta (BALTAR, 2010).

Ao redor da camada compacta, forma-se uma camada difusa de íons que, em sua maioria, apresentam mesmo sinal da superfície da partícula (co-íons).

Essas camadas de íons ao redor das partículas conferem uma carga superficial com magnitude suficiente para criar uma barreira energética que supera as forças atrativas de van der Waals e evita o choque e a adesão entre as partículas. O processo empregado para diminuir a repulsão eletrostática é chamado de coagulação.

Para que ocorra a coagulação, com conseqüente compressão da dupla camada e desestabilização do sistema, adiciona-se algum eletrólito (coagulante) capaz de se aderir a superfície da partícula reduzindo sua carga superficial e a barreira energética que previne o contato interpartículas (BRIDGEMAN et al., 2009; 2010). Os principais coagulantes empregados no tratamento de água são o sulfato de alumínio $[Al_2(SO_4)_3]$, o sulfato férrico $[Fe_2(SO_4)_3]$ e o cloreto férrico $[FeCl_3]$ (VIANNA, 2002) que, quando dissolvidos em água,

apresentam dissociação de seus íons, liberando cátions de Al^{3+} ou Fe^{3+} que podem se aderir à superfície da partícula, reduzindo assim sua carga de superfície.

No entanto, esses cátions rapidamente se ligam aos ânions hidroxilas (OH^-) presentes na água precipitando na forma de hidróxidos que não apresentam mais a capacidade de coagulação e desestabilização das cargas superficiais. Deste modo, assim que se adiciona o eletrólito, a água a ser tratada deve ser submetida a uma vigorosa agitação, por um curto intervalo de tempo ($<10\text{s}$) para proporcionar maior oportunidade de encontros entre as partículas e os cátions, antes da formação dos hidróxidos insolúveis. A este processo dá-se o nome de mistura rápida (VIANNA, 2002). Após esta etapa, a água em tratamento está pronta para seguir para a etapa de floculação, ou mistura lenta, que recebe este nome devido à baixa agitação que água em tratamento é submetida e aos elevados tempos de detenção hidráulica dos floculadores comumente empregados.

A Figura 3.1 apresenta uma representação das forças (a) antes e (b) após a etapa de coagulação em função da distância de separação entre as partículas (D). Esta figura é uma interpretação da teoria DLVO que descreve o efeito combinado das forças eletrostáticas repulsivas e das forças atrativas de van der Waals entre duas partículas.

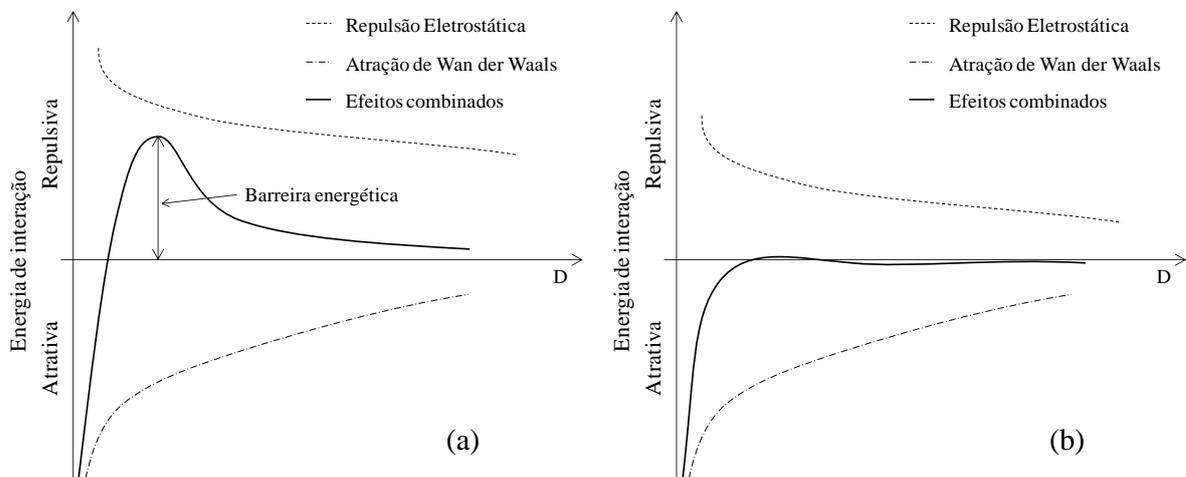


Figura 3.1 – Representação das forças resultantes (a) antes e (b) depois da coagulação.

Como pode ser visto na representação da Figura 3.1, uma vez que as partículas estejam com suas cargas superficiais bastante reduzidas, os efeitos da repulsão eletrostática também são reduzidos, prevalecendo, a curtas distâncias, as forças atrativas de Van der Waals, de modo que, quando há o choque entre duas partículas, estas se atraíam e fiquem aderidas (BURNS et al., 1997; THOMAS et al., 1999).

Nos modelos de floculação, a desestabilização das partículas é computada pela eficiência de colisão (α_c) que varia entre 0 e 1. Quando o sistema apresenta-se estável, sem a redução da barreira energética, α_c tende a zero. No extremo oposto, quando a desestabilização é completa, esta eficiência tende ao valor unitário.

3.1.2 Aspectos hidrodinâmicos da floculação

Na seção anterior, comentou-se que a floculação ocorre em ambientes com baixa intensidade de mistura e com elevados tempos de detenção hidráulica (Tdh), quando esta etapa é realizada nos floculadores atualmente empregados nas ETAs. Nesta seção, serão discutidos alguns aspectos hidrodinâmicos desta etapa buscando elucidar melhor as colocações anteriores.

Conforme mencionado anteriormente, nos processos industriais de tratamento de água, o principal mecanismo de floculação presente é a floculação ortocinética, onde introduz-se energia externa à massa líquida que, por sua vez, transfere essa energia às partículas em suspensão aumentando a oportunidade de choque entre elas (VIANNA, 2002).

Partindo-se do exposto no parágrafo acima, pode-se inferir que quando maior a agitação maior será a oportunidade de choque entre as partículas e, conseqüentemente, maior a floculação. No entanto, tem-se que levar em conta a resistência mecânica dos flocos, visto que eles estão fracamente unidos pelas forças atrativas de Van der Waals (JARVIS et al., 2005).

Deste modo, a agitação nos floculadores deve ser suficiente para manter as partículas em suspensão, prevenindo a sedimentação e promovendo o choque entre as partículas, mas deve ser tão branda quanto possível para não promover a quebra e desestruturação dos flocos já formados (JARVIS et al., 2005).

A agitação em reatores e principalmente em floculadores pode ser quantificada por uma variável G (chamado de gradiente de velocidade quadrático médio) que está relacionado com a dissipação de energia da massa líquida devido ao trabalho das forças viscosas (CAMP e STEIN, 1943).

Em floculadores convencionais, tanto mecanizados quanto hidráulicos, é comum empregar-se valores de G variando entre 10 e 100 s^{-1} com Tdhs que podem chegar a 30 minutos.

Uma maneira bastante empregada para avaliar a oportunidade de choque entre as partículas é o chamado Número de Camp (Ca), um parâmetro adimensional resultado do produto entre o

Tdh e o G , apresentando valores típicos entre 10^4 e 10^5 (ELMALEH e JABBOURI, 1991; MCCONNACHIE et al., 1999).

Para prevenir a quebra de flocos e favorecer seu crescimento, muitos flocladores apresentam os valores de G escalonado (DI BERNADRO et al., 2000). Em outras palavras, estes reatores são dimensionados e construídos como câmaras sequenciais, com o valor do G decrescente e com Tdh crescente de montante para jusante, de modo a manter-se praticamente constante o valor de Ca .

Como já mencionado, nos flocladores mecanizados a agitação é proporcionada por agitadores mecânicos do tipo hélice, enquanto que nos flocladores hidráulicos, esta agitação é promovida por mudanças sucessivas da direção de escoamento.

No caso dos flocladores mecanizados, as regiões próximas ao agitador apresentam elevados valores de gradiente de velocidade pontual (G_p), enquanto que as regiões mais distantes deste apresentam valores reduzidos (BRIDGEMAN et al., 2010; SAMARAS et al., 2010), o que leva a um G médio dentro da faixa esperada para a floclação.

Nos flocladores hidráulicos atualmente empregados nas ETAs, fenômeno semelhante se observa. Nas regiões onde o escoamento muda de direção, há uma elevação abrupta do valor de G_p , enquanto que nos trechos retos do escoamento, esses valores são sensivelmente reduzidos (HAARHOFF e VAN DER WALT, 2001; SALGADO, 2006).

Desta forma, dentro de uma mesma câmara, os flocos são submetidos a regiões com G_p superiores ao G , o que pode promover quebra e limitar o crescimento dos flocos (JAVIS et al., 2005). E regiões onde, após crescimento, podem sedimentar devido à baixa agitação.

Uma solução para não ocorrer tais variações pode ser o emprego de reatores tubulares. No entanto, em um reator tubular reto operando em regime laminar, há pouca troca entre as camadas do fluido, o que leva a uma baixa transferência de energia da massa líquida para as partículas, conduzindo a uma pequena taxa de floclação quando comparada com um reator tubular de conformação helicoidal que apresenta uma taxa extra de mistura devido ao escoamento secundário, típico do escoamento em reatores com essas configurações (GREGORY, 1981; GREGORY 1982).

3.2 Floculadores Tubulares Helicoidais – Estado da Arte

Configurações tubulares helicoidalmente enroladas vêm ha muito sendo utilizadas na indústria como trocadores de calor, reatores químicos, misturadores, entre outros, também sendo encontrado na natureza em vasos sanguíneos e em dutos de água nos vegetais (YU et al., 2003). O emprego dessas configurações como floculador foi inicialmente noticiado na década de 1980 por Grohmann et al. (1981) e Gregory (1981).

Os floculadores tubulares helicoidais (FTHs) são constituídos basicamente de um tubo de seção circular, enrolado de maneira helicoidal com uma determinada distância entre voltas, podendo ser enrolado de maneira horizontal (Figura 3.2a), com eixo de enrolamento perpendicular ao campo gravitacional, ou vertical (Figura 3.2b), com eixo de enrolamento paralelo ao campo gravitacional.

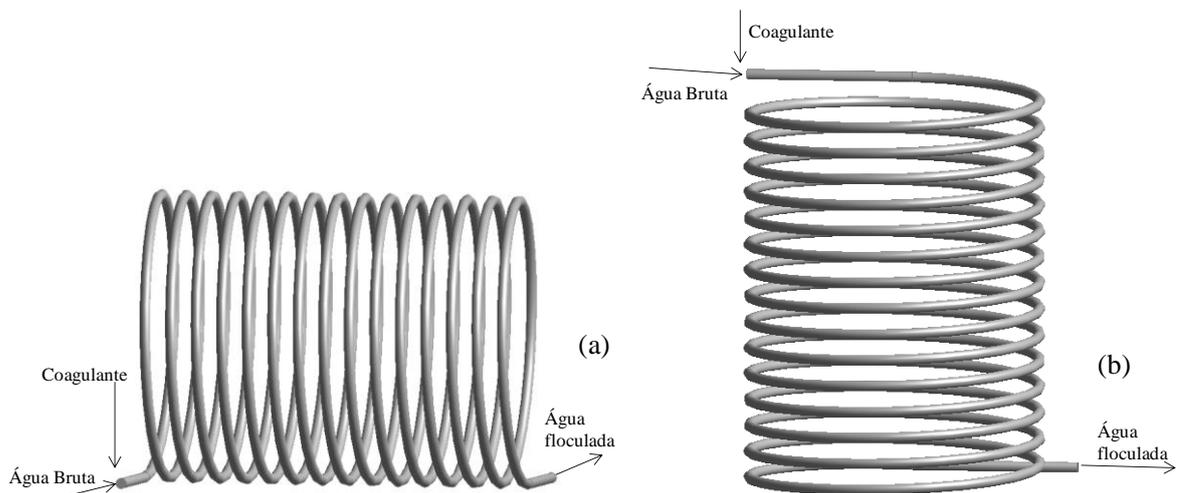


Figura 3.2 – Representação esquemática de FTH (a) com enrolamento horizontal e (b) com enrolamento vertical.

Como mencionado acima, suas primeiras aplicações noticiadas devem-se a Grohmann et al. (1981) e Gregory (1981). Grohmann et al. (1981) relatam que este reator possibilita uma melhor dissipação efetiva de energia com baixos índices de curtos-circuitos e zonas mortas. Eles estudaram a eficiência dos FTHs para a coagulação/floculação (formação de microflocos pela adição de FeCl_3 como coagulante) e floculação (formação de macroflocos pela adição do polímero poliácridamida) objetivando a remoção de fosfato e turbidez. Para verificar a aplicação destas configurações no processo de coagulação/floculação, os autores analisaram três situações distintas de gradiente de velocidade quadrático médio ($100, 150$ e 200 s^{-1}). Seus resultados demonstraram que são necessários baixos tempos de detenção ($\sim 14\text{s}$) para a

formação dos microflocos. Demonstraram também que, para a faixa de G analisada, quanto maior o valor de G , menor a turbidez remanescente. É importante salientar também que os melhores resultados foram obtidos para valores de G superiores aos geralmente praticados neste processo.

No processo de floculação com a adição de polímero floculante, os autores observaram uma queda abrupta na turbidez com o aumento do número de Reynolds ($Re \sim 3000$). Observaram também uma redução da turbidez remanescente com o aumento do número de Camp, tornando-se praticamente constante para $Ca \geq 4 \cdot 10^4$. Contudo, valores de $Ca = 2 \cdot 10^3$ já se mostraram suficientes para uma redução significativa da turbidez remanescente. Com relação ao tempo teórico de detenção, verificaram que com apenas 10s a turbidez já pôde ser removida satisfatoriamente.

No mesmo ano, Gregory (1981), aplicando a teoria de Smoluchowski (1917) para estimar a floculação ortocinética como resultado do escoamento laminar em tubos, analisou a floculação tanto para o caso de tubos retos quanto para tubos helicoidalmente enrolados. O autor observou que a configuração helicoidal apresenta uma taxa extra de mistura e uma taxa de cisalhamento mais uniforme, resultando em uma floculação aumentada.

Alguns anos mais tarde, Gregory (1983) apresentou a floculação em tubos helicoidalmente enrolados como um novo método de teste para a floculação. Ele observou que, em comparação com o teste de jarros, os testes nestas configurações podem ser realizados de maneira muito mais rápida e com melhor correspondência ao desempenho de unidades reais. Analisando seus resultados, pode-se observar que, para a mesma condição de água afluyente, a floculação no tubo helicoidalmente enrolado, em comparação com o teste de jarros, apresentou menor turbidez remanescente com menor dosagem de coagulante. Estes resultados indicam uma maior eficiência da floculação quando executada em reatores com este tipo de configuração.

Na mesma década, Vigneswaran e Setiadi (1986) apresentaram um estudo sobre floculação em floculadores helicoidais (ou espirais como chamados pelos autores). Num primeiro momento eles executaram uma série de experimentos, variando G (25, 50, 70 e 90 s^{-1}) e concentração inicial de sólidos (50 e 100 mg.L^{-1}) para comparar o desempenho dos floculadores helicoidais com o desempenho do teste de jarros sob condições idênticas. Observaram que, para aquelas condições, as mudanças no gradiente de velocidade praticamente não influenciaram a turbidez final obtida com o floculador tubular helicoidal, diferentemente do comportamento do teste de jarros, no qual, quanto maior o gradiente, maior

foi a turbidez final observada. Entretanto, estes dois reatores apresentam o mesmo comportamento em relação ao tamanho final dos flocos: quanto maior o gradiente de velocidade, menor o tamanho final dos agregados. Este comportamento pode ser explicado pelo fato de que quanto maior o gradiente de velocidade, maior a taxa de cisalhamento presente. É importante ressaltar que, para a faixa de valores de G estudadas, os flocos formados no floculador tubular helicoidal apresentaram-se maiores do que os obtidos no teste de jarros e alcançam seu máximo tamanho em um tempo de floculação menor. Os autores também demonstram que a configuração tubular helicoidal possibilitou uma melhor dissipação efetiva de energia podendo ser este o motivo do menor tempo de detenção para a formação dos flocos. Estas características sugerem uma maior eficiência do floculador tubular helicoidal já que, além de necessitar de um tempo menor para que os flocos alcancem seus tamanhos máximos, os agregados formados, por serem maiores, sedimentaram com maior velocidade.

No final da década de 80, Al-Hashimi e Ashjyan (1989) avaliaram a eficiência deste tipo de floculador no tratamento de água para abastecimento e a compararam com estudos em teste de jarros. Contrariamente ao observado por Vigneswaran e Setiadi (1986), os autores verificaram uma melhor eficiência de remoção percentual de turbidez para o teste de jarros do que para os floculadores tubulares helicoidais estudados. No entanto, seus resultados demonstram uma redução na diferença entre as remoções percentuais de turbidez das duas unidades com o aumento da turbidez inicial (concentração de sólidos). Eles também ressaltam algumas vantagens no uso de tubos helicoidalmente enrolados como floculadores, tais como os custos iniciais e de manutenção reduzidos, assim como menor área e energia requeridas, quando comparados com floculadores mecanizados. Além destes, mencionam também o menor tempo de detenção necessário para a formação dos flocos, concordando com os resultados obtidos por Vigneswaran e Setiadi (1986).

No início dos anos 90, Elmaleh e Jabbouri (1991) utilizaram esta configuração de floculador para estimar a energia necessária à floculação. Na mesma década, Hameed et al. (1995) realizaram outro estudo de laboratório que comparava um floculador de configuração helicoidal com um equipamento de floculação mecanizado. Em seus resultados observa-se que, quando analisada a turbidez residual em função do número de Camp (Ca), o comportamento em ambos os floculadores é semelhante. No entanto, nota-se que na floculação mecanizada os autores conseguiram uma turbidez residual mínima cerca de 5% inferior à alcançada no floculador tubular helicoidal. Porém, o número de Camp necessário

para esta turbidez mínima no floculador mecanizado é cerca de 26000, enquanto que na configuração helicoidal a mínima turbidez residual é obtida com Ca por volta de 5000. De acordo com os autores, esta diferença considerável entre os valores de Ca dos dois reatores demonstra que a configuração helicoidal proporciona uma boa remoção dos sólidos suspensos, com reduzido tempo de detenção hidráulica.

No início deste século, Thiruvengkatachari et al. (2002) apresentaram um sistema híbrido para remoção de matéria orgânica, no qual, as configurações helicoidais foram empregadas como misturador rápido e floculador, acoplados a um sistema de microfiltração.

Em 2003, Carissimi (2003) desenvolveu um extenso estudo em um floculador tubular helicoidal, analisando fisicamente a influência de alguns parâmetros dos floculadores tubulares helicoidais na eficiência do processo, enfocando principalmente, as variações de vazão e volume do reator. Seus resultados apresentaram uma grande eficiência de floculação com baixos tempos de detenção, concordando com os resultados encontrados por Hameed et al. (1995).

Com base nos estudos de Carissimi (2003), Sartori (2006) promoveu uma caracterização hidrodinâmica de floculadores tubulares helicoidais utilizando modelagem numérica computacional. O autor observou que os floculadores tubulares helicoidais apresentam uma constância nos valores de G ao longo de todo seu comprimento, sendo notada pequena variação apenas nas porções iniciais do reator devido ao desenvolvimento do escoamento que, nessas porções, ainda está sofrendo influência do fluxo que entra no reator com outro perfil. Observou também que o gradiente de velocidade, quando analisado em uma seção transversal ao escoamento principal, mostra-se praticamente constante na porção central do reator, tanto ao longo de perfis verticais quanto horizontais, percebendo-se variações significativas apenas nas porções próximas às paredes devido a condição de não escorregamento do fluido junto aos contornos sólidos. Essas porções onde há variação significativa de G tendem a diminuir com o aumento da vazão, porém esse efeito perde importância com a redução do diâmetro do tubo formador do reator. A constância dos valores de G aparece como uma vantagem sobre os floculadores hidráulicos convencionais uma vez que não submete os flocos ora formados a zonas de elevada transferência de energia que pode levá-los à ruptura.

No mesmo ano, Pelissari (2006) verificou a influência de parâmetros de projeto no desempenho de floculadores tubulares helicoidais aplicados ao tratamento de água para abastecimento, variando além da vazão de escoamento, o diâmetro do tubo formador do reator, o diâmetro de enrolamento e o espaçamento entre as voltas. A autora observou valores

de remoção de turbidez de até 93% nas configurações com menores níveis de energia ($G > 114$). Observou também que a eficiência desses reatores na remoção de turbidez é inversamente proporcional aos números adimensionais de Dean (De) e Germano (Ge), que caracterizam a curvatura e a torção, respectivamente, e estão relacionados com o número de Reynolds (Re) do escoamento.

No ano seguinte, Silva (2007) avaliando a influência da geometria e da dinâmica do escoamento de flocladores helicoidais na redução de turbidez, utilizando modelagem física, obteve resultados que demonstram que a eficiência na remoção de turbidez é inversamente proporcional ao nível de energia (e , conseqüentemente, inversamente proporcional à perda de carga, à G , ao Ca , ao Re , ao De e ao Ge), e relacionou o aumento de energia à quebra de flocos ou a sua não formação, devido à maior intensidade de choque entre as partículas. Esses resultados corroboram os resultados de Pelissari (2006).

Carissimi et al. (2007) buscando caracterizar a elevada dissipação de energia nos FTHs, compararam o desempenho destes flocladores com o desempenho de flocladores mecanizados e flocladores tubulares retos. Os autores observaram que, para um mesmo Ca , os flocos formados no FTH apresentaram maior velocidade de sedimentação do que os formados no floclador mecanizado, demonstrando que os FTHs formam flocos maiores e mais densos para um mesmo valor de Ca .

Na comparação com um floclador formado por um tubo reto com o mesmo Tdh , os autores também observaram que os flocos formados no FTH apresentaram maior velocidade de sedimentação, atribuindo este efeito a melhor estruturação dos flocos formados no FTH, o que os leva a apresentar maior densidade.

Por fim, os autores relatam que nem G nem Ca são suficientes para caracterizar o processo de agregação em FTHs pois não levam em conta os efeitos hidrodinâmicos locais presentes no escoamento em unidades helicoidais.

Avaliando a influência do comprimento do tubo formador do FTH (e , conseqüentemente, do seu Tdh) na remoção de turbidez Oliveira (2008) observou que, para uma dada condição, a eficiência de remoção de turbidez cresce com o aumento do comprimento do reator até um dado valor e depois decresce, demonstrando a existência de um comprimento ótimo, que por sua vez é dependente dos demais parâmetros do escoamento (G , De , Ge , Re e Ca).

Mais recentemente, um estudo semelhante foi conduzido por Vaezi et al. (2011). Neste trabalho, os autores avaliaram a evolução da distribuição do tamanho de agregados, o

tamanho e a densidade dos flocos formados, com o aumento do Tdh, variando o comprimento do reator, mantendo constante a vazão de alimentação, o diâmetro do tubo e o diâmetro de enrolamento.

Observaram que, para as condições de estudo, os flocos formados nos reatores com Tdh pequeno apresentavam um crescimento rápido, porém com uma estrutura mais aberta do que os formados com maiores Tdhs, atingindo um estado estacionário dinâmico com Tdh a partir de 90s, com pequenas variações no tamanho médio dos flocos e de sua distribuição granulométrica. No entanto, nota-se uma pequena redução do tamanho máximo de floco.

Embora em uma faixa limitada de experimentos, esse resultado demonstra que há um Tdh ótimo, no qual os agregados alcançam sua maior rigidez e densidade, corroborando os resultados de Oliveira (2008).

Nó último ano, Oliveira (2014) apresentou um aperfeiçoamento do modelo de previsão de desempenho de FTHs proposto por Oliveira (2008), introduzindo parâmetros hidrodinâmicos, obtidos pela via da fluidodinâmica computacional. A introdução desses novos parâmetros promoveu uma maior aderência do modelo ao processo físico, avançando no caminho da definição de uma metodologia para dimensionamento dessas unidades.

Como pode ser notado nos relatos dos trabalhos descritos acima, os FTHs apresentam uma floculação mais eficiente do que os floculadores comumente empregados nas ETAs, formando flocos maiores, em um menor Tdh.

Essas características podem ser estar relacionadas ao tipo de escoamento que se desenvolve no interior desses reatores. A seção a seguir apresentará uma discussão sobre o escoamento em tubulações helicoidalmente enroladas, buscando elucidar suas peculiaridades.

3.3 Escoamento Monofásico em Tubos Helicoidalmente Enrolados

O escoamento em tubos helicoidalmente enrolados (THE) se desenvolve de uma maneira diferente do escoamento em um tubo reto, apresentando características muito peculiares, como poderá ser visto nas subseções seguintes.

Eustice (1910) já havia verificado em seus experimentos que a resistência ao escoamento em um tubo helicoidal era muito maior do que em um tubo reto de mesmo diâmetro e comprimento. Além disso, verificou o que ele chamou de “inexistência” de velocidade crítica (que caracteriza o final do regime laminar) no escoamento em THE. Atualmente, sabe-se que

a turbulência é “atrasada” no escoamento em THE, com final do escoamento laminar em Re maiores do que no caso de um tubo reto (MISHRA e GUPTA, 1979; CINCOLINI e SANTINI, 2006; VASHISTH et al., 2008).

Estes efeitos podem ser atribuídos ao deslocamento feito pelos elementos de fluido durante sua passagem no interior do reator. Em 1911, Eustice (1911) realizou uma série de experimentos se valendo da técnica de traçadores para visualizar o escoamento em diversas configurações de tubos curvados. O autor pôde visualizar que, ao contrário do que ocorre em um tubo reto, onde os elementos de fluido seguem trajetórias praticamente paralelas às paredes do reator, no escoamento em tubulações curvadas, há um deslocamento helicoidal desses elementos. Com isso, pôde verificar a existência de um escoamento secundário, perpendicular à direção principal do escoamento, sendo este resultado do gradiente de pressão gerado pela ação da força centrífuga (DEAN, 1927; DEAN, 1928; WHITE, 1929; CINCOLINI e SANTINI, 2006).

Além do escoamento secundário, a ação da força centrífuga causa o deslocamento do máximo da velocidade axial do centro da seção de escoamento para o lado externo à curvatura do tubo, como demonstrado, por exemplo, nos resultados experimentais de Yu et al. (2003).

Dean (1927) foi o primeiro a equacionar a situação de um tubo curvado sem torção (toróide). Seus resultados confirmaram as observações de Eustice (1911). No final da década de 1920, este mesmo autor (DEAN, 1928) mostrou que, para uma dada pressão de entrada, a relação entre a redução da vazão do escoamento e a curvatura dependia de uma única variável K ($= 2Re^2(d/D)$), onde Re é o número de Reynolds, d é o diâmetro do tubo e D é o diâmetro de curvatura), mais tarde adaptada para o caso geral de tubos helicoidais e chamada de número de Dean (De - Equação 3.5) que representa uma medida da magnitude do escoamento secundário (BERGER et al., 1983; LIU e MASLIYAH, 1993).

Esta adaptação diz respeito à substituição da razão entre o diâmetro do tubo e o diâmetro de curvatura, chamada por Dean (1927) de razão de curvatura, por um parâmetro que leva em conta o raio do enrolamento e o passo (p , que representa o aumento do tamanho global do reator a cada revolução), chamado na literatura de curvatura (κ) (Equação 3.1). Os principais parâmetros geométricos dos THEs podem ser vistos na Figura 3.3a.

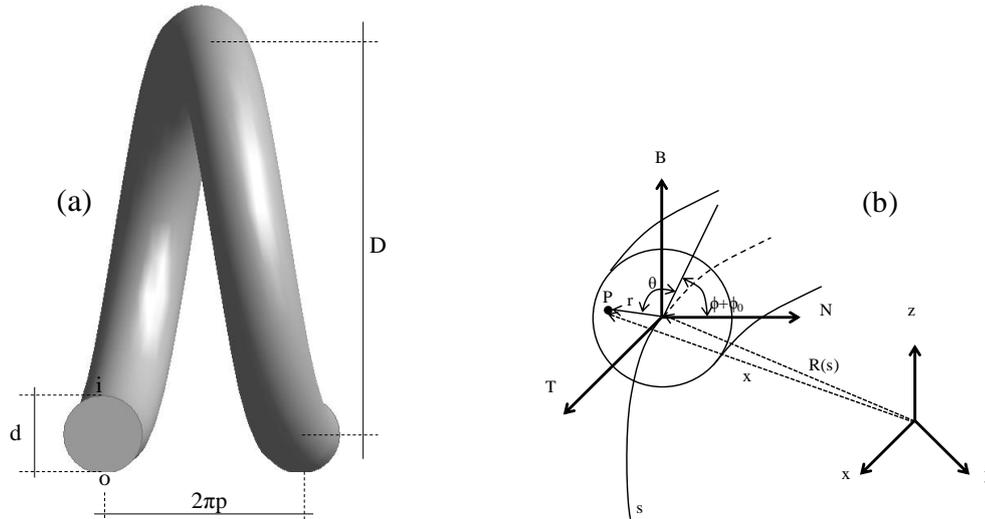


Figura 3.3 – (a) Representação dos parâmetros geométricos dos THE; e (b) Sistema de coordenadas helicoidais (adaptado de Germano, 1982). Os pontos “i” e “o” denotam os lados interno e externo à curvatura do helicóide, respectivamente.

$$De = \sqrt{\kappa d} \cdot Re \quad 3.1$$

$$\kappa = \frac{R}{R^2 + p^2} \quad 3.2$$

onde: $R = D/2$.

Para investigar os efeitos da torção no escoamento em tubos helicoidais, Germano (1982) introduziu um sistema de coordenadas ortogonais ao longo de uma curva espiral genérica (Figura 3.3b), chamado de sistema de coordenadas helicoidais. Nesse sistema, as coordenadas são tomadas com referência a um eixo coordenado composto por uma componente tangencial à linha central do reator (T), uma componente normal a esta curva (N) e uma componente binormal (B), perpendicular às demais componentes. Nesse sistema pode-se avaliar mais facilmente o escoamento secundário e a ação da força centrífuga no escoamento.

Mais tarde (GERMANO, 1989), estendeu as equações de Dean (1927) para o caso helicoidal e observou que o escoamento depende não só do número de Dean, mas também de um parâmetro λ/Re , onde λ é a razão entre a torção (τ) (Equação 3.3) e a curvatura (κ) (Equação 3.4). Observou também que o efeito da torção é mais pronunciado para baixos números de Reynolds, o que foi mais tarde confirmado por Hüttl e Friedrich (2000) por meio de simulação direta computacional (DNS).

$$\tau = \frac{p}{R^2 + p^2} \quad 3.3$$

Devido aos estudos do escoamento em tubos helicoidais desenvolvidos por Germano (1982, 1989), alguns autores utilizam, para quantificar o efeito da torção, um parâmetro denominado número de Germano (3.4) que representa uma medida direta da razão entre as forças de torção e as forças viscosas (LIU e MASLIYAH, 1993).

$$Ge = \tau d \cdot Re \quad 3.4$$

3.3.1 Escoamento Secundário e Velocidade Axial

Conforme comentado acima, o escoamento secundário, típico do escoamento em configurações curvadas (BERGER et al., 1983), é fruto do gradiente de pressão causado pela ação da força centrífuga.

Este gradiente de pressão se desenvolve devido à diferença de velocidade axial entre o fluido na porção central do escoamento, que apresenta elevada velocidade axial e, como consequência, elevada ação centrífuga, e o fluido próximo aos contornos sólidos do reator que, devido ao não escorregamento do fluido junto à parede, apresenta baixa velocidade axial, experimentando baixa ação centrífuga (CINCOLINI e SANTINI, 2006).

Como consequência da maior ação centrífuga sofrida pelo fluido na região central do escoamento, este é direcionado para a parede externa à curvatura, onde bifurca-se e escoam mais lentamente próximo à parede do tubo, em direção à porção interna à curvatura, formando dois vórtices que rodam em sentido contrário (BERGER et al., 1983; HÜTTL e FRIEDRICH, 2000; CINCOLINI e SANTINI, 2006). Esses vórtices apresentam-se simétricos com relação a um plano central perpendicular ao eixo de enrolamento, em escoamentos toroidais (sem aplicar torção ao tubo) (DEAN, 1927; BERGER et al., 1983). No entanto, no caso de um THE, há uma perda da simetria entre os vórtices, com aumento do vórtice cujo sentido de rotação é o mesmo da torção, e uma redução do vórtice que com sentido de rotação oposto (CINCOLINI e SANTINI, 2006). Com o aumento da distância entre voltas, o vórtice com sentido de rotação oposto ao da torção vai diminuindo até desaparecer, enquanto que o outro vórtice aumenta e ocupa praticamente toda a seção de escoamento (YAMAMOTO et al., 2002; CINCOLINI e SANTINI, 2006). Além disso, a torção provoca uma inclinação, na direção da força centrífuga, do plano que divide os dois vórtices (YAMAMOTO et al., 2002).

Assim como a torção causa uma inclinação no plano que divide os vórtices do escoamento secundário, ela também afeta as características da velocidade axial em THE.

Como dito anteriormente, a velocidade axial em tubos curvados apresenta um deslocamento do seu máximo em sentido da parede externa ao enrolamento. Mapas de isocontornos de velocidade axial de escoamentos em THE apresentam um deslocamento angular das isolinhas (no sentido da força centrífuga), quando comparados com mapas obtidos para escoamentos toroidais, como pode ser visto no trabalho de Jayakumar et al. (2008). No entanto, essas inclinações são pouco percebidas para pequenas distâncias entre voltas (caso dos FTHs).

Devido ao deslocamento da velocidade axial máxima para o lado externo à curvatura, seu perfil, ao contrário do escoamento em um tubo reto, é diferente dependendo da sua orientação. Como pode ser visto, por exemplo, nos trabalhos de Hüttl e Friedrich (2000), Yu et al. (2003) e Sartori (2006), o perfil paralelo ao eixo de enrolamento apresenta-se simétrico, com dois picos próximos aos contornos sólidos e um grande platô central. Já o perfil perpendicular ao eixo de enrolamento, apresenta um máximo próximo ao contorno do lado externo à curvatura, com valores decrescentes no sentido da parede do lado interno.

3.3.2 Taxa de deformação devido ao cisalhamento em THE

A taxa de deformação por cisalhamento (TDC) em THE também apresenta um perfil bastante diferenciado, quando comparado com o perfil obtido pelo escoamento e um tubo reto. Esta constatação pode ser feita confrontando o perfil da TDC para um tubo reto, apresentado por Gregory (1982), e os perfis da TDC apresentados por Sartori (2006).

Nesta comparação, pode-se notar que, no escoamento em um tubo reto, o perfil apresenta-se simétrico em relação ao eixo do tubo, com o mínimo no centro da seção ($TDC = 0$) e dois máximos nos contornos, com valores 50% maiores do que o valor médio do parâmetro em análise, variando linearmente entre esses dois extremos. Além disso, a forma do perfil não é dependente da sua localização, isto é, os perfis são semelhantes independentemente de se tomar um perfil vertical ou horizontal ou, ainda, com qualquer inclinação em relação a estes.

Já no THE, a orientação do perfil conduz a curvas de diferentes formas. O perfil paralelo ao eixo de enrolamento apresenta certa simetria em relação ao eixo do tubo, com dois picos próximos aos contornos sólidos, mas com um grande platô central (cerca de 80% da seção) de valores inferiores ao valor médio. Já no perfil perpendicular ao eixo de enrolamento do

helicóide, percebe-se também dois picos com um grande platô central, mas com grandes diferenças em relação à seus valores. Em outras palavras, no lado externo à curvatura há um pico com valores sensivelmente superiores aos encontrados do lado interno ao enrolamento.

Como podemos verificar no trabalho de Galier et al. (2003), em um toróide, o valor mínimo da TDC ocorre exatamente no lado interno ao enrolamento. Já nos THE, há um deslocamento desse mínimo devido à torção imposta ao tubo que, como visto anteriormente, altera a posição dos vórtices do escoamento secundário e o perfil da velocidade axial. Esse deslocamento do valor mínimo da TDC também é observado no trabalho de Guigui et al. (1998).

3.3.3 Número de Reynolds Crítico em THE

Como já apontado por Eustice (1910; 1911) no início da segunda década do século passado, e posteriormente verificado por diversos autores (p. ex. TAYLOR, 1929; WHITE, 1929; MISHRA e GUPTA, 1979; CINCOLINI e SANTINI, 2006), a turbulência em THE ocorre de maneira “atrasada” em comparação ao escoamento em um tubo reto submetido à mesma vazão de escoamento. Em outras palavras, seu número de Reynolds crítico (Re_{crit}) é superior ao Re_{crit} de um tubo reto de mesmo diâmetro.

Diversos pesquisadores propuseram expressões empíricas para determinar o Re_{crit} em THE. Vashisth et al. (2008) apresentam um apanhado dessas expressões.

Analisando as expressões propostas, observa-se que, de maneira diferente do que em um tubo reto, o valor de Re_{crit} é dependente, não só do raio do tubo (r), mas também da razão deste pelo raio de enrolamento (R), aumentando seu valor com a diminuição de R . No entanto, em sua maioria, as expressões não levam em conta o passo do helicóide, com exceção da equação apresentada por Mishra e Gupta (1979) (Equação 3.5), onde observa-se que um aumento do passo do helicóide conduz a uma redução no valor de Re_{crit} .

$$Re_{crit} = 1 \cdot 10^4 \frac{d}{R_c}; R_c = R \left[1 + \left(\frac{h}{2\pi R} \right)^2 \right]^{0,32} \quad 3.5$$

Esta elevação do Re_{crit} nos THE quando comparados com um tubo reto de mesmo diâmetro se dá pela supressão da propagação tridimensional da turbulência pelo escoamento secundário (MISHRA e GUPTA, 1979).

3.4 Escoamento Sólido-Líquido em Tubos Curvados

Como visto na seção anterior, o escoamento monofásico em tubos helicoidalmente enrolados é significativamente distinto daquele observado em tubos retos, com a presença de correntes secundárias e deformação do perfil da velocidade axial. No escoamento sólido-líquido, também são evidentes as diferenças.

Conforme relatado por Gao et al. (2002), em escoamentos com elevado número de Reynolds e partículas pequenas em relação ao diâmetro do tubo, ocorre uma segregação de fases promovida pela ação centrífuga do escoamento. Este efeito desloca as partículas sólidas para a parede externa ao enrolamento, por onde se mantêm escoando até a saída do reator, como podemos notar no trabalho de Guo et al. (2010). Este efeito de segregação também foi verificado por Kaushal et al. (2013) para o escoamento em curvas de tubulações.

No caso de escoamentos com baixo número de Reynolds, nota-se também uma tendência distinta da observada para os escoamentos com elevado Re , com deslocamento das partículas próximo à parede interna ao enrolamento. Esta tendência pode ser vista nas fotografias apresentadas por Toda et al. (1972), nos resultados de desgaste e perfis de concentração do trabalho de Mishra et al. (1998), e nas imagens de tomografia de resistência elétrica apresentados por Giguere et al. (2009), sendo estes trabalhos para curvas em tubulações.

Para tubos helicoidalmente enrolados, apenas Tiwari et al. (2006) apresenta resultados numéricos, obtendo também maior concentração de partículas sólidas no lado interno à curvatura. Este deslocamento para o lado interno à curvatura é atribuído ao arraste promovido pelo escoamento secundário nas partículas sólidas que, por estarem em um escoamento de baixa velocidade, sofrem maior influência da ação do campo de atração gravitacional e tendem a se deslocar na porção inferior do tubo. Nesta região, assim como na porção diametralmente oposta, o escoamento secundário apresenta maior magnitude, sendo capaz de transportar estas partículas, deslocando-as de sua posição natural de sedimentação.

No caso dos FTHs, onde os escoamentos apresentam baixo número de Reynolds e as partículas afluentes são, muitas vezes, micrométricas, espera-se efeito semelhante, com concentração destas no lado interno ao enrolamento. No entanto, com o crescimento dos flocos, é provável que estes acompanhem o centro dos vórtices do escoamento secundário. Como apontado por diversos autores no estudo de microcanais curvados (OOKAWARA et al., 2004; OOKAWARA et al., 2007; BHAGAT et al., 2008; OOZEKI et al., 2009; OOKAWARA et al., 2010), as partículas com diâmetro comparável (cerca de 10%) com o

diâmetro equivalente do microcanal tendem a seguir este caminho pois sofrem mais os efeitos da força de sustentação do que do arraste do escoamento secundário.

3.5 Sistema de Coordenadas Helicoidais Ortogonal (SCHO)

Como pode ser observado na Figura 3.3.b, o sistema de coordenadas helicoidais ortogonal é tomado a partir dos eixos T, N e B à curva helicoidal “s”. Em cada ponto desta curva, pode-se determinar as coordenadas dos vetores unitários nas direções descritas. Os valores de “r” e “ θ ” são tomados no plano N-B, sendo r a distância radial do centro da seção até um determinado ponto e forma um ângulo ($\theta + \phi + \phi_0$) com o eixo N.

O ângulo ϕ foi introduzido por Germano (1982) para tornar o sistema proposto ortogonal, uma vez que leva em consideração a torção do tubo, como pode ser visto na Equação 3.6. Já o ângulo ϕ_0 é um ângulo arbitrário introduzido pelo autor para coincidir o sistema por ele proposto com o sistema de coordenadas utilizado por Dean (1927; 1928).

$$\phi = - \int_{s_0}^s \tau(s') ds' \quad 3.6$$

onde τ é a torção do helicóide, dada pela equação (3.3).

3.5.1 Triedro de Frenet

A curva $\gamma(s)$ que descreve o helicóide formado pela linha central do tubo, é dada pela equação vetorial abaixo (Equação 3.7)

$$\gamma(s) = \left\{ R \cos\left(\frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}}\right); R \sin\left(\frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}}\right); \frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}} p \right\} \quad 3.7$$

Pela teoria do Triedro de Frenet, as coordenadas do vetor unitário na direção tangente (T) à curva s são dadas pela primeira derivada de $\gamma(s)$ (Equação 3.8)

$$T(s) = \gamma'(s) = \left\{ -\frac{R}{\sqrt{R^2 + p^2}} \sin\left(\frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}}\right); \frac{R}{\sqrt{R^2 + p^2}} \cos\left(\frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}}\right); \frac{p}{\sqrt{R^2 + p^2}} \right\} \quad 3.8$$

As coordenadas do vetor unitário normal à curva s (N) são dadas pela razão entre a derivada segunda de $R(s)$ e o módulo da derivada segunda de $R(s)$ (Equação 3.9)

$$N(s) = \frac{\gamma''(s)}{\|\gamma''(s)\|} = \left\{ -\cos\left(\frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}}\right); -\text{sen}\left(\frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}}\right); 0 \right\} \quad 3.9$$

E o vetor unitário binormal à curva s (B), perpendicular às duas direções acima, é resultado do produto vetorial de $T(s)$ e $N(s)$ (Equação 3.10)

$$B(s) = T(s) \times N(s) = \left\{ \frac{p}{\sqrt{R^2 + p^2}} \text{sen}\left(\frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}}\right); -\frac{p}{\sqrt{R^2 + p^2}} \cos\left(\frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}}\right); \frac{R}{\sqrt{R^2 + p^2}} \right\} \quad 3.10$$

A partir do exposto acima, pode-se chegar às Fórmulas de Frenet, dadas abaixo (Equações 3.11 a 3.13):

$$\frac{\partial T(s)}{\partial s} = \kappa(s) \cdot N(s) \quad 3.11$$

$$\frac{\partial N(s)}{\partial s} = -\kappa(s) \cdot T(s) + \tau(s) \cdot B(s) \quad 3.12$$

$$\frac{\partial B(s)}{\partial s} = -\tau(s) \cdot N(s) \quad 3.13$$

onde $\kappa(s)$ é a curvatura do tubo, dado pela Equação 3.14

$$\kappa(s) = \frac{R}{R^2 + p^2} \quad 3.14$$

3.5.2 Propriedades do SCHO de Germano (1982)

Fazendo-se uso das relações apresentadas acima, pode-se determinar a seguinte relação métrica (Equação 3.15):

$$dl \cdot dl = [1 - \kappa r \cos(\theta + \phi + \phi_0)]^2 (ds)^2 + (dr)^2 + r^2 (d\theta)^2 \quad 3.15$$

A partir desta relação métrica, define-se os fatores de escala para cada direção, como apresentado na Tabela 3.1.

A partir das relações métricas apresentadas acima, definem-se os vetores unitários paralelos às linhas coordenadas. Estes vetores são apresentados nas Equações 3.16, 3.17 e 3.18.

Tabela 3.1 - Fatores de escala para o sistema de coordenadas helicoidal.

Coordenada	Fator de escala
s	$1 - \kappa r \cos(\theta + \phi + \phi_0)$
r	1
θ	r

$$a_s = T \quad 3.16$$

$$a_r = N(s)\cos(\theta + \phi + \phi_0) + B(s)\sin(\theta + \phi + \phi_0) \quad 3.17$$

$$a_\theta = -N(s)\sin(\theta + \phi + \phi_0) + B(s)\cos(\theta + \phi + \phi_0) \quad 3.18$$

3.6 Modelagem da Flocculação

O processo de flocculação pode ser dividido em duas etapas (THOMAS et al., 1999): transporte e adesão. O primeiro é resultado dos movimentos pericinéticos, ortocinéticos e/ou da sedimentação diferencial. Já o segundo, é resultado da desestabilização das partículas e/ou da ação de algum polímero flocculante.

Em outras palavras, o transporte das partículas pelo fluido, aliado à ação das tensões de cisalhamento deformando os elementos de fluido, leva à colisão. No entanto, somente a colisão não garante a adesão das partículas, sendo necessária uma prévia redução da barreira energética e/ou a adição de algum polímero flocculante, capaz de agregar as partículas em suas longas cadeias formando os flocos. Estas etapas são computadas nos modelos de flocculação por meio de constantes e/ou expressões que representam a frequência de colisão (β) e a eficiência de colisão (α), respectivamente.

Em 1917, Smoluchowski (1917) apresentou um modelo para o processo de flocculação (Equação 3.19) baseado no balanço populacional, onde a variação temporal devido à agregação, de uma determinada classe de tamanho de partículas, é resultado do balanço entre o ganho de partículas devido à agregação de duas partículas de menor diâmetro, e a perda de partículas devido à flocculação destas, com conseqüente aumento de tamanho e mudança de classe.

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i=1 \\ i+j=k}}^{k-1} \alpha_c(i, j) \beta(i, j) n_i n_j - \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_c(i, k) \beta(i, k) n_i n_k \quad 3.19$$

onde: i, j e k = tamanhos discretos de partículas [m];

$\alpha_c(i, j)$ = eficiência de colisão [adimensional];

$\beta(i, j)$ = frequência de colisão [$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$]; e

n_i = concentração (em número) de partículas de tamanhos i [m^{-3}];

Na Equação 3.19, o primeiro termo do lado direito da igualdade representa o aumento no número de partículas de tamanho k devido à floculação de duas partículas de tamanhos i e j , cujo volume total do agregado é igual ao volume de uma partícula de tamanho k . O fator um meio na equação garante que, em todo o intervalo do somatório, nenhuma colisão seja considerada duas vezes. O segundo termo representa a redução no número de partículas k devido à colisão destas com outras partículas de diferentes tamanhos.

Cabe salientar que, no desenvolvimento desta equação, Smoluchowski (1917) assumiu que todas as colisões produziram agregação, adotando valor unitário para α .

Além de apresentar a Equação 3.19, Smoluchowski (1917) também apresentou equações para a frequência de colisão. As equações desenvolvidas por ele, assim como por outros autores, para escoamentos laminares, serão descritas na subseção a seguir.

3.6.1 Modelos de Colisão

A descrição matemática da colisão entre partículas depende do(s) mecanismo(s) atuante(s) (movimento Browniano, introdução de energia à massa líquida ou diferença entre as velocidades de sedimentação das partículas), o que torna essa tarefa um tanto complexa, mas que tem atraído a atenção de diversos pesquisadores.

3.6.1.1 Floculação Pericinética

A expressão que representa a colisão devido ao movimento Browniano (que leva a floculação dita pericinética) foi desenvolvida por Smoluchowski (1917) (Equação 3.20). Para alcançar esta expressão analítica, o autor assumiu que todas as partículas apresentavam o mesmo

tamanho inicial, eram esféricas e permaneciam esféricas após agregação, e que a colisão ocorreria apenas entre duas partículas.

$$\beta_P = \left(\frac{2k_B T_K}{3\mu} \right) \left(\frac{1}{a_i} + \frac{1}{a_j} \right) (a_i + a_j) \quad 3.20$$

onde β_P = frequência de colisão devido à agitação térmica da água (movimento Browniano);

k_B = constante de Boltzmann [$1,381 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$];

T_K = temperatura [K];

μ = viscosidade dinâmica da água [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$];

$a_i; a_j$ = raios das partículas i e j , respectivamente [m].

Como pode ser visto na equação acima, a frequência de colisão devido ao movimento Browniano é proporcional à razão entre a agitação térmica do meio fluido, querendo impor movimento, e a viscosidade do fluido, impondo resistência. Além disso, β apresenta relação com o raio das partículas envolvidas na colisão. Esta última relação, devido às ordens de grandeza dos termos da equação, apresenta maior influência na frequência de colisão.

No entanto, segundo Benes et al. (2007) e Meyer e Deglon (2011), pode-se deduzir que o movimento Browniano só pode ser considerado como mecanismo dominante no processo de colisão em situações onde o número de Péclet (Pe) (Equação 3.21) é menor do que a unidade, uma vez que Pe compara as forças relativas da convecção e da difusão.

$$Pe = \frac{av_{P_0}}{D_0} \quad 3.21$$

onde: D_0 = Constante de difusão de Stokes-Einstein para partículas individuais [$\text{m}^2.\text{s}^{-2}$] (Equação 3.22);

v_{P_0} = velocidade da partícula [m.s^{-1}];

a = raio da partícula [m].

$$D_0 = \frac{k_B T_K}{6\pi\mu a} \quad 3.22$$

Desta forma, assumindo-se que a situação onde haverá menor convecção seja aquela onde o fluido encontra-se parado, pode-se adotar a velocidade terminal de Stokes (Equação 3.23) como velocidade da partícula na Equação 3.21.

$$v_t = \frac{2 a^2 g (\rho_{i,j} - \rho)}{9 \mu} \quad 3.23$$

onde: g = aceleração da gravidade [m.s^{-2}];

$\rho_{i,j}$ e ρ = massa específica das partículas e do meio fluido, respectivamente [kg.m^{-3}].

Substituindo as Equações 3.23 e 3.22 na Equação 3.21 e adotando-se $Pe = 1$, encontra-se uma relação para a determinação do raio das partículas (Equação 3.24) para o qual o movimento Browniano apresenta relevância como mecanismo de colisão.

$$a = \sqrt[4]{\frac{3 k_B T_K}{4 \pi g (\rho_{i,j} - \rho)}} \quad 3.24$$

Adotando-se a massa específica da água para uma temperatura de 25°C (997kg.m^{-3}) e a massa específica das partículas como a massa específica da sílica (SiO_2) para a mesma temperatura (2650kg.m^{-3}) obtém-se um raio de partícula de aproximadamente $0,5\mu\text{m}$.

Diante do exposto, pode-se verificar que apenas partículas diminutas ($a < 0,5\mu\text{m}$) e em um fluido em repouso podem ser levadas à colisão predominantemente pelo movimento Browniano. Partículas superiores a este limite apresentam velocidades de sedimentação que sobrepõe os efeitos da difusão e podem colidir devido, principalmente, à sedimentação diferencial.

3.6.1.2 Floculação Ortocinética

Na floculação ortocinética, a colisão das partículas se dá devido, principalmente, à introdução de energia à massa líquida, quer seja por agitação mecânica (floculadores mecanizados) ou por mudanças de direção de escoamento (floculadores hidráulicos).

Os flocladores hidráulicos são comumente dimensionados de modo que o escoamento no interior das unidades permaneça no regime laminar. Como o presente trabalho trata de um a um floclador hidráulico, serão abordados nesse tópico apenas os modelos de colisão para este regime de escoamento. Além disso, como pode ser visto na seção 3.3, a turbulência em escoamentos que se desenvolvem no interior de tubos helicoidalmente enrolados se dá para valores de Re superiores aos observados em um tubo reto de mesmo diâmetro.

Uma vez que o fluido está em movimento e em escoamento laminar, as tensões de cisalhamento devido às diferentes velocidades das distintas regiões do escoamento deformam o elemento de fluido podendo levar à colisão as partículas que estiverem em seu interior (SMOLUCHOWSKI, 1917; CAMP e STEIN, 1943; KRAMER e CLARK, 1997; PEDOCCHI e PIEDRA-CUEVA, 2005).

Smoluchowski (1917) desenvolveu uma expressão para este tipo de colisão, considerando um escoamento laminar unidimensional cisalhante simples (Equação 3.25).

$$\beta_o = \frac{4}{3}(a_i + a_j)^3 \left| \frac{du}{dy} \right| \quad 3.25$$

onde: u = velocidade na direção x [$m.s^{-1}$];

y = direção vertical do escoamento, perpendicular a x [m].

Na tentativa de estender a equação de Smoluchowski (1917) para um escoamento tridimensional, Camp e Stein (1943) realizaram uma análise das tensões atuantes e suas consequentes deformações, em cada plano de um elemento de fluido.

A partir dessa análise, observaram que, em cada plano, a distorção ($\tau_{i,j}$) é proporcional à viscosidade do fluido multiplicada pelo gradiente de velocidade naquele plano (Equação 3.26).

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (a)$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (b) \quad 3.26$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (c)$$

onde: u , v e w = componentes da velocidade nas direções x , y e z , respectivamente.

Como o trabalho realizado pelo cisalhamento em cada plano é proporcional à deformação, concluíram que o trabalho por unidade de volume por unidade de tempo (Φ) para um dado plano, pode ser determinado pela Equação 3.27.

$$\Phi_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \quad (\text{a})$$

$$\Phi_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \quad (\text{b}) \quad 3.27$$

$$\Phi_{yz} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \quad (\text{c})$$

E que o trabalho total por unidade de volume por unidade de tempo é a soma dos trabalhos nos planos (Equação 3.28), que corresponde à dissipação de energia para um elemento de fluido.

$$\Phi = \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] = \mu G^2 \quad 3.28$$

onde: G = gradiente de velocidade absoluto em um ponto.

Após estas manipulações, os autores propuseram substituir o gradiente du/dy da Equação 3.25 pela variável G , obtendo a Equação 3.29.

$$\beta_o = \frac{4}{3} (a_i + a_j)^3 G \quad 3.29$$

Esta equação, embora bastante utilizada na modelagem da floculação, vem sendo alvo de críticas pelo uso da palavra “gradiente de velocidade” empregada pelos autores (KRAMER e CLARK, 1997; PEDOCCHI e PIEDRA-CUEVA, 2005).

Kramer e Clark (1997) demonstram que o tensor gradiente de velocidade (e_{lm}) pode ser decomposto em uma parte simétrica e uma antissimétrica. A Equação 3.30 apresenta este tensor em notação indicial, onde os índices subscritos podem assumir os valores 1, 2 e 3, que representam as direções x, y e z, respectivamente.

$$e_{lm} = \frac{\partial u_l}{\partial x_m} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} + \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_m} - \frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right) \quad 3.30$$

A parte antissimétrica (segundo termo do lado direito da segunda igualdade da Equação 3.30) corresponde à rotação do elemento de fluido que, como demonstrado pelos autores, não contribui para a colisão. Já a parte simétrica (primeiro termo do lado direito da segunda igualdade da Equação 3.30) corresponde ao tensor taxa de deformação que causa distorção no elemento de fluido. Desta forma, apenas a parte simétrica do gradiente de velocidade contribui para a colisão, demonstrando o equívoco conceitual cometido por Camp e Stein (1943) ao definir a variável G .

Diante do exposto, os autores verificaram que a frequência de colisão é proporcional à taxa de deformação normal a cada uma das faces do elemento de fluido. No entanto, a incorporação de todas as nove componentes do tensor taxa de deformação levaria a uma estimativa errônea do número total de colisões, produzindo um balanço populacional incorreto das classes de tamanho.

Para superar esta situação, os autores diagonalizaram o tensor taxa de deformação (que, por ser simétrico, pode ser diagonalizado sem perda de informações) e compararam as componentes, propondo que a dissipação de energia, computada na Equação 3.29 como G , seja computada como o valor absoluto da maior componente do tensor diagonalizado ($|e'_{m\acute{a}x}|$), visto que este é que promoverá a maior deformação do elemento de fluido e contribuirá efetivamente para a colisão.

Além disso, os autores observaram que a frequência de colisão era proporcional à esfera de colisão, cujo raio é igual à soma dos raios das partículas envolvidas na colisão, o que altera a constante do modelo proposto por Smoluchowski (1917) (Equação 3.31).

$$\beta_o = \frac{4}{3}\pi(a_i + a_j)^3 |e'_{m\acute{a}x}| \quad 3.31$$

Resultado semelhante também foi obtido por Pedocchi e Piedra-Cueva (2005). No entanto, os autores analisaram o valor da constante presente no modelo proposto por Smoluchowski (1917), Camp e Stein (1943) e Kramer e Clark (1997) e propuseram um valor variável para esta constante, em função do tipo de escoamento (Equação 3.32), apontando para a incorreção do valor empregado por Kramer e Clark (1997).

$$\beta_o = k_\alpha(a_i + a_j)^3 |e'_{m\acute{a}x}| \quad 3.32$$

onde: $\frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \leq k_\alpha \leq \frac{8}{3}$

Para alcançar esta proposta, os autores analisaram o fluxo através da esfera de colisão entre duas partículas. No caso de um fluido incompressível com escoamento unidimensional cisalhante simples, onde há velocidade apenas em uma direção e as deformações ocorrem em um plano, com magnitude da velocidade de dilatação igual a $|e'_{m\acute{a}x}|$, a constante assume seu valor mínimo. Porém, para o caso de um escoamento tridimensional incompressível, onde as principais velocidades de dilatação podem assumir valores intermediários entre $|e'_{m\acute{a}x}|/2$ e $|e'_{m\acute{a}x}|$, esta constante pode assumir o valor de $8/3$.

Esta análise demonstra que a constante inferida por Kramer e Clark (1997) conduz a valores errôneos da frequência de colisão. Ora superestimados (escoamentos unidimensionais) ora subestimados (escoamentos tridimensionais).

Além disso, fazendo uma análise crítica no trabalho de Camp e Stein (1943), observaram que aqueles autores adotaram, de maneira errônea, a função dissipação como apresentada na Equação 3.28, ao invés de adotar a definição físico-matemática desta (Equação 3.33), fato também apontado por Kramer e Clark (1997).

$$\Phi = \mu \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad 3.33$$

Ambos os autores demonstram que, como Camp e Stein (1943) partiram de uma análise em um plano e extrapolaram o campo de tensões para um volume, não computaram a ação das tensões normais em uma face atuando de maneira cisalhante nas faces perpendiculares a esta, o que levou a desconsideração dos termos entre colchetes.

Desta forma, sugerem que a variável G empregada no modelo de Camp e Stein (1943) seja determinada como apresentado na Equação 3.34 que representa a taxa de deformação por cisalhamento (TDC).

$$TDC = \sqrt{2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2} \quad 3.34$$

O valor da TDC está relacionado com $|e'_{m\acute{a}x}|$ por meio de uma função que leva em consideração a direção das velocidades de deformação em relação à esfera de colisão (Equação 3.35).

$$|e'_{m\acute{a}x}| = f_{\alpha} G \quad 3.35$$

$$\text{onde: } f_{\alpha} = (2\sqrt{\alpha^2 - \alpha + 1})^{-1}$$

α = ângulo entre as principais velocidades de dilatação e o eixo coordenado da esfera de colisão [rad].

Adotando-se esta relação para o modelo de colisão, obtemos o modelo apresentado na Equação 3.36.

$$\beta_0 = K_{\alpha} (a_i + a_j)^3 \cdot TDC \quad 3.36$$

$$\text{onde: } 4/3 \leq K_{\alpha} \leq 4\pi/9$$

Observa-se neste modelo que, para o caso de escoamento incompressível unidimensional cisalhante simples, ele se reduz ao modelo proposto por Smoluchowski (1917). No entanto, para um escoamento incompressível tridimensional, ele pode diferir bastante do proposto por Camp e Stein (1943) devido ao método de determinação de G , assim como do modelo proposto por Kramer e Clark (1997) devido ao valor variável de K_{α} .

3.6.1.3 Floculação Devido à Sedimentação Diferencial

Neste tipo de floculação, a colisão entre as partículas se dá devido à diferença de velocidade de sedimentação destas.

Esta diferença na velocidade de sedimentação se deve à ação da aceleração gravitacional que, atuando em partículas e/ou agregados de diferentes massas, resulta em uma força de atração gravitacional de diferentes magnitudes, levando-as a sedimentarem com velocidades diferentes (MEYER e DEGLON, 2011).

Desta forma, uma partícula de um determinado tamanho sedimentando no caminho de outra de maior massa provavelmente será atingida por esta última e, dependendo das condições físico-químicas das superfícies destas, levará à agregação.

A frequência de colisão devido a este mecanismo foi equacionada por Saffman e Turner (1956) enquanto os autores estudavam a colisão de gotas de chuva e seu movimento em relação ao ar, na ausência de turbulência (Equação 3.37). Conforme relatado por Zhou et al.

(1998) e por Meyer e Deglon (2011), esta equação é válida para partículas no regime de Stokes, e que apresentam massa específica superior à do fluido onde estão imersas.

$$\beta_{SD} = \pi g (a_i + a_j)^2 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{i,j}}\right) |\tau_{p_i} - \tau_{p_j}| \quad 3.37$$

onde: τ_{p_i} , τ_{p_j} = tempo de relaxação ou tempo de resposta inercial das partículas i e j , respectivamente [s].

O tempo de resposta inercial (τ) representa o tempo necessário para que uma partícula de um dado tamanho inicie seu movimento como resposta ao movimento do fluido e é dado pela Equação 3.38. Cabe salientar que esta equação foi obtida pela lei de Stokes para partículas pequenas e esféricas (SAFFMAN e TURNER, 1956).

$$\tau_{p_i} = 2a^2 \frac{\rho_i}{9\mu} \quad 3.38$$

Substituindo a Equação 3.38 na Equação 3.37 obtém-se a Equação 3.39, forma mais conhecida da equação de frequência de colisão devido à sedimentação diferencial, que relaciona β_{SD} diretamente com os raios das partículas ao invés de relacionar com seus tempos de relaxação.

$$\beta_{SD} = \frac{2\pi g}{9\mu} (\rho_{i,j} - \rho) (a_i + a_j)^3 |a_i - a_j| \quad 3.39$$

A análise desta equação permite notar que, quanto maior a diferença de densidades entre as partículas e o meio, maior será a frequência de colisão, que diminui com o aumento da viscosidade do fluido.

3.7 Modelagem Fluidodinâmica Computacional

A modelagem fluidodinâmica computacional (*Computational Fluid Dynamics – CFD*) tem se mostrado uma ferramenta muito valiosa na avaliação de reatores, possibilitando obter informações relevantes do escoamento nessas unidades, além de possibilitar a reprodução de diversas condições dinâmicas e geométricas com maior rapidez e custos reduzidos, quando comparados com modelos físicos (BRIDGEMAN et al., 2009).

Essa modelagem se baseia nos princípios da conservação da massa, da quantidade de movimento e da energia no interior do domínio, empregando equações diferenciais parciais não lineares acopladas que descrevem a evolução espacial e temporal do escoamento (OLIVEIRA, 2014).

Nos escoamentos bifásicos sólido-líquido, dois modelos têm sido comumente utilizados na *CFD*: o modelo de trajetória e o modelo de dois fluidos. No modelo de trajetória, o movimento da fase dispersa é determinado pelo acompanhamento das trajetórias das partículas individuais, com influência das forças de arraste e sustentação. Já no modelo de dois fluidos a natureza discreta da fase dispersa é negligenciada, sendo tratada também como uma fase contínua e interpenetrante no fluido, com resolução das equações de conservação da massa, momento e energia para cada fase (YEOH e TU, 2009). A abordagem de dois fluidos (ou Euleriana-Euleriana) foi empregada no presente trabalho. Neste contexto, as seções a seguir se dedicarão a este modelo, baseando-se no manual do aplicativo (ANSYS CFX, 2010), em Crowe et al. (1998), Yeoh e Tu (2009), e Rosa (2012).

3.7.1 Modelo de Dois Fluidos

Como mencionado acima, no modelo de dois fluidos as partículas sólidas (fase dispersa) são tratadas como uma fase contínua interpenetrante no fluido. Desta forma, o volume de cada fase é dado na Equação 3.40

$$V_m = \alpha_m V \quad 3.40$$

onde: α_m = fração de volume da fase m ;

$$V = \text{volume total} = \sum \alpha_i V.$$

A transferência de momento, massa e energia entre as fases é baseada na superfície de contato entre elas, caracterizada pela área interfacial por unidade de volume (A_{lp}). No modelo de partículas, que assume que uma fase (subíndice “ l ”, líquido) é contínua e outra dispersa (subíndice “ p ”, partícula), sendo a fase dispersa representada por partículas esféricas de diâmetro médio d_p , a área interfacial é dada pela Equação 3.41.

$$A_{lp} = \frac{6\alpha_p}{d_p} \quad 3.41$$

3.7.1.1 Equações Governantes

Como mencionado acima, no modelo de dois fluidos, ambas as fases são consideradas como um fluido contínuo e interpenetrante. Desta forma, em cada volume de controle, as equações de conservação são resolvidas para cada fase, levando-se em conta suas frações de volume naquele volume de controle. O acoplamento entre as fases é dado pela consideração das forças interfaciais. Segundo Yeoh e Tu (2009), as principais forças interfaciais atuantes são as forças de arraste, de sustentação devido ao gradiente de velocidades (força de sustentação de Saffman) e devido à rotação da partícula em um meio não rotacional (Força de sustentação de Magnus), de massa virtual e de Basset.

No caso em estudo, foram consideradas apenas as forças de arraste e sustentação de Saffman. A força de sustentação de Magnus não foi levada em conta visto que o escoamento em estudo é rotacional. A força de massa virtual, que se origina por causa da diferença na aceleração entre o fluido e a partícula se mostra mais relevante quando há uma significativa diferença entre as massas específicas das fases. Já a forma de Basset é dependente da história da trajetória da partícula que, no caso do modelo de dois fluidos, não é determinada para as partículas de maneira individual.

A seguir, são apresentadas as equações governantes que, como apresentado acima, são resolvidas para cada uma das fases envolvidas no escoamento. As equações estão dadas em notação indicial, onde os subíndices “i” e “j” assumem os valores 1, 2 e 3. No caso do sistema de coordenadas cartesiano, empregado pelo *software* utilizado nessa pesquisa para a solução numérica das equações, representam as direções x, y e z, respectivamente.

Equação da continuidade:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_m \rho_m v_{m_i}) = 0 \quad 3.42$$

onde: $m = p$ ou l ;

ρ_m = massa específica da fase p ou l [kg.m^{-3}];

v_{m_i} = velocidade da fase p ou l [m.s^{-1}].

Equação do Momento

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_m (\rho_m v_{m_i} v_{m_j}) \right] \\ = -\alpha_m \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \alpha_m \mu_m \left[\frac{\partial v_{m_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{m_j}}{\partial x_i} \right] \right\} + \alpha_m \rho_m g_i + M_{m_n} \end{aligned} \quad 3.43$$

onde: M_{m_n} = descreve as forças interfaciais agindo na fase l devido a presença da fase p .

No caso em questão:

$$M_{m_n} = Fd + Fl \quad 3.44$$

onde Fd = Força de arraste (*Drag force* - Equação 3.45);

Fl = Força de sustentação (*Lift force* – Equação 3.48).

$$Fd = \frac{1}{8} \rho_l C_D \pi d_p^2 |v_{l_i} - v_{p_i}| (v_{l_i} - v_{p_i}) \quad 3.45$$

onde: C_D = Coeficiente de arraste.

$$C_D = \frac{24}{Re_r} \cdot (1 + 0,15 Re_r^{0,687}) \quad 3.46$$

$$Re_r = \frac{\rho_l d_p |v_{l_i} - v_{p_i}|}{\mu_l} \quad 3.47$$

onde: μ_l = viscosidade cinemática do fluido [Pa.s]

$$Fl = 1,61 d_p^2 \frac{\sqrt{\mu_l \rho_l}}{\sqrt{|\omega_l|}} \left[(v_{l_i} - v_{p_i}) \times \omega_l \right] \quad 3.48$$

$$\omega_l = \nabla \times v_{l_i} \quad 3.49$$

4 MATERIAIS E MÉTODOS

Para alcançar os objetivos propostos na presente pesquisa, simulou-se cinco configurações de FTHs, tomando como referência a configuração empregada por Vaezi et al. (2011). A partir desta configuração, fez-se quatro variações de diâmetro de enrolamento, buscando avaliar a influência deste parâmetro nas deformações dos elementos de fluido, assim como na segregação de fases nos FTHs. Para o caso bifásico, foram simulados reatores com enrolamento horizontal, vertical e sem a influência do campo gravitacional, com o intuito de compreender a contribuição das forças atuantes sobre as partículas sólidas na distribuição destas ao longo do reator.

As seções a seguir descreverão as etapas metodológicas empregadas neste estudo.

4.1 Simulações Fluidodinâmicas

Como apresentado acima, foram simulados cinco configurações de FTHs, partindo-se da configuração estudada por Vaezi et al. (2011). As características desses reatores, assim como os parâmetros dinâmicos utilizados, são apresentados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Parâmetros dos FTHs simulados, com base no reator estudado por Vaezi et al. (2011).

Geometria	d [10^{-3} m]	D [10^{-3} m]	$2\pi p$ [10^{-3} m]	Q [10^{-6} m ³ .s ⁻¹]	Nº de Voltas	Variacão	$\frac{d}{D}$
1	6,4	175,6	9,6	3,33	4	Referência	0,03645
2	6,4	43,9	9,6	3,33	4	$D/4$	0,1458
3	6,4	87,8	9,6	3,33	4	$D/2$	0,0729
4	6,4	351,2	9,6	3,33	4	$2D$	0,0182
5	6,4	702,4	9,6	3,33	4	$4D$	0,0091

Estas configurações foram implementadas no aplicativo computacional CFX®, versão 14.5, utilizando uma unidade com processador Intel® Xeon® E5-2650 de oito núcleos (16 *threads*), memória de 32 GB e HD de 1TB.

Para cada geometria, iniciou-se com a representação tridimensional do reator com o emprego do aplicativo *Design Modeler*. Após a representação promoveu-se a discretização do domínio com o aplicativo CFX Mesh. Os detalhes de construção da malha, assim como seus principais parâmetros serão apresentados de maneira detalhada na seção 4.3.1.

Com o domínio discretizado, utilizou-se o aplicativo *Pre* para definição das condições iniciais e de contorno. Assumiu-se como condição inicial, valores nulos para todos parâmetros no interior do reator, com exceção da seção de entrada onde atribuiu-se um fluxo uniforme, e pressão de referência igual a zero no centro da seção de entrada.

Adotou-se como condição de contorno a impermeabilidade das paredes, representados pelos gradientes nulos, assim como a condição de não escorregamento para a fase contínua e, no caso das simulações bifásicas, escorregamento livre para a fase dispersa.

Nas simulações bifásicas, utilizou-se a formulação multifásica Euleriana-Euleriana. Adotou-se água como fase contínua e, como fase dispersa, partículas esféricas com diâmetro médio de $10\mu\text{m}$ (10^{-5}m); massa específica de $1625\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ e concentração volumétrica de 0,154%. Estes valores foram utilizados para reproduzir as condições do trabalho de Vaezi et al. (2011).

Para as avaliações aqui realizadas, optou-se por trabalhar com o sistema de coordenadas helicoidais ortogonal apresentado por Germano (1982; 1989). Esse sistema de coordenadas permite uma melhor visualização dos resultados, possibilitando a comparação das diversas seções ao longo do reator.

Para a mudança do sistema de coordenadas dos dados produzidos pelo modelo, adotou-se os passos descritos na seção a seguir.

4.2 Mudança de Sistema de Coordenadas

Para facilitar a mudança de coordenadas, os reatores foram implementados de acordo com o triedro de Frenet. Isto é, com o helicóide iniciando no plano X-Y e crescendo ao longo do eixo Z.

Adotando-se esse procedimento, pode-se determinar a equação vetorial que descreve a linha central do helicóide que representa cada configuração estudada. As Equações 4.1 a 4.5 representam as equações vetoriais das cinco geometrias apresentadas na Tabela 4.1, respectivamente. Nessas equações, t representa o ângulo medido a partir do eixo x, do círculo formado pela projeção do helicóide no plano X-Y, e está relacionado com s pela Equação 4.6.

$$\gamma_1 = [0,0878 \cdot \cos(t); 0,0878 \cdot \text{sen}(t); 1,528 \cdot t] \quad 4.1$$

$$\gamma_2 = [0,02195 \cdot \cos(t); 0,02195 \cdot \text{sen}(t); 1,528 \cdot t] \quad 4.2$$

$$\gamma_3 = [0,0439 \cdot \cos(t); 0,0439 \cdot \text{sen}(t); 1,528 \cdot t] \quad 4.3$$

$$\gamma_4 = [0,1756 \cdot \cos(t); 0,1756 \cdot \text{sen}(t); 1,528 \cdot t] \quad 4.4$$

$$\gamma_5 = [0,3512 \cdot \cos(t); 0,3512 \cdot \text{sen}(t); 1,528 \cdot t] \quad 4.5$$

$$t = \frac{s}{\sqrt{R^2 + p^2}} \quad 4.6$$

De posse dessas equações vetoriais, pode-se então definir as equações vetoriais para os eixos T, N e B, com base na teoria do Triedro de Frenet, para cada uma das seções transversais avaliadas em cada geometria.

Com o procedimento acima, pode-se exportar do CFX os dados já no sistema de coordenadas T, N e B e, assim, definir as variáveis s, r e θ do sistema de coordenadas helicoidais ortogonal, conforme apresentado por Germano (1982; 1989).

Para a transformação dos dados dos gradientes das componentes da velocidade em relação às direções principais, para o sistema de coordenadas helicoidais ortogonal, adotou-se o método descrito em Borg (1963, p. 81-82). Segundo o autor, as componentes de um tensor de segunda ordem em um sistema de coordenadas ortogonal são dadas pelas Equações 4.7 a 4.15.

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{\partial v_T}{\partial T} = \frac{1}{h_1} \frac{\partial v_1}{\partial \xi_1} + \frac{1}{h_1 h_2} v_2 \frac{\partial h_1}{\partial \xi_2} + \frac{1}{h_1 h_3} v_3 \frac{\partial h_1}{\partial \xi_3} \quad 4.7$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial x} = \frac{\partial v_N}{\partial T} = \frac{1}{h_1} \frac{\partial v_2}{\partial \xi_1} - \frac{1}{h_1 h_2} v_1 \frac{\partial h_1}{\partial \xi_2} \quad 4.8$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial x} = \frac{\partial v_B}{\partial T} = \frac{1}{h_1} \frac{\partial v_3}{\partial \xi_1} - \frac{1}{h_1 h_3} v_1 \frac{\partial h_1}{\partial \xi_3} \quad 4.9$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\partial v_T}{\partial N} = \frac{1}{h_2} \frac{\partial v_1}{\partial \xi_2} - \frac{1}{h_2 h_1} v_2 \frac{\partial h_2}{\partial \xi_1} \quad 4.10$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial y} = \frac{\partial v_N}{\partial N} = \frac{1}{h_2} \frac{\partial v_2}{\partial \xi_2} + \frac{1}{h_2 h_3} v_3 \frac{\partial h_2}{\partial \xi_3} + \frac{1}{h_2 h_1} v_1 \frac{\partial h_2}{\partial \xi_1} \quad 4.11$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial y} = \frac{\partial v_B}{\partial N} = \frac{1}{h_2} \frac{\partial v_3}{\partial \xi_2} - \frac{1}{h_2 h_3} v_2 \frac{\partial h_2}{\partial \xi_3} \quad 4.12$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_T}{\partial B} = \frac{1}{h_3} \frac{\partial v_1}{\partial \xi_3} - \frac{1}{h_3 h_1} v_3 \frac{\partial h_3}{\partial \xi_1} \quad 4.13$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial z} = \frac{\partial v_N}{\partial B} = \frac{1}{h_3} \frac{\partial v_2}{\partial \xi_3} - \frac{1}{h_3 h_2} v_3 \frac{\partial h_3}{\partial \xi_2} \quad 4.14$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{\partial v_B}{\partial B} = \frac{1}{h_3} \frac{\partial v_3}{\partial \xi_3} + \frac{1}{h_3 h_1} v_1 \frac{\partial h_3}{\partial \xi_1} + \frac{1}{h_3 h_2} v_2 \frac{\partial h_3}{\partial \xi_2} \quad 4.15$$

Para o sistema de coordenadas helicoidais ortogonal, as variáveis e os fatores de escala são dados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Variáveis e fatores de escala do Sistema de Coordenadas Helicoidais Ortogonal.

i	Coordenada (ξ_i)	Fator de escala (h_i)	Velocidade (v_i)
1	s	$1 - \kappa r \cos(\theta + \phi + \phi_0)$	v_s
2	r	1	v_r
3	θ	r	v_θ

Substituindo os valores da Tabela 4.2 nas Equações 4.7 a 4.15, e manipulando as equações resultantes, chega-se nas equações dos gradientes no sistema de coordenadas helicoidais ortogonal

Gradientes de v_s :

$$\frac{\partial v_s}{\partial s} = [1 - \kappa r \cos(\theta + \phi + \phi_0)] \frac{\partial v_T}{\partial T} + v_r \kappa \cos(\theta + \phi + \phi_0) - v_\theta \kappa \sin(\theta + \phi + \phi_0) \quad 4.16$$

$$\frac{\partial v_s}{\partial r} = \frac{\partial v_T}{\partial N} \quad 4.17$$

$$\frac{\partial v_s}{\partial \theta} = r \frac{\partial v_T}{\partial B} \quad 4.18$$

Gradientes de v_r :

$$\frac{\partial v_r}{\partial s} = \frac{\partial v_N}{\partial T} [1 - \kappa r \cos(\theta + \phi + \phi_0)] - v_s \kappa \cos(\theta + \phi + \phi_0) \quad 4.19$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} = \frac{\partial v_N}{\partial N} \quad 4.20$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial \theta} = \frac{\partial v_B}{\partial N} \quad 4.21$$

Gradientes de v_θ :

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial s} = \frac{\partial v_B}{\partial T} [1 - \kappa r \cos(\theta + \phi + \phi_0)] - v_s \kappa \sin(\theta + \phi + \phi_0) \quad 4.22$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial r} = \frac{\partial v_B}{\partial N} \quad 4.23$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = r \frac{\partial v_B}{\partial B} - v_r \quad 4.24$$

Com a transformação dos valores das componentes do tensor gradiente de velocidade, pode-se avaliar/comparar a magnitude de cada componente e identificar em qual direção haverá maior deformação dos elementos de fluido.

4.3 Estudos Preliminares

Antes do início das simulações desta pesquisa, foram realizados estudos e simulações preliminares que subsidiaram as demais simulações aqui realizadas.

Inicialmente, fez-se uma avaliação das taxas de deformação por cisalhamento (TDC) obtidas nas simulações realizadas por Sartori (2006). Esta avaliação possibilitou a formulação de uma equação que relaciona a TDC com o parâmetro adimensional λ/Re , onde $\lambda = \tau/\kappa$, e resultou na publicação de Sartori et al. (2015).

Embora esta relação tenha se mostrado ajustada àqueles dados experimentais, no presente caso, onde o Re é o mesmo para todas as configurações e o único parâmetro variado é o diâmetro de enrolamento, procedeu-se as demais análises com o parâmetro d/D (razão de curvatura), empregado em diversos estudos sobre THEs, onde o escoamento secundário se mostra relevante, a exemplo dos trabalhos de Taylor (1929), Palazoglu e Sandeep (2004),

Cioncolini e Santini (2006), Wu et al. (2009) e Kumar et al. (2014). Adotou-se esse parâmetro pois ele apresenta relação direta com o escoamento secundário que, por sua vez, apresenta grande influência tanto no comportamento das deformações do fluido, quanto na segregação de fases dos FTHs.

Após esta avaliação, iniciaram-se as simulações preliminares para definição da malha de discretização do domínio e verificação dos modelos empregados.

4.3.1 Discretização do Domínio e Teste De Malhas

Na solução de um problema de dinâmica dos fluidos pela via numérica faz-se necessária a discretização do domínio espacial, onde as equações governantes serão integradas de modo que todas as quantidades de interesse (massa, quantidade de movimento, energia, etc.) sejam conservadas de maneira discreta. No entanto, deve-se buscar uma malha que não apresente influência significativa nos resultados da simulação numérica.

Para tanto, realizou-se um teste de malhas com a finalidade de refinar a malha de discretização, buscando obter os melhores desempenhos da simulação computacional. Este procedimento se faz necessário pois malhas muito grosseiras, embora apresentem vantagem do ponto de vista do tempo de processamento, podem desprezar efeitos de pequena escala. Já malhas muito refinadas, podem aumentar muito o esforço computacional.

Para a realização deste teste, simulou-se malhas cada vez mais refinadas e avaliou-se os desvios entre as malhas para algumas variáveis de interesse deste estudo, até que estas diferenças não apresentassem variações consideráveis de uma malha para outra. As variáveis avaliadas foram: (i) velocidade da fase contínua; (ii) velocidade da fase dispersa, (iii) taxa de deformação por cisalhamento da fase contínua, (iv) fração de volume da fase dispersa; e (v) magnitude do escoamento secundário.

A discretização do domínio foi feita com uma malha não estruturada de modo a representar a geometria o mais fielmente possível, empregando-se também uma ferramenta (*inflation*) para a criação de camadas de elementos prismáticos paralelos à superfície do tubo, com faces perpendiculares e/ou paralelas à direção principal do escoamento possibilitando uma melhor resolução dos gradientes das variáveis de interesse nas regiões próximas aos contornos sólidos do problema.

Foram construídas quatro malhas, com número de nós crescente, para o tubo curvado em forma de “U” estudado por Tiwari et al. (2006) (Figura 4.1). Esta geometria foi escolhida pois, além de apresentar características de escoamento semelhantes ao escoamento em um tubo helicoidal, com formação de escoamento secundário, os autores forneceram informações acerca da fração de volume da fase sólida na seção de escoamento, que puderam ser avaliadas qualitativamente com os resultados aqui encontrados.

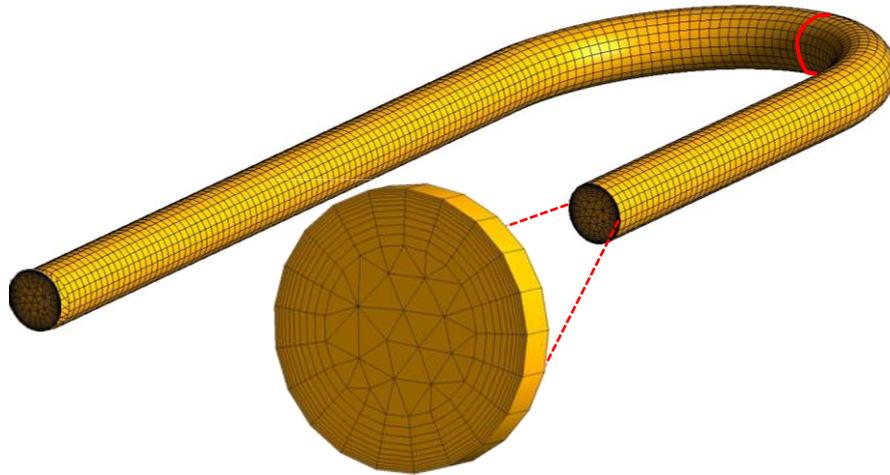


Figura 4.1 – Representação esquemática do tubo curvado empregado no teste de malhas. O arco em vermelho representa a seção de amostragem, a 90° do início do trecho curvado.

A geometria empregada reproduz um tubo com diâmetro interno de 0,0032m, com um trecho inicial reto (0,5m), um trecho curvo, com diâmetro de enrolamento de 0,01m e um novo trecho reto (0,2m).

Com base nos dados dos autores, simulou-se um escoamento bifásico com velocidade média de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$ ($Re = 320$) e concentração volumétrica de sólidos de 10%. Adotou-se partículas sólidas esféricas, com diâmetro característico de 10^{-6}m e massa específica de 2200kg.m^{-3} .

As malhas foram construídas variando-se o tamanho máximo dos elementos, mantendo-se fixos o valor de espessura da camada de prismas, o número de camadas e o fator de crescimento destas. A Tabela 4.3 apresenta as características das malhas aqui empregadas. E a Figura 4.2, as malhas na seção de escoamento.

Os valores das variáveis de interesse foram amostrados em uma seção transversal localizada a 90° do início do trecho curvado (Figura 4.1), correspondente ao meio deste trecho.

Tabela 4.3 – Características das malhas avaliadas no teste de malhas

Malha	Tamanho do elemento (% do diâmetro)	Espessura Camada de prismas (% do diâmetro)	Número de camadas de prismas	Número de nós	Tempo de processamento (CPU)
1	15	20	10	74.115	$0,11T_{ref}$
2	10	20	10	174.000	$0,22T_{ref}$
3	7,5	20	10	309.472	$0,39T_{ref}$
4	5	20	10	732.444	T_{ref}

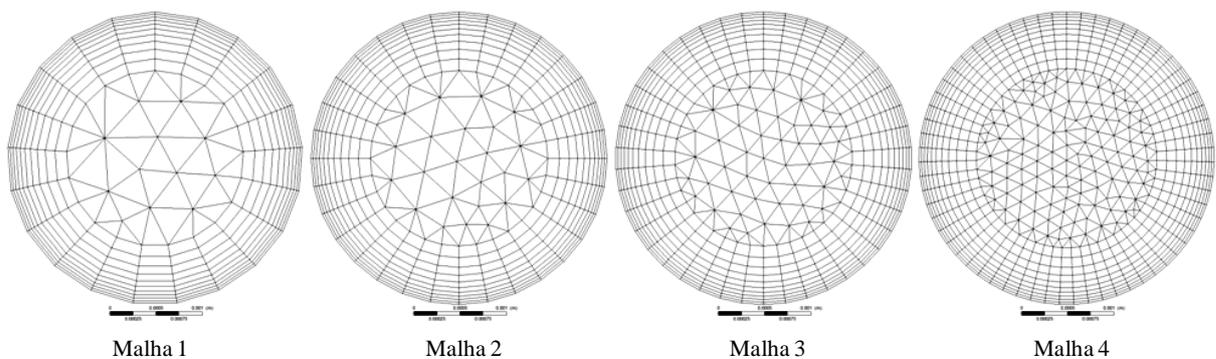


Figura 4.2 – Representação, na seção de escoamento, das malhas utilizadas.

A comparação dos valores das variáveis de interesse encontrados para cada malha foi realizada de maneira global para a seção, onde fez-se uma malha amostral de 100×100 (direção radial x direção angular) resultado em 9901 pontos. Em cada ponto, determinou-se a diferença absoluta entre o valor encontrado para uma determinada malha e o valor obtido com a malha tomada como referência (malha 4, malha mais refinada). Os resultados obtidos por esta avaliação podem ser verificados na Figura 4.3.

Pode-se observar na análise dos gráficos da Figura 4.3 que, para as velocidades das fases (Figura 4.3.a e Figura 4.3.b), os desvios encontrados para a malha 2 já apresentam valores reduzidos, diferindo pouco dos valores encontrados para a malha 3, o que indicaria que esta malha apresenta um bom desempenho, já que seu tempo de processamento é cerca de 60% do tempo de processamento da malha 3 e 22% do tempo de processamento da malha 4. Esta tendência também se observada com a magnitude do escoamento secundário (Figura 4.3.e), embora com maiores desvios absolutos.

Na avaliação das frações de volume da fase sólida (Figura 4.3.d), percebe-se uma maior diferença entre os desvios da malha 2 e da malha 3. Porém, os desvios absolutos observados são extremamente reduzidos, o que indicaria também o emprego da malha 2.

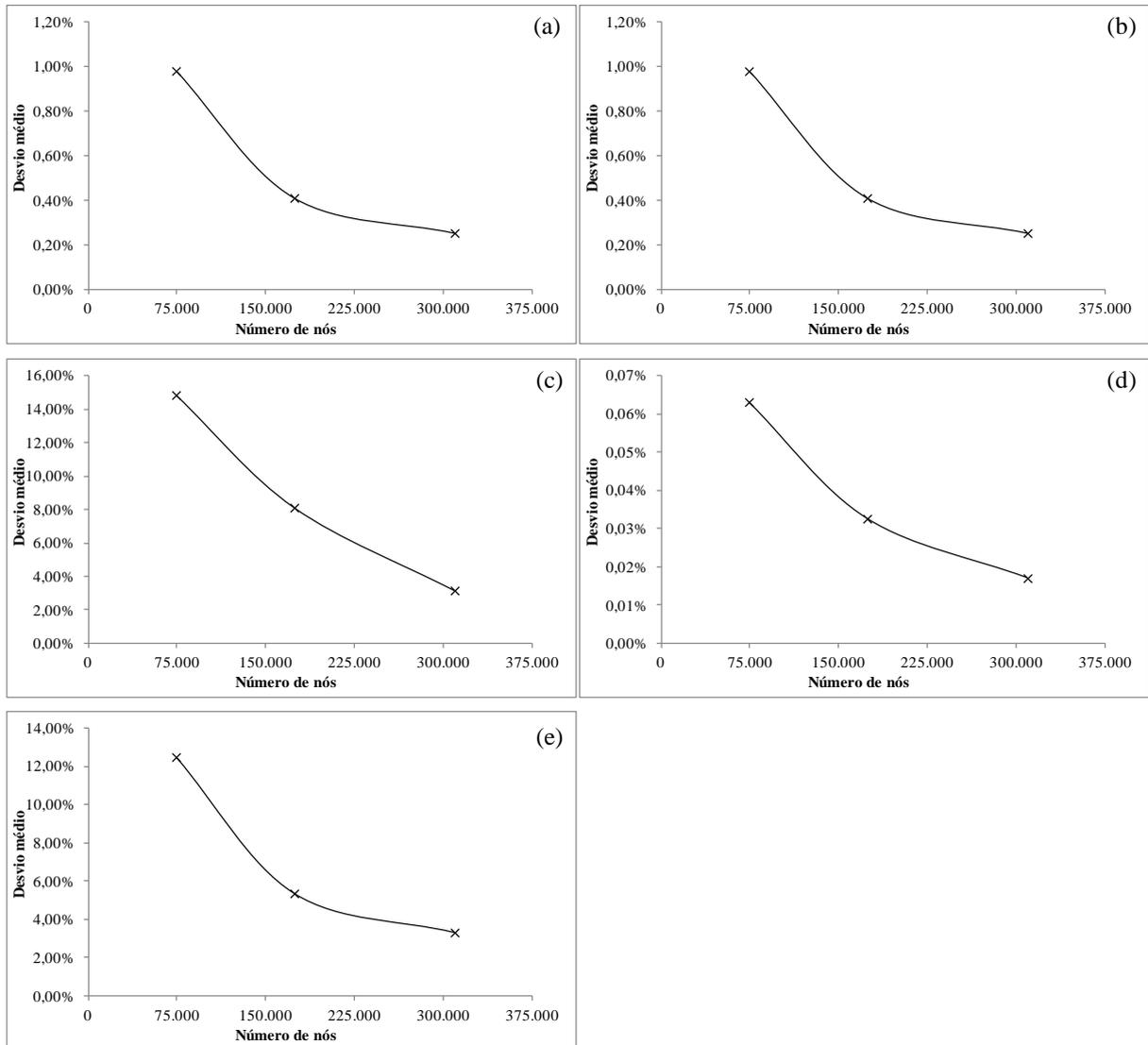


Figura 4.3 – Média dos desvios absolutos entre as malhas 1 (74.115 nós), 2 (174.000 nós) e 3 (309.472 nós) comparadas com a malha 4 (732.444 nós) para: (a) velocidade da fase contínua; (b) velocidade da fase dispersa; (c) taxa de deformação por cisalhamento; (d) fração de volume da fase dispersa; e (e) magnitude do escoamento secundário.

No entanto, com a taxa de deformação por cisalhamento (Figura 4.3.c), verifica-se ainda uma tendência de declínio dos valores, demonstrando que os resultados ainda não estavam, de maneira satisfatória, independentes da malha de discretização.

Como uma das etapas deste trabalho é a avaliação das deformações dos elementos de fluido devido às tensões viscosas, optou-se por empregar a malha 4 (mais refinada) para a realização

dos experimentos numéricos, buscando assim reduzir ao máximo a influência da malha nos resultados das simulações. Cabe salientar que esta malha encontra-se no limite da capacidade computacional disponível.

4.3.2 Validação do Modelo Numérico para Escoamento Monofásico

O modelo numérico aqui empregado já havia sido validado pelo autor em sua dissertação de mestrado (SARTORI, 2006) e, mais recentemente, por Motta e Pagano (2014) e por Oliveira (2014). Ambos os trabalhos, verificaram a eficácia do modelo na reprodução das velocidades em escoamentos laminares monofásicos, com desvios máximos inferiores a 6% entre os valores medidos por Yu et al. (2003) e os calculados pelo modelo, estando na mesma ordem de grandeza da incerteza dos dados medidos fisicamente.

Como o modelo já havia sido validado pelo autor em outro trabalho (SARTORI, 2006), e sua validação corroborada por mais dois trabalhos que empregaram o mesmo modelo numérico, com malhas semelhantes, considerou-se o modelo como validado e possível de ser empregado para os propósitos deste trabalho. Contudo, para ilustrar o desempenho do modelo frente aos dados experimentais, executou-se a simulação de um dos casos apresentados por Yu et al. (2003). Optou-se por realizar a simulação do caso com menor número de Reynolds ($Re = 500$) por ser próximo ao Re utilizado nas demais simulações desse trabalho.

Na Figura 4.4, que apresenta o confronto dos dados gerados pelo modelo com os dados medidos por Yu et al. (2003), pode-se verificar o bom ajuste do modelo na previsão da velocidade na direção principal do escoamento.

Como mencionado pelos demais autores que validaram este modelo, percebe-se um maior afastamento entre os valores medidos e os calculados nas regiões próximas aos contornos do reator. Embora existam estas discrepâncias, as medidas nessa região são as que podem apresentar os maiores erros experimentais devido ao posicionamento do volume onde serão feitas as medidas (YU et al., 2003). Desta forma, não se pode garantir que o tamanho dos desvios observados naquelas regiões sejam devidos exclusivamente ao modelo numérico. Nas demais regiões da seção, os desvios ficam abaixo de 10%.

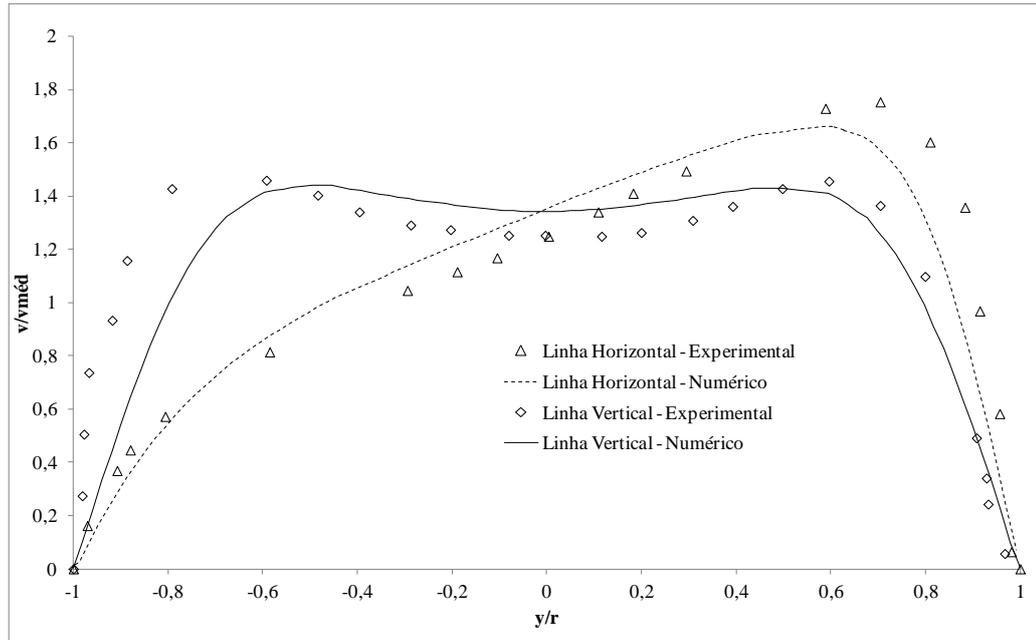


Figura 4.4 – Perfis de velocidade axial horizontal e vertical para $Re = 500$. Parâmetros geométricos (YU et al., 2003): $r = 0,0047\text{m}$; $R = 0,0637$; $h = 0,0318$.

Realizou-se também uma avaliação do modelo para o escoamento em um tubo reto (Poiseuille flow), empregando-se as expressões analíticas apresentadas por Gregory (1981) para os perfis de velocidade axial (4.25) e gradiente dessa velocidade na direção radial (4.26), com os perfis gerados pelo modelo. Essas comparações são apresentadas na Figura 4.5.

$$v_s = v_{sMax} \left(1 - \frac{r^2}{d^2}\right) \quad 4.25$$

$$\frac{dv_s}{dr} = 2v_{sMax} \frac{r}{d^2} \quad 4.26$$

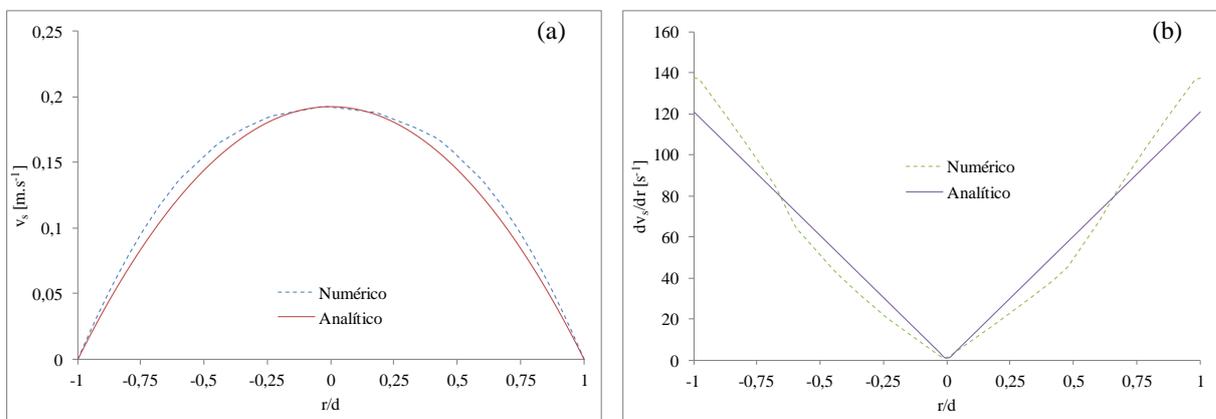


Figura 4.5 – Comparação entre os perfis analíticos e gerados pelo modelo para (a) velocidade axial; (b) gradiente da velocidade axial na direção r .

4.3.3 Validação do Modelo Numérico para Escoamento Bifásico

Os experimentos numéricos deste trabalho foram realizados no aplicativo comercial CFX versão 14.5, de propriedade da ANSYS®. Este aplicativo já foi empregado em diversas simulações de escoamentos bifásicos, a exemplo dos trabalhos de Jiang et al. (2004) e Mota e Pagano (2014), e tem se demonstrado capaz de reproduzir satisfatoriamente esses fenômenos. Contudo, na literatura técnica pesquisada, não foram encontrados trabalhos que utilizaram tal modelo para o escoamento sólido-líquido em tubos helicoidalmente enrolados.

Para uma avaliação quantitativa dos resultados gerados pelo modelo, deve-se confrontar estes com resultados obtidos por meio de experimentos físicos, quantificando os desvios entre os valores estimados (modelo) e os valores medidos (experimentos). Para tanto, deve-se dispor de um conjunto de dados experimentais para as variáveis de interesse, o que nem sempre é tarefa fácil de realizar.

Neste trabalho, uma variável relevante para a validação do modelo é a distribuição de concentrações (ou frações de volume) das fases na seção de escoamento, já que se busca com este estudo a compreensão da segregação de fases que ocorre no escoamento laminar bifásico em tubos helicoidalmente enrolados (THE).

Embora existam trabalhos experimentais de escoamento bifásico em tubos helicoidais, a exemplo dos trabalhos de Akagawa et al. (1971), Awwad et al. (1995) e Guo et al. (2001), muitos foram desenvolvidos para outros sistemas bifásicos (líquido-líquido, gás-líquido, sólido-gás), com fases não-newtonianas e/ou condições de escoamento distintas das condições aqui estudadas (regime turbulento, elevada concentração de partículas, etc.). Assim, não se mostrou conveniente calibrar o modelo para reprodução de uma destas situações, já que as simulações dos casos aqui propostos não levariam em conta tais ajustes. Deste modo, buscou-se informações que subsidiassem uma validação qualitativa do modelo, verificando se este era capaz de reproduzir o fenômeno físico de maneira satisfatória.

Para tanto, fez-se um levantamento na literatura técnica de diversas áreas do conhecimento, buscando trabalhos que apresentassem resultados de experimentos físicos de escoamento sólido-líquido em tubos curvos de maneira geral e que pudessem ser relacionados com as simulações realizadas nesse estudo.

Uma das avaliações feitas foi a reprodução do experimento de Oozeki et al. (2009). Os autores estudaram o escoamento bifásico em um microcanal curvado (comprimento de arco de 180°), com seção retangular (200µm x 150 µm), empregando partículas fluorescentes de 20

um de diâmetro (cerca de 10% do diâmetro equivalente do canal) dispersas em água deionizada com surfactante. Como o canal foi construído em acrílico, o emprego das partículas fluorescentes permitiu visualizar a evolução do movimento das partículas ao longo do canal. Esta visualização foi realizada pela vista superior do microcanal. Desta forma, o que pode ser visto são as regiões onde há maior fluorescência (concentração de partículas) em relação às paredes interna e externa à curvatura do microcanal.

Os autores apontam que, devido ao grande tamanho das partículas (comparado com as dimensões do canal) o movimento destas é fortemente influenciado pela força de sustentação (*lift force*) induzida pelo cisalhamento do fluido, e tendem a se concentrar na região próxima ao centro dos vórtices do escoamento secundário que, no caso estudado pelos autores, localizam-se deslocados para o lado externo à curvatura do canal. Esta tendência também foi observada experimentalmente por Ookawara et al. (2004), Bhagat et al. (2008) e Ookawara et al. (2010).

A Figura 4.6 apresenta as visualizações apresentadas por Oozeki et al. (2009) (figura em escala de cinzas) e a distribuição das frações de volume da fase sólida na seção de escoamento geradas pelo modelo numérico aqui utilizado (figuras coloridas), em quatro posições ao longo do microcanal.

No início do microcanal curvado (0°), nota-se que não é possível distinguir as partículas sólidas do fluido que as carrega, demonstrando certa uniformidade na distribuição das partículas na seção de escoamento. Avaliando o resultado numérico nesta mesma posição, observa-se também uma distribuição de concentrações (frações de volume) relativamente uniforme na seção de escoamento, com uma região central levemente menos concentrada.

Na seção localizada a 30° do início da porção curvada do canal, nota-se um ligeiro aumento na fluorescência em uma região próxima à parede externa à curvatura do canal que, segundo os autores, corresponde à região central dos vórtices do escoamento secundário. Na avaliação da seção de escoamento (resultado numérico), nota-se que as partículas foram dirigidas para a parede interna à curvatura do canal, mas já demonstram a tendência de acompanhar o escoamento secundário e se direcionar para a região central dos vórtices. Este desvio pode ser atribuído ao fato de não ter se considerado no modelo a adição de surfactante feita pelos autores nos experimentos físicos, por falta de informações acerca do surfactante empregado, das quantidades adicionadas e da tensão superficial da solução resultante. A adição de surfactante reduz a tensão superficial da água, facilitando o deslocamento das partículas pela massa líquida, podendo conduzir a uma segregação de fases mais precoce.

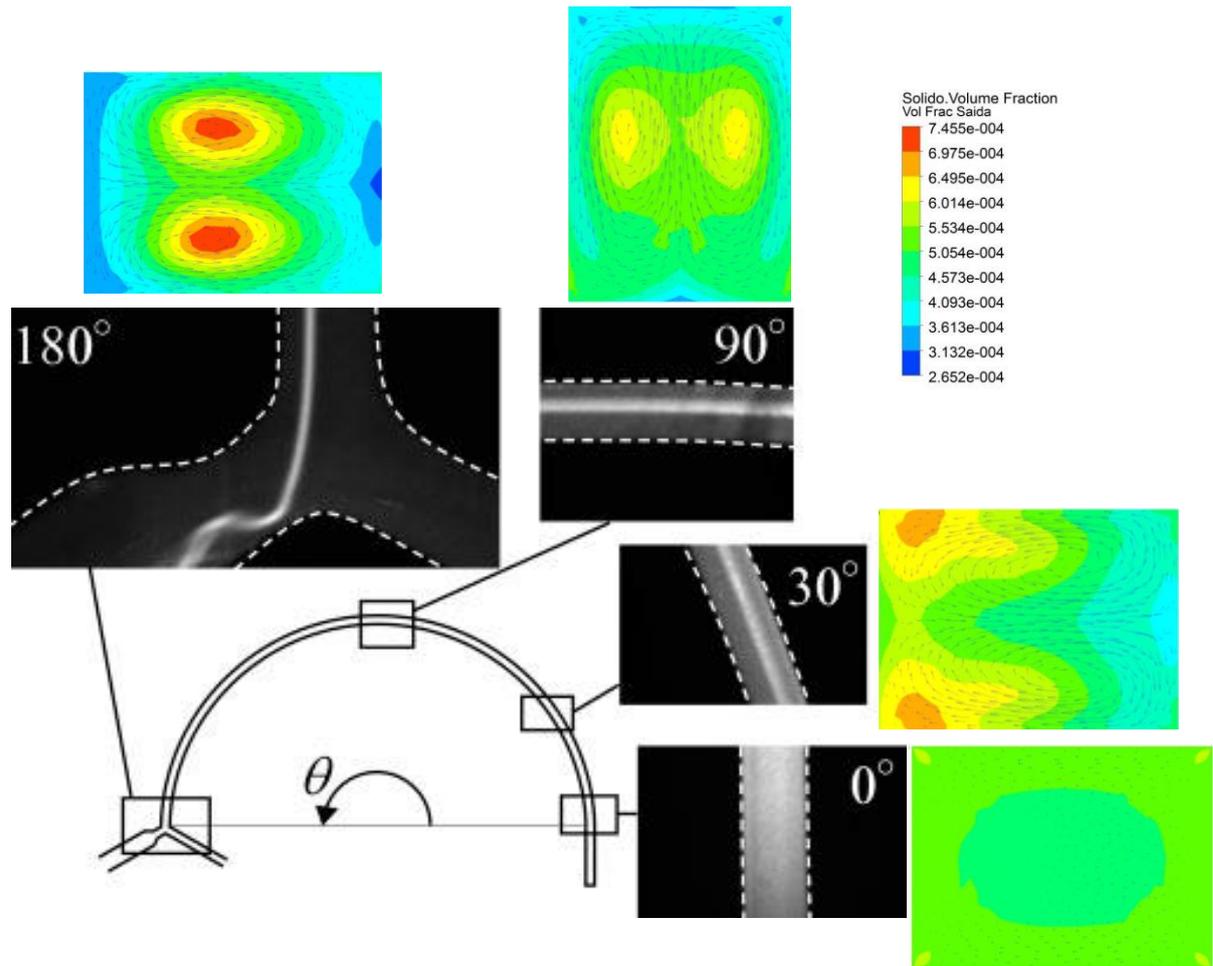


Figura 4.6 - Comparação qualitativa entre as visualizações produzidas por Oozeki et al. (2009) (em escala de cinzas) e as distribuições de fração de volume na seção de escoamento produzidos pelo modelo (figuras coloridas) em diversas seções de escoamento.

Na seção a 90° , fica evidente o aumento de concentração, com o aumento da fluorescência na porção externa à curvatura, o que vai se acentuando até a seção a 180° , na saída do microcanal. Na análise do resultado numérico, também fica evidente o aumento da concentração naquela região e a gradativa concentração no centro dos vórtices até a seção 180° .

Embora haja um desvio entre os resultados apresentados pelos autores e os resultados numéricos na segunda seção avaliada (30°), o modelo aqui empregado foi capaz de reproduzir o fenômeno físico observado pelos autores, prevendo a gradativa concentração das partículas na porção externa à curvatura do canal, próximo aos centros dos vórtices do escoamento secundário.

Uma vez que o modelo se mostrou capaz de reproduzir o escoamento em um microcanal curvado, com partículas sólidas grandes (em relação às dimensões da seção do canal), realizaram-se algumas simulações bifásicas com uma das configurações avaliadas neste estudo, em que o tubo apresenta seção circular e dimensões milimétricas; e as partículas são, em relação ao diâmetro do tubo, pequenas. Avaliou-se qualitativamente os dados de frações de volume da fase sólida a partir de resultados encontrados por outros autores em condições configurações que pudessem representar uma situação análoga às aqui estudadas. As simulações foram feitas para um flocculador tubular helicoidal (FTH) com as características geométricas do FTH empregado por Vaezi et al. (2011) que estudaram a flocculação em função do tempo de detenção hidráulica (teórico) do FTH. O flocculador empregado pelos autores e reproduzido nesse trabalho apresentava diâmetro de tubo de $6,4 \times 10^{-3}m$, diâmetro de enrolamento de $1,756 \times 10^{-1}m$, com distância entre voltas de $9,6 \times 10^{-3}m$. Simulou-se o escoamento de água e caulinita pré-floculada, com diâmetro médio de $10\mu m$ e massa específica de $1625kg.m^{-3}$, a uma concentração volumétrica de 0,154%. A vazão de escoamento foi de $3,33 \times 10^{-9}m^3.s^{-1}$, o que corresponde a uma velocidade média do escoamento de $0,1035m.s^{-1}$ ($Re = 743$).

Foram simuladas duas situações: FTH com eixo de enrolamento horizontal e FTH com eixo de enrolamento vertical. A Figura 4.7 apresenta a distribuição das frações de volume normalizada pela fração de volume média para ambos os casos, em uma seção localizada no final da terceira volta do reator, em uma posição onde o escoamento já encontra-se completamente desenvolvido.

Como podemos observar na Figura 4.7, há uma concentração preferencial das partículas próximo à parede interna do helicóide em ambos os casos, embora com valores sensivelmente distintos.

Estes resultados se mostram coerentes com os observados por outros autores para situações próximas às aqui estudadas, embora sejam em curvas de tubulações e não em tubos helicoidalmente enrolados. No entanto, as características do escoamento naquelas configurações se assemelham às características do escoamento em tubos helicoidais, guardadas as devidas proporções.

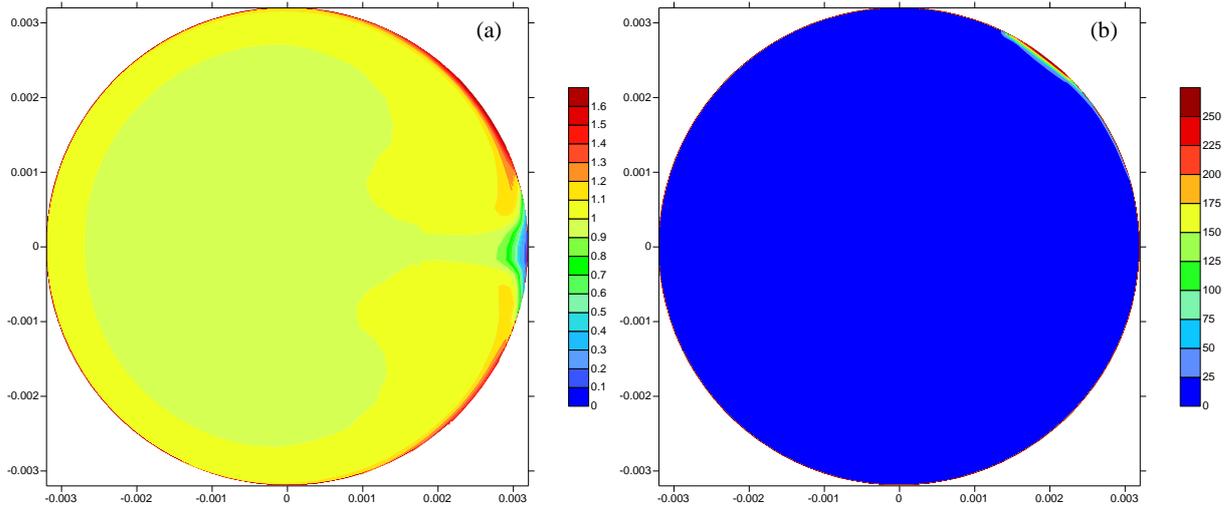


Figura 4.7 – Distribuição das frações de volume da fase sólida normalizada pela fração de volume média em FTH com: (a) enrolamento horizontal (atração gravitacional entrando na página); (b) enrolamento vertical (atração gravitacional vertical, de baixo para cima).

Toda et al. (1972), que foram os primeiros a avaliar as características de escoamento de lamelas em curvas de tubulações (MISHRA et al., 1998), apresentam um conjunto de imagens fotográficas desses escoamentos, onde pode-se notar o caminho das partículas sólidas ao entrarem nas curvas. Os autores empregaram um circuito hidráulico composto por segmentos retos horizontais e verticais, unidos por curvas de 90°. Avaliaram as curvas com posição horizontal (curva contida no plano horizontal), e com posição vertical (curva contida no plano vertical). O escoamento nessas curvas apresenta comportamento semelhante ao observado em tubos helicoidalmente enrolados com enrolamento vertical e horizontal, respectivamente, com formação de escoamento secundário e deslocamento do máximo da velocidade axial para o lado externo da curva. Deste modo, infere-se que o movimento das partículas também seja semelhante, possibilitando a comparação qualitativa com os resultados aqui encontrados.

Na curva vertical (Figura 4.8), pode-se perceber que as partículas que vêm se deslocando na porção inferior do segmento reto a montante da curva (pela ação da atração gravitacional), são carregadas pelo escoamento secundário, da parede externa (inferior) em direção à parede interna da curva, gerando a dispersão das partículas.

Esta situação pode ser qualitativamente comparada com um FTH de enrolamento horizontal (Figura 4.7.a) que, na posição avaliada, apresenta um escoamento ascendente. Nesta situação, também há um espalhamento das partículas sólidas, com direcionamento destas para a parede interna, onde ocorre uma maior concentração das partículas.

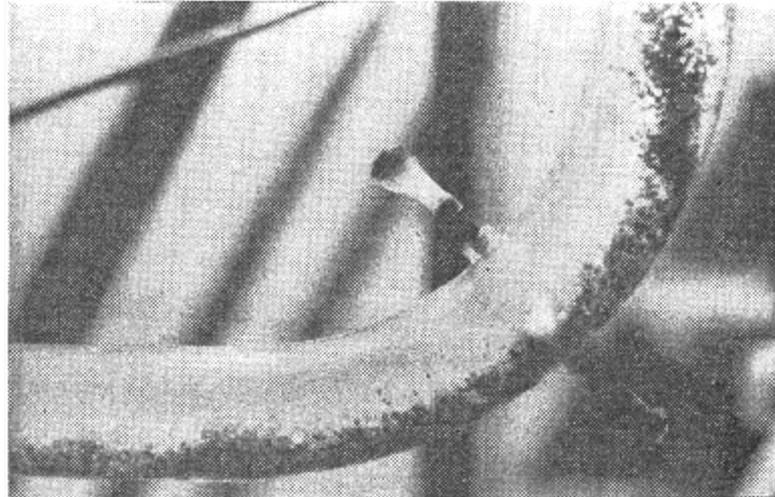


Figura 4.8 – Vista lateral da curva vertical do trabalho de Toda et al. (1972).

Na curva horizontal (Figura 4.9), observa-se que as partículas sólidas sofrem um deslocamento no sentido da parede interna à curvatura do tubo. Essas partículas são deslocadas de sua posição de sedimentação, próximo ao fundo do tubo, para uma posição intermediária, na porção interna da curva. Este deslocamento é resultado do arraste do escoamento secundário (TODA et al. 1972).

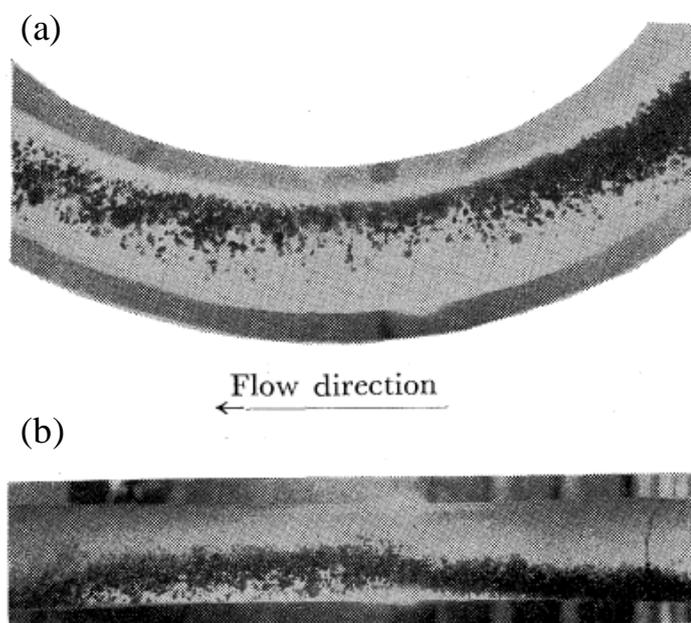


Figura 4.9 – Curva horizontal do trabalho de Toda et al. (1972): (a) vista superior; (b) vista lateral.

Nota-se também que este deslocamento não leva as partículas para uma posição natural de sedimentação (coincidente com um plano horizontal no centro do tubo), mas sim em alguma posição entre o fundo do tubo e a posição horizontal central.

Característica semelhante pode ser observada no escoamento no FTH de enrolamento vertical (Figura 4.7.b). Há uma grande concentração das partículas em uma posição intermediária entre o plano central horizontal e o plano central vertical. Há um equilíbrio de forças entre a atração gravitacional e o arraste do escoamento secundário, mantendo as partículas escoando naquela posição.

Este comportamento também foi observado por Mishra et al. (1998). Em seu estudo, os autores avaliaram o desgaste promovido pelo escoamento de lamelas concentradas (entre 10% e 39%, em massa) em tubulações curvadas, e perceberam um maior desgaste na porção inferior do tubo, porém deslocada para o lado interno à curva. Além disso, apresentaram isocontornos de concentração mássica das partículas na seção de escoamento, onde pode-se notar a maior concentração dessas partículas do lado interno à curva. Esses isocontornos são reproduzidos na Figura 4.10.

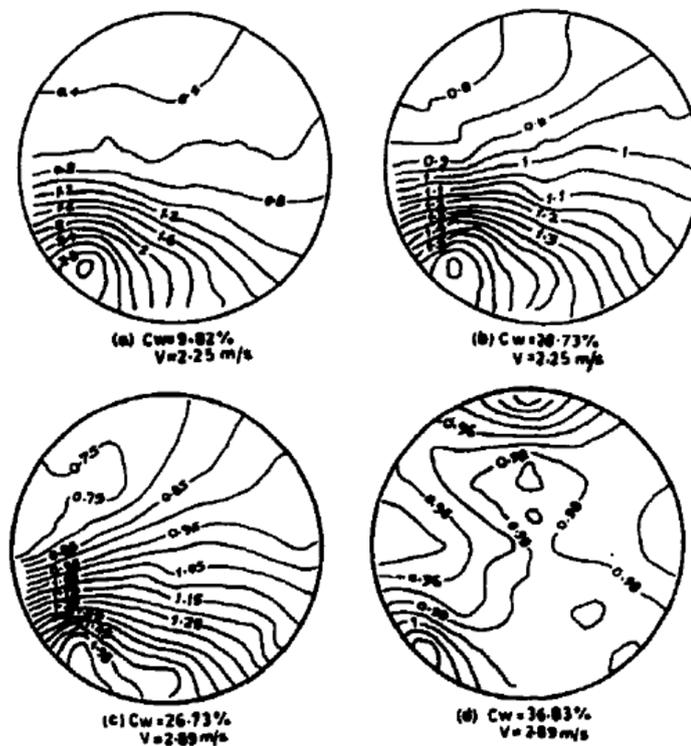


Figura 4.10 – Isocontornos de concentração mássica obtida por Mishra et al. (1998), demonstrando a maior concentração das partículas sólidas na porção interna da curva.

Tiwari et al. (2006) também mencionam a posição interna das partículas no escoamento em tubos curvos. Neste trabalho, os autores estudaram numericamente o escoamento em um tubo curvado em forma de “U”, avaliando as concentrações volumétricas da fase sólida ao longo da parede do tubo, e um tubo helicoidalmente enrolado, avaliando o desvio entre a posição natural de sedimentação das partículas (porção inferior do tubo) e a posição de máxima concentração. Porém, não apresentam as concentrações das partículas sólidas na seção de escoamento. Seus resultados também demonstram o aumento da concentração na porção interna à curvatura do tubo, tanto no caso da curva em “U” quanto no caso do tubo helicoidal, corroborando os resultados dos demais autores mencionados nessa seção.

Este aumento da concentração de sólidos deslocada para o lado interno à curvatura do tubo também pode ser visualizada nos resultados de Giguere et al. (2009). Neste estudo, os autores apresentaram figuras de tomografia de resistência elétrica (*electrical resistance tomography - ERT*) para o escoamento de lamas em tubulações curvadas, avaliadas a jusante de uma curva de 90°, para diversas velocidades. Esta figura é reproduzida na Figura 4.11 abaixo.

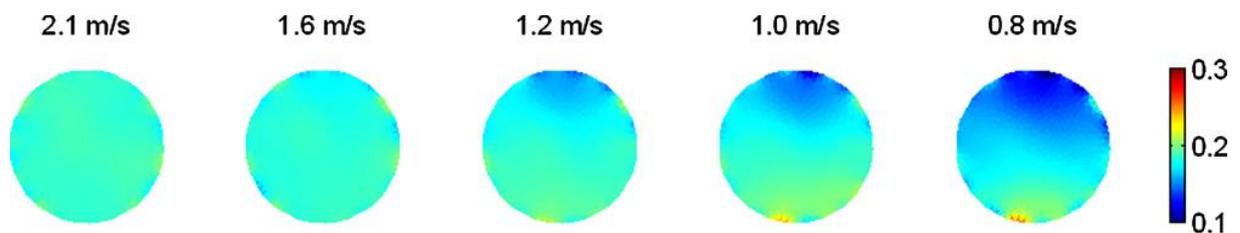


Figura 4.11 – Concentrações a partir de tomografia de resistência elétrica para diversas velocidades medidas por Giguere et al. (2009) a uma distância de 3,5 vezes o diâmetro do tubo após a curva na tubulação. A barra de cores representa a concentração da fase sólida.

Diante do exposto, avalia-se que o modelo numérico-computacional empregado neste trabalho é capaz de reproduzir o fenômeno físico do escoamento sólido-líquido em tubos curvados operando em regime laminar, prevendo a segregação das fases, e o aumento da concentração de sólidos na porção interna à curvatura do tubo. Com isso, poder-se-á avaliar a influência dos parâmetros geométricos de projeto dos FTHs na segregação de fases, buscando identificar os principais agentes (forças) envolvidos no processo de transporte das partículas e inferir acerca da influência destes no processo de floculação em FTHs.

4.4 Avaliação das Deformações dos Elementos de Fluido em Floculadores Tubulares Helicoidais

Após as simulações das configurações descritas na Tabela 4.1, realizou-se a transformação de coordenadas para o sistema de coordenadas helicoidais ortogonal - SCHO (com o auxílio das equações apresentadas na seção 4.2) das componentes da velocidade, assim como dos dados dos gradientes dessas velocidades em relação às direções principais. Como o tensor taxa de deformação é simétrico, ele apresenta três parâmetros que são invariantes, independente do sistema de coordenadas empregado. São elas: o traço da matriz, a soma dos determinantes menores, e o determinante. Para todos os pontos em todas as seções aqui estudadas, esses invariantes foram calculados nos dois sistemas de coordenadas e comparados por meio do cálculo dos desvios, que se mantiveram zerados para todos os pontos, demonstrando a correção das equações empregadas para a transformação aqui empregada.

Com os dados das tensões transformados para SCHO, procedeu-se à análise de cada componente do tensor taxa de deformação, por meio de mapas de isocontornos dessas taxas. Os mapas de isocontornos foram construídos com o aplicativo computacional Surfer versão 8.

Inicialmente, comparou-se os perfis das taxas de deformação em um FTH (geometria 1 Tabela 4.1) com as taxas de deformação encontradas em um tubo reto (obtidas por meio de simulação fluidodinâmica) com mesmo diâmetro que o utilizado nos FTHs, para a mesma vazão de escoamento. Em um segundo momento, avaliou-se o comportamento dessas taxas de deformação com a variação da razão de curvatura d/D .

4.5 Avaliação da Segregação de Fases nos Floculadores Tubulares Helicoidais

Para avaliar a segregação de fases nos FTHs operando em regime de baixo número de Reynolds, simulou-se inicialmente o escoamento sólido-líquido na geometria 1 (Tabela 4.1) sem considerar a ação do campo gravitacional. Esta simulação teve o objetivo de avaliar o efeito do escoamento no movimento das partículas de maneira isolada, analisando as contribuições da força de arraste (F_d – Equação 3.45) e da força de sustentação (F_l – Equação 3.48) (CROWE et al., 1998).

Após esta etapa, realizou-se as simulações bifásicas dos FTHs descritos na Tabela 4.1 de duas maneiras: i) considerando-os com eixo de enrolamento horizontal, onde $\vec{g} = (0; -9,81; 0)$; e ii) considerando-os com eixo de enrolamento vertical, onde $\vec{g} = (0; 0; 9,81)$.

Por se tratar de um reator helicoidal, em cada uma dessas situações, a Fg será decomposta de maneira distinta. Ainda, no caso de enrolamento horizontal, para cada seção, as componentes dessa força mudam em relação aos eixos T, N e B. As Equações 4.27 a 4.34 apresentam o procedimento adotado para a decomposição, assim como as equações resultantes.

Para o caso de enrolamento horizontal:

$$Fg_T = |Fg| \cdot \cos(T\angle g) \quad 4.27$$

Aplicando a lei dos cossenos:

$$\cos(T\angle g) = \frac{-R \cdot \cos(t)}{\sqrt{R^2 + p^2}} \quad 4.28$$

$$Fg_T = -|Fg| \frac{R \cdot \cos(t)}{\sqrt{R^2 + p^2}} \quad 4.29$$

Adotando-se o mesmo procedimento para as outras duas direções, obtém-se:

$$Fg_N = |Fg| \sin(t) \quad 4.30$$

$$Fg_B = |Fg| \frac{p \cdot \cos(t)}{\sqrt{R^2 + p^2}} \quad 4.31$$

Fazendo-se para o caso de enrolamento vertical, a mesma manipulação matemática apresentada acima chega-se em:

$$Fg_T = |Fg| \frac{p}{\sqrt{R^2 + p^2}} \quad 4.32$$

$$Fg_N = 0 \quad 4.33$$

$$Fg_B = |Fg| \frac{R}{\sqrt{R^2 + p^2}} \quad 4.34$$

Como são grandezas vetoriais, todas as forças descritas acima (Fd , Fl e Fg) podem ser escritas em termos de s , r e θ . Abaixo apresenta-se as equações para a Fg decomposta nesse

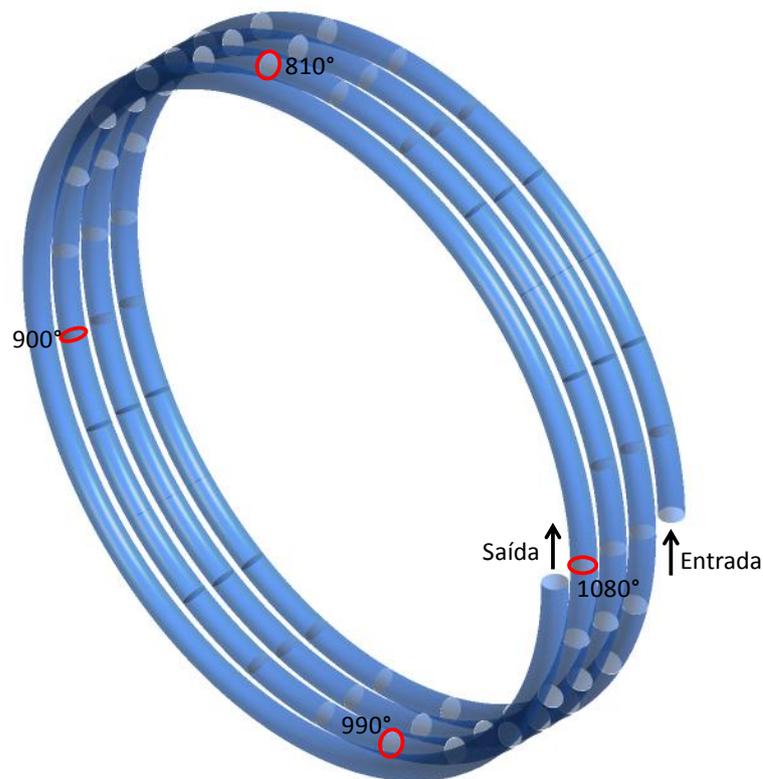
eixos (para as demais forças basta substituir suas componentes no lugar das componentes de Fg).

$$Fg_s = Fg_T \quad 4.35$$

$$Fg_r = Fg_N \cos(\theta + \phi + \phi_0) + Fg_B \sin(\theta + \phi + \phi_0) \quad 4.36$$

$$Fg_B = -Fg_N \sin(\theta + \phi + \phi_0) + Fg_B \cos(\theta + \phi + \phi_0) \quad 4.37$$

A segregação de fases foi avaliada por meio dos perfis de concentração das partículas sólidas na seção de escoamento. Em ambos os casos, para a geometria 1, fez-se um estudo do comportamento das partículas nas primeiras 3 voltas, avaliando seções transversais a cada 15° . Para as demais geometrias, avaliou-se 4 seções ao longo da terceira volta, localizadas a distâncias angulares de 810° , 900° , 990° e 1080° da entrada do reator. A Figura XX apresenta a localização das seções transversais avaliadas.



4.12 – Localização das seções transversais avaliadas.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 Avaliação das Deformações do Fluido no Escoamento em Floculadores Tubulares Helicoidais

5.1.1 Deformações em FTH x Deformações em Tubo Reto

O escoamento laminar em um tubo reto é relativamente simples em termos de gradiente de velocidade, visto que as componentes da velocidade nas direções perpendiculares à direção principal do escoamento são praticamente nulas. Há um máximo da velocidade no centro da seção, com redução gradual (seguindo uma lei parabólica) até as paredes do tubo (Figura 5.1.a). Essa variação da velocidade acontece de maneira concêntrica, resultado em um gradiente na direção radial, se comportando de maneira contrária (seguindo uma lei linear), com o máximo na parede do tubo e o mínimo na região central (GREGORY, 1981) (Figura 5.1.b). Neste caso específico, pode-se considerar que a taxa de deformação por cisalhamento é igual ao gradiente na direção radial, uma vez que as componentes perpendiculares da velocidade são praticamente nulas.

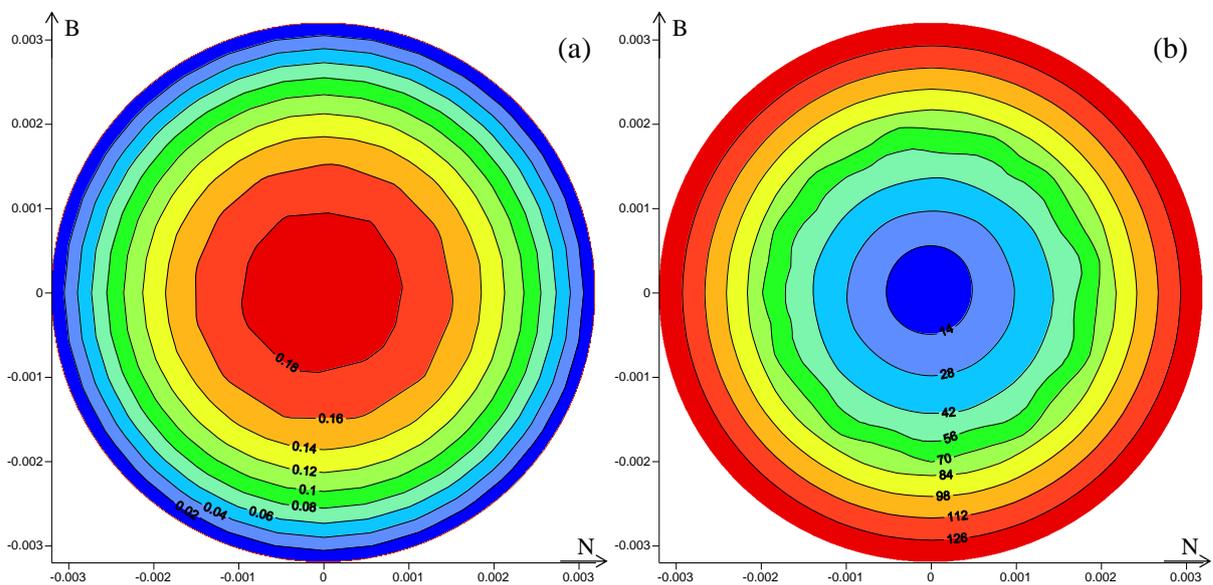


Figura 5.1 – (a) Isocontornos de velocidade axial em tubo reto (valores em m.s^{-1}); (b) isocontornos da taxa de deformação por cisalhamento (valores em s^{-1}).

Já no escoamento em um tubo helicoidalmente enrolado (THE), observa-se a formação de um escoamento secundário (Figura 5.2.b), perpendicular à direção principal do escoamento. Este

escoamento secundário é resultado do gradiente de pressão gerado pela ação da força centrífuga (WHITE, 1929; CINCOLINI e SANTINI, 2006), que causa o deslocamento do máximo da velocidade axial do centro da seção de escoamento (tubo reto) para o lado externo à curvatura do tubo (THE) (Figura 5.2.a). Este gradiente de pressão se desenvolve devido à diferença de velocidade axial entre o fluido na porção central do escoamento, com elevada velocidade axial e elevada ação centrífuga, e o fluido próximo aos contornos sólidos do reator que apresenta baixa velocidade axial, experimentando baixa ação centrífuga (CINCOLINI e SANTINI, 2006). Como consequência, o fluido na região central do escoamento é direcionado para a parede do lado externo à curvatura, onde bifurca-se e escoam mais lentamente próximo à parede, em direção ao lado interno, formando dois vórtices que rodam em sentido contrário (BERGER et al., 1983; HÜTTL e FRIEDRICH, 2000; CINCOLINI e SANTINI, 2006).

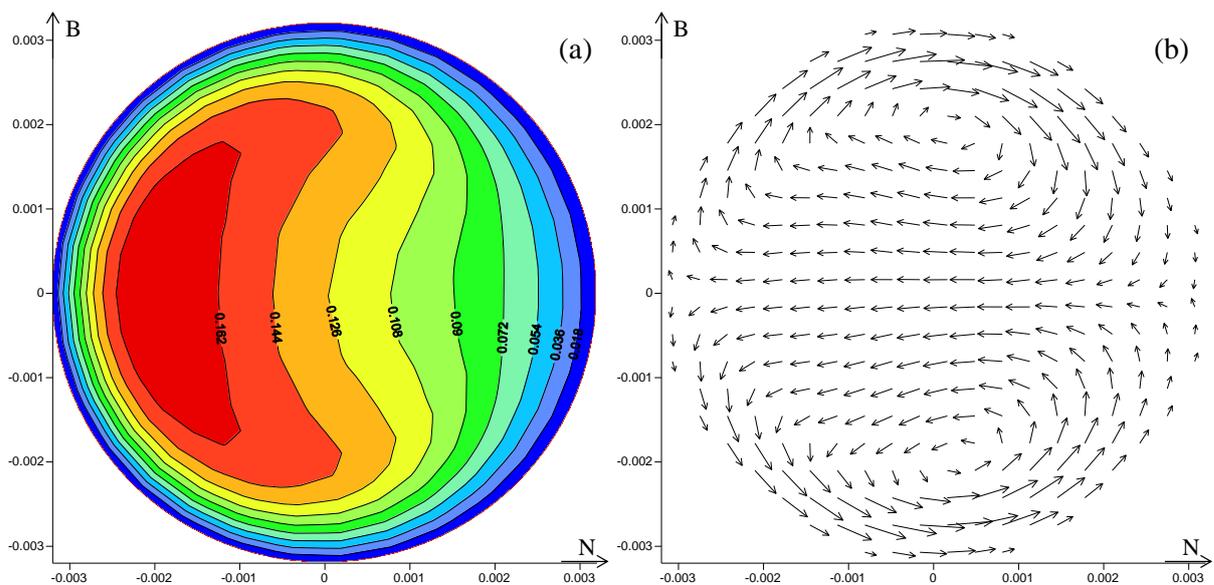


Figura 5.2 – (a) Isocontornos de velocidade axial em THE; (b) Vetores de escoamento secundário, perpendicular ao escoamento principal em THE. (Valores em m.s^{-1}).

Pelo acima exposto, percebe-se uma variação significativa das componentes da velocidade perpendiculares ao escoamento principal no caso de THE, ocasionando gradientes em todas as direções.

A seguir, comparar-se-á as deformações lineares e angulares observadas no escoamento em THE com as observadas no escoamento em um tubo reto, enfatizando-se as principais diferenças.

Para a realização desta comparação, adotou-se o sistema de coordenadas helicoidal ortogonal (SCHO) introduzido por Germano (1982) (seção 3.5).

A utilização desse sistema de coordenadas se mostra conveniente visto que, para um tubo reto, onde não há curvatura (κ) ou torção (τ), ele torna-se um sistema de coordenadas cilíndricas, com eixo axial coincidente com o eixo T, o eixo horizontal coincidente com o eixo N, e o eixo vertical, coincidente com o eixo B. Como as taxas de deformações são representadas por $\epsilon_{i,j}$, onde o sub índice “i” representa a direção da tensão, e o sub índice “j” representa a direção que está sendo deformada, definiu-se como direção 1, a direção axial do escoamento. E as direções 2 e 3, contidas na seção de escoamento, perpendiculares à direção axial, podendo ser relacionadas tanto com N e B, quanto com r e θ , visto que o tensor taxa de deformação $\epsilon_{i,j}$ é independente do sistema de coordenadas.

5.1.1.1 Deformações lineares

As deformações lineares são aquelas causadas pelas tensões normais (τ_{11} , τ_{22} , τ_{33}) nas faces do elemento de fluido. As taxas destas deformações apresentam valor positivo quando há extensão da dimensão paralela à tensão avaliada. E valor negativo quando há contração desta dimensão. A Figura 5.3 apresenta uma representação esquemática destes conceitos.

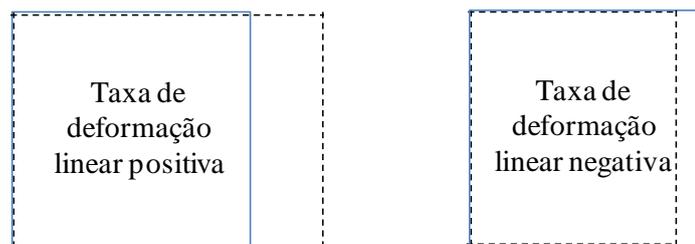


Figura 5.3 – Representação esquemática das taxas de deformações lineares positivas e negativas. As linhas sólidas representam a condição inicial da face do elemento de volume. E as linhas pontilhadas representam a condição da face após um intervalo Δt de ação da tensão normal às faces laterais.

5.1.1.1.1 Taxa de deformação linear devido à tensão τ_{11}

A taxa de deformação devido à tensão τ_{11} pode ser representada, adotando-se os fatores de escala do SCHO pela expressão da Equação 5.1 (BORG, 1963).

$$\varepsilon_{11} = \frac{\tau_{11}}{\mu} = \frac{1}{h_1} \left[\frac{\partial v_s}{\partial s} - v_r \kappa \cos(\theta + \phi + \phi_0) + v_\theta \kappa \sin(\theta + \phi + \phi_0) \right] \quad 5.1$$

Como pode-se perceber pela análise da Equação 5.1, no caso de um tubo reto, a deformação na direção axial se dará apenas pelo gradiente da velocidade axial naquela direção, visto que a curvatura é nula ($\kappa=0$) e o fator de escala h_1 é igual a 1. Já no caso helicoidal, essa deformação também é influenciada pelas velocidades perpendiculares. Estas diferenças podem ser percebidas na comparação entre os isocontornos da taxa de deformação causadas pela tensão τ_{11} , nos dois casos comparados (Figura 5.4).

No tubo reto (Figura 5.4.a), as maiores deformações são observadas no centro da seção, onde há maior velocidade axial, gerando um maior gradiente nessa direção. Já no caso helicoidal (Figura 5.4.b) há uma grande região central com deformações próximas a zero, com as maiores taxas de deformação linear (absolutas) observadas nas paredes superior e inferior do tubo, com valores absolutos cerca de três vezes maiores do que as taxas observadas no tubo reto, para a mesma condição de vazão. Nota-se também que as maiores taxas de deformação ocorrem nas posições de maior escoamento secundário, com maior valor absoluto na porção positiva do eixo B. Este valor ligeiramente superior na porção superior pode ser atribuído à assimetria dos vórtices, causada pela introdução da torção. Em escoamentos toroidais, sem torção, esses vórtices apresentam-se simétricos com relação a uma linha central (coincidente com o eixo Normal do SCHO) perpendicular ao eixo de enrolamento (DEAN, 1927; BERGER et al., 1983). Porém, no caso de um THE, há uma perda da simetria, com aumento do vórtice cujo sentido de rotação é o mesmo da torção, e uma redução do vórtice com sentido de rotação oposto (CIONCOLINI e SANTINI, 2006).

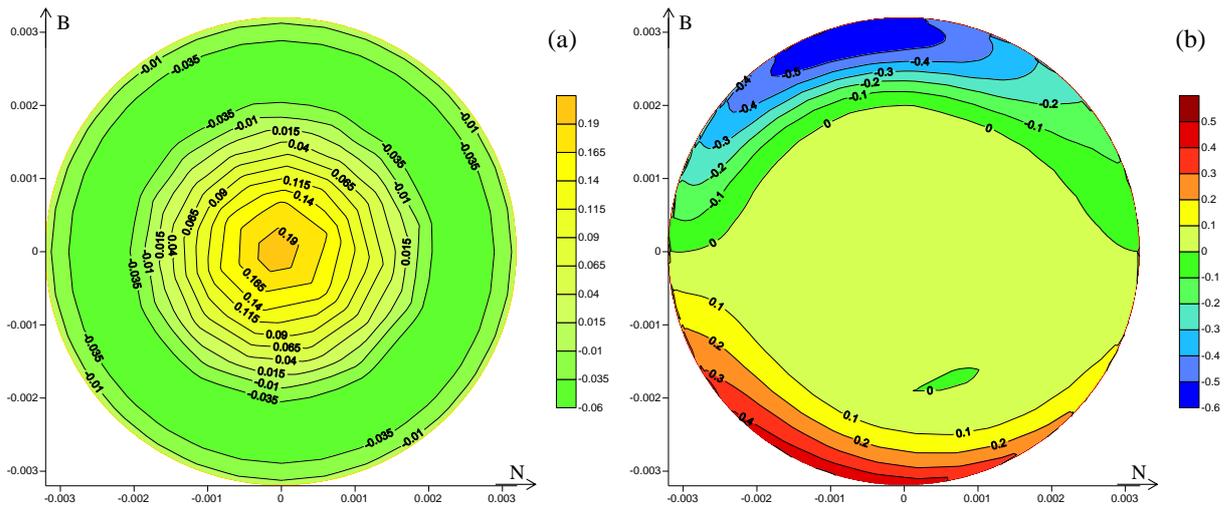


Figura 5.4 – Isocontornos da taxa de deformação linear promovida pela tensão τ_{11} : (a) tubo reto; (b) tubo helicoidalmente enrolado. A porção positiva do eixo N corresponde ao lado interno à curvatura do helicóide.

5.1.1.1.2 Taxa de deformação linear devido à tensão τ_{22}

A taxa de deformação causada pela tensão τ_{22} , devido ao fator de escala do SCHO nesta direção ser unitário, pode ser representada pela expressão dada na Equação 5.2 (BORG, 1963).

$$\varepsilon_{22} = \frac{\tau_{22}}{\mu} = \frac{\partial v_r}{\partial r} \quad 5.2$$

Esta expressão demonstra que não há influência das outras componentes da velocidade na deformação linear nesta direção, tanto para o escoamento em tubo reto, quanto para o escoamento em THE. No entanto, devido a grande variação da velocidade na direção r observada no escoamento em THE, espera-se que as tensões neste caso sejam superiores às observadas no tubo reto que apresenta velocidades bastante reduzidas nesta direção. Como consequência, o escoamento em THE deve exibir maior taxa de deformação devido a esta tensão.

Avaliando os isocontornos da taxa de deformação causadas pela τ_{22} para os casos em estudo (Figura 5.5), observa-se exatamente o previsto na análise física dos escoamentos. As taxas de deformação máximas absolutas no escoamento em THEs são cerca de duas ordens de grandeza superiores às taxas observadas no tubo reto ($|-0,11|s^{-1}$ para o tubo reto e $|28,98|s^{-1}$ para o THE). Comparando as máximas taxas de alongamento (taxas de deformação positivas), a diferença é de três ordens de grandeza ($0,074s^{-1}$ para o tubo reto e $28,98s^{-1}$ para o THE).

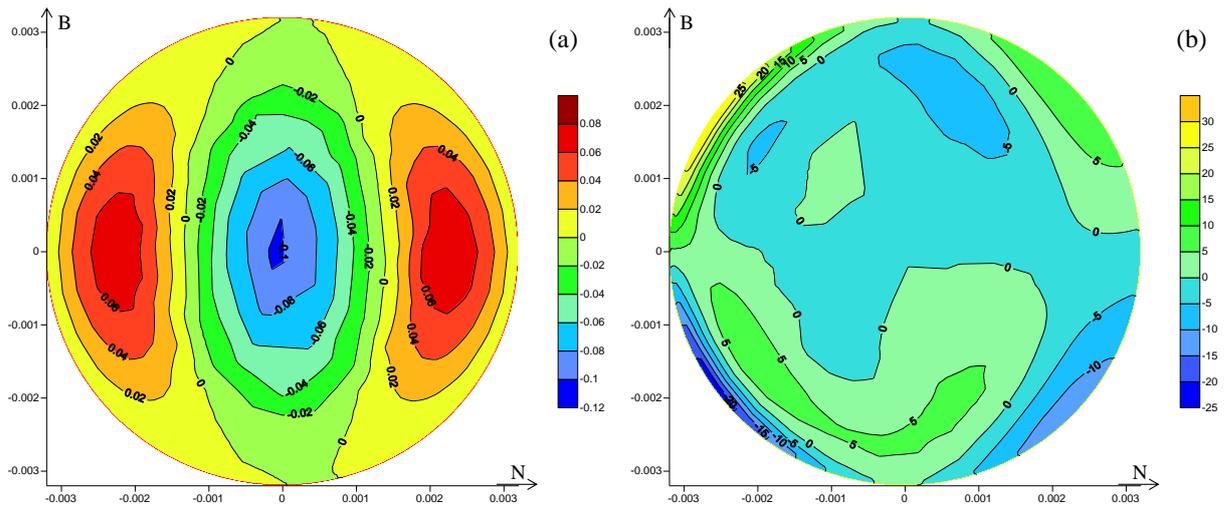


Figura 5.5 – Isocontornos da taxa de deformação linear promovida pela tensão τ_{22} : (a) tubo reto; (b) THE.

Assim como na taxa de deformação promovida pela tensão τ_{11} , as maiores taxas de deformação observadas no escoamento em THEs ocorreram próximo aos contornos do tubo, nas regiões onde há forte mudança de direção do escoamento secundário, justamente após a bifurcação dos vórtices. Novamente, há um valor absoluto maior na região positiva do eixo B.

5.1.1.1.3 Taxa de deformação linear devido à tensão τ_{33}

Assim como a taxa de deformação linear promovida pela tensão τ_{22} , espera-se que a taxa de deformação devido à tensão τ_{33} apresente valores sensivelmente superiores no escoamento em THEs em comparação com as taxas observadas no escoamento em tubo reto, visto que, para este último, a componente da velocidade nesta direção é, também, muito pequena quando comparada com o escoamento principal.

A equação que representa esta taxa de deformação (Equação 5.3) (BORG, 1963) demonstra que ela é também influenciada pela velocidade na direção radial, com influência decrescente em direção às paredes do tubo.

$$\varepsilon_{33} = \frac{\tau_{33}}{\mu} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} + v_r \right] \quad 5.3$$

No caso do escoamento em tubo reto, como as velocidades perpendiculares à direção axial são bastante reduzidas, pode-se desprezar v_r . Desta forma, o mapa de isocontornos da taxa de deformação linear promovida pela tensão τ_{33} fica idêntico ao mapa de isocontornos da taxa de deformação da tensão τ_{22} , rotacionado em 90° (Figura 5.6.a), com valores cerca de 2 ordens

de grandeza inferiores ao observado no escoamento em THEs (Figura 5.6.b) ($|-0,11|s^{-1}$ para o tubo reto e $|56,81|s^{-1}$ para o THE).

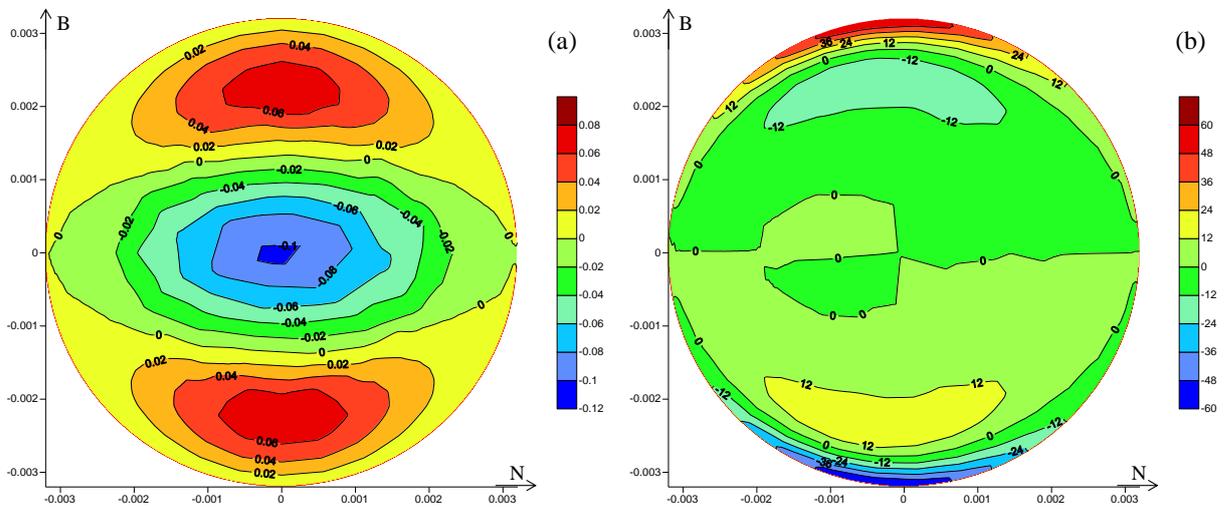


Figura 5.6 – Isocontornos da taxa de deformação linear promovida pela tensão τ_{33} : (a) tubo reto; (b) THE.

Analisando os mapas de isocontornos da Figura 5.6, percebe-se o deslocamento das taxas máximas para próximo às paredes do tubo, onde a influência da componente v_r é reduzida (Equação 5.3), e onde há grande variação da componente v_θ (ver Figura 5.2.b).

5.1.1.1.4 Considerações sobre as taxas de deformação linear

Com a avaliação feita acima, pode-se notar que no escoamento em THE, as tensões normais promovem deformações significativas no fluido, principalmente nas direções perpendiculares ao escoamento principal.

Os valores observados para as taxas de deformação devido às tensões τ_{22} e τ_{33} mostram que o desprezo destas contribuições no cálculo da taxa de deformação por cisalhamento, tal como apresentado por Camp e Stein (1943), pode levar a desvios significativos do seu valor, com subestimação da taxa de colisão e, conseqüentemente, da taxa de floculação.

5.1.1.2 Deformações angulares

As deformações angulares são causadas pela ação das tensões de cisalhamento (τ_{12} , τ_{13} , τ_{21} , τ_{23} , τ_{31} e τ_{32}), onde o primeiro sub índice indica a direção da tensão e o segundo sub índice indica a direção que está sendo deformada.

De maneira diferente das tensões normais, onde as deformações ocorrem linearmente, aumentando ou diminuindo uma dada direção, as deformações causadas pelas tensões cisalhantes causam uma deformação angular, aumentando ou diminuindo o ângulo formado pelas faces do elemento de fluido.

As taxas dessas deformações apresentam valores positivos quando há redução do ângulo formado pelas laterais do elemento de fluido, inicialmente a 90° . Quando este ângulo aumenta, diz-se que o elemento está sofrendo uma deformação negativa. A Figura 5.7 ilustra essa convenção.

Em escoamentos reais onde há uma direção preferencial, observa-se um elevado gradiente da componente axial da velocidade ao longo da direção radial, com conseqüente deformação das faces perpendiculares a esta direção. Como esta é a maior componente da velocidade, espera-se que as deformações angulares promovidas pela sua variação na seção de escoamento sejam superiores às demais deformações angulares observadas. Desta forma, as maiores taxas de deformações esperadas para escoamentos com essa característica são as causadas pelas tensões τ_{12} , τ_{21} , τ_{13} e τ_{31} .

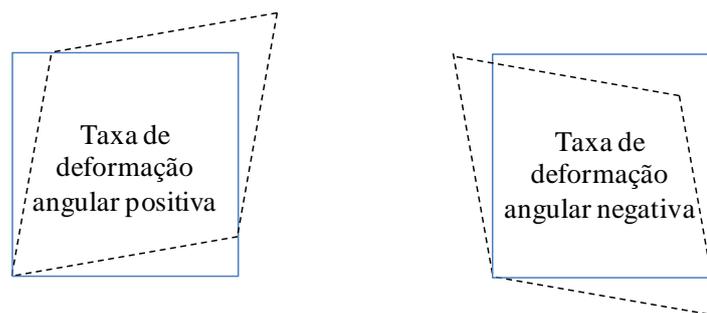


Figura 5.7 – Representação esquemática das taxas de deformações angulares positivas e negativas. As linhas sólidas representam a condição inicial da face do elemento de volume. E as linhas pontilhadas representam a condição da face após um intervalo Δt de ação da tensão tangencial às faces inferior e lateral esquerda.

Como o fluido de trabalho é incompressível, o tensor das tensões, assim como o tensor taxa de deformação são simétricos. Em outras palavras, tem-se que $\tau_{ij} = \tau_{ji}$, assim como $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$. Desta forma, far-se-á a análise de apenas uma das tensões do par i,j .

5.1.1.2.1 Taxa de deformação angular devido à tensão τ_{12}

A taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{12} pode ser representada, no SCHO, pela expressão dada na Equação 5.4 (BORG, 1963):

$$\varepsilon_{12} = 2 \frac{\tau_{12}}{\mu} = \frac{\partial v_s}{\partial r} + \frac{1}{1 - \kappa r \cos(\theta + \phi + \phi_0)} \left[\frac{\partial v_r}{\partial s} + v_s \kappa \cos(\theta + \phi + \phi_0) \right] \quad 5.4$$

Analisando a equação acima, percebe-se que, no caso de um tubo reto onde o fator de escala da direção axial (s) é unitário e não há curvatura ($\kappa = 0$), a taxa de deformação se reduz apenas à soma dos gradientes $\partial v_s / \partial r$ e $\partial v_r / \partial s$, com predominância do primeiro já que a componente v_r apresenta valores extremamente reduzidos neste tipo de escoamento. No caso do THE, a componente v_r apresenta valores superiores aos observados no tubo reto (devido ao escoamento secundário) gerando gradientes na direção s até quatro ordens de grandeza superiores às observadas no tubo reto. Além disso, há a contribuição da componente v_s no valor desta taxa de deformação.

Embora existam estas diferenças na análise da equação, como o gradiente $\partial v_s / \partial r$ é muito superior ao gradiente $\partial v_r / \partial s$ em ambos os escoamentos, a taxa de deformação ε_{12} é dominada pelo gradiente de v_s em relação a r . No entanto, há grandes diferenças nas taxas de deformação devido às diferenças entre os perfis da velocidade axial. Enquanto no caso do tubo reto (Figura 5.8.a), observa-se um padrão simétrico da taxa de deformação em relação aos eixos coordenados, no escoamento em THE (Figura 5.8.b), como há um deslocamento do máximo da velocidade axial (v_s) para a parede externa à curvatura (direção negativa do eixo N), há uma modificação no padrão das taxas de deformação, com aumento da região com taxas de deformação angular negativas, assim como, elevação do valor máximo positivo e redução do máximo negativo.

Avaliando o perfil dessa taxa de deformação em uma linha coincidente com o eixo N (eixo horizontal) (Figura 5.9), as diferenças descritas acima podem ser elucidadas. Caminhando-se ao longo do eixo N , a partir da posição $r/a = -1$, tem-se um aumento brusco da componente axial da velocidade (Figura 5.2.a), partindo de uma velocidade nula, na parede do tubo, e alcançando a velocidade máxima em uma distância de menos de 20% do diâmetro. Essa rápida mudança gera um elevado gradiente positivo e, conseqüentemente, uma elevada taxa de deformação angular. Após a passagem pela região de máxima v_s , há uma redução suave até a velocidade nula na parede do tubo. Por se tratar de uma redução quase linear, os

gradientes nessa região são negativos e muito semelhantes, com um ligeiro aumento na porção final devido à condição de não escorregamento do fluido nas paredes do tubo.

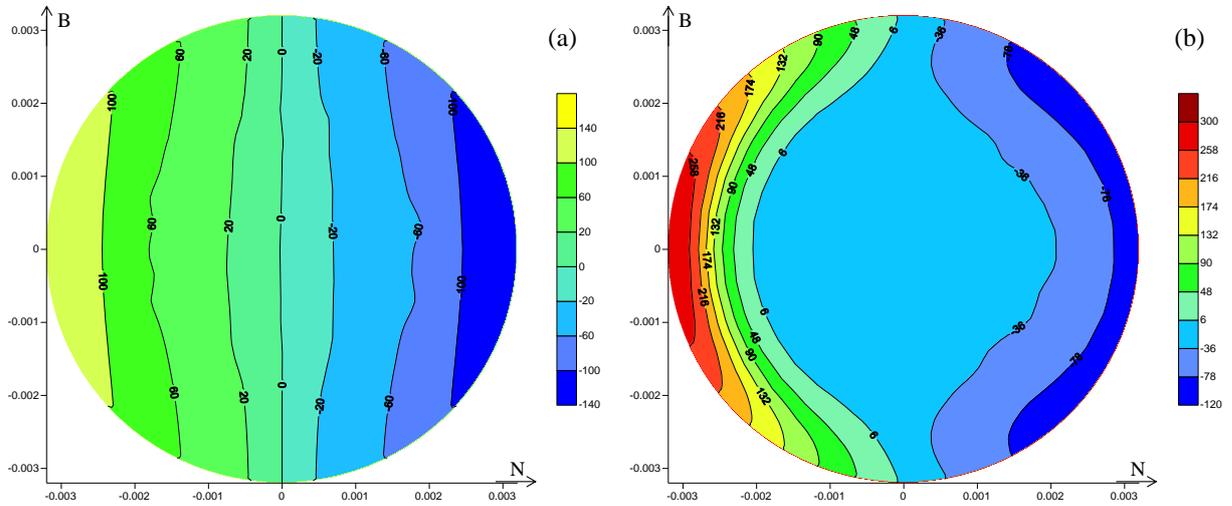


Figura 5.8 – Isocontornos da taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{12} : (a) tubo reto; (b) THE.

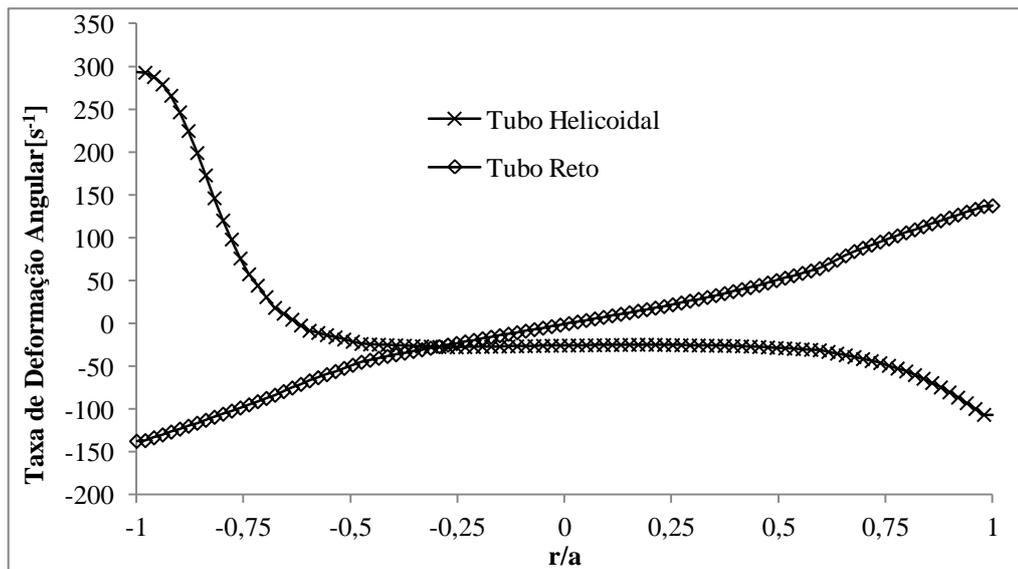


Figura 5.9 – Taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{12} ao longo do eixo N.

5.1.1.2.2 Taxa de deformação angular devido à tensão τ_{13}

De maneira análoga a taxa de deformação da tensão τ_{12} , a taxa causada pela tensão τ_{13} , em ambos os casos analisados, é devida apenas aos gradientes $\partial v_s / r \partial \theta$ e $\partial v_\theta / \partial s$, com prevalência do primeiro. No tubo reto, v_θ apresenta valores e gradientes reduzidos ($\sim 10^{-3} \text{s}^{-1}$), quando comparados com v_s ($\sim 10^2 \text{s}^{-1}$). No caso do THE, embora todos os termos da equação

(Equação 5.5) sejam considerados, os termos do lado direito do sinal de soma apresentam valores reduzidos, não chegando a alterar significativamente o perfil desta taxa de deformação.

$$\varepsilon_{13} = 2 \frac{\tau_{13}}{\mu} = \frac{1}{r} \frac{\partial v_s}{\partial \theta} + \frac{1}{1 - \kappa r \cos(\theta + \phi + \phi_0)} \left[\frac{\partial v_\theta}{\partial s} - v_s \kappa \sin(\theta + \phi + \phi_0) \right] \quad 5.5$$

Para o escoamento em um tubo reto, o mapa de isocontornos da taxa de deformação devido à tensão τ_{13} (Figura 5.10.a), apresenta característica semelhante a do mapa da taxa ε_{12} , rotacionado em 90° , inclusive com mesmos valores máximos. Esta característica já era esperada, uma vez que o gradiente radial da velocidade axial é concêntrico com o tubo, apresentando a mesma variação em todas as direções.

Para o escoamento em um THE (Figura 5.10.b), percebe-se diferenças entre as duas taxas de deformação (ε_{12} e ε_{13}). Há também uma rotação das zonas de taxas positivas e negativas. No entanto, os valores e a forma das isolinhas são consideravelmente distintas. As taxas ε_{13} máximas positivas e negativas apresentam valores muito semelhantes entre si, demonstrando certa simetria (em módulo) das deformações em relação ao eixo N (horizontal). Esta simetria deve-se ao perfil simétrico da velocidade axial em relação a este eixo.

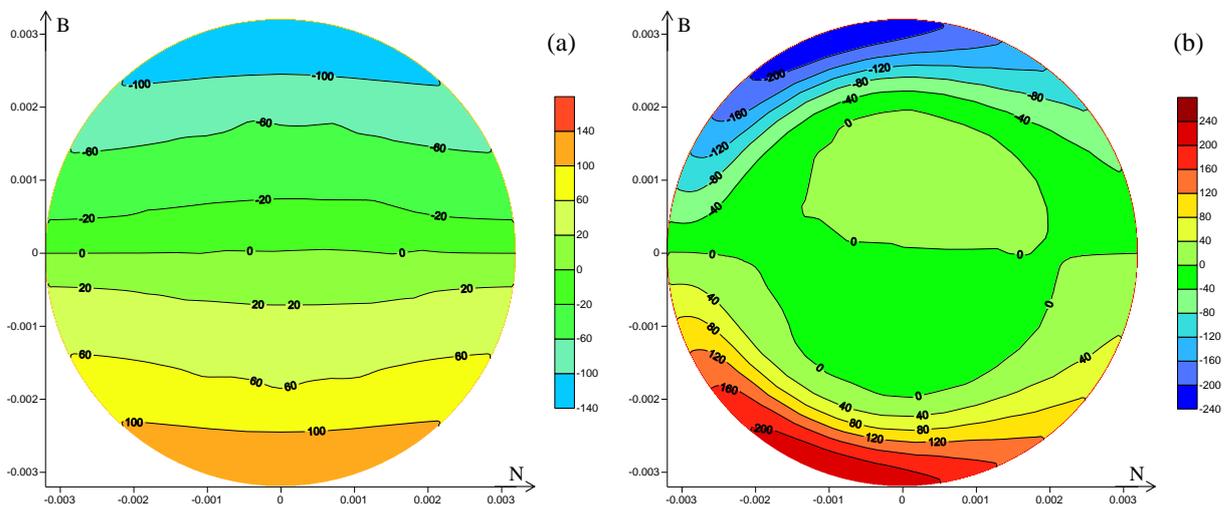


Figura 5.10 – Isocontornos da taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{13} : (a) tubo reto; (b) THE.

Na comparação com o tubo reto, verifica-se uma elevação dos valores máximos (tanto positivo, quanto negativo), com uma concentração das isolinhas próximo aos contornos superior e inferior do tubo, levemente deslocadas para o lado externo à curvatura ($N = -0,0032m$). Verifica-se também um aumento da região com valores reduzidos de deformação,

ocupando grande parte da seção (cerca de 60%). Essas diferenças ficam evidenciadas com a avaliação dos perfis ao longo do eixo B (vertical) (Figura 5.11).

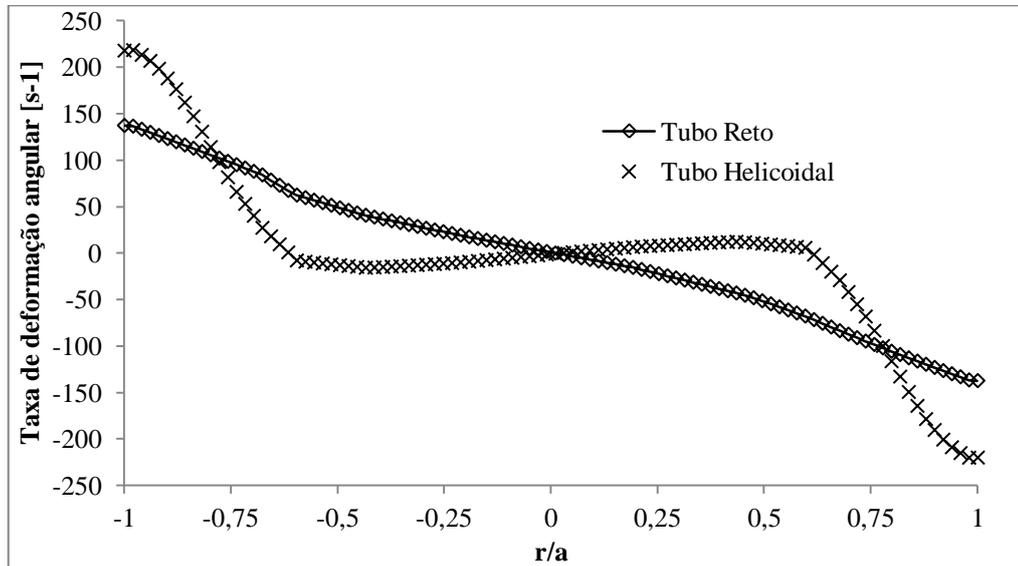


Figura 5.11 – Taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{13} ao longo do eixo B.

No tubo reto, deslocando-se sobre o eixo B (a partir da posição $r/a = -1$) inicia-se com a velocidade nula na parede do tubo. Ao se deslocar em direção ao centro da seção, há um aumento no valor da velocidade v_s , até o seu máximo na posição central, gerando um gradiente positivo e, conseqüentemente, uma taxa de deformação angular também positiva. A partir do centro da seção, a velocidade diminui até a parede oposta ($r/a = 1$) conduzindo a uma taxa de deformação angular negativa. Esta redução linear do gradiente $\partial v_s / r \partial \theta$ deve-se ao perfil parabólico da velocidade axial (ver Figura 5.1.a).

No caso helicoidal, como há uma distorção do perfil da velocidade axial (ver Figura 5.2.a), com deslocamento do máximo para o lado externo à curvatura (porção negativa do eixo N), o perfil da taxa de deformação também fica distorcido. No entanto, há uma simetria do perfil de v_s em relação ao eixo N. Assim, deslocando-se ao longo do eixo B em direção ao centro da seção, há um aumento de velocidade, uma pequena redução até uma região de velocidade praticamente constante, um novo e leve aumento, e a redução da velocidade até seu valor nulo na parede do tubo. Essas variações da velocidade ficam claras no perfil da taxa de deformação da Figura 5.11, com uma região positiva e regressiva, uma região com valores próximos de zero, e uma região de deformação angular negativa com mesma inclinação da região positiva.

5.1.1.2.3 Taxa de deformação angular devido à tensão τ_{23}

A tensão τ_{23} é a menor tensão cisalhante das três aqui avaliadas, por levar em conta as direções de menores velocidades. A expressão que determina a taxa de deformação promovida por esta tensão no SCHO é dada na Equação 5.6 (BORG, 1963):

$$\varepsilon_{23} = 2 \frac{\tau_{23}}{\mu} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial v_r}{\partial \theta} - v_\theta \right] + \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \quad 5.6$$

No tubo reto, espera-se que os valores dessa taxa de deformação sejam bem reduzidos, visto que as componentes v_r e v_θ da velocidade são extremamente pequenas. Para o caso do THE, como há um escoamento secundário presente, com valores e variações relevantes das componentes v_r e v_θ , as taxas de deformação angular podem alcançar valores diversas ordens de grandeza superiores aos observados no tubo reto.

Ao avaliar os gráficos de isolinhas da taxa de deformação ε_{23} (Figura 5.12) percebem-se grandes diferenças nos dois escoamentos.

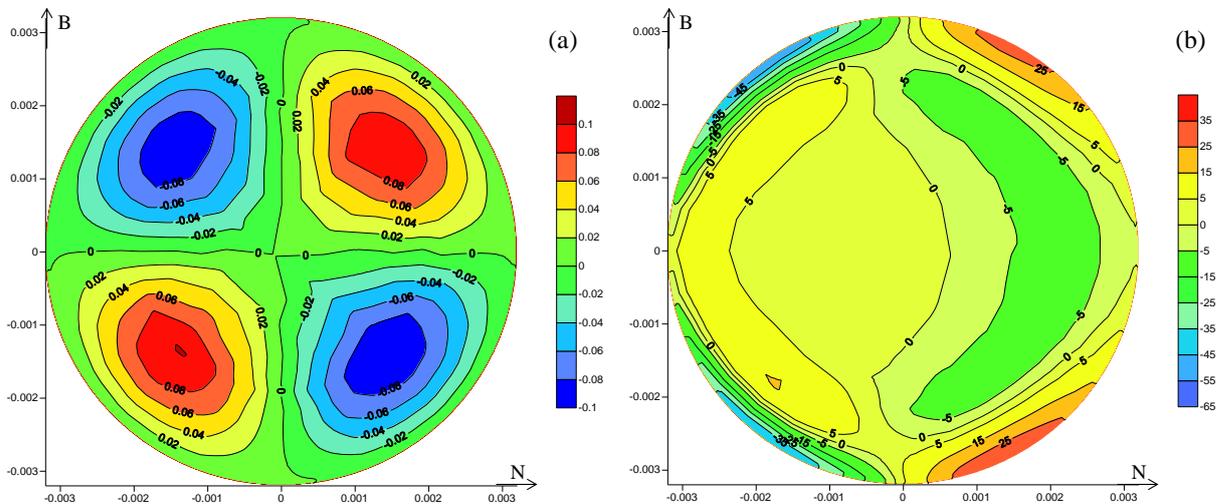


Figura 5.12 – Isocontornos da taxa de deformação angular promovida pela tensão τ_{23} : (a) tubo reto; (b) THE.

Como esperado, no tubo reto os valores são extremamente baixos, com valores máximos absolutos da ordem de $0,1 \text{ s}^{-1}$, observados no centro de cada quadrante. No THE esses valores podem ser até 500 vezes superiores (próximo à parede do tubo).

Seu perfil pode ser explicado pela variação do escoamento secundário ao longo da seção. O escoamento secundário apresenta-se praticamente constante na porção central da seção, se deslocando do lado interno à curvatura ($N = 0,0032\text{m}$) em direção ao lado externo ($N = -$

0,0032m) (ver Figura 5.2.b). Nessa região, as taxas de deformação angular apresentam valor reduzido e são praticamente constantes. Ao chegar à parede do tubo, divide-se em dois vórtices, cujas maiores velocidades, em ambos os vórtices, encontram-se próximo às paredes do tubo, diminuindo em direção ao centro dos vórtices (porções superior e inferior esquerda da Figura 5.2.b e da Figura 5.12.b). Esta redução da velocidade do escoamento secundário gera um gradiente negativo e, conseqüentemente, uma taxa de deformação angular negativa. Ao se deslocar ao longo da parede, estas velocidades vão diminuindo, enquanto que as velocidades das regiões mais próximas aos centros dos vórtices vão aumentando (porções superior e inferior direita da Figura 5.2.b e da Figura 5.12.b), até atingirem o meio da seção, e o ciclo recomeçar. Este aumento da velocidade do escoamento secundário em direção ao centro do vórtice produz uma taxa de deformação positiva.

A partir das descrições acima, pode-se perceber a relevância do escoamento secundário na deformação dos elementos de fluido, promovendo uma taxa extra de mistura, não presente no escoamento em um tubo reto. Assim como as taxas de deformação linear, a taxa ε_{23} não pode ser desprezada na determinação da taxa de deformação por cisalhamento em THE.

5.1.1.2.4 Taxa de deformação por cisalhamento

A taxa de deformação por cisalhamento, chamada por Camp e Stein (1943) de gradiente de velocidade, é um dos parâmetros chave para a modelagem do processo de floculação. Este parâmetro computa as deformações dos elementos de fluido que levam a aproximação das partículas dispersas na água em tratamento (CAMP e STEIN, 1943; KRAMER e CLARK, 1997; PEDOCCHI e PIEDRA-CUEVA, 2005). Na ausência de forças de corpo, é o mecanismo predominante no processo de colisão e agregação das partículas, sendo determinada pela raiz da soma dos quadrados das taxas de deformação provocadas pelas tensões normais e cisalhantes (Equação 5.7) (PEDOCCHI e PIEDRA-CUEVA, 2005).

$$TDC = \sqrt{2\varepsilon_{11}^2 + 2\varepsilon_{22}^2 + 2\varepsilon_{33}^2 + \varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{13}^2 + \varepsilon_{23}^2} \quad 5.7$$

Na seção de escoamento de um tubo reto, a TDC apresenta um perfil concêntrico com a seção, com o valor máximo próximo às paredes do tubo, e valor mínimo na região central (Figura 5.1.b). Como todas as taxas de deformação linear e a taxa de deformação angular ε_{23} apresentam valores bastante reduzidos, a TDC em um tubo reto é dada apenas pela raiz da

soma dos quadrados as taxas de deformação ε_{12} e ε_{13} . Como visto acima, estas duas taxas de deformação são idênticas, mas rotacionadas 90° uma em relação à outra, o que confere o padrão concêntrico da TDC observada neste caso.

Com base nas características apresentadas nas seções anteriores, pode-se perceber que no escoamento em THEs, deve-se considerar todas as taxas de deformação (a única que apresenta valores ínfimos é a taxa ε_{11}) na determinação da TDC. Como esperado, para uma mesma vazão, a TDC é superior nos THEs em relação aos tubos retos. Seu padrão também é bastante distinto (Figura 5.13), com um deslocamento do máximo para a parede externa ao enrolamento e ampliação da região de valores reduzidos de TDC no centro da seção.

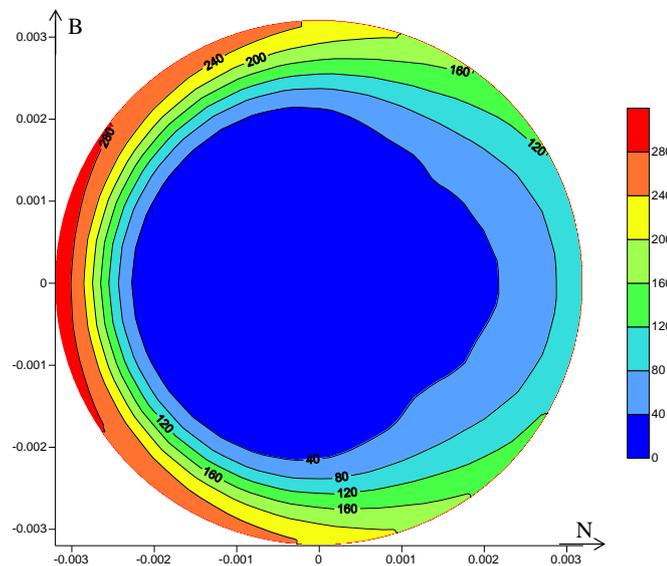


Figura 5.13 – Taxa de deformação por cisalhamento em THE.

5.1.2 Influência de Mudanças Geométricas do FTH nas Taxas de Deformação dos Elementos de Fluido

Para avaliar a influência da variação de parâmetros geométricos dos THE no comportamento das taxas de deformação devido às tensões viscosas, fez-se a simulação das demais quatro configurações apresentadas na Tabela 4.1

Em todos os reatores, avaliou-se o comportamento das taxas de deformação em uma seção localizada no início da quarta volta. Esta escolha foi feita para garantir que, em todos os casos avaliados, o escoamento se apresentasse completamente desenvolvido já que, tanto a velocidade axial (YU et al., 2003) quanto a taxa de deformação por cisalhamento (SARTORI, 2006), apresentam-se axialmente invariantes após a segunda volta do escoamento em THEs.

5.1.2.1 *Variação da razão de curvatura - d/D*

A variação da relação d/D promove diversas alterações no padrão de escoamento em THEs. Dean (1927; 1928) demonstrou que em tubos curvados (toroidais), para um dado número de Reynolds, o aumento desta relação (pela redução de D , por exemplo) aumenta a intensidade do escoamento secundário e reduz a máxima velocidade axial. Desta forma, é de se esperar que sua variação também produza alterações nas taxas de deformação devido às tensões viscosas.

Como o aumento da razão d/D aumenta a intensidade do escoamento secundário, a taxa de deformação promovida pela tensão τ_{11} sofre alterações tanto na sua distribuição na seção, quanto na sua magnitude, como pode ser observado nos isocontornos da Figura 5.14.

Há uma tendência de deslocamento dos pontos máximos para a porção mais próxima a parede interna à curvatura do tubo juntamente com o aumento de magnitude. Além disso, há uma inversão no sinal da deformação na porção inferior do tubo, criando duas regiões de deformações negativas nos contornos, envolvendo uma grande região central com taxas de deformação positivas.

Estes efeitos podem ser atribuídos à magnitude do escoamento secundário. Quanto maior sua magnitude, mais deslocados para a porção interna à curvatura estarão os pontos de máximas taxas de deformação. Além dessas velocidades influenciarem o valor da taxa de deformação ε_{11} (ver Equação 5.1), quanto mais intensas, maiores serão as deformações ε_{22} e ε_{33} . Como trata-se de um fluido incompressível, se há alongamento em uma das direções do elemento de fluido, deve haver contração em pelo menos uma das outras duas direções para que não haja variação no volume do elemento, explicando a inversão de sinal observada.

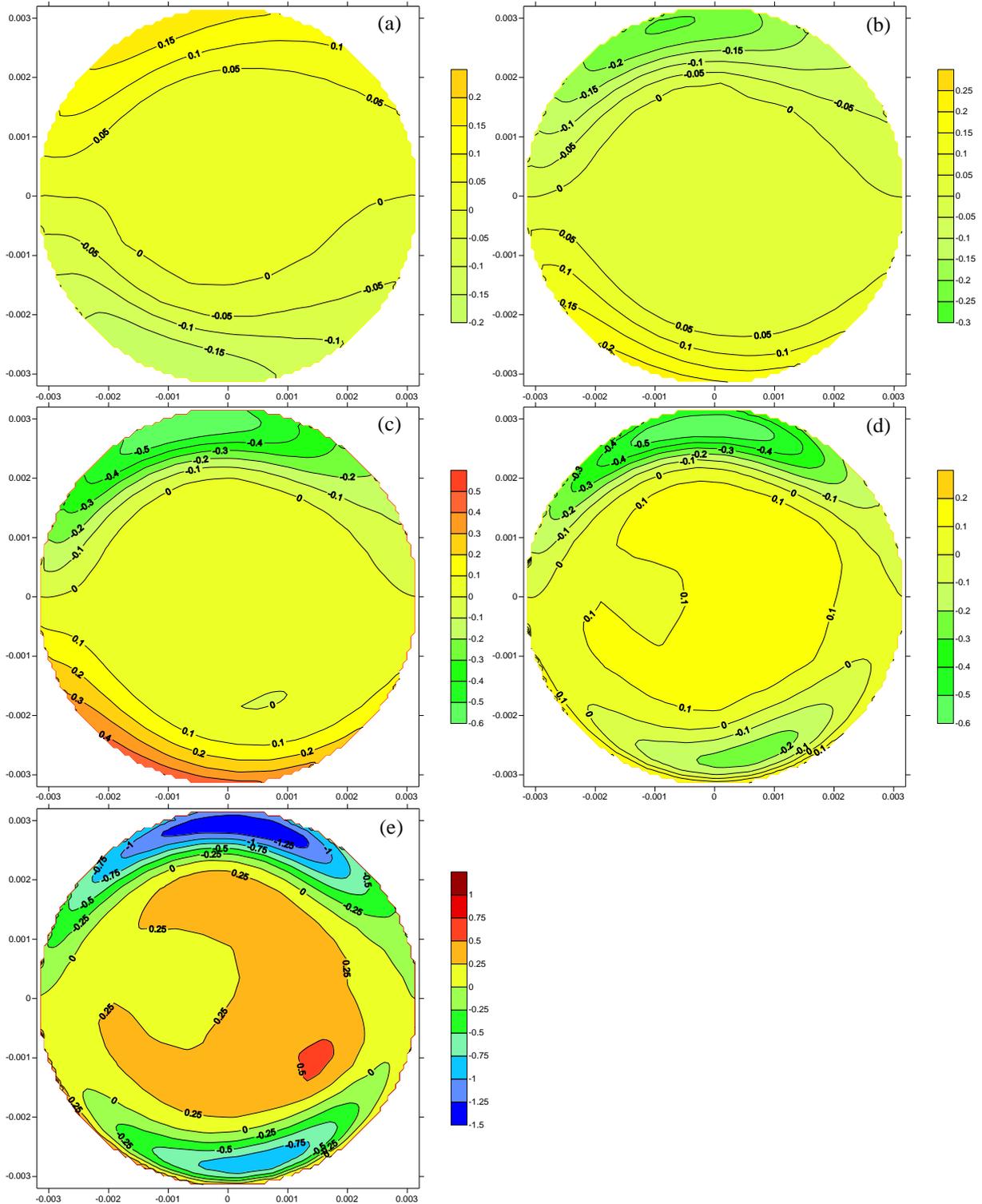


Figura 5.14 – Taxa de deformação ε_{11} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.

Na taxa de deformação ε_{22} , como está relacionada com uma das componentes da velocidade na seção de escoamento, variações na magnitude do escoamento secundário afetam sua magnitude, com aumento de até 5 vezes em seu valor, quando comparadas a situação de

menor e maior valor da razão d/D . Em todos os casos, os maiores valores absolutos são observados no lado externo à curvatura, com as taxas positivas na porção superior e as taxas negativas na porção inferior. Nessas regiões de valores máximos, o escoamento secundário é conformado pelas paredes do tubo, o que leva a um padrão semelhante entre todos os casos analisados (Figura 5.15). No entanto, deslocando-se para o centro da seção, verifica-se mudanças no padrão de distribuição de ε_{22} , diretamente relacionadas com a alteração do padrão do escoamento secundário.

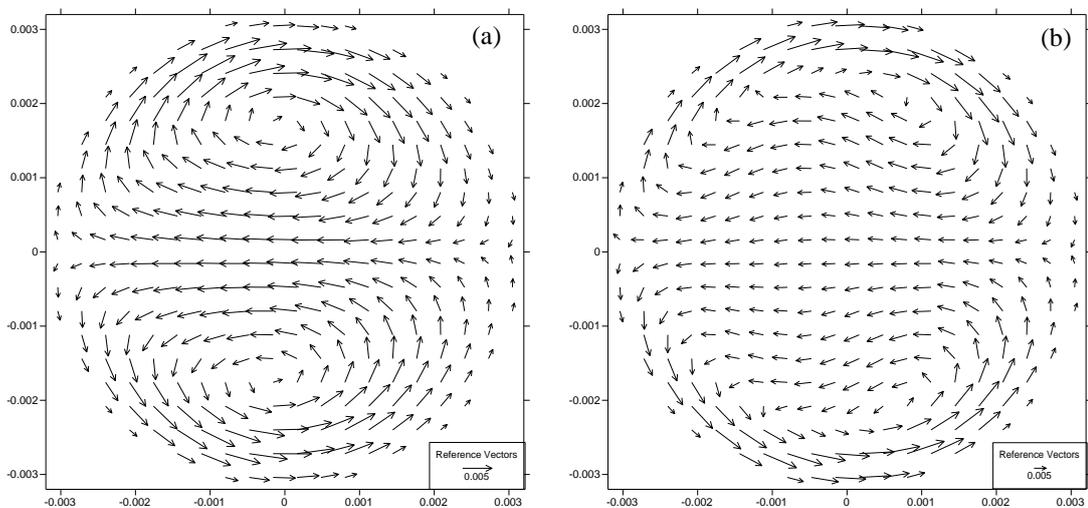


Figura 5.15 – Vetores de escoamento secundário para: (a) $d/D = 0,0091$; (b) $d/D = 0,1458$.

Nas situações de reduzido valor de d/D , os vórtices do escoamento secundário apresentam linhas de corrente praticamente circulares. Com o aumento de d/D , há uma deformação desses vórtices com conseqüente alteração no padrão de ε_{22} (Figura 5.16).

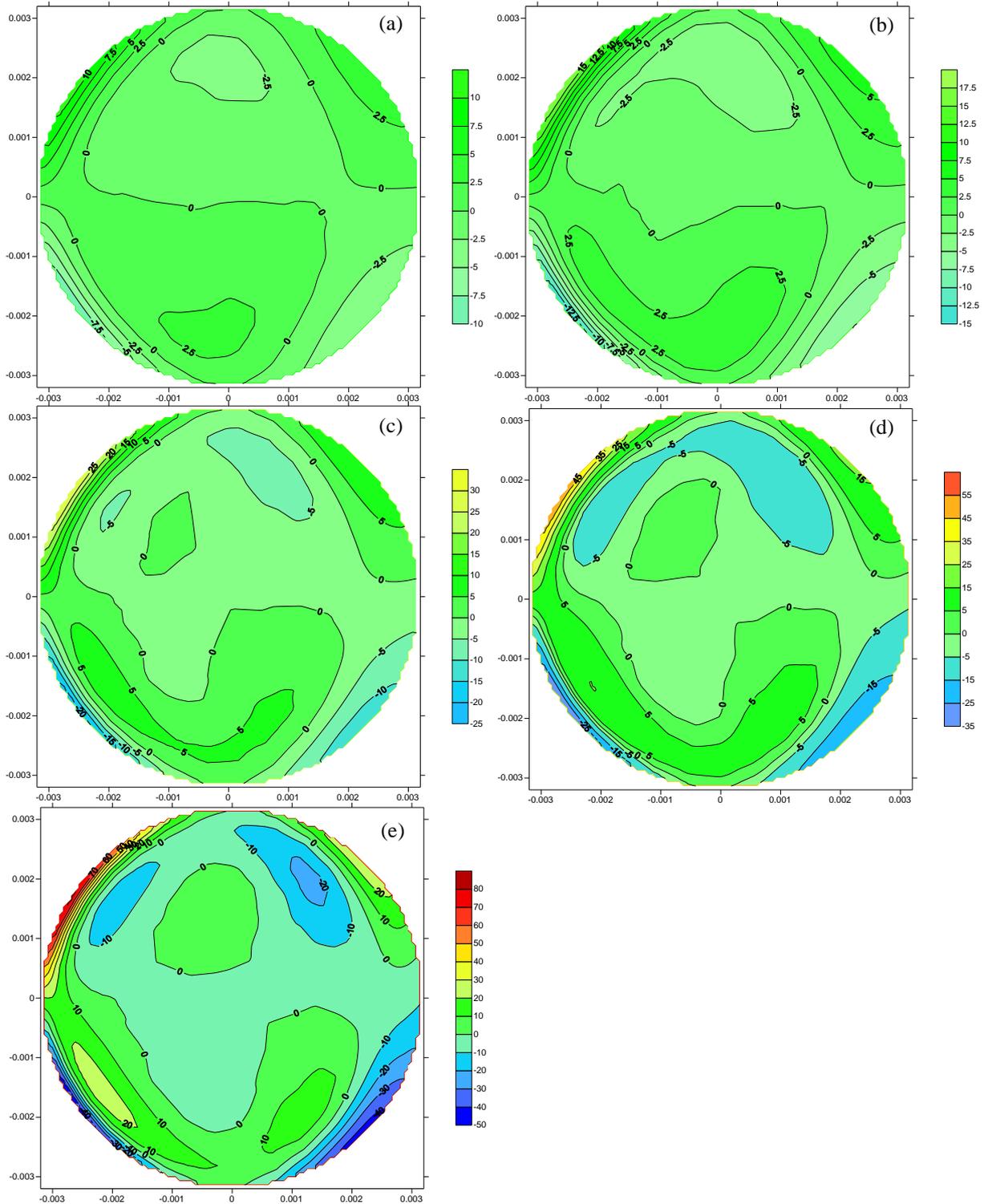


Figura 5.16 – Taxa de deformação ϵ_{22} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.

Efeito semelhante observa-se na taxa de deformação ϵ_{33} que também depende de uma das componentes da velocidade do escoamento secundário. As maiores magnitudes das

velocidades na seção levam a um aumento das taxas de deformação ε_{22} e alteração do seu padrão, nas porções afastadas das paredes do tubo (Figura 5.17).

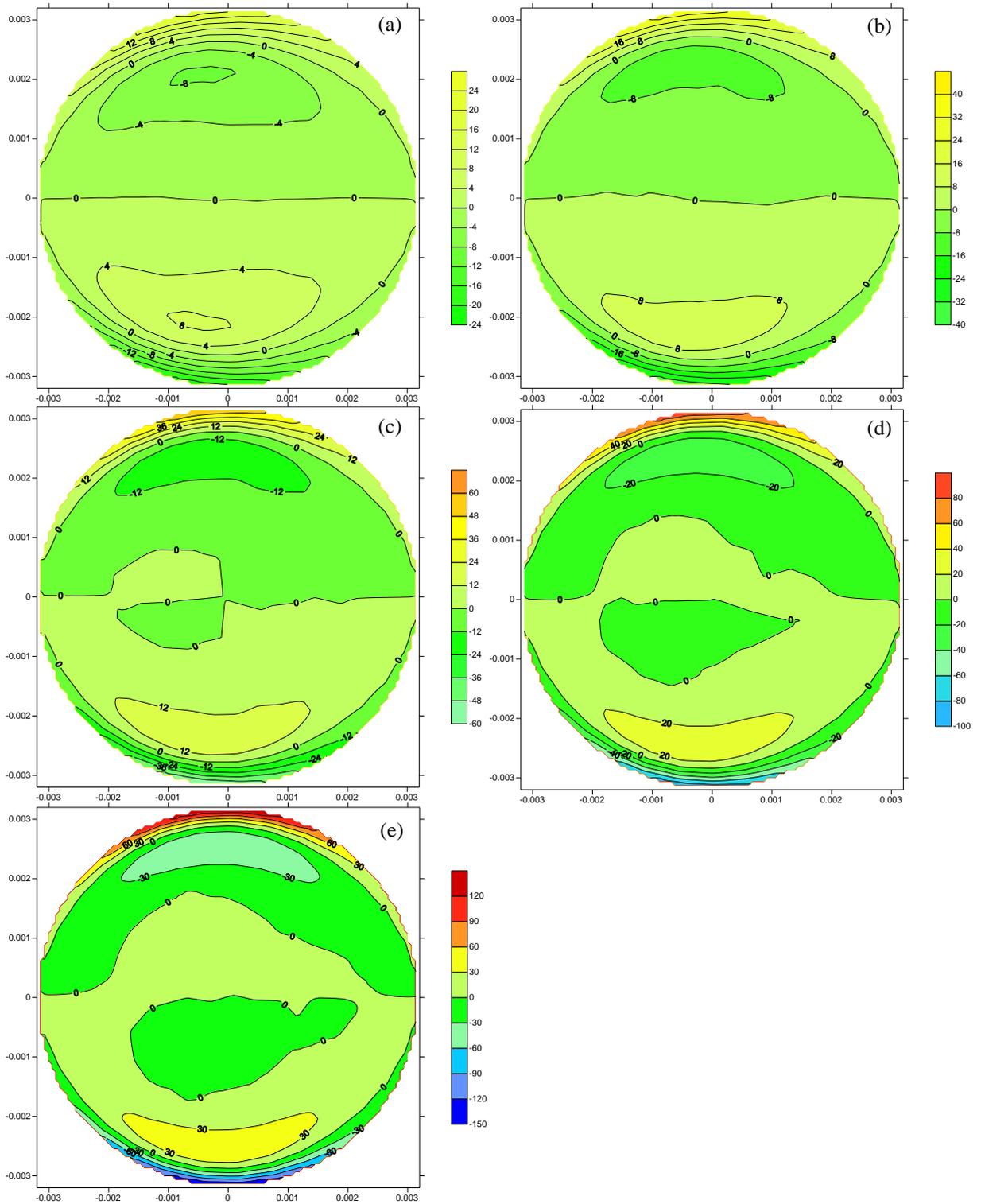


Figura 5.17 – Taxa de deformação ε_{33} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.

Para a situação com menor valor da razão d/D , a seção apresenta-se dividida ao meio, com taxa de deformação praticamente nula ao longo do eixo N (horizontal) e um padrão simétrico

em relação a este eixo, quando tomados os valores absolutos. Com o aumento dessa razão, há um deslocamento dessa linha de deformações nulas para o sentido positivo do eixo B e perda de simetria, principalmente nas regiões de menores taxas de deformação.

Em relação às taxas de deformação angular, promovidas pelas tensões cisalhantes, há pouca alteração no padrão de distribuição dessas taxas na seção de escoamento, mas grandes alterações em suas magnitudes.

Com o aumento da razão d/D , a taxa de deformação angular ε_{12} tem sua região central (com valores absolutos abaixo de $50s^{-1}$) aumentada. Enquanto que no caso de menor valor de d/D esta região ocupa cerca de 50% da seção, no caso de maior valor, ela ocupa cerca de 80% da seção de escoamento, gerando uma grande região com baixa taxa de deformação. No entanto, próximo à parede do tubo do lado externo à curvatura, há um aumento significativo na magnitude dessa taxa, sendo observada uma diferença de mais de 100% entre os dois casos mencionados. Essas alterações no padrão de ε_{12} podem ser atribuídas às diferenças observadas na velocidade axial nesses dois casos, como pode-se perceber na Figura 5.18, que apresenta os isocontornos de velocidade axial para os casos de menor (Figura 5.18.a) e maior (Figura 5.18.b) valores de d/D .

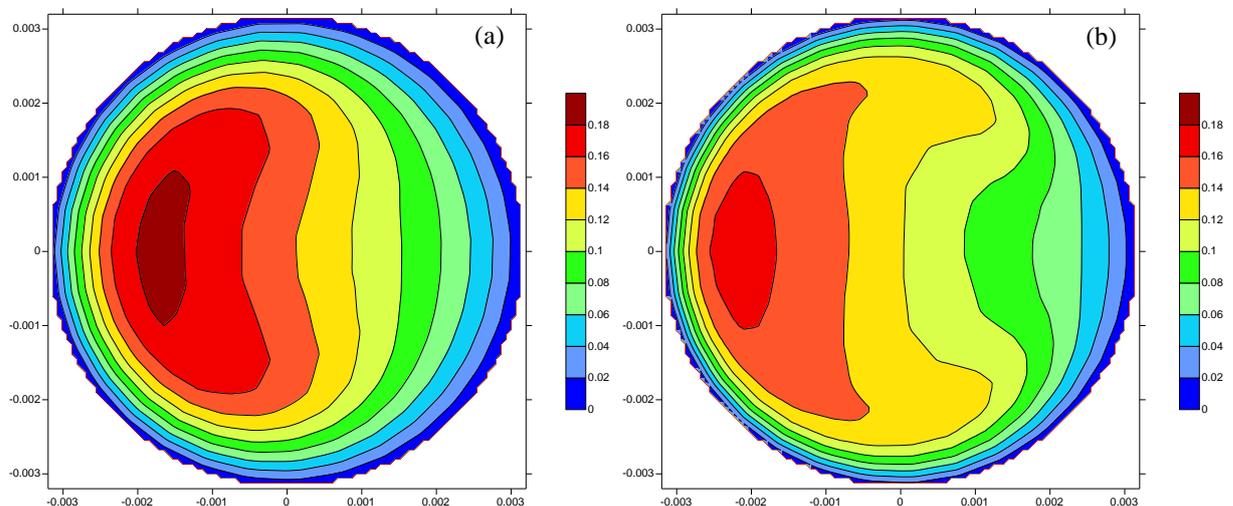


Figura 5.18 – Isocontornos de velocidade axial para: (a) $d/D = 0,0091$; (b) $d/D = 0,1458$.

No primeiro caso, a variação da velocidade axial na direção radial, no lado externo à curvatura, é mais branda do que no segundo, apresentando um menor gradiente e, conseqüentemente, uma menor taxa de deformação. Já no restante da seção, as variações são menos acentuadas no segundo caso, o que leva ao aumento da região central com baixa taxa

de deformação. A Figura 5.19 apresenta os isocontornos de ε_{12} para os cinco casos avaliados, onde pode-se verificar o comportamento dessa taxa com a variação de d/D .

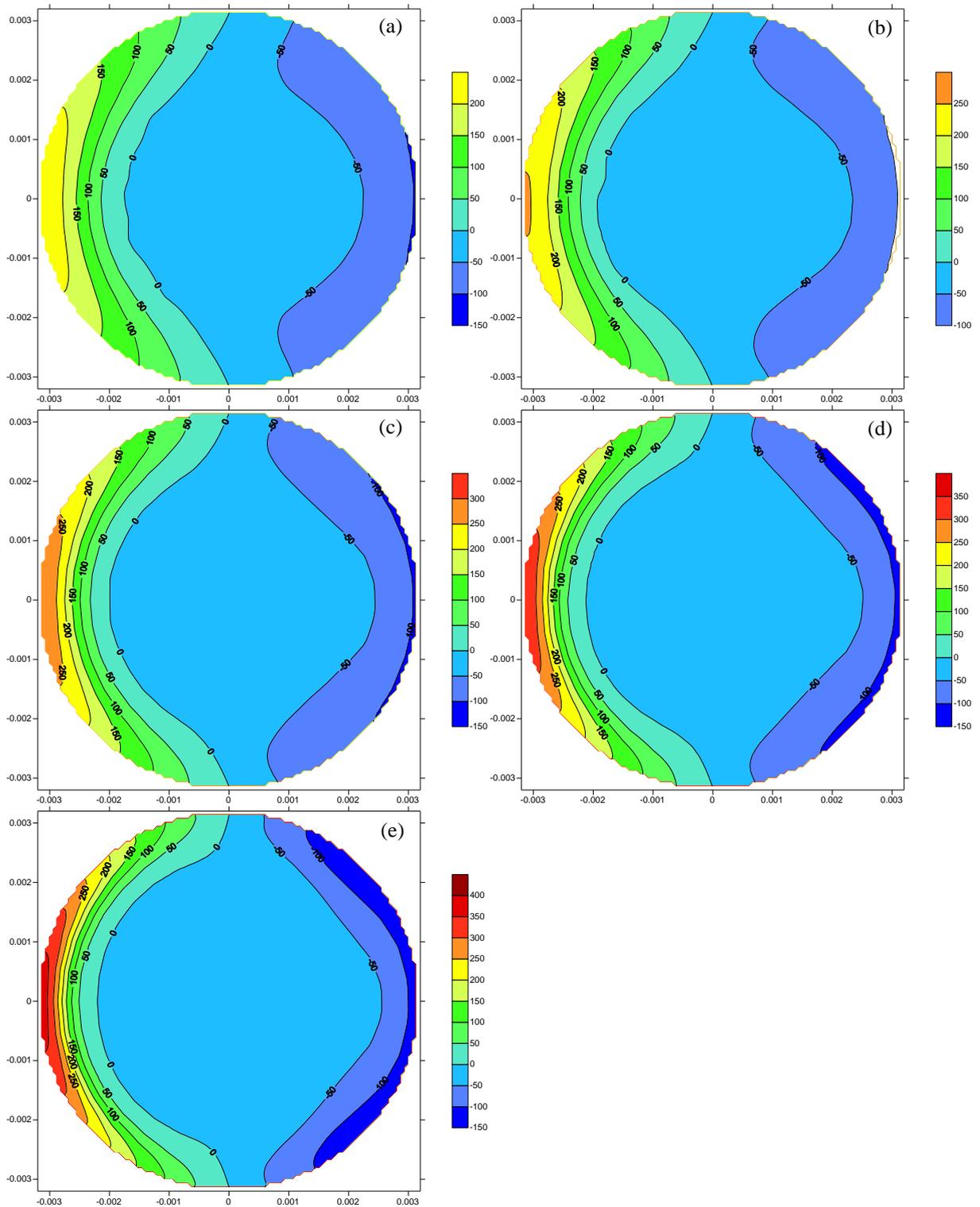


Figura 5.19 – Taxa de deformação ε_{12} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.

Os efeitos da variação de d/D na taxa de deformação ε_{13} (Figura 5.20) são semelhantes aos observados em ε_{12} . Com o aumento de d/D , há o aumento da magnitude dos valores máximos (positivos e negativos), assim como aumento da região com baixos valores de taxa de deformação.

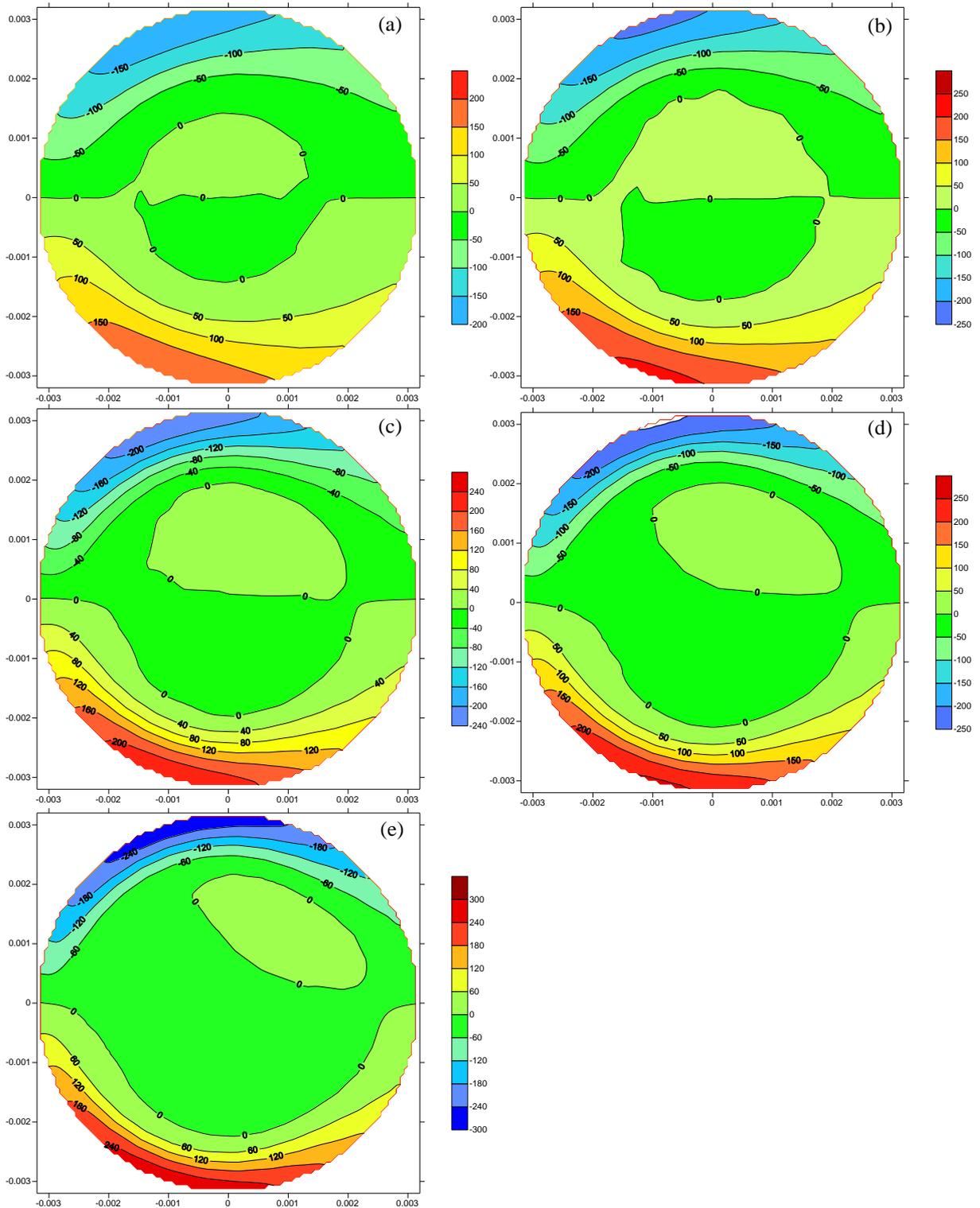


Figura 5.20 – Taxa de deformação ε_{13} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.

Esses efeitos também são devidos à variação do perfil da velocidade axial na seção de escoamento. Deslocando-se no sentido positivo de θ (sentido anti-horário) a partir do eixo N, próximo à parede do tubo, percebe-se uma compressão dos isocontornos de velocidade axial até $(\theta + \phi + \phi_0) = \pi$. Desta forma, há um gradiente negativo de dv_s em relação à $rd\theta$, o que leva a uma taxa de deformação também negativa. A partir desse ponto, inicia-se uma expansão desses isocontornos até $(\theta + \phi + \phi_0) = 2\pi$, com efeito inverso, repetindo o padrão simétrico (em relação ao eixo N), quando tomados os valores absolutos, do perfil da velocidade axial.

Avaliando a taxa de deformação angular ε_{23} (Figura 5.21) percebe-se que ela exprime a relação do escoamento secundário com as deformações ocorridas na seção de escoamento. Com o aumento da magnitude do escoamento secundário (pelo aumento da relação d/D), há um aumento significativo nos valores máximos das deformações, com valores que podem variar uma ordem e grandeza entre a menor relação d/D e a maior. Além disso, com os menores valores de d/D , há uma clara divisão na região central da seção, com a porção do lado interno ao enrolamento com uma taxa de deformação negativa, e a porção do lado externo, com deformação positiva. Com o aumento de d/D , esta clara divisão vai se deteriorando, até a formação de uma “ilha” negativa em meio à porção positiva, do lado externo ao enrolamento. Esta “ilha” está relacionada com as distorções do escoamento secundário, observadas para as maiores relações d/D (ver Figura 5.15). Em todos os casos, nas regiões próximas às paredes do tubo, observamos as maiores deformações, justamente nas posições de maior variação (em termos de direção) dos vetores do escoamento secundário.

Após a análise das deformações apresentada acima, pode-se inferir acerca da taxa de deformação por cisalhamento (TDC).

Como a TDC é fortemente influenciada pelas deformações ε_{12} e ε_{13} , é de se esperar que suas características na seção não sejam muito alteradas com a variação de d/D , assim como uma elevação significativa em sua magnitude, principalmente próximo às paredes do tubo do lado externo à curvatura. Essas tendências se confirmam quando analisa-se os mapas de isocontornos da TDC apresentados na Figura 5.22. Além disso, como aquelas taxas de deformação também apresentaram um aumento da região com valores amenos de deformação com o aumento de d/D , a TDC segue esta mesma tendência.

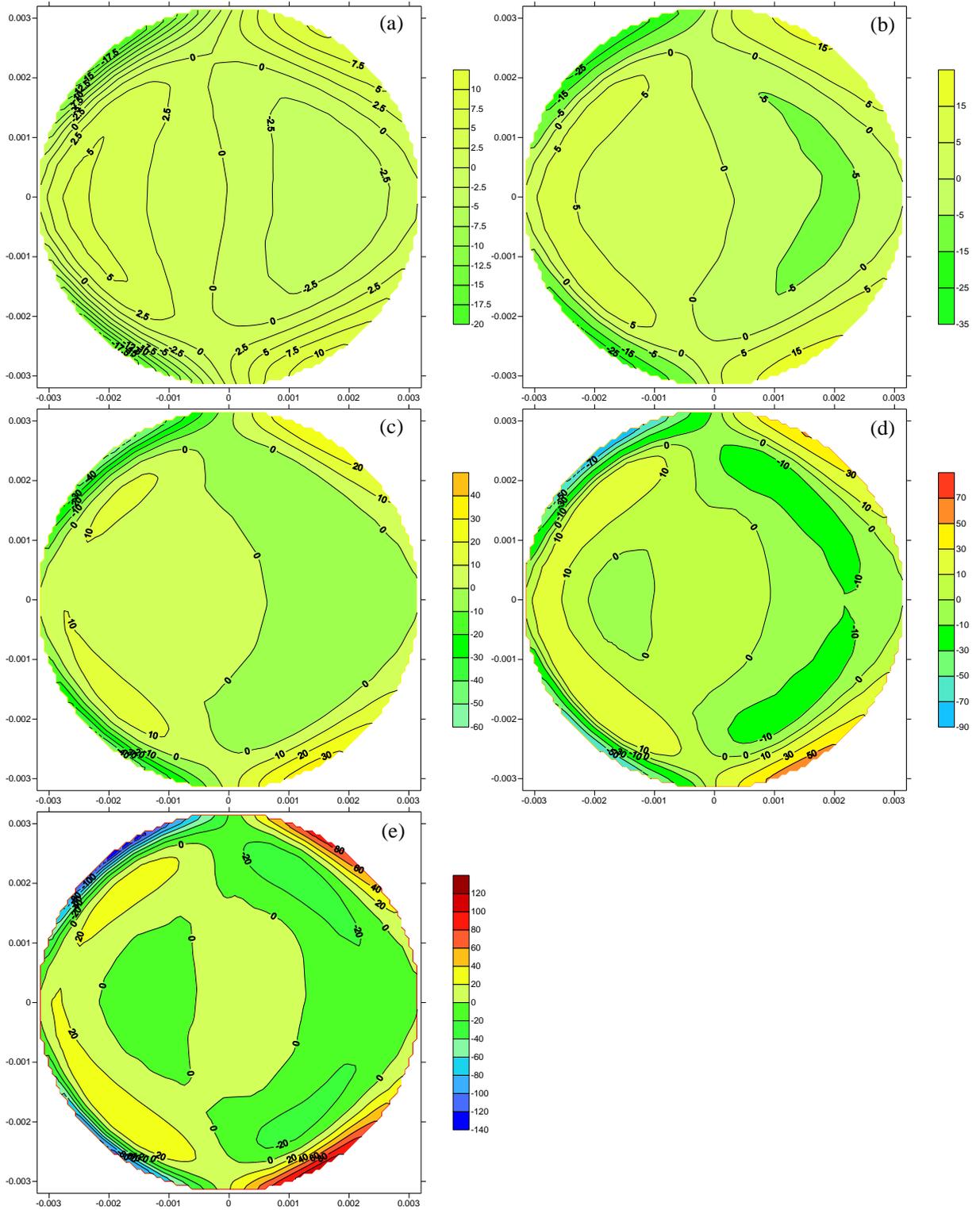


Figura 5.21 – Taxa de deformação ϵ_{23} para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.

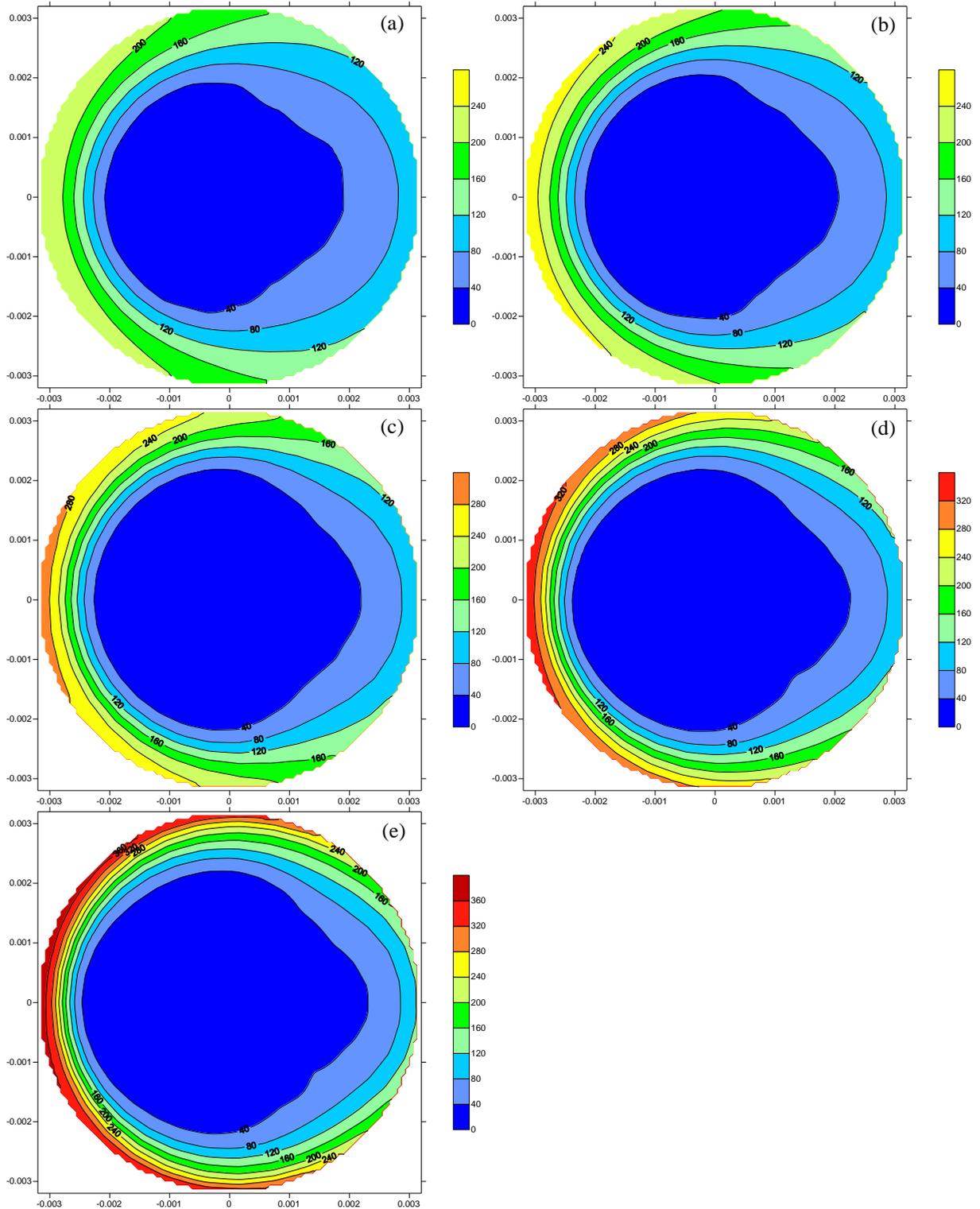


Figura 5.22 – Taxa de deformação por cisalhamento para razão d/D igual a: (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; e (e) 0,1458.

Por fim, avaliando as máximas taxas de deformação obtidas para cada razão de curvatura estudada, verifica-se que tanto as deformações lineares quanto angulares apresentam relação

direta com esse parâmetro. Consequentemente, a TDC também apresenta relação semelhante. Essas relações podem ser vistas na Figura 5.23.

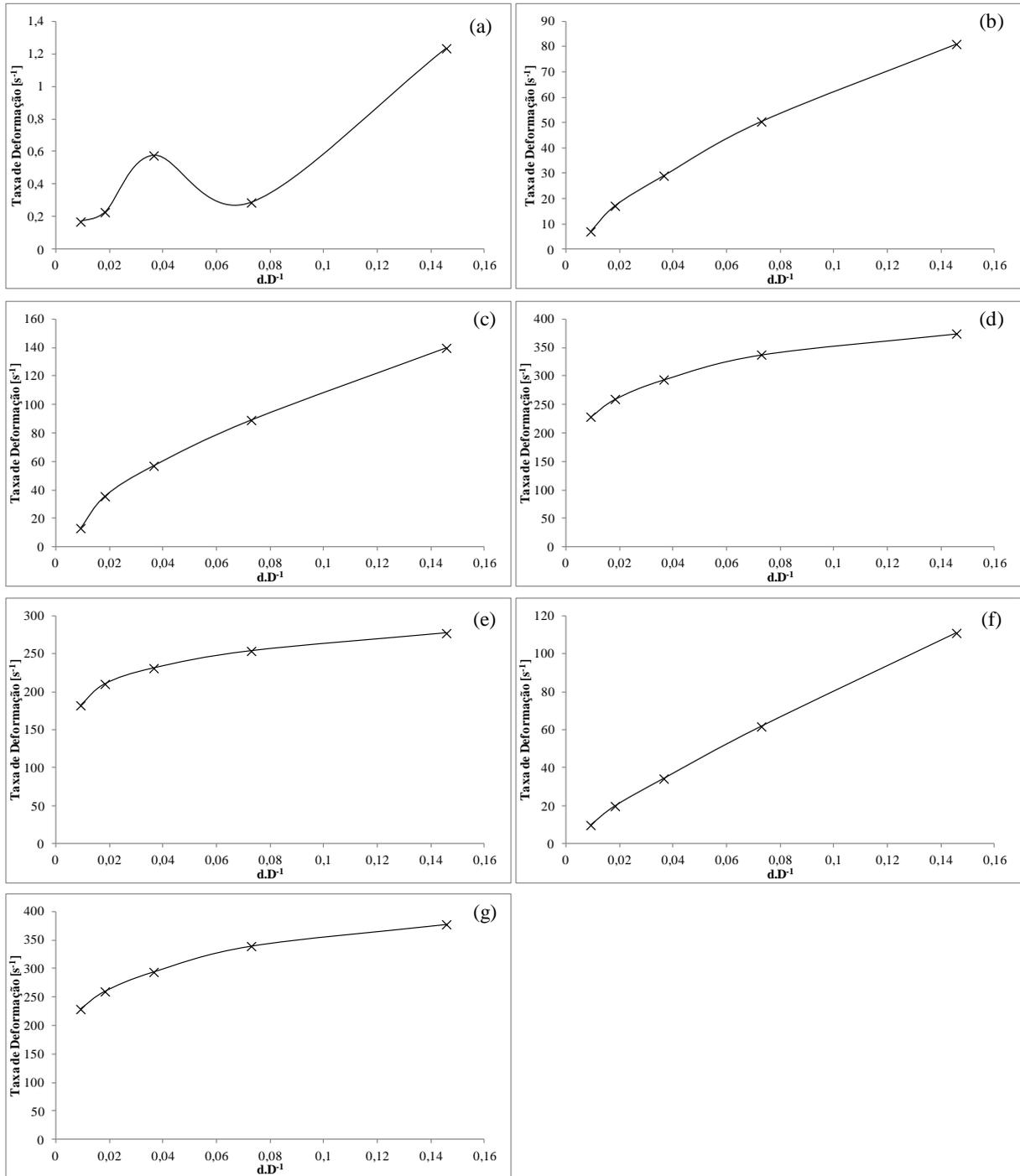


Figura 5.23 – Relação da razão de curvatura com os valores máximos das taxas de deformação (a) ϵ_{11} ; (b) ϵ_{22} ; (c) ϵ_{33} ; (d) ϵ_{12} ; (e) ϵ_{13} ; (f) ϵ_{23} ; e (g) taxa de deformação por cisalhamento.

5.2 Escoamento Sólido-Líquido em Floculadores Tubulares Helicoidais

O escoamento em tubos helicoidalmente enrolados (THE) apresenta como características importantes a existência de uma corrente secundária (escoamento secundário, perpendicular à direção axial do escoamento) e o deslocamento da região de máxima velocidade axial (comparando com o escoamento em tubo reto) para o lado externo à curvatura do tubo. A Figura 5.24 apresenta os isocontornos dessas velocidades, assim como os vetores do escoamento secundário, para a seção transversal localizada a distância angular de 90° ($\pi/2$) da seção de entrada.

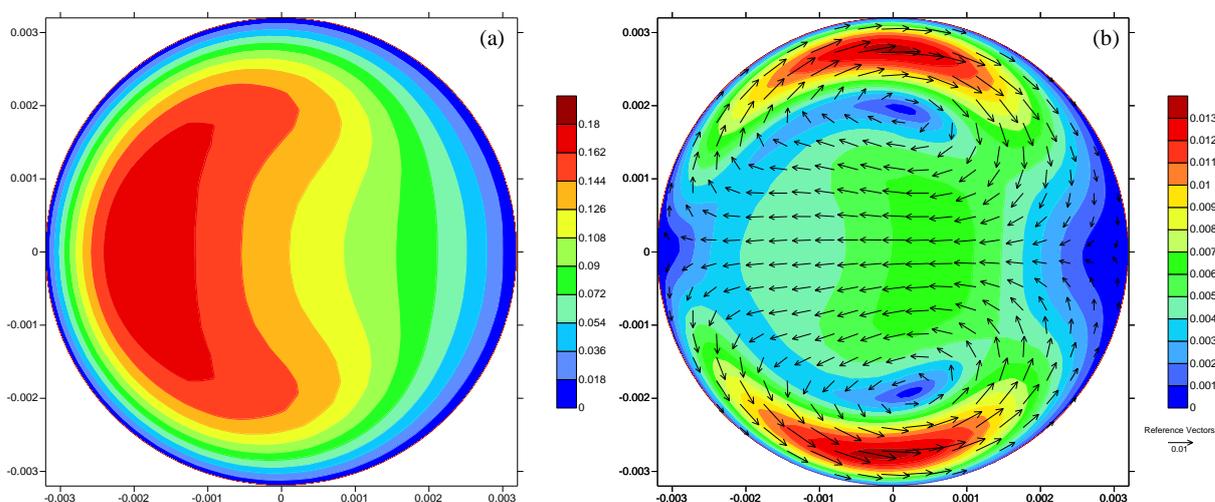


Figura 5.24 – (a) Isocontornos de velocidade axial (v_s); (b) vetores e isocontornos de escoamento secundário ($((v_r^2 + v_\theta^2)^{0,5})$).

Em escoamentos sólido-líquido diluídos nos THEs, observa-se que o escoamento secundário apresenta grande influência no movimento das partículas. A Figura 5.25 apresenta a distribuição das concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções transversais localizadas a distâncias angulares de 15° , 30° , 45° , 60° e 90° ($\pi/12$, $\pi/6$, $\pi/4$, $\pi/3$ e $\pi/2$, respectivamente) a partir da seção de entrada, para uma situação (hipotética) em que não considerou-se a força de atração gravitacional. Esta simulação foi realizada para a configuração de referência (ver Tabela 4.1).

Como pode-se perceber pela análise das seções apresentadas na Figura 5.25, a uma distância angular de 15° da seção de entrada (Figura 5.25.a), já há uma maior concentração de partículas na parede do lado interno ao enrolamento (porção positiva do eixo N, a aproximadamente 0,003m do centro do tubo), embora o escoamento principal tenda a levá-lo para a parede externa.

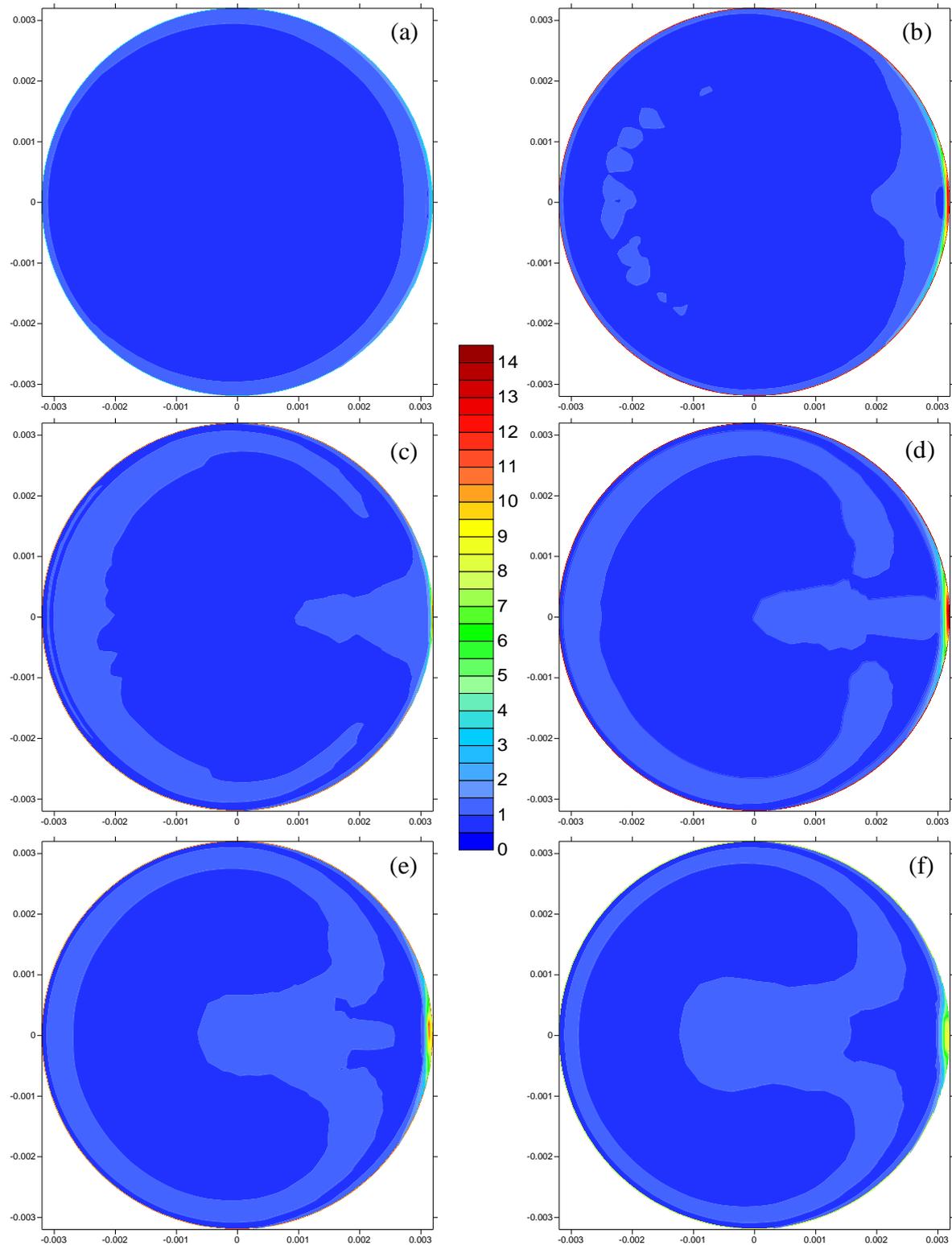


Figura 5.25 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular, a partir da seção de entrada, de: (a) 15°, (b) 30°, (c) 45°, (d) 60°, (e) 75°, e (f) 90°.

Como a velocidade axial próximo às paredes do tubo é reduzida, as partículas, uma vez direcionadas àquela posição, começam a sentir os efeitos do arraste do escoamento secundário. Este escoamento então transporta as partículas sólidas, escoando próximo às paredes do tubo, até chegarem à parede interna ao enrolamento, onde há uma acumulação. Este acúmulo ocorre pois tanto a velocidade axial (Figura 5.24.a), quanto o escoamento secundário (Figura 5.24.b) têm seus menores valores naquela região.

Acompanhando o escoamento ao longo do reator, nota-se que mais e mais partículas são direcionadas para a parede do lado interno à curvatura, aumentando a concentração naquela região. Estas vão se acumulando até uma dada concentração onde parte dessas partículas é novamente mobilizada pelo escoamento, direcionadas para a parede externa e, posteriormente, transportadas pelo escoamento secundário para a parede interna. A Figura 5.26 apresenta um gráfico de evolução da concentração volumétrica máxima de partículas ao longo de três voltas do reator. Nela, pode-se notar a tendência cíclica do aumento de concentrações da fase sólida. É importante salientar também que, mesmo com redução da concentração máxima a cada 90° de deslocamento angular, esta se mantém elevada (superior a sete vezes a concentração inicial), demonstrando a segregação de fases ocorrida neste tipo de escoamento.

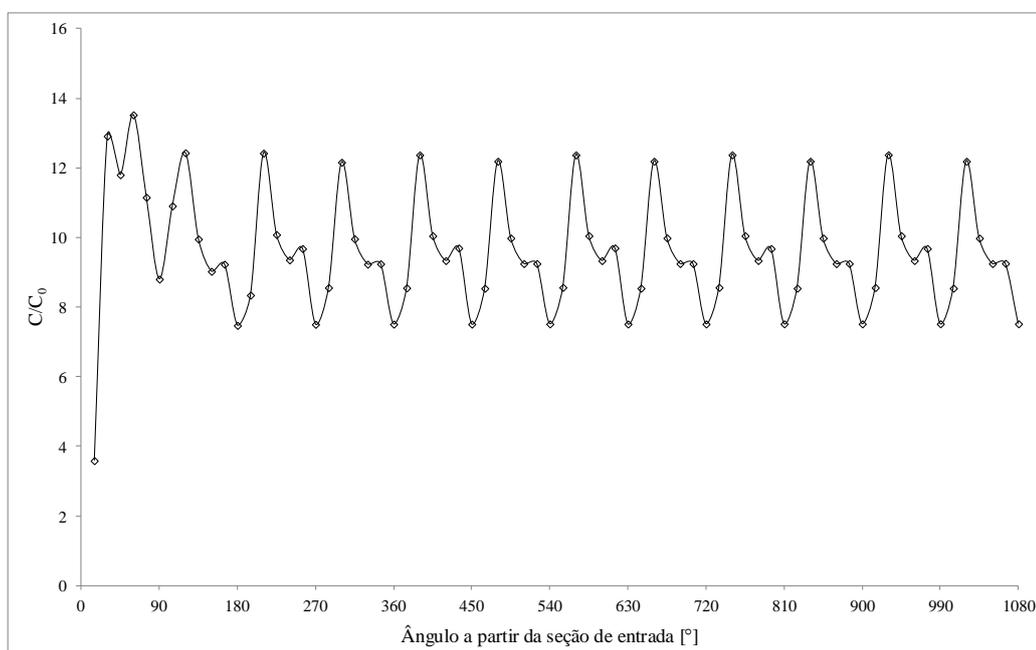


Figura 5.26 – Evolução da concentração volumétrica máxima ao longo de três voltas do reator.

Sem a consideração da força de atração gravitacional, o movimento transversal das partículas sólidas é resultado da atuação das forças de arraste (*drag force - F_d*) e de sustentação (*lift force F_l*).

A força de sustentação, no entanto (Figura 5.27.b) apresenta valores sensivelmente menores do que a força de arraste (Figura 5.27.a) em praticamente toda a seção, com valores comparáveis apenas na região de maior taxa de deformação por cisalhamento (próximo às paredes do tubo), onde seu valor fica comparável à força de arraste, favorecendo o afastamento das partículas sólidas daquela região.

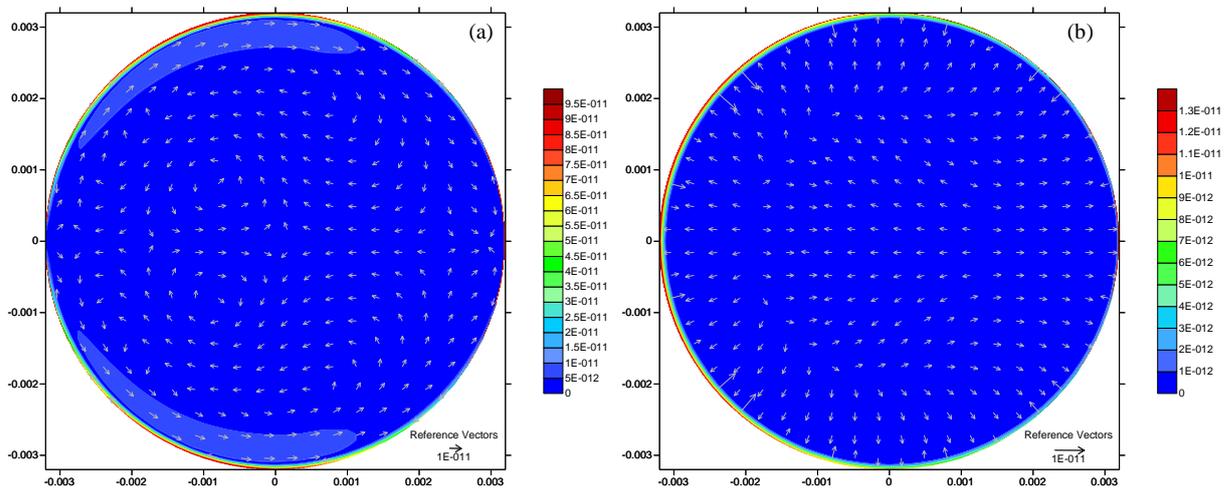


Figura 5.27 – Isocontornos e vetores de: (a) força de arraste; e (b) força de sustentação para seção transversal localizada a distância angular de 1080° a partir da seção de entrada.

Devido às grandes diferenças de magnitude entre as duas forças, a força resultante na seção de escoamento (Figura 5.28) sofre pouca influência de F_l , com vetores e isocontornos muito semelhantes aos apresentados por F_d . Pequena influência é percebida junto às paredes do tubo devido à elevada taxa de deformação por cisalhamento naquela região.

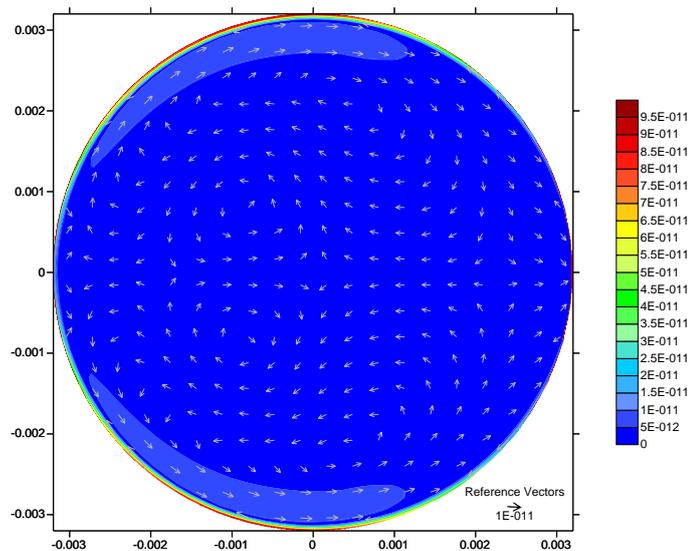


Figura 5.28 – Isocontornos e vetores da força resultante para seção transversal localizada a distância angular de 1080° a partir da seção de entrada.

5.2.1 Escoamento Sólido-Líquido em Floculadores Tubulares Helicoidais com Enrolamento Horizontal

Em muitos casos apresentados na literatura (CARISSIMI e RUBIO, 2005; CARISSIMI, et al., 2007; OLIVEIRA, 2008; TSE et al., 2011; VAEZI et al., 2011; SWETLAND et al. 2014), os FTHs são empregados na posição horizontal, isto é, com eixo de enrolamento perpendicular a direção da força de atração gravitacional (F_g). Nos FTHs com esta orientação, em cada posição no reator, as partículas sólidas percebem de maneira distinta a atuação da força de atração gravitacional, uma vez que F_g tem direção vertical. Na Figura 5.29, que apresenta uma representação esquemática deste reator e seu posicionamento em relação ao campo gravitacional, pode-se perceber o motivo desta diferente percepção de F_g pelas partículas sólidas ao longo do reator.

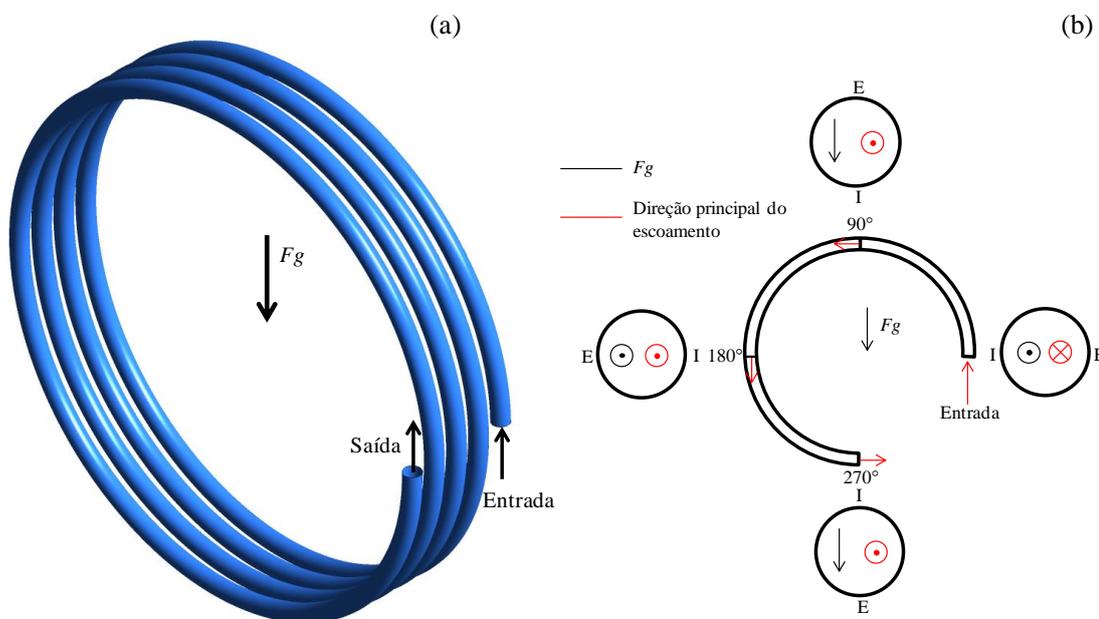


Figura 5.29 – (a) Representação esquemática de Floculador Tubular Helicoidal de enrolamento horizontal; (b) Posição do vetor Força de atração gravitacional (F_g) em relação à entrada do reator e às seções 90° , 180° e 270° . Esta posição se repete nas demais voltas do reator. Os letras I e E indicam as paredes interna e externa ao enrolamento do helicóide, respectivamente.

Na entrada do reator, as partículas se encontram com distribuição (na seção de escoamento) praticamente uniforme. A F_g tem, praticamente, mesma direção do escoamento, porém aponta no sentido contrário, não apresentando influência relevante na distribuição de concentrações destas na seção de escoamento.

A Figura 5.30 apresenta a distribuição das concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções transversais localizadas a distâncias angulares de 15° , 30° , 45° , 60° e 90° a partir da seção de entrada. Como podemos observar na Figura 5.30.a, a uma distância angular de 15° da entrada do reator, já percebe-se um aumento de concentração (volumétrica) da fase sólida na parede do lado interno ao enrolamento (porção positiva do eixo N).

Com a formação do escoamento secundário, as partículas começam a se deslocar na seção, acompanhando tal escoamento. Na região central da seção, estas acompanham o escoamento e são então direcionadas para a parede externa ao enrolamento do helicóide. Na parede externa, o escoamento secundário bifurca-se e retorna escoando próximo às paredes do reator, com maior intensidade. Esta maior intensidade transporta as partículas da parede externa para a parede interna. Como nesta posição a F_g apresenta uma componente na seção de escoamento, apontando para a parede interna, esta intensifica a concentração das partículas.

Seguindo ao longo do reator (Figura 5.30.b-f), observa-se o aumento da influência de F_g na concentração das partículas, com aumento gradativo desta concentração na parede interna à curvatura do tubo já que, a cada seção, a componente de F_g na seção torna-se maior, alcançando seu máximo valor na seção à 90° da entrada do reator, onde F_g é paralela ao eixo N.

Após esta seção transversal, a componente de F_g na seção começa a reduzir seu valor, até a seção transversal a 180° da seção de entrada onde, novamente, F_g é perpendicular à seção, porém, com sentido a favor do escoamento.

Mesmo com a redução do valor da componente de F_g na seção de escoamento, a concentração das partículas sólidas apresenta tendência de aumento na região próxima à parede do lado interno à curvatura do tubo, alcançando máxima concentração (~ 200 vezes a concentração inicial) na seção a 150° da seção de entrada. Este aumento se deve ao arraste do escoamento secundário que, como visto para o caso onde não se considerou a força de atração gravitacional (Seção 5.2), promove o deslocamento das partículas sólidas da parede externa para a parede interna ao enrolamento do helicóide.

Seguindo o escoamento após a seção transversal a 150° da seção de entrada, com a redução expressiva da componente de F_g na seção de escoamento, percebe-se uma remobilização das partículas sólidas ora concentradas. Embora reduza seu valor na seção, a componente de F_g paralela ao eixo T tem seu valor aumentado, promovendo o deslocamento das partículas para

regiões mais centrais da seção, diminuindo assim a concentração próximo a parede do lado interno à curvatura do tubo. A evolução da concentração nessas seções pode ser verificada na Figura 5.31.

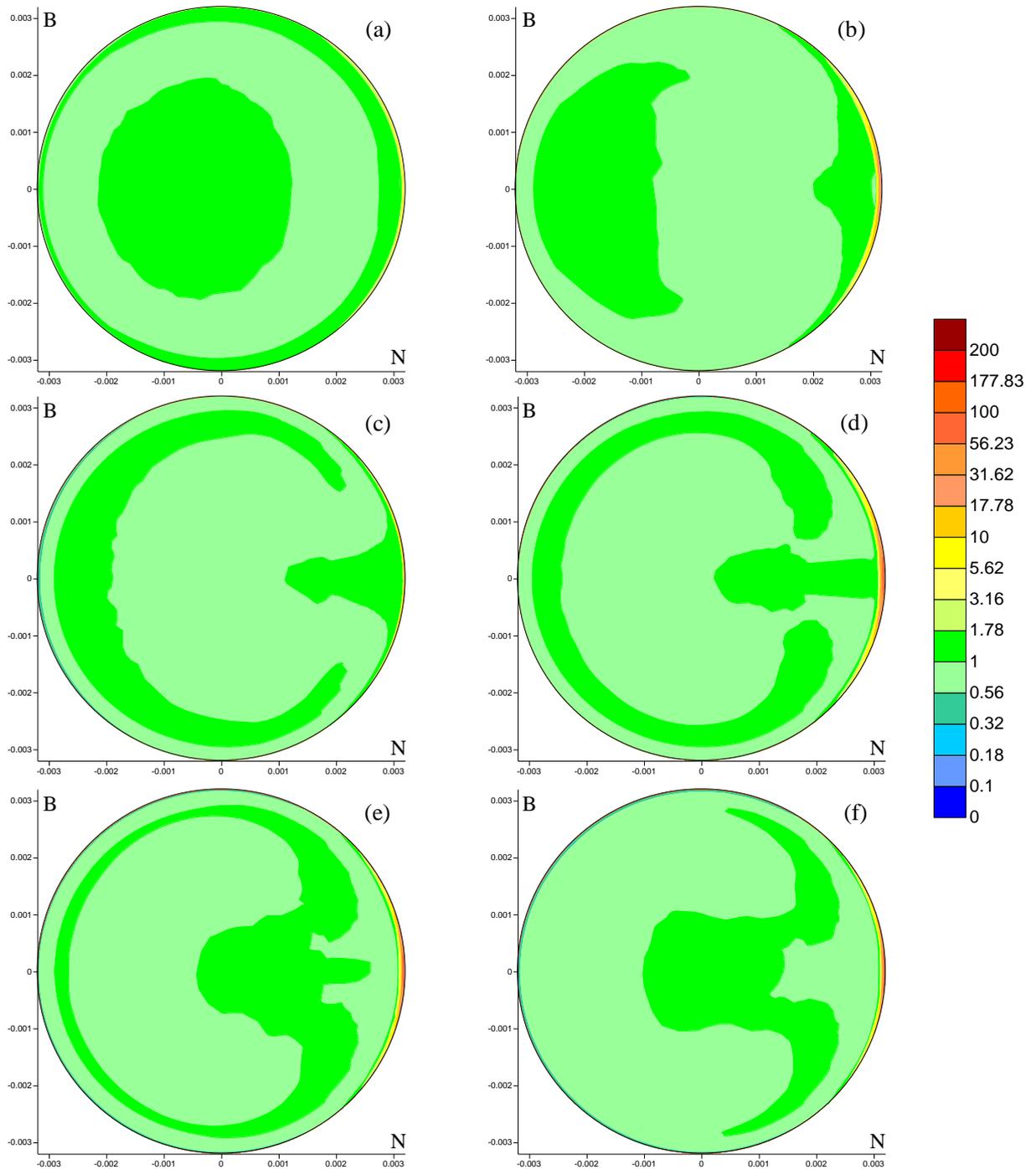


Figura 5.30 – Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 15°, (b) 30°, (c) 45°, (d) 60°, (e) 75°, e (f) 90°.

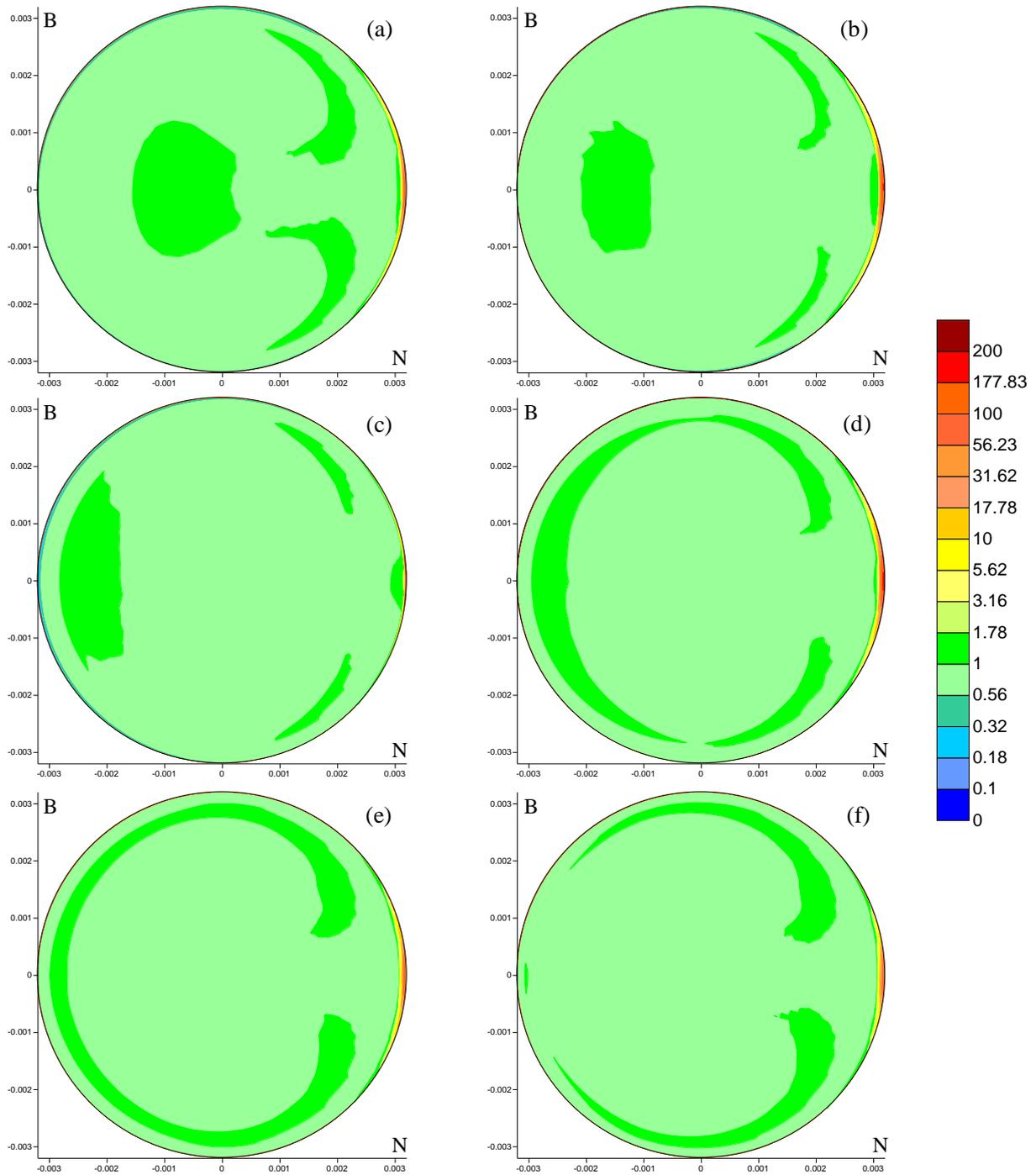


Figura 5.31 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 105°, (b) 120°, (c) 135°, (d) 150°, (e) 165°, e (f) 180°.

Na seção transversal à 180° da entrada do reator (Figura 5.31.f), Fg é (novamente) quase perpendicular a seção de escoamento, porém com sentido oposto ao primeiro um quarto de volta, estando agora a favor do escoamento.

Após esta seção (Figura 5.32), F_g volta a ter componentes na seção transversal, só que agora apontando no sentido negativo do eixo N (parede externa). Assim, tende a deslocar as partículas para a parede externa ao enrolamento do reator. Como o arraste do escoamento secundário tende a transportar as partículas para o lado interno à curvatura, o efeito combinado dessas duas forças promove o espalhamento das partículas na seção, diminuindo assim a segregação das fases que, nestas seções ocorre no lado externo ao enrolamento do reator. Esta maior concentração no lado externo à curvatura, em uma seção com posicionamento, em relação ao campo gravitacional, semelhante à seção 270° deste estudo, foi experimentalmente verificada por Gao et al. (2002). Naquele trabalho, os autores mediram a concentração da fase sólida (areia) em uma seção localizada a 90° da seção de entrada, para escoamentos turbulentos em tubos helicoidais de enrolamento horizontal e com uma volta. Verificaram concentrações levemente crescentes da parede interna para a parede externa ao enrolamento, com maior gradiente próximo a parede do tudo, assim como obtido numericamente neste estudo.

A jusante da seção 270° , até o final da primeira volta (Figura 5.33.a-f), a componente de F_g na seção começa novamente a diminuir em relação ao arraste do escoamento secundário. Deste modo, as partículas sólidas tendem a acompanhar este escoamento, deixando a parede externa em direção à parede interna, escoando próximo às paredes do tubo. Esta situação é semelhante à observada por Toda et al. (1972) em um tubo com uma curva vertical. Os autores registraram fotograficamente o espalhamento de partículas sólidas ao entrarem na curva e sofrerem os efeitos do escoamento secundário. Nas fotos apresentadas para a menor vazão estudada pelos autores, percebe-se o espalhamento das partículas na seção, com uma maior concentração destas junto às paredes laterais do tubo, assim como verificamos neste estudo.

Após o término da primeira volta, o ciclo de segregação e espalhamento reinicia, com aumento da concentração na parede interna nos trechos superiores do reator, e espalhamento, com pequena concentração na parede externa, nos trechos inferiores. A Figura 5.34 apresenta a evolução da concentração volumétrica máxima ao longo de três voltas do FTH estudado onde fica evidente o ciclo mencionado acima.

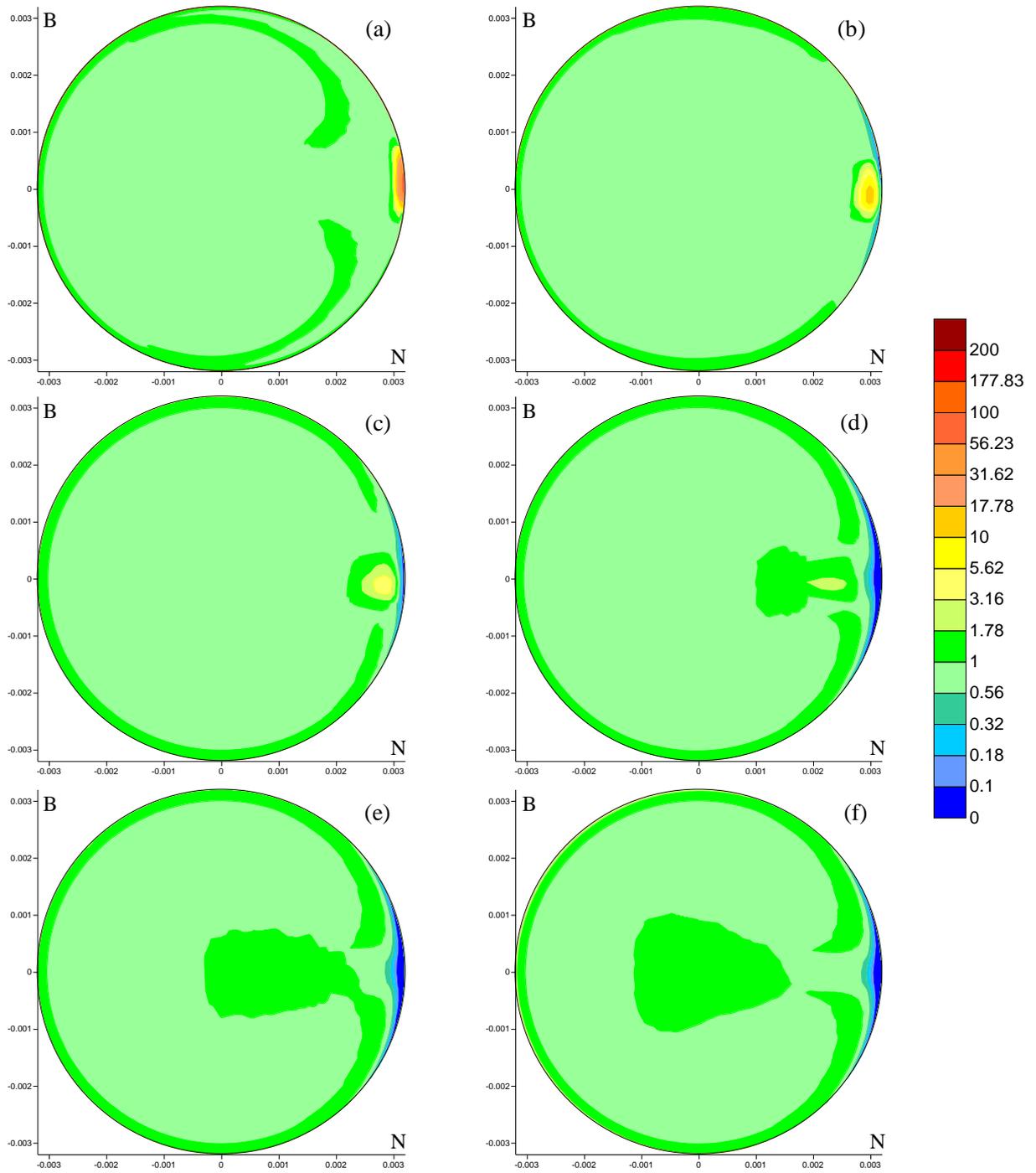


Figura 5.32 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 195° , (b) 210° , (c) 225° , (d) 240° , (e) 255° , e (f) 270° .

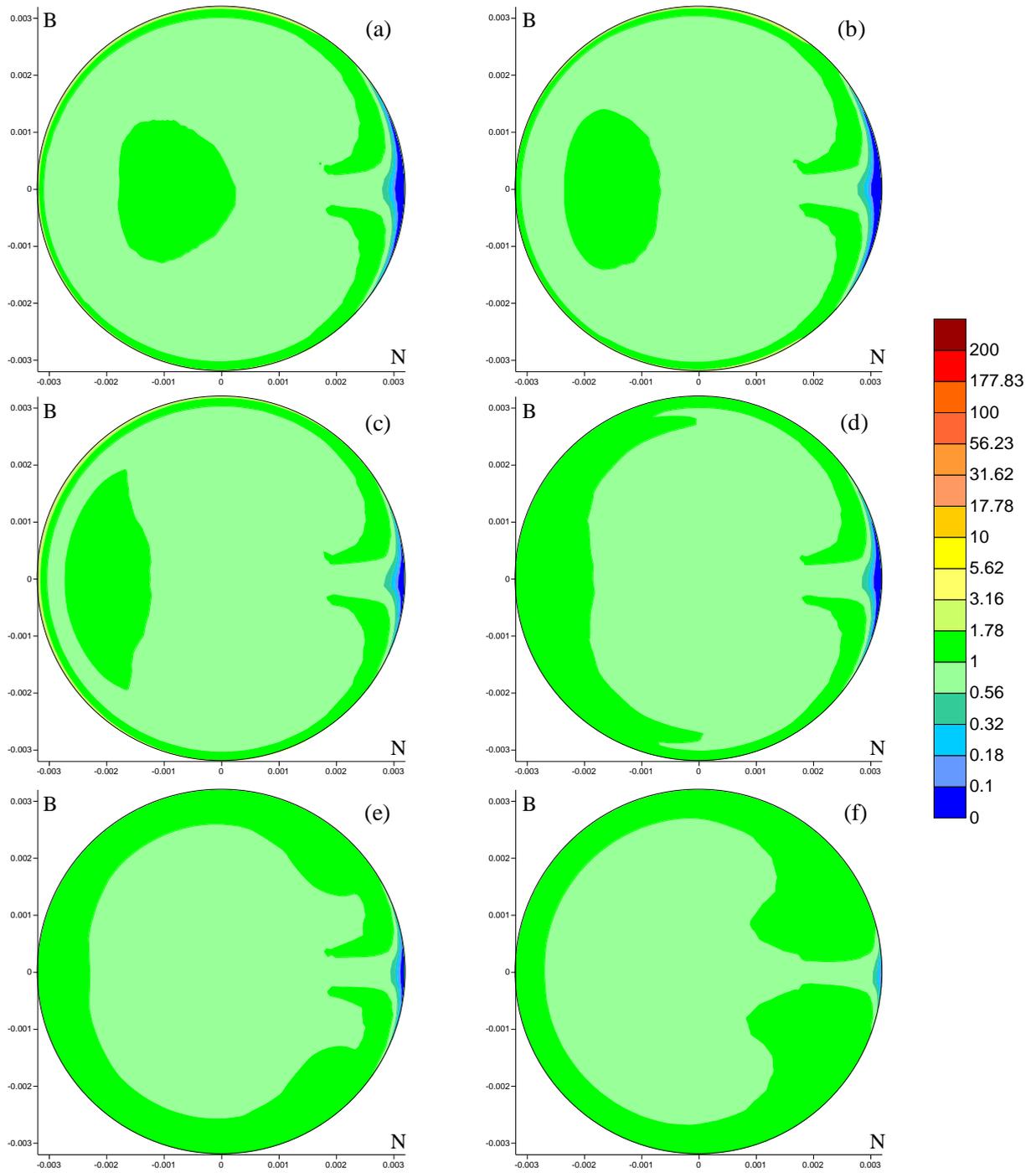


Figura 5.33 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 285° , (b) 300° , (c) 315° , (d) 330° , (e) 345° , e (f) 360° .

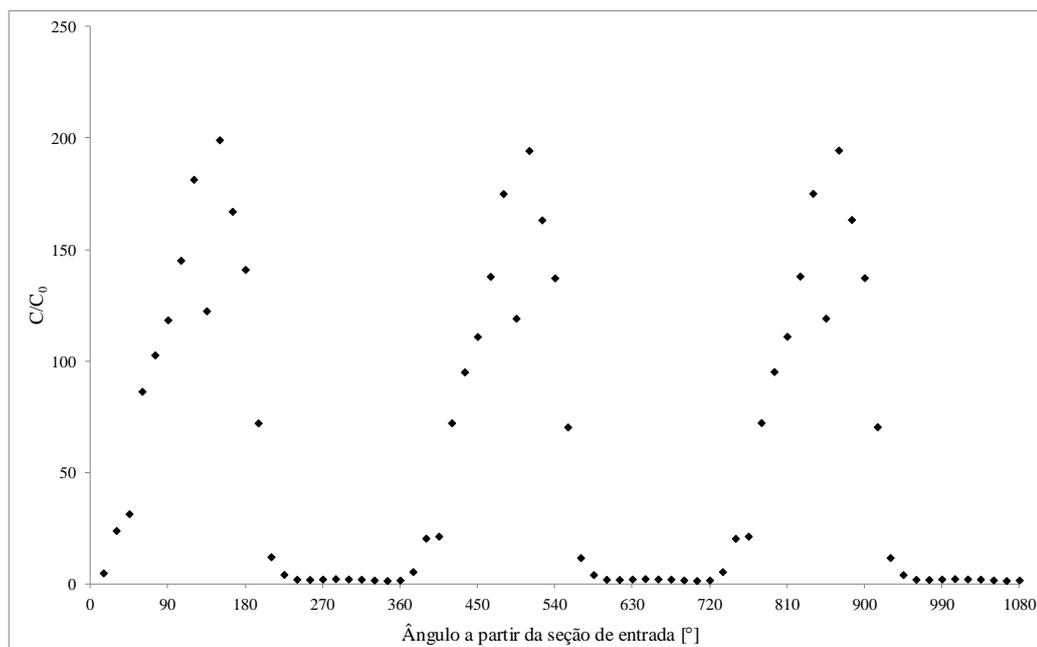


Figura 5.34 – Evolução da concentração volumétrica máxima das partículas sólidas ao longo de três voltas do FTH estudado.

5.2.1.1 Relação da Segregação de Fases com a Razão de Curvatura d/D - FTH com Enrolamento Horizontal

Um dos parâmetros utilizados para caracterizar um tubo curvado é a razão d/D , conhecida como razão de curvatura. Dean (1927; 1928) demonstrou que, para um dado número de Reynolds, esta razão apresenta estreita relação com a magnitude do escoamento secundário. Este escoamento, por sua vez, influencia a distribuição das partículas na seção de escoamento.

Para avaliar o efeito da magnitude do escoamento secundário na segregação das partículas sólidas, estudou-se dois reatores com d/D superiores à do reator descrito na seção anterior, assim como dois reatores com d/D inferiores àquele reator (ver Tabela 4.1).

A Figura 5.35 apresenta a variação do valor máximo de escoamento secundário em função de d/D , para uma seção transversal localizada a distância angular de 810° a partir da seção de entrada. Esta seção está localizada um quarto de volta a jusante do final da segunda volta, onde Fg tem máxima magnitude na seção.

Analisando o comportamento do escoamento secundário em função de d/D , nota-se claramente a relação diretamente proporcional entre esses dois parâmetros, o que nos leva a inferir que há uma relação entre d/D e o valor máximo de concentração da fase sólida, no entanto, de maneira inversa.

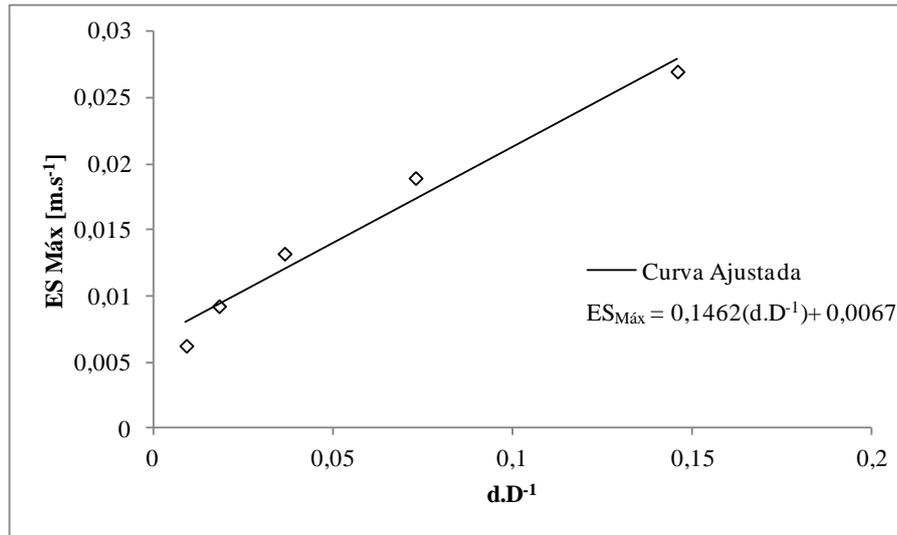


Figura 5.35 – Variação da magnitude máxima do escoamento secundário (ES) em função da razão de curvatura para a seção transversal 810°.

De fato, esta relação existe e pode ser verificada na Figura 5.36 que apresenta o comportamento da concentração máxima na seção, com a razão de curvatura.

Comparando a Figura 5.35 com a Figura 5.36 fica evidente a relação entre a magnitude do escoamento secundário e a concentração preferencial das partículas sólidas.

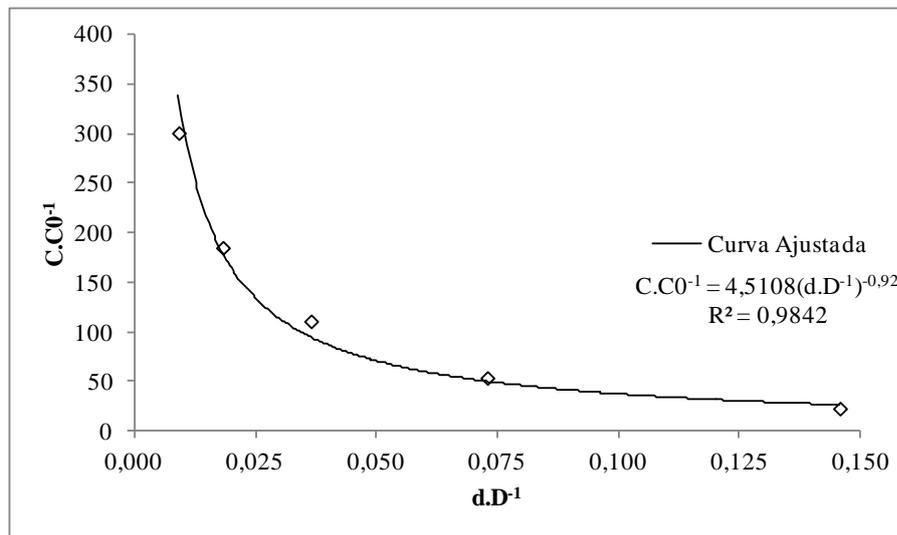


Figura 5.36 – Variação da concentração volumétrica máxima (normalizada pela concentração inicial) em função da razão de curvatura para a seção transversal 810°

Nesta seção transversal, a componente de Fg na seção de escoamento atinge seu maior valor, promovendo uma maior tendência de sedimentação às partículas sólidas junto à parede

interna. Como visto no caso onde não considerou-se a atração gravitacional, com o acúmulo de partículas, há um crescimento da camada destas junto à parede do tubo, até um dado momento onde esta espessura é tal que parte das partículas são remobilizadas pelo escoamento secundário. Quanto maior a intensidade deste escoamento, menos espessa é a camada de partículas que consegue se formar e, conseqüentemente, maior quantidade de partículas é remobilizada e dispersa na seção.

As colocações acima ficam mais evidentes na análise da Figura 5.37 até a Figura 5.41 que apresentam as distribuições de concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810° , assim como a distribuição das magnitudes do escoamento secundário para os cinco reatores avaliados, respectivamente.

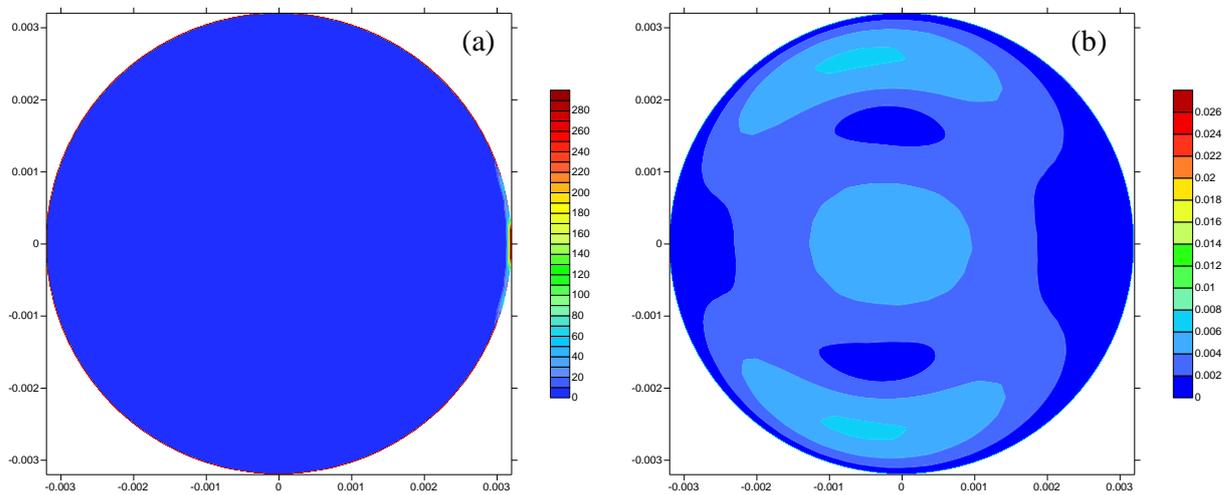


Figura 5.37 – (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810° ; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,0091$.

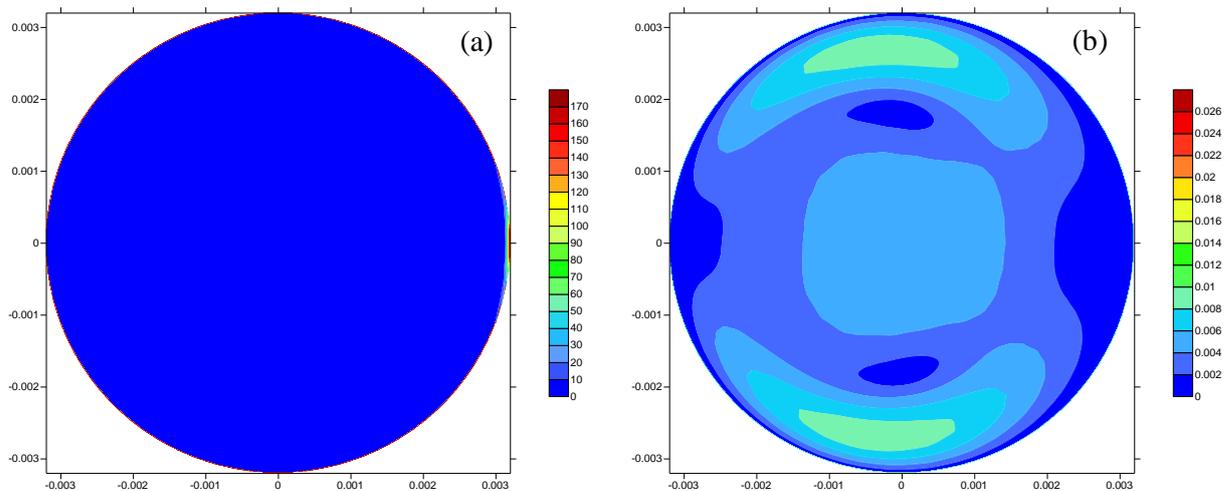


Figura 5.38 - (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810° ; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,0182$.

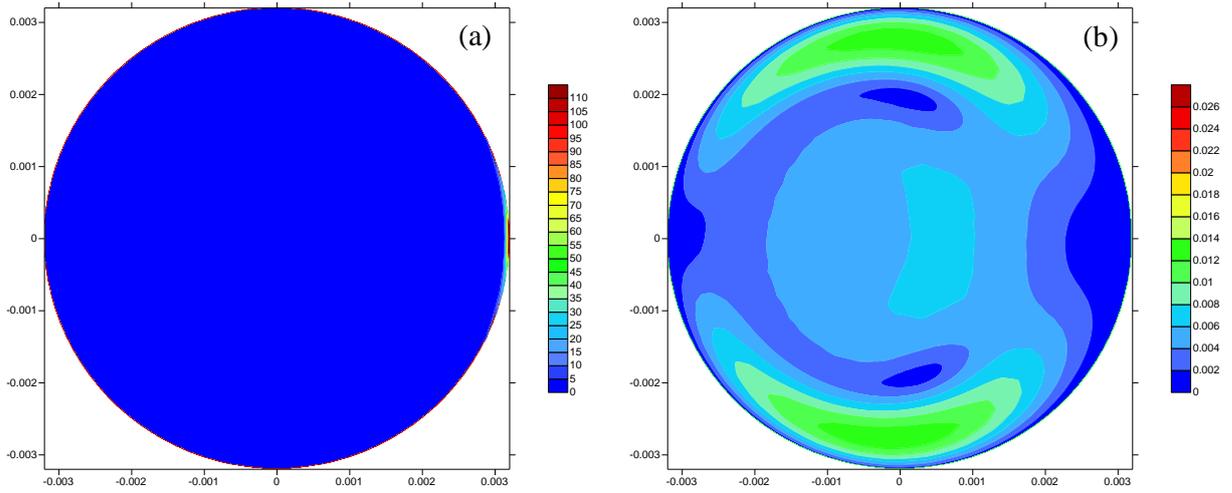


Figura 5.39 - (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810°; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,0364$.

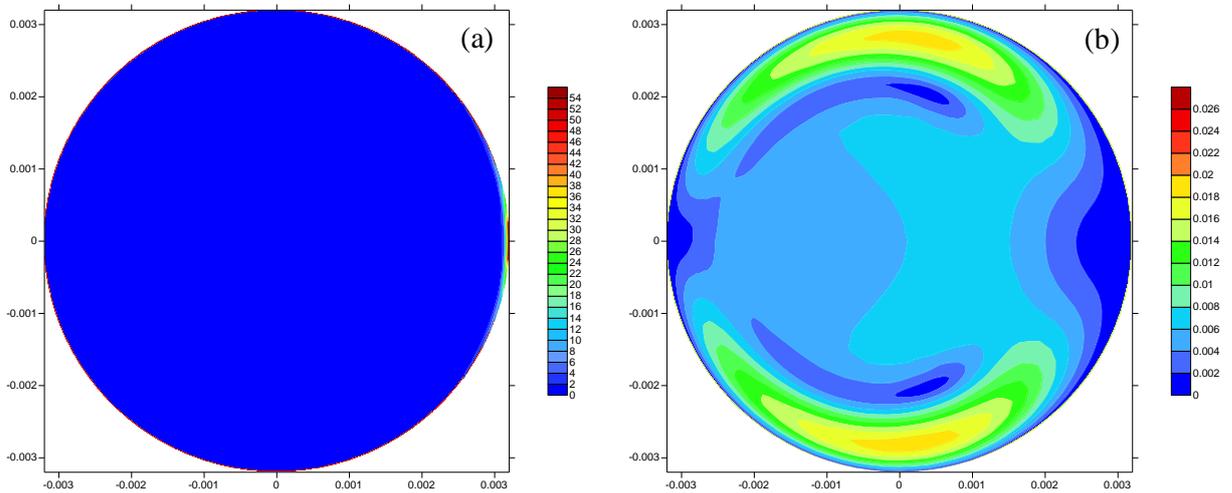


Figura 5.40 - (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810°; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,0729$.

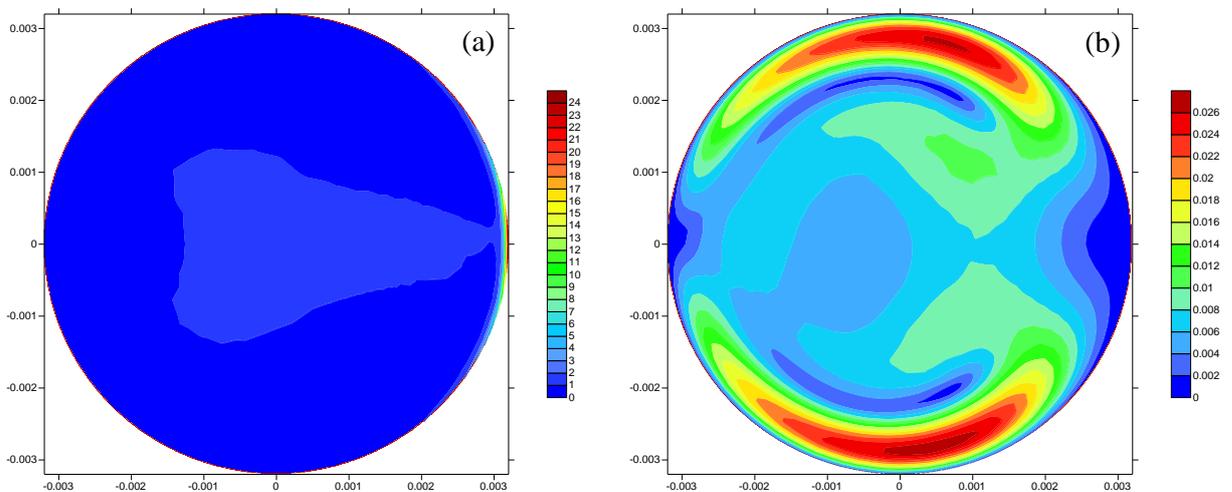


Figura 5.41 - (a) Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 810°; (b) magnitude do escoamento secundário para $d/D = 0,1458$.

Como podemos perceber nessas figuras, quanto maior a magnitude do escoamento secundário, mais acentuado é o gradiente desta velocidade próximo à parede interna ao enrolamento, remobilizando as partículas cada vez mais próximo à parede onde estão sedimentadas.

O efeito do escoamento secundário na distribuição das partículas sólidas na seção de escoamento fica ainda mais evidente em outras seções onde a concentração preferencial não é muito pronunciada, tais como as seções transversais 990° (Figura 5.43) e 1080° (Figura 5.44).

Na seção transversal 900° (Figura 5.42), ainda se percebe uma maior concentração na parede interna ao enrolamento pois, devido a inclinação do tubo em relação à vertical, Fg ainda apresenta componentes (pequenas) na seção de escoamento e apontando no sentido positivo de N e negativo de B. Quanto maior a razão de curvatura, maiores serão as componentes de Fg na seção. No entanto, como discutido acima, quanto maior for esta razão, maior será também o poder de remobilização das partículas do escoamento secundário.

Já na seção 990° (Figura 5.43), a maior componente de Fg na seção aponta para a parede externa, fazendo com que as partículas sólidas tendam a sedimentar naquela parede. O escoamento secundário, por sua vez, tende a transportá-las para a parede interna. Desta forma, quanto maior for a intensidade deste escoamento, mais e mais partículas serão arrastadas por ele em direção à parede interna. Desta forma, há uma relação decrescente entre a concentração próximo à parede externa e a intensidade do escoamento secundário a ponto de, para o maior valor de d/D , a maior concentração ocorrer próximo à parede interna.

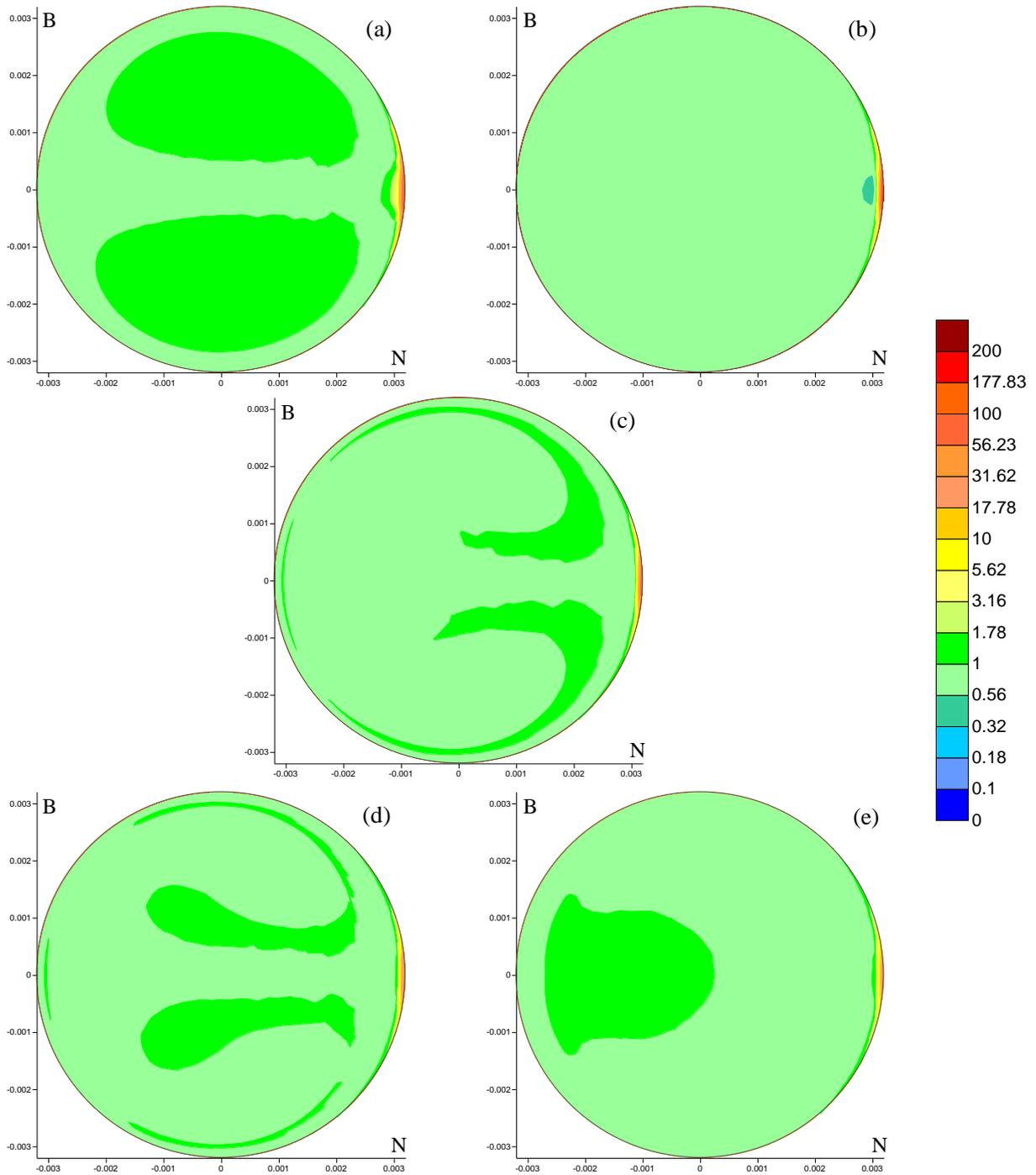


Figura 5.42 - Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 90° para $d/D =$ (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; (e) 0,1458.

A jusante da seção 990° , as componentes de Fg na seção vão se reduzindo, até alcançar seu valor mínimo na seção 1080° (final da terceira volta). Com esta redução, há uma predominância do arraste do escoamento secundário no movimento das partículas na seção de escoamento.

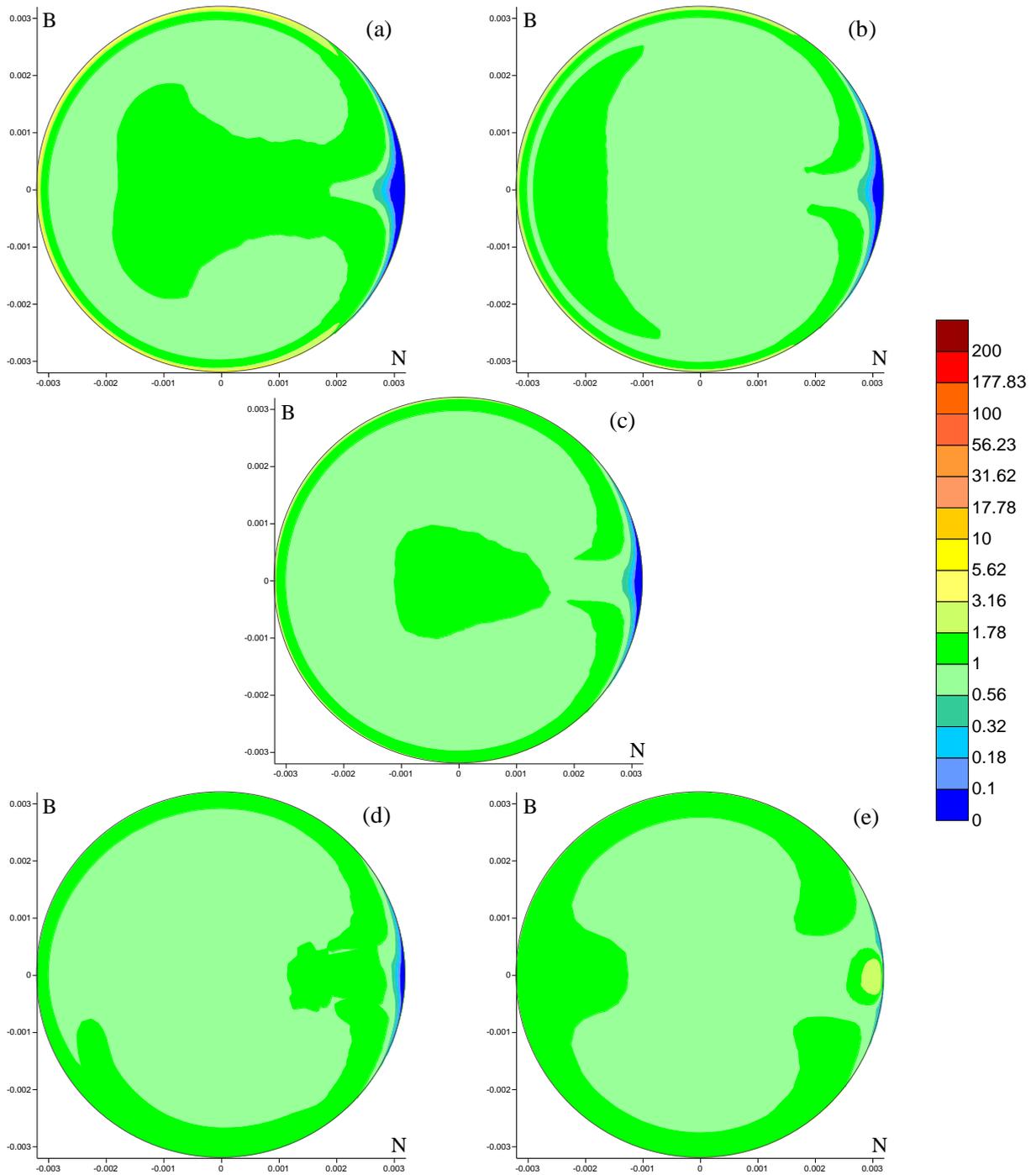


Figura 5.43 - Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 90° para $d/D =$ (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; (e) 0,1458.

Com o aumento da relação d/D , a intensidade do escoamento secundário e, conseqüentemente, da força de arraste promovida por ele, aumentam. Assim, aumenta a concentração das partículas na parede interna ao enrolamento do tubo, embora boa parte da seção apresente concentração praticamente uniforme.

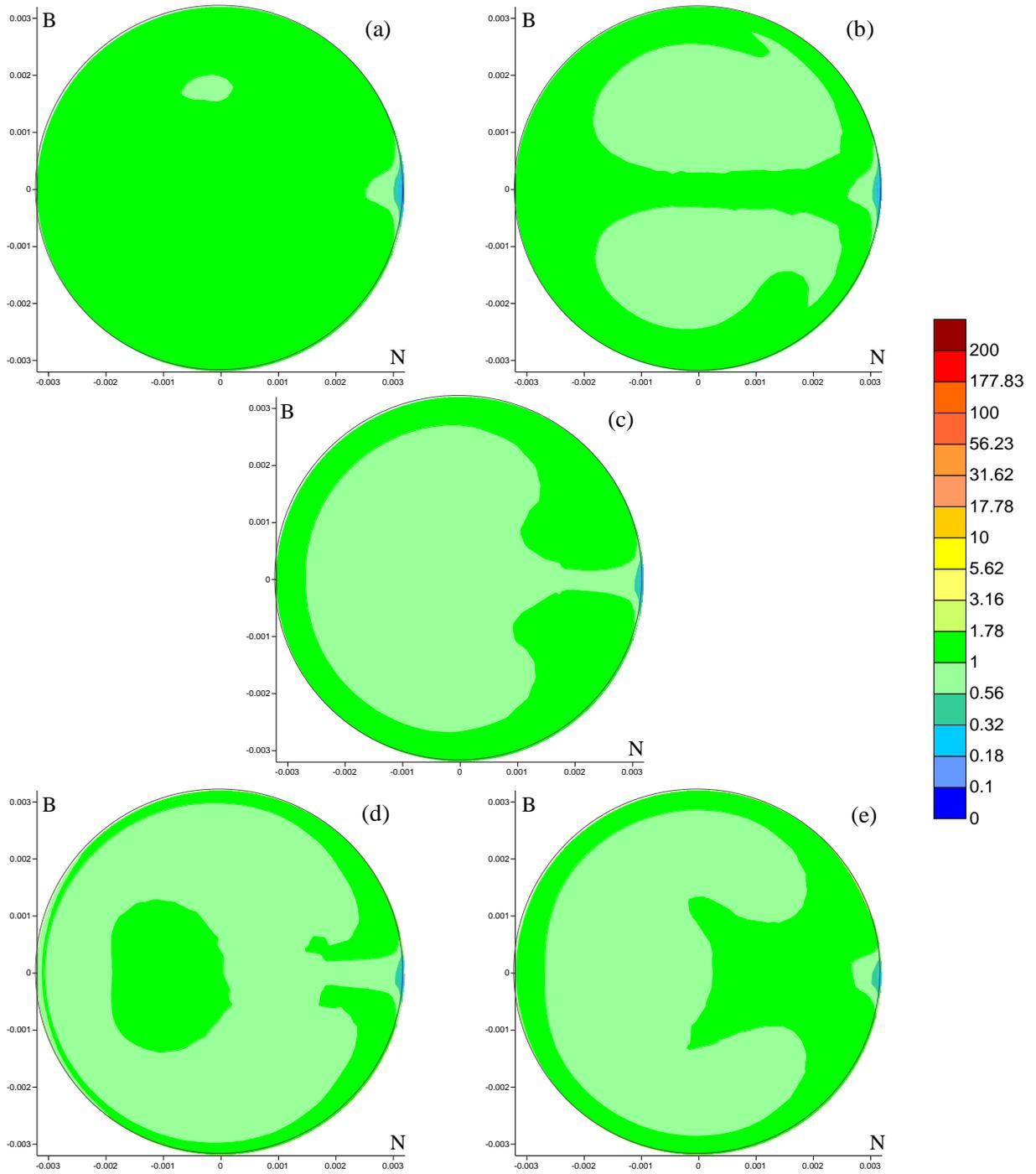


Figura 5.44 - Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 1080° para $d/D =$ (a) 0,0091; (b) 0,0182; (c) 0,0364; (d) 0,0729; (e) 0,1458.

5.2.2 Escoamento Sólido-Líquido em Floculadores Tubulares Helicoidais com Enrolamento Vertical

As primeiras aplicações de tubulações helicoidalmente enroladas como floculadores foram realizadas em helicoides com eixo de enrolamento vertical e escoamento descendente, a exemplo dos trabalhos de Grohmann et al. (1981), Vignexwaran e Setiadi (1985); Al-Hashimi e Ashjyan (1989); Elmaleh e Jabouri (1991); Hameed et al. (1995) e Thiruvenlatchari et al. (2002). A Figura 5.45 apresenta uma representação esquemática deste reator e seu posicionamento em relação ao campo gravitacional.

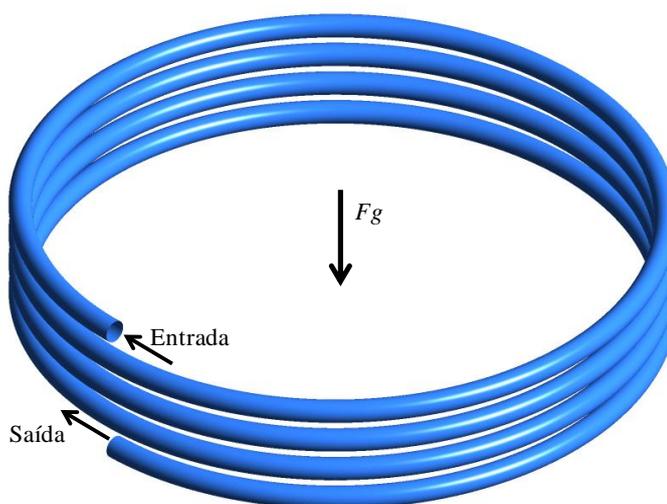


Figura 5.45 - (a) Representação esquemática de Floculador Tubular Helicoidal de enrolamento vertical.

Nesta posição, a direção do campo gravitacional percebido pelas partículas é sempre a mesma, atuando de forma a direcionar as partículas sólidas para a base do tubo. No entanto, como já relatado por diversos autores (TODA et al., 1972; MISHRA et al., 1998; TIWARI et al., 2006; GIGUERE et al., 2009), no escoamento bifásico em tubos curvados, há um deslocamento da posição natural de sedimentação das partículas em direção à parede interna à curvatura do tubo, atribuído ao arraste promovido pelo escoamento secundário.

Nas simulações aqui realizadas, este efeito também fica evidente. Analisando as seções transversais iniciais do reator (primeiro quarto de volta) (Figura 5.46), nota-se a atuação da força de atração gravitacional direcionando as partículas para a parte inferior do tubo, assim como o deslocamento promovido pelo arraste do escoamento secundário (com o sistema de coordenadas helicoidal aqui utilizado, a componente de F_g na seção de escoamento aponta para o sentido positivo do eixo B. Isto é, para a parte superior das seções apresentadas).

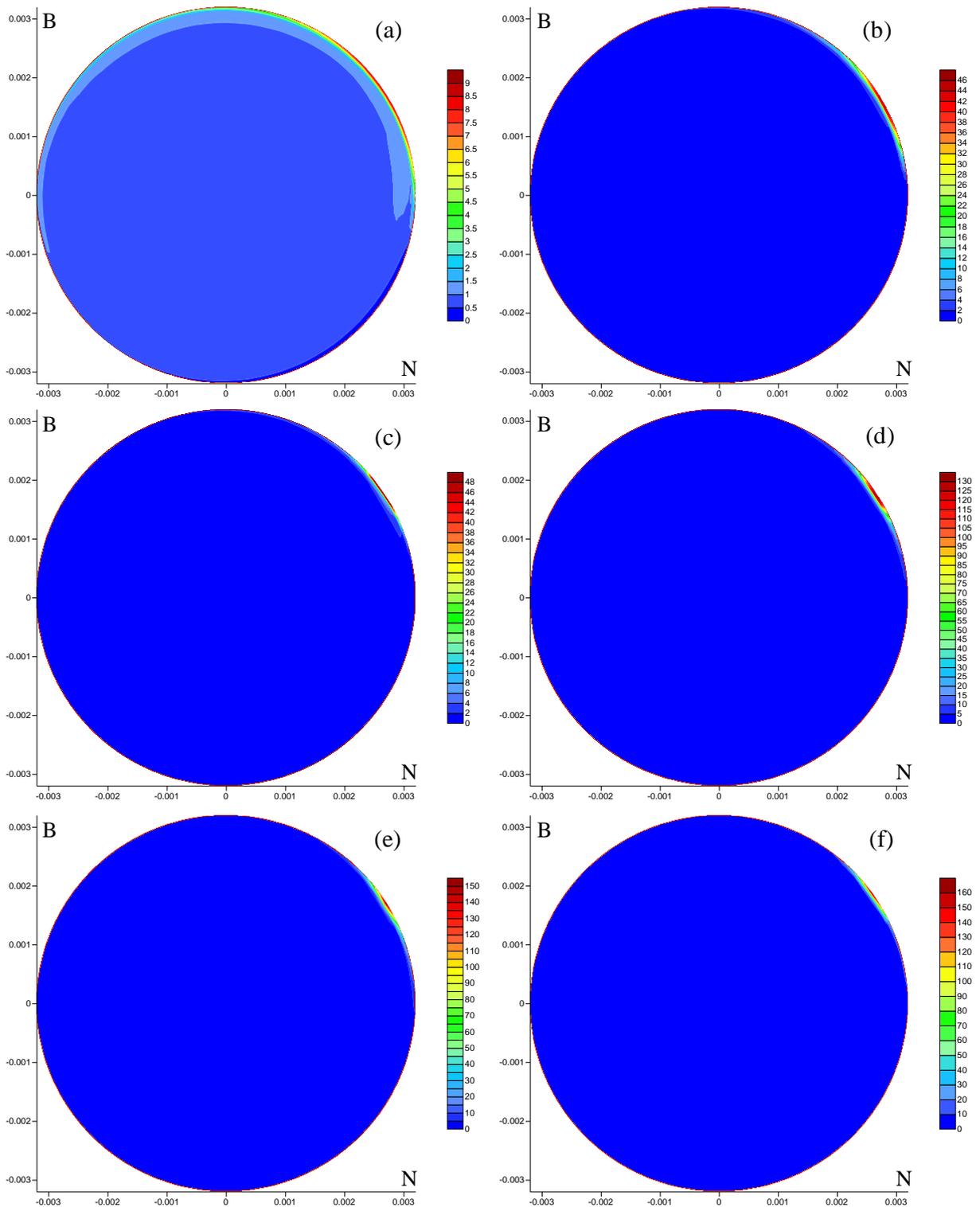


Figura 5.46 - Distribuição de concentrações volumétricas da fase sólida, normalizadas pela concentração inicial, para as seções localizadas a distância angular de: (a) 15° , (b) 30° , (c) 45° , (d) 60° , (e) 75° , e (f) 90° .

A uma distância angular de 15° da seção de entrada (Figura 5.46.a), já se percebe uma redução da concentração volumétrica da fase sólida na parte superior do tubo e o aumento da

concentração na parte inferior. A ação do arraste do escoamento secundário também é evidente, com uma maior concentração volumétrica das partículas para o lado positivo do eixo N (lado interno à curvatura). Esta posição de maior concentração é resultado do equilíbrio entre a componente de Fg na seção e o arraste do escoamento secundário, tal como mencionado por Tiwari et al. (2006) para o caso de um tubo curvado em forma de “U”, sem torção.

Acompanhando o escoamento a jusante desta seção (Figura 5.46.b-f), pode-se notar a redução significativa da concentração na maior parte da seção e a concentração crescente das partículas sólidas na posição intermediária entre a parede interna e a posição mais inferior do tubo. Este tendência crescente da concentração segue até a seção transversal 390° , onde alcança seu valor máximo (424,28 vezes a concentração inicial) entre as seções avaliadas.

A partir desta seção, há uma redução dos valores máximos, porém, com valores oscilando por volta de $C/C_0 \approx 300$. A evolução das concentrações máximas para três voltas do FTH estudado é dada na Figura 5.47.

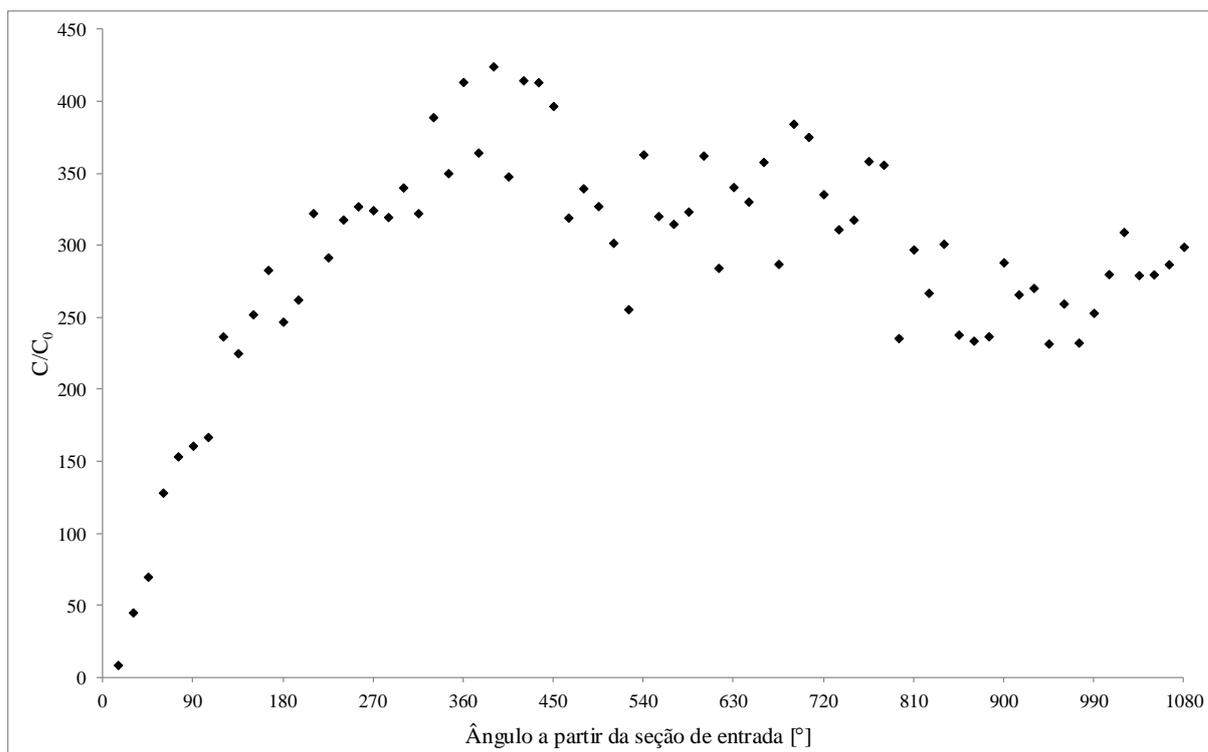


Figura 5.47 - Evolução da concentração volumétrica máxima das partículas sólidas ao longo de três voltas do FTH estudado.

Esta oscilação pode ser atribuída ao acúmulo de partículas sólidas em uma dada região, com espessamento da camada de partículas, até que parte destas é remobilizada pelo escoamento secundário, dispersando-se na seção. Esse fenômeno se repete ao longo das seções avaliadas.

5.2.2.1 Relação da Segregação de Fases com a Razão de Curvatura d/D – FTH com Enrolamento Vertical

Para avaliar os efeitos da razão de curvatura (d/D) e, conseqüentemente, do escoamento secundário na distribuição de concentrações das partículas sólidas na seção de escoamento, comparou-se os quatro primeiros reatores empregados para a avaliação dos FTHs com enrolamento horizontal. Com a última geometria avaliada naquele caso, ocorreram problemas na simulação e não houve geração de resultados, embora todas as medidas para garantir a convergência tenham sido tomadas.

A avaliação foi realizada no final da terceira volta do reator (seção 1080°) pois considerou-se que, como não há mudanças na direção do campo gravitacional, não se faz necessário avaliar diversas seções, já que estas apresentam distribuição de concentrações semelhante.

A Figura 5.48 apresenta a distribuição de concentrações volumétricas dos sólidos para as quatro razões de curvatura estudadas. Pode-se perceber com a comparação das seções apresentadas na figura que, quanto maior a razão d/D , maior é o deslocamento da zona de concentração das partículas para o lado interno ao enrolamento do reator, devido ao maior arraste promovido pelo escoamento secundário. No entanto, como o aumento da razão de curvatura resulta em um aumento deste, há uma maior remobilização das partículas sólidas ora concentradas e maior dispersão na seção de escoamento, conduzindo a maiores concentrações para os menores valores de d/D .

Esta relação fica mais evidente na Figura 5.49. Nesta figura, apresenta-se a variação da concentração máxima para as seções transversais 810° , 900° , 990° e 1080° , em função da razão de curvatura. Nota-se também nessa figura que, para o caso de maior razão de curvatura (0,1458), há uma maior estabilidade nos valores de concentração máxima nas seções, com valores praticamente coincidentes, enquanto que nas demais, existe uma sensível variação. Isto ocorre pois, para o maior valor de d/D , a estabilidade do escoamento das partículas sólidas já havia ocorrido naquela posição do reator, enquanto que nas demais, devido a maior ação do campo gravitacional em relação ao arraste do escoamento secundário esta estabilidade ainda não foi alcançada no final da terceira volta.

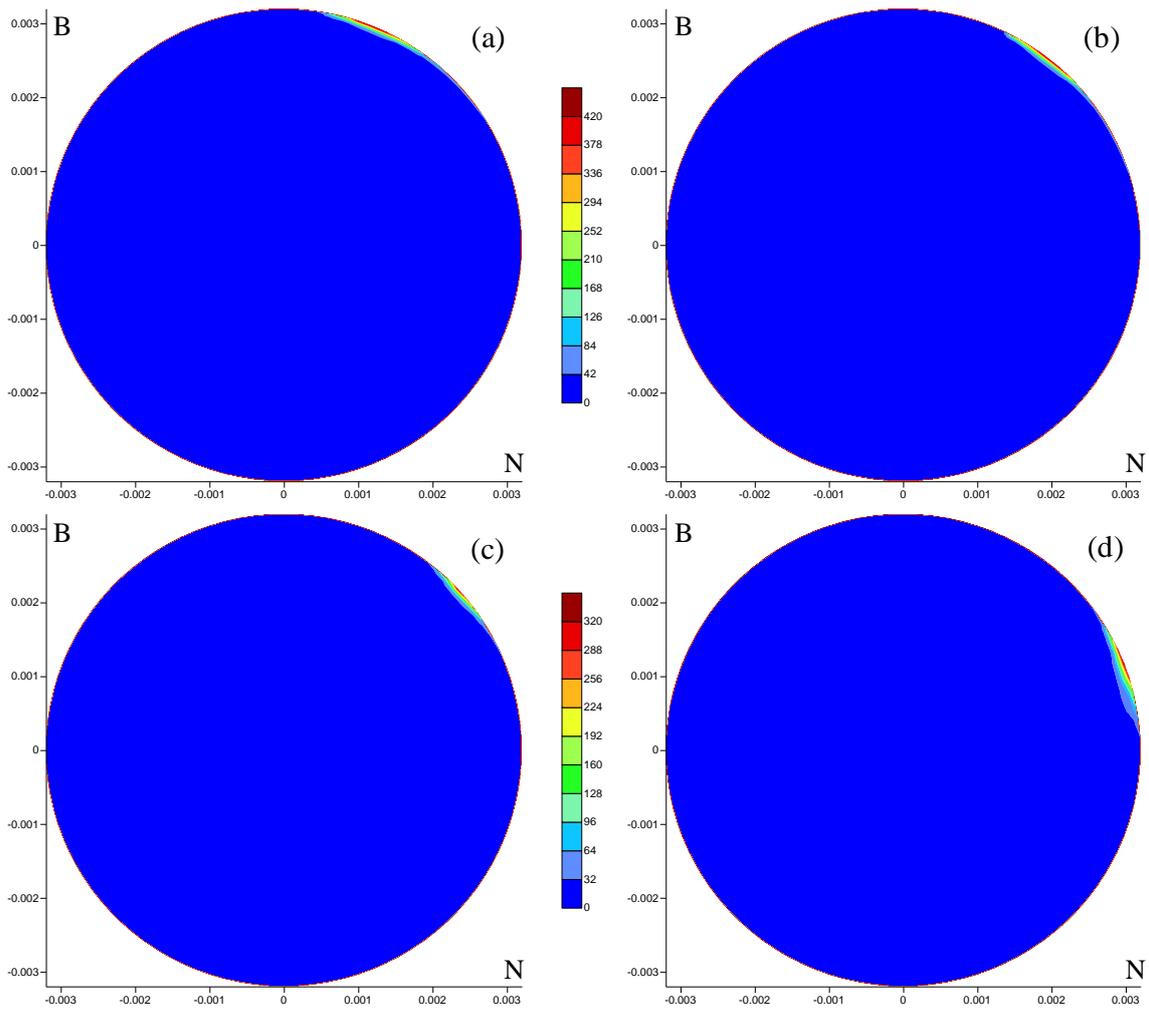


Figura 5.48 - Concentração volumétrica da fase sólida na seção transversal 1080° para $d/D =$ (a) 0,0182; (b) 0,0364; (c) 0,0729; (d) 0,1458.

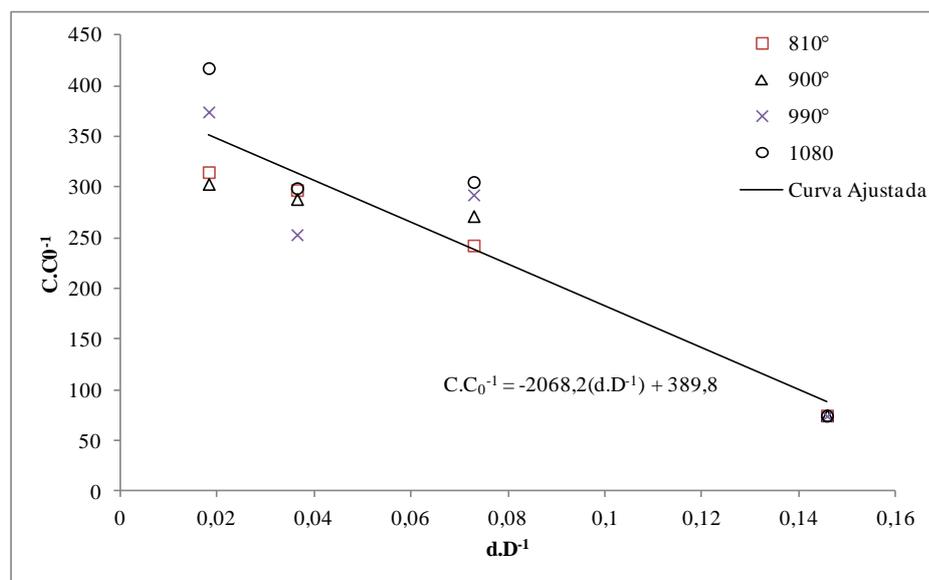


Figura 5.49 - Variação da concentração volumétrica máxima (normalizada pela concentração inicial) em função da razão de curvatura para as seções transversais 810° , 900° , 990° e 1080° .

5.3 Análise Sob a Ótica da Floculação

Analisando os resultados sob a ótica da floculação, observa-se diversas características que podem influenciar a floculação nos FTHs.

Como podemos observar no modelo de floculação apresentado na Equação 3.19, a concentração de cada classe de tamanho de partícula tem relação direta com a quantidade de flocos produzidos ao longo do tempo. Considerando uma situação de partículas monodispersadas (todas com mesmo diâmetro), a concentração destas apresentaria uma relação quadrática com o número de flocos formados por unidade de tempo. Como há uma segregação de fases nos FTHs, com aumento localizado de concentração das partículas sólidas que pode alcançar valores superiores a 300 vezes a concentração média inicial (para o FTH com menor razão de curvatura entre os reatores estudados), esta pode favorecer o encontro entre as partículas, conduzindo assim a uma produção de flocos por unidade de tempo sensivelmente maior do que se as partículas estivessem uniformemente distribuídas ao longo do reator. Este fato pode ser considerado um dos motivos dos curtos Tdhs relatados nos trabalhos discutidos na seção 3.2.

Analisando a Figura 5.48, podemos observar que nos FTHs com enrolamento vertical, para todas as razões de curvatura estudadas, as maiores concentrações de partículas sólidas ocorrem na região positiva do eixo N. Confrontando esta figura com a Figura 5.22, nota-se que a maior concentração de partículas ocorre em uma região onde o valor da taxa de deformação por cisalhamento é mediano (entre 80 s^{-1} e 120 s^{-1}), o que pode favorecer a floculação pois não submete os flocos aos mais elevados valores de dissipação de energia, localizados na parede externa ao enrolamento, reduzindo assim a probabilidade de quebra destes.

Já nos FTHs com enrolamento horizontal há um ciclo de concentração e espalhamento das partículas, tal como verifica-se na Figura 5.34. Este ciclo pode tanto aumentar a oportunidade de choques das partículas quanto transportar os flocos já formados para as regiões de mais elevada taxa de deformação por cisalhamento (região negativa do eixo N) e favorecer a quebra desses agregados.

Desta forma, pode-se inferir que os FTHs de enrolamento vertical sejam mais indicados para o processo de floculação do que os de enrolamento horizontal. Ainda, embora o aumento da razão de curvatura aumente os valores máximos das deformações viscosas e, conseqüentemente, da taxa de deformação por cisalhamento, nas regiões onde ocorrem as maiores concentrações não há variação significativa nesses valores. Assim, dentre os reatores

avaliados, estima-se que o FTH com menor razão de curvatura seja o mais indicado para a floculação já que, como podemos verificar na Figura 5.49, esta configuração conduz a uma maior concentração das partículas.

6 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

6.1 Conclusões

A pesquisa aqui realizada apresentou uma análise das taxas de deformação e da segregação de fases nos flocladores tubulares helicoidais, evidenciando a relação destas com a razão de curvatura. A seguir apresentam-se as principais conclusões deste trabalho.

6.1.1 Taxas de Deformação

- No escoamento em tubos retos, apenas as tensões τ_{12} e τ_{13} promovem deformação no fluido, com taxas de deformação linear desprezíveis, quando comparadas com estas. Já nos FTHs, essas taxas lineares não podem ser negligenciadas. As taxas de deformação ε_{22} e ε_{33} podem chegar a 500 vezes às taxas observadas no escoamento em tubos retos.
- Embora a influência dessas taxas no valor da taxa de deformação por cisalhamento (TDC) quadrática média (parâmetro empregado no dimensionamento de flocladores) seja pequena (1,25% para o FTH empregado na comparação com o tubo reto), seus valores máximos podem alcançar valores cerca de 30% e 60%, respectivamente, do valor deste parâmetro. Este resultado corrobora as explicações de Kramer e Clark (1997) e Pedocchi e Piedra-Cueva (2005) que apontaram, pela via matemática, a importância de considerar as taxas de deformação lineares na avaliação da TDC.
- As taxas de deformação, tanto lineares quanto angulares, assim como a TDC, apresentaram relação direta com a razão de curvatura. No entanto, as taxas ε_{22} , ε_{33} e ε_{23} são as que apresentam maior sensibilidade a este parâmetro, já que o escoamento secundário, responsável por essas deformações, é diretamente proporcional à razão de curvatura.

6.1.2 Segregação de Fases

- No escoamento bifásico diluído de partículas sólidas com tamanho pequeno (comparadas com o diâmetro característico do reator), o movimento das partículas é principalmente influenciado pelas forças de arraste, sustentação e atração gravitacional.

- Sem a atuação do campo gravitacional, a força de arraste promovida pelo escoamento secundário é a principal força atuante, com papel preponderante no movimento das partículas.
- A força de sustentação tem sua maior contribuição nas regiões com taxas de deformação por cisalhamento mais elevadas (e, conseqüentemente, maior gradiente de velocidades) localizadas próximo às paredes do tubo, contribuindo para o afastamento das partículas dessas regiões, direcionando-as para as regiões onde a magnitude do escoamento secundário é maior, com conseqüente maior força de arraste.
- O arraste promovido pelo escoamento secundário próximo às paredes do tubo direciona as partículas sólidas para a parede interna ao enrolamento do helicóide (região positiva do eixo N), onde acumulam devido às menores velocidades tanto na direção principal do escoamento, quanto na seção.
- Para o caso sem a consideração do campo gravitacional, a segregação de fases ocorre logo no início do escoamento, porém, há uma tendência cíclica de aumento e redução de concentração ao longo do FTH devido à remobilização de parte das partículas pelo escoamento secundário.
- Com a consideração do campo gravitacional, o movimento das partículas sólidas e a segregação das fases são dependentes também do posicionamento do reator em relação a este campo.
- Nos reatores com enrolamento horizontal verifica-se um ciclo de segregação e mistura, com aumento de concentração das partículas nas porções superiores do reator e espalhamento nas porções inferiores devido à interação da força de atração gravitacional com as forças promovidas pelo escoamento, que é distinta em cada ponto no reator.
- O aumento de concentração das partículas sólidas nas porções superiores do reator ocorre na parede interna ao enrolamento do reator, como resultado da atuação conjunta do arraste do escoamento secundário e da atração gravitacional.
- Nas porções inferiores dos FTHs, verifica-se uma concentração mais uniforme na seção, com leve aumento de concentração na parede externa e nas paredes laterais do tubo.
- Com o aumento da razão de curvatura, verificou-se grandes diferenças no padrão de concentração e espalhamento das partículas. Nas seções transversais onde a componente da força de atração gravitacional (F_g) aponta para a parede interna, verificou-se uma relação exponencial inversa entre a concentração máxima de partículas sólidas e d/D devido à relação diretamente proporcional do escoamento secundário com a razão de curvatura.

Quanto maior o escoamento secundário, menos partículas são capazes de acumular sem ser remobilizadas, conduzindo a menores concentrações de partículas. E nas seções onde F_g aponta no sentido negativo de N , com o aumento de d/D maior será o arraste do escoamento secundário em relação à atração gravitacional, fazendo com que, para o maior valor de d/D , as partículas apresentem-se acumuladas no lado interno ao enrolamento, prevenindo assim a sedimentação na parede externa.

- Nos FTHs de enrolamento vertical, verifica-se um aumento crescente da concentração para o lado interno ao enrolamento do reator até um determinado momento onde esta concentração atinge certa estabilidade, variando em torno de um determinado valor (cerca de 300 vezes a concentração inicial para o reator com $d/D = 0,0364$).
- Para os reatores nessa posição, a relação da concentração das partículas sólidas com a razão de curvatura também é inversa, porém, com uma relação praticamente linear. Novamente, o aumento do arraste do escoamento secundário faz com que menos partículas consigam ficar acumuladas sem serem remobilizadas por este escoamento. Ainda, quanto maior é esse arraste, mais próximo ao eixo N será a região de acumulação devido ao balanço entre a F_g na seção e o arraste do escoamento secundário.

6.2 Recomendações para Trabalhos Futuros

Os assuntos abordados na presente tese avançam no entendimento dos mecanismos que levam a uma floculação mais eficiente nos FTHs, no entanto, não esgotam o assunto. Desta forma, sugerem-se abaixo alguns assuntos para trabalhos futuros que auxiliarão neste entendimento:

- Realizar experimentos físicos que forneçam dados de distribuição das concentrações de partículas sólidas na seção de escoamento dos FTHs, possibilitando assim a validação quantitativa dos modelos bifásicos aplicados ao escoamento nesses reatores;
- Avaliar a influência da vazão de alimentação na segregação de fases dos FTHs;
- Avaliar a influência do diâmetro das partículas na segregação de fases dos FTHs;
- Simular a trajetória das partículas sólidas para elucidar o movimento destas nas zonas concentradas e sua consequente contribuição à colisão e formação de flocos;
- Acoplar os efeitos aqui elucidados nos modelos de colisão ortocinética para permitir a simulação da floculação nos FTHs, considerando o aumento localizado da concentração das partículas sólidas;

- Efetuar modelagem fluidodinâmica da floculação em FTHs, avaliando a influência dos parâmetros geométricos de projeto, com vistas a definir metodologias de dimensionamento desses floculadores.

7 REFERÊNCIAS

- ADACHI, Y. Dynamic aspects of coagulation and flocculation. **Advances in colloid and interface science**, v. 56, p. 1-31, 1995.
- AKAGAWA, K.; SAKAGUCHI, T.; UEDA, M. Study on a gas-liquid two-phase flow in helically coiled tubes. **Bulletin of JSME**, v. 14, n. 72, p. 564-571, 1971.
- AL-HASHIMI, M. A. I.; ASHJYAN, A. S. K. Effectiveness of helical pipes in the flocculation process of water. **Filtration and separation**, v. 26, n. 6, p. 422-429, 1989.
- ANSYS CFX. Solver Theory Guide. **Ansys CFX Release 13.0**, 2010.
- AWWAD, A.; XIN, R. C.; DONG, Z. F.; EBADIAN, M. A.; SOLIMAN, H. M. Measurement and correlation of the pressure drop in air-water two-phase flow in horizontal helicoidal pipes. **International journal of multiphase flow**, v. 21, n. 4, p. 607-619, 1995.
- BALTAR, C. A. M. Processos de Agregação. In: LUZ, A. B.; SAMPAIO, J. A.; FRANÇA, S. C. A. **Tratamento de minérios**, Rio de Janeiro: CETEM/MCT, 2010.
- BENES, K.; TONG, P.; ACKERSON, B. J. Sedimentation, Péclet number, and hydrodynamic screening. **Physical Review E**, v. 76, n. 5, p. 056302, 2007.
- BERGER, S. A.; TALBOT, L.; YAO, L. S. Flow in curved pipes. **Annual review of fluid mechanics**, v. 15, p. 461-512, 1983.
- BHAGAT, A. A. S.; KUNTAEGOWDANAHALLI, S. S.; PAPAUTSKY, I. Continuous particle separation in spiral microchannels using dean flows and differential migration. **Lab on a Chip**, v. 8, n. 11, p. 1906-1914, 2008.
- BORG, S. F. **Matrix-tensor methods in continuum mechanics**. D. Van Nostrand Company, New York, 1963.
- BRIDGEMAN, J.; JEFFERSON, B.; PARSONS, S. A. Computacional fluid dynamics modelling of flocculation in water treatment: a review. **Engineering applications of computational fluid mechanics**, v. 3, n. 2, 2009.
- _____. The development and application of CFD models for water treatment flocculators. **Advances in engineering software**, v. 41, n. 1, 2010.
- BURNS, J. L., YAN, Y. D., JAMESON, G. J., BIGGS, S. A light scattering study of the fractal aggregation behavior of a model colloidal system. **Langmuir**, v. 13, n. 24, p. 6413-6420, 1997.

CAMP, T, R.; STEIN, P. C. Velocity gradients and internal work in fluid motion. **Journal of the Boston society of civil engineers**. n. 85, 1943.

CARISSIMI, E. **Reator gerador de flocos - RGF: concepção e desenvolvimento básico**. Dissertação (Mestrado em Engenharia) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Minas, Metalúrgica e dos Materiais, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2003.

CARISSIMI, E.; MILLER, J.; RUBIO, J.; Characterization of the high kinetic energy dissipation of the Flocs Generator Reactor (FGR). **International Journal of Mineral Processing**. v. 85, n. 1-3, 2007.

CARISSIMI, E.; RUBIO, J. The flocs generator reactor-FRG: a new basis for flocculation and solid-liquid separation. **International journal of mineral processing**, v. 75, n. 3-4. p. 237-247, 2005.

CIONCOLINI, A.; SANTINI, L. An experimental investigation regarding the laminar to turbulent flow transition in helically coiled pipes. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 30, n. 4, p. 367-380, 2006.

CROWE, C.; SOMMERFELD, M.; TSUJI, Y. **Multiphase flows with droplets and particles**. CRC Press, 1998.

CZOP, V.; BARBIER, D.; DONG, S. Pressure drop, void fraction and shear stress measurements in an adiabatic two-phase flow in a coiled tube. **Nuclear engineering and design**, v. 149, n. 1, p. 323-333, 1994.

DEAN, W. R. Note on the motion of fluid in a curved pipe. **Philosophical Magazine and Journal of Science**, v. 4, n. 20, p. 208-223, 1927.

_____. The stream-line motion of fluid in a curved pipe; **Philosophical Magazine and Journal of Science**, v.5, p. 673 – 695, 1928.

DI BERNARDO, L.; DI BERNARDO, A.; PÁDUA, V. L. Redução do tempo de floculação em função do escalonamento do gradiente de velocidade. In: XXVII CONGRESSO INTERAMERICANO DE ENGENHARIA SANITÁRIA E AMBIENTAL, Porto Alegre. **Anais...** Rio de Janeiro: ABES, 2000.

ELMALEH, S.; JABBOURI, A. Flocculation energy requirement. **Water research**. v. 25, n. 8, 1991.

EUSTICE, J. Flow of water in curved pipe. **Proceedings of the Royal Society of London**. Vol. 84: p. 107 - 118, 1910.

_____. Experiments on stream-line motion in curved pipes. **Proceedings of the Royal Society of London**. v.: p. 119 - 131, 1911.

FLESCH, J. C.; SPICER, P. T.; PRATSINIS, S. E. Laminar and turbulent shear-induced flocculation of fractal aggregates. **AIChE journal**, v. 45, n. 5, p. 1114-1124, 1999.

GALIER, S.; S. ISSANCHOU; P. MOULIN; M. J. CLIFTON; P. APTEL. Electrochemical Measurement of Velocity Gradient at the Wall of a Helical Tube. **AIChE Journal**. v. 49, n. 8, p. 1972 - 1979, 2003.

GAO, H.; GUO, L.; ZHANG, X. Liquid–solid separation phenomena of two-phase turbulent flow in curved pipes. **International journal of heat and mass transfer**, v. 45, n. 25, p. 4995-5005, 2002.

GERMANO, M. On the effect of torsion on a helical pipe flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 125, n. 1, p. 1-8, 1982.

_____. The Dean equations extended to a helical pipe flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 203, n. 1, p. 289-305, 1989.

GIGUÈRE, R.; FRADETTE, L.; MIGNON, D.; TANGUY, P. A. Analysis of slurry flow regimes downstream of a pipe bend. **Chemical Engineering Research and Design**, v. 87, n. 7, p. 943-950, 2009.

GREGORY, J. Flocculation in laminar tube flow. **Chemical engineering science**, v. 36, n. 11, p. 1789-1794, 1981.

_____. Particle interaction in flowing suspensions. **Advances in colloid and interface science**. v. 17, n. 1, 1982.

_____. Flocculation test methods. **Effluent e water treatment journal**, v.23. mai. p. 199-205, 1983.

GROHMANN, A.; REITER, M.; WIESMANN, U. New flocculation units with high efficiency. **Water science tecnologia**, v. 13. n. 11/12. p. 567-573, 1981.

GUIGUI, C., MANNO, P., MOULIN, P., CLIFTON, M. J., ROUCH, J. C., APTEL, P., LAINE, J. M. The use of Dean vortices in coiled hollow-fibre ultrafiltration membranes for water and wastewater treatment. **Desalination**, v. 118, n. 1, p. 73-79, 1998.

GUO, L. J.; FENG, Z. P.; CHEN, X. J. Pressure drop oscillation of steam–water two-phase flow in a helically coiled tube. **International journal of heat and mass transfer**, v. 44, n. 8, p. 1555-1564, 2001.

GUO, L.; PAN, D.; HU, X.; ZHANG, X. Experimental investigation of particle distribution and desanding efficiency of solid-liquid/gas-liquid-solid separation in helical pipe with gradually changed curvatures. In: 7th International Conference on Multiphase Flow, Tampa, FL, USA. **Anais...**, Tampa: University of Florida, 2010.

HAARHOFF, J.; VAN DER WALT, J. J. Towards optimal design parameters for around-the-end hydraulic flocculators. **Journal of water supply: research and technology - Aqua**, v. 50. n. 3. p. 149-159. 2001.

HAMEED, M. S.; MUHAMMED, T. J.; SAPRE, A. A. Improved technique for river water flocculation. **Filtration and separation**, v. 32. n. 1. p 63-68, 1995.

HART, J.; ELLENBERGER, J.; HAMERSMA, P. J. Single-and two-phase flow through helically coiled tubes. **Chemical engineering science**, v. 43, n. 4, p. 775-783, 1988.

HÜTTL, T. J.; FRIEDRICH, R. Influence of curvature and torsion on turbulent flow in helically coiled pipes. **International journal of heat and fluid flow**, v. 21. n. 3. p. 345-353, 2000.

JARVIS, P.; JEFFERSON, B.; GREGORY, J.; PARSONS, S. A. A review of floc strength and breakage. **Water research**. v. 39, n. 14, 2005.

JAYAKUMAR, J. S.; S. M. MAHAJANIA; J. C. MANDALA; P. K. VIJAYANB; R. BHOIA. Experimental and CFD estimation of heat transfer in helically coiled heat exchangers. **Chemical engineering research and design**. Vol. 86: p. 221–232, 2008.

JIANG, F.; DRESE, K. S.; HARDT, S.; KÜPPER, M.; SCHÖNFELD, F. Helical flows and chaotic mixing in curved micro channels. **AIChE journal**, v. 50, n. 9, p. 2297-2305, 2004.

KAUSHAL, D. R., KUMAR, A., TOMITA, Y., KUCHII, S., TSUKAMOTO, H. Flow of mono-dispersed particles through horizontal bend. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 52, p. 71-91, 2013.

KRAMER, T. A.; CLARK, M. M. Influence of strain-rate on coagulation kinetics. **Journal of environmental engineering**. v. 123, n. 5, 1997.

KUMAR, T. A.; MADAL, T. K.; MAJUNDER, S. K. Frictional pressure drop in vertical helical coil reactor (HCR) based on flow regime. **Journal of engineering and applied sciences**. v. 9, n. 4, p. 97-101, 2014.

LIU, S.; MASLIYAH, J. H. Axially invariant laminar flow in helical pipes with a finite pitch. **Journal of fluid mechanics**, v. 251. jun. p. 315-353, 1993.

MAERZ, J.; Verney, R., Wirtz, K., & Feudel, U. Modeling flocculation processes: Intercomparison of a size class-based model and a distribution-based model. **Continental Shelf Research**, v. 31, n. 10, p. S84-S93, 2011.

MCCONNACHIE, G. L.; FOLKARD, G. K.; MTAWALI, M. A.; SUTHERLAND, J. P. Field trials of appropriate hydraulic flocculation processes. **Water research**, v. 33, n. 6, p. 1425-1434, 1999.

METCALF e EDDY. **Wastewater engineering: treatment disposal, and reuse**. Editores: Tchobanoglous, G.; Burton, F. L. Metcalf e Eddy, Inc., McGraw-Hill, 3th Edition, 1991.

MEYER, C. J.; DEGLON, D. A. Particle collision modeling – a review. **Mineral engineering**. v. 24, n. 8, 2011.

MISHRA, P.; GUPTA, S. N. Momentum transfer in curved pipes. 1. Newtonian fluids. **Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development**, v. 18, n. 1, p. 130-137, 1979.

MISHRA, R.; SINGH, S. N.; SESHADRI, V. Study of wear characteristics and solid distribution in constant area and erosion-resistant long-radius pipe bends for the flow of multisized particulate slurries. **Wear**, v. 217, n. 2, p. 297-306, 1998.

MOTA, F. R. M.; PAGANO, D. J. Simulation and experimental study of phase segregation in helical pipes: A new method for flow conditioning. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 35, p. 99-108, 2014.

OLIVEIRA, D. S. **Avaliação da eficiência de remoção de turbidez em função de variações no comprimento de floculadores tubulares helicoidais**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2008.

_____. **Proposição de modelo de previsão de desempenho de unidades de floculação tubulares helicoidais**. Tese (Doutorado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2014.

OOKAWARA, S., AGRAWAL, M., STREET, D., OGAWA, K. Quasi-direct numerical simulation of lift force-induced particle separation in a curved microchannel by use of a macroscopic particle model. **Chemical engineering science**, v. 62, n. 9, p. 2454-2465, 2007.

OOKAWARA, S., OOZEKI, N., OGAWA, K., LÖB, P., HESSEL, V. Process intensification of particle separation by lift force in arc microchannel with bifurcation. **Chemical Engineering and Processing: Process Intensification**, v. 49, n. 7, p. 697-703, 2010.

OOKAWARA, S.; HIGASHI, R.; STREET, D.; OGAWA, K. Feasibility study on concentration of slurry and classification of contained particles by microchannel. **Chemical Engineering Journal**, v. 101, n. 1, p. 171-178, 2004.

OOZEKI, N.; OOKAWARA, S.; OGAWA, K. Characterization of microseparator/classifier with a simple arc microchannel. **AIChE journal**, v. 55, n. 1, p. 24-34, 2009.

PALAZOGLU, T. K.; SANDEEP, K. P. Effect of tube curvature ratio on the residence time distribution of multiple particles in helical tubes. **LWT-Food Science and Technology**, v. 37, n. 4, p. 387-393, 2004.

PEDOCCHI, F.; PIEDRA-CUEVA, I. Camp e Stein's velocity gradient formalization. **Journal of environmental engineering**. v. 131, n. 10, 2005.

PELLISSARI, L. M. T. **Influência de parâmetros de projeto no desempenho do floculador tubular helicoidal aplicado ao tratamento de água de abastecimento**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2006.

ROSA, E. S. **Escoamento multifásico isotérmico: modelos de multifluidos e de mistura**. Bookman, 2012.

SAFFMAN, P. G.; TURNER, J. S. On the collision of drops in turbulent clouds. **Journal of fluid mechanics**. v. 1, n. 1, 1956.

SALGADO, A. L. **Caracterização hidrodinâmica de floculadores hidráulicos chicanados por meio de simulação numérica tridimensional**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, Vitória, 2006.

SAMARAS, K.; ZOUBOULIS, A.; KARAPANTSIOS, T.; KOSTOGLU, M. A CFD-based simulation study of a large scale flocculation tank for potable water treatment. **Chemical engineering journal**. v. 162, n. 1, 2010.

SARTORI, M. **Caracterização Hidrodinâmica de Flocculadores Tubulares Helicoidais por Meio de Simulação Numérica Tridimensional**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2006.

SARTORI, M., OLIVEIRA, D. S., TEIXEIRA, E. C., RAUEN, W. B., REIS Jr, N. C. CFD modelling of helically coiled tube flocculators for velocity gradient assessment. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 37, n. 1, p. 187-198, 2015.

SELOMULYA, C.; BUSHELL, G., AMAL, R., WAITE, T. D. Understanding the role of restructuring in flocculation: the application of a population balance model. **Chemical engineering science**, v. 58, n. 2, p. 327-338, 2003.

SILVA, R. C. D. **Avaliação da Influência da geometria e Dinâmica do escoamento de Flocculadores Tubulares Helicoidais na Redução de Turbidez, utilizando Modelagem Física**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2007.

SILVEIRA, A. N.; SILVA, R.; RUBIO, J. Treatment of acid mine drainage (AMD) in South Brazil: comparative active processes and water reuse. **International Journal of Mineral Processing**, v. 93, n. 2, p. 103-109, 2009.

SMOLUCHOWSKI, M. von. Versuch einer mathematischen Theorie der Koagulationskinetik kolloider Lösungen. **Z. phys. Chem**, v. 92, n.9, p. 129-168, 1917.

SWETLAND, K. A.; WEBER-SHIRK, M. L.; LION, L. W. Flocculation-Sedimentation Performance Model for Laminar-Flow Hydraulic Flocculation with Polyaluminum Chloride and Aluminum Sulfate Coagulants. **Journal of Environmental Engineering**, v. 140, n. 3, 2014.

TAYLOR, G. I. The criterion for turbulence in curved pipes. In: **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**. The Royal Society, 1929. p. 243-249.

THIRUVENKATACHARI, R.; NGO, H. H.; HAGARE, P. VIGNESWARAN, S.; BEN AIM, R. Flocculation-cross-flow microfiltration hybrid system for natural organic matter (NON) removal using hematite as a flocculent. **Desalination**, v. 147. n. 1-3. p. 83-88, 2002.

THOMAS, D. N.; JUDD, S. J.; FAWCETT, N. Flocculation model: a review. **Water research**, v. 33, n. 7, p. 1579-1592, 1999.

TIWARI, P.; ANTAL, S. P.; PODOWSKI, M. Z. Tree-dimensional fluid mechanics of particulate two-phase flows in U-bend and helical conduits. **Physics of fluids**. v. 18, n. 4, 2006.

TODA, M.; KOMORY, N.; SAITO, S.; MAEDA, S. Hydraulic conveying of solids through pipe bends. **Journal of Chemical Engineering of Japan**, v. 5, n. 1, p. 4-13, 1972.

TSE, C. I.; SWETLAND, K.; WEBER-SHIRK, M. L.; LION, L. W. Method for quantitative analysis of flocculation performance. **water research**, v. 45, n. 10, p. 3075-3084, 2011.

VAEZI, F. G.; SANDERS, R. S.; MASLIYAH, H. Flocculation kinetics and aggregate structure of kaolinite mixtures in laminar tube flow. **Journal of colloid and interface science**. v. 355, n. 1, 2011.

VASHISTH, S.; KUMAR, V.; NIGAM, K. D. P. A review on the potential applications of curved geometries in process industry. **Industrial & Engineering Chemistry Research**, v. 47, n. 10, p. 3291-3337, 2008.

VIANNA, M. R. **Hidráulica aplicada às estações de tratamento de água**. 4 ed. Belo Horizonte: Imprimatur, 2002.

VIGNESWARAN, S.; SETIADI, T. Flocculation study on spiral flocculator. **Water, air and soil pollution**, v. 29. n. 2. p. 165-188, 1986.

WANG, L. P.; WEXLER, A. S.; ZHOU, Y. Statistical mechanical descriptions of turbulent coagulation. **Physics of fluids**. v. 10, n. 10, 1998.

_____. Statistical mechanical description and modeling of turbulent collision of inertial particles. **Journal of fluid mechanics**. v. 415, 2000.

WHITE, C. M. Streamline flow through curved pipes. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A**, v. 123, n. 792, p. 645-663, 1929.

WU, S. Y., CHEN, S. J., LI, Y. R., LI, L. J. Numerical investigation of turbulent flow, heat transfer and entropy generation in a helical coiled tube with larger curvature ratio. **Heat and mass transfer**, v. 45, n. 5, p. 569-578, 2009.

YAMAMOTO, K.; A. ARIBOWO; Y. HAYAMIZU; T. HIROSE; K. KAWAHARA. Visualization of the flow in a helical pipe. **Fluid Dynamics Research**. v. 30: p. 251–267, 2002.

YEOH, G. H.; TU, J. **Computational techniques for multiphase flows**. Elsevier, 2009.

YU, B.; ZHENG, B.; LIN, C. X.; PEÑA, O. J.; EBADIAN, M. A. Laser Doppler anemometry measurements of laminar flow in helical pipes. **Experimental thermal and fluid science**, v. 27. n. 8. p. 855-865, 2003.

ZHOU, Y; WEXLER, A. S.; WANG, L. On the collision rate of small particles in isotropic turbulence. II. Finite inertia case. **Physics of fluids**. v. 10, n. 5, 1998.