



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química



Estudo Experimental e de Simulação por CFD de Escoamentos em Seções Anulares

José Luiz Vieira Neto

Uberlândia – MG

2011



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química



Estudo Experimental e de Simulação por CFD de Escoamentos em Seções Anulares

José Luiz Vieira Neto

**Tese de Doutorado apresentada à
Universidade Federal de
Uberlândia como parte dos
requisitos necessários à obtenção do
título de Doutor em Engenharia
Química.**

Uberlândia – MG

2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG - Brasil

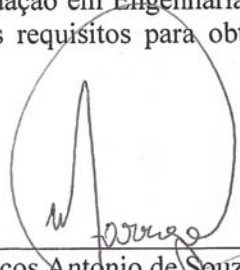
- V658e Vieira Neto, José Luiz, 1982-
 Estudo experimental e de simulação por CFD de escoamentos em
 seções anulares [manuscrito] / José Luiz Vieira Neto. - 2011.
 72 f. : il.
- Orientadores: Marcos Antônio de Souza Barrozo e Carlos Henrique
 Ataide.
- Tese (doutorado) – Universidade Federal de Uberlândia, Programa de
 Pós-Graduação em Engenharia Química.
 Inclui bibliografia.
1. Dinâmica dos fluidos - Teses. 2. Escoamento - Teses. 2. Fluidos não-
 newtonianos - Teses. I. Barrozo, Marcos Antônio de Souza. II. Ataíde,
 Carlos Henrique. III. Universidade Federal de Uberlândia. Programa de
 Pós-Graduação em Engenharia Química. III. Título.

CDU: 532.51

ESTUDO EXPERIMENTAL E DE SIMULAÇÃO POR CFD DE ESCOAMENTOS EM SEÇÕES ANULARES

Tese de Doutorado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Engenharia Química.

Banca examinadora:



Prof. Dr. Marcos Antonio de Souza Barrozo
(Orientador – FEQUI – UFU)



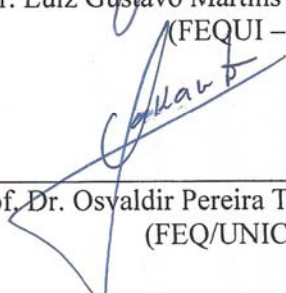
Prof. Dr. Carlos Henrique Ataíde
(Orientador – FEQUI – UFU)



Prof. Dr. Cláudio Roberto Duarte
(FEQUI – UFU)



Prof. Dr. Luiz Gustavo Martins Vieira
(FEQUI – UFU)



Prof. Dr. Osvaldir Pereira Taranto
(FEQ/UNICAMP)



Eng. Dr. André Leibsohn Martins
(PETROBRAS/CENPES)

**Dedico este trabalho à minha família:
à minha esposa pelo apoio e incentivo
nos momentos mais difíceis e aos meus
pais que não pouparam esforços para
investir em minha educação.**

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pelo dom da vida e por me sustentar a cada dia me dando sabedoria em todos os momentos. Por tudo que fizeste e ainda farás em minha vida. Por ter me sustentado ao longo desta caminhada e por ter me proporcionado mais essa vitória.

À minha querida esposa *Adriana*, pelo carinho, paciência, compreensão e incentivo, especialmente nos momentos mais difíceis durante esta jornada.

Aos meus pais, *José Luiz e Dalva*, e minha irmãs, *Andreia e Aline*, que sempre me apoiaram e me deram suporte para investir em minha formação acadêmica.

Ao Prof. *Marcos Antônio de Souza Barrozo (Marquinhos)*, agradeço por acreditar no meu potencial nestes dez anos de orientação, desde os tempos da Iniciação Científica. Agradeço por todas as oportunidades, por sempre me incentivar e ajudar quando preciso, e acima de tudo, pela amizade.

Ao Prof. *Carlos Henrique Ataíde*, agradeço pela orientação, atenção e amizade. Sou grato pelos conselhos e sugestões, especialmente nas modificações implementadas na unidade experimental, durante a execução deste trabalho.

Aos Prof. *Cláudio Roberto Duarte* e *Luiz Gustavo Martins Vieira*, agradeço pelas contribuições na tese e pela amizade.

Também foi valiosa a colaboração dos alunos de Iniciação Científica, *Letícia, Mariana*, e *Frederico*, que participaram da realização deste trabalho.

Durante este período acadêmico foram muitas amizades adquiridas. A todos os meus amigos, principalmente a “turma das antigas”, ao meu “meio irmão” *Ricardinho, Adriene, Andréia, Davi, Fabiano, Marcão, Pires e Sandra*. Aos novos amigos do LPD, porém, não menos importantes, *Bia, Danilo, Dyrney, Jânio, Juliana, Kássia, Malagoni, Mariana*. A turma do “Postinho”, *Bruno, Cássia, Curt Max, Deivid, Isabele, José Lucas, Marina*, e aos funcionários “*Seu Alcides*”, “*Dona Ione*”, “*Dona Maria*”, *Cláudia* e *Juliana*. Obrigado a todos pelos agradáveis momentos de convivência.

Aos funcionários da FEQUI/UFU *Silvino, Zé Henrique, Tiaguinho, Cleide, Édio* pelo apoio técnico prestado.

Ao *André Leibsohn Martins*, pelo convênio firmado entre a PETROBRAS, FAU/UFU, FEMEC/UFU e FEQUI/UFU que viabilizou a execução deste trabalho.

“O temor do Senhor é a instrução da
sabedoria; e adiante da honra vai a
humildade.”

Provérbios 15:33

SUMÁRIO

Lista de Figuras	i
Lista de Tabelas	vii
Lista de Símbolos	ix
Resumo	xi
<i>Abstract</i>	xiii
CAPÍTULO I	1
INTRODUÇÃO	1
1.1. Motivação e Justificativas	1
1.2. O Processo de Perfuração de Poços.....	2
1.2.1. Perfuração de Poços Direcionais e Horizontais	4
1.3. Objetivos do Trabalho	9
1.4. Escopo do Trabalho	9
CAPÍTULO II	11
REVISÃO	11
2.1. O Sistema de Circulação de Fluidos de Perfuração.....	11
2.1.1. Os Fluidos de Perfuração	12
2.1.2. Classificação dos Fluidos de Perfuração	16
2.2. Fluidos Newtonianos e não-Newtonianos	20
2.2.1. Fluidos Newtonianos	21
2.2.2. Fluidos não-Newtonianos independentes do tempo	22
2.3. Escoamentos de Fluidos em Seções Anulares.....	27
2.3.1 Definições Para o Número de Reynolds	28
2.3.2. Regimes de Escoamento e Critérios de Transição.....	28
2.4. Revisão de Trabalhos da Literatura	31
2.4.1. Escoamentos com Instabilidade Taylor-Couette	31
2.4.2. Escoamentos com Fluidos Newtonianos e não-Newtonianos	31
CAPÍTULO III	37
SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS TAYLOR-COUPETTE.....	37
3.1. Metodologia Adotada na Simulação de Escoamentos Taylor-Couette	37
3.2. Comparação da Solução Analítica com Simulações Numérica.....	38
3.3. Comparação das Simulações CFD com os Resultados da Literatura	39
3.4. Simulação de Vórtice Laminar (LV) e de Vórtice Ondulado (WV)	41
CAPÍTULO IV	43
SIMULAÇÃO DE FLUXOS TURBULENTOS COM FLUIDOS NEWTONIANOS	43
4.1. Metodologia Adotada na Simulação de Escoamentos Newtonianos.....	43
4.2. Perfis Simulados com Modelos de Turbulência (RANS).....	44
4.2.1. Simulações no Arranjo Anular Concêntrico	44
4.2.2. Simulações no Arranjo Anular Excêntrico ($E = 0,5$).....	46
4.3. Contornos Simulados de Velocidade Axial e Tangencial	49

CAPÍTULO V.....	55
ESCOAMENTOS COM FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS	55
5.1. Metodologia Adotada nos Experimentos	55
5.2. Metodologia Adotada nas Simulações Numéricas	58
5.3. Resultados Experimentais e Simulados com Fluidos Não-Newtonianos	60
5.3.1. Resultados de Queda de Pressão Experimental e Simulada	60
5.3.2. Contornos de Velocidade Axial e Tangencial Simulados	62
5.3.3. Perfis Simulados de Velocidade Axial e Tangencial Normalizados	65
CAPÍTULO VI	69
ESCOAMENTOS COM EXCENRICIDADE VARIÁVEL	69
6.1. Metodologia Adotada nos Ensaios Experimentais	69
6.2. Resultados Experimentais de Queda de Pressão	77
6.3. Metodologia Adotada nas Simulações Numéricas	87
6.4. Contornos Simulados de Velocidade Axial.....	90
6.5. Perfis Radiais Simulados de Velocidade Axial	103
CAPÍTULO VII.....	111
CONCLUSÕES	111
7.1. Conclusões Para Escoamentos Taylor-Couette	111
7.2. Conclusões Para Escoamentos com Fluidos Newtonianos.....	111
7.3. Conclusões Para Escoamentos com Fluidos não-Newtonianos	112
7.4. Conclusões Para Escoamentos com Excentricidade Variável.....	113
CAPÍTULO VIII.....	115
ETAPAS FUTURAS	115
APÊNDICE A.....	117
MODELOS DE TURBULÊNCIA	117
A-1. Aproximação de <i>Boussinesq</i> versus Modelagem RSM.....	118
A-1.1. Esforço Computacional: Tempo de CPU e Comportamento da Solução...	119
A-2. Modelos da Família $k-\varepsilon$	120
A-2.1. O Modelo $k-\varepsilon$ <i>Standard</i>	120
A-2.2. O Modelo $k-\varepsilon$ RNG	121
A-2.3. Produção de Turbulência nos Modelos $k-\varepsilon$ <i>Standard</i> e $k-\varepsilon$ RNG	125
A-3. Modelos da Família $k-\omega$	125
A-3.1. O Modelo $k-\omega$ <i>Standard</i>	125
A-3.2. O Modelo $k-\omega$ de Transporte de Tensão de Cisalhamento (<i>SST</i>)	129
A-4. O Modelo de Tensões de Reynolds (RSM).....	132
A-4.1. Modelagem RSM.....	133
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	139

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1. Escoamento do fluido de perfuração percorrendo pelo interior da coluna de perfuração e retornando até a superfície pelo espaço anular (adaptado de PEREIRA, 2006).	2
Figura 1.2. Estrutura de uma sonda: torre, mesa rotativa, sistema de elevação e bombas de lama (adaptado de TARAZONA, 2005).	3
Figura 1.3. Causas de poços direcionais (THOMAS, 2001).	5
Figura 1.4. Tipos de poços direcionais (THOMAS, 2001).	5
Figura 1.5. Poço horizontal para exploração de reservatório delgado e fraturas (PEREIRA, 2006).	6
Figura 1.6: Taylor-Couette: (a) Vórtices de Taylor, (b) Vórtices ondulados. (VALÉRIO, 2007)	8
Figura 2.1. Sistema de circulação da lama de perfuração.	11
Figura 2.2. Sistema de remoção de sólidos da lama de perfuração (THOMAS, 2001).	12
Figura 2.3. Esquema de classificação dos fluidos de perfuração.	16
Figura 2.3. Esquema de classificação dos fluidos de perfuração a base de água.	17
Figura 2.4. Comportamentos reológicos de fluidos independentes do tempo (PEREIRA, 2010)	21
Figura 3.1: Malha tridimensional em diferentes pontos de vista: (a) frontal, (b) lateral, (c) isométrica.	37
Figura 3.2: Distribuição de velocidade tangencial teórica e simulada de um escoamento rotacional numa seção anular concêntrica. ($Ta = 51$ e $Ta_{cr} = 103$).	38
Figura 3.3: Vetores de velocidade radial e axial e contornos de velocidade azimutal num plano para escoamento tipo vórtice de Taylor. (a) Logo após a transição para vórtice de Taylor para $Ta_{Cr} = 103$, (b) vórtice Laminar (LV) para $Ta = 124$, dados experimentais de WERELEY e LUEPTOW (1998); (c) simulado por HWANG e YANG (2004) para $Ta=123$	39
Figura 3.4: Resultados simulados (CFD) de vetores de velocidade radial e axial e contornos de velocidade tangencial num plano para escoamento de vórtice de Taylor. (a) Após a transição para vórtice de Taylor, para $Ta_{cr} = 103$, (b) $Ta = 124$. (Vórtice Laminar, LV).	39
Figura 3.5: Velocidade axial normalizada pela velocidade superficial do cilindro interno ao longo de uma linha radial que passa através do centro de um vórtice, $\xi = (r - Ri) / d$. $\circ Ta = 103$, $\times Ta = 124$, retirado do trabalho experimental de WERELEY e LUEPTOW (1998).	40

- Figura 3.6: Resultados simulados (CFD) de velocidade axial normalizada pela velocidade superficial do cilindro interno ao longo da linha radial que passa pelo centro de um vórtice, $\xi = (r - Ri) / d$ 40
- Figura 3.7: Resultados de vetores de velocidades e contorno magnitude de velocidade azimutal simulados por HWANG e YANG (2004) num plano r - z para $Ta = 123$ e $Re = 4,9$; incluindo o perfil de velocidade axial. $\xi = (r - Ri) / d$ e $\zeta = z / d$ 41
- Figura 3.8: Resultados simulados (CFD) de vetores de velocidades (m/s) e contorno de velocidade tangencial no plano r - z ($Ta = 124$ e $Re = 4,9$); com velocidade axial. $\xi = (r - Ri) / d$ e $\zeta = z / d$ 41
- Figura 3.9: Simulações de vetores de velocidade e contornos de velocidade axial, radial e tangencial, respectivamente: (a, b, c) para escoamento tipo Vórtice Laminar (LV) com $Ta = 124$ e $Re = 0$; (d, e, f) para escoamento do tipo Vórtice Ondulado (WV) com $Ta = 139$ e $Re = 4,9$ (com fluxo axial imposto). 42
- Figura 4.1: Malha 3-D concêntrica em diferentes pontos de vista: (a) frontal e (b) isométrico. 43
- Figura 4.2: Malha 3-D excêntrica ($E = 0,5$) nos pontos de vista: (a) frontal e (b) isométrico. 44
- Figura 4.3: Distribuição de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b) no anular concêntrico, comparando modelos de turbulência com dados experimentais: (a) NOURI *et. al.* (1993) sem rotação; (b) NOURI e WHITELAW (1994) com rotação do cilindro interno (300 rpm). 45
- Figura 4.4: Distribuição radial de velocidade tangencial no arranjo concêntrico, comparando modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1994): (a) normalizados pela velocidade *bulk* (U_b); (b) normalizados pela velocidade superficial do cilindro interno (V_i). 45
- Figura 4.5: Distribuição radial de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b), comparando modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI *et. al.* (1993) sem rotação do cilindro interno nos planos do arranjo excêntrico: (a) plano 1, (b) plano 2, (c) plano 3 e (d) plano 4..... 46
- Figura 4.6: Distribuição radial de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b), comparando modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1997) com rotação do tubo interno (300 rpm) no arranjo excêntrico: (a) plano 1, (b) plano 2, (c) plano 3 e (d) plano 4..... 47
- Figura 4.7: Distribuição de velocidade tangencial simulada normalizada pela velocidade *bulk* (U_b), comparando os modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1997) nos planos do arranjo excêntrico: (a) plano 1, (b) plano 2 e (c) plano 3. 48
- Figura 4.8: Contornos de velocidade axial ($Re = 26.600$) sem rotação no anular concêntrico com modelos de turbulência: (a) k - ε *Std*; (b) k - ε RNG; (c) k - ω *Std*; (d) k - ω SST; (e) RSM *Std*. 50

Figura 4.9: Contornos de velocidade tangencial ($Re=26.600$, $w=300rpm$) no arranjo concêntrico com modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ <i>Std</i> ; (b) $k-\varepsilon$ RNG; (c) $k-\omega$ <i>Std</i> ; (d) $k-\omega$ SST; (e) RSM <i>Std</i> .	51
Figura 4.10: Contornos de velocidade axial ($Re = 26.600$) sem rotação, no anular excêntrico ($E = 0,5$) com modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ <i>Std</i> ; (b) $k-\varepsilon$ RNG; (c) $k-\omega$ <i>Std</i> ; (d) $k-\omega$ SST; (e) RSM <i>Std</i> .	52
Figura 4.11: Contornos de velocidade axial ($Re = 26.600$; $w = 300 rpm$) no anular excêntrico ($E = 0,5$) com os modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ <i>Std</i> ; (b) $k-\varepsilon$ RNG; (c) $k-\omega$ <i>Std</i> ; (d) $k-\omega$ SST; (e) RSM <i>Std</i> .	53
Figura 4.12: Contornos de velocidade tangencial ($Re=26.600$, $w=300rpm$), anular excêntrico ($E = 0,5$) com modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ <i>Std</i> ; (b) $k-\varepsilon$ RNG; (c) $k-\omega$ <i>Std</i> ; (d) $k-\omega$ SST; (e) RSM <i>Std</i> .	54
Figura 5.1: Unidade piloto utilizada para a realização dos ensaios experimentais.	55
Figura 5.2: Válvulas para ajuste da vazão, medidor magnético, motor e o distribuidor de fluxo.	56
Figura 5.3: Detalhe dos flanges para posicionamento do eixo interno no arranjo excêntrico ($E = 0,75$).	56
Figura 5.4: Seção anular horizontal com bocais utilizados para a leitura dos gradientes de pressão.	57
Figura 5.5: Refinamento de malha ao longo da seção anular: a) concêntrica; b) excêntrica ($E = 0,75$).	59
Figura 5.6: Refinamento de malha na região de entrada: a) concêntrica; b) excêntrica ($E = 0,75$).	59
Figura 5.7: Resultados de queda de pressão experimental (média com desvios) e simulados para cada malha (com os esquemas Quick e 1º Upwind) no anular concêntrico para solução 0,2% GX.	60
Figura 5.8: Resultados de queda de pressão experimental (média com desvios) e simulados para cada malha (com os esquemas Quick e 1º Upwind) no anular concêntrico para solução 0,2% CMC.	60
Figura 5.9: Resultados de queda de pressão experimental (média com desvios) e simulados para cada malha (com os esquemas Quick e 1º Upwind) no anular excêntrico ($E = 0,75$) para solução 0,2% GX.	61
Figura 5.10: Resultados de queda de pressão experimental (média com desvios) e simulados para cada malha (com esquemas Quick e 1º Upwind) no anular excêntrico ($E = 0,75$) para solução 0,2% CMC.	61
Figura 5.11: Contornos de velocidade axial (m/s) com 0,2% GX e 0,2% CMC no anular concêntrico.	62
Figura 5.12: Contornos de velocidade tangencial (m/s) no anular concêntrico: 0,2% GX e 0,2% CMC.	63

Figura 5.13: Contornos de velocidade axial (m/s), anular excêntrico ($E = 0,75$): 0,2% GX, 0,2% CMC	63
Figura 5.14: Contornos de velocidade tangencial (m/s) no anular excêntrico ($E = 0,75$)	64
Figura 5.15: Perfis simulados de velocidades normalizadas pela velocidade <i>bulk</i> (U_b) para ambos os fluidos (0,2% GX e 0,2% CMC) no anular concêntrico: a) velocidade axial; b) velocidade tangencial.....	65
Figura 5.16: Perfis simulados de distribuição radial de velocidade axial, 0,2% de GX e 0,2% de CMC, para o anular excêntrico ($E = 0,75$), na região de menor e maior espaço anular (planos 1 e 3).....	66
Figura 5.17: Perfis simulados de distribuição radial de velocidade axial, 0,2% de GX e 0,2% de CMC, para o anular excêntrico ($E = 0,75$), nos planos 2 e 4 (perpendiculares aos planos 1 e 3).	66
Figura 5.18: Perfis simulados de velocidade tangencial, com 0,2% GX e 0,2% CMC, para a condição excêntrica ($E = 0,75$), nos planos de menor e maior espaço anular (planos 1 e 3).	67
Figura 5.19: Perfis simulados de velocidade tangencial no anular excêntrico ($E = 0,75$), nos planos 2 e 4 (perpendiculares aos planos 1 e 3, passando pelo centro do cilindro externo).	68
Figura 6.1: Reologia da solução de Goma Xantana a 0,05% ajustada pelo modelo de <i>Power-law</i>	70
Figura 6.2: Reologia da solução de Goma Xantana a 0,10% ajustada pelo modelo de <i>Power-law</i>	71
Figura 6.3: Reologia da solução de Goma Xantana a 0,15% ajustada pelo modelo de <i>Power-law</i>	71
Figura 6.4: Bomba helicoidal, tanque, válvulas para ajuste da vazão e o medidor magnético de vazão.	72
Figura 6.5: Homogeneização da solução no tanque e as mangueiras de reciclo e de <i>by-pass</i>	72
Figura 6.6: Unidade de escoamento excêntrico variável e sistema de aquisição de dados experimentais.	73
Figura 6.7: Placa de aquisição de dados.	73
Figura 6.8: Detalhes das regiões das caixas de alimentação e saída do escoamento	74
Figura 6.9: Suporte para ajuste da excentricidade e fixação do eixo interno.	74
Figura 6.10: Posicionamento do eixo interno durante uma volta (movimento excêntrico variável).	74
Figura 6.11: Fluxograma esquemático da VI adotada para aquisição de dados no LABVIEW.	75
Figura 6.12: Painel de visualização durante a aquisição de dados no LABVIEW.....	75

Figura 6.13: Superfície de resposta para avaliar concentração e excentricidade, em $X_3 = 0$ e $X_4 = 0$.	84
Figura 6.14: Superfície de resposta para avaliar concentração e vazão, em $X_2 = 0$ e $X_4 = 0$.	85
Figura 6.15: Superfície de resposta para avaliar excentricidade e vazão, em $X_1 = 0$ e $X_4 = 0$.	86
Figura 6.16: Superfície de resposta para avaliar excentricidade e rotação, em $X_1 = 0$ e $X_3 = 0$.	86
Figura 6.17: Teste de independência de malha para o anular excêntrico ($E = 0,46$).	87
Figura 6.18: Vista isométrica, frontal e detalhes da camada limite, para malhas com 89760 células adotadas nas simulações, para excentricidades de $E = 0,23$ e $E = 0,46$.	88
Figura 6.19: Detalhes dos planos horizontais 1 e 3, e planos verticais 2 e 4, durante uma volta de movimento excêntrico variável, para a malha com excentricidade de $E = 0,46$.	89
Figura 6.20: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	91
Figura 6.21: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 200 rpm	92
Figura 6.22: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	93
Figura 6.23: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 200 rpm	94
Figura 6.24: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,05% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	95
Figura 6.25: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,05% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	96
Figura 6.26: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,15% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	97
Figura 6.27: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,15% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	98
Figura 6.28: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de $5 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	99
Figura 6.29: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de $5 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	100
Figura 6.30: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de $9 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	101
Figura 6.31: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de $9 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm	102

Figura 6.32: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar o efeito de rotação na condição de excentricidade ($E = 0,23$); solução de 0,10% GX, vazão de 7 m ³ /h.	104
Figura 6.33: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar o efeito de rotação na condição de excentricidade ($E = 0,46$); solução de 0,10% GX, vazão de 7 m ³ /h.	105
Figura 6.34: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar a concentração polimérica no anular excêntrico ($E = 0,23$); vazão de 7 m ³ /h e rotação excêntrica variável de 100 rpm.	106
Figura 6.35: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar a concentração polimérica no anular excêntrico ($E = 0,46$); vazão de 7 m ³ /h e rotação excêntrica variável de 100 rpm.	107
Figura 6.36: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar o efeito de vazão de fluido no anular excêntrico ($E = 0,23$); solução de 0,10% GX e rotação excêntrica variável de 100 rpm.	108
Figura 6.37: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar o efeito de vazão de fluido no anular excêntrico ($E = 0,46$); solução de 0,10% GX e rotação excêntrica variável de 100 rpm.	109

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1: Equações e parâmetros reológicos de fluidos não-Newtonianos independentes do tempo (adaptado de MACHADO, 2002).....	27
Tabela 5.1: Parâmetros reológicos obtidos com o modelo de Power-law.....	57
Tabela 6.1: Equações de ajuste pelo modelo de <i>Power-law</i> para cada solução de Goma Xantana.	70
Tabela 6.2: Equações de calibração dos sensores para aquisição dos dados experimentais	76
Tabela 6.3: Variáveis adotadas no planejamento fatorial 3^k para os ensaios experimentais....	77
Tabela 6.4: Parte do planejamento fatorial para solução de Goma Xantana a 0,05%.....	78
Tabela 6.5: Parte do planejamento fatorial para solução de Goma Xantana a 0,10%.....	79
Tabela 6.6: Parte do planejamento fatorial para solução de Goma Xantana a 0,15%.....	80
Tabela 6.7: Resultados de pressão para solução de Goma Xantana a 0,05%.....	81
Tabela 6.8: Resultados de pressão para solução de Goma Xantana a 0,10%.....	82
Tabela 6.9: Resultados de pressão para solução de Goma Xantana a 0,15%.....	83

LISTA DE SÍMBOLOS

d	espaço anular ou “gap” dado pela diferença entre os raios externo e interno, (m)
D_E	diâmetro do tubo externo, (m)
D_I	diâmetro do tubo interno, (m)
D_H	diâmetro hidráulico, (m)
E	excentricidade, (–)
G_M	adimensional de MAGLIONE (1995), Equação 2.21 (–)
He	adimensional de Hedstrom, Equação 2.14 (–)
K	índice de consistência do modelo reológico de <i>Power-law</i> , (Pa.s ⁿ)
L	distância entre os centros dos tubos interno e externo, (m)
n	índice de comportamento do modelo reológico de <i>Power-law</i> , (–)
P_{a1}	valor da pressão na equação de calibração do manômetro digital 1 do Capítulo 6, (kPa)
P_{a2}	valor da pressão na equação de calibração do manômetro digital 2 do Capítulo 6, (kPa)
P_{a4}	queda de pressão na equação de calibração do manômetro diferencial 4, Capítulo 6, (kPa)
P_{a6}	queda de pressão na equação de calibração do manômetro diferencial 6, Capítulo 6, (kPa)
PI	índice de plasticidade, Equação 2.14 (–)
Q	vazão de escoamento, (m ³ /h)
Q_{a3}	valor da vazão para a equação de calibração do medidor de vazão do Capítulo 6, (m ³ /h)
Re	número de Reynolds, (–)
Re_G	número de Reynolds generalizado, (–)
Re_{MR}	número de Reynolds generalizado de METZNER e REED (1955), Equação 2.13 (–)
R_{EXT}	raio do tubo externo, Equação 2.10 (m)
R_{INT}	raio do tubo interno, Equação 2.10 (m)
R_i	raio do cilindro interno, notação para o Capítulo 3 (m)
R_o	raio do cilindro externo, notação para o Capítulo 3 (m)
$r1/S$	adimensionalização do espaço radial nos perfis de velocidades dos Capítulos 4 e 5, (–)
Ta	adimensional de Taylor, (–)
Ta_{cr}	número de Taylor Crítico, (–)
u	velocidade axial nos perfis de velocidades dos Capítulos 4 e 5, (m/s)
U_b	velocidade <i>bulk</i> do escoamento, (m/s)
V	valor da voltagem nas equações de calibração dos sensores do Capítulo 6, (Volts)
V_{axial}	velocidade axial nos perfis simulados do Capítulo 6, (m/s)
V_t	velocidade superficial do tubo interno, (m/s)
w	velocidade tangencial nos perfis de velocidades dos Capítulos 4 e 5, (m/s)
W	rotação do cilindro interno, (rpm)
x	constante adimensional da Equação (2.17), (–)
z	distância axial, (m)

LETRAS GREGAS

α'	parâmetro da Equação (2.17), (–)
α_c	parâmetro da Equação (2.19), (–)
ΔP	queda de pressão, (Pa)
$\dot{\gamma}$	taxa de deformação característica, (s ⁻¹)
η	razão entre raios, R_i/R_o (–)
μ	viscosidade dinâmica de fluidos Newtonianos, (Pa.s)
μ_a	viscosidade aparente para fluidos não-Newtonianos, Equação (2.4) (Pa.s)
μ_p	viscosidade do modelo reológico de Bingham, (Pa.s)
μ_E	viscosidade efetiva para fluidos não-Newtonianos, (Pa.s)
ρ	densidade do fluido, (kg/m ³)
τ	tensão cisalhante, (Pa)
τ^v	tensão cisalhante viscosa, parâmetro da Equação (2.20), (Pa)
τ_0	tensão residual do modelo reológico de Herschel-Bulkley, (Pa)
τ_L	tensão residual do modelo reológico de Bingham, (Pa)
ξ	adimensionalização do espaço radial para as figuras 3.5 a 3.8 do Capítulo 3, (–)
ζ	adimensionalização do espaço axial para as figuras 3.7 e 3.8 do Capítulo 3, (–)

RESUMO

A crescente atividade de extração de petróleo e gás em águas cada vez mais profundas tem impulsionando diversos estudos para solucionar problemas encontrados na perfuração de poços. Durante a operação de perfuração, um fluido (lama de perfuração) é bombeado através da coluna até o fundo do poço, retornando à superfície carregando os cascalhos gerados pela broca, passando pelo espaço anular formado entre a coluna e a parede do poço. Neste tipo de escoamento pode ocorrer um tipo de instabilidade hidrodinâmica caracterizada pelo aparecimento de vórtices toroidais. Este tipo de instabilidade (Taylor-Couette), pode alterar profundamente a perda de carga do escoamento, a tensão cisalhante na parede do poço e a capacidade de carregamento de cascalho. Além disto, durante o processo de perfuração de um poço é necessário promover o revestimento e a cimentação do poço para fornecer a sua sustentação mecânica, bem como, para isolá-lo das diferentes formações rochosas atravessadas. Para esta etapa ser bem sucedida, a lama de perfuração deve ser completamente removida do anular, sendo que, esta remoção pode ser prejudicada em poços que apresentem excentricidade variando ao longo do tubo. Devido aos altos custos das operações de correção e a perda de tempo de perfuração, é fundamental prever este deslocamento da lama ao redor do anular. Os efeitos desta variação da excentricidade ainda não foram muito abordados na literatura e podem apresentar grande influência no deslocamento da lama no espaço anular. Como etapa inicial do trabalho, foram realizadas simulações numéricas para estudar o escoamento com surgimento de instabilidades do tipo Taylor-Couette em uma seção anular concêntrica, com intuito de compará-las com trabalhos da literatura. Depois foram desenvolvidas simulações numéricas em seções anulares periódicas, concêntrica e excêntrica ($E = 0,5$), a fim de obter perfis médios de velocidades axial e tangencial usando diferentes modelos de turbulência, visando uma comparação dos resultados simulados com os dados experimentais da literatura. Posteriormente, foi feito um estudo experimental e de simulação para avaliar o efeito da rotação do eixo interno sobre a queda de pressão no escoamento de fluidos não-Newtonianos (soluções aquosas de Goma Xantana e de Carboximetilcelulose a 0,2% em peso) numa seção anular concêntrica e outra com excentricidade fixa ($E = 0,75$). Finalmente, elaborou-se um planejamento fatorial de experimentos do tipo 3^k com quatro variáveis, tais como, concentração de Goma Xantana (0,05%, 0,10% e 0,15%), excentricidade (0,0; 0,23 e 0,46), vazão volumétrica (5, 7 e 9 m³/h) e rotação do eixo interno (0, 100 e 200 rpm). Seguindo este planejamento foram levantados dados experimentais de queda de pressão, bem como, simulações numéricas (CFD) em seções periódicas para obtenção de resultados de velocidade axial, com intuito de avaliar efeito do movimento de rotação excêntrica variável sobre a dinâmica do escoamento de fluidos não-Newtonianos em espaços anulares.

Palavras-Chave: Escoamento anular, Fluidos não-Newtonianos, Excentricidade.

ABSTRACT

The increasing activity of oil and gas extraction in deep water has stimulated several studies to solve problems encountered in drilling wells. During the drilling operation, a fluid (drilling mud) is pumped through the column to the bottom, carrying to the surface the drill cuttings generated, through the annular space formed between the column and the borehole wall. In this type of flow may appear a kind of hydrodynamic instability characterized by the appearance of toroidal vortices. This type of instability (Taylor-Couette) may profoundly alter the pressure drop of the flow, the shear stress at the borehole wall and the ability of carrying the solids. Moreover, during the process of drilling a well it is necessary promotes the well cementing and coating to provide a mechanical support, as well as, to isolate it from different rock formations traversed. For this step to be successful, the drilling mud must be completely removed from the annular space, and this removal may be impaired in wells which have varying eccentricity along the tube. Due to high costs of correction transactions and loss of drilling time, it is crucial to predict the mud flow around the annular. The effects of this variation of the eccentricity have not been much discussed in the literature, and they may have great influence on the displacement of the mud in the annular space. As an initial phase of work, numerical simulations were performed to study the flow and the emergence of Taylor-Couette instabilities in a concentric annular section, in order to compare them with literature data. Numerical simulations were developed in annular periodic sections, concentric and eccentric ($E = 0.5$) in order to obtain average profiles of axial and tangential velocities using different turbulence models, aiming at a comparison of simulated results with experimental data from literature. Later, it was made an experimental study and simulation to assess the effect of internal axis rotation on the pressure drop in the flow of non-Newtonian fluids (aqueous solutions of xanthan gum and carboxymethyl cellulose with 0.2% by weight) in a section annular concentric and the other with fixed eccentricity ($E = 0.75$). Finally, it was elaborated an experimental design (3^k) with four variables, such as, xanthan gum concentration (0.05%, 0.10% and 0.15% by weight), eccentricity (0.0, 0.23 and 0.46), fluid flow rate (5, 7 and 9 m³/h) and internal rotation axis (0, 100 and 200 rpm). Following this planning, experimental data of pressure drop were collected, as well as, numerical simulations (CFD) in periodic annular sections to get results of axial velocity, in order to evaluate the effect of variable eccentric rotation on the fluid dynamics of non-Newtonian flows in annular spaces.

Key-words: Annular flow, non-Newtonian fluids, Eccentricity.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1. Motivação e Justificativas

A compreensão dos fenômenos presentes no deslocamento de líquidos não-Newtonianos em espaços anulares é de considerável importância em diversas operações industriais. Na atualidade, os estudos de escoamento de fluidos em seções anulares têm sido motivados pelo crescente interesse da indústria petrolífera no entendimento da fluidodinâmica dos fluidos de perfuração utilizados durante a etapa de perfuração de poços de petróleo e gás, bem como, nas aplicações de elevação artificial do petróleo com sistemas de bombeamento em cavidades progressivas (BCP).

Nas etapas de perfuração e completação de um poço de petróleo ou gás, o escoamento de fluidos é um assunto de suma importância. O sucesso das operações de deslocamento e circulação dos fluidos num poço de petróleo depende do conhecimento de mecânica de fluidos e da habilidade dos técnicos envolvidos. A compreensão dos fenômenos envolvidos no deslocamento dos fluidos de perfuração tem por objetivos principais: avaliar o efeito das diferentes variáveis de operação no desempenho e custo do processo de perfuração de poços, bem como, obtenção de parâmetros relacionados ao dimensionamento de equipamentos.

Após a descoberta de uma jazida de petróleo (usando métodos geológicos, potenciais ou sísmicos), as informações dos alvos mais favoráveis à obtenção do petróleo, são comunicadas para uma equipe de perfuração. Passa-se então à perfuração de um poço, realizada através de uma sonda (mastro ou torre), que é responsável pela sustentação da coluna de perfuração. Esta, por sua vez, consiste basicamente em uma série de comandos (tubos de paredes espessas) agregados a uma série de tubos de perfuração (tubos de paredes finas) sendo que numa extremidade é colocada uma broca que irá, através de movimentos circulares (em seu eixo) e de impacto, perfurar as rochas até atingir o alvo estabelecido (TARAZONA, 2005).

Os fragmentos de rocha, por sua vez, resultantes deste processo de perfuração, são removidos através de fluidos especiais, denominados de lamas de perfuração. A lama de perfuração é injetada por bombas para o interior da coluna de perfuração através da cabeça de injeção (“swivel”). Os cascalhos gerados do processo de perfuração são arrastados até a superfície por meio do fluido de perfuração que escoar no espaço anular existente entre a coluna de perfuração e a parede do poço. Posteriormente, este resíduo é analisado pelos

geólogos: busca-se, nesta etapa, de uma forma imediata, identificar as formações geológicas atravessadas pela broca e com isto identificar a existência de petróleo - além disso e, de forma indireta, pode-se dizer que os fragmentos analisados fornecem maiores informações sobre a região explorada, viabilizando novas interpretações geológicas da área (THOMAS, 2001).

O escoamento do fluido de perfuração (lama de perfuração) ocorre da seguinte maneira. O fluido é injetado por uma bateria de bombas (chamadas de bombas de perfuração) no interior da coluna de perfuração, saindo pela broca situada na extremidade da coluna de perfuração, e retornando à superfície pelo espaço anular existente entre a coluna de perfuração e a parede do poço, como ilustrado na Figura 1.1 abaixo.

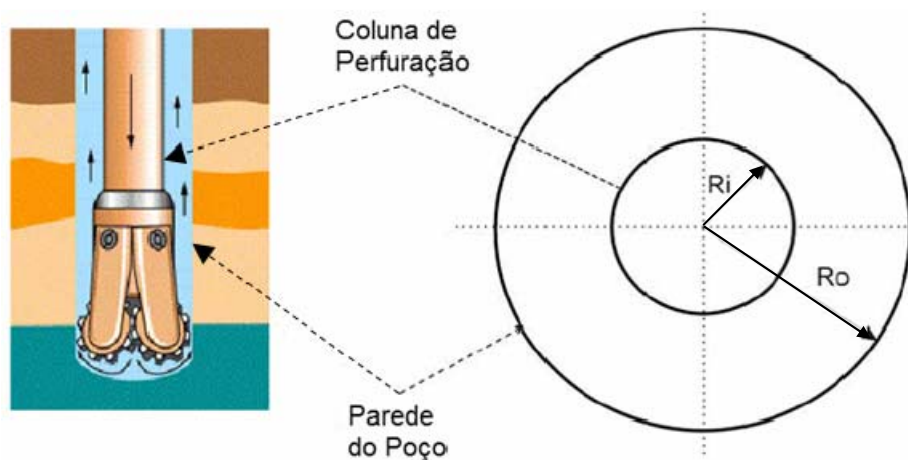


Figura 1.1. Escoamento do fluido de perfuração percorrendo pelo interior da coluna de perfuração e retornando até a superfície pelo espaço anular (adaptado de PEREIRA, 2006).

1.2. O Processo de Perfuração de Poços

Escolhido o ponto a ser perfurado, é inserida a coluna de perfuração que prossegue até uma determinada profundidade, quando então esta coluna é removida e a coluna de revestimento, com diâmetro inferior ao da broca, é inserida no poço. O espaço anular existente entre a coluna de revestimento e a parede do poço é cimentado, com o objetivo de isolar as formações rochosas e prosseguir a perfuração de modo seguro (evitando-se assim o risco de desabamento das paredes). Depois da cimentação das paredes rochosas, a coluna de revestimento é removida e o processo continua com uma coluna de perfuração com broca de diâmetro inferior ao da coluna de revestimento. O poço é perfurado em várias etapas com brocas de diâmetros diferentes (TARAZONA, 2005).

Os equipamentos presentes em uma sonda de perfuração, mostrados na Figura 1.2 a seguir, são divididos em:

- Sistema de Sustentação de Cargas (bloco de coroamento, catarina, gancho, cabeça de injeção, gancho, compensador de movimentos);
- Sistema de Circulação (bombas de lama, tanques e extração de sólidos);
- Sistema de Rotação, que se subdivide em sistema convencional, composto de mesa rotativa, *kelly* (ou haste quadrada) e *kelly bushing* (ou bucha de haste quadrada) e sistema *top drive* que, por perfurar por seção, permite menor número de conexões, sendo imprescindível para perfuração horizontal com grande afastamento;
- Sistema de Segurança e cabeça de poço (BOP, gavetas, *choke manifold*, acumuladores, linhas de válvulas);
- Sistema de Monitoração (painel que controla variação do volume de lama, volume total de lama, CPM da bomba de lama, retorno da lama, pressão de bombeio, etc.);
- Sistema Sub-superfície (coluna de perfuração e acessórios, brocas, motor de fundo, martelo, sistema de monitoramento).

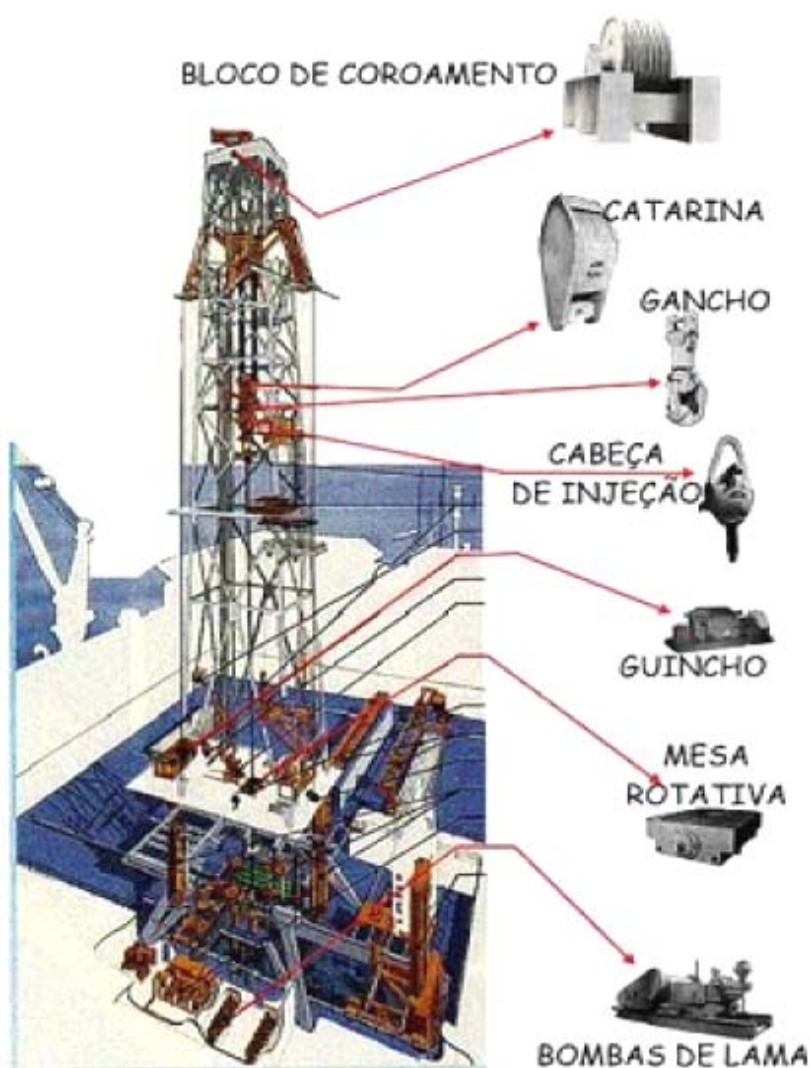


Figura 1.2. Estrutura de uma sonda: torre, mesa rotativa, sistema de elevação e bombas de lama (adaptado de TARAZONA, 2005).

1.2.1. Perfuração de Poços Direcionais e Horizontais

De acordo com THOMAS (2001) não existe poço rigorosamente vertical, pois o poço desvia-se naturalmente da vertical. Estes desvios devem ser quantificados e, se ultrapassarem certos limites de inclinações, normalmente 5°, ações corretivas devem ser implementadas no sentido de reduzir a sua inclinação. Poços verticais que se desviam bastante da vertical trazem problemas de mapeamento de subsuperfície e podem atingir a profundidade final numa posição bastante afastada do objetivo desejado. Estes poços são denominados de tortuosos. Existem várias causas que determinam a perfuração de um poço tortuoso. As mais importantes são a variação das características das formações (dureza, inclinação etc.), mudança brusca no peso sobre a broca, diâmetro de poço grande para os comandos usados, perfuração com coluna não estabilizada e desbalanceamento dos parâmetros de perfuração (peso sobre broca e rotação). A mudança brusca na trajetória do poço traz sérios problemas à perfuração, tais como:

- Desgaste por fadiga dos tubos de perfuração devido às tensões cíclicas causadas pela rotação do tubo num trecho de desvio excessivo;
- Formação de chavetas que são sulcos que surgem no trecho de desvio excessivo, devido às ações de compressão e rotação dos tubos na parede do poço. Ao retirar a coluna, os comandos podem ficar retidos nestes sulcos causando prisão da coluna;
- Dificuldade na descida de coluna de revestimentos.

A perfuração direcional é a técnica de, intencionalmente, desviar a trajetória de um poço da vertical, para atingir objetivos que não se encontram diretamente abaixo da sua localização na superfície. Os poços direcionais são perfurados com várias finalidades (como ilustrado na Figura 1.3), nas quais se destacam:

- Controlar um poço em *blowout* através da perfuração de poços de alívio;
- Atingir formações produtoras que estejam abaixo de locais inacessíveis, tais como, rios, lagos, cidades etc.;
- Desviar a trajetória do poço de acidentes geológicos (domos salinos e falhas);
- Perfurar vários poços de um mesmo ponto, como é o caso da produção através de plataformas marítimas;
- Desviar poços que tiveram o trecho final perdido por problemas operacionais como, por exemplo, a prisão da coluna de perfuração.

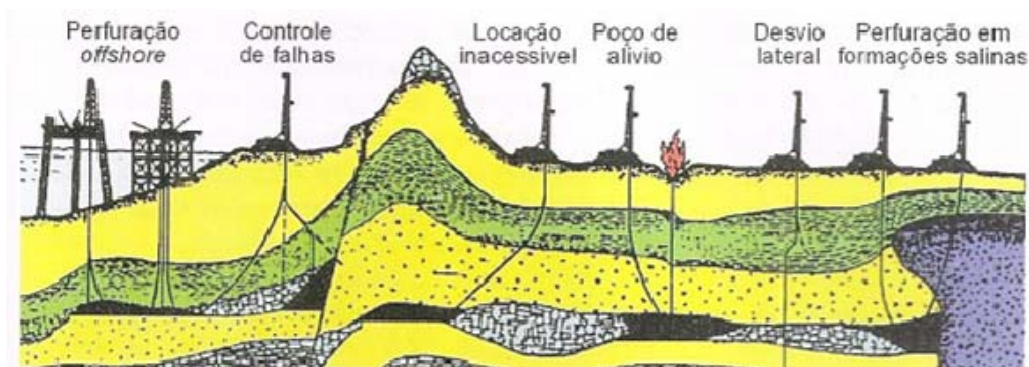


Figura 1.3. Causas de poços direcionais (THOMAS, 2001).

Os principais elementos de um poço direcional são a profundidade do ponto de desvio ou KOP (*kick-off point*), o afastamento horizontal, a direção locação-objetivo, a profundidade vertical final do poço e a inclinação do trecho reto inclinado. Os poços direcionais podem ser agrupados em três tipos (como mostra a Figura 1.4):

- **Tipo I:** o ponto de desvio é raso e o trecho inclinado prossegue até atingir o objetivo.
- **Tipo II:** o ponto de desvio é também raso e o trecho inclinado prossegue até se conseguir o afastamento lateral projetado. O poço é trazido para a vertical e assim prossegue até atingir o objetivo.
- **Tipo III:** é semelhante ao Tipo I, porém o objetivo é atingido na fase de crescimento de inclinação.

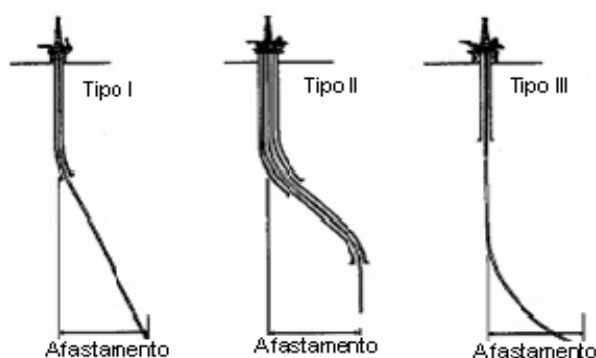


Figura 1.4. Tipos de poços direcionais (THOMAS, 2001).

Atualmente, um tipo particular de poço direcional está em evidência por proporcionar um aumento da produtividade e da recuperação final de hidrocarbonetos. É o chamado poço horizontal. Este poço possui um trecho reto que é perfurado horizontalmente dentro da formação produtora, aumentando assim sua área de drenagem no reservatório. Após a decisão sobre o tipo de poço direcional a ser perfurado, o seu curso é então planejado, tanto no plano vertical, definido pelas posições da locação e do objetivo, quanto no plano horizontal. Através de instrumentos que registram a direção e a inclinação do poço, o engenheiro de petróleo tem condições de interferir na trajetória do poço e tomar providências para executá-lo conforme

projetado. Existem também os poços de longo alcance, *Extended-Reach Wells*, onde o objetivo está bastante afastado horizontalmente da sua localização na superfície (existem poços onde este afastamento é de mais de 10 km), e os poços multilaterais, que são poços ramificados a partir de uma mesma localização na superfície.

A perfuração horizontal passou a ter destaque a partir da década de 90, já que antes disso os altos custos de perfuração e as limitações tecnológicas desencorajavam investimentos. Segundo PEREIRA (2006) algumas das inovações que viabilizaram o uso dessa técnica de perfuração foram:

- Melhoria do sistema de balanceamento da broca, permitindo a manutenção da direção da perfuração;
- Desenvolvimento de técnicas de deslocamento em poços, facilitando o trabalho de transporte de equipamentos (colunas, cabos e revestimento);
- Melhoria da qualidade de fluidos de perfuração, permitindo a melhor remoção de sedimentos evitando o acúmulo na região anular.

Mesmo com os avanços tecnológicos, os custos de perfuração horizontal ainda permanecem elevados quando comparados com os de poços verticais, chegando a ser 1,5 a 3 vezes mais dispendiosos. Entretanto, a possibilidade de exploração de reservatórios delgados ou em fraturas verticais, conforme esquema da Figura 1.5, justifica sua implantação. A taxa de recuperação é outro aspecto extremamente favorável, por ser usualmente de 3 a 5 vezes superior em relação aos poços verticais. Fatores associados à segurança de operação e a integridade física do poço também são evidenciados na perfuração horizontal. Neste arranjo, o controle dos fluidos de formação (água e gases) é mais eficiente, evitando os indesejáveis *kicks* (oscilações de pressão pela maior entrada de óleo e/ou gás no poço) e *blow-outs* (aumento abrupto da pressão causada por gás podendo causar danos à estrutura do poço).

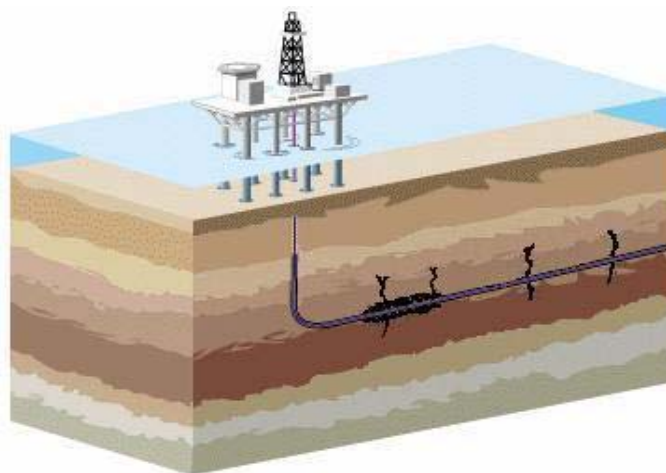


Figura 1.5. Poço horizontal para exploração de reservatório delgado e fraturas (PEREIRA, 2006).

No processo de perfuração horizontal pode ocorrer que, por ação do peso da coluna de perfuração, esta se posicione numa porção inferior do poço, apresentando assim uma configuração excêntrica. Uma análise mais completa desta situação é bastante complexa: o cilindro interno (coluna de perfuração) está girando, a geometria da parede do poço não é um cilindro perfeito, o espaço anular é excêntrico e sua excentricidade varia ao longo do comprimento do poço e do tempo, caracterizando assim uma condição de excentricidade variável. Devido aos custos de correção e a perda de tempo na perfuração, é fundamental prever o efeito desta variação da excentricidade no deslocamento da lama ao redor de um espaço anular excêntrico, o que ainda não é um tema muito abordado na literatura.

Um aspecto importante no processo de perfuração de poços de petróleo é determinar a vazão dos fluidos de perfuração e conseqüentemente a potência de bombeamento necessária. Para determinar estes parâmetros é necessário conhecer o padrão de escoamento no espaço anular entre a broca giratória e a parede do poço. Neste tipo de escoamento pode ocorrer um tipo de instabilidade hidrodinâmica caracterizada pelo aparecimento de vórtices toroidais. Este tipo de instabilidade, denominada de Taylor-Couette, pode alterar profundamente a perda de carga do escoamento, a tensão cisalhante na parede do poço e a capacidade de carregamento de cascalho. Os valores dos parâmetros em que o escoamento torna-se instável são bem conhecidos na literatura para fluidos Newtonianos em espaços anulares estreitos. Porém, estes valores críticos são alterados devido ao comportamento não-Newtoniano dos fluidos de perfuração. No caso do escoamento de lamas de perfuração, a influência das propriedades viscoplásticas na instabilidade deve ser determinada para se ter um projeto ótimo do processo de perfuração (MATUTTI, 2002).

O escoamento com instabilidade do tipo Taylor-Couette surge quando um fluido está confinado entre dois cilindros concêntricos, onde um deles apresenta movimento rotatório. Podem-se observar nesse tipo de escoamento três regimes distintos. Enquanto a taxa de rotação está abaixo de um valor crítico o escoamento é puramente azimutal (circunferencial) e as velocidades na direção radial e axial são nulas. Quando a velocidade crítica prevista pela teoria de estabilidade linear é atingida, então se pode notar que o escoamento muda de configuração e vórtices toroidais podem ser vistos, como ilustrado na Figura 1.6(a). Esses vórtices são chamados de vórtices de Taylor. O escoamento apresenta componentes de velocidade não nulas nas três direções, porém continua em regime permanente. Quando se aumenta ainda mais a velocidade de rotação do cilindro, o escoamento passa por uma nova transição de forma a aparecerem ondas azimutais nos vórtices de Taylor, que podem ser vistos

na Figura 1.6(b), apresentando vórtices ondulados. O escoamento torna-se turbulento se a velocidade do cilindro for aumentada ainda mais. (VALÉRIO, 2007).

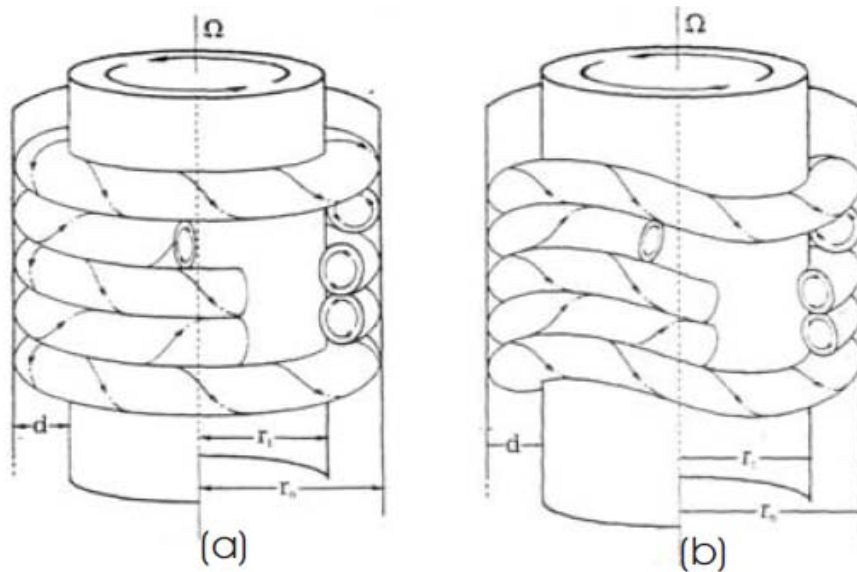


Figura 1.6: Taylor-Couette: (a) Vórtices de Taylor, (b) Vórtices ondulados. (VALÉRIO, 2007)

Sabe-se também que na perfuração de poços de petróleo o escoamento anular dos fluidos de perfuração não pode ser realizado a baixas velocidades (em regime laminar) de modo a evitar a sedimentação dos cascalhos no fundo do poço, e ao mesmo tempo, não pode ser um escoamento extremamente turbulento que, por sua vez, pode danificar a estabilidade da parede do poço. Portanto, deve-se encontrar um valor ótimo de operação para o escoamento dos fluidos de perfuração. Daí a necessidade de um melhor entendimento da turbulência aplicada a escoamentos rotacionais em espaços anulares. Os modelos de turbulência já foram amplamente estudados em escoamentos com fluidos Newtonianos, porém existem poucos estudos abordando a turbulência aplicada para fluidos não-Newtonianos, que usam na sua maioria metodologias de Simulação de Grandes Escalas (LES) e Simulação Numérica Direta (DNS) em pequenos trechos de seções anulares periódicas.

Porém, devido aos altos custos computacionais (cálculo e memória) requeridos pelas metodologias de Simulação de Grandes Escalas (LES) e Simulação Numérica Direta (DNS), torna-se interessante investigar se modelos de turbulência que seguem abordagem RANS (“*Reynolds Average Navier-Stokes*”) podem conduzir a perfis de velocidades com boa concordância com dados experimentais, com um menor custo computacional.

1.3. Objetivos do Trabalho

Este trabalho tem como objetivo geral estudar experimentalmente e através de simulações numéricas (CFD), o escoamento de líquidos Newtonianos e Não-Newtonianos em seções anulares (concêntrica e excêntrica). Também foi proposta como etapa inicial realizar simulações CFD de escoamentos com instabilidades do tipo Taylor-Couette. A seguir têm-se os objetivos deste trabalho separados por etapas:

- Etapa A: Realizar simulações numéricas para estudar o escoamento com surgimento de instabilidades do tipo Taylor-Couette em uma seção anular concêntrica, com intuito de compará-las com trabalhos da literatura.
- Etapa B: Desenvolver simulações numéricas em seções anulares periódicas (concêntrica e excêntrica) a fim de obter perfis médios de velocidades axial e tangencial usando diferentes modelos de turbulência, visando uma comparação dos resultados simulados com os dados experimentais da literatura.
- Etapa C: Realizar ensaios experimentais e simulações numéricas para avaliar o efeito da rotação do eixo interno sobre a queda de pressão no escoamento de fluidos não-Newtonianos (soluções aquosas de Goma Xantana e de Carboximetilcelulose a 0,2% em peso) numa seção anular concêntrica e outra com excentricidade fixa ($E = 0,75$).
- Etapa D: Desenvolver um planejamento experimental para obtenção de resultados experimentais de queda de pressão, bem como, realizar simulações numéricas (CFD) em seções periódicas para obter resultados de velocidade axial, com intuito de avaliar efeito do movimento de rotação excêntrica variável sobre a dinâmica do escoamento de fluidos não-Newtonianos em espaços anulares.

1.4. Escopo do Trabalho

O Capítulo 2 abordará o sistema de circulação de fluidos utilizados na perfuração de poços de petróleo, bem como, a classificação destes fluidos de perfuração. A seguir, tem-se a classificação dos líquidos quanto ao seu comportamento reológico (Newtoniano e não-Newtoniano) e alguns modelos reológicos aplicados a fluidos não-Newtonianos. Além disto, faz-se uma revisão de escoamentos de fluidos no interior de seções anulares, e finalmente, uma resenha de alguns trabalhos da literatura de escoamentos com instabilidades do tipo Taylor-Couette, de escoamentos com fluidos Newtonianos e não-Newtonianos em seções anulares (concêntrica e excêntrica).

O Capítulo 3 apresentará a metodologia empregada nas simulações de escoamentos com instabilidades do tipo Taylor-Couette, assim como, a comparação dos resultados simulados obtidos com dados experimentais e simulados encontrados na literatura. Foi realizada também uma comparação da velocidade tangencial obtida pela solução analítica das Equações de Navier-Stokes e por simulação numérica para um baixo número de Taylor ($Ta = 51$) e para o número de Taylor crítico ($Ta_{cr} = 103$). Os resultados simulados de vetores de velocidade radial e axial e de contornos de magnitude foram comparados com os dados experimentais obtidos por WERELEY e LUEPTOW (1998) e com os de simulação numérica de HWANG e YANG (2004), para escoamentos do tipo Vórtice Laminar (LV) e Vórtice Ondulado (WV), apresentando uma boa concordância quando confrontados com os resultados da literatura.

No Capítulo 4, serão apresentadas as simulações de escoamentos com fluidos Newtonianos usando diferentes modelos de turbulência, em seções anulares, concêntrica e excêntrica ($E = 0,5$), bem como, uma comparação dos resultados simulados de velocidade axial e tangencial com resultados experimentais dos trabalhos de NOURI et. al. (1993) e NOURI e WHITELOW (1994 e 1997). As simulações foram desenvolvidas com fluido Newtoniano para um número de $Re = 26600$ (turbulência plenamente desenvolvida), com e sem o efeito de rotação do cilindro interno. Os modelos de turbulência (*RANS*) usados foram: $k-\epsilon$ Padrão, $k-\epsilon$ RNG, $k-\omega$ Padrão, $k-\omega$ SST e o modelo de tensores de Reynolds (RSM). Maiores detalhes e equacionamento destes modelos são apresentados no Apêndice A.

Na sequência, serão apresentados no Capítulo 5 os resultados experimentais de queda de pressão, obtidos em unidade piloto, comparados com resultados simulados (CFD) para escoamentos com líquidos não-Newtonianos (soluções aquosas de 0,2% de Goma Xantana e de 0,2% de Carboximetilcelulose) em espaços anulares, concêntrico e excêntrico ($E = 0,75$), com excentricidade fixa. Além disto, também serão apresentados contornos e perfis simulados de velocidade axial e tangencial.

No Capítulo 6 serão apresentados os resultados experimentais de queda de pressão obtidos em planta piloto, bem como, os resultados simulados de velocidade axial em seções anulares periódicas, para representar o escoamento anular sob efeito de excentricidade variável. Verificou-se o efeito das quatro variáveis principais sobre a dinâmica do escoamento anular, a saber: concentração de Goma Xantana, excentricidade, vazão de fluido e rotação do eixo interno.

Finalmente, o Capítulo 7 resumirá as principais conclusões do trabalho.

CAPÍTULO II

REVISÃO

2.1. O Sistema de Circulação de Fluidos de Perfuração

A Figura 2.1 apresenta um esboço do sistema de circulação, onde a lama de perfuração é injetada desde o tanque até o interior da coluna de perfuração percorrendo o tubo bengala⁽¹⁾, mangueiras⁽²⁾, cabeça de injeção ou *swivel*⁽³⁾, passando pela coluna⁽⁴⁾ de perfuração até chegar na broca⁽⁵⁾, retornando pela seção anular⁽⁶⁾ existente entre a coluna de perfuração e a parede do poço carreando os cascalhos até a superfície. Após passar pelas peneiras⁽⁷⁾ de lama para separação dos sólidos da lama de perfuração, a maior parte da lama retorna então para os tanques⁽⁸⁾, onde será novamente bombeado⁽⁹⁾ completando o ciclo. Em algumas sondas, o sistema de remoção de sólidos também conta com uma bateria de hidrociclones, com secadores de cascalho e centrífugas, como mostra a Figura 2.2, com intuito de diminuir a porcentagem de sólidos na lama de perfuração, visando atender parâmetros vigentes de legislação ambiental.

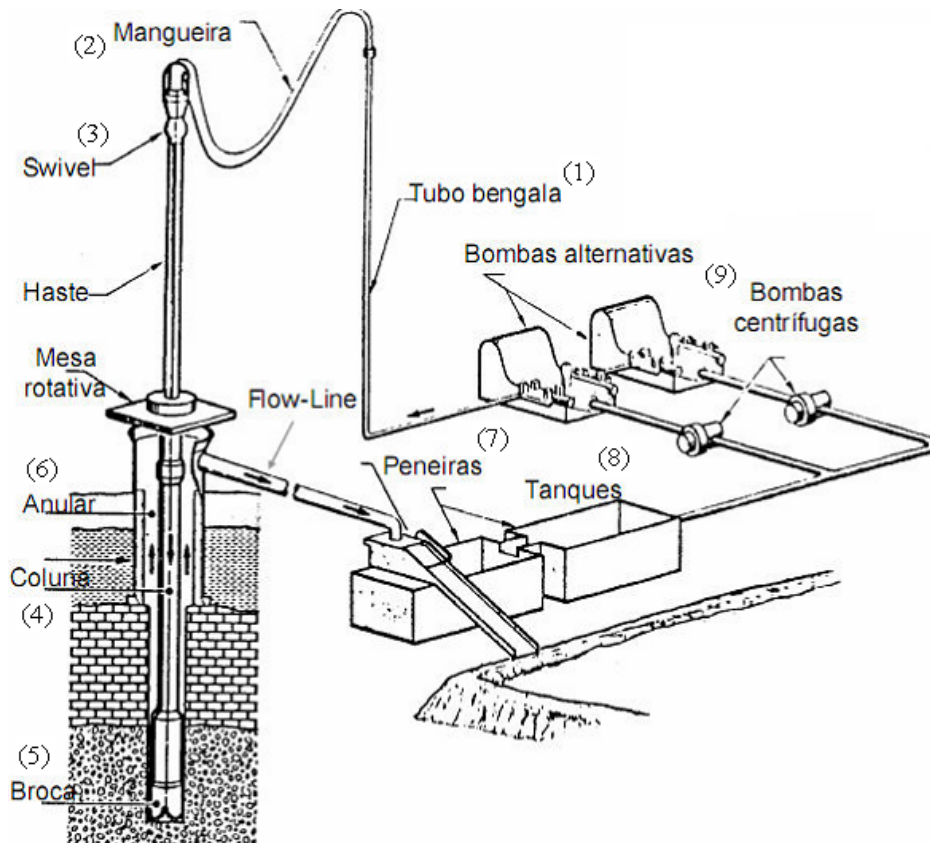


Figura 2.1. Sistema de circulação da lama de perfuração.

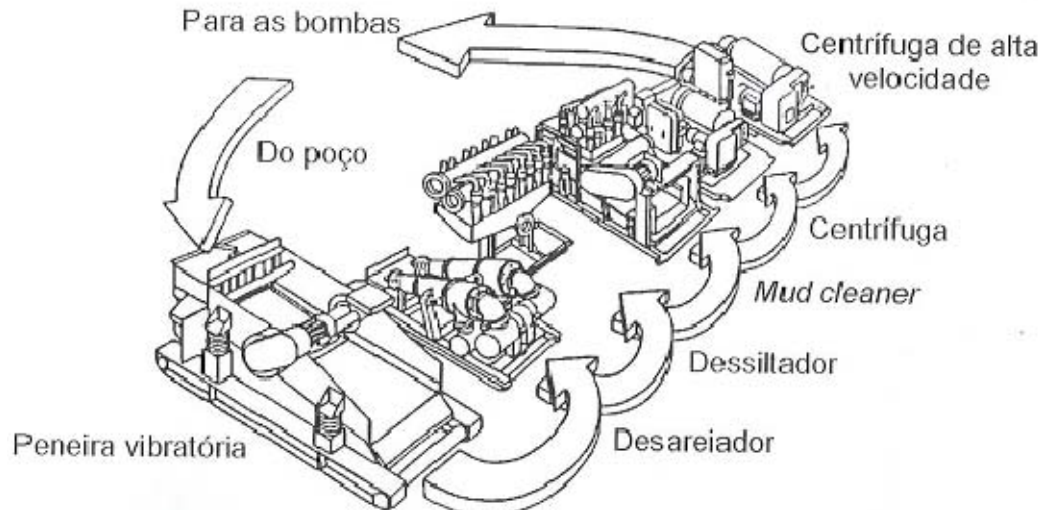


Figura 2.2. Sistema de remoção de sólidos da lama de perfuração (THOMAS, 2001).

2.1.1. Os Fluidos de Perfuração

Os fluidos de perfuração são misturas complexas de sólidos, líquidos, produtos químicos e, por vezes, até gases. Do ponto de vista químico, eles podem assumir aspectos de suspensão, dispersão coloidal ou emulsão, dependendo do estado físico dos componentes. Os fluidos de perfuração devem possuir propriedades reológicas e termofísicas que garantam um bom desempenho no carregamento de cascalho dentre outras funções que promovam uma perfuração rápida e segura. Segundo THOMAS (2001) é imprescindível que o fluido de perfuração possua as seguintes características:

- Ser estável quimicamente e inerte em relação a danos às rochas produtoras;
- Estabilizar as paredes do poço: mecânica e quimicamente;
- Facilitar a separação dos cascalhos na superfície;
- Possuir viscosidade e densidade suficientes para manter os cascalhos contidos na lama em suspensão durante etapas de manobras (isto é, durante a paralisação da perfuração, enquanto se faz as conexões dos tubos);
- Ser bombeável e aceitar qualquer tratamento, físico e químico;
- Apresentar baixo grau de corrosão e de abrasão em relação à coluna de perfuração e demais equipamentos do sistema de circulação;
- Ser facilmente separado dos cascalhos na superfície (isto facilita a análise e interpretação do material retirado das formações rochosas).
- Apresentar custo compatível com a operação.

Os fluidos de perfuração possuem basicamente, as seguintes funções (THOMAS, 2001):

- Retirar os cascalhos do fundo do poço transportando-os até a superfície;
- Resfriar e lubrificar a coluna de perfuração e a broca.
- Ter peso suficiente para manter a pressão hidrostática da lama equivalente à pressão das formações atravessadas, evitando assim o influxo de fluidos indesejáveis (*kick*) e erupções (*blowouts*), estabilizando a parede do poço evitando o seu desmoronamento;

De acordo com THOMAS (2001) as propriedades de controle dos fluidos podem ser físicas ou químicas. As propriedades físicas são mais genéricas e são medidas em qualquer tipo de fluido, enquanto que as químicas são mais específicas e são determinadas para distinguir certos tipos de fluidos. As propriedades físicas mais importantes e frequentemente medidas nas sondas são: a densidade, os parâmetros reológicos, as forças gel (inicial e final), os parâmetros de filtração e o teor de sólidos. As propriedades químicas determinadas com maior frequência nos laboratórios das sondas são: o pH, os teores de cloreto e de bentonita e a alcalinidade.

a) Densidade:

Os limites de variação de densidade dos fluidos para perfurar uma determinada fase são definidos pela pressão de poros (limite mínimo) e pela pressão de fratura (limite máximo) das formações expostas. Quando se deseja aumentar a densidade de um certo fluido adiciona-se geralmente a baritina (BaSO_4) que tem densidade de $4,25 \text{ kg/m}^3$, enquanto a densidade dos sólidos perfurados é em torno de $2,60 \text{ kg/m}^3$. Para reduzir a densidade dos fluidos à base de água, dilui-se com água (densidade de $1,00 \text{ kg/m}^3$).

b) Parâmetros Reológicos:

O comportamento do fluxo de um fluido é definido pelos parâmetros reológicos. Para isto considera-se que o fluido segue um modelo reológico, cujos parâmetros vão influir diretamente no cálculo da perda de carga na tubulação e velocidade de transporte dos cascalhos. Os fluidos de perfuração tipicamente apresentam comportamento reológico do tipo não-Newtoniano, podendo ser classificados como: pseudoplástico, dilatante ou viscoelástico.

c) Forças Gel:

Alguns fluidos de perfuração são tixotrópicos, isto é, adquirem um estado semi-rígido quando estão em repouso e voltam a adquirir um estado de fluidez quando estão novamente em movimento. A força gel é um parâmetro também de natureza reológica que indica o grau

de gelificação devido à interação elétrica entre partículas dispersas. A força gel inicial mede a resistência inicial para colocar o fluido em fluxo. A força gel final mede a resistência do fluido para reiniciar o fluxo quando este fica certo tempo em repouso. A diferença entre elas indica o grau de tixotropia do fluido (THOMAS, 2001).

Na indústria do petróleo, as dispersões aquosas de bentonita, utilizadas na perfuração de poços, são um exemplo de fluido tixotrópico. Estas aumentam de tensão cisalhante quando são deixadas em repouso dando lugar à formação de um “gel”. Porém, elas recuperam sua fluidez, retornando ao estado “sol”, quando sob condições dinâmicas, caracterizando a tixotropia como um fenômeno isotérmico e reversível. Após um tempo qualquer de repouso, a tensão mínima necessária para provocar o escoamento do fluido é superior ao limite de escoamento real. A diferença entre estes dois valores é denominada de “força gel”, que representa a força resistiva desenvolvida pela formação no estado “gel” em repouso. Quando a estrutura “gel” é rompida, a viscosidade cai exponencialmente com a taxa de cisalhamento até alcançar assintoticamente um valor mínimo, a uma taxa de cisalhamento constante. Este valor mínimo de viscosidade define o estado “sol” da dispersão (MACHADO, 2002).

d) Parâmetros de Filtração:

A capacidade do fluido de perfuração em formar uma camada de partículas sólidas úmidas, denominada de reboco, sobre as rochas permeáveis expostas pela broca é de fundamental importância para o sucesso da perfuração e da completação do poço. Para formar o reboco, deve haver o influxo da fase líquida do fluido do poço para a formação. Este processo é conhecido como filtração. É essencial que o fluido tenha uma fração razoável de partículas com dimensões ligeiramente menores que as dimensões dos poros das rochas expostas. Quando existem partículas sólidas com as dimensões adequadas, a obstrução dos poros é rápida e somente a fase líquida do fluido, o filtrado, invade a rocha. O filtrado e a espessura do reboco são dois parâmetros medidos rotineiramente para definir o comportamento do fluido quanto à perfuração.

e) Teor de Sólidos:

O teor de sólidos, cujo valor deve ser mantido no mínimo possível, é uma propriedade que deve ser controlada com rigor porque o seu aumento implica aumento de várias propriedades, tais como densidade, viscosidade e forças gel, além de aumentar a probabilidade de ocorrência de problemas como desgaste dos equipamentos de circulação, fratura das formações devido à elevação das pressões de bombeio ou hidrostática, prisão da

coluna e redução da taxa de penetração. O tratamento do fluido para reduzir o teor de sólidos pode ser preventivo ou corretivo. O tratamento preventivo consiste em inibir o fluido, física ou quimicamente, evitando-se a dispersão dos sólidos perfurados. No método corretivo pode-se fazer o uso de equipamentos extratores de sólidos, tais como tanques de decantação, peneiras, hidrociclones e centrifugadores, ou diluir o fluido.

f) Concentração Hidrogeniônica – pH:

O pH dos fluidos de perfuração é medido através de papéis indicadores ou de potenciômetros, e é geralmente mantido no intervalo alcalino baixo, isto é, de 7 a 10. O objetivo principal é reduzir a taxa de corrosão dos equipamentos e evitar a dispersão das formações argilosas.

g) Alcalinidades:

O pH determina apenas uma alcalinidade ou acidez relativa à concentração de H^+ , empregando métodos comparativos. A determinação das alcalinidades por métodos diretos de titulação volumétrica de neutralização considera as espécies carbonatos (CO_3^{2-}) e bicarbonatos (HCO_3^-) dissolvidos no fluido, além dos íons hidroxilas (OH^-) dissolvidos e não dissolvidos. Nos testes de rotina são registrados os seguintes tipos de alcalinidades: a alcalinidade parcial do filtrado, alcalinidade da lama e alcalinidade total do filtrado.

h) Teor de Cloretos ou Salinidade:

O teste de salinidade de um fluido é também uma análise volumétrica de precipitação feita por titulação dos íons cloretos. Esta salinidade é expressa em mg/L de cloretos, mg/L de NaCl equivalente ou ppm de NaCl equivalente. Nas determinações de campo, os resultados de salinidade são usados, principalmente, para identificar o teor salino da água de preparo do fluido, controlar a salinidade de fluidos inibidos com sal, identificar influxos de água salgada e identificar a perfuração de uma rocha ou domo salino.

i) Teor de Bentonita ou de Sólidos Ativos:

O teste do azul de metileno ou MBT é uma análise volumétrica por adsorção que serve como identificador da quantidade de troca de cátion (CTC) das argilas e sólidos ativos presentes.

2.1.2. Classificação dos Fluidos de Perfuração

A classificação de um fluido de perfuração é feita em função de sua composição. Embora ocorram divergências, o principal critério baseia-se no constituinte principal da fase contínua ou dispersante. Neste critério, os fluidos são classificados em fluidos à base de água, fluidos à base de óleo e fluidos à base de ar ou de gás. A Figura 2.3 mostra o esquema de classificação dos fluidos de perfuração em dois grandes grupos: líquidos e gases.

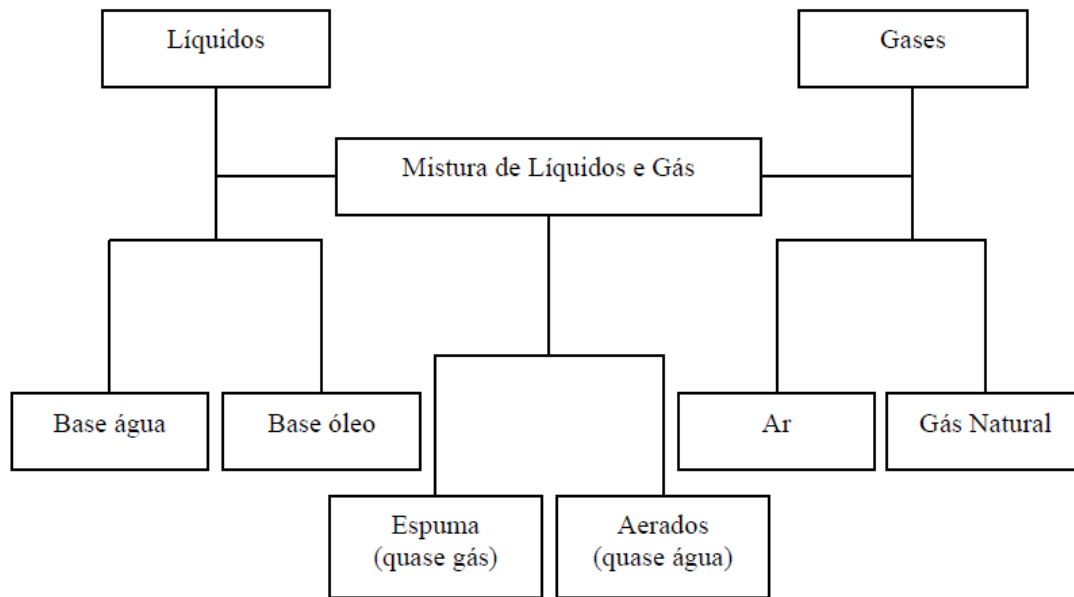


Figura 2.3. Esquema de classificação dos fluidos de perfuração.

a) Fluidos à Base de Água:

A definição de um fluido à base água considera principalmente a natureza da água e os aditivos químicos empregados no preparo do fluido. A proporção entre os componentes básicos e as interações entre eles provoca sensíveis modificações nas propriedades físicas e químicas do fluido. Consequentemente, a composição é o principal fator a considerar no controle das suas propriedades.

A água é a fase contínua e o principal componente de qualquer fluido à base de água, podendo ser doce, dura ou salgada. A água doce, por definição, apresenta salinidade inferior a 1.000 ppm de NaCl equivalente. Do ponto de vista industrial para aplicação em fluidos de perfuração, a água doce não precisa de pré-tratamento químico porque praticamente não afeta o desempenho dos aditivos empregados no preparo do fluido. A água dura tem como característica principal a presença de sais de cálcio e de magnésio dissolvidos, em concentração suficiente para alterar o desempenho dos aditivos químicos. A água salgada é aquela com salinidade superior a 1.000 ppm de NaCl equivalente e pode ser natural, como a água do mar, ou pode ser salgada com a adição de sais como NaCl, KCl ou CaCl₂.

A Figura 2.3 mostra o esquema de classificação de fluidos de perfuração à base de água.

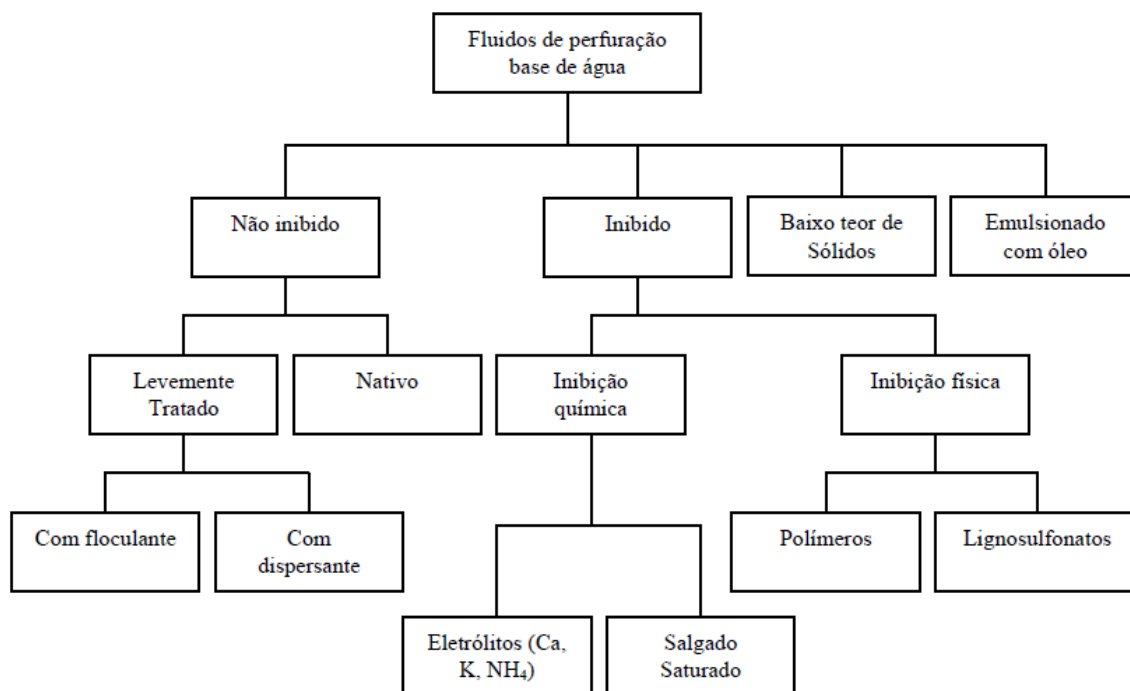


Figura 2.3. Esquema de classificação dos fluidos de perfuração a base de água.

A principal função da água é prover o meio de dispersão para os materiais coloidais. Estes, principalmente argilas e polímeros, controlam a viscosidade, limite de escoamento, forças geis e filtrado em valores adequados para conferir ao fluido uma boa taxa de remoção de sólidos perfurados e capacidade de estabilização das paredes do poço. Os fatores a serem considerados na seleção da água de preparo são: disponibilidade, custo de transporte e de tratamento, tipos de formações geológicas a serem perfuradas, produtos químicos que comporão o fluido e equipamento e técnicas a serem usados na avaliação das formações.

Os sólidos dispersos no meio aquoso podem ser ativos ou inertes. Os sólidos ativos são materiais argilosos, cuja função principal é viscosificar o fluido. A argila mais usada é a bentonita; e em menor escala, a atapulgita. Os sólidos inertes originam-se da adição de materiais industrializados ou detritos finos das rochas perfuradas. O adensante baritina é o sólido inerte mais comum dentre os produtos comercializados, e em menor escala, a calcita e a hematita. Os sólidos inertes oriundos das rochas perfuradas são: areia, silte e calcário fino.

Os produtos químicos adicionados ao fluido podem ser:

- Alcalinizantes e controladores de pH: soda cáustica, potassa cáustica e cal hidratada;
- Dispersantes, como o lignossulfonato, tanino, lignito e fosfatos;
- Redutores de filtrado, como o amido;
- Floculantes, como a soda cáustica, cal e cloreto de sódio;

- Polímeros de uso geral para viscosificar, desflocular ou reduzir filtrado;
- Surfactantes para emulsificar e reduzir a tensão superficial;
- Removedores de cálcio e magnésio, como carbonato e bicarbonato de sódio;
- Inibidores de formações ativas, como cloreto de potássio, sódio e cálcio;
- Bactericidas, como paraformaldeído, compostos organoclorados, soda cáustica e cal;

Produtos químicos mais específicos, como anticorrosivos, traçadores químicos, antiespumantes, entre outros, também podem estar presentes.

Os fluidos não-inibidos são empregados na perfuração das camadas rochosas superficiais compostas na maioria das vezes de sedimentos não consolidados. Esta etapa termina com a descida do revestimento de superfície. Como essas rochas superficiais são praticamente inertes ao contato com água doce, pouco tratamento químico é dispensado ao fluido durante esta fase.

Os fluidos inibidos são programados para perfurar rochas de elevado grau de atividade na presença de água doce. Uma rocha é dita ativa quando interage quimicamente com a água, tornando-a plástica, expansível, dispersível ou até mesmo solúvel. Nos fluidos inibidos são adicionados produtos químicos, tais como eletrólitos e/ou polímeros, que têm a propriedade de retardar ou diminuir estes efeitos. Estes aditivos são conhecidos por inibidores. Os inibidores físicos são adsorvidos sobre a superfície dos materiais das rochas e impedem o contato direto com a água. Outros produtos como a cal, os cloretos de potássio, de sódio e de cálcio, conferem uma inibição química porque reduzem a atividade química da água e podem reagir com a rocha, alterando-lhe a composição. Um exemplo típico de inibição é usado quando se perfura uma rocha salina. A rocha salina tem elevado grau de solubilidade em água doce, entretanto quando se emprega um fluido salgado saturado com NaCl como meio dispersante, a solubilidade fica reduzida.

Os fluidos à base de água com baixo teor de sólidos e os emulsionados com óleo são programados para situações especiais. Os primeiros são usados para aumentar a taxa de penetração da broca, reduzindo o custo total da perfuração, e os segundos têm o objetivo principal de reduzir a densidade do sistema para evitar que ocorram perdas de circulação em zonas de baixa pressão de poros ou baixa pressão de fratura.

b) Fluidos à Base de Óleo:

Os fluidos de perfuração são à base de óleo quando a fase contínua ou dispersante é constituída por uma fase óleo, geralmente composta de hidrocarbonetos líquidos. Pequenas

gotículas de água ou de solução aquosa constituem a fase descontínua desses fluidos. Alguns sólidos coloidais, de natureza inorgânica e/ou orgânica, podem compor a fase dispersa. Os fluidos podem ser emulsões água/óleo propriamente dita (teor de água < 10%) ou emulsão inversa (teor de água de 10 a 45%). Devido ao alto custo inicial e grau de poluição, os fluidos à base de óleo são empregados com menor frequência do que os fluidos à base de água. As principais características dos fluidos à base de óleo são:

- Grau de inibição elevado em relação às rochas ativas;
- Baixíssima taxa de corrosão;
- Propriedades controláveis acima de 350°F até 500°F;
- Grau de lubricidade elevado;
- Amplo intervalo de variação de densidade: de 0,89 a 2,4;
- Baixíssima solubilidade de sais inorgânicos.

Devido a estas características, os fluidos à base de óleo têm conferido excelentes resultados na perfuração dos seguintes poços:

- Poços HPHT (alta pressão e alta temperatura);
- Formações de folhelhos argilosos e plásticos;
- Formações salinas de halita, silvita, carnalita, etc.;
- Formações de arenitos produtores danificáveis por fluidos à base de água;
- Poços direcionais ou delgados ou de longo afastamento;
- Formações com baixa pressão de poros ou de fratura.

Algumas desvantagens de fluidos à base óleo em relação aos fluidos à base aquosa são:

- Dificuldade na detecção de gás no poço devido a sua solubilidade na fase contínua;
- Menores taxas de penetração;
- Maiores graus de poluição;
- Menor número de perfis que podem ser executados;
- Dificuldade no combate à perda de circulação;
- Maior custo inicial.

Nos últimos anos, muitos progressos têm sido alcançados na pesquisa de novos sistemas à base de óleo, como óleos minerais e sintéticos, menos poluentes do que o óleo diesel.

c) Fluidos à Base de Ar Comprimido ou Gás:

Os fluidos à base de ar comprimido ou gás (N_2) são utilizados em perfurações onde existem perdas de circulação severas, formações produtoras com pressão muito baixa e em rochas muito duras como basalto ou diabásio. Outros fatores que influem na utilização de fluido à base de ar é a região a ser explorada (ou seja regiões onde existe escassez de água ou regiões glaciais com espessas camadas de gelo).

A perfuração mediante ar puro é utilizada em formações que não produzam quantidades elevadas de água e que não contenham hidrocarbonetos. Os fluidos com espuma são utilizados em casos onde é necessária uma elevada eficiência no carregamento de cascalhos, uma vez que estes fluidos apresentam alta viscosidade à baixa taxa de cisalhamento. As espumas são uma dispersão de gás em líquido, na qual a fase contínua é constituída por um filme delgado de uma fase líquida, estabilizada por um tensoativo (espumante). A perfuração com fluidos aerados é utilizada em regiões onde é necessário um gradiente de pressão intermediário entre os fluidos convencionais e as espumas.

2.2. Fluidos Newtonianos e não-Newtonianos

A relação entre tensão cisalhante e a taxa de cisalhamento define, de certo modo, o comportamento reológico dos líquidos considerados puramente viscosos. A Equação matemática entre estas duas variáveis é conhecida como Equação de fluxo, e a suas representações gráficas são denominadas de curvas de fluxo. Uma curva de fluxo é, portanto, um registro gráfico que mostra como a tensão cisalhante varia em função da taxa de cisalhamento. A Figura 2.4 apresenta as curvas de fluxo para alguns tipos de fluidos.

Os fluidos viscosos, portanto, podem ser classificados em função do seu comportamento de fluxo ou reológico. Este envolve a determinação experimental e análise da relação entre tensão cisalhante e o gradiente de velocidade ou taxa de cisalhamento, para uma determinada condição de temperatura e pressão. Fundamentalmente, os fluidos são classificados de modo abrangente em fluidos Newtonianos e não-Newtonianos. Todas as outras curvas de fluxo da Figura 2.4, exceto a reta de fluido Newtoniano, se referem aos tipos ou modelos de fluidos não-Newtonianos independentes do tempo. Além das curvas de fluxo, os fluidos viscosos, podem ser caracterizados ou definidos através da relação entre a viscosidade e a taxa de cisalhamento, para uma dada condição de temperatura e pressão.

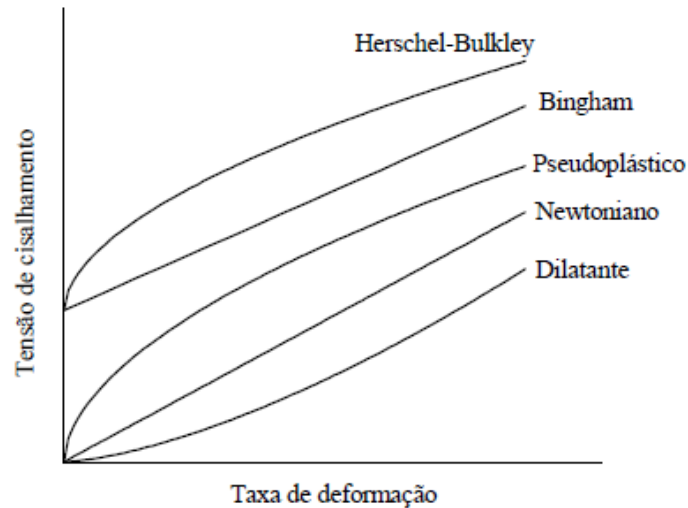


Figura 2.4. Comportamentos reológicos de fluidos independentes do tempo (PEREIRA, 2010)

2.2.1. Fluidos Newtonianos

Newton considerou que a curva equivalente à sua Equação para um fluido viscoso ideal seria uma linha reta com início na origem dos eixos, como expresso na Equação 2.1.

$$\tau = -\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) = \mu \dot{\gamma} \quad (2.1)$$

Da Equação 2.1, podemos definir a *viscosidade dinâmica* de um fluido como a relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa cisalhante.

$$\mu = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (2.2)$$

Assim, os fluidos são Newtonianos quando a viscosidade só é influenciada pela temperatura e pressão. No escoamento de um fluido Newtoniano, existe uma proporcionalidade entre a tensão cisalhante e a taxa de cisalhamento. A sua viscosidade é única e absoluta, pois a razão entre a tensão cisalhante e a taxa de cisalhamento é constante. Matematicamente, os fluidos Newtonianos são definidos pela Equação:

$$\tau = \mu \dot{\gamma} \quad (2.3)$$

que é conhecida como Lei da viscosidade de Newton, em que μ é a viscosidade dinâmica absoluta que é constante e, por consequência, a relação $\tau/\dot{\gamma}$ também.

A representação gráfica, curva de fluxo ou reograma dos fluidos Newtonianos mostram uma relação linear, conforme mostra a Figura 2.4. Portanto, o reograma de um fluido Newtoniano é linear e passa pela origem, sendo a sua inclinação igual à viscosidade única do fluido. Outra maneira de analisar seu comportamento é através da relação entre a viscosidade

e a taxa de cisalhamento, também conhecida como curva de viscosidade. Para o fluido Newtoniano, esta relação é uma reta paralela ao eixo das taxas de cisalhamento, uma vez que a sua viscosidade é constante.

De um modo geral, os gases e todos os sistemas homogêneos e monofásicos, compostos de substâncias de baixo peso molecular ou de misturas densas, comportam-se como fluidos Newtonianos em regime de escoamento laminar. São exemplos o ar, a água, os óleos “finos” e seus derivados, as soluções salinas, o mel, a glicerina etc. Existe uma prática de se denominar os fluidos de alta viscosidade como “espesso” ou “grosso”, e os fluidos de baixa viscosidade como “fino”. Usando esta nomenclatura, a água é fina e a glicerina pura é grossa.

2.2.2. Fluidos não-Newtonianos independentes do tempo

Todo fluido, cuja relação entre tensão cisalhante e taxa de cisalhamento não é constante, é denominado de não-Newtoniano, considerando ainda a temperatura e pressão constantes e o escoamento laminar. Estes fluidos são classificados conforme o aspecto da curva de fluxo e correlação com alguma Equação ou modelo matemático. A viscosidade desses fluidos não é única e varia com a magnitude da taxa de cisalhamento. Qualquer fluido não-Newtoniano pode ser definido pela relação:

$$\mu_a = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (2.4)$$

Onde a viscosidade μ_a , variável como função de $\dot{\gamma}$, é denominada de viscosidade aparente, isto é, a viscosidade que o fluido teria se fosse Newtoniano naquela condição de fluxo. Esta viscosidade só é válida para uma determinada taxa de cisalhamento, isto é, sempre que for citada, esta propriedade deve vir acompanhada da taxa de cisalhamento correspondente.

As dispersões de sólido em líquido são exemplos de líquidos não-Newtonianos, principalmente quando os sólidos interagem com a fase líquida, solvatando-se ou inchando-se. Exemplos de fluidos não-Newtonianos presentes na indústria do petróleo: as dispersões de argila em água, as emulsões concentradas de óleo em água e água e óleo, as soluções de polímeros, os fluidos gelificados usados nas operações de perfuração e completação de poços, as pastas de cimento, petróleos e derivados muito viscosos (asfaltos e as misturas asfálticas).

a) Modelo de Bingham ou Plástico Ideal:

Teoricamente, o modelo de Bingham, fluido Binghamiano ou plástico ideal requer a aplicação de uma tensão mínima, τ_L , denominada de limite de escoamento, para que haja

alguma deformação cisalhante. Quando submetidos a uma tensão menor do que τ_L , os fluidos Binghamianos, teoricamente, comportam-se como sólidos e, em princípio, só escoariam na forma de *fluxo tampão*. A Equação matemática que define o fluido de Bingham é expressa:

$$\begin{aligned} \tau &= \mu_p \dot{\gamma} + \tau_L & \text{para} & \quad \tau > \tau_L \\ \dot{\gamma} &= 0 & \text{para} & \quad \tau \leq \tau_L \end{aligned} \quad (2.5)$$

Onde μ_p e τ_L , denominados de ‘viscosidade plástica’ e ‘limite de escoamento’, respectivamente, são os parâmetros reológicos deste tipo de fluido. A Equação 2.6 que define a viscosidade aparente é obtida combinando-se as Equações 2.4 e 2.5. Observe que a viscosidade aparente não é constante, ou seja, ela é função da taxa de cisalhamento.

$$\mu_a = \mu_p + \frac{\tau_L}{\dot{\gamma}} \quad (2.6)$$

Observe na Equação 2.6 que, quando a taxa de cisalhamento tende ao infinito, o segundo membro desta Equação tende a zero. Daí o valor da viscosidade aparente deste modelo tende para um valor constante e igual à sua viscosidade plástica. Por isso, em alguns cálculos de engenharia, menos precisos, o valor da viscosidade plástica pode ser usado, quando fluidos de Bingham escoam sob altas vazões.

Um bom exemplo para os fluidos que apresentam comportamento segundo Bingham são as suspensões diluídas de sólido em líquido em geral. As dispersões argilosas de bentonita em água, empregadas como fluido para perfurar poços, e algumas dispersões de calcita em água, são um exemplo particular que se enquadra neste modelo.

Considerando a teoria molecular-colidal, os parâmetros reológicos do fluido Binghamiano possuem uma interpretação. O atrito entre as partículas dispersas e entre as próprias moléculas do líquido dispersante é o responsável por um dos componentes de resistência ao escoamento – a viscosidade plástica – constante e análoga à viscosidade do fluido Newtoniano. Enquanto isso, as forças de interação entre as partículas dispersas são consideradas a causa da existência do outro parâmetro viscoso – o limite de escoamento – também denominado de componente eletroviscosa. É sabido ainda que se a concentração de partículas dispersas aumenta então a viscosidade plástica também aumenta. Enquanto isso, o limite de escoamento aumenta quando as forças interpartículas aumentam, isto é, quando aumenta o potencial iônico do meio, causando um conseqüente aumento das forças eletrostáticas de interação entre as partículas dispersas.

b) Modelo de Ostwald de Waale ou Modelo de “Power-law”:

O modelo de Ostwald de Waale ou de fluido de potência (“Power-law”) é definido pela Equação 2.7. Esta não se aplica para todo e qualquer fluido, nem a todo intervalo de taxa de cisalhamento. Entretanto, existe um número razoável de fluidos não-Newtonianos que apresentam comportamento de potência, num largo intervalo de velocidades cisalhantes.

$$\tau = K(\dot{\gamma})^n \quad (2.7)$$

Os parâmetros reológicos do fluido de potencia são o índice de consistência ‘K’ e o índice de comportamento ou de fluxo ‘n’. Enquanto ‘n’ é uma grandeza adimensional ‘K’ tem dimensão física igual a $F.T^n.L^{-2}$, sendo suas unidades mais usuais o $\text{dina.s}^n/\text{cm}^2$ (sistema c.g.s.), Pa.s^n (SI – sistema internacional) e o $\text{lbf.s}^n/\text{ft}^2$ (sistema inglês prático).

Os fluidos em que ‘n’ na função de potência assume valores menores do que um e maiores do que zero ($0 < n < 1$) são denominados de pseudoplásticos. As emulsões e as soluções de polímeros ou de macromoléculas lineares são os exemplos mais típicos de fluidos pseudoplásticos na indústria do petróleo. Já os fluidos que apresentam valores de ‘n’ maiores do que um ($n > 1$) são chamados de dilatantes. Algumas pastas dentífricas, dispersões de polímeros ou resinas e algumas pastas de cimento podem apresentar comportamento dilatante. Observe também que quando ‘n’ for igual à unidade ($n=1$), tem-se o caso trivial de fluido Newtoniano. Observe que os fluidos ditos pseudoplásticos sempre diminuem de viscosidade quando a taxa de cisalhamento aumenta, enquanto que os dilatantes aumentam de viscosidade com o aumento da taxa de cisalhamento.

A Equação 2.7 em coordenadas logarítmicas produz uma reta $\log \tau = \log K + n \cdot \log(\dot{\gamma})$, cuja inclinação determinará o valor de ‘n’. O valor de ‘K’ será definido no ponto de interseção do eixo vertical com a reta, quando $\dot{\gamma} = 1$. Normalmente, a interpretação reológica dos parâmetros do modelo de potência é processada através de uma curva obtida em papel para gráfico log-log, ou através de modelagem em escala logarítmica.

Observe também que a combinação das Equações 2.4 e 2.7 geram a Equação 2.8.

$$\mu_a = K(\dot{\gamma})^{n-1} \quad (2.8)$$

O índice de comportamento ‘n’ indica fisicamente o afastamento do fluido do modelo Newtoniano. Se o seu valor se aproxima de um, então o fluido está próximo do comportamento Newtoniano. Enquanto isso, o valor do índice de consistência ‘K’ como o próprio nome o diz, indica o grau de resistência do fluido diante do escoamento. Quanto maior o valor de ‘K’ mais “consistente” o fluido será.

Muitos fluidos exibem pseudoplasticidade, isto é, apresentam um decréscimo acentuado de viscosidade quando a taxa de cisalhamento é aumentada. Industrialmente, este decréscimo de viscosidade se manifesta em diversas aplicações, tais como, por exemplo:

- Aumento da velocidade de fluxo de fluidos (alimentos, fármacos, petróleo, etc.) através de estreitamento de tubos e capilares,
- Espalhamento mais rápido de tintas, espumas, lubrificantes, através de orifícios das pistolas de “*spray*”;
- Escoamento descontrolado de pastas; e
- Misturamento intenso em processos de misturas.

Isto significa que para certa força ou pressão, maior quantidade de massa de fluido pode escoar, ou menor quantidade de energia pode sustentar o fluxo a certa vazão, devido ao efeito conhecido como redução de arraste. Tecnicamente, portanto, fluidos que ‘afinam’ quando a vazão (ou taxa de cisalhamento) aumenta, são denominados pseudoplásticos. Muitos materiais líquidos, tais como suspensões, dispersões e emulsões, de grande importância comercial, pertencem a este grupo.

O fluido dilatante, ao contrário dos fluidos pseudoplásticos, apresenta comportamento de viscosidade crescente com o acréscimo da taxa de cisalhamento. A dilatância nos líquidos é muito raro. O comportamento dilatante ou a dilatância é manifestada, por exemplo, em suspensões concentradas de partículas de PVC misturadas com líquidos plastificantes, empregadas na formação de plastisóis. Alguns plastisóis, empregados na cobertura do substrato de PVC, tornam-se tão viscosos e “espessos”, com a velocidade de aplicação, que causam a quebra da película de revestimento.

Nas suspensões concentradas ou pastas, as partículas estão densamente empacotadas e a quantidade de dispersante (ou solvente) é suficiente, apenas, para preencher os espaços vazios entre as partículas. A baixas taxa de cisalhamento, o dispersante lubrifica as superfícies das partículas e permite uma fácil mudança posicional. Então, a suspensão ou pasta comporta-se como um líquido viscoso. Em altas taxas de cisalhamento, as partículas dispersas ocuparão maior número de posições por intervalo de tempo, causando um ligeiro acréscimo de volume. Neste caso, a quantidade de dispersante (ou solvente) é insuficiente para ser distribuído entre todas as partículas dispersas. Uma vez que a quantidade de dispersante não é suficiente para preencher todos os espaços interpartículas e mantê-las lubrificadas, então o sistema se torna mais viscoso.

c) Modelo de Herschell-Bulkley:

Também conhecido como fluido de potência com limite de escoamento ou fluido de potência modificado, possui três parâmetros reológicos. Por isso mesmo, é denominado de modelo a três parâmetros. A Equação que o define é:

$$\begin{aligned} \tau &= K(\dot{\gamma})^n + \tau_0 & \text{para} & \quad \tau > \tau_0 \\ \dot{\gamma} &= 0 & \text{para} & \quad \tau \leq \tau_0 \end{aligned} \quad (2.9)$$

Este tipo de fluido é uma extensão do fluido de Ostwald, ao qual se adiciona um novo parâmetro, τ_0 , denominado de limite de escoamento real. O modelo de Herschell-Bulkley é mais completo do que os anteriores uma vez que sua Equação engloba três parâmetros, além do que, os modelos comentados anteriormente (Newton, Bingham e Ostwald) podem ser analisados como casos particulares deste.

Plasticidade, em reologia, é um termo bastante empregado para definir o comportamento de fluidos pseudoplásticos com limite de escoamento, que obviamente, coincide com a definição da Equação 2.9.

Fluido plástico, portanto, sob o aspecto reológico, pode ser classificado como líquido ou sólido. Em geral, são dispersões que em repouso pode formar uma rede estruturada interpartículas ou intermoléculas, devido a forças de atração polares e/ou forças de Van der Waals. Estas forças restringem a mudança posicional de um elemento de volume e confere ao sistema uma estrutura semi-sólida de alta viscosidade.

Quando a força externa aplicada sobre o sistema é menor do que a força equivalente que forma a rede, então ocorre apenas uma deformação elástica no sistema. Somente quando a força externa for maior do que a força da rede é que esta se desfaz e provoca uma mudança de posição irreversível num elemento de volume. A tensão que ultrapassa este ponto é denominada de “*limite de escoamento real*”.

Materiais típicos que exibem limite de escoamento real são dispersões de argilas com polímeros, empregados amplamente na indústria do petróleo como fluidos de perfuração, graxas, pastas de dente, pastas de cimento.

A Tabela 2.1 fornece um quadro resumido sobre Equações de estado, parâmetros reológicos, números de determinações experimentais necessárias para a determinação dos parâmetros reológicos e exemplos para os modelos de fluxo já abordados neste tópico.

Tabela 2.1: Equações e parâmetros reológicos de fluidos não-Newtonianos independentes do tempo (adaptado de MACHADO, 2002).

Modelo	Equação	Parâmetros	Exemplos
Newton	$\tau = \mu \dot{\gamma}$	Viscosidade dinâmica absoluta	Água, soluções, glicerina, mel
Bingham	$\tau = \mu_p \dot{\gamma} + \tau_L$	Viscosidade plástica e tensão crítica	Dispersões coloidais concentradas
Power-law	$\tau = K (\dot{\gamma})^n$	Índice de consistência e índice de fluxo	Dispersões de polímeros e emulsões
Herschell-Bulkley	$\tau = K (\dot{\gamma})^n + \tau_0$	K, n e τ_0	Dispersões de polímeros e/ou argilas

2.3. Escoamentos de Fluidos em Seções Anulares

O escoamento em espaços anulares é semelhante ao escoamento no interior de tubos. Os princípios físicos são idênticos, estando quase sempre relacionados com as quedas de pressão que ocorre no trecho considerado. A determinação das perdas de carga no anular necessita, à semelhança do escoamento em tubos, de uma avaliação precisa do número de Reynolds e da viscosidade equivalente para fluidos não-Newtonianos. Portanto, a precisão nos cálculos e a definição das características e parâmetros de fluxo são de grande importância, pois a partir destes são determinados parâmetros relevantes para o bom andamento da perfuração de poços, tais como, densidade equivalente de circulação, razão de transporte de cascalhos, regime de fluxo, e estimativa de sobre-pressões devido a manobras e operações com a coluna.

Em relação ao estudo sobre o escoamento anular é muito comum, para diversos autores, a analogia com deslocamento de fluidos em dutos de seção circular. A quantidade de informações sobre o fluxo de líquidos em tubos, tanto para fluidos Newtonianos quanto para os de comportamento não-Newtonianos é significativamente superior. Uma das principais analogias é o conceito do diâmetro hidráulico ‘ D_H ’, segundo a Equação (2.10).

$$D_H = 2(R_{EXT} - R_{INT}) \quad (2.10)$$

Sendo que este substitui o valor do diâmetro interno do tubo em aplicações como o uso do número de Reynolds, o comprimento de entrada, em critérios de transição de escoamento e, ainda, em informações referentes ao fator de atrito.

2.3.1 Definições Para o Número de Reynolds

Desde o pioneiro trabalho sobre escoamento de REYNOLDS (1884) até os dias de hoje que o conceito do adimensional, que relaciona as forças inerciais com as forças viscosas, é empregado. Sua aplicação consiste em uma referência direta ao regime de escoamento de um fluido. Numa única Equação considera-se a geometria do sistema ‘ D ’, a velocidade média do fluido ‘ v ’ e suas principais propriedades físicas. A Equação (2.11) representa a definição clássica do número de Reynolds para fluidos Newtonianos incompressíveis.

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (2.11)$$

No caso de fluidos não-Newtonianos o conceito do número de Reynolds se mantém, sendo que a viscosidade dinâmica é substituída pela viscosidade efetiva, neste caso o número de Reynolds recebe o complemento de generalizado (Re_G) como na Equação (2.12).

$$Re_G = \frac{\rho v D}{\mu_E} \quad (2.12)$$

A viscosidade efetiva ‘ μ_E ’ é calculada como o auxílio de duas expressões, uma para o modelo de viscosidade em função da taxa de deformação e outra para a determinação de como o fluido é deformado durante o escoamento.

Pela ampla utilização do modelo reológico de “*Power-law*” para fluxo em dutos circulares, representado pelos parâmetros ‘ K ’ e ‘ n ’, é comum o emprego do número de Reynolds de METZNER e REED (1955) definido pela Equação 2.13

$$Re_{MR} = \frac{\rho v^{(2-n)} D^n}{K} \quad (2.13)$$

2.3.2. Regimes de Escoamento e Critérios de Transição

Para todos os fluidos, a natureza do escoamento é governada pela relação entre forças viscosas e inerciais. Para fluidos Newtonianos, o balanço de forças é traduzido pelo adimensional número de Reynolds. Com este conceito, tem-se estabelecido que valores de ‘ Re ’ acima de 2100 não caracteriza mais o fluxo laminar no escoamento de fluidos em tubos (seção circular).

Como referência, pode-se citar talvez um dos primeiros trabalhos na tentativa de elucidar o critério de transição de escoamento de fluidos não-Newtonianos. HEDSTROM (1952) propôs a avaliação do escoamento de fluido com comportamento viscoplástico do tipo de Bingham em tubos. O autor destaca como critério de início da turbulência a intersecção das

curvas do fator de atrito com as curvas dos adimensionais: número de Hedstrom (He) e o Índice de Plasticidade (PI), respectivamente representados pelas Equações (2.14) e (2.15).

$$He = \frac{(\tau_0^B)^2 D \rho}{\mu_B^2} \quad (2.14)$$

$$PI = \frac{\tau_0^B D^2}{\mu_B U} \quad (2.15)$$

Para fluidos não-Newtonianos do tipo *power-law* pode-se citar a proposta de RAYAN e JOHNSON (1959), com o cálculo do número de Reynolds de transição em função do índice de comportamento ‘n’, expressa pela Equação (2.16).

$$(Re_{MR})_C = \frac{6464n}{(3n+1)^2} (2+n)^{(2+n)/(1+n)} \quad (2.16)$$

Fornecendo valores de Reynolds críticos crescentes para a redução de ‘n’, até atingir um $n = 0,4$ ($Re = 2400$) onde se verifica que a partir desse valor de ‘n’ ocorre uma reversão seguida de um forte decréscimo até atingir o valor de $Re = 1600$ (para $n = 0,1$). Resultados estes que não foram confirmados por DODGE e METZNER (1959). Esses autores reportaram a presença de escoamento laminar em condições de $Re_{MR} = 3100$ (para fluidos com $n = 0,38$) e de $Re_{MR} = 2700$ (para fluidos com $n = 0,73$). Contudo, numa análise mais ampla, alguns autores sugerem que, devido à complexa relação do $(Re_{MR})_C$ com o índice de comportamento ‘n’, é aceitável considerar o fim do regime laminar numa faixa de $Re_{MR} > 2000$ até 2500.

Outro trabalho da literatura frequentemente referenciado é o estudo matemático de HANK (1963), no qual há o cálculo de uma constante de estabilidade visando estimar a transição entre regimes de escoamento. Esta constante é a razão de acoplamento entre a magnitude da taxa de variação de momento angular e a magnitude da taxa de perda de momento (*apud* GÜCUYNER e MEHMETOGLU, 1996).

De forma similar MISHRA e REED (1971) propuseram uma constante de estabilidade, com base na razão entre a energia cinética média por unidade de volume de fluido e a tensão cisalhante na parede do tubo. Esta constante (Equação 2.17) é dependente ao número de Reynolds generalizado e, uma vez testada para fluidos Newtonianos escoando em dutos com $Re_{MR} = 2100$ e $\alpha' = 1$, pode ser quantificada em $x = 62,5$. A partir de então, assume-se este valor como válido também para fluidos não-Newtonianos, calculando-se o valor do número de Reynolds generalizado crítico pelas Equações (2.18) e (2.19).

$$x = \frac{Re_{MR}}{\alpha'} \quad (2.17)$$

$$(\text{Re}_{MR})_C = 2100 \alpha_c \quad (2.18)$$

$$\alpha_c = \frac{(4n+2)(5n+3)}{3(3n+1)^2} \quad (2.19)$$

Avaliando o escoamento de fluidos viscoplásticos (*yield-pseudoplastic*) em tubos, DESOUKY e AWAD (1998) propuseram um novo critério para transição de regime, fundamentada no parâmetro chamado de coeficiente de interação viscosa (C). Conceitualmente, pode-se dizer que esse parâmetro é resultado do movimento caótico característico de turbulência, sendo a tensão cisalhante viscosa (τ^v) amplificada em valores muito superiores em relação à tensão cisalhante laminar (τ), como na Equação (2.20). Sendo que para $C > 1$, tem-se fluxo turbulento, enquanto que para $C < 1$ tem-se o regime laminar.

$$C = \frac{\tau^v}{\tau} \quad (2.20)$$

Outros trabalhos reportados na literatura estudam a evolução do escoamento em dutos, muitos deles abordam a transição de regime com base na análise do fator de atrito em função do número de Reynolds. Buscado determinar os regimes de escoamento em tubos circulares e em tubos concêntricos para fluido não-Newtonianos do tipo Herschel-Bulckey, MAGLIONE (1995) apresenta um método, parametrizado em adimensionais, que visa prever por correlações o fim do regime laminar. As Equações (2.21) e (2.22) representam as propostas para tubos e anulares respectivamente.

$$G_M = \frac{m}{\tau_0} \left(\frac{3m+1}{m} \frac{2v_a}{D} \right) \quad (2.21)$$

$$G_M = \frac{m}{\tau_0} \left(\frac{4m+1}{m} \frac{4v_a}{D_E - D_I} \right) \quad (2.22)$$

Sendo que ' v_a ' representa a velocidade média do fluido e ' D ' o diâmetro interno para tubos circulares. Para a situação anular sem os efeitos da rotação, ' D_E ' corresponde ao diâmetro interno do tubo externo e ' D_I ' o diâmetro externo do tubo interno. O autor sugere para o adimensional ' G_M ' que os valores críticos de transição seriam de 2,8 para tubos e 14,7 para seções anulares.

Ainda sobre o critério de transição de regimes de escoamento, pode-se destacar o estudo de GÜCUYNER e MEHMETOGLU (1996) para fluidos pseudoplásticos e viscoplásticos em anulares concêntricos, mas sem os efeitos da rotação do eixo interno. Além de uma revisão sobre trabalhos publicados na literatura abordando este tema, os autores apresentam resultados da influência dos parâmetros reológicos no critério de transição.

2.4. Revisão de Trabalhos da Literatura

2.4.1. Escoamentos com Instabilidade Taylor-Couette

Dentre os trabalhos sobre instabilidades Taylor-Couette, destaca-se o estudo experimental realizado por WERELEY e LUEPTOW (1998, 1999) usando a técnica de *Velocimetria de Imagem de Partículas* (em inglês, PIV) para medir as velocidades axiais e radiais em um plano meridional para um fluxo Taylor-Couette ondulado e não-ondulado em uma estreita seção anular com cilindro interno giratório e cilindro externo fixo. Os resultados experimentais para fluxo de vórtices de Taylor indicam que enquanto o número de Reynolds do cilindro interno aumenta, os vórtices se tornam mais fortes e o fluxo que sai entre os pares de vórtices torna-se cada vez mais do tipo jato. O fluxo de vórtice ondulado é caracterizado pela deformação azimutal dos vórtices nas direções axial e radial.

Na linha de simulações numéricas deste tipo de instabilidade, pode-se destacar o trabalho de HWANG e YANG (2004), que realizou um estudo comparativo com os dados experimentais de WERELEY e LUEPTOW (1998, 1999), e um estudo adicional relacionado aos campos e às bifurcações do escoamento Taylor-Couette com fluxo axial imposto em um estreito espaço anular. Neste estudo, todos os vórtices nos vários regimes de fluxo tais como, vórtice laminar não-ondulado, vórtice ondulado, vórtice helicoidal não-ondulado, vórtice helicoidal ondulado e vórtice ondulado aleatório, foram reproduzidos consistentemente com os dados experimentais.

2.4.2. Escoamentos com Fluidos Newtonianos e não-Newtonianos

a) Estudos experimentais:

Dentre os estudos experimentais relacionados com escoamentos turbulentos em seções anulares destacam-se os trabalhos de NOURI *et. al.* (1993) que analisaram escoamentos turbulentos vertical em seções anulares concêntrica e excêntrica, sem o efeito de rotação do cilindro interno. Neste estudo, foram utilizados fluidos Newtonianos e não-Newtoniano (solução de CMC a 0,2%), e através da técnica de LDV ("*Laser Doppler Velocimeter*") foram obtidos perfis de velocidades médias (axial, radial e tangencial) e suas respectivas flutuações e correlações cruzadas. Os autores ainda obtiveram expressões de coeficiente de atrito superficial (*skin-friction*) para ambos os fluidos. Uma observação destacada pelos autores foi a redução da queda de pressão da ordem de 7 % em função do aumento da excentricidade.

NOURI e WHITELAW (1994) continuaram seus estudos de escoamento turbulento vertical numa seção anular concêntrica com rotação do tubo interno (300 rpm). Neste estudo

também foram utilizados fluidos Newtonianos e não-Newtonianos, e através de LDV foram obtidos perfis de velocidades médias (axial, radial e tangencial) e suas flutuações. Posteriormente, NOURI e WHITELOW (1997) estenderam o estudo para uma seção anular excêntrica com rotação do cilindro interno (300 rpm). Os autores constataram que a influência da rotação do cilindro interno é mais significativa na faixa $Re_G < 3000$, sendo que para o escoamento turbulento a influência da rotação é menos expressiva.

Com uma unidade experimental SIGINER e BAKHTIYAROV (1998) avaliaram os perfis de velocidade do fluido empregando a técnica estroboscópica de visualização do escoamento. Os autores observaram que os campos de escoamento são influenciados pela excentricidade e parâmetros reológicos de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos. Os resultados experimentais foram reportados sobre os perfis de velocidade azimutal e confrontados com aqueles obtidos de predições analíticas.

FARIA (1995) abordou experimentalmente a variação do gradiente de pressão no escoamento horizontal em tubulações anulares concêntricas e excêntricas com e sem rotação. Em seu trabalho, avaliou-se o efeito de luvas de conexão do eixo de acionamento na queda de pressão e no escoamento de fluidos Newtonianos. Um aspecto interessante é o estudo de proporção de escala (*scale-down*) que o autor apresenta, utilizando uma comparação adimensionalizada, as situações encontradas usualmente em aplicações de escala industrial.

ESCUDIER e GOULDSON (1995) também estudaram experimentalmente o escoamento de fluidos Newtonianos e pseudoplásticos sob a influência da rotação do corpo central. Como técnica de medida os autores usaram o LDA (*laser doppler anemometer*) e apresentaram os perfis de velocidade para diversas situações de escoamento (vazão de fluido e rotação do cilindro interno), além de ressaltar o comportamento do fator de atrito sob influência do escoamento. Para fluidos de característica Newtoniana foram empregadas soluções de xarope de glicose, enquanto que a carboximetilcelulose foi a base para as soluções de comportamento não-Newtoniano.

ESCUDIER *et al.* (2000) avaliaram o efeito da rotação do cilindro interno no escoamento laminar de fluidos Newtonianos em região anular excêntrica. Os autores verificaram simulações numéricas de escoamento bi-dimensional a partir de dados obtidos experimentalmente por LDA. Os perfis de velocidades numéricos e simulados foram confrontados mostrando boa concordância entre os resultados obtidos pelas duas técnicas. Também como resultado os autores apresentam o efeito do fator de atrito sob influência da condição de escoamento e da excentricidade do arranjo.

ESCUDIER *et al.* (2002) estendem o estudo para fluidos não-Newtonianos comparando os resultados experimentais com aqueles oriundos da simulação numérica. Destacando os perfis de velocidade e confrontando também com aqueles obtidos em outros trabalhos publicados na literatura, como NOURI e WITHELAW (1997) e NOUAR *et al.* (1987).

McCANN *et al.* (1995), com os resultados de uma unidade experimental da Mobil E&P, determinaram a influência da vazão do fluido sobre a queda de pressão ao longo de um anular com rotação do cilindro interno. Os autores constataram a queda de pressão comporta-se de maneira distinta em relação aos regimes de escoamento. Para o regime turbulento excêntrico, a queda de pressão na região anular aumenta com a elevação da rotação do cilindro interno, enquanto que para o escoamento laminar a queda de pressão diminui com o incremento da rotação. Os autores obtiveram resultados similares para o arranjo concêntrico.

Avaliando os efeitos da reologia do fluido (modelo de *power-law*) e da geometria do anular (dimensões e excentricidade) MARTINS (1990) propõe, numa abordagem numérica, a quantificação destas variáveis na eficiência de limpeza de poços horizontais e de altas inclinações. Os resultados foram ainda confrontados com correlações empíricas como a IYOH (1989) *apud* MARTINS (1990), mostrando que em muitas situações a vazão crítica predita, via correlações empíricas, fornecem valores subestimados.

Na sequência, MARTINS *et al.* (1999) avaliaram o comportamento de três soluções poliméricas (goma xantana, carboximetilcelulose e poliacrilamida parcialmente hidrolisada) sobre o escoamento de um leito de partículas (*cuttings*) na perfuração de poços de petróleo horizontais. Os três fluidos ainda foram testados em diversas concentrações, obtendo comportamentos reológicos em uma ampla faixa de viscosidade. Os autores destacaram o papel da excentricidade para a redução das perdas hidrodinâmicas e propõem ressaltar as características elásticas e viscoplásticas (tensão residual) em futuras investigações.

Para o escoamento de fluidos viscoplásticos (modelo de Herschel-Bulckley), HEMPHILL e RAVI (2005) estudaram o escoamento laminar concêntrico sobre a influência da rotação do eixo interno. Os autores destacaram a ausência de concordância entre os resultados encontrados na literatura e apresentaram um estudo experimental em escala real juntamente com técnicas numéricas para predição dos perfis de velocidade no espaço anular. Os resultados indicaram um aumento da perda de carga sob ação do movimento do eixo interno em rotações acima de 100 rpm, embora as simulações numéricas realizadas apontassem, em alguns casos, para a redução do gradiente de pressão. Ainda como resultado, apresentaram os perfis de velocidade axial, mostrando boa concordância com aqueles reportados na literatura.

Em trabalho prévio desenvolvido na Faculdade de Engenharia Química da UFU, PEREIRA (2006) estudou experimentalmente os gradientes de pressão de escoamentos em regime laminar de líquidos não-Newtonianos (utilizando soluções aquosas de Goma Xantana) em espaços anulares (concêntrico e excêntrico). Neste estudo foram realizadas simulações utilizando um *software* comercial (*FLUENT*®), e os resultados de velocidades (axial, radial e tangencial) simulados apresentaram boas concordâncias quando comparados com os dados experimentais obtidos no próprio trabalho para queda de pressão e também da literatura (ESCUDIER et al., 2002) para os perfis de velocidades.

b) Estudos numéricos:

Utilizando da técnica de modelagem por elementos finitos, HASSAGER e SZABO (1992) simularam o escoamento de fluidos viscoplásticos em geometria anular excêntrica, empregando uma modificação no modelo reológico de Bingham. Os resultados obtidos foram confrontados com os dados do trabalho de WALTON e BITTLESTON (1991), mostrando boa concordância. Estes autores destacaram as etapas que contribuíram para a otimização da convergência das simulações implementadas.

TORII e YANG (1994) empregaram diferentes modelos $k-\varepsilon$ para estudar o escoamento de fluidos através de anéis concêntricos, com rotação da parede interna e eles constataram que o aumento do número Taylor (Ta) amplifica a energia cinética de turbulência, resultando em uma melhoria substancial da transferência de calor. AZOUZ e SHIRAZI (1998) também utilizaram da abordagem RANS para prever o escoamento turbulento em canais anulares.

O trabalho de CHUKWU e YANG (1995) ressaltam a comparação de resultados obtidos na simulação numérica com aqueles oriundos da solução analítica. Com enfoque nos perfis de queda de pressão em função da excentricidade do anular e das propriedades reológicas dos fluidos, os resultados mostraram concordância apenas para valores de excentricidades (e) abaixo de 0,7.

Investigando o escoamento de fluidos viscoplásticos em anulares, MEURIC *et al.* (1998) propuseram a resolução numérica das equações de conservação (continuidade e momento) adimensionalizadas. Os perfis de velocidade axial foram determinados sob a influência do comportamento reológico dos fluidos e da rotação do cilindro interno. A partir dos resultados obtidos, os autores constataram que para um gradiente de pressão constante, há um aumento na vazão de escoamento causado pelo incremento na rotação do eixo interno em geometria concêntrica. Na situação de geometria excêntrica, observou-se o inverso, ou seja, uma redução na vazão em função da elevação do nível de rotação do eixo interno.

Trabalhando a modelagem do escoamento com as equações governantes na forma adimensionalizada, MANGLIK *et al.* (1999) propuseram simulações numéricas usando a técnica das diferenças finitas para o escoamento de fluidos pseudoplásticos em anulares excêntricos. Neste estudo foi abordado o efeito da excentricidade e da viscosidade sobre o fator de atrito associado ao escoamento. Os autores confrontaram seus resultados com os reportados em outros trabalhos, tais como: NOURI e WHITELOW (1997) e ESCUDIER e GOULDSON, (1997).

Similarmente, contudo empregando o algoritmo de volumes finitos, SHARIFF e HUSSAIN (2000a,b) simularam o escoamento helicoidal de fluidos pseudoplásticos em anulares excêntricos. Neste trabalho os autores reportam parâmetros inerentes à técnica da simulação, como a independência da malha (*grid*), balizando a evolução dos resultados com aqueles obtidos de forma analítica. Os resultados do perfil de velocidade axial apresentado sob a forma de curvas de nível revelaram a influência da excentricidade sobre o escoamento, ressaltando o perfil de velocidade axial obtido para valores constantes tanto de rotação do eixo (16,67 rad/s) quanto de gradiente de pressão (25 Pa/m).

Na sequência dos estudos desenvolvidos, MEURIC *et al.* (2000) incorporam o efeito de porosidade na fronteira do sistema às simulações. O objetivo visa levantar a fluidodinâmica do escoamento para predição do comportamento de perda de fluido de perfuração e de formação de uma espessura de torta junto à parede do poço. Os resultados consideram as influências da excentricidade e da rotação do eixo interno. Os autores reportam a boa concordância com outras informações disponíveis na literatura sem, entretanto, confrontar o resultados numéricos com dados experimentais.

Avaliando o escoamento bifásico de água e óleo, BANNWART (2001) apresenta a modelagem do escoamento nucleado (*core flow*) desenvolvendo as equações de conservação de massa e momento para a fração volumétrica das fases e a perda de carga. Os resultados de gradiente de pressão foram comparados às determinações experimentais para arranjos horizontais e verticais, mostrando bom ajuste entre as bandas de $\pm 20\%$ de desvio.

Empregando códigos comerciais de fluidodinâmica computacional, ALI (2002) avalia escoamento anular concêntrico de fluidos Newtonianos para arranjos verticais e horizontais. Os efeitos da rotação do eixo interno não foram quantificados. O foco do estudo foi a determinação, via modelagem de fase discreta, da fração de transporte de sólidos em função da vazão de escoamento e das propriedades físicas do fluido (densidade e viscosidade).

Incorporando os efeitos de turbulência ao escoamento nucleado (*core-flow*), JOSEPH *et al.* (2002) incorporaram o modelo de $k-\omega$ à estratégia de elementos finitos empregando o

modelo de transporte de tensões de cisalhamento. Como resultados os autores obtiveram a quantificação dos gradientes de pressão em função do número de Reynolds, além de confrontar os resultados com a clássica fórmula de Blasius para turbulência; obtendo bons ajustes quando correlacionado com expressões de potência, pela razão entre velocidade média e o diâmetro interno do tubo.

Para a determinação da distribuição do tempo de residência em células anulares, LEGRAND *et al.* (2002) empregaram a abordagem Lagrangeana para modelo de trajetória em escoamento turbulento. Os resultados de simulação foram confrontados com dados experimentais obtidos pela técnica de velocimetria de imagem de partícula (PIV). Pela concordância dos resultados, pôde-se avaliar os perfis de flutuação de velocidade do fluido e a partir destes, quantificar a distribuição do tempo de residência.

Avaliando o efeito da turbulência em anulares concêntricos, LU e LIU (2005) aplicaram o modelo de grandes escalas (*Large Eddy Simulation*) visando investigar o escoamento turbulento próximo às paredes interna e externa do canal anular. Os resultados obtidos apresentaram boa concordância com os dados experimentais de NOURI *et al.* (1993) e com aqueles oriundos da simulação numérica direta (DNS, do inglês *Direct Numeric Simulation*). Com base nestes resultados, pôde-se não só constatar a presença, mas também quantificar a escala dos vórtices durante o escoamento; além de predizer os perfis de velocidade axial.

Com relação aos estudos numéricos acerca da turbulência podem-se destacar os estudos de CHUNG *et al.* (2002) que realizaram simulação numérica direta (DNS) para escoamento turbulento em um tubo anular concêntrico, enquanto que, NINOKATA *et al.* (2006) aplicaram SND para escoamentos turbulentos em seções anulares periódicas concêntrica e excêntrica. Esses autores utilizaram os dados experimentais de NOURI e colaboradores para validar as suas simulações numéricas. Constatou-se pelos resultados a presença e a escala dos vórtices durante o escoamento, bem como, os perfis de velocidade axial.

RESENDE *et al.* (2006) desenvolveram um modelo $k-\varepsilon$ anisotrópico de turbulência para baixos números de Reynolds e compararam sua performance com dados experimentais de fluxos turbulentos completamente desenvolvido em tubulações para quatro soluções de poliméricas diferentes. Embora as predições de fator de atrito, velocidade média e energia cinética turbulenta demonstrem apenas pequenas melhorias sobre o modelo $k-\varepsilon$ isotrópico prévio de CRUZ *et al.* (2004) o novo modelo de turbulência foi capaz de predizer a anisotropia realçada dos tensores normais de Reynolds que acompanham a redução de arraste de polímeros em escoamentos turbulentos.

CAPÍTULO III

SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS TAYLOR-COUEETTE

3.1. Metodologia Adotada na Simulação de Escoamentos Taylor-Couette

A unidade virtual utilizada nas simulações foi a mesma utilizada por HWANG e YANG (2004), isto é, uma estreita seção anular com razão de raios ($\eta = R_i/R_o = 0,83$), com domínio axial consideravelmente largo ($H = 27d \sim 32d$), onde d é o espaço anular (“gap”) que neste caso corresponde a 0,89 cm, dado pela diferença entre o raio externo ($R_o = 5,23$ cm) e o raio interno ($R_i = 4,34$ cm). O fluido de trabalho possuía as mesmas propriedades da solução utilizada por WERELEY e LUEPTOW (1998) em seu estudo experimental, densidade de 1700 kg/m^3 e viscosidade de $5,27 \text{ cP}$. Inicialmente foram realizadas algumas simulações com malha bidimensional, e na sequência utilizou-se uma malha 3-D construída com as mesmas subdivisões de domínio da malha de HWANG e YANG (2004), com $128 \times 32 \times 256$ (circunferencial x radial x axial). A Figura 3.1 mostra a malha gerada no *software GAMBIT*[®] 2.3.16 do ponto de vista frontal e lateral.

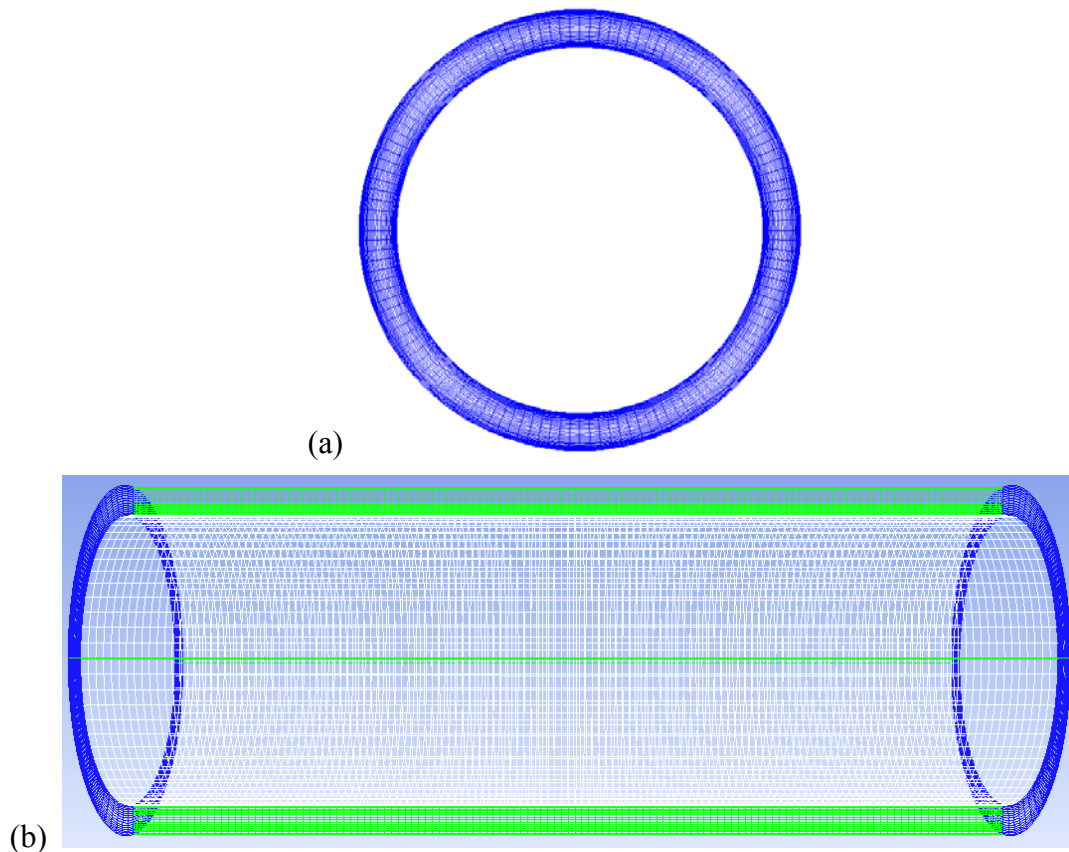


Figura 3.1: Malha tridimensional em diferentes pontos de vista: (a) frontal, (b) lateral.

As simulações foram realizadas em estado estacionário com critério de convergência de $1e^{-4}$. Utilizou-se o algoritmo *SIMPLE* para o acoplamento pressão-velocidade, o esquema *PRESTO!* para discretização da pressão e o esquema *QUICK* para as Equações de quantidade de movimento. Adotou-se também uma condição de periodicidade para o escoamento axial.

3.2. Comparação da Solução Analítica com Simulações Numérica

Para um escoamento anular desenvolvido entre cilindros concêntricos rotativos com velocidade de rotação dos cilindros constante, em regime permanente (e isotérmico), a solução teórica das Equações de Navier-Stokes segundo WHITE (1974), é expressa pela Equação a seguir:

$$v(r) = Ar + B/r, \text{ onde: } A = (w_o R_o^2 - w_i R_i^2)/(R_o^2 - R_i^2) \text{ e } B = (w_o - w_i)R_i^2 R_o^2/(R_o^2 - R_i^2) \quad (3.1)$$

Já a Equação (3.2) apresenta a definição do número de Taylor (Ta) em função dos raios externo (R_o) e interno (R_i):

$$Ta = \frac{w_i R_i (R_o - R_i)}{\nu} \quad (3.2)$$

A Figura 3.2 mostra a comparação da solução teórica com as simulações realizadas no *FLUENT® 12.1* para dois números de Taylor (Ta) 51 e 103, sendo este último o número de Taylor crítico (Ta_{cr}). As dimensões adotadas para o raio do cilindro interno ($R_i = 0,0434$ m) e externo ($R_o = 0,0523$ m) foram as do trabalho de WERELEY e LUEPTOW (1998). O cilindro externo está fixo, enquanto que o interno gira com velocidade angular de $w_i = 0,4093$ rad/s para $Ta = 51$, e $w_i = 0,8267$ rad/s para $Ta_{cr} = 103$. Na solução teórica, os valores obtidos para as constantes A e B foram: $A = -0,9051$ e $B = 0,0025$ para $Ta = 51$; e $A = -1,8282$ e $B = 0,005$ para o Taylor crítico ($Ta_{cr} = 103$). Pela Figura 3.2 constatou-se uma boa aproximação entre os resultados simulados via CFD em relação à solução analítica das Equações de *Navier-Stokes*.

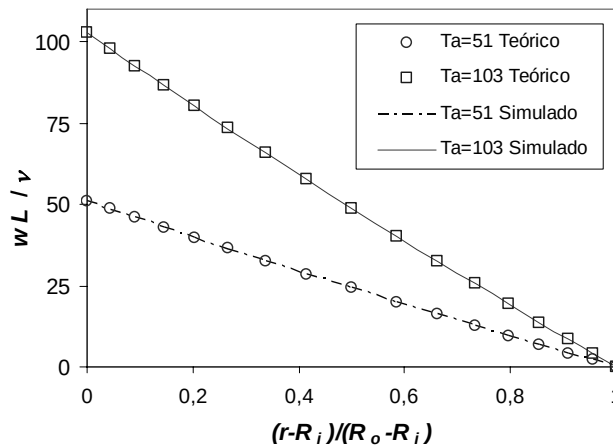


Figura 3.2: Distribuição de velocidade tangencial teórica e simulada de um escoamento rotacional numa seção anular concêntrica. ($Ta = 51$ e $Ta_{cr} = 103$).

3.3. Comparação das Simulações CFD com os Resultados da Literatura

A Figura 3.3 apresenta os resultados de vetores de velocidade radial e axial e de contornos de velocidade azimuthal num plano para um escoamento do tipo vórtice de Taylor, logo após a transição ($Ta_{cr} = 103$) e no Vórtice Laminar (LV) estabelecido ($Ta = 124$) extraídos dos trabalhos de WERELEY e LUEPTOW (1998) e de HWANG e YANG (2004). O cilindro interno que gira é a linha inferior e o cilindro externo fixo é a linha superior.

Já na Figura 3.4 têm-se os resultados obtidos por simulação numérica pela técnica de CFD, apresentando uma boa concordância com os resultados experimentais e simulados dos trabalhos da literatura.

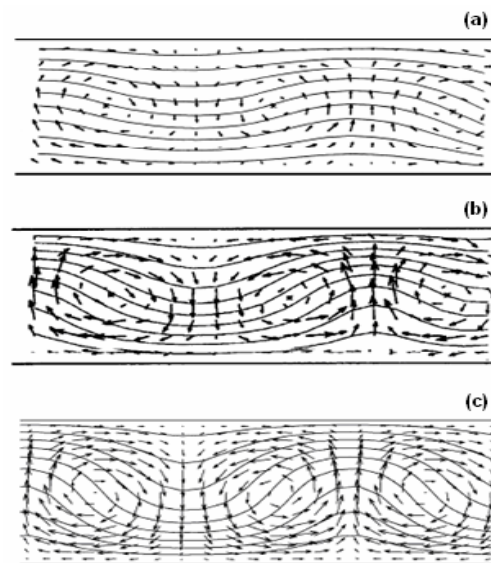


Figura 3.3: Vetores de velocidade radial e axial e contornos de velocidade azimuthal num plano para escoamento tipo vórtice de Taylor. (a) Logo após a transição para vórtice de Taylor para $Ta_{Cr} = 103$, (b) vórtice Laminar (LV) para $Ta = 124$, dados experimentais de WERELEY e LUEPTOW (1998); (c) simulado por HWANG e YANG (2004) para $Ta=123$.

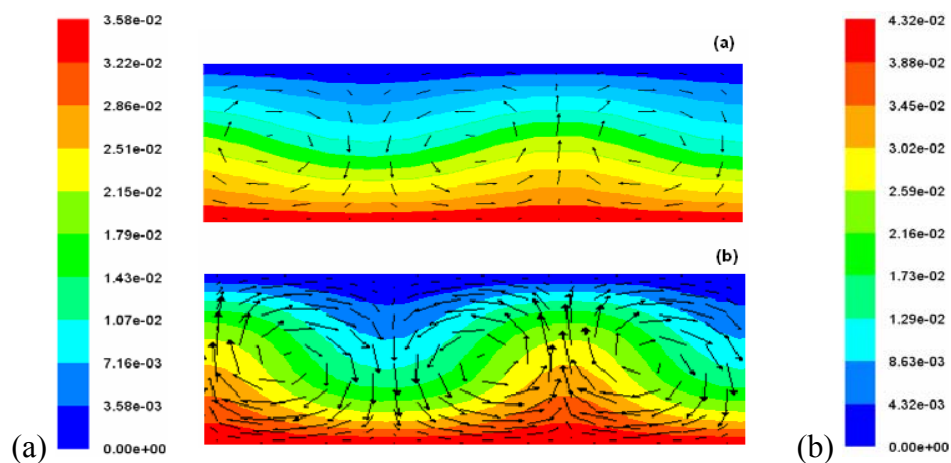


Figura 3.4: Resultados simulados (CFD) de vetores de velocidade radial e axial e contornos de velocidade tangencial num plano para escoamento de vórtice de Taylor. (a) Após a transição para vórtice de Taylor, para $Ta_{cr} = 103$, (b) $Ta = 124$. (Vórtice Laminar, LV).

Verificou-se nas Figuras 3.5 e 3.6 uma boa aproximação entre os resultados simulados neste trabalho e os dados experimentais de WERELEY e LUEPTOW (1998), para distribuição de velocidade axial ao longo de uma linha radial que passa pelo centro de um vórtice de Taylor. Nota-se também que para número de Taylor crítico ($Ta_{cr} = 103$) a amplitude máxima da curva de velocidade axial normalizada pela velocidade superficial do cilindro interno é quase a metade do valor obtido para o escoamento do tipo vórtice laminar ($Ta = 124$).

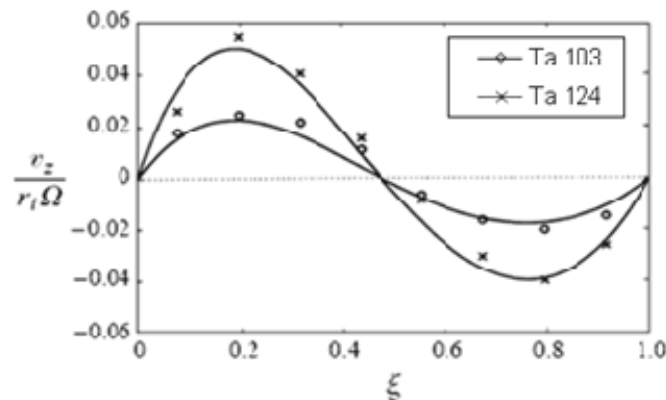


Figura 3.5: Velocidade axial normalizada pela velocidade superficial do cilindro interno ao longo de uma linha radial que passa através do centro de um vórtice, $\xi = (r - Ri) / d$. $\circ$ $Ta = 103$, $\times$ $Ta = 124$, retirado do trabalho experimental de WERELEY e LUEPTOW (1998).

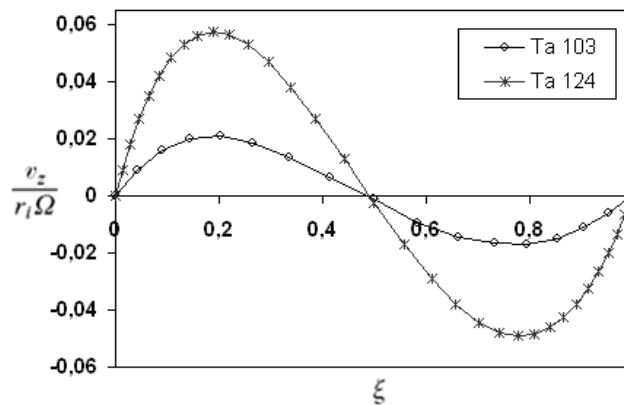


Figura 3.6: Resultados simulados (CFD) de velocidade axial normalizada pela velocidade superficial do cilindro interno ao longo da linha radial que passa pelo centro de um vórtice, $\xi = (r - Ri) / d$.

A Figura 3.7 mostra os resultados de vetores de velocidade radial e axial e de contornos de velocidade azimutal num plano para um escoamento de Taylor com fluxo axial imposto ($Ta = 123$ e $Re = 4,9$) simulado numericamente por HWANG e YANG (2004). Já a Figura 3.8 apresenta os vetores de velocidade radial e axial e de contorno de magnitude da velocidade tangencial simulados pela técnica de CFD para vórtice de Taylor com escoamento axial imposto ($Ta = 124$ e $Re = 4,9$), apresentando uma boa aproximação dos resultados obtidos por HWANG e YANG (2004).

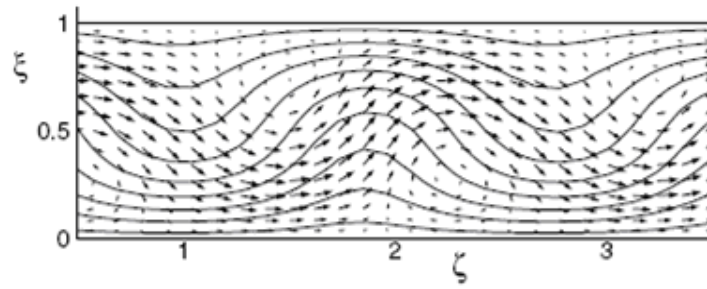


Figura 3.7: Resultados de vetores de velocidades e contorno magnitude de velocidade azimutal simulados por HWANG e YANG (2004) num plano r - z para $Ta = 123$ e $Re = 4,9$; incluindo o perfil de velocidade axial. $\xi = (r - Ri)/d$ e $\zeta = z/d$.

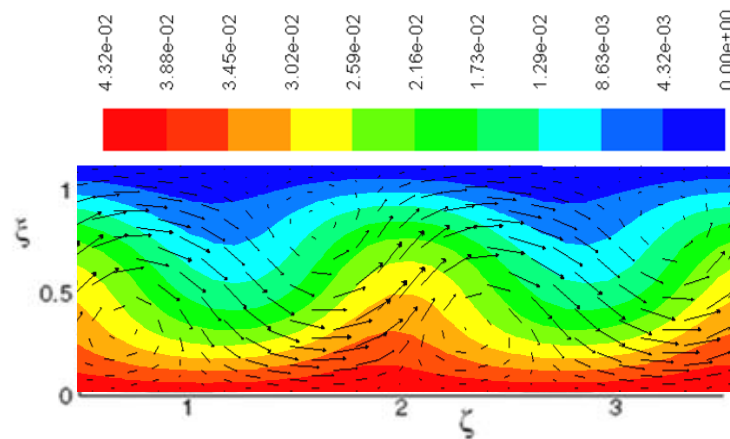


Figura 3.8: Resultados simulados (CFD) de vetores de velocidades (m/s) e contorno de velocidade tangencial no plano r - z ($Ta = 124$ e $Re = 4,9$); com velocidade axial. $\xi = (r - Ri)/d$ e $\zeta = z/d$.

3.4. Simulação de Vórtice Laminar (LV) e de Vórtice Ondulado (WV)

A Figura 3.9 mostra os resultados simulados de vetores de velocidade radial e axial sobrepostos aos contornos de magnitude de velocidade axial, radial e tangencial, respectivamente: (a, b, c) para Vórtice Laminar (LV) a $Ta = 124$ e $Re = 4,9$; (d, e, f) para Vórtice Ondulado (WV) a $Ta = 124$ e $Re = 4,9$ (com fluxo axial imposto). Pode-se observar no escoamento de vórtice laminar (LV) a formação de toróides contra-rotativos no campo de vetores de velocidade e nos contornos de magnitude, por exemplo, de velocidade axial (a) onde alguns vetores num dado sentido axial passam por regiões de velocidade axial positiva e os que estão no sentido oposto passam por regiões de velocidade axial negativa; e também no contorno de velocidade radial (b) onde o encontro de toróides com vetores que levam fluido em direção a parede externa estão sobrepostos à regiões de velocidade radial positiva, enquanto que os vetores direcionados contra a parede do cilindro interno estão numa região de velocidade radial negativa.

Além disto, pode-se verificar que o aumento da rotação do cilindro interno juntamente com a adição de um escoamento axial ($Ta = 139$ e $Re = 4,9$) promove a formação de ondulações nos campos de vetores de velocidade que se refletem também no contorno de magnitude de velocidade axial (d) onde o escoamento ondulado preferencial do campo de vetores passa pelas regiões de máxima velocidade axial, enquanto que, as pequenas recirculações no sentido contrário passam por regiões de velocidade axial negativas. Este comportamento dos vórtices ondulados (WV) também pode ser observado no contorno de velocidade radial (e) onde os vetores que sobem em direção ao cume da onda passam por uma região de velocidade radial positiva, enquanto que os vetores que descem em direção ao vale passam na região de velocidade radial negativa.

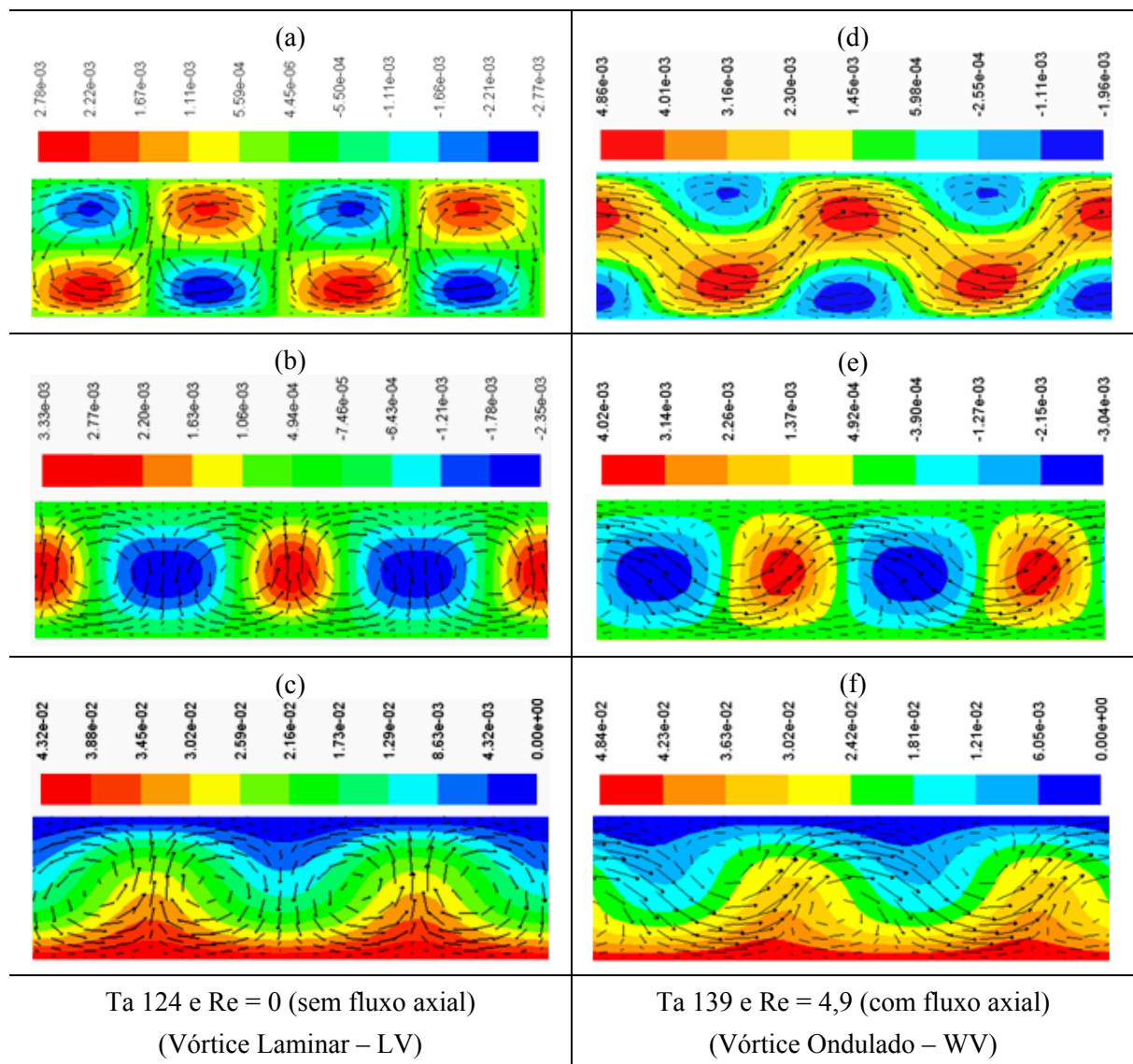


Figura 3.9: Simulações de vetores de velocidade e contornos de velocidade axial, radial e tangencial, respectivamente: (a, b, c) para escoamento tipo Vórtice Laminar (LV) com $Ta = 124$ e $Re = 0$; (d, e, f) para escoamento do tipo Vórtice Ondulado (WV) com $Ta = 139$ e $Re = 4,9$ (com fluxo axial imposto).

CAPÍTULO IV

SIMULAÇÃO DE FLUXOS TURBULENTOS COM FLUIDOS NEWTONIANOS

4.1. Metodologia Adotada na Simulação de Escoamentos Newtonianos

As dimensões da unidade virtual (malha 3-D) utilizada nas simulações de escoamentos turbulentos com fluidos Newtonianos foram extraídas dos trabalhos experimentais de NOURI *et. al.* (1993) e NOURI & WHITELOW (1994, 1997), para os arranjos anular concêntrico e excêntrico ($E = 0,5$), respectivamente. A excentricidade (E) é definida pela Equação 4.1:

$$E = L / (R_o - R_i) \quad (4.1)$$

Onde, L é a distância entre os centros dos tubos interno e externo, e R_o e R_i os raios externo e interno, respectivamente.

A seção anular possuía diâmetro externo (D_E) de 40,3 mm e diâmetro interno (D_I) de 20,1 mm, com uma razão de raios (η) de 0,5 e um diâmetro hidráulico (D_H) de 20,2 mm. Utilizou-se um fluido Newtoniano que consistia da mistura de 31,8 % de “*tetraline*” em “*tupertine*” à 25 °C com densidade de 896 kg/m³ e viscosidade cinemática de $1,6 \times 10^{-4}$ m²/s. O escoamento axial apresentava velocidade *bulk* (U_b) igual a 2,14 m/s, conferindo um número de Reynolds de 26.600. A velocidade tangencial na superfície do cilindro interno foi de 0,315 m/s, conferindo uma rotação de 300 rpm no sentido anti-horário. Para facilitar os cálculos computacionais, adotou-se uma seção periódica com comprimento da ordem de 10 vezes o diâmetro hidráulico ($10 \times D_H$). As Figuras 4.1 e 4.2 mostram as malhas concêntrica e excêntrica ($E = 0,5$), contendo 49152 células, com $64 \times 16 \times 48$ subdivisões nas direções circunferencial, radial e axial, respectivamente.

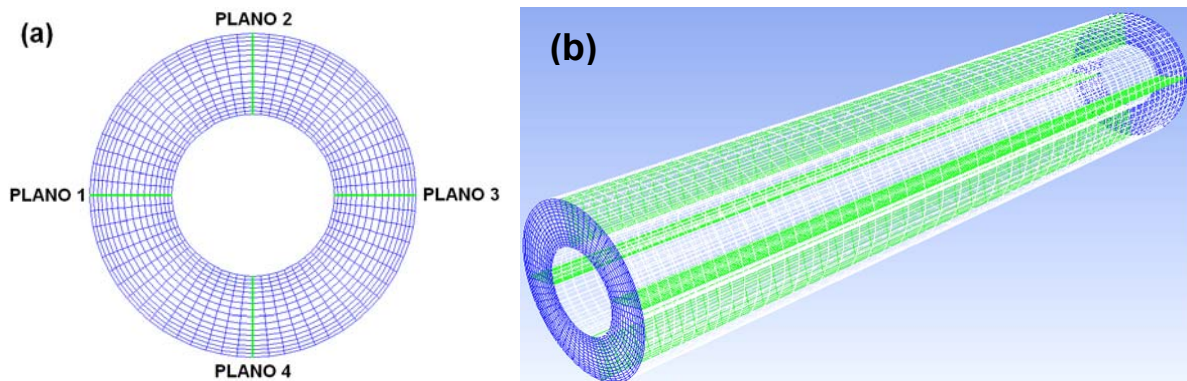


Figura 4.1: Malha 3-D concêntrica em diferentes pontos de vista: (a) frontal e (b) inclinado.

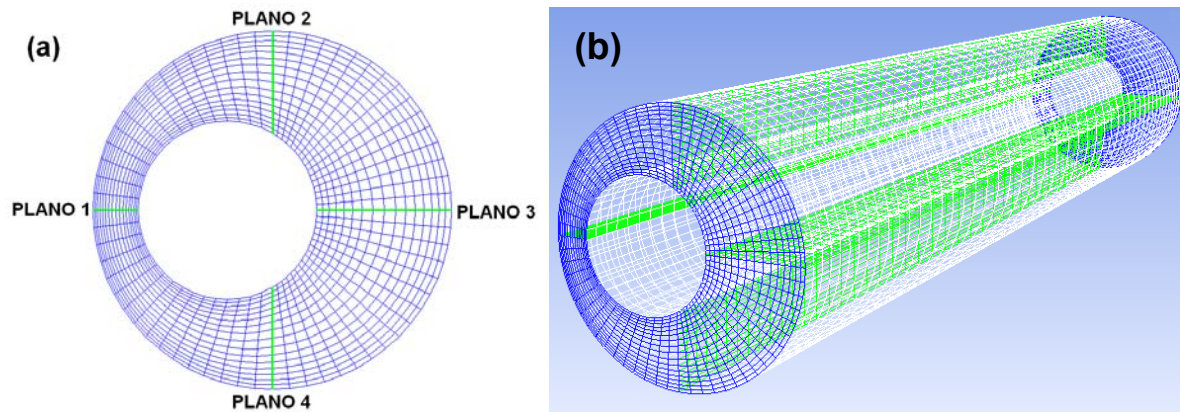


Figura 4.2: Malha 3-D excêntrica ($E = 0,5$) nos pontos de vista: (a) frontal e (b) inclinado.

As simulações foram conduzidas no *software FLUENT*® 12.1 durante 2 s com critérios de convergência de resíduos de $1e^{-4}$. Foram utilizados os algoritmos *SIMPLE* para o acoplamento pressão-velocidade, *STANDARD* para a discretização da pressão, e os esquemas *UPWIND* de 1º Ordem para a discretização das Equações de *momentum* e para as Equações dos modelos de turbulência. Adotou-se uma condição de periodicidade para o escoamento na direção axial com fluxo mássico de 1,837 kg/s para atingir o número de Reynolds de 26.600. Os modelos de turbulência que seguem a abordagem *RANS* (“*Reynolds Average Navier-Stokes*”) usados nas simulações apresentadas na sequência foram: *k-ε Standard*, *k-ε RNG*, *k-ω Standard*, *k-ω SST* e o Modelo de Tensores de Reynolds *Standard* (RSM Stnd). Para maiores detalhes e equacionamento destes modelos de turbulência veja o Apêndice A.

4.2. Perfis Simulados com Modelos de Turbulência (RANS)

4.2.1. Simulações no Arranjo Anular Concêntrico

As Figuras 4.3(a-b) mostram resultados simulados de distribuição radial de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b) no arranjo concêntrico, comparando os modelos de turbulência com os dados experimentais de NOURI *et. al.* (1993) sem efeito da rotação e com os dados de NOURI e WHITELAW (1994) com o efeito da rotação do cilindro interno (300 rpm). Nos perfis a seguir, “*r1*” é a distância radial (em metros) em relação ao tubo interno, enquanto que, “*S*” é o espaço anular (em metros) entre os tubos interno e externo.

Verificou-se através das Figura 4.3 (a-b) uma boa concordância nos perfis simulados de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b) comparados com os dados experimentais da literatura, especialmente com a rotação do cilindro interno (300 rpm).

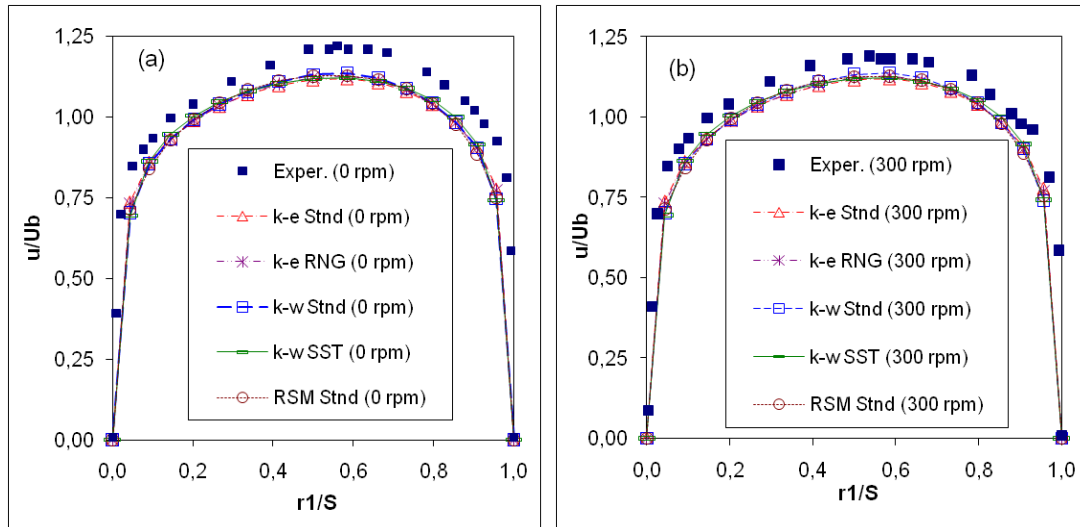


Figura 4.3: Distribuição de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b) no anular concêntrico, comparando modelos de turbulência com dados experimentais: (a) NOURI *et. al.* (1993) sem rotação; (b) NOURI e WHITELAW (1994) com rotação do cilindro interno (300 rpm).

Já as Figuras 4.4 (a-b) mostram perfis simulados de distribuição radial de velocidade tangencial normalizados pela velocidade *bulk* (U_b) e pela velocidade superficial do cilindro interno (V_t), no arranjo concêntrico, comparando os modelos de turbulência com os dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1994)

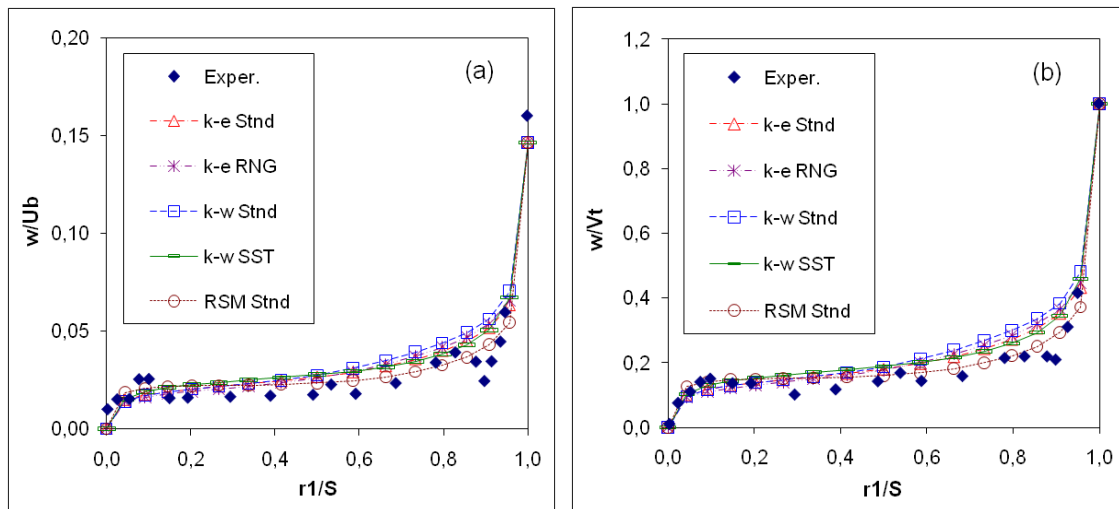


Figura 4.4: Distribuição radial de velocidade tangencial no arranjo concêntrico, comparando modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1994): (a) normalizados pela velocidade *bulk* (U_b); (b) normalizados pela velocidade superficial do cilindro interno (V_t).

Observou-se nas Figuras 4.4 (a-b) uma boa aproximação entre as simulações com os modelos de turbulência e os dados experimentais da literatura nos perfis de distribuição radial de velocidade tangencial normalizados por velocidade *bulk* (U_b) e por velocidade superficial do tubo interno (V_t), sendo que o modelo de tensores de Reynolds (RSM Stnd) apresentou resultados de velocidade tangencial ligeiramente mais próximos dos dados experimentais.

4.2.2. Simulações no Arranjo Anular Excêntrico ($E = 0,5$)

Perfis Simulados de Velocidades Axial Sem Rotação do Cilindro Interno (0 rpm):

As Figuras 4.5(a-d) mostram perfis simulados de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b), em cada plano do arranjo excêntrico, comparados com os dados experimentais de NOURI *et. al.* (1993) sem efeito da rotação do cilindro interno para um número de Reynolds de 26.600. Verificou-se uma boa aproximação entre os resultados simulados com modelos de turbulência e os dados experimentais da literatura nos perfis de velocidade axial normalizados sem rotação do cilindro interno (0 rpm), exceto na região anular mais estreita (plano 1) onde os resultados simulados ficaram subestimados. Vale ressaltar, porém, que os dados experimentais da literatura (no plano 1) estão com valores superestimados, considerando que há um estreitamento do espaço anular nesta região, o que pode indicar a ocorrência de um erro experimental. Observou-se uma canalização do escoamento axial (maiores valores de velocidade) na região de maior espaço anular (plano 3).

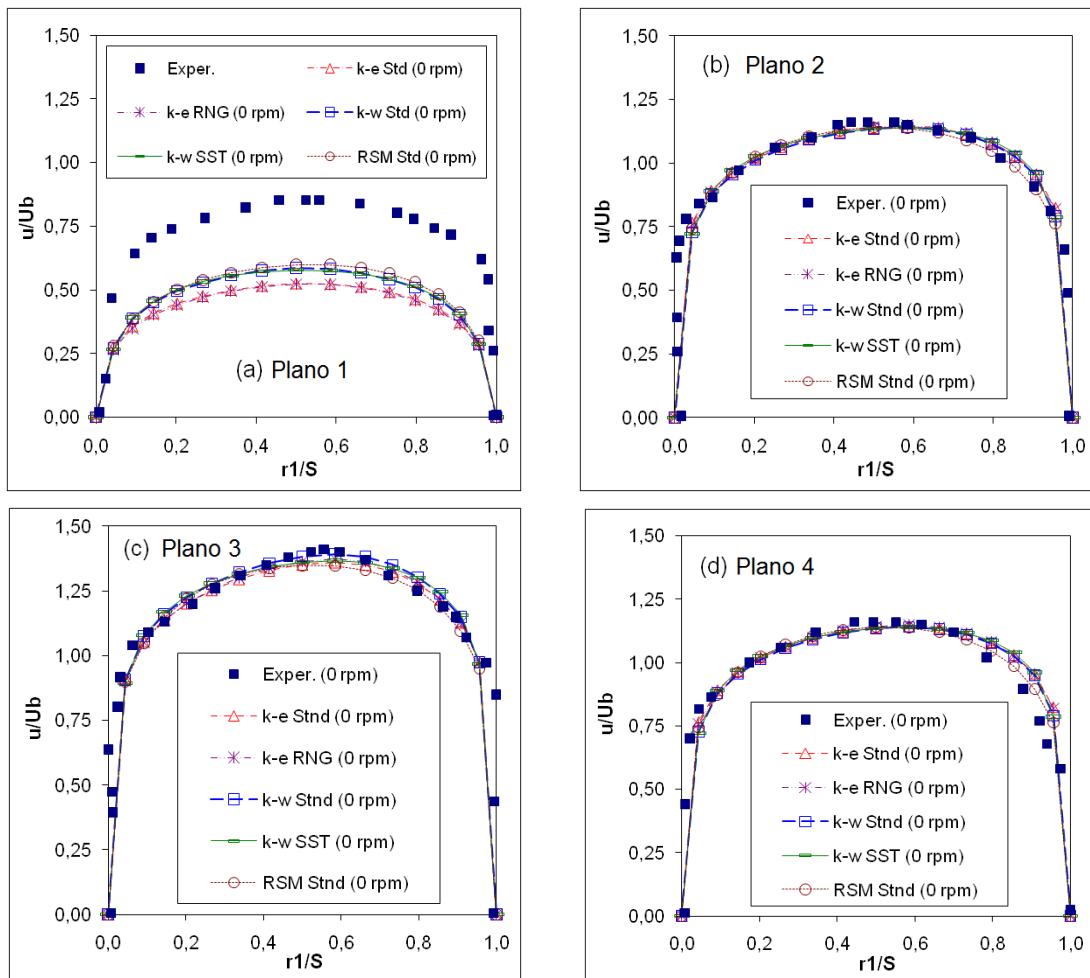


Figura 4.5: Distribuição radial de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b), comparando modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI *et. al.* (1993) sem rotação do cilindro interno nos planos do arranjo excêntrico: (a) plano 1, (b) plano 2, (c) plano 3 e (d) plano 4.

Perfis Simulados de Velocidades Axial Com Rotação do Cilindro Interno (300 rpm):

As Figuras 4.6(a-d) apresentam resultados simulados de distribuição radial de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b) nos planos do arranjo excêntrico, comparando modelos de turbulência com os dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1997) com rotação do cilindro interno (300 rpm) para um número de Reynolds de 26.600. Observou-se nas Figuras 4.6(a-d) uma boa aproximação entre os resultados simulados e os dados experimentais, inclusive no anular mais estreito (plano 1). Verificou-se também que o modelo que se aproxima um pouco mais dos dados experimentais para quase todos os planos (planos 1, 2 e 4) é o modelo RSM Std, exceto na região de maior espaço anular (plano 3) onde os modelos $k-\omega$ Std e $k-\omega$ SST apresentaram melhor concordância. Uma possível explicação é que o modelo RSM Std prevê valores mais elevados na região mais estreita, fazendo com que seus valores na região de maior abertura sejam inferiores aos demais modelos. Além disto, nota-se que devido à rotação os perfis dos planos 2 e 4 são distintos.

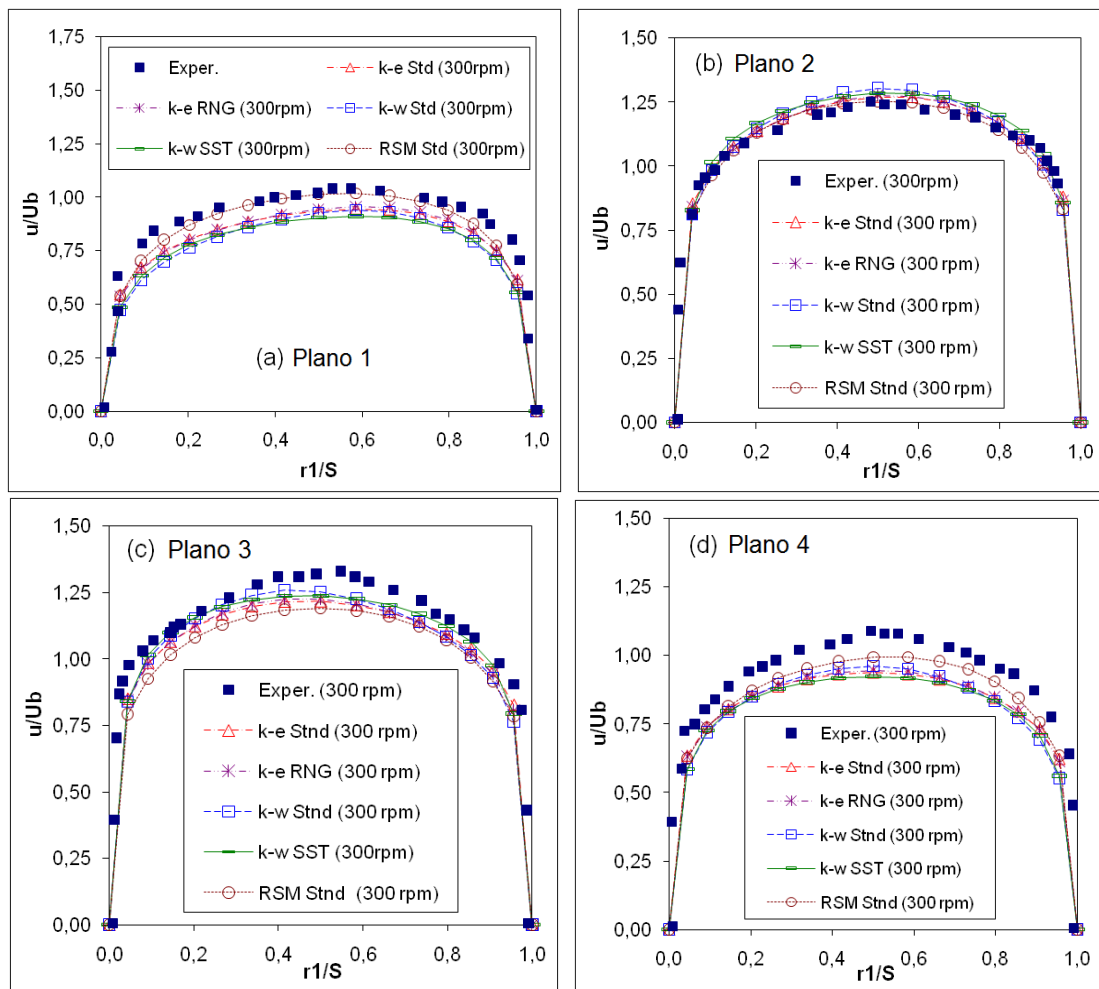


Figura 4.6: Distribuição radial de velocidade axial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b), comparando modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1997) com rotação do tubo interno (300 rpm) no arranjo excêntrico: (a) plano 1, (b) plano 2, (c) plano 3 e (d) plano 4.

Perfis Simulados de Velocidades Tangencial (300 rpm):

As Figuras 4.7(a-c) mostram resultados simulados de distribuição radial de velocidade tangencial normalizada pela velocidade *bulk* (U_b) nos planos do arranjo excêntrico, comparando os modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1997) com rotação do tubo interno (300 rpm) e número de Reynolds de 26.600. Verificou-se uma boa aproximação entre os resultados simulados e os dados experimentais da literatura, exceto no espaço anular mais estreito (plano 1), onde as simulações ficaram subestimadas. É importante destacar que, os dados experimentais da literatura (no plano 1) estão superestimados, uma vez que o estreitamento do anular pode dificultar a medição dos pontos de velocidade nesta região, podendo ocasionar erros experimentais. De um modo geral o modelo $k-\omega$ padrão é o modelo que melhor se ajusta aos dados experimentais, com exceção da região mais afastada do tubo interno no plano 1, onde o melhor modelo é o RSM Stnd.

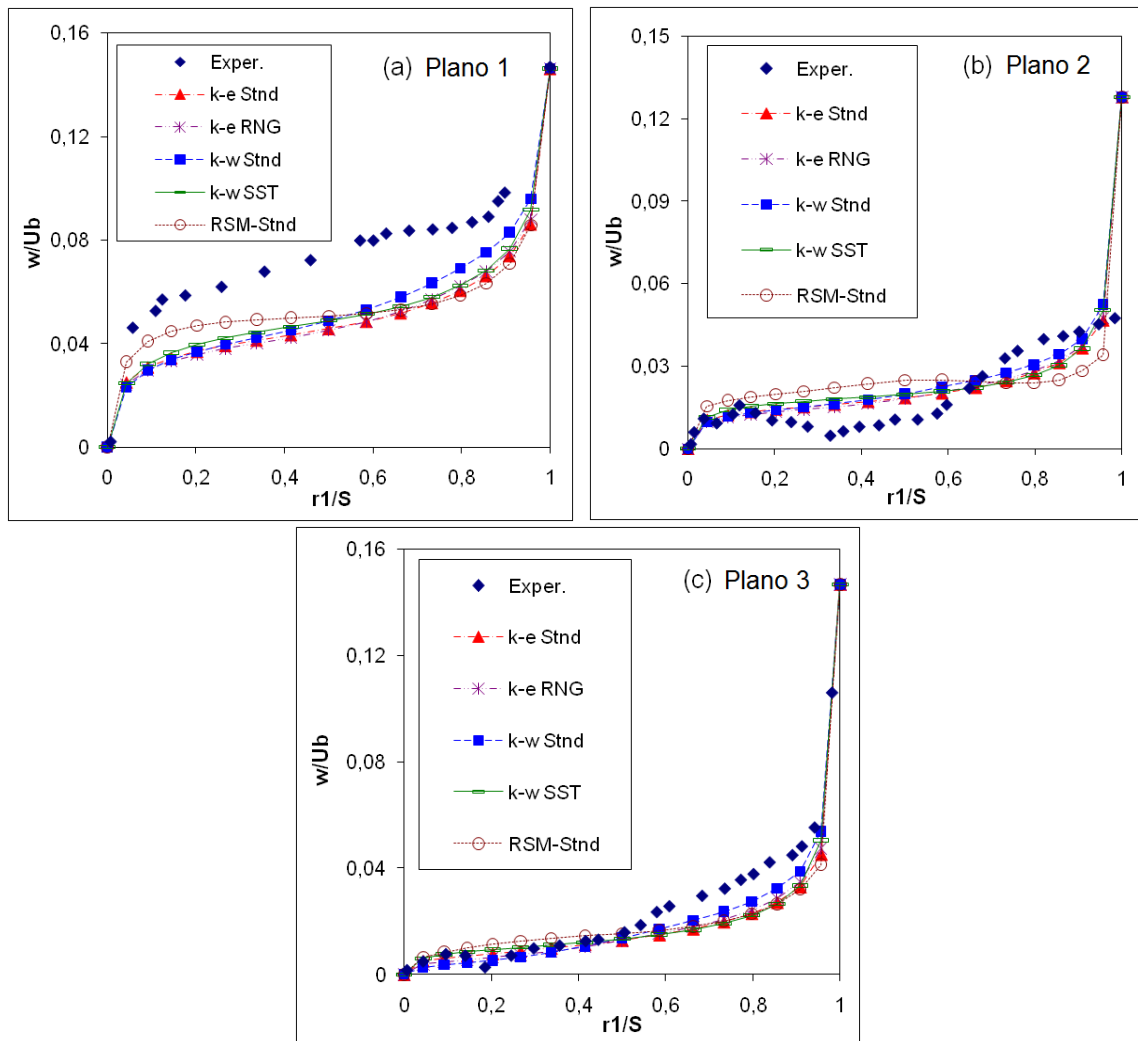


Figura 4.7: Distribuição de velocidade tangencial simulada normalizada pela velocidade *bulk* (U_b), comparando os modelos de turbulência com dados experimentais de NOURI e WHITELAW (1997) nos planos do arranjo excêntrico: (a) plano 1, (b) plano 2 e (c) plano 3.

4.3. Contornos Simulados de Velocidade Axial e Tangencial

Na Figura 4.8 têm-se os contornos simulados de velocidade axial no anular concêntrico sem rotação do cilindro interno (0 rpm) para cada modelo de turbulência: (a) *k- ϵ Standard*; (b) *k- ϵ RNG*; (c) *k- ω Standard*; (d) *k- ω SST*; (e) *RSM Standard*. Verificou-se um comportamento similar entre os modelos de turbulência.

Já na Figura 4.9, apresentam-se os contornos simulados de velocidade tangencial no espaço anular concêntrico para cada modelo de turbulência. Verificou-se que o modelo *RSM Standard* apresenta uma redução um pouco mais súbita dos valores de velocidade tangencial quando se afasta do cilindro interno, o que faz com que esse modelo apresenta uma melhor concordância com os dados experimentais da literatura.

Posteriormente, nas Figuras 4.10 e 4.11, têm-se os contornos simulados de velocidade axial no anular excêntrico ($E = 0,5$) sem e com rotação do tubo interno (300 rpm) para cada modelo de turbulência: (a) *k- ϵ Standard*; (b) *k- ϵ RNG*; (c) *k- ω Standard*; (d) *k- ω SST*; (e) *RSM Standard*. Verificou-se nas Figuras 4.11, um deslocamento do escoamento axial preferencial para as regiões que correspondem aos planos 1 e 2, devido a rotação do cilindro interno no sentido anti-horário. Além disto, comparando os contornos de velocidade axial das Figuras 4.10 e 4.11, pôde-se observar que com a rotação do eixo interno a velocidade axial ficou mais uniforme ao longo da seção anular, inclusive no plano 1 (mais estreito), onde anteriormente havia uma região de estagnação de fluxo para o caso sem o efeito da rotação.

Finalmente, na Figura 4.12, são apresentados os contornos simulados de velocidade tangencial no espaço anular excêntrico para cada modelo de turbulência. Verificou-se um comportamento similar entre os modelos com duas equações de transporte, enquanto que, com o modelo *RSM Standard* surgem algumas oscilações nos contornos de velocidade tangencial.

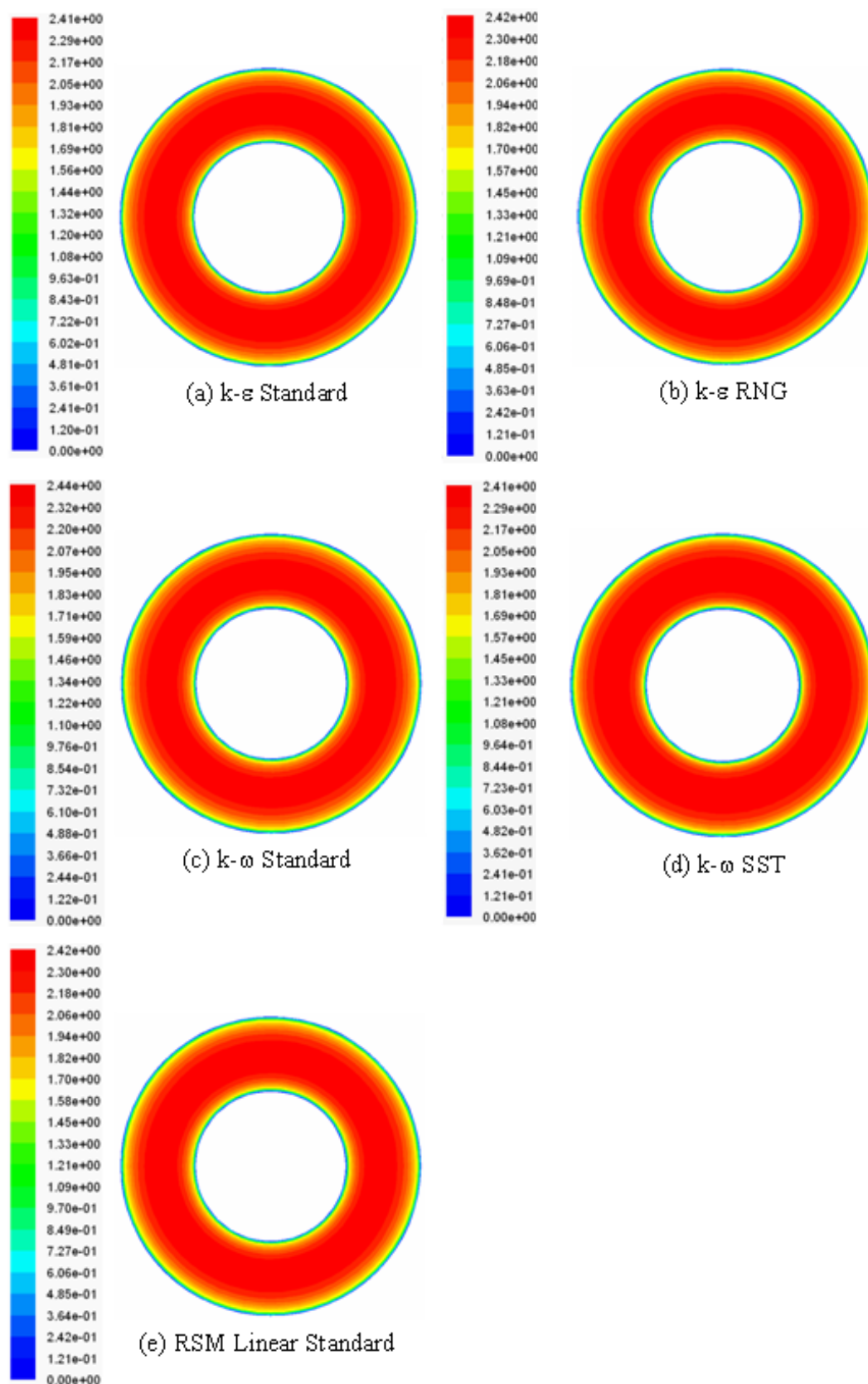


Figura 4.8: Contornos de velocidade axial ($Re = 26.600$) sem rotação no anular concêntrico com modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ *Std*; (b) $k-\varepsilon$ RNG; (c) $k-\omega$ *Std*; (d) $k-\omega$ SST; (e) RSM *Std*.

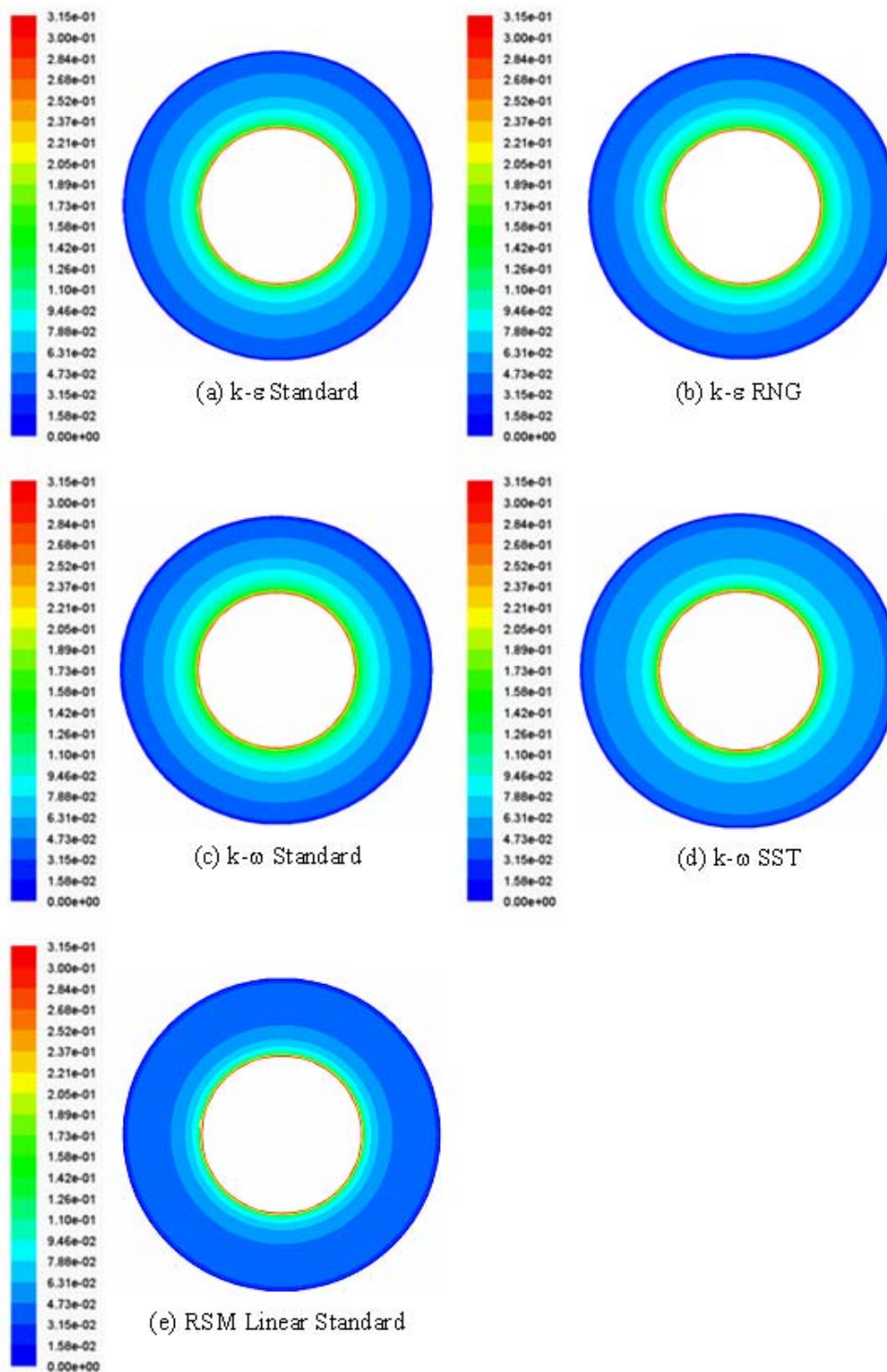


Figura 4.9: Contornos de velocidade tangencial ($Re=26.600$, $w=300rpm$) no arranjo concêntrico com modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ *Std*; (b) $k-\varepsilon$ RNG; (c) $k-\omega$ *Std*; (d) $k-\omega$ SST; (e) RSM *Std*.

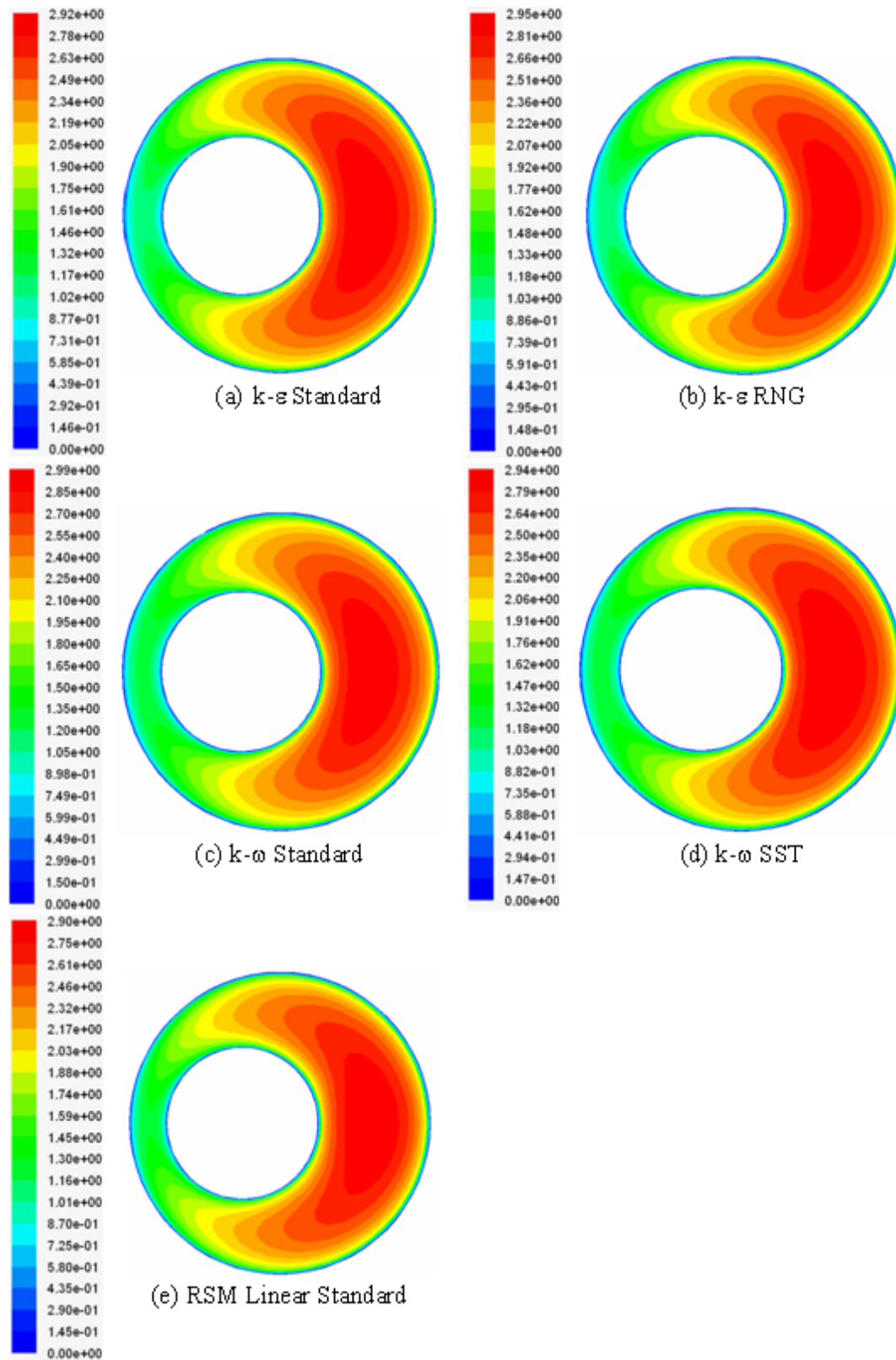


Figura 4.10: Contornos de velocidade axial ($Re = 26.600$) sem rotação, no anular excêntrico ($E = 0,5$) com modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ *Std*; (b) $k-\varepsilon$ RNG; (c) $k-\omega$ *Std*; (d) $k-\omega$ SST; (e) RSM *Std*.

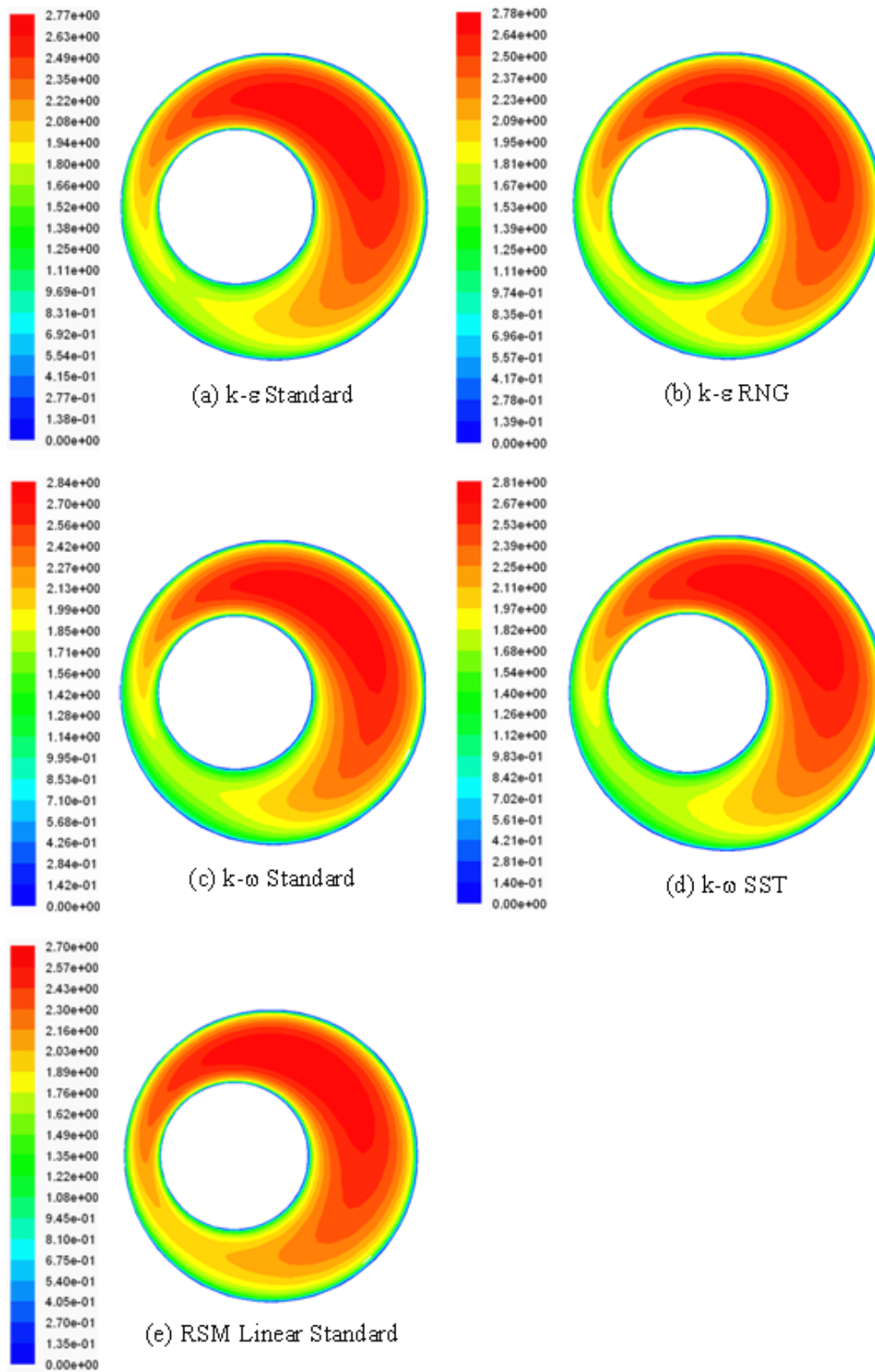


Figura 4.11: Contornos de velocidade axial ($Re = 26.600$; $w = 300$ rpm) no anular excêntrico ($E = 0,5$) com os modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ *Std*; (b) $k-\varepsilon$ RNG; (c) $k-\omega$ *Std*; (d) $k-\omega$ SST; (e) RSM *Std*.

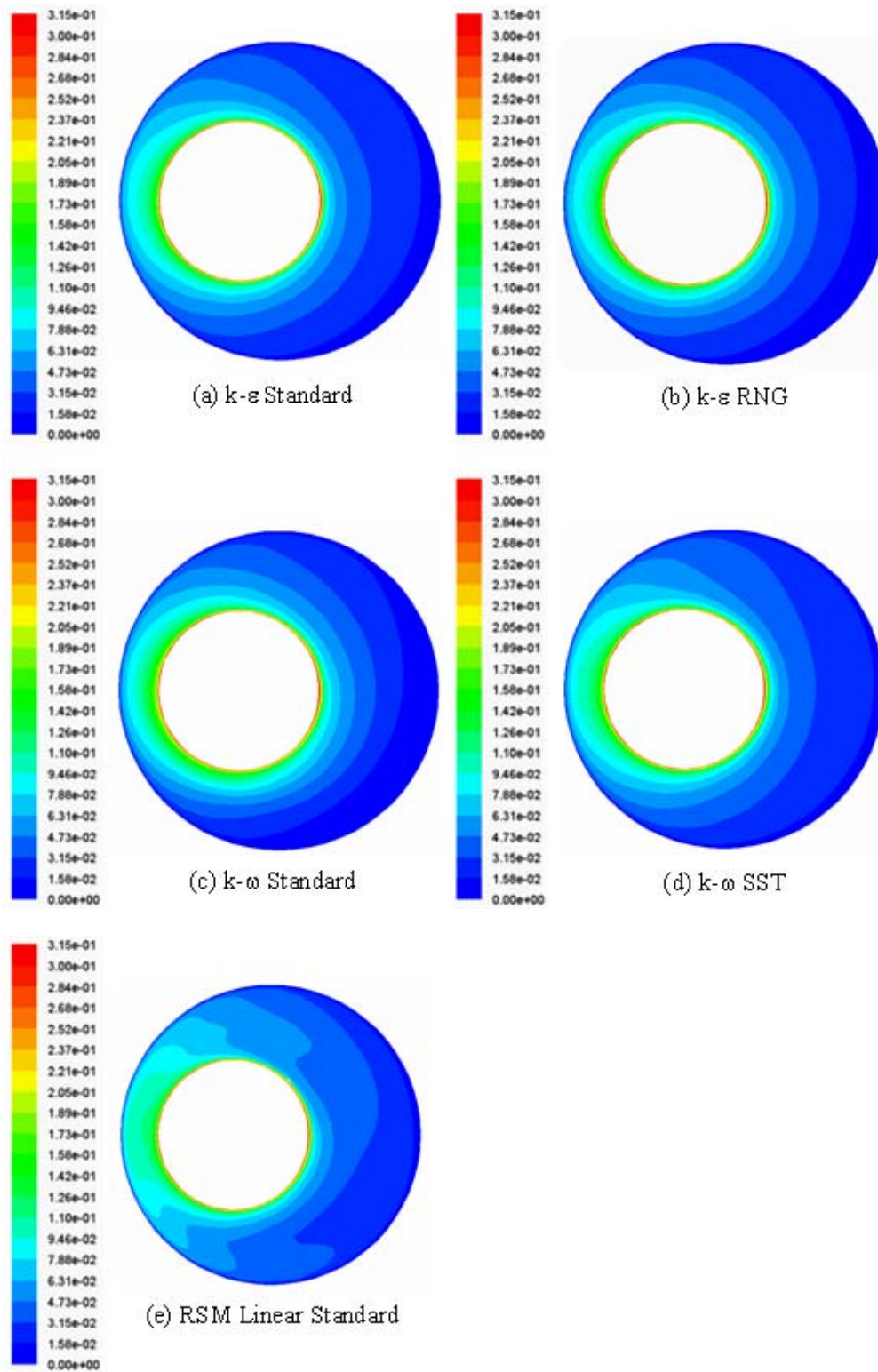


Figura 4.12: Contornos de velocidade tangencial ($Re=26.600$, $w=300rpm$), anular excêntrico ($E = 0,5$) com modelos de turbulência: (a) $k-\varepsilon$ *Std*; (b) $k-\varepsilon$ *RNG*; (c) $k-\omega$ *Std*; (d) $k-\omega$ *SST*; (e) *RSM Std*.

CAPÍTULO V

ESCOAMENTOS COM FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

A metodologia usada nos ensaios experimentais para obter dados de queda de pressão, assim como, nas simulações numéricas (CFD) para obtenção dos dados de queda de pressão e dos perfis simulados de velocidade axial e tangencial são apresentadas na sequência.

5.1. Metodologia Adotada nos Experimentos

A Figura 5.1 mostra a unidade piloto, em escala de laboratório, montada na Unidade Avançada de Pesquisa da Faculdade de Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia. A região anular é formada por dois corpos cilíndricos: um externo construído em acrílico cristal extrusado (67 mm de diâmetro) e outro interno montado a partir de um tubo de aço inox (32 mm de diâmetro); ambos com 1,5 m de comprimento. A razão entre diâmetros é de 0,48 que é um valor próximo a 0,50, usualmente encontrado na literatura.



Figura 5.1: Unidade piloto utilizada para a realização dos ensaios experimentais.

Para movimentar o fluido utilizou-se de uma bomba helicoidal de deslocamento positivo NETZSCH (Modelo: NEMO[®] NM045SY01L07V), com motor elétrico WEG de 7,5 cv. A vazão de escoamento foi ajustada pela combinação das válvulas de alimentação e de *bypass*, e quantificada através de um medidor magnético de vazão da marca CONAUT modelo 1FC03 (detalhes na Figura 5.2). Desta forma, pôde-se obter uma faixa operacional para a vazão de alimentação de fluido de 2 a 7 m³/h.

Para a rotação do tubo interno, um motor elétrico WEG de quatro pólos com 1,0 cv de potência foi utilizado. A rotação, adotada neste trabalho no sentido anti-horário (observando na posição do motor), era controlada por um inversor de frequência WEG modelo CFW08, como mostra a Figura 5.2.



Figura 5.2: Válvulas para ajuste da vazão, medidor magnético, motor e o distribuidor de fluxo.

A alimentação da região anular de entrada entre os tubos era feita numa disposição axial, através de uma flange que sustentava o arranjo entre os tubos interno e externo e que permitia ao mesmo tempo a divisão do fluxo principal em dez posições ao redor da seção anular. Para implementação deste dispositivo, utilizou-se de um distribuidor de fluxo de aço inox com distribuidores em mangueiras de silicone de parede grossa (Figura 5.2). De forma análoga à alimentação, o sistema de descarga de fluido segue este mesmo princípio. Uma outra consideração a respeito do tubo externo está relacionada às suas extremidades; às quais foram soldados quimicamente dois flanges de acrílico. Cada par de flanges, uma vez fixado ao tubo de acrílico, permite posicionar o eixo interno de modo a fornecer os arranjos concêntrico e excêntrico (excentricidade fixa, $E = 0,75$), como mostra a Figura 5.3.



Figura 5.3: Detalhe dos flanges para posicionamento do eixo interno no arranjo excêntrico ($E = 0,75$).

Os pontos para medição de pressão foram distribuídos ao longo do comprimento do tubo externo de acrílico. Os bocais para leitura de pressão foram distribuídos com distâncias regulares de 25 cm entre os terminais, como mostra a Figura 5.4. As medições de queda de pressão foram obtidas a partir de dois pontos situados às distâncias de 0,46 m e de 1,32 m, respectivamente. No arranjo excêntrico, as medições de queda de pressão foram realizadas na seção de maior espaço anular.



Figura 5.4: Seção anular horizontal com bocais utilizados para a leitura dos gradientes de pressão.

Os ensaios experimentais e de simulação numérica foram realizados com intuito de avaliar o efeito da rotação do cilindro interno sobre a queda de pressão no escoamento de fluidos não-Newtonianos em uma seção anular concêntrica e outra excêntrica, com excentricidade fixa ($E = 0,75$). Os líquidos não-Newtonianos adotados foram soluções poliméricas aquosas a base de Goma Xantana (GX) e outra a base de Carboximetilcelulose (CMC) com concentrações de 0,2% em peso. Considerou-se uma vazão de alimentação de fluido de $6,8 \text{ m}^3/\text{h}$ e avaliou-se o efeito da rotação do eixo interno sobre a queda de pressão nos arranjos: concêntrico sem rotação e com rotação do eixo interno de ($W = 300 \text{ rpm}$), e excêntrico ($E = 0,75$) sem rotação e com rotações do eixo interno de ($W = 150$ e 200 rpm).

Propriedades Físicas dos Fluidos

As informações de reologia não-Newtoniana dos fluidos foram determinadas através do modelo de *Power-law*, com os dados das suspensões aquosas de 0,2% de Goma Xantana (GX) e de 0,2% de Carboximetilcelulose (CMC) quantificados através de um viscosímetro da marca Brookfield à uma temperatura de 25°C . Estes fluidos exibem uma relação não linear entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação, conforme a Equação (5.1). Esta abordagem com base em modelos de potência (“*Power-law*”) denomina ‘K’ como o índice de consistência e ‘n’ o índice de comportamento. A Tabela 5.1 mostra os parâmetros obtidos por regressão para ambos os fluidos usando o modelo reológico do tipo “*Power-law*”

$$\tau = K(\dot{\gamma})^n \quad (5.1)$$

Tabela 5.1: Parâmetros reológicos obtidos com o modelo de Power-law

Fluidos não-Newtonianos	Parâmetros do modelo Power-law	
	K [Pa.s ⁿ]	n [–]
Solução de 0,2% de GX	0,6781	0,2705
Solução de 0,2 % de GMC	0,0960	0,7493

5.2. Metodologia Adotada nas Simulações Numéricas

O procedimento para a simulação numérica foi implementado empregando-se códigos comerciais de CFD. Para a construção da malha utilizou-se o *software GAMBIT*® 2.3.16 e os cálculos numéricos foram conduzidos no *software FLUENT*® 12.1.

Equações Governantes

Para um escoamento isotérmico incompressível em regime laminar de um fluido com viscosidade efetiva dependendo apenas do tensor taxa de deformação, a modelagem do escoamento pode ser descrita usando as Equações clássicas da continuidade (Equação 5.2), e os componentes axial, radial e tangencial (Equações 5.3, 5.4 e 5.5) da Equação do movimento apresentadas em coordenadas cilíndricas (BIRD, 2002).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho v_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0 \quad (5.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + \rho g_z \quad (5.3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right] + \rho g_r \quad (5.4)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} + \frac{v_r v_\theta}{r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\theta) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right] + \rho g_\theta \quad (5.5)$$

Considerando-se o modelo reológico “*Power-law*” para fluidos não-Newtonianos a viscosidade dinâmica dá lugar à viscosidade efetiva, que é determinada através de um modelo de representação reológica e de uma Equação para a taxa de deformação característica, como na Equação 5.6 a seguir. Os parâmetros K e n do modelo “*Power-law*” foram inseridos no painel de modelo viscoso do *software FLUENT*® 12.1.

$$\mu_E = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = K (\dot{\gamma})^{n-1} \quad (5.6)$$

Montagem da Malha e Parâmetros das Simulações

Nas malhas adotou-se um refinamento de células próximas às paredes dos tubos interno e externo, bem como, próximos às regiões de entrada e saída de fluido. Realizou-se um teste de independência de malha, com malhas 3-D hexaédricas, com as seguintes subdivisões:

- Malha 1 (92.700 células): 15x60x103 subdivisões (radial, circunferencial e axial);
- Malha 2 (192.000 células): 20x80x120 subdivisões (radial, circunferencial e axial);
- Malha 3 (320.000 células): 20x80x200 subdivisões (radial, circunferencial e axial);

As Figuras 5.5 e 5.6 mostram o refinamento de malha (para a malha 2) ao longo da seção anular e na região de entrada no anular concêntrico e no anular excêntrico ($E = 0,75$).

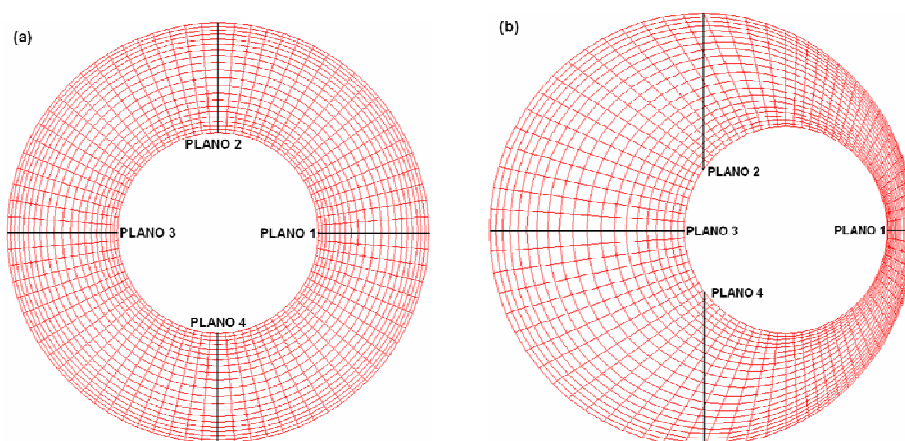


Figura 5.5: Refinamento de malha ao longo da seção anular: a) concêntrica; b) excêntrica ($E = 0,75$)

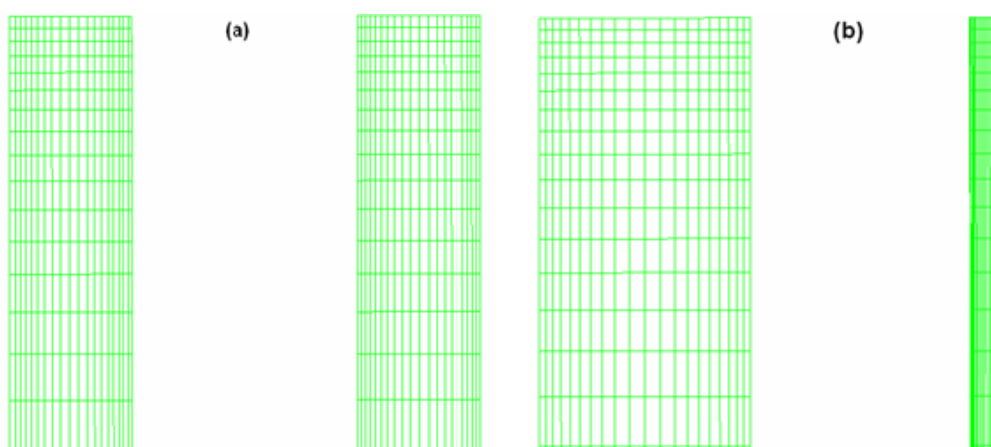


Figura 5.6: Refinamento de malha na região de entrada: a) concêntrica; b) excêntrica ($E = 0,75$)

As simulações foram conduzidas no *software FLUENT® 12.1* em regime estacionário com critérios de convergência de $1e^{-4}$. Utilizou-se o algoritmo *SIMPLEC* para o acoplamento pressão-velocidade, o esquema *PRESTO!* para discretização da pressão. Para a discretização das Equações de *momentum* foram testados dois esquemas: *QUICK* e *UPWIND* de 1º ordem. Como condições de contorno, têm-se uma velocidade axial de 0,69 m/s na entrada da seção (que corresponde à vazão volumétrica de 6,8 m³/h dos ensaios experimentais) e as velocidades de rotação do tubo interno (W) de 300 rpm no anular concêntrico e de 150 e 200 rpm no anular excêntrico ($E = 0,75$).

5.3. Resultados Experimentais e Simulados com Fluidos Não-Newtonianos

5.3.1. Resultados de Queda de Pressão Experimental e Simulada

Nas Figuras 5.7 e 5.8, observou-se uma pequena redução da perda de carga (em Pascal) com a rotação do cilindro interno ($W = 300$ rpm) no anular concêntrico, para as soluções poliméricas estudadas: 0,2% de GX (redução de 4,1%) e 0,2% de CMC (redução de 1,2%), para uma vazão volumétrica de alimentação de fluido de aproximadamente $6,8 \text{ m}^3/\text{h}$. Verificou-se que os valores simulados de queda de pressão para a solução de 0,2% CMC (Figura 5.8) estão mais distantes dos dados experimentais que os valores para 0,2% GX (Figura 5.7), visto que, os desvios em relação à média para solução de 0,2% CMC são mais elevados. Pode-se observar também que o aumento do número de células (malhas 1, 2 e 3) não interferiu no valor simulado da queda de pressão, bem como, o esquema adotado para a discretização das equações de movimento (QUICK e UPWIND de 1ª ordem).

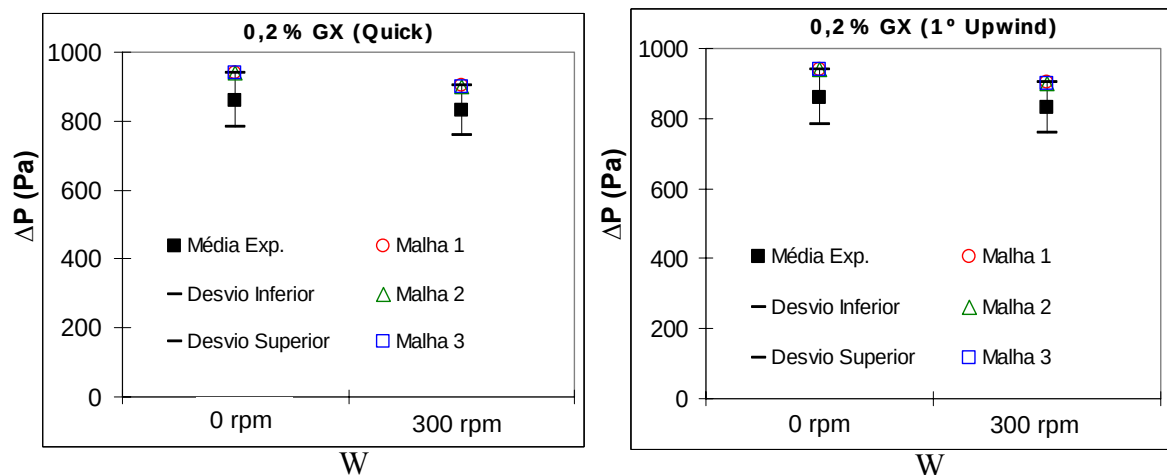


Figura 5.7: Resultados de queda de pressão experimental (média com desvios) e simulados para cada malha (com os esquemas Quick e 1º Upwind) no anular concêntrico para solução 0,2% GX.

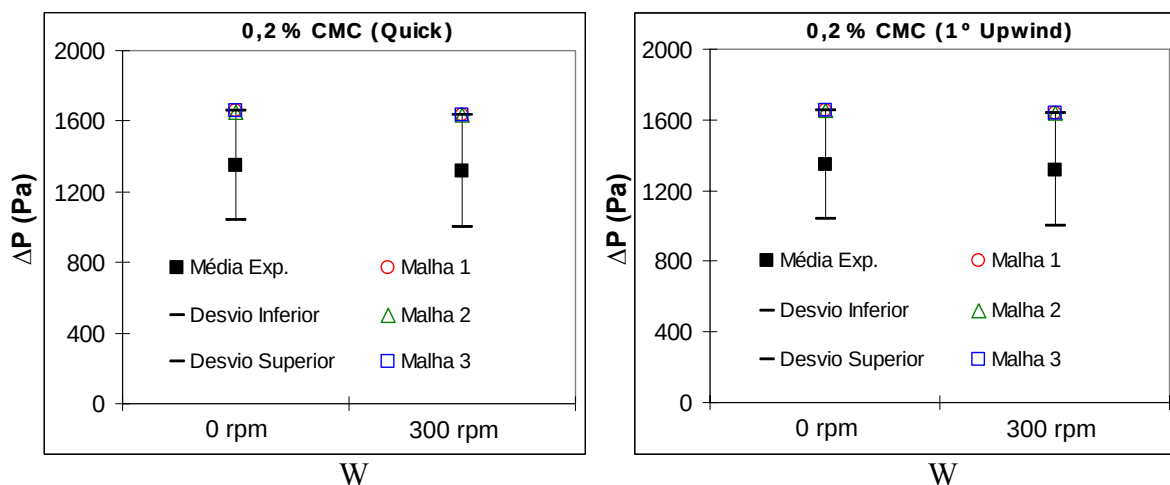


Figura 5.8: Resultados de queda de pressão experimental (média com desvios) e simulados para cada malha (com os esquemas Quick e 1º Upwind) no anular concêntrico para solução 0,2% CMC.

Já nas Figuras 5.9 e 5.10, para o anular excêntrico ($E = 0,75$), observou-se um aumento da queda de pressão (Pascal) com o incremento da rotação do eixo interno (W) até 200 rpm, para as soluções poliméricas estudadas: 0,2% de GX (aumento de 10,15%) e 0,2% de CMC (aumento de 5,93%), caracterizando um efeito oposto ao encontrado no anular concêntrico. Verificou-se que os valores simulados de queda de pressão para solução de 0,2% CMC (Figura 5.10) estão mais distantes dos dados experimentais que os valores com 0,2% GX (Figura 5.9), visto que, os desvios em relação à média para solução de 0,2% CMC são mais elevados. Pode-se observar também que o aumento do número de células (malhas 1, 2 e 3) não interferiu no valor simulado da queda de pressão, bem como, o esquema adotado para a discretização das equações de movimento (QUICK e UPWIND de 1ª ordem).

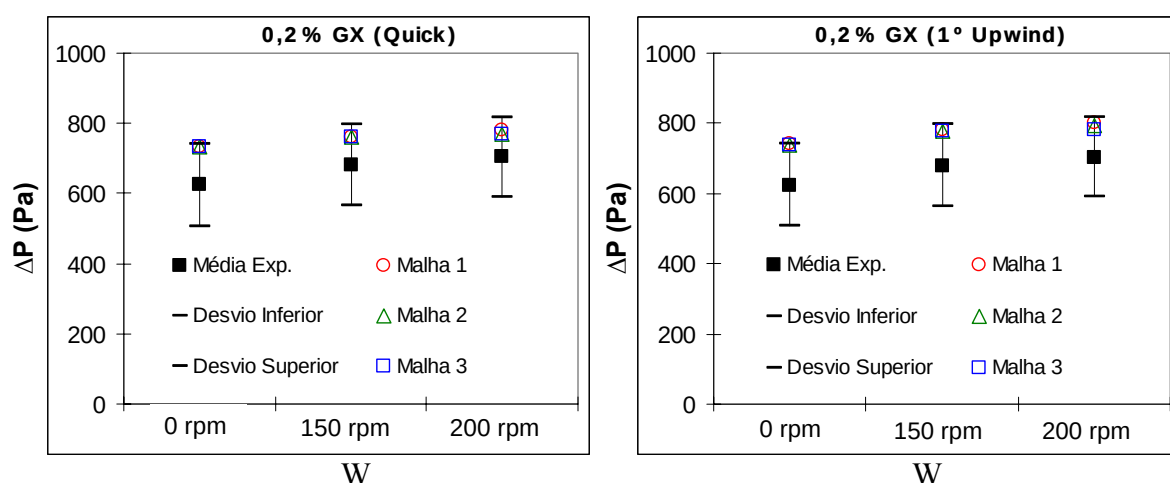


Figura 5.9: Resultados de queda de pressão experimental (média com desvios) e simulados para cada malha (com os esquemas Quick e 1º Upwind) no anular excêntrico ($E = 0,75$) para solução 0,2% GX.

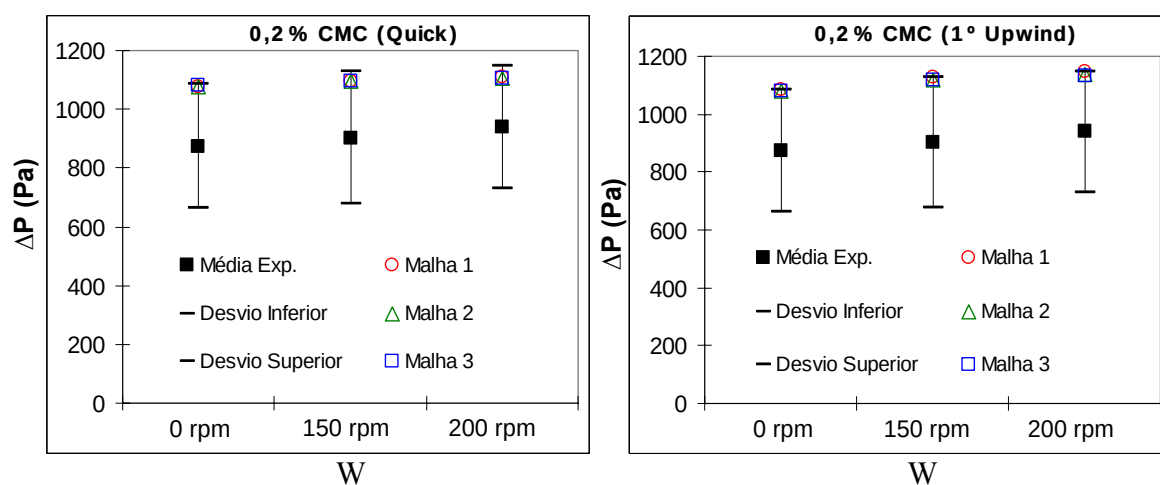


Figura 5.10: Resultados de queda de pressão experimental (média com desvios) e simulados para cada malha (com esquemas Quick e 1º Upwind) no anular excêntrico ($E = 0,75$) para solução 0,2% CMC.

5.3.2. Contornos de Velocidade Axial e Tangencial Simulados

As Figuras 5.11 a 5.14 a seguir mostram os contornos simulados de velocidade axial e tangencial obtidos para ambos os fluidos nos arranjos concêntrico e excêntrico ($E = 0,75$), respectivamente, à vazão de alimentação de $6,8 \text{ m}^3/\text{h}$. Observa-se nos contornos simulados de velocidade axial (Figura 5.11) que a rotação do eixo interno praticamente não altera o padrão de escoamento axial, homogeneamente distribuído ao longo da seção anular, sendo que a velocidade axial com 0,2% CMC apresenta valores mais elevados na região central do espaço anular. Já na Figura 5.12 pode-se constatar nos contornos simulados de velocidade tangencial para ambos os fluidos, no anular concêntrico, que os maiores valores de velocidade tangencial estão situados próximo ao tubo interno, e que a velocidade tangencial vai decrescendo gradativamente em direção à parede do cilindro externo. Nota-se também que esta diminuição da velocidade tangencial ocorre de forma mais lenta para solução de 0,2% de CMC.

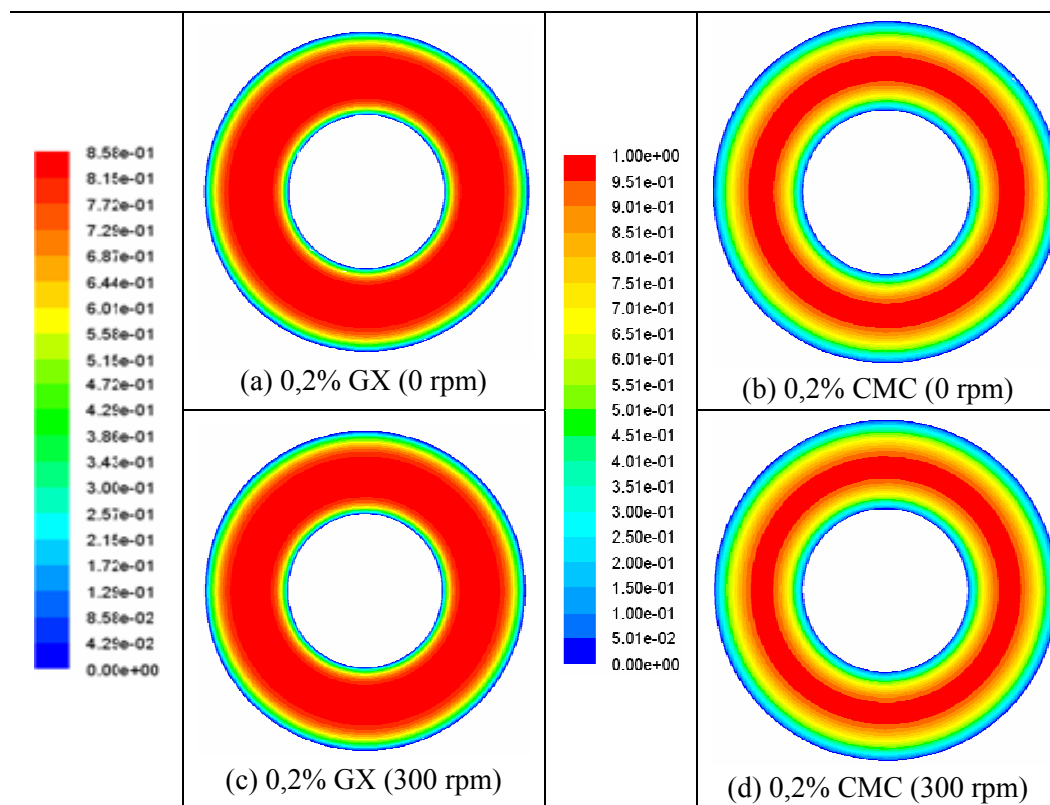


Figura 5.11: Contornos de velocidade axial (m/s) com 0,2% GX e 0,2% CMC no anular concêntrico.

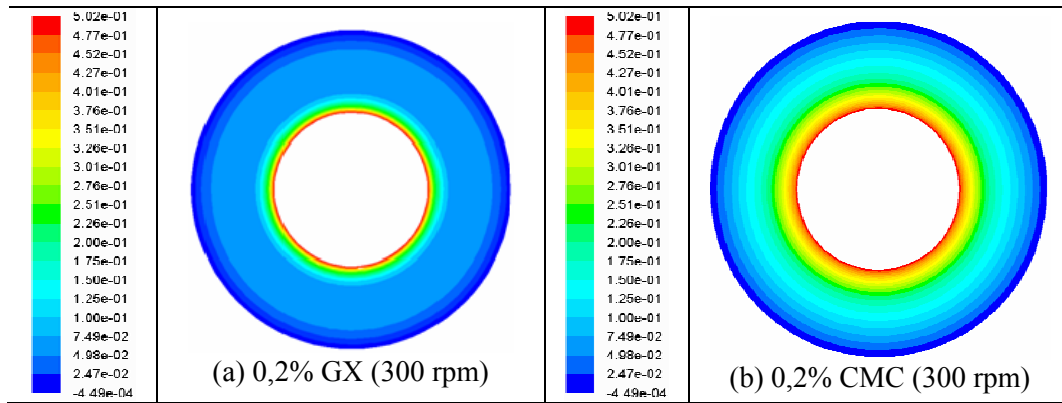


Figura 5.12: Contornos de velocidade tangencial (m/s) no anular concêntrico: 0,2% GX e 0,2% CMC.

Na Figura 5.13, pode-se observar através dos contornos de velocidade axial no arranjo anular excêntrico ($E = 0,75$) que o incremento de rotação do tubo interno (150 e 200 rpm) promove o deslocamento do escoamento axial localizado preferencialmente na região de maior espaço anular (plano 3), seguindo o sentido de rotação (anti-horário), em direção ao plano 1 (menor abertura) onde praticamente não havia escoamento axial; sendo que este deslocamento é mais acentuado para solução de 0,2% de GX.

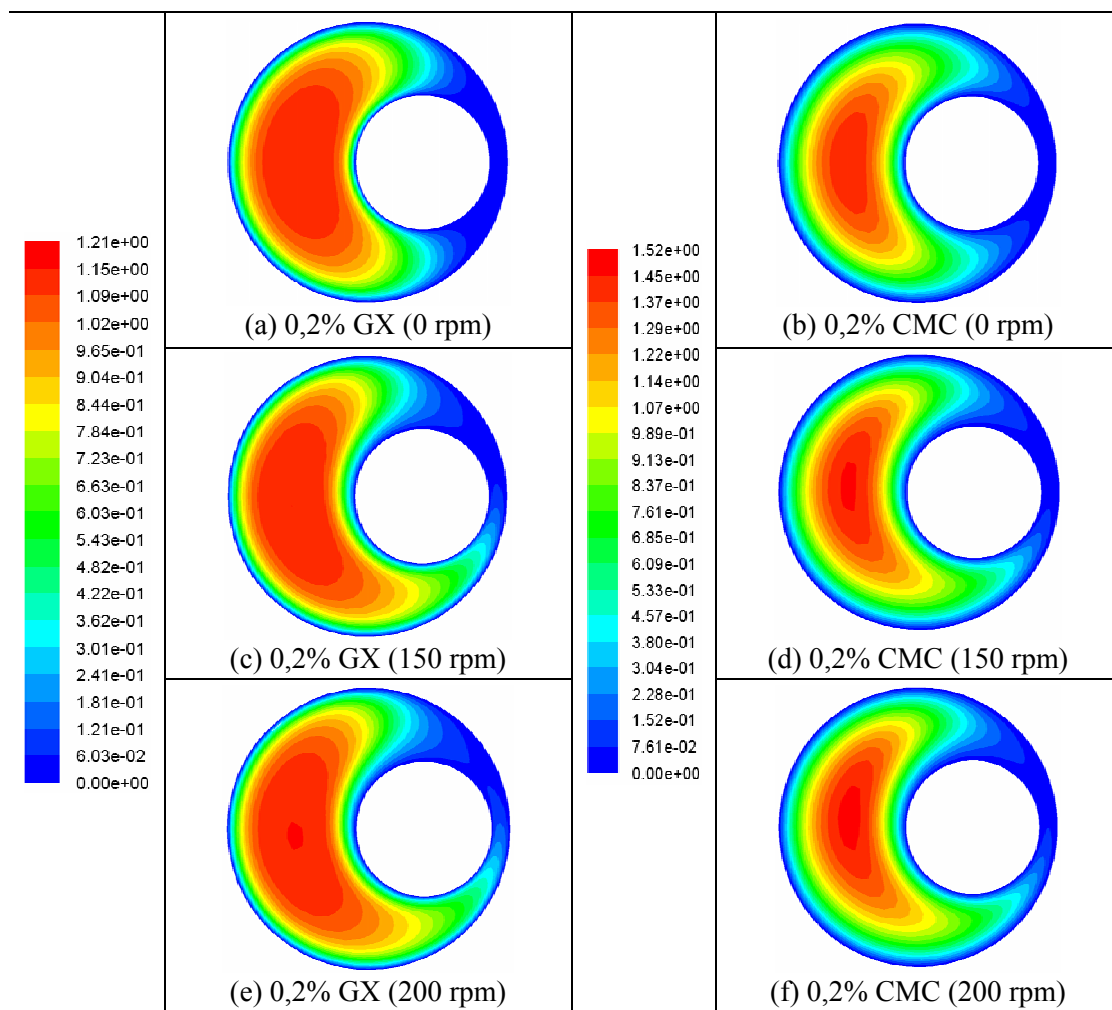


Figura 5.13: Contornos de velocidade axial (m/s), anular excêntrico ($E = 0,75$): 0,2% GX, 0,2% CMC

Na Figura 5.14, pôde-se notar pelos contornos simulados de velocidade tangencial para ambos os fluidos estudados no anular excêntrico ($E = 0,75$) que os maiores valores de velocidade tangencial estão situados próximo ao cilindro interno, sendo que esses valores de velocidade tangencial ficam mais concentrados na região mais estreita do espaço anular, principalmente no plano 1 (menor abertura). Observou-se também a presença de valores baixos e negativos para a velocidade tangencial no plano 3 (maior espaço anular), o que pode indicar a presença de um pequeno escoamento secundário no sentido contrário à rotação do eixo interno. Uma possível explicação física para este fenômeno pode ser o elevado valor da excentricidade ($E = 0,75$), associado às características reológicas dos fluidos não-Newtonianos, o que faz com que haja um “descolamento” do escoamento azimuthal principal (no sentido de rotação do eixo interno) à medida que se afasta do eixo interno. Observou-se que os valores negativos de velocidade tangencial são mais elevados para solução de 0,2% de CMC, que por sua vez, apresenta um menor índice de consistência ($K = 0,096 \text{ Pa.s}^n$).

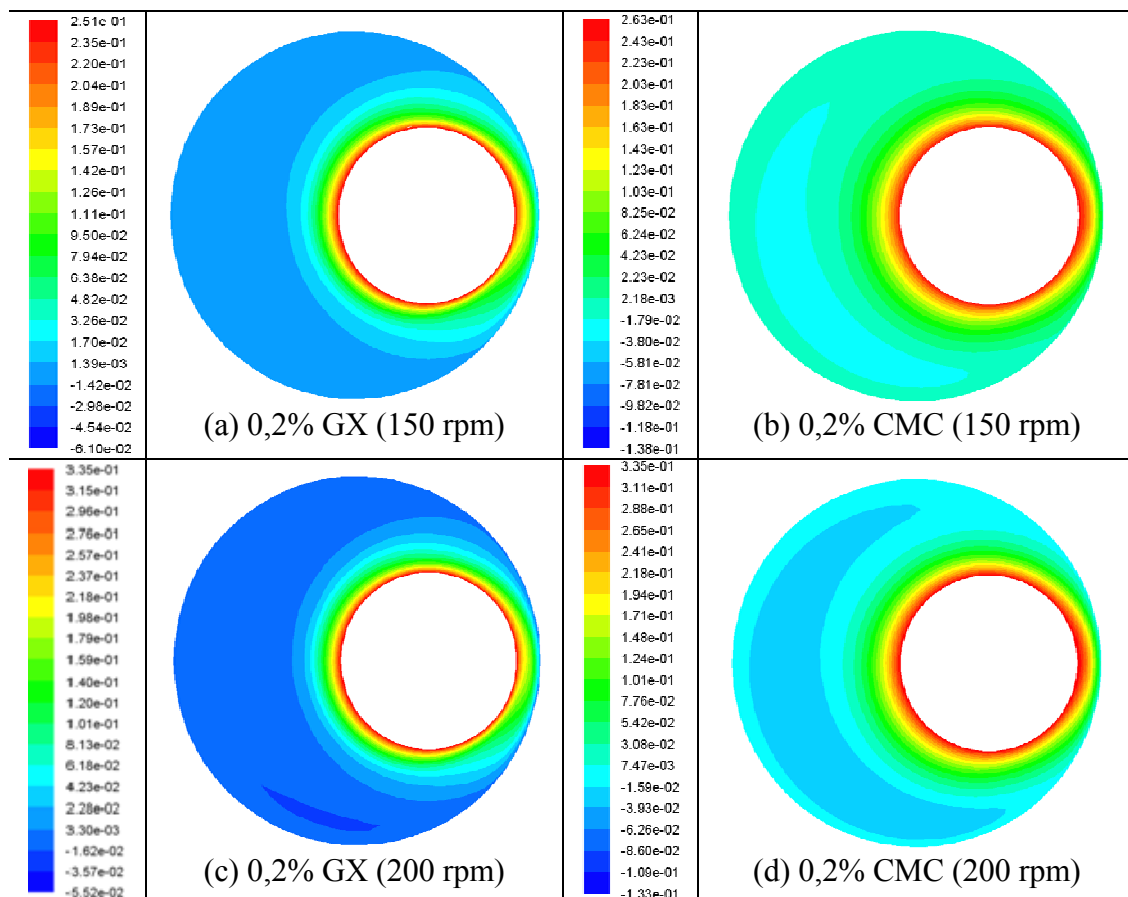


Figura 5.14: Contornos de velocidade tangencial (m/s) no anular excêntrico ($E = 0,75$)

5.3.3. Perfis Simulados de Velocidade Axial e Tangencial Normalizados

A Figura 5.15 mostra perfis simulados de distribuição radial de velocidade axial (5.15a) e de velocidade tangencial (5.15b) normalizados pela velocidade *bulk* ($U_b = 0,69$ m/s) para as soluções de 0,2% de Goma Xantana (GX) e de 0,2% de Carboximetilcelulose (CMC), respectivamente, no anular concêntrico, para uma vazão de alimentação de fluido de $6,8$ m³/h. Nos perfis a seguir, r_1 é a distância radial (em metros) em relação ao tubo interno, enquanto que, S é o espaço anular (em metros) entre os tubos interno e externo.

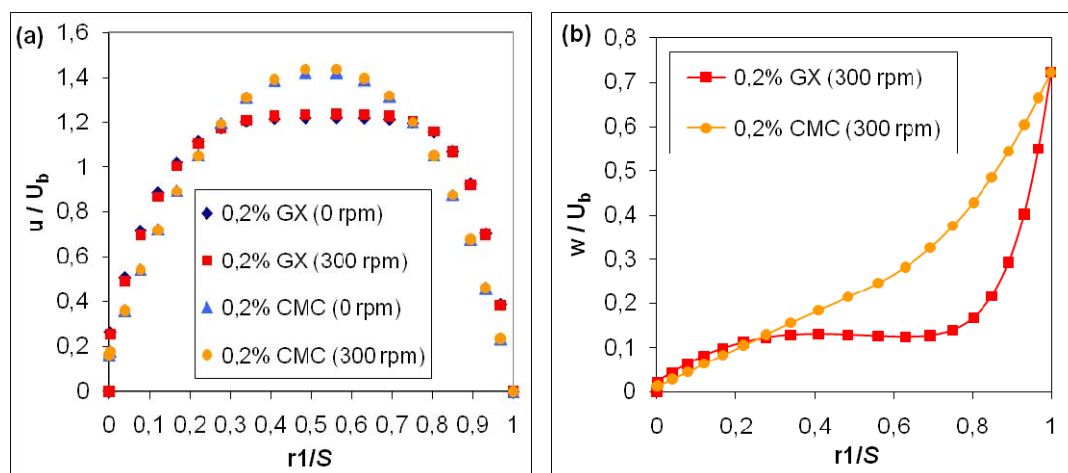


Figura 5.15: Perfis simulados de velocidades normalizadas pela velocidade *bulk* (U_b) para ambos os fluidos (0,2% GX e 0,2% CMC) no anular concêntrico: a) velocidade axial; b) velocidade tangencial.

Na Figura 5.15(a) podem ser observadas diferenças nos perfis de velocidades axiais normalizados devido às características reológicas dos fluidos. A solução de 0,2% CMC com um índice de comportamento ($n = 0,7493$) mais próximo de um fluido Newtoniano ($n = 1$), apresenta um perfil de velocidade mais parabólico, enquanto que, a solução de 0,2% de GX com menor índice de comportamento ($n = 0,2705$), isto é, com característica de fluido pseudoplástico mais evidente, possui um perfil mais achatado. Nota-se também que o incremento da rotação (300 rpm) pouco interferiu nos perfis de velocidade axial.

Já na Figura 5.15(b) verifica-se nos perfis de velocidades tangenciais normalizados que há um súbito decréscimo da velocidade tangencial para a solução de 0,2% GX (com comportamento não-Newtoniano mais acentuado) à medida que se afasta do cilindro interno (posição radial normalizada igual a 1), enquanto que, para solução de 0,2% CMC este decréscimo da velocidade tangencial ocorre de forma mais lenta.

As Figuras 5.16 a 5.19 mostram os perfis simulados de distribuição radial de velocidade axial e tangencial normalizados pela velocidade *bulk* (U_b) para as soluções de 0,2% GX e de 0,2% CMC, respectivamente, no arranjo excêntrico ($E = 0,75$), à uma vazão de alimentação de fluido de $6,8$ m³/h.

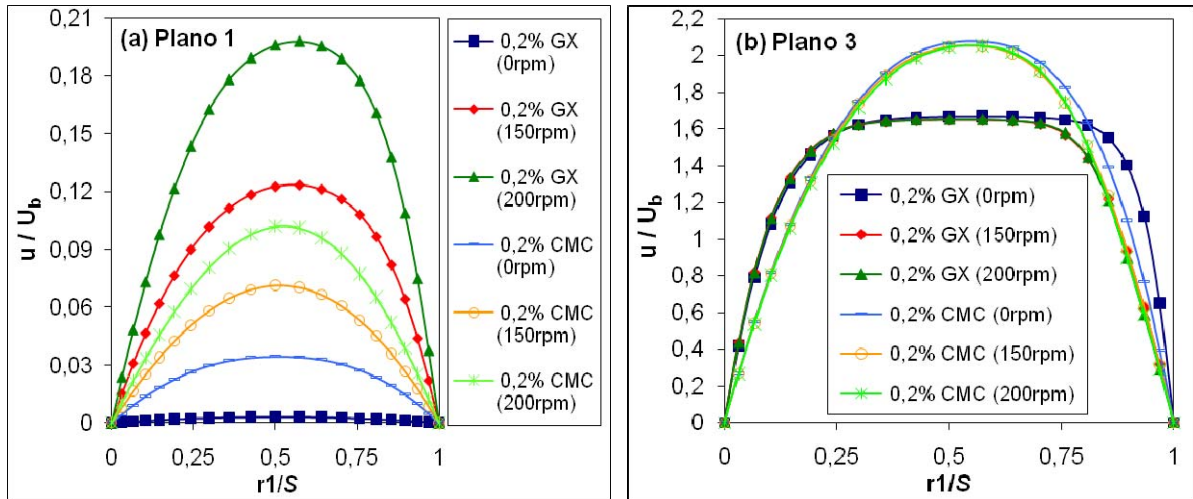


Figura 5.16: Perfis simulados de distribuição radial de velocidade axial, 0,2% de GX e 0,2% de CMC, para o anular excêntrico ($E = 0,75$), na região de menor e maior espaço anular (planos 1 e 3).

Constatou-se pela Figura 5.16(b) que os perfis simulados de velocidade axial normalizados no arranjo excêntrico ($E = 0,75$) são mais achatados para solução de 0,2% GX e mais parabólicos para solução de 0,2% CMC na região de maior espaço anular (plano 3). Este comportamento é similar ao do anular concêntrico (Figura 5.15-a), porém com uma distinção que para o escoamento sem rotação do eixo interno o perfil de velocidade axial tende um pouco mais para uma posição radial próximo ao cilindro interno (posição radial normalizada igual a 1) já que nesta situação praticamente não há escoamento axial na região de menor gap (plano 1) como mostra a Figura 5.16(a). Verificou-se também na Figura 5.16(a) que com o aumento da rotação do eixo interno (150 e 200 rpm) há um aumento do escoamento axial na região de menor gap (plano 1), como nos contornos simulados das Figuras 5.13 e 5.14.

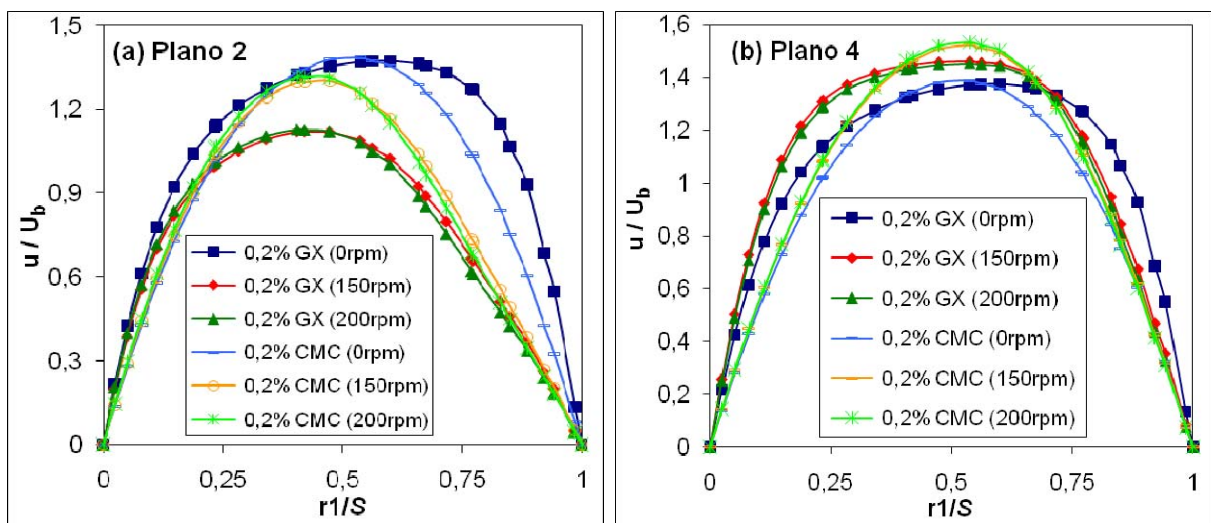


Figura 5.17: Perfis simulados de distribuição radial de velocidade axial, 0,2% de GX e 0,2% de CMC, para o anular excêntrico ($E = 0,75$), nos planos 2 e 4 (perpendiculares aos planos 1 e 3).

Verificou-se através da Figura 5.17(a) que os perfis simulados de velocidade axial normalizados na região correspondente ao plano 2 do anular excêntrico ($E = 0,75$) para ambos os fluidos tendem a apresentar maiores valores em uma região próxima ao cilindro interno (posição radial normalizada igual a 1) no caso de escoamento axial sem rotação do cilindro interno. Com o incremento da rotação do tubo interno (150 e 200 rpm) há uma inversão na tendência dos perfis de velocidade que passam a se concentrar mais numa região próxima à parede do cilindro externo, porém com valores de velocidade axiais menores que os perfis obtidos sem rotação do eixo interno. Já na Figura 5.17(b) observa-se nos perfis simulados de velocidade na região do plano 4 ocorre um comportamento similar ao do plano 2 para solução de 0,2% GX, porém com o incremento da rotação do cilindro interno (150 e 200 rpm) acarreta em uma aumento dos valores de velocidade axial que estão concentrados próximo à parede do cilindro externo. Para solução de 0,2% CMC também há este incremento da velocidade axial com o aumento da rotação do cilindro interno, porém, os perfis de velocidade axial apresentam-se mais concentrados na região central do espaço anular.

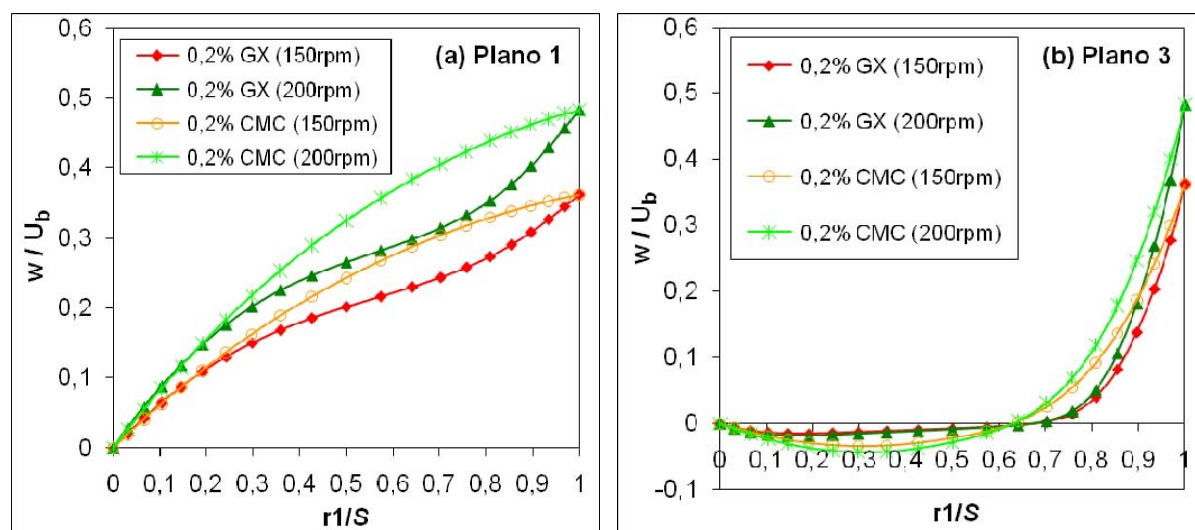


Figura 5.18: Perfis simulados de velocidade tangencial, com 0,2% GX e 0,2% CMC, para a condição excêntrica ($E = 0,75$), nos planos de menor e maior espaço anular (planos 1 e 3).

Na Figura 5.18(a) pode-se observar pelos perfis simulados de velocidade tangencial normalizados para a região de menor abertura (plano 1) que há uma redução gradativa da velocidade tangencial à medida em que se afasta do cilindro interno (posição radial normalizada igual a 1), sendo que esta redução ocorre de forma mais lenta para a solução de 0,2% de CMC quando comparada à solução de 0,2% de G.X. Enquanto que na Figura 5.18(b) verificou-se que há um súbito decréscimo da velocidade tangencial na região de maior espaço anular (plano 3) para ambos os fluidos à medida que se afasta do cilindro interno (posição radial normalizada igual a 1) e perto do centro da seção anular há um ponto de inflexão onde

os valores de velocidade tangencial passam a ser negativos, o que pode indicar um pequeno escoamento secundário no sentido contrário (sentido horário) ao de rotação do cilindro interno (sentido anti-horário), especialmente nos contornos simulados com 0,2% CMC. Como foi dito anteriormente, uma explicação física para este escoamento secundário pode ser o alto valor de excentricidade ($E = 0,75$), associado à reologia dos líquidos não-Newtonianos. Verificou-se que os valores negativos de velocidade tangencial foram mais evidentes para a solução de 0,2% de CMC, que possui um menor índice de consistência e um índice de comportamento mais próximo de um fluido Newtoniano ($n = 1$).

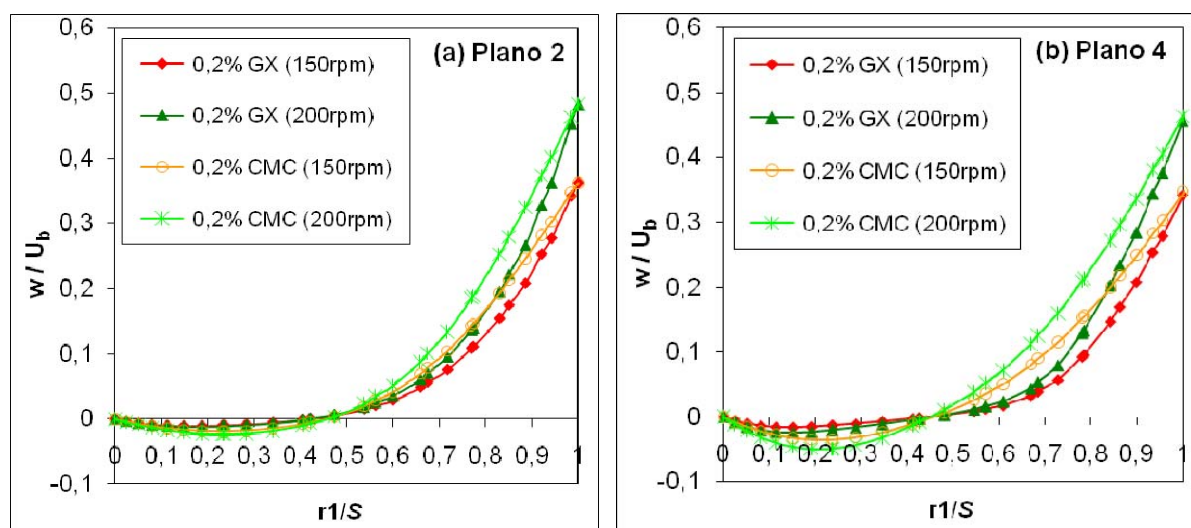


Figura 5.19: Perfis simulados de velocidade tangencial no anular excêntrico ($E=0,75$), nos planos 2 e 4 (perpendiculares aos planos 1 e 3, passando pelo centro do cilindro externo).

Pode-se notar na Figura 5.19 que os perfis de velocidade tangencial normalizados para os planos 2 e 4 (perpendiculares aos planos de menor e maior espaço anular) apresentam um comportamento similar ao do plano 3 (maior abertura). Observou-se uma gradativa redução da velocidade tangencial para ambos os fluidos (0,2% GX e 0,2% CMC) até atingir o centro do anular e depois há uma inversão nos valores de velocidade, o que também pode evidenciar um pequeno escoamento secundário no sentido oposto (sentido horário) ao de rotação do tubo interno (sentido anti-horário), especialmente nos contornos simulados com 0,2% CMC. Além disto, pôde-se notar que o incremento da rotação do eixo interno acentua um pouco mais este escoamento secundário, especialmente no plano vertical 4 (região inferior do espaço anular).

No Capítulo VI a seguir, serão utilizadas apenas soluções poliméricas à base de Goma Xantana por dois motivos principais. O primeiro é pelo fato deste polímero apresentar um comportamento não-Newtoniano mais acentuado (menor índice de comportamento). O segundo é pela maior quantidade disponível deste polímero no laboratório.