

CAPÍTULO VI

ESCOAMENTOS COM EXCENTRICIDADE VARIÁVEL

A metodologia usada nos ensaios experimentais com movimento excêntrico variável para obter dados de queda de pressão, bem como, nas simulações numéricas (CFD) para obtenção dos resultados simulados de velocidade axial são apresentadas a seguir.

6.1. Metodologia Adotada nos Ensaios Experimentais

O procedimento empregado no preparo das soluções de Goma Xantana é descrito a seguir. Inicialmente pesava-se numa balança analítica de precisão a quantidade de polímero com base na concentração desejada (0,05%, 0,10% ou 0,15% em peso), correspondente a um volume de água destilada de 10 L. Adotou-se este procedimento de preparo de pequenas bateladas de 10 L de solução em um recipiente, para promover uma melhor dissolução do polímero através do uso de um *mixer* (marca BRITANIA) com 180 W de potência.

Constatou-se que a forma de adição do polímero estava associada tanto ao tempo necessário para dispersão quanto à qualidade da solução. A adição feita de uma única vez gerava “grumos” que necessitavam de um elevado período de tempo para dissolução. Muitas vezes, a solução final não apresentava uma consistência homogênea, isto é, ao promover seu escoamento percebiam-se pequenos “flocos gelatinosos”, cuja presença era indesejável. Por isso adotou-se a forma de adição de polímero em pequenas alíquotas e com auxílio de uma peneira para facilitar a dispersão do polímero pelo mixer. Outro fator que facilitou a dispersão polimérica foi o pré-aquecimento de 4 L de água em um banho de aquecimento da marca FISATOM (modelo 550 com 1200 W) até uma temperatura de 60°C, que era adicionada aos 6 L restantes no recipiente à temperatura ambiente ($\approx 27^\circ\text{C}$), e atingia uma temperatura média em torno de 40 °C, conforme recomendado no estudo prévio de PEREIRA (2006).

A utilização do *mixer* apresentou outra função além da homogeneização, este equipamento mostrou-se eficiente no corte e na desagregação dos flocos eventualmente formados durante a dispersão. Ao término de cada batelada de solução, o conteúdo do recipiente era adicionado ao tanque de homogeneização e preparava-se uma nova batelada. Estimou-se um volume total necessário de 200 L para cada ensaio experimental, suficiente para preencher toda unidade, e ainda sobrar metade de solução no tanque de homogeneização.

Quando as soluções preparadas permaneceram estocadas por mais de uma semana, mesmo em boas condições de armazenamento (recipiente fechado longe de fontes de calor), percebeu-se a formação de pequenas bolhas que se acumulam na superfície, formando uma espécie de espuma. Estas bolhas, que aumentavam com o tempo de armazenamento, eram o resultado de atividade microbológica que degradava a solução polimérica, causando alterações na cor (levemente amarelada) e redução na viscosidade. Com o intuito de limitar o desenvolvimento de microorganismos, empregou-se o procedimento recomendado por fabricantes de CMC (Carboximetilcelulose): a adição de solução de formol. Seguindo o mesmo critério adotado no trabalho de PEREIRA (2006) adotou-se que a quantidade de solução de formol (37 %) em mililitros seria numericamente igual ao peso de polímero (em gramas) a ser adicionado para uma dada concentração.

Empregando-se o ajuste pelo modelo de *Power-law*, conforme a Equação 2.7, todas as curvas reológicas (para as três concentrações poliméricas estudadas) mostraram coeficientes de correlação superiores a 95%. A Tabela 6.1 apresenta os valores dos parâmetros nas equações de ajuste obtidos por meio de regressão não-linear (*Statistica 7*), a partir dos dados reológicos levantados no reômetro *R/S Plus* da Brookfield, com cilindro coaxial tipo CC-40, através do *software Rheo 3000*. Já as Figuras 6.1 a 6.3 apresentam as curvas de ajuste para cada solução de Goma Xantana: 0,05%, 0,10% e 0,15%, respectivamente.

Tabela 6.1: Equações de ajuste pelo modelo de *Power-law* para cada solução de Goma Xantana.

Solução de GX	Modelo de <i>Power-law</i>	R^2
0,05 %	$\tau = 0,0556(\dot{\gamma})^{0,5653}$	0,9634
0,10 %	$\tau = 0,1459(\dot{\gamma})^{0,4516}$	0,9595
0,15 %	$\tau = 0,3872(\dot{\gamma})^{0,3625}$	0,9704

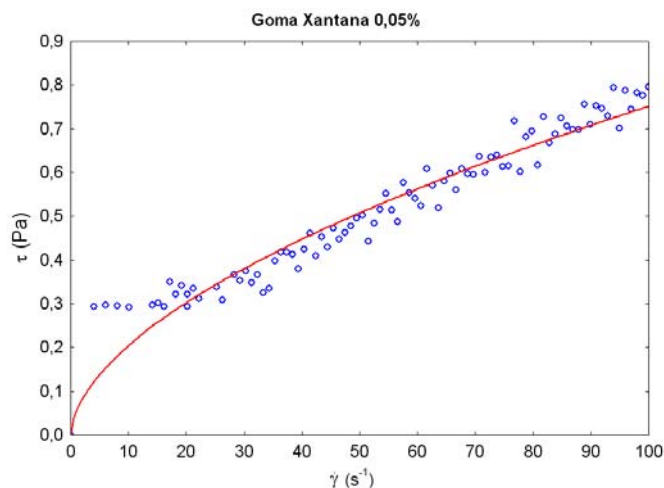


Figura 6.1: Reologia da solução de Goma Xantana a 0,05% ajustada pelo modelo de *Power-law*.

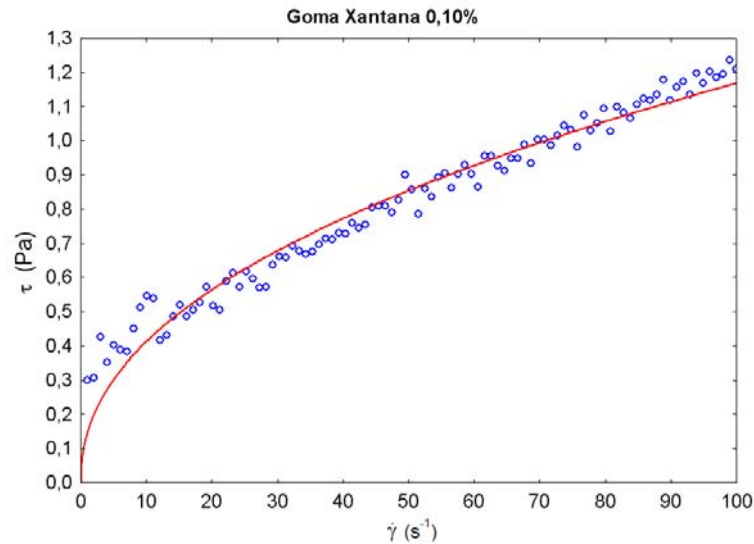


Figura 6.2: Reologia da solução de Goma Xantana a 0,10% ajustada pelo modelo de *Power-law*.

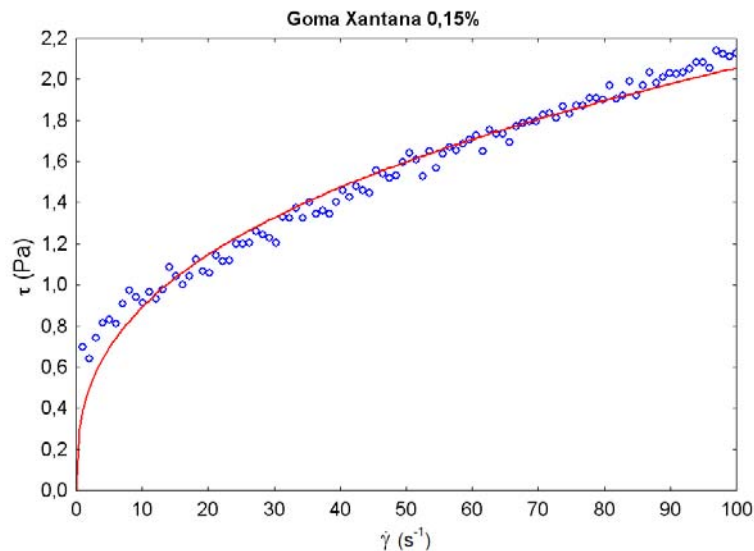


Figura 6.3: Reologia da solução de Goma Xantana a 0,15% ajustada pelo modelo de *Power-law*.

A Figura 6.4 apresenta o tanque⁽¹⁾ de homogeneização das soluções de Goma Xantana, que por sua vez, eram bombeadas para a unidade através de uma bomba helicoidal⁽²⁾ de deslocamento positivo de marca NETZSCH (modelo NEMO[®] NM045SY01L07V), com motor elétrico WEG de 7,5 cv. A bomba era acionada por meio de uma chave e um inversor de frequência⁽³⁾, sendo que a vazão de escoamento era ajustada pela combinação do valor do inversor de frequência e abertura das válvulas de alimentação⁽⁴⁾ e de *by-pass*⁽⁵⁾, e quantificada através de um medidor magnético de vazão⁽⁶⁾ da marca CONAUT modelo IFS 4000 W/6, com conversor de sinal do tipo IFC-090K. Já a Figura 6.5 mostra uma solução de Goma Xantana sendo homogeneizada no tanque e as mangueiras de *by-pass* e de reciclo que retornam o fluido ao tanque de alimentação.



Figura 6.4: Bomba helicoidal, tanque, válvulas para ajuste da vazão e o medidor magnético de vazão.



Figura 6.5: Homogeneização da solução no tanque e as mangueiras de reciclo e de *by-pass*.

A Figura 6.6 mostra a unidade utilizada nos experimentos. A região anular era formada por três corpos cilíndricos: dois tubos externos de acrílico⁽¹⁻²⁾ com 100 mm de diâmetro e comprimentos de 1,0 e 1,5 m, respectivamente, e um eixo interno⁽³⁾ de alumínio com 50 mm de diâmetro e 2,5 m de comprimento. A razão entre diâmetros era 0,50. Os pontos de tomada de pressão foram alocados a 0,185 m⁽⁴⁾ (próximo à caixa de entrada) e 2,25 m⁽⁵⁾ (próximo à caixa de saída). Os transmissores diferenciais de pressão⁽⁶⁻⁷⁾ da marca DWYER (série 629) foram posicionados para obter a queda de pressão em cada uma das laterais do tubo externo, enquanto que os manômetros digitais⁽⁸⁻⁹⁾ da marca DWYER (modelo DPG-205) capturavam os valores de pressão na porção superior do tubo. Os sinais dos sensores eram enviados para um sistema de aquisição de dados, que consistia numa placa de aquisição de dados⁽¹⁰⁾ da NATIONAL INSTRUMENTS (detalhes na Figura 6.7), e tratados por meio do *software* LABVIEW[®] 8.5 no computador⁽¹¹⁾ para obter valores de média e desvio padrão.

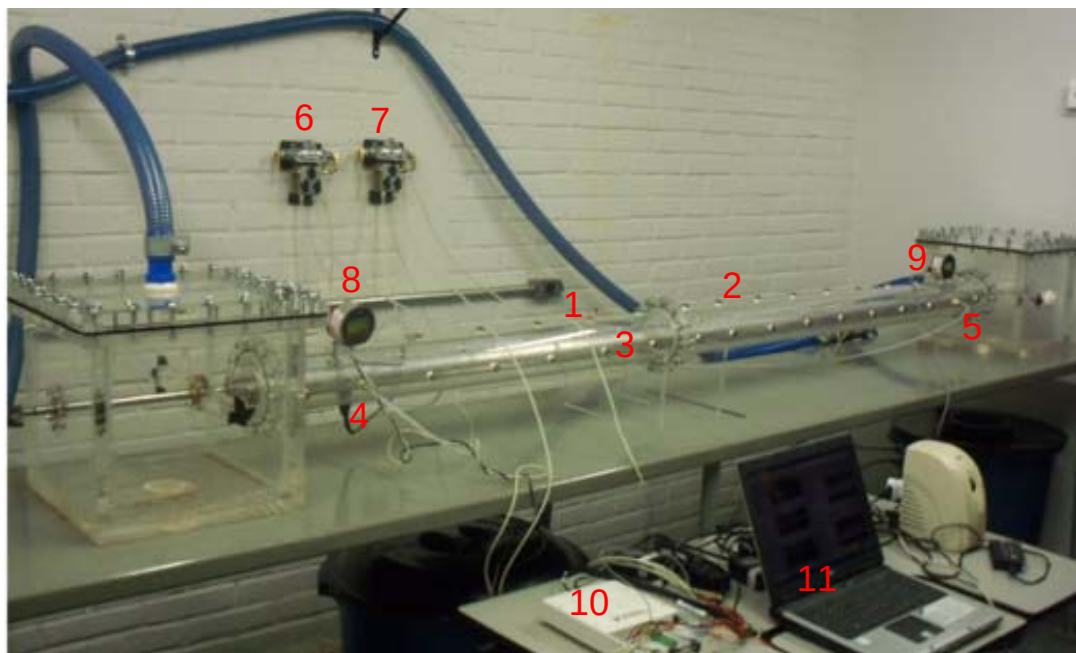


Figura 6.6: Unidade de escoamento excêntrico variável e sistema de aquisição de dados experimentais.



Figura 6.7: Placa de aquisição de dados.

Na Figura 6.8 apresentam-se as caixas de alimentação (a) e de saída (b) de fluido, respectivamente. Para rotação do eixo interno, um motor elétrico WEG de quatro pólos com 1,0 cv de potência foi utilizado para girar a haste que passa pela caixa de alimentação até chegar a um suporte que permitia a fixação do eixo interno nos diferentes valores de excentricidade (detalhes na Figura 6.9). A rotação, adotada neste trabalho no sentido anti-horário, era controlada por um inversor de frequência WEG modelo CFW08.

A fixação da haste no suporte (como ilustrado na Figura 6.9), nas duas posições excêntricas ($E = 0,23$) e ($E = 0,46$), proporcionaram um movimento rotacional excêntrico variável do eixo interno, como esquematizado na Figura 6.10. Observe que para cada instante da volta, o eixo interno vai trocando seu posicionamento no espaço anular até retornar a posição inicial após completar uma volta.



(a) Caixa de alimentação e motor para rotação do eixo interno



(b) Caixa de saída, válvula e mangueira de reciclo

Figura 6.8: Detalhes das regiões das caixas de alimentação e saída do escoamento

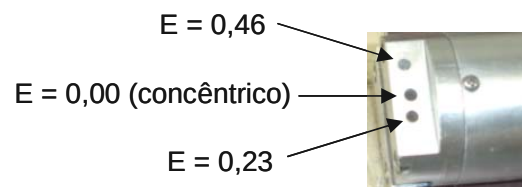
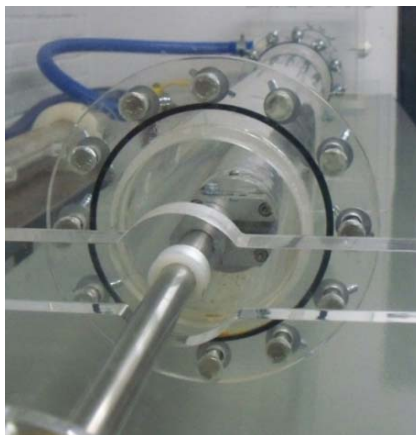


Figura 6.9: Suporte para ajuste da excentricidade e fixação do eixo interno.



Posição Inicial



1/4 volta



1/2 volta



3/4 volta

Figura 6.10: Posicionamento do eixo interno durante uma volta (movimento excêntrico variável).

Nas Figuras 6.11 e 6.12, são apresentados o fluxograma esquemático e o painel de visualização da VI (*Virtual Instrumentation*) para aquisição de dados de média e desvio padrão dos sensores, no *software* LABVIEW® 8.5. A condição experimental apresentada, como exemplo, no painel de visualização da VI (Figura 6.12), corresponde ao experimento com eixo interno na posição concêntrica, solução de Goma Xantana a 0,15%, vazão de fluido de 7,0 m³/h e sem rotação. Para converter os sinais de saída dos sensores de 4 a 20 mA em sinais de 1 a 5 Volts foram utilizadas resistências específicas de 249 Ω .

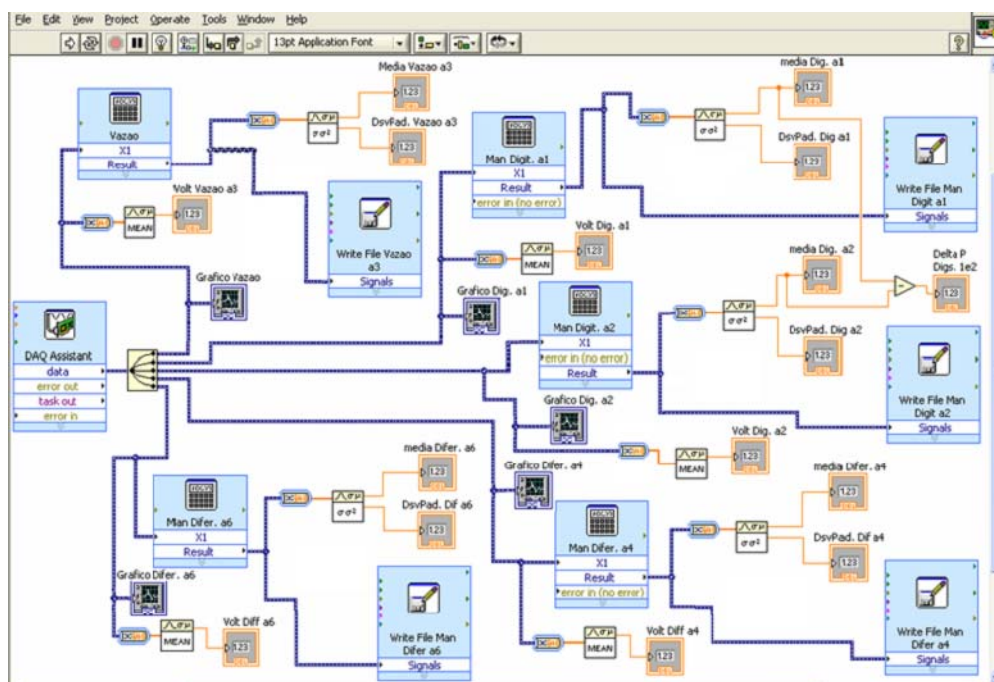


Figura 6.11: Fluxograma esquemático da VI adotada para aquisição de dados no LABVIEW.

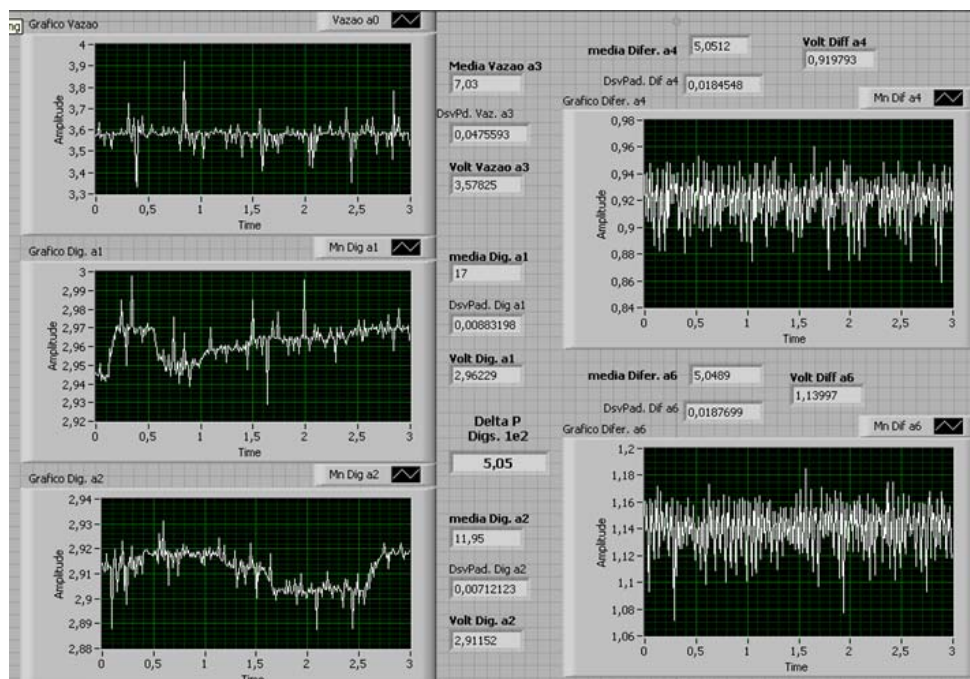


Figura 6.12: Painel de visualização durante a aquisição de dados no LABVIEW.

Na Tabela 6.2 têm-se as equações de calibração dos sensores para cada solução de Goma Xantana. Efetuou-se este procedimento de calibrar os sensores para cada solução, devido a dificuldades em se manter os valores iniciais de voltagem de cada sensor sem escoamento (condição zero ou branco), o que inviabilizou o uso das equações de calibração de uma solução anterior. As calibrações foram conduzidas no anular concêntrico, sem rotação do tubo interno, partindo da condição sem escoamento (zero) e com vazões de 5 e 9 m³/h, para se obter as retas de ajuste relacionando os valores de voltagem com os valores de vazão (*display* do medidor magnético) e de pressão (*displays* dos manômetros digitais). O canal *a3* da placa de aquisição de dados (Figura 6.7) recebia os sinais de vazão do medidor magnético. Os canais *a1* e *a2* captavam os sinais de pressão dos manômetros digitais, próximos à entrada e saída, respectivamente. Os canais *a4* e *a6* pegavam as diferenças de pressão entre os pontos de leitura do lado esquerdo e direito, respectivamente, em relação ao sentido do escoamento.

Tabela 6.2: Equações de calibração dos sensores para aquisição dos dados experimentais

% GX	Canal (placa): Sensor	Equação de ajuste	R ²
0,05 %	a3: Medidor de Vazão	$Q_{a3} = 2,9311 * V - 3,091$	0,9924
	a1: Manômetro Digital 1 (z = 0,18m)	$P_{a1} = 8,8575 * V - 8,9115$	0,9995
	a2: Manômetro Digital 2 (z = 2,25m)	$P_{a2} = 8,0322 * V - 7,8828$	0,9996
	a4: Manômetro Diferencial (lado esquerdo)	$P_{a4} = 1821,6 * V - 1669,8$	0,9811
	a6: Manômetro Diferencial (lado direito)	$P_{a6} = 132,82 * V - 148,59$	0,9438
0,10 %	a3: Medidor de Vazão	$Q_{a3} = 2,7204 * V - 2,7073$	0,9999
	a1: Manômetro Digital 1 (z = 0,18m)	$P_{a1} = 9,6837 * V - 11,349$	0,9947
	a2: Manômetro Digital 2 (z = 2,25m)	$P_{a2} = 9,6356 * V - 11,236$	0,9943
	a4: Manômetro Diferencial (lado esquerdo)	$P_{a4} = 94,177 * V - 85,84$	0,8652
	a6: Manômetro Diferencial (lado direito)	$P_{a6} = 188,19 * V - 210,96$	0,9303
0,15 %	a3: Medidor de Vazão	$Q_{a3} = 2,8035 * V - 2,8199$	0,9998
	a1: Manômetro Digital 1 (z = 0,18m)	$P_{a1} = 8,8585 * V - 8,9105$	0,9997
	a2: Manômetro Digital 2 (z = 2,25m)	$P_{a2} = 6,2314 * V - 6,1706$	0,9977
	a4: Manômetro Diferencial (lado esquerdo)	$P_{a4} = 1822,7 * V - 1668,9$	0,9801
	a6: Manômetro Diferencial (lado direito)	$P_{a6} = 543,66 * V - 613,78$	0,9862

6.2. Resultados Experimentais de Queda de Pressão

Considerando que a unidade experimental possuía apenas duas posições para troca de excentricidade ($E = 0,23$) e ($E = 0,46$), além da posição central ($E = 0,0$), adotou-se um planejamento fatorial do tipo 3^k , com 4 variáveis, totalizando 81 experimentos. As quatro variáveis analisadas, bem como, os seus respectivos valores para cada um dos três níveis codificados do planejamento, estão expressos na Tabela 6.3.

Tabela 6.3: Variáveis adotadas no planejamento fatorial 3^k para os ensaios experimentais

Variáveis	Níveis Codificados	Valores
X1 = Concentração de Goma Xantana [% em peso]	-1	0,05%
	0	0,10%
	+1	0,15%
X2 = Excentricidade [–]	-1	0,0
	0	0,23
	+1	0,46
X3 = Vazão de Fluido [m³/h]	-1	5,0
	0	7,0
	+1	9,0
X4 = Rotação excêntrica variável do eixo interno [rpm]	-1	0
	0	100
	+1	200

Nas Tabelas 6.7 a 6.9 são apresentados os resultados experimentais (valores médios e desvio padrão) para cada um dos sensores de pressão (manômetros digitais e diferenciais) para as soluções de 0,05%, 0,10% e 0,15% de Goma Xantana, respectivamente.

Tabela 6.4: Parte do planejamento fatorial para solução de Goma Xantana a 0,05%

Nº do Exp.	Concentração de GX [%] (X1)	Excentricidade [-] (X2)	Vazão [m³/h] (X3)	Rotação [rpm] (X4)	X1	X2	X3	X4
1	0,05	0	5	0	-1	-1	-1	-1
2	0,05	0	5	100	-1	-1	-1	0
3	0,05	0	5	200	-1	-1	-1	+1
4	0,05	0	7	0	-1	-1	0	-1
5	0,05	0	7	100	-1	-1	0	0
6	0,05	0	7	200	-1	-1	0	+1
7	0,05	0	9	0	-1	-1	+1	-1
8	0,05	0	9	100	-1	-1	+1	0
9	0,05	0	9	200	-1	-1	+1	+1
10	0,05	0,23	5	0	-1	0	-1	-1
11	0,05	0,23	5	100	-1	0	-1	0
12	0,05	0,23	5	200	-1	0	-1	+1
13	0,05	0,23	7	0	-1	0	0	-1
14	0,05	0,23	7	100	-1	0	0	0
15	0,05	0,23	7	200	-1	0	0	+1
16	0,05	0,23	9	0	-1	0	+1	-1
17	0,05	0,23	9	100	-1	0	+1	0
18	0,05	0,23	9	200	-1	0	+1	+1
19	0,05	0,46	5	0	-1	+1	-1	-1
20	0,05	0,46	5	100	-1	+1	-1	0
21	0,05	0,46	5	200	-1	+1	-1	+1
22	0,05	0,46	7	0	-1	+1	0	-1
23	0,05	0,46	7	100	-1	+1	0	0
24	0,05	0,46	7	200	-1	+1	0	+1
25	0,05	0,46	9	0	-1	+1	+1	-1
26	0,05	0,46	9	100	-1	+1	+1	0
27	0,05	0,46	9	200	-1	+1	+1	+1

Tabela 6.5: Parte do planejamento fatorial para solução de Goma Xantana a 0,10%

Nº do Exp.	Concentração de GX [%] (X1)	Excentricidade [-] (X2)	Vazão [m³/h] (X3)	Rotação [rpm] (X4)	X1	X2	X3	X4
28	0,1	0	5	0	0	-1	-1	-1
29	0,1	0	5	100	0	-1	-1	0
30	0,1	0	5	200	0	-1	-1	+1
31	0,1	0	7	0	0	-1	0	-1
32	0,1	0	7	100	0	-1	0	0
33	0,1	0	7	200	0	-1	0	+1
34	0,1	0	9	0	0	-1	+1	-1
35	0,1	0	9	100	0	-1	+1	0
36	0,1	0	9	200	0	-1	+1	+1
37	0,1	0,23	5	0	0	0	-1	-1
38	0,1	0,23	5	100	0	0	-1	0
39	0,1	0,23	5	200	0	0	-1	+1
40	0,1	0,23	7	0	0	0	0	-1
41	0,1	0,23	7	100	0	0	0	0
42	0,1	0,23	7	200	0	0	0	+1
43	0,1	0,23	9	0	0	0	+1	-1
44	0,1	0,23	9	100	0	0	+1	0
45	0,1	0,23	9	200	0	0	+1	+1
46	0,1	0,46	5	0	0	+1	-1	-1
47	0,1	0,46	5	100	0	+1	-1	0
48	0,1	0,46	5	200	0	+1	-1	+1
49	0,1	0,46	7	0	0	+1	0	-1
50	0,1	0,46	7	100	0	+1	0	0
51	0,1	0,46	7	200	0	+1	0	+1
52	0,1	0,46	9	0	0	+1	+1	-1
53	0,1	0,46	9	100	0	+1	+1	0
54	0,1	0,46	9	200	0	+1	+1	+1

Tabela 6.6: Parte do planejamento fatorial para solução de Goma Xantana a 0,15%

Nº do Exp.	Concentração de GX [%] (X1)	Excentricidade [-] (X2)	Vazão [m³/h] (X3)	Rotação [rpm] (X4)	X1	X2	X3	X4
55	0,15	0	5	0	+1	-1	-1	-1
56	0,15	0	5	100	+1	-1	-1	0
57	0,15	0	5	200	+1	-1	-1	+1
58	0,15	0	7	0	+1	-1	0	-1
59	0,15	0	7	100	+1	-1	0	0
60	0,15	0	7	200	+1	-1	0	+1
61	0,15	0	9	0	+1	-1	+1	-1
62	0,15	0	9	100	+1	-1	+1	0
63	0,15	0	9	200	+1	-1	+1	+1
64	0,15	0,23	5	0	+1	0	-1	-1
65	0,15	0,23	5	100	+1	0	-1	0
66	0,15	0,23	5	200	+1	0	-1	+1
67	0,15	0,23	7	0	+1	0	0	-1
68	0,15	0,23	7	100	+1	0	0	0
69	0,15	0,23	7	200	+1	0	0	+1
70	0,15	0,23	9	0	+1	0	+1	-1
71	0,15	0,23	9	100	+1	0	+1	0
72	0,15	0,23	9	200	+1	0	+1	+1
73	0,15	0,46	5	0	+1	+1	-1	-1
74	0,15	0,46	5	100	+1	+1	-1	0
75	0,15	0,46	5	200	+1	+1	-1	+1
76	0,15	0,46	7	0	+1	+1	0	-1
77	0,15	0,46	7	100	+1	+1	0	0
78	0,15	0,46	7	200	+1	+1	0	+1
79	0,15	0,46	9	0	+1	+1	+1	-1
80	0,15	0,46	9	100	+1	+1	+1	0
81	0,15	0,46	9	200	+1	+1	+1	+1

Tabela 6.7: Resultados de pressão para solução de Goma Xantana a 0,05%

Nº do Exp	Queda de Pressão [kPa]	Pressão Man. Dig. 1 [kPa] (z=0,18m)	Desvio Padrão Man. Dig. 1	Pressão Man. Dig. 2 [kPa] (z=2,25m)	Desvio Padrão Man. Dig. 2	Pressão Man. Difer. [kPa] (esquerdo)	Desvio Padrão Man. Difer. (esquerdo)	Pressão Man. Difer. [kPa] (direito)	Desvio Padrão Man. Difer. (direito)
1	0,57	7,37	0,0114	6,80	0,0097	0,5708	0,0239	0,5691	0,0213
2	0,56	7,27	0,0128	6,71	0,0101	0,5607	0,0189	0,5594	0,0186
3	0,54	7,16	0,0187	6,62	0,0084	0,5406	0,0185	0,5392	0,0222
4	0,79	11,90	0,0141	11,11	0,0163	0,7907	0,0190	0,7891	0,0176
5	0,78	11,82	0,0138	11,04	0,0159	0,7805	0,0202	0,7794	0,0192
6	0,76	11,68	0,0152	10,92	0,0144	0,7605	0,0184	0,7593	0,0192
7	1,02	17,10	0,0147	16,08	0,0177	1,0206	0,0182	1,0191	0,0178
8	1,01	17,03	0,0135	16,02	0,0086	1,0105	0,0218	1,0094	0,0177
9	0,99	16,79	0,0142	15,80	0,0128	0,9905	0,0191	0,9894	0,0180
10	0,49	6,50	0,0129	6,01	0,0187	0,4904	0,0212	0,4895	0,0178
11	0,51	6,55	0,0157	6,04	0,0144	0,5105	0,0175	0,5094	0,0169
12	0,53	6,70	0,0148	6,17	0,0114	0,5306	0,0193	0,5295	0,0166
13	0,72	10,70	0,0146	9,98	0,0085	0,7206	0,0198	0,7193	0,0203
14	0,73	10,80	0,0103	10,07	0,0126	0,7309	0,0193	0,7292	0,0193
15	0,75	10,95	0,0150	10,20	0,0146	0,7506	0,0210	0,7496	0,0206
16	0,95	16,60	0,0126	15,65	0,0158	0,9507	0,0182	0,9494	0,0180
17	0,96	16,66	0,0189	15,70	0,0226	0,9606	0,0178	0,9592	0,0179
18	0,98	16,83	0,0115	15,85	0,0202	0,9808	0,0183	0,9791	0,0184
19	0,45	5,70	0,0143	5,25	0,0120	0,451	0,0191	0,4494	0,0177
20	0,48	5,80	0,0109	5,32	0,0146	0,4806	0,0182	0,4792	0,0179
21	0,51	6,05	0,0129	5,54	0,0159	0,5106	0,0195	0,5095	0,0180
22	0,67	9,70	0,0061	9,03	0,0140	0,6707	0,0185	0,6694	0,0178
23	0,69	9,80	0,0119	9,11	0,0111	0,6906	0,0195	0,6893	0,0173
24	0,73	10,05	0,0158	9,32	0,0147	0,7307	0,0164	0,7292	0,0155
25	0,88	15,70	0,0096	14,82	0,0102	0,8806	0,0185	0,8793	0,0205
26	0,92	15,80	0,0192	14,88	0,0190	0,9207	0,0177	0,9192	0,0179
27	0,96	15,98	0,0149	15,02	0,0109	0,9607	0,0185	0,9592	0,0161

Nota-se nos nove primeiros experimentos da Tabela 6.7 (condição concêntrica) que o incremento de rotação (X4) promove uma redução da queda de pressão, ao contrário dos demais experimentos (nos casos excêntricos), em que há um aumento da resposta com incremento da rotação excêntrica variável. Verificou-se para todos os casos que o incremento de vazão (X3) aumenta a queda de pressão, ao passo que, o aumento de excentricidade (X2) promove um efeito oposto. Verificou-se também que para estas condições de menor concentração de Goma Xantana (suspensão mais diluída) as diferenças nas respostas de pressão são menos evidentes.

Tabela 6.8: Resultados de pressão para solução de Goma Xantana a 0,10%

Nº do Exp	Queda de Pressão [kPa]	Pressão Man. Dig. 1 [kPa] (z=0,18m)	Desvio Padrão Man. Dig. 1	Pressão Man. Dig. 2 [kPa] (z=2,25m)	Desvio Padrão Man. Dig. 2	Pressão Man. Difer. [kPa] (esquerdo)	Desvio Padrão Man. Difer. (esquerdo)	Pressão Man. Difer. [kPa] (direito)	Desvio Padrão Man. Difer. (direito)
28	1,41	7,2	0,0139	5,79	0,0066	1,4109	0,0189	1,4088	0,0195
29	1,39	6,8	0,0109	5,41	0,0070	1,3912	0,0215	1,3885	0,0199
30	1,35	6,51	0,0197	5,16	0,0120	1,3514	0,0203	1,3491	0,0194
31	1,96	11,45	0,0211	9,49	0,0085	1,9612	0,0192	1,9588	0,0178
32	1,94	11,3	0,0151	9,36	0,0139	1,9411	0,0203	1,9388	0,0183
33	1,90	10,82	0,0088	8,92	0,0086	1,9013	0,0195	1,8988	0,0184
34	2,56	16,88	0,0147	14,32	0,0123	2,5611	0,0206	2,5587	1,1271
35	2,53	16,7	0,0167	14,17	0,0146	2,5313	0,0183	2,5284	0,0180
36	2,47	16,15	0,0127	13,68	0,0138	2,4713	0,0191	2,4685	0,0185
37	1,30	6,25	0,0173	4,95	0,0118	1,3018	0,0178	1,2984	0,0186
38	1,32	6,8	0,0263	5,48	0,0124	1,3214	0,0200	1,3187	0,0193
39	1,36	7,45	0,0109	6,09	0,0105	1,3613	0,0210	1,3584	0,0197
40	1,83	11,42	0,0174	9,59	0,0085	1,8315	0,0215	1,8284	0,0208
41	1,85	11,56	0,0155	9,71	0,0190	1,8516	0,0201	1,8481	0,0203
42	1,90	11,88	0,0148	9,98	0,0084	1,8916	0,0195	1,8889	0,0183
43	2,36	17,3	0,0220	14,94	0,0214	2,3615	0,0197	2,3583	0,0182
44	2,38	17,41	0,0224	15,03	0,0110	2,3811	0,0195	2,3788	0,0178
45	2,42	17,74	0,0215	15,32	0,0371	2,4212	0,0205	2,4191	0,0184
46	1,12	6,99	0,0085	5,87	0,0074	1,103	0,0187	1,0985	0,0176
47	1,14	7,22	0,0123	6,08	0,0177	1,1421	0,0214	1,1375	0,0203
48	1,20	7,53	0,0170	6,33	0,0162	1,2113	0,0214	1,2086	0,0212
49	1,58	11,7	0,0133	10,12	0,0157	1,5815	0,0195	1,5786	0,0195
50	1,60	11,99	0,0145	10,39	0,0092	1,6015	0,0231	1,5982	0,0212
51	1,64	12,84	0,0162	11,20	0,0133	1,6412	0,0189	1,6183	0,0189
52	2,06	17,2	0,0092	15,14	0,0106	2,061	0,0208	2,0589	0,0203
53	2,08	17,33	0,0139	15,25	0,0088	2,0105	0,0197	2,0887	0,0218
54	2,16	17,85	0,0119	15,69	0,0129	2,1614	0,0203	2,1588	0,0206

Constatou-se nos nove primeiros ensaios da Tabela 6.8 (condição concêntrica) que o incremento de rotação (X4) provoca uma diminuição na queda de pressão, enquanto que nos demais experimentos (casos excêntricos), há um aumento desta resposta com incremento da rotação. Verificou-se para todos os casos que o aumento da vazão de fluido (X3) promove um incremento na queda de pressão, ao passo que, o efeito da excentricidade (X2) é o contrário.

Tabela 6.9: Resultados de pressão para solução de Goma Xantana a 0,15%

Nº do Exp	Queda de Pressão [kPa]	Pressão Man. Dig. 1 [kPa] (z=0,18m)	Desvio Padrão Man. Dig. 1	Pressão Man. Dig. 2 [kPa] (z=2,25m)	Desvio Padrão Man. Dig. 2	Pressão Man. Difer. [kPa] (esquerdo)	Desvio Padrão Man. Difer. (esquerdo)	Pressão Man. Difer. [kPa] (direito)	Desvio Padrão Man. Difer. (direito)
55	3,60	10,2	0,0079	6,60	0,0109	3,6012	0,0183	3,5989	0,0204
56	3,53	10,1	0,0200	6,57	0,0131	3,5313	0,0179	3,5286	0,0168
57	3,46	9,8	0,0229	6,34	0,0098	3,4613	0,0196	3,4588	0,0174
58	5,05	17,00	0,0088	11,95	0,0071	5,0512	0,0185	5,0489	0,0188
59	4,99	16,9	0,0080	11,91	0,0181	4,9911	0,0183	4,9888	0,0185
60	4,93	16,75	0,0127	11,82	0,0094	4,9311	0,0174	4,9288	0,0189
61	6,49	24,1	0,0085	17,61	0,0141	6,4913	0,0163	6,4886	0,0165
62	6,37	23,9	0,0139	17,53	0,0102	6,3712	0,0181	6,3687	0,0175
63	6,26	23,7	0,0142	17,44	0,0128	6,2613	0,0196	6,2586	0,0184
64	3,28	9,5	0,0083	6,22	0,0082	3,2811	0,0186	3,2788	0,0174
65	3,39	9,6	0,0171	6,21	0,0055	3,3913	0,0180	3,3888	0,0175
66	3,44	9,8	0,0157	6,36	0,0081	3,4411	0,0179	3,4388	0,0177
67	4,60	14,6	0,0070	10,00	0,0116	4,6013	0,0176	4,5986	0,0164
68	4,75	14,7	0,0090	9,95	0,0062	4,7514	0,0185	4,7485	0,0163
69	4,82	14,95	0,0079	10,13	0,0076	4,8211	0,0184	4,819	0,0166
70	5,95	21,3	0,0089	15,35	0,0067	5,9515	0,0177	5,9487	0,0170
71	6,10	21,4	0,0176	15,30	0,0145	6,1014	0,0184	6,0984	0,0185
72	6,18	21,65	0,0126	15,47	0,0167	6,1814	0,0179	6,1785	0,0181
73	2,71	9,1	0,0126	6,39	0,0071	2,711	0,0188	2,7089	0,0178
74	2,82	9,2	0,0167	6,38	0,0084	2,8214	0,0198	2,8187	0,0185
75	2,91	9,4	0,0114	6,49	0,0092	2,9113	0,0198	2,9085	0,0182
76	3,78	14,1	0,0153	10,32	0,0138	3,7812	0,0178	3,7787	0,0173
77	3,96	14,2	0,0110	10,24	0,0082	3,9614	0,0187	3,9585	0,0176
78	4,08	14,45	0,0134	10,37	0,0145	4,0814	0,0179	4,0788	0,0179
79	4,88	21,1	0,0173	16,22	0,0135	4,8812	0,0170	4,8787	0,0166
80	5,11	21,2	0,0147	16,09	0,0112	5,1111	0,0188	5,1088	0,0169
81	5,25	21,4	0,0174	16,15	0,0128	5,2514	0,0176	5,2487	0,0173

Observou-se nas nove primeiras corridas da Tabela 6.9 (condição concêntrica) que o aumento da rotação (X4) provoca um decréscimo na perda de pressão, ao contrário dos demais experimentos (anulares excêntricos). Verificou-se que o incremento da vazão (X3) aumenta a queda de pressão, ao passo que, a excentricidade (X2) promove um efeito oposto. Constatou-se também que nestas condições de maior concentração de Goma Xantana (fluido mais concentrado) as diferenças nas quedas de pressão ficam mais evidenciadas.

Finalmente, pôde-se perceber por meio das Tabelas 6.7 a 6.9, que o incremento da concentração de Goma Xantana promove um aumento nas respostas de queda de pressão. Uma explicação física para este efeito é que o incremento da quantidade de polímero aumenta a viscosidade aparente da solução, o que leva a um aumento da perda de carga do escoamento.

A partir dos resultados experimentais obtidos nas 81 corridas do planejamento fatorial, realizou-se uma regressão múltipla no *Statistica 7*, com nível de significância de 5%, e obteve-se uma equação global com coeficiente de correlação quadrado (R^2) igual a 0,9945. A Equação 6.1 mostra esta equação, que leva em conta o efeito de cada variável e suas interações.

$$\begin{aligned} \Delta P = & 1,8833 + 1,9029 X1 + 0,8333(X1)^2 - 0,2378 X2 \\ & - 0,1133(X2)^2 + 0,6835 X3 - 0,2347(X1 X2) \\ & + 0,5394(X1 X3) - 0,0647(X2 X3) + 0,0583(X2 X4) \end{aligned} \quad (6.1)$$

Através da Equação 6.1 foi possível montar as superfícies de respostas das Figuras 6.13 a 6.16, para avaliar o efeito de pares de variáveis sobre a resposta de queda de pressão (KPa).

A Figura 6.13 apresenta os efeitos das variáveis: concentração de Goma Xantana ($X1$) e excentricidade ($X2$), para as condições centrais das variáveis $X3$ e $X4$. Verificou-se que o efeito predominante é o de concentração de fluido que promove um incremento da queda de pressão à medida que se aumenta a concentração polimérica ($X1$), enquanto que, o efeito da excentricidade ($X2$) é oposto, reduzindo a perda de carga, porém com menor intensidade.

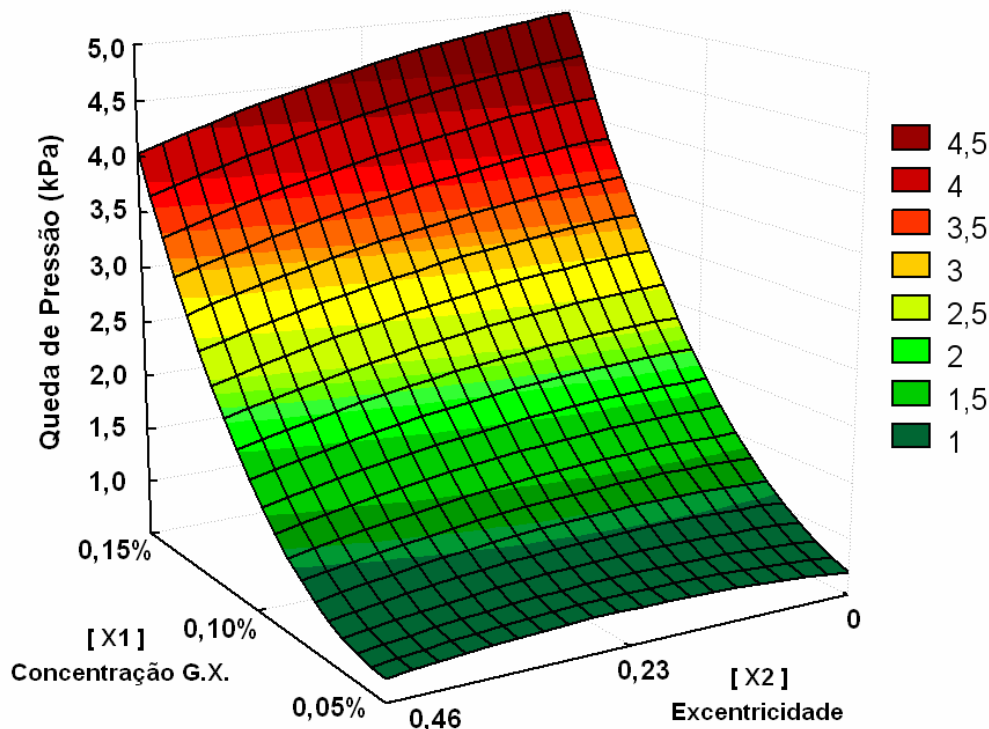


Figura 6.13: Superfície de resposta para avaliar concentração e excentricidade, em $X3 = 0$ e $X4 = 0$.

A Figura 6.14 mostra os efeitos das variáveis: concentração de Goma Xantana (X1) e vazão (X3), para as condições centrais das variáveis X2 e X4. Constatou-se que o efeito predominante é novamente o de concentração polimérica que provoca um incremento da queda de pressão à medida que se aumenta a concentração polimérica (X1). Da mesma forma tem-se um aumento da resposta de queda de pressão com incremento da vazão de fluido (X3), especialmente para os casos em que o fluido está mais concentrado.

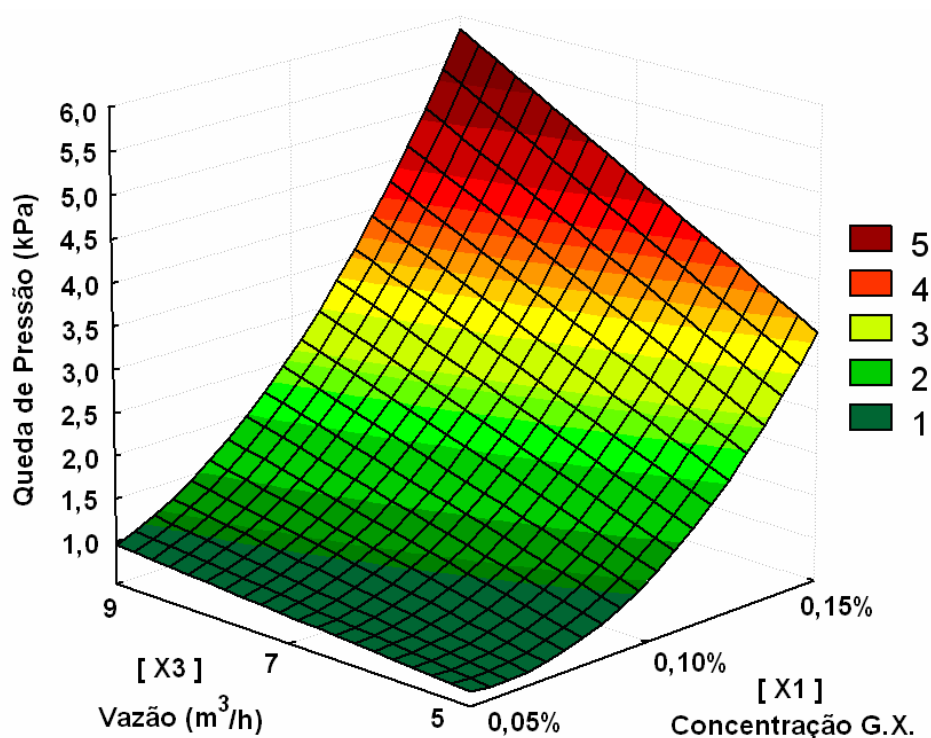


Figura 6.14: Superfície de resposta para avaliar concentração e vazão, em $X_2 = 0$ e $X_4 = 0$.

Já a Figura 6.15, apresenta os efeitos das variáveis: excentricidade (X2) e vazão (X3), para condições centrais das variáveis X1 e X4. Nota-se que o efeito da variável vazão (X3) foi o predominante desta vez, promovendo um acréscimo da queda de pressão à medida que se aumenta o escoamento de fluido. Enquanto que, a resposta de perda de carga diminui com incremento da excentricidade (X2).

Finalmente, na Figura 6.16 têm-se os efeitos das variáveis: excentricidade (X2) e rotação (X4), nos níveis centrais das variáveis X1 e X3, sendo que o efeito de redução da queda de pressão provocado pela variável excentricidade (X2) o efeito predominante. Verificou-se também uma interação entre as duas variáveis, uma vez que, para o anular concêntrico o aumento da rotação diminuiu a queda de pressão, enquanto que nos casos excêntricos observou-se um efeito contrário.

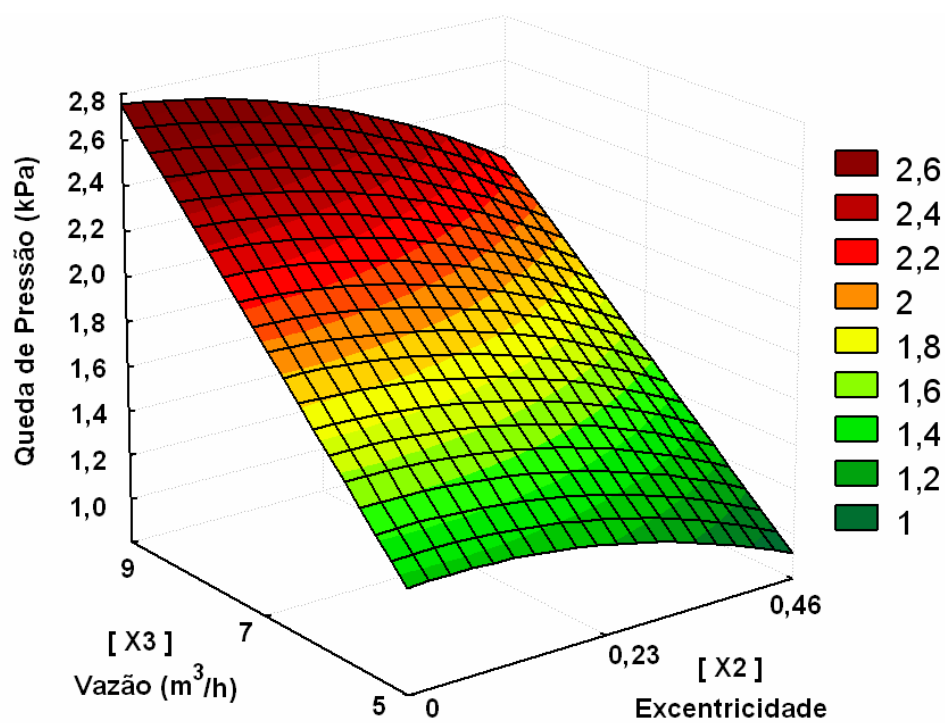


Figura 6.15: Superfície de resposta para avaliar excentricidade e vazão, em $X_1 = 0$ e $X_4 = 0$.

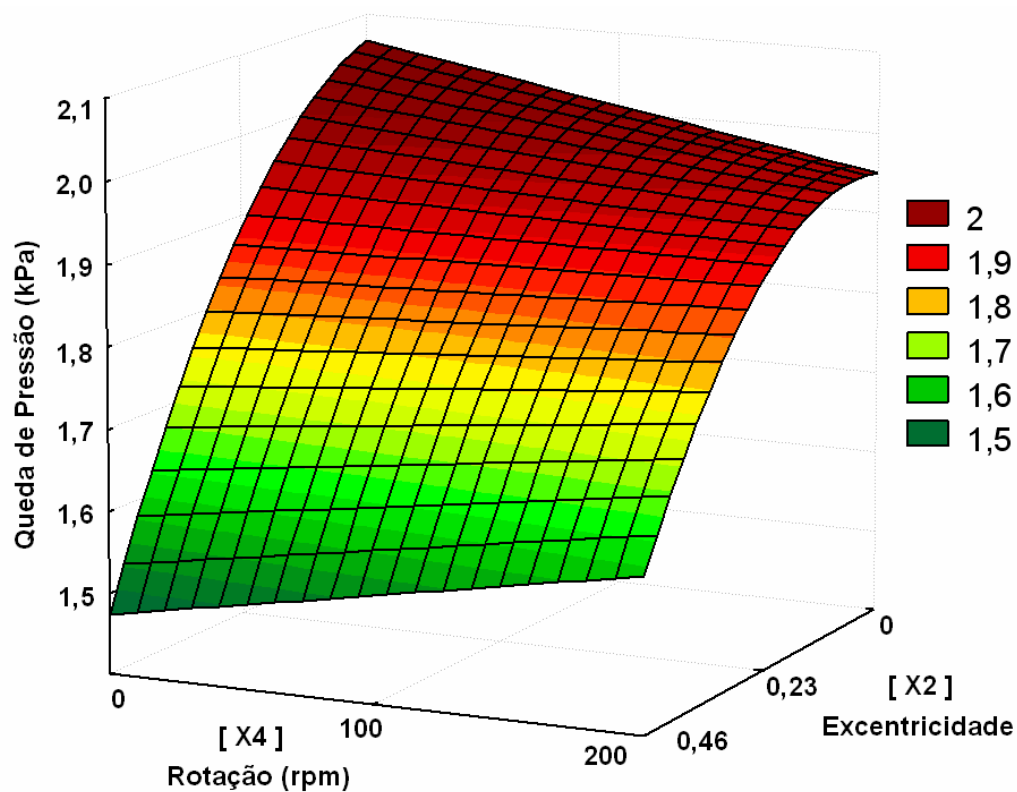


Figura 6.16: Superfície de resposta para avaliar excentricidade e rotação, em $X_1 = 0$ e $X_3 = 0$.

6.3. Metodologia Adotada nos Simulações Numéricas

Na montagem das malhas computacionais adotou-se um refinamento de células nas paredes dos cilindros interno e externo. Esta camada limite era uniforme, com tamanho de primeira linha igual a $4,6e^{-5}$, fator de crescimento de 1,1 e 10 linhas de camada limite. Para realização de simulações com escoamento periódico, fixou-se o comprimento da seção anular em 0,25 m, que correspondia a 10 vezes o valor do raio hidráulico (R_H) e também a 10% da seção anular montada na unidade piloto. Realizou-se um teste de malha, com malhas 3-D hexaédricas, com as seguintes subdivisões:

- Malha 1 (18.720 células): 36x52x10 subdivisões (radial, circumferencial e axial);
- Malha 2 (48.000 células): 40x60x20 subdivisões (radial, circumferencial e axial);
- Malha 3 (89.760 células): 44x68x30 subdivisões (radial, circumferencial e axial);

A Figura 6.17 mostra uma distribuição radial no plano horizontal (eixo X), para as regiões de maior e menor abertura, do perfil de velocidade axial obtido numa seção periódica excêntrica ($E = 0,46$), a uma vazão volumétrica de $7 \text{ m}^3/\text{h}$, sem rotação do tubo interno. Percebeu-se uma independência entre as malhas, na medida em que, o refinamento da malha não interferiu nos perfil de velocidade. A partir de então, adotou-se a Malha 3 com 89.760 células para obter os resultados de velocidade axial sob efeito de excentricidade variável. Maiores detalhes da malha para cada excentricidade são apresentados na Figura 6.18.

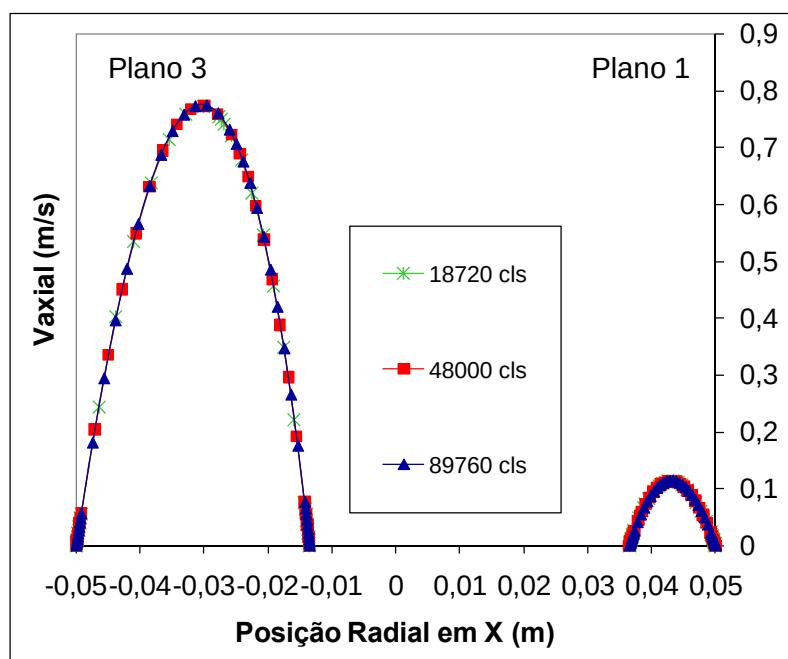


Figura 6.17: Teste de independência de malha para o anular excêntrico ($E = 0,46$).

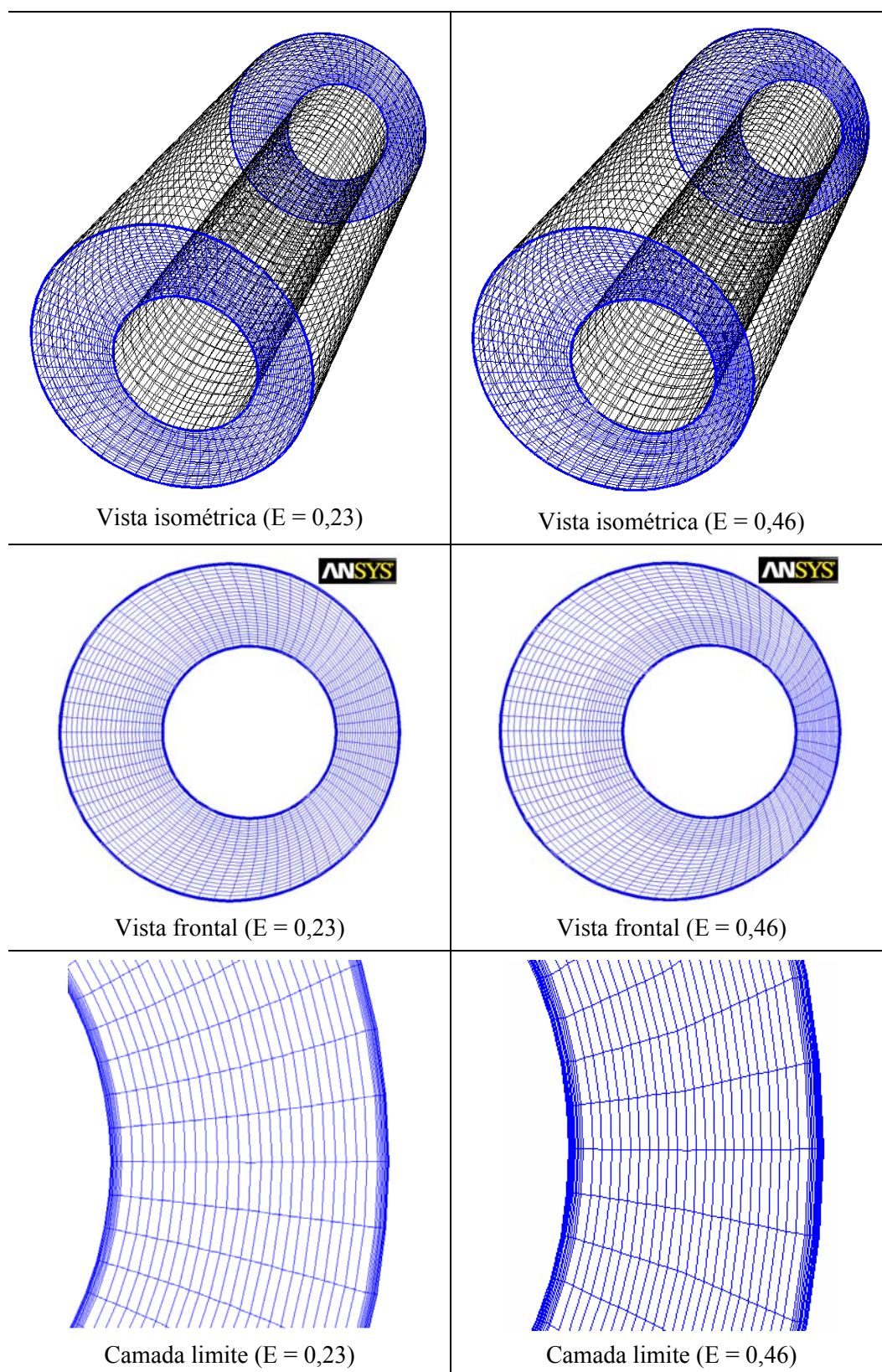


Figura 6.18: Vista isométrica, frontal e detalhes da camada limite, para malhas com 89760 células adotadas nas simulações, para excentricidades de $E = 0,23$ e $E = 0,46$.

Inicialmente, as simulações foram conduzidas no *software FLUENT® 12.1* em regime estacionário com critérios de convergência de $1e^{-4}$, para se obter um padrão de escoamento axial inicial. Posteriormente, partia-se para as simulações em regime transiente, com passo de tempo de $1e^{-4}$ segundos, com uso do esquema de malhas deslizantes (*Moving mesh*) para se obter os resultados sob efeito de movimento rotacional excêntrico variável. Foram utilizados os algoritmos *SIMPLE* para o acoplamento pressão-velocidade, *PRESTO!* para a discretização da pressão e o esquema *UPWIND* de 1º ordem para a discretização das Equações do movimento e dos parâmetros do modelo de turbulência adotado (k-ε Padrão, com tratamento de parede realçado). As condições de contorno estabelecidas foram velocidades axiais de 0,2357 m/s, 0,3301 m/s e 0,4244 m/s, na entrada da seção, bem como, fluxos mássicos de 1,3864 kg/s, 1,9409 kg/s e 2,4955 kg/s (que correspondiam às vazões de alimentação de fluido de 5, 7 e 9 m³/h dos ensaios experimentais, respectivamente), e as velocidades de rotação excêntrica variável do tubo interno de 100 e 200 rpm.

Na Figuras 6.19 têm-se o posicionamento dos planos horizontais (1, 3) e verticais (2, 4) utilizados no levantamento dos perfis radiais de velocidade axial, para cada instante registrado durante uma volta de movimento rotacional excêntrico variável, para a malha com excentricidade igual a $E = 0,46$.

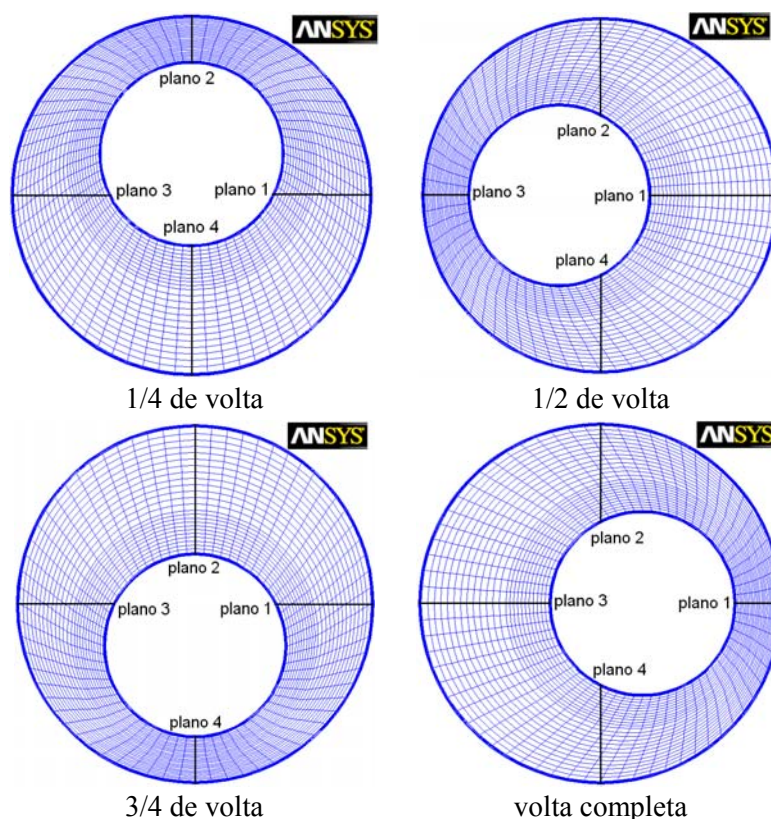


Figura 6.19: Detalhes dos planos horizontais 1 e 3, e planos verticais 2 e 4, durante uma volta de movimento excêntrico variável, para a malha com excentricidade de $E = 0,46$.

6.4. Contornos Simulados de Velocidade Axial

As Figuras 6.20 e 6.21 apresentam os contornos simulados de velocidade axial (m/s) para o anular excêntrico ($E = 0,23$), para solução de 0,10% de GX à uma vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$, para as rotações excêntricas variáveis de 100 rpm e 200rpm, respectivamente, enquanto que, as Figuras 6.22 e 6.23 mostram os contornos para as mesmas condições de escoamento para o outro anular excêntrico ($E = 0,46$). Percebeu-se através destes contornos, que o aumento de excentricidade favoreceu o surgimento de regiões de escoamento axial preferencial (com maiores valores de velocidade axial), que por sua vez eram deslocados de posição devido à movimentação excêntrica variável do eixo interno. Constatou-se também, especialmente nos contornos com menor excentricidade ($E = 0,23$), que o incremento de rotação variável do eixo interno, provocou um “espalhamento” do fluxo axial ao redor de todo espaço anular, sendo que na segunda volta do tubo, para condição com 200 rpm, já não haviam regiões com estagnação de fluxo (baixos valores de velocidade axial), como ilustra a Figura 6.21. Este aspecto é favorável para o escoamento de lamelas de perfuração, uma vez que, esta estagnação do fluxo axial prejudica o processo de carregamento dos cascalhos gerados pela broca.

As Figuras 6.24 e 6.26 apresentam os contornos simulados de velocidade axial (m/s) no anular excêntrico ($E = 0,23$), à uma vazão de fluido de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica de 100 rpm para as soluções de Goma Xantana a 0,05% e 0,15%, respectivamente, enquanto que, as Figuras 6.25 e 6.27 mostram os contornos para as mesmas condições de escoamento para o outro anular excêntrico ($E = 0,46$). Verificou-se nos contornos com maior concentração polimérica (0,15% de GX), que houve o aparecimento de regiões de escoamento axial preferencial, para ambos os espaços anulares (Figuras 6.26 e 6.27), que por sua vez, eram deslocados de um plano para o outro, cada vez que o espaço anular de maior abertura trocava de posição, acompanhando o movimento rotacional do eixo interno. Já nos contornos com solução menos concentrada (0,05% de GX) houve uma maior distribuição do fluxo axial ao redor do anular, especialmente no anular menos excêntrico (Figuras 6.24 e 6.25).

As Figuras 6.28 e 6.30 mostram os contornos simulados de velocidade axial (m/s) no anular excêntrico ($E = 0,23$), com solução de 0,10% de GX e rotação excêntrica de 100 rpm, para vazões de alimentação de 5 e $9 \text{ m}^3/\text{h}$, respectivamente. Já nas Figuras 6.29 e 6.31 têm-se os contornos para as mesmas condições de fluxo no outro anular excêntrico ($E = 0,46$). Observou-se novamente que o incremento da excentricidade promoveu regiões de escoamento preferencial, que por sua vez eram deslocados de posição devido ao movimento excêntrico variável do eixo interno, mesmo para as menores vazões de fluido (Figuras 6.29 e 6.31).

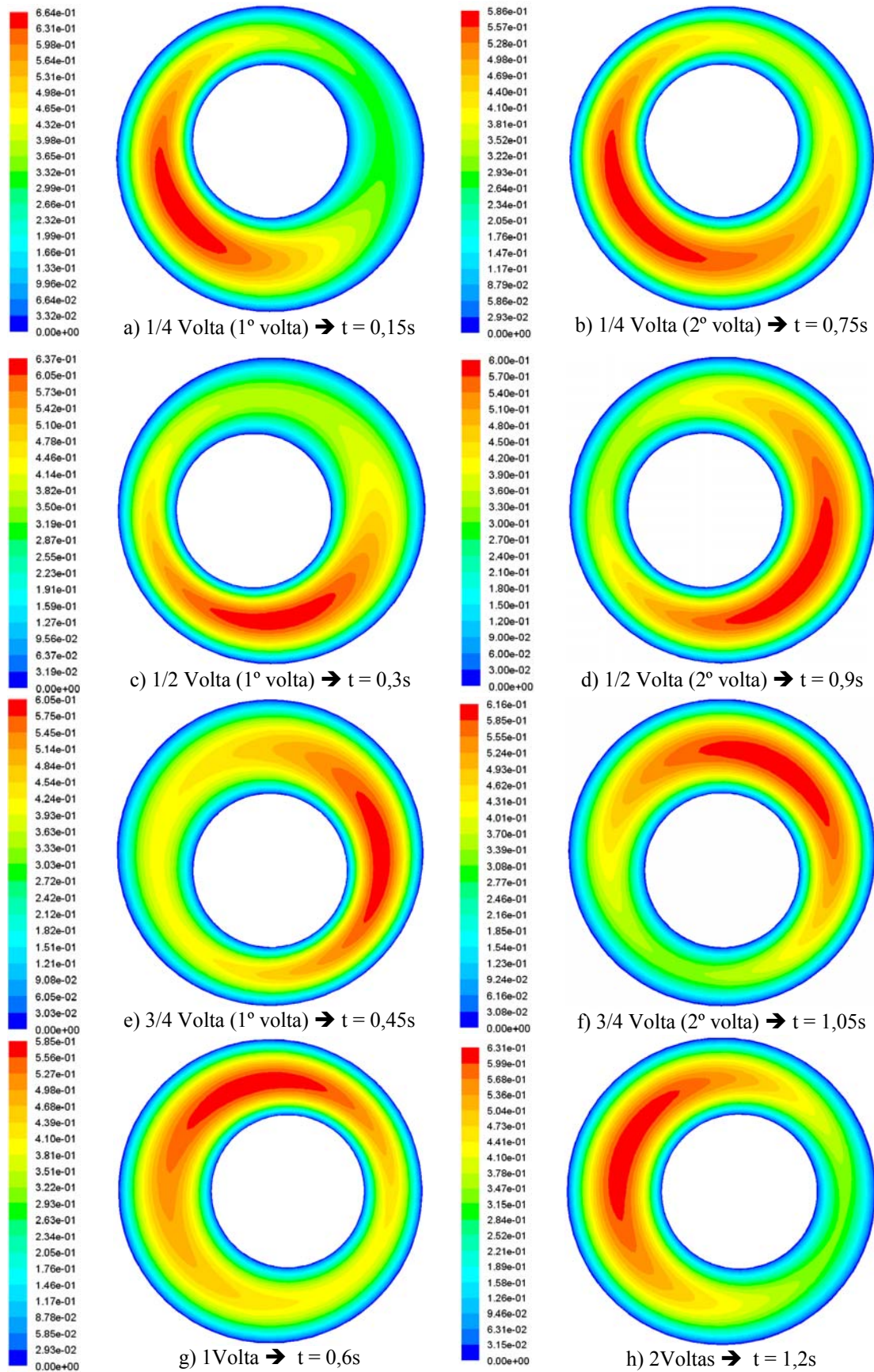


Figura 6.20: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de 7 m³/h e rotação excêntrica variável de 100 rpm

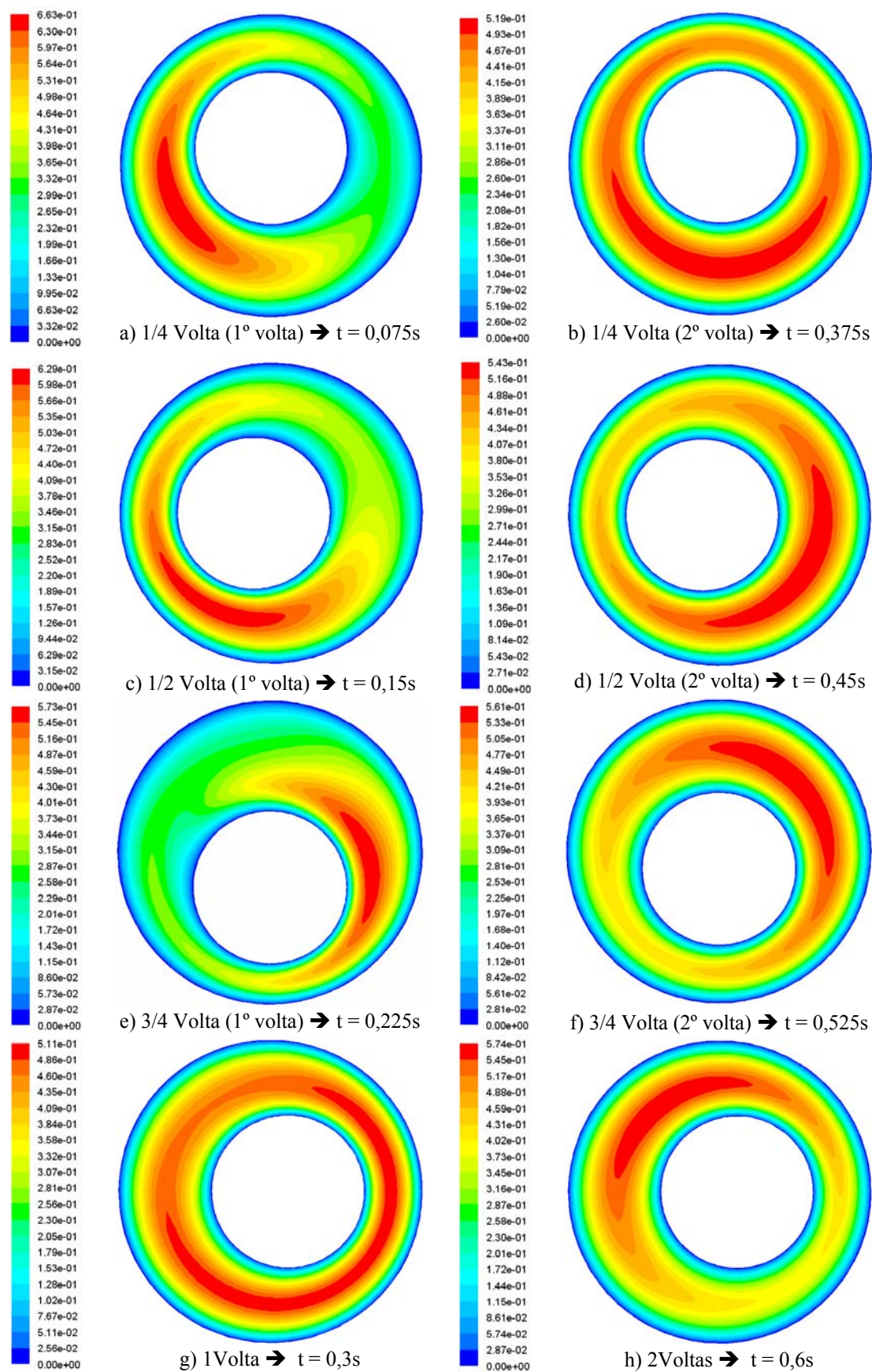


Figura 6.21: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 200 rpm

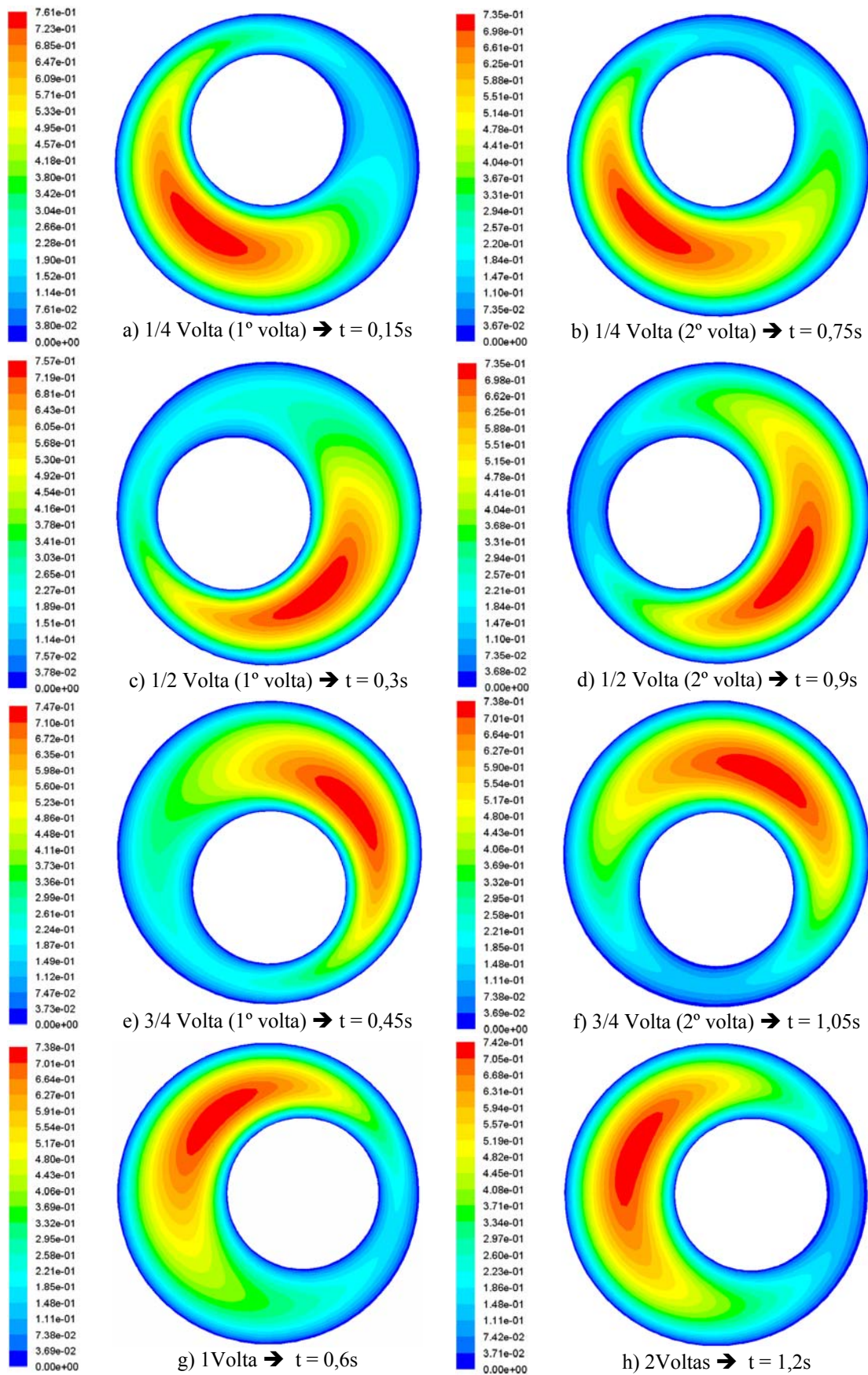


Figura 6.22: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm

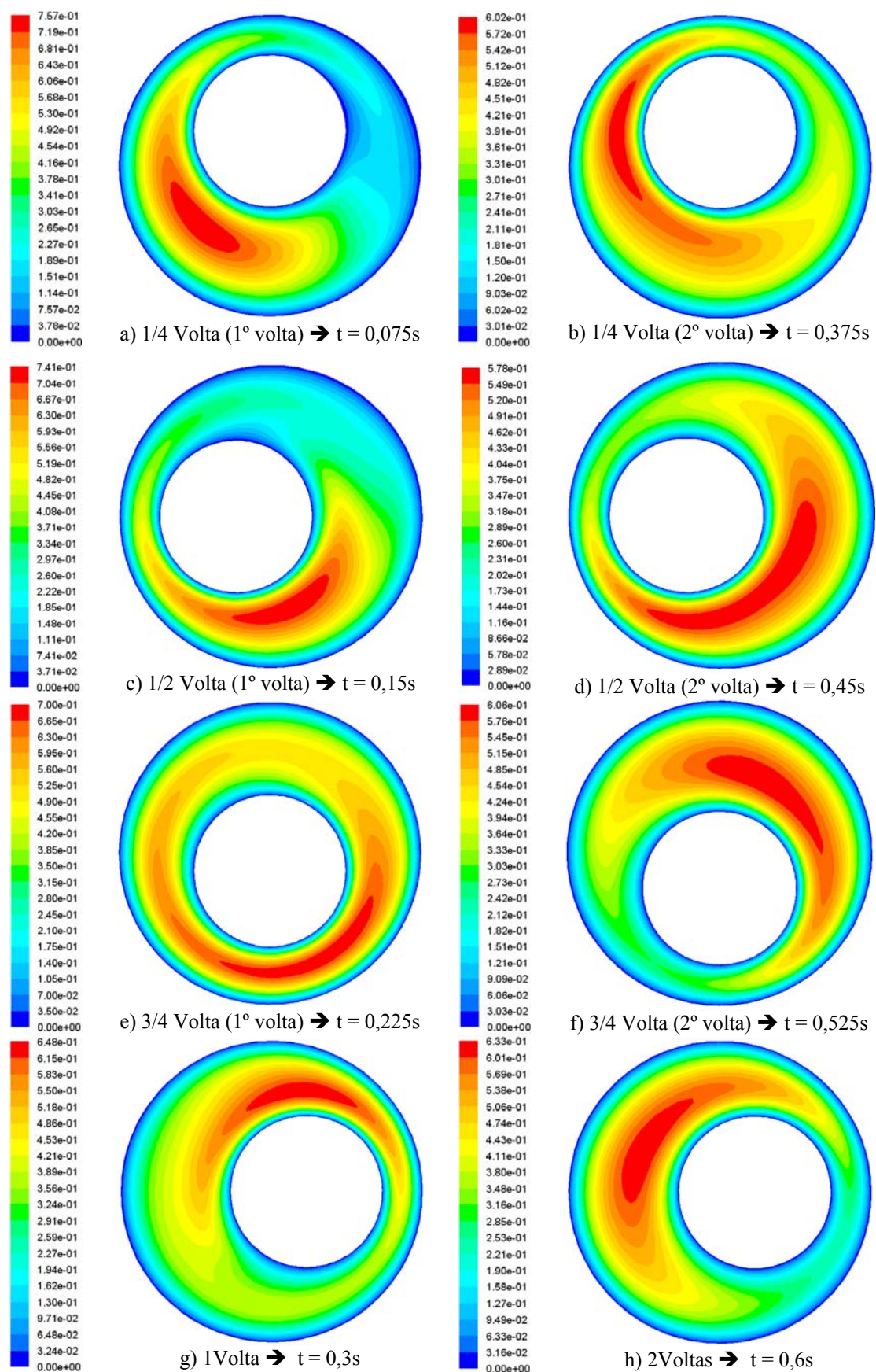


Figura 6.23: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de 7 m³/h e rotação excêntrica variável de 200 rpm

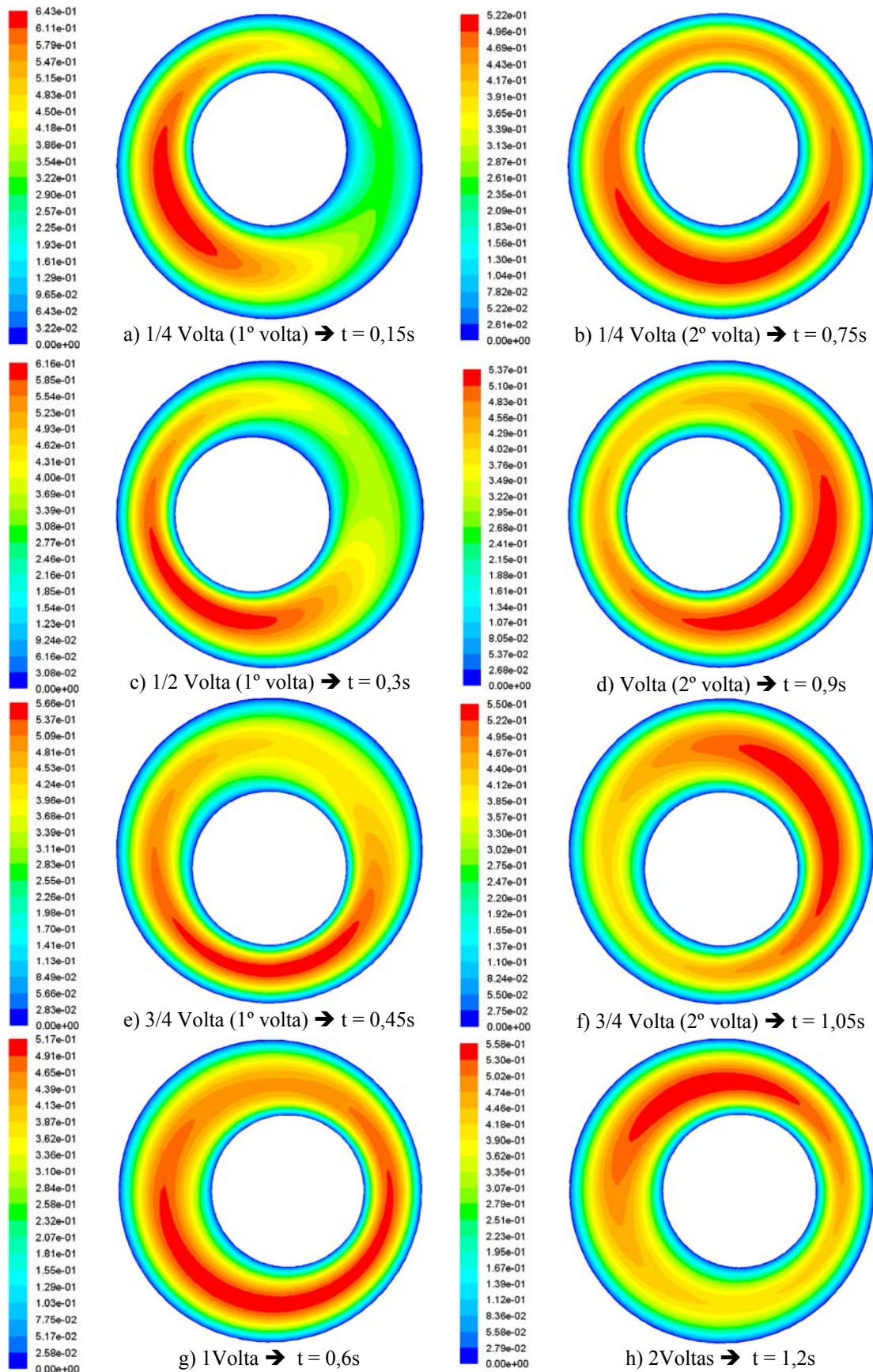


Figura 6.24: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,05% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de 7 m³/h e rotação excêntrica variável de 100 rpm

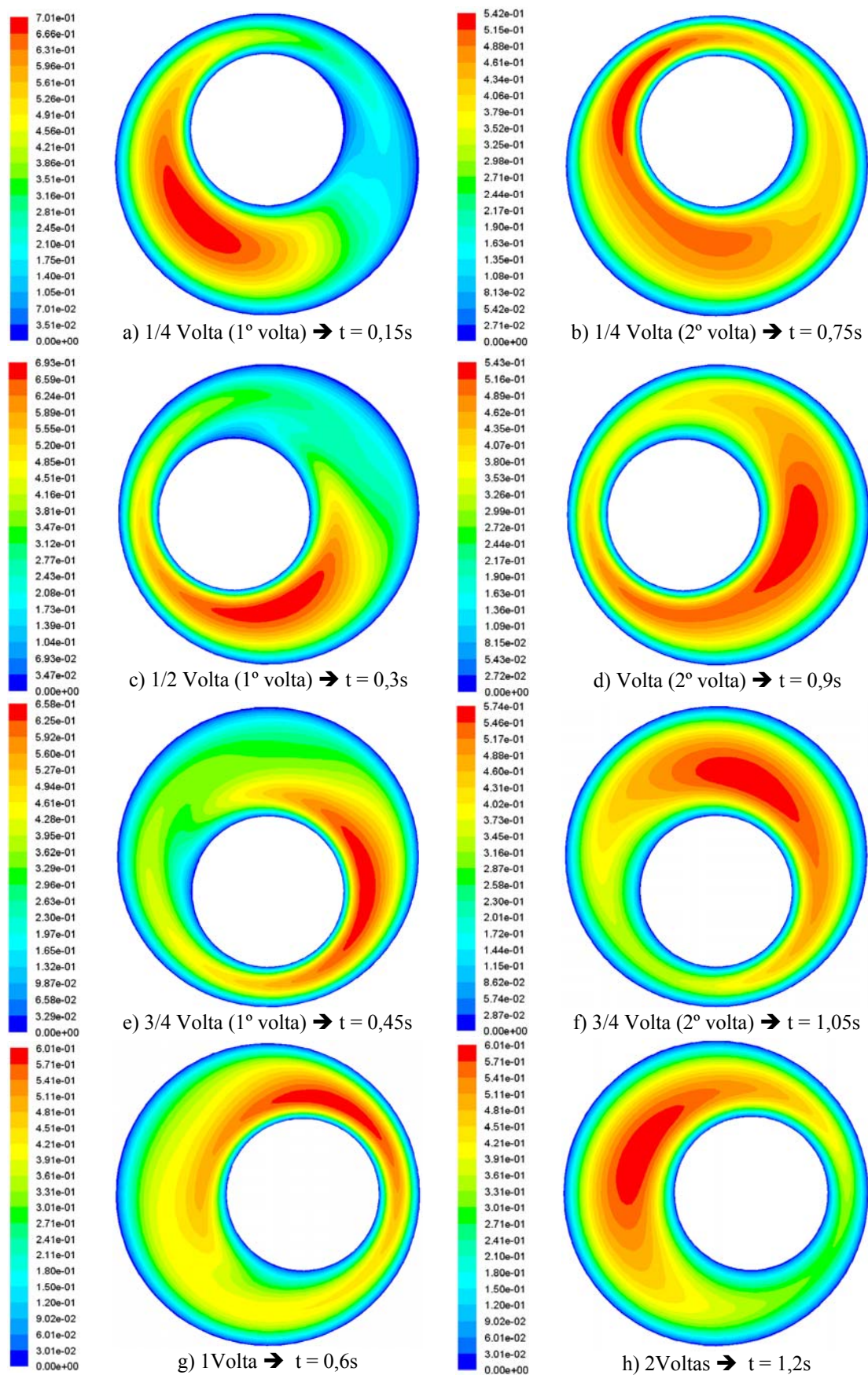


Figura 6.25: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,05% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de 7 m³/h e rotação excêntrica variável de 100 rpm

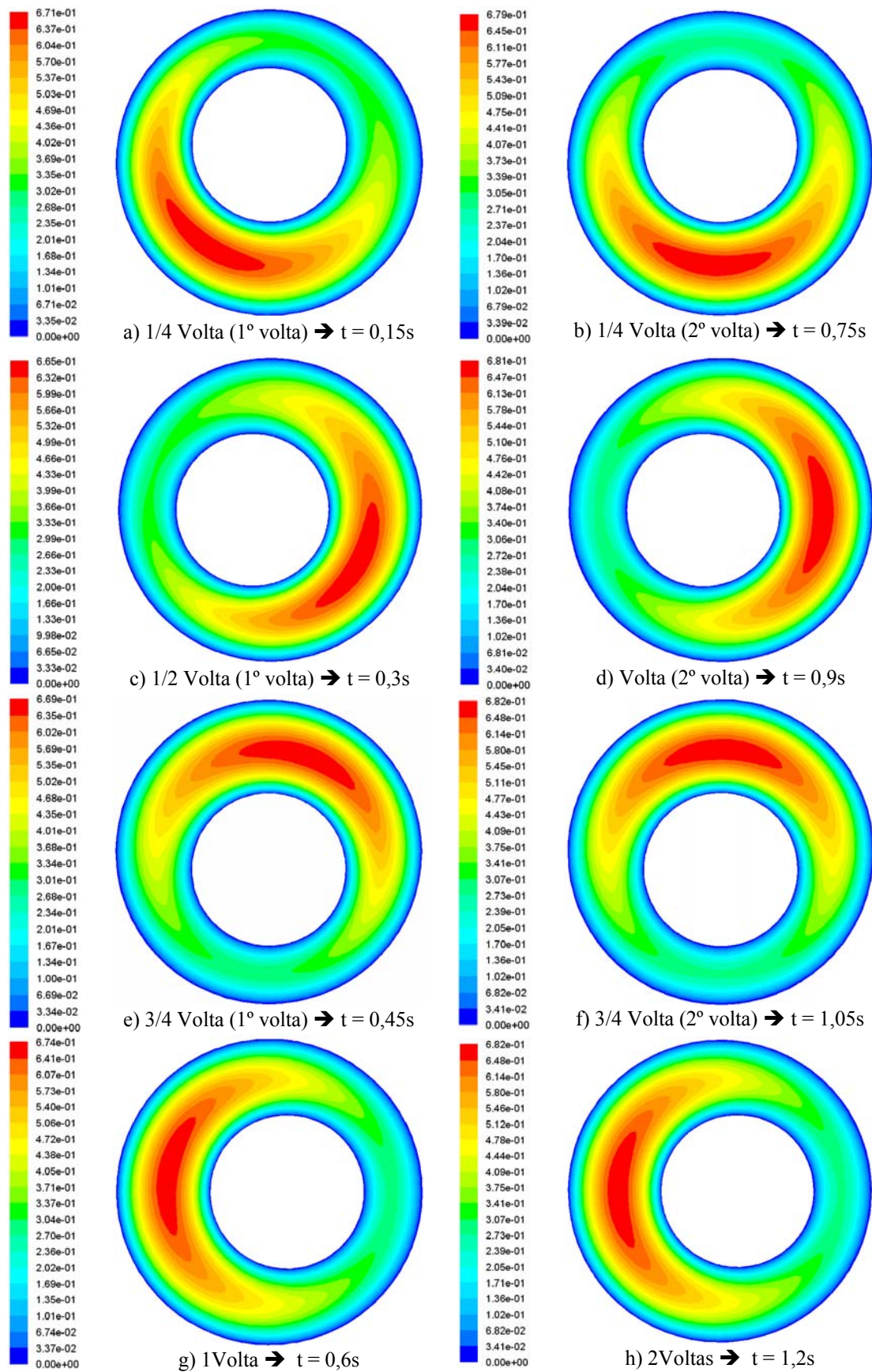


Figura 6.26: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,15% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de 7 m³/h e rotação excêntrica variável de 100 rpm

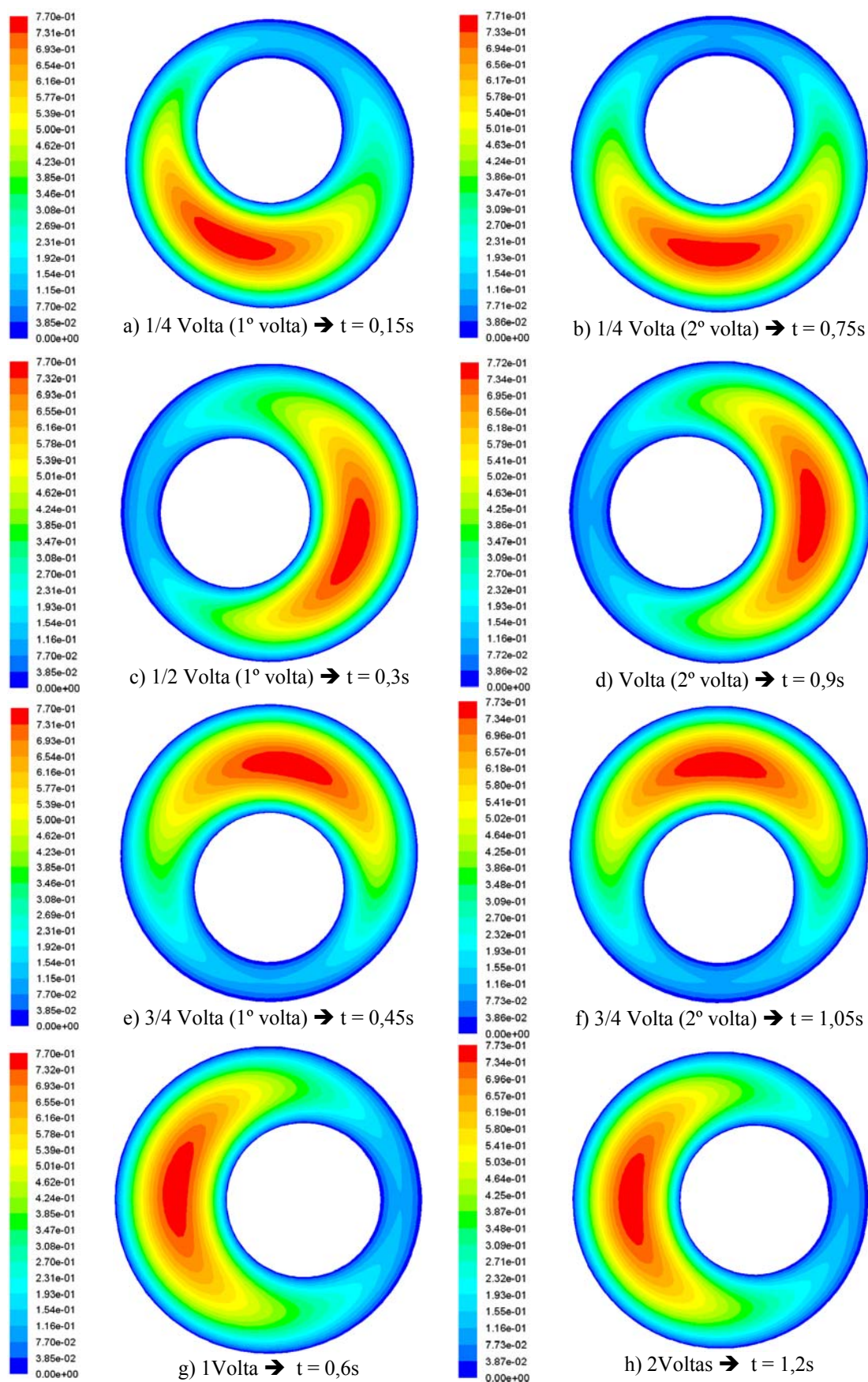


Figura 6.27: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,15% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de 7 m³/h e rotação excêntrica variável de 100 rpm

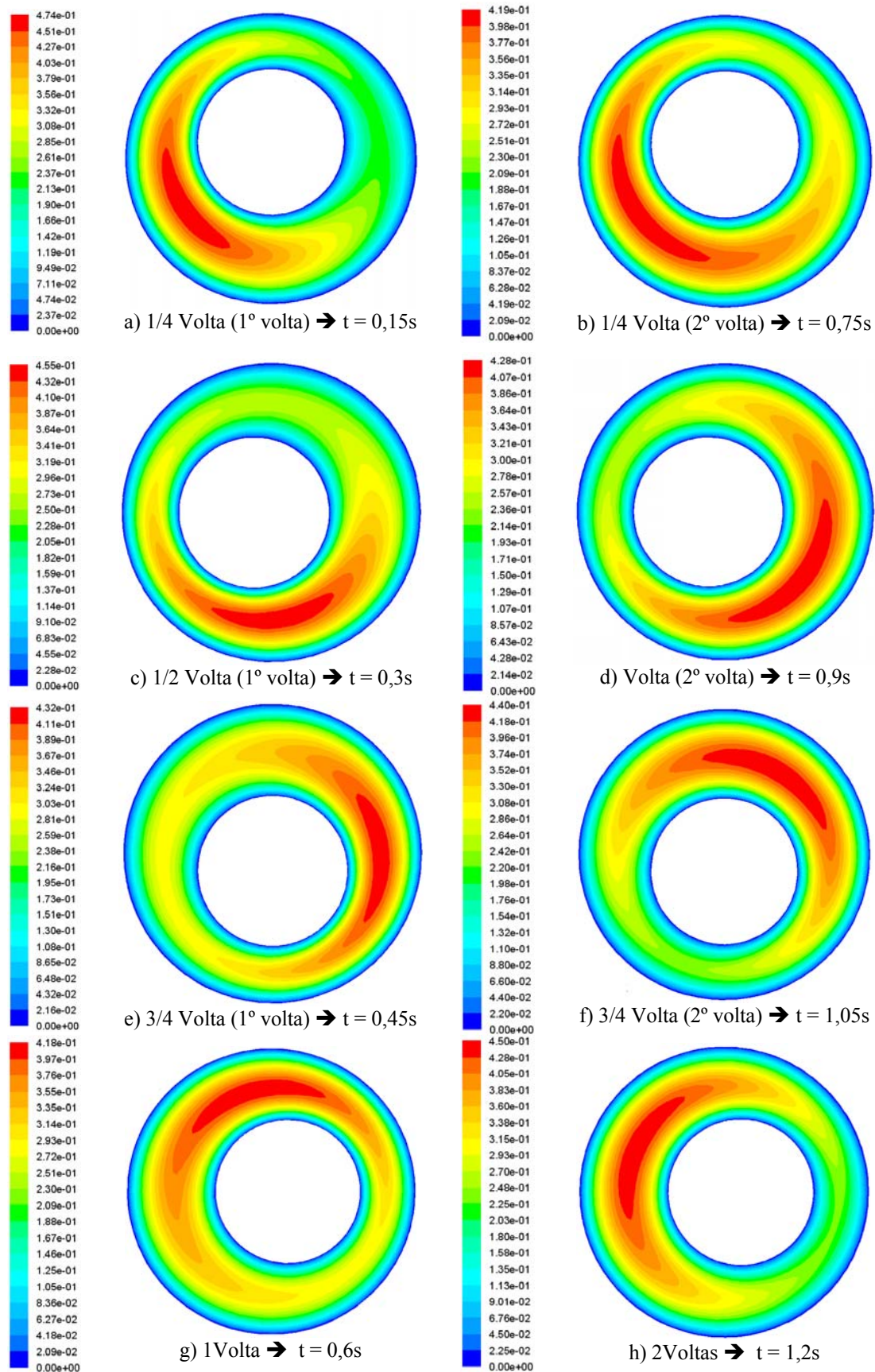


Figura 6.28: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de 5 m³/h e rotação excêntrica variável de 100 rpm

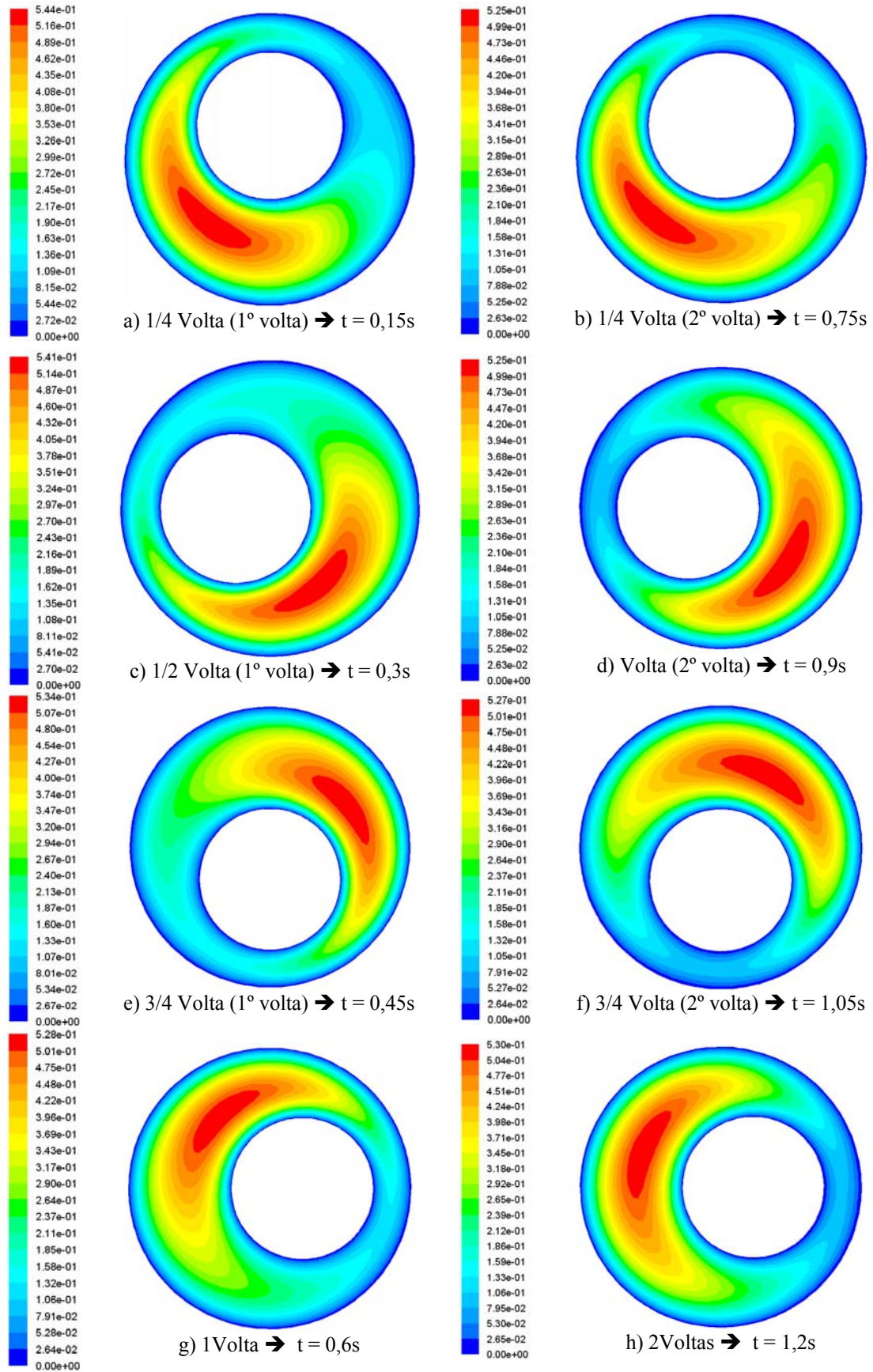


Figura 6.29: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de 5 m³/h e rotação excêntrica variável de 100 rpm

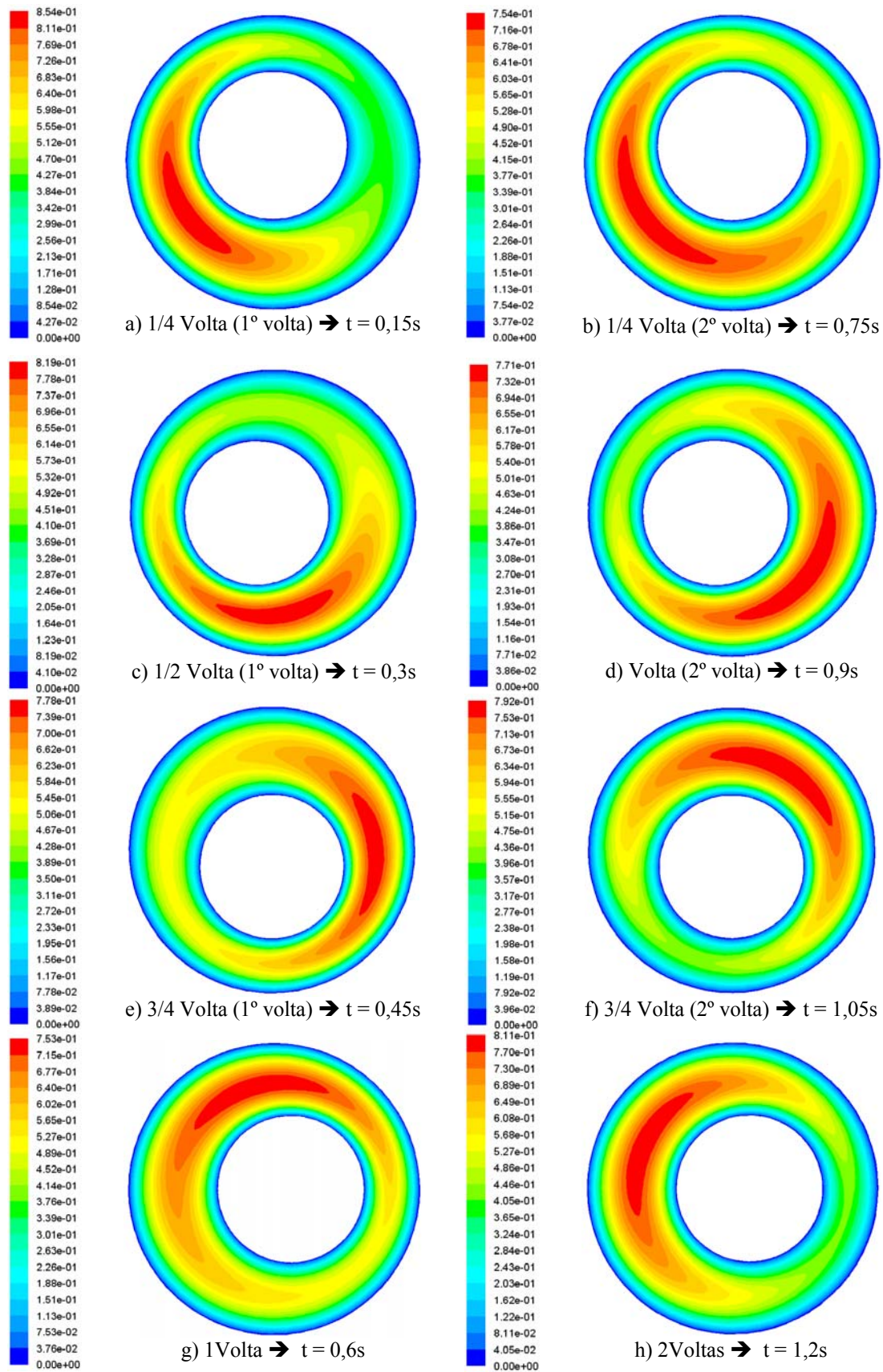


Figura 6.30: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,23; vazão de $9 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm

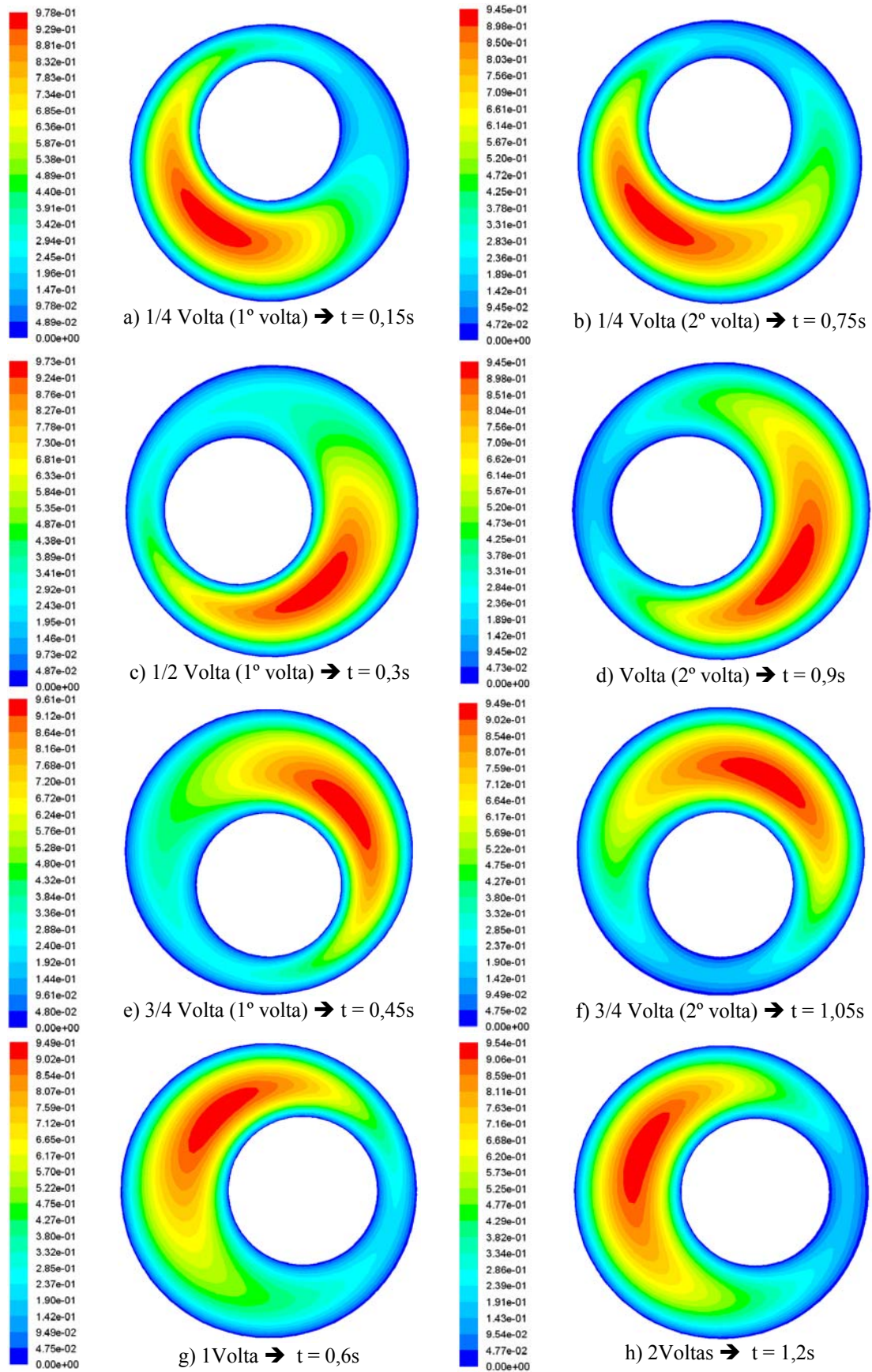


Figura 6.31: Contornos simulados de velocidade axial (m/s) para solução de 0,10% de GX, excentricidade de 0,46; vazão de 9 m³/h e rotação excêntrica variável de 100 rpm

6.5. Perfis Radiais Simulados de Velocidade Axial

As Figuras 6.32 e 6.33 mostram perfis de distribuição radial de velocidade axial (m/s) para avaliar o efeito do incremento de rotação excêntrica variável, para solução de 0,10% GX e vazão de fluido de 7 m³/h, nos dois anulares excêntricos ($E = 0,23$) e ($E = 0,46$), respectivamente. Verificou-se que a rotação do eixo interno contribuiu para aumentar os valores de velocidade axial nas regiões de menor gap, enquanto que, os valores de velocidade nas regiões de maior abertura eram reduzidos, o que contribuiu para uma maior distribuição do fluxo axial ao redor de todo espaço anular. Este aspecto é favorável em processos de escoamento de lamas de perfuração, uma vez que, a estagnação do fluxo provoca o surgimento de regiões de acúmulo de cascalhos, especialmente em poços horizontais e inclinados, atrapalhando o processo de carregamento destes sólidos.

As Figuras 6.34 e 6.35 apresentam os perfis radiais de velocidade axial (m/s) para avaliar o efeito da concentração de Goma Xantana, à uma vazão de fluido de 7 m³/h e rotação de 100 rpm, nos dois anulares excêntricos ($E = 0,23$) e ($E = 0,46$), respectivamente. Observou-se que nos perfis obtidos com solução de menor concentração (0,05% GX) ocorreu uma maior redistribuição de escoamento axial ao redor de todo espaço anular, enquanto que, os perfis obtidos com a solução mais concentrada (0,15% GX) houve o aparecimento de regiões de canalização de escoamento preferencial e regiões de estagnação. Vale ressaltar, porém, que este escoamento preferencial vai sendo deslocado de posição juntamente com a movimentação do tubo, o que faz com que uma região antes estagnada passe a receber fluxo axial, à medida que o tubo interno vai se movimentando. Também é importante lembrar que uma maior concentração de polímero impede que o cascalho desça novamente ao fundo do poço durante etapas de paradas da perfuração, ficando estes sólidos suspensos na lama.

Já nas Figuras 6.36 e 6.37 têm-se os perfis radiais de velocidade axial (m/s) para avaliar o efeito da vazão de alimentação, com a solução de 0,10% de GX e rotação de 100 rpm, nos dois anulares excêntricos ($E = 0,23$) e ($E = 0,46$), respectivamente. Nota-se que o incremento de vazão favorece o surgimento de regiões de fluxo preferencial (com maiores valores de velocidade axial), e ao mesmo tempo, também aumenta-se um pouco o fluxo nas regiões de menor abertura, especialmente para o anular com maior excentricidade ($E = 0,46$).

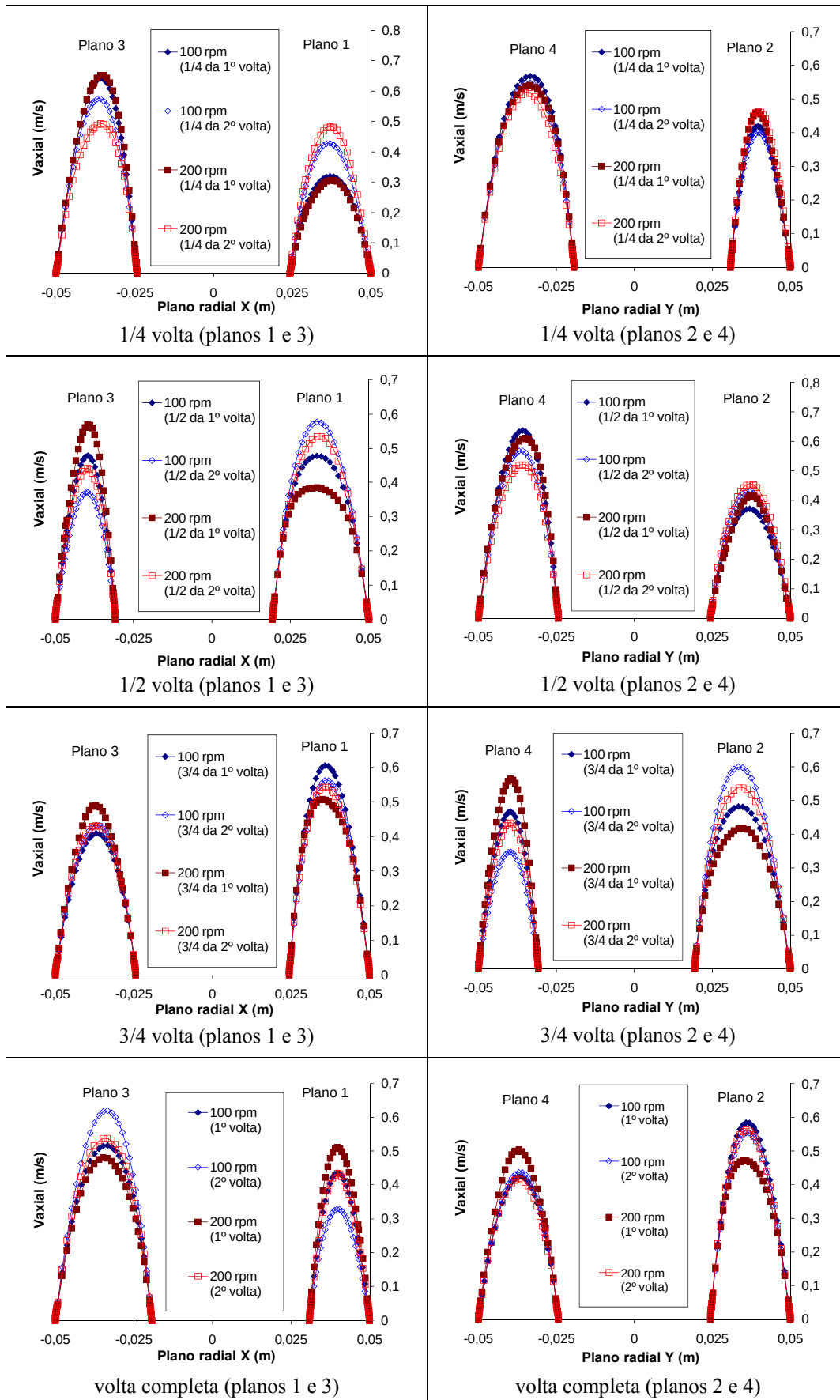


Figura 6.32: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar o efeito de rotação na condição de excentricidade ($E = 0,23$); solução de 0,10% GX, vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$.

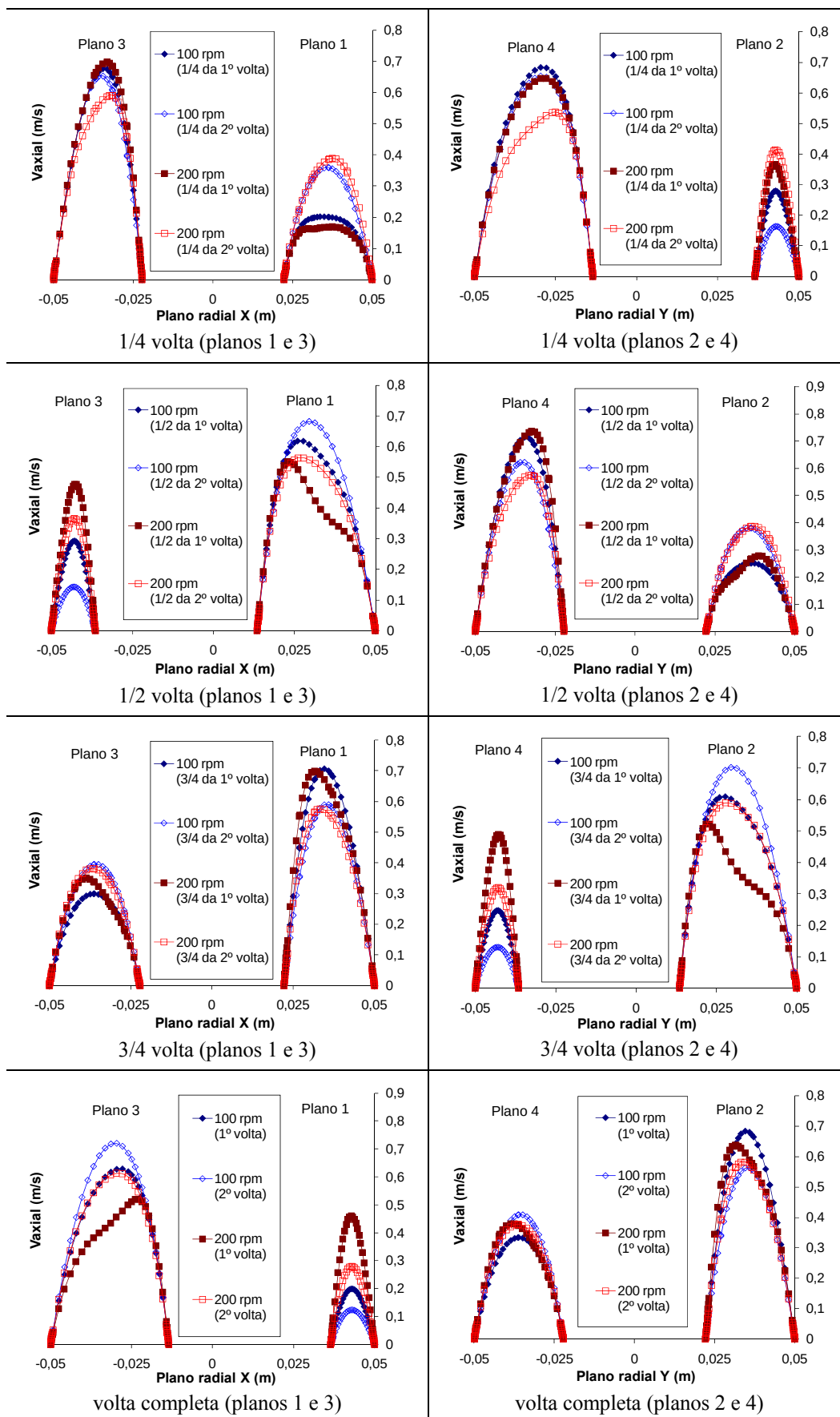


Figura 6.33: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar o efeito de rotação na condição de excentricidade ($E = 0,46$); solução de 0,10% GX, vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$.

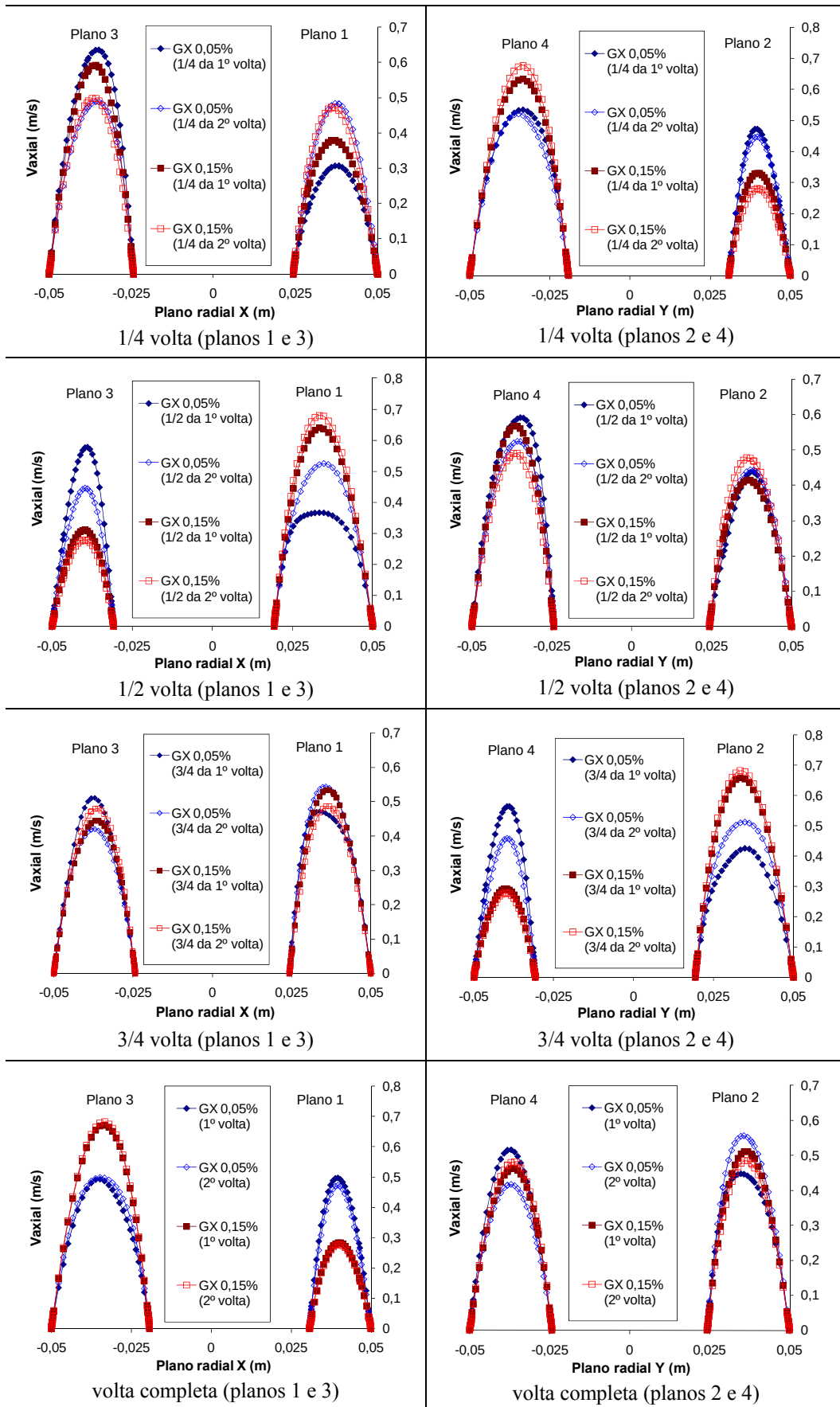


Figura 6.34: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar a concentração polimérica no anular excêntrico ($E = 0,23$); vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm .

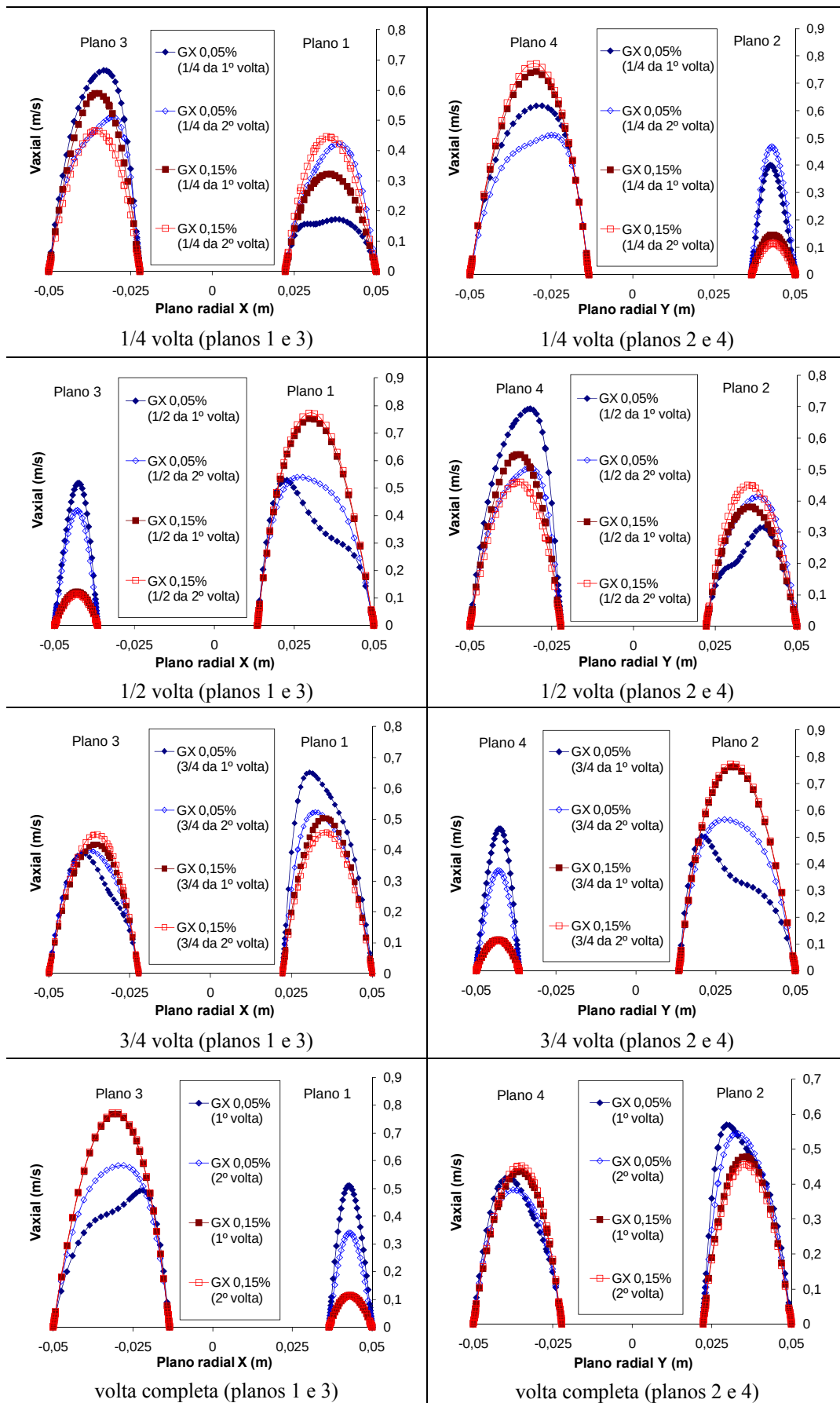


Figura 6.35: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar a concentração polimérica no anular excêntrico ($E = 0,46$); vazão de $7 \text{ m}^3/\text{h}$ e rotação excêntrica variável de 100 rpm.

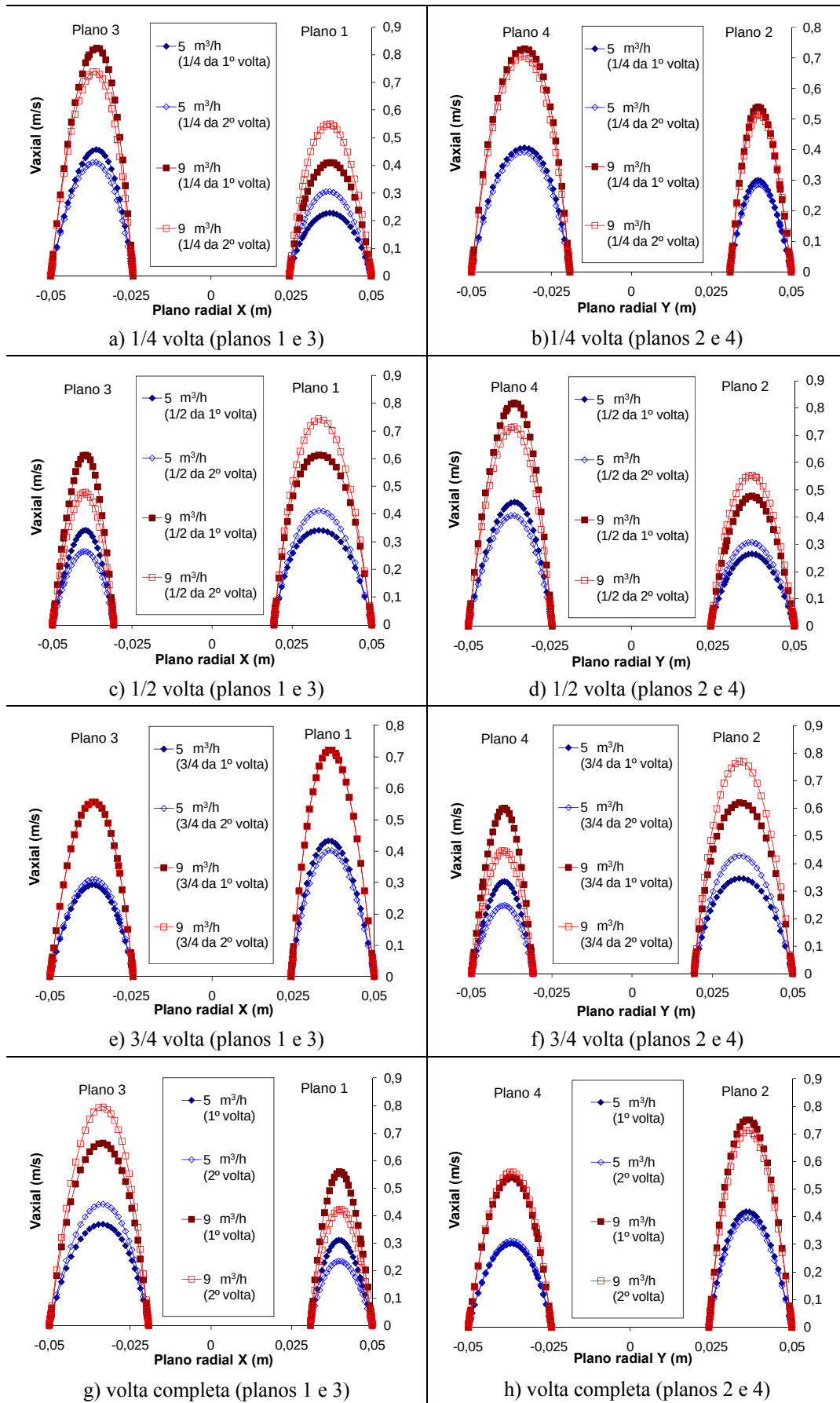


Figura 6.36: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar o efeito de vazão de fluido no anular excêntrico ($E = 0,23$); solução de 0,10% GX e rotação excêntrica variável de 100 rpm.

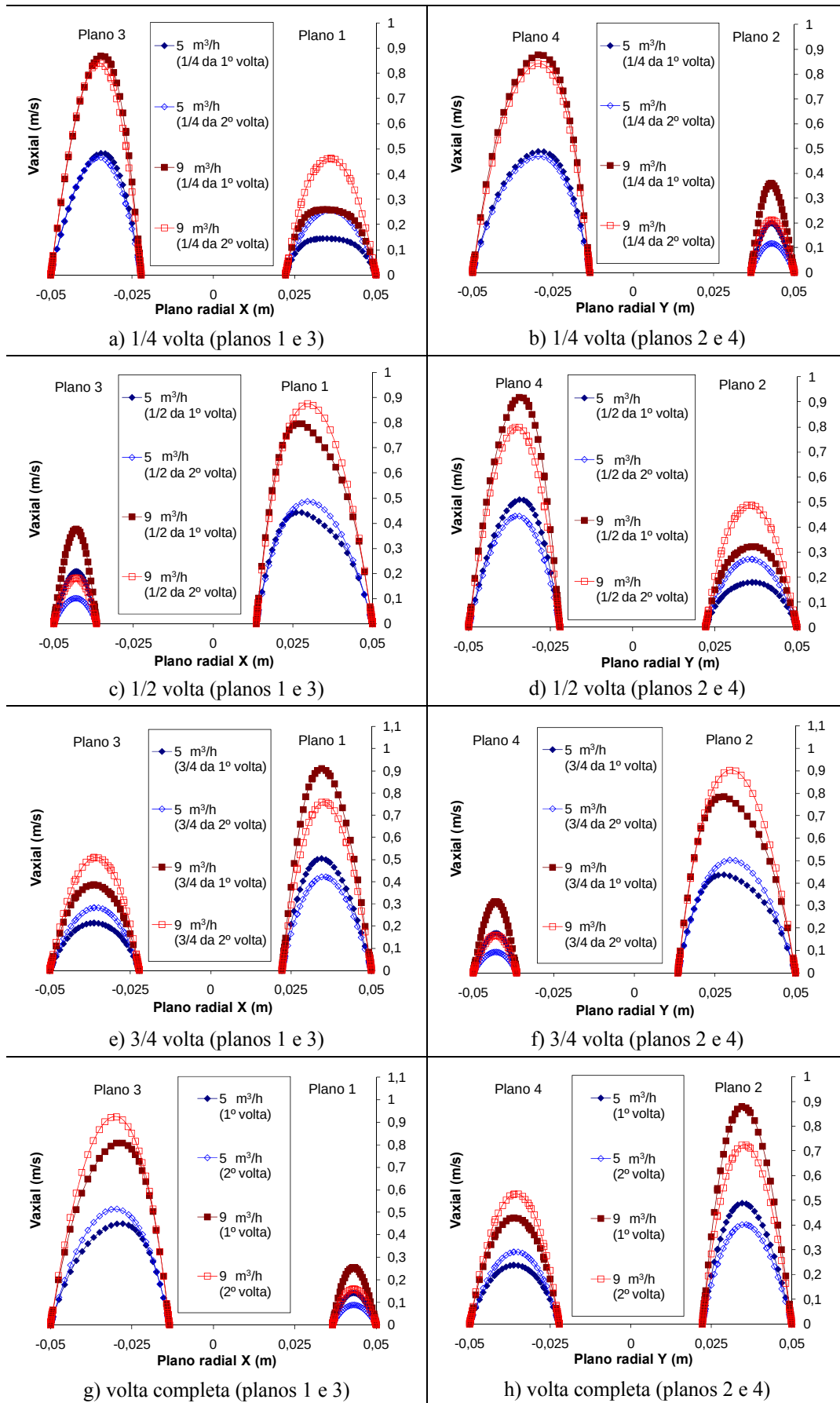


Figura 6.37: Perfis de distribuição radial de velocidade axial em (m/s) para avaliar o efeito de vazão de fluido no anular excêntrico ($E = 0,46$); solução de 0,10% GX e rotação excêntrica variável de 100 rpm.

CAPÍTULO VII

CONCLUSÕES

7.1. Conclusões Para Escoamentos Taylor-Couette

Foi possível obter uma boa aproximação entre as simulações conduzidas no *software FLUENT*[®] 12.1 em relação à solução analítica das Equações de Navier-Stokes, para números de Taylor abaixo e igual ao número de Taylor crítico ($Ta = 51$ e $Ta_{cr} = 103$). Verificou-se também uma boa concordância entre resultados simulados (CFD) para os vetores de velocidade radial e axial e para os contornos de magnitude em relação aos trabalhos da literatura: dados experimentais de WERELEY e LUEPTOW (1998) e resultados de simulação numérica de HWANG e YANG (2004), para escoamentos do tipo Vórtice Laminar (LV) e do tipo Vórtice Ondulado (WV).

Verificou-se também 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 da 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 tubo interno é quase a metade do valor obtido para o escoamento do tipo vórtice laminar ($Ta = 124$).

Verificou-se também que o aumento da rotação do cilindro interno juntamente com a adição de um fluxo axial ($Ta = 139$ e $Re = 4,9$) promove a formação de ondulações nos campos de vetores de velocidades que se refletem nos contornos de velocidades axial e radial, para escoamentos do tipo vórtice ondulado (WV).

7.2. Conclusões Para Escoamentos com Fluidos Newtonianos

No arranjo anular concêntrico verificou-se 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. Observou-se também uma boa aproximação entre os resultados simulados com os modelos de turbulência e os dados experimentais da literatura para os perfis de distribuição radial de velocidade tangencial normalizadas pela velocidade *bulk* (U_b) e pela velocidade superficial do cilindro interno (V_i).

Já para o arranjo anular excêntrico ($E = 0,5$) verificou-se uma boa aproximação entre os resultados simulados e os dados experimentais da literatura nos perfis de velocidade axial normalizados sem a rotação do cilindro interno (0 rpm), exceto no *gap* mais estreito (plano 1) onde os resultados simulados com os modelos de turbulência ficaram subestimados. Vale destacar também, que os resultados experimentais da literatura para a região do plano 1 podem estar superestimados, com valores próximos aos dos planos verticais (planos 2 e 4) o que pode ser justificado pela dificuldade de se obter medidas experimentais nesta região devido ao estreitamento do anular. Observou-se também através dos contornos simulados de velocidade axial uma canalização do escoamento axial para a região de maior espaço anular.

No arranjo excêntrico ($E = 0,5$) submetido à rotação do cilindro interno (300 rpm) houve uma boa concordância entre os resultados simulados e os dados experimentais da literatura para os perfis de velocidade axial normalizados pela velocidade *bulk* (U_b), inclusive no anular mais estreito (plano 1). Verificou-se pelos contornos simulados de velocidade axial que houve um deslocamento do escoamento axial preferencial para as regiões que correspondem aos planos 2 e 3, devido à rotação do cilindro interno no sentido anti-horário.

Com relação aos perfis de velocidade tangencial normalizados pela velocidade *bulk* (U_b) no arranjo anular excêntrico ($E = 0,5$) verificou-se uma boa aproximação entre os resultados simulados e os dados experimentais da literatura, exceto para o espaço anular mais estreito (plano 1), onde os resultados simulados com os modelos de turbulência ficaram subestimados.

7.3. Conclusões Para Escoamentos com Fluidos não-Newtonianos

Foi possível constatar através dos resultados experimentais e simulados de queda de pressão que houve uma diminuição deste gradiente com a rotação do cilindro interno para as duas soluções estudadas no anular concêntrico. Já no arranjo anular excêntrico ($E = 0,75$) ocorreu um efeito inverso, ou seja, o incremento de rotação no cilindro interno provocou um aumento no gradiente de pressão para ambos os fluidos. Pode-se verificar também que o número de células e o esquema adotado para discretização das equações de movimento pouco interferiram nos valores simulados de queda de pressão.

Observou-se nos contornos simulados de velocidade axial no anular excêntrico que a rotação do cilindro interno promove um pequeno deslocamento do fluxo axial preferencial localizado na região de maior espaço anular (plano 3) em direção à região de menor anular (plano 1), sendo este deslocamento mais evidente para solução de 0,2% de Goma Xantana.

Verificou-se através dos perfis simulados de velocidade axiais normalizados no anular concêntrico que estes perfis são mais achatados com a solução de 0,2% de GX e mais

parabólicos com a solução de 0,2% de CMC. Já nos perfis simulados de velocidade tangencial normalizados nota-se um súbito decréscimo da velocidade tangencial para a solução de 0,2% de GX ao se afastar do tubo interno, enquanto que esta diminuição ocorre de forma mais lenta com a solução de 0,2% de CMC.

Já os perfis simulados de velocidade axiais normalizados para o anular excêntrico indicam uma tendência similar ao escoamento anular concêntrico para o plano 3 (maior abertura), porém com uma diferença que no escoamento sem rotação do cilindro interno o perfil de velocidade axial tende a apresentar maiores valores próximo a região do cilindro interno, já que praticamente não há escoamento axial de fluido na região de menor espaço anular (plano 1). Com incremento da rotação do eixo interno, pode se notar que há um deslocamento escoamento axial preferencial da região de maior abertura para a região de menor espaço anular, como nos contornos simulados.

Verificou-se pelos perfis simulados de velocidade tangenciais normalizados no anular excêntrico que no plano 1 (menor anular) há uma redução gradativa da velocidade tangencial ao se afastar do cilindro interno. Enquanto que na região de maior abertura (plano 3) verificou-se que há um súbito decréscimo da velocidade tangencial quando se afasta do tubo interno e que no centro da seção anular há um ponto de inflexão onde os valores de velocidade tangencial passam a ser baixos e negativos, o que pode indicar um escoamento secundário no sentido horário, contrário ao da rotação do cilindro interno (sentido anti-horário). Estes valores de velocidade tangencial negativos também podem ser vistos nos planos 2 e 4 (perpendiculares aos planos 1 e 3).

7.4. Conclusões Para Escoamentos com Excentricidade Variável

Foi possível verificar através de um planejamento experimental com 81 ensaios, o efeito de quatro variáveis de processo sobre a resposta de queda de pressão, para escoamentos anulares sob efeito de movimentação excêntrica variável do tubo interno. Constatou-se que variável que predomina sobre as demais é a concentração de Goma Xantana (X1), seguida da vazão (X3), e finalmente da excentricidade (X2). Dentre todas as variáveis, a que menos afetou a queda de pressão foi justamente a rotação do tubo interno (X4). Verificou-se que o incremento da concentração polimérica promoveu um aumento na resposta de queda de pressão, assim como o aumento da vazão (X3), ao passo que, o efeito da excentricidade (X2) foi o oposto, provocou uma redução na perda de carga. Observou-se também um efeito de interação entre as variáveis, excentricidade (X2) e rotação (X4), sendo que, para o anular

concêntrico o aumento da rotação diminuiu a queda de pressão, enquanto que, nos anulares excêntricos observou-se um efeito contrário.

Com relação aos resultados simulados de velocidade axial em seções anulares periódicas, foi possível notar que os incrementos de concentração de Goma Xantana e de vazão, bem como, o aumento da excentricidade do canal anular favorecem o surgimento de regiões de canalização de fluxo axial (com maiores velocidades axiais) e de regiões de estagnação de fluxo. Ao passo que, a movimentação excêntrica variável, especialmente nas condições de menor concentração polimérica e excentricidade, promove uma distribuição do fluxo axial ao redor de todo o espaço anular, aumentando os fluxos axiais em regiões de menor abertura, reduzindo assim o efeito de estagnação do escoamento axial. Este último aspecto favorável em processos de escoamento de lamas de perfuração, uma vez que, a estagnação do fluxo provoca o surgimento de regiões de acúmulo de cascalhos, especialmente em poços horizontais e inclinados, atrapalhando o processo de carregamento destes sólidos.

Vale ressaltar, porém, que este escoamento preferencial vai sendo deslocado de posição juntamente com a movimentação excêntrica variável do tubo interno, o que faz com que uma região antes estagnada passe a receber fluxo axial, à medida que o tubo interno vai se movimentando. Também é importante lembrar que uma maior concentração de polímero impede que o cascalho desça novamente ao fundo do poço durante etapas de paradas da perfuração, ficando estes sólidos suspensos na lama.

CAPÍTULO VIII

ETAPAS FUTURAS

Realizar um estudo de otimização visando à minimização da queda de pressão, por meio do desenvolvimento de novos planejamentos experimentais em outras faixas operacionais da unidade piloto de escoamento em seções anulares com excentricidade variável.

Estender o estudo experimental de aquisição de dados de queda de pressão na unidade piloto, com a adição de algumas placas de diferentes tamanhos que funcionariam como uma obstrução física ao escoamento no fundo do espaço anular. Este tipo de configuração se aproxima de uma situação real que ocorre na perfuração horizontal de poços, onde há uma obstrução do fundo do canal anular pela sedimentação de cascalhos que não são completamente removidos do anular. Em alguns estudos da literatura, constatou-se que este tipo de obstrução parcial promove uma recirculação no escoamento que interage com os escoamentos dos vórtices do tipo Taylor-Couette, formando um escoamento complexo mesmo com níveis moderados de obstrução.

Um estudo simultâneo de um arranjo com excentricidade variável e com obstrução parcial do espaço anular também pode ser alvo de estudos futuros, para avaliar o efeito da sobreposição destes dois tipos de problemas reais de perfuração (excentricidade variável e obstrução parcial da coluna) sobre a dinâmica de escoamento dos fluidos de perfuração, permitindo um melhor entendimento dos fenômenos complexos que podem ocorrer nas situações reais de perfuração de poços horizontais.

Incorporar o efeito da inclinação ao sistema também seria uma sugestão para futuros trabalhos, mesmo que esta implique em alterações construtivas na unidade. Considera-se válida esta proposta em função do restrito número de publicações sobre esta configuração experimental, além de sua justificativa para aplicação aos casos de perfuração direcional.

Na linha de simulações computacionais propõem-se a implementação destas situações de escoamento anular com obstrução parcial da coluna, bem como, da superposição deste tipo de escoamento com o de excentricidade variável, por meio da técnica de malhas deslizantes (*moving mesh*). Além disto, estudos de simulação de escoamentos turbulentos com fluidos não-Newtonianos em canais anulares, especialmente com técnicas numéricas mais complexas, como por exemplo: Simulações de Grandes Escalas (*LES*) e Simulações Numéricas Diretas (*DNS*) também pode ser uma grande contribuição para continuação deste trabalho.

Outra possibilidade para novos estudos seria a extensão das simulações empregando o Modelo de Fase Discreta. Novos casos poderiam se implementados para prever o comportamento da trajetória de escoamento em funções das propriedades físicas do fluido, ampliando a faixa de viscosidade e incorporando a variação da densidade do fluido. Ainda dentro do contexto numérico, propõem-se a ampliação das simulações empregando a abordagem de Fase Discreta para a interação entre o campo de escoamento e as partículas sólidas. Estas informações permitiriam encontrar novos horizontes de pesquisa, como a investigação dos efeitos de escoamento para limpeza de anulares em função das propriedades tanto do sólido (forma, densidade e tamanho), quanto do escoamento (reologia, vazão, rotação do eixo interno e excentricidade).

APÊNDICE A

MODELOS DE TURBULÊNCIA

As Equações de Reynolds Médio de *Navier-Stokes* (do inglês “*Reynolds Average Navier-Stokes*”) governam o transporte das quantidades de fluxo médias, com todo o espectro das escalas de turbulência sendo modeladas. A aproximação de modelagem baseada em *RANS* reduz grandemente os recursos e esforços computacionais exigidos, sendo amplamente adotado para aplicações práticas de engenharia. Se o escoamento médio for estável, as Equações governantes não contêm derivações dependentes do tempo e uma solução de estado-estacionário pode ser obtida economicamente. Uma vantagem computacional também é observada em situações transientes, desde que os passos de tempo sejam determinados por instabilidades globais no fluxo médio no lugar das turbulências.

Dentre os modelos de fechamento disponíveis no *software FLUENT® 12.1* tem-se o modelo de *Spalart-Allmaras*, o modelo *k-ε* e suas variantes, o modelo *k-ω* e suas variantes, e o modelo de RSM. As Equações de *RANS* são freqüentemente usadas no cálculo de fluxos dependentes de tempo, cujas oscilações podem ser impostas externamente (por exemplo, fontes ou condições de contorno dependentes do tempo) ou auto-sustentáveis (“*vortex-shedding*”, instabilidades de fluxos). Na média de Reynolds, a solução das variáveis nas Equações de *Navier-Stokes* (exatas) é decomposta em média (média do conjunto ou média temporal) e componentes de flutuação. Para os componentes de velocidade:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (\text{A-1})$$

Onde: $\bar{u}_i$ e u_i' são os componentes de média e de flutuação da velocidade ($i = 1; 2; 3$).

Da mesma forma, para pressão e outras quantidades escalares:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{A-2})$$

Onde: ϕ denota um escalar, tal como pressão, energia ou concentração de espécies.

Substituindo expressões desta forma para as variáveis de fluxo dentro das Equações instantâneas de continuidade e de quantidade de movimento e, tomando uma média de tempo ou conjunto (e derrubando a barra superior na velocidade média, $\bar{u}$) produz as Equações de *momentum* de média de conjunto. Elas podem ser escritas na forma Cartesiana como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (\text{A-3})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i' u_j'}) \quad (\text{A-4})$$

As Equações A-3 e A-4 são denominadas de Equações *RANS* (do inglês *Reynolds Average Navier-Stokes*). Eles têm a mesma forma geral como nas Equações instantâneas de *Navier-Stokes*, com as velocidades e outras variáveis de solução representando agora valores médios do conjunto (ou média de tempo). Os termos adicionais que aparecem agora representam os efeitos de turbulência. Esta tensão de Reynolds ($-\rho \overline{u_i' u_j'}$) deve ser modelada para fechar a Equação A-4. Para fluxos de densidade variável, as Equações A-3 e A-4 podem ser interpretadas como as Equações *Navier-Stokes* de média-*Favre* (HINZE, 1975), com as velocidades representando valores médios de massa. Assim, as Equações A-3 e A-4 podem ser aplicadas para fluxos de densidade variável.

A-1. Aproximação de *Boussinesq* versus Modelagem RSM

A aproximação de Reynolds-médio para modelagem de turbulência requer que as tensões de Reynolds na Equação A-4 sejam modeladas adequadamente. Um método comum usa a Hipótese de *Boussinesq* (HINZE, 1975) para relacionar as tensões de Reynolds aos gradientes de velocidade média. A hipótese de *Boussinesq* é utilizada no modelo de *Spalart-Allmaras*, nos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$. A vantagem desta aproximação é o custo computacional relativamente baixo associado ao cálculo da viscosidade turbulenta, μ_t . No caso dos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$, duas Equações de transporte adicionais (para a energia cinética de turbulência, k , e também para a taxa de dissipação de turbulência, ε , ou para a taxa de dissipação específica, ω) são resolvidas, e μ_t é computada como uma função de k e ε . A desvantagem da hipótese de *Boussinesq* como apresentada é que ela assume que μ_t é uma quantidade escalar isotrópica, o que não é estritamente verdade.

A aproximação alternativa, incorporada no RSM, é resolver Equações de transporte para cada um dos termos no tensor de tensão de Reynolds. Uma Equação de determinação de escala adicional (normalmente para ε) também é requerida. Isto significa que cinco Equações de transporte adicionais são requerido em fluxos 2D e sete Equações de transporte adicionais deve ser resolvido em 3D. Em muitos casos, modelos baseados na hipótese de *Boussinesq* executam muito bem, e o custo computacional adicional do modelo de tensão de Reynolds não é justificado. Porém, o RSM é claramente superior para situações nas quais a anisotropia da turbulência tem um efeito dominante no fluxo médio. Tais casos incluem fluxos altamente

helicoidais (“*highly swirling flows*”) e fluxos secundários dirigidos por tensão (“*stress driven secondary flows*”).

A-1.1. Esforço Computacional: Tempo de CPU e Comportamento da Solução

O modelo $k-\varepsilon$ padrão requer claramente mais esforço computacional do que o modelo de *Spalart-Allmaras* visto que uma Equação adicional de transporte é resolvida. O modelo $k-\varepsilon$ realizável requer somente um ligeiro esforço computacional a mais do que o modelo $k-\varepsilon$ padrão. Entretanto, devido aos termos e funções extras nas Equações governantes e um grau maior de não-linearidade, cálculos com o modelo $k-\varepsilon$ RNG tendem a tomar 10-15% a mais de tempo de CPU do que com o modelo $k-\varepsilon$ padrão. Como os modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ são modelos de duas-Equações, eles requerem esforço computacional mais ou menos idêntico.

Comparado com modelos a 2 Equações ($k-\varepsilon$ e $k-\omega$) o RSM requer memória e tempo de CPU adicionais devido ao aumento do número de Equações de transporte para as tensões de Reynolds. No entanto, a programação eficiente no *FLUENT*[®] 12.1 reduziu significativamente o tempo de CPU por iteração. Na média, o RSM no *FLUENT*[®] 12.1 requer 50-60% mais tempo de CPU por iteração comparada aos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$. Além disso, necessita-se de 15-20% a mais de memória.

Com exceção do tempo por iteração, a escolha do modelo de turbulência pode afetar a habilidade do *FLUENT*[®] 12.1 de obter uma solução convergida. Por exemplo, sabe-se que o modelo $k-\varepsilon$ padrão é ligeiramente mais difusivo (“*over-diffusive*”) em certas situações, enquanto o modelo $k-\varepsilon$ RNG foi projetado de tal forma que a viscosidade turbulenta é reduzida em resposta às elevadas taxas de tensão. Desde que a difusão tem um efeito estabilizante nos cálculos numéricos, o modelo RNG é mais provável de ser suscetível à instabilidade em soluções de estado estacionário. Entretanto, isto não deve necessariamente ser visto como uma desvantagem do modelo de RNG, visto que estas características fazem mais correspondente às importantes instabilidades físicas tais como o decaimento dos vórtices turbulentos dependentes do tempo.

Similarmente, o RSM pode levar mais iterações para convergir do que os modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ devido ao forte acoplamento entre as tensões de Reynolds e o fluxo médio.

A-2. Modelos da Família $k-\varepsilon$

A-2.1. O Modelo $k-\varepsilon$ Standard

Os mais simples “modelos completos” de turbulência são modelos de duas-Equações nos quais a solução das duas Equações de transporte separada permite que a velocidade turbulenta e o comprimento de escala sejam determinados independentemente. O Modelo $k-\varepsilon$ Padrão no *FLUENT*® 12.1 cai dentro desta classe de modelo de turbulência e se tornou o carro-chefe de cálculos de fluxos de engenharia práticos desde o tempo em que foi proposto por LAUNDER e SPALDING (1972). Robustez, economia, e precisão razoável para uma gama extensiva de fluxos turbulentos explicam sua popularidade em fluxos industriais e simulações de transferência de calor. É um modelo semi-empírico, e a derivação das Equações do modelo é baseada em considerações fenomenológicas e empirismo. Como os pontos fortes e fracos do modelo $k-\varepsilon$ padrão são conhecidos, foram feitas modificações ao modelo para melhorar seu desempenho. Duas destas variantes estão disponíveis no *software FLUENT*® 12.1: o modelo $k-\varepsilon$ RNG (YAKHOT e ORSZAG, 1986) e o modelo $k-\varepsilon$ Realizável (SHIH *et al.*, 1995).

O modelo $k-\varepsilon$ Standard (LAUNDER e SPALDING, 1972) é um modelo semi-empírico baseado nas Equações do modelo de transporte para a energia cinética de turbulência (k) e sua taxa da dissipação (ε). A Equação do modelo de transporte para k é derivada da Equação exata, enquanto a Equação do modelo de transporte para ε foi obtida usando o raciocínio físico e carrega pouca semelhança de sua contrapartida matematicamente exata. Na derivação do modelo $k-\varepsilon$, assumiu-se que o fluxo é turbulento plenamente desenvolvido, e os efeitos da viscosidade molecular são insignificantes. O modelo $k-\varepsilon$ Standard é conseqüentemente válido somente para fluxos completamente turbulentos.

Equações de Transporte para o Modelo $k-\varepsilon$ Standard

A energia cinética de turbulência, k , e sua taxa de dissipação, ε , são obtidas a partir das seguintes Equações de transporte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (\text{A-5})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{A-6})$$

Nestas Equações, G_k representa a geração de energia cinética de turbulência devido aos gradientes de velocidade média, G_b a geração da energia cinética de turbulência devido a flutuação. Y_M representa a contribuição da dilatação flutuante na turbulência compressível para taxa de dissipação global. $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ e $C_{3\varepsilon}$ são constantes. σ_k e σ_ε são os números turbulentos de Prandtl. S_k e S_ε são termos de fonte definidos pelo usuário.

Modelagem da Viscosidade Turbulenta

A viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada pela combinação de k e ε , a seguir:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{A-7})$$

Constantes do Modelo k - ε Standard

As constantes do modelo $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, C_μ , σ_k e σ_ε possuem os seguintes valores:

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

Estes valores padrão foram determinados a partir de experimentos com ar e água para fluxos cisalhantes turbulentos fundamentais incluindo fluxos de cisalhamento homogêneo e turbulência de malha isotrópica decadente. Eles têm demonstrado funcionar muito bem para uma faixa extensiva de fluxos cisalhantes livres ou próximos à paredes. Embora os valores padrão das constantes do modelo são os mais amplamente aceitos, pode-se alterá-los (se necessário) no painel de viscosidade do modelo.

A-2.2. O Modelo k - ε RNG

O modelo k - ε RNG foi derivado usando uma técnica estatística rigorosa (denominada teoria de grupos de renormalização). É semelhante em forma ao modelo k - ε padrão, mas inclui as seguintes características:

- O modelo RNG tem um termo adicional em sua Equação que melhora significativamente a precisão para fluxos rapidamente forçados.
- O efeito de redemoinho (“*Swirl Modification*”) na turbulência é incluído no modelo de RNG, aumentando a precisão para fluxos espiralados.
- A teoria de RNG fornece uma fórmula analítica para cálculo de números turbulentos de Prandtl, enquanto o modelo k - ε padrão usa valores constantes especificados.

Enquanto modelo k - ε Standard é um modelo para altos números de Reynolds, a teoria de RNG fornece uma fórmula diferencial derivada analiticamente para viscosidade efetiva que

responde por efeitos de baixos números de Reynolds. Porém, o uso efetivo desta característica depende do tratamento apropriado da região próximo à parede.

O modelo de turbulência baseado em k - ε RNG é derivado a partir das Equações instantâneas de *Navier-Stokes*, usando a técnica matemática denominada métodos de “grupos de renormalização” (RNG). A derivação analítica resulta em um modelo com constantes diferentes daquelas no modelo k - ε *Standard*, e termos e funções adicionais nas Equações de transporte para k e ε . Uma descrição mais compreensível da teoria RNG e de suas aplicações pode ser encontrada no estudo de CHOUDHURY (1993).

Equações de Transporte para o Modelo k - ε RNG

O modelo k - ε RNG tem uma forma similar ao modelo k - ε *Standard*:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (A-8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (A-9)$$

Nestas Equações, G_k representa a geração de energia cinética de turbulência devido aos gradientes de velocidade média, G_b , a geração da energia cinética de turbulência devido a flutuação. Y_M representa a contribuição da dilatação flutuante na turbulência compressível para a taxa de dissipação global. $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, e $C_{3\varepsilon}$ são constantes. As quantidades α_k e α_ε são o inverso dos números efetivos de *Prandtl*. S_k e S_ε são termos fonte definidos pelo usuário.

Modelagem da Viscosidade Efetiva

O procedimento de eliminação de escala na teoria RNG resulta em uma Equação diferencial para a viscosidade turbulenta:

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1,72 \frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_v}} d\hat{\nu} \quad (A-10)$$

Onde: $\hat{\nu} = \mu_{eff} / \mu$ e $C_v \approx 100$

A Equação A-10 é integrada para obter uma descrição precisa de como o transporte turbulento efetivo varia com o número de Reynolds efetivo (escala dos vórtices turbulentos), permitindo melhor controle do modelo para baixos números de Reynolds e fluxos próximos à parede. No limite para altos números de Reynolds, a Equação A-10 fornece:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (A-11)$$

Com: $C_\mu = 0,0845$ derivado usando a teoria RNG. É interessante notar que este valor de C_μ é bem próximo do valor determinado empiricamente de 0,09 usado no modelo $k-\varepsilon$ *Standard*.

No *FLUENT*[®] 12.1, por padrão, a viscosidade efetiva é calculada pela Equação A-11 (para altos números de Reynolds). Entretanto, há uma opção disponível que permite usar a relação diferencial (Equação A-10) para incluir os efeitos de baixos números de Reynolds.

Opção “Swirl Modification” do modelo RNG

Turbulência, em geral, é afetada pela rotação ou redemoinho (“swirl”) em escoamentos médios. O modelo RNG no *FLUENT*[®] 12.1 fornece uma opção que leva em conta os efeitos de redemoinho ou rotação por meio de modificação da viscosidade turbulenta apropriadamente. A modificação toma a seguinte forma funcional:

$$\mu_t = \mu_{t0} f\left(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon}\right) \quad (\text{A-12})$$

Onde: μ_{t0} é o valor da viscosidade turbulenta calculada sem a modificação de redemoinho usando tanto a Equação A-10 ou a Equação A-11. Ω é o número de redemoinho característico avaliado dentro do *FLUENT*[®] 12.1, e α_s é a constante de redemoinho que assume diferentes valores dependendo se o fluxo é dominado pelo redemoinho ou apenas rodando suavemente. Esta modificação de redemoinho sempre tem efeito para fluxos assimétricos com redemoinho e fluxos tridimensionais quando o modelo RNG é selecionado. Para fluxos suavemente rotatórios (o padrão no *FLUENT*[®] 12.1), α_s é dado por 0,05 e não pode ser modificado. Para fluxos fortemente rotatórios, entretanto, um valor maior de α_s pode ser usado.

Calculando o Inverso dos Números de Prandtl Efetivos

O inverso dos números de *Prandtl* efetivos, α_k e α_ε , são computados usando a seguinte formula derivada analiticamente pela teoria RNG:

$$\left| \frac{\alpha - 1,3929}{\alpha_0 - 1,3929} \right|^{0,6321} \left| \frac{\alpha + 2,3929}{\alpha_0 + 2,3929} \right|^{0,3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad (\text{A-13})$$

Onde: $\alpha_0 = 1,0$. No limite para altos números de Reynolds ($\mu_{mol}/\mu_{eff} \ll 1$), $\alpha_k = \alpha_\varepsilon \approx 1,393$.

O Termo R_ε na Equação ε

A principal diferença entre os modelos padrão e RNG é no termo adicional na Equação ε dado por:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{A-14})$$

Onde: $\eta \equiv S k / \varepsilon$, $\eta_0 = 4,38$, $\beta = 0,012$

Os efeitos deste termo na Equação RNG pode ser visto mais claramente pelo rearranjo da Equação A-9. Usando a Equação A-14, o terceiro e o quarto termos do lado direito da Equação A-9 pode ser unidos, e a Equação ε resultante pode ser escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{A-15})$$

Onde $C_{2\varepsilon}^*$ é dado por:

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (\text{A-16})$$

Nas regiões onde $\eta < \eta_0$, o termo R exerce uma contribuição positiva, e $C_{2\varepsilon}^*$ torna-se maior que $C_{2\varepsilon}$. Na camada logarítmica, por exemplo, pode ser observado que $\eta \approx 3,0$, dando $C_{2\varepsilon}^* \approx 2,0$, que está próximo em magnitude do valor de $C_{2\varepsilon}$ no modelo $k-\varepsilon$ *Standard* (igual a 1,92). Como resultado, para fluxos fracamente a moderadamente tencionados, o modelo RNG tende a dar resultados amplamente comparáveis aos do modelo $k-\varepsilon$ *Standard*.

Em regiões de ampla taxa de tensão ($\eta > \eta_0$), entretanto, o termo R exerce uma contribuição negativa, e $C_{2\varepsilon}^*$ torna-se menor que $C_{2\varepsilon}$. Em comparação ao modelo $k-\varepsilon$ *Standard*, uma menor destruição de ε aumenta ε , reduzindo k e, eventualmente, a viscosidade efetiva. Como resultado, para fluxos rapidamente tencionados, o modelo RNG rende uma viscosidade turbulência menor que a do modelo $k-\varepsilon$ *Standard*.

Então, o modelo RNG é mais responsivo aos efeitos de tensão rápida e curvatura aerodinâmica que o modelo Padrão, o que explica o desempenho superior do modelo RNG para certas classes de fluxos.

Constantes do Modelo $k-\varepsilon$ RNG

As constantes do modelo $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$ na Equação A-9 possuem valores derivados analiticamente pela teoria RNG. Estes valores adotados no *FLUENT*® 12.1 são:

$$C_{1\varepsilon} = 1,42, \quad C_{2\varepsilon} = 1,68$$

A-2.3. Produção de Turbulência nos Modelos $k-\varepsilon$ *Standard* e $k-\varepsilon$ *RNG*

O termo G_k , representando a produção de energia cinética de turbulência, é modelado identicamente para os modelos $k-\varepsilon$ *Standard*, *RNG* e *Realizável*. A partir da Equação exata para o transporte de k , este termo será definido como:

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (\text{A-17})$$

Para avaliar G_k de uma maneira consistente com a hipótese de *Boussinesq*,

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (\text{A-18})$$

Onde S é o módulo do tensor médio de taxa de tensão, definido como:

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (\text{A-19})$$

Para altos números de Reynolds utiliza-se μ_{eff} no lugar de μ_t na Equação A-18.

A-3. Modelos da Família $k-\omega$

Esta seção apresenta os modelos $k-\omega$ *Standard* e $k-\omega$ *SST* (Transporte de Tensão de Cisalhamento). Ambos os modelos têm formulações similares, com Equações de transporte para k e ω . Segundo MENTER *et al.* (2003) as principais maneiras que o modelo *SST* difere do modelo *Standard* são as seguintes:

- Mudança gradual do modelo $k-\omega$ *Standard* na região interna da camada limite para uma versão de elevado número de Reynolds do modelo $k-\varepsilon$ na parte externa da camada de limite;
- Formulação modificada da viscosidade turbulenta para esclarecer os efeitos do transporte de tensão de cisalhamento turbulento principal.

As Equações do transporte, os métodos de calcular a viscosidade turbulenta, e os métodos de calcular as constantes do modelo e os outros termos são apresentados separadamente para cada modelo.

A-3.1. O Modelo $k-\omega$ *Standard*

O modelo $k-\omega$ *Standard* no *FLUENT*® 12.1 é baseado no modelo de WILCOX (1998), que incorpora modificações para efeitos de baixo número de Reynolds, compressibilidade, e expansão de fluxos cisalhantes. O modelo de WILCOX (1998) prediz as taxas expansão do

fluxo de cisalhamento livre que estão bem de acordo com medidas de esteiras (“*far wakes*”), camadas de mistura, e jatos radiais (redondos ou planos), sendo então aplicável tanto para fluxos próximos à parede quanto de cisalhamento livre. Uma variação do modelo k - ω *Standard* denominado modelo k - ω de Transporte de Tensão de Cisalhamento (SST) também está disponível no *FLUENT*® 12.1.

O modelo k - ω *Standard* é um modelo empírico baseado nas Equações de transporte de energia cinética turbulenta (k) e a taxa de dissipação específica (ω) que por sua vez é pode ser definida como uma proporção de ε para k . Como o modelo k - ω tem sido modificado ao longo dos anos, termos de produção tem sido adicionados nas Equações de k e ω , melhorando a precisão do modelo para predição de escoamentos cisalhantes livres.

Equações de Transporte para o modelo k - ω *Standard*

A energia cinética de turbulência, k , e sua taxa de dissipação específica, ω , são obtidas a partir das seguintes Equações de transporte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (\text{A-20})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (\text{A-21})$$

Nestas Equações, G_k representa a geração de energia cinética de turbulência devido aos gradientes de velocidade média, G_ω representa a geração de ω . Γ_k e Γ_ω representam a difusividade efetiva de k e ω , respectivamente. Y_k e Y_ω representam a dissipação de k e ω devido à turbulência. S_k e S_ω são termos fonte definidos pelo usuário.

Modelagem da Difusividade Efetiva

As difusividades efetivas para o modelo k - ω (Γ_k e Γ_ω) são dadas por:

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (\text{A-22})$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (\text{A-23})$$

Onde σ_k e σ_ω são os números turbulento de *Prandtl* para k e ω , respectivamente. A viscosidade turbulenta, μ_t , é calculada pela combinação de k e ω como a seguir:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{A-24})$$

Correção de Baixos Números de Reynolds

O coeficiente α^* amortece a viscosidade turbulenta causando uma correção de baixos números de Reynolds. Ele é dado por:

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left[\frac{\alpha_0^* + (\text{Re}_t / R_k)}{1 + (\text{Re}_t / R_k)} \right] \quad (\text{A-25})$$

Onde:

$$\text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (\text{A-26})$$

$$R_k = 6 \quad (\text{A-27})$$

$$\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3} \quad \text{sendo que } \beta_i = 0,072 \quad (\text{A-28})$$

Note que, na forma de altos números de Reynolds do modelo $k-\omega$, tem-se: $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$.

Produção de k

O termo G_k representa a produção da energia cinética devido à turbulência, sendo modelado de forma idêntica ao modelo $k-\varepsilon$ *Standard* (ver Equações A-17, A-18 e A-19).

Produção de ω

A produção de ω é dada por.

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k \quad (\text{A-29})$$

Onde G_k é dado pela Equação A-20.

O coeficiente α é dado por:

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left[\frac{\alpha_0 + (\text{Re}_t / R_\omega)}{1 + (\text{Re}_t / R_\omega)} \right] \quad (\text{A-30})$$

Onde $R_\omega = 2,95$. α^* e Re_t são dados pelas Equações A-25 e A-26, respectivamente.

Note que, na forma de altos números de Reynolds do modelo $k-\omega$, tem-se: $\alpha = \alpha_\infty = 1$.

Dissipação de k

A dissipação de k é dada por:

$$Y_k = \rho \beta^* f_{\beta^*} k \omega \quad (\text{A-31})$$

Onde:

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \chi_k \leq 0 \\ \frac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2} & \chi_k > 0 \end{cases} \quad (\text{A-32})$$

Onde:

$$\chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{A-33})$$

e:

$$\beta^* = \beta_i^* \left[1 + \zeta^* F(M_t) \right] \quad (\text{A-34})$$

$$\beta_i^* = \beta_\infty^* \left[\frac{4/15 + (\text{Re}_t/R_\beta)^4}{1 + (\text{Re}_t/R_\beta)^4} \right] \quad (\text{A-35})$$

Sendo: $\zeta^* = 1,5$; $R_\beta = 8$ e $\beta_\infty^* = 0,09$. Re_t é dado pela Equação A-26.

Dissipação de ω

A dissipação de ω é dada por:

$$Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2 \quad (\text{A-36})$$

Onde:

$$f_\beta = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega} \quad (\text{A-37})$$

$$\chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}S_{ki}}{(\beta_\infty^*\omega)^3} \right| \quad (\text{A-38})$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A-39})$$

O tensor taxa de tensão, S_{ij} é definido pela Equação

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{A-40})$$

Também se tem que:

$$\beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \zeta^* F(M_t) \right] \quad (\text{A-41})$$

β_i^* é definido na Equação A-35. $F(M_t)$ é uma função de compressibilidade dada por:

$$F(M_t) = \begin{cases} 0 & M_t \leq M_{t0} \\ M_t^2 - M_{t0}^2 & M_t > M_{t0} \end{cases} \quad (\text{A-42})$$

Sendo: $M_t^2 = \frac{2k}{a^2}$; $M_{t0} = 0,25$ e $a = \sqrt{\gamma RT}$.

Constantes do Modelo $k-\omega$ Padrão:

$$\begin{aligned} \alpha_\infty^* &= 1; \quad \alpha_\infty = 0,52; \quad \alpha_0 = 1/9; \quad \beta_\infty^* = 0,09; \quad \beta_i = 0,072; \quad R_\beta = 8; \\ R_k &= 6; \quad R_\omega = 2,95; \quad \zeta^* = 1,5; \quad M_{t0} = 0,25; \quad \sigma_k = 2; \quad \sigma_\omega = 2; \end{aligned}$$

A-3.2. O Modelo $k-\omega$ de Transporte de Tensão de Cisalhamento (SST)

O modelo $k-\omega$ de Transporte de Tensão de Cisalhamento (SST) foi desenvolvido por MENTER (1994) [221] para misturar eficazmente a formulação robusta e precisa do modelo $k-\omega$ na região próximo à parede com a independência de corrente livre do modelo $k-\varepsilon$ em campos distantes da parede. Para alcançar isto, o modelo $k-\varepsilon$ é convertido em uma formulação $k-\omega$. O modelo $k-\omega$ SST é similar ao modelo $k-\omega$ *Standard*, porém, inclui os seguintes refinamentos:

- Tanto o modelo $k-\omega$ *Standard* quanto o modelo $k-\varepsilon$ transformado são multiplicados por uma função de mistura e ambos os modelos são somados. A função de mistura é projetada para ser igual a um na região próxima à parede, o que ativa o modelo $k-\omega$ *Standard*, e zero afastando-se da superfície, o que ativa o modelo $k-\varepsilon$ transformado.
- O modelo SST incorpora um termo derivativo amortecido de difusão cruzada na Equação ω .
- A definição de viscosidade turbulenta é modificada para levar em consideração o transporte da tensão de cisalhamento turbulenta.
- As constantes de modelagem são diferentes.

O modelo $k-\omega$ SST é assim denominado devido sua definição de viscosidade turbulenta ser modificada para levar em consideração o transporte do principal tensor de cisalhamento turbulento. Esta característica dá ao modelo $k-\omega$ SST uma vantagem em termos de desempenho sobre os modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ *Standard*. Estas características tornam o modelo $k-\omega$ SST mais preciso e confiável para uma vasta classe de fluxos (por exemplo, fluxos de gradiente de pressão adversos, aerofólios, ondas de choque transônicas).

Equações de Transporte para o modelo $k-\omega$ SST

O modelo $k-\omega$ SST possui uma forma similar ao modelo $k-\omega$ Standard.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (\text{A-43})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (\text{A-44})$$

v geração de energia cinética de turbulência devido aos gradientes de velocidade média, G_ω representa a geração de ω . Γ_k e Γ_ω representam a difusividade efetiva de k e ω , respectivamente. Y_k e Y_ω representam a dissipação de k e ω devido à turbulência. D_ω é o termo de difusão cruzada. S_k e S_ω são termos fontes.

Modelagem da Difusividade Efetiva

As difusividades efetivas do modelo $k-\omega$ SST (Γ_k e Γ_ω) são calculadas pelas mesmas expressões do modelo $k-\omega$ Padrão (veja Equações A-22 e A-23). O que muda é a Equação de viscosidade turbulenta, μ_t , que é calculada pela Equação:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{S F_2}{\alpha_1 \omega} \right]} \quad (\text{A-47})$$

Onde S é a magnitude da taxa de tensão e os números turbulentos de *Prandtl* (σ_k e σ_ω) das Equações A-22 e A-23 são calculados pelas expressões:

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1-F_1)/\sigma_{k,2}} \quad (\text{A-48})$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1-F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad (\text{A-49})$$

α^* é definido pela Equação A-25. As funções de mistura F_1 e F_2 são dadas por:

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (\text{A-50})$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09 \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \quad (\text{A-51})$$

$$D_\omega^+ = \max \left[2 \rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (\text{A-52})$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (\text{A-53})$$

$$\Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad (\text{A-54})$$

Onde y é a distância para a próxima superfície e D_ω^+ é a porção positiva do termo de difusão cruzada (Equação A-63 apresentada posteriormente).

Produção de k

O termo $\tilde{G}_k$ representa a produção de energia cinética, e é definido como:

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^* k \omega) \quad (\text{A-55})$$

Onde G_k é definido da mesma maneira que para o modelo $k-\omega$ *Standard*.

Produção de ω

O termo G_ω representa a produção de ω , e é dado por:

$$G_\omega = \frac{\alpha}{V_t} G_k \quad (\text{A-56})$$

Note que esta formulação difere do modelo $k-\omega$ *Standard*. A diferença entre os dois modelos também existe no modo como o termo α_∞ é avaliado. No modelo $k-\omega$ *Standard*, α_∞ é definida como uma constante igual a 0,52. Para o modelo $k-\omega$ SST, α_∞ é dado por:

$$\alpha_\infty = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (\text{A-57})$$

Onde:

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,1} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (\text{A-58})$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,2} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (\text{A-59})$$

Onde: κ é a constante de von Kármán igual a 0,41.

Dissipação de k

O termo Y_k representa a dissipação de energia cinética de turbulência, e é definido de maneira similar ao modelo $k-\omega$ *Standard*. A diferença está no modo em que o termo f_{β^*} é avaliado. No modelo $k-\omega$ *Standard* f_{β^*} é avaliado como uma função seccionada. Já no modelo $k-\omega$ SST, f_{β^*} é constante e igual a 1. Então,

$$Y_k = \rho\beta^* k \omega \quad (\text{A-60})$$

Dissipação de ω

O termo Y_ω representa a dissipação de ω , e é definido de maneira similar ao modelo $k-\omega$ *Standard*. A diferença está no modo em que os termos β_i e f_β são avaliados. No modelo $k-\omega$ *Standard* β_i é definido como constante e igual a 0,072 e f_β é definido pela Equação A- 37. Já no modelo $k-\omega$ SST, f_β é constante e igual a 1. Então,

$$Y_\omega = \rho \beta \omega^2 \quad (\text{A-61})$$

E ao invés de ter um valor constante, β_i , é dado por:

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (\text{A-62})$$

F_1 é obtido pela Equação A-50.

Modificação de Difusão Cruzada

O modelo $k-\omega$ SST é baseado nos modelo $k-\omega$ *Standard* e $k-\varepsilon$ *Standard*. Para misturar estes dois modelos conjuntamente, o modelo $k-\varepsilon$ *Standard* foi transformado em Equações baseadas em k e ω , o que leva a introdução do termo de difusão cruzada (D_ω) que é definido como:

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{A-63})$$

Constantes do Modelo $k-\omega$ SST:

$$\sigma_{k,1} = 1,176; \quad \sigma_{\omega,1} = 2; \quad \sigma_{k,2} = 1; \quad \sigma_{\omega,2} = 1,168; \quad a_1 = 0,31; \quad \beta_{i,1} = 0,075; \quad \beta_{i,2} = 0,0828$$

Todas as constantes adicionais (α_∞^* , α_∞ , α_0 , β_∞^* , R_β , R_k , R_ω , ζ^* e M_{t0}) possuem os mesmos valores que do modelo $k-\omega$ *Standard*.

A-4. O Modelo de Tensões de Reynolds (RSM)

O Modelo de Tensões de Reynolds (RSM) é um modelo mais elaborado de turbulência. Descartando a hipótese isotrópica da viscosidade do redemoinho (“*eddy-viscosity*”), o RSM fecha as Equações de *Navier-Stokes* de Reynolds-médio resolvendo as Equações de transporte para as tensões de Reynolds, juntamente com uma Equação para a taxa da dissipação. Isto significa que cinco Equações adicionais de transporte são requeridas em fluxos 2D e sete Equações adicionais de transporte devem ser resolvidas em 3D.

Desde que o RSM leva em conta os efeitos de curvatura aerodinâmica, de redemoinho, de rotação, e de mudanças rápidas na taxa de tensão, de uma maneira mais rigorosa do que os modelos de uma-Equação e de duas-Equação, eles têm um maior potencial para fornecer previsões exatas para fluxos complexos. Entretanto, a fidelidade das previsões RSM é ainda limitada pelas suposições de fechamento empregadas na modelagem de vários termos nas Equações exatas de transporte para as tensões de Reynolds. A modelagem dos termos de pressão-tensão e de taxa de dissipação é particularmente desafiadora, e é considerada frequentemente como responsável pelo comprometimento da precisão das previsões RSM.

O RSM pode não render sempre os resultados claramente superiores aos modelos mais simples em todas as classes de fluxos para justificar o custo computacional adicional. Entretanto, o uso do RSM se deve quando as características do fluxo do interesse são resultados da anisotropia nas tensões de Reynolds. Dentre os exemplos estão fluxos de ciclones, fluxos altamente espiralados em combustores, passagem (transição) de fluxos rotatórios, e fluxos secundários induzidos por tensão em dutos.

A-4.1. Modelagem RSM

O Modelo RSM (GIBSON e LAUNDER, 1978; LAUNDER, 1989; LAUNDER *et al.*, 1975) envolve o cálculo das tensões individuais de Reynolds, $\overline{u'_i u'_j}$, usando as Equações diferenciais de transporte. As tensões individuais de Reynolds são usadas então para obter o fechamento da Equação de *momentum* de Reynolds médio (Equação A-4).

A forma exata das Equações de transporte de tensões de Reynolds pode ser derivada pegando os ‘*momentos*’ da Equação exata de *momentum*. Este é um processo em que as Equações exatas de *momentum* são multiplicadas por uma propriedade flutuante, sendo o produto então o Reynolds médio. Infelizmente, diversos termos na Equação exata são desconhecidos e suposições de modelagem são requeridas para fechar as Equações.

Nesta seção, as Equações de transporte de tensão de Reynolds são apresentadas junto com as suposições de modelagem requeridas para alcançar o fechamento.

As Equações de Transporte de Tensão de Reynolds

As Equações exatas para o transporte das tensões de Reynolds $\overline{\rho u'_i u'_j}$ podem ser escritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j})}_{\text{Tempo Derivativo Local}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u'_k \overline{u'_i u'_j})}_{C_{ij} \equiv \text{Convecção}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + p(\delta_{kj} \overline{u'_i} + \delta_{ik} \overline{u'_j}) \right]}_{D_{T,ij} \equiv \text{Difusão Turbulenta}} \\
& + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right]}_{D_{L,ij} \equiv \text{Difusão Molecular}} - \underbrace{\rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij} \equiv \text{Produção de Tensão}} - \underbrace{\rho \beta (g_i \overline{u'_j \theta} + g_j \overline{u'_i \theta})}_{G_{ij} \equiv \text{Produção de Flutuação}} + \\
& \underbrace{p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij} \equiv \text{Deslocamento de Pressão}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij} \equiv \text{Dissipação}} - \underbrace{2\rho \Omega_k \left(\overline{u'_j u'_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u'_i u'_m} \varepsilon_{jkm} \right)}_{F_{ij} \equiv \text{Produção por Rotação do Sistema}} + \underbrace{S_{\text{user}}}_{\text{Termo fonte definido pelo usuário}}
\end{aligned} \tag{A-64}$$

Dos vários termos dentro destas Equações, C_{ij} , $D_{L,ij}$, P_{ij} e F_{ij} , não requerem nenhuma modelagem. Entretanto, $D_{T,ij}$, G_{ij} , ϕ_{ij} e ε_{ij} , requerem de ser modelados para fechar as Equações. As seções seguintes descrevem as suposições de modelagem necessárias para fechar o conjunto de Equações.

Modelagem do Transporte Difusivo Turbulento

O Termo $D_{T,ij}$ pode ser modelado pelo modelo de gradiente de difusão generalizado de DALY e HARLOW (*apud* CHEN-PATEL, 1988):

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho \frac{\overline{ku'_k u'_l}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right) \tag{A-65}$$

Porém, esta Equação pode resultar em instabilidades numéricas. No *FLUENT*[®] 12.1 é adotado uma simplificação usando uma difusividade turbulenta escalar (GLAZ *et al.*, 1989):

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \tag{A-66}$$

A viscosidade turbulenta, μ_t , é computada usando a Equação A-76.

LIEN e LESCHZINER (*apud* GLAZ *et al.*, 1989) um valor de $\sigma_k = 0,82$ aplicando o modelo de gradiente de difusão generalizado (Equação A-65) para o caso de um fluxo de cisalhamento homogêneo plano. Note que este valor de σ_k é diferente daquele dos modelos $k-\varepsilon$ Padrão e Realizável, que é de $\sigma_k = 1,0$.

Modelagem do Termo de Esforço de Pressão (Linear Pressure Strain)

No *FLUENT*[®] 12.1, o termo “pressure strain”, ϕ_{ij} , na (Equação A-64) é modelado de acordo com a proposta de GIBSON e LAUNDER (*apud* VATSA e TURKEL, 2003); FU *et*

al. (apud DRAKE et al., 1987); e LAUNDER (apud HOUSER et al., 1980; apud HUANG et al., 1993).

A aproximação clássica para modelagem de ϕ_{ij} usa a seguinte decomposição:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (\text{A-67})$$

Onde: $\phi_{ij,1}$ é o termo de “*slow pressure-strain term*” (deslocamento de pressão lento), também conhecido como termo de retorno para isotropia, e $\phi_{ij,2}$ que é o termo de “*rapid pressure-strain term*” (deslocamento de pressão rápido), e $\phi_{ij,w}$ que é o termo de reflexão na parede.

O termo de “*slow pressure-strain term*” (deslocamento de pressão lento), $\phi_{ij,1}$, é modelado como:

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right] \quad (\text{A-68})$$

Com $C_1 = 1,8$.

O termo de “*rapid pressure-strain term*” (deslocamento de pressão rápido), $\phi_{ij,2}$, é modelado como:

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left[(P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G - C) \right] \quad (\text{A-69})$$

Onde: $C_2 = 0,60$, P_{ij} , F_{ij} , G_{ij} , e C_{ij} são definidos pela Equação (A-64), $P = \frac{1}{2} P_{kk}$, $G = \frac{1}{2} G_{kk}$, e $C = \frac{1}{2} C_{kk}$.

O termo de reflexão na parede, $\phi_{ij,w}$, é responsável pela redistribuição das tensões normais próximas da parede. Ele tende a amortecer as tensões normais perpendiculares à parede, enquanto reforça as tensões paralelas à parede. Este termo pode ser modelado como:

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} = & C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k} n_i n_k \right] \frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d} \\ & + C'_2 \left[\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right] \frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d} \end{aligned} \quad (\text{A-70})$$

Onde: $C'_1 = 0,5$, $C'_2 = 0,3$, n_k é o componente x_k do normal unitário em relação à parede, d é a distância normal à parede, e $C_l = C_\mu^{3/4} / \kappa$, onde $C_\mu = 0,09$ e κ é constante e igual a 0,4187.

Este termo $\phi_{ij,w}$ é incluído como padrão no modelo de Tensões de Reynolds (RSM).

Modelagem da Energia Cinética de Turbulência

Em geral, quando a energia cinética de turbulência é necessária para a modelagem de um termo específico, ela é obtida analisando-se o traço do tensor de tensão de Reynolds:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (\text{A-71})$$

Uma opção está disponível no *FLUENT*[®] 12.1 para resolver a Equação de transporte para a energia cinética de turbulência em ordem de obter condições de contorno para as tensões de Reynolds. Neste caso, a seguinte Equação de modelo é utilizada:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2}(P_{ii} + G_{ii}) - \rho \varepsilon (1 + 2M_t^2) + S_k \quad (\text{A-72})$$

Onde $\sigma_k = 0,82$ e S_k é um termo de fonte definido pelo usuário. A Equação A-72 é obtida pela contração da Equação modelada para as tensões de Reynolds (Equação A-64). Como era de se esperar, é essencialmente idêntica a Equação A-5 usada no modelo k - ε padrão.

Embora a Equação A-72 é resolvida de forma global ao longo do domínio de escoamento, os valores de k obtidos são utilizados apenas para condições de contorno. Em todos os outros casos, k é obtido a partir da Equação A-71. Este é um ponto secundário, entretanto, desde que os valores de k obtidos com outro método devem ser bem similares.

Modelagem da Taxa de Dissipação

O tensor de dissipação, ε_{ij} , é modelado como:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\rho \varepsilon + Y_M) \quad (\text{A-73})$$

Onde: $Y_M = 2\rho \varepsilon M_t^2$ é um termo adicional de “dissipação por dilatação” (‘dilatation dissipation’) de acordo com o modelo por SAKAR e BALAKRISHNAN (1990). O número de Mach turbulento neste termo é definido como:

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (\text{A-74})$$

Onde $a \left(\equiv \sqrt{\gamma RT} \right)$ é a velocidade do som. Esta modificação de compressibilidade sempre tem efeito quando a forma compressível para gás ideal é utilizada.

A taxa de dissipação escalar, ε , é computada com um modelo de Equação de transporte similar ao utilizado no modelo k - ε *Standard*:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} (P_{ii} + C_{\varepsilon 3} G_{ii}) \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{A-75})$$

Onde: $\sigma_\varepsilon = 1,0$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, $C_{\varepsilon 3}$ é avaliado como uma função da direção do fluxo local relativo ao vetor gravitacional, e S_ε é um termo de fonte definido pelo usuário.

Modelagem da Viscosidade Turbulenta

A viscosidade turbulenta, μ_t , é computada similarmente aos modelos k - ε :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{A-76})$$

Onde: $C_\mu = 0,09$

Condições de Contorno para as Tensões de Reynolds

Sempre que o fluxo entra no domínio, o *FLUENT*[®] 12.1 requer valores para as tensões individuais de Reynolds, $\overline{u_i' u_j'}$, e para a taxa de dissipação da turbulência, ε . Estas quantidades podem ser entradas diretamente ou derivadas a partir das intensidades de turbulência e comprimento característico.

Nas paredes, o *FLUENT*[®] 12.1 calcula os valores próximos à parede das tensões de Reynolds e de ε a partir de funções de parede. O *FLUENT*[®] 12.1 aplica condições de contorno explícitas na parede para as tensões de Reynolds usando a lei logarítmica ('log-law') e a suposição de equilíbrio, negligenciando a convecção e difusão nas Equações de transporte para as tensões (Equação A-64). Usando um sistema de coordenada local, onde τ é a coordenada tangencial, η é a coordenada normal, e λ é a coordenada binormal, as tensões de Reynolds nas células adjacentes às paredes são computadas a partir de:

$$\frac{\overline{u_\tau'^2}}{k} = 1,098, \quad \frac{\overline{u_\eta'^2}}{k} = 0,247, \quad \frac{\overline{u_\lambda'^2}}{k} = 0,655, \quad -\frac{\overline{u_\tau' u_\eta'}}{k} = 0,255 \quad (\text{A-77})$$

Para obter k , o *FLUENT*[®] 12.1 resolve a Equação de transporte da Equação A-72. Por razão de conveniência computacional, a Equação é resolvida globalmente, mesmo que os valores de k então calculados sejam necessários apenas perto da parede; em campos distantes k é obtido diretamente a partir das tensões normais de Reynolds usando a Equação A-71. Por padrão, os valores das tensões de Reynolds próximo à parede são fixados usando os valores calculados a partir da Equação A-77, e as Equações de transporte na Equação A-64 são resolvidas apenas na região de escoamento *bulk*.

Alternativamente, as tensões de Reynolds podem ser especificadas explicitamente em termos de tensões de cisalhamento na parede, no lugar de k :

$$\frac{\overline{u_{\tau}'^2}}{u_{\tau}^2} = 5,1, \quad \frac{\overline{u_{\eta}'^2}}{u_{\tau}^2} = 1,0, \quad \frac{\overline{u_{\lambda}'^2}}{u_{\tau}^2} = 2,3, \quad -\frac{\overline{u_{\tau}'u_{\eta}'}}{u_{\tau}^2} = 1,0 \quad (\text{A-78})$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALI, W. A parametric study of cutting transport in vertical and horizontal well using computational fluid dynamics (CFD), Tese de Mestrado, Departament of Petroleum and Natural Gas Engineering, West Virginia University, Estados Unidos, 108 p., 2002.
- AZOUZ, I. and SHIRAZI, S. A. (1998). Evaluation of several turbulence models for turbulent flow in concentric and eccentric annuli, ASME J. Energy Resour. Tech., **120**, 268–275.
- BANNWART, A. C. Modeling aspects of oil-water core annular flows, Journal of Petroleum Science and Engineering, 32, p. 127 – 143, 2001.
- BIRD, R. BYRON; “1924– Transport phenomena / R. Byron Bird, Warren E. Stewart, Edwin N. Lightfoot” – 2nd ed., John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- CHEN, H. C. and PATEL, V. C. Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation. AIJA Journal, 26 (6):641-648, 1988.
- CHOUDHURY, D. Introduction to the Renormalization Group Method and Turbulence Modeling. Fluent Inc. Technical Memorandum TM-107, 1993.
- CHUKWU, G. A.; YANG, L. A simplified couette flow solution of non-Newtonian power-law fluids in eccentric annuli, The Canadian Journal of Chemical Engineering, 75, p. 241 – 247, 1995.
- CHUNG, S.Y.; RHEE, G.H.; SUNG, H.J. “Direct Numerical Simulation of Turbulent Concentric Annular Pipe Flow. Part 1: Flow Field”, Int. Journal of Heat and Fluid Flow, v. 23, pp. 426-440, 2002.
- CRUZ, D.O.A.; PINHO, F.T.; RESENDE, P.R. “Modeling the new stress for improved drag reduction predictions of viscoelastic pipe flow”, Journal Non-Newtonian Fluid Mech., v. 121, pp. 127-141, 2004.
- DESOUKY, S. E. D. M.; AWAD, M. N. A. A new laminar to turbulent transition criterion for yield-pseudoplastic fluids, Journal of Petroleum Science and Engineering, 19, p. 171 –176, 1998.
- DODGE, D. W.; METZNER, A. B. Turbulent flow of non-Newtonian sytems, AIChE Journal, 5(2), p. 189 – 204, 1959.

- DRAKE, M. C.; CORREA, S. M.; PITZ, R. W.; SHYY, W. and FENIMORE, C. P. Superequilibrium and Thermal Nitric Oxide Formation in Turbulent Diffusion Flames. *Combustion and Flame*, 69:347-365, 1987.
- ESCUDIER, M. P.; GOULDSON, I. W. Concentric annular flow with center body rotation of a Newtonian and a shear-thinning liquid, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 16, p. 156 – 162, 1995.
- ESCUDIER, M. P.; GOULDSON, I. W.; OLIVEIRA, P. J.; PINHO, F. T. Effects of inner cylinder rotation on laminar flow of a Newtonian fluid through an eccentricity annulus, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21, p. 92 – 103, 2000.
- ESCUDIER, M. P.; OLIVEIRA, P. J.; PINHO, F. T. Fully developed laminar flow of purely viscous non-Newtonian liquids through annuli, including effects of eccentricity and inner-cylinder rotation, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23, p. 52 – 73, 2002.
- ESCUDIER, M. P.; OLIVEIRA, P. J.; PINHO, F. T.; SIMTH, S. Fully developed laminar flow of non-Newtonian liquids through annuli: comparison of numerical calculations with experiments, *Experiments in Fluids* 33, p. 101 – 111, 2002.
- FARIA, R. C. Estudo experimental do gradiente de pressão em tubulações anulares concêntricas e excêntricas com e sem rotação, *Dissertação de Mestrado*, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Brasil, 102 p., 1995.
- GIBSON, M. M. and LAUNDER, B. E. Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer. *J. Fluid Mech.*, 86:491-511, 1978.
- GLAZ, H. M.; BELL, J. B. and COLELLA, P. Second-Order Projection Method for the Incompressible Navier-Stokes Equations. *Journal of Computational Physics*, 85:257, 1989.
- GÜCÜYENER, I. H.; MEHMETOGLU, T. Characterization of flow regime in concentric annuli and pipes for yield-pseudoplastic fluids, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 16, p. 45 – 60, 1996.
- HANKS, R. W. The laminar-turbulent transition for flow in pipes, concentric annuli and parallel plates, *AIChE Journal*, 9(1), p. 45 – 48, 1963.
- HASSAGER, O.; SZABI, P. Flow of viscoplastic fluids in eccentric annular geometries, *Journal of non-Newtonian Fluid Mechanics*, 45, p.149 – 169, 1992.
- HEDSTROM, B. O. A. Flow of plastic material in pipes, *Industrial Chemical Engineering*, 44(3), p. 651 – 656, 1952.

- HEMPHILL, T.; RAVI, K. Calculation of drillpipe rotation effects on fluids in axial flow: an engineering aproach, SPE Annual Technical Conference, Dallas, Texas, 9 a 12 de outubro, 2005.
- HERSCHEL, W. H.; BULKLEY, R. Measurement of consistency as applied to rubber-benzene solutions, Proc. ASTM, 26, p. 621 – 630, 1926.
- HINZE, J. O. *Turbulence*. McGraw-Hill Publishing Co., New York, 1975.
- HOUSER, T. J.; HULL, M.; ALWAY, R. and BIFTU, T. *Int. Journal of Chem. Kinet.*, 12:579, 1980.
- HUANG, P.; BRADSHAW, P. and COAKLEY, T. Skin Friction and Velocity Profile Family for Compressible Turbulent Boundary Layers. *AIAA Journal*, 31(9):1600-1604, September, 1993.
- HWANG, J.-Y.; YANG, K.-S. “Numerical Study of Taylor-Couette Flow With an Axial Flow”, Computer e Fluids, v. 33, pp. 97-118, 2004.
- JOSEPH, D. D.; KO, T.; CHOI, H. G.; BAI, R. Finite element method simulation of turbulent wavy core-annular flows using $k-\omega$ turbulence model method, International Journal of Multiphase flow, 28, p. 1205 – 1222, 2002.
- LAUNDER, B. E. Second-Moment Closure: Present... and Future? *Inter. J. Heat Fluid Flow*, 10(4):282-300, 1989.
- LAUNDER, B. E. and SPAULDING, D. B. *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press, London, England, 1972.
- LAUNDER, B. E.; REECE, G. J. and RODI, W. Progress in the Development of Reynolds-Stress Turbulent Closure. *J. Fluid Mech.*, 68(3):537-5665, April 1975.
- LEGRAND, J.; PRUVOST, J.; LEGENTILHOMME, P.; FEUGA, A. M. Lagrangian trajectory model for turbulent swirling flow in an annular cell: comparison with residence time distribution measurements, Chemical Engineering Science, 57, p. 1205 – 1215, 2002.
- LIU, N.-S.; LU, X.-Y. “Large eddy simulation of turbulent flows in a rotating concentric annular annular channel”, International Journal of Heat and Fluid Flow, v. 26, pp. 378-392, 2005.
- MACHADO, J. C. V., “Reologia e escoamento de fluidos: ênfase na indústria do Petróleo”. Rio de Janeiro: Interciência: Petrobrás, 2002

- MAGLIONE, R. New method determines flow regime and pressure losses during drilling and cementing, Oil & Gas Journal, 93(36), p. 94 –101, 1995.
- MANGLIK, R. M.; FANG, P.; JOG, M. A. Characteristics of laminar viscous shear-thinning fluid flows in eccentric annular channels, Journal of non-Newtonian Fluid Mechanics, 84, p.1 – 17, 1999.
- MARTINS, A. L. Modelagem e simulação do escoamento axial anular de mistura sólido-fluido não-Newtoniano em dutos horizontais e inclinados, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Brasil, 102 p., 1990.
- MARTINS, A. L.; CAMPOS, W.; MARAVILHA, C.; SATINK, H. E BAPTISTA, J. M. Effect of non-Newtonian behaviour of fluids in the erosion of a cuttings bed in horizontal oilwell drilling, Hydrotransport, 14, p. 333 – 346, 1999.
- MATUTTI, O. C., “Instabilidade de Taylor-Couette em Escoamentos de Fluidos Viscoelásticos”, Dissertação de Mestrado, PUC-Rio, Pontífice Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasil, 2002, 82p.
- McCANN, R. C.; QUIGLEY, M. S.; ZAMORA, M.; SLATER, K. S. Effects of high-speed pipe rotation on pressures in narrow annuli, SPE Drilling & Completion, Junho, p. 96 – 103, 1995.
- MENTER, F. R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA Journal, 32(8):1598-1605, August, 1994.
- MENTER, F. R.; KUNTZ, M. and LANGTRY, R. Ten Years of Experience with the SST Turbulence Model. In K. Hanjalic, Y. Nagano, and M. Tummers, editors, *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, pages 625-632. Begell House Inc., 2003.
- MEURIC, O. F. J.; FISHER, K. A.; WAKEMAN, R. J.; CHIU, T. W. Numerical flow simulation of viscoplastic fluids in annuli, The Canadian Journal of Chemical Engineering, 76, p. 27 – 40, 1998.
- MEURIC, O. F. J.; FISHER, K. A.; WAKEMAN, R. J.; CHIU, T. W. Numerical modeling of cake formation and fluid loss from non-Newtonian muds during drilling using eccentric/concentric drill strings with/without rotation, Trans IChemE, 78, p. 707 – 714, 2000.
- MISHRA, P.; REED, J. C. Transition from laminar to turbulent flow of purely viscous non-Newtonian fluids in tubes, Chemical Engineering Science, 26, p. 915 – 920, 1971.

- NINOKATA, H.; OKUMURA, T.; MERZARI, E.; KANO, T. “Direct Numerical Simulation of Turbulent Flows in an Eccentric Annulus Channel”, Annual Report of the Earth Simulator Center (March 2006), pp. 293-296.
- NOURI, J.M.; UMUR, H.; WHITELOW, J.H. “Flow of Newtonian and non-Newtonian Fluids in Concentric and Eccentric Annuli”, Journal of Fluid Mech., v. 253, pp. 617-641, 1993.
- NOURI, J.M. and WHITELOW, J.H. “Flow of Newtonian and non-Newtonian fluids in a Concentric Annulus with Rotation of the Inner Cylinder”, Journal of Fluids Eng., v. 116, pp. 821-827, 1994.
- NOURI, J.M. and WHITELOW, J.H. “Flow of Newtonian and non-Newtonian fluids in a eccentric annulus with the rotation of the inner cylinder”, Int. J. of Heat and Fluid Flow., v. 18, Nº 2, pp. 236-246, 1997.
- PEREIRA, F.A.R., “Escoamento laminar de líquidos não-Newtonianos em seções anulares: estudos de CFD e abordagem experimental”, Tese de Doutorado, Uberlândia, UFU, Faculdade de Engenharia Química, 2006, 229 p.
- PEREIRA, M.S., “Caracterização de cascalho e lama de perfuração ao longo do processo de controle de sólidos em sondas de petróleo e gás”, Dissertação de Mestrado, Uberlândia, UFU, Faculdade de Engenharia Química, 2010, 129 p.
- RESENDE, P.R.; ESCUDIER, M.P.; PRESTI, F.; PINHO, F.T.; CRUZ, D.O.A. “Numerical predictions and measurements of Reynolds normal stresses in turbulent pipe flow of polymers”, International Journal of Heat and Fluid Flow, v. 21, pp. 204-219, 2006.
- REYNOLDS, O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, Philos. Trans. R. Soc., London, p.123 – 161, 1884.
- SARKAR, S. and BALAKRISHNAN, L. Application of a Reynolds-Stress Turbulence Model to the Compressible Shear Layer. ICASE Report 90-18, NASA CR182002, 1990.
- SHARIF, M. A.; HUSSAIN, Q. E. Numerical modeling of helical flow of pseudoplastic fluids, Numerical Heat Transfer, 38, p. 225 – 241, 2000a.
- SHARIF, M. A.; HUSSAIN, Q. E. Numerical modeling of helical flow of viscoplastic fluids in eccentric annuli, AIChE Journal, 46, n. 10, p. 1937 – 1946, 2000b.
- SHIH, T.-H.; LIOU, W. W.; SHABBIR, A.; YANG, Z. and ZHU, J. A New $k-\epsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows – Model Development and Validation. *Computers Fluids*, 24(3):227-238, 1995.

- SIGINER, D. A.; BAKHTIYAROV, A. I. Flow of drilling fluids in eccentric annuli, Journal of non-Newtonian Fluid Mechanics, 78, p.119 – 132, 1998.
- TARAZONA, V. M. C. Escoamento de um líquido pseudoplástico em espaço anular com excentricidade variável. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, PUC-Rio, Rio de Janeiro, 2005, 116p.
- THOMAS, J. E. “Fundamentos de Engenharia de Petróleo”. 2ª edição, PETROBRAS. Editora Interciência, Rio de Janeiro, 2001.
- TORII, S. and YANG, W. J. (1994). Numerical study on turbulent flow and heat transfer in circular Couette flows, *Numer. Heat. Trans. Part A: Appl.*, **26**, 321-336.
- VALÉRIO, J.V., “Análise de Estabilidade de Escoamentos Viscosos e Viscoelásticos”, Tese de Doutorado, Rio de Janeiro, PUC-Rio, Departamento de Engenharia Mecânica, 2007, 137 p.
- VATSA, V. N., TURKEL, E. Choice of variables and preconditioning for time dependent problems. Technical Report AIAA-2003-3692, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, Orlando, Florida, June 2003.
- WERELEY, S.T. and LUEPTOW, R.M. “Spatio-Temporal Character of non-Wavy and Wavy Taylor-Couette Flow”, Journal of Fluid Mech., v. 364, pp. 59-80, 1998.
- WERELEY, S.T. and LUEPTOW, R.M. “Velocity Field for Taylor-Couette Flow with an Axial Flow”, Phys. Fluids, v. 11 (12), pp. 3637-3649, 1999.
- WILCOX, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc., La Canada, California, 1998.
- YAKHOT, V. and ORSZAG, S. A. Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory. *Journal of Scientific Computing*, 1(1):1-51, 1986.