

## 4 Resultados

Primeiramente antes da interpretação dos resultados obtidos através das equações simplificadas que governam o escoamento, mediante a Teoria da lubrificação, e complementada com a equação constitutiva da viscosidade, sendo esta o modelo de Potência (Power-Law), é necessário ter alguns parâmetros adimensionais que caracterizam o escoamento:

$$\text{Taxa de Velocidade (Velocity Ratio) } \xi = \frac{\Omega_i R_i}{U} \quad (4.1)$$

$$\text{Número de Reynolds: } \text{Re}_0 = \frac{\rho \bar{U}^{2-n} D_H^n}{m}, \text{ para } \Omega_i = 0 \quad (4.2)$$

$$\text{Re} = (1 - \xi^2)^{(1-n)/2} \text{Re}_0 \quad (4.3)$$

$$\text{Número de Taylor: } \text{Ta}_0 = \frac{1}{8} \left( \rho \frac{\omega^{2-n}}{m} \right)^2 D_H^{2n+1} R_i^{3-2n}, \text{ para } U = 0 \quad (4.4)$$

$$\text{Ta} = \left( \frac{1}{\xi^2} - 1 \right)^{1-n} \text{Ta}_0 \quad (4.5)$$

$$\text{Fator de Atrito: } f = \frac{\Delta p}{L} \frac{R_0 - R_i}{\rho U^2} \quad (4.6)$$

$$\text{Razão dos Raios: } \kappa = \frac{R_i}{R_0} \quad (4.7)$$

$$\text{Excentricidade: } \varepsilon = \frac{e}{R_0 - R_i} \quad (4.8)$$

### 4.1 Teste da Malha

Para este trabalho foram usados vários graus de refinamento. Foi utilizado um número de elementos que varia entre 870 e 2254, como mostra a tabela 4.1.

Os critérios utilizados para os testes foram:  $Re = 100$ ,  $Ta = 0$ ,  $e_{xconst} = 0.5$ , sendo a variável para avaliação o parâmetro adimensional o  $fRe$ .

Entre os testes 1 e 2 o resultado do  $fRe$  apresenta uma diferença mínima. Os resultados entre os testes 1 e 3 não apresentam nenhuma variação dentro da precisão adotada apesar de aumentar o número de elementos em  $\theta$  e  $r$ . Entre os testes 1 e 4 o resultado de  $fRe$  aumentou ligeiramente.

CASO	NR	NTETA	NZ	fRe	%	NELE
Teste 1	50	31	5	11,2336		1470
Teste 2	75	31	5	11,2279	0,05	2220
Teste 3	50	47	10	11,2336	0,00	2254
Teste 4	30	31	5	11,2519	0,16	870

Tabela 4-1 – Tabela de resultados para o teste da malha.

Os testes 1, 2, 3 e 4 foram para analisar o efeito  $fRe$  em função da excentricidade constante e rotação do cilindro interno.

A plataforma utilizada para compilar e executar o modelo foi um computador com processador INTEL(R) Pentium(R) 4 CPU 2.40GHz, sistema operacional *Microsoft Windows XP Home Edition*, e 496 MB de memória física (RAM).

O modelo foi elaborado em MATLAB versão 6.5 Release 13

## 4.2 Validação do Programa

Para validação do programa utilizaram-se alguns resultados que já foram apresentados por outros autores, em um modo geral os primeiros resultados obtidos no programa foram comparados com os resultados do Escudier et al. publicado no ano de 2001 [2], e no 2002 [14].

### 4.2.1 Não – Newtoniano Concêntrico

Para o caso de escoamento não-Newtoniano concêntrico, se utilizou uma malha como NELE = 1470 (Nós 1550,  $NR = 50$  e  $N\theta = 31$ ). Os resultados obtidos do modelo de Lubrificação foram comparados com os resultados experimentais obtidos por Nouri and Whitelaw [16], que os mesmos já tinham sido comparados com os resultados analíticos do Escudier e apresentados em 2002 [14]. Estes autores apresentaram o perfil de velocidade para o escoamento concêntrico com e sem rotação, para um índice de potencia  $n = 0,75$

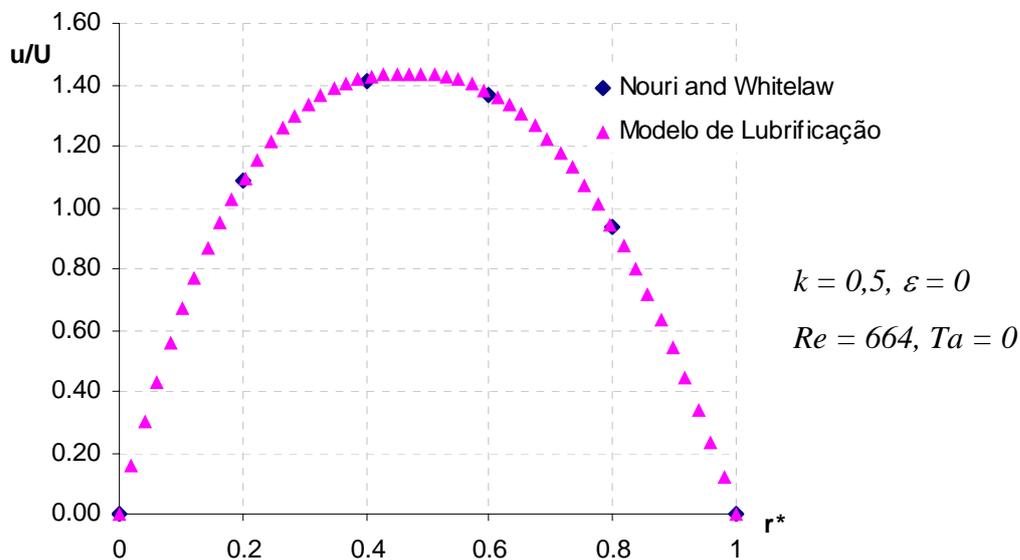


Figura 4-1– Comparação dos resultados experimentais de Nouri and Witelaw e do modelo de Lubrificação para o perfil de velocidade axial.

O resultados experimentais apresentados por Nouri and Whitelaw em 1994 utilizaram 0,2 % de CMC, para um  $Re = 664$ , para razão de raios de 0,5, sem rotação do cilindro interno (Figura 4-1), e com rotação do cilindro interno (Figura 4-2.) Verifica-se que estes resultados comparados com o do modelo de Lubrificação são praticamente os mesmos.

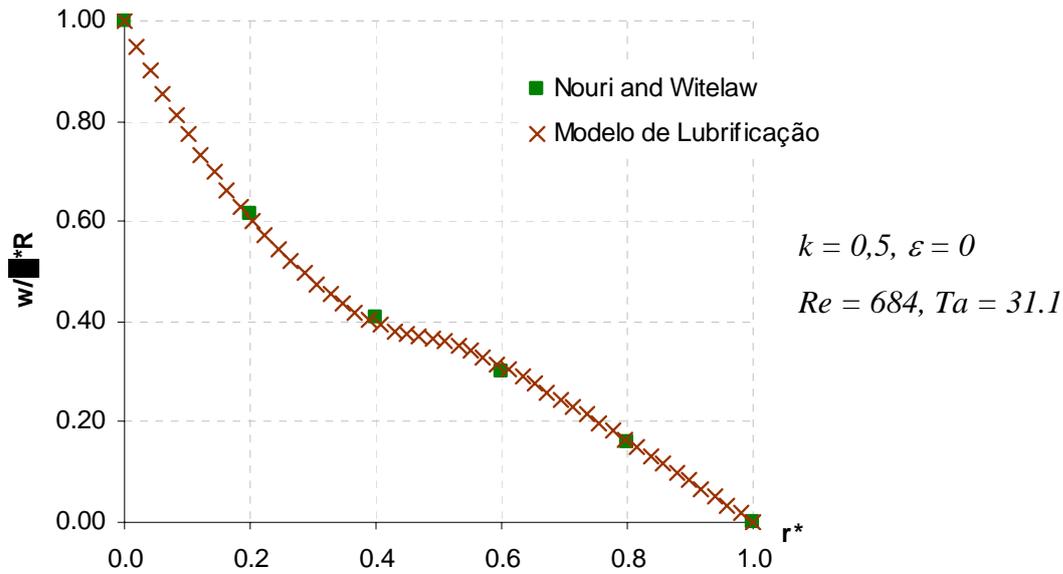


Figura 4-2- Comparação dos resultados experimentais de Nouri and Witelaw e do modelo de Lubrificação para o perfil de velocidade circunferencial.

Da mesma forma, como exposto acima, os resultados experimentais de Nouar em 1987 [15], que utilizaram 0.3% de CMC, com Reynolds baixos e razão de raios de 0,615, foram comparados com o do modelo de Lubrificação. Para os dois casos Figura 4-3 e Figura 4-4 existe alta rotação do cilindro interno. Nota-se que estes resultados do modelo de Lubrificação são próximos aos experimentais.

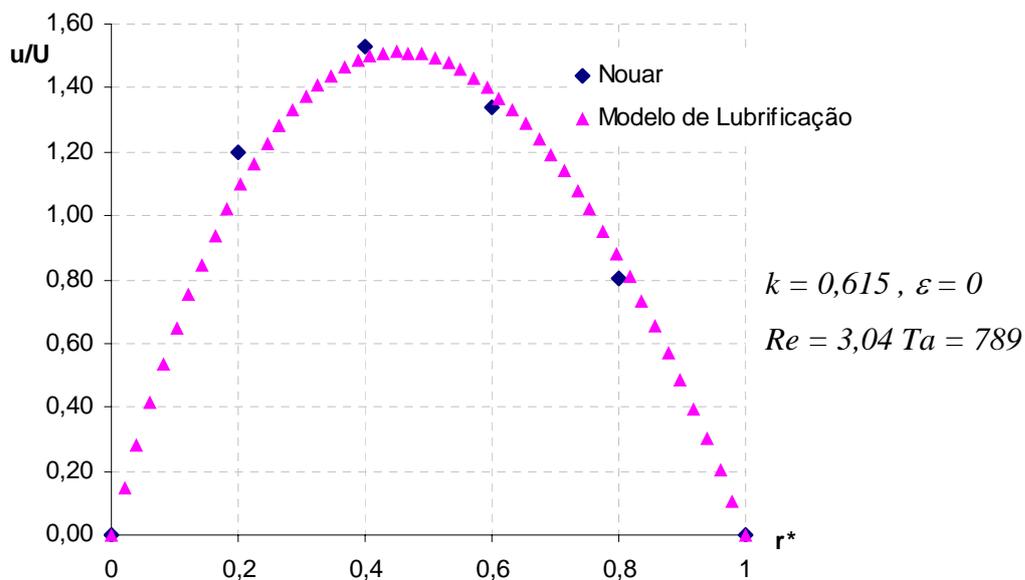


Figura 4-3 – Comparação dos resultados experimentais de Nouar e do modelo de Lubrificação para o perfil de velocidade axial.

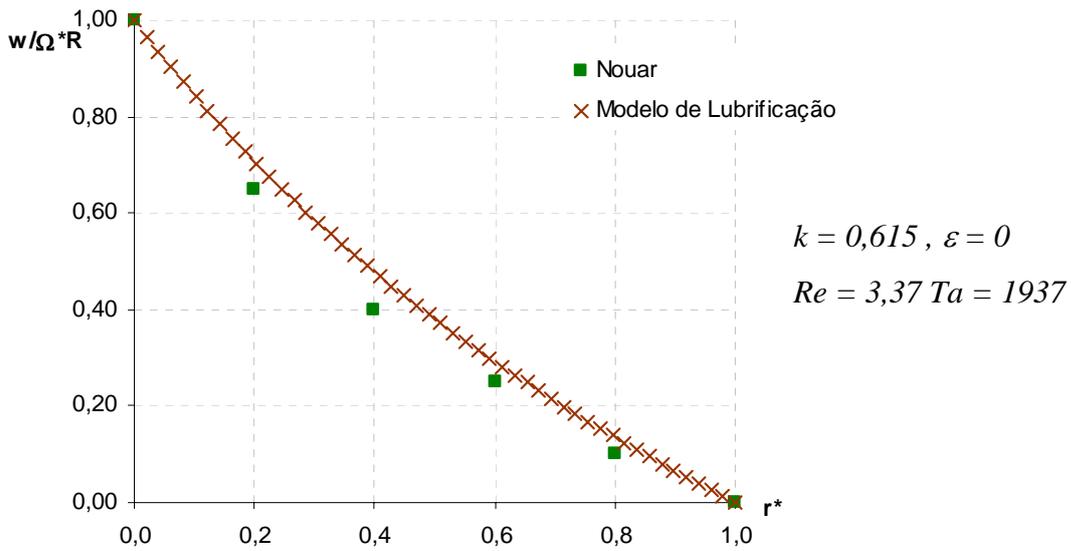


Figura 4-4 - Comparação dos resultados experimentais de Nouar e do modelo de Lubrificação para o perfil de velocidade circunferencial

Os resultados experimentais de Xisheng and Yinghu de 1986 [17] que utilizaram 0.25 % de Policrilamida (PAA), comparados com os resultados do modelo de lubrificação, são relativamente próximos aos experimentais. Conforme Figura 4-5

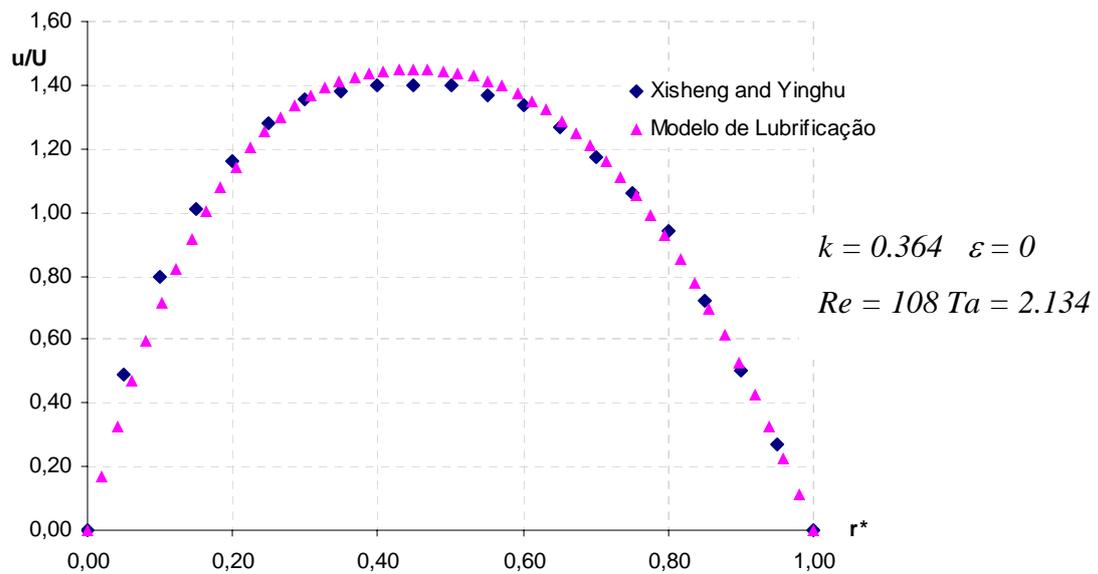


Figura 4-5 – Comparação dos resultados experimentais de Xisheng and Yinghu e do modelo de Lubrificação para o perfil de velocidade axial.

### 4.2.2 Não – Newtoniano excêntrico

Para o caso do escoamento Não-Newtoniano excêntrico sem rotação do cilindro interno, se utilizou a mesma malha do item 4.2.1,  $NELE = 1470$  (Nós 1550,  $NR = 50$  e  $N\theta = 31$ ), Neste caso, foram comparados os resultados do modelo de Lubrificação com resultados analíticos de Escudier [2], comparando o parâmetro adimensional  $fRe$  versus a excentricidade ( $\epsilon$ ).

Neste artigo observou-se que para um fluido newtoniano a perda de carga diminui conforme o aumento da excentricidade, como apresentado por Pina [12], no projeto de final de curso no ano de 2002, conforme mostra a Figura 4-6. Os parâmetros utilizados foram: razão de raios 0,5,  $Ta = 0$ ,  $Re = 100$ . Tendo em vista que o número de Reynolds foi mantido constante durante todo o aumento da excentricidade, verifica-se então que, com o aumento da excentricidade, a perda de carga diminui.

Este mesmo fenômeno acontece nos casos de aumento da vazão em função da excentricidade para um mesmo gradiente de pressão.

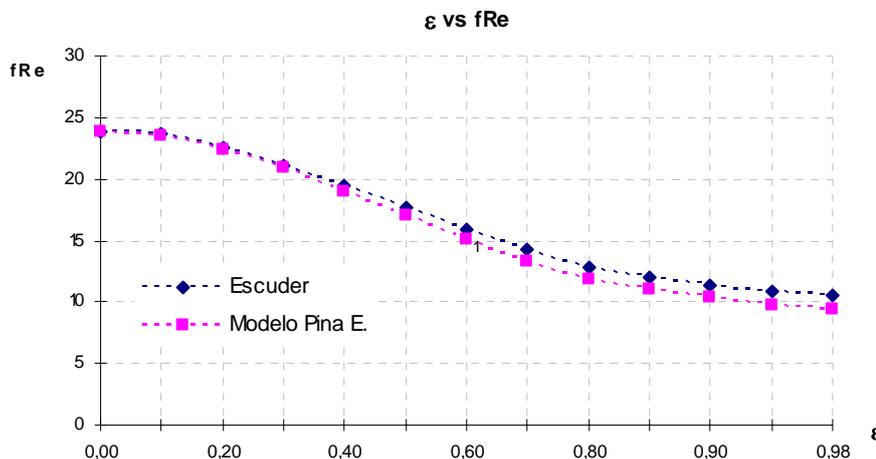


Figura 4-6 – Comparação dos resultados do modelo bi-dimensional de Escudier com o modelo de lubrificação de Pina e Carvalho para escoamento Newtoniano.

O mesmo efeito acontece para o caso Não – Newtoniano. Fazendo-se o índice de Potencia igual a 0,8, comparando com os resultados de Escudier [2],

Figura 4-7. Utilizando os mesmos parâmetros para o caso Newtoniano: razão de raios: 0,5,  $Ta = 0$ ,  $Re = 100$ . Verifica-se a diminuição do  $fRe$  com aumento da excentricidade. Cabe ressaltar, que quando se aumenta a excentricidade o gradiente de pressão diminui, mantendo assim o número de Reynolds constante.

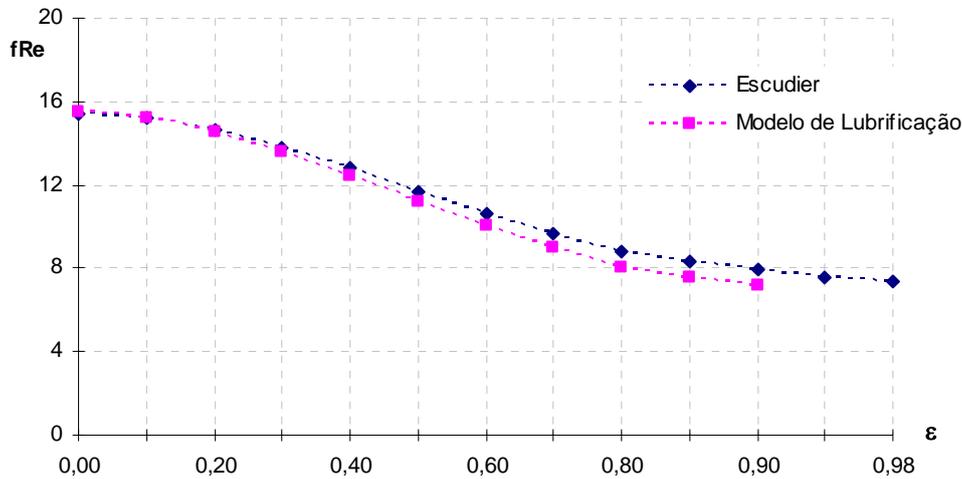


Figura 4-7 – Comparação dos resultados de Escudier com os do modelo de Lubrificação para o caso Não-Newtoniano  $n=0,8$ .

Observa-se que os resultados de Escudier em comparação com os do programa são bem próximos, o erro máximo é da ordem de 10% porém nota-se que para os valores de excentricidade superiores a 0,9 o programa não converge.

Uma outra forma de visualizar o efeito da diminuição do  $fRe$  com o aumento da excentricidade se mostra na Figura 4-8. A região vermelha é a zona de alta velocidade e a azul de baixa velocidade. Pode-se observar que quando  $\epsilon = 0,0$ , o escoamento é completamente simétrico, e quando aumenta-se a excentricidade se verifica que a velocidade aumenta em torno de uns 64% da velocidade máxima sem excentricidade.

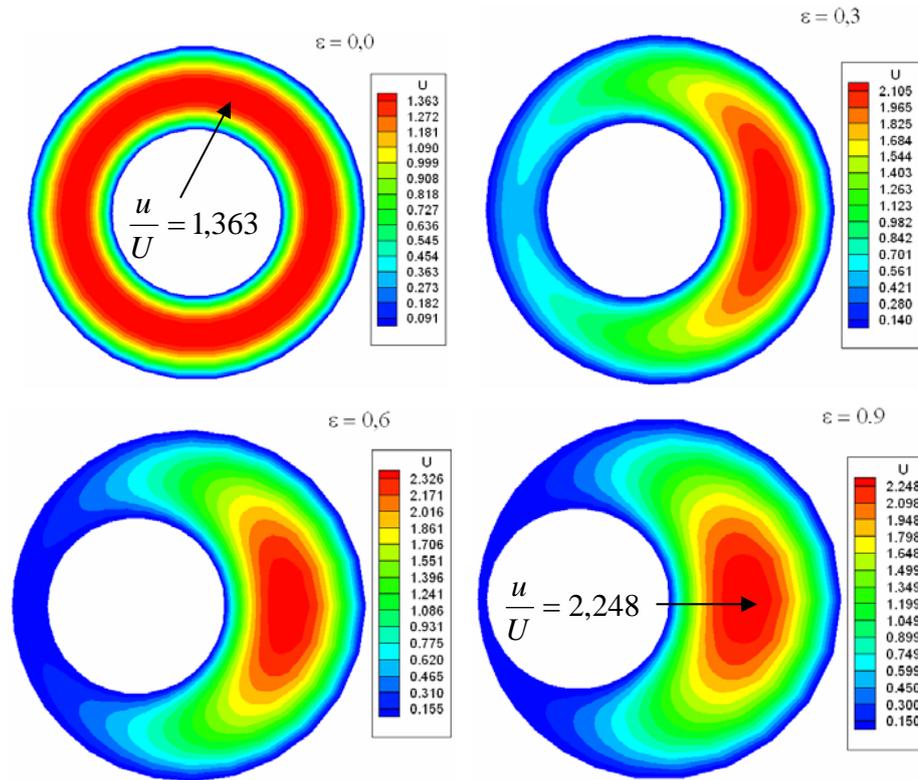


Figura 4-8 – Efeito do aumento da velocidade com aumento da excentricidade

Para o caso de escoamento Não-Newtoniano ( $n = 0.8$ ), concêntrico ( $\varepsilon = 0$ ) com rotação do cilindro interno, se comparo os resultados apresentados por Escudier [2], mostrando a variação do  $fRe$  quando se aumenta o número de Taylor. Nesta comparação o número de Taylor varia entre 0 e 50000, e o número de Reynolds igual a 100, conforme mostra a Figura 4-9. Verifica-se que os resultados obtidos pelo modelo de lubrificação são praticamente os mesmos com os resultados de Escudier [2]. Nota-se também que diferentemente do caso Newtoniano, que quando se aumenta o  $Ta$ , o  $fRe$  se mantém constante, isto que dizer que há um total desacoplamento dos movimentos axial e circunferencial. Já para o caso não-Newtoniano isto não acontece, o aumento da rotação do cilindro interno o  $fRe$  também aumenta.

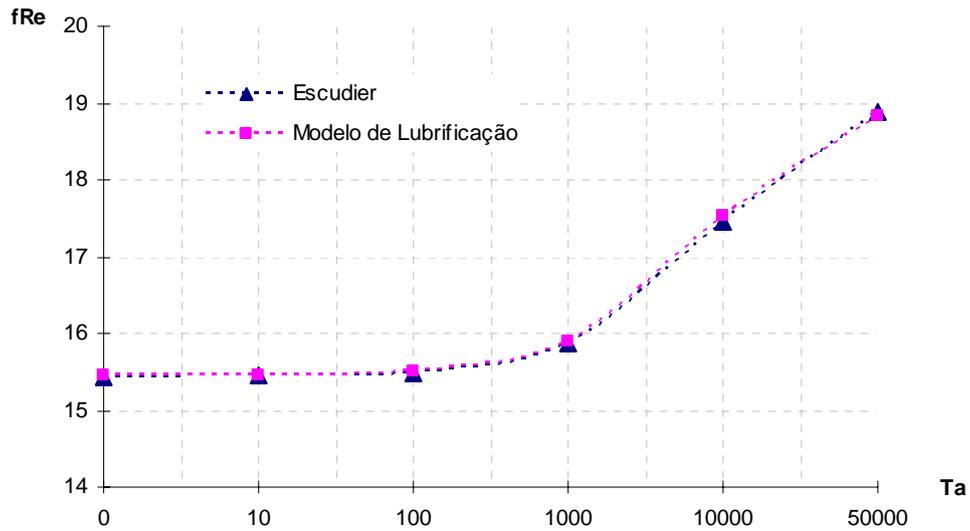


Figura 4-9 – Variação do  $fRe$  com aumento do número de Taylor em um anular concêntrico

A influencia da rotação em  $fRe$  para o caso excêntrico constante foi comparada novamente com os resultados de Escudier [2]. Para este caso se manteve a excentricidade constante igual a 0,4, mantendo o  $Re = 100$ ,  $k = 0,5$  e  $\eta = 0,8$ . A comparação dos resultados do modelo de lubrificação com os de Escudier apresentam uma margem de erro de aproximadamente 22%, isto é porque o modelo de Lubrificação não é preciso para excentricidade elevadas, como mostra a Figura 4-10.

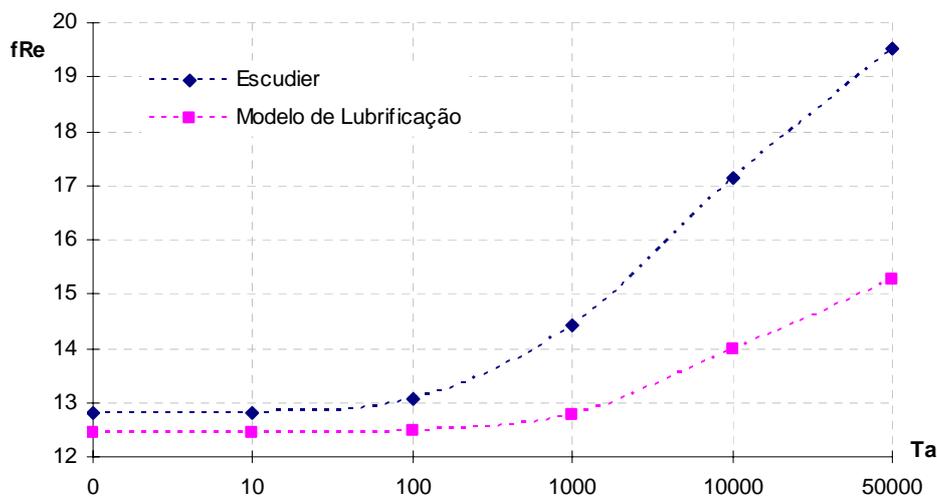


Figura 4-10 – Influencia da rotação em  $fRe$  para excentricidade constante.

Na Figura 4-11  $\varepsilon = 0,7$  e na Figura 4-12  $\varepsilon = 0,9$ , mantendo os outros parâmetros iguais à figura 4.10, Observa-se assim que quando aumentamos a excentricidade o erro aumenta.

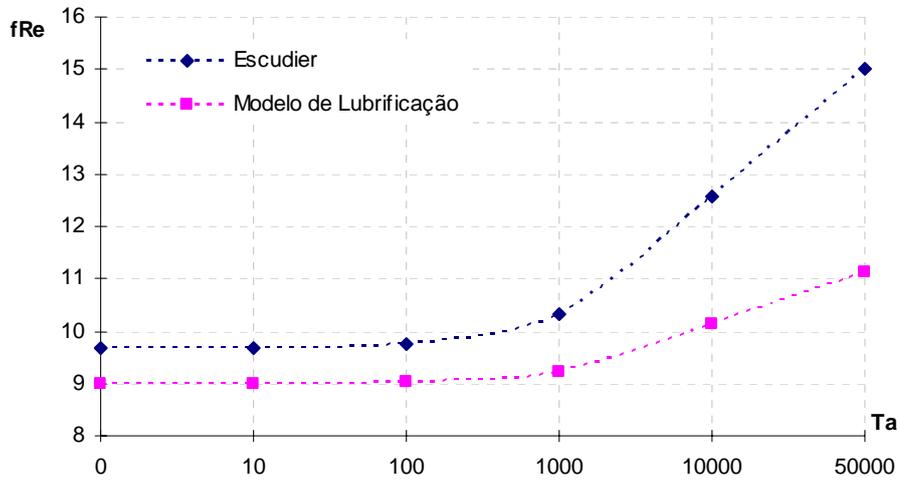


Figura 4-11 – Influencia da rotação em  $fRe$  para excentricidade constante ( $\varepsilon = 0.7$ )

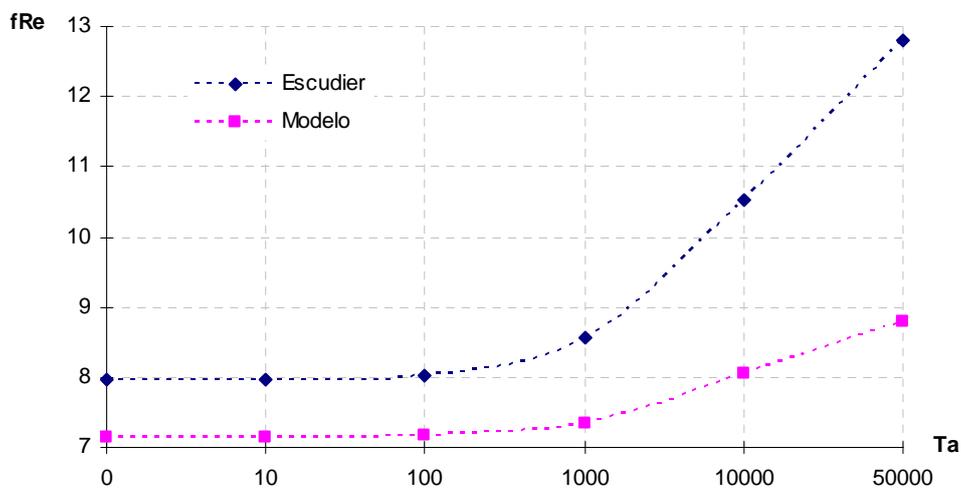


Figura 4-12 - Influencia da rotação em  $fRe$  para excentricidade constante ( $\varepsilon = 0.9$ )

### 4.3 Efeito Não – Newtoniano para excentricidade constante

Uma análise realizada é a influencia da excentricidade em  $fRe$  para diferentes índices de potência ( $n$ ). Utilizando um número de elementos NELE =1470 (ou seja a mesma malha que foi utilizada para a validação do modelo de

Lubrificação),  $Re = 100$ ,  $k=0,5$  e sem a existência de rotação do cilindro interno  $Ta = 0$ . Se tem o seguinte resultado como mostra a Figura 4-13

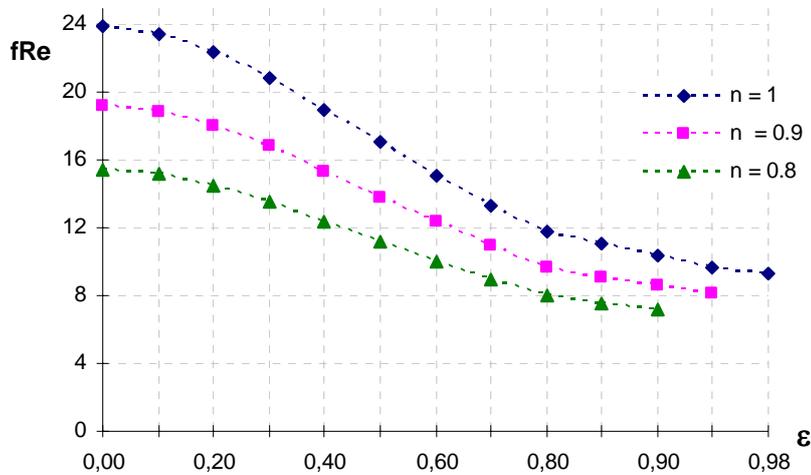


Figura 4-13 – Influencia da excentricidade em  $fRe$  para diferentes índices de potência

Verifica-se o mesmo efeito supracitado no item 4.2.2, para o escoamento Newtoniano, que com o aumento da excentricidade o  $fRe$  diminui, acontece também para quando diminuimos o índice de potência ( $n$ ). Nota-se também que, para altas excentricidades, o modelo de lubrificação não converge. Isto é porque o valor inicial (chute inicial), o perfil de velocidade newtoniano, não é um bom chute inicial, já que o 1º método iterativo, resolvido pelo método de Newton, precisa de que o valor inicial seja próximo ao resultado para atingir a convergência.

Outra análise é a influencia do  $fRe$  com o índice de potência para diferentes números de Taylor (rotação do cilindro interno). Fazendo-se  $Re = 100$ ,  $k = 0,5$ , sem excentricidade ( $\epsilon = 0$ ). Conforme Figura 4-14

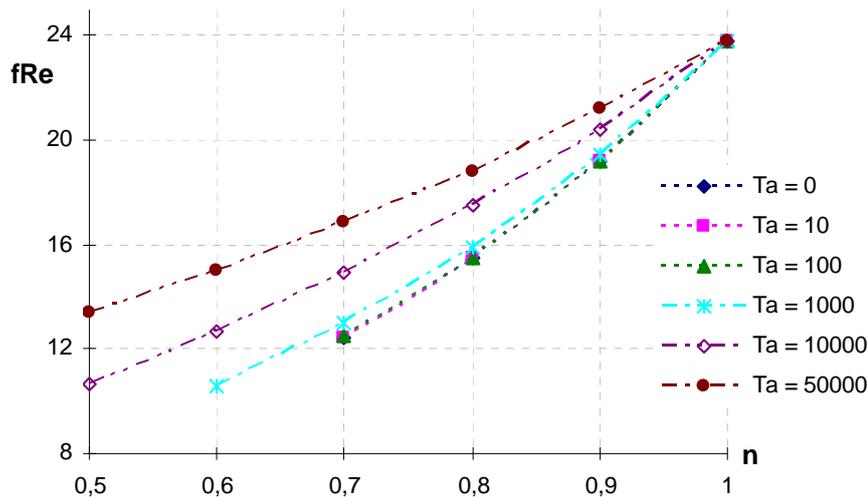


Figura 4-14 – Efeito da rotação para diferentes índices de potências.

Ressalta-se que existem pontos em que o modelo de Lubrificação não converge. Isto é nas regiões onde o índice de potência ( $n < 0.6$ ) e o  $Ta$  são baixos. Verifica-se que para o escoamento Newtoniano o  $fRe$  se mantém constante apesar do aumento da rotação do cilindro interno. Isto comprova novamente que há um desacoplamento do movimento axial com o circunferencial. Já para o escoamento não-Newtoniano, o aumento da rotação do cilindro interno faz que o  $fRe$  também aumente como mostra a Figura 4-14 acima.

Um fator importante para este tipo de escoamento com rotação do cilindro interno é a evolução dos vórtices de Taylor. Quando o número de Taylor é baixo, a componente circunferencial do escoamento é o escoamento de Couette. Esta componente circunferencial de Couette, persiste até o ponto de bifurcação, que corresponde ao estado onde o  $Ta$  chega ao Taylor crítico ( $Ta^*$ ). Quando o  $Ta = Ta^*$ , o escoamento de Couette começa a ser instável pela aparição dos vórtices toroidais. Cabe ressaltar que o escoamento continua sendo laminar, porém com vórtices toroidais. O escoamento deixa de ser laminar quando  $Ta \gg Ta^*$ .

Para determinar a existência ou não de vórtices de Taylor, utilizou-se os resultados do apresentados por Lockett et al. [20] e Coronado e Carvalho [19] para diferentes razões de raios. A Figura 4-15 apresenta uma comparação dos resultados experimentais de Lockett et al com os resultados teóricos de Coronado

e Carvalho para o número de Taylor crítico para o aparecimento dos vórtices de Taylor.

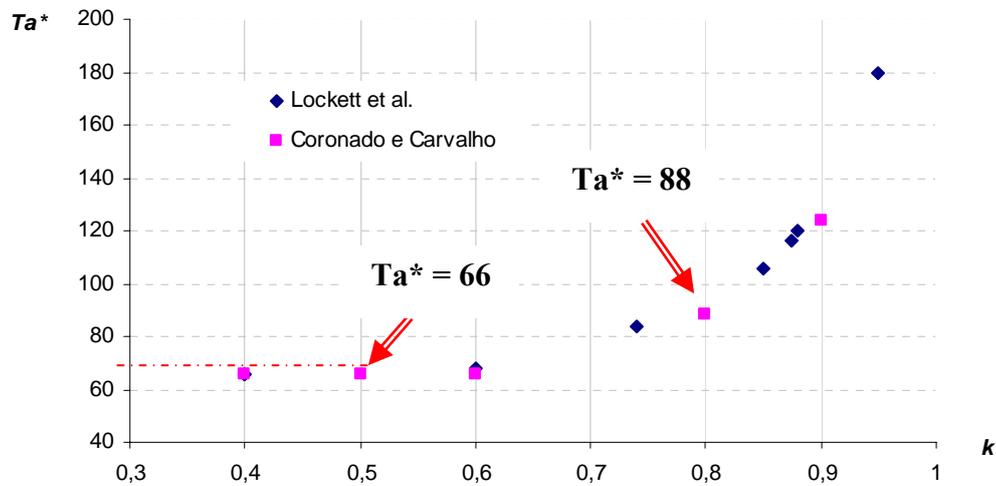


Figura 4-15 – Resultados de Lockett et al, Coronado e Carvalho do Taylor crítico para escoamento viscoplástico

O número de Taylor crítico  $Ta^*$  em um escoamento viscoplástico apresentado no Fig. 4.15 é definido como:

$$Ta^* = \frac{\rho \Omega_i R_i \delta}{\eta^* (\dot{\gamma}^*)}, \quad (4.9)$$

$$\text{sendo } \dot{\gamma}^* = \frac{\Omega_i R_i}{\delta} \quad (4.10)$$

Com as equações (4.5), (4.9), (4.10) e a Figura 4-15, se determinou o  $Ta^*$  para o escoamento pseudoplástico. A Figura 4-16 apresenta a variação do  $Ta$  para vários índices de potência, com a razão de raios ( $k$ ) igual a 0,5, por este motivo o  $Ta^*$  retirado da Figura 4-15 é igual a 66. Com este dado, calcula-se o  $Ta^*$  para o escoamento pseudoplástico para vários índices de potência, conforme mostra a Figura 4-16

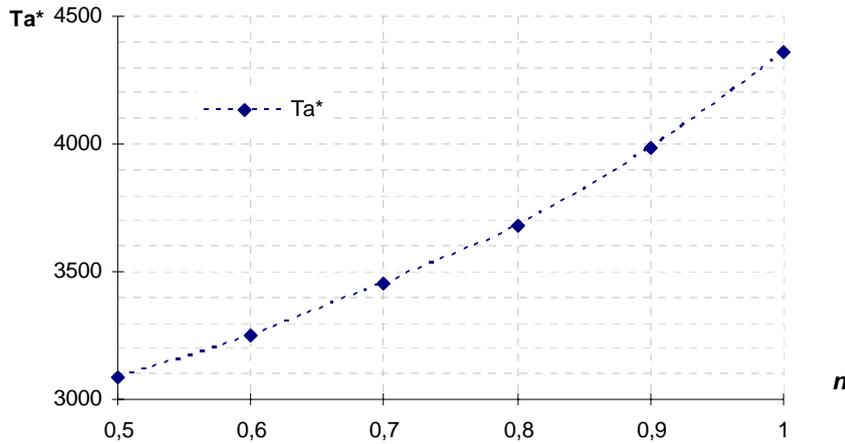


Figura 4-16 – Taylor crítico  $Ta^*$  para vários índices de potência com a razão de raios ( $k$ ) constante igual a 0,5.

Com estes limites de  $Ta^*$  para uma razão de raios ( $k$ ) igual a 0,5, a Figura 4-17 se apresenta a influência de  $Ta$  com  $fRe$ , com um novo patamar de rotação

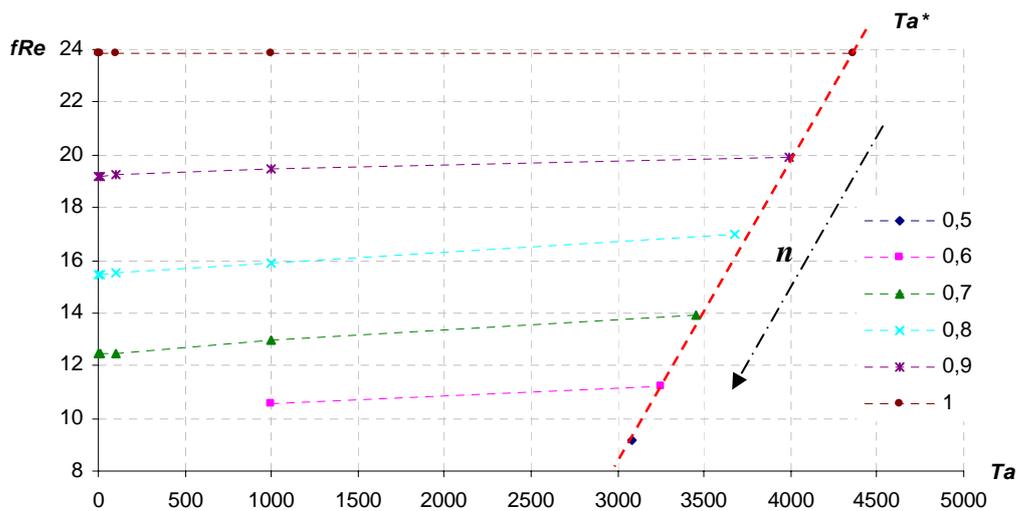


Figura 4-17 – Influência da rotação em  $fRe$  até o  $Ta^*$

Uma terceira análise foi análise do  $fRe$  em função da rotação do cilindro interno juntamente com a excentricidade constante. Os parâmetros adimensionais utilizados foram:  $Re = 100$ ,  $k = 0,5$ ,  $n = 0,8$ . Levando em consideração o  $Ta^*$  obtido da Figura 4-15 para  $k = 0,8$ , o  $Ta^*$  obtido é igual a 88. Este valor obtido do gráfico de Coronado e Carvalho transformado para o  $Ta^*$  do modelo de Potência, (equação 4.5), é igual a 1151. Nota-se que este valor é fixo para diferentes

excentricidades e o mesmo índice de potência, visto que nestas equações (4.5) e (4.9) não consideram a excentricidade.

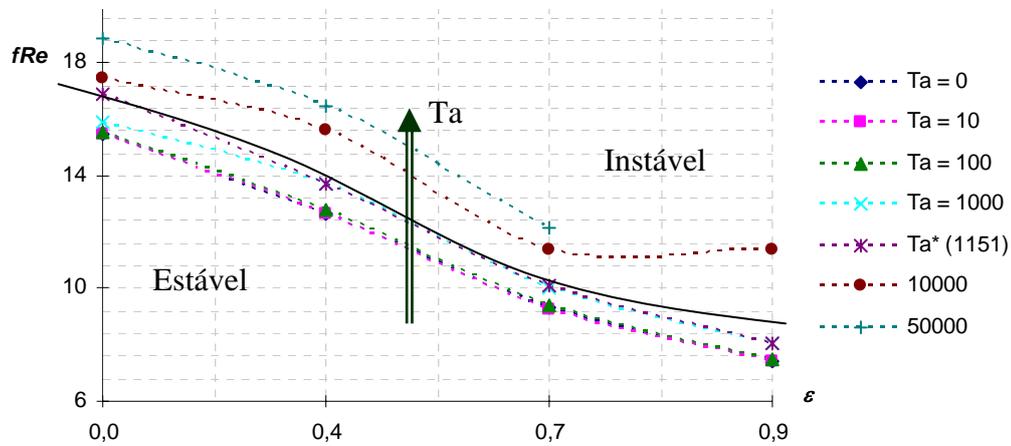


Figura 4-18 – Influencia da excentricidade constante e rotação em  $fRe$  para um anular com razão de raios ( $k$ ) = 0,8

Os resultados apresentados na Figura 4-18 mostram a combinação das duas primeiras análises, visto que para uma determinada excentricidade o  $fRe$  aumenta na medida que a rotação aumenta. Outro fator importante é que se percebe uma descontinuidade da tendência da curva ao longo do eixo x, quando  $Ta > Ta^*$ . Isto demonstra que, quando o  $Ta > Ta^*$  a região deixa de ser estável e começa a ser instável.

#### 4.4 Escoamento Não-Newtoniano com excentricidade Variável

Para esta análise se utilizou um número de elementos  $NELE$  igual a 1980 (Nós = 2100,  $NZ = 100$ ,  $N\theta = 21$  e  $NR = 10$ ), este tipo de configuração foi utilizado tendo em vista a análise do gradiente de pressão ao longo do canal, assim como a influencia da excentricidade variável e a rotação para os perfis de velocidade.

A excentricidade modelada é uma função senoidal que possui alguns parâmetros de ajuste: duas amplitudes  $A_{mplx}$  e  $A_{mply}$ , excentricidades constantes ao longo do poço uma no eixo  $x$  ( $e_{xconst}$ ) e a outra no eixo  $y$ . ( $e_{yconst}$ ). Esta excentricidade foi feita de modo que a senoide corresponda ao comprimento do

poço L. A convenção de sinais utilizados para a excentricidade senoidal é a mesma como apresentado na Figura 2-4. As equações (2.10) e (2.11) descrevem a excentricidade variável ao longo do poço, porém para dar o efeito helicoidal estas duas equações senoidais deverão estar defasadas 90 graus entre elas, conforme as equações (4.11) e (4.12).

$$e_x = e_{xconst} + Amplx \cdot \sin\left(\frac{z \cdot 2\pi}{\lambda} + \frac{\pi}{2}\right) \quad (4.11)$$

$$e_y = e_{yconst} + Amply \cdot \sin\left(\frac{z \cdot 2\pi}{\lambda}\right) \quad (4.12)$$

Uma primeira análise foi considerar apenas uma excentricidade variável (a equação 4.11), e verificar a variação do gradiente de pressão em cada seção, conforme mostra a

Figura 4-19 abaixo:

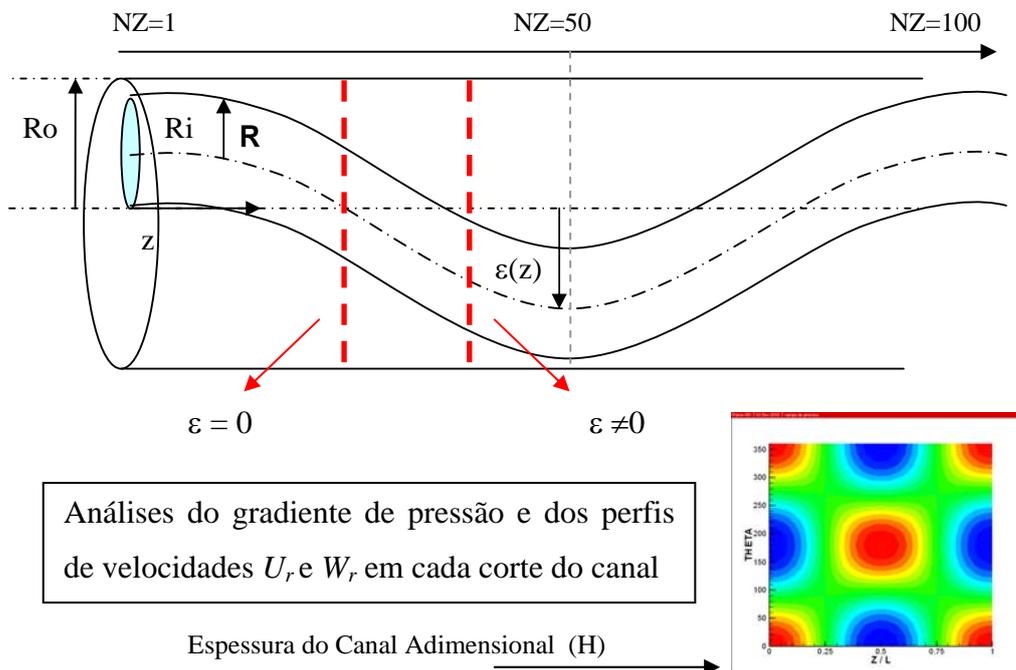


Figura 4-19 – Figura esquemática para o análise dos perfis de velocidade e gradiente de pressão ao longo do canal.

Como ponto de partida para esta análise do escoamento com uma excentricidade variável se analisou o escoamento Newtoniano, e se verificou a

existência do perfil de velocidade circunferencial, mesmo sem rotação do cilindro interno, isto é devido ao gradiente de pressão circunferencial presente em todas as seções deste escoamento. Estes resultados são compatíveis com os apresentados por Pina e Carvalho [12] em 2002. A distribuição de pressão em diferentes seções do canal assim como a distribuição de velocidade estão apresentadas nas Figura 4-20 – 4.26. A tabela abaixo mostra os testes realizados para o escoamento Newtoniano.

Teste	$n$	$k$	$\delta$	$e_{xconst}$	$A_{mplx}$	$e_{yconst}$	$A_{mpy}$	$\varepsilon$	$Ta$	$fRe$
n1a	1	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	0	20,4751
n1b	1	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	10	20,4751
n1c	1	0,8	0,4	0	0,3	0	0	0,3	0	18,0471
n1d	1	0,8	0,4	0	0,3	0	0	0,3	10	18,0471
n1e	1	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	1000	20,4751

Tabela 4-2 – Tabela de testes para análise do escoamento Newtoniano com uma excentricidade variável

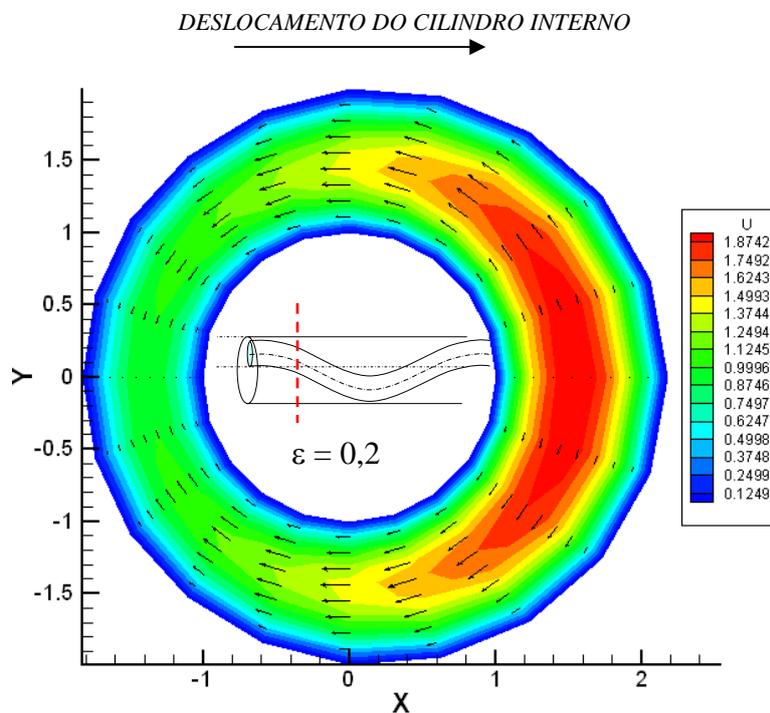


Figura 4-20 – Distribuição das velocidades axial e circunferencial para o escoamento Newtoniano (teste n1a –  $\varepsilon = 0,2$ ).

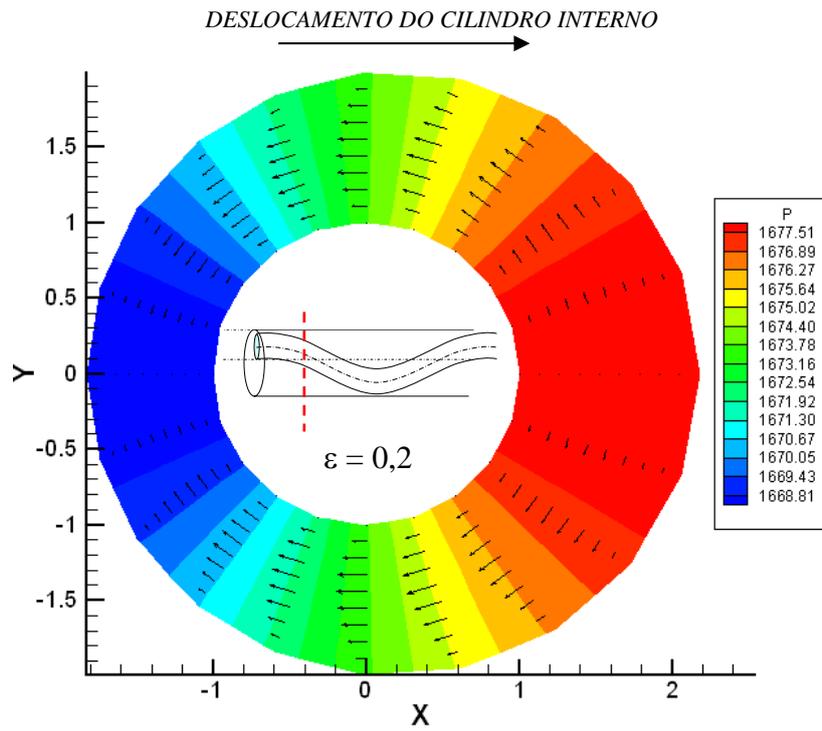


Figura 4-21 – Gradiente de pressão na seção para o escoamento Newtoniano (teste n1a –  $\epsilon = 0,2$ ).

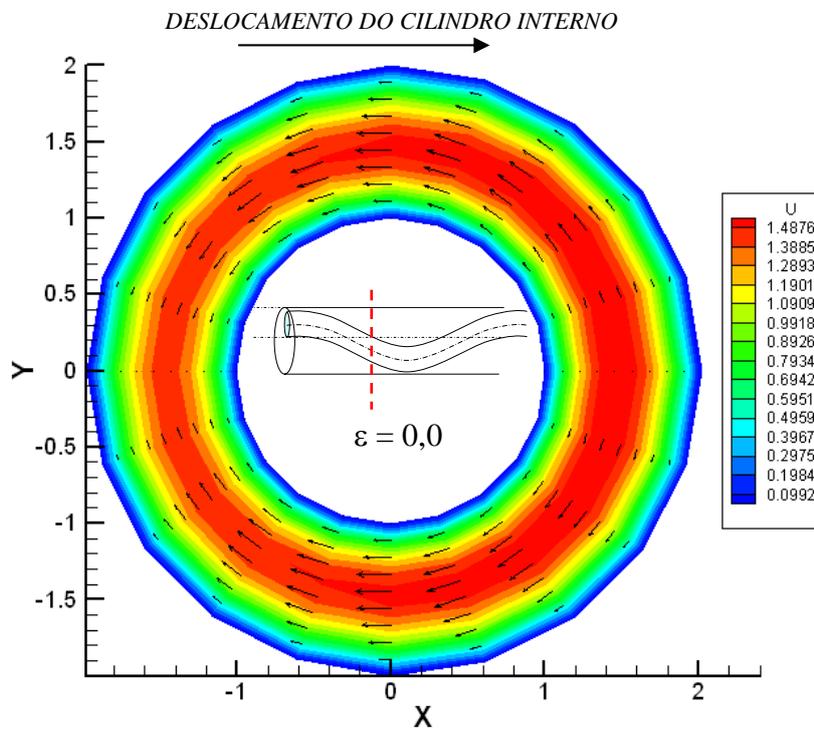


Figura 4-22 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial para o escoamento Newtoniano (teste n1a –  $\epsilon = 0,0$ ).

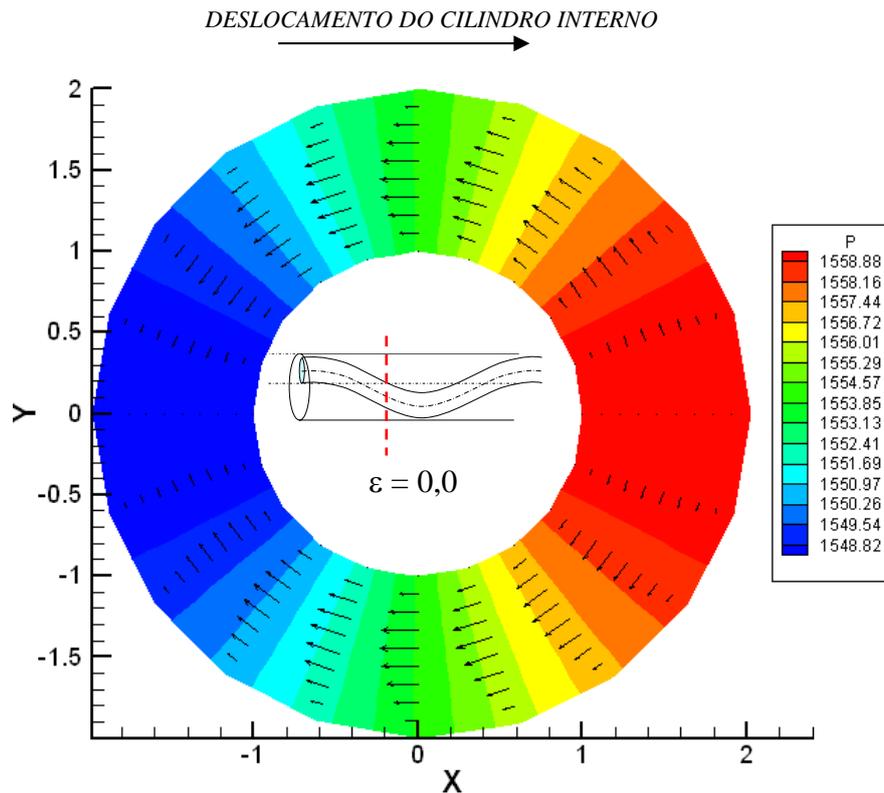


Figura 4-23 - Gradiente de pressão na seção para o escoamento Newtoniano (teste n1a –  $\varepsilon = 0,0$ ).

Observa-se que as figuras relativas á seção do escoamento que não possuem excentricidade local (Figura 4-23), possuem uma distribuição de pressão e uma velocidade circunferencial que não é constante, isto demonstra, que a excentricidade em seções anteriores (por exemplo Figura 4-21), influencia o escoamento nas seções que não possuem excentricidade local.

Já na seção onde  $z/L = 0,5$  (Figura 4-25), ocorre a excentricidade máxima local ( $\varepsilon = 0,5$ ), nesta seção não existe a velocidade circunferencial, tendo em vista que não há deslocamento “horizontal” do cilindro interno (coluna de perfuração) e por tal razão não há gradiente de pressão circunferencial. Ressalta-se que nesta seção se conclui metade do percurso (desde a esquerda para a direita) e se inicia o deslocamento para voltar a sua posição inicial (deslocamento de direita para a esquerda).

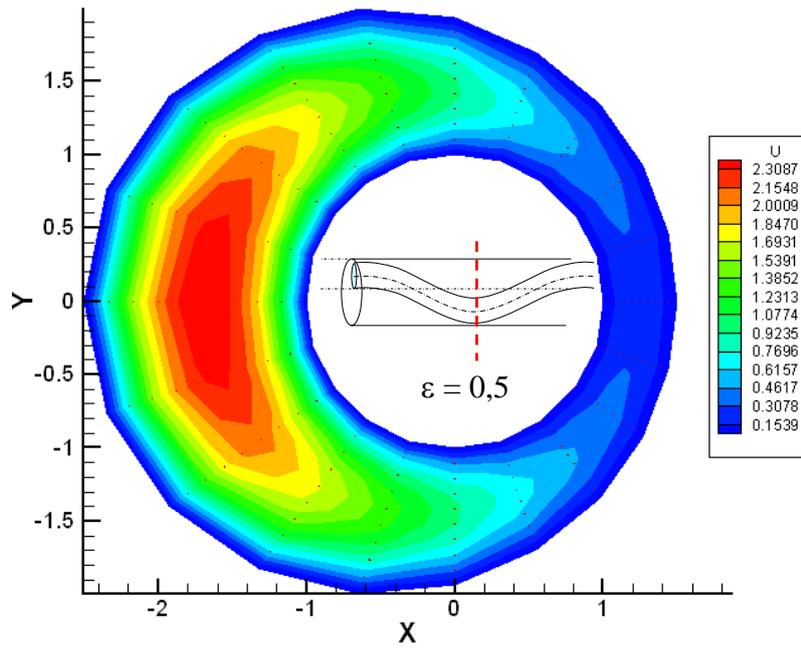


Figura 4-24 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial para o escoamento Newtoniano (teste n1a –  $\varepsilon = 0,5$ ).

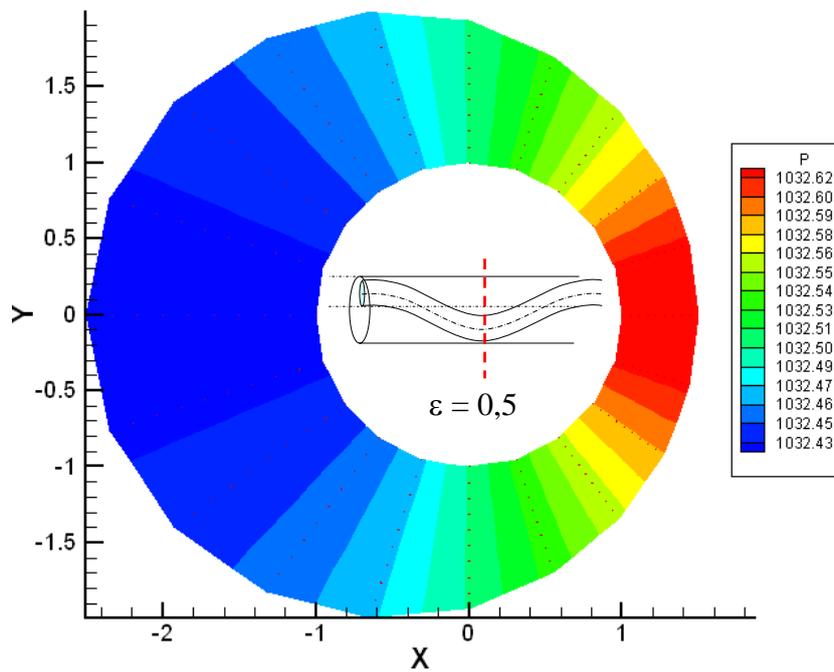


Figura 4-25 - Gradiente de pressão na seção para o escoamento Newtoniano (teste n1a –  $\varepsilon = 0,5$ ).

Quando se introduz a rotação do cilindro interno, verifica-se uma combinação de dois perfis de velocidade, em alguns casos existe a adição ou subtração dos perfis de POISEUILLE e COUETTE, como mostram as Figura 4-26 - Figura 4-29

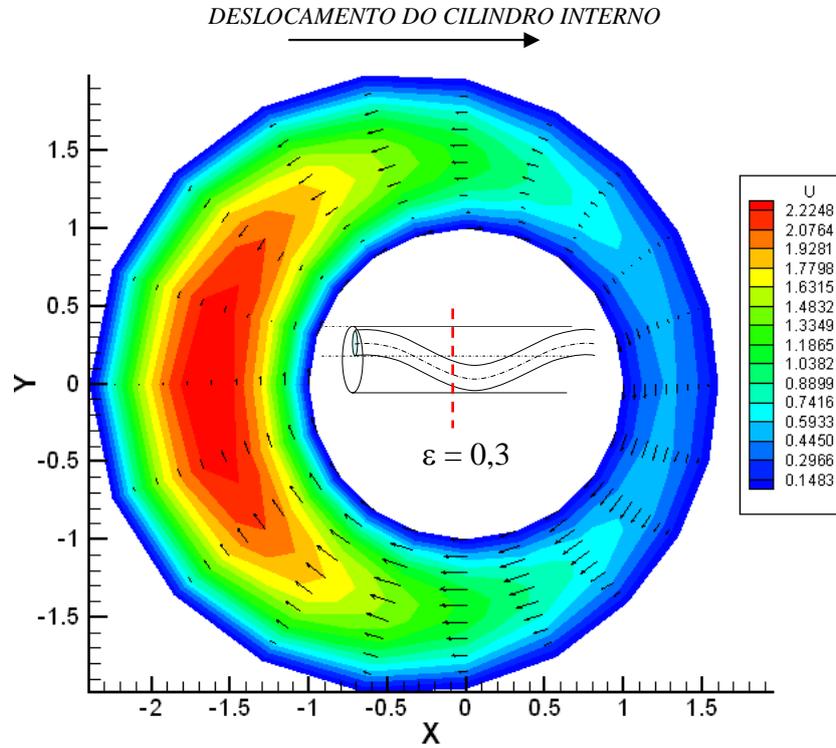


Figura 4-26 - Distribuição das velocidades axial e circunferêncial para o escoamento Newtoniano (teste n1b –  $\epsilon = 0,3$ ).

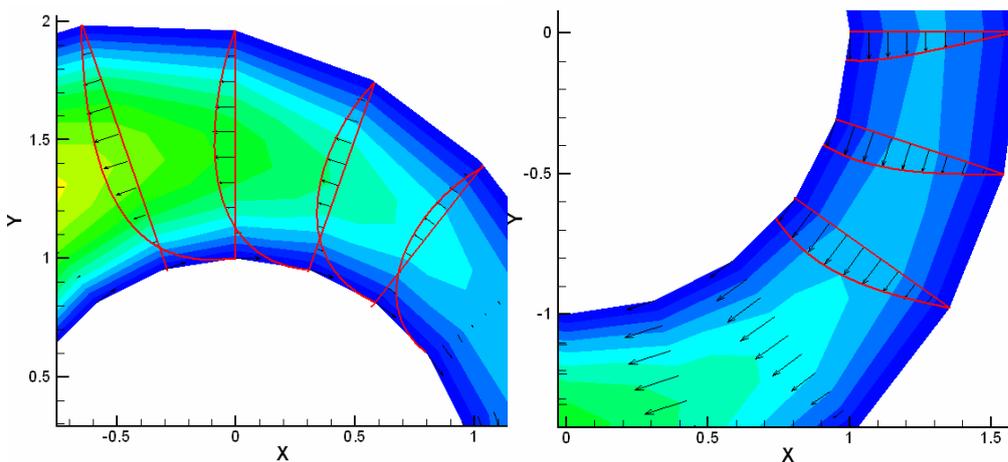


Figura 4-27 – Detalhe da combinação dos perfis de velocidade de Poiseuille e Couette para o escoamento Newtoniano (teste n1b –  $\epsilon = 0,3$ ).

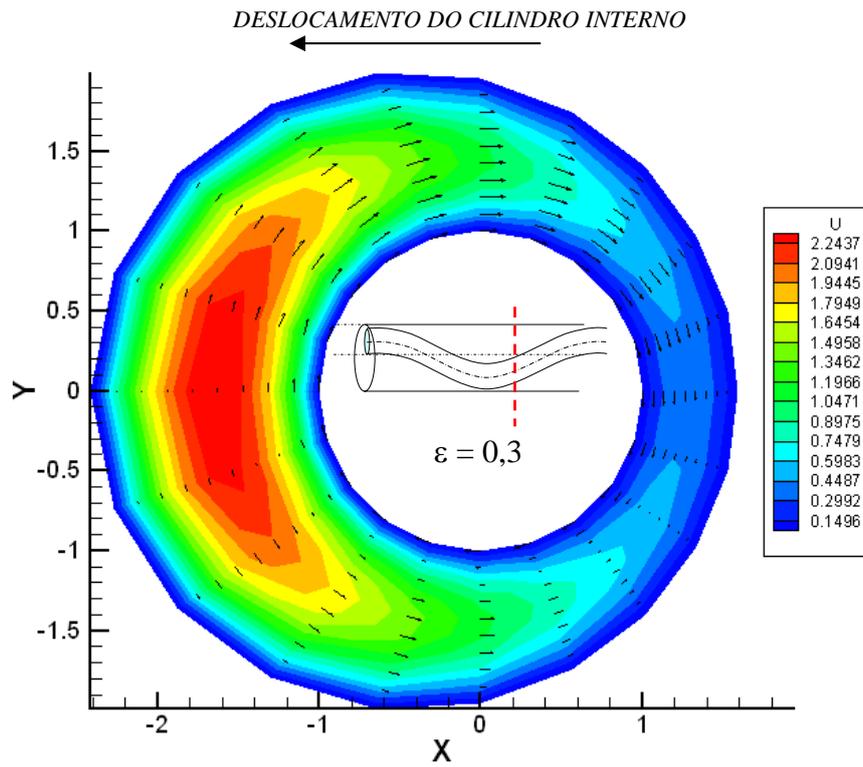


Figura 4-28 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial para o escoamento Newtoniano (teste n1b –  $\epsilon = 0,3$ ).

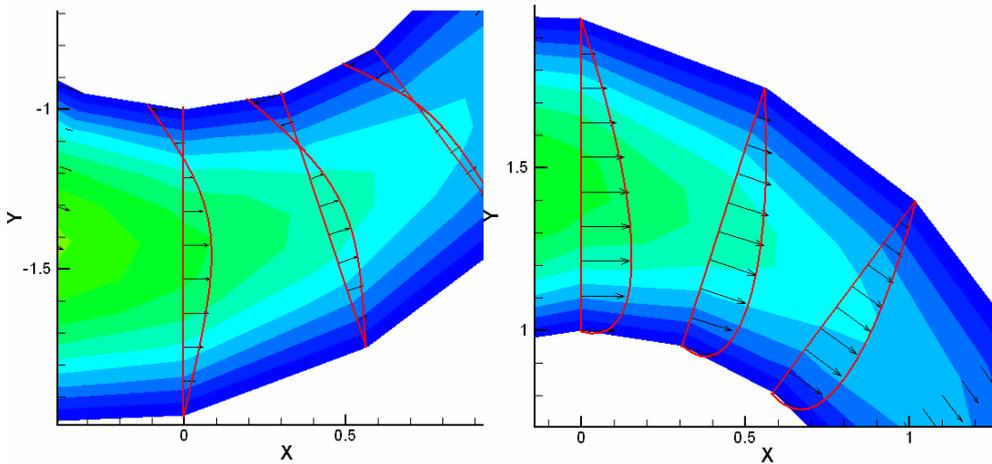
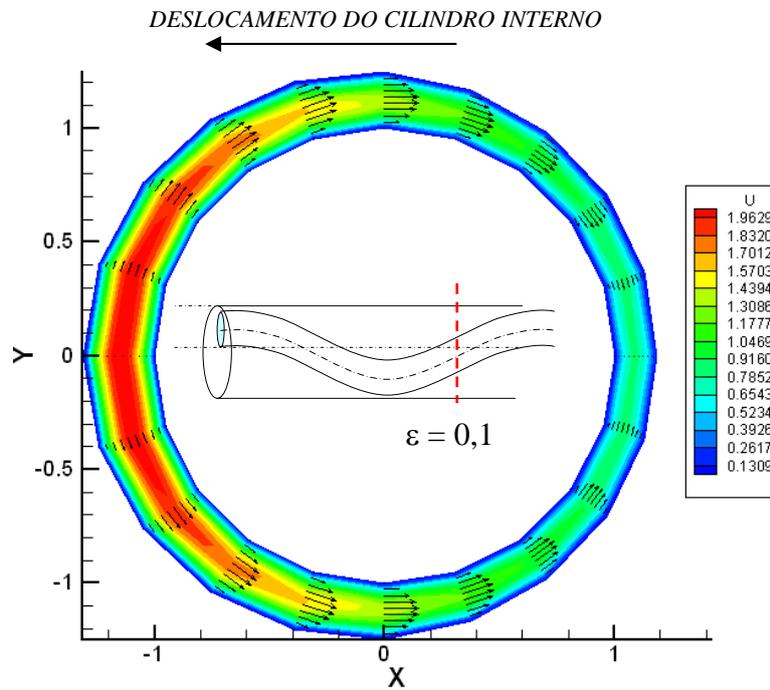


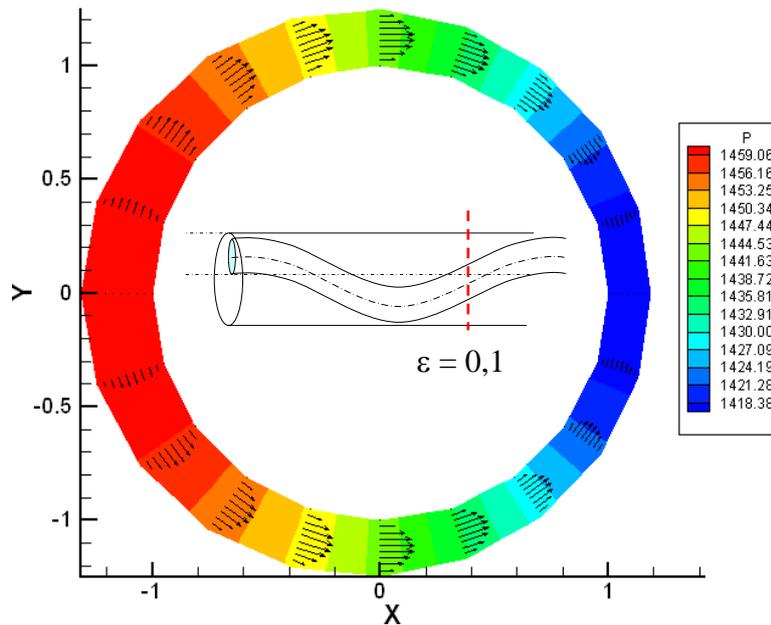
Figura 4-29 - Detalhe da combinação dos perfis de velocidade de Poiseuille e Couette para o escoamento Newtoniano (teste n1b –  $\epsilon = 0,3$ ).

Levando esta análise para um mesmo fluido newtoniano com uma razão de raios igual a 0,8, observa-se o mesmo comportamento do perfil de velocidade e do

gradiente de pressão em cada seção, conforme mostram as Figura 4-30 – Figur 4-35



**Figura 4-30** - Distribuição das velocidades axial e circunferêncial para o escoamento Newtoniano (teste n1c –  $\epsilon = 0,1$ ).



**Figura 4-31** - Gradiente de pressão na seção para o escoamento Newtoniano (teste n1c –  $\epsilon = 0,1$ ).

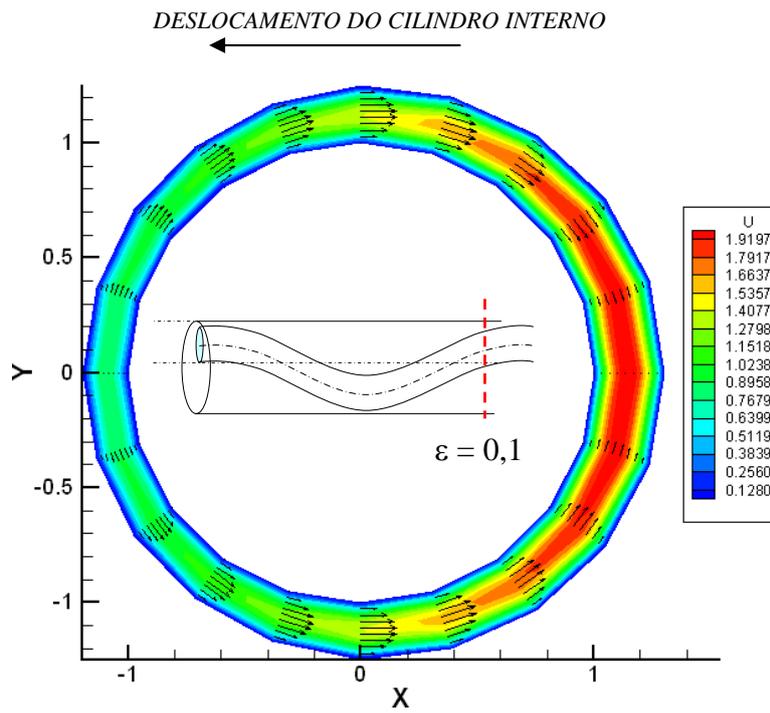


Figura 4-32 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial para o escoamento Newtoniano (teste n1c –  $\varepsilon = 0,1$ ).

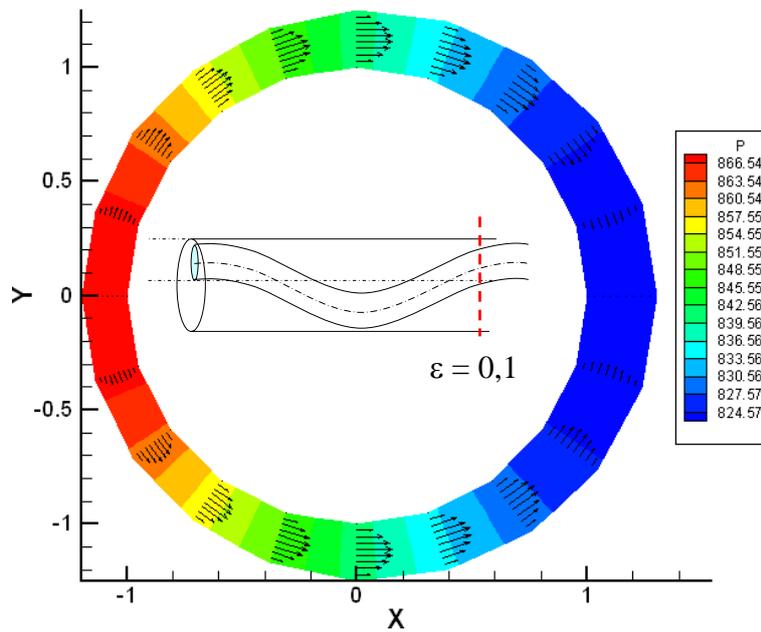


Figura 4-33 - Gradiente de pressão na seção para o escoamento Newtoniano (teste n1c –  $\varepsilon = 0,1$ ).

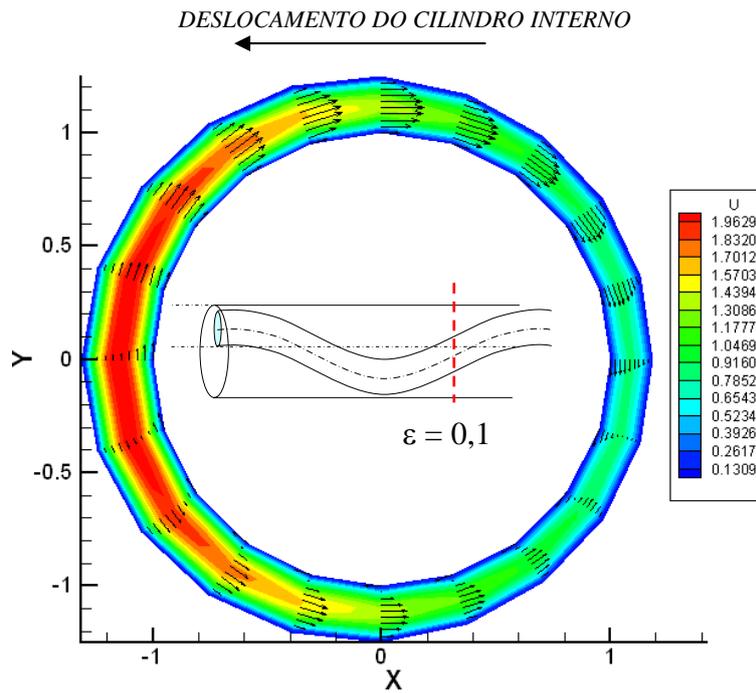


Figura 4-34 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial para o escoamento Newtoniano (teste n1d –  $\varepsilon = 0,1$ ).

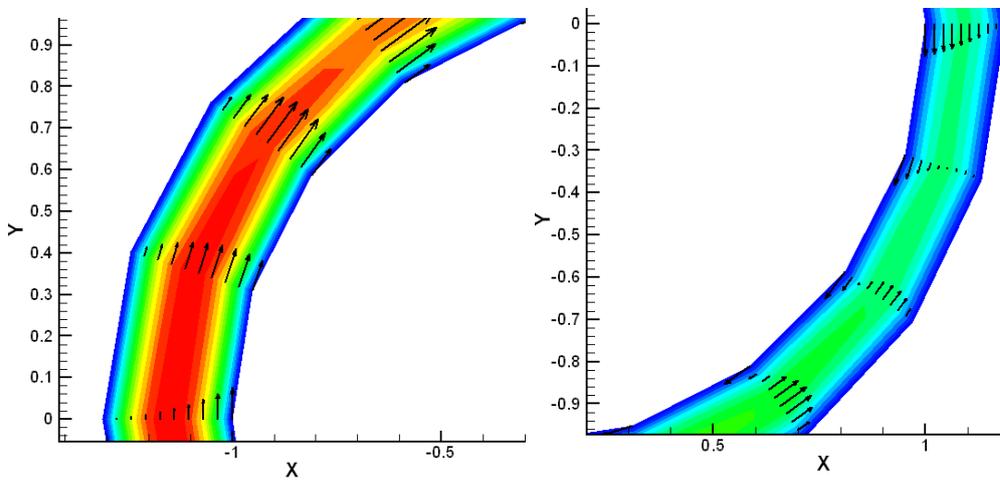


Figura 4-35 - Detalhe da combinação dos perfis de velocidade de Poiseuille e Couette para o escoamento Newtoniano (teste n1b –  $\varepsilon = 0,1$ ).

Da mesma forma que foi desenvolvida a análise para o escoamento Newtoniano, se fizeram várias análises para diferentes índices de potência conforme mostra Tabela 4-3.

Verificou-se que o mesmo efeito acontece para o escoamento Não-Newtoniano (a existência da velocidade circunferencial), mesmo sem rotação do cilindro interno existe um gradiente de pressão circunferencial devido ao deslocamento horizontal do cilindro interno (coluna de perfuração) que gera esta velocidade.

Outro fator importante em mencionar é a combinação dos perfis de velocidade de POISEUILLE e COUETTE quando  $Ta$  é diferente de zero, que em alguns casos, acontece a soma e subtração destes perfis. na mesma seção (corte),

Os testes realizados para o fluido não-Newtoniano, foram até um  $Ta$  próximo do  $Ta^*$  (Taylor crítico), isto é, para evitar que o escoamento saia da região estável. O menor índice de potencia que se obteve solução foi até  $n = 0,75$ , isto é uma limitação do modelo, ou seja o limite onde se obteve solução tendo como chute inicial o perfil newtoniano. Nota-se também que  $n$  menores que 0.9 não se obteve resultado para razões de raio igual a 0.8.

<b>Teste</b>	<b><math>n</math></b>	<b><math>k</math></b>	<b><math>\delta</math></b>	<b><math>e_{xconst}</math></b>	<b><math>A_{mplx}</math></b>	<b><math>e_{yconst}</math></b>	<b><math>A_{mpy}</math></b>	<b><math>\varepsilon</math></b>	<b><math>Ta</math></b>	<b><math>fRe</math></b>
n09a	0,9	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	0	16,6548
n09b	0,9	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	10	16,6584
n09c	0,9	0,8	0,4	0	0,3	0	0	0,3	0	14,7412
n09d	0,9	0,8	0,4	0	0,3	0	0	0,3	10	14,7535
n09e	0,9	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	1000	16,8333
n08a	0,8	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	0	13,5404
n08b	0,8	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	10	13,5465
n08c	0,8	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	1000	13,8592
n08d	0,8	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	0	11,6211
n075a	0,75	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	0	12,2062
n075b	0,75	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	10	12,2106
n075c	0,75	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	1000	12,6084
n075d	0,75	0,5	1	0	0,5	0	0	0,5	0	10,5009

Tabela 4-3 - Tabela de testes para análise do escoamento não-Newtoniano com uma excentricidade variável.

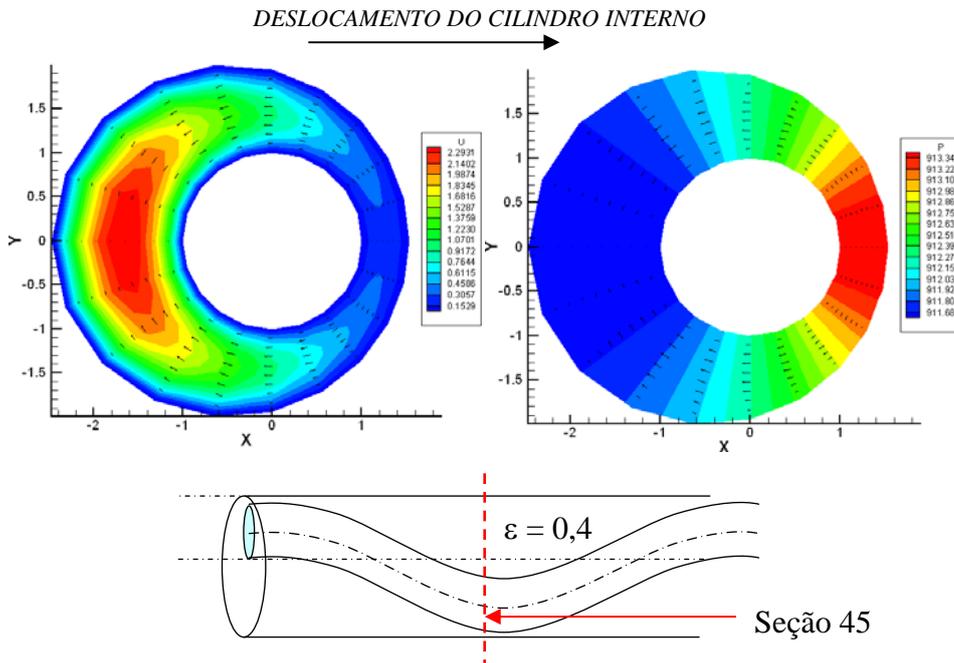


Figura 4-36 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial e distribuição do gradiente de pressão para o escoamento não-Newtoniano (teste n09a, seção 45 –  $\varepsilon = 0,4$ ).

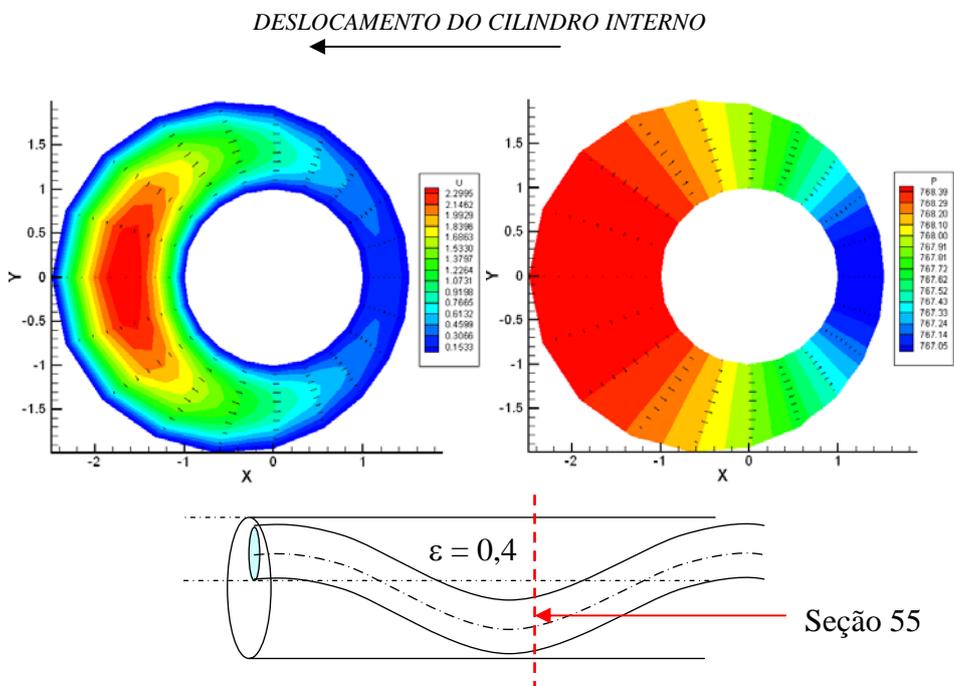


Figura 4-37 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial e distribuição do gradiente de pressão para o escoamento não-Newtoniano (teste n09a, seção 55 –  $\varepsilon = 0,4$ ).

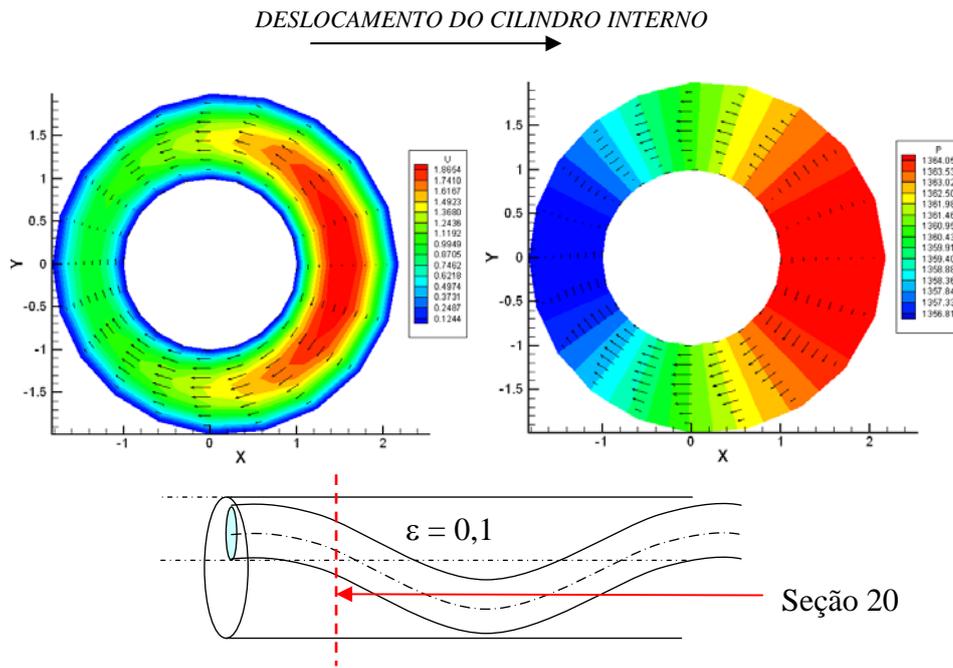


Figura 4-38 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial e distribuição do gradiente de pressão para o escoamento não-Newtoniano (teste n09b, seção 20 –  $\varepsilon = 0,1$ ).

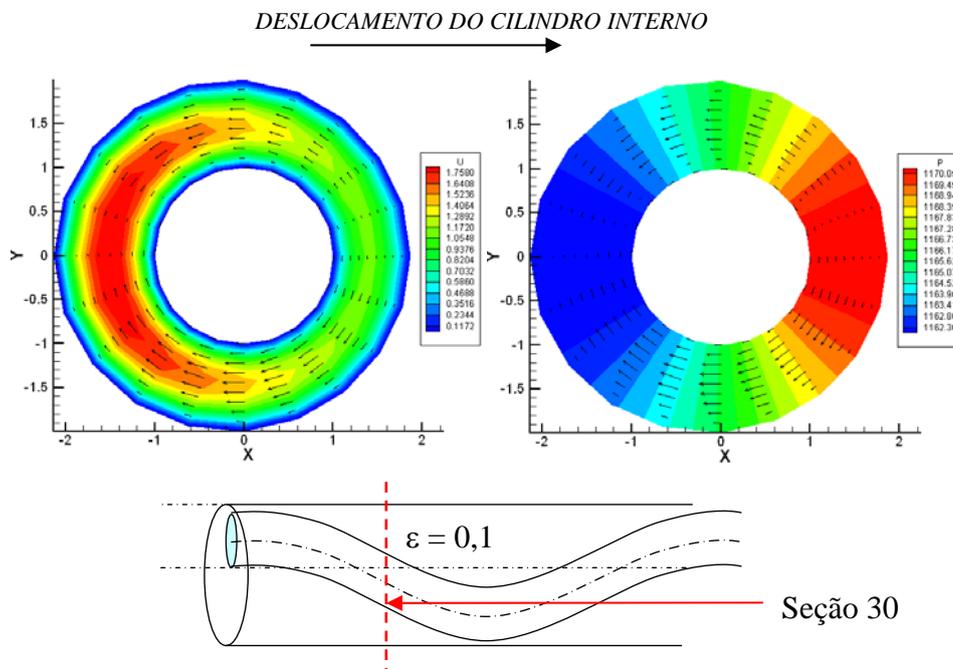


Figura 4-39 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial e distribuição do gradiente de pressão para o escoamento não-Newtoniano (teste n09b, seção 30 –  $\varepsilon = 0,1$ ).

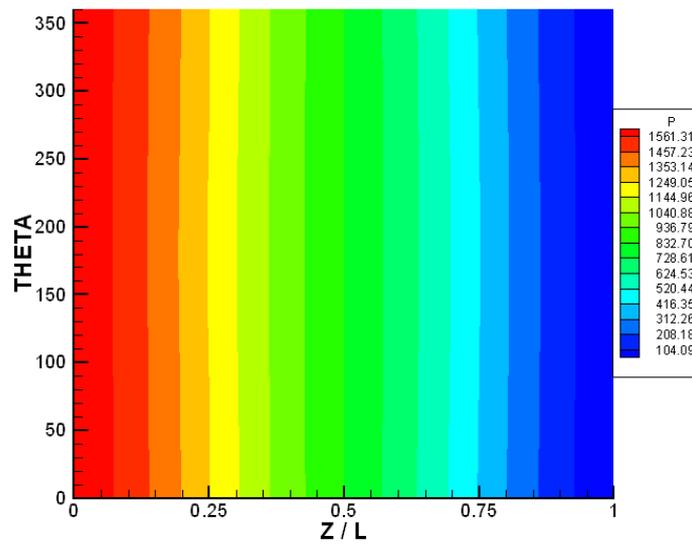


Figura 4-40 – Distribuição de pressão ao longo do canal para o escoamento não-Newtoniano (teste n09b).

Note-se que esta distribuição de pressão ao longo do canal não é uniforme, devido a influencia da excentricidade variável (deslocamento do cilindro interno) e o gradiente de pressão axial e circunferencial. Da mesma forma se mostra a distribuição de pressão para o escoamento não Newtoniano, com índice de potência  $n = 0.8$  (Figura 4-41)

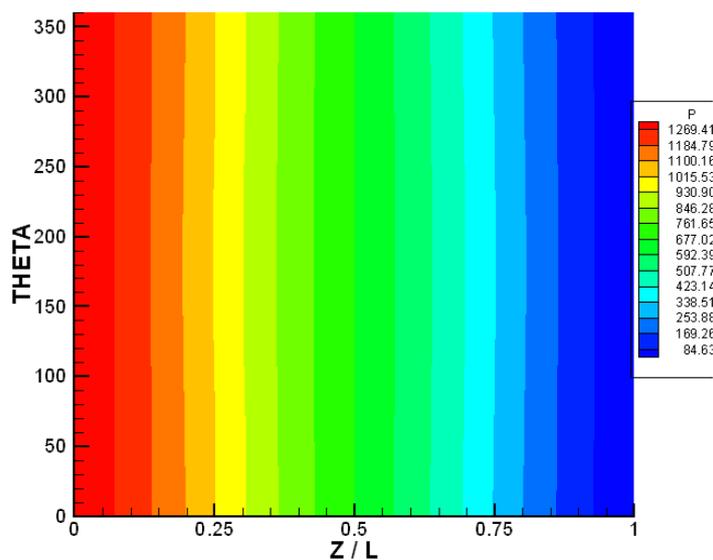


Figura 4-41 - Distribuição de pressão ao longo do canal para o escoamento não-Newtoniano (teste n08a).

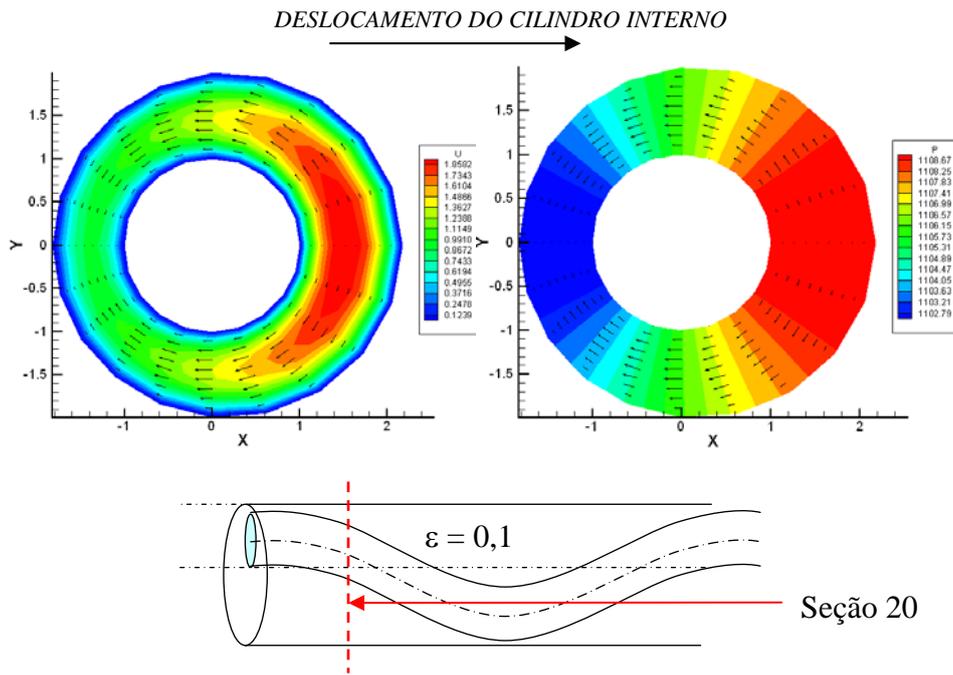


Figura 4-42 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial e distribuição do gradiente de pressão para o escoamento não-Newtoniano (teste n08a, seção 20 –  $\varepsilon = 0,1$ ).

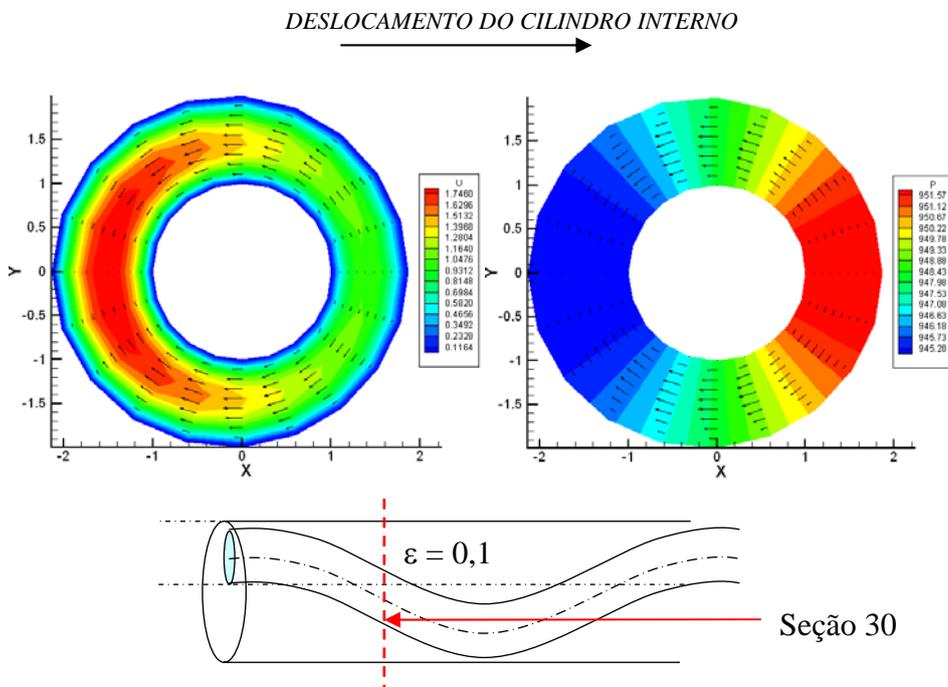


Figura 4-43 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial e distribuição do gradiente de pressão para o escoamento não-Newtoniano (teste n08a, seção 20 –  $\varepsilon = 0,1$ ).

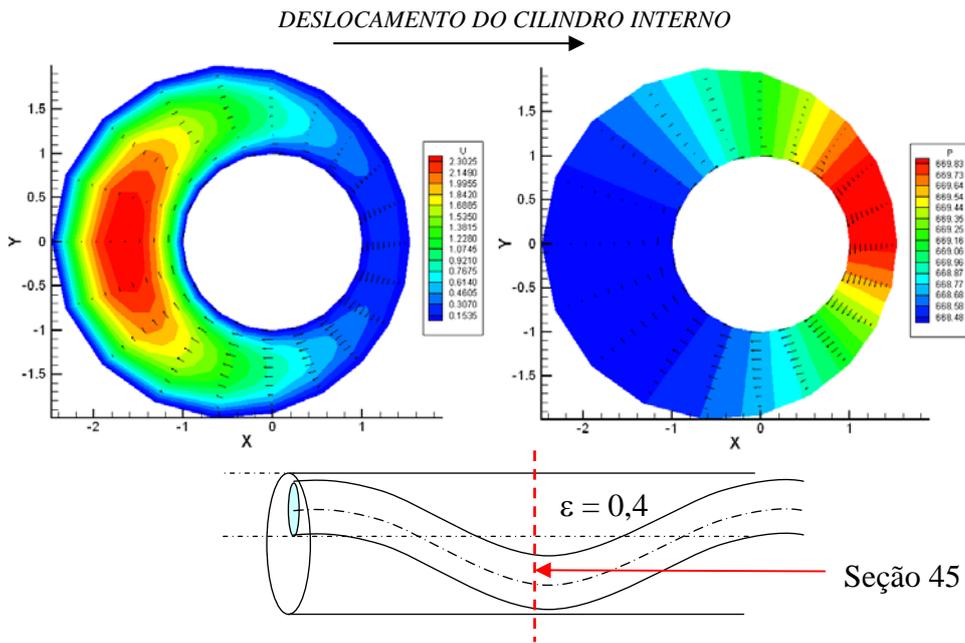


Figura 4-44 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial e distribuição do gradiente de pressão para o escoamento não-Newtoniano (teste n07b, seção 45 –  $\varepsilon = 0,4$ ).

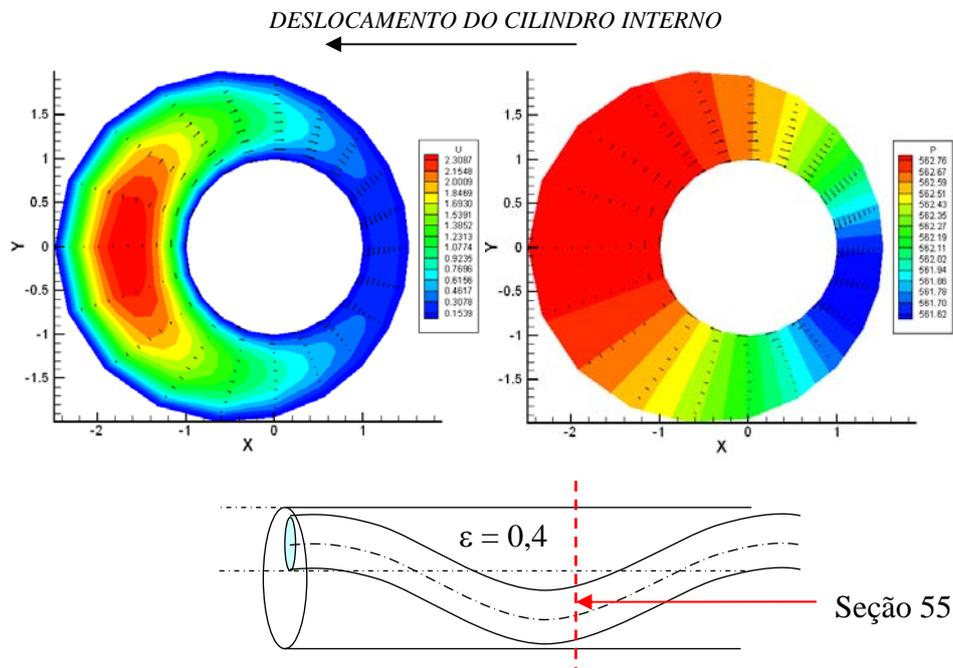


Figura 4-45 - Distribuição das velocidades axial e circunferencial e distribuição do gradiente de pressão para o escoamento não-Newtoniano (teste n07b, seção 45 –  $\varepsilon = 0,4$ ).

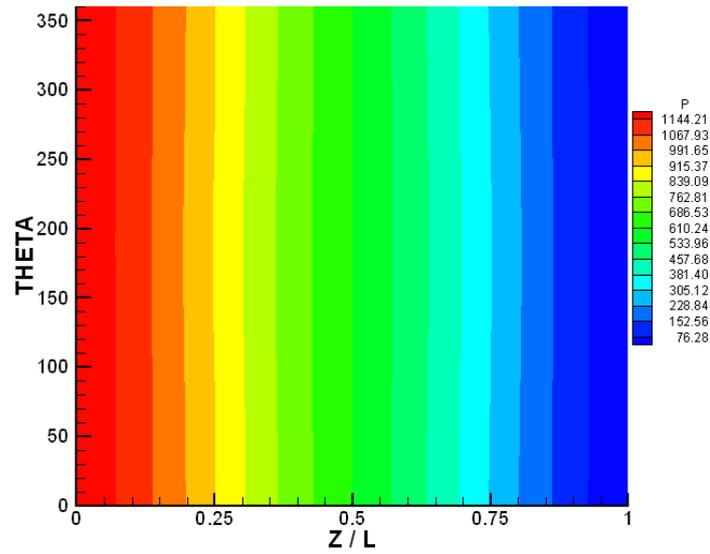


Figura 4-46 - Distribuição de pressão ao longo do canal para o escoamento não-Newtoniano (teste n07b).

Uma segunda análise para o escoamento com excentricidade variável e a variação da pressão local em uma determinada seção variando o índice de potência.

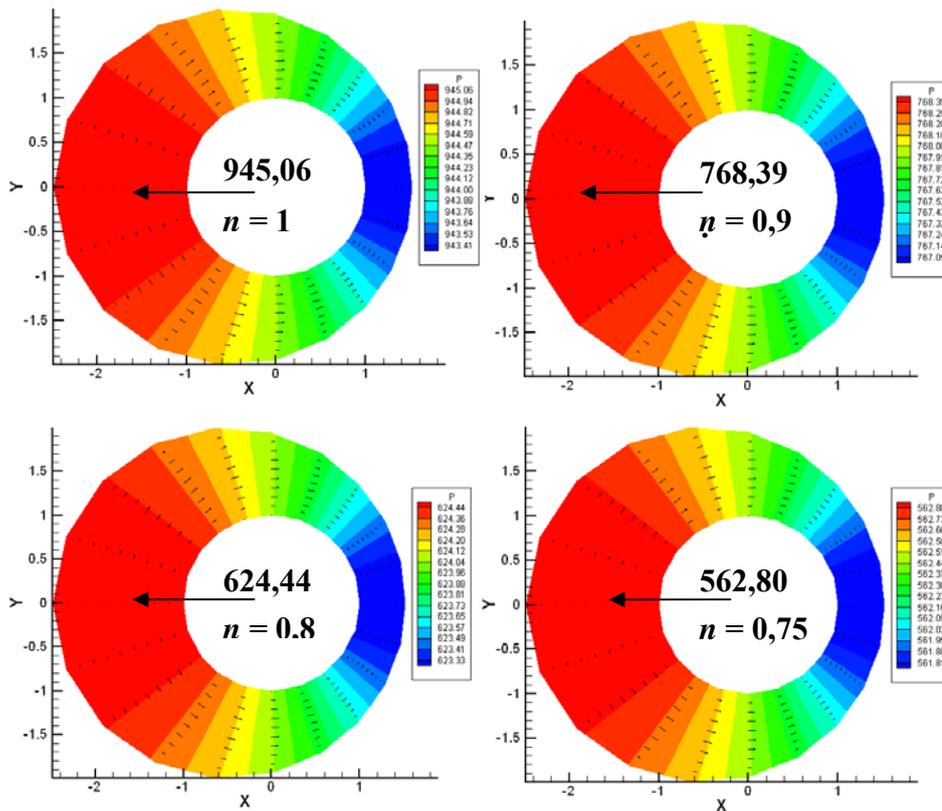


Figura 4-47 – Distribuição da pressão local para diferentes valores de  $n$

Para a Figura 4-47, mantendo  $Re = 100$ ,  $Ta = 0$ ,  $k = 0,5$   $\varepsilon = 0,5$  seção 45, verifica-se que na medida que se diminui o índice de potência ( $n$ ) a pressão local em uma determinada seção (por exemplo: seção 45), também diminui. O mesmo efeito acontece com rotação do cilindro interno (como exemplo: Figura 4-48), que mantendo as mesmas constantes supra-citadas, com a diferença que o  $Ta = 10$ .

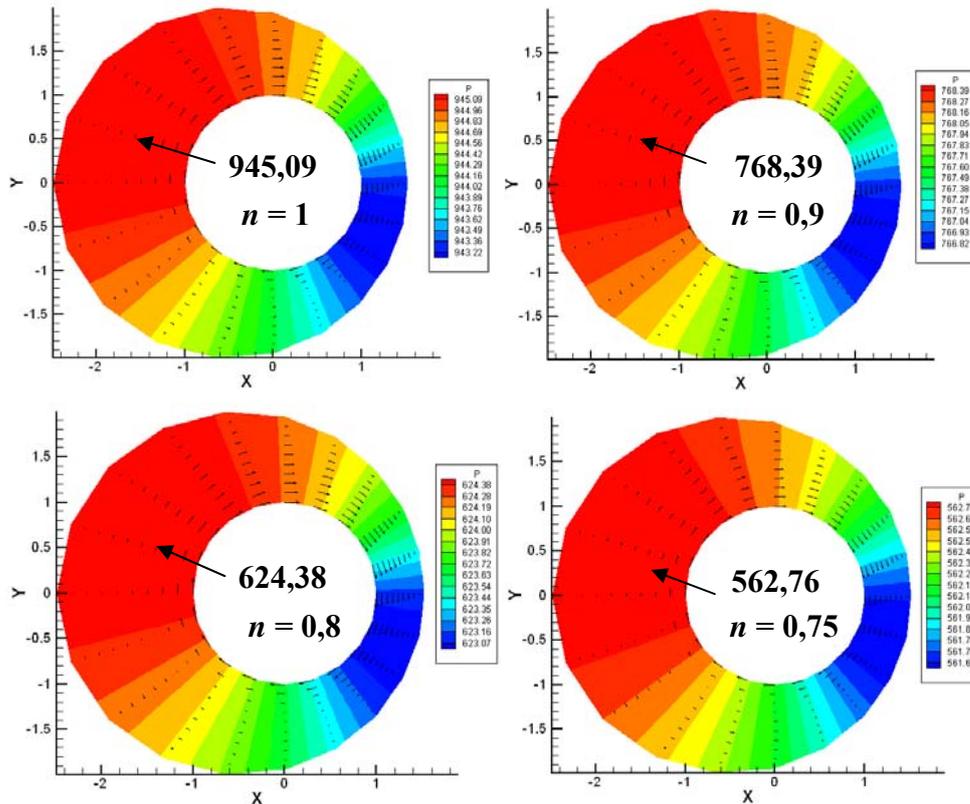


Figura 4-48 - Distribuição da pressão local para diferentes valores de  $n$ ,  $Ta = 10$ ,  $Re = 100$ ,  $\varepsilon = 0,5$ .

Uma terceira análise para o escoamento não-newtoniano com excentricidade variável foi a análise da influencia do  $fRe$  para diferentes  $Ta$  e índices de potencia, mantendo constante  $k = 0,5$ ,  $A_{mplx} = 0,5$ ,  $Re = 100$ . Como mostra a Figura 4-49 abaixo:

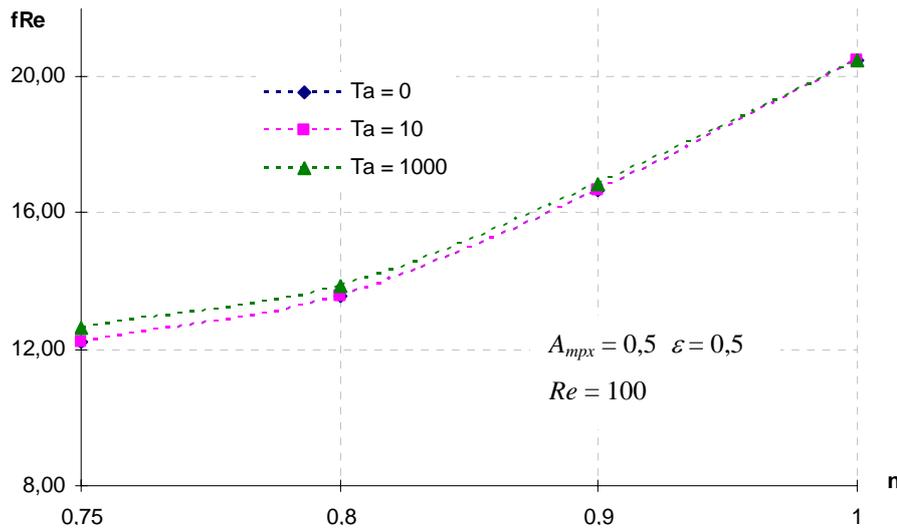


Figura 4-49 – Variação do  $fRe$  para diferentes números de Taylor ( $Ta$ ) e índices de potência.

Verifica-se o mesmo efeito da diminuição do  $fRe$  quando se diminuí o índice de potencia. Cabe ressaltar que os resultados do  $fRe$  obtidos para o escoamento com excentricidade variável com rotação do cilindro interno são menores que o concêntrico com rotação. Isto é devido ao gradiente de pressão que para atravessar um anular excêntrico é inferior que quando atravessa o anular concêntrico. O comparativo dos resultados do anular concêntrico (Figura 4-14) e com excentricidade variável (Figura 4-49) apresenta-se na Figura 4-50

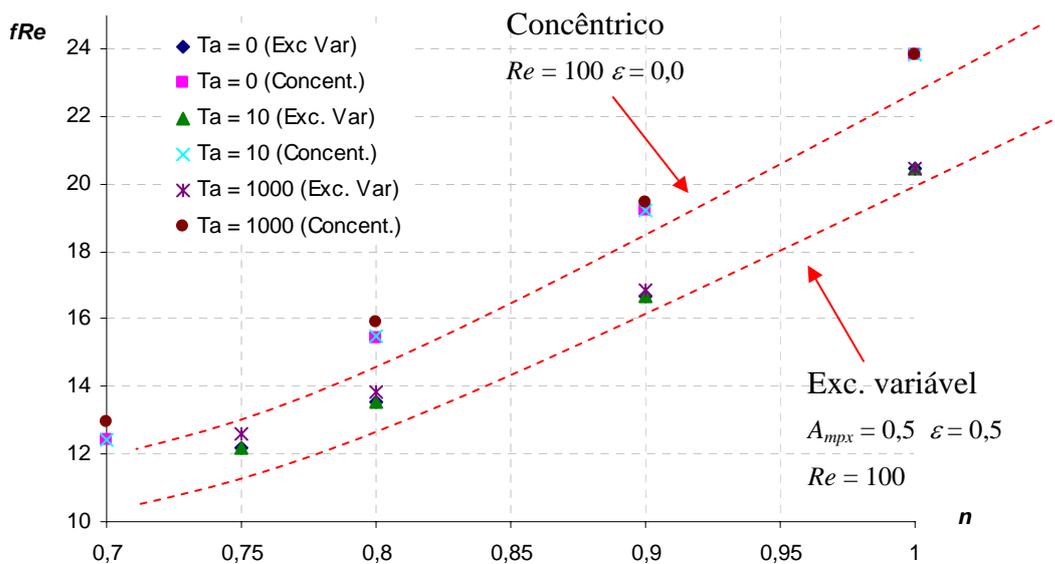


Figura 4-50 – Comparativos do  $fRe$  vs  $n$  concêntrico com excentricidade variável

Uma quarta análise foi a introdução da segunda excentricidade, isto é utilizando a combinação das equações (4.11) e (4.12), se obtém a excentricidade helicoidal. Para esta análise se utilizou o mesmo numero de elementos dos resultados acima mostrados.

Verifica-se novamente a existência da velocidade circunferencial mesmo sem rotação do cilindro interno, conforme mostra a figura abaixo:

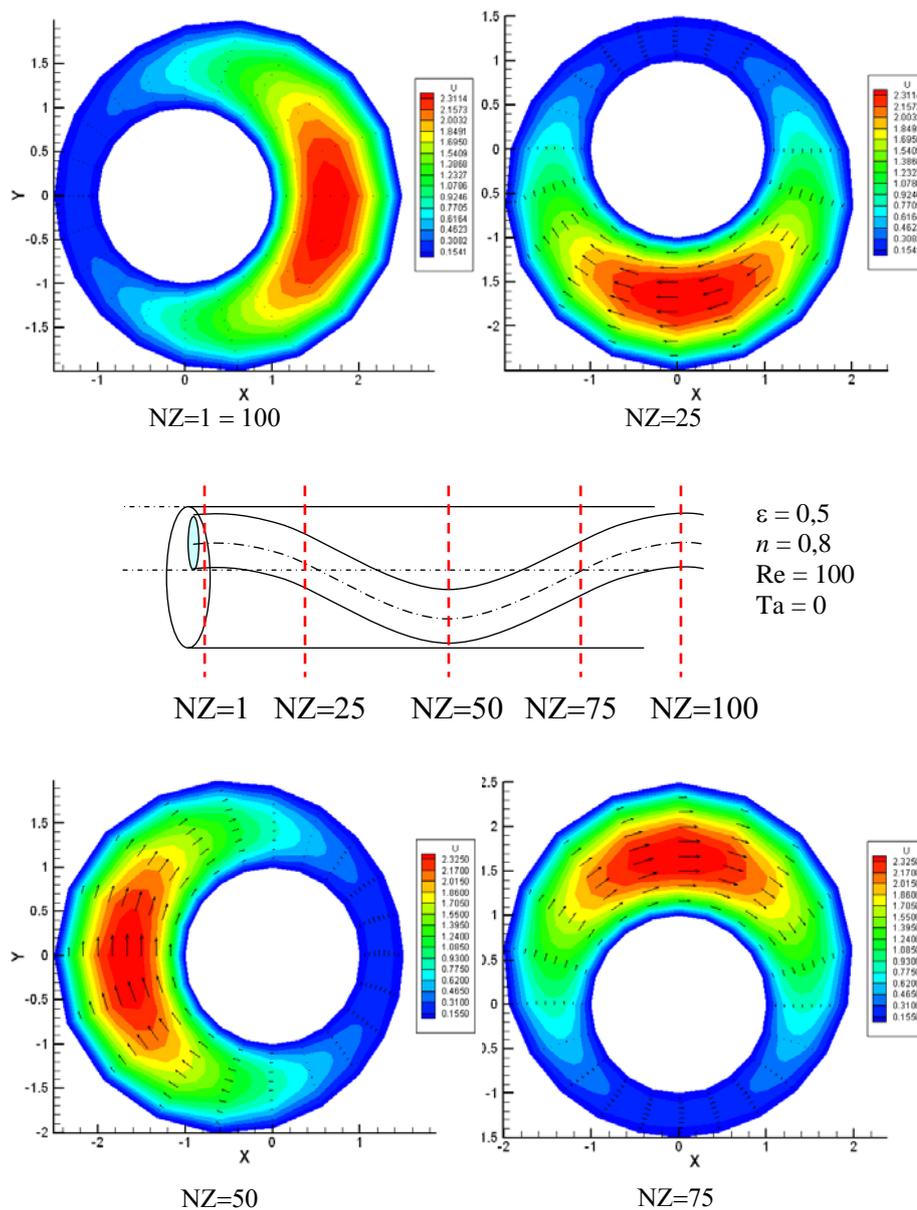


Figura 4-51 – Velocidades axial e circunferencial para o escoamento com excentricidade variável helicoidal,  $n = 0,8$ ,  $Ta = 0$ ,  $Re = 100$

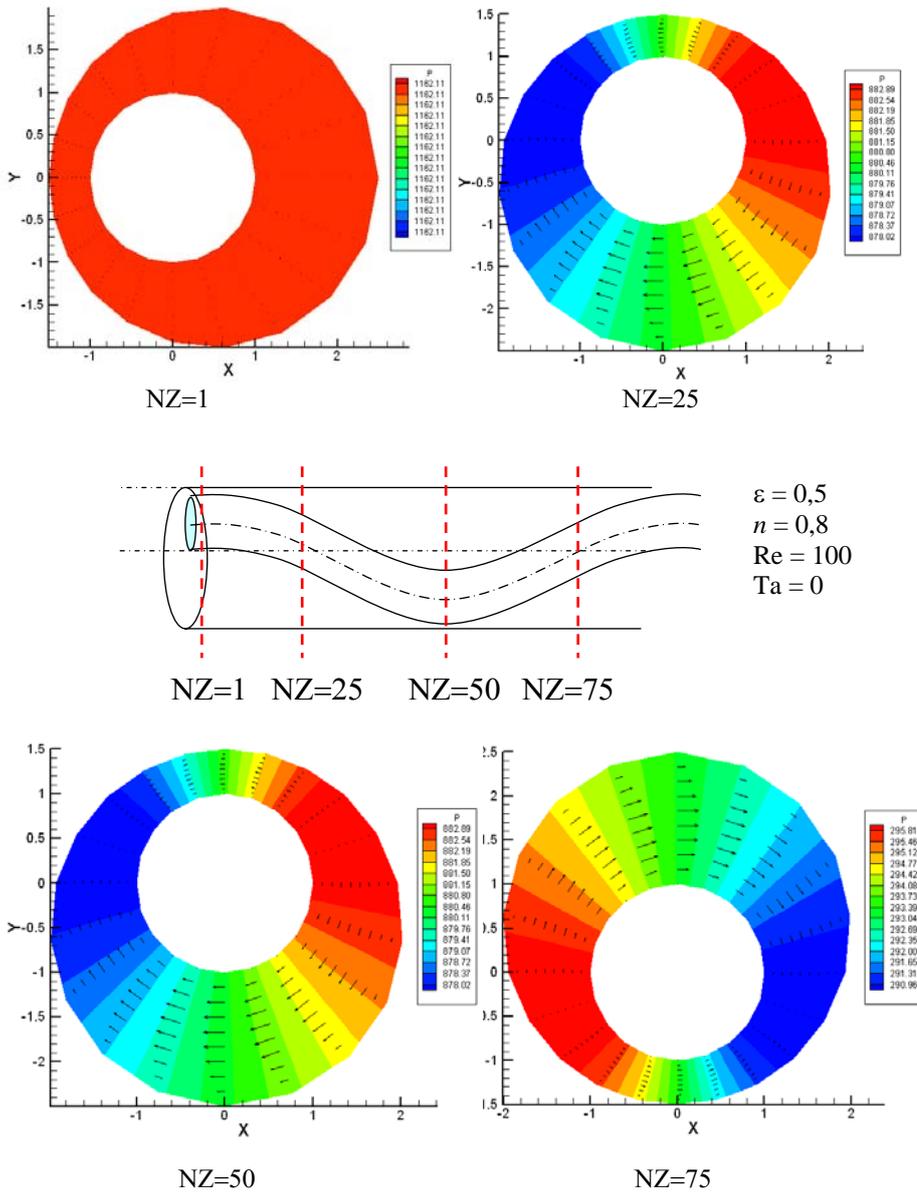


Figura 4-52 - Distribuição da pressão para o escoamento com excentricidade variável helicoidal,  $n = 0.8$ ,  $Ta = 0$ ,  $Re = 100$

Nota-se que os resultados apresentados acima, o campo de velocidade axial, perfil de velocidade circunferencial e a distribuição de pressão, são compatíveis com os resultados acima mostrados com excentricidade senoidal.

A nova espessura adimensional do canal com excentricidade helicoidal e bem diferente da excentricidade senoidal, conforme mostra a.Figura 4-53, nota-se que existem espaços maiores onde o fluido escoo com maior facilidade.

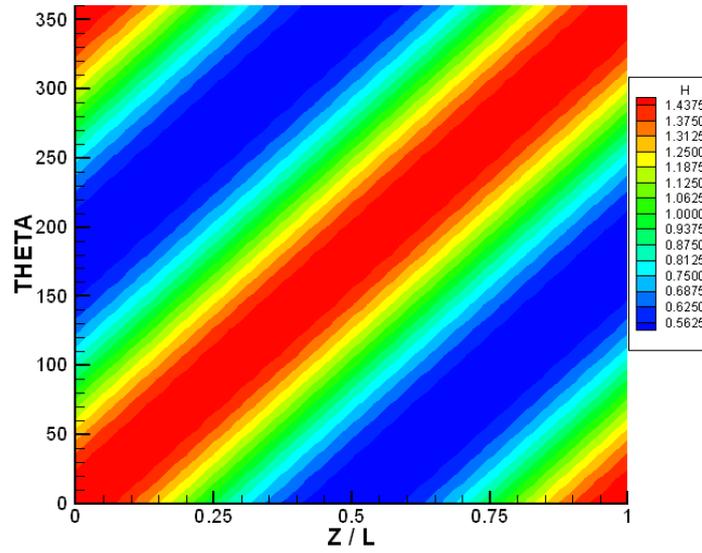


Figura 4-53 – Espessura do Canal adimensional ( $H$ ) para o escoamento com excentricidade helicoidal,  $A_{mplx} = A_{mply} = 0,5$ .

Para consolidar o mencionado acima se faz um comparativo da excentricidade senoidal com helicoidal apresentando os resultados do  $fRe$  para diferentes índices de potencia, conforme figura abaixo.

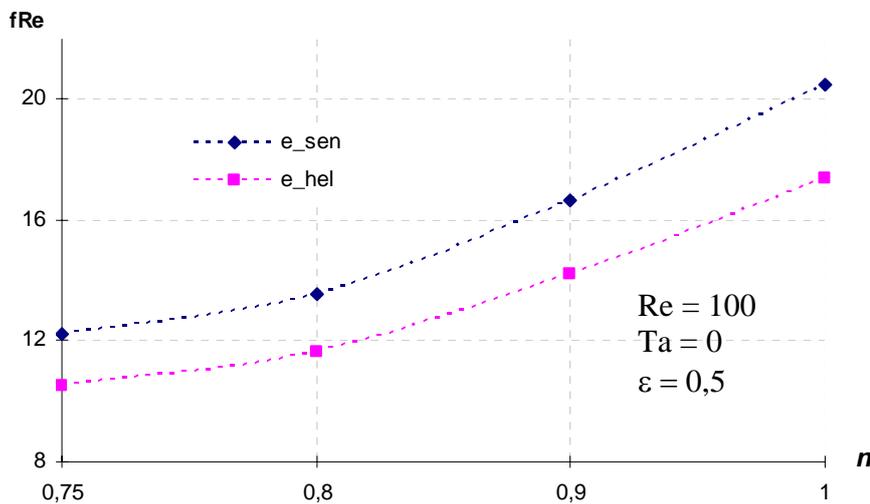


Figura 4-54 – Comparativo do  $fRe$  vs  $n$  para a excentricidade senoidal com a excentricidade helicoidal,  $n = 0.8$ ,  $Ta = 0$ ,  $Re = 100$