

UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA

Sérgio Luiz Dalvi Kfuri

Análise Numérica da Perda de Carga Localizada em
Escoamentos Laminares de Fluidos do tipo Power-Law e
Bingham em Contrações e Expansões Abruptas

VITÓRIA

17 de Dezembro de 2010

Sérgio Luiz Dalvi Kfuri

**Análise Numérica da Perda de Carga Localizada em
Escoamentos Laminares de Fluidos do tipo Power-Law e
Bingham em Contrações e Expansões Abruptas**

Dissertação apresentada ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Edson José Soares

Co-orientador: Prof. Dr. Roney Leon Thompson

VITÓRIA

17 de Dezembro de 2010

Análise Numérica da Perda de Carga Localizada em Escoamentos Laminares de Fluidos do tipo Power-Law e Bingham em Contrações e Expansões Abruptas

Sérgio Luiz Dalvi Kfuri

Dissertação apresentada ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de mestre em Engenharia Mecânica.

Prof. Dr. Cherlio Scandian

Comissão Examinadora

Prof. Dr. Edson José Soares

Prof. Dr. Márcio Martins

Prof. Dr. Erick Quintella - Petrobras

Prof. Dr. Roney Leon Thompson - UFF

*“O que não provoca minha morte faz com que eu fique
mais forte”
Friedrich Nietzsche*

Aos meus pais, amigos e familiares.

Agradecimentos

Agradeço a Deus por estar ao meu lado, iluminando meus caminhos, me dando saúde e sabedoria necessária para superar todos os obstáculos.

Agradeço aos meus pais e a toda minha família por sempre acreditarem em mim e por me apoiar durante todas as etapas da minha vida. Muitas pessoas contribuíram para que o sucesso do presente trabalho fosse alcançado e desta forma também agradeço:

1 - Aos meus amigos que sempre estiveram presentes e que contribuíram de alguma forma para alcançar este objetivo. Em especial cito Johnny Quintino da Silva.

2 - A minha noiva Tattiane Botelho pelo companheirismo e dedicação que teve comigo durante a fase de estudo e desenvolvimento do atual trabalho. O incentivo e a motivação foram essenciais para alcançar o objetivo.

3 - Ao professor Edson José Soares, que me incentivou e me orientou durante toda a etapa de trabalho sempre com atenção, dedicação e empenho contribuindo para a minha formação acadêmica e para o sucesso do presente trabalho.

4 - Ao co-orientador Roney Leon Thompson pelas importantes contribuições.

5 - Ao professor Márcio Martins pelo auxílio nas dificuldades encontradas dentro das etapas de trabalho.

6 - Ao professor Fernando Menandro pela importante contribuição na linguagem de programação.

7 - Ao meu irmão Elias José por me ensinar a linguagem Latex.

8 - Ao amigo de trabalho Carlos Henrique pela contribuição com o software Mathematica.

9 - A todos os professores que me ensinaram durante esta etapa da minha vida.

10 - Aos companheiros de mestrado.

11 - À Petrobras pelo suporte financeiro.

Sumário

Sumário	viii
Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xv
Resumo	xvi
Abstract	xviii
1 Introdução	22
1.1 Motivação	22
1.2 Estado da Arte	23
1.3 Caracterização do Problema	28
2 Formulação Física	30
2.1 Cálculo de K	30
2.1.1 Contração Abrupta	33
2.1.2 Expansão Abrupta	33
2.2 Equações Governantes	34
2.3 Modelo Constitutivo	36

2.4	Função Viscosidade	37
2.5	Condições de Contorno	39
2.6	Adimensionalização	40
3	Formulação Numérica	45
3.1	Teste de Malha	46
4	Resultados	50
4.1	Contração abrupta 4 : 1	50
4.1.1	Fluido power-law	50
4.1.2	Material viscoplástico	51
4.2	Contração abrupta 2,6 : 1	53
4.2.1	Fluido power-law	53
4.2.2	Material viscoplástico	54
4.3	Expansão abrupta 1 : 4	55
4.3.1	Fluido power-law	55
4.3.2	Material viscoplástico	56
4.4	Expansão abrupta 1 : 2,6	58
4.4.1	Fluido power-law	58
4.4.2	Material viscoplástico	59
4.5	Comparação dos resultados	60
4.6	Linhas de Corrente	62
4.7	Ajuste de Curvas	64
4.7.1	Contração abrupta 4 : 1	66
4.7.2	Contração abrupta 2,6 : 1	68
4.7.3	Expansão abrupta 1 : 4	70

4.7.4	Expansão abrupta 1 : 2,6	72
5	Comentários finais	74
	Referências Bibliográficas	77

Lista de Figuras

1.1	Domínio físico do problema para uma contração.	28
1.2	Domínio físico do problema para uma expansão.	28
2.1	Perfil de pressão ao longo de uma tubulação contendo um acidente.	31
2.2	Grafico da Tensão cisalhante, τ , versus intensidade da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, para o modelo de Papanastasiou.	39
2.3	Domínio físico mostrando as condições de contorno para a contração abrupta. . . .	40
2.4	Domínio físico mostrando as condições de contorno para a expansão abrupta. . . .	40
3.1	Arquitetura da malha utilizada nos problemas.	49
4.1	Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,5; 0,75; 1; 1,25$ e $1,5$	51
4.2	Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e $0,5$	52
4.3	Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 2,6 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,5; 0,75; 1; 1,25$ e $1,5$	53

4.4	Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 2,6 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0, 1; 0, 3$ e 0, 5.	55
4.5	Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 4 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0, 6; 0, 8; 1; 1, 2$ e 1, 4.	56
4.6	Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 4 em função do número de Reynolds, para diferente materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0, 1; 0, 3$ e 0, 5.	57
4.7	Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 2,6 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0, 2; 0, 4; 0, 6; 0, 8; 1; 1, 2; 1, 4$ e 1, 6.	58
4.8	Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 2,6 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0, 1; 0, 3$ e 0, 5.	60
4.9	Comparação do coeficiente de perda de carga localizada para uma expansão abrupta 1 : 2,6 com os resultados obtidos por Pinho et al. [5].	61
4.10	Linha de corrente da contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds para um fluido pseudoplásticos ($n = 0, 5$), um fluido newtoniano e um fluido dilatante ($n = 1, 5$).	63
4.11	Linha de corrente da contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds para dois materiais plásticos ($\tau_0^* = 0, 3$) e ($\tau_0^* = 0, 5$), e um fluido newtoniano, ($\tau_0^* = 0, 0$).	64

- 4.12 Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,5; 0,75; 1; 1,25$ e 1,5. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Hooper [11]. 66
- 4.13 Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e 0,5. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Hooper [11]. 67
- 4.14 Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 2,6 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,5; 0,75; 1; 1,25$ e 1,5. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Hooper [11]. 68
- 4.15 Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 2,6 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e 0,5. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Hooper [11]. 69
- 4.16 Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 4 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,6; 0,8; 1; 1,2$ e 1,4. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Oliveira et al. [4] de acordo com a Equação (4.2). 70
- 4.17 Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 4 em função do número de Reynolds, para diferente materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e 0,5. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Oliveira et al. [4] de acordo com a Equação (4.3). 71

- 4.18 Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 2,6 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,6; 0,8; 1; 1,2$ e $1,4$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Oliveira et al. [4] de acordo com a Equação (4.2). 72
- 4.19 Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 2,6 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e $0,5$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Oliveira et al. [4] de acordo com a Equação (4.3). . . 73

Lista de Tabelas

3.1	Dados referentes às malhas propostas para a solução do problema.	48
-----	--	----

Resumo

O cálculo da perda de carga é fundamental para projetos de tubulação e seleção de bombas. Frequentemente nas linhas de tubulação estão presentes acessórios como joelhos, válvulas, contrações e expansões. Acessórios como estes são responsáveis por uma parcela da redução de energia que é tradicionalmente contabilizada pelo coeficiente de perda de carga localizada, K .

A literatura disponibiliza coeficientes de perda de carga localizada para fluidos newtonianos para as mais variadas geometrias. Em várias aplicações industriais é comum a presença de materiais não newtonianos, porém não há ainda o completo conhecimento da perda de carga para as diversas geometrias possíveis, e menos ainda para os diversos parâmetros reológicos.

Entre as diversas manifestações possíveis para um fluido não newtoniano citam-se a pseudoplasticidade, a viscoplasticidade, a elasticidade e a tixotropia e duas são de interesse para a proposta deste trabalho: a pseudoplasticidade e a viscoplasticidade. A proposta deste trabalho é obter o coeficiente de perda de carga localizada analisando o comportamento pseudoplástico e viscoplástico do fluido através de duas geometrias típicas encontradas em sistemas de bombeamento: contrações abruptas e expansões abruptas. Esses acessórios serão estudados variando a razão de aspecto.

Os comportamentos pseudoplástico e viscoplástico são geralmente capturados pelo modelo de Fluido Newtoniano Generalizado com uso de alguma função típica para descrever a viscosidade. O presente trabalho utiliza as funções power-law e Bingham. O estudo é realizado

através da abordagem numérica com a técnica de elementos finitos com a aproximação de Galerkin.

Os resultados obtidos são comparados com os poucos resultados encontrados na literatura.

Abstract

The calculation of head loss is essential for piping projects and selection of pumps. Often the pipe lines are present accessories like bends, valves, contractions and expansions. Accessories like these are responsible for a portion of the energy loss that is traditionally accounted for by the coefficient of pressure loss located, K .

The literature provides coefficients for localized head loss for Newtonian fluids for several geometries. Non-Newtonian materials are common in various industrial applications, but there isn't still complete knowledge of the head loss for the various possible geometries, and even less for the different rheological parameters.

Among the many possible manifestations for a non-newtonian fluid are pseudoplasticity, viscoplasticity, elasticity and thixotropy there is two of interest for the proposed work: shear-thinning and viscoplasticity. The proposed work is to obtain the local loss coefficient by analyzing the behavior of pseudoplastic and viscoplastic fluids through two typical geometries found in pumping systems: abrupt contraction and abrupt expansion. These accessories are studied by varying the aspect ratio.

The pseudoplastic and viscoplastic is generally captured by model Generalized Newtonian fluid with use of a typical function to describe the viscosity. This paper uses the functions power-law and Bingham. The study was conducted based on a numerical approach with the finite element technique with the Galerkin approximation. The results are compared with the few results

in the literature.

Nomenclatura

L_o : comprimento do tubo a jusante

L_i : comprimento do tubo a montante

R_o : raio do tubo a jusante

R_i : raio do tubo a montante

K : coeficiente de perda de carga localizada

r : coordenada radial

r^* : coordenada radial adimensional

x : coordenada axial

x^* : coordenada axial adimensional

\mathbf{n} : vetor unitário na direção x

\mathbf{t} : vetor unitário na direção r

Re : número de Reynolds, $Re = \frac{8\rho\bar{u}^2}{\tau_w}$

\mathcal{F} : fator de atrito, $\mathcal{F} = \frac{-\frac{\partial p}{\partial x} D}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}^2}$

\bar{u} : velocidade média na região desenvolvida do escoamento

n : índice de potência power-law

\mathbf{g} : vetor gravidade

p : pressão

p^* : pressão adimensional

\mathbf{T} : tensor das tensões

\mathbf{u} : vetor velocidade

\mathbf{u}^* : vetor velocidade adimensional

u : velocidade axial

u^* : velocidade axial adimensional

v : velocidade radial

v^* : velocidade radial adimensional

Símbolos Gregos

∇ : operador divergente adimensional

$\boldsymbol{\tau}$: tensor extra tensão

τ : intensidade do tensor extra tensão, $\tau = \sqrt{\frac{1}{2}tr(\boldsymbol{\tau})}$

τ_0 : tensão limite de escoamento

τ_0^* : tensão limite de escoamento adimensional

τ^* : tensão adimensional

τ_c : tensão característica do escoamento

τ_c^* : tensão característica do escoamento adimensional

$\dot{\boldsymbol{\gamma}}$: tensor taxa de deformação

$\dot{\boldsymbol{\gamma}}^*$: tensor taxa de deformação adimensional

$\dot{\gamma}$: intensidade da taxa de deformação, $\dot{\gamma} = \sqrt{tr(\dot{\boldsymbol{\gamma}})}$

$\dot{\gamma}_c$: taxa de deformação característica do escoamento

$\dot{\gamma}^*$: taxa de deformação adimensional

$\eta(\dot{\gamma})$: função viscosidade

$\eta^*(\dot{\gamma}^*)$: função viscosidade adimensional

μ : viscosidade Newtoniana

μ_p : viscosidade plástica

ρ : massa específica do fluido

κ : índice de consistência

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

O cálculo da perda de carga é fundamental para projetos de tubulação e seleção de bombas. Frequentemente nas linhas de tubulação estão presentes obstáculos como joelhos, válvulas, reduções, contrações e expansões. Estes acessórios são responsáveis pela parcela de redução de energia denominada perda de carga localizada que é contabilizada através do coeficiente de perda localizada, K .

A literatura disponibiliza largamente os coeficientes de perda de carga localizada para fluidos newtonianos. Entretanto em várias aplicações é comum a presença de materiais não newtonianos. Estes materiais são comuns na indústria alimentícia, como a maionese, o ketchup, o chocolate e o sorvete. Fábricas de produtos de cosméticos e beleza também possuem diversos tipos de materiais não newtonianos como cremes, esmaltes e shampoos. Finalmente, podem-se citar as aplicações na indústria do petróleo, onde o escoamento de material não newtoniano é extremamente comum, como nos processos de elevação e transporte de óleos pesados, injeção de lama e cimentação de poços, entre outros. Apesar do escoamento de material não newtoniano ser largamente comum, ainda não há computação suficiente da perda de carga localizada. Possivel-

mente, isto se deve pelo grande número de possíveis acidentes localizados e diversas possíveis manifestações não newtonianas. Agrega-se a isso a grande complexidade da análise de escoamentos de materiais não newtonianos, tanto do ponto de vista numérico quanto experimental, o que torna a questão ainda longe de ser completamente definida.

Entre as manifestações tipicamente não newtonianas, podem-se citar a pseudoplasticidade, a viscoplasticidade, a elasticidade e a tixotropia. Evidentemente, estas manifestações afetam diretamente o valor da perda de carga localizada, K . São escassos os trabalhos que estudam a influência destes parâmetros e quase todos se dedicam à análise apenas da pseudoplasticidade em escoamentos turbulentos, não contemplando o caso laminar que seria fundamental para projetos envolvendo o escoamento de óleos pesados.

O presente trabalho propõe a análise da perda de carga localizada em escoamentos laminares de fluidos não newtonianos através de contrações e expansões abruptas em uma larga faixa do número de Reynolds.

1.2 Estado da Arte

Há disponível na literatura vários trabalhos relevantes envolvendo a análise da perda de carga localizada. A maioria dos trabalhos é experimental e limitada ao caso de escoamento de fluido newtoniano. O estudo do escoamento de fluidos não newtonianos está em crescente desenvolvimento, mas ainda há poucos trabalhos sobre a perda de carga, pelos motivos mencionados na seção anterior. Nesta seção são feitos alguns comentários sobre trabalhos relevantes para o desenvolvimento do presente estudo.

Turian [1] estuda a perda de carga em vários acidentes de linha. Entre os acidentes estão válvulas, curvas, expansões e contrações. O autor estuda experimentalmente o escoamento de fluidos não newtonianos como laterita e gipsita em diversas concentrações em escoamento

laminar e turbulento. No escoamento laminar o coeficiente de perda de carga obtido é inversamente proporcional ao número de Reynolds. O autor observa que o coeficiente de perda de carga localizada assintotiza para altos números de Reynolds. A explicação do autor para esse fato é que as forças de inércia se tornam predominantes sobre todas as outras forças no regime turbulento.

Edwards et al. [2] estudam experimentalmente a perda de carga em escoamento laminar de fluido newtoniano e não newtoniano em acessórios como cotovelos e válvulas, além de contrações e expansões. Para analisar o caso newtoniano os autores utilizam água, soluções de água-glicerina e óleo lubrificante. Para analisar comportamentos não newtonianos, os autores utilizam carboximetilcelulose (CMC). Na faixa de Reynolds avaliada, todas as curvas em função de K apresentam comportamento linear. Nas contrações e expansões estudadas, o aumento do índice power-law nas soluções aquosas de CMC testadas, mostram a redução de K na faixa de Reynolds avaliada.

Bandyopadhyay et al. [3] estudam experimentalmente a perda de carga em escoamento laminar em acessórios. Entre os acidentes estão válvulas e cotovelos. O fluido utilizado é carboximetilcelulose que se comporta, com razoável aproximação, como um fluido do tipo power-law. Os autores exploram fluidos com diferentes índices power-law, variando de 0,6 a 0,9.

Oliveira et al. [4] estudam numericamente a perda de carga em uma expansão abrupta variando a razão de aspecto. Os autores estudam expansões de 1 : 1,5 - 1 : 2,0 - 1 : 2,6 - 1 : 3,0 - 1 : 4,0. O fluido em escoamento é newtoniano e os autores desenvolvem uma correlação para prever o valor do coeficiente de perda de carga localizada de acordo com o número de Reynolds e a razão de aspecto da expansão. A correlação é do tipo:

$$K = \frac{m_1}{Re^{m_2}} + m_3 + m_4 \log Re + m_5 (\log Re)^2, \quad 0,5 \leq Re \leq 200 \quad (1.1)$$

em que:

$$m_1 = 24,044 - 30,42\Delta$$

$$m_2 = 0,88522 + 0,29043\Delta - 0,25408\Delta^2$$

$$m_3 = -5,761\exp(-4,5284\Delta)$$

$$m_4 = 6,2933\exp(-4,3898\Delta)$$

$$m_5 = -1,3023\exp(-4,6663\Delta)$$

$$\Delta = \frac{D_1^2}{D_2^2}$$

$$Re = \frac{\rho \bar{u} D}{\mu}$$

O presente trabalho utiliza a Equação (1.1) para comparar com o resultado obtido para a expansão 1 : 4.

Pinho et al. [5] analisam numericamente a perda de carga em uma expansão abrupta 1 : 2,6 em escoamentos de fluidos do tipo power-law. O índice power-law é largamente avaliado, $0,2 \leq n \leq 1$. Conclui-se que o aumento do número de Reynolds diminui o coeficiente de perda de carga localizada. Os autores encontram uma mudança de comportamento nas curvas. Em uma certa faixa do número de Reynolds o aumento do expoente power-law diminui o coeficiente de perda de carga. Em uma outra faixa do número de Reynolds o aumento do expoente power-law aumenta o coeficiente de perda de carga. Esse comportamento também é encontrado no presente trabalho e será discutido no capítulo de resultados.

Fester et al. [6] estudam a perda de carga em escoamentos de fluidos newtonianos e não newtonianos através de uma válvula diafragma utilizando uma abordagem experimental. Para estudar o comportamento não newtoniano os autores utilizam o modelo power-law e Herschel-Bulkley. Eles utilizam os seguintes fluidos: água, soluções de glicerol, carboximetilcelulose

(CMC) e caulim. São obtidas correlações para o coeficiente de perda de carga localizada em função do diâmetro da válvula, do número de Reynolds e dos parâmetros reológicos do fluido. Os autores avaliam o escoamento laminar, a transição para o escoamento turbulento e o escoamento completamente turbulento.

Fester et al. [7] estudam experimentalmente a perda de carga em escoamento laminar e turbulento através de contrações abruptas variando a razão de aspecto. As razões de aspecto estudadas pelos autores são: 1, 2 : 1 - 2 : 1 - 4, 5 : 1. Os fluidos utilizados na abordagem dos autores incluem água, soluções de glicerol, óleo lubrificante e suspensões de caulim. O aumento de τ_0^* e a diminuição do índice n nas suspensões de caulim analisadas, mostram o aumento do parâmetro K na abordagem em escoamento laminar. A faixa de Reynolds analisada é: $0,01 \leq Re \leq 100.000$. Eles obtêm correlações para o coeficiente de perda de carga localizada e fazem comparações com resultados disponíveis na literatura, e concluem que os resultados estão qualitativamente e quantitativamente de acordo com resultados de outros autores.

Polizelli et al. [8] realizam um estudo experimental do escoamento de fluidos não newtonianos em escoamento laminar e turbulento. Os autores estudam a perda de carga em válvulas borboleta, totalmente e parcialmente abertas, acessórios de união de tubos, joelhos de 45°, 90° e 180°. O fluido utilizado é uma mistura de goma xantana e sacarose dissolvida em água. Embora a função de viscosidade tenha sido melhor ajustada pelo modelo Hershel-Bulkley, o valor da tensão de cisalhamento era muito pequeno e às vezes negativo. Portanto, a equação de viscosidade prevista pelo modelo power-law foi escolhida para ajustar os dados e o comportamento pseudoplástico investigado. Os coeficientes de perda de carga foram ajustados através do método $2K$ proposto por Hooper [11]. Conclui-se que o aumento do número de Reynolds diminui o valor do coeficiente de perda de carga localizada para todos os acessórios estudados. Para uma válvula borboleta, o aumento do índice power-law nos fluidos de teste diminui o coeficiente de perda de carga localizada em escoamento laminar.

Martínez-Padilla et al. [9] estudam experimentalmente a perda de carga localizada em escoamentos laminares de fluidos não newtonianos. Os autores avaliam os seguintes acessórios: válvulas globo e borboleta, variando o diâmetro e a abertura, e um conjunto de quatro curvas de 90°. Na abordagem experimental os autores utilizam dispersões aquosas de carboximetilcelulose. Observa-se que para os acessórios da análise, o coeficiente de perda de carga localizada aumenta com a diminuição do número de Reynolds. Outra observação relevante é a redução da perda de carga com a diminuição do índice power-law.

Steffe et al. [10] analisam experimentalmente a perda de carga localizada em escoamento laminar através de acessórios. Os autores estudam a perda de carga em um cotovelo, um tê e em uma válvula de três vias. No estudo utilizam-se soluções diluídas e não diluídas de compostos orgânicos. O comportamento obtido é ajustado de acordo com o modelo de viscosidade de power-law e a investigação é feita avaliando a pseudoplasticidade. Nos resultados obtidos, a diminuição do número de Reynolds aumenta o valor do coeficiente de perda de carga localizada e a diminuição do índice power-law diminui o valor da perda de carga. Os autores comparam os resultados com os disponíveis na literatura apontando o afastamento existente entre o valor do coeficiente de perda de carga localizada de um fluido com comportamento não newtoniano, quando comparado a um fluido newtoniano. Os autores apresentam uma equação ajustada para cada acessório em função do número de Reynolds. Esse ajuste representa a tendência qualitativa do coeficiente de perda de carga e não fornece quantitativamente o valor do parâmetro K .

Apesar da literatura disponibilizar vários trabalhos que analisam a perda de carga localizada em diversos acessórios, poucos investigam com riqueza de detalhes os casos onde o fluido em questão é não newtoniano. Percebe-se ainda que os fluidos pseudoplásticos são os mais explorados, havendo muito pouco estudo dos materiais viscoplásticos. A maior parte dos trabalhos são experimentais o que, certamente, dificulta a análise de parâmetros e a flexibilidade da investigação. Assim, a proposta do presente trabalho é analisar numericamente o escoamento de materiais pseu-

doplásticos e viscoplásticos em dois acidentes de linha típicos, uma contração e uma expansão abrupta, obtendo posteriormente o coeficiente de perda de carga localizada em função do número de Reynolds e dos parâmetros reológicos.

1.3 Caracterização do Problema

A proposta do presente trabalho é estudar a perda de carga localizada em contrações e expansões abruptas para algumas razões de aspecto. As contrações estudadas são 2,6 : 1 e 4 : 1 e as expansões são 1 : 2,6 e 1 : 4.

Na solução do problema são consideradas as seguintes hipóteses simplificadoras: regime permanente, escoamento laminar, fluido incompressível, simetria axial, condição de não deslizamento na parede e escoamento desenvolvido na região de entrada e de saída.

O domínio físico do problema é mostrado na Figura (1.1) para uma contração abrupta e na Figura (1.2) para uma expansão abrupta.

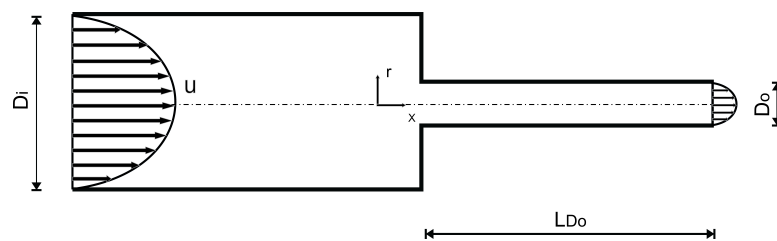


Figura 1.1: Domínio físico do problema para uma contração.

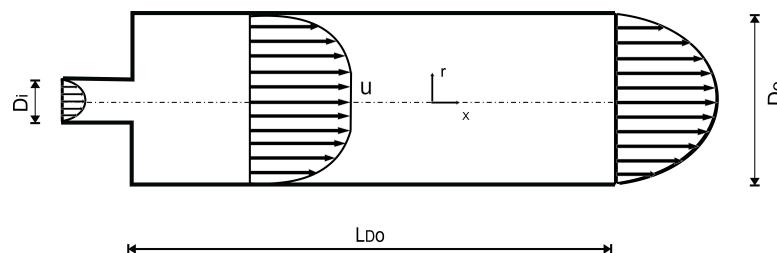


Figura 1.2: Domínio físico do problema para uma expansão.

Para resolver o problema deve-se garantir que o comprimento de saída, L_{Do} , seja suficiente para que o escoamento possa voltar ao estado desenvolvido na região de saída do acessório.

São resolvidas as equações de Conservação de Massa e da Quantidade de Movimento Linear. O fluido é modelado com a equação constitutiva de *Fluido Newtoniano Generalizado (FNG)* avaliando o comportamento pseudoplástico e viscoplástico de acordo com o modelo de viscosidade de power-law e Bingham, respectivamente.

O objetivo do presente trabalho é encontrar o coeficiente de perda de carga localizada para contrações abruptas e expansões abruptas, em escoamento laminar, para fluidos power-law e Bingham.

Capítulo 2

Formulação Física

Primeiramente demonstra-se como calcular o coeficiente de perda de carga localizada, K . Logo após, apresentam-se as equações governantes na forma vetorial. Em seguida, discute-se o modelo de fluido não newtoniano utilizado, especificamente o modelo constitutivo de Fluido Newtoniano Generalizado. Neste ponto, surge a necessidade de escolher uma função viscosidade para descrever o comportamento do fluido de acordo com a manifestação não newtoniana de interesse para o estudo. As funções de viscosidade escolhidas para o trabalho são as funções power-law e Bingham. Posteriormente, discutem-se as condições de contorno utilizadas para a solução do problema. A seguir, elabora-se a adimensionalização das equações. Através das adimensionalizações é possível encontrar os grupos adimensionais governantes do problema.

2.1 Cálculo de K

A perda de carga em acidentes é resultado da combinação de diversos fatores como: o atrito na parede, alterações na direção do escoamento, obstruções na trajetória do fluido e mudanças abruptas na área de escoamento.

A presença de algum acidente se manifesta como um excesso localizado de queda de

pressão, ou seja, em uma tubulação o acessório promove uma redução localizada na pressão. A Figura (2.1) mostra a forma geral do perfil de pressão ao longo de uma tubulação contendo um acidente qualquer.

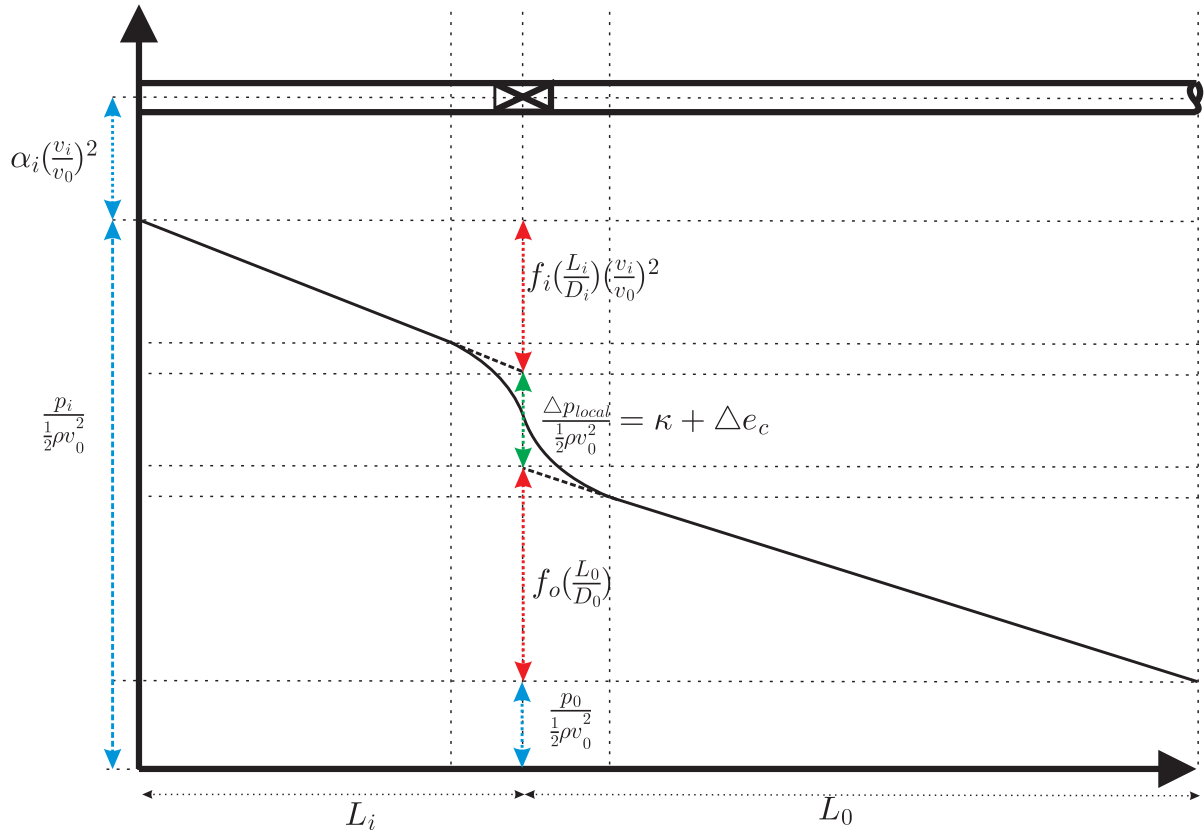


Figura 2.1: Perfil de pressão ao longo de uma tubulação contendo um acidente.

Um balanço de energia mecânica, entre uma posição i a montante, e uma posição o a jusante, com as hipóteses consideradas, permite escrever a Equação (2.1),

$$\frac{P_i}{\rho} + \alpha_i \frac{\bar{V}_i^2}{2} + gZ_i = \frac{P_o}{\rho} + \alpha_o \frac{\bar{V}_o^2}{2} + gZ_o + h_t \quad (2.1)$$

onde P_k , V_k e Z_k são, respectivamente, os valores referentes a: pressão mecânica, a velocidade média e a altura na direção gravitacional em uma posição k . O coeficiente α_k está relacionado com o perfil de velocidade não uniforme, e é definido pela Equação (2.2).

$$\alpha_k = \frac{1}{\bar{V}^3 A} \int_A V^3 dA \quad (2.2)$$

Para um perfil uniforme de velocidade, $\alpha = 1$. No caso de um escoamento laminar totalmente desenvolvido de um fluido newtoniano, $\alpha = 2$. Na investigação atual o parâmetro h_t é dividido em duas partes: uma parte que considera a perda que ocorre em um tubo de seção constante, em escoamento totalmente desenvolvido antes e após o acidente, e uma segunda parte relacionada ao acessório.

A Figura (2.1) ilustra o procedimento para o cálculo do coeficiente genérico de perda de carga localizada, K . Portanto, da Equação (2.1), temos:

$$h_t = \sum_{j=1}^{n_j} f_j \frac{L_j}{D_j} \frac{\bar{V}_j^2}{2} + \sum_{p=1}^{n_p} K_p \frac{\bar{V}_p^2}{2} = \frac{P_i - P_o}{\rho} + \alpha_i \frac{\bar{V}_i^2}{2} - \alpha_o \frac{\bar{V}_o^2}{2} \quad (2.3)$$

onde n_j é o número de trechos de tubo reto e n_p é o número de acidentes entre as posições i e o . L_j , D_j e \bar{V}_j representam, respectivamente, o comprimento, o diâmetro e a velocidade média do fluido no tubo j e \bar{V}_p é uma velocidade média característica associada com o acessório. Como a investigação é para um escoamento laminar, o fator de atrito associado ao tubo j é $f_j = \frac{64}{Re_j}$. K_p é o coeficiente de atrito local do acidente p .

O número de Reynolds é definido como,

$$Re = \frac{8\rho\bar{u}^2}{\tau_w} \quad (2.4)$$

É interessante observar que esta definição do número de Reynolds faz com que a expressão para o fator de atrito de Darcy seja a mesma do caso newtoniano. Em outras palavras, a perda de carga no trecho reto é calculada da mesma forma independentemente do fluido ou da geometria, um tubo, espaço anular, seção retangular, etc. Evidentemente, para o caso de viscosidade constante, a expressão se reduz a forma típica $Re = \frac{\rho\bar{u}D}{\mu}$.

2.1.1 Contração Abrupta

O ponto i é, neste caso, alguma posição a montante da contração onde o escoamento apresenta um perfil totalmente desenvolvido, enquanto o ponto o é alguma posição a jusante da contração onde o escoamento tenha atingido um novo perfil totalmente desenvolvido. Da Equação (2.3) é possível ver que $n_j = 2$ enquanto $n_p = 1$. Desde que a posição i e o correspondam a regiões totalmente desenvolvidas, $\alpha_i = \alpha_o = \alpha$. O correspondente valor do balanço de energia é dado por:

$$h_{t(cont)} = \frac{64}{Re_i} \frac{L_{ic}}{D_i} \frac{\bar{V}_i^2}{2} + \frac{64}{Re_o} \frac{L_{co}}{D_o} \frac{\bar{V}_o^2}{2} + K_c \frac{\bar{V}_o^2}{2} = \frac{P_i - P_o}{\rho} + \frac{\alpha}{2} (\bar{V}_i^2 - \bar{V}_o^2) \quad (2.5)$$

onde K_c é o coeficiente de perda de carga localizada da contração baseado no tubo de menor diâmetro. Os parâmetros L_{ic} e L_{co} são os comprimentos da posição i até a posição da contração e da contração até a posição o , respectivamente. As duas velocidades médias \bar{V}_i e \bar{V}_o são relacionadas pela equação da continuidade.

$$\bar{V}_i = \frac{1}{C_R^2} \bar{V}_o \quad (2.6)$$

onde $C_R = \frac{D_i}{D_o}$ é a razão de aspecto. Assim, o cálculo do coeficiente de perda de carga localizada para a contração é obtido da Equação (2.7), sendo a queda de pressão $P_i - P_o$ obtida da simulação numérica.

$$K_c = \frac{P_i - P_o}{\rho \frac{\bar{V}_o^2}{2}} + \alpha \left(\frac{1}{C_R^4} - 1 \right) - \frac{64}{Re_i} \frac{L_{ic}}{D_i} \frac{1}{C_R^4} - \frac{64}{Re_o} \frac{L_{co}}{D_o} \quad (2.7)$$

2.1.2 Expansão Abrupta

O ponto i é, neste caso, alguma posição a montante da expansão onde o escoamento apresenta um perfil totalmente desenvolvido, enquanto o ponto o é alguma posição a jusante da

expansão onde o escoamento tenha atingido um novo perfil totalmente desenvolvido. Da Equação (2.3) é possível ver que $n_j = 2$ enquanto $n_p = 1$. Novamente a posição i e o correspondem a regiões totalmente desenvolvidas, $\alpha_i = \alpha_o = \alpha$. O correspondente valor do balanço de energia é dado por:

$$h_{t(exp)} = \frac{64}{Re_i} \frac{L_{ie}}{D_i} \frac{\bar{V}_i^2}{2} + \frac{64}{Re_o} \frac{L_{eo}}{D_o} \frac{\bar{V}_o^2}{2} + K_e \frac{\bar{V}_i^2}{2} = \frac{P_i - P_o}{\rho} + \frac{\alpha}{2} (\bar{V}_i^2 - \bar{V}_o^2) \quad (2.8)$$

onde K_e é o coeficiente de perda de carga localizada da expansão baseado no tubo de menor diâmetro. Os parâmetros L_{ie} e L_{eo} são os comprimentos da posição i até a posição da expansão e da expansão até a posição o , respectivamente. As duas velocidades médias \bar{V}_i e \bar{V}_o são relacionadas pela equação da continuidade.

$$\bar{V}_o = E_R^2 \bar{V}_i \quad (2.9)$$

onde $E_R = \frac{D_i}{D_o}$ é a razão de aspecto. Portanto, o cálculo do coeficiente de perda de carga localizada para a expansão é obtido da Equação (2.10).

$$K_e = \frac{P_i - P_o}{\rho \frac{\bar{V}_i^2}{2}} + \alpha(1 - E_R^4) - \frac{64}{Re_i} \frac{L_{ie}}{D_i} - \frac{64}{Re_o} \frac{L_{eo}}{D_o} E_R^4 \quad (2.10)$$

2.2 Equações Governantes

A conservação da massa em sua forma tensorial é expressa pela Equação (2.11), onde ρ é a massa específica do material e \mathbf{u} é o vetor velocidade.

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.11)$$

A conservação da quantidade de movimento em sua forma tensorial é expressa pela Equação (2.12), onde \mathbf{T} é o tensor das tensões e \mathbf{g} é o vetor gravidade.

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{g} \quad (2.12)$$

Por tratar-se de escoamentos em geometrias axissimétricas, as equações governantes são representadas em coordenadas cilíndricas. Assim a Equação (2.11) pode ser reescrita em coordenadas cilíndricas, onde v é a velocidade na direção radial, w é a velocidade na direção θ e u é a velocidade na direção axial.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho w)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.13)$$

A conservação da quantidade de movimento, em coordenadas cilíndricas, é representada pelas Equações (2.14), (2.15) e (2.16), onde $T_{rr}, T_{\theta r}, T_{xr}, T_{\theta\theta}, T_{r\theta}, T_{x\theta}, T_{rx}, T_{\theta x}$ e T_{xx} são as componentes do tensor das tensões.

direção r

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{w^2}{r} + u \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial(rT_{rr})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(T_{\theta r})}{\partial \theta} + \frac{\partial(T_{xr})}{\partial x} - \frac{T_{\theta\theta}}{r} + \rho g_r \quad (2.14)$$

direção θ

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + v \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{vw}{r} + u \frac{\partial w}{\partial x} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 T_{r\theta})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(T_{\theta\theta})}{\partial \theta} + \frac{\partial T_{x\theta}}{\partial x} + \frac{T_{\theta r} - T_{r\theta}}{r} + \rho g_\theta \quad (2.15)$$

direção x

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial(rT_{rx})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(T_{\theta x})}{\partial \theta} + \frac{\partial(T_{xx})}{\partial x} + \rho g_x \quad (2.16)$$

Aplicando as hipóteses simplificadoras apresentadas na seção (1.3), as equações governantes tomam a forma das Equações (2.17), (2.18) e (2.19).

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{\partial(u)}{\partial x} = 0 \quad (2.17)$$

direção r

$$\rho \left(v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial(rT_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial(T_{xr})}{\partial x} + \rho g_r \quad (2.18)$$

direção x

$$\rho \left(v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial(rT_{rx})}{\partial r} + \frac{\partial(T_{xx})}{\partial x} + \rho g_x \quad (2.19)$$

2.3 Modelo Constitutivo

O tensor das tensões é expresso como,

$$\mathbf{T} = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}, \quad (2.20)$$

onde p é a pressão mecânica e $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor extra tensão. Assim as equações da conservação da quantidade de movimento, Equações (2.18) e (2.19) tomam a forma das Equações (2.21) e (2.22).

direção r

$$\rho \left(v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial x} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial(\tau_{xr})}{\partial x} \right) + \rho g_r \quad (2.21)$$

direção x

$$\rho \left(v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rx})}{\partial r} + \frac{\partial(\tau_{xx})}{\partial x} \right) + \rho g_x \quad (2.22)$$

As Equações (2.21) e (2.22) possuem os termos $\rho g_r = \rho g_x = 0$. Os termos referentes à gravidade são nulos devido a condição de escoamento axi-simétrico conforme será discutido na seção (2.5) referente às Condições de Contorno.

O tensor extra tensão, $\boldsymbol{\tau}$, é obtido através da proposição de um modelo constitutivo.

Esse modelo relaciona o tensor extra tensão com as propriedades do material e o campo de velocidades do escoamento. Utiliza-se o modelo constitutivo de Fluido Newtoniano Generalizado ou

modelo *FNG*. O modelo *FNG* é de características puramente viscosas e tem a forma da Equação (2.23).

$$\boldsymbol{\tau} = \eta(\dot{\boldsymbol{\gamma}})\dot{\boldsymbol{\gamma}}, \quad (2.23)$$

onde $\dot{\boldsymbol{\gamma}} = \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T$ é o tensor taxa de deformação e sua intensidade é calculada por $\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2}tr(\dot{\boldsymbol{\gamma}} \cdot \dot{\boldsymbol{\gamma}})}$. No presente trabalho a função de viscosidade, $\eta(\dot{\boldsymbol{\gamma}})$, é calculada de acordo com os modelos power-law e Bingham.

2.4 Função Viscosidade

Para analisar os efeitos pseudoplásticos e dilatantes do proposto trabalho, a viscosidade é modelada de acordo com a função power-law, representada pela Equação (2.24).

$$\eta = \kappa \dot{\gamma}^{n-1} \quad (2.24)$$

Aqui κ é o índice de consistência e n é o índice de potência power-law. O comportamento pseudoplástico caracteriza-se por uma diminuição da viscosidade com o aumento da intensidade da taxa de deformação, quando $n < 1$. O comportamento dilatante caracteriza-se por um aumento da viscosidade com o aumento da taxa de deformação, quando $n > 1$.

Para analisar os efeitos viscoplásticos, Bingham [12] propõe o Modelo de Plástico Ideal representado na Equação (2.25). Nessa equação, τ_0 é a tensão limite de escoamento e μ_p é a viscosidade plástica do material.

$$\left\{ \begin{array}{ll} \eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + \mu_p & \text{se } \tau \geq \tau_0 \\ \eta \rightarrow \infty & \text{se } \tau < \tau_0 \end{array} \right. \quad (2.25)$$

O Modelo de Plástico Ideal apresenta algumas particularidades que limitam a sua utilização. Uma dessas particularidades é o fato de ser descontínuo em suas derivadas. Essa característica do modelo é um grande obstáculo à sua implementação numérica. Outra particularidade do modelo de Plástico Ideal é o fato dele não representar de maneira satisfatória o real comportamento dos materiais viscoplásticos de interesse quando $\dot{\gamma} \rightarrow 0$. Nessas condições o modelo prevê viscosidade infinita como mostra a Equação (2.25). Como alternativa ao modelo de Plástico Ideal, Papanastasiou [13] propõe um modelo que possui as derivadas primeiras contínuas para a equação constitutiva de fluidos viscoplástico. Em seu novo modelo a intensidade da tensão, τ , é expressa como uma função contínua da intensidade da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, como mostra a Equação (2.26). Nessa equação, m é um parâmetro de ajuste que não possui significado físico. Sua função é recuperar o modelo de Plástico Ideal proposto por Bingham à medida que $m \rightarrow \infty$, conforme mostra a Figura (2.2).

$$\tau = \tau_0(1 - \exp(-m\dot{\gamma})) + \mu_p\dot{\gamma} \quad (2.26)$$

$$\eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}}(1 - \exp(-m\dot{\gamma})) + \mu_p \quad (2.27)$$

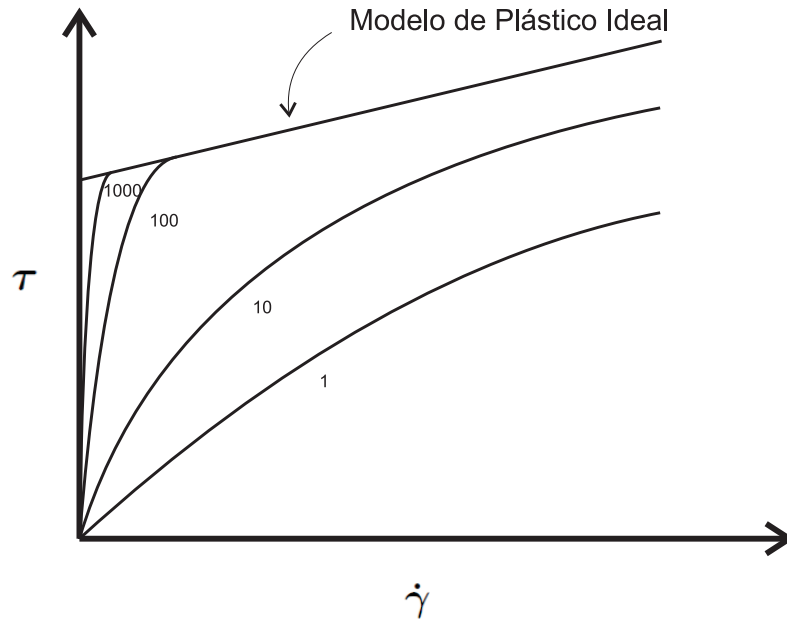


Figura 2.2: Gráfico da Tensão cisalhante, τ , versus intensidade da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, para o modelo de Papanastasiou.

Portanto, a sugestão proposta por Papanastasiou, Equação (2.27), é uma forma alternativa para o cálculo da viscosidade, contornando o problema da descontinuidade.

Desta forma, o atual trabalho analisa o efeito plástico utilizando a proposta de Papanastasiou na implementação numérica com o parâmetro $m > 1000$.

2.5 Condições de Contorno

As condições de contorno utilizadas no problema são mostradas na Figura (2.3) para a contração abrupta e na Figura (2.4) para a expansão abrupta. Para ambos os casos, as condições de contorno definidas são as mesmas.

Nos contornos (1), o escoamento é desenvolvido com vazão prescrita.

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = 0 \quad \text{e} \quad Q = Q_i = Q_o \quad (2.28)$$

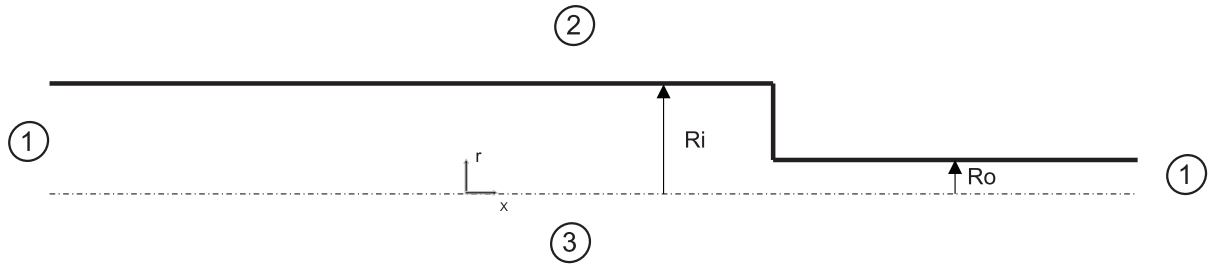


Figura 2.3: Domínio físico mostrando as condições de contorno para a contração abrupta.

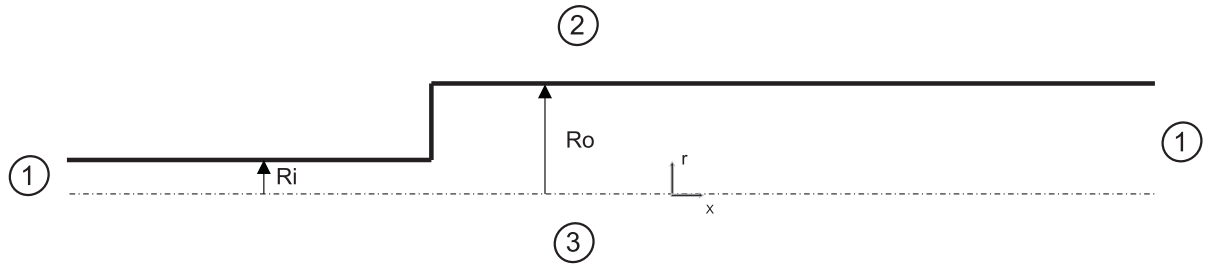


Figura 2.4: Domínio físico mostrando as condições de contorno para a expansão abrupta.

Nas paredes do tubo, contorno (2), não há deslizamento do fluido.

$$u = v = 0 \quad (2.29)$$

Ao longo do eixo de simetria, contorno (3), não existe tensão cisalhante e velocidade radial.

$$(\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}) \cdot \mathbf{t} = 0 \quad e \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.30)$$

2.6 Adimensionalização

Com a finalidade de adimensionalizar as equações governantes, escolhe-se nesta seção as dimensões características do problema. Deste processo de adimensionalização surge naturalmente os parâmetros adimensionais que governam o problema.

Como comprimento característico do problema, escolhe-se o raio do tubo maior. Para

a contração abrupta, $R = R_i$, e para a expansão abrupta, $R = R_o$. Assim, a forma adimensional das coordenadas x e y são como mostra a Equação (2.31).

$$x^* = \frac{x}{R} \quad \text{e} \quad r^* = \frac{r}{R} \quad (2.31)$$

Para adimensionalizar os componentes u e v da velocidade escolhe-se a maior velocidade média do escoamento como parâmetro característico. Para a contração abrupta, $\bar{u} = \bar{u}_o$ e para a expansão abrupta, $\bar{u} = \bar{u}_i$. Logo, os componentes adimensionais da velocidade são calculados conforme a Equação (2.32).

$$u^* = \frac{u}{\bar{u}} \quad \text{e} \quad v^* = \frac{v}{\bar{u}} \quad (2.32)$$

Na adimensionalização dos componentes do tensor das tensões viscosas e da pressão, escolhe-se como tensão característica, τ_c , a tensão de cisalhamento na parede na região desenvolvida. Como o acessório possui uma tensão de cisalhamento na entrada diferente da tensão de cisalhamento na saída, escolhe-se a maior delas. Para a contração abrupta, a maior tensão de cisalhamento na parede ocorre na saída do acessório, $\tau_c = \tau_{wo}$, e para a expansão abrupta, a maior tensão de cisalhamento na parede ocorre na entrada do acessório, $\tau_c = \tau_{wi}$.

$$\tau^* = \frac{\tau}{\tau_w} \quad \text{e} \quad p^* = \frac{p}{\tau_w} \quad (2.33)$$

A taxa de cisalhamento característica, $\dot{\gamma}_c$, escolhida para a adimensionalização é a maior taxa de cisalhamento na parede para cada acessório. Conforme proposto por Soares et al. [14] a taxa de cisalhamento é calculada conforme a Equação (2.34).

$$\dot{\gamma}_c = \dot{\gamma}_w = \frac{\bar{u}}{R} \left[\frac{1}{2}(1 - \tau'_0) - \frac{1}{3}(\tau'_0)(1 - \tau'_0)^2 - \frac{1}{4}(1 - \tau'_0)^3 \right]^{-1} \quad (2.34)$$

Na Equação (2.34), τ'_0 é uma relação entre a tensão limite de cisalhamento, τ_0 , e a tensão na parede, τ_w . Portanto, para a taxa de cisalhamento:

$$\dot{\gamma}^* = \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_w} \quad (2.35)$$

Ao adimensionalizar a viscosidade, utiliza-se a viscosidade característica do problema calculada como: $\eta_c = \frac{\tau_c}{\dot{\gamma}_c}$. Portanto, a viscosidade adimensional é calculada conforme mostra a Equação (2.36).

$$\eta^* = \frac{\eta}{\eta_c} = \frac{\dot{\gamma}_c}{\tau_c} \eta \quad (2.36)$$

Com as dimensões características do problema estabelecidas, faz-se então a adimensionalização das equações que governam o problema.

A adimensionalização do modelo constitutivo conduz à Equação (2.37).

$$\tau^* = \eta^*(\dot{\gamma}^*)\dot{\gamma}^* \quad (2.37)$$

Partindo da equação de viscosidade proposta por Papanastasiou, Equação (2.27), chega-se à forma adimensionalizada da função viscosidade como representada na Equação (2.38).

$$\eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}}(1 - \exp(-m\dot{\gamma})) + \mu_p$$

$$\eta^* \eta_w = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}^* \dot{\gamma}_w}(1 - \exp(-m\dot{\gamma}^* \dot{\gamma}_w)) + \mu_p$$

$$\eta^* = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}^* \eta_w \dot{\gamma}_w}(1 - \exp(-m\dot{\gamma}^* \dot{\gamma}_w)) + \frac{\mu_p}{\eta_w}$$

$$\eta^* = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}^* \tau_w}(1 - \exp(-m'\dot{\gamma}^*)) + \frac{\mu_p}{\eta_w}$$

$$\eta^* = \frac{\tau_0^*}{\dot{\gamma}^*} (1 - \exp(-m'\dot{\gamma}^*)) + \frac{\mu_p}{\eta_w}$$

Seja,

$$\tau_w = \tau_0 + \mu_p \gamma_w$$

$$\mu_p = \frac{\tau_w - \tau_0}{\gamma_w}$$

$$\frac{\mu_p}{\eta_w} = \frac{\tau_w - \tau_0}{\eta_w \gamma_w}$$

$$\frac{\mu_p}{\eta_w} = \frac{\tau_w - \tau_0}{\tau_w}$$

$$\frac{\mu_p}{\eta_w} = 1 - \tau_0^*$$

Portanto,

$$\eta^* = \frac{\tau_0^*}{\dot{\gamma}^*} (1 - \exp(-m'\dot{\gamma}^*)) + 1 - \tau_0^* \quad (2.38)$$

Com a adimensionalização da equação da continuidade e da equação da conservação da quantidade de movimento chega-se as Equações (2.39), (2.40) e (2.41) respectivamente.

$$\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* v^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial(u^*)}{\partial x^*} = 0 \quad (2.39)$$

direção r

$$\frac{\rho \bar{u}^2}{\tau_w} \left(v^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right) = -\frac{\partial p^*}{\partial r^*} + \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* \tau_{rr}^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial(\tau_{xr}^*)}{\partial x^*} \right) \quad (2.40)$$

direção x

$$\frac{\rho \bar{u}^2}{\tau_w} \left(v^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* \tau_{rx}^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial(\tau_{xx}^*)}{\partial x^*} \right) \quad (2.41)$$

Multiplicando as Equações (2.40) e (2.41) por 8 obtém-se as Equações (2.42) e (2.43).

direção r

$$\frac{8\rho\bar{u}^2}{\tau_w} \left(v^* \frac{\partial v^*}{\partial r^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right) = 8 \left[-\frac{\partial p^*}{\partial r^*} + \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* \tau_{rr}^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial(\tau_{xr}^*)}{\partial x^*} \right) \right] \quad (2.42)$$

direção x

$$\frac{8\rho\bar{u}^2}{\tau_w} \left(v^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) = 8 \left[-\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial(r^* \tau_{rx}^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial(\tau_{xx}^*)}{\partial x^*} \right) \right] \quad (2.43)$$

Assim, surge o número de Reynolds que é definido pela Equação (2.44).

$$Re = \frac{8\rho\bar{u}^2}{\tau_w} \quad (2.44)$$

Após a adimensionalização, os parâmetros governantes do problema surgem naturalmente, são eles o número de Reynolds, Re , a tensão limite de escoamento adimensional, τ'_0 , além do índice power-law, n .

Capítulo 3

Formulação Numérica

Para investigar o problema proposto resolvem-se as equações da conservação da massa e da quantidade de movimento como descrito no Capítulo 2. Utilizam-se três softwares computacionais para resolver o problema: Gambit, PolyFlow e CFX 11.1. O Gambit é um software para desenhar a geometria e é utilizado para gerar a malha. O Polydata funciona como uma interface para importar a malha, realizar a modelagem do problema físico, aplicar as condições de contorno e dar as propriedades do material em escoamento. Após esta etapa, é utilizado o PolyFlow para realizar o processamento. Por último, os resultados são visualizados e pós processados utilizando o CFX 11.1.

As equações diferenciais que governam o escoamento são resolvidas de maneira acoplada utilizando o método de elementos finitos com aproximação de Galerkin. Neste método, as variáveis são representadas em termos de funções de base previamente conhecidas como mostra a Equação (3.1).

$$u = \sum_{j=1}^m U_j \phi_j \quad ; \quad v = \sum_{j=1}^m V_j \phi_j \quad ; \quad p = \sum_{j=1}^m P_j \chi_j \quad (3.1)$$

Funções base biquadráticas (ϕ_j) são usadas para representar o campo de velocidades e funções des-

contínuas lineares (χ_j) para discretizar os campos de pressão. Aparecem portanto, como variáveis do problema, os coeficientes da expansão:

$$\mathbf{C} = [U_j \quad V_j \quad P_j]^T \quad (3.2)$$

Uma vez que todas as variáveis são representadas em termos das funções das bases, o sistema de equações diferenciais parciais se reduz a um sistema de equações algébrico, onde os coeficientes de expansão são as variáveis que se necessitam calcular. Este problema agora constitui um sistema de equações não lineares com uma matriz esparsa. Utiliza-se o método de Newton e Picard para solução do sistema de equações não lineares. A seleção do método depende da simulação em processo. Adota-se um resíduo de 10^{-8} para considerar o caso convergido. Na confecção da malha utilizam-se elementos de nove nós.

Os métodos usados na solução do sistema de equações não lineares necessitam de uma boa aproximação inicial para que haja convergência. Para a obtenção da solução do problema proposto, resolve-se uma série de problemas preliminares, obtendo-se, portanto, as boas aproximações iniciais necessárias. Esta série consiste na solução de casos iniciais mais simples até que se chegue à solução do problema de interesse. A cada passo a solução encontrada é usada como aproximação inicial para próximo passo.

3.1 Teste de Malha

Um parâmetro que pode ser utilizado para o teste de malha é baseado no cálculo do produto $\mathcal{F}Re$, conforme proposto por Soares et. al. [15]. Os autores mostram que se convenientemente escolhido o produto $\mathcal{F}Re$ é sempre igual a 64, independente do fluido ou da geometria.

Considerando-se o escoamento de um fluido newtoniano em uma região desenvolvida na qual \bar{u} é a velocidade média e D é o diâmetro do duto, o número de Reynolds é calculado como

na Equação (3.3).

$$Re = \frac{\rho \bar{u} D}{\mu} \quad (3.3)$$

$$Re = \frac{8\rho \bar{u}^2}{\mu \left(\frac{8\bar{u}}{D}\right)} \quad (3.4)$$

Esta representação é mais significativa por tratar-se realmente da razão entre forças de inércia, $8\rho \bar{u}^2$, e forças viscosas $\mu \left(\frac{8\bar{u}}{D}\right) = \tau_w$. Generalizando-se para o escoamento de um fluido qualquer, τ_w representa a tensão cisalhante na parede do duto em uma região de escoamento desenvolvido.

O fator de atrito, \mathcal{F} , é usualmente definido como mostra a Equação (3.5).

$$\mathcal{F} = \frac{-\frac{\partial p}{\partial x} D}{\frac{1}{2}\rho \bar{u}^2} \quad (3.5)$$

Assim, o produto $\mathcal{F}Re$ para a região desenvolvida de um escoamento qualquer é definido como mostra a Equação (3.6) .

$$\mathcal{F}Re = \frac{-\frac{\partial p}{\partial x} D}{\frac{1}{2}\rho \bar{u}^2} \frac{8\rho \bar{u}^2}{\tau_w} = \frac{-16\frac{\partial p}{\partial x} D}{\tau_w} \quad (3.6)$$

Utilizando-se as equações da conservação da quantidade de movimento para a região desenvolvida do escoamento chega-se que $\tau_w = -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{D}{4}$. Em consequência disso conclui-se que $\mathcal{F}Re = 64$. Portanto, no processo de seleção da malha apropriada ao problema, calcula-se inicialmente o valor de τ_w para cada malha testada. Depois calcula-se o produto $\mathcal{F}Re$ conforme mostra a Equação (3.6). As malhas que apresentam um valor próximo de 64 são utilizadas na solução do problema. Na Tabela (3.1) encontram-se os dados referentes às diferentes malhas eleitas para a solução do problema.

Acessório	$\mathcal{F}Re_i$	$\mathcal{F}Re_o$	número de elementos	número de nós	comprimento da malha
Contração 4:1	63,81	63,83	36.610	145.923	205 D
Contração 2,6:1	64,20	64,25	45.950	185.691	155 D
Expansão 1:2,6	64,18	64,19	34.650	139.847	105 D
Expansão 1:4	63,82	63,82	78.050	314.823	255 D

Tabela 3.1: Dados referentes às malhas propostas para a solução do problema.

O comprimento das malhas sempre é baseado no menor diâmetro do acessório. Para o cálculo de $\mathcal{F}Re$ utiliza-se um escoamento de um fluido não newtoniano com os valores de $Re = 2.000$ e $n = 0,5$ para a contração abrupta e de $Re = 200$ e $n = 0,6$ para a expansão abrupta.

Na construção da malha utilizou-se a disposição dos elementos conforme mostra a Figura (3.1). Esta disposição é baseada na arquitetura de malha proposta por Hu et. al. [16] e favorece as linhas de corrente para todos os casos. Este fato conduz o trabalho a realizar a confecção da malha de acordo com a Figura (3.1), evitando utilizar a forma retangular tradicional na região de entrada dos acessórios.

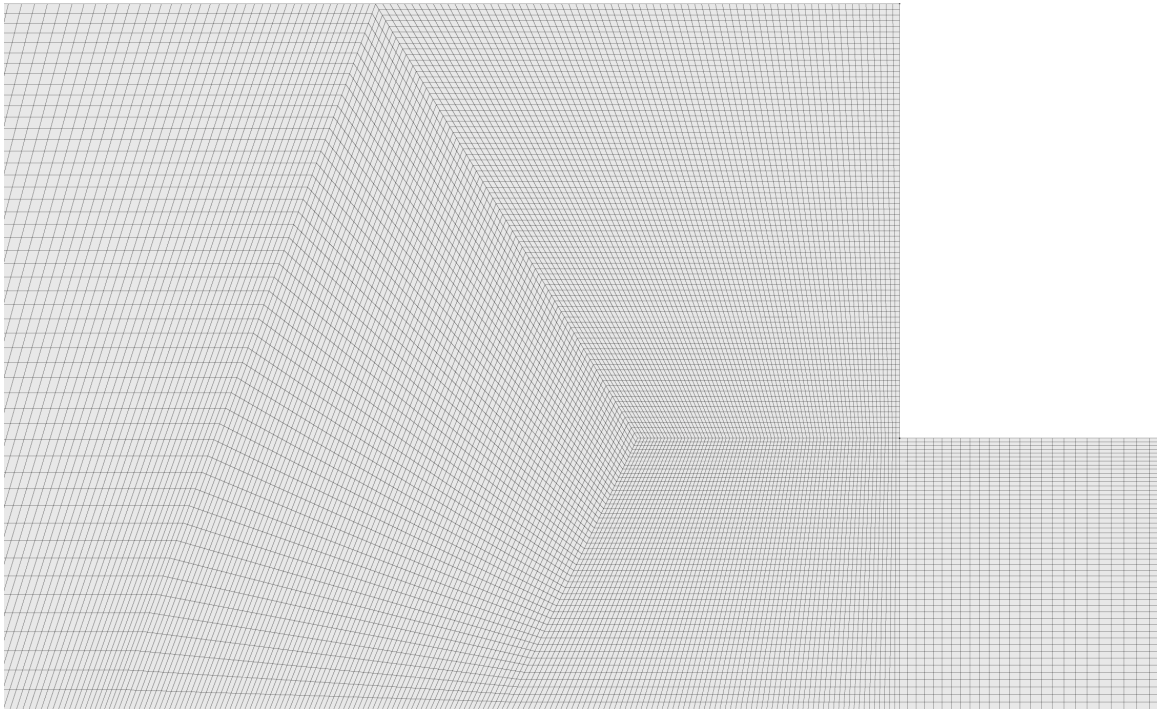


Figura 3.1: Arquitetura da malha utilizada nos problemas.

Capítulo 4

Resultados

Apresentam-se aqui os resultados que se obtém através da técnica numérica descrita no capítulo anterior. O presente trabalho analisa a perda de carga localizada em quatro acessórios típicos, duas contrações abruptas com razões de aspecto 2,6 : 1 e 4 : 1 e duas expansões abruptas com razões de aspecto 1 : 2,6 e 1 : 4. Estuda-se a perda de carga com os modelos de viscosidade power-law e Papanastasiou. Os resultados práticos são apresentados em função do número de Reynolds que é explorado com intuito de reproduzir um escoamento extremamente lento até os limites próximos da turbulência. Os parâmetros reológicos que influenciam o problema são o índice power-law, n , e a tensão limite de escoamento, τ_0^* . O efeito de n é largamente analisado, $0,2 \leq n \leq 1,6$. O efeito de τ_0^* é analisado para os valores 0,1; 0,3 e 0,5.

4.1 Contração abrupta 4 : 1

4.1.1 Fluido power-law

O coeficiente de perda de carga localizada, em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law é mostrado na Figura (4.1). Essas curvas possuem uma mudança de comportamento. Para baixos valores de Reynolds, o fluido mais pseudoplástico possui o maior

valor do coeficiente K , enquanto que para altos valores de Reynolds ocorre o inverso. É interessante notar que parece haver um certo ponto no qual as curvas mudam de um comportamento para outro. De fato, existe um número de Reynolds que corresponde a um valor do coeficiente de perda de carga localizada que é independente do índice power-law.

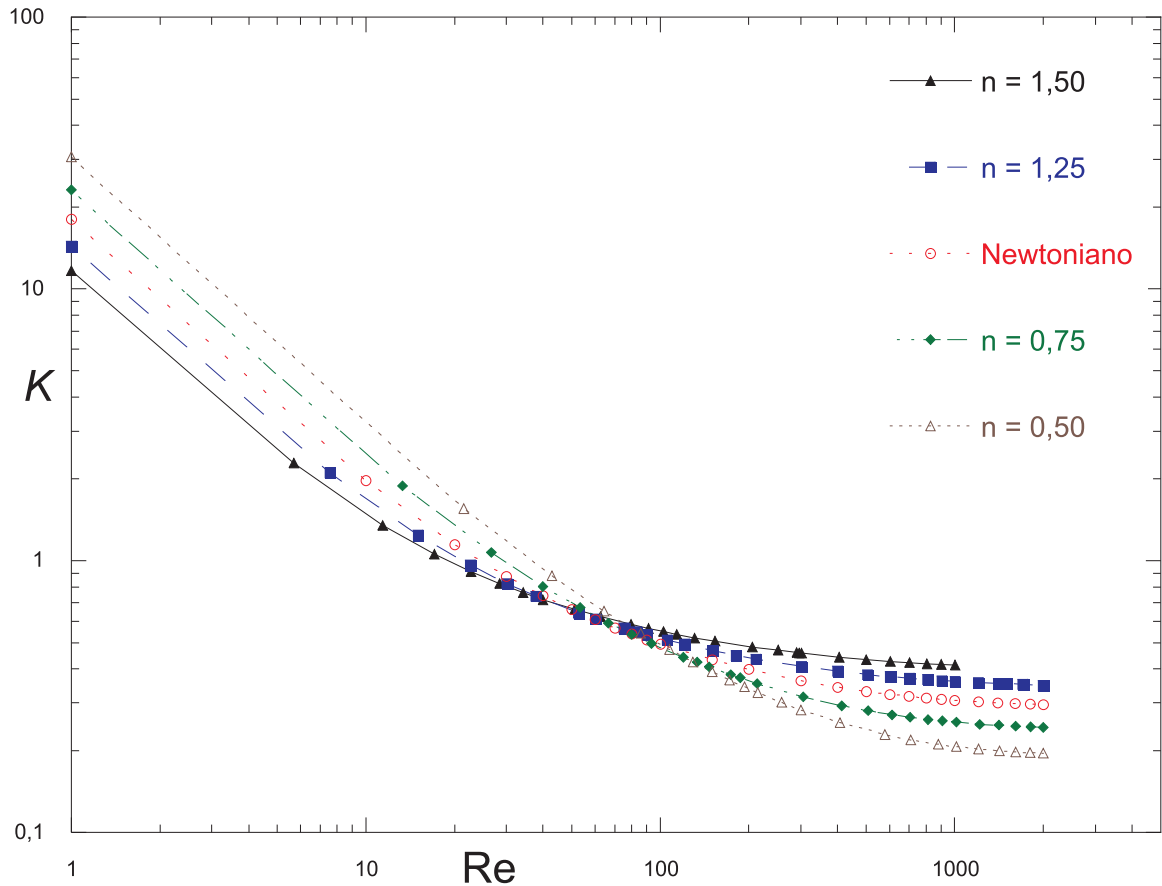


Figura 4.1: Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,5; 0,75; 1; 1,25$ e $1,5$.

4.1.2 Material viscoplástico

O coeficiente de perda de carga localizada, em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos de Bingham é mostrado na Figura (4.2) em função da tensão de cisalhamento adimensional, τ_0^* . Para baixos valores de Reynolds, os diferentes fluidos viscoplásticos possuem um comportamento semelhante seguindo um comportamento linear no gráfico. Contudo, com o

aumento do número de Reynolds, as curvas tendem a afastar uma das outras tendo o fluido newtoniano o menor valor do parâmetro K . Comparando este comportamento com o caso power-law, pode-se notar que não existe mudança de comportamento e não há cruzamento das curvas. Pode-se notar também, que para baixos valores de Reynolds, o coeficiente de perda de carga localizada é menos sensível a mudanças na plasticidade.

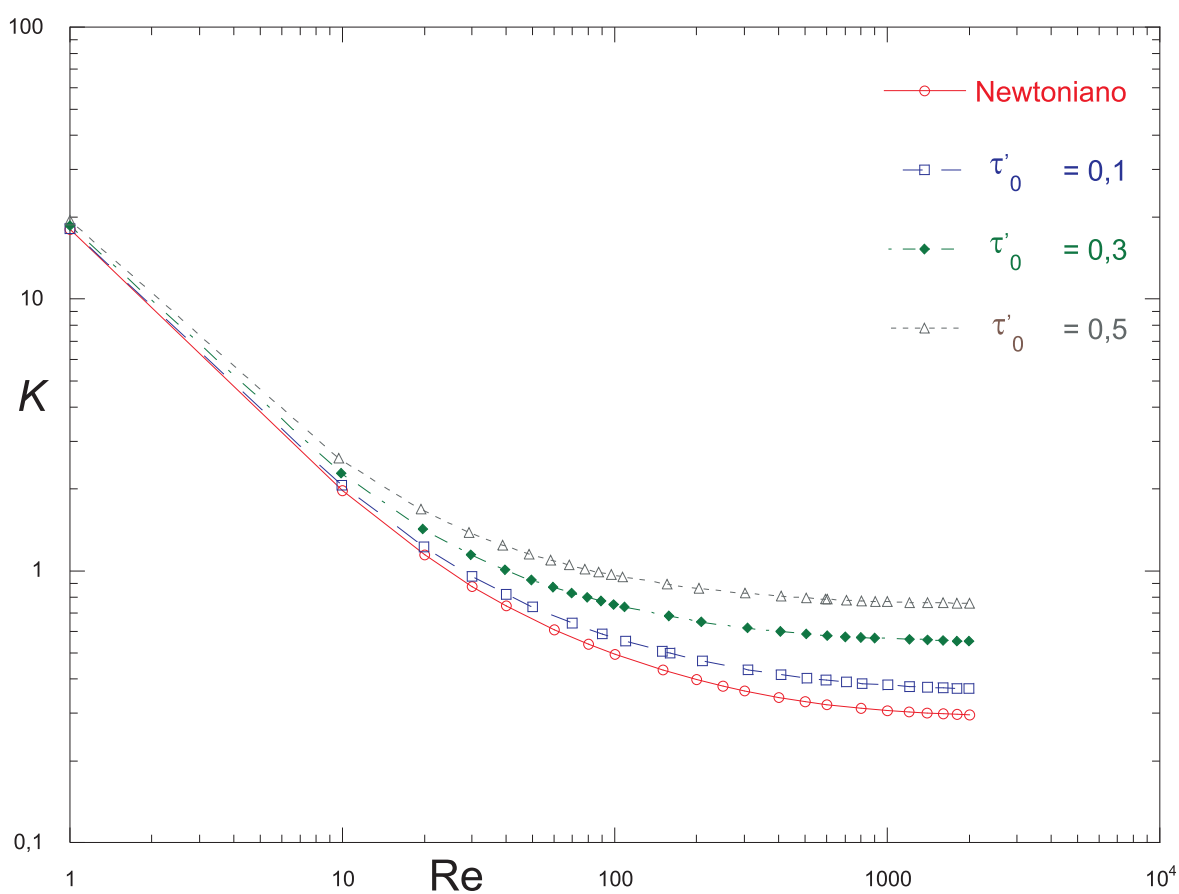


Figura 4.2: Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e $0,5$.

4.2 Contração abrupta 2,6 : 1

4.2.1 Fluido power-law

O coeficiente de perda de carga localizada, em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law é mostrado na Figura (4.3). O comportamento das curvas é semelhante ao caso da contração abrupta 4 : 1. Em baixos valores de Reynolds, o fluido mais pseudoplástico apresenta maior coeficiente de perda de carga. Com o aumento do número de Reynolds ocorre o cruzamento das curvas e a inversão do efeito do parâmetro reológico n sobre o valor quantitativo do coeficiente de perda de carga localizada. O fluido mais pseudoplástico passa a possuir o menor valor para o parâmetro K .

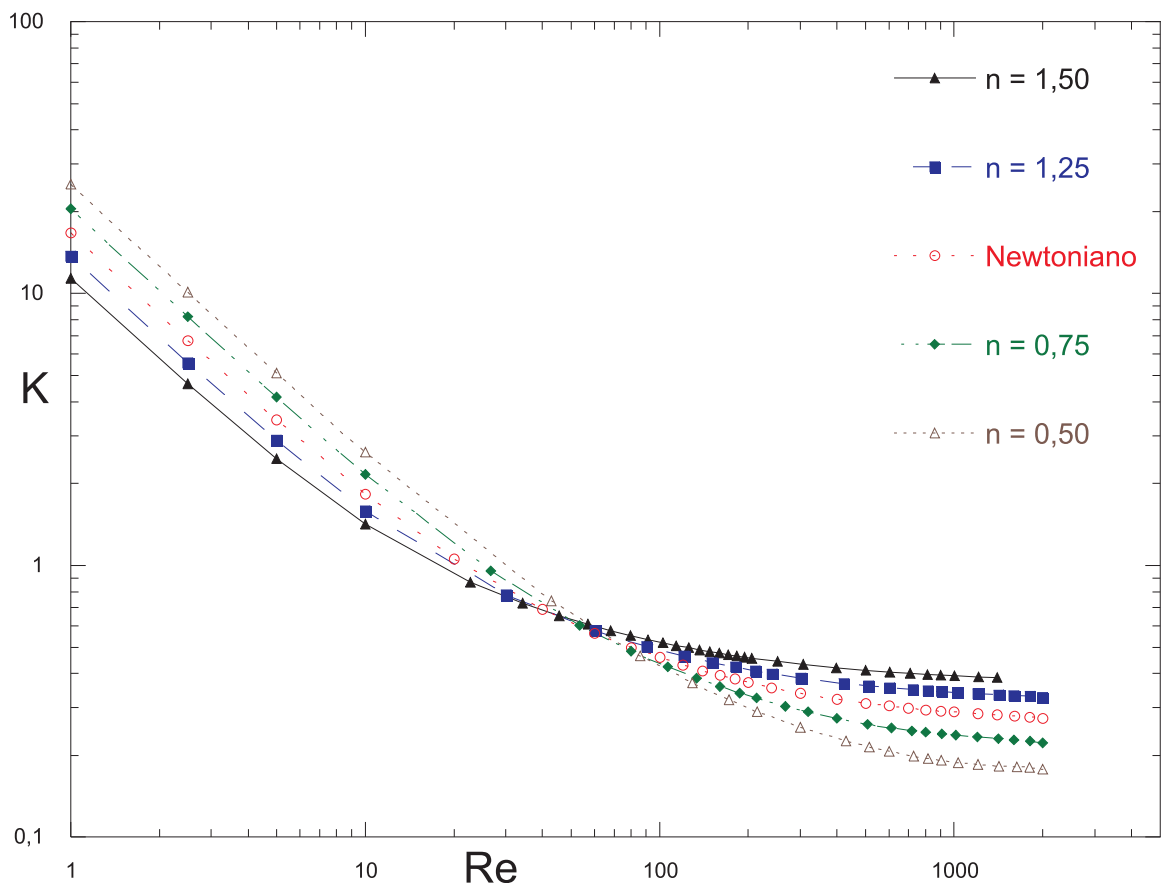


Figura 4.3: Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 2,6 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,5; 0,75; 1; 1,25$ e $1,5$.

Comparando as duas contrações abruptas estudadas no presente trabalho é possível verificar que o efeito do índice power-law é o mesmo para os dois acessórios. Para baixos valores de Reynolds, o fluido mais dilatante apresenta menor coeficiente de perda de carga localizada e em altos valores de Reynolds, o fluido mais dilatante apresenta o maior valor de K . Outra observação é que em um certo valor do número de Reynolds o parâmetro K independe do índice power-law.

4.2.2 Material viscoplástico

O coeficiente de perda de carga localizada, em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos de Bingham é mostrado na Figura (4.4) em função da tensão de cisalhamento adimensional, τ_0^* . O comportamento das curvas é semelhante ao caso da contração abrupta 4 : 1. Para baixos valores de Reynolds, os diferentes fluidos viscoplásticos possuem um comportamento semelhante seguindo um comportamento linear no gráfico. Contudo, com o aumento do número de Reynolds, as curvas tendem a afastar uma das outras tendo o fluido newtoniano o menor valor do parâmetro K .

Comparando as duas contrações abruptas estudadas no presente trabalho é possível verificar que o efeito do parâmetro τ_0^* é o mesmo para os dois acessórios. Para todos os valores de Reynolds estudados o fluido newtoniano apresenta o menor valor do coeficiente de perda de carga localizada enquanto o material mais plástico apresenta o maior valor do parâmetro K em toda a faixa de Reynolds avaliada.

O aumento da razão de aspecto aumenta o coeficiente K . Apesar disso, para o caso das contrações abruptas, percebe-se ao analisar os gráficos que pouca influência ocorre no coeficiente de perda localizada com o aumento da razão de aspecto. Uma possível explicação é o fato das razões estudadas estarem próximas uma das outras. Obviamente, estudar casos com afastamento maior entre as razões de aspecto conduziria a valores mais distantes de K .

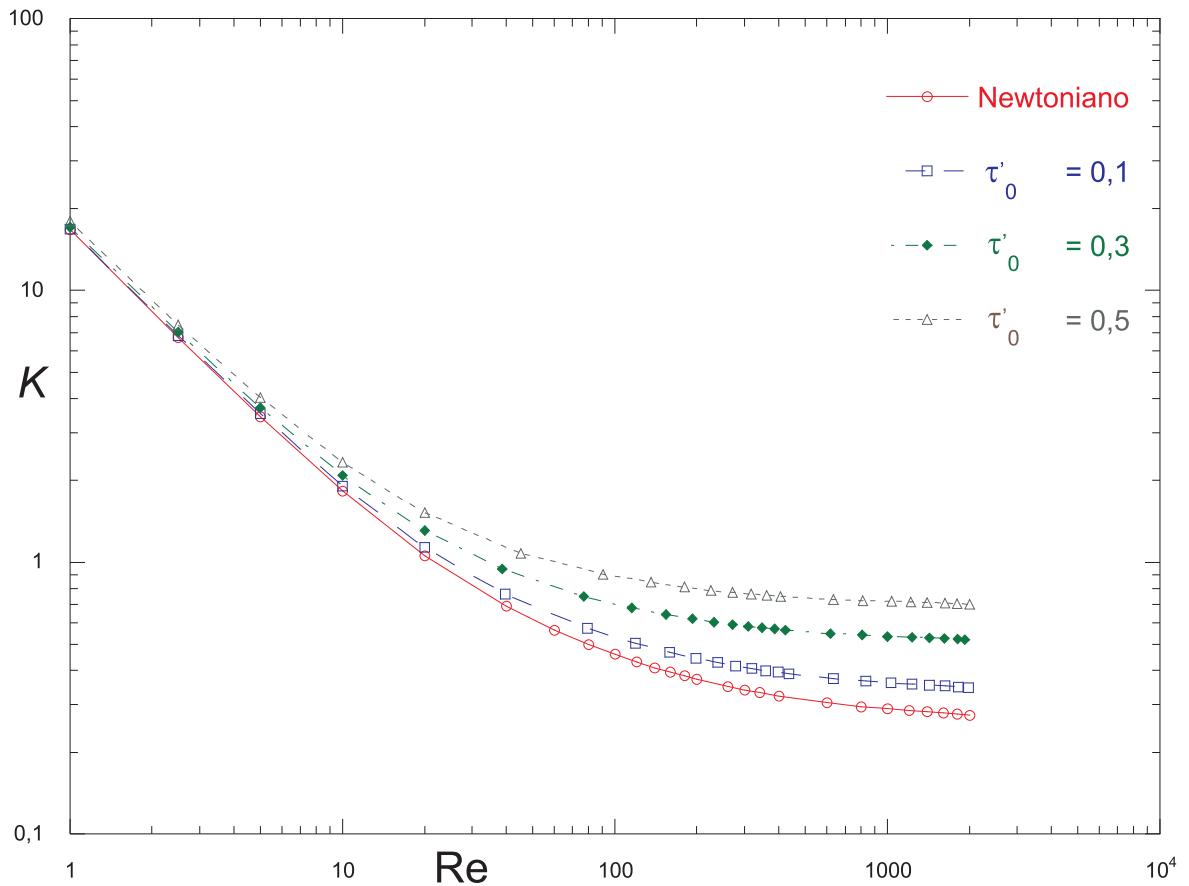


Figura 4.4: Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 2,6 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e 0,5.

4.3 Expansão abrupta 1 : 4

4.3.1 Fluido power-law

O coeficiente de perda de carga localizada, em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law é mostrado na Figura (4.5). Comparando esse resultado com o caso da contração abrupta nota-se que também ocorre uma mudança de comportamento das curvas, e além disso, a influência do índice power-law ocorre no mesmo sentido do caso da contração. Em baixos números de Reynolds, o fluido mais pseudoplástico possui o maior valor do coeficiente de perda de carga localizada, enquanto que para altos valores de Reynolds, o fluido mais pseudoplástico possui o menor valor do coeficiente de perda localizada. Conforme discutido na seção 1.2, referente ao

estado da arte, Pinho et al. [5] ao estudar a perda de carga localizada em uma expansão abrupta de razão 1 : 2,6 encontra o mesmo comportamento qualitativo da influência do índice power-law.

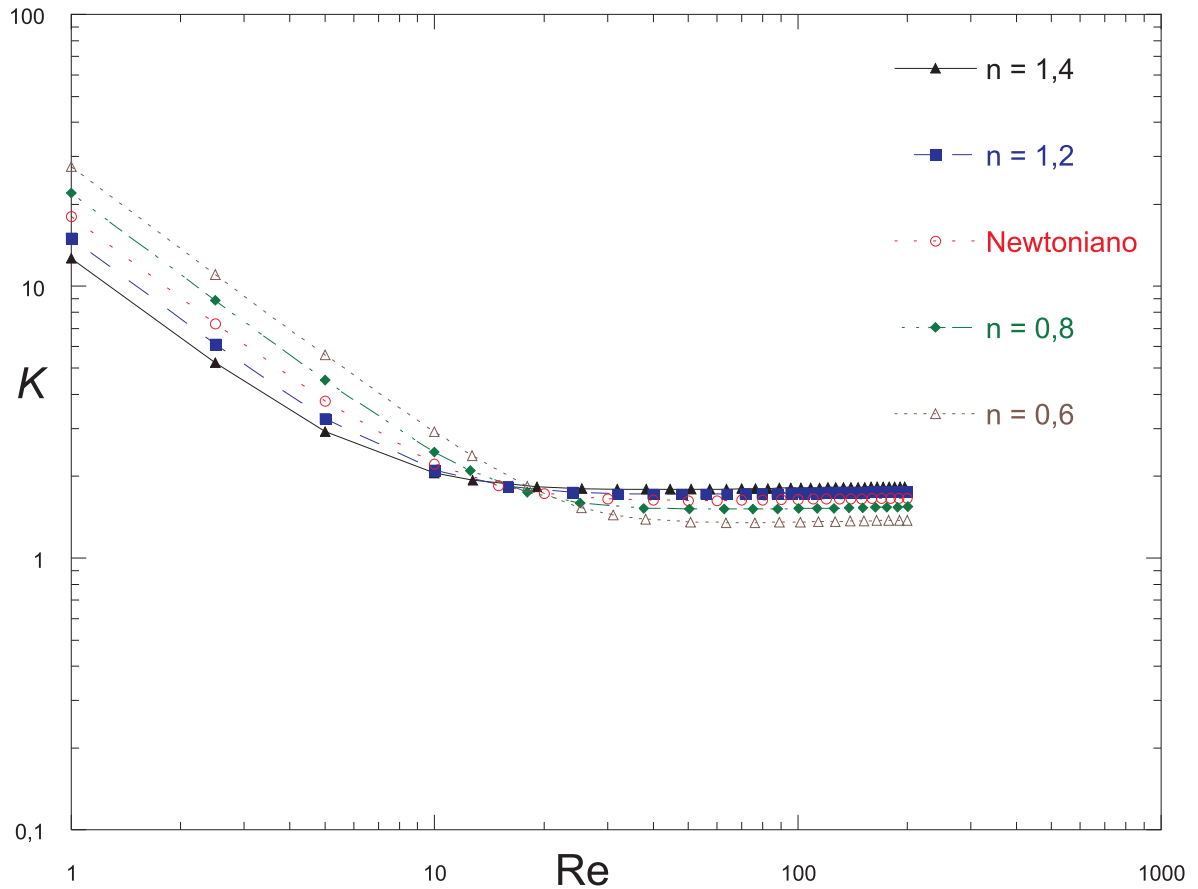


Figura 4.5: Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 4 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,6; 0,8; 1; 1,2$ e $1,4$.

Pode-se notar também, que no caso da expansão o valor de K assintotiza para um valor menor do Re .

4.3.2 Material viscoplástico

O coeficiente de perda de carga localizada, em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos de Bingham é mostrado na Figura (4.6) em função da tensão de cisalhamento adimensional, τ_0^* . Comparando esse resultado com o caso da contração abrupta é possível fazer duas observações. A primeira é o fato de não ocorrer nenhuma mudança de comportamento das

curvas. A segunda é referente ao valor qualitativo do coeficiente de perda de carga localizada. Para baixos valores de Reynolds, os comportamentos são semelhantes e praticamente independe da tensão de cisalhamento adimensional. Para altos valores de Reynolds, ocorre no presente caso um comportamento inverso ao caso da contração, ou seja, as curvas tendem a afastar uma das outras e o fluido newtoniano passa a possuir a maior perda.

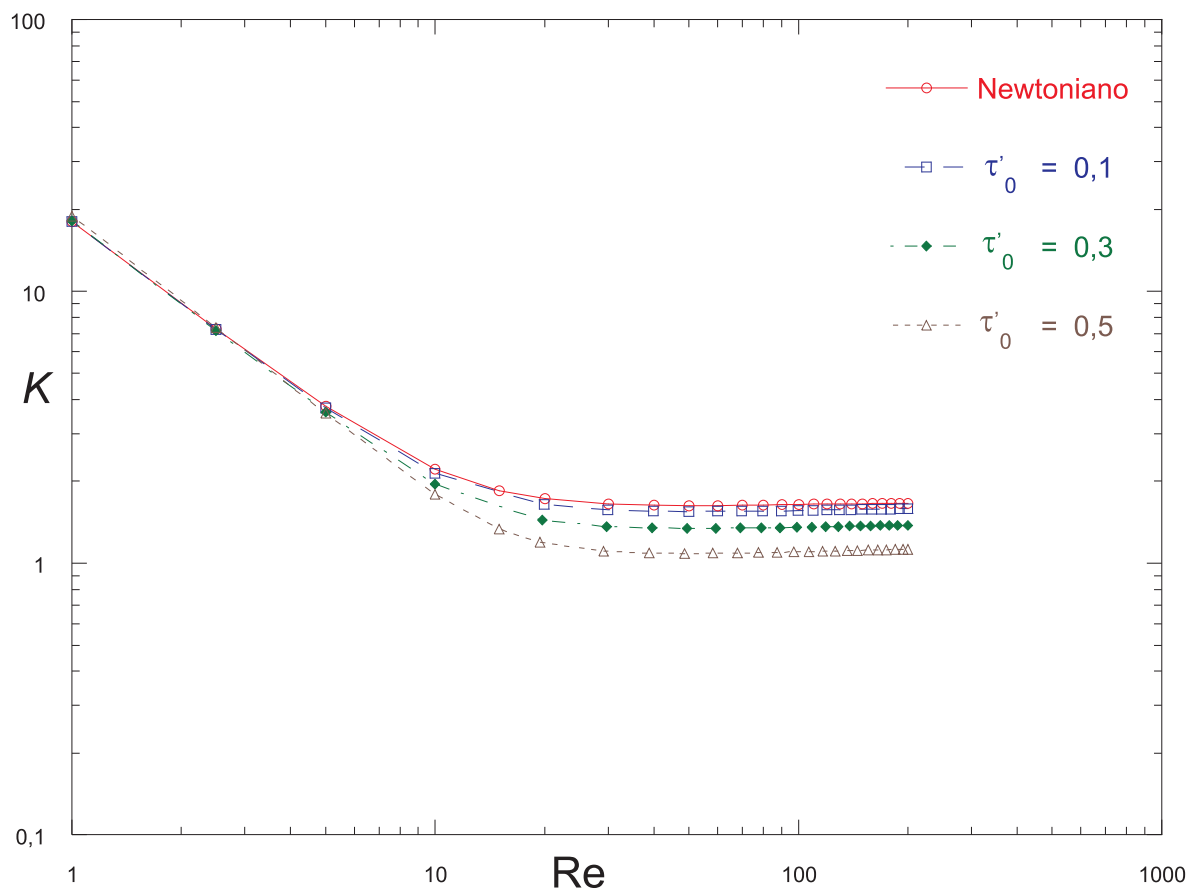


Figura 4.6: Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 4 em função do número de Reynolds, para diferente materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e $0,5$.

4.4 Expansão abrupta 1 : 2,6

4.4.1 Fluido power-law

O coeficiente de perda de carga localizada, em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law é mostrado na Figura (4.7). O comportamento das curvas para o presente caso é semelhante ao caso da expansão abrupta 1 : 4, ou seja, para baixos valores do número de Reynolds, o fluido mais pseudoplástico apresenta a maior perda de carga, enquanto que para altos números de Reynolds, ocorre o inverso.

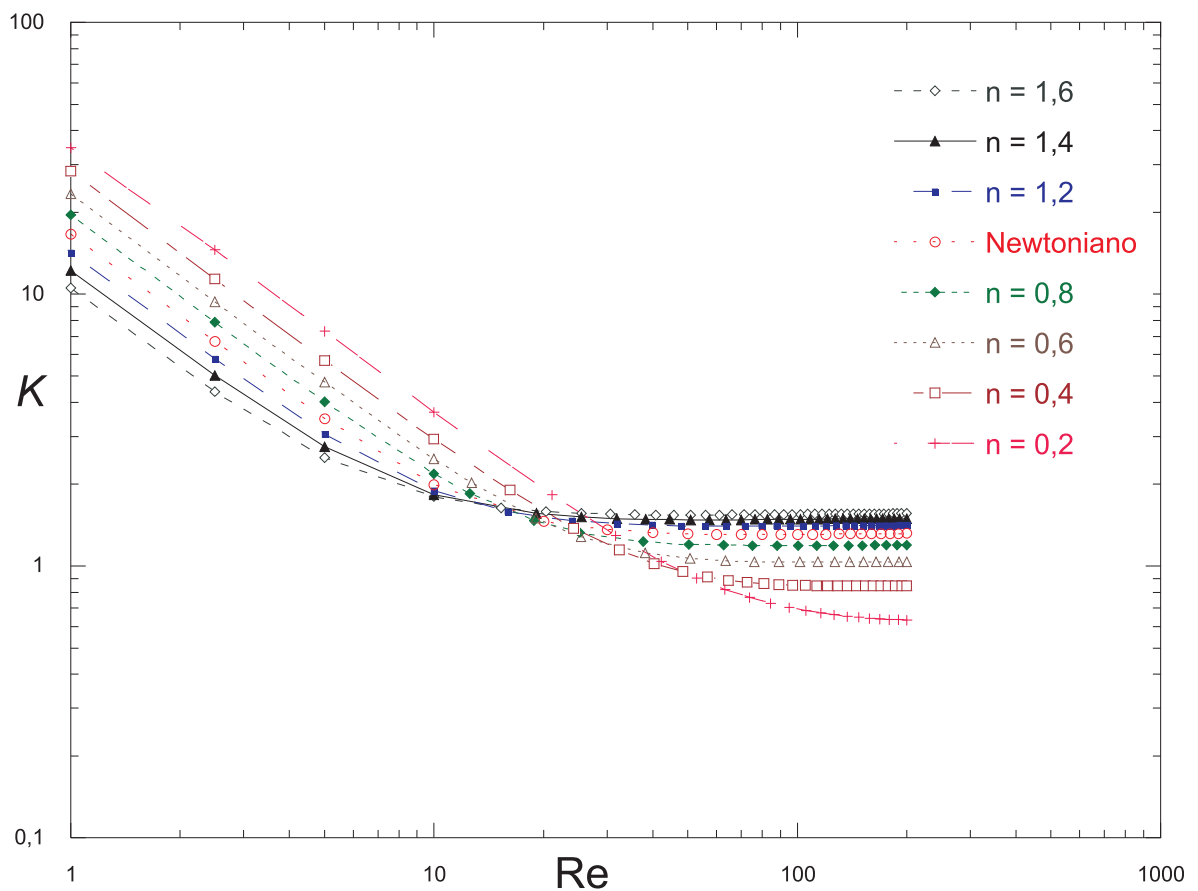


Figura 4.7: Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 2,6 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0, 2; 0, 4; 0, 6; 0, 8; 1; 1, 2; 1, 4$ e $1, 6$.

A influência do parâmetro reológico n na perda de carga localizada para os acessórios estudados no presente trabalho apresenta em todos os casos o mesmo comportamento. Independen-

dente da geometria do acessório ou da razão de aspecto, os resultados mostram que a influência do índice power-law é a mesma para os casos abordados no atual trabalho. Em baixos valores de Reynolds, o fluido mais dilatante apresenta a menor perda de carga localizada. O aumento do número de Reynolds atinge um valor para cada acessório e a perda de carga localizada independe do parâmetro n neste ponto. A partir deste ponto, as curvas invertem de sentido e o fluido dilatante apresenta o maior valor do coeficiente de perda de carga localizada.

4.4.2 Material viscoplástico

O coeficiente de perda de carga localizada, em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos de Bingham é mostrado na Figura (4.8) em função da tensão de cisalhamento adimensional, τ_0^* . Assim como ocorre para o caso power-law, no presente caso também existe uma tendência no comportamento das curvas semelhante ao caso viscoplástico da expansão abrupta de razão 1 : 4. Para baixos números de Reynolds as curvas possuem um comportamento linear e o valor do coeficiente de perda de carga praticamente independe da tensão de cisalhamento adimensional. Para altos números de Reynolds o fluido newtoniano apresenta o maior valor do coeficiente de perda de carga localizada.

A influência do parâmetro reológico τ_0^* na perda de carga localizada para os acessórios estudados no presente trabalho não apresenta em todos os casos o mesmo comportamento. Nos casos das contrações abruptas, os materiais plásticos apresentam o maior coeficiente de perda de carga localizada em toda a faixa de Reynolds avaliada e o fluido newtoniano o menor valor do coeficiente de perda de carga localizada. As expansões abruptas apresentam um comportamento inverso ao caso das contrações. Para as expansões abruptas, o material plástico apresenta o menor coeficiente de perda de carga localizada em toda a faixa de Reynolds avaliada e o fluido newtoniano o maior valor do parâmetro K .

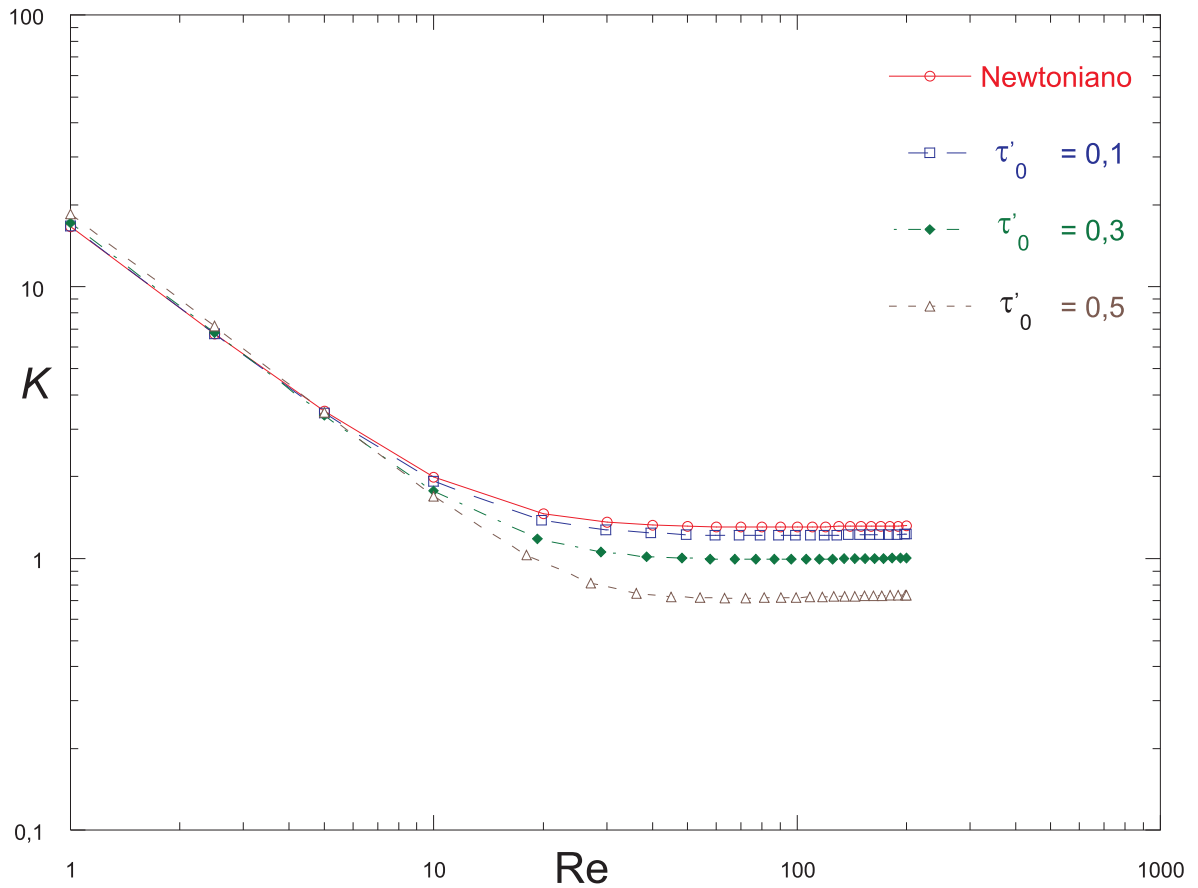


Figura 4.8: Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 2,6 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e 0,5.

Assim como nas contrações, o aumento na razão de aspecto da expansão, conduz ao aumento do coeficiente de perda de carga localizada. Para o presente caso percebe-se que comparando duas contrações e duas expansões com as mesmas razões de aspectos, o coeficiente K sofre mais influência da variação de diâmetro na expansão quando comparado com a contração.

4.5 Comparação dos resultados

Um importante resultado disponível na literatura sobre o estudo da perda de carga localizada é o trabalho de Pinho et al. [5] que estuda a perda de carga em uma expansão abrupta 1 : 2,6 para diferentes fluidos pseudoplásticos. A Figura (4.9) mostra a comparação dos resultados

do presente trabalho com os resultados obtidos pelos autores. É possível notar a semelhança tanto qualitativa como quantitativa do valor do coeficiente de perda de carga localizada.

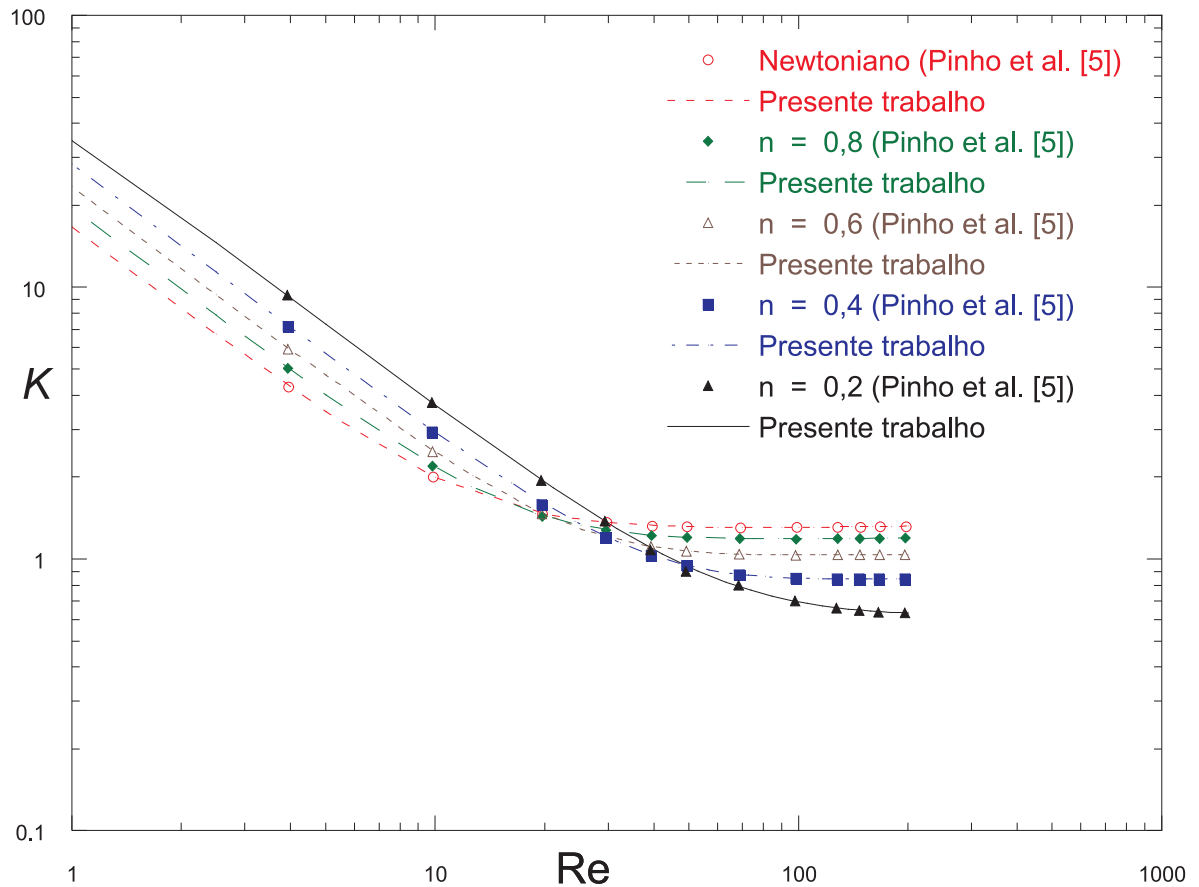


Figura 4.9: Comparação do coeficiente de perda de carga localizada para uma expansão abrupta 1 : 2,6 com os resultados obtidos por Pinho et al. [5].

Apesar do atual trabalho realizar também o estudo em uma outra razão de expansão e em duas contrações de razão de aspecto 4 : 1 e 2,6 : 1, não foi encontrado na literatura dados disponíveis para a comparação quantitativa. O fato é que outros autores estudam esses acessórios em outras razões de aspecto e para outros parâmetros reológicos do fluido. De fato a influência do índice n para os casos das expansões abruptas podem ser comparados com o trabalho de Pinho et al. [5]. Especificamente a expansão 1 : 2,6 apresenta no proposto trabalho o mesmo comportamento qualitativo e quantitativo encontrado pelos autores. Para a expansão abrupta 1 : 4 a literatura não apresenta dados suficientes para a comparação e fica evidente que o comportamento qualitativo

de K é o mesmo encontrado na expansão 1 : 2, 6. Nos casos das contrações o comportamento qualitativo de K ocorre no mesmo sentido das expansões conforme visto no artigo de Edwards et al. [2] no Estado da Arte. Uma comparação qualitativa do parâmetro τ_0^* em contrações mostra que o material mais plástico apresenta maior coeficiente de perda localizada conforme pode ser encontrado no trabalho de Fester et al. [7] também discutido no Estado da Arte. Para o modelo plástico de uma expansão abrupta não foram encontrados na literatura artigos para comparações mesmo que qualitativas.

4.6 Linhas de Corrente

O presente trabalho analisa a influência dos parâmetros reológicos do fluido, n e τ_0^* , no tamanho da recirculação gerada no acessório. Na análise é escolhida a contração abrupta 4 : 1. As linhas de corrente para o caso power-law são mostradas na Figura (4.10) para um fluido pseudoplástico ($n = 0,5$), um fluido newtoniano e um fluido dilatante ($n = 1,5$).

O aumento do número de Reynolds diminui o tamanho da recirculação. Isto acontece porque o efeito da inércia é predominante na região a montante do acessório. O aumento do índice power-law aumenta o tamanho da recirculação. O efeito do índice power-law pode ser explicado conforme o artigo de Thompson et al. [17]. Com o aumento do expoente n a viscosidade do fluido aumenta para a mesma taxa de cisalhamento. Portanto, o fluido resiste mais a altas taxas de cisalhamento. Para recirculações pequenas, as taxas de cisalhamento são maiores pois o fluido vai do tubo maior para o menor em um curto espaço. Assim, se o fluido resiste mais a altas taxas de cisalhamento, o fluido inicia seu caminho para o tubo menor antes, antecipando o ponto onde ele se destaca da parede, aumentando o tamanho da recirculação.

As linhas de corrente para o caso viscoplástico são mostradas na Figura (4.11). Dois materiais viscoplásticos $\tau_0^* = 0,3$ e $\tau_0^* = 0,5$ são comparados com o caso newtoniano.

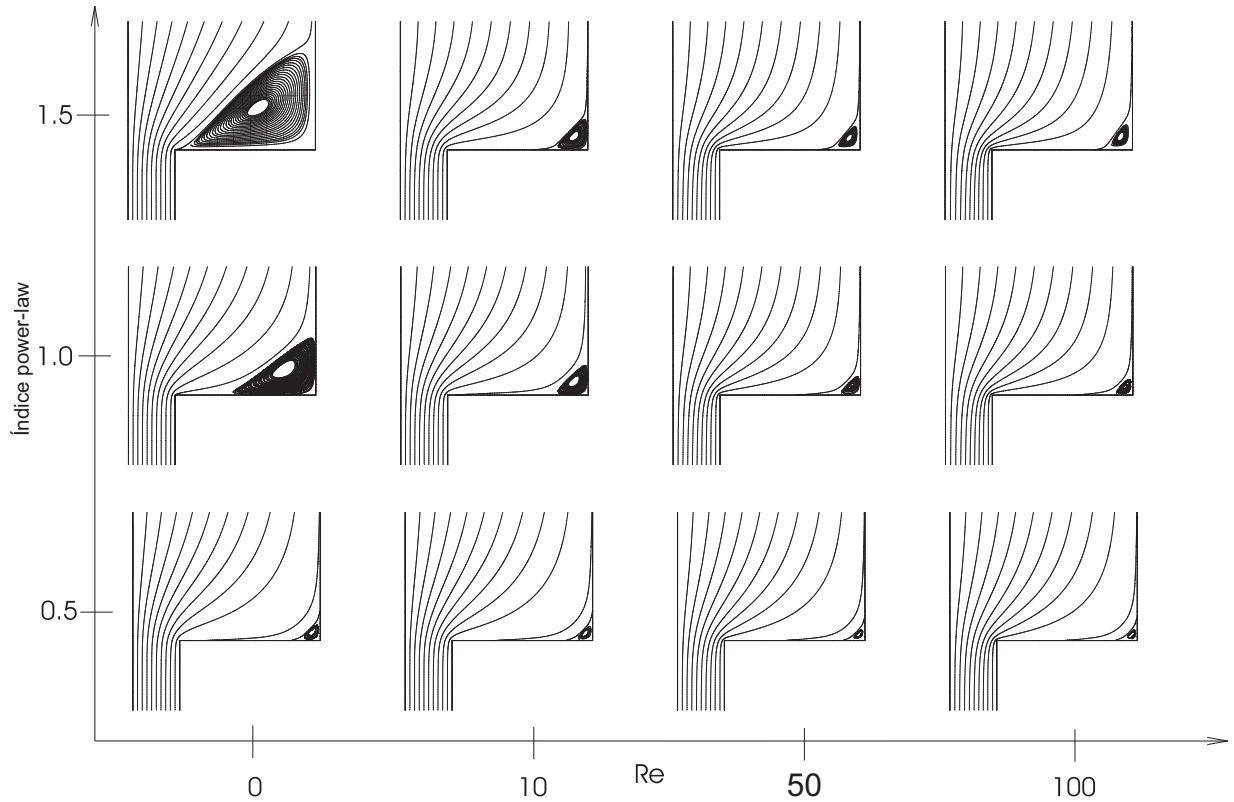


Figura 4.10: Linha de corrente da contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds para um fluido pseudoplásticos ($n = 0,5$), um fluido newtoniano e um fluido dilatante ($n = 1,5$).

O resultado mostra um comportamento coerente com o caso pseudoplástico de um fluido Lei da Potência, ou seja, um desvio do comportamento newtoniano, diminui o tamanho da recirculação. De fato o aumento da tensão de cisalhamento adimensional diminui o tamanho da recirculação.

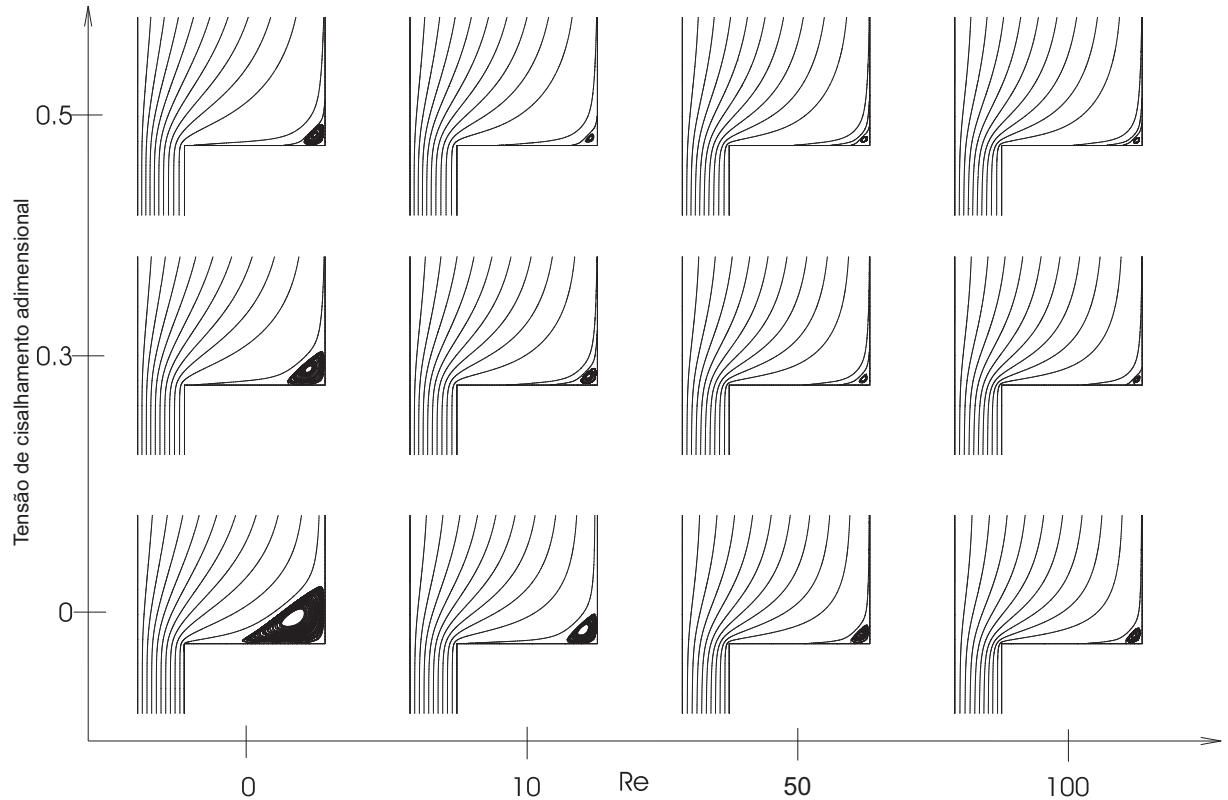


Figura 4.11: Linha de corrente da contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds para dois materiais plásticos ($\tau_0^* = 0, 3$) e ($\tau_0^* = 0, 5$), e um fluido newtoniano, ($\tau_0^* = 0, 0$).

4.7 Ajuste de Curvas

Para o ponto de vista da engenharia torna-se mais prático e fácil de ser calculado o coeficiente K através de uma equação. Desta forma, o presente trabalho ajusta os dados numéricos obtidos para encontrar uma fórmula adequada de representar o coeficiente de perda de carga localizada. Em relação as contrações abruptas o método utilizado para o ajuste das curvas é a forma tradicionalmente encontrada na literatura e proposta por Hooper [11]. Este método é conhecido pelo método $2K$. A forma da equação de ajuste é a seguinte:

$$K = \frac{K_1}{Re} + K_\infty \quad (4.1)$$

Em geral, para o método $2K$, a primeira parte é proporcional ao inverso do número de Reynolds e está relacionada com o regime laminar, enquanto o K_∞ é uma constante relacionada com o regime

turbulento. A vantagem dessas equações é a sua simplicidade devido o fato de ter somente dois parâmetros.

Em relação as expansões abruptas o método $2K$ apresentou um erro em relação aos dados numéricos muito maior que o erro encontrado nos ajustes das contrações. Desta forma a equação utilizada para ajustar os dados para as expansões é uma correlação proposta por Oliveira et al. [4]. A forma da equação proposta pelos autores é a seguinte:

$$K = \frac{m_1}{Re^{m_2}} + m_3 + m_4 \log Re + m_5 (\log Re)^2, \quad 0,5 \leq Re \leq 200 \quad (4.2)$$

em que:

$$m_1 = a_1 + a_2 \text{Log} n$$

$$m_2 = a_3 + a_4 n + a_5 n^2 + a_6 n^3$$

$$m_3 = a_7 + a_8 n$$

$$m_4 = a_9 + a_{10} n + a_{11} n^2$$

$$m_5 = a_{12} + a_{13} n + a_{14} n^2 + a_{15} n^3$$

Obviamente a Equação (4.2) é para solucionar o caso power-law. Para aplicação ao caso plástico utiliza-se a Equação (4.3):

$$K = \frac{m_1}{Re^{m_2}} + m_3 + m_4 \log Re + m_5 (\log Re)^2, \quad 0,5 \leq Re \leq 200 \quad (4.3)$$

em que:

$$m_1 = a_1 + a_2 \text{Exp} \tau_0^*$$

$$m_2 = a_3 + a_4 \tau_0^* + a_5 \tau_0^{*2} + a_6 \tau_0^{*3}$$

$$m_3 = a_7 + a_8 \tau_0^*$$

$$m_4 = a_9 + a_{10} \tau_0^* + a_{11} \tau_0^{*2}$$

$$m_5 = a_{12} + a_{13} \tau_0^* + a_{14} \tau_0^{*2} + a_{15} \tau_0^{*3}$$

4.7.1 Contração abrupta 4 : 1

4.7.1.1 Fluido power-law

A equação de ajuste para os dados é mostrada na Figura (4.12).

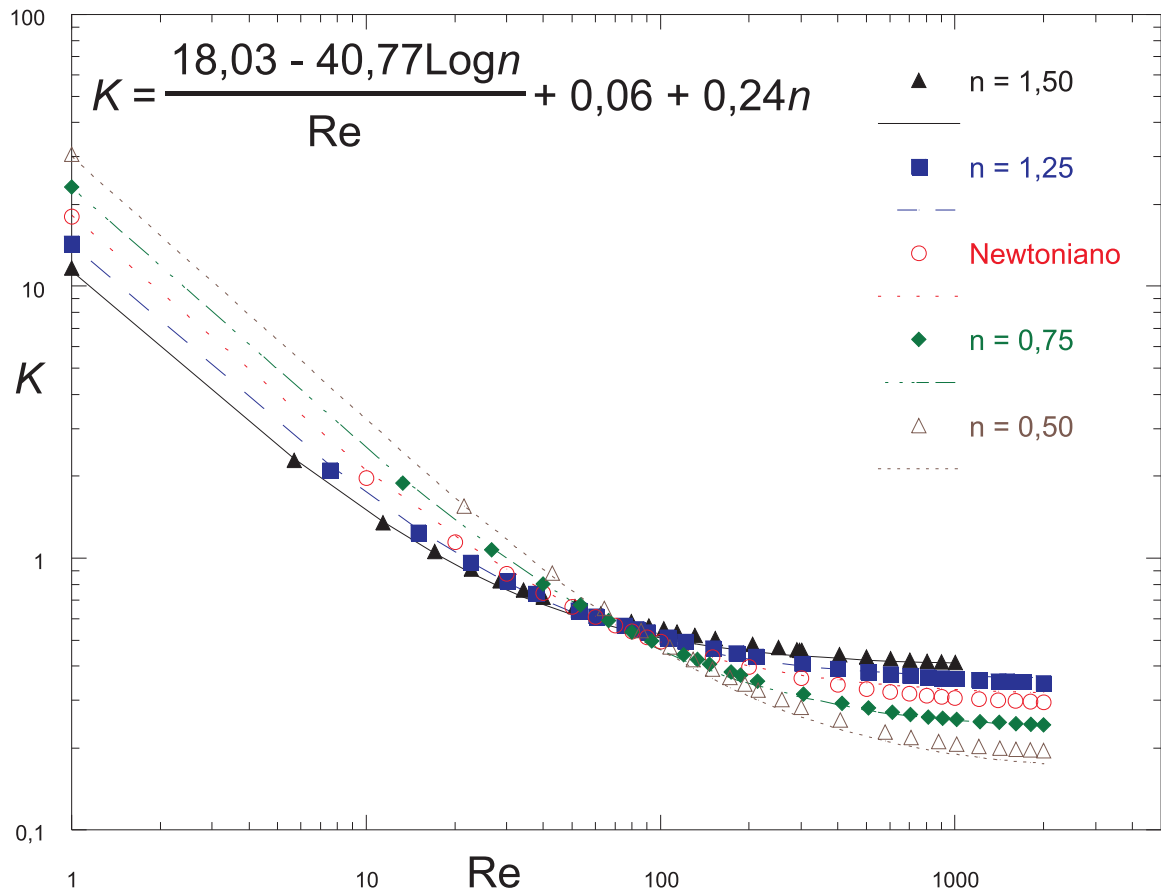


Figura 4.12: Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,5; 0,75; 1; 1,25$ e $1,5$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Hooper [11].

O ajuste dos dados pelo método $2K$ apresentou um erro máximo de 6% encontrado no ajuste dos dados para o caso newtoniano.

4.7.1.2 Material viscoplástico

A equação de ajuste para os dados é mostrada na Figura (4.13).

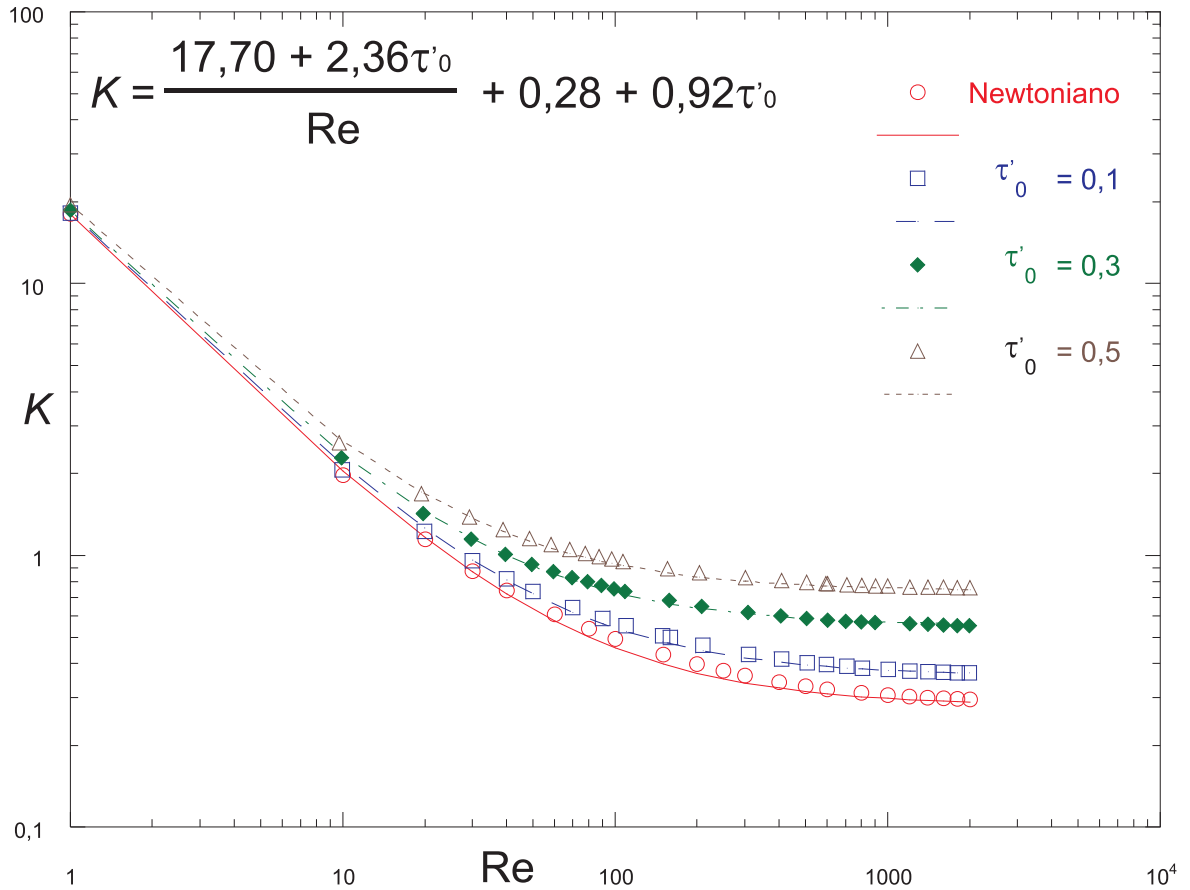


Figura 4.13: Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 4 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e $0,5$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Hooper [11].

O ajuste dos dados pelo método $2K$ apresentou um erro máximo de 7% encontrado no ajuste dos dados para o caso newtoniano.

4.7.2 Contração abrupta 2,6 : 1

4.7.2.1 Fluido power-law

A equação de ajuste para os dados é mostrada na Figura (4.14).

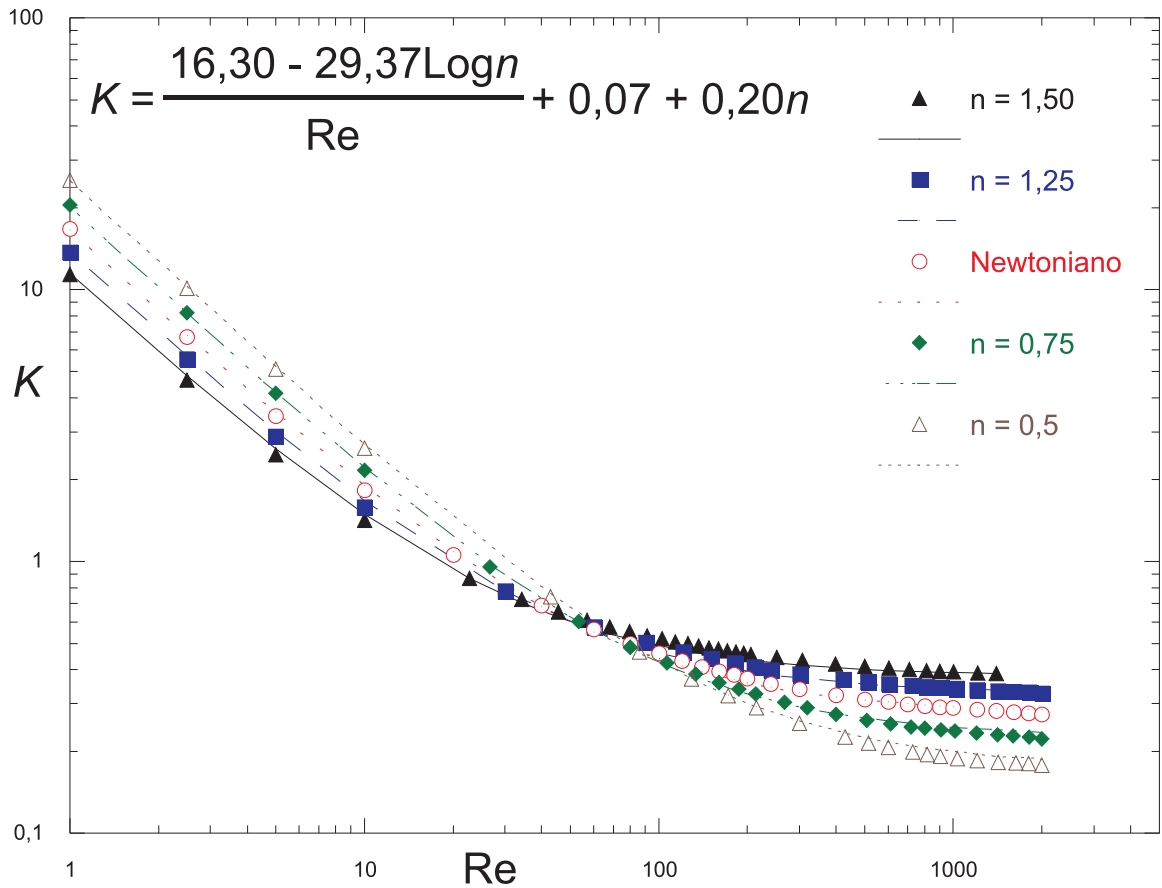


Figura 4.14: Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 2,6 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,5; 0,75; 1; 1,25$ e $1,5$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Hooper [11].

O ajuste dos dados pelo método $2K$ apresentou um erro máximo de 5% encontrado no ajuste dos dados para o caso newtoniano.

4.7.2.2 Material viscoplástico

A equação de ajuste para os dados é mostrada na Figura (4.15).

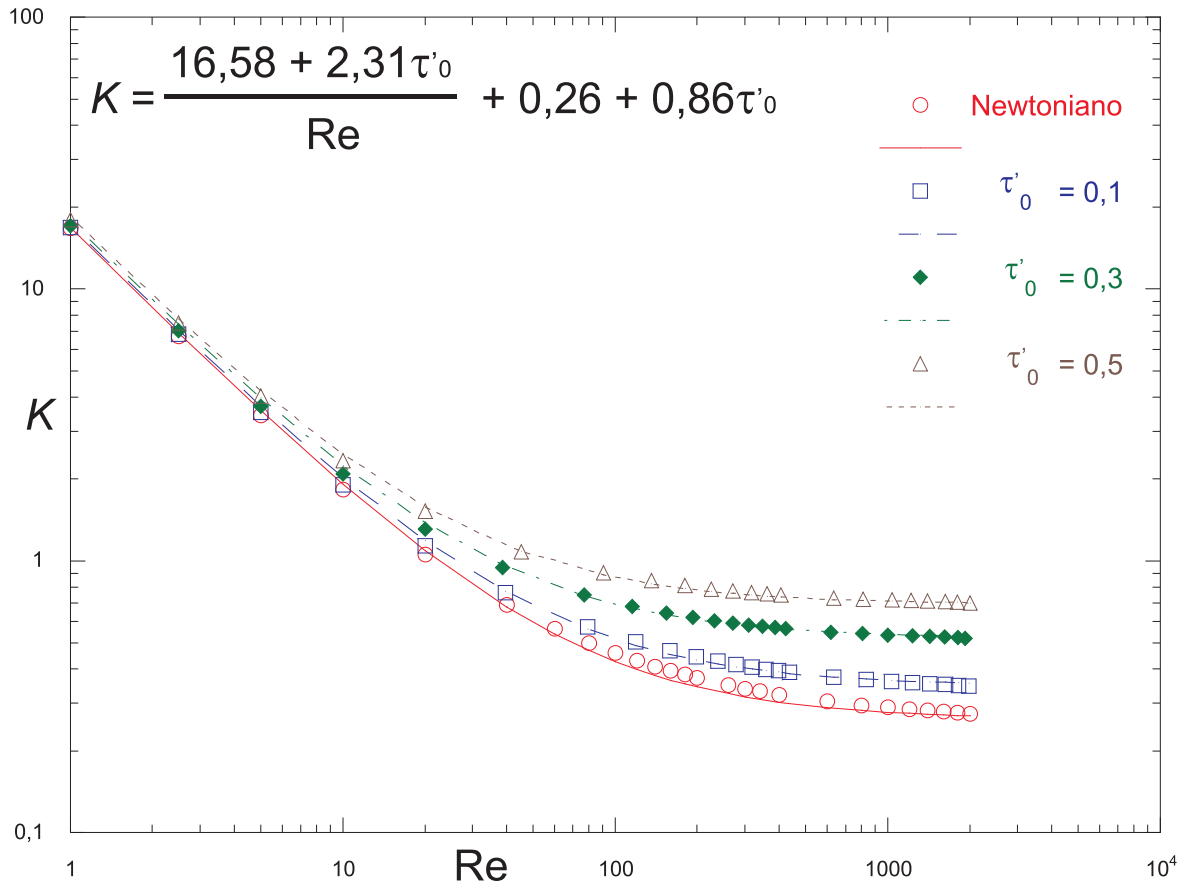


Figura 4.15: Coeficiente de perda de carga localizada para a contração abrupta 2,6 : 1 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e $0,5$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Hooper [11].

O ajuste dos dados pelo método $2K$ apresentou um erro máximo de 7% encontrado no ajuste dos dados para o caso $\tau_0^* = 0,3$.

4.7.3 Expansão abrupta 1 : 4

4.7.3.1 Fluido power-law

A equação de ajuste para os dados é mostrada na Figura (4.16). Os coeficientes de ajuste m_2, m_3, m_4 e m_5 são calculados da seguinte forma:

$$m_2 = 0,79 + 0,08n - 0,08n^2 + 0,07n^3 \qquad m_3 = -11,91 + 6,64n$$

$$m_4 = 8,44 - 1,81n - 1,10n^2 \qquad m_5 = -1,49 + 0,14n + 0,15n^2 + 0,07n^3$$

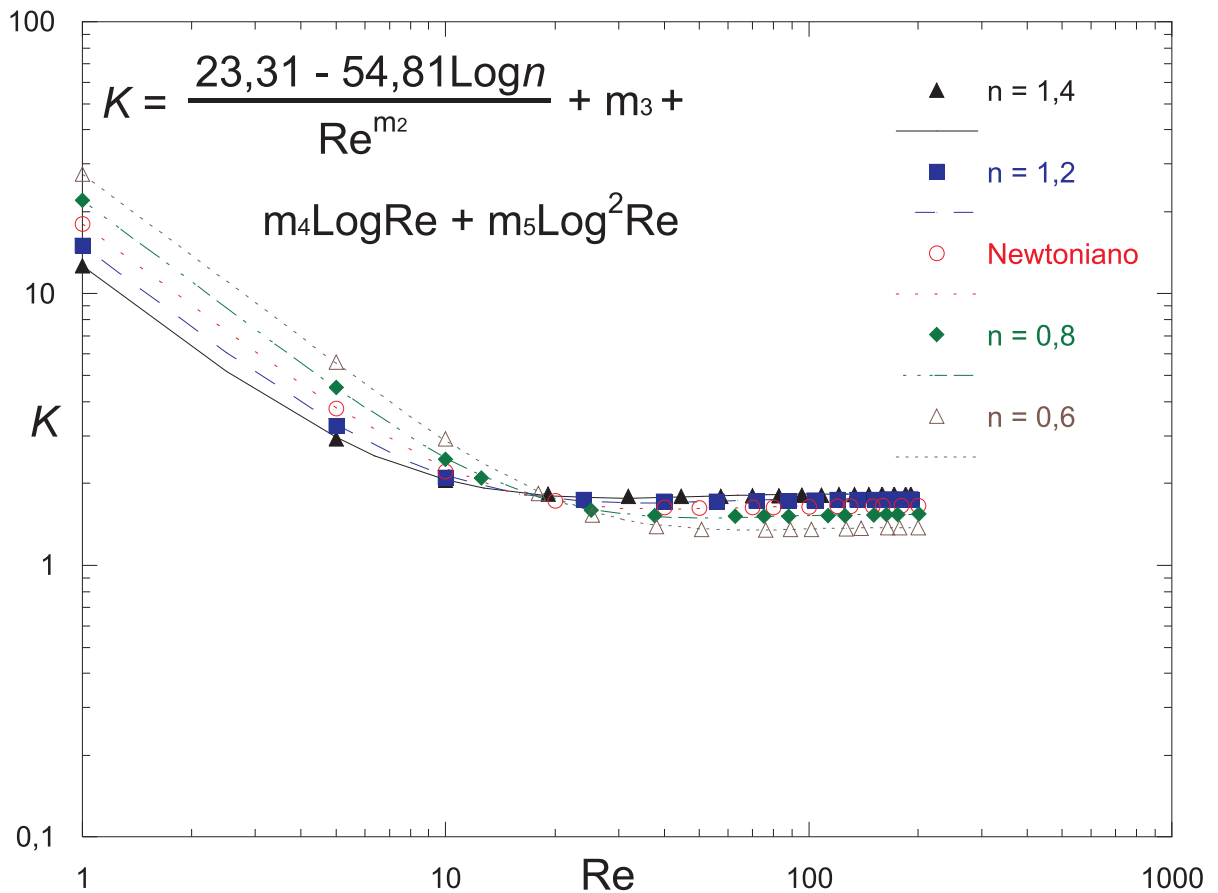


Figura 4.16: Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 4 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,6; 0,8; 1; 1,2$ e $1,4$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Oliveira et al. [4] de acordo com a Equação (4.2).

O ajuste dos dados de acordo com a Equação (4.2) apresentou um erro máximo de 2% encontrado no ajuste dos dados para o caso $n = 0,6$.

4.7.3.2 Material viscoplástico

A equação de ajuste para os dados é mostrada na Figura (4.17). Os coeficientes de ajuste m_2, m_3, m_4 e m_5 são calculados da seguinte forma:

$$m_2 = 0,88 - 0,25\tau_0^* + 0,28\tau_0^{*2} - 0,27\tau_0^{*3} \qquad m_3 = -4,89 - 8,81\tau_0^*$$

$$m_4 = 5,21 + 6,89\tau_0^* - 1,74\tau_0^{*2} \qquad m_5 = -1,07 - 1,56\tau_0^* + 0,68\tau_0^{*2} - 0,08\tau_0^{*3}$$

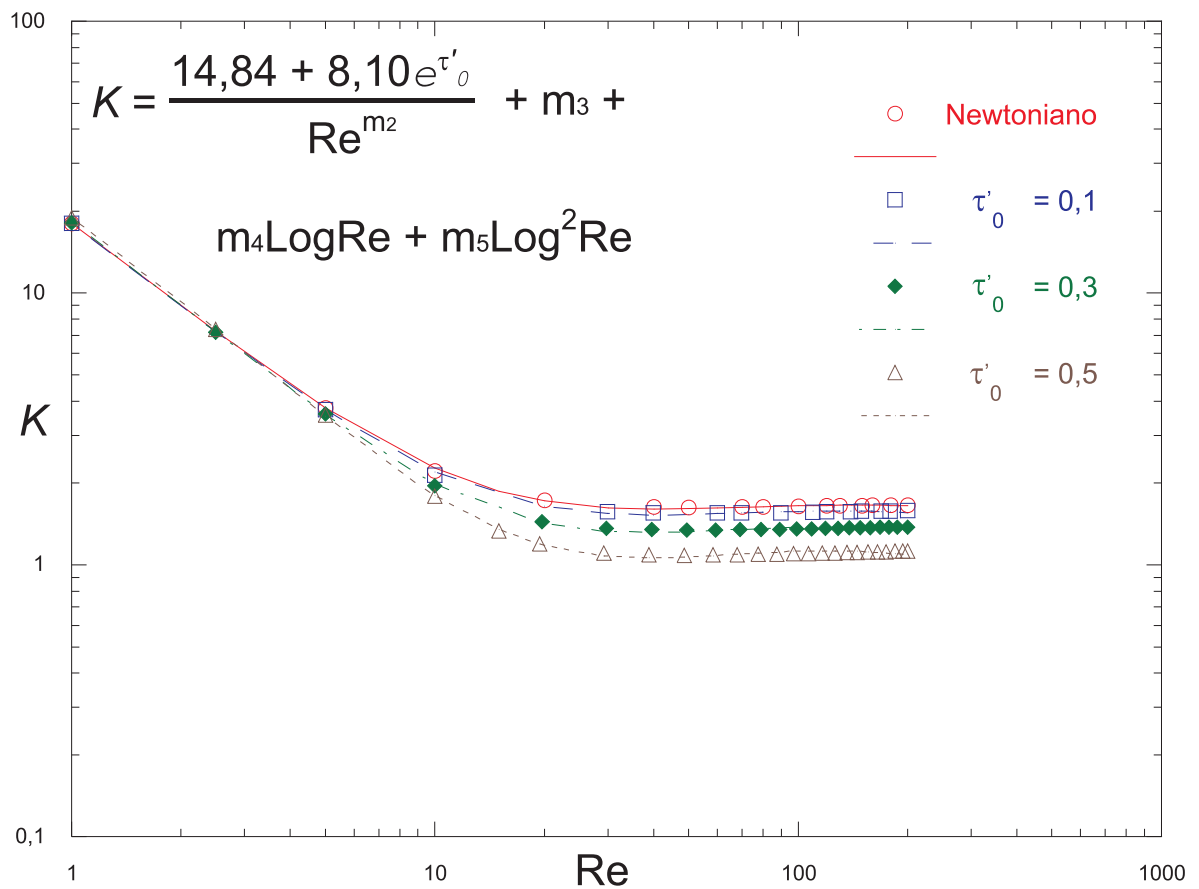


Figura 4.17: Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 4 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e $0,5$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Oliveira et al. [4] de acordo com a Equação (4.3).

O ajuste dos dados de acordo com a Equação (4.3) apresentou um erro máximo de 3% encontrado no ajuste dos dados para o caso $\tau_0^* = 0,5$.

4.7.4 Expansão abrupta 1 : 2,6

4.7.4.1 Fluido power-law

A equação de ajuste para os dados é mostrada na Figura (4.18). Os coeficientes de ajuste m_2, m_3, m_4 e m_5 são calculados da seguinte forma:

$$m_2 = 0,93 - 0,07n + 0,09n^2 - 0,04n^3 \qquad m_3 = -3,54 - 0,04n$$

$$m_4 = 2,14 + 2,17n - 0,46n^2 \qquad m_5 = -0,26 - 0,59n + 0,06n^2 + 0,02n^3$$

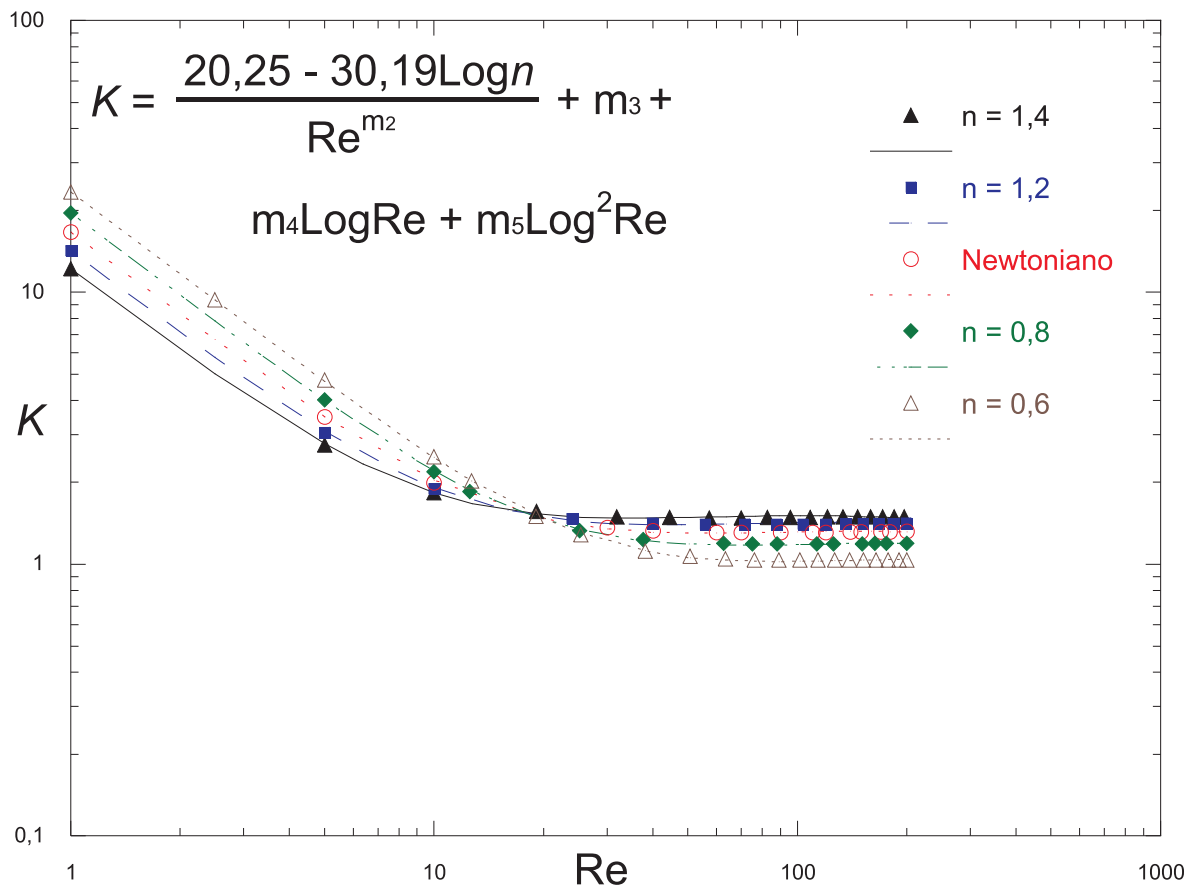


Figura 4.18: Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 2,6 em função do número de Reynolds, para diferentes fluidos power-law com $n = 0,6; 0,8; 1,2$ e $1,4$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Oliveira et al. [4] de acordo com a Equação (4.2).

O ajuste dos dados de acordo com a Equação (4.2) apresentou um erro máximo de 2% encontrado no ajuste dos dados para o caso $n = 1,4$.

4.7.4.2 Material viscoplástico

A equação de ajuste para os dados é mostrada na Figura (4.19). Os coeficientes de ajuste m_2, m_3, m_4 e m_5 são calculados da seguinte forma:

$$m_2 = 0,94 - 0,44\tau_0^* + 0,52\tau_0^{*2} - 0,46\tau_0^{*3} \qquad m_3 = -2,49 - 11,45\tau_0^*$$

$$m_4 = 2,91 + 9,23\tau_0^* - 2,29\tau_0^{*2} \qquad m_5 = -0,57 - 2,11\tau_0^* + 0,89\tau_0^{*2} - 0,11\tau_0^{*3}$$

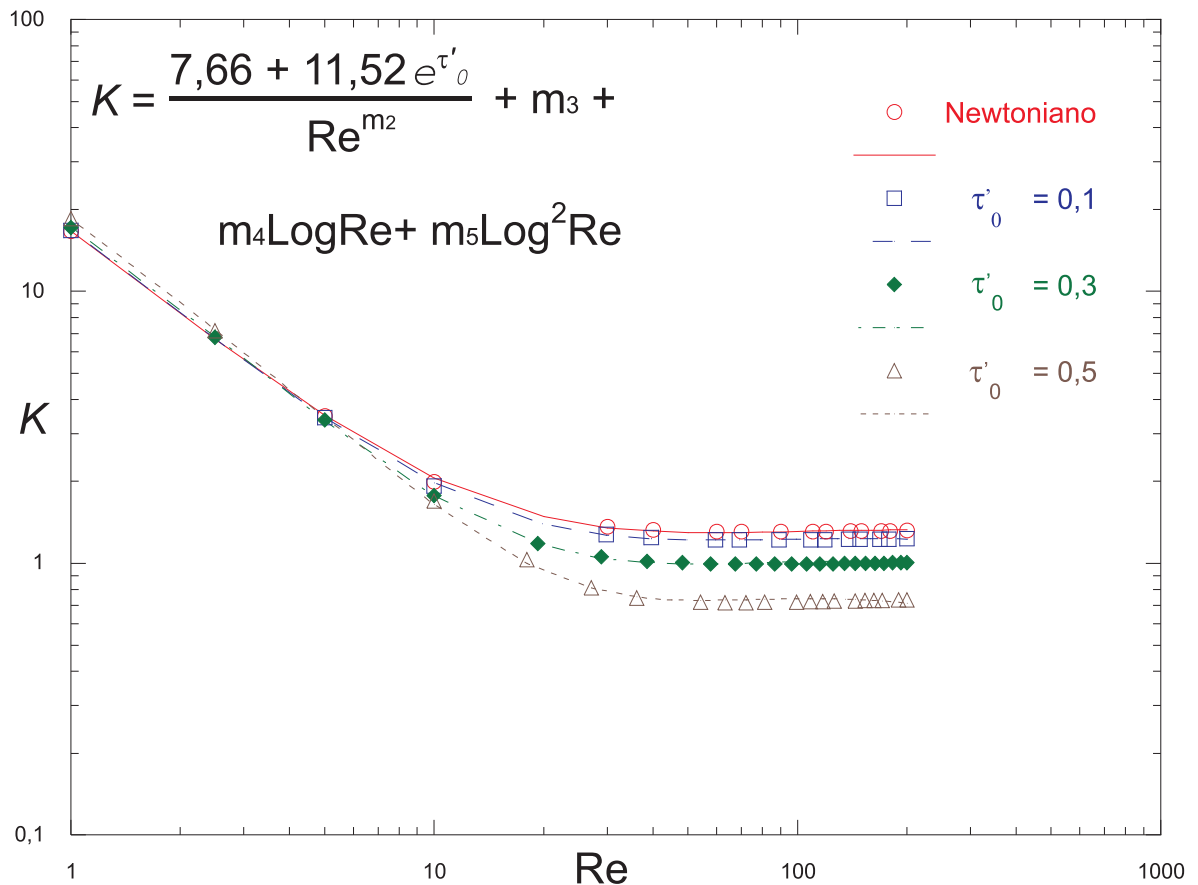


Figura 4.19: Coeficiente de perda de carga localizada para a expansão abrupta 1 : 2,6 em função do número de Reynolds, para diferentes materiais plásticos com $\tau_0^* = 0; 0,1; 0,3$ e $0,5$. Os pontos são obtidos dos dados numéricos enquanto as curvas seguem o modelo de ajuste proposto por Oliveira et al. [4] de acordo com a Equação (4.3).

O ajuste dos dados de acordo com a Equação (4.3) apresentou um erro máximo de 3% encontrado no ajuste dos dados para o caso $\tau_0^* = 0,5$.

Capítulo 5

Comentários finais

O presente trabalho estuda numericamente a perda de carga localizada em duas contrações abruptas nas razões 4 : 1 e 2,6 : 1 e em duas expansões abruptas nas razões 1 : 4 e 1 : 2,6. O fluido é modelado como Fluido Newtoniano Generalizado e como é de interesse avaliar o efeito da pseudoplasticidade e da viscoplasticidade na perda de carga as funções power-law e Papanastasiou são ocasionalmente escolhidas. O objetivo é avaliar a influência dos parâmetros reológicos n e τ_0^* no valor do coeficiente K . As equações governantes são resolvidas numericamente pelo método dos elementos finitos com aproximação de Galerkin.

O efeito da variação da razão de aspecto mostra mais influência na perda de carga localizada para uma expansão do que para uma contração, ou seja, variar a razão de aspecto de uma contração 2,6 : 1 para uma contração 4 : 1 afeta menos o parâmetro K do que a variação da razão de aspecto de uma expansão 1 : 2,6 para uma expansão 1 : 4.

A análise da perda de carga localizada devido o efeito de n mostra um comportamento semelhante nos casos das contrações e das expansões abruptas. Em baixos valores de Reynolds os fluidos dilatantes possuem o menor valor do coeficiente K independente da geometria. O aumento do número de Reynolds, atinge um certo valor para cada acessório, e neste ponto, as curvas apresentam o mesmo valor do parâmetro K para qualquer valor do índice power-law. Um aumento

do número de Reynolds a partir deste ponto ocasiona a inversão das curvas e o fluido dilatante passa a possuir o maior valor do coeficiente K . Desta forma, para todos os acessórios estudados, em altos valores de Reynolds, o fluido dilatante sempre apresenta o maior coeficiente de perda de carga localizada.

O efeito de τ_0^* mostra um comportamento diferente entre contrações e expansões. No caso da contração o material mais plástico apresenta o maior valor de K em toda a faixa de Reynolds avaliada. No caso da expansão o comportamento é inverso, ou seja, o material mais plástico apresenta o menor valor do coeficiente K em toda a faixa de Reynolds estudada.

O efeito dos parâmetros n e τ_0^* na perda de carga localizada foram comparados quantitativamente com o artigo de Pinho et al. [5] e mostram uma razoável aproximação para a expansão abrupta 1 : 2, 6. Outros autores citam a mesma influência do índice power-law e da tensão de cisalhamento adimensional na perda de carga localizada em contrações. Este fato permite concluir que influência qualitativa dos parâmetros reológicos encontrados no presente trabalho é o mesmo disponível na literatura. Para o caso plástico das expansões não foi encontrado na literatura resultados para comparação nem mesmo qualitativa. Apesar disso, a maioria dos resultados encontrados, direta ou indiretamente, concordam com os disponíveis na literatura.

A análise das linhas de corrente para a contração abrupta 4 : 1 mostra que o aumento de Re diminui o tamanho da recirculação. A análise dos parâmetros reológicos do fluido no tamanho da recirculação mostram que o aumento do expoente n e a diminuição de τ_0^* apresenta a tendência de aumentar o tamanho da recirculação para este acessório.

Para efeito de cálculo de engenharia, além dos gráficos K x Re , é interessante encontrar uma equação de ajuste para cada acessório em função dos parâmetros reológicos do fluido e do número de Reynolds do escoamento. Desta forma, os dados foram ajustados de acordo com duas equações principais: o método $2K$ proposto por Hooper [11] é utilizado para todos os casos das contrações e a equação proposta por Oliveira et al. [4] é utilizada para todos os casos das ex-

pansões. As equações encontradas foram comparadas com os resultados numéricos e apresentaram uma precisão satisfatória, e portanto, podem ser utilizadas para aplicações em engenharia.

Finalmente, a análise da perda de carga ainda deve ser conduzida para os diversos acessórios possíveis de serem encontrados em sistemas de bombeamento. Além disso, outras manifestações não newtonianas devem ser abordadas e outros modelos viscoplásticos consagrados pela literatura podem ser estudados com o objetivo de complementar o assunto e servir para comparar os resultados.

Referências Bibliográficas

- 1 R. M. Turian, *Flow of concentrated non-Newtonian slurries: 2. Friction losses in bends, fittings, valves and venturi meters*, J. Multiphase Flow, **24** (1998), 243-269.
- 2 M. F. Edwards, M. S. M. Jadallah and R. Smith, *Head losses in pipe fittings at low Reynolds numbers*, Chemical Engineering Research and Design, **63** (1985), 43-50.
- 3 T. K. Bandyopadhyay and S. K. Das, *non-Newtonian pseudoplastic liquid flow through small diameter piping components*, Journal of Petroleum Science and Engineering, **55** (2007), 156-166.
- 4 P.J. Oliveira, F. T. Pinho and A. Schulte, *A general correlation for the local coefficient in Newtonian axisymmetric sudden expansions*, International Journal of Heat and Fluid Flow, **19** (1997), 655-660.
- 5 F. T. Pinho, P. J. Oliveira and J. P. Miranda, *Pressure losses in the laminar flow of shear-thinning power-law fluids across a sudden axisymmetric expansion*, Journal of Heat and Fluid Flow, **24** (2003), 747-761.
- 6 V. G. Fester, D. M. Kazadi, B. M. Mbiya and P. T. Slatter, *Loss coefficients for flow of Newtonian and non-Newtonian fluids through diaphragm valves*, Chemical Engineering Research and Design, **85** (2007), 1314-1324.
- 7 V. Fester, B. Mbiya and P. Slatter, *Energy losses of non-Newtonian fluids in sudden pipe contractions*, Chemical Engineering Journal, **145** (2008), 57-63.

- 8 M. A. Polizelli, F. C. Menegalli, V. R. Telis and J. Telis-Romero, *Friction losses in valves and fittings for power law fluids*, Brazilian Journal of Chemical Engineering, **20** (2003), 455-463.
- 9 L.P. Martinez-Padilla and J.A. Linares García, *Resistance coefficients of fittings for power law fluids in laminar flow*, Journal of Food Process Engineering, **24** (2001), 135-144.
- 10 J. F. Steffe, I. O. Mohamed and E. W. Ford, *Pressure drop across valves and fittings for pseudoplastic fluids in laminar flow*, Transactions of the American Society of Agriculture Engineers, **27** (1984), 616-619.
- 11 W. B. Hooper, *The two-k method predicts head losses in pipe fittings*, Chemical Engineering, August, **81** (1981), 96-100.
- 12 E. C. Bingham, *Fluidity and Plasticity*, McGraw-Hill Book Company, New York, (1922).
- 13 T. C. Papanastasiou, *Flows of Materials with Yield*, Journal of Rheology, **31** (1987), 385-404.
- 14 M. Soares, M. Naccache, P. R. Souza Mendes, *Heat transfer to viscoplastic materials flowing laminarly in the entrance region of tubes*, International Journal of Heat and Fluid Flow, **20** (1999), 60-67.
- 15 E. J. Soares, M. F. Naccache and P. R. Souza Mendes, *Heat transfer to viscoplastic materials flowing axially through concentric annuli*, Int. J. Heat and Fluid Flow, **24** (2003), 762-773.
- 16 X. Hu, Z.D. Rutgers, L. Lee, *Simulation of 2d transient viscoelastic ow using the connffessit approach*, J. Non-Newt. Fluid Mech., **127** (2005), 107-122.
- 17 R. L. Thompson, P. R. Souza Mendes, M. F. Naccache, *A new constitutive equation and its performance in contraction flows*, J. Non-Newt. Fluid Mech., **86** (1999), 375-388.