

**ANA CAROLINA AMARAL GRATÃO**

*Mestre em Engenharia de Alimentos, Engenheira de Alimentos*

---

---

**TERMOFLUIDODINÂMICA DE SUCOS DE  
FRUTAS PSEUDOPLÁSTICOS EM DUTOS  
CILÍNDRICOS E ÂNULOS CONCÊNTRICOS**

---

---

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia de Alimentos da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Doutor em Engenharia.

Área de Concentração:  
Engenharia de Alimentos.

Orientadores:

Prof. Dr. Vivaldo Silveira Júnior

*Professor da Faculdade de Engenharia de Alimentos, Departamento de Engenharia de Alimentos, Universidade Estadual de Campinas*

Prof. Dr. Javier Telis Romero

*Professor do Departamento de Engenharia e Tecnologia de Alimentos, Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”*

Campinas, 2006

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA FEA – UNICAMP

G77t

Gratão, Ana Carolina Amaral

Termofluidodinâmica de sucos de frutas pseudoplásticos em dutos cilíndricos e ânnulos concêntricos / Ana Carolina Amaral Gratão. -- Campinas, SP: [s.n.], 2006.

Orientador: Vivaldo Silveira Júnior

Co-orientador: Javier Telis Romero

Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia de Alimentos

1. Convecção forçada. 2. Fator de atrito. 3. Ânnulos concêntricos. 4. Fluidos não-Newtonianos. 5. escoamento laminar. I. Silveira Júnior, Vivaldo. II. Telis-Romero, Javier. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia de Alimentos. IV. Título.

(cars/fea)

Título em inglês: Thermo-fluid dynamics to pseudoplastic fruit juices in cylindrical ducts and concentric annuli

Palavras-chave em inglês (Keywords): Forced convection, Friction factor, Concentric annuli, Non-Newtonian fluids, Laminar flow

Titulação: Doutor em Engenharia de Alimentos

Banca examinadora: Vivaldo Silveira Júnior

Carmen Cecília Tadini

Ana Lúcia Gabas

Theo Guenter Kieckbusch

Flavio Luis Schmidt

Paulo de Tarso Vieira e Rosa

A Tese intitulada “Termofluidodinâmica de Sucos de Frutas Pseudoplásticos em Dutos Cilíndricos e Ânulos Concêntricos”, de autoria de Ana Carolina Amaral Gratão, realizada sob supervisão dos Professores Dr. Vivaldo Silveira Júnior (orientador) e Dr. Javier Telis-Romero (co-orientador), foi submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Alimentos da Faculdade de Engenharia de Alimentos, Universidade Estadual de Campinas, Campinas – SP, para obtenção do título de Doutor em Engenharia de Alimentos. A Tese foi aprovada em Abril de 2006 pelos seguintes membros componentes da banca examinadora:

---

Presidente da banca, Prof. Dr. Vivaldo Silveira Júnior  
*Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia de Alimentos,  
Departamento de Engenharia de Alimentos, Campinas, SP*



---

Prof. Dra. Carmen Cecília Tadini  
*Universidade de São Paulo, Escola Politécnica, Departamento de Engenharia Química,  
São Paulo, SP*

---

Prof. Dra. Ana Lúcia Gabas  
*Universidade de São Paulo, Faculdade de Zootecnia e Engenharia de Alimentos,  
Departamento de Engenharia de Alimentos, Pirassununga, SP*

---

Prof. Dr. Theo Guenter Kieckbusch  
*Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química, Departamento de  
Termofluidodinâmica, Campinas, SP*

---

Prof. Dr. Flavio Luis Schmidt  
*Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia de Alimentos,  
Departamento de Tecnologia de Alimentos, Campinas, SP*

---

Prof. Dr. Paulo de Tarso Vieira e Rosa  
*Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia de Alimentos,  
Departamento de Engenharia de Alimentos, Campinas, SP*



A ANA MARIA AMARAL GRATÃO  
(1940)

A MAURO CESAR GRATÃO  
(1943-1995)



---

---

## AGRADECIMENTOS

---

---

Ao Departamento de Engenharia de Alimentos da Faculdade de Engenharia de Alimentos, Universidade Estadual de Campinas pela oportunidade de realizar este trabalho.

Ao Departamento de Engenharia e Tecnologia de Alimentos do Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” pelas facilidades concedidas.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico pela concessão da bolsa de doutorado e pelos recursos da reserva técnica.

Aos Professores Dr. Vivaldo Silveira Júnior e Dr. Javier Telis-Romero pela excelente orientação, dedicação, apoio, compreensão e paciência.

Aos Professores da banca examinadora Dra. Carmen Cecília Tadini, Dra. Ana Lúcia Gabas, Dr. Theo Guenter Kieckbusch, Dr. Flavio Luis Schmidt e Dr. Paulo de Tarso Vieira e Rosa pelos excelentes conselhos e sugestões que contribuíram para o enriquecimento do trabalho.

Ao físico Gustavo Silva Wiederhecker pelos primorosos ensinamentos e inestimável ajuda ao longo do desenvolvimento do projeto.

À minha família, em especial à minha mãe Ana Maria Amaral Gratão e aos meus irmãos Ana Claudia Amaral Gratão, Alexandre Cesar Gratão e Ana Paula Amaral Gratão.

A todos que, de certa forma, colaboraram para a elaboração deste trabalho.



---

---

# ÍNDICE

---

---

<b>LISTA DE FIGURAS.....</b>	<b>XV</b>
<b>LISTA DE TABELAS.....</b>	<b>XXI</b>
<b>LISTA DE SÍMBOLOS .....</b>	<b>XXVII</b>
<b>PREFÁCIO .....</b>	<b>XXXV</b>
<b>RESUMO GERAL .....</b>	<b>XXXVII</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>XXXIX</b>
<b><u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO GERAL.....</u></b>	<b><u>1</u></b>
<b><u>CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</u></b>	<b><u>7</u></b>
2.1 SUCOS DE GRAVIOLA E DE MARACUJÁ.....	8
2.2 PROPRIEDADES TÉRMICAS DE ALIMENTOS LÍQUIDOS: CALOR ESPECÍFICO E CONDUTIVIDADE TÉRMICA.....	10
2.3 PROPRIEDADES REOLÓGICAS DE ALIMENTOS LÍQUIDOS.....	12
2.4 HIDRODINÂMICA DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM DUTOS CILÍNDRICOS E ÂNULOS CONCÊNTRICOS .....	15
2.5 TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM DUTOS CILÍNDRICOS E ÂNULOS CONCÊNTRICOS .....	18
<b><u>CAPÍTULO 3 - PROPRIEDADES TÉRMICAS DOS SUCOS DE GRAVIOLA E DE MARACUJÁ .....</u></b>	<b><u>23</u></b>

3.1 INTRODUÇÃO .....	24
3.2 MATERIAL E MÉTODOS .....	25
3.2.1 Preparo da matéria-prima.....	25
3.2.2 Determinação do calor específico e da condutividade térmica .....	25
3.2.3 Determinação da densidade.....	29
3.2.4 Modelos matemáticos para as propriedades térmicas .....	29
3.2.5 Estimativa não-linear de parâmetros e análise dos dados .....	30
3.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES .....	31
3.3.1 Calor específico do suco de graviola.....	31
3.3.2 Condutividade térmica do suco de graviola .....	35
3.3.3 Densidade do suco de graviola.....	39
3.3.4 Calor específico do suco de maracujá.....	41
3.3.5 Condutividade térmica do suco de maracujá.....	48
3.3.6 Densidade do suco de maracujá .....	52
3.4 CONCLUSÕES.....	56
<b><u>CAPÍTULO 4 - PROPRIEDADES REOLÓGICAS DOS SUCOS DE GRAVIOLA E DE MARACUJÁ .....</u></b>	<b><u>59</u></b>
4.1 INTRODUÇÃO .....	60
4.2 MATERIAL E MÉTODOS .....	61
4.2.1 Preparo da matéria-prima e determinação dos parâmetros reológicos .....	61
4.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES .....	64
4.3.1 Comportamento reológico do suco de graviola.....	65
4.3.2 Efeito da temperatura e da concentração de sólidos solúveis nos parâmetros reológicos do suco de graviola .....	67
4.3.3 Comportamento reológico do suco de maracujá .....	74
4.3.4 Efeito da temperatura e da concentração de sólidos solúveis nos parâmetros reológicos do suco de maracujá.....	81
4.4 CONCLUSÕES.....	96
<b><u>CAPÍTULO 5 - FATORES DE ATRITO .....</u></b>	<b><u>97</u></b>
5.1 INTRODUÇÃO .....	98
5.2 MATERIAL E MÉTODOS .....	101
5.2.1 Determinação experimental da queda de pressão em dutos circulares.....	101
5.2.2 Estimativa dos fatores de atrito em dutos circulares para fluidos PL e HB escoando em regime laminar .....	103
5.2.3 Determinação experimental da queda de pressão em dutos anulares.....	110

5.2.4 Cálculo do perfil de velocidade plenamente desenvolvido para escoamento laminar e isotérmico de fluidos PL em ânnulos concêntricos .....	111
5.2.5 Estimativa dos fatores de atrito para fluidos PL em dutos anulares .....	113
5.2.6 Cálculo do perfil de velocidade plenamente desenvolvido para escoamento laminar e isotérmico de fluidos HB em ânnulos concêntricos.....	115
5.2.7 Estimativa dos fatores de atrito para fluidos HB em dutos anulares .....	118
<b>5.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>119</b>
5.3.1 Fatores de atrito para o suco de graviola escoando em dutos circulares .....	119
5.3.2 Fatores de atrito para o suco de maracujá em dutos circulares .....	124
5.3.3 Fatores de atrito para o suco de graviola escoando em dutos anulares .....	130
5.3.4 Fatores de atrito para o suco de maracujá escoando em dutos anulares .....	137
5.3.5 Perfil de velocidades no escoamento laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido de fluido PL em dutos anulares concêntricos.....	143
5.3.6 Perfil de velocidades no escoamento laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido de fluido HB em dutos anulares concêntricos.....	145
<b>5.4 CONCLUSÕES.....</b>	<b>148</b>
<b><u>CAPÍTULO 6 - COEFICIENTES CONVECTIVOS MÉDIOS .....</u></b>	<b><u>150</u></b>
6.1 INTRODUÇÃO .....	151
6.2 MATERIAL E MÉTODOS .....	153
6.2.1 Descrição dos protótipos para determinação das temperaturas de mistura nos dutos cilíndricos e nos ânnulos concêntricos .....	153
6.2.2 Estimativa do coeficiente convectivo médio de troca térmica e do número de Nusselt médio.....	155
<b>6.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>161</b>
6.3.1 Transferência de calor para o suco de graviola em dutos cilíndricos .....	161
6.3.2 Transferência de calor para o suco de maracujá em dutos cilíndricos .....	167
6.3.3 Transferência de calor para o suco de graviola em dutos anulares .....	177
6.3.4 Transferência de calor para o suco de maracujá em dutos anulares .....	181
<b>6.4 CONCLUSÕES.....</b>	<b>186</b>
<b><u>CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES GERAIS.....</u></b>	<b><u>189</u></b>
7.1 SÍNTESE DA TESE E RESULTADOS RELEVANTES.....	190
7.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS .....	193
<b><u>LISTA DE REFERÊNCIAS.....</u></b>	<b><u>194</u></b>
<b><u>ANEXO A.....</u></b>	<b><u>212</u></b>



---

---

## LISTA DE FIGURAS

---

---

Figura 3.1. Representação da seção transversal da célula utilizada para as medições de calor específico e condutividade térmica (Fonte: TELIS-ROMERO et al., 2000).....	26
Figura 3.2. Características geométricas da célula utilizada para as medições de calor específico e condutividade térmica (Fonte: TELIS-ROMERO et al., 1998).....	27
Figura 3.3. (a) Dados experimentais do calor específico do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C, juntamente com as curvas preditas pela Eq. (3.10); (b) Dados experimentais de $C_p$ do suco de graviola nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e predições pela Eq. (3.10) nas mesmas temperaturas, juntamente com as estimativas dos modelos genéricos, descritos pelas Eqs. (3.11), (3.12) e (3.13). ....	33
Figura 3.4. (a) Dados experimentais de condutividade térmica do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C, juntamente com as predições pela Eq. (3.14) nas mesmas temperaturas; (b) Dados experimentais de $k$ do suco de graviola nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e predições pelas Eqs. (3.14) e (3.15) nas mesmas temperaturas, juntamente com as estimativas dos modelos genéricos para sucos de frutas, dados pelas Eqs. (3.16) e (3.17), conforme Kolarov e Gromov e Riedel, respectivamente. ....	37
Figura 3.5. (a) Dados experimentais de densidade do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C, juntamente com as curvas preditas pela Eq. (3.18); (b) Dados experimentais de $\rho$ do suco de graviola nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e predições pelas Eqs. (3.18) e (3.19) nas mesmas temperaturas. ....	41
Figura 3.6. (a) Dados experimentais de calor específico do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C e predições pela Eq. (3.20) nas mesmas temperaturas; (b) Dados experimentais de $C_p$ do suco de maracujá nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C, juntamente com estimativas feitas nas mesmas	

- temperaturas a partir das Eqs. (3.20) e (3.28) e curvas preditas pelas Eqs. (3.11), (3.12), (3.13) e (3.21); (c) Predições de calor específico a 25,0 °C para os sucos de graviola, de maracujá, de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989) e de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al., 1998), conforme Eqs. (3.10), (3.20), (3.29), (3.30) e (3.31), respectivamente. .... 45
- Figura 3.7. Dados experimentais de condutividade térmica do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C e curvas preditas nas mesmas temperaturas pela Eq. (3.32); (b) Dados experimentais de  $k$  do suco de maracujá nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e predições pelas Eqs. (3.16), (3.17), (3.32), (3.33) e (3.34) a (3.40); (c) Predições de  $k$  a 30,0 °C para o suco de graviola, conforme Eq. (3.14), para líquidos alimentícios (RIEDEL, 1949), conforme Eq. (3.17), para o suco de maracujá, conforme Eq. (3.32) e para os sucos de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989), de caju (AZOUBEL et al., 2005) e de laranja (TELIS-ROMERO et al., 1998), conforme Eqs. (3.41), (3.42) e (3.43), respectivamente. .... 50
- Figura 3.8. (a) Dados experimentais de densidade do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C, juntamente com as predições nas mesmas temperaturas pela Eq. (3.44); (b) Dados experimentais de  $\rho$  do suco de maracujá nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e predições pelas Eqs. (3.44), (3.45) e (3.46) a (3.52) nas mesmas temperaturas; (c) Estimativas de densidade a 21,0 °C para os sucos de graviola, de maracujá e de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989), conforme Eqs. (3.18), (3.44) e (3.53), respectivamente, e para o suco de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al., 1998), conforme Eqs. (3.54) e (3.55)..... 55
- Figura 4.1. Reogramas do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 8,3, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2, 59,2 e 68,8 °C. Valores experimentais de tensão de cisalhamento e taxa de deformação, juntamente com as curvas preditas pelo modelo da Lei da Potência, conforme Eq. (4.8): (a) 9,3 °Brix; (b) 29,4 °Brix..... 65
- Figura 4.2. Propriedades reológicas do suco de graviola em função da temperatura para várias concentrações: (■) 9,3 °Brix, (○) 19,1 °Brix, (▲) 24,3 °Brix, (✱) 29,4 °Brix, (□) 34,6 °Brix, (●) 38,9 °Brix, (△) 44,6 °Brix e (+) 49,4 °Brix. (a) Índices de consistência e curvas preditas pela Eq. (4.10), juntamente com as predições de  $K$  a 15,0 e 30,0 °Brix, conforme Eq. (4.11); (b) Índices de comportamento, curvas preditas pelo modelo linear e estimativas de ACQUARONE et al. (1996) a 15,0 e 30,0 °Brix, conforme Eq. (4.12). .... 70
- Figura 4.3. Propriedades reológicas ( $K$  e  $n$ ) do suco de graviola em função da concentração de sólidos solúveis a várias temperaturas: (■) 0,4 °C, (○) 8,3 °C, (▲) 19,7 °C, (✱) 28,4 °C, (□) 37,8 °C, (●) 48,2 °C, (△) 59,2 °C e (+) 68,8 °C. (a) Índices de consistência experimentais, curvas preditas pela Eq. (4.13) e predições feitas por ACQUARONE et al. (1996) nas temperaturas de 10,0, 30,0 e 50,0 °C, segundo Eq. (4.11); (b) Índices de comportamento experimentais, curvas preditas pela Eq. (4.13) e estimativas de ACQUARONE et al. (1996) a 10,0, 30,0 e 50,0 °C, conforme Eq. (4.12), para polpa de graviola 70,0 %. .... 73
- Figura 4.4. Reogramas do suco de maracujá a 25,5 °Brix nas temperaturas de 0,4 a 68,8°C: (a) Predições pelo modelo de Herschel-Bulkley, conforme Eq. (4.9); (b) Predições pelo modelo Power-Law, conforme Eq. (4.8). .... 76

Figura 4.5. Reogramas do suco de maracujá a 49,4 °Brix nas temperaturas de 0,4 a 68,8°C: (a) Predições pelo modelo de Herschel-Bulkley, conforme Eq. (4.9); (b) Predições pelo modelo Power-Law, conforme Eq. (4.8).

..... 76

Figura 4.6. Tensões residuais do modelo HB ( $\tau_0$ ) obtidas para o suco de maracujá nas concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, curvas preditas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações, pontos experimentais de ADORNO (1997) para o suco de maracujá nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix e predições de ADORNO (1997) a partir da Eq. (4.16).

Figura 4.7. Índices de consistência para o suco de maracujá a várias concentrações de sólidos solúveis: (a) Valores de  $K_{hb}$  obtidos no ajuste do modelo HB para as concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, curvas preditas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações, pontos experimentais de ADORNO (1997) nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix e curvas preditas pela Eq. (4.17); (b) Valores de  $K_{pl}$  obtidos no ajuste do modelo PL aos dados experimentais nas concentrações de 9,8, 19,7, 25,5, 29,4, 35,2 e 49,4 °Brix, curvas preditas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações e dados experimentais de VITALI et al. (1974) para suco de maracujá com 30,0 % de polpa nas concentrações de 15,6, 20,7, 25,3, 30,6 e 33,4 °Brix.

Figura 4.8. Índices de comportamento para o suco de maracujá a várias concentrações de sólidos solúveis: (a) Valores de  $n_{hb}$  nas concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, estimativas da Eq. (4.10) nas mesmas concentrações, dados experimentais de ADORNO (1997) nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix e predições pela Eq. (4.18); (b) Valores de  $n_{pl}$  nas concentrações de 9,8, 19,7, 25,5, 29,4 e 35,2 °Brix, função constante  $n_{pl}$  ( $\bar{n}_{pl} = 0,401$ ), dados experimentais de VITALI et al. (1974) nas concentrações de 15,6, 20,7, 25,3, 30,6 e 33,4 °Brix e curvas preditas por uma equação análoga à de Arrhenius, obtidas a partir do ajuste da mesma aos dados de VITALI et al. (1974).

Figura 4.9. Tensões residuais do modelo HB ( $\tau_0$ ) em função da concentração de sólidos solúveis para o suco de maracujá nas temperaturas de 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, curvas preditas pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas, pontos experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C e curvas preditas pela Eq. (4.16).

Figura 4.10. Valores dos índices de consistência do suco de maracujá em função da concentração de sólidos solúveis a várias temperaturas: (a) Valores de  $K_{hb}$  do modelo HB nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas, dados experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C e curvas preditas pela Eq. (4.17); (b) Valores de  $K_{pl}$  do modelo PL nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas e pontos experimentais de VITALI et al. (1974) nas temperaturas de 20, 30, 40 e 50 °C.

Figura 4.11. Índices de comportamento do suco de maracujá em função da concentração de sólidos solúveis para várias temperaturas: (a) Valores de  $n_{hb}$  do modelo HB nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas, dados experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C e curvas preditas pela Eq. (4.18); (b) Valores de  $n_{pl}$  do modelo PL nas

temperaturas 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, valor médio de $n_{pl}$ , pontos experimentais de VITALI et al. (1974) nas temperaturas de 20, 30, 40 e 50 °C e predições por uma função potência ajustada aos dados de VITALI et al. (1974). .....	94
Figura 5.1. Esquema simplificado do protótipo para as medidas de perda de carga no escoamento laminar e permanente do suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix e do suco de maracujá a 49,4 °Brix e 39,9 °Brix em dutos de seção circular com vários diâmetros internos.....	101
Figura 5.2. Sistema de coordenadas geométricas para o problema de fluxo laminar e permanente de fluido Lei da Potência em anulo concêntrico, considerando perfil de velocidades plenamente desenvolvido.....	111
Figura 5.3. Sistema de coordenadas geométricas para o problema de fluxo laminar e permanente de fluido Herschel-Bulkley incompressível em anulo concêntrico, considerando perfil de velocidades plenamente desenvolvido.....	116
Figura 5.4. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.4) e fatores de atrito teóricos estimados pela Eq. (5.11) para escoamento laminar, não-isotérmico e permanente de suco de graviola a 9,8, 24,3 e 34,6 °Brix em dutos circulares com diferentes diâmetros.....	120
Figura 5.5. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.4) para escoamento laminar, isotérmico, permanente e plenamente desenvolvido de suco de maracujá a 39,9 e 49,4 °Brix em duto circular, nas temperaturas de 59,2 e 48,2 °C, respectivamente: (a) Curva predita para fluidos HB, de acordo com as Eqs. (5.22) a (5.25); (b) Curva predita para fluidos PL, conforme Eqs. (5.11) e (5.12). .....	124
Figura 5.6. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.48) e fatores de atrito teóricos estimados pela Eq. (5.49), para escoamento laminar, permanente e não-isotérmico de suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,4 °Brix em dutos anulares concêntricos com relação de diâmetros ( $\kappa$ ) de 0,23 e 0,36. ....	131
Figura 5.7. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.48) e fatores de atrito teóricos para escoamento isotérmico, laminar e plenamente desenvolvido de suco de maracujá a 39,9 °Brix e 59,2 °C em dutos anulares concêntricos com relação de diâmetros $\kappa = 0,23$ e $0,36$ : (a) Predição pela Eq. (5.74), considerando o suco de maracujá um fluido Herschel-Bulkley; (b) Predição pela Eq. (5.51), considerando o suco de maracujá como um fluido Lei da Potência (DELPLACE e LEULIET, 1995). .....	138
Figura 5.8. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.48) e teóricos para o suco de maracujá a 39,9 °Brix e 59,2 °C em escoamento isotérmico, laminar e plenamente desenvolvido por dutos anulares concêntricos com relação de diâmetros $\kappa = 0,23$ e $0,36$ : (a) Predição pelas Eqs. (5.22) a (5.25), considerando o suco de maracujá como um fluido Herschel-Bulkley; (b) Predição pelas Eqs. (5.11) e (5.12), considerando o modelo da Lei da Potência como sendo representativo do comportamento reológico do suco de maracujá..	139
Figura 5.9. Perfis de velocidade isotérmicos para fluidos PL em função da posição radial no anulo: (a) $\kappa = 0,36$ e $\bar{n} = 0,292, 0,310, 0,421$ são as faixas experimentais obtidas durante as medições de queda de pressão do suco de graviola 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix escoando em regime laminar por anulos concêntricos ; (b) $\kappa = 0,500$	

e $n = 0,2, 0,6, 0,8, 1,0$ e $2,0$ . .....	144
Figura 5.10. Perfis de velocidade isotérmicos para fluidos HB nas condições experimentais obtidas durante as medições de perda de carga do suco de maracujá a $39,9$ °Brix escoando em regime laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido por ânnulos concêntricos. ....	146
Figura 5.11. Perfis de velocidade isotérmicos para fluidos Newtoniano ( $n = 1,0$ e $T_0 = 0$ ), PL ( $n = 0,1$ e $T_0 = 0$ ), Bingham ( $n = 1,0$ e $T_0 = 0,35$ ) e HB ( $n = 0,1$ e $T_0 = 0,35$ ) escoando em regime laminar e plenamente desenvolvido por ânnulos concêntricos: (a) $\kappa = 0,2$ ; (b) $\kappa = 0,5$ .....	147
Figura 6.1. Representação esquemática da geometria utilizada nos ensaios experimentais de transferência de calor para o suco de graviola a $24,3$ °Brix e para o suco de maracujá a $29,4$ e $39,9$ °Brix em ânnulos concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular ( $\kappa = 0,23$ e $0,36$ ). ....	154
Figura 6.2. Dados experimentais obtidos no aquecimento de suco de graviola a $19,1$ °Brix em dutos circulares com diferentes diâmetros internos. (a) Valores experimentais de $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}]$ em função de Graetz ( $Gz$ ), juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.10), conforme METZNER et al. (1957); (b) Valores experimentais de $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}]$ em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.5), conforme PIGFORD (1955). ....	165
Figura 6.3. (a) Valores experimentais de $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^b]$ em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.17), de acordo com GORI (1978); (b) Valores experimentais de $Nu/3,6568[(28n+5)/(25n+8)]$ em função de $Gz^{0,34}[(3n+1)/4n]^{1/3}[(28n+5)/(25n+8)]$ , juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.18), conforme PRUSA e MANGLIK (1994), para aquecimento de suco de graviola a $19,1$ °Brix em dutos circulares com diferentes diâmetros.....	166
Figura 6.4. Resultados obtidos na transferência de calor para o suco de maracujá a $29,4, 34,3$ e $41,3$ °Brix, aquecido em tubos cilíndricos com diferentes diâmetros, considerando o modelo reológico da Lei da Potência: (a) Valores experimentais de $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^b]$ em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.17), conforme GORI (1978); (b) Valores experimentais de $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}]$ em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.10), conforme METZNER et al. (1957). 172	
Figura 6.5. Resultados para o suco de maracujá a $29,4, 34,3$ e $41,3$ °Brix no aquecimento em tubos cilíndricos com diferentes diâmetros, considerando o modelo reológico da Lei da Potência: (a) Valores experimentais de $Nu/[2,006(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}]$ em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo novo modelo empírico descrito na Eq. (6.20); (b) Valores experimentais de $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,354}]$ em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo modelo empírico dado na Eq. (6.21). ....	173
Figura 6.6. Valores experimentais de $Nu/[1,966(\delta_{hb})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}]$ em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo novo modelo empírico descrito na Eq. (6.23) para o suco de maracujá a $29,4, 34,3$ e $41,3$ °Brix em aquecimento por tubos cilíndricos, considerando o modelo reológico de Herschel-Bulkley.....	176
Figura 6.7. Resultados obtidos para a transferência de calor de suco de graviola a $24,3$ °Brix em ânnulos	

- concêntricos, com relação de diâmetros do espaço anular de  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ : (a) Valores experimentais de  $Nu/[5,1(\delta_{pi})^{1/3}(K/K_p)^{0,11}\kappa^{0,61}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo novo modelo empírico dado pela Eq. (6.27); (b) Valores experimentais de  $Nu/[6,4\kappa^{0,61}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo modelo empírico descrito na Eq. (6.29). ..... 179
- Figura 6.8. (a) Valores experimentais de  $Nu/[5,5(\delta_{hb})^{1/3}(K/K_p)^{0,33}\kappa^{0,49}]$  em função do número de Graetz, juntamente com valores preditos pelo novo modelo empírico dado na Eq. (6.30), para suco de maracujá (Fluido HB) em aquecimento por ânnulos concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ : (a) 29,4 °Brix e (b) 39,9 °Brix. .... 184
- Figura 6.9. Valores experimentais de  $Nu/[6,8(\delta_{hb})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}\kappa^{0,48}]$  em função do número de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo novo modelo empírico, dado pela Eq. (6.31), para aquecimento de suco de maracujá (Fluido HB) em ânnulos concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$  : (a) 29,4 °Brix e (b) 39,9 °Brix. .... 184
- Figura 6.10. Valores experimentais de  $Nu/[7,4\kappa^{0,45}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo modelo empírico dado na Eq. (6.32) para aquecimento de suco de maracujá (Fluido HB) em ânnulos concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$  : (a) 29,4 °Brix e (b) 39,9 °Brix. .... 185
- Figura 6.11. (a) Valores experimentais de  $Nu/[4,9(\delta_{pi})^{1/3}(K/K_p)^{0,42}\kappa^{0,46}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.33) para suco de maracujá (Fluido PL) em aquecimento por ânnulos concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ : (a) 29,4 °Brix e (b) 39,9 °Brix. .... 186

---

---

## LISTA DE TABELAS

---

---

Tabela 2.1. Composição química e física da polpa de graviola (Fonte: ACQUARONE et al., 1996), do suco de maracujá concentrado (Fonte: ADORNO, 1997) e do suco de maracujá natural (Fonte: GARRUTI, 1989).....	9
Tabela 2.2. Composição química da graviola e dos sucos de maracujá e de laranja (Fonte: USDA, 2005).....	9
Tabela 3.1. Valores de RMS (%) e erros absolutos relativos máximos ( $\text{Max}\Delta\text{Er}$ ), mínimos ( $\text{Min}\Delta\text{Er}$ ) e médios ( $\text{Mean}\Delta\text{Er}$ ) entre os dados observados experimentalmente (nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos pelas Eqs. (3.10), (3.11), (3.12) e (3.13) para o calor específico do suco de graviola. ....	34
Tabela 3.2. Valores de RMS (%) e erros absolutos relativos máximos ( $\text{Max}\Delta\text{Er}$ ), mínimos ( $\text{Min}\Delta\text{Er}$ ) e médios ( $\text{Mean}\Delta\text{Er}$ ) entre os dados observados experimentalmente (nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e aqueles preditos nas mesmas temperaturas pelas Eqs. (3.14), (3.15), (3.16) e (3.17) para a condutividade térmica do suco de graviola. ....	39
Tabela 3.3. Valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos máximos ( $\text{Max}\Delta\text{Er}$ ), mínimos ( $\text{Min}\Delta\text{Er}$ ) e médios ( $\text{Mean}\Delta\text{Er}$ ) entre os dados observados experimentalmente (nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos nas mesmas temperaturas pelas Eqs. (3.18) e (3.19) para a densidade do suco de graviola...	41
Tabela 3.4. Composição química do suco de maracujá concentrado (50,8 a 51,4 °Brix, 2,4 a 2,8 % de polpa). .....	44
Tabela 3.5. Valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos $\text{Max}\Delta\text{Er}$ , $\text{Min}\Delta\text{Er}$ e $\text{Mean}\Delta\text{Er}$ entre os dados observados experimentalmente (conjunto de dados nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos pelas Eqs. (3.11), (3.12), (3.13), (3.20), (3.21) e (3.22) a (3.28) para o calor específico do suco de maracujá.	47
Tabela 3.6. Valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos $\text{Max}\Delta\text{Er}$ , $\text{Min}\Delta\text{Er}$ e $\text{Mean}\Delta\text{Er}$ entre os valores	

observados experimentalmente (conjunto de dados nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos pelas Eqs. (3.32), (3.33), (3.16), (3.17) e (3.34) a (3.40) para a condutividade térmica do suco de maracujá. 51

Tabela 3.7. Valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos  $\text{Max}\Delta E_r$ ,  $\text{Min}\Delta E_r$  e  $\text{Mean}\Delta E_r$  entre os valores observados experimentalmente (conjunto de dados nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos pelas Eqs. (3.44), (3.45) e (3.46) a (3.52) para a densidade do suco de maracujá. .... 56

Tabela 4.1. Parâmetros reológicos  $K$  e  $n$  e RMS (%) obtidos no ajuste do modelo da Lei da Potência aos dados experimentais do suco de graviola nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de 9,3 a 49,4 °Brix. .... 66

Tabela 4.2. Parâmetros do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ) e resultados estatísticos ( $R^2$ , SSR e RMS) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos valores de índice de consistência ( $K$ ) do suco de graviola. .. 68

Tabela 4.3. Valores médios de  $n$  ( $\bar{n}$ ) e desvio padrão ( $sd$ ) para cada concentração de sólidos solúveis ( $x_{ss}$ ) estudada do suco de graviola nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C. .... 69

Tabela 4.4. Constantes  $\eta$  e  $\phi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de índice de consistência ( $K$ ) do suco de graviola. .... 72

Tabela 4.5. Constantes  $\eta$  e  $\phi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de índice de comportamento ( $n$ ) do suco de graviola. .... 72

Tabela 4.6. Parâmetros reológicos  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$  e  $n_{hb}$  e RMS (%) obtidos no ajuste do modelo HB aos dados experimentais do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de 9,8 a 49,4 °Brix. ... 78

Tabela 4.7. Parâmetros reológicos  $K_{pl}$  e  $n_{pl}$ ,  $R^2$  e RMS (%) obtidos no ajuste do modelo PL aos dados experimentais do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de 9,8 a 49,4 °Brix. ... 79

Tabela 4.8. Constantes do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ),  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos dados de tensão de cisalhamento ( $\tau_0$ ) do suco de maracujá. .... 82

Tabela 4.9. Constantes do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ),  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos valores de índice de consistência ( $K_{hb}$ ) do suco de maracujá. .... 82

Tabela 4.10. Constantes do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ),  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos valores de índice de comportamento ( $n_{hb}$ ) do suco de maracujá. .... 83

Tabela 4.11. Constantes do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ),  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos valores de índice de consistência ( $K_{pl}$ ) do suco de maracujá. .... 84

Tabela 4.12. Constantes  $\eta$  e  $\phi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de tensão residual ( $\tau_0$ ) do suco de maracujá. .... 90

Tabela 4.13. Constantes  $\eta$  e  $\phi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de índice de consistência ( $K_{hb}$ ) do suco de maracujá. .... 90

Tabela 4.14. Constantes $\eta$ e $\varphi$ , $R^2$ , SSR e RMS obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos índices de comportamento ( $n_{hb}$ ) do suco de maracujá. ....	90
Tabela 4.15. Constantes $\eta$ e $\varphi$ , $R^2$ , SSR e RMS obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de índice de consistência do modelo PL ( $K_{pl}$ ) para o suco de maracujá.....	91
Tabela 4.16. Coeficientes $\eta_1$ , $E_a$ e $\varphi_1$ da Eq. (4.19), a qual descreve o efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre os parâmetros reológicos do suco de maracujá ( $\tau_0$ , $K_{hb}$ , $n_{hb}$ e $K_{pl}$ ), juntamente com os resultados das análises de regressão, $R^2$ , SSR e RMS. ....	95
Tabela 5.1. Valores de queda de pressão ( $\Delta P$ ), densidade ( $\rho$ ) e índice de consistência ( $K$ ) calculados na temperatura média, número de Reynolds generalizado ( $Re_g$ ) e fatores de atrito experimentais ( $f_{exp}$ ) e teóricos ( $f_{teo}$ ), obtidos no escoamento laminar, não-isotérmico e permanente de suco de graviola a 9,8, 24,3 e 34,6 °Brix em tubos cilíndricos com diferentes diâmetros internos. ....	121
Tabela 5.2. Temperaturas de mistura na entrada ( $T_{b1}$ ) e na saída ( $T_{b2}$ ), temperaturas médias ( $\bar{T}$ ) e índices de consistência ( $K - T_{b1}$ , $K - T_{b2}$ e $K - \bar{T}$ ), calculados nestas três temperaturas para o suco de graviola a 9,8, 24,3 e 34,6 °Brix escoando em regime laminar, permanente e não-isotérmico através de tubos circulares. ...	123
Tabela 5.3. Parâmetros reológicos dos modelos Herschel-Bulkley e Lei da Potência, utilizados para o cálculo dos fatores de atrito teóricos do suco de maracujá a 39,9 e 49,4 °Brix, nas respectivas temperaturas de 59,2 e 48,2 °C, no escoamento por tubos cilíndricos em regime laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido, juntamente com as faixas de $\psi Re_g$ e $Re_g$ atingidas mediante as condições experimentais. ....	125
Tabela 5.4. Queda de pressão ( $\Delta P$ ), fatores de atrito experimentais e teóricos ( $f_{exp}$ e $f_{teo}$ ) e números de Reynolds ( $\psi Re_g$ e $Re_g$ ) para o escoamento em dutos circulares nos regimes laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido de suco de maracujá a 39,9 e 49,4 °Brix, nas respectivas temperaturas de 59,2 e 48,2 °C, considerando os modelos reológicos HB e PL. ....	127
Tabela 5.5. Valores de RMS e erros absolutos relativos máximos, mínimos e médios entre os fatores de atrito teóricos e experimentais, utilizando os modelos reológicos HB e PL para estimativa dos números de Reynolds no escoamento isotérmico, plenamente desenvolvido e laminar de suco de maracujá a 39,9 °Brix (59,2 °C) e 49,4 °Brix (48,2 °C) em duto cilíndrico com diferentes diâmetros. ....	128
Tabela 5.6. Queda de pressão ( $\Delta P$ ), fatores de atrito experimentais e teóricos ( $f_{exp}$ e $f_{teo}$ ) e números de Reynolds ( $Re_{g-R_h}$ , $Re'_g$ e $Re_{n,\kappa}$ ) estimados conforme metodologias (i), (ii) e (iii), para o escoamento laminar, não-isotérmico e permanente do suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix em dutos anulares concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular. ....	132
Tabela 5.7. Temperaturas de mistura na entrada ( $T_{b1}$ ) e na saída ( $T_{b2}$ ) da seção de teste, temperatura média ( $\bar{T}$ ), densidade ( $\rho$ ) na temperatura média e índices de consistência, $K - \bar{T}$ , $K - T_{b1}$ e $K - T_{b2}$ , calculados respectivamente, nas temperaturas média e de mistura para o suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix	

escoando em regime laminar e não-isotérmico através de ânnulos concêntricos, com relações de diâmetro do ânnulo ( $\kappa$ ) de 0,23 e 0,36.....	134
Tabela 5.8. Valores de RMS e erros absolutos relativos máximos, mínimos e médios entre $f_{exp}$ , obtidos pela Eq. (5.48) e $f_{teo}$ , estimados pelas Eqs. (5.11), (5.49) e (5.51) para suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix escoando em regime laminar, permanente e não-isotérmico por ânnulos concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular. ....	135
Tabela 5.9. Valores de RMS (%) e erros relativos entre os fatores de atrito experimentais, calculados pela Eq. (5.48), e os fatores teóricos estimados pelas Eqs. (5.74), (5.51), (5.22) e (5.11), para escoamento laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido de suco de maracujá a 39,9 °Brix e 59,2 °C em ânnulos concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular ( $\kappa = 0,23$ e $0,36$ ). ....	140
Tabela 5.10. Queda de pressão ( $\Delta P$ ), fatores de atrito experimentais e teóricos ( $f_{exp}$ e $f_{teo}$ ) e números de Reynolds ( $Re_{T_0, n, \kappa}$ e $Re_g'$ ) para o escoamento laminar, plenamente desenvolvido e isotérmico do suco de maracujá a 39,9 °Brix em dutos anulares concêntricos, considerando o modelo reológico Herschel-Bulkley e a solução da equação de momento e considerando o modelo Lei da Potência (DELPLACE e LEULIET, 1995). ....	141
Tabela 5.11. Queda de pressão, fatores de atrito experimentais e teóricos e números de Reynolds ( $\psi Re_g$ e $Re_g$ ) para o escoamento laminar, plenamente desenvolvido e isotérmico do suco de maracujá a 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos, considerando os modelos reológicos HB e PL e utilizando o conceito do raio hidráulico. ....	141
Tabela 6.1. Valores de RMS (%) e erros relativos entre os dados experimentais de troca térmica para o suco de graviola a 19,1 °Brix em tubos e os valores preditos pela equação de Lévêque para fluidos Newtonianos e pelas expressões propostas para fluidos Lei da Potência, dadas pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18).....	166
Tabela 6.2. Valores experimentais de $Nu$ , $h_{in}$ e $Gz$ obtidos no aquecimento de suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix em tubos cilíndricos com diferentes diâmetros. ....	168
Tabela 6.3. Variações atingidas ao longo dos ensaios experimentais de aquecimento do suco de maracujá a diferentes concentrações em tubos cilíndricos para os parâmetros reológicos $\tau_0$ , $K_{hb}$ , $n_{hb}$ e $K_{pl}$ , calculados na temperatura média entre entrada e saída das seções de teste. ....	168
Tabela 6.4. Valores de $\psi Re_g$ , $Pr_{hb}$ e $Pe$ para fluidos HB, calculados respectivamente pelas Eqs. (5.12) e (5.23), (6.14) e (6.15), nas condições experimentais obtidas durante aquecimento de suco de maracujá em tubos cilíndricos, juntamente com os valores de $Re_g$ , $Pr_g$ e $Pe$ para fluidos Lei da Potência, calculados conforme Eqs. (5.12), (6.13) e (6.11), respectivamente.....	168
Tabela 6.5. Variações das temperaturas de mistura de entrada ( $T_{b1}$ ) e de saída ( $T_{b2}$ ), juntamente com as variações da diferença de temperatura ( $T_{b2} - T_{b1}$ ) obtidas nos ensaios experimentais de aquecimento de suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix em dutos circulares com diferentes diâmetros.....	169

Tabela 6.6. Valores de RMS (%) e erros absolutos relativos máximos, mínimos e médios entre os dados experimentais de troca térmica do suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix escoando em tubos cilíndricos e os valores preditos pela expressão de Lévêque para fluidos Newtonianos e pelos modelos propostos para fluidos Lei da Potência, dados pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18).....	171
Tabela 6.7. Valores de RMS (%) e erros absolutos relativos máximos, mínimos e médios entre os dados experimentais de troca térmica do suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix escoando em tubos cilíndricos e os valores preditos pela expressão de Lévêque para fluidos Newtonianos e pelos modelos dados pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18), nas quais o parâmetro $\delta_{pi}$ foi substituído por $\delta_{hb}$ . ....	174
Tabela 6.8. Valores experimentais de $Nu$ , $h_{in}$ e $Gz$ obtidos no aquecimento do suco de graviola a 24,3 °Brix em ânnulos concêntricos com relação de diâmetros $\kappa = 0,23$ e $0,36$ .....	177
Tabela 6.9. Variações atingidas pelos números de Reynolds e Prandlt, calculados nas condições experimentais obtidas nos ensaios de troca térmica do suco de graviola a 24,3 °Brix em ânnulos concêntricos com relação de diâmetros $\kappa = 0,23$ e $0,36$ . ....	177
Tabela 6.10. Valores calculados de $Nu$ , $h_{in}$ e $Gz$ nas condições experimentais atingidas durante aquecimento de suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular ( $\kappa = 0,23$ e $0,36$ ). ....	181
Tabela 6.11. Valores calculados de $\tau_0$ , $K_{hb}$ , $n_{hb}$ e $K_{pl}$ nas condições experimentais de temperatura média, obtidas no aquecimento de suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos, com relação de diâmetros do espaço anular $\kappa = 0,23$ e $0,36$ . ....	181
Tabela 6.12. Valores calculados de $\psi Re_g$ , $Pr_{hb}$ e $Pe$ (Fluido HB) e de $Re_g$ , $Pr_g$ e $Pe$ (Fluido PL) nas condições experimentais obtidas no aquecimento de suco de maracujá a 29,9 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos com relações de diâmetros $\kappa = 0,23$ e $0,36$ . ....	182
Tabela 6.13. Variações experimentais de temperatura de mistura na entrada ( $T_{b1}$ ) e na saída ( $T_{b2}$ ) das seções de teste e variação da diferença de temperatura entre entrada e saída ( $T_{b2} - T_{b1}$ ), as quais foram obtidas considerando os 324 ensaios de aquecimento do suco de maracujá a 29,9 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos, com relações de diâmetros $\kappa = 0,23$ e $0,36$ .....	182
Tabela A.1. Valores de $\Omega_{hb}(T_0, n, \kappa)$ para vários $T_0$ , $\kappa$ e $n$ . ....	212



---

---

## LISTA DE SÍMBOLOS

---

---

$a$	Constante geométrica adimensional definida por KOZICKI et al. (1966), Eq. (5.56)
$A$	Área referente à superfície “molhada”, Eq. (5.1), $m^2$
$A_c$	Seção transversal de escoamento, $m^2$
$b$	Constante definida por GORI (1978), Eq. (6.17), adimensional
$Br$	Número de Brinkman, Eq. (6.16), adimensional
$C_p$	Calor específico, $J\ kg^{-1}\ ^\circ C^{-1}$ ou $kJ\ kg^{-1}\ ^\circ C^{-1}$
$C_{p_i}$	Calor específico do componente $i$ de um alimento, $J\ kg^{-1}\ ^\circ C^{-1}$ ou $kJ\ kg^{-1}\ ^\circ C^{-1}$
$D$	Diâmetro interno de um tubo circular, m
$D_h$	Diâmetro equivalente ou diâmetro hidráulico, $D_h = 4A_c/P$ , m
$D_i$	Diâmetro interno de um ânulo, m
$D_o$	Diâmetro externo de um ânulo, m
$E_a$	Energia de ativação definida na Eq. (4.10), $J\ mol^{-1}$
$E_c$	Energia cinética por unidade de volume, Eq. (5.1), $J\ m^{-3}$
$f$	Fator de atrito de Fanning, Eq. (5.1), adimensional
$f_{exp}$	Fator de atrito obtido por valores experimentais de queda de pressão, Eqs. (5.4) e (5.48), adimensional
$f_{teo}$	Fator de atrito de Fanning obtido analiticamente, adimensional
$f_1(x), f_2(x), f_3(x)$	Funções definidas em YANG e KRIEGER (1978), Eqs. (4.4), (4.6) e (4.7)
$F_k$	Força de arraste ( <i>drag force</i> ), Eq. (5.1), N

$g$	Aceleração da gravidade, $\text{m s}^{-2}$
$Gz$	Número de Graetz, Eq. (6.12), adimensional
$h_{\text{ln}}$	Coefficiente convectivo médio de troca térmica baseado em $\Delta T_{\text{ln}}$ , $\text{W m}^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$Hb$	Número de Herschel-Bulkley (NOUAR et al., 1994), adimensional
$He$	Número de Hedstrom generalizado, Eq. (5.25), adimensional
$i$	Componente do alimento (proteína, cinza, etc.)
$k$	Condutividade térmica, $\text{W m}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$k'$	Condutividade térmica do material da célula de medição das propriedades térmicas, $\text{W m}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$\bar{k}$	Condutividade térmica média no intervalo $T_1, T_2$ , Eq. (3.2), $\text{W m}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$k_i$	Condutividade térmica do componente $i$ de um alimento, $\text{W m}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$k_w$	Condutividade térmica da água pura $\text{W m}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$K$	Índice de consistência, Eqs. (4.8) e (4.9), $\text{Pa s}^n$
$K'$	Índice de consistência generalizado, Eq. (5.36), $\text{Pa s}^n$
$K_{\text{hb}}$	Índice de consistência obtido pelo ajuste do modelo de Herschel-Bulkley, $\text{Pa s}^n$
$K_{\text{pl}}$	Índice de consistência obtido pelo ajuste do modelo Power-Law, $\text{Pa s}^n$
$K_p$	Índice de consistência na superfície interna da parede de um duto, $\text{Pa s}^n$
$K - T_{b1}$	Índice de consistência na temperatura de mistura na entrada da seção de teste, $\text{Pa s}^n$
$K - T_{b2}$	Índice de consistência na temperatura de mistura na saída da seção de teste, $\text{Pa s}^n$
$K - \bar{T}$	Índice de consistência na temperatura média entre entrada e saída da seção, $\text{Pa s}^n$
$L$	Comprimento de um duto, m
$\dot{m}$	Taxa de vazão mássica, $\text{kg s}^{-1}$
Max $\Delta\text{Er}$	Erro absoluto relativo máximo, %
Min $\Delta\text{Er}$	Erro absoluto relativo mínimo, %
Mean $\Delta\text{Er}$	Erro absoluto relativo médio, %
$n$	Índice de comportamento, Eqs. (4.8) e (4.9), adimensional
$n'$	Índice de comportamento generalizado, adimensional
$\bar{n}$	Índice médio de comportamento do fluido, adimensional
$ne$	Número de ensaios experimentais
$n_{\text{hb}}$	Índice de comportamento obtido pelo ajuste do modelo de Herschel-Bulkley, adimensional
$n_{\text{pl}}$	Índice de comportamento obtido pelo ajuste do modelo Power-Law, adimensional
$N$	Função definida em KRIEGER e ELROD (1953), $N = d \ln \Omega / d \ln \tau$
$N', N''$	$N' = dN / d \ln \tau$ , $N'' = d^2 N / d(\ln \tau)^2$

$Nu$	Número de Nusselt médio, Eq. (6.1), adimensional
$p$	Pressão do fluido, Pa
$p_L$	Pressão estática em $z = L$ , Pa
$p_0$	Pressão estática em $z = 0$ , Pa
$P$	Perímetro molhado, m
$Pe$	Número de Péclet, $Pe = Re Pr$ , adimensional
$Pr_g$	Número de Prandtl generalizado definido para fluidos Power-Law, Eq. (6.13), adimensional
$Pr_{hb}$	Número de Prandtl generalizado definido para fluidos Herschel-Bulkley, Eq. (6.14), adimensional
$q$	Quantidade de calor, J
$\dot{q}$	Fluxo de calor, $\dot{q} = \dot{Q}/S$ , $W\ m^{-2}$ ou $J\ s^{-1}\ m^{-2}$
$\dot{Q}$	Taxa de transferência de calor, $\dot{Q} = dq/dt$ , $W$ ou $J\ s^{-1}$
$Q$	Vazão volumétrica, $m^3\ s^{-1}$
$r$	Coordenada radial em um sistema de coordenadas cilíndricas, m
$r^*$	Coordenada radial, $r^* = r/R$ , adimensional
$r_p$	Raio da zona empistonada referente à velocidade máxima e constante de um fluido Herschel-Bulkley escoando em duto cilíndrico, m
$R$	Raio interno de um cilindro externo formador de um anulo concêntrico ou raio interno de um tubo circular, m
$R_i$	Raio externo do cilindro interno formador de um anulo concêntrico, m
$R_h$	Raio hidráulico, m
$R_o$	Raio interno do cilindro interno da célula de BELLET et al. (1975), m
$R_1$	Raio externo do cilindro interno da célula de BELLET et al. (1975), m
$R_2$	Raio interno do cilindro externo da célula de BELLET et al. (1975), m
$R_E$	Raio externo do cilindro externo da célula de BELLET et al. (1975), m
$R^2$	Coefficiente de correlação
$Re$	Número de Reynolds para fluidos Newtonianos, Eq. (5.15), adimensional
$Re'$	Número de Reynolds generalizado definido originalmente por Metzner-Reed, Eq. (5.26), adimensional
$Re_g$	Número de Reynolds generalizado definido a partir da equação de momento, Eq. (5.12), adimensional
$Re_{gi}$	Número de Reynolds definido em HANKS (1978), Eq. (5.24), adimensional

$Re'_g$	Número de Reynolds generalizado definido por DELPLACE e LEULIET (1995), Eq. (5.52), adimensional
$Re_{g-R_h}$	Número de Reynolds generalizado baseado no raio hidráulico, adimensional
$Re_{n,\kappa}$	Número de Reynolds definido por FREDRICKSON e BIRD (1958b) para fluidos Power-Law, Eq. (5.50), adimensional
$Re_{T_0,n,\kappa}$	Número de Reynolds definido para fluidos Herschel-Bulkley, Eq. (5.75), adimensional
RMS	Magnitude da raiz média quadrática, Eq. (3.8), %
$S$	Área superficial normal à transferência de calor, $m^2$
$sd$	Desvio padrão
SSR	Soma dos quadrados da diferença entre os valores observados e os preditos
$t$	Tempo, s
$T$	Temperatura, °C
$\bar{T}$	Temperatura média, °C
$T_{b1}, T_{b2}$	Temperaturas de mistura na entrada e saída das seções de teste, °C
$T_k$	Temperatura absoluta, K
$T_p$	Temperatura de superfície interna de parede, °C
$T_{p1}, T_{p2}$	Temperatura de parede em $z = 0$ e $z = L$ , °C
$T_0$	Parâmetro definido por HANKS (1979) como $T_0 = 2\tau_0 L / \Delta PR = \tau_0 / \tau_p$ , adimensional
$T_1$	Temperatura de superfície do cilindro interno da célula de BELLET et al. (1975), °C
$T_2$	Temperatura de superfície do cilindro externo da célula de BELLET et al. (1975), °C
$T_\infty (R_1)$	Temperatura de equilíbrio em $R_1$ após início do aquecimento da amostra na célula de medição das propriedades térmicas, °C
$v_i$	Volume específico parcial do componente $i$ na solução, $m^3$
$v_s$	Volume específico parcial do soluto, $m^3$
$v_w$	Volume específico parcial da água, $m^3$
$v_z$	Velocidade local de escoamento na direção axial, $m\ s^{-1}$
$v_{z-max}$	Velocidade máxima de escoamento na direção axial, $m\ s^{-1}$
$\bar{v}_z$	Velocidade média de escoamento na direção axial, $m\ s^{-1}$
$V$	Volume específico, $m^3$
$x$	Função definida em KRIEGER (1968), $x = 2N \ln \epsilon$
$x_a$	Fração mássica das cinzas, kg de cinza por kg de solução
$x_c$	Fração mássica dos carboidratos, kg de carboidrato por kg de solução

$x_e$	Comprimento de entrada hidrodinâmico, m
$x_f$	Fração mássica das fibras, kg de fibras por kg de solução
$x_i$	Fração mássica do componente $i$ do alimento, kg do componente $i$ por kg de solução
$x_p$	Fração mássica das proteínas, kg de proteína por kg de solução
$x_{so}$	Fração mássica de sólidos solúveis, kg de sólidos solúveis por kg de solução
$x_{ss}$	Concentração de sólidos solúveis, °Brix
$x_w$	Fração mássica de água, kg de água por kg de solução
$x_i^v$	Fração volumétrica do componente $i$ do alimento, $m^3$ do componente $i$ por $m^3$ de solução
$X^+$	Número de Cameron, $X^+ = 2z/DPe$ , adimensional
$Y_j$	Valores observados experimentalmente
$\hat{Y}_j$	Valores preditos por modelos empíricos ou teóricos
$\bar{Y}_j$	Média dos valores observados experimentalmente
$z$	Coordenada axial em um sistema de coordenadas cilíndricas, m
$z_{te}^*$	Comprimento de entrada térmica adimensional, $z_{te}^* = 2z/RPe$ , adimensional

*Letras Gregas*

$\beta_v$	Gradiente de velocidade na parede do tubo, $s^{-1}$
$\delta$	Parâmetro que relaciona o gradiente de velocidade na parede entre fluidos não-Newtonianos e fluidos Newtonianos, Eq. (6.7), adimensional
$\delta_{pl}$	Parâmetro que relaciona o gradiente de velocidade na parede entre um fluido Power-Law e um Newtoniano, Eq. (6.8), adimensional
$\delta_{hb}$	Parâmetro adimensional que relaciona o gradiente de velocidade na parede entre um fluido Herschel-Bulkley e um Newtoniano, Eq. (6.9)
$\varepsilon$	Relação dos raios dos cilindros externo e interno do reômetro, adimensional
$\phi$	Função definida na Eq. (5.53), adimensional
$\gamma$	Função definida por FREDRICKSON e BIRD (1958a), Eq. (5.43)
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação, Eq. (4.1), $s^{-1}$
$\dot{\gamma}_1$	Taxa de deformação, Eq. (4.2), $s^{-1}$
$\dot{\gamma}_p$	Taxa de deformação na parede do tubo, Eq. (4.1), $s^{-1}$
$\mu$	Viscosidade do modelo de Newton, Pa s
$\mu_a$	Viscosidade aparente, Pa s
$\mu_p$	Viscosidade do modelo de Newton calculada na temperatura de parede, Pa s

$\eta$	Parâmetro do modelo definido na Eq. (4.13), $\text{Pa } (^{\circ}\text{Brix})^{-1}$ , $\text{Pa s}^n (^{\circ}\text{Brix})^{-1}$ ou $(^{\circ}\text{Brix})^{-1}$
$\eta_g$	Parâmetro reológico a ser estimado pela Eq. (4.13), $\tau_0$ (Pa), $K$ ( $\text{Pa s}^n$ ) ou $n$ (adimensional)
$\eta_{g_0}$	Parâmetro reológico no modelo dado pela Eq. (4.10), $\tau_0$ (Pa), $K$ ( $\text{Pa s}^n$ ) ou $n$ (adimensional)
$\eta_{g_1}$	Parâmetro reológico no modelo dado pela Eq. (4.19), $\tau_0$ (Pa), $K$ ( $\text{Pa s}^n$ ) ou $n$ (adimensional)
$\eta_0$	Parâmetro do modelo dado pela Eq. (4.10), Pa, $\text{Pa s}^n$ ou adimensional
$\eta_1$	Constante empírica na Eq. (4.19), $\text{Pa } (^{\circ}\text{Brix})^{-1}$ , $\text{Pa s}^n (^{\circ}\text{Brix})^{-1}$ ou $(^{\circ}\text{Brix})^{-1}$
$\phi$	Parâmetro do modelo definido na Eq. (4.13), adimensional
$\phi_1$	Constante empírica na Eq. (4.19), adimensional
$\kappa$	Relação de raios dos cilindros que formam um anulo concêntrico, $\kappa = D_i/D_0$ ou $\kappa = R_i/R$ , adimensional
$\lambda$	Local da máxima velocidade de um fluido no anulo, Eqs. (5.40) e (5.61), adimensional
$\lambda_1$	Local no anulo onde $\tau_{rz} = \pm\tau_0$ , sendo $\lambda_1 < \lambda$ , Eq. (5.68), adimensional
$\lambda_2$	Local no anulo onde $\tau_{rz} = \pm\tau_0$ , sendo $\lambda_2 > \lambda$ , Eq. (5.69), adimensional
$\rho$	Densidade, $\text{kg m}^{-3}$
$\rho_i$	Densidade do componente $i$ de um alimento, $\text{kg m}^{-3}$
$\rho_w$	Densidade da água pura, $\text{kg m}^{-3}$
$\tau$ ou $\tau_{rz}$	Tensão de cisalhamento, Eqs. (4.8) e (4.9), Pa
$\tau_p$	Tensão de cisalhamento na parede, Pa
$\tau_0$	Tensão de cisalhamento residual, Eq. (4.9), Pa
$\upsilon$	Parâmetro definido na Eq. (5.53), adimensional
$\xi$	Parâmetro geométrico, Eq. (5.54), adimensional
$\psi$	Função de escoamento laminar, Eq. (5.23), adimensional
$\psi_1$	Função definida na Eq. (5.21), adimensional
$\zeta_0$	Relação entre a tensão residual de um fluido Herschel-Bulkley e a tensão de cisalhamento na parede, $\zeta_0 = r_p/R = \tau_0/\tau_p$ , adimensional
$\Delta E_r$	Erro absoluto relativo, Eq. (3.9), %
$\Delta P$	Queda de pressão, onde $\Delta P = P_0 - P_L$ e $P = p + \rho g z$ é a pressão modificada para $\rho$ e $g$ constantes, Pa
$\Delta T_{\ln}$	Diferença de temperatura baseada na média logarítmica, Eq. (6.3), $^{\circ}\text{C}$
$\Omega$	Velocidade angular do fluido no reômetro, $\text{rad s}^{-1}$

$\Omega_p$	Função da taxa volumétrica de escoamento definida por FREDRICKSON e BIRD (1958a), Eq. (5.42)
$\Omega_{hb}$	Função da taxa volumétrica de escoamento definida por HANKS (1979), Eq. (5.71)



---

---

## PREFÁCIO

---

---

Este trabalho visa primordialmente apresentar os principais resultados da Tese de Doutorado intitulada “Termofluidodinâmica de Sucos de Frutas Pseudoplásticos em Dutos Cilíndricos e Ânulos Concêntricos” de autoria de Ana Carolina Amaral Gratão e supervisionada pelos Professores Dr. Vivaldo Silveira Júnior (orientador) e Dr. Javier Telis-Romero (co-orientador). Os resultados aqui apresentados são de aplicação direta e prática para os engenheiros das indústrias de alimentos, bem como para pesquisadores e professores que de alguma forma lidam com o processamento de fluidos não-Newtonianos em trocadores de calor. Os objetivos principais desta Tese consistem em fornecer simples correlações para o cálculo dos coeficientes convectivos médios de troca térmica, dos fatores de atrito, bem como dos parâmetros reológicos e das propriedades térmicas dos produtos alimentícios considerados, os sucos de graviola e de maracujá. As geometrias avaliadas foram os dutos lisos cilíndricos e os ânulos concêntricos. Para facilitar a adequada compreensão do trabalho, o mesmo encontra-se subdividido em sete capítulos, sendo que um Resumo Geral antecede o Capítulo 1, no qual é apresentado uma Introdução Geral dos assuntos investigados, bem como as justificativas da escolha do tema e os objetivos específicos do trabalho. No Capítulo 2 é apresentada uma breve Revisão Bibliográfica dos tópicos abordados, nos Capítulos 3 e 4 são apresentados os principais resultados referentes às propriedades térmicas e reológicas dos sucos de graviola e de maracujá e, finalmente, nos Capítulos 5 e 6 são apresentadas as análises relativas à fluidodinâmica e à transferência de calor, respectivamente. Cada um dos capítulos está subdividido em: Introdução, Material e Métodos, Resultados e Discussões e Conclusões. Enfim, no Capítulo 7 são delineadas as principais conclusões obtidas a partir do desenvolvimento deste trabalho. Vale

ressaltar que a obtenção dos dados aqui apresentados exigiu um tempo considerável, devido ao uso sempre renovado dos produtos testados. É importante destacar também que, ao longo dos últimos quatro anos, três artigos técnicos foram preparados contendo os resultados desta Tese, os quais foram submetidos para publicação em periódicos indexados. Um dos artigos, que trata das propriedades térmicas do suco de maracujá a diferentes concentrações e temperaturas, foi publicado na *Journal of Food Process Engineering* (GRATÃO et al., 2005a). Um segundo artigo, que apresenta as propriedades reológicas do suco de graviola, bem como seus fatores de atrito no escoamento laminar por dutos circulares e ânulos concêntricos foi aceito para publicação na *Journal of Food Engineering* e encontra-se em fase de editoração (GRATÃO et al., 2006a). Um terceiro artigo, que relata as características de convecção forçada do suco de graviola em dutos circulares e anulares, bem como suas propriedades térmicas, foi aceito para publicação na *International Communications in Heat and Mass Transfer* e também se encontra no prelo (GRATÃO et al., 2006b). Outros dois artigos técnicos contemplando as características reológicas e hidrodinâmicas do suco de maracujá, bem como as características de troca térmica para este suco durante aquecimento em dutos circulares e ânulos concêntricos estão sendo cuidadosamente elaborados para submissão em periódicos de engenharia. Os resultados desta pesquisa foram também apresentados em congressos de diferentes áreas de engenharia: XV Congresso Brasileiro de Engenharia Química (GRATÃO et al., 2004b), 2<sup>nd</sup> Mercosur Congress on Chemical Engineering and 4<sup>th</sup> Mercosur Congress on Process Systems Engineering (GRATÃO et al., 2005b,c) e 6<sup>o</sup> Simpósio Latino Americano de Ciência de Alimentos (GRATÃO et al., 2005d,e). Sendo assim, considera-se que os resultados apresentados neste trabalho foram plenamente satisfatórios e renderam alguns frutos, que poderão ser úteis não somente para a comunidade científica, mas também para aplicações práticas nas indústrias de alimentos.

---

---

## RESUMO GERAL

---

---

As mais importantes aplicações técnicas dos fatores de atrito e dos coeficientes convectivos de transferência de calor, bem como das propriedades térmicas e reológicas, estão nas análises e projetos de bombas, tubulações e trocadores de calor. Os dutos circulares e anulares constituem uma importante configuração geométrica para as indústrias e, neste caso, os parâmetros de projeto são particularmente necessários para a modelagem dos processos de esterilização e pasteurização em trocadores de calor de tubo-duplo e tubo-triplo. Os trocadores de calor tubulares são comumente encontrados nas indústrias de alimentos, cujos produtos envolvidos geralmente têm alta viscosidade aparente, como os sucos e as polpas de frutas, os quais normalmente apresentam características de escoamento não-Newtonianas. Mediante os fatos apresentados, este trabalho tem como objetivo principal a obtenção de correlações empíricas para o cálculo do número de Nusselt no aquecimento dos sucos de graviola e de maracujá escoando em regime laminar por dutos circulares e ânulos concêntricos. Além disso, este trabalho visa agrupar as diferentes análises para os fatores de atrito em função dos diversos números de Reynolds sugeridos na literatura. As propriedades térmicas e reológicas dos sucos, fundamentais para as análises de fluidodinâmica e de transferência de calor, foram obtidas experimentalmente nas temperaturas de 0,4 °C a 68,8 °C e conteúdos de água de aproximadamente 50,0 a 90,0 %. Ambos os sucos apresentaram comportamento reológico pseudoplástico, sendo o suco de graviola satisfatoriamente caracterizado pelo modelo da Lei da Potência (do inglês *Power-Law*), enquanto que o suco de maracujá foi melhor caracterizado pelo modelo de Herschel-Bulkley. Para as análises de fluidodinâmica, obteve-se os fatores de atrito a partir de dados experimentais de queda de pressão, os quais foram coletados durante o escoamento

laminar e plenamente desenvolvido, sendo, em seguida, correlacionados através de diferentes expressões teóricas para o número de Reynolds. Neste caso, foi possível validar, através dos dados experimentais, correlações raramente utilizadas para determinação do fator de atrito laminar de fluidos que obedecem ao modelo de Herschel-Bulkley. Por outro lado, os resultados para fluidos que obedecem ao modelo da Lei da Potência, além de validar modelos já amplamente aceitos para o cálculo dos fatores de atrito, serviram, principalmente, para confirmar a veracidade dos parâmetros reológicos calculados e demonstrar a confiança nos protótipos utilizados para as medidas de perda de carga nos dutos circulares e nos ânnulos concêntricos. Para as análises de transferência de calor, determinou-se os coeficientes convectivos médios durante o aquecimento dos sucos na região de entrada térmica das geometrias consideradas. O escoamento era plenamente desenvolvido na entrada das seções de teste e as temperaturas de parede foram mantidas constantes através da circulação de água em um amplo banho termostático, no qual as seções de teste foram submersas. As medidas de temperatura de mistura permitiram a determinação de modelos empíricos altamente confiáveis ( $R^2 \geq 0,918$  e  $RMS \leq 9,5\%$ ) para a estimativa do número de Nusselt médio durante processo de aquecimento de fluidos Lei da Potência e Herschel-Bulkley em regiões circulares e anulares. Todos os resultados obtidos foram plenamente satisfatórios e poderão ser utilizados em análises futuras relacionadas à otimização de processos, nos quais estão envolvidos os sucos de maracujá (Herschel-Bulkley) e de graviola (Lei da Potência) ou produtos pseudoplásticos similares.

*PALAVRAS-CHAVE: Suco de graviola; Suco de maracujá; Propriedades térmicas; Reologia; Fluidos pseudoplásticos; Fluidodinâmica; Fator de atrito; Transferência de calor; Número de Nusselt; Coeficiente convectivo; Regime laminar; Ánnulos concêntricos; Dutos circulares.*

---

---

## ABSTRACT

---

---

The major technical applications of the friction factors and the convective heat transfer coefficients, as well as the thermal and rheological properties, are in the designing of pumps, piping and heat exchangers. The circular and annular ducts are an important geometric configuration for industries, and the design parameters are particularly necessary in the modeling of pasteurization and sterilization processes using double-pipe and triple-pipe heat exchangers. The tubular heat exchangers are commonly used in the food industries, whose products to be treated generally present high apparent viscosity, such as fruit juices and purees, which are generally characterized as non-Newtonian fluids. Considering the facts presented above, the main objective of this work was to obtain simple empiric correlations to calculate the average Nusselt numbers during the heating of soursop juices and passion fruit juices in the laminar flow through circular and annular ducts. Besides, this work aims to revise and apply different correlations for the friction factors as function of the various Reynolds numbers suggested in the literature. The thermophysical and the rheological properties of soursop juice and passion fruit juice, being essential for the hydrodynamic and heat transfer analyses, were experimentally determined in the ranges 0.4 °C to 68.8 °C and 50.0 % to 90.0 % water content. Both juices behaved as pseudoplastic fluids, being the soursop juice satisfactorily characterized by the Power-Law model, while the Herschel-Bulkley model was the best one to characterize the passion fruit juice. For the fluid dynamic analyses, the friction factors were obtained from pressure loss experimental data, collected during the laminar and fully established flows. In that case, it was possible to validate some rarely used methods for predicting laminar friction factors for Herschel-Bulkley fluids. On the other hand, the results obtained for the

Power-Law fluids were used to validate some widely accepted models and also to confirm the veracity of the rheological parameters and the reliability of the used prototype for pressure loss measurements in circular and annular ducts. For the heat transfer analyses, the mean convective heat transfer coefficients were obtained during the heating of the samples at the thermal entrance regions of the considered geometries. In that case, the velocity profiles were fully established at the entrance of the heating zone, and the surface temperatures of the tubes were constant, which was guaranteed by the submersion of the tested sections in a large thermostatic bath. The measurements of the bulk temperatures permitted the evaluation of reliable models ( $R^2 \geq 0,918$  and  $RMS \leq 9,5 \%$ ) to estimate the average Nusselt numbers for the heating process of Power-Law and Herschel-Bulkley fluids through circular and annular ducts. All the observed results were quite satisfactory and may be applied in optimization of processes, in which the soursop juice (Power-Law) and passion fruit juice (Herschel-Bulkley) are involved, as well as similar shear-thinning products.

*KEYWORDS: Soursop juice, Passion fruit juice, Thermal Properties; Rheology; Pseudoplastic fluids, Fluid-dynamics; Friction factor; Heat transfer; Nusselt number; Convective coefficient; Laminar flow. Concentric annuli; Circular ducts.*

---

---

# CAPÍTULO 1

---

---

## INTRODUÇÃO GERAL

Durante os últimos cinquenta anos, um número extenso de estudos tem sido realizado com o intuito de descrever os processos físicos que envolvem os fluidos não-Newtonianos, visto que muitos produtos de interesse industrial exibem este comportamento. Este é o caso de vários fluidos utilizados nas indústrias químicas, como as de fabricação de produtos de limpeza, higiene e cosméticos, nas indústrias petroquímicas e farmacêuticas, bem como nas indústrias que lidam com a extrusão de polímeros. Na indústria de alimentos, este tipo de fluido é igualmente habitual, como os sucos de frutas, as polpas, os purês, as geléias e as suspensões em geral. O suco de fruta pode ser considerado como uma mistura aquosa complexa, que contém ácidos policarboxílicos, açúcares, gordura, minerais, pectina, constituintes do aroma, pigmentos, proteínas e vitaminas. A pectina é insolúvel em água e durante o processamento do suco, a mesma dissolve-se como um colóide, resultando no aumento da viscosidade e no turvamento, ou opacidade, do suco (NAGY et al., 1993). Normalmente, as substâncias pécnicas e o alto teor de polpa do suco são os responsáveis pelo comportamento não-Newtoniano do mesmo (RAO, 1995). Sendo assim, a maioria dos sucos de

frutas são não-Newtonianos (RAO et al., 1984), como é o caso dos sucos de maracujá e de graviola.

O suco de maracujá é comercializado mundialmente, principalmente devido ao seu agradável aroma e incomparável sabor (VAILLANT et al., 1999). O maracujá amarelo (*Passiflora edulis* var. *flavicarpa*) é cultivado em quase todas as regiões tropicais da América do Sul, particularmente no Brasil e Equador, bem como em algumas zonas temperadas. O Brasil é, ao mesmo tempo, o maior produtor e consumidor mundial de maracujá, com uma plantação espalhada por diversas regiões do país, ocupando cerca de 33,4 mil hectares, dos quais 51 % encontram-se nos Estados da Bahia, São Paulo e Sergipe (TODA FRUTA, 2003). A produção total brasileira foi de aproximadamente 468 mil toneladas da fruta em 2001, o que representa 52 % da produção mundial (INSTITUTO BRASILEIRO DE GEOGRAFIA E ESTATÍSTICA, 2001). O segundo maior produtor de maracujá amarelo é o Equador, com cerca de 23 % do mercado, seguido pela Colômbia, que detém 8 % da produção mundial (ITI TROPICALS, 2005). O Equador é também o principal exportador de suco concentrado de maracujá, com 50 % do mercado, seguido pela Colômbia com 30 % do mercado em 2000 (MINISTÉRIO DA INTEGRAÇÃO NACIONAL, 2002). No Brasil, o maracujá é extremamente popular, sendo a procura tão grande que apesar de serem os principais produtores mundiais do fruto, eles necessitam de fornecedores adicionais para atender à demanda (QUICORNAC S.A., 2002). É por este motivo que o Brasil desempenha um importante papel no mercado internacional de suco de maracujá, tanto como produtor quanto consumidor.

A graviola (*Annona muricata* L.) é uma fruta popular cultivada ao longo das regiões tropicais do mundo. Nativa das terras planas da América Central e dos Vales Peruanos, a graviola é contemplada por seu distinto sabor e muito apreciada pela sua agradável, aromática e succulenta polpa branca. A polpa da graviola é extensamente utilizada para fabricar várias misturas de sucos, néctares, xaropes, geléias, sorvetes (LEDO, 1996; UMME et al., 1999) e barras de cereais (UMME et al., 2001). Como a maioria das frutas tropicais, a graviola tem um excelente potencial para exportação e pode competir no mercado internacional, tanto como polpa congelada, suco ou como misturas com outros sucos (JARAMILLO-FLORES e HERNANDEZ-SANCHEZ, 2000). Sua polpa já pode ser encontrada nos mercados Europeu, Norte-Americano e Brasileiro. Na América do Sul, o maior produtor de graviola é a Venezuela, com mais de mil hectares de área plantada. Outros dois produtores importantes são Porto Rico e Costa Rica. No Brasil, a produção está concentrada nas regiões Norte e Nordeste, onde a maior parte da produção é exportada para outras áreas (AUGUSTO et al., 2000; SACRAMENTO et al., 2003), sendo o estado do Ceará o maior produtor.

Estes dados referentes aos sucos de maracujá e de graviola enfatizam o amplo potencial brasileiro para a produção e exportação dos mesmos, quer seja sob a forma concentrada, ou ainda como polpa congelada. O consumo de sucos de frutas vem ampliando-se consideravelmente ao

longo dos anos devido ao alto valor nutritivo dos mesmos, que constituem uma expressiva fonte de vitaminas com baixo teor de gorduras. Assim, devido à importância econômica destes produtos nos mercados interno e internacional é crescente a procura por informações referentes tanto às propriedades destes sucos, naturais ou concentrados, bem como às suas mais variadas características durante as etapas de processamento. Dentre os processos nos quais estão submetidos os sucos de frutas, destacam-se a pasteurização e a evaporação. Na pasteurização, cujos objetivos primordiais são a inativação enzimática, a limitação do crescimento de microrganismos patogênicos e o conseqüente aumento da vida de prateleira de produtos altamente perecíveis, utilizam-se geralmente os trocadores de calor tubulares ou de placas, os quais apresentam distintas configurações geométricas. Apesar do trocador de calor de placas exibir excelentes características de troca térmica, o que permite um *design* compacto, e também possibilitar a alteração da área de transferência de calor através da simples remoção ou adição de placas (GUT e PINTO, 2004), a perda de carga por atrito é elevada, acarretando em um aumento nos custos com bombeamento dos fluidos, além disso, seu uso não é adequado à materiais fibrosos e altamente viscosos, os quais podem ocasionar má distribuição de fluxo, alta perda de carga ou entupimento dos canais (GUT, 2003). Nestes casos, os trocadores de tubo-duplo são preferíveis, pois suportam escoamentos à maior pressão, temperatura e viscosidade, sendo seu desempenho térmico normalmente melhorado pela adição de superfícies estendidas e misturadores estáticos, ou ainda pelo acréscimo de um terceiro duto concêntrico, o que os transformam em trocadores de tubo-triplo (UNAL, 2003).

Os trocadores de calor de tubo-triplo são, portanto, uma versão melhorada dos trocadores de calor de tubo-duplo (UNAL, 1998). A principal vantagem está relacionada a uma maior área disponível para a transferência de calor, devido ao acréscimo do terceiro duto, que proporciona uma passagem de fluido adicional e, conseqüentemente, eleva os coeficientes globais de troca térmica, melhorando sua eficiência (ZURITZ, 1990). Na indústria de alimentos, os trocadores de calor tubulares são extremamente comuns, sendo que nos pasteurizadores de tubo-duplo, o alimento escoar pela região anular na seção de regeneração, enquanto que nos trocadores de tubo-triplo, o fluido alimentício escoar pelo ânulo em todas as seções (UNAL, 2001). Assim, os dutos circulares e os ânulos concêntricos constituem uma importante configuração geométrica nas indústrias que lidam com o processamento de fluidos não-Newtonianos em trocadores de calor tubulares. Além disso, os dutos circulares são também uma importante geometria no caso do escoamento isotérmico através dos tubos de retenção dos pasteurizadores, bem como no transporte dos fluidos entre diferentes locais das plantas de processamento.

A modelagem e a simulação dos processos, bem como o projeto dos equipamentos que envolvem os fenômenos de transferência de calor e de quantidade de movimento, requerem uma

série de parâmetros, como o fator de atrito e o coeficiente convectivo de troca térmica, os quais são usualmente descritos em termos de correlações adimensionais como, por exemplo, os números de Reynolds, Prandtl e Graetz. Estes números adimensionais englobam as condições do processo, como a vazão, a geometria dos sistemas e as propriedades térmicas e reológicas dos fluidos, que por sua vez, são fortemente dependentes da temperatura e do conteúdo de água. No projeto de um pasteurizador para um alimento específico, por exemplo, modelos matemáticos confiáveis, tanto para descrição da fenomenologia envolvida, bem como para a predição das propriedades do fluido em questão, garantem a efetiva inativação de microrganismos indesejáveis, preservando ao mesmo tempo as características nutricionais e sensoriais do alimento (GUT et al., 2005), minimizando custos de matéria-prima e energia.

Equações preditivas das propriedades térmicas e reológicas, aplicáveis em uma ampla faixa de temperaturas e concentrações, são, portanto, um dos principais subsídios para a otimização das operações de bombeamento e troca térmica. As propriedades térmicas de alguns alimentos líquidos podem ser encontradas na literatura (CHOI e OKOS, 1983; CONSTENLA et al., 1989; REDDY e DATTA, 1994; TELIS-ROMERO et al., 2000), bem como as propriedades reológicas (VITALI e RAO, 1984; IBARZ et al., 1996; TELIS-ROMERO et al., 2001), as quais são determinadas a partir de diversas equações empíricas, como os modelos de Ostwald-de Waele, ou Lei da Potência, Herschel-Bulkley, Bingham, entre muitos outros. Em relação aos produtos escolhidos para a realização deste trabalho, os sucos de graviola e de maracujá, não se sabe de nenhum estudo que relata valores de calor específico, condutividade térmica e densidade, exceto um artigo fruto desta própria Tese (GRATÃO et al., 2005a), o qual foi publicado anteriormente ao presente trabalho. Por outro lado, é possível encontrar na literatura alguns dados de caracterização reológica da polpa de graviola (ACQUARONE et al., 1996) e do suco de maracujá (VITALI et al., 1974; ADORNO, 1997), no entanto, para a obtenção de correlações empíricas confiáveis para os coeficientes convectivos de troca térmica é fundamental obter valores altamente precisos das propriedades térmicas e reológicas dos sucos em questão, cujas amostras foram provenientes sempre de um mesmo fabricante.

Em relação às características hidrodinâmicas dos fluidos pseudoplásticos escoando em regime laminar e permanente por dutos circulares e ânnulos concêntricos, os estudos ao longo dos anos abrangem basicamente a obtenção de perfis de velocidade, perdas de carga, fatores de atrito e a determinação dos comprimentos de entrada (FREDRICKSON e BIRD, 1958a; VAUGHN e BERGMAN, 1966; HANKS, 1979; GARCIA e STEFFE, 1987; NOUAR et al., 1995b; MEURIC et al., 1998; ESCUDIER et al., 2002a; PEIXINHO et al., 2005). Enquanto que as investigações relativas às características de transferência de calor compreendem a determinação do

desenvolvimento do número de Nusselt, bem como dos perfis de temperatura e a obtenção de correlações empíricas para o cálculo dos coeficientes convectivos locais e/ou médios, incluindo efeitos de convecção natural, condução axial, dissipação viscosa e rotação dos cilindros (TANAKA e MITSUISHI, 1975; NOUAR et al., 1995a; BARLETTA, 2000; NOUAR et al., 2000; VIANA et al., 2001; MANGLIK e FANG, 2002; SOARES et al., 2003).

Considerando as regiões cilíndricas, os estudos de hidrodinâmica e transferência de calor para fluidos não-Newtonianos são mais frequentes em comparação com as regiões anulares, assim como o número de investigações com fluidos que obedecem ao modelo Lei da Potência, que é muito superior em relação aos fluidos que obedecem ao modelo Herschel-Bulkley. Apesar dos esforços e do crescente número de estudos, não existem simples correlações para estimação do número de Nusselt médio, considerando o caso de convecção forçada para fluidos Lei da Potência e Herschel-Bulkley escoando em regime laminar na região de entrada térmica de ânnulos concêntricos, com temperaturas de parede constantes e perfil de velocidades plenamente desenvolvido ao início da zona de aquecimento. Adicionalmente, não se verifica nenhum trabalho, sob estas mesmas hipóteses, que propõe correlações para estimativa do coeficiente convectivo médio de troca térmica para aquecimento de fluidos Herschel-Bulkley em dutos cilíndricos.

À luz dos fatos apresentados, a meta essencial deste trabalho consiste em obter correlações empíricas para o cálculo do coeficiente convectivo médio no aquecimento de fluidos Power-Law e Herschel-Bulkley escoando em regime laminar através de regiões circulares e anulares concêntricas. Sabe-se que, em relação a estas geometrias, o regime laminar é o mais comumente encontrado no escoamento de fluidos não-Newtonianos, devido principalmente à elevada viscosidade aparente dos mesmos (RAO e ANANTHESWARAN, 1982). Em um segundo momento, este trabalho busca rever e resumir as análises para os fatores de atrito em função de diferentes números de Reynolds, considerando o escoamento laminar e plenamente desenvolvido. Os sucos de maracujá e de graviola foram escolhidos para este estudo devido ao seu valioso potencial no mercado internacional e também devido às suas características reológicas pseudoplásticas. As novas correlações foram obtidas em função da relação de diâmetros dos ânnulos e dos números adimensionais, Reynolds, Prandtl e/ou Graetz. As propriedades termofísicas e reológicas, necessárias para obtenção dos fatores de atrito e dos coeficientes convectivos médios, bem como para o cálculo dos números adimensionais, foram determinadas em função da temperatura e da concentração de sólidos solúveis. Assim, para a adequada compreensão do trabalho, o mesmo apresenta-se subdividido em sete capítulos, sendo que no Capítulo 2 é apresentada uma breve Revisão Bibliográfica dos temas aqui abordados, no Capítulo 7 são apresentadas as principais conclusões e nos Capítulos de 3 a 6 almejou-se atingir os seguintes objetivos específicos:

- ✓ Capítulo 3: obter experimentalmente o calor específico, a condutividade térmica e a densidade dos sucos de maracujá e de graviola e formular simples modelos empíricos para descrever as propriedades termofísicas dos produtos considerados em função da temperatura e da concentração de sólidos solúveis;
- ✓ Capítulo 4: determinar o comportamento reológico dos sucos de maracujá e de graviola utilizando um reômetro rotacional de cilindros concêntricos e, posteriormente, obter simples correlações empíricas para descrever os parâmetros reológicos como funções da temperatura e da concentração de sólidos solúveis;
- ✓ Capítulo 5: obter os coeficientes de perda de carga experimentais, ou fatores de atrito, a partir das medidas de queda de pressão dos sucos de maracujá e de graviola escoando em regime laminar e plenamente desenvolvido através de dutos circulares e anulares concêntricos e, em seguida, correlacionar os dados através de diferentes relações teóricas para o número de Reynolds. Em seguida, almejou-se obter os perfis de velocidade teóricos para fluidos que obedecem aos modelos Lei da Potência e Herschel-Bulkley escoando em ânnulos concêntricos no regime laminar, isotérmico, permanente e plenamente desenvolvido;
- ✓ Capítulo 6: obter os coeficientes convectivos médios de troca térmica a partir das medidas de temperatura de mistura dos sucos de maracujá e de graviola escoando em regime laminar através de dutos aquecidos circulares e anulares concêntricos. Em um segundo momento, correlações empíricas para estimação de Nusselt em função de Graetz são propostas e os efeitos da relação de diâmetros dos ânnulos e da variação do índice de consistência dos fluidos são incorporados.

O número de Nusselt médio tem aplicação direta na estimativa de coeficientes de transferência de calor, bem como os fatores de atrito para a predição das perdas de carga, essenciais no dimensionamento de bombas e trocadores de calor. Todas as correlações matemáticas desenvolvidas neste trabalho poderão ser diretamente aplicadas nas simulações computacionais dos processos que envolvem os sucos de maracujá e de graviola, como a pasteurização e a esterilização em trocadores de calor de tubo-duplo e tubo-triplo. Assim, acredita-se que o presente trabalho é de amplo interesse prático para as indústrias de alimentos, uma vez que os resultados obtidos permitirão a utilização racionalizada de materiais e recursos energéticos. Por fim, devido à inexistência de correlações matemáticas para fluidos Power-Law e Herschel-Bulkley escoando em regiões anulares aquecidas, supõe-se que os resultados obtidos poderão também ser utilizados de uma maneira geral em aplicações que envolvem o uso de produtos pseudoplásticos com características similares às dos sucos de graviola e de maracujá.

---

---

## CAPÍTULO 2

---

---

### REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Os sucos de frutas polposas de origem tropical ganham cada vez mais espaço nos mercados interno e internacional devido ao aumento global do consumo de sucos integrais, além das tradicionais bebidas reconstituídas e desidratadas e dos refrescos e preparados líquidos e concentrados. Conseqüentemente, as características dos processos que envolvem os sucos de frutas tropicais são já há algumas décadas alvo de muitas investigações, que são realizadas com os mais diversos propósitos, como o de implementação de controladores eficientes, adequada seleção e dimensionamento de bombas, tubulações e trocadores de calor e de otimização dos equipamentos e das operações unitárias em geral, visando sempre garantir a qualidade do produto final e reduzir custos de material e energia. Assim, desde a década de 50, enorme esforço vem sendo empregado para a ampliação do conhecimento dos processos hidráulicos e térmicos de alimentos líquidos. Portanto, este capítulo é dedicado a uma breve revisão bibliográfica dos temas abordados neste trabalho. Na realidade, a revisão a seguir é caracterizada por um histórico dos principais estudos já realizados em relação às propriedades térmicas e reológicas de alimentos líquidos, bem como à

fluidodinâmica e transferência de calor para estes fluidos escoando em dutos lisos circulares e ânnulos concêntricos. Os fluidos ressaltados são os não-Newtonianos, independentes do tempo, especialmente os pseudoplásticos, com e sem tensão de cisalhamento residual. As informações técnicas mais relevantes são introduzidas nos capítulos subseqüentes.

## 2.1 SUCOS DE GRAVIOLA E DE MARACUJÁ

A gravioleira é uma planta dicotiledônea da Família *Anonaceae*, que congrega 75 gêneros e mais de 600 espécies. No entanto, apenas quatro gêneros produzem frutos comestíveis: *Annona*, *Rollinia*, *Uvaria* e *Asimina*. A variedade *Annona* possui aproximadamente 60 espécies e dentre as mais conhecidas popularmente destacam-se, além da graviola, a pinha e a cherimóia. O cultivo da graviola no Brasil é comum em pomares domésticos de cidades e sítios das regiões Norte e Nordeste, onde predomina o tipo de graviola chamada de nordestina ou crioula, com frutos cordiformes pesando entre 1,2 e 4,0 kg. A casca do fruto, mesmo maduro, apresenta cor verde e possui espículas que se assemelham a espinhos carnosos, moles e recurvados. A polpa branca tem caroços pretos em seu interior e é mole, macia, fibrosa, aromática, doce, mas ligeiramente ácida, sendo rica em cálcio, fósforo e celulose (CGPAN, 2002; SEAGRI, 2003).

O maracujazeiro também é uma planta dicotiledônea, porém pertencente à família *Passifloraceae*, que compreende 18 gêneros e cerca de 500 variedades tropicais e subtropicais, sendo que 150 espécies são nativas do Brasil e 60 delas produzem frutos que podem ser aproveitados na alimentação. Dentro do gênero *Passiflora*, têm-se três espécies economicamente importantes, a *Passiflora edulis* Sims, *Passiflora edulis* Sims f. *flavicarpa* Deg. e a *Passiflora alata*, as quais são conhecidas respectivamente como maracujá roxo, maracujá amarelo e maracujá doce. O maracujá amarelo é a espécie de maior interesse comercial e a mais cultivada no Brasil, sendo mais vigorosa e mais adaptada ao clima quente em relação ao maracujá roxo, cuja polpa apresenta menor acidez e maior teor de açúcares. O maracujá doce, por sua vez, é o menos conhecido e produzido pelos brasileiros, sendo quase que exclusivamente consumido in natura. O fruto maduro do maracujá amarelo tem formato ovóide, pesa cerca de 70 a 130 g, possui casca fina de cor amarelo-canário e polpa ácida amarela que envolve sementes pretas numerosas, é rica em vitaminas e apresenta alto teor de pectina. Um dos principais prestígios do maracujá está relacionado às suas propriedades calmantes e sedativas. Dos frutos, folhas e sementes é possível extrair quantidades razoáveis de passiflorina, um sedativo natural (SEAGRI, 2003; TODA FRUTA, 2003).

Sabe-se que a composição química das frutas e de seus sucos pode variar em função de fatores como a época de colheita, o tamanho do fruto, a espécie, o estágio de maturação, o manuseio

após colheita, entre outros. Assim, são apresentados aqui alguns resultados obtidos por diferentes autores na caracterização química e física do suco de maracujá natural e concentrado e da graviola e sua polpa. Portanto, na Tabela 2.1 são apresentados os resultados das análises químicas e físicas realizadas por ACQUARONE et al. (1996) para a polpa de graviola, juntamente com os resultados de ADORNO (1997) e GARRUTI (1989) para o suco de maracujá concentrado e natural, respectivamente. Em seguida, na Tabela 2.2 é apresentada a composição química do fruto da graviola e do suco de maracujá, de acordo com a USDA (2005). Adicionalmente, é apresentada na Tabela 2.2 a composição do suco de laranja (USDA, 2005) para eventuais análises comparativas. Até a data atual, não se soube da existência de dados para o suco de graviola.

Tabela 2.1. Composição química e física da polpa de graviola (Fonte: ACQUARONE et al., 1996), do suco de maracujá concentrado (Fonte: ADORNO, 1997) e do suco de maracujá natural (Fonte: GARRUTI, 1989).

	Polpa de Graviola	Suco de Maracujá Amarelo Concentrado	Suco de Maracujá Amarelo Natural
Conteúdo de Sólidos Solúveis	13,0 °Brix	47,50 °Brix	13,35 °Brix
pH	3,73	2,84	2,60
Densidade	1,06 g/mL	-----	-----
Umidade	84,95 %	-----	-----
Sólidos Totais	15,05 %	45,73 %	-----
Sólidos Insolúveis	5,68 %	-----	-----
Açúcares Totais	8,68 %	22,62 %	6,17 %
Açúcares Redutores	8,32 %	16,3 %	5,60 %
Proteína	1,10 %	-----	-----
Fibras	1,70 %	-----	-----
Acidez Total (% de ácido cítrico)	0,59 %	14,31 %	3,64 %
Cinzas	0,60 %	2,65 %	0,67 %
Pectina	1,10 g/kg	-----	-----
Conteúdo de Polpa	69,93 %	-----	-----

Tabela 2.2. Composição química da graviola e dos sucos de maracujá e de laranja (Fonte: USDA, 2005).

Nutriente	Graviola Valor em g / 100 g	Suco de Maracujá Amarelo Valor em g / 100 g	Suco de Laranja Valor em g / 100 g
Água	81,160	84,210	88,300
Proteína	1,000	0,670	0,700
Teor de Lipídeos	0,300	0,180	0,200
Cinza	0,700	0,490	0,400
Carboidrato	16,840	14,450	10,400
Fibra	3,300	0,200	0,200
Vitamina C (ácido ascórbico)	0,0206	0,0182	0,0500

## 2.2 PROPRIEDADES TÉRMICAS DE ALIMENTOS LÍQUIDOS: CALOR ESPECÍFICO E CONDUTIVIDADE TÉRMICA

Os modelos para descrição das propriedades térmicas de alimentos líquidos são diretamente aplicados por engenheiros e projetistas engajados em processos tanto na indústria de alimentos, como no ensino e na pesquisa. As variações na composição e na estrutura são os principais fatores na avaliação das propriedades térmicas dos alimentos, os quais são geralmente substâncias não-homogêneas e cujas propriedades químicas, físicas e, conseqüentemente, térmicas, variam fortemente com as condições de processo, como a temperatura. Os sucos de fruta, por exemplo, são misturas complexas de vitaminas, açúcares, aminoácidos, minerais, entre outros compostos, que podem variar de uma fruta para outra. A melhor fonte de dados de propriedades térmicas são as equações preditivas baseadas na composição química, temperatura e composição física, e que são normalmente confiáveis para a maioria dos alimentos. Normalmente, estes modelos baseiam-se em curvas estatísticas ajustadas a dados experimentais ao invés de derivações teóricas que envolvem análises de transferência de calor e, portanto, muitas equações empíricas podem ser encontradas.

Os modelos preditivos são normalmente descritos em termos da fração mássica de água e de sólidos e de suas respectivas propriedades térmicas quando puros (LAMB, 1976), ou em termos das frações mássicas de água, gordura e sólidos não-gordurosos (MILES et al., 1983), ou ainda como funções das frações mássicas dos principais componentes do alimento (proteína, carboidrato, gordura, fibra, água e cinza) e de suas respectivas propriedades térmicas (HELDMAN e SINGH, 1981; CHOI e OKOS, 1986). A condutividade térmica é afetada pela composição, densidade e temperatura, enquanto o calor específico é afetado apenas pela composição e temperatura, portanto, os modelos propostos são normalmente dados em termos destes parâmetros. Nas indústrias de alimentos, a leitura do conteúdo de sólidos solúveis é facilmente obtida a partir de um refratômetro manual e, portanto, torna-se interessante expressar as propriedades térmicas também em termos da concentração de sólidos solúveis, descrita em graus Brix.

Uma série de modelos específicos, descritos em termos da temperatura e da fração de água, ou do conteúdo de sólidos solúveis, tem sido proposta para vários alimentos líquidos, como é o caso do suco de tomate concentrado (CHOI e OKOS, 1983), do suco de maçã (CONSTENLA et al., 1989; MURAMATSU et al., 2000), do leite reconstituído concentrado (REDDY e DATTA, 1994), suco de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al., 1998), extrato de café (TELIS-ROMERO et al., 2000), leite integral, desnatado e semi-desnatado (MINIM et al., 2002; MATTAR et al., 2004), suco de goiaba (ZAINAL et al., 2001; SHAMSUDIN et al., 2005), suco de

caju (AZOUBEL et al., 2005), entre outros. Ao longo dos anos, coletâneas de valores das propriedades térmicas dos alimentos e revisões abrangentes das mais variadas equações empíricas propostas foram realizadas (LAMB, 1976; MILES et al., 1983; ASHRAE, 1985; SWEAT, 1995), bem como exames minuciosos dos vários métodos existentes para efetuar as medições das propriedades térmicas (REIDY e RIPPEN, 1971; MOHSENIN, 1980; SINGH, 1982; OHLSSON, 1983). O rigor e a precisão das medidas são importantes fatores a serem considerados quando um método está sendo avaliado. Para a maioria dos cálculos de engenharia, uma precisão entre 2,0 a 5,0 % é normalmente suficiente (SWEAT, 1995).

O calor específico, que indica a quantidade de calor necessária para elevar a temperatura de um material, geralmente é medido por meio de um calorímetro (RIEDEL, 1951), que constitui uma técnica simples, embora o instrumento requeira uma calibração cuidadosa em consequência da capacidade calorífica do mesmo. O calorímetro diferencial de varredura DSC (do inglês *differential scanning calorimeter*), brevemente discutido por MOHSENIN (1980) e em maiores detalhes por LUND (1983) é a melhor alternativa para determinar experimentalmente o calor específico dos alimentos. É um método direto e que demanda pequenas quantidades de amostra, em torno de 20 mL, o que não representa dificuldades no caso de materiais puros. No entanto, para amostras heterogêneas, esta pequena quantidade exigida pode ser um problema em relação à superfície de contato do aparelho, o qual requer amostras homogêneas e que não tenham sido aquecidas ou resfriadas, de modo que nenhuma transição irreversível tenha ocorrido no material (LUND, 1983). Além disso, a técnica de varredura apresenta a desvantagem de ser cara, exigir um preparo cuidadoso das amostras e requerer mão-de-obra especializada (HWANG e HAYAKAWA, 1979).

Os estudos mostram que há uma forte relação entre o calor específico e o conteúdo de água de um produto, visto que a água apresenta o maior calor específico em relação a todos os outros componentes do alimento. Na verdade, devido às características únicas das ligações de hidrogênio, a água apresenta um calor específico bastante elevado em relação a outras substâncias, conseqüentemente, o calor específico de um produto alimentício é significativamente afetado pela quantidade de água presente e o seu estado físico (LEWIS, 1987). Assim, o calor específico tem sido normalmente descrito por funções lineares em relação ao conteúdo de água e nestes casos, a água é tratada como um componente único e uniforme do produto. Os estudos também evidenciam um ligeiro aumento no calor específico da maioria das substâncias com a elevação de temperatura.

A condutividade térmica de um material é a medida de sua habilidade em conduzir calor, sendo suas medições mais desafiadoras em relação ao calor específico, pois a condutividade térmica depende da estrutura, ou arranjo físico, bem como da composição química do material. Muitos autores têm demonstrado a relação linear entre a condutividade térmica de alimentos líquidos e a

proporção de água (SWEAT e HAUGH, 1974). Algumas técnicas para as medidas de condutividade térmica foram descritas, como o método da placa quente, conhecido como *guarded hot plate* (AMERICAN NATIONAL STANDARD INSTITUTE, 1970), ideal para materiais não biológicos, porém não adequado para alimentos, devido aos longos períodos de equilíbrio de temperatura, migração de água na amostra e tamanhos relativamente grandes de amostra requeridos. Outro método extensamente utilizado e recomendado para a maioria dos alimentos é o da sonda linear quente, conhecido como *line heat-source probe* (SWEAT e HAUGH, 1974; CHOI e OKOS, 1983), cuja teoria básica foi discutida previamente e em detalhes por NIX et al. (1967). O método da sonda linear quente é simples, rápido e requer amostras de tamanho relativamente pequeno, sendo o equipamento de teste constituído basicamente por uma fonte de calor, dispositivos de medida de temperatura e um sistema de aquisição de dados moderadamente sofisticado (SWEAT, 1995).

Na determinação da condutividade térmica de líquidos, a principal fonte de erros experimentais é a convecção de calor durante as medições. BELLET et al. (1975) desenvolveram um instrumento relativamente simples, baseado em uma célula constituída por dois cilindros coaxiais concêntricos, cujo espaço anular é preenchido pela amostra fluida. De acordo com BELLET et al. (1975), a convecção de calor durante as medidas pode ser evitada se o espaço entre os cilindros for suficientemente pequeno e a diferença entre as temperaturas de parede não for muito grande. A condutividade térmica é, então, obtida a partir das equações que descrevem o fenômeno de transferência de calor em condições de estado estacionário. A modelagem matemática da operação não-estacionária permite a avaliação do calor específico da amostra, empregando o mesmo dispositivo, o que constitui a principal vantagem deste método.

## 2.3 PROPRIEDADES REOLÓGICAS DE ALIMENTOS LÍQUIDOS

Muitos fluidos de interesse comercial são não-Newtonianos por natureza, sendo normalmente caracterizados por emulsões poliméricas viscosas, como aquelas encontradas nos processos de extrusão de plásticos e polímeros, bem como na produção de produtos farmacêuticos, cosméticos, produtos petroquímicos e de higiene. Vários modelos reológicos teóricos e empíricos têm sido propostos na literatura, como os modelos de Newton, de Ostwald-de Waele ou Lei da Potência (“Power-Law”), Bingham, Herschel-Bulkley, Cross, Carreau, Ellis, Eyring, Casson, Sisko, entre outros (GOVIER e AZIZ, 1972; BIRD et al., 1987). A principal utilidade dos modelos reológicos é a representação matemática entre os valores experimentais de tensão de cisalhamento e de taxa de deformação, a qual se baseia em aspectos fenomenológicos ou teóricos relacionados com a estrutura dos fluidos. Os sucos de frutas clarificados, por exemplo, os quais são isentos de sólidos em

suspensão, apresentam comportamento Newtoniano (SARAVACOS, 1970; IBARZ et al., 1989; IBARZ et al., 1992; IBARZ et al., 1994; GINER et al., 1996) e de maneira geral, os gases e líquidos de baixa massa molecular são Newtonianos, visto que a energia nestes materiais é dissipada pela colisão de moléculas relativamente pequenas. Muitas outras bebidas como chá, café, cerveja, vinhos, refrigerantes e leite são normalmente caracterizadas pelo modelo de Newton, assim como as soluções de sacarose e diversos tipos de xarope e mel (RAO, 1977). Vale ressaltar que embora o modelo de Newton tenha sido proposto empiricamente, sua expressão pode ser obtida através de uma simples teoria de cinética dos gases (BIRD et al., 2002). Todos os outros fluidos que não obedecem à equação constitutiva linear de Newton são conhecidos como não-Newtonianos, podendo ser estes puramente viscosos, viscoelásticos ou dependentes do tempo.

O modelo da Lei da Potência, que será designado aqui por “Power-Law” (PL), é um dos mais extensivamente empregados para descrever o comportamento reológico dos sucos de frutas naturais e das polpas de frutas (RAO et al., 1984), os quais normalmente apresentam substâncias pécnicas e polpa. Este modelo também foi inicialmente proposto como uma expressão empírica, porém uma simples teoria molecular leva a função potência para altas taxas de deformação com  $n = 1/3$  (BIRD et al., 2002), onde  $n$  é o índice de comportamento do fluido. O modelo PL é geralmente suficiente para propostas industriais e proporciona uma representação razoável de muitos fluidos pseudoplásticos, ou *shear-thinning* ( $n < 1$ ) e dilatantes, ou *shear-thickening* ( $n > 1$ ), sendo usualmente preferido por apresentar apenas dois parâmetros, o índice de consistência ( $K$  em  $\text{Pa s}^n$ ) e o índice de comportamento ( $n$ , adimensional). Além disso, é um modelo realmente conveniente, pois além de ser simples, ele tem sido amplamente empregado em estudos de mecânica dos fluidos e de transferência de calor, assim, o número de informações disponíveis na literatura relacionada a este modelo é consideravelmente vasto. No entanto, apesar de todas estas vantagens, ao usar o modelo da Lei da Potência, deve-se ter em mente que, para  $n < 1$ , quando a taxa de deformação se anula, a viscosidade aparente tende ao infinito, o que denota dificuldades conceituais graves.

Quando os sucos de frutas são concentrados, pode surgir uma resistência adicional ao escoamento, que é representada pela tensão de cisalhamento residual (*yield-stress*),  $\tau_0$  (Pa), nos modelos de Bingham e de Herschel-Bulkley (BARBOSA CANOVAS e PELEG, 1983; SARAVACOS e KOSTAROPOULOS, 1995). O comportamento físico desses fluidos é geralmente explicado em termos de uma estrutura tridimensional, a qual é capaz de impedir o movimento quando o valor do tensor  $\tau_{rz}$  é menor do que a tensão residual  $\tau_0$ . Assim, para valores abaixo da tensão de cisalhamento residual requerida para o início do escoamento, o material exhibe características de um sólido (STEFFE, 1996). Vale lembrar que a precisão do modelo de Herschel-Bulkley, que será designado aqui por “HB”, degenera a altas taxas de deformação quando  $n < 1$ ,

pois neste caso, a viscosidade aparente predita pelo modelo tende a zero e não a um valor finito (CHILTON e STAINSBY, 1998).

Muitas pesquisas evidenciam a influência de fatores como a concentração e a temperatura nos parâmetros reológicos de diversos alimentos líquidos, como é o caso do suco de laranja (RAO et al., 1984; CRANDALL et al., 1982; TELIS-ROMERO et al., 1999), das polpas de frutas (GUERRERO e ALZAMORRA, 1998), dos sucos de frutas clarificados (KHALIL et al., 1989; IBARZ et al., 1992; IBARZ et al., 1994), do leite concentrado (VÉLEZ-RUIZ e BARBOSA-CÁNOVAS, 1998), do extrato de café (TELIS-ROMERO et al., 2001) e do açúcar líquido invertido (GRATÃO et al., 2004a). Em geral, a viscosidade dos líquidos diminui com o aumento da temperatura e uma medida da influência da temperatura nos parâmetros reológicos é normalmente dada por uma equação análoga à relação de Arrhenius (SARAVACOS, 1970; BERTO et al., 2003), a qual envolve a temperatura absoluta, a constante universal dos gases e a energia de ativação. Para fluidos HB pseudoplásticos, um aumento da temperatura resulta numa diminuição dos valores de tensão inicial e índice de consistência, enquanto o índice de comportamento sofre normalmente um ligeiro aumento, que em muitos casos, é imperceptível. Comportamento semelhante ocorre para os índices de consistência e de comportamento dos fluidos PL pseudoplásticos.

O efeito da concentração é usualmente descrito por relações do tipo exponencial e funções potência (VITALI e RAO, 1982; IBARZ et al., 1992). Para um determinado alimento Newtoniano, a viscosidade aumenta com a elevação da concentração de sólidos e para fluidos HB pseudoplásticos, a tensão residual e o índice de consistência aumentam com a elevação da concentração de sólidos totais, enquanto o índice de comportamento sofre em geral uma pequena diminuição. O fato da viscosidade aumentar com a elevação da concentração está ligado a dois aspectos: o primeiro deles está relacionado com a redução de solvente para a lubrificação intermolecular, de tal forma que o atrito aumenta, enquanto um segundo aspecto diz respeito à formação de hidratos pelos íons e moléculas, pois em altas concentrações, o solvente deixa de ser suficiente para saturar todas as moléculas e as mesmas começam a formar agregados (TELIS-ROMERO, 1992). Uma única correlação que inclua o efeito combinado da temperatura e da concentração nos parâmetros reológicos é geralmente útil para aplicações de engenharia, sendo normalmente dada como um produto das contribuições individuais de cada efeito. Os parâmetros reológicos são normalmente expressos em função da atividade de água (IBARZ et al., 1992), da concentração de sólidos solúveis ( $^{\circ}$ Brix), da percentagem de sólidos ou de água (RAO et al., 1984; KHALIL et al., 1989), ou ainda, em termos da fração de água (TELIS-ROMERO et al., 1999).

Muitos tipos de dispositivos de medidas estão disponíveis para obtenção das características reológicas de fluidos não-Newtonianos, entre eles estão os tradicionais viscosímetros rotacionais,

que podem ser de cilindros concêntricos, de cone e placa e placas paralelas, os quais operam em regime permanente. A maioria dos viscosímetros rotacionais é do tipo Searle. Uma descrição completa e rica em detalhes dos equipamentos e metodologias de medidas do comportamento reológico de líquidos e sólidos, especialmente os materiais alimentícios, podem ser encontrados em STEFFE (1996).

## 2.4 HIDRODINÂMICA DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM DUTOS CILÍNDRICOS E ÂNULOS CONCÊNTRICOS

A queda de pressão, devido à fricção, no escoamento em dutos pode ser estimada a partir do fator de atrito. Para escoamento laminar, isotérmico e incompressível em dutos circulares, o fator de atrito de fluidos PL, plásticos de Bingham e HB podem ser obtidos analiticamente através de relações teóricas relativamente simples (GARCIA e STEFFE, 1987). Nestes casos, a partir do desenvolvimento analítico do perfil de velocidade plenamente desenvolvido, juntamente com a definição do fator de atrito de Fanning ( $f$ ), é possível obter simples relações para o número de Reynolds (STEFFE, 1996). Apesar do uso cada vez mais freqüente do modelo HB para descrição do comportamento reológico de alimentos líquidos (ADORNO, 1997; TELIS-ROMERO et al., 1999), raros são os dados experimentais que confirmam a análise de HANKS (1978, citado por GARCIA e STEFFE, 1987), a qual parece ser a mais simples para este tipo de fluido e que relaciona o fator de atrito com o número de Reynolds proposto especificamente para fluidos HB. Alguns trabalhos recentes apresentam uma série de resultados numéricos e experimentais para a análise do fator de atrito e do perfil de velocidade de fluidos HB escoando através de dutos cilíndricos em regime plenamente desenvolvido, considerando a transição de laminar a turbulento (MALIN, 1998; RUDMAN et al., 2004; ESCUDIER et al., 2005; PEIXINHO et al., 2005). De qualquer forma, as análises de escoamento isotérmico de fluidos HB e PL escoando em regime laminar, permanente e plenamente desenvolvido por dutos circulares não apresentam grandes desafios, apesar do número de dados experimentais disponíveis na literatura ser realmente escasso.

O mesmo ocorre para o caso de escoamento de fluidos PL por ânnulos concêntricos em regime laminar, cuja literatura é razoavelmente vasta e algumas correlações para o fator de atrito em função de Reynolds já são bem aceitas. FREDRICKSON e BIRD (1958a) foram provavelmente os primeiros a analisar o escoamento isotérmico, laminar e plenamente desenvolvido de um fluido PL incompressível e inelástico por ânnulos concêntricos. Estes autores foram incapazes de obter uma simples relação analítica entre a queda de pressão axial e a vazão volumétrica e, portanto, foram forçados a expressar seus resultados em termos de uma integral definida, que não podia ser avaliada

para valores arbitrários de  $n$ . Em um trabalho subsequente, FREDRICKSON e BIRD (1958b) mostraram como seus resultados prévios (FREDRICKSON e BIRD, 1958a) poderiam ser interpretados em termos do fator de atrito, parâmetro usualmente empregado em projetos de equipamentos e processos de engenharia. HANKS e LARSEN (1979) simplificaram a solução de FREDRICKSON e BIRD (1958a), apresentando uma simples solução algébrica para a vazão volumétrica, válida para qualquer valor de  $n$  e relação de raios do anulo ( $\kappa$ ), porém a determinação do parâmetro  $\lambda(n,\kappa)$ , correspondente ao local de máxima velocidade do fluido na região anular, ainda necessitava de uma integração numérica razoavelmente simples. ROTEM (1962) apresentou uma solução similar da equação de Rabinowitsch para o cálculo do perfil de velocidade e da taxa de escoamento, sendo aplicável a qualquer tipo de fluido sem restrições do número de constantes reológicas, enquanto PRASANTH e SHENOY (1992) e DAVID e FILIP (1996) derivaram equações algébricas para predição da perda de carga, utilizando os resultados apresentados por FREDRICKSON e BIRD (1958a), HANKS e LARSEN (1979) e VAUGHN (1963). Atualmente, a clássica solução exata desenvolvida primeiramente por FREDRICKSON e BIRD (1958a) pode ser resolvida facilmente através das acessíveis técnicas de integração numérica.

KOZICKI et al. (1966) estenderam a equação de Rabinowitsch-Mooney para fluidos PL, Bingham e Rabinowitsch escoando em dutos de seção transversal arbitrária (circular, anular, triangular, retangular e elíptica). Estes autores também apresentaram uma generalização do fator de atrito em função do número de Reynolds, baseada numa determinação numérica de perfis de velocidade e que requer a estimação de dois parâmetros geométricos. TUOC e MCGIVEN (1994) propuseram uma nova derivação teórica para o fator de atrito aplicável a todos os tipos de fluidos independentes do tempo; eles comprovaram suas novas expressões coletando dados experimentais de perda de carga no escoamento laminar de fluidos pseudoplásticos em ânnulos com relação de raios de 0,50 e 0,83. DELPLACE e LEULIET (1995) em um estudo independente indicam correlações para o fator de atrito idênticas às de TUOC e MCGIVEN (1994), as quais envolvem a determinação do número de Reynolds em termos de um único parâmetro geométrico, o qual pode ser facilmente obtido teoricamente ou experimentalmente. VAUGHN e BERGMAN (1966), RUSSELL e CHRISTIANSEN (1974) e ILICALI e ENGEZ (1996) sugeriram métodos similares entre si para predição da perda de carga de fluidos PL em ânnulos concêntricos, combinando observações independentes de fluidos não-Newtonianos escoando em tubos circulares com fluidos Newtonianos escoando em ânnulos, enquanto TIU e BHATTACHARYYA (1974), CONEY e ELSHAARAWI (1975), NOUAR et al. (1995b) e MAIA e GASPARETTO (2003) analisaram a região de entrada hidrodinâmica.

Nos últimos dez anos, procedimentos puramente numéricos têm sido utilizados para resolver

o problema completo de escoamento e de transferência de calor de fluidos não-Newtonianos em geometrias anulares concêntricas e excêntricas, com e sem a rotação do cilindro interno (FANG et al., 1999; NOUAR et al., 2000; VIANA et al., 2001; ESCUDIER et al., 2002a; ESCUDIER et al., 2002b; MANGLIK e FANG, 2002; KANEDA et al., 2003; SOARES et al., 2003), o que é realmente interessante do ponto de vista teórico, mas não facilmente aplicável. Por outro lado, um número menor de estudos reporta valores experimentais de perda de carga e fatores de atrito (VAUGHN, 1963; VAUGHN e BERGMAN, 1966; TUOC e MCGIVEN, 1994; ESCUDIER et al., 1995; ILICALI e ENGEZ, 1996). Além disso, desde o trabalho de TIU e BHATTACHARYYA (1974), extensiva atenção tem sido dada para determinação de perfis de velocidade experimentais, os quais são atualmente determinados utilizando velocímetros Laser-Doppler. NOURI et al. (1993) mediram a velocidade média de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos escoando em tubos anulares concêntricos com relação de diâmetros de 0,5. Em um trabalho subsequente, NOURI e WHITELAW (1994) estudaram os efeitos de rotação do cilindro interno, enquanto ESCUDIER et al. (1995) apresentaram distribuições de velocidade axial média e intensidades de turbulência tangencial e axial, juntamente com dados de fator de atrito em função de Reynolds para escoamento plenamente desenvolvido, laminar, transicional e turbulento em regiões anulares com  $\kappa = 0,5$ . Em pesquisas posteriores, ESCUDIER et al. (2002a,b) determinaram experimentalmente e numericamente os perfis de velocidade de fluidos que obedecem a modelos reológicos mais complexos, além de incluir os efeitos de excentricidade e de rotação do cilindro interno.

Por outro lado, o número de investigações com fluidos HB escoando em ânuos é consideravelmente escasso. HANKS (1979) apresentou a primeira análise teórica para fluidos HB incompressíveis escoando isotermicamente em regime laminar e permanente através de ânuos concêntricos, com perfil de velocidade plenamente desenvolvido. NAIMI et al. (1990), em um trabalho experimental, utilizaram soluções aquosas de Carbopol 940 e consideraram a rotação do cilindro interno, a qual ocasionou o aparecimento de um fluxo secundário. Sabe-se que para escoamento Poiseuille plenamente desenvolvido e isotérmico, o campo de escoamento inclui um núcleo empistonado que se move como um corpo rígido e a rotação do cilindro interno induz a uma taxa de deformação ortogonal ao raio, o que provoca uma redução da dimensão da região empistonada, assim, para velocidades angulares suficientemente elevadas, o escoamento empistonado desaparece. NOUAR e LÉBOUCHE (1996), considerando o mesmo caso estudado por HANKS (1979), apresentam perfis de velocidade numéricos e experimentais, enquanto MEURIC et al. (1998) apresentam apenas resultados numéricos obtidos pelo método de elementos finitos, porém incluindo os efeitos de rotação do cilindro interno e da excentricidade do ânuo. VIANA et al. (2001) apresentam relações de  $f$  em termos de um número de Reynolds aparente para  $n = 0,75$ , bem

como os perfis de velocidade, obtidos analiticamente utilizando técnicas de transformada integral. SOARES et al. (2003) apresentam não somente o perfil de velocidade plenamente desenvolvido para vários índices de comportamento, mas também os perfis hidrodinâmicos em desenvolvimento para fluidos HB com  $n = 0,5$  escoando isotermicamente em regime laminar por ânnulos concêntricos com relação de raios de 0,5. De forma similar, ROUND e YU (1993) estudaram numericamente o caso de perfil de velocidade em desenvolvimento. Em todas estas investigações, exceto as de NAIMI et al. (1990), nenhum dado experimental foi obtido para confirmação dos resultados numéricos apresentados, sendo os dados experimentais, portanto, extremamente valiosos. Além disso, nenhuma relação simples entre  $f$  e Reynolds foi proposta, como para o caso dos fluidos PL.

## 2.5 TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM DUTOS CILÍNDRICOS E ÂNNULOS CONCÊNTRICOS

Desde os primeiros trabalhos teóricos realizados por Graetz, em 1883 e 1885, Nusselt, em 1910 e Lévêque, em 1928, as análises de transferência de calor de fluidos Newtonianos escoando por dutos de seção circular em regime laminar foram realizadas de diferentes maneiras por muitos pesquisadores e para várias condições de contorno (CHO e HARTNETT, 1982). Alguns destes resultados são sumarizados em SHAH e LONDON (1978), SHAH e BHATTI (1987) e KAYS e CRAWFORD (1993). Adicionalmente, também está disponível na literatura uma grande quantidade de informações relativas aos efeitos de dissipação viscosa (KRISHNAN e SASTRI, 1978; LAWAL e MUJUMDAR, 1985) e condução axial (VICK e OZISIK, 1981; BILIR, 1992; OLEK, 1998). Nos últimos cinquenta anos, muitas extensões do problema de Graetz e/ou Nusselt e da solução de Lévêque, amplamente conhecidos, têm sido propostas, além disso, análises relativas à precisão dos resultados analíticos e numéricos na região de entrada térmica também têm recebido atenção (POIRIER e MUJUMDAR, 1989; NAUMAN e SAVOCA, 1999). Algumas das contribuições mais importantes nesta área são a de LYCHE e BIRD (1956), que estenderam o problema de Graetz para fluidos PL e a de PIGFORD (1955), que primeiramente modificou a aproximação de Lévêque para fluidos PL. METZNER et al. (1957) utilizaram a correção empírica da relação de índices de consistência na equação estendida de Lévêque, como aquela correção utilizada por SIEDER e TATE (1936) para contabilizar a variação radial do índice de consistência do fluido ao longo da zona de aquecimento, enquanto CHRISTIANSEN e CRAIG (1962) mostraram que este efeito poderia ser tratado analiticamente.

Muitos outros pesquisadores investigaram a região de entrada térmica para fluidos PL escoando em regime laminar por dutos circulares, tanto para o caso de temperatura de parede

constante (POPOVSKA e WILKINSON, 1977; GORI, 1978; COTTA e OZISIK, 1986a; MANSOUR, 1989; PRUSA e MANGLIK, 1994; KHELLAF e LAURIAT, 1997), como para o caso de fluxo de calor uniforme (BIRD et al., 1987; COTTA e OZISIK, 1986b). Os efeitos da convecção natural introduzidos pela variação de densidade do fluido foram incluídos por MAHALINGAM et al. (1975), BASSETT e WELTY (1975), entre outros, para o caso de fluxo de calor constante na parede, enquanto que para a condição de temperatura de parede constante, correlações de Nusselt foram propostas por METZNER e GLUCK (1960), OLIVER e JENSON (1964), GORI (1978) e RODRIGUEZLUNA et al. (1987). Os efeitos de geração de calor por dissipação viscosa foram tratados por SHIH e TSOU (1978), RICHARDSON (1979), LAWAL e MUJUMDAR (1992), RAMACHANDRAN (1993), MANGLIK e PRUSA (1995) e BARLETTA (1997). A região onde os perfis hidráulico e térmico são plenamente desenvolvidos também foi estudada (BARLETTA, 1997), bem como as regiões de desenvolvimento simultâneo dos perfis de velocidade e de temperatura (FONTES e GASPARETTO, 2001). Neste último caso, foram consideradas soluções de aditivos alimentares caracterizadas como PL.

Por outro lado, os estudos de convecção forçada para fluidos HB escoando em regime laminar por dutos circulares são raros (NOUAR et al., 1994; SOARES et al., 1999; DITCHFIELD et al., 2006). Na realidade, a literatura relativa à transferência de calor para fluidos com tensão residual é ainda relativamente pobre em resultados experimentais, assim como teóricos e numéricos. NOUAR et al. (1994) investigaram experimentalmente o caso de região de entrada térmica, considerando o impacto da dependência dos parâmetros reológicos com a temperatura no perfil de velocidade e no número de Nusselt. Estes autores sugeriram uma expressão para o número de Nusselt local em função do fluxo de calor na parede, de um parâmetro relativo à correção do gradiente de velocidade na parede ( $\delta$ ) e da posição axial adimensional ou número de Cameron ( $X^+$ ). Em um trabalho subsequente, NOUAR et al. (1995a) investigaram numericamente o desenvolvimento do perfil de temperatura, incluindo os efeitos de dissipação viscosa e considerando as condições de contorno de fluxo de calor constante na parede, bem como temperatura de parede constante. Estes autores assumiram perfil de velocidade isotérmico e plenamente desenvolvido na entrada da zona de aquecimento e as equações conservativas foram solucionadas pelo método de diferenças finitas utilizando um esquema totalmente implícito, sendo todas as propriedades do fluido consideradas constantes, exceto o índice de consistência. Por fim, eles sugeriram correlações para o número de Nusselt local válidas mediante as hipóteses consideradas. SOARES et al. (1999) estudaram o desenvolvimento simultâneo dos perfis de velocidade e de temperatura, para os casos de temperatura de parede uniforme e fluxo de calor constante, solucionando as equações conservativas numericamente via técnicas de volume finito. Estes autores observaram que o número

de Nusselt na região de entrada é sempre superior para o caso de fluxo de calor constante e que o número de Nusselt é alterado significativamente na região de entrada devido às variações das propriedades do fluido com a temperatura. Por fim, cita-se o trabalho de JAVAHERDEH e DEVIENNE (1999), que apresentaram um estudo numérico e experimental de resfriamento de fluidos HB em dutos cilíndricos.

Os estudos da convecção forçada para fluidos PL na região de entrada térmica de dutos anulares são quase que insignificantes se comparados com os fluidos Newtonianos, que dispõem de uma ampla literatura para os casos de convecção forçada (LUNDBERG et al., 1963; MOGHADAM e AUNG, 1990) ou mista (NONINO e DELGIUDICE, 1996; BARLETTA e LAZZARI, 2005), incluindo os efeitos da excentricidade do ânulo (CHENG e HWANG, 1968; TROMBETTA, 1971; EL-SHAARAWI et al., 1998), da dissipação viscosa (ROKERYA e IQBAL, 1971) e da rotação dos cilindros interno ou externo (CHILDS e LONG, 1996). Para fluidos PL em ânulos, o problema de convecção forçada nas regiões de entrada térmica foi investigado analiticamente por HONG e MATTHEWS (1969), enquanto TANAKA e MITSUISHI (1975), NOUAR et al. (1987) e NOUAR et al. (2000) consideraram o problema de convecção mista, numericamente e experimentalmente.

HONG e MATTHEWS (1969) analisaram a evolução do coeficiente de transferência de calor no cilindro interno, quando o mesmo era aquecido a uma temperatura constante ou a um fluxo de calor constante, mantendo o cilindro externo isolado. Estes autores consideraram todas as propriedades térmicas e reológicas independentes da temperatura e escoamento plenamente desenvolvido na entrada das seções de teste, as quais apresentavam relações de diâmetro de 0,2 a 0,5. Eles observaram que o efeito do índice de comportamento se limita somente à região de entrada térmica, sendo este efeito contrário ao observado para o caso de fluidos PL em dutos cilíndricos. Eles observaram também que a relação de raios do ânulo é mais importante na troca térmica do que o índice de comportamento do fluido. TANAKA e MITSUISHI (1975) resolveram o problema considerando a variação da viscosidade e da densidade em relação à temperatura. Estes autores consideraram fluidos que obedecem ao modelo PL e ao modelo de Ellis em escoamento laminar pela região de entrada térmica de um ânulo horizontal, sob condições de temperatura de parede interna constante, superfície externa isolada e escoamento plenamente desenvolvido na entrada da zona de aquecimento. Eles também obtiveram alguns resultados experimentais para soluções aquosas de CMC, PEO (óxido de polietileno) e SPA (poliacrilato de sódio) escoando em anéis com  $\kappa = 0,354$  e  $0,746$  e propuseram uma expressão para o número de Nusselt médio em função de  $\kappa$ ,  $n$ ,  $Re$ ,  $Gz$ ,  $Gr$  e da função gama  $\bar{\Gamma}$ , que infelizmente não pode ser avaliada analiticamente. A forma da correlação proposta por estes autores é baseada em uma extensão do método de Lévêque e apresentou precisão aproximada de 15 %.

NOUAR et al. (1987) basearam-se em resultados experimentais com soluções de 3,0 % de CMC escoando em ânnulos, cujo cilindro externo era aquecido a um fluxo de calor constante e o cilindro interno era mantido em condições adiabáticas, para propor uma correlação de Nusselt médio em termos de Prandtl, Reynolds, do fluxo de calor e de um fator que contabilizava a variação do índice de consistência. Por outro lado, NOUAR et al. (2000) estavam interessados em analisar os efeitos da convecção natural na distribuição do perfil de velocidades pelo espaço anular, considerando fluxo de calor constante e uniforme nos cilindros interno e externo. Outras investigações nessa área podem ser citadas. Por exemplo, as características da região térmica plenamente desenvolvida foram estudadas analiticamente por BARLETTA (2000) para convecção mista e numericamente por MANGLIK e FANG (2002) para convecção forçada, incluindo os efeitos dos parâmetros reológicos e da excentricidade dos ânnulos, enquanto CAPOBIANCHI e IRVINE (1992) consideraram fluidos Power-Law modificados com propriedades físicas constantes. Além disso, o caso de desenvolvimento simultâneo dos perfis térmico e hidrodinâmico foi avaliado por BATRA e SUDARSAN (1992), para fluidos pseudoplásticos com propriedades físicas constantes.

O caso de transferência de calor para fluidos HB escoando em dutos anulares foi investigado experimentalmente por NAIMI et al. (1990), que utilizaram soluções aquosas de Carbopol 940 e consideraram a rotação do cilindro interno, onde o cilindro externo era aquecido a um fluxo constante de calor e o cilindro interno era adiabático. Estes autores determinaram a evolução do número de Nusselt local ao longo da zona de aquecimento, através de medidas de temperatura de parede. Devido à diminuição do índice de consistência com a elevação da temperatura, eles notaram que o número de Nusselt aumenta com o aumento do fluxo de calor imposto, sendo este efeito mais importante quando o cilindro interno está em rotação a uma velocidade tal que a dimensão da zona empistonada é reduzida a zero, no entanto, eles não apresentaram o valor desta velocidade angular crítica ( $\Omega_c$ ). Eles também observaram qualitativamente que a região empistonada inibe o desenvolvimento da velocidade radial e, portanto, limita a deformação da velocidade axial. Consequentemente, o efeito da dependência de  $K$  com a temperatura é reduzido. Finalmente, estes autores sugeriram uma expressão empírica para o coeficiente de transferência de calor em termos da coordenada axial e da velocidade angular de rotação do cilindro interno.

NOUAR et al. (1998), assumindo as mesmas hipóteses de NAIMI et al. (1990), investigaram numericamente e experimentalmente o fenômeno de convecção forçada para um fluido HB no escoamento em ânnulos com rotação do cilindro interno. Eles analisaram os efeitos da rotação e da termo-dependência do índice de consistência no escoamento empistonado e na troca térmica entre a parede aquecida do cilindro externo e o fluido, concluindo que a rotação do cilindro interno induz a

uma diminuição do gradiente de velocidade axial no cilindro externo e a transferência de calor é, então, reduzida. Por outro lado, estes autores verificaram que o efeito da termo-dependência de  $K$  na troca térmica é mais importante com o aumento da velocidade angular do cilindro interno. Quando a velocidade angular do cilindro excede o valor crítico  $\Omega_c$ , na qual a dimensão da zona empistonada é reduzida a zero, a modificação da estrutura do fluxo ao longo da zona aquecida, devido à diminuição do índice de consistência com a temperatura, acarreta no reaparecimento da zona empistonada entre os dois cilindros. Com base na aproximação de Lévêque, estes autores propuseram uma correlação para o número de Nusselt local em termos do fluxo de calor, da relação de raios do anulo ( $\kappa$ ), do número de Cameron ( $X^+$ ), do gradiente de velocidade axial adimensional calculado na parede para fluidos Newtonianos e do fator de correção  $\delta$ . NOUAR e LÉBOUCHE (1996) realizaram um estudo numérico e experimental para investigar a convecção térmica de fluidos HB termo-dependentes em dutos anulares, sob condições de fluxo de calor uniforme na parede externa e parede interna isolada. Eles concluíram que ocorre uma reorganização do fluxo como um resultado da diminuição de  $K$  nas proximidades da parede aquecida e em relação à troca térmica, estes autores observaram que ocorre um aumento do coeficiente de transferência de calor como resultado da termo-dependência do fluido, no entanto, este efeito diminui na presença da zona plástica. Finalmente, uma correlação para o cálculo do número de Nusselt é proposta em termos do fluxo de calor na parede. Note que as correlações de Nussel local propostas por estes autores (NAIMI et al., 1990; NOUAR e LÉBOUCHE, 1996; NOUAR et al., 1998) são válidas para a condição de fluxo de calor constante através da parede do cilindro externo formador do anulo.

VIANA et al. (2001) resolveram analiticamente as equações de energia e momento utilizando uma técnica clássica de transformada integral, considerando um fluido HB escoando em regime laminar pela região de entrada térmica de anulos concêntricos. Estes autores assumiram propriedades físicas constantes, perfil de velocidade plenamente desenvolvido, mesmo ao longo da zona aquecida, e temperatura de parede constante tanto para o cilindro interno como o externo. Eles apresentaram seus resultados em termos dos perfis de velocidade isotérmicos para diferentes valores de  $\tau_0$ ,  $n$  e  $\kappa$ , bem como a evolução do número de Nusselt ao longo da zona aquecida. SOARES et al. (2003) estudaram numericamente o caso de desenvolvimento simultâneo dos perfis térmico e hidráulico, incluindo os efeitos da dependência dos parâmetros reológicos com a temperatura no número de Nusselt, considerando duas diferentes condições de contorno na parede interna, sendo a parede externa adiabática.

---

---

## CAPÍTULO 3

---

---

# PROPRIEDADES TÉRMICAS DOS SUCOS DE GRAVIOLA E DE MARACUJÁ

Neste capítulo, o calor específico, a condutividade térmica e a densidade dos sucos de graviola e de maracujá foram investigados experimentalmente. As propriedades térmicas consideradas foram determinadas nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e nas concentrações de sólidos solúveis de aproximadamente 9,0 a 50,0 °Brix. A densidade foi obtida pelo método convencional de picnometria, enquanto o calor específico e a condutividade térmica foram medidos por meio de um mesmo instrumento, uma célula formada por dois cilindros coaxiais concêntricos e que pode operar nos regimes permanente ou transiente. Simples equações empíricas foram satisfatoriamente obtidas com a finalidade de descrever o efeito combinado da temperatura e da concentração sobre as propriedades termofísicas analisadas. Para o suco de graviola, todas as propriedades térmicas apresentaram dependência linear em relação à temperatura e à concentração, enquanto que para o suco de maracujá, o mesmo comportamento foi observado, exceto para a densidade, a qual foi relacionada à concentração de sólidos solúveis por uma relação exponencial. Além disso, alguns

modelos disponíveis na literatura e amplamente utilizados para calcular as propriedades térmicas de alimentos líquidos foram testados e suas predições foram razoáveis em comparação com os resultados experimentais. Apesar dos modelos existentes apresentarem moderada precisão para descrição das propriedades térmicas analisadas, as novas correlações propostas são preferíveis, pois constituem uma maneira simples e direta para estimação das propriedades térmicas dos produtos considerados, sendo válidas para uma ampla faixa de temperaturas e concentrações e, principalmente, por não requererem nenhuma informação sobre a composição química do produto. Sendo assim, o tempo de estimativa é reduzido, visto que os novos modelos são descritos em função de apenas dois parâmetros facilmente acessíveis, a temperatura e a concentração de sólidos solúveis descrita em graus Brix. As equações obtidas foram diretamente empregadas nas análises posteriores de fluidodinâmica e transferência de calor, assim, a determinação de modelos precisos e específicos para a descrição das propriedades térmicas dos fluidos utilizados neste trabalho foi fundamental para obter correlações de troca térmica altamente confiáveis.

### 3.1 INTRODUÇÃO

Conforme discutido exaustivamente nos capítulos anteriores, as propriedades térmicas dos produtos alimentícios, como a densidade, o calor específico e a condutividade térmica, as quais são diretamente afetadas pela variação de temperatura e de concentração nas unidades de processo, são subsídios indispensáveis para a adequada concepção de evaporadores, bombas, trocadores de calor, filtros e misturadores. Estes equipamentos são normalmente adquiridos a partir do *know-how* tecnológico de um pequeno número de fabricantes e por este motivo estas unidades são freqüentemente superestimadas. Modelos matemáticos confiáveis, que expressam a dependência das propriedades termofísicas com a temperatura e o conteúdo de água, ou a concentração de sólidos solúveis, constituem, portanto, uma ferramenta extremamente útil para a implementação de rotinas computacionais utilizadas na modelagem e simulação de operações como a pasteurização, a esterilização, a refrigeração, o aquecimento, o congelamento e a secagem.

Há muitas décadas tem havido um esforço apreciável em desenvolver correlações genéricas para a predição das propriedades térmicas de alimentos líquidos, no entanto, a indústria de alimentos introduz regularmente no mercado um número considerável de novos produtos, criando uma grande demanda de conhecimento das propriedades de uma ampla variedade de alimentos. Até o presente momento, nenhum trabalho parece ter sido relatado na literatura, no qual se descreve a dependência das propriedades térmicas dos sucos de maracujá e de graviola com a temperatura e a concentração de sólidos solúveis. Portanto, a investigação atual atende esta necessidade, além de

fornecer os subsídios para o desenvolvimento das propostas essenciais deste trabalho, as quais são apresentadas nos capítulos subseqüentes. Assim, a finalidade principal deste capítulo é apresentar os resultados obtidos a partir das medições experimentais do calor específico, da condutividade térmica e da densidade dos sucos de maracujá e de graviola nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de sólidos solúveis de aproximadamente 9,0 a 50,0 °Brix. Além disso, simples novas equações empíricas foram obtidas para correlacionar os dados experimentais em função da temperatura e da concentração. Por fim, uma breve revisão de alguns modelos empíricos para determinação das propriedades térmicas de alimentos líquidos foi realizada e o desempenho dos modelos foi avaliado pela comparação com os dados experimentais observados. As propriedades térmicas obtidas foram diretamente aplicadas nas análises de fator de atrito e de transferência de calor, bem como no desenvolvimento das equações para o número de Nusselt no aquecimento dos produtos considerados através de dutos circulares e ânulos concêntricos.

## **3.2 MATERIAL E MÉTODOS**

### **3.2.1 Preparo da matéria-prima**

Todas as medidas experimentais foram realizadas com amostras preparadas a partir do mesmo lote de sucos comerciais de maracujá e de graviola concentrados (51,2 °Brix e 2,8 % v/v de polpa), os quais foram respectivamente produzidos com o fruto do maracujá amarelo (*Passiflora edulis* var. *flavicarpa*) em um evaporador TASTE® de quatro estágios, e com o fruto da graviola (*Anona muricata* L.) obtido em um evaporador TASTE® de simples estágio. Os sucos concentrados eram armazenados a -17 °C e com o intuito de obter diferentes frações de água, os mesmos foram diluídos com água destilada. A medida do teor de sólidos solúveis das amostras foi efetuada após a diluição das mesmas, sendo corrigida pela temperatura.

### **3.2.2 Determinação do calor específico e da condutividade térmica**

O calor específico e a condutividade térmica em várias temperaturas e concentrações foram medidos a partir do método descrito por BELLET et al. (1975), baseado em uma célula cilíndrica, onde o líquido de teste preenche o espaço anular entre dois cilindros concêntricos. Uma representação do equipamento utilizado, o qual apresenta as seguintes características físicas, é mostrada na Figura 3.1:

(i) dois cilindros coaxiais de cobre (A e B), com 180 mm de comprimento, separados por 2 mm de

espaço anular, o qual é preenchido pela amostra líquida;

(ii) 50 mm de isolamento térmico (C) feito com um material de baixa condutividade térmica ( $0,225 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) para prevenir a transferência de calor na direção axial;

(iii) cilindro interno (A) contendo uma resistência elétrica (D) feita com fio de constantan (resistência de  $15 \text{ } \Omega$ ), eletricamente isolado com verniz e cobre;

(iv) dois termopares tipo “T” (E1 e E2), localizados na metade do comprimento da célula, para medir a diferença de temperatura entre os dois cilindros. Os fios foram posicionados paralelamente ao eixo da célula.

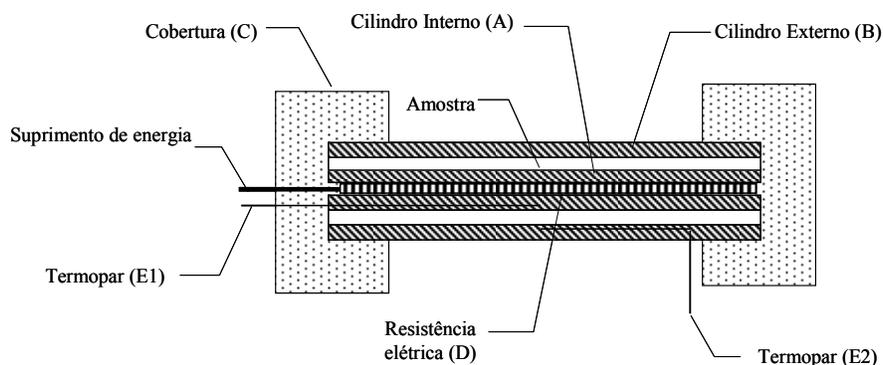


Figura 3.1. Representação da seção transversal da célula utilizada para as medições de calor específico e condutividade térmica (Fonte: TELIS-ROMERO et al., 2000).

Para manter constante a temperatura de superfície externa da célula, a mesma foi imersa em um banho termostático (modelo Ma-184, Marconi, SP, Brasil) contendo água. A alimentação de energia para a resistência foi feita por meio de uma fonte de energia elétrica DC (modelo MPS-3006D, Minipa, SP, Brasil), que permite ajustar a corrente com uma estabilidade de 0,05 %. Uma aquisição de dados HP, modelo 75000-B, com interface HP-IB e um HP PC executando um programa para aquisição de dados, escrito em IBASIC, monitorou as temperaturas com uma precisão de  $\pm 0,6 \text{ }^\circ\text{C}$ . A célula foi calibrada com água destilada, o que permitiu calcular os valores de densidade e calor específico do material da mesma, os quais devem ser conhecidos para determinar as propriedades térmicas das amostras. Assim, a densidade e o calor específico do cobre estimados foram, respectivamente,  $8890,0 \text{ kg m}^{-3}$  e  $403,4 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ , os quais puderam ser considerados aproximadamente constantes com a variação de temperatura, pois alguns testes experimentais preliminares mostraram diferenças nestes valores de apenas  $\pm 2,0 \text{ } \%$ . A célula pode operar em regime permanente e transiente, o que proporciona a obtenção da condutividade térmica

e do calor específico, respectivamente. As características geométricas da célula, bem como a distribuição das temperaturas nas suas superfícies são apresentadas na Figura 3.2. Os raios externos dos cilindros externo ( $R_E$ ) e interno ( $R_1$ ) da célula são, respectivamente, 17 mm e 10 mm, enquanto os raios internos para os cilindros externo ( $R_2$ ) e interno ( $R_0$ ) são 12 mm e 5 mm, respectivamente.

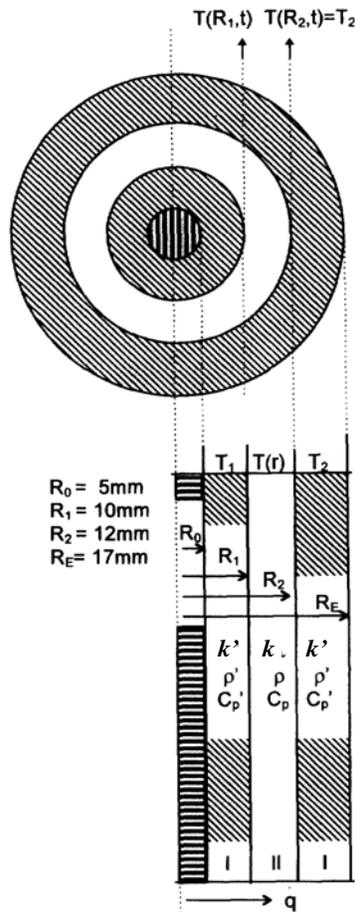


Figura 3.2. Características geométricas da célula utilizada para as medições de calor específico e condutividade térmica (Fonte: TELIS-ROMERO et al., 1998).

No regime permanente, a condução de calor dentro da célula pode ser descrita pela equação de Fourier em coordenadas cilíndricas, dada pela Eq. (3.1), com as condições de contorno correspondentes à transferência de calor entre duas superfícies cilíndricas concêntricas mantidas em temperatura constante, ou seja,  $T|_{r=R_1} = T_1$  e  $T|_{r=R_2} = T_2$ .

$$\frac{\dot{Q}}{S} = \dot{q} = -k \frac{dT}{dr} \quad (3.1)$$

onde  $\dot{Q}$  ( $\text{J s}^{-1}$ ) é a taxa de calor ( $dq/dt$ ),  $\dot{q}$  é o fluxo de calor ( $\text{J s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ ),  $S$  ( $\text{m}^2$ ) é a área superficial normal à transferência de calor,  $k$  ( $\text{W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) é a condutividade térmica,  $T$  ( $^\circ\text{C}$ ) é a temperatura no meio I e  $r$  (m) é a distância radial em coordenadas cilíndricas. Integrando a Eq. (3.1), a condutividade térmica da amostra pode ser calculada de acordo com a Eq (3.2).

$$\bar{k} = \frac{\dot{q}}{2\pi L(T_1 - T_2)} \log\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \quad (3.2)$$

onde  $\bar{k}$  ( $\text{W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) é a condutividade térmica média da amostra no intervalo  $T_1, T_2$  ( $^\circ\text{C}$ ),  $L$  (m) é o comprimento total da célula,  $R_1$  (m) é o raio externo do cilindro interno da célula,  $R_2$  (m) é o raio interno do cilindro externo da célula,  $T_1$  e  $T_2$  ( $^\circ\text{C}$ ) correspondem, respectivamente, às temperaturas de superfície do cilindro interno e do cilindro externo.

Considerando a condução de calor transiente em um meio isotrópico e homogêneo, escreve-se a equação de conservação de energia, dada pela Eq. (3.3), que fornece o perfil de temperatura no espaço anular entre dois cilindros coaxiais de comprimento infinito. As condições iniciais supõem que o sistema está sob equilíbrio térmico em  $t = 0$ , ou seja,  $T(r,0) = T_2$  e as temperaturas da vizinhança são constantes para qualquer  $t$ , ou seja,  $T(R_2,t) = T_2$ , enquanto as condições de contorno supõem que o fluxo de calor na resistência térmica é constante e uniforme, conforme Eq. (3.4), e a taxa de calor é contínua na interface amostra/célula, como descrito na Eq. (3.5).

$$C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{\rho} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (3.3)$$

$$\left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R_0,t} = -\frac{\dot{q}}{2\pi R_0 L k'} \quad (3.4)$$

$$k' \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right)_{R_1,t} = -k \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R_1,t} \quad (3.5)$$

onde  $C_p$  ( $\text{J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) é o calor específico da amostra,  $t$  (s) é a variável temporal,  $\rho$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) é a densidade da amostra,  $R_0$  (m) é o raio interno do cilindro interno da célula,  $k'$  ( $\text{W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) é a condutividade térmica do material da célula e  $\bar{T}$  ( $^\circ\text{C}$ ) é a temperatura média da célula, ou temperatura no meio II. O procedimento experimental consiste em medir a evolução da temperatura na posição  $r = R_1$  a partir do início do processo de aquecimento. Admitindo que a temperatura

$T(R_1, t)$  se aproxima assintoticamente da temperatura de equilíbrio,  $T_\infty(R_1)$ , de forma exponencial é possível resolver o problema pelo método de separação de variáveis. Maiores detalhes sobre o funcionamento da célula e sobre a solução da Eq. (3.3) podem ser encontrados em BELLET et al. (1975).

### 3.2.3 Determinação da densidade

A densidade dos sucos de graviola e de maracujá em temperaturas e concentrações diferentes foi determinada através da pesagem do suco contido em um picnômetro volumétrico padrão, utilizando uma balança analítica (CONSTENLA et al., 1989). A temperatura das amostras foi ajustada pelo equilíbrio em um banho termostático. O picnômetro de 25 mL foi calibrado previamente com água destilada em cada temperatura utilizada. As medidas foram realizadas em triplicata e ressalta-se que as amostras não foram desaeradas.

### 3.2.4 Modelos matemáticos para as propriedades térmicas

Os resultados experimentais foram utilizados para obter simples modelos matemáticos, os quais foram baseados em equações empíricas propostas por outros pesquisadores. Geralmente, os modelos preditivos são descritos em termos da temperatura e da concentração de sólidos solúveis (CONSTENLA et al., 1989) ou da fração de água (TELIS-ROMERO et al., 2000). Assim, as correlações obtidas expressam a dependência linear das propriedades térmicas dos sucos de graviola e de maracujá em função da temperatura e da concentração de sólidos solúveis (em graus Brix), exceto para o caso da densidade do suco de maracujá, que foi descrita por uma função exponencial em relação à concentração de sólidos solúveis (CONSTENLA et al., 1989). Muitos outros estudos reportam comportamentos semelhantes para as propriedades térmicas de alimentos líquidos (CHOI e OKOS, 1983; REDDY e DATTA, 1994; MINIM et al., 2002). Adicionalmente, um modelo aditivo baseado na condutividade térmica aparente e na fração volumétrica de cada componente na solução também foi ajustado aos dados experimentais de condutividade térmica (CONSTENLA et al., 1989). De maneira similar, os dados de densidade foram relacionados à densidade da água pura, com base na expressão termodinâmica para o volume específico de uma solução multicomponente (CONSTENLA et al., 1989). Além disso, com intuito comparativo, as propriedades térmicas também foram avaliadas por outros modelos existentes na literatura. Para o calor específico foram testados os modelos de Dickerson (MILES et al., 1983), Siebel (ASHRAE, 1985) e Chen (CHEN, 1985). Para a condutividade térmica foram avaliados os modelos genéricos para sucos de frutas, os quais foram propostos por Kolarov e Gromov (KOLAROV e GROMOV, 1973, citado por SWEAT,

1995) e por Riedel (RIEDEL, 1949, citado por BHUMBLA et al., 1989). Para o suco de maracujá foram testados também outros modelos aditivos como o de Heldman e Singh (HELDMAN e SINGH, 1981) para o calor específico e os modelos quadráticos de Choi e Okos (CHOI e OKOS, 1986) para o calor específico, a condutividade térmica e a densidade. Estes modelos requerem o conhecimento das frações mássicas de cada componente da solução e apenas a composição química básica do suco de maracujá era conhecida. A composição química das matérias-primas utilizadas no presente trabalho não foi determinada experimentalmente e o fabricante que disponibilizou a matéria-prima foi capaz de fornecer apenas a composição do suco de maracujá. Assim, devido à falta de conhecimento em relação às frações de cada componente do suco de graviola, os modelos aditivos (HELDMAN e SINGH, 1981; CHOI e OKOS, 1986) não puderam ser utilizados para este suco.

### 3.2.5 Estimativa não-linear de parâmetros e análise dos dados

A representação de processos reais através de modelos matemáticos envolve o “ajuste” dos mesmos aos dados observados através da estimação de seus parâmetros. Assim, o desenvolvimento de modelos empíricos envolve a postulação do modelo, a coleta de dados experimentais, o ajuste do modelo, ou seja, a determinação de seus coeficientes e finalmente a avaliação dos resultados (HIMMELBLAU, 1970). Para a estimativa dos parâmetros dos modelos empíricos aqui propostos, mesmo os não-lineares, foram utilizados os procedimentos de estimação não-linear do *software* MatLab® (THE MATHWORKS, 2004), que resolve problemas de ajuste não linear pelo método dos mínimos quadrados, sendo o procedimento de regressão baseado no algoritmo de Levenberg-Marquardt.

A qualidade das funções ajustadas foi avaliada pelo coeficiente de correlação ( $R^2$ ), dado na Eq. (3.6), pela soma dos quadrados da diferença entre os valores observados e os preditos (SSR), conforme Eq. (3.7) e pela magnitude da raiz média quadrática ou raiz da somatória quadrática dos resíduos (RMS), calculada pela Eq. (3.8). As comparações entre dados observados experimentalmente e valores calculados por equações teóricas ou empíricas foram realizadas através do erro absoluto relativo ( $\Delta Er$ ), calculado pela Eq. (3.9). Portanto, o modelo mais adequado é aquele que resulta em valores de  $R^2$  elevados e pequenos valores de SSR, RMS e  $\Delta Er$ .

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{j=1}^{ne} (Y_j - \hat{Y}_j)^2}{\sum_{j=1}^{ne} (\bar{Y}_j - \hat{Y}_j)^2} \quad (3.6)$$

$$SSR = \sum (Y_j - \hat{Y}_j)^2 \quad (3.7)$$

$$RMS (\%) = 100 \sqrt{\frac{\sum [(Y_j - \hat{Y}_j) / Y_j]^2}{ne}} \quad (3.8)$$

$$\Delta Er (\%) = 100 \frac{(\hat{Y}_j - Y_j)}{Y_j} \quad (3.9)$$

onde  $ne$  é o número de ensaios experimentais,  $Y_j$  são os dados observados experimentalmente,  $\bar{Y}_j$  é a média dos valores observados experimentalmente e  $\hat{Y}_j$  são os valores preditos por um modelo empírico ou teórico.

### 3.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O calor específico, a condutividade térmica e a densidade dos sucos de graviola e de maracujá foram determinados experimentalmente, em triplicata, nas temperaturas de 0,4, 8,3, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2, 59,2 e 68,8 °C. Para o suco de graviola foram utilizadas as concentrações de sólidos solúveis de 9,3, 19,1, 24,3, 29,4, 34,6, 38,8, 44,6 e 49,4 °Brix, enquanto que para o suco de maracujá utilizou-se as concentrações de sólidos solúveis de 9,8, 19,7, 25,5, 29,4, 35,2, 39,9, 45,2 e 49,4 °Brix. Para as análises foram utilizados 64 valores experimentais médios para cada propriedade térmica, sendo cada um destes pontos representativos da média aritmética de três valores experimentais obtidos a uma dada temperatura e concentração. Os novos modelos empíricos foram ajustados a partir de um subconjunto dos dados experimentais: o conjunto de dados nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C foi utilizado para realizar os ajustes dos modelos, enquanto o conjunto de dados nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C foi utilizado simplesmente para confirmar a veracidade dos novos modelos empíricos propostos. Neste caso, optou-se por um subconjunto a baixa temperatura e outro a alta temperatura, desconsiderando os extremos, ou seja, o conjunto de dados nas temperaturas de 0,4 e 68,8 °C.

#### 3.3.1 Calor específico do suco de graviola

Para o calor específico do suco de graviola, cujos valores experimentais variaram de 3012,3 a 4326,7 J kg<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>, uma simples função polinomial foi obtida, dada pela Eq. (3.10), a qual foi satisfatoriamente ajustada com  $R^2 = 0,999$ ,  $RMS = 0,3 \%$  e  $SSR = 5942,3$ . Os erros de cada parâmetro ajustado são incluídos no modelo a seguir, o qual foi obtido com intervalo de confiança

de 95 %. As medidas experimentais apresentaram um desvio padrão máximo de  $50,0 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  e um desvio padrão mínimo de  $3,5 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ .

$$C_p = (4420,8 \pm 5,2) - (28,8 \pm 0,1)x_{ss} + (2,4 \pm 0,1)T \quad (3.10)$$

onde  $C_p$  ( $\text{J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) é o calor específico do suco de graviola,  $x_{ss}$  ( $^\circ\text{Brix}$ ) é a concentração de sólidos solúveis e  $T$  ( $^\circ\text{C}$ ) é a temperatura. Conforme esperado, o calor específico diminuiu linearmente com o aumento da concentração de 9,3 para 49,4  $^\circ\text{Brix}$ , enquanto a elevação da temperatura provocou um ligeiro aumento, também linear, nos valores de  $C_p$ . Assim, observa-se que o efeito da concentração sobre  $C_p$  é claramente mais acentuado do que o efeito da temperatura. Estes resultados são consistentes com outros estudos envolvendo sucos de frutas (MORESI e SPINOSI, 1980; CONSTENLA et al., 1989; TELIS-ROMERO et al., 1998). Na Figura 3.3(a) são apresentados os valores experimentais do calor específico nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8  $^\circ\text{C}$ , juntamente com as curvas preditas pela Eq. (3.10) nas mesmas temperaturas.

Com o intuito de verificar a adequação de modelos genéricos propostos para produtos alimentícios são apresentadas na Figura 3.3(b) as predições feitas pelas Eqs. (3.11), (3.12) e (3.13), as quais representam respectivamente os modelos de Siebel (ASHRAE, 1985), Dickerson (MILES et al., 1983) e Chen (CHEN, 1985), que são descritos apenas em função das frações de água ou de sólidos solúveis e não contabilizam o efeito da temperatura sobre o calor específico.

$$C_p = 840 + 3350 x_w \quad (3.11)$$

$$C_p = 1675 + 2512 x_w \quad (3.12)$$

$$C_p = 4186,8 - 2302,7x_{s0} - 628,0 x_{s0}^3 \quad (3.13)$$

onde  $C_p$  ( $\text{J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) é o calor específico das soluções,  $x_w$  (kg de água por kg de solução) é a fração mássica de água e  $x_{s0}$  (kg de sólidos solúveis por kg de alimento) é a fração mássica de sólidos solúveis. Na Eq. (3.11), o valor “840” é assumido como uma base arbitrária representante do calor específico dos componentes sólidos da solução (ASHRAE, 1985). Ao plotar as curvas preditas pelas Eqs. (3.11) e (3.12) desconsiderou-se o teor de sólidos insolúveis da solução e a fração de água  $x_w$  foi expressa como a diferença entre a fração da água pura ( $x_w = 1$ ) e a fração mássica de sólidos solúveis ( $x_{s0}$ ).

Vários autores sugerem relações lineares entre o calor específico e o conteúdo de água, de forma similar às equações propostas por Siebel (ASHRAE, 1985) e Dickerson (MILES et al., 1983). Muitos destes modelos podem ser encontrados na literatura (MILES et al., 1983; SWEAT, 1995), sendo que as diferenças entre eles são dadas basicamente pelos coeficientes lineares e angulares,

apesar disso, suas predições convergem para o calor específico da água pura quando  $x_w = 1$ . Observa-se na Figura 3.3(b) que, quando  $x_w$  tende a um, os modelos genéricos apresentados realmente proporcionam predições as quais convergem para o valor de calor específico da água pura, que é  $4176,2 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $0 \text{ }^\circ\text{C}$  (CHOI e OKOS, 1986), no entanto, os valores de  $C_p$  do suco de graviola são ligeiramente superiores aos da água pura quando  $x_w \rightarrow 1$ . Extrapolando os dados de calor específico do suco de graviola na Eq. (3.10), nota-se que quando  $x_{ss}$  se anula,  $C_p$  vai de  $4421,8 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  para  $4585,9 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ . Sabe-se que o calor específico da água pura varia menos que 1 % entre 0 e  $100,0 \text{ }^\circ\text{C}$ , sendo o seu valor de  $4176,2 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $4195,9 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$  (CHOI e OKOS, 1986). Neste caso, a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  o  $C_p$  da água pura é aproximadamente 5,6 % inferior ao  $C_p$  do suco de graviola na mesma temperatura, enquanto que a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ , o  $C_p$  da água pura chega a ser em torno de 8,5 % inferior ao do suco de graviola. Portanto, é importante observar atentamente as faixas em que as equações são válidas, pois nem sempre é possível extrapolar com segurança as curvas preditas para  $x_w = 1$  ou  $x_{ss} = 0$ .

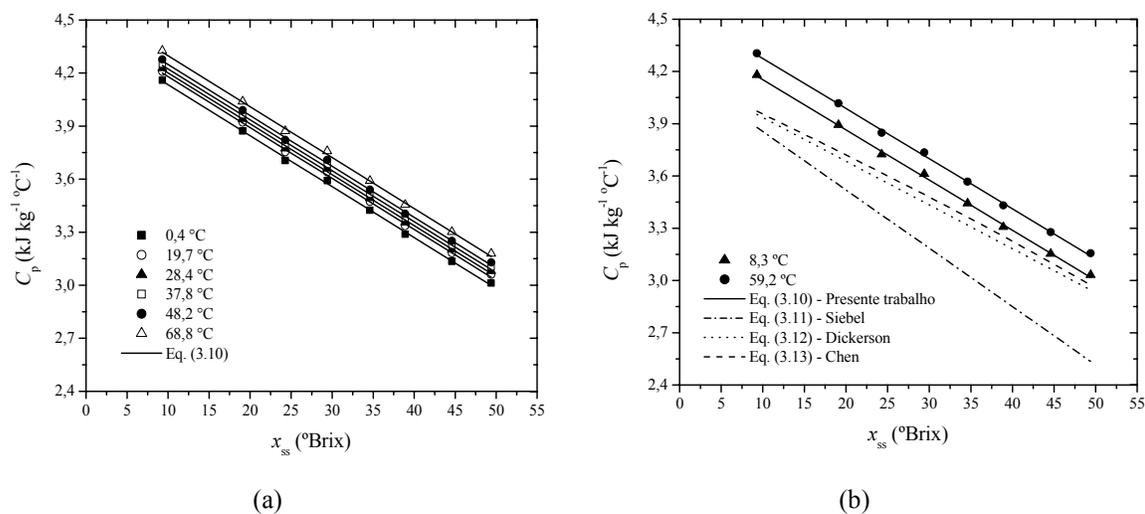


Figura 3.3. (a) Dados experimentais do calor específico do suco de graviola nas temperaturas de  $0,4$ ,  $19,7$ ,  $28,4$ ,  $37,8$ ,  $48,2$  e  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ , juntamente com as curvas preditas pela Eq. (3.10); (b) Dados experimentais de  $C_p$  do suco de graviola nas temperaturas de  $8,3$  e  $59,2 \text{ }^\circ\text{C}$  e predições pela Eq. (3.10) nas mesmas temperaturas, juntamente com as estimativas dos modelos genéricos, descritos pelas Eqs. (3.11), (3.12) e (3.13).

Vale ressaltar que devido às interações água-soluto, o calor específico resultante do alimento obviamente difere do calor específico de cada componente puro, sendo que geralmente o calor específico do alimento varia com a concentração de sólidos solúveis. Conforme mencionado por CONSTENLA et al. (1989), os valores de calor específico de soluções aquosas de açúcar são

significativamente maiores do que aqueles correspondentes ao açúcar cristalino nas mesmas temperaturas, enquanto que para elevadas frações de água, o calor específico da solução se aproxima do calor específico da água pura. Além disso, enquanto o calor específico da água pura se mantém praticamente constante com a temperatura, o calor específico da solução geralmente aumenta em relação a esta variável. Por exemplo, para as concentrações estudadas, o calor específico do suco de graviola variou em torno de 4,0 a 5,0 % entre 0,4 e 68,8 °C, enquanto o calor específico da água pura varia apenas 0,5 % nesta mesma faixa de temperatura, segundo dados estimados por CHOI e OKOS (1986).

O modelo de Siebel (ASHRAE, 1985), descrito na Eq. (3.11), é baseado no valor de 4190 J kg<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup> para o calor específico da água pura a 0 °C, sendo válido para líquidos acima do ponto de congelamento. A equação de Siebel produziu valores menores de  $C_p$  em relação aos pontos experimentais, apresentando claramente maiores desvios em comparação às Eqs. (3.12) e (3.13), especialmente para as concentrações de sólidos solúveis mais elevadas, o que pode ser atribuído ao fato de que a água presente nos alimentos exhibe propriedades distintas dependendo se suas moléculas estão ligadas ou não aos componentes sólidos (MOHSENIN, 1980). Por outro lado, os modelos de Dickerson (MILES et al., 1983) e de Chen (CHEN, 1985), descritos respectivamente pelas Eqs. (3.12) e (3.13), predizem calores específicos mais próximos aos do suco de graviola, porém também inferiores, com desvios mais acentuados para as concentrações de sólidos solúveis mais baixas. Por fim, pode-se dizer que o modelo de Siebel relata uma dependência mais pronunciada de  $C_p$  em função da concentração de sólidos quando comparado com os resultados experimentais e também com os modelos de Dickerson e de Chen, que por sua vez resultam em curvas de inclinação similar. Na Tabela 3.1 são apresentados os erros absolutos relativos máximos (MaxΔEr), mínimos (MinΔEr) e médios (MeanΔEr) entre os valores observados experimentalmente (conjunto de dados nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos pelas Eqs. (3.10), (3.11), (3.12) e (3.13). Também são apresentados na Tabela 3.1 os valores de RMS (%).

Tabela 3.1. Valores de RMS (%) e erros absolutos relativos máximos (MaxΔEr), mínimos (MinΔEr) e médios (MeanΔEr) entre os dados observados experimentalmente (nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos pelas Eqs. (3.10), (3.11), (3.12) e (3.13) para o calor específico do suco de graviola.

	MaxΔEr (%)	Min ΔEr (%)	MeanΔEr (%)	RMS (%)
Eq. (3.10) – Modelo empírico	0,51	0,02	0,26	0,32
Eq. (3.11) – Siebel	19,66	7,20	13,02	13,44
Eq. (3.12) – Dickerson	8,14	2,75	5,50	5,78
Eq. (3.13) – Chen	7,70	1,56	4,44	4,84

Enquanto o modelo de Siebel resulta em elevados desvios, com erro médio em torno de 13,0 %, conforme apresentado na Tabela 3.1, os modelos simplificados de Chen e Dickerson apresentaram uma precisão razoável, com RMS inferior a 6,0 %. No entanto, o modelo empírico foi o mais preciso, não surpreendentemente, apresentando o menor valor de RMS e os menores desvios em comparação com os outros modelos testados. Assim, através de análise dos parâmetros estatísticos ( $R^2$ , RMS e SSR) obtidos a partir do ajuste da Eq. (3.10), dos resultados apresentados na Tabela 3.1 e da análise visual da Figura 3.3, que indica excelente concordância entre os valores experimentais a 8,3 e 59,2 °C e os preditos pelo modelo empírico, é possível concluir que a Eq. (3.10) é confiável para descrição do calor específico do suco de graviola nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e nas concentrações de 9,3 a 49,4 °Brix, sendo este modelo obviamente preferível em relação às Eqs. (3.11), (3.12) e (3.13), principalmente por incluir o efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre o calor específico, o que o torna mais preciso.

### 3.3.2 Condutividade térmica do suco de graviola

Os dados experimentais de condutividade térmica do suco de graviola, os quais variaram de 0,347 a 0,599 W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>, com desvio padrão máximo de 0,035 W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup> e desvio mínimo de 0,002 W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>, foram utilizados para obter o modelo dado pela Eq. (3.14), com  $R^2 = 0,994$ , RMS = 1,1 % e SSR = 0,001. A condutividade térmica do suco de graviola pode também ser expressa em termos da condutividade térmica e da densidade da água pura (CONSTENLA et al., 1989; TELIS-ROMERO et al., 2000). Este modelo resultou na Eq. (3.15), com  $R^2 = 0,969$ , RMS = 2,7 % e SSR = 0,010. Os erros de cada parâmetro ajustado são incluídos nos modelos a seguir, os quais foram obtidos com intervalo de confiança de 95 %.

$$k = (0,605 \pm 0,002) - (0,0053 \pm 0,0001)x_{ss} + (0,00055 \pm 0,00003)T \quad (3.14)$$

$$k = \frac{k_w \rho}{\rho_w} \left[ (0,982 \pm 0,007) - (0,0102 \pm 0,0002)x_{ss} \right] \quad (3.15)$$

onde  $k$  (W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>) é a condutividade térmica do suco de graviola,  $x_{ss}$  (°Brix) é a concentração de sólidos solúveis,  $T$  (°C) é a temperatura,  $k_w$  (W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>) é a condutividade térmica da água pura,  $\rho$  (kg m<sup>-3</sup>) é a densidade do suco de graviola e  $\rho_w$  (kg m<sup>-3</sup>) é a densidade da água pura. A condutividade térmica e a densidade da água pura podem ser estimadas de acordo com CHOI e OKOS (1986).

A Eq. (3.15) foi obtida a partir de um ponto de vista teórico, em que a condutividade térmica de uma solução pode ser avaliada em termos da condutividade térmica aparente e da fração

volumétrica de cada componente na forma de  $k = \sum k_i x_i^v$ , onde  $k_i$  e  $x_i^v$  são, respectivamente, a condutividade térmica e a fração volumétrica de cada componente  $i$  da solução (CONSTENLA et al., 1989). Esta relação aditiva é baseada na hipótese de que os constituintes da solução são posicionados em camadas paralelas ao fluxo de calor. Conforme ressalta CONSTENLA et al. (1989), nas soluções aquosas, a transferência de energia por condução está essencialmente associada aos mecanismos de vibração, portanto, a condutividade térmica aparente depende da temperatura e em menor extensão da concentração. O fator mais importante que controla a dependência de  $k$  com a temperatura é o coeficiente de expansão térmica, cujos valores para a sacarose cristalina entre 20 e 60 °C se aproximam dos valores médios para a água pura e para soluções de sacarose nas mesmas temperaturas. Assim, o efeito da temperatura em  $k$  pode ser computado referindo  $k$  à condutividade térmica da água pura,  $k_w$ . Além disso, a fração volumétrica  $x_i^v$  pode ser expressa em termos da fração mássica, ou seja,  $x_i^v = v_i x_i / V$ , onde  $V$  é o volume específico (recíproco da densidade) de uma solução multicomponente, enquanto  $v_i$  e  $x_i$  correspondem respectivamente ao volume específico parcial e à fração mássica do componente  $i$  na solução.

Comparando os dois modelos empíricos propostos, observa-se que a expressão descrita pela Eq. (3.15) proporcionou uma representação razoável dos dados dentro dos erros experimentais, porém a Eq. (3.14) foi ligeiramente mais precisa, fato que pode ser concluído através da análise dos parâmetros estatísticos obtidos na regressão. Observa-se também que o efeito da concentração sobre  $k$  é mais pronunciado do que o efeito da temperatura, assim como ocorrido para o calor específico. Conforme esperado, a condutividade térmica do suco de graviola diminuiu linearmente com o aumento da concentração de 9,3 para 49,4 °Brix, uma característica comum de soluções de açúcar e de sucos de frutas, enquanto o aumento na temperatura fez com que condutividade térmica aumentasse linearmente. Comportamento semelhante foi observado por outros autores na determinação da condutividade térmica de diferentes sucos de frutas (CONSTENLA et al., 1989; TELIS-ROMERO et al., 1998; AZOUBEL et al., 2005). O aumento na condutividade do suco em relação ao aumento da fração de água se deve ao fato de que a água pura apresenta a maior condutividade térmica comparada com os componentes sólidos do suco (BHUMBLA et al., 1989).

Na Figura 3.4(a), os dados de condutividade térmica do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C são apresentados, juntamente com as predições feitas pela Eq. (3.14), enquanto na Figura 3.4(b), são apresentados os dados de condutividade térmica nas temperaturas de 8,3 °C e 59,2 °C e as curvas preditas pelas Eqs. (3.14) e (3.15) nas mesmas temperaturas. São apresentados também na Figura 3.4(b) os resultados obtidos pelo modelo de

Kolarov e Gromov (SWEAT, 1995) proposto para sucos de frutas e representado pela Eq. (3.16), bem como as predições obtidas pelo modelo de Riedel (BHUMBLA et al., 1989), representado pela Eq. (3.17), o qual foi proposto em função da temperatura (0 a 80,0 °C) e da fração de água para diversos sucos de frutas. Ao plotar as curvas preditas pelas Eqs. (3.16) e (3.17) desconsiderou-se o teor de sólidos insolúveis da solução, o que pode acarretar em uma fonte de erro, porém as tendências observadas serão análogas se o conteúdo de sólidos insolúveis não for desprezado.

$$k = 0,140 + 0,420 x_w \quad (3.16)$$

$$k = (326,58 + 1,0412 T - 0,00337 T^2)(0,46 + 0,54 x_w)1,73 \times 10^{-3} \quad (3.17)$$

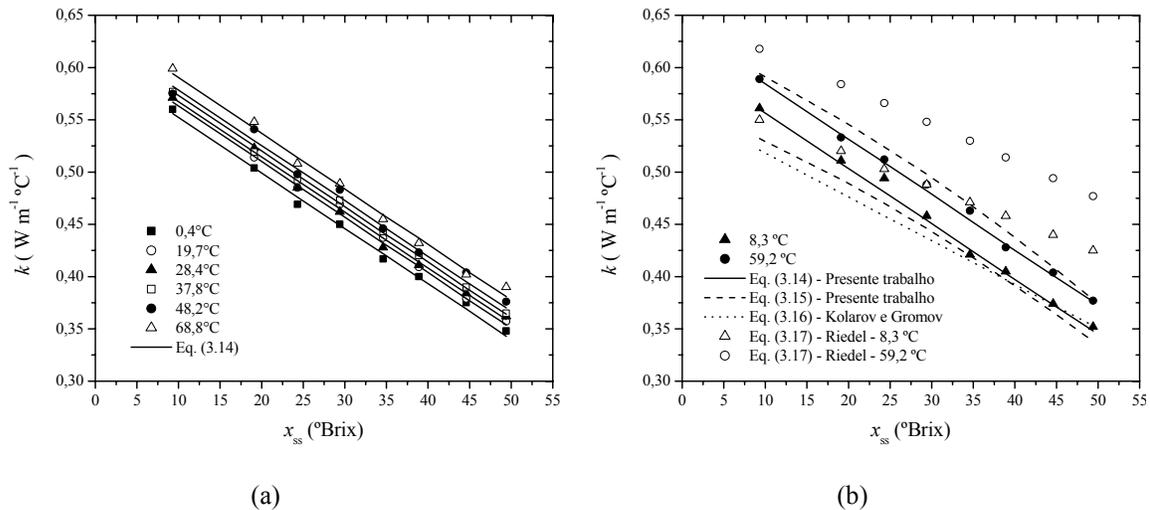


Figura 3.4. (a) Dados experimentais de condutividade térmica do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C, juntamente com as predições pela Eq. (3.14) nas mesmas temperaturas; (b) Dados experimentais de  $k$  do suco de graviola nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e predições pelas Eqs. (3.14) e (3.15) nas mesmas temperaturas, juntamente com as estimativas dos modelos genéricos para sucos de frutas, dados pelas Eqs. (3.16) e (3.17), conforme Kolarov e Gromov e Riedel, respectivamente.

Relações lineares semelhantes à proposta por Kolarov e Gromov (SWEAT, 1995), que não contabilizam o efeito da temperatura, foram sugeridas por diversos autores e um resumo das mesmas pode ser encontrado em MILES et al. (1983) e SWEAT (1995). MILES et al. (1983) observaram que existem diferenças marcantes entre os valores preditos por esses modelos, sendo os desvios entre eles menos acentuados quando os conteúdos de água são baixos. MILES et al. (1983) notaram também que, enquanto os coeficientes lineares e angulares diferem, a maioria destes

modelos prediz valores que convergem para a condutividade térmica da água pura quando  $x_w$  tende a um. Comportamento semelhante foi observado no presente trabalho, cujos valores de condutividade para as amostras diluídas de suco de graviola aproximam-se da condutividade térmica da água pura, principalmente nas temperaturas mais elevadas. Ao extrapolar as curvas previstas pela Eq. (3.14) para  $x_{ss} = 0$ , observa-se que a condutividade térmica do suco de graviola varia de  $0,605 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  até  $0,643 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ , enquanto a condutividade térmica da água pura encontra-se entre  $0,572$  e  $0,660 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  para temperaturas de  $0,4$  a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$  (CHOI e OKOS, 1986). Assim, observa-se que, a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  a condutividade térmica da água pura é aproximadamente 5,4 % inferior à do suco de graviola e para  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $k$  do suco de graviola é apenas 2,6 % inferior à da água pura na mesma temperatura. Além disso, é possível observar que, quando  $x_w = 0$ , o modelo de Kolarov e Gromov (SWEAT, 1995) prediz valor de  $k = 0,560 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ , o qual se aproxima do valor de  $k$  da água pura a  $0 \text{ }^\circ\text{C}$ , no entanto, para temperaturas mais elevadas, como  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ , por exemplo, os valores de  $k$  preditos por Kolarov e Gromov diferem em até 16,0 % do valor de  $k$  da água pura.

Observa-se na Figura 3.4 que o modelo de Kolarov e Gromov (SWEAT, 1995), que não contabiliza o efeito da temperatura sobre a condutividade térmica, prediz valores de  $k$  inferiores aos do suco de graviola, apresentando os maiores desvios, surpreendentemente, para as concentrações de sólidos solúveis menos elevadas. Normalmente, as expressões descritas sob a mesma forma do modelo de Kolarov e Gromov são propostos para produtos em que o componente predominante é a água, assim, esperava-se que os menores desvios ocorressem para as maiores frações de água. Por outro lado, o modelo de Riedel (BHUMBLA et al., 1989) resultou em valores de  $k$  superiores aos do suco de graviola, exceto para a menor concentração e temperatura, sendo os maiores desvios observados para as concentrações mais elevadas. Além disso, o efeito da concentração sobre  $k$  predito pelos modelos de Kolarov e Gromov (SWEAT, 1995) e de Riedel (BHUMBLA et al., 1989) é inferior ao observado experimentalmente para o suco de graviola.

Na Tabela 3.2 são apresentados os valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos máximos (Max $\Delta$ Er), mínimos (Min $\Delta$ Er) e médios (Mean $\Delta$ Er) entre os dados observados experimentalmente (conjunto de dados nas temperaturas de  $8,3$  e  $59,2 \text{ }^\circ\text{C}$ ) e aqueles preditos nas mesmas temperaturas pelas Eqs. (3.14), (3.15) e (3.17). São apresentados também os desvios da Eq. (3.16) em relação aos dados experimentais. Obviamente, os modelos empíricos apresentam os melhores resultados. Assim, é possível concluir através de análise visual (Figura 3.4), dos parâmetros estatísticos e dos erros relativos (Tabela 3.2) que o modelo empírico dado pela Eq. (3.14) foi o que melhor representou a condutividade térmica do suco de graviola nas faixas de  $0,4$  a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $9,3$  a  $49,4 \text{ }^\circ\text{Brix}$ , apresentando os menores erros e o menor RMS, portanto, a Eq. (3.14)

deve ser preferida em relação às Eqs. (3.15), (3.16) e (3.17).

Tabela 3.2. Valores de RMS (%) e erros absolutos relativos máximos (MaxΔEr), mínimos (MinΔEr) e médios (MeanΔEr) entre os dados observados experimentalmente (nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e aqueles preditos nas mesmas temperaturas pelas Eqs. (3.14), (3.15), (3.16) e (3.17) para a condutividade térmica do suco de graviola.

	MaxΔEr (%)	MinΔEr (%)	MeanΔEr (%)	RMS (%)
Eq. (3.14) – Modelo empírico	2,67	0,12	0,86	1,08
Eq. (3.15) – Modelo empírico	5,15	0,14	2,45	2,87
Eq. (3.16) – Kolarov e Gromov	11,55	0,15	6,50	7,46
Eq. (3.17) – Riedel	26,65	1,71	12,26	14,40

### 3.3.3 Densidade do suco de graviola

Os dados experimentais de densidade do suco de graviola, os quais variaram de 1006,7 a 1203,5 kg m<sup>-3</sup>, apresentaram uma forte dependência do conteúdo de sólidos solúveis, aumentando com a elevação da concentração de 9,3 a 49,4 °Brix, enquanto o aumento da temperatura de 0,4 a 68,8 °C diminuiu ligeiramente seus valores. As medidas, realizadas em triplicata, resultaram em um desvio padrão máximo de 9,0 kg m<sup>-3</sup> e um desvio mínimo de 0,2 kg m<sup>-3</sup>. A Eq. (3.18) resultou no melhor ajuste aos dados experimentais, com R<sup>2</sup> = 0,999, RMS = 0,2 % e SSR = 147,4. Os erros de cada parâmetro ajustado são apresentados no modelo a seguir, que foi obtido com limite de confiança de 95 %.

$$\rho = (981,4 \pm 0,8) + (4,54 \pm 0,02)x_{ss} - (0,23 \pm 0,01)T \quad (3.18)$$

onde  $\rho$  (kg m<sup>-3</sup>) é a densidade do suco de graviola,  $x_{ss}$  (°Brix) é a concentração de sólidos solúveis e  $T$  (°C) é a temperatura. Uma aproximação teórica para o cálculo da densidade (CONSTENLA et al., 1989; TELIS-ROMERO et al., 2000), que contabiliza a expressão termodinâmica para o volume específico ( $V$ ) de uma solução multicomponente em termos dos volumes específicos parciais ( $v_i$ ) também foi considerada. Neste caso, a influência da temperatura na densidade do suco de graviola é incorporada na densidade da água pura, conforme apresentado na Eq. (3.19), que resultou em R<sup>2</sup> = 0,994, RMS = 0,4 % e SSR = 1009,3. A Eq. (3.18) é ligeiramente mais precisa do que a Eq. (3.19), conforme indicam os resultados estatísticos obtidos a partir das análises de regressão.

$$\rho = \frac{\rho_w}{[(1,005 \pm 0,002) - (0,00364 \pm 0,00004)x_{ss}]} \quad (3.19)$$

A Eq. (3.19) foi obtida com base na hipótese de que  $V = 1/\rho = \sum x_i v_i$ . Em soluções aquosas, o volume específico parcial do componente  $i$  na solução ( $v_i$ ) não é necessariamente igual ao volume específico do componente puro. Açúcares, ácidos orgânicos e diferentes macromoléculas interagem com um número substancial de moléculas de água, resultando em um comportamento de solução não-ideal. No limite de diluição, o volume específico parcial da água na solução ( $v_w$ ) tem contribuições essencialmente das regiões de solvente livre, enquanto  $v_s$  (volume específico parcial do soluto na solução) é afetado pela hidratação e pelas interações água-soluto. Nas regiões mais concentradas,  $v_w$  é definido pelas agregações água-soluto, ou seja, moléculas de hidrogênio ligadas a grupos hidroxila. Por estes motivos, em soluções de açúcar,  $v_w$  e  $v_s$  são funções da concentração e da temperatura. Assim, sendo o coeficiente de expansão térmica para a sacarose pura muito próximo do coeficiente da água pura e das soluções de sacarose nas mesmas temperaturas, conforme já discutido na seção anterior, o efeito térmico na densidade do suco pode ser reduzido expressando o volume específico da solução em relação ao volume específico da água pura. Apesar do volume específico parcial depender da concentração, de um ponto de vista prático, uma simples relação linear pode ser utilizada para correlacionar os dados de densidade do suco de graviola. Neste caso, o coeficiente resultante representa os valores médios de  $v_i$  na faixa de concentrações considerada (CONSTENLA et al., 1989).

Na Figura 3.5(a) são apresentados os dados experimentais de densidade do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C, juntamente com as curvas preditas pela Eq. (3.18) nas mesmas temperaturas. Na Figura 3.5(b), o conjunto de dados nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C é apresentado, juntamente com as predições feitas pelas Eqs. (3.18) e (3.19) nas mesmas temperaturas. É possível notar através de análise da Figura 3.5 que a densidade do suco de graviola foi a propriedade térmica estudada menos afetada pela variação da temperatura. Observa-se também que, conforme esperado, quando  $x_w$  tende à unidade os valores de densidade do suco de graviola se aproximam ligeiramente da densidade da água pura, a qual varia entre 997,2 a 979,6 kg m<sup>-3</sup> nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C (CHOI e OKOS, 1986). Extrapolando os dados de densidade do suco de graviola para  $x_{ss} = 0$  na Eq. (3.18), obtém-se valores de 981,3 kg m<sup>-3</sup> a 0,4 °C e 965,6 kg m<sup>-3</sup> a 68,8 °C. Neste caso, a densidade do suco de graviola é aproximadamente 1,6 % inferior à da água pura a 0,4 °C e apenas 1,5 % inferior a 68,8 °C. Enfim, os resultados obtidos são consistentes com os valores de densidade encontrados para outros sucos de frutas (CONSTENLA et al., 1989; TELIS-ROMERO et al., 1998), bem como para soluções de sacarose (MORESI e SPINOSI, 1980).

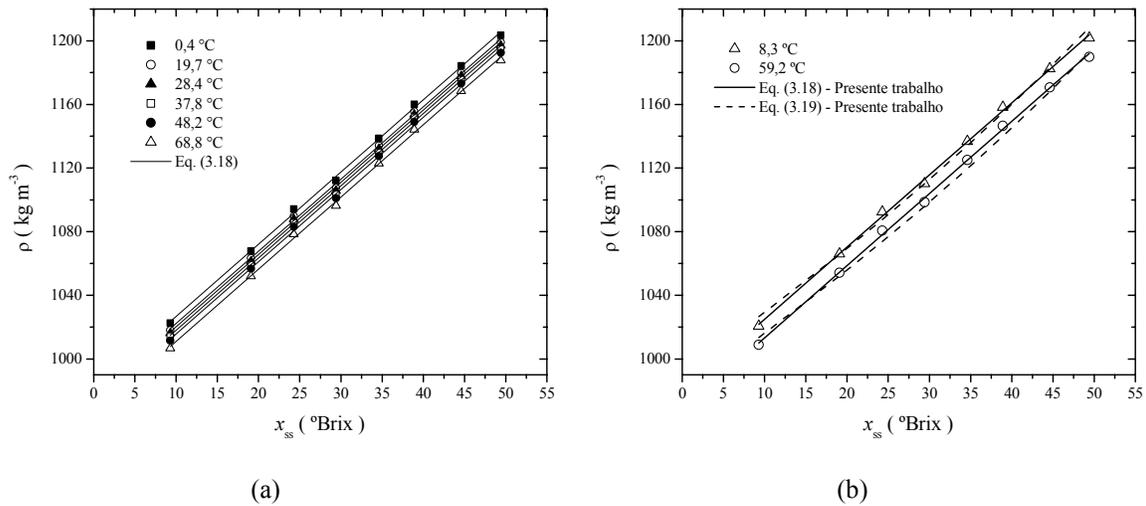


Figura 3.5. (a) Dados experimentais de densidade do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C, juntamente com as curvas previstas pela Eq. (3.18); (b) Dados experimentais de  $\rho$  do suco de graviola nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e previsões pelas Eqs. (3.18) e (3.19) nas mesmas temperaturas.

Na Tabela 3.3 são apresentados os erros absolutos relativos máximos ( $\text{Max}\Delta\text{Er}$ ), mínimos ( $\text{Min}\Delta\text{Er}$ ) e médios ( $\text{Mean}\Delta\text{Er}$ ) entre os valores observados experimentalmente (nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores previstos pelas Eqs. (3.18) e (3.19). Também são apresentados os valores de RMS (%). A análise visual da Figura 3.5 e os resultados estatísticos comprovam o ajuste satisfatório das relações empíricas propostas, principalmente a Eq. (3.18), válida nas faixas de temperatura de 0,4 a 68,8 °C e nas concentrações de sólidos solúveis de 9,3 a 49,4 °Brix. Assim, conclui-se que a expressão dada pela Eq. (3.18) é preferível para estimar a densidade do suco de graviola nas faixas estudadas.

Tabela 3.3. Valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos máximos ( $\text{Max}\Delta\text{Er}$ ), mínimos ( $\text{Min}\Delta\text{Er}$ ) e médios ( $\text{Mean}\Delta\text{Er}$ ) entre os dados observados experimentalmente (nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores previstos nas mesmas temperaturas pelas Eqs. (3.18) e (3.19) para a densidade do suco de graviola.

	Max $\Delta\text{Er}$ (%)	Min $\Delta\text{Er}$ (%)	Mean $\Delta\text{Er}$ (%)	RMS (%)
Eq. (3.18) – Modelo empírico	0,25	0,01	0,13	0,16
Eq. (3.19) – Modelo empírico	0,64	0,01	0,33	0,38

### 3.3.4 Calor específico do suco de maracujá

Os valores experimentais de calor específico do suco de maracujá variaram de 2784,4 a

3995,6 J kg<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup> nas faixas testadas de temperatura e concentração, que foram de 0,4 a 68,8 °C e 9,8 a 49,4 °Brix. Uma simples função polinomial foi obtida, dada pela Eq. (3.20), a qual foi satisfatoriamente ajustada aos dados experimentais, com R<sup>2</sup> = 0,998, RMS = 0,5 % e SSR = 12229. O modelo empírico foi determinado para um intervalo de confiança de 95 % e as medidas experimentais apresentaram um desvio padrão máximo de 58,8 J kg<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup> e um desvio mínimo de 5,0 J kg<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>.

$$C_p = (4080,8 \pm 7,5) - (26,6 \pm 0,2)x_{ss} + (2,5 \pm 0,1)T \quad (3.20)$$

onde C<sub>p</sub> (J kg<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>) é o calor específico do suco de maracujá, x<sub>ss</sub> (°Brix) é a concentração de sólidos solúveis e T (°C) é a temperatura. Modelos empíricos semelhantes foram utilizados em outros estudos para descrever o calor específico do suco de laranja (TELIS-ROMERO et al., 1998) e do extrato de café (TELIS-ROMERO et al., 2000), por exemplo. Além disso, os valores de C<sub>p</sub> do suco de maracujá são compatíveis com os valores encontrados para outros sucos de frutas (MORESI e SPINOSI, 1980; CONSTENLA et al., 1989), inclusive o próprio suco de graviola.

Para estudo comparativo entre o novo modelo proposto, dado pela Eq. (3.20), e alguns modelos disponíveis na literatura para a predição do calor específico de alimentos líquidos, as equações empíricas propostas por Siebel (ASHRAE, 1985), Dickerson (MILES et al., 1983), Chen (CHEN, 1985), Heldman e Singh (HELDMAN e SINGH, 1981) e Choi e Okos (CHOI e OKOS, 1986) foram utilizadas para o cálculo do calor específico do suco de maracujá. Os modelos de Siebel, Dickerson e Chen foram descritos anteriormente pelas Eqs. (3.11), (3.12) e (3.13), respectivamente, enquanto o modelo aditivo de Heldman e Singh é dado a seguir pela Eq. (3.21), onde x<sub>c</sub>, x<sub>p</sub>, x<sub>f</sub> e x<sub>a</sub> representam, respectivamente, as frações mássicas dos carboidratos, das proteínas, das fibras e das cinzas.

$$C_p = 1424 x_c + 1549 x_p + 1675 x_f + 837 x_a + 4187 x_w \quad (3.21)$$

Em particular, CHOI e OKOS (1986) desenvolveram modelos empíricos para predição das propriedades térmicas de alimentos líquidos, considerando as propriedades térmicas dos principais componentes da solução - proteína, teor de lipídeos, carboidrato, fibra, cinza e água - como funções polinomiais em relação à temperatura, conforme apresentadas nas Eqs. (3.22), (3.23), (3.24), (3.25), (3.26) e (3.27), respectivamente. A Eq. (3.27) é válida na faixa de 0 a 150,0 °C, enquanto as Eqs. (3.22) a (3.26) foram obtidas nas temperaturas de -40,0 a 150,0 °C, para suspensões com conteúdo de sólidos de 0 a 95,0 %.

$$\text{Proteína} \quad C_p = 2,0082 + 1,2089 \times 10^{-3}T - 1,3129 \times 10^{-6}T^2 \quad (3.22)$$

$$\text{Teor de lipídeos} \quad C_p = 1,9842 + 1,4733 \times 10^{-3}T - 4,8008 \times 10^{-6}T^2 \quad (3.23)$$

$$\text{Carboidrato} \quad C_p = 1,5488 + 1,9625 \times 10^{-3}T - 5,9399 \times 10^{-6}T^2 \quad (3.24)$$

$$\text{Fibra} \quad C_p = 1,8459 + 1,8306 \times 10^{-3}T - 4,6509 \times 10^{-6}T^2 \quad (3.25)$$

$$\text{Cinza} \quad C_p = 1,0926 + 1,8896 \times 10^{-3}T - 3,6817 \times 10^{-6}T^2 \quad (3.26)$$

$$\text{Água} \quad C_p = 4,1762 - 9,0864 \times 10^{-5}T + 5,4731 \times 10^{-6}T^2 \quad (3.27)$$

onde  $C_p$  ( $\text{kJ kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ) é o calor específico dos componentes. As propriedades de cada componente individual podem, então, ser utilizadas para prever o calor específico do produto considerado, conforme a Eq. (3.28), onde  $i$  representa cada componente do alimento (proteína, cinza, etc.) e  $x_i$  é a fração mássica do componente  $i$ .

$$C_p = \sum_i C_{p_i} x_i \quad (3.28)$$

Relações lineares como as sugeridas pelas Eqs. (3.21) e (3.28) constituem a base para a maioria das correlações existentes para estimação do calor específico de alimentos líquidos, pois todos os principais componentes são incluídos, no entanto, existem desvios na predição do calor específico de um dado componente individual. Os modelos de Choi e Okos (CHOI e OKOS, 1986), por exemplo, foram estatisticamente determinados para uma ampla gama de alimentos e os mesmos tendem a estimar valores médios para todos os tipos de proteínas, gorduras, carboidratos e cinzas. Provavelmente, o erro em assumir que todos os tipos de proteínas têm o mesmo calor específico é pequeno, apesar de existirem algumas diferenças. Além disso, nestes modelos são desconsiderados os efeitos de interação entre os componentes (SWEAT, 1995).

Para o cálculo das frações mássicas de cada um dos componentes que aparecem nas Eqs. (3.11), (3.12), (3.21) e (3.28) foi necessário o conhecimento da composição química básica do suco de maracujá, apresentada na Tabela 3.4, a qual foi fornecida pelo fabricante que disponibilizou a matéria-prima para este estudo. Neste caso, somente os carboidratos foram considerados como sólidos solúveis. Vale ressaltar que os modelos de Choi e Okos (CHOI e OKOS, 1986) e de Heldman e Singh (HELDMAN e SINGH, 1981) não puderam ser utilizados para estimar o calor específico do suco de graviola, pois o fabricante desta matéria-prima não forneceu a composição química básica do suco em questão. Além disso, não foi possível obter estes dados da literatura, visto que até o presente momento apenas a composição da polpa de graviola está disponível (USDA, 2005). Infelizmente, cometeu-se um erro em não se determinar experimentalmente a fração

dos principais componentes das matérias-primas utilizadas no presente trabalho.

Tabela 3.4. Composição química do suco de maracujá concentrado (50,8 a 51,4 °Brix, 2,4 a 2,8 % de polpa).

Nutriente	Valor em g / 100 g
Água	45,500
Proteína	2,290
Gordura	0,622
Cinza	1,676
Carboidrato	50,010
Fibra	0,500

Os valores experimentais de calor específico nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C são apresentados na Figura 3.6(a), juntamente com as curvas preditas pela Eq. (3.20) nas mesmas temperaturas. Cada ponto experimental representa a média aritmética de três medidas. Conforme esperado, o calor específico aumentou de maneira linear com o aumento da temperatura e do conteúdo de água, o que por outro lado representa, obviamente, a diminuição de  $C_p$  com o aumento da concentração de sólidos solúveis. Na Figura 3.6(b) são apresentados os dados experimentais de calor específico nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C, juntamente com as curvas preditas pela Eq. (3.20) nas mesmas temperaturas. São apresentadas também as predições feitas pelas Eqs. (3.11), (3.12), (3.13) e (3.21), as quais não contabilizam o efeito da temperatura, juntamente com os valores de calor específico preditos pelo método de CHOI e OKOS (1986), que utiliza as Eqs. (3.22) a (3.28).

Para efeito comparativo, são apresentadas na Figura 3.3(c) as estimativas de calor específico na temperatura de 25,0 °C para os sucos de graviola e de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989), conforme Eqs. (3.10) e (3.29), respectivamente, bem como as predições para o suco de laranja na mesma temperatura, as quais foram obtidas de acordo com os modelos empíricos propostos por MORESI e SPINOSI (1980) e TELIS-ROMERO et al. (1998), descritos pelas Eqs. (3.30) e (3.31), respectivamente. Na Figura 3.3(c) são apresentados também os valores de  $C_p$  do suco de maracujá a 25,0 °C, estimados conforme Eq. (3.20).

$$C_p = 3384,3 - 18,2x_{ss} + 2,3T_k \quad (3.29)$$

$$C_p = 4186 - 26,79x_{ss} \quad (3.30)$$

$$C_p = 1424,34 + 2673,19 x_w + 2,446 T \quad (3.31)$$

onde  $C_p$  ( $J kg^{-1} °C^{-1}$ ) é o calor específico dos sucos e  $T_k$  (K) é a temperatura absoluta. A Eq. (3.29) é

válida nas faixas de 12,0 a 70,0 °Brix e 20,0 a 90,0 °C, a Eq. (3.30) é válida na temperatura de 25,0 °C e nas concentrações de 10,0 a 65,0 °Brix, enquanto a Eq. (3.31) foi obtida para frações de água de 0,34 a 0,73 (kg/kg) e temperaturas de 0,5 a 62,0 °C.

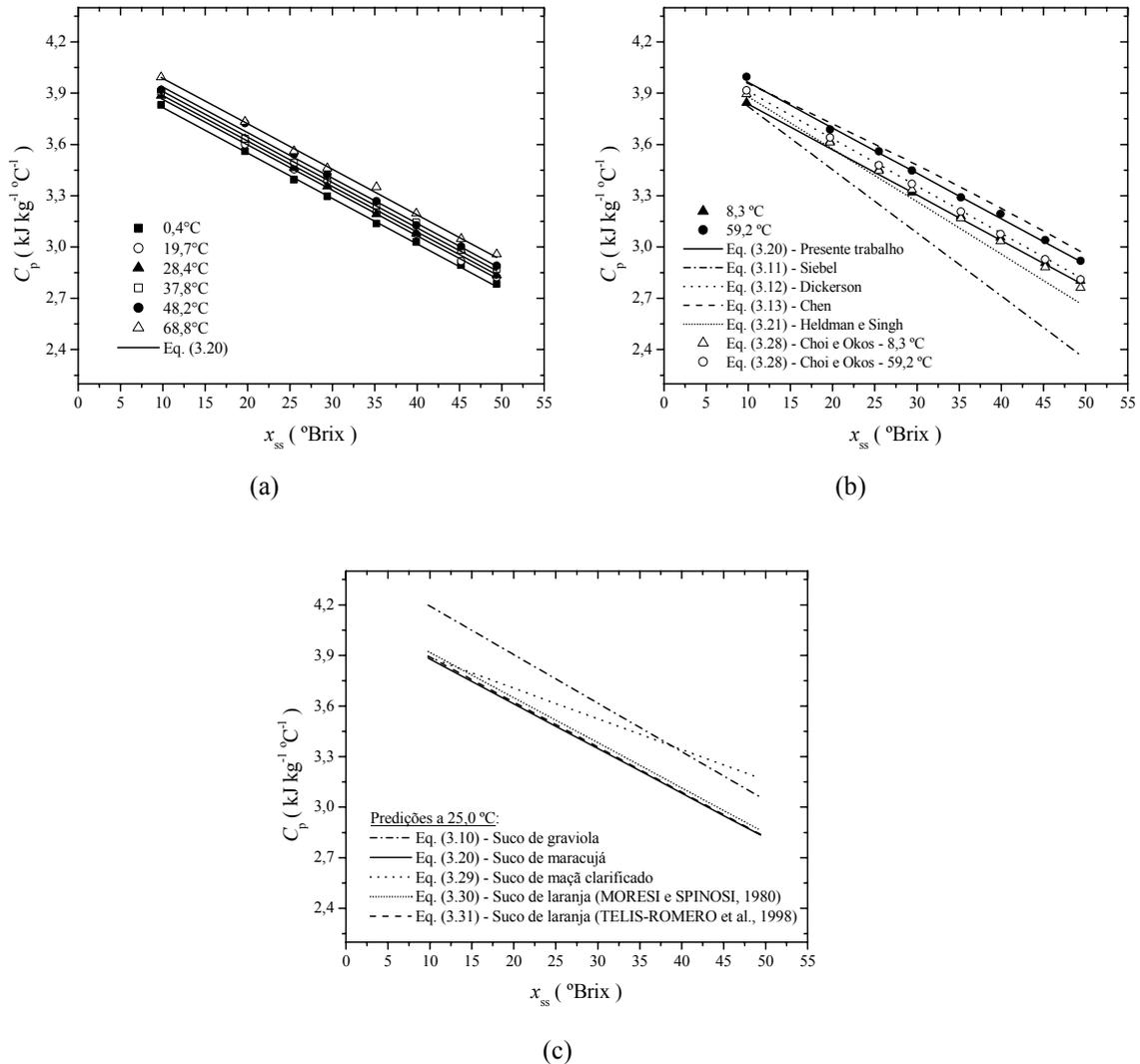


Figura 3.6. (a) Dados experimentais de calor específico do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C e predições pela Eq. (3.20) nas mesmas temperaturas; (b) Dados experimentais de  $C_p$  do suco de maracujá nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C, juntamente com estimativas feitas nas mesmas temperaturas a partir das Eqs. (3.20) e (3.28) e curvas preditas pelas Eqs. (3.11), (3.12), (3.13) e (3.21); (c) Predições de calor específico a 25,0 °C para os sucos de graviola, de maracujá, de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989) e de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al., 1998), conforme Eqs. (3.10), (3.20), (3.29), (3.30) e (3.31), respectivamente.

Extrapolando a Eq. (3.20) para  $x_{ss} = 0$ , obtêm-se valores de  $C_p$  para o suco de maracujá de  $4081,8 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $4252,8 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ , enquanto o  $C_p$  da água pura vai de  $4176,2$  a  $4195,9 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  nesta mesma faixa de temperatura (CHOI e OKOS, 1986). Portanto, o  $C_p$  do suco de maracujá a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  difere apenas em torno de  $2,3 \%$  do  $C_p$  da água pura na mesma temperatura, enquanto que para  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$  essas diferenças entre os calores específicos são de apenas  $1,3 \%$ . Os modelos testados, Siebel, Dickerson, Chen, Heldman e Singh e Choi e Okos, também tendem a prever valores de  $C_p$  próximos ao da água pura quando  $x_w = 1$ , como pode ser observado visualmente na Figura 3.6(b). Na Figura 3.6(c), é possível observar também que os valores de calor específico do suco de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al., 1998) convergem para um valor de aproximadamente  $4200 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  quando  $x_w = 1$ , no entanto, o suco de maçã clarificado tende para um valor ligeiramente inferior,  $4100 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ . Conforme observado anteriormente, quando  $x_{ss}$  tende a zero o  $C_p$  do suco de graviola tende a valores superiores ao da água pura. Extrapolando a Eq. (3.10) para  $x_{ss} = 0$ , obtêm-se  $C_p = 4480,8 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $25,0 \text{ }^\circ\text{C}$ , enquanto o  $C_p$  da água pura nesta mesma temperatura é  $4177,3 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ , ou seja, o valor de  $C_p$  da água pura a  $25,0 \text{ }^\circ\text{C}$  é aproximadamente  $6,8 \%$  inferior ao do suco de graviola na mesma temperatura quando  $x_w$  tende a um.

Na Tabela 3.5 são apresentados os valores de RMS e os erros relativos entre os dados observados experimentalmente nas temperaturas de  $8,3$  e  $59,2 \text{ }^\circ\text{C}$  e as predições feitas pelas Eqs. (3.11), (3.12), (3.13), (3.20), (3.21) e (3.22) a (3.28). Os modelos de Choi e Okos mostraram-se razoáveis para prever o calor específico do suco de maracujá, assim como o modelo de Dickerson, que apesar de não contabilizar o efeito da temperatura, resultou em valores de  $C_p$  relativamente próximos aos observados experimentalmente para qualquer uma das temperaturas consideradas. Por outro lado, o modelo de Siebel resultou nos maiores desvios em relação aos pontos experimentais, principalmente para as concentrações de sólidos solúveis mais elevadas, além disso, este modelo apresentou valores de  $C_p$  inferiores aos do suco de maracujá, enquanto o modelo de Chen (CHEN, 1985) apresentou predições sempre superiores aos valores experimentais, porém com um erro médio relativamente pequeno. Todos os modelos testados apresentaram dependência em relação à fração de água similar à observada experimentalmente para o suco de maracujá, no entanto, o modelo de Siebel denotou efeito do conteúdo de água sobre  $C_p$  mais pronunciado. Assim, analisando a Figura 3.6(b) e a Tabela 3.5 é possível concluir que, com exceção do modelo de Siebel que resultou em RMS superior a  $11,0 \%$ , todos os outros modelos testados poderiam ser utilizados para estimar o calor específico do suco de maracujá com uma margem de erro inferior a  $5,0 \%$ . Em particular, os modelos de Choi e Okos e de Dickerson poderiam ser utilizados seguramente com precisão aproximada de  $2,0 \%$ .

Tabela 3.5. Valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos Max $\Delta$ Er, Min $\Delta$ Er e Mean $\Delta$ Er entre os dados observados experimentalmente (conjunto de dados nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos pelas Eqs. (3.11), (3.12), (3.13), (3.20), (3.21) e (3.22) a (3.28) para o calor específico do suco de maracujá.

	Max $\Delta$ Er (%)	Min $\Delta$ Er (%)	Mean $\Delta$ Er (%)	RMS (%)
Eq. (3.20) – Modelo empírico	1,04	0,02	0,36	0,46
Eq. (3.11) – Siebel	18,93	0,38	9,87	11,10
Eq. (3.12) – Dickerson	3,46	0,62	1,80	2,00
Eq. (3.13) – Chen	6,22	0,82	3,10	3,65
Eq. (3.21) – Heldman e Singh	8,57	0,98	3,93	4,60
Eq. (3.22) a (3.28) – Choi e Okos	3,72	0,15	1,68	2,10

Evidentemente, o novo modelo empírico proposto resulta nas melhores predições, porém, isso não anula os modelos existentes. No entanto, a maior vantagem em utilizar a Eq. (3.20) em detrimento aos modelos de Choi e Okos reside no fato de que a mesma não requer informação alguma sobre a composição química do produto e o procedimento de estimação é praticamente imediato, visto que o novo modelo está relacionado à parâmetros físicos facilmente acessíveis, a temperatura e a concentração de sólidos solúveis em graus Brix. Além disso, conforme já apontado anteriormente, a obtenção de modelos altamente precisos e específicos para descrição das propriedades térmicas dos sucos considerados é fundamental para o desenvolvimento das propostas essenciais deste trabalho, as quais são apresentadas nos Capítulos 5 e 6 subseqüentes.

Outro fato interessante que pode ser observado na Figura 3.6(c) é que o calor específico do suco de maracujá é praticamente idêntico ao calor específico do suco de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al., 1998), assim como o efeito da temperatura e da concentração, porém o calor específico do suco de graviola é superior ao dos sucos de maracujá e de laranja nas mesmas temperaturas, evento que pode ser esclarecido pelo fato de que o suco de laranja apresenta maiores quantidades de ácido ascórbico e aminoácidos, que reduzem os valores de  $C_p$  (MORESI e SPINOSI, 1980), enquanto o suco de graviola é mais rico em açúcares, proteínas e fibras, componentes que contribuem para o aumento de  $C_p$ . Nota-se também que, em relação aos sucos de maracujá e de graviola, o calor específico do suco de maçã clarificado apresenta uma dependência similar com a temperatura, no entanto, o efeito da concentração de sólidos solúveis é evidentemente inferior, o que pode ser explicado devido ao fato de que o suco de maçã utilizado por CONSTENLA et al. (1989) era isento de sólidos em suspensão. De qualquer forma, as tendências observadas na Figura 3.6(c) são análogas, sendo as mesmas para as soluções de sacarose (MORESI e SPINOSI, 1980).

### 3.3.5 Condutividade térmica do suco de maracujá

A condutividade térmica do suco de maracujá, que apresentou valores experimentais entre 0,412 e 0,635 W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup> foi satisfatoriamente representada por uma simples função polinomial, dada pela Eq. (3.32), que resultou em R<sup>2</sup> = 0,996, RMS = 0,6 % e SSR = 0,00005. O desvio padrão máximo das medidas foi de 0,012 W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup> e o mínimo foi de 0,001 W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>.

$$k = (0,591 \pm 0,001) - (0,00359 \pm 0,00004)x_{ss} + (0,00112 \pm 0,00002)T \quad (3.32)$$

A condutividade térmica do suco de maracujá também foi expressa em termos da condutividade térmica aparente e da fração volumétrica de cada componente, conforme discutido anteriormente na Seção 3.3.2. Neste caso, o efeito da temperatura é incorporado na condutividade térmica e na densidade da água pura (CONSTENLA et al., 1989; TELIS-ROMERO et al., 2000). Este modelo aditivo resultou na Eq. (3.33), com R<sup>2</sup> = 0,986, RMS = 1,3 % e SSR = 0,002.

$$k = \frac{k_w \rho}{\rho_w} [(0,983 \pm 0,004) - (0,0084 \pm 0,0001)x_{ss}] \quad (3.33)$$

Os modelos quadráticos de CHOI e OKOS (1986) em função da temperatura, os quais são dados pelas Eqs. (3.34), (3.35), (3.36), (3.37), (3.38) e (3.39), também foram utilizados para calcular a condutividade térmica dos principais componentes do suco de maracujá e, então, a Eq. (3.40), foi utilizada para predizer a condutividade térmica do suco de maracujá. As Eqs. (3.34) - (3.39) foram obtidas nas temperaturas de -40,0 a 150,0 °C e para suspensões com conteúdo de sólidos de 0 a 95,0 %. Vale lembrar que os modelos de Choi e Okos não foram utilizados para estimar a condutividade térmica do suco de graviola, pois estes modelos requerem a composição química básica do suco.

$$\text{Proteína} \quad k = 1,7881 \times 10^{-1} + 1,1958 \times 10^{-3} T - 2,7178 \times 10^{-6} T^2 \quad (3.34)$$

$$\text{Teor de lipídeos} \quad k = 1,8071 \times 10^{-1} - 2,7604 \times 10^{-3} T - 1,7749 \times 10^{-7} T^2 \quad (3.35)$$

$$\text{Carboidrato} \quad k = 2,0141 \times 10^{-1} + 1,3874 \times 10^{-3} T - 4,3312 \times 10^{-6} T^2 \quad (3.36)$$

$$\text{Fibra} \quad k = 1,8331 \times 10^{-1} + 1,2497 \times 10^{-3} T - 3,1683 \times 10^{-6} T^2 \quad (3.37)$$

$$\text{Cinza} \quad k = 3,2962 \times 10^{-1} + 1,4011 \times 10^{-3} T - 2,9069 \times 10^{-6} T^2 \quad (3.38)$$

$$\text{Água} \quad k = 5,9109 \times 10^{-1} + 1,7625 \times 10^{-3} T - 6,7036 \times 10^{-6} T^2 \quad (3.39)$$

$$k = \sum_i k_i x_i^v \quad (3.40)$$

onde  $k$  ( $\text{W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ) é a condutividade térmica e  $x_i^v$  é a fração volumétrica do componente  $i$ .

Os dados observados nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8  $^\circ\text{C}$  são apresentados na Figura 3.7(a), juntamente com as predições feitas pela Eq. (3.32) nas mesmas temperaturas. A condutividade térmica diminuiu linearmente com o aumento da concentração de sólidos solúveis e o aumento da temperatura elevou os valores de  $k$ . É possível notar que esta propriedade termofísica foi a mais afetada pela temperatura para o suco de maracujá. Na Figura 3.7(b) são apresentadas comparações entre os diferentes modelos genéricos para sucos de frutas e os modelos específicos para o suco de maracujá, obtidos no presente trabalho. Assim, são apresentados os dados experimentais de condutividade térmica do suco de maracujá nas temperaturas de 8,3 e 59,2  $^\circ\text{C}$ , juntamente com as curvas preditas pelas Eqs. (3.17), (3.32), (3.33), (3.34) a (3.40) nas mesmas temperaturas. Lembrando que a Eq. (3.17) representa o modelo genérico de Riedel (RIEDEL, 1949, citado por BHUMBLA et al., 1989) proposto para vários líquidos alimentícios. Na Figura 3.7(b) são apresentados também os resultados obtidos pelo modelo de Kolarov e Gromov (KOLAROV e GROMOV, 1973, citado por SWEAT, 1995), descrito anteriormente pela Eq. (3.16), o qual foi sugerido para o cálculo da condutividade térmica de sucos de frutas e não contabiliza o efeito da temperatura sobre  $k$ .

Para efeito comparativo, na Figura 3.7(c) são apresentados os valores de condutividade térmica para vários sucos de frutas na temperatura de 30,0  $^\circ\text{C}$ . Neste caso, são dadas as predições para o suco de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989), conforme Eq. (3.41), bem como as estimativas para o suco de caju (AZOUBEL et al., 2005), conforme Eq. (3.42) e para o suco de laranja (TELIS-ROMERO et al., 1998), conforme Eq. (3.43). MORESI e SPINOSI (1980) não determinaram a condutividade térmica do suco de laranja em seu trabalho. Adicionalmente, são apresentadas na Figura 3.4(c) os valores de condutividade térmica dos sucos de graviola e de maracujá, ambos a 30,0  $^\circ\text{C}$ , os quais foram preditos pelos novos modelos empíricos propostos nas Eqs. (3.14) e (3.32), respectivamente.

$$k = 0,27928 - 3,5722 \times 10^{-3} x_{ss} + 1,1357 \times 10^{-3} T \quad (3.41)$$

onde  $k$  ( $\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) é a condutividade térmica do suco de maçã clarificado, válida para temperaturas de 20,0 a 60,0  $^\circ\text{C}$  e concentrações de aproximadamente 10,0 a 70,0  $^\circ\text{Brix}$ .

$$k = 0,5994 - 6,0527 \times 10^{-3} x_{ss} \quad (3.42)$$

$$k = 0,0797 + 0,5238 x_w + 0,00058 T \quad (3.43)$$

onde  $k$  ( $\text{W m}^{-1} \text{°C}^{-1}$ ) é a condutividade térmica dos sucos. A Eq. (3.42) foi obtida na temperatura de  $30,0 \text{ °C}$  para concentrações de  $5,5$  a  $25,0 \text{ °Brix}$ , enquanto a Eq. (3.43) foi obtida nas faixas de fração de água de  $0,34$  a  $0,73$  ( $\text{kg/kg}$ ) e nas temperaturas de  $0,5$  a  $62,0 \text{ °C}$ .

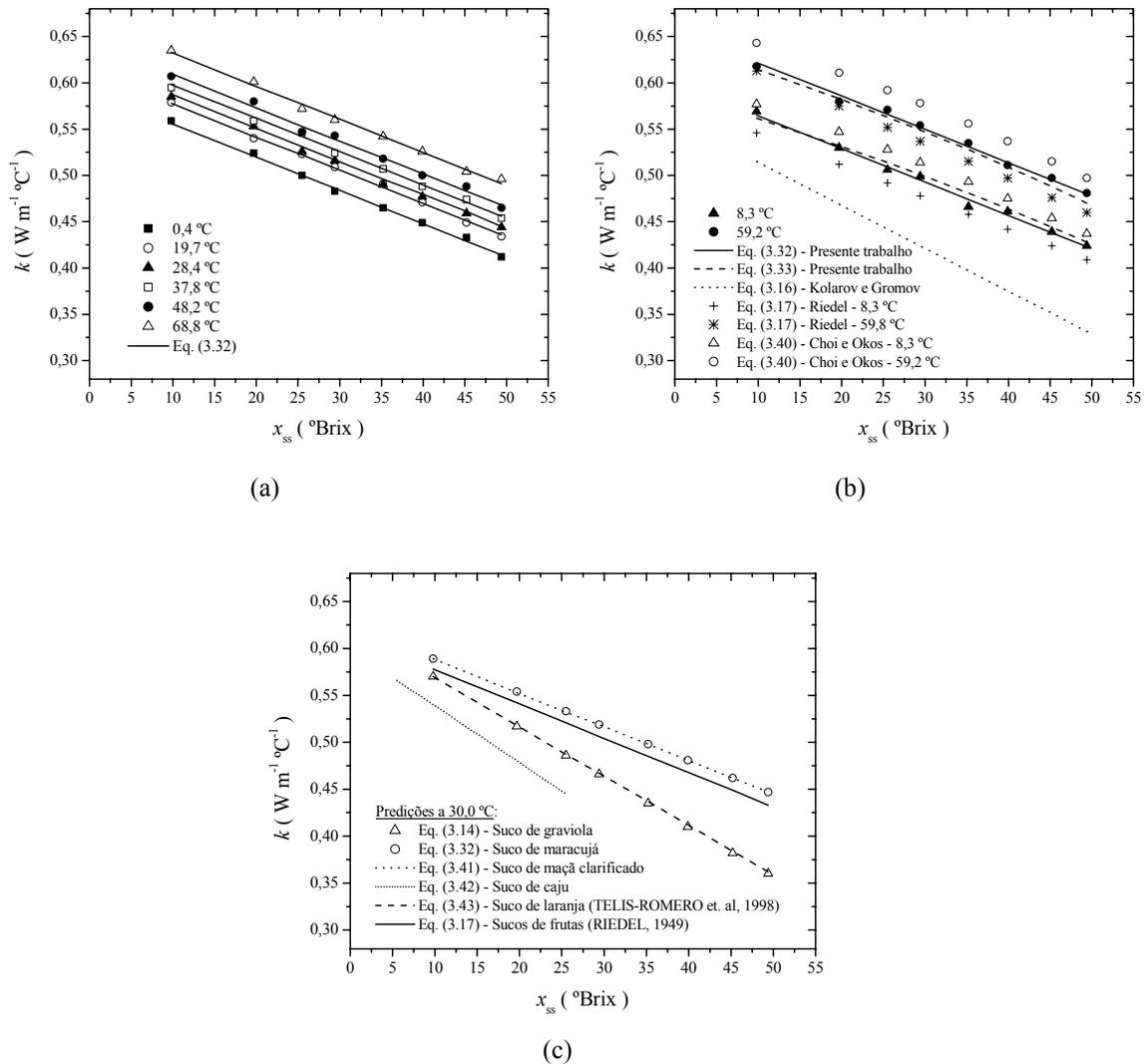


Figura 3.7. Dados experimentais de condutividade térmica do suco de maracujá nas temperaturas de  $0,4$ ,  $19,7$ ,  $28,4$ ,  $37,8$ ,  $48,2$  e  $68,8 \text{ °C}$  e curvas preditas nas mesmas temperaturas pela Eq. (3.32); (b) Dados experimentais de  $k$  do suco de maracujá nas temperaturas de  $8,3$  e  $59,2 \text{ °C}$  e predições pelas Eqs. (3.16), (3.17), (3.32), (3.33) e (3.34) a (3.40); (c) Predições de  $k$  a  $30,0 \text{ °C}$  para o suco de graviola, conforme Eq. (3.14), para líquidos alimentícios (RIEDEL, 1949), conforme Eq. (3.17), para o suco de maracujá, conforme Eq. (3.32) e para os sucos de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989), de caju (AZOUBEL et al., 2005) e de laranja (TELIS-ROMERO et al., 1998), conforme Eqs. (3.41), (3.42) e (3.43), respectivamente.

É possível observar que quando  $x_w = 1$ , os valores de  $k$  do suco de maracujá se aproximam claramente dos valores de  $k$  da água pura nas mesmas temperaturas consideradas. Extrapolando a Eq. (3.32) para  $x_{ss} = 0$  obtém-se os seguintes valores para a condutividade térmica do suco de maracujá:  $0,592 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $0,668 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ . Assim, observa-se que a condutividade térmica da água pura a  $0,4 \text{ }^\circ\text{C}$  é  $3,4 \%$  inferior à do suco de maracujá na mesma temperatura, enquanto a  $68,8 \text{ }^\circ\text{C}$ , a condutividade da água pura é apenas  $1,2 \%$  inferior à do suco de maracujá. Também se observa que, de certa forma, todos os modelos apresentados na Figura 3.4(c) predizem valores de  $k$  que convergem para os da água pura quando  $x_w \rightarrow 1$ , sendo que o suco de caju apresenta valor de  $0,600 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  a  $30,0 \text{ }^\circ\text{C}$ , quando  $x_{ss} = 0$  na Eq. (3.42), o que significa que, entre os sucos considerados, o de caju é aquele que apresenta a maior diferença de condutividade térmica em relação à da água pura. Sabe-se que a condutividade térmica da água pura a  $30,0 \text{ }^\circ\text{C}$  é  $0,618 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  (CHOI e OKOS, 1986), portanto, nesta temperatura, o valor de  $k$  da água pura é aproximadamente  $2,9 \%$  superior ao valor de  $k$  do suco de caju.

Na Tabela 3.6 são apresentados os valores de RMS e os erros relativos entre os dados experimentais de condutividade térmica nas temperaturas de  $8,3$  e  $59,2 \text{ }^\circ\text{C}$  e os valores preditos pelas Eqs. (3.16), (3.17), (3.32), (3.33) e (3.34) a (3.40). A Eq. (3.33) proporcionou uma representação plausível dos dados experimentais, porém a Eq. (3.32) foi ligeiramente mais precisa, fato que pode ser confirmado através dos resultados estatísticos obtidos nas análises de regressão. Observa-se também que os modelos de Riedel (BHUMBLA et al., 1989) e de Choi e Okos (CHOI e OKOS, 1986) representam razoavelmente bem a condutividade térmica do suco de maracujá, com desvios quadráticos médios inferiores a  $4,0 \%$ , enquanto o modelo de Kolarov e Gromov (SWEAT, 1995) apresentou desvios elevados ( $\text{RMS} > 20,0 \%$ ), principalmente para frações de água mais baixas, como era esperado. Além disso, observa-se que o efeito da concentração sobre  $k$  predito por todos os modelos testados é similar ao observado experimentalmente.

Tabela 3.6. Valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos Max $\Delta$ Er, Min $\Delta$ Er e Mean $\Delta$ Er entre os valores observados experimentalmente (conjunto de dados nas temperaturas de  $8,3$  e  $59,2 \text{ }^\circ\text{C}$ ) e os valores preditos pelas Eqs. (3.32), (3.33), (3.16), (3.17) e (3.34) a (3.40) para a condutividade térmica do suco de maracujá.

	Max $\Delta$ Er (%)	Min $\Delta$ Er (%)	Mean $\Delta$ Er (%)	RMS (%)
Eq. (3.32) – Empírico	1,70	0,08	0,64	0,75
Eq. (3.33) – Empírico	3,20	0,31	1,15	1,38
Eq. (3.16) – Kolarov e Gromov	31,10	9,55	19,93	20,86
Eq. (3.17) – Riedel	4,41	0,77	3,15	3,35
Eqs. (3.34) a (3.40) – Choi e Okos	5,87	1,50	3,82	3,95

Assim, a partir das análises visuais (Figura 3.7), dos resultados das análises de regressão e dos desvios e RMS obtidos (Tabela 3.6), conclui-se que, embora os modelos de Choi e Okos (CHOI e OKOS, 1986) e de Riedel (BHUMBLA et al., 1989) não devam ser descartados - muito pelo contrário, estes modelos mostraram-se relativamente confiáveis para a predição da condutividade térmica do suco de maracujá nas faixas testadas - o novo modelo empírico proposto pela Eq. (3.32) descreve a condutividade térmica do suco de maracujá com precisão ligeiramente superior e, neste caso, deve ser preferido para a estimativa de  $k$  nas faixas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de sólidos solúveis de 9,8 a 49,4 °Brix. Além disso, a Eq. (3.32) representa um método de estimação mais simples e direto em comparação com os modelos de Choi e Okos. Ao mesmo tempo, os modelos específicos propostos são fundamentalmente necessários para a estimativa precisa das correlações empíricas de troca térmica, as quais são apresentadas no Capítulo 6.

Analisando a Figura 3.7(c), observa-se que a condutividade térmica do suco de graviola é praticamente idêntica à do suco de laranja (TELIS-ROMERO et al., 1998) nas mesmas temperaturas, que por sua vez são inferiores às do suco de maracujá e superiores às do suco de caju. Além disso, comparando com o suco de maracujá, a condutividade térmica do suco de graviola apresenta claramente maior dependência em relação à fração de água. Por outro lado, surpreendentemente, os valores de condutividade térmica do suco de maracujá a 30,0 °C são idênticos aos do suco de maçã clarificado na mesma temperatura (CONSTENLA et al., 1989), além disso, estes valores de  $k$  são ligeiramente superiores àqueles preditos pelo modelo de Riedel, proposto para sucos de frutas genéricos.

### 3.3.6 Densidade do suco de maracujá

Nas análises de densidade do suco de maracujá, a Eq. (3.44), cuja forma foi sugerida por CONSTENLA et al. (1989), foi a que melhor ajustou-se aos dados experimentais, com  $R^2 = 0,999$ ,  $RMS = 0,3 \%$  e  $SSR = 101,0$ . Embora o modelo linear tenha apresentado um coeficiente de correlação satisfatório, não seria apropriado usá-lo, pois os resíduos não se distribuíram de forma randômica. Conforme esperado, a densidade apresentou uma forte dependência da fração de água, diminuindo exponencialmente com a elevação do conteúdo de água, visto que a densidade média dos constituintes sólidos do suco é menor do que a densidade da água. O efeito do aumento da temperatura foi reduzir o valor de densidade global da solução devido à dilatação térmica média dos componentes do suco. Os valores experimentais de densidade do suco de maracujá variaram de 994,9 a 1240,1  $\text{kg m}^{-3}$  e no modelo empírico apresentado a seguir são incluídos os erros de cada parâmetro, estimados com intervalo de confiança de 95 %. O desvio padrão máximo observado para

as medidas de densidade foi de  $13,6 \text{ kg m}^{-3}$ , com um mínimo de  $0,3 \text{ kg m}^{-3}$ .

$$\rho = (685,5 \pm 21,2) + (309,0 \pm 20,2)\exp\left[\left(0,012 \pm 0,06\right)x_{ss}\right] - (0,55 \pm 0,01)T \quad (3.44)$$

onde  $\rho$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ) é a densidade do suco de maracujá. A aproximação teórica para o cálculo da densidade, proposta por CONSTENLA et al. (1989) e utilizada posteriormente por TELIS-ROMERO et al. (2000) também foi considerada e resultou na Eq. (3.45) com  $R^2 = 0,991$ ,  $\text{RMS} = 0,6 \%$  e  $\text{SSR} = 1837,8$ , indicando uma precisão ligeiramente menor em relação à Eq. (3.44).

$$\rho = \frac{\rho_w}{\left[\left(1,021 \pm 0,002\right) - \left(0,0042 \pm 0,0001\right)x_{ss}\right]} \quad (3.45)$$

Assumindo que não há variação de volume na mistura, CHOI e OKOS (1986) sugeriram uma função para determinar a densidade de um produto em termos da fração mássica e das densidades de seus componentes principais, conforme Eq. (3.46).

$$\rho = \frac{1}{\sum_i \frac{x_i}{\rho_i}} \quad (3.46)$$

Os modelos desenvolvidos por CHOI e OKOS (1986), apresentados nas Eqs. (3.47), (3.48), (3.49), (3.50), (3.51) e (3.52) foram, então, utilizados para estimar a densidade dos componentes principais do suco de maracujá e a densidade do suco foi posteriormente calculada pela Eq. (3.46).

$$\text{Proteína} \quad \rho = 1,3299 \times 10^3 - 5,1840 \times 10^{-1}T \quad (3.47)$$

$$\text{Teor de lipídeos} \quad \rho = 9,2559 \times 10^2 - 4,1757 \times 10^{-1}T \quad (3.48)$$

$$\text{Carboidrato} \quad \rho = 1,5991 \times 10^3 - 3,1046 \times 10^{-1}T \quad (3.49)$$

$$\text{Fibra} \quad \rho = 1,3115 \times 10^3 - 3,6589 \times 10^{-1}T \quad (3.50)$$

$$\text{Cinza} \quad \rho = 2,4238 \times 10^3 - 2,8063 \times 10^{-1}T \quad (3.51)$$

$$\text{Água} \quad \rho = 9,9718 \times 10^2 + 3,1439 \times 10^{-3}T - 3,7574 \times 10^{-3}T^2 \quad (3.52)$$

Os valores experimentais de densidade nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C são apresentados na Figura 3.8(a), juntamente com as curvas preditas pela Eq. (3.44) nas mesmas temperaturas. Na Figura 3.8(b) são apresentados os dados experimentais de densidade nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C, juntamente com as predições pelas Eqs. (3.44), (3.45) e (3.46) a (3.52) nas mesmas temperaturas. Na Figura 3.5(c) são apresentados os valores de densidade do suco

de graviola na temperatura de 21,0 °C, conforme Eq. (3.18), e são mostradas também as curvas previstas na mesma temperatura para o suco de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989) e para o suco de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al., 1998), conforme Eqs. (3.53), (3.54) e (3.55), respectivamente. São apresentadas também na Figura 3.5(c) as predições para o suco de maracujá a 21,0 °C, conforme Eq. (3.44).

$$\rho = 0,8278 + 0,34708 \exp(0,01 x_{ss}) - 5,479 \times 10^{-4} T_k \quad (3.53)$$

onde  $\rho$  (g cm<sup>-3</sup>) é a densidade do suco de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989), válida para concentrações de 12,0 a 65,5 °Brix e temperaturas de 20,0 a 80,0 °C.

$$\rho = 0,9944 + 0,00307 x_{ss} + 0,00282 x_{ss}^2 \quad (3.54)$$

onde  $\rho$  (g cm<sup>-3</sup>) é a densidade do suco de laranja, estimada conforme MORESI e SPINOSI (1980) e válida para concentrações de 10,0 a 65,0 °Brix e temperatura de 21,0 °C.

$$\rho = 1428,5 - 454,9 x_w - 0,231 T \quad (3.55)$$

onde  $\rho$  (kg m<sup>-3</sup>) é a densidade do suco de laranja calculada de acordo com TELIS-ROMERO et al. (1998). A Eq. (3.55) foi obtida para frações de água de 0,34 a 0,73 (kg/kg) e temperaturas de 0,5 a 62,0 °C.

Observa-se que ao extrapolar a Eq. (3.44) para  $x_{ss} = 0$ , obtém-se valores de densidade do suco de maracujá de 994,3 kg m<sup>-3</sup> a 0,4 °C e de 956,7 kg m<sup>-3</sup> a 68,8 °C, enquanto a densidade da água pura é de 997,2 kg m<sup>-3</sup> e 979,6 kg m<sup>-3</sup> (CHOI e OKOS, 1986) nas temperaturas de 0,4 e 68,8 °C, respectivamente. Estes valores de densidade demonstram que a densidade da água pura é 0,3 % superior à do suco de maracujá a 0,4 °C, enquanto que a 68,8 °C a densidade da água pura é 2,4 % superior a do suco de maracujá na mesma temperatura. Isto indica que, de certa forma, a densidade do suco de maracujá tende ao valor da densidade da água pura quando a concentração de sólidos solúveis do suco de maracujá tende a zero. Comportamento similar pode ser observado para outros sucos de frutas, cujos valores de densidade a 21,0 °C, apresentados na Figura 3.8(c), convergem para a densidade da água pura quando  $x_w$  tende a um. Na realidade, o fato mais interessante que pode ser observado na Figura 3.8(c) é que a densidade do suco de graviola, estimada experimentalmente neste trabalho, é similar à do suco de laranja nas mesmas temperaturas e frações de água, principalmente as densidades estimadas por MORESI e SPINOSI (1980). TELIS-ROMERO et al. (1998) observaram valores de densidade para o suco de laranja inferiores aos de MORESI e SPINOSI (1980) e também aos do suco de maçã clarificado, nas mesmas temperaturas, como pode ser constatado claramente na Figura 3.8(c). Outro evento interessante a ser observado é

que para frações de água mais elevadas, a densidade do suco de maracujá a 21,0 °C tende à densidade dos sucos de laranja e de graviola. De qualquer forma, para todos os sucos de frutas apresentados, as tendências observadas são análogas.

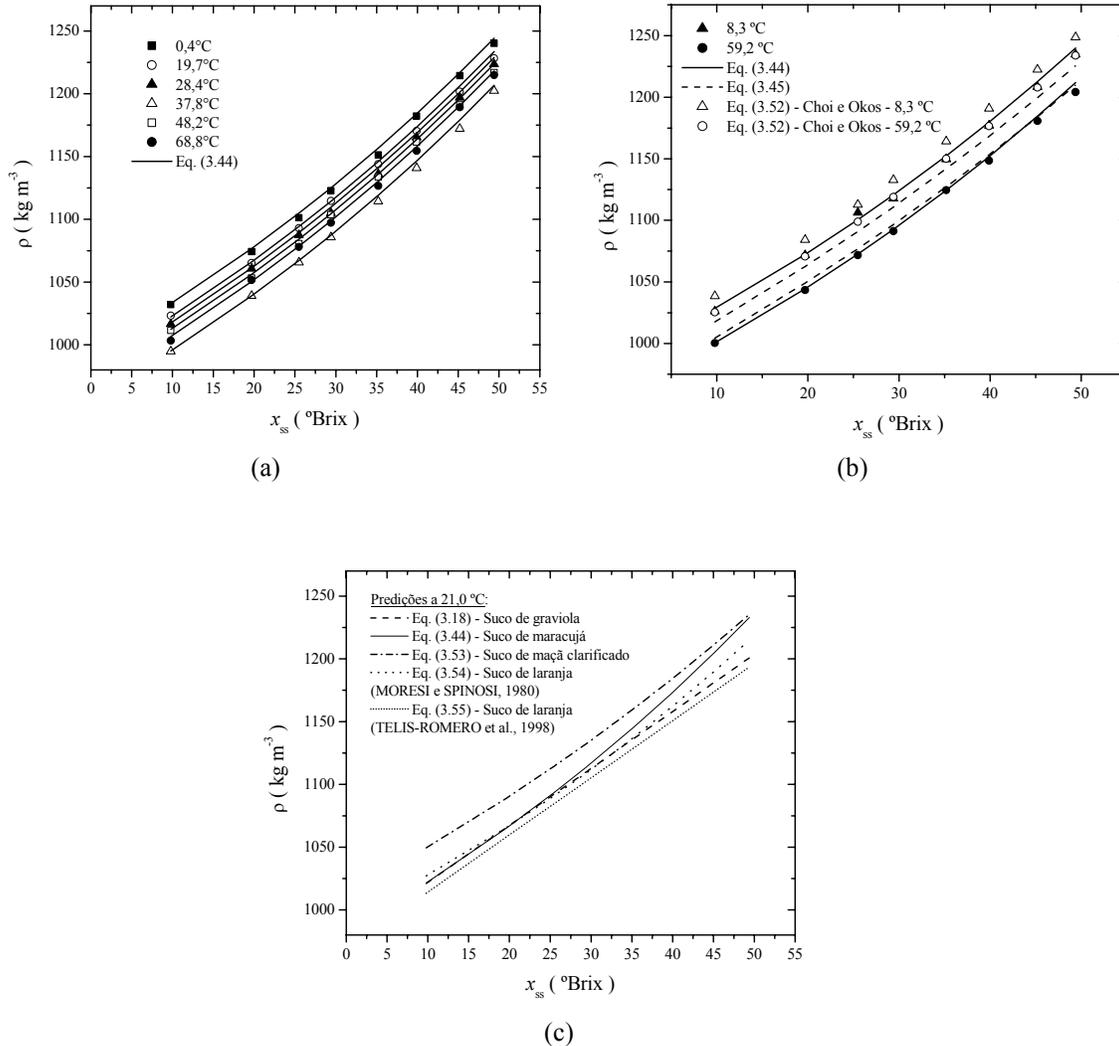


Figura 3.8. (a) Dados experimentais de densidade do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2 e 68,8 °C, juntamente com as predições nas mesmas temperaturas pela Eq. (3.44); (b) Dados experimentais de  $\rho$  do suco de maracujá nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e predições pelas Eqs. (3.44), (3.45) e (3.46) a (3.52) nas mesmas temperaturas; (c) Estimativas de densidade a 21,0 °C para os sucos de graviola, de maracujá e de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989), conforme Eqs. (3.18), (3.44) e (3.53), respectivamente, e para o suco de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al, 1998), conforme Eqs. (3.54) e (3.55).

Na Tabela 3.7 são apresentados os valores de RMS e os erros relativos entre os dados experimentais de densidade nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C e os valores preditos pelas Eqs. (3.44), (3.45) e (3.46) a (3.52). Os modelos de Choi e Okos (CHOI e OKOS, 1986) foram visivelmente aceitáveis para a predição da densidade do suco de maracujá, apresentando desvio quadrático médio inferior a 2,0 %. Contudo, estes modelos requerem informações sobre a composição química do produto e envolvem uma série de cálculos, dilatando, assim, o tempo de estimação. Portanto, mediante os resultados apresentados na Tabela 3.7, juntamente com as análises visuais (Figura 3.8) e de regressão, conclui-se que o novo modelo empírico, dado pela Eq. (3.44), é preferível na determinação da densidade do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de sólidos solúveis de 9,8 a 49,4 °Brix.

Tabela 3.7. Valores de RMS (%) e os erros absolutos relativos Max $\Delta$ Er, Min $\Delta$ Er e Mean $\Delta$ Er entre os valores observados experimentalmente (conjunto de dados nas temperaturas de 8,3 e 59,2 °C) e os valores preditos pelas Eqs. (3.44), (3.45) e (3.46) a (3.52) para a densidade do suco de maracujá.

	Max $\Delta$ Er (%)	Min $\Delta$ Er (%)	Mean $\Delta$ Er (%)	RMS (%)
Eq. (3.44) – Modelo empírico	0,65	0,01	0,24	0,3
Eq. (3.45) – Modelo empírico	1,40	0,23	0,62	0,77
Eq. (3.46) a (3.52) – Choi e Okos	2,60	0,58	1,80	1,92

### 3.4 CONCLUSÕES

Os resultados experimentais mostraram que a temperatura e principalmente a concentração de sólidos solúveis influenciam fortemente as propriedades térmicas dos sucos de graviola e de maracujá nas faixas testadas. Para o suco de graviola, os modelos empíricos apresentados nas Eqs. (3.10), (3.14) e (3.18) foram satisfatoriamente obtidos para descrever o efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre o calor específico, a condutividade térmica e a densidade, respectivamente, nas faixas de 0,4 a 68,8 °C e 9,3 a 49,4 °Brix. Para o suco de maracujá, as Eqs. (3.20), (3.32) e (3.44) foram satisfatoriamente apresentadas para estimar, respectivamente, o calor específico, a condutividade térmica e a densidade nas faixas de 0,4 a 68,8 °C e 9,8 a 49,4 °Brix. Todos estes modelos empíricos foram obtidos com elevada precisão ( $R^2 \geq 0,994$  e  $RMS \leq 1,1$  %) e os mesmos são altamente confiáveis para utilização futura.

Foi observado que os resultados experimentais obtidos são compatíveis com as propriedades térmicas de outros sucos de frutas, como o suco de maçã clarificado (CONSTENLA et al., 1989), o suco de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980, TELIS-ROMERO et al., 1998) e o suco de caju

(AZOUBEL et al., 2005). Comparando as propriedades dos sucos de graviola, de maracujá e de laranja, observa-se que a condutividade térmica e a densidade do suco de graviola são muito similares às do suco de laranja (TELIS-ROMERO et al., 1998; MORESI e SPINOSI, 1980). Por outro lado, o calor específico do suco de graviola é superior ao dos sucos de maracujá e de laranja (MORESI e SPINOSI, 1980; TELIS-ROMERO et al., 1998), que por sua vez apresentam valores de  $C_p$  similares entre si. Além disso, observou-se que a condutividade térmica do suco de maracujá é análoga à do suco de maçã clarificado. Por fim, ao comparar os sucos de graviola e de maracujá, observa-se que o efeito da temperatura sobre  $C_p$  é semelhante, enquanto que para  $k$  e  $\rho$  este efeito é mais pronunciado para o suco de maracujá. Em relação ao efeito da concentração de sólidos sobre  $k$ , vê-se que este é mais acentuado para o suco de graviola, enquanto que para  $C_p$  e  $\rho$  este efeito é similar nos dois sucos. Estes comportamentos análogos entre os sucos de graviola, de maracujá, de laranja e de maçã podem provavelmente ser explicados através da composição química básica destes sucos. Sabe-se que a laranja apresenta maior quantidade de ácido ascórbico e aminoácidos em relação às outras frutas, no entanto, a graviola é a mais rica em fibras.

Uma breve revisão de alguns dos modelos disponíveis para predição das propriedades térmicas de alimentos líquidos foi apresentada, sendo a performance de cada um deles avaliada pela comparação com os dados experimentais obtidos. Entre todos os modelos testados, os modelos de Choi e Okos (CHOI e OKOS, 1986) foram indiscutivelmente os mais aceitáveis para descrever todas as propriedades térmicas do suco de maracujá, apresentando os menores desvios em relação aos pontos experimentais. Para o calor específico, os modelos de Chen (CHEN, 1985), de Dickerson (MILES et al., 1983) e de Heldman e Singh (HELDMAN e SINGH, 1981) foram razoáveis, sendo que os modelos de Chen e de Dickerson enquadraram-se melhor para o suco de maracujá. Por outro lado, o modelo de Siebel (ASHRAE, 1985) resultou em desvios elevados, principalmente para o suco de graviola e, portanto, não seria adequado utilizá-lo para descrever o calor específico dos sucos investigados. Para a condutividade térmica, o modelo genérico para sucos de frutas proposto por Riedel (RIEDEL, 1949, citado por BHUMBLA et al., 1989) foi aceitável, principalmente para o suco de maracujá, enquanto que o modelo de Kolarov e Gromov (KOLAROV e GROMOV, 1973, citado por SWEAT, 1995) apresentou desvios elevados, no entanto, para o suco de graviola os desvios foram inferiores. Porém, atenção deve ser dada na interpretação destes dados, pois ao se utilizar as equações que possuem a variável dependente  $x_w$  para comparação com os resultados do suco de graviola, desconsiderou-se o teor de sólidos insolúveis, o que pode significar uma fonte de erro. Assim, os resultados obtidos a partir destes modelos, descritos em função da fração de água, são mais confiáveis para o suco de maracujá, pois neste caso, foram consideradas as frações mássicas dos principais componentes do alimento. Ainda

assim, fez uma aproximação ao se considerar que apenas os carboidratos representavam a fração de sólidos solúveis.

Assim, pode-se dizer que, como as propriedades térmicas dos sucos de frutas variam de forma similar, pois a composição de nutrientes é parecida de um suco para outro, os modelos genéricos para alimentos líquidos predizem razoavelmente bem as propriedades de um suco de fruta específico. De qualquer forma, os novos modelos empíricos propostos, que apresentaram uma precisão ligeiramente maior, devem ser preferidos devido à sua maior simplicidade e rapidez de estimativa em comparação com os modelos generalizados da literatura, os quais muitas vezes requerem informações sobre a composição química do produto. Por outro lado, a obtenção de dados precisos e específicos para os produtos utilizados neste trabalho é fundamental na aquisição de correlações de Nusselt também precisas, pois as equações propostas para estimativa das propriedades térmicas dos sucos de graviola e de maracujá, dadas pelas Eqs. (3.10), (3.14), (3.18), (3.20), (3.32) e (3.44), foram diretamente aplicadas nos capítulos subsequentes referentes às análises de fluidodinâmica e de transferência de calor. Além disso, estes modelos preditivos poderão ser extremamente úteis na modelagem, simulação e projeto de equipamentos que envolvem o uso destes sucos de frutas ou de produtos com características similares.

---

---

## CAPÍTULO 4

---

---

# PROPRIEDADES REOLÓGICAS DOS SUCOS DE GRAVIOLA E DE MARACUJÁ

Neste capítulo, são apresentadas as características reológicas dos sucos de graviola e de maracujá, obtidas experimentalmente nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e nas concentrações de sólidos solúveis de aproximadamente 9,0 a 50,0 °Brix. A tensão de cisalhamento e a taxa de deformação foram obtidas em um reômetro rotacional de cilindros concêntricos tipo Searle e posteriormente, os modelos da Lei da Potência (Power-Law) e de Herschel-Bulkley foram testados no ajuste aos dados experimentais. Em seguida, simples equações matemáticas foram sugeridas com a finalidade de descrever o efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre os parâmetros reológicos obtidos. Os resultados indicaram que ambos os produtos apresentam características pseudoplásticas, podendo ser representados pelas duas equações constitutivas testadas. No entanto, para o suco de graviola, os valores de tensão residual foram em sua maioria negativos, sendo assim, o modelo da Lei da Potência foi impreterivelmente escolhido para descrever o comportamento reológico do suco de graviola nas faixas testadas. Por outro lado,

os ajustes dos modelos de Herschel-Bulkley e da Lei da Potência aos dados experimentais do suco de maracujá resultaram em valores realísticos para os parâmetros reológicos, portanto, nas análises relativas a este suco, ambos os modelos foram considerados paralelamente. Ressalta-se que o ajuste do modelo Herschel-Bulkley apresentou, não surpreendentemente, melhores resultados estatísticos em relação ao modelo da Lei da Potência. Para o suco de graviola, o efeito da temperatura sobre o índice de consistência foi descrito satisfatoriamente pela clássica relação análoga à de Arrhenius, enquanto o índice de comportamento não apresentou variação significativa em relação ao aumento da temperatura. Para o suco de maracujá, o efeito da temperatura sobre seus parâmetros reológicos também foi descrito pela relação de Arrhenius, exceto para o índice de comportamento do modelo da Lei da Potência, que não apresentou variações expressivas em relação à temperatura, bem como à concentração de sólidos solúveis. Finalmente, funções potência foram utilizadas de forma satisfatória para descrever o efeito da concentração de sólidos solúveis sobre os parâmetros reológicos de ambos os fluidos utilizados. Todos os modelos empíricos foram plenamente aceitáveis para a descrição das características reológicas dos sucos de graviola e de maracujá, sendo os mesmos utilizados nas análises subseqüentes de fatores de atrito e coeficientes convectivos de troca térmica. Neste caso, os parâmetros reológicos do modelo da Lei da Potência foram considerados representativos do suco de graviola, enquanto que para o suco de maracujá, os parâmetros dos modelos da Lei da Potência e de Herschel-Bulkley foram confrontados.

## 4.1 INTRODUÇÃO

A reologia dos alimentos líquidos está totalmente relacionada ao projeto e à otimização das unidades de processamento nas indústrias de alimentos, onde os sucos são os mais importantes produtos líquidos derivados de frutas, sendo suas características de escoamento um extensivo tópico de estudo nas últimas décadas (SARAVACOS, 1970; RAO et al., 1984; IBARZ et al., 1996; CEPEDA e VILLARÁN, 1999). Uma das aplicações práticas mais importantes dos parâmetros reológicos está no cálculo dos números adimensionais e dos fatores de atrito, subsídios indispensáveis no dimensionamento de bombas e tubulações. Além das motivações relacionadas à engenharia de processo, as características reológicas dos alimentos são também determinadas visando o controle de qualidade e o entendimento da estrutura do material (RAO, 1995).

Na literatura, é possível encontrar algumas investigações que relatam o comportamento reológico de produtos de graviola e de maracujá. ACQUARONE et al. (1996) caracterizou as propriedades reológicas da polpa de graviola, enquanto VITALI et al. (1974) e ADORNO (1997) consideraram o suco de maracujá. ADORNO (1997) utilizou uma matéria-prima de origem similar

à do presente estudo, ou seja, suco de maracujá comercial pasteurizado, concentrado e resfriado, o qual foi diluído para as análises de reologia. Este autor contemplou uma variedade de concentrações e temperaturas também análogas à do presente trabalho. Por outro lado, VITALI et al. (1974) utilizaram maracujá fresco para obtenção de suco com alto teor de polpa (30,0 %), sendo consideradas faixas de temperatura e concentração relativamente limitadas. De qualquer forma, apesar da disponibilidade de alguns dados de reologia dos sucos de graviola e de maracujá, conforme já discutido previamente no Capítulo 3 em relação às propriedades térmicas, a obtenção de parâmetros reológicos confiáveis e específicos para os fluidos utilizados no presente estudo é fundamentalmente necessária para alcançar correlações de troca térmica precisas.

Portanto, considerando a necessidade das informações relativas ao caráter reológico dos sucos de graviola e de maracujá para o desenvolvimento das análises subseqüentes deste trabalho, o principal objetivo deste capítulo é apresentar os resultados obtidos na determinação experimental das propriedades reológicas destes sucos. Além disso, simples relações matemáticas foram utilizadas para expressar a dependência dos parâmetros reológicos com a temperatura e a concentração de sólidos solúveis. Salienta-se que os sucos de graviola e de maracujá foram selecionados para este trabalho devido ao seu elevado potencial no mercado internacional de sucos e polpas de frutas e também devido às suas características reológicas pseudoplásticas. Além disso, apesar de muitos fluidos alimentícios exibirem comportamento reológico pseudoplástico com tensão residual, o uso do modelo Herschel-Bulkley ainda é pequeno em relação ao modelo da Lei da Potência, o qual é amplamente empregado em estudos de fluidodinâmica e transferência de calor. Assim, investigações envolvendo fluidos Herschel-Bulkley ainda são escassas na literatura e, portanto, necessárias para a ampliação do conhecimento de seu comportamento mediante os diversos processos aos quais eles são frequentemente submetidos nas indústrias.

## **4.2 MATERIAL E MÉTODOS**

### **4.2.1 Preparo da matéria-prima e determinação dos parâmetros reológicos**

Todas as medidas experimentais foram realizadas em duplicata com amostras de um mesmo lote, as quais foram preparadas conforme descrição apresentada na Seção 3.2.1 do Capítulo 3. As medidas reológicas foram determinadas em um reômetro rotacional Rheotest 2.1 (VEB-MLW Prüfgeräte - Werk, Alemanha), tipo Searle, equipado com um sistema de sensor de cilindros concêntricos (relação dos raios de 1,06). A velocidade de rotação do cilindro interno pode variar de 0,028 a 243 rpm, sendo imposta através do seletor mecânico do aparelho, que permite a operação do

instrumento em 44 velocidades diferentes. As leituras no reômetro foram obtidas de forma contínua e ascendente, desde a menor taxa de deformação até a maior taxa e posteriormente, em forma descendente até a velocidade mínima de rotação. A primeira medida era considerada apenas 40 minutos após o acionamento do reômetro e as medidas subseqüentes ocorreram em intervalos de 20 minutos até a velocidade de 0,300 rpm ser atingida. A partir desta velocidade até a última, esperava-se em média 5 minutos para a realização de cada leitura no reômetro. Para manter a temperatura de trabalho constante foi utilizado um banho termostático (modelo Ma-184, Marconi, São Paulo, Brasil) contendo solução aquosa de álcool etílico. Para as medidas em diferentes temperaturas foram utilizadas amostras distintas de um mesmo lote de fabricação.

Para a descrição da performance dos viscosímetros de cilindros concêntricos, as seguintes considerações são feitas: o escoamento é laminar e permanente, os efeitos de borda são desprezíveis, o fluido de teste é incompressível e suas propriedades não dependem da pressão, a temperatura é constante, não há escorregamento nas paredes do instrumento e as componentes radial e axial de velocidade são nulas. O desenvolvimento das equações para o cálculo das tensões de cisalhamento e taxas de deformação de um sistema tipo Searle, em que o cilindro interno (*bob*) gira a uma velocidade constante e o copo (*cup*) ou cilindro externo é estacionário, pode ser encontrado detalhadamente em STEFFE (1996). Neste caso, o instrumento mede o torque necessário para manter a velocidade angular do *bob* constante. A determinação da tensão de cisalhamento e da taxa de deformação é realizada a partir de balanços de massa e de quantidade de movimento em coordenadas cilíndricas e também considerando as relações entre as velocidades angular e linear do reômetro. Assim, as tensões de cisalhamento na superfície do cilindro interno do reômetro foram obtidas pela multiplicação das leituras de torque pela constante do reômetro, a qual é dependente da relação entre os raios dos cilindros externo e interno, enquanto as taxas de deformação foram determinadas pelo método clássico de KRIEGER e ELROD (1953) até quarta ordem, conforme Eq. (4.1).

$$\dot{\gamma}(\tau) = \frac{\Omega}{\ln \varepsilon} \left[ 1 + \ln \varepsilon \frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau} + \frac{(\ln \varepsilon)^2}{3\Omega} \frac{d^2 \Omega}{d (\ln \tau)^2} - \frac{(\ln \varepsilon)^4}{45\Omega} \frac{d^4 \Omega}{d (\ln \tau)^4} + \dots \right] \quad (4.1)$$

onde  $\dot{\gamma}$  ( $s^{-1}$ ) é a taxa de deformação,  $\Omega$  ( $rad\ s^{-1}$ ) é a velocidade angular do fluido e  $\varepsilon$  (adimensional) é a relação de raios dos cilindros externo (*cup*) e interno (*bob*) do reômetro. A série apresentada na Eq. (4.1) foi obtida utilizando o método de Euler-Maclaurin, que transforma uma série de convergência lenta em uma que converge mais rapidamente. Em um trabalho subseqüente, KRIEGER (1968) rearranjou a série e a expressou em termos de sub-séries somáveis, cujo termo dominante é dado pela famosa aproximação obtida a partir da Lei da Potência, conforme Eq. (4.2).

$$\dot{\gamma}_1(\tau) = \frac{2N\Omega}{(1 - \varepsilon^{2N})} \quad (4.2)$$

onde  $N = d\ln\Omega/d\ln\tau$ . Os termos subseqüentes à aproximação apresentada são funções das derivadas  $N'$ ,  $N''$ , etc. KRIEGER (1968) sugere para o cálculo da taxa de deformação a retenção do primeiro termo da série resultante, conforme Eq. (4.3).

$$\dot{\gamma}(\tau) = \dot{\gamma}_1(\tau) [1 + N^{-2}N'f_1(x)] \quad (4.3)$$

onde  $N' = dN/d\ln\tau$ ,  $x = 2N\ln\varepsilon$  e  $f_1(x)$  é dado por:

$$f_1(x) = x(e^x - 1)^{-2} (xe^x - 2e^x + x + 2)/2 \quad (4.4)$$

YANG e KRIEGER (1978) avaliaram a precisão das Eqs. (4.2) e (4.3), assim como da solução contendo mais três termos adicionais da série, conforme Eq. (4.5).

$$\dot{\gamma}(\tau) = \dot{\gamma}_1(\tau) \left[ 1 + N^{-2}N'f_1(x) + 3N^{-4}(N')^2f_3(x) + N^{-3}N''f_2(x) \right] \quad (4.5)$$

onde  $N'' = d^2N/d(\ln\tau)^2$  e  $f_2(x)$ ,  $f_3(x)$  são dadas a seguir:

$$f_2(x) = x^2(e^x - 1)^{-3} (-xe^{2x} + 3e^{2x} - 4xe^x - x - 3)/6 \quad (4.6)$$

$$f_3(x) = x^3(e^x - 1)^{-4} (xe^{3x} - 4e^{3x} + 11xe^{2x} - 12e^{2x} + 11xe^x + 12e^x + x + 4)/24 \quad (4.7)$$

Segundo YANG e KRIEGER (1978), para fluidos que obedecem ao modelo de Bingham, a solução da taxa de deformação é mais precisa quando são incluídos os termos de ordem superior da série, pois na ocorrência de regiões empistonadas, a descontinuidade da primeira derivada do modelo pode acarretar em erros significativos na taxa de deformação. Assim, para os fluidos pseudoplásticos com tensão residual considerados no presente estudo, as taxas de deformação também foram calculadas pela Eq. (4.5), além da Eq. (4.1), para eventual comparação. A solução da Eq. (4.5) é simples e não apresenta nenhuma dificuldade, no entanto, o método clássico de KRIEGER e ELROD (1953), amplamente utilizado e divulgado (RAO, 1995) proporciona respostas ligeiramente mais rápidas e é preciso para materiais com tensão residual mediante a maioria das condições práticas encontradas (DARBY, 1985).

Para descrição do comportamento reológico dos sucos de frutas, o modelo empírico da Lei da Potência, internacionalmente conhecido como Power-Law (PL), foi utilizado para descrever o comportamento reológico dos sucos de graviola e de maracujá. Neste caso, a tensão de cisalhamento local depende da taxa de deformação local, conforme Eq. (4.8) (BIRD et al., 2002).

$$\tau_{rz} = -K \left| \frac{dv_z}{dr} \right|^{n-1} \left( \frac{dv_z}{dr} \right) \quad (4.8)$$

onde  $\tau_{rz}$  (Pa) é a tensão de cisalhamento local,  $K$  (Pa s<sup>n</sup>) é o índice de consistência,  $n$  (adimensional) é o índice de comportamento e  $dv_z/dr$  ou  $\dot{\gamma}$  (s<sup>-1</sup>) é a taxa de deformação local. O modelo de Herschel-Bulkley (HB), apresentado na Eq. (4.9), também foi testado no ajuste aos dados experimentais de tensão de cisalhamento e taxa de deformação dos sucos.

$$\tau_{rz} = \pm\tau_0 - K \left| \frac{dv_z}{dr} \right|^{n-1} \left( \frac{dv_z}{dr} \right) \quad (4.9)$$

onde  $\tau_0$  (Pa) é a tensão de cisalhamento residual. Com base em outros estudos, a relação de Arrhenius foi utilizada para descrever o efeito da temperatura sobre os parâmetros reológicos, bem como a função potência, utilizada para descrever o efeito da concentração de sólidos solúveis sobre os parâmetros reológicos obtidos a partir dos dados experimentais (RAO et al., 1984; IBARZ et al., 1994; TELIS-ROMERO et al., 2001).

### 4.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Para descrever o comportamento reológico dos sucos de maracujá e de graviola nas temperaturas de 0,4, 8,3, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2, 59,2 e 68,8 °C e concentrações de aproximadamente 9,0 a 50,0 °Brix foram realizados 64 experimentos em duplicata. Posteriormente, a média das leituras obtidas no reômetro foi calculada e, então, as tensões de cisalhamento e as taxas de deformação foram estimadas conforme descrição anterior (Seção 4.2.1). Em seguida, foram obtidos os reogramas de tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação e realizados os ajustes dos modelos PL e HB aos dados experimentais. Isto possibilitou a estimação dos parâmetros reológicos empíricos ( $K$  e  $n$  para o modelo PL e  $\tau_0$ ,  $K$  e  $n$  para o modelo HB), os quais foram posteriormente descritos em função da temperatura e da concentração de sólidos solúveis. Para a construção dos reogramas e discussão dos resultados foram utilizados somente os pontos experimentais das curvas descendentes, consideradas representativas da curva de equilíbrio. De qualquer forma, para ambos os sucos estudados, não foi identificado o comportamento tixotrópico.

De forma similar à realizada no Capítulo 3 para a análise das propriedades térmicas, os resultados de reologia também foram, inicialmente, subdivididos em dois grupos: um primeiro subconjunto, com a maioria dos dados, foi utilizado para realizar os ajustes das funções desejadas, enquanto um segundo grupo com apenas 16 dados foi utilizado simplesmente para confirmar as

análises de regressão. No entanto, como não foram observadas diferenças significativas nos resultados de regressão ao realizar os ajustes utilizando todos os 64 pontos experimentais ou apenas um subconjunto deles, optou-se por utilizar todos os dados conjuntamente para efetuar as análises de regressão desejadas.

### 4.3.1 Comportamento reológico do suco de graviola

Para o suco de graviola, a tensão de cisalhamento, que variou de 0,8 a 599,0 Pa, e a taxa de deformação foram determinadas experimentalmente nas concentrações de sólidos solúveis de 9,3, 19,1, 24,3, 29,4, 34,6, 38,8, 44,6 e 49,4 °Brix e nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C. Nas faixas testadas as amostras comportaram-se como fluidos pseudoplásticos e o modelo PL foi satisfatoriamente ajustado aos dados experimentais, com  $0,991 \leq R^2 \leq 0,999$  e  $0,7 \leq \text{RMS}(\%) \leq 2,5$ . As tensões de cisalhamento em função das taxas de deformação foram obtidas na faixa de 0,7 a 529,5  $\text{s}^{-1}$  e são apresentadas em escala logarítmica na Figura 4.1(a) e (b), para as concentrações de 9,3 e 29,4 °Brix, respectivamente, e nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C. São apresentadas também na Figura 4.1(a) e (b) as curvas previstas pelo modelo PL nas mesmas temperaturas, conforme Eq. (4.8). Reogramas similares foram obtidos para as outras concentrações. Observa-se que, obviamente, a uma dada velocidade de rotação do fluido no reômetro, a tensão de cisalhamento decresceu com a elevação da temperatura de 0,4 para 68,8 °C.

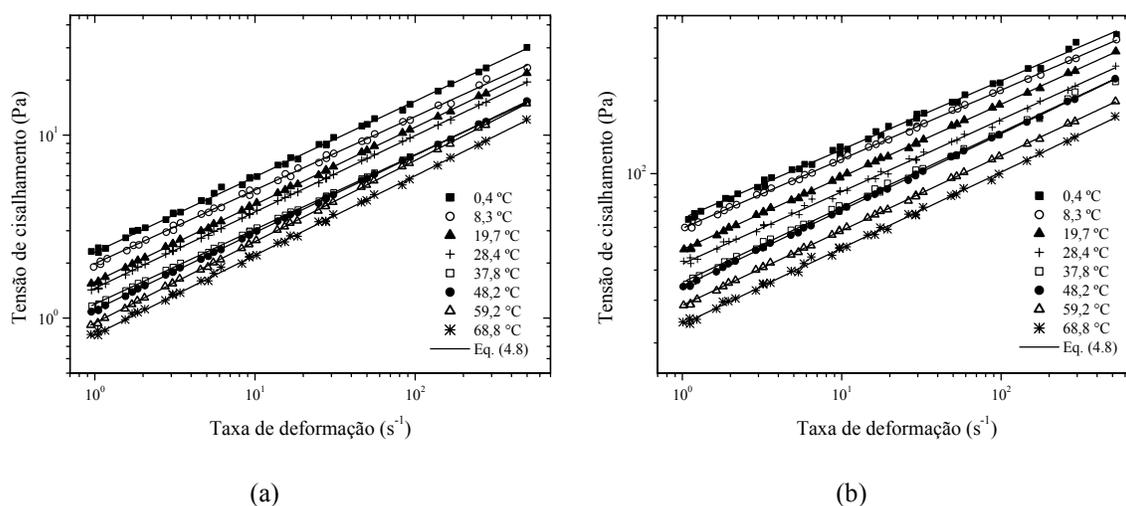


Figura 4.1. Reogramas do suco de graviola nas temperaturas de 0,4, 8,3, 19,7, 28,4, 37,8, 48,2, 59,2 e 68,8 °C. Valores experimentais de tensão de cisalhamento e taxa de deformação, juntamente com as curvas previstas pelo modelo da Lei da Potência, conforme Eq. (4.8): (a) 9,3 °Brix; (b) 29,4 °Brix.

O ajuste do modelo PL aos dados experimentais permitiu o cálculo dos parâmetros reológicos ( $K$  e  $n$ ), os quais são apresentados na Tabela 4.1, juntamente com os resultados de RMS (%). Neste caso, os coeficientes de regressão ( $R^2$ ) foram ocultados, pois os mesmos foram sempre superiores a 0,991. É possível observar visualmente na Figura 4.1 e através dos valores de  $R^2$  e RMS apresentados na Tabela 4.1 que o modelo PL foi adequado para descrever o comportamento reológico do suco de graviola nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de 9,3 a 49,4 °Brix.

Tabela 4.1. Parâmetros reológicos  $K$  e  $n$  e RMS (%) obtidos no ajuste do modelo da Lei da Potência aos dados experimentais do suco de graviola nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de 9,3 a 49,4 °Brix.

Temp. (°C)	Concentração de sólidos solúveis, $x_{ss}$ (°Brix)							
	9,3	19,1	24,3	29,4	34,6	39,8	44,6	49,4
	Índice de consistência, $K$ (Pa.s <sup>n</sup> )							
0,4	2,29	19,25	44,93	65,41	115,86	176,83	258,82	335,93
8,3	1,99	17,75	35,56	59,49	96,99	145,45	216,63	290,98
19,7	1,58	14,36	28,93	48,52	86,60	124,35	185,33	241,46
28,4	1,45	11,82	28,20	42,38	69,91	106,02	158,47	203,11
37,8	1,19	10,43	23,47	35,59	64,72	96,98	141,41	182,86
48,2	1,11	8,88	19,32	34,20	58,28	78,42	119,20	157,95
59,2	0,94	7,74	17,43	28,56	49,83	70,99	111,75	145,09
68,8	0,81	6,94	15,96	23,87	42,91	65,00	96,41	129,35
	Índice de comportamento, $n$ (Adimensional)							
0,4	0,413	0,308	0,299	0,284	0,270	0,271	0,264	0,262
8,3	0,402	0,337	0,306	0,285	0,288	0,269	0,266	0,262
19,7	0,422	0,323	0,295	0,300	0,287	0,279	0,273	0,266
28,4	0,417	0,325	0,315	0,298	0,281	0,277	0,284	0,274
37,8	0,408	0,325	0,303	0,310	0,291	0,303	0,273	0,282
48,2	0,423	0,338	0,320	0,315	0,301	0,287	0,278	0,283
59,2	0,444	0,331	0,313	0,309	0,298	0,314	0,299	0,289
68,8	0,435	0,341	0,326	0,314	0,322	0,304	0,294	0,288
	RMS (%)							
0,4	2,45	2,24	2,12	2,45	1,98	2,11	2,18	0,99
8,3	2,50	1,02	2,12	1,12	2,14	1,97	0,84	2,13
19,7	0,96	1,00	2,12	1,00	2,14	1,94	0,85	1,83
28,4	0,97	2,12	2,24	2,12	1,01	1,93	2,26	0,88
37,8	0,98	2,24	2,45	2,24	0,98	1,93	2,22	0,76
48,2	0,96	1,02	2,45	1,03	0,97	1,94	1,03	0,96
59,2	0,96	0,99	2,46	0,94	0,97	1,95	1,30	2,00
68,8	2,17	2,13	2,46	1,95	2,18	2,26	0,94	1,83

O modelo HB também foi testado no ajuste aos dados experimentais do suco de graviola e, obviamente, proporcionou resultados estatísticos aceitáveis ( $R^2 \geq 0,992$  e  $RMS \leq 2,5$  %), visto que é um modelo com três parâmetros empíricos. No entanto, os valores de tensão residual foram na

maioria negativos, o que não faz sentido do ponto de vista físico. ACQUARONE et al. (1996) obtiveram comportamento semelhante na caracterização reológica da polpa de graviola nas temperaturas de 10,0 a 50,0 °C e concentrações de 15,0 a 30,0 °Brix. Estes autores utilizaram amostras comerciais de polpa de graviola congelada a 13,0 °Brix e 70,0 % de polpa, as quais foram concentradas até 15,0 e 30,0 °Brix para determinação das propriedades reológicas em um reômetro de cilindros concêntricos Rheotest 2.0 (relação de raios de 1,06), com taxa de deformação variando de 0 a 600 s<sup>-1</sup>. ACQUARONE et al. (1996) observaram que os ajustes do modelo HB aos seus dados experimentais foram estatisticamente melhores ( $0,9982 \leq R^2 \leq 0,9995$ ) em relação aos ajustes do modelo PL ( $0,9971 \leq R^2 \leq 0,9990$ ), no entanto, para determinadas temperaturas e concentrações, a tensão residual apresentou valores negativos. POLIZELLI et al. (2003) também obtiveram valores negativos de tensão residual na caracterização reológica de soluções aquosas de açúcar (10, 20 e 30 % p/p) e goma xantana (0,05, 0,15 e 0,25 % p/p), sendo, portanto, o modelo PL selecionado para descrição do comportamento das soluções-modelo.

O modelo da Lei da Potência é uma equação empírica extensivamente utilizada para cálculos de engenharia devido à sua simplicidade. Este modelo tem sido utilizado para descrever o comportamento de muitos alimentos líquidos, como os purês de maçã, pêssego e pêra (SARAVACOS, 1970), suco de laranja concentrado (CRANDALL et al., 1982), polpa de goiaba (VITALI e RAO, 1982), suco de laranja concentrado com baixo teor de polpa (VITALI e RAO, 1984), suco de limão (SÁENZ e COSTELL, 1986), suco de framboesa concentrado (IBARZ e PAGÀN, 1987), solução aquosa de carboximetilcelulose (CMC) (NOUAR et al., 2000), solução-modelo de sacarose e CMC (BERTO et al., 2003), entre muitos outros. Para fluidos pseudoplásticos sem tensão residual, a viscosidade aparente ( $\mu_a = \tau / \dot{\gamma} = K \dot{\gamma}^{n-1}$ ) diminui com o aumento da taxa de deformação e este tipo de comportamento é normalmente atribuído às substâncias de elevada massa molecular presentes na solução e/ou aos sólidos dispersos em uma fase fluida, os quais podem permanecer suspensos ou decantados, dependendo do tamanho das partículas e de sua concentração (RAO, 1977).

### **4.3.2 Efeito da temperatura e da concentração de sólidos solúveis nos parâmetros reológicos do suco de graviola**

O efeito da temperatura sobre o índice de consistência do suco de graviola foi descrito satisfatoriamente por uma relação de Arrhenius (RAO, 1995), conforme Eq. (4.10). Como esperado,  $K$  diminuiu exponencialmente com o aumento da temperatura, sendo a redução mais acentuada para as amostras mais concentradas.

$$\eta_{g0} = \eta_0 \exp\left(\frac{E_a}{8,314 T_k}\right) \quad (4.10)$$

Neste caso,  $\eta_{g0} = K$  (Pa s<sup>n</sup>),  $\eta_0$  (Pa s<sup>n</sup>) é um coeficiente do modelo,  $E_a$  (J mol<sup>-1</sup>) é a energia de ativação, 8,314 J mol<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> representa a constante do gás ideal e  $T_k$  é a temperatura absoluta (K). Uma forma simplificada da Eq (4.10) poderia ser utilizada:  $\eta_{g0} = \eta_0 \exp(\eta_{01}/T_k)$ , onde  $\eta_0$  e  $\eta_{01}$  são os parâmetros do modelo. Na Tabela 4.2 são apresentados os parâmetros  $\eta_0$  e  $E_a$ , juntamente com os resultados estatísticos de R<sup>2</sup>, SSR e RMS (%) obtidos no ajuste da Eq. (4.10) aos valores de  $K$ . A energia de ativação foi praticamente constante para todas as concentrações testadas – seu valor médio foi de 11,39 kJ mol<sup>-1</sup> com um desvio padrão de 0,40 kJ mol<sup>-1</sup> – enquanto  $\eta_0$  aumentou com a elevação da concentração de sólidos solúveis. Os valores encontrados para a energia de ativação são compatíveis com os de polpas e sucos de frutas, sendo ligeiramente superiores aos das polpas e purês e inferiores aos de sucos de frutas concentrados e clarificados (SARAVACOS, 1970). O valor médio de  $E_a$  para o suco de graviola foi, por exemplo, inferior aos valores encontrados para os sucos clarificados e sem pectina de banana (KHALIL et al., 1989), de pêssego (IBARZ et al., 1992) e de maçã (SARAVACOS, 1970), por outro lado, foi superior ao dos purês de pêssego e pêra (SARAVACOS, 1970). VITALI e RAO (1982) mostraram que um elevado conteúdo de sólidos suspensos diminui as magnitudes de  $E_a$  e, portanto, em geral, os valores de  $E_a$  são maiores para sucos de frutas concentrados do que para polpas de frutas e vegetais, pois os sucos concentrados são normalmente filtrados antes de serem concentrados, resultando em uma menor quantidade de sólidos suspensos. SARAVACOS (1970), por exemplo, observou valores de  $E_a$  superiores para os sucos clarificados e sem pectina (*depectinized juice*) em relação aos não-clarificados (*cloudy juice*). Segundo HOLDSWORTH (1971), quanto menor o índice de comportamento, menor é o efeito da temperatura sobre a viscosidade aparente do fluido, portanto, menor o valor da energia de ativação.

Tabela 4.2. Parâmetros do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ) e resultados estatísticos (R<sup>2</sup>, SSR e RMS) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos valores de índice de consistência ( $K$ ) do suco de graviola.

$x_{ss}$ (°Brix)	$\eta_0$ (Pa s <sup>n</sup> )	$E_a$ (kJ mol <sup>-1</sup> )	R <sup>2</sup>	SSR	RMS (%)
9,3	0,014	11,59	0,996	0,01	1,1
19,1	0,102	11,98	0,993	1,02	1,0
24,3	0,238	11,83	0,982	12,55	1,9
29,4	0,522	11,02	0,993	11,12	1,5
34,6	0,972	10,84	0,991	39,41	1,4
38,9	1,081	11,54	0,995	57,96	1,2
44,6	1,876	11,17	0,996	92,14	1,0
49,4	2,447	11,18	0,996	132,29	1,1

O índice de comportamento do suco de graviola, conforme esperado, aumentou ligeiramente com a elevação da temperatura. Para a descrição deste parâmetro em função da temperatura, as funções linear, exponencial e potência foram testadas, no entanto, as mesmas não proporcionaram bons ajustes aos dados experimentais. Para cada concentração estudada, uma pequena flutuação nos valores do índice de comportamento foi observada quando a temperatura foi elevada de 0,4 a 68,8 °C e  $n$  pode, então, ser considerado constante em relação à temperatura. Os valores médios de  $n$ , indicados por  $\bar{n}$ , são apresentados na Tabela 4.3, juntamente com o desvio padrão ( $sd$ ) calculado para cada concentração. Geralmente, a temperatura tem um efeito relativamente pequeno sobre o índice de comportamento, fato que demonstra que a viscosidade aparente de fluidos pseudoplásticos depende essencialmente da taxa de deformação e do índice de consistência do fluido, que normalmente é dependente da temperatura (SARAVACOS e KOSTAROPOULOS, 1995).

Tabela 4.3. Valores médios de  $n$  ( $\bar{n}$ ) e desvio padrão ( $sd$ ) para cada concentração de sólidos solúveis ( $x_{ss}$ ) estudada do suco de graviola nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C.

$x_{ss}$ (°Brix)	$\bar{n}$ (adimensional)	$sd$
9,3	0,421	0,014
19,1	0,329	0,011
24,3	0,310	0,010
29,4	0,302	0,012
34,6	0,292	0,015
38,9	0,288	0,017
44,6	0,279	0,012
49,4	0,276	0,011

ADORNO (1997) obteve um comportamento flutuante semelhante para o índice de comportamento na caracterização reológica de vários sucos de frutas tropicais (manga, maracujá amarelo, mamão papaia e goiaba rosa). Este autor também observou que os índices de comportamento dos sucos de frutas não apresentavam uma tendência definida. Além disso, ADORNO (1997) não conseguiu bons modelos para descrever os valores de  $n$  em função da temperatura e da concentração, sendo que, neste caso, seus únicos resultados plausíveis de ajuste ocorreram para o suco de maracujá ( $R^2 \geq 0,681$ ). Para sucos de frutas, o índice de comportamento, em geral, aumenta ligeiramente com a elevação da temperatura, sendo esta variação normalmente pequena e por este motivo alguns autores adotam  $n$  como uma constante (VITALI, 1981). VITALI e RAO (1982), por exemplo, observaram um valor praticamente constante de  $n$  na caracterização reológica da polpa de goiaba nas faixas de 9,8 a 16,0 °Brix e 25 a 60 °C. O valor médio de  $n$  obtido por estes autores foi de 0,430 com um desvio padrão de 0,031.

Na Figura 4.2(a) e (b) são apresentados, respectivamente, os valores dos índices de consistência e de comportamento do suco de graviola, em função da temperatura, para várias concentrações de sólidos solúveis, juntamente com as curvas preditas pela Eq. (4.10) para  $K$  e as predições do modelo linear para  $n$ . O modelo linear, que resultou em  $0,421 \leq R^2 \leq 0,932$ ,  $0,0001 \leq SSR \leq 0,0006$  e  $0,5 \leq RMS \leq 1,2$  (%) foi escolhido por ser o mais simples, apesar dos resultados de  $R^2$  não serem exatamente favoráveis. Adicionalmente, são apresentadas na Figura 4.2(a), as estimativas de  $K$  a 15,0 e 30,0 °Brix para a polpa de graviola, de acordo com o modelo proposto por ACQUARONE et al. (1996), o qual é descrito a seguir na Eq. (4.11). Na Figura 4.2(b) também são apresentadas as curvas preditas por ACQUARONE et al. (1996) para o índice de comportamento da polpa de graviola a 15,0 e 30,0 °Brix, conforme Eq. (4.12).

$$K = 0,001364 \exp\left(\frac{5,31592}{T}\right) x_{ss}^{2,94422} \quad (4.11)$$

$$n = 1,79846 \exp\left(\frac{-1,0637}{T}\right) x_{ss}^{-0,58947} \quad (4.12)$$

onde  $T$  (°C) é a temperatura e  $x_{ss}$  (°Brix) é a concentração de sólidos solúveis. As Eqs. (4.11) e (4.12) foram obtidas para o suco de graviola com 70,0 % de polpa (kg/kg) nas concentrações de 15,0 e 30,0 °Brix e temperaturas de 10,0, 30,0 e 50,0 °C.

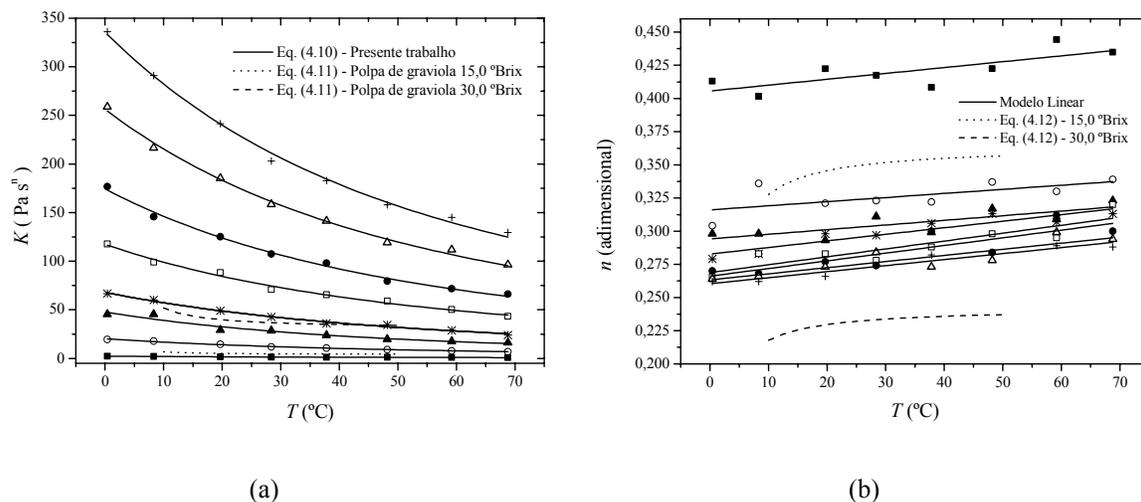


Figura 4.2. Propriedades reológicas do suco de graviola em função da temperatura para várias concentrações: (■) 9,3 °Brix, (○) 19,1 °Brix, (▲) 24,3 °Brix, (\*) 29,4 °Brix, (□) 34,6 °Brix, (●) 38,9 °Brix, (△) 44,6 °Brix e (+) 49,4 °Brix. (a) Índices de consistência e curvas preditas pela Eq. (4.10), juntamente com as predições de  $K$  a 15,0 e 30,0 °Brix, conforme Eq. (4.11); (b) Índices de comportamento, curvas preditas pelo modelo linear e estimativas de ACQUARONE et al. (1996) a 15,0 e 30,0 °Brix, conforme Eq. (4.12).

É possível observar na Figura 4.2(a) que os valores de  $K$  preditos por ACQUARONE et al. (1996) apresentam tendências análogas aos resultados experimentais, porém são em média 30,0 % inferiores, sendo os menores desvios ocorridos nas temperaturas mais elevadas. Por outro lado, os valores de  $n$  estimados pela Eq. (4.12) para a concentração de 15,0 °Brix aproximam-se dos dados experimentais, apresentando diferenças em torno de apenas 5,0 %. No entanto, para  $x_{ss} = 30,0$  °Brix, as predições de ACQUARONE et al. (1996) para  $n$  desviam consideravelmente dos dados experimentais a 29,4 °Brix, apresentando valores em média 25,0 % inferiores, o que indica maior pseudoplasticidade para a polpa de graviola. Este evento era esperado, visto que a polpa apresenta maior conteúdo de sólidos suspensos em relação ao suco de graviola, o que provoca a diminuição dos valores de  $n$ . A polpa se caracteriza pela suspensão de matéria sólida em meio fluido, sendo normalmente referida como dispersão ou suspensão (RAO, 1995). Além disso, é possível observar que as tendências de  $n$  preditas por ACQUARONE et al. (1996) são similares às do presente trabalho, ou seja, a variação do índice de comportamento em relação à temperatura foi praticamente desprezível, principalmente nas temperaturas mais elevadas.

Finalmente, o efeito da concentração de sólidos solúveis sobre o índice de consistência foi satisfatoriamente correlacionado por uma função potência, conforme Eq. (4.13). O modelo exponencial também foi testado e apresentou resultados relativamente bons ( $R^2 \geq 0,985$  e  $SSR \leq 1437$ ), no entanto, os valores de RMS foram elevados ( $205,7 \leq RMS \leq 239,8$  %), indicando que os índices de consistência preditos pelo modelo exponencial desviam consideravelmente dos valores experimentais de  $K$ , principalmente para as temperaturas mais baixas, em particular, 0,4 °C.

$$\eta_g = \eta(x_{ss})^\varphi \quad (4.13)$$

onde  $\eta_g = K$  (Pa s<sup>n</sup>),  $\eta$  (Pa s<sup>n</sup> (°Brix)<sup>-1</sup>) e  $\varphi$  (adimensional) são os parâmetros do modelo e  $x_{ss}$  (°Brix) é a concentração de sólidos solúveis. Conforme esperado, o índice de consistência aumentou com a elevação da concentração. Segundo HOLDSWORTH (1971), os índices de consistência aumentam consideravelmente com a concentração de sólidos, sendo que o conteúdo de pectina tem sido atribuído como um dos principais responsáveis pelos elevados valores de  $K$  nas amostras mais concentradas. Na Tabela 4.4 são apresentados os parâmetros obtidos no ajuste da Eq. (4.13) aos valores de  $K$ , juntamente com os resultados obtidos para  $R^2$ , SSR e RMS. Observa-se na Tabela 4.4 que o parâmetro  $\eta$  diminui com a elevação da temperatura, enquanto  $\varphi$  permanece praticamente constante, com um valor médio de 2,96 e desvio padrão de 0,06. Assim, a Eq. (4.13) pode ser simplificada para o índice de consistência na seguinte forma:  $K = \eta(x_{ss})^{2,96}$ , válida para concentrações de 9,3 a 49,4 °Brix e temperaturas de 0,4 a 68,8 °C.

Tabela 4.4. Constantes  $\eta$  e  $\varphi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de índice de consistência ( $K$ ) do suco de graviola.

$T$ (°C)	$\eta$ [Pa s <sup>n</sup> (°Brix) <sup>-1</sup> ]	$\varphi$ (adimensional)	$R^2$	SSR	RMS (%)
0,4	0,0036	2,94	0,998	223,7	7,3
8,3	0,0024	3,01	0,999	30,1	2,9
19,7	0,0026	2,94	0,998	61,6	6,9
28,4	0,0025	2,91	0,998	73,1	6,9
37,8	0,0021	2,92	0,998	70,7	9,4
48,2	0,0019	2,91	0,999	9,2	6,4
59,2	0,0011	3,03	0,998	23,0	3,7
68,8	0,0009	3,06	0,998	17,0	5,2

O efeito da concentração de sólidos solúveis sobre o índice de comportamento também foi expresso por uma função potência, como a apresentada na Eq. (4.13). Neste caso,  $\eta_g = n$  (adimensional) e  $\eta$  é dado em (°Brix)<sup>-1</sup>. Conforme esperado, o índice de comportamento diminuiu com a elevação da concentração. O índice de comportamento pode ser visto como uma medida do desvio em relação ao comportamento Newtoniano e seus valores normalmente aumentam com a diminuição do conteúdo de sólidos (HOLDSWORTH, 1971). Na Tabela 4.5 são apresentados os parâmetros obtidos no ajuste da Eq. (4.13) aos valores de  $n$ , juntamente com os resultados obtidos para  $R^2$ , SSR e RMS.

Tabela 4.5. Constantes  $\eta$  e  $\varphi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de índice de comportamento ( $n$ ) do suco de graviola.

$T$ (°C)	$\eta$ (°Brix) <sup>-1</sup>	$\varphi$ (adimensional)	$R^2$	SSR	RMS (%)
0,4	0,76	-0,28	0,951	0,0008	3,4
8,3	0,73	-0,27	0,985	0,0002	1,9
19,7	0,77	-0,28	0,955	0,0008	3,2
28,4	0,73	-0,26	0,958	0,0007	3,0
37,8	0,66	-0,23	0,922	0,0010	3,5
48,2	0,73	-0,25	0,981	0,0003	1,9
59,2	0,75	-0,25	0,884	0,0020	4,8
68,8	0,73	-0,24	0,951	0,0007	2,9

Observa-se pela Tabela 4.5 que ambos os parâmetros do modelo,  $\eta$  e  $\varphi$ , sofreram pequena variação com a elevação da temperatura, pois conforme discutido anteriormente o índice de comportamento pode ser considerado constante em função da temperatura. Assim, a Eq. (4.13) pode ser simplificada, ou seja,  $n$  pode ser descrita em termos da concentração de sólidos solúveis pela seguinte relação:  $n = 0,73(x_{ss})^{-0,26}$ , válida para 9,3 a 49,4 °Brix e temperaturas de 0,4 a 68,8 °C.

Na Figura 4.3(a) são apresentados os valores experimentais de  $K$  do suco de graviola em função da concentração de sólidos solúveis, para as temperaturas de 0,4 a 68,8 °C, juntamente com as predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas. São apresentadas também as curvas preditas por ACQUARONE et al. (1996) para as temperaturas de 10,0, 30,0 e 50,0 °C, as quais foram obtidas de acordo com a Eq. (4.11). Na Figura 4.3(b) são apresentados os dados experimentais de  $n$  do suco de graviola em função da concentração de sólidos solúveis, para as temperaturas de 0,4 a 68,8 °C, juntamente com as curvas preditas pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas. Adicionalmente, são mostrados os resultados obtidos conforme modelo proposto por ACQUARONE et al. (1996), dado pela Eq. (4.12), para polpa de graviola a 70,0 %.

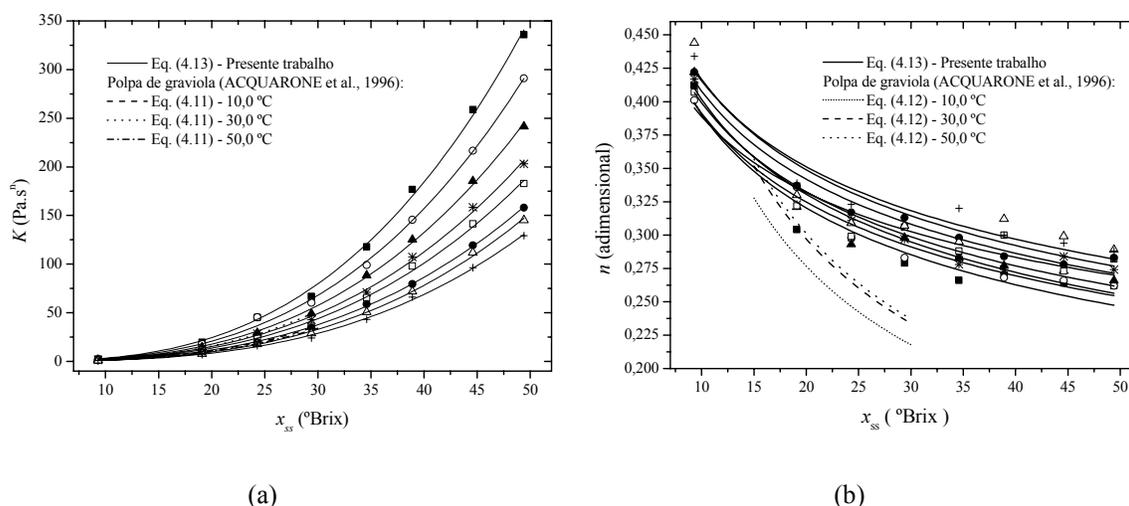


Figura 4.3. Propriedades reológicas ( $K$  e  $n$ ) do suco de graviola em função da concentração de sólidos solúveis a várias temperaturas: (■) 0,4 °C, (○) 8,3 °C, (▲) 19,7 °C, (\*) 28,4 °C, (□) 37,8 °C, (●) 48,2 °C, (△) 59,2 °C e (+) 68,8 °C. (a) Índices de consistência experimentais, curvas preditas pela Eq. (4.13) e predições feitas por ACQUARONE et al. (1996) nas temperaturas de 10,0, 30,0 e 50,0 °C, segundo Eq. (4.11); (b) Índices de comportamento experimentais, curvas preditas pela Eq. (4.13) e estimativas de ACQUARONE et al. (1996) a 10,0, 30,0 e 50,0 °C, conforme Eq. (4.12), para polpa de graviola 70,0 %.

É possível observar na Figura 4.3(a) tendências análogas entre os índices de consistência preditos por ACQUARONE et al. (1996) e os dados experimentais, porém os valores de ACQUARONE et al. (1996) são sempre inferiores, sendo que os menores desvios, em média 15,0 %, são observados na temperatura mais elevada (50,0 °C). Para as outras temperaturas, os valores de  $K$  estimados por ACQUARONE et al. (1996) são em média 30,0 % inferiores aos experimentais. Por outro lado, os valores de  $n$  preditos por ACQUARONE et al. (1996) são em média 17,0 % inferiores aos observados experimentalmente nas mesmas temperaturas, sendo o efeito da

concentração de sólidos solúveis claramente mais acentuado para a polpa de graviola. Este evento evidencia claramente que o caráter não-Newtoniano é descrito pelo índice de comportamento, que por sua vez está relacionado à porcentagem de polpa e aos sólidos suspensos. Para as polpas de frutas ou sucos polposos, os valores de  $n$  são geralmente inferiores aos encontrados para os sucos de frutas nas mesmas concentrações de sólidos solúveis, porém com teor de polpa inferior.

Na realidade, para projetos de engenharia, é extremamente útil obter uma simples e única relação para descrever o efeito combinado da temperatura e da concentração, conforme apresentado a seguir nas Eqs. (4.14) e (4.15). É interessante notar que o expoente de  $x_{ss}$  na Eq. (4.14) é similar ao da Eq. (4.11), indicando que o efeito da concentração de sólidos solúveis sobre o índice de consistência do suco de graviola é similar ao encontrado por ACQUARONE et al. (1996) para a polpa de graviola.

$$K = 3 \times 10^{-5} \exp\left(\frac{11203}{8,314 T_k}\right) (x_{ss})^{2,92} \quad (4.14)$$

$$n = (0,41 + 0,0011 T_k) (x_{ss})^{-0,26} \quad (4.15)$$

O ajuste da Eq. (4.14) aos dados de índice de consistência apresentaram os seguintes resultados estatísticos:  $R^2 = 0,998$ ,  $RMS = 13,0 \%$  e  $SSR = 786$ , enquanto o ajuste da Eq. (4.15) aos valores de índice de comportamento resultaram em:  $R^2 = 0,938$ ,  $RMS = 3,6 \%$  e  $SSR = 8,4 \times 10^{-3}$ . Observe que as contribuições dos efeitos individuais de cada variável ( $T$  e  $x_{ss}$ ) sobre os parâmetros reológicos são incluídas em um único modelo, o que constitui sua principal vantagem. Assim, as Eqs. (4.14) e (4.15) são preferíveis às anteriores, principalmente para as aplicações em que ocorrem variações de temperatura e concentração simultaneamente. Caso contrário, recomenda-se as Eqs. (4.10) e (4.13) para estimativa de  $K$ , pois, neste caso, as mesmas foram ligeiramente mais precisas do que a Eq. (4.14). Ressalta-se que todas as correlações propostas nesta seção são válidas para suco de graviola nas concentrações de sólidos solúveis de 9,3 a 49,4 °Brix e nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C.

### 4.3.3 Comportamento reológico do suco de maracujá

A tensão de cisalhamento, variando de 0,1 a 206,4 Pa, e a taxa de deformação do suco de maracujá foram determinadas experimentalmente para concentrações de sólidos solúveis de 9,8, 19,7, 25,5, 29,4, 35,2, 39,9, 45,2 e 49,4 °Brix. Ensaios preliminares mostraram a existência de tensões residuais para o suco de maracujá, sendo assim, para análise comparativa, as taxas de deformação foram calculadas pela Eq. (4.1), de acordo com KRIEGER e ELROD (1953) e também

pela Eq. (4.5), conforme sugestão de YANG e KRIEGER (1978). As taxas de deformação estimadas de acordo com YANG e KRIEGER (1978), as quais variaram de 1,0 a 572,8 s<sup>-1</sup> foram ligeiramente superiores às estimadas por KRIEGER e ELROD (1953), que variaram de 0,9 a 557,5 s<sup>-1</sup>. Foi observada uma diferença máxima entre as taxas de 11,4 % ocorrida na concentração de 39,9 °Brix e uma diferença mínima de 0,1 %, enquanto o desvio médio foi de 0,6 %. Os maiores desvios foram observados nas temperaturas e velocidades de rotação mais baixas. Por outro lado, os ajustes do modelo HB utilizando ambas as soluções para a taxa de deformação resultaram em pequenas diferenças para os parâmetros  $\tau_0$ ,  $K$  e  $n$ , sendo as mais acentuadas para o índice de consistência, que apresentou um desvio médio de 2,1 %, enquanto a tensão residual e o índice de comportamento apresentaram diferenças médias de apenas 1,6 e 0,6 %, respectivamente. As tensões residuais e os índices de comportamento estimados com a solução de KRIEGER e ELROD (1953) foram sempre iguais ou superiores àqueles estimados pela solução de YANG e KRIEGER (1978), enquanto os índices de consistência foram iguais ou inferiores. O desvio máximo ocorrido para  $K$  foi de 9,7 % a 9,8 °Brix, sendo esta a concentração que resultou nas maiores diferenças, apresentando um desvio médio de 3,8 %. Para 19,7 °Brix, o desvio máximo de  $K$  foi de 4,7 %, enquanto que para as demais concentrações, a máxima diferença observada foi de 2,7 %. O mesmo comportamento foi observado para  $n$ . Neste caso, ocorreu um desvio máximo de 2,4 % a 9,8 °Brix, seguido por uma diferença máxima de 1,3 % a 19,7 °Brix, enquanto que para as outras concentrações, o desvio máximo foi de apenas 0,8 %. Já para a tensão residual, a máxima diferença foi de 3,9 % a 49,4 °Brix. Nesta concentração, ocorreram os maiores desvios para  $\tau_0$ , bem como nas temperaturas mais baixas. Quando as taxas de deformação foram calculadas por KRIEGER e ELROD (1953), os ajustes do modelo HB resultaram em RMS de 0,6 a 3,4 % e  $R^2$  de 0,997 a 0,999. Quando o método de YANG e KRIEGER (1978) foi utilizado, o ajuste do modelo HB não foi mais preciso e resultou em resíduos médios quadráticos de 0,3 a 3,7 % e  $R^2$  de 0,996 a 0,999. Assim, com base nestes resultados, optou-se por realizar as análises de reologia do suco de maracujá estimando as taxas de deformação pelo método simples e clássico de KRIEGER e ELROD (1953). Vários outros autores utilizaram este método para o cálculo das taxas de deformação de fluidos com tensão residual, como SÁENZ e COSTELL (1986), ADORNO (1997) e TELIS-ROMERO et al. (1999).

Portanto, considerando as taxas de deformação estimadas pela Eq. (4.1) e as faixas testadas de temperatura e concentração foi possível concluir que o suco de maracujá comportou-se como um fluido pseudoplástico e o modelo HB foi satisfatoriamente ajustado aos dados experimentais, com  $0,997 \leq R^2 \leq 0,999$ ,  $0,6 \leq \text{RMS}(\%) \leq 3,4$  e  $0,001 \leq \text{SSR} \leq 4,613$ . O modelo PL também foi ajustado e resultou em  $0,929 \leq R^2 \leq 0,997$ ,  $8,1 \leq \text{RMS}(\%) \leq 22,3$  e  $0,03 \leq \text{SSR} \leq 251$ . Conforme esperado, o modelo HB produziu os melhores resultados estatísticos, visto que o mesmo é dado em termos de

três parâmetros empíricos. Na Figura 4.4 são apresentados os resultados experimentais de tensão de cisalhamento em função da taxa de deformação, em escala logarítmica, para o suco de maracujá com concentração de 25,5 °Brix, enquanto na Figura 4.5 são apresentados os reogramas para o suco de maracujá com 49,4 °Brix. No item (a) das figuras apresentadas a seguir são mostradas as curvas preditas pelo modelo HB, dado pela Eq. (4.9), enquanto que no item (b) são apresentadas as predições pelo modelo PL, descrito na Eq. (4.8).

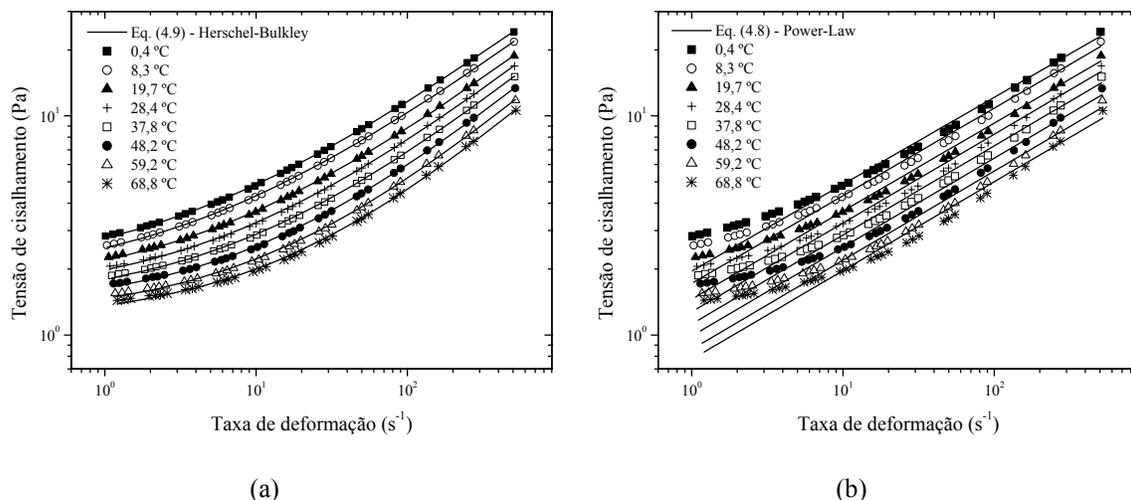


Figura 4.4. Reogramas do suco de maracujá a 25,5 °Brix nas temperaturas de 0,4 a 68,8°C: (a) Predições pelo modelo de Herschel-Bulkley, conforme Eq. (4.9); (b) Predições pelo modelo Power-Law, conforme Eq. (4.8).

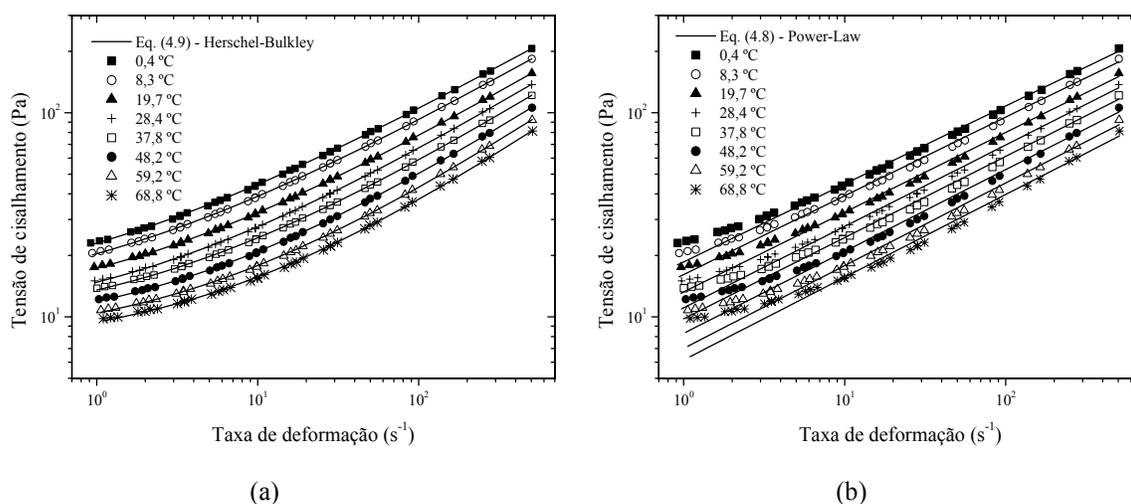


Figura 4.5. Reogramas do suco de maracujá a 49,4 °Brix nas temperaturas de 0,4 a 68,8°C: (a) Predições pelo modelo de Herschel-Bulkley, conforme Eq. (4.9); (b) Predições pelo modelo Power-Law, conforme Eq. (4.8).

Reogramas similares foram obtidos para as outras concentrações de suco de maracujá, as quais apresentaram tendências semelhantes às observadas nas Figuras 4.4 e 4.5. Note que os ajustes do modelo PL resultaram em desvios consideráveis com relação aos dados experimentais, principalmente para os sucos mais diluídos. De fato, conforme será mostrado logo a seguir na Tabela 4.7, os resíduos médios quadráticos obtidos no ajuste do modelo PL foram significativamente mais elevados para os sucos de maracujá com menor concentração de sólidos solúveis. Para 9,8 °Brix, por exemplo, RMS variou de 17,9 a 22,3 %, enquanto que para 49,4 °Brix, RMS foi de 8,1 a 14,5 %. Este mesmo comportamento foi observado no ajuste do modelo HB, ou seja, os piores resultados estatísticos foram observados para as amostras mais diluídas. A partir das análises das tensões de cisalhamento e das taxas de deformação foi possível observar que, a uma dada velocidade de rotação do fluido no reômetro, ocorreu um ligeiro aumento na taxa de deformação com a elevação da temperatura, sendo este efeito mais pronunciado também para os sucos mais diluídos. Conforme esperado, observou-se também que, para uma dada concentração em estudo, o aumento na velocidade de rotação do cilindro no reômetro elevou a taxa de deformação e, conseqüentemente, a tensão de cisalhamento, assim como a diminuição de temperatura a uma dada taxa de deformação provocou a elevação da tensão de cisalhamento.

O ajuste do modelo HB permitiu o cálculo dos parâmetros  $\tau_0$ ,  $K$  e  $n$ , os quais são apresentados na Tabela 4.6, juntamente com os valores de RMS (%). Neste caso, o menor coeficiente de correlação ( $R^2 = 0,997$ ) foi observado para a concentração de 9,8 °Brix e nas temperaturas de 59,2 e 68,8 °C, enquanto os demais coeficientes foram 0,999 e por este motivo os mesmos não são apresentados na Tabela 4.6. Note que os maiores valores de RMS também foram encontrados para a concentração de 9,8 °Brix ( $1,5 \leq \text{RMS} \leq 3,4$  %), como observado no ajuste do modelo PL, o qual resultou nos parâmetros  $K$  e  $n$ , que são apresentados na Tabela 4.7, juntamente com os valores de  $R^2$  e RMS (%). A partir de agora, para o suco de maracujá, os parâmetros reológicos obtidos pelo ajuste do modelo HB serão designados por  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$  e  $n_{hb}$ , enquanto os parâmetros reológicos obtidos pelo ajuste do modelo PL serão chamados de  $K_{pl}$  e  $n_{pl}$ . Os valores de  $K_{hb}$  foram em média 59,3 % inferiores aos de  $K_{pl}$ , enquanto os dados de  $n_{hb}$  foram em média 37,2 % superiores aos de  $n_{pl}$ . As menores diferenças entre  $K_{hb}$  e  $K_{pl}$  e entre  $n_{hb}$  e  $n_{pl}$  ocorreram nas maiores concentrações de sólidos solúveis, sendo que para 9,8 °Brix, as diferenças chegaram a aproximadamente 85 % em média, tanto para  $K$  como para  $n$ . Por outro lado, para 49,4 °Brix, o desvio médio entre  $K_{hb}$  e  $K_{pl}$  foi de 47,5 %, enquanto que, entre  $n_{hb}$  e  $n_{pl}$ , a diferença média foi de 25,4 %. De qualquer forma, conforme esperado, a tensão residual diminuiu com o aumento da temperatura e da fração de água e tendência similar foi observada para os índices de consistência ( $K_{hb}$  e  $K_{pl}$ ). Já o índice de comportamento  $n_{hb}$  aumentou ligeiramente com o aumento da temperatura

e da fração de água, enquanto  $n_{pi}$  permaneceu praticamente constante em relação à variação da temperatura e da concentração de sólidos solúveis, sendo observado um valor médio satisfatório de  $0,401 \pm 0,004$ .

Tabela 4.6. Parâmetros reológicos  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$  e  $n_{hb}$  e RMS (%) obtidos no ajuste do modelo HB aos dados experimentais do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de 9,8 a 49,4 °Brix.

Temp. (°C)	Concentração de sólidos solúveis, $x_{ss}$ (°Brix)							
	9,8	19,7	25,5	29,4	35,2	39,9	45,2	49,4
	Tensão residual, $\tau_0$ (Pa)							
0,4	0,137	0,909	1,831	2,700	4,285	5,728	8,867	11,142
8,3	0,132	0,851	1,714	2,528	4,149	5,800	8,263	10,550
19,7	0,122	0,789	1,591	2,349	3,835	5,395	7,578	9,735
28,4	0,112	0,737	1,486	2,185	3,555	5,050	6,806	8,584
37,8	0,105	0,693	1,393	2,053	3,335	4,722	6,743	8,544
48,2	0,099	0,653	1,314	1,940	3,169	4,414	6,236	7,954
59,2	0,092	0,608	1,218	1,807	2,916	4,074	5,786	7,367
68,8	0,087	0,581	1,156	1,714	2,730	3,882	5,481	6,960
	Índice de consistência, $K_{hb}$ (Pa s <sup>n</sup> )							
0,4	0,025	0,349	0,937	1,614	3,222	5,059	8,395	11,823
8,3	0,020	0,293	0,783	1,347	2,675	4,344	7,001	9,832
19,7	0,017	0,228	0,606	1,086	2,054	3,336	5,376	7,567
28,4	0,014	0,189	0,497	0,854	1,703	2,721	4,391	6,189
37,8	0,012	0,152	0,404	0,692	1,375	2,201	3,552	4,988
48,2	0,009	0,122	0,323	0,546	1,204	1,754	2,810	3,938
59,2	0,007	0,097	0,254	0,378	0,852	1,732	2,186	3,067
68,8	0,006	0,078	0,207	0,353	0,805	1,104	1,764	2,477
	Índice de comportamento, $n_{hb}$ (adimensional)							
0,4	0,608	0,536	0,511	0,497	0,500	0,465	0,458	0,451
8,3	0,622	0,542	0,522	0,508	0,492	0,479	0,469	0,461
19,7	0,643	0,559	0,538	0,536	0,508	0,496	0,485	0,476
28,4	0,647	0,577	0,552	0,538	0,515	0,502	0,498	0,488
37,8	0,678	0,592	0,566	0,551	0,534	0,522	0,508	0,502
48,2	0,680	0,607	0,581	0,568	0,541	0,553	0,525	0,517
59,2	0,694	0,612	0,598	0,571	0,566	0,556	0,542	0,534
68,8	0,708	0,630	0,612	0,599	0,583	0,568	0,557	0,547
	RMS (%)							
0,4	1,49	0,85	0,71	0,68	0,67	0,64	0,69	0,73
8,3	1,61	0,98	0,81	0,73	0,67	0,63	0,71	0,71
19,7	1,74	1,11	0,91	0,84	0,74	0,61	0,73	0,71
28,4	2,24	1,30	1,00	0,88	0,81	0,74	0,75	0,75
37,8	2,04	1,44	1,15	1,00	0,84	0,82	0,87	0,74
48,2	2,77	1,69	1,37	1,11	1,05	0,95	0,88	0,84
59,2	3,12	1,89	1,50	1,52	1,14	1,04	0,95	0,93
68,8	3,43	1,95	1,73	1,69	1,28	1,22	1,13	1,01

Tabela 4.7. Parâmetros reológicos  $K_{pl}$  e  $n_{pl}$ ,  $R^2$  e RMS (%) obtidos no ajuste do modelo PL aos dados experimentais do suco de maracujá nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de 9,8 a 49,4 °Brix.

Temp. (°C)	Concentração de sólidos solúveis (°Brix)							
	9,8	19,7	25,5	29,4	35,2	39,9	45,2	49,4
	Índice de consistência, $K_{pl}$ (Pa s <sup>n</sup> )							
0,4	0,093	0,839	1,956	3,144	5,563	8,460	13,718	18,577
8,3	0,086	0,752	1,721	2,757	5,041	7,712	11,869	16,124
19,7	0,074	0,644	1,458	2,314	4,193	6,393	9,733	13,237
28,4	0,067	0,564	1,276	2,022	3,676	5,581	8,202	11,063
37,8	0,058	0,500	1,123	1,771	3,163	4,777	7,312	9,777
48,2	0,055	0,444	0,989	1,548	2,885	3,992	6,191	8,304
59,2	0,050	0,405	0,860	1,361	2,351	3,753	5,251	7,011
68,8	0,046	0,368	0,775	1,205	2,130	3,101	4,619	6,148
	Índice de comportamento, $n_{pl}$ (adimensional)							
0,4	0,401	0,400	0,397	0,395	0,416	0,386	0,383	0,382
8,3	0,397	0,396	0,400	0,397	0,394	0,391	0,388	0,386
19,7	0,407	0,398	0,402	0,418	0,397	0,396	0,394	0,391
28,4	0,398	0,406	0,405	0,404	0,396	0,392	0,402	0,399
37,8	0,426	0,406	0,407	0,405	0,405	0,402	0,397	0,398
48,2	0,401	0,405	0,406	0,405	0,405	0,424	0,403	0,401
59,2	0,388	0,389	0,407	0,373	0,408	0,435	0,406	0,405
68,8	0,387	0,386	0,405	0,407	0,430	0,407	0,406	0,405
	$R^2$							
0,4	0,972	0,987	0,991	0,993	0,995	0,996	0,996	0,997
8,3	0,968	0,986	0,990	0,992	0,993	0,995	0,995	0,996
19,7	0,965	0,982	0,987	0,991	0,992	0,993	0,994	0,995
28,4	0,958	0,981	0,986	0,988	0,990	0,992	0,994	0,994
37,8	0,962	0,977	0,983	0,986	0,989	0,990	0,991	0,993
48,2	0,948	0,973	0,980	0,982	0,988	0,989	0,990	0,991
59,2	0,936	0,966	0,976	0,973	0,983	0,990	0,988	0,989
68,8	0,929	0,961	0,972	0,975	0,985	0,983	0,985	0,987
	RMS (%)							
0,4	17,95	13,95	12,28	11,38	11,02	9,15	8,62	8,08
8,3	18,46	14,36	13,04	12,10	10,98	10,09	9,32	8,78
19,7	19,59	15,39	14,11	13,78	12,09	11,20	10,38	9,82
28,4	19,94	16,49	14,98	14,06	12,58	11,79	11,17	10,52
37,8	21,70	17,33	15,84	14,91	13,78	13,00	12,07	11,56
48,2	21,53	18,18	16,76	15,86	14,32	14,99	13,15	12,58
59,2	21,80	18,08	17,68	15,83	15,81	15,09	14,23	13,69
68,8	22,31	18,74	18,42	17,83	17,01	15,97	15,19	14,52

ADORNO (1997) obteve comportamento análogo em relação ao presente trabalho para o suco de maracujá com conteúdo de sólidos solúveis de 10,0 a 50,0 °Brix e temperaturas de 10,0 a 50,0 °C. Este autor caracterizou o comportamento reológico do suco de maracujá amarelo utilizando um viscosímetro de cilindros concêntricos Haake Rotovisco RV20, com sistema de medição Haake

CV20 e sistema de cilindros Haake ZA30. O suco estudado por ADORNO (1997) também apresentou comportamento não-Newtoniano e o ajuste do modelo HB foi adequado, resultando em coeficientes de correlação entre 0,987 e 0,999. As magnitudes dos parâmetros reológicos obtidos por este autor são similares às do presente trabalho, assim como os valores de  $R^2$  e SSR. ADORNO (1997) também testou o modelo PL e os resultados deste ajuste foram piores em relação ao modelo HB, assim como observado no presente estudo. Neste caso, os coeficientes de correlação observados por este autor foram de 0,955 a 0,999 e os valores estimados de  $n$  a partir do modelo PL apresentaram uma tendência mais definida em relação à temperatura e à concentração de sólidos solúveis. No entanto, também é possível obter um valor médio satisfatório de 0,421 com desvio padrão de 0,045 para os valores de  $n$  obtidos por ADORNO (1997), que é válido nas temperaturas de 10,0 a 50,0 °C e concentrações de 10,0 a 50,0 °Brix. Isto significa que o valor médio de  $n_{pl}$  encontrado na atual investigação é apenas 4,8 % inferior ao valor médio de ADORNO (1997). Além disso, ADORNO (1997) também observou valores de  $K_{hb}$  inferiores aos de  $K_{pl}$ .

VITALI et al. (1974) obtiveram as características reológicas do suco de maracujá amarelo com 30,0 % de polpa nas temperaturas de 20,0 a 50,0 °C e nas concentrações de 15,6 a 33,4 °Brix, utilizando um viscosímetro de cilindros concêntricos Contraves RM-15. Seus resultados indicaram que o suco de maracujá comporta-se como um fluido pseudoplástico, sendo bem correlacionado pelo modelo PL ( $R^2 > 0,995$ ), no entanto, nenhum tipo de análise residual foi avaliada por estes autores. Como VITALI et al. (1974) não puderam obter experimentalmente valores inferiores a  $10 \text{ s}^{-1}$  para a taxa de deformação, nenhum esforço em determinar a magnitude de eventuais tensões residuais foi efetuado. No presente estudo, a magnitude das tensões residuais foi menor para as frações de água mais elevadas, como era esperado. Para as concentrações de sólidos solúveis de 9,8 a 29,4 °Brix, os valores de tensão residual foram relativamente pequenos, podendo inclusive ser desprezados ( $0,15 \leq \tau_0 \leq 2,83$ ). Já para os sucos com concentrações variando de 35,2 a 49,4 °Brix, a magnitude da tensão residual é mais elevada e, portanto, deve ser considerada ( $2,97 \leq \tau_0 \leq 11,35$ ). Esta última faixa de concentrações não foi analisada por VITALI et al. (1974), portanto, seus resultados, válidos para concentrações de sólidos solúveis de 15,6 a 33,4 °Brix, foram bem descritos pelo modelo PL. Por outro lado, ADORNO (1997) detectou que para concentrações superiores a 40,0 °Brix, uma elevação na temperatura causou um aumento nos valores da tensão residual, enquanto que para as concentrações inferiores não foi observada uma tendência definida para os valores experimentais de  $\tau_0$ . As principais diferenças entre os dados obtidos no presente trabalho e aqueles observados por VITALI et al. (1974) e ADORNO (1997) podem ser analisadas com maior clareza na Seção seguinte, onde são descritas as dependências dos parâmetros reológicos em relação à temperatura e à concentração de sólidos solúveis do suco e são apresentados os principais

resultados obtidos por estes autores.

TELIS-ROMERO et al. (1999) e SÁENZ e COSTELL (1986) observaram comportamentos semelhantes na caracterização reológica do suco de laranja e de limão, respectivamente, os quais foram descritos pelo modelo HB. TELIS-ROMERO et al. (1999) determinaram as características de escoamento de suco de laranja a 0,34 % (kg/kg) de pectina, com conteúdo de água de 0,34 a 0,73 (kg/kg) e nas temperaturas de 0,5 a 62,0 °C, utilizando o mesmo reômetro deste trabalho (Rheotest 2.1). Estes autores observaram dependência exponencial de  $\tau_0$ ,  $K$  e  $n$  em relação à temperatura e utilizaram funções potência para relatar a dependência da concentração. O valor estimado para a energia de ativação do escoamento ( $E_a$ ) foi de 17,9 kJ mol<sup>-1</sup>, similar ao encontrado no presente trabalho, como poderá ser visto mais adiante (Seção 4.3.4). Eles também notaram que os valores de  $n$  ( $0,47 \leq n \leq 0,68$ ) foram praticamente independentes da temperatura. SÁENZ e COSTELL (1986) estudaram o comportamento reológico de três produtos de limão, que puderam ser classificados como Newtoniano (suco clarificado), PL (suco não clarificado para  $T$  entre 22,0 e 50,0 °C) e HB (suco de frutas trituradas para  $T$  entre 7,0 e 50,0 °C), sendo o efeito da temperatura e da concentração dado por relações exponenciais. Para o suco de limão descrito pelo modelo HB, SÁENZ e COSTELL (1986) obtiveram as seguintes faixas para os parâmetros reológicos:  $2,2 \leq \tau_0 \leq 7,7$  (Pa),  $0,66 \leq K \leq 1,69$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,72 \leq n \leq 0,79$ . É interessante notar que, em relação ao suco de maracujá, os índices de comportamento do suco de graviola foram inferiores, enquanto os índices de consistência foram superiores. Por outro lado, os valores de  $n$  do suco de maracujá foram similares aos estimados por TELIS-ROMERO et al. (1999) para o suco de laranja, assim como as magnitudes das tensões residuais ( $0,24 \leq \tau_0 \leq 6,63$  Pa). As faixas encontradas para o suco de maracujá foram de  $0,09 \leq \tau_0 \leq 11,14$  (Pa),  $0,01 \leq K \leq 11,82$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,45 \leq n \leq 0,71$ , enquanto para o suco de graviola obteve-se:  $0,8 \leq K \leq 335,9$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,26 \leq n \leq 0,44$ .

#### **4.3.4 Efeito da temperatura e da concentração de sólidos solúveis nos parâmetros reológicos do suco de maracujá**

Para o estudo do efeito da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre as propriedades reológicas do suco de maracujá, foram considerados os seguintes parâmetros:  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$ . No caso de  $n_{pl}$  não foi possível obter resultados plausíveis para o ajuste de modelos em função da temperatura ou da concentração de sólidos solúveis, visto que este parâmetro não apresentou uma tendência bem definida em relação a estas variáveis e manteve-se praticamente constante. Portanto, para o índice de comportamento  $n_{pl}$  considerou-se um valor médio satisfatório de  $0,401 \pm 0,004$ , válido nas faixas estudadas de 9,8 a 49,4 °Brix e 0,4 a 68,8 °C. Adotar um valor

médio para o índice de comportamento é perfeitamente aceitável (VITALI, 1981; VITALI e RAO, 1982), conforme discutido previamente na Seção 4.3.2, além disso, ADORNO (1997) obteve comportamento semelhante para  $n$  no ajuste de seus dados experimentais do suco de maracujá ao modelo PL. Enfim, o efeito da temperatura sobre os parâmetros  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$  foi descrito de forma satisfatória por uma função análoga à de Arrhenius, conforme Eq. (4.10). Neste caso, tem-se que  $\eta_{g0} = \tau_0$  (Pa),  $K_{hb}$  (Pa s<sup>n</sup>),  $n_{hb}$  (adimensional) ou  $K_{pl}$  (Pa s<sup>n</sup>). As constantes ( $\eta_0$  e  $E_a$ ) obtidas a partir do ajuste da Eq. (4.10) aos valores de tensão residual ( $\tau_0$ ), índices de consistência ( $K_{hb}$  e  $K_{pl}$ ) e de comportamento ( $n_{hb}$ ) são apresentadas, respectivamente, nas Tabelas 4.8, 4.9, 4.10 e 4.11, juntamente com os valores de  $R^2$ , SSR e RMS (%), os quais indicam que os ajustes foram satisfatórios, sendo que os maiores desvios entre valores preditos e observados foram encontrados para o índice de consistência  $K_{hb}$ .

Tabela 4.8. Constantes do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ),  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos dados de tensão de cisalhamento ( $\tau_0$ ) do suco de maracujá.

$x_{ss}$ (°Brix)	$\eta_0$ (Pa)	$E_a$ (kJ mol <sup>-1</sup> )	$R^2$	SSR	RMS (%)
9,8	0,014	5,30	0,995	0,00001	0,96
19,7	0,096	5,11	0,999	0,0001	0,34
25,5	0,187	5,19	0,999	0,0004	0,46
29,4	0,281	5,15	0,999	0,001	0,42
35,2	0,462	5,11	0,991	0,019	1,36
45,2	0,809	5,43	0,991	0,090	1,56
39,9	0,773	4,66	0,961	0,144	2,54
49,4	1,055	5,37	0,986	0,216	1,88

Tabela 4.9. Constantes do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ),  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos valores de índice de consistência ( $K_{hb}$ ) do suco de maracujá.

$x_{ss}$ (°Brix)	$\eta_0$ (Pa s <sup>n</sup> )	$E_a$ (kJ mol <sup>-1</sup> )	$R^2$	SSR	RMS
9,8	0,0001	13,90	0,990	0,000003	9,20
19,7	0,0003	16,17	0,997	0,0002	4,19
25,5	0,0007	16,41	0,998	0,001	3,67
29,4	0,0010	16,80	0,992	0,012	7,38
35,2	0,0029	15,96	0,998	0,012	4,05
39,9	0,0052	15,71	0,991	0,115	7,84
45,2	0,0052	16,85	0,997	0,101	4,24
49,4	0,0072	16,88	0,997	0,201	4,26

Na Tabela 4.8, observa-se uma elevação dos valores de  $\eta_0$  com o aumento da concentração de sólidos solúveis, enquanto  $E_a$  permanece praticamente constante, com um valor médio de 5,17 kJ

$\text{mol}^{-1}$  e desvio padrão de  $0,24 \text{ kJ mol}^{-1}$ . Assim, neste caso, é possível simplificar a Eq. (4.10) para  $\tau_0 = \eta_0 \exp(5166/8,314T_k)$ . Na Tabela 4.9, observa-se a partir dos valores de RMS e  $R^2$  que os piores ajustes da equação de Arrhenius ocorreram para o suco de maracujá a  $9,8^\circ\text{Brix}$ . Observa-se também na Tabela 4.9 que os valores de  $\eta_0$  aumentaram ligeiramente com a elevação da concentração de sólidos de  $9,8$  a  $49,4^\circ\text{Brix}$ , enquanto  $E_a$  manteve-se praticamente constante, com um valor médio de  $16,08 \text{ kJ mol}^{-1}$  e desvio padrão de  $0,98 \text{ kJ mol}^{-1}$ . Assim, neste caso, é possível simplificar a Eq. (4.10) para  $K_{hb} = \eta_0 \exp(16084/8,314T_k)$ . Note que este comportamento foi similar ao observado para o índice de consistência do suco de graviola, porém o valor médio de  $E_a$  para o suco de maracujá foi superior ao do suco de graviola ( $E_a = 11,39 \text{ kJ mol}^{-1}$ ) nas mesmas concentrações, indicando, portanto, que o efeito da temperatura sobre o índice de consistência é superior para o suco de maracujá. Além disso, o valor médio de  $E_a$  obtido para o suco de maracujá ( $3,8 \text{ kcal mol}^{-1}$ ) foi análogo ao encontrado por VITALI et al. (1974), cujos valores de energia de ativação para o suco de maracujá a  $30,0\%$  de polpa variou de  $3,2$  a  $4,5 \text{ kcal gmol}^{-1}$  nas concentrações de  $33,4$  a  $15,6^\circ\text{Brix}$ . Por fim, observa-se que o valor médio de  $E_a$  encontrado no ajuste da relação de Arrhenius aos índices de consistência ( $K_{hb}$ ) do suco de maracujá é inferior aos sucos de frutas clarificados e sem pectina e superior ao das polpas de frutas (RAO, 1995).

Tabela 4.10. Constantes do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ),  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos valores de índice de comportamento ( $n_{hb}$ ) do suco de maracujá.

$x_{ss}$ ( $^\circ\text{Brix}$ )	$\eta_0$ (adimensional)	$E_a$ ( $\text{kJ mol}^{-1}$ )	$R^2$	SSR	RMS (%)
9,8	1,289	-1,70	0,980	0,0002	0,69
19,7	1,219	-1,88	0,988	0,0001	0,60
25,5	1,267	-2,08	0,998	0,00002	0,25
29,4	1,183	-1,97	0,973	0,0002	0,93
35,2	1,124	-1,91	0,927	0,0005	1,57
39,9	1,308	-2,36	0,977	0,0002	1,03
45,2	1,207	-2,22	0,996	0,00004	0,42
49,4	1,189	-2,22	0,997	0,00003	0,37

Na Tabela 4.10, observa-se que a tendência do parâmetro  $E_a$  é a de aumentar com a elevação da concentração de sólidos solúveis, porém a variação é relativamente pequena. Assim, ambos os parâmetros do modelo,  $\eta_0$  e  $E_a$ , sofrem pequena variação, podendo ser considerados constantes. Dessa forma, a Eq. (4.10) pode ser simplificada para:  $n_{hb} = 1,223 \exp(-2042/8,314T_k)$ . Na Tabela 4.11, nota-se que os valores de  $\eta_0$  e  $E_a$  sofreram um ligeiro aumento com a elevação da concentração de sólidos solúveis de  $9,8$  a  $49,4^\circ\text{Brix}$ , sendo os valores de  $E_a$  inferiores e os de  $\eta_0$

superiores àqueles apresentados na Tabela 4.9. A partir dos valores de  $E_a$  apresentados é possível concluir que o índice de consistência é claramente o parâmetro reológico mais influenciado pela variação de temperatura, como era esperado. Além disso, os valores de  $E_a$  obtidos no ajuste aos dados de  $K_{pl}$  do suco de maracujá são similares aos do suco de graviola. É interessante notar que os valores de  $E_a$  obtidos no ajuste da relação de Arrhenius aos dados de  $K_{hb}$  são mais próximos dos resultados de VITALI et al. (1974) do que os valores de  $E_a$  obtidos no ajuste aos dados de  $K_{pl}$ .

Tabela 4.11. Constantes do modelo ( $\eta_0$  e  $E_a$ ),  $R^2$ , SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.10), relação de Arrhenius, aos valores de índice de consistência ( $K_{pl}$ ) do suco de maracujá.

$x_{ss}$ (°Brix)	$\eta_0$ (Pa s <sup>n</sup> )	$E_a$ (kJ mol <sup>-1</sup> )	$R^2$	SSR	RMS
9,8	0,002	8,31	0,996	0,00001	1,74
19,7	0,013	9,57	0,999	0,0002	1,09
25,5	0,019	10,51	0,999	0,0002	0,43
29,4	0,027	10,85	0,999	0,0004	0,39
35,2	0,049	10,82	0,996	0,043	2,30
39,9	0,064	11,17	0,994	0,160	2,93
45,2	0,062	12,29	0,999	0,051	1,05
49,4	0,077	12,48	0,999	0,126	1,15

Na Figura 4.6 são apresentadas as tensões de cisalhamento residuais ( $\tau_0$ ) para o suco de maracujá nas concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, as quais foram obtidas a partir do ajuste do modelo HB aos dados experimentais de tensão de cisalhamento e taxa de deformação. Adicionalmente, são apresentadas na Figura 4.6 as curvas preditas pela Eq. (4.10) nestas mesmas concentrações, bem como os pontos experimentais obtidos por ADORNO (1997) nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix e as curvas preditas pelo modelo sugerido por este mesmo autor para descrição do efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre a tensão residual do suco de maracujá, o qual é descrito na Eq (4.16), válido nas faixas de 10,0 a 50,0 °Brix e 10,0 a 50,0 °C.

$$\tau_0 = 3,7 \times 10^{-5} \exp\left(6,35 \times 10^{-3} T_k\right) (x_{ss})^{2,69} \quad (4.16)$$

Analisando a Figura 4.6, nota-se que, para as concentrações de 10,0 e 20,0 °Brix não há uma tendência definida para os pontos experimentais de  $\tau_0$  obtidos por ADORNO (1997), enquanto que para as concentrações acima de 20,0 °Brix, as tendências obtidas por este autor são exatamente opostas às observadas experimentalmente neste trabalho. Surpreendentemente, para as concentrações mais elevadas, os resultados de ADORNO (1997) diferem do comportamento já observado por outros autores, que é o de diminuição das tensões residuais com o aumento da

temperatura (TELIS-ROMERO et al., 1999). O desvio médio entre os valores preditos pela Eq. (4.16) e aqueles estimados pela Eq. (4.10) nas temperaturas de 10,0 a 50,0 °C e nas concentrações apresentadas na Figura 4.6 é de 18,0 %, apresentando um erro máximo de 44,5 % para  $x_{ss} = 9,8$  °Brix e  $T = 50,0$  °C e um mínimo de 2,4 % para a mesma concentração e  $T = 20,0$  °C. Obviamente, os menores desvios ocorrem nas temperaturas de 20,0 e 30,0 °C e os maiores na temperatura mais elevada.

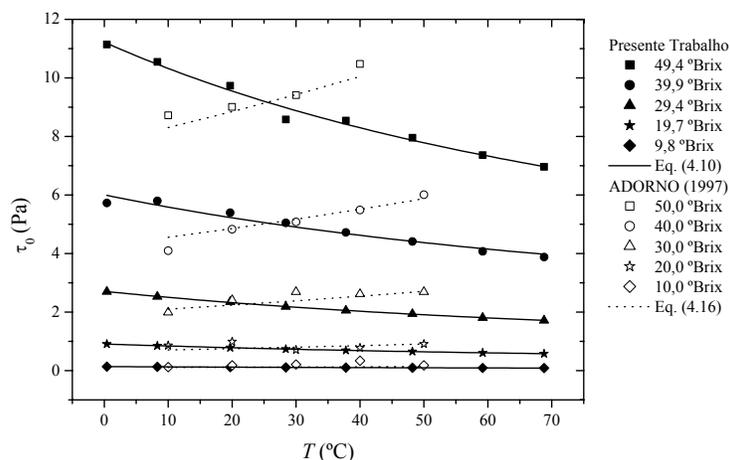


Figura 4.6. Tensões residuais do modelo HB ( $\tau_0$ ) obtidas para o suco de maracujá nas concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, curvas preditas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações, pontos experimentais de ADORNO (1997) para o suco de maracujá nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix e predições de ADORNO (1997) a partir da Eq. (4.16).

Na Figura 4.7(a) são apresentados os índices de consistência ( $K_{hb}$ ) obtidos no ajuste do modelo HB aos dados experimentais do suco de maracujá para as concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, juntamente com as curvas preditas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações. Além disso, são mostrados os valores de índice de consistência experimentais obtidos por ADORNO (1997) nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix, juntamente com as curvas preditas pelo modelo sugerido por este mesmo autor, o qual é dado na Eq. (4.17) e descreve o efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre o índice de consistência nas faixas de 10,0 a 50,0 °Brix e 10,0 a 50,0 °C.

$$K = 2,05 \times 10^{-3} \exp\left(-2,38 \times 10^{-2} T_k\right) (x_{ss})^{3,89} \quad (4.17)$$

Na Figura 4.7(b) são apresentados os índices de consistência ( $K_{pl}$ ) do modelo PL em função da temperatura para as concentrações de sólidos solúveis de 9,8, 19,7, 25,5, 29,4, 35,2 e 49,4 °Brix,

juntamente com as previsões da Eq. (4.10) nas mesmas concentrações, bem como os pontos experimentais obtidos por VITALI et al. (1974) para suco de maracujá com 30,0 % de polpa nas concentrações de 15,6, 20,7, 25,3, 30,6 e 33,4 °Brix.

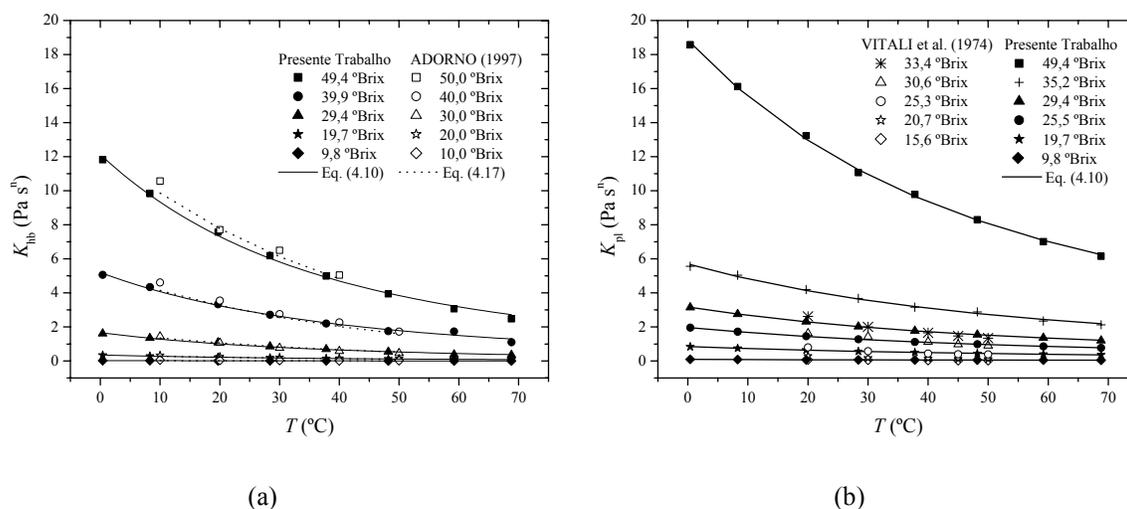


Figura 4.7. Índices de consistência para o suco de maracujá a várias concentrações de sólidos solúveis: (a) Valores de  $K_{hb}$  obtidos no ajuste do modelo HB para as concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, curvas previstas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações, pontos experimentais de ADORNO (1997) nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix e curvas previstas pela Eq. (4.17); (b) Valores de  $K_{pl}$  obtidos no ajuste do modelo PL aos dados experimentais nas concentrações de 9,8, 19,7, 25,5, 29,4, 35,2 e 49,4 °Brix, curvas previstas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações e dados experimentais de VITALI et al. (1974) para suco de maracujá com 30,0 % de polpa nas concentrações de 15,6, 20,7, 25,3, 30,6 e 33,4 °Brix.

Analisando a Figura 4.7(a), observa-se, obviamente, que as tendências entre as curvas previstas pelas Eqs. (4.10) e (4.17) são as mesmas e os pontos experimentais de ADORNO (1997) são realmente muito similares aos observados experimentalmente no presente trabalho, sendo os mesmos ligeiramente superiores para 30,0, 40,0 e 50,0 °Brix e inferiores para as outras concentrações comparadas. O desvio médio calculado entre os valores previstos pelas Eqs. (4.10) e (4.17) para o índice de consistência ( $K_{hb}$ ), nas concentrações apresentadas na Figura 4.7 e nas temperaturas de 10,0 a 50,0 °C foi de apenas 6,2 %, com um mínimo de 0,1 % para  $x_{ss} = 20,0$  °Brix e  $T = 10,0$  °C e um desvio máximo de 23,4 % para  $x_{ss} = 10,0$  °Brix e  $T = 50,0$  °C. Os maiores desvios foram observados, portanto, nas concentrações menos elevadas, sendo que a 10,0 °Brix o desvio médio foi de 13,5 %. Ao observar a Figura 4.7(b), na qual considera-se que o suco de maracujá é representado pelo modelo PL, é possível ver que os valores de  $K_{pl}$  de VITALI et al. (1974) são sempre inferiores aos observados no presente trabalho, porém as tendências são

análogas. Este evento foi similar ao ocorrido na comparação dos índices de consistência do suco de graviola e da polpa de graviola (ACQUARONE et al., 1996), a qual apresentou valores de  $K$  inferiores aos do suco de graviola. Ressalta-se que o suco de maracujá estudado por VITALI et al. (1974) apresentava alto teor de polpa (30,0 %). Assim, comparando os valores preditos pela Eq. (4.10) para  $K_{pl}$  nas temperaturas de 20,0 a 50,0 °C e nas concentrações de 19,7 a 35,2 °Brix com os resultados de VITALI et al. (1974), nas mesmas temperaturas, porém para concentrações de 20,7 a 33,4 °Brix, observa-se um desvio máximo de 74,5 %, mínimo de 27,7 % e médio de 50,9 %. Os maiores desvios ocorrem nas temperaturas mais elevadas e nas concentrações mais baixas. Comparando os dados de  $K_{pl}$  da atual investigação com os resultados de ADORNO (1997), obtidos no ajuste do modelo PL, observa-se um desvio médio de 18,7 %, sendo as maiores diferenças entre os valores de  $K_{pl}$  também nas concentrações mais baixas.

Na Figura 4.8(a) são mostrados os índices de comportamento do modelo HB ( $n_{hb}$ ) nas concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, as curvas preditas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações e os dados experimentais de ADORNO (1997) nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix. Adicionalmente, são apresentadas as curvas preditas pela Eq. (4.18), que representa o modelo sugerido por ADORNO (1997) para descrição do efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre o índice de comportamento do suco de maracujá, válido nas faixas de 10,0 a 50,0 °Brix e 10,0 a 50,0 °C.

$$n = 0,43 \exp\left(3,16 \times 10^{-3} T_k\right) (x_{ss})^{-0,21} \quad (4.18)$$

Os índices de comportamento estimados por ADORNO (1997) nas temperaturas de 10,0 a 50,0 °C e concentrações de 10,0 a 50,0 °Brix foram muito similares, porém inferiores, àqueles calculados pela Eq. (4.10) nas mesmas temperaturas e nas concentrações de 9,8 a 49,4 °Brix. Neste caso, o desvio médio foi de 2,4 %, com um máximo de apenas 7,6 % para  $x_{ss} = 10,0$  °Brix e  $T = 50,0$  °C e mínimo de 0,01 % para  $x_{ss} = 49,4$  °Brix e  $T = 30,0$  °C. Salienta-se que o índice de comportamento foi o parâmetro reológico que apresentou os menores desvios entre os resultados de ADORNO (1997) e aqueles observados no presente estudo.

Na Figura 4.8(b) são mostrados os índices de comportamento do modelo PL ( $n_{pl}$ ) nas concentrações de 9,8, 19,7, 25,5, 29,4 e 35,2 °Brix, as curvas preditas pela Eq. (4.10) nas mesmas concentrações e os dados experimentais de VITALI et al. (1974), para as concentrações de 15,6, 20,7, 25,3, 30,6 e 33,4 °Brix. Adicionalmente, é apresentada a função constante dada por  $n_{pl} = 0,401$  e são apresentadas também as curvas preditas por um modelo análogo ao de Arrhenius para representação dos dados de VITALI et al. (1974). VITALI et al. (1974) utilizaram a viscosidade aparente a uma dada taxa de deformação (40, 70 e 100 s<sup>-1</sup>) para determinar o efeito da temperatura

nos parâmetros reológicos do suco de maracujá. Estes autores observaram que a energia de ativação depende tanto da concentração como da taxa de deformação na qual a viscosidade aparente é determinada; eles também observaram o aumento da energia de ativação com o índice de comportamento, sendo os maiores valores de  $E_a$  ocorridos nas amostras mais diluídas.

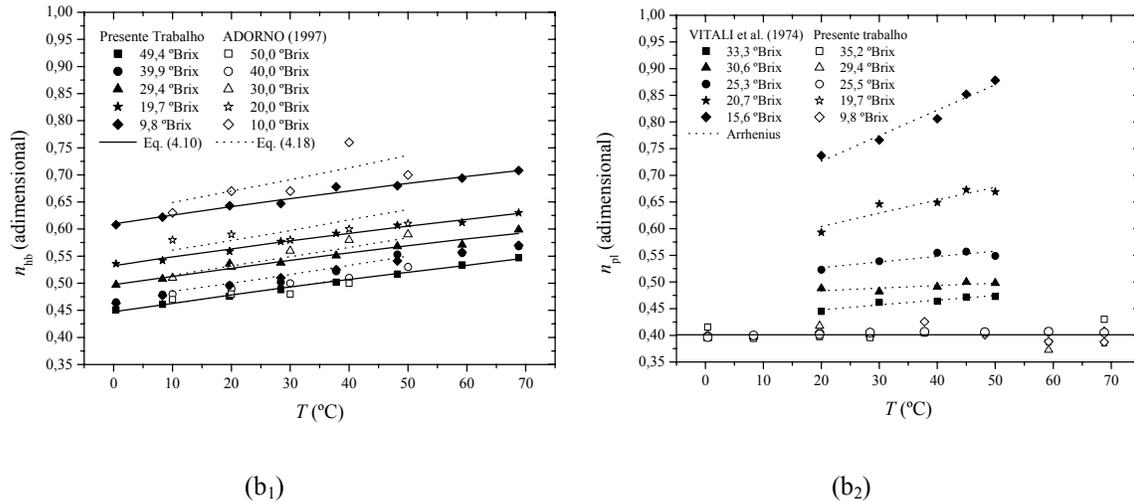


Figura 4.8. Índices de comportamento para o suco de maracujá a várias concentrações de sólidos solúveis: (a) Valores de  $n_{hb}$  nas concentrações de 9,8, 19,7, 29,4, 39,9 e 49,4 °Brix, estimativas da Eq. (4.10) nas mesmas concentrações, dados experimentais de ADORNO (1997) nas concentrações de 10, 20, 30, 40 e 50 °Brix e predições pela Eq. (4.18); (b) Valores de  $n_{pl}$  nas concentrações de 9,8, 19,7, 25,5, 29,4 e 35,2 °Brix, função constante  $n_{pl}$  ( $\bar{n}_{pl} = 0,401$ ), dados experimentais de VITALI et al. (1974) nas concentrações de 15,6, 20,7, 25,3, 30,6 e 33,4 °Brix e curvas preditas por uma equação análoga à de Arrhenius, obtidas a partir do ajuste da mesma aos dados de VITALI et al. (1974).

Os valores de  $n_{pl}$  estimados por VITALI et al. (1974) foram sempre superiores aos observados no presente estudo e podem ser considerados praticamente constantes em função da temperatura, principalmente para as concentrações de sólidos solúveis mais elevadas (25,3 a 33,3 °Brix). Porém, observa-se que o efeito da temperatura sobre os valores de  $n_{pl}$  obtidos por VITALI et al. (1974) é claramente mais acentuado. O desvio médio calculado entre os valores experimentais de VITALI et al. (1974) e o valor médio de  $n_{pl}$  foi de 33,8 %, com um mínimo de 11,0 % para  $x_{ss} = 35,2$  °Brix e  $T = 20,0$  °C e um desvio máximo de 67,8 % para  $x_{ss} = 19,7$  °Brix e  $T = 45,0$  °C. É interessante notar que os dados de VITALI et al. (1974) aproximam-se mais dos valores de  $n_{hb}$  apresentados na Figura 4.8(a) do que do valor médio de  $n_{pl}$  adotado nesta investigação. Neste caso, o desvio médio entre os pontos experimentais destes autores e os valores de  $n_{hb}$  estimados pela Eq. (4.10), nas temperaturas de 20,0 a 50,0 °C e concentrações de 19,7 a 35,2 °Brix, foi de 21,0 %, com

um máximo de 24,6 % para  $x_{ss} = 25,5$  °Brix e  $T = 50,0$  °C e um desvio mínimo de 7,8 % para  $x_{ss} = 35,2$  °Brix e  $T = 20,0$  °C. Outro evento interessante e já discutido previamente está relacionado aos dados de  $n_{pl}$  obtidos por ADORNO (1997) no ajuste do modelo PL. Os valores de  $n$  deste autor tendem a diminuir levemente com a elevação da temperatura de 10,0 para 50,0 °C, no entanto, é possível assumir um valor constante de 0,421 com desvio padrão de 0,045.

Estes elevados desvios observados em relação aos resultados de VITALI et al. (1974) ocorrem provavelmente devido às diferenças de variedades e de processamento do suco, que podem acarretar em teores distintos para algum componente, como por exemplo, a pectina. Vale lembrar que o suco de maracujá utilizado na caracterização reológica efetuada por VITALI et al. (1974) foi obtido com frutas de maracujá amarelo a 11,0 °Brix e 70,0 % de polpa. O suco foi filtrado para redução da polpa até 30,0 % e em seguida, foi pasteurizado, concentrado até 33,4 °Brix e resfriado até -18,0 °C. O suco de maracujá utilizado no presente estudo passou pelas mesmas etapas de processamento, no entanto, sua polpa foi reduzida a aproximadamente 2,5 % e a concentração final do suco era em torno de 51,0 °Brix. Sabe-se que o teor de polpa afeta diretamente as características de escoamento dos sucos de frutas. Assim, pode-se dizer que, apesar dos resultados existentes para a caracterização reológica do suco de maracujá amarelo (ADORNO, 1997; VITALI et al., 1974), não seria apropriado utilizá-los no presente trabalho, pois os parâmetros reológicos aqui requeridos foram utilizados para obtenção de correlações empíricas, que devem ser seguras e confiáveis. Como a origem das amostras utilizadas neste trabalho foi sempre a mesma, as características específicas desta matéria-prima foram determinadas para garantir a veracidade dos novos modelos empíricos de troca térmica.

O efeito da concentração de sólidos solúveis sobre os parâmetros reológicos ( $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$ ) do suco de maracujá foi descrito satisfatoriamente por uma função potência, conforme Eq. (4.13). Neste caso,  $\eta_g = \tau_0$  (Pa),  $K_{hb}$  (Pa s<sup>n</sup>),  $n_{hb}$  (adimensional) ou  $K_{pl}$  (Pa s<sup>n</sup>). As constantes,  $\eta$  e  $\phi$ , obtidas a partir do ajuste da Eq. (4.13) aos parâmetros reológicos  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$  são respectivamente apresentadas nas Tabelas 4.12, 4.13, 4.14 e 4.15, juntamente com os valores de  $R^2$ , SSR e RMS. Um modelo exponencial do tipo  $\eta_g = \eta \exp(\phi x_{ss})$  também foi testado e os coeficientes de regressão foram aceitáveis ( $0,914 \leq R^2 \leq 0,996$ ), no entanto, os resíduos médios quadráticos foram consideravelmente elevados ( $1,77 \leq RMS \leq 445,2$  %), o que indica grandes desvios entre dados experimentais e preditos. Assim, a função potência foi escolhida para descrever o efeito da concentração sobre os parâmetros reológicos do suco de maracujá, visto que os valores de  $R^2$  e RMS foram mais admissíveis ( $0,985 \leq R^2 \leq 0,999$  e  $0,2 \leq RMS \leq 23,8$  %), apesar de que podem haver erros consideráveis entre dados experimentais e preditos em alguns casos específicos.

Tabela 4.12. Constantes  $\eta$  e  $\phi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de tensão residual ( $\tau_0$ ) do suco de maracujá.

$T$ (°C)	$\eta$ (Pa °Brix <sup>-1</sup> )	$\phi$ (adimensional)	$R^2$	SSR	RMS (%)
0,4	$1,9 \times 10^{-4}$	2,818	0,998	0,208	6,99
8,3	$2,2 \times 10^{-4}$	2,758	0,999	0,003	2,95
19,7	$2,2 \times 10^{-4}$	2,744	0,999	0,002	2,02
28,4	$3,2 \times 10^{-4}$	2,614	0,999	0,021	4,97
37,8	$1,8 \times 10^{-4}$	2,758	0,999	0,004	2,33
48,2	$1,9 \times 10^{-4}$	2,724	0,999	0,001	0,86
59,2	$1,8 \times 10^{-4}$	2,728	0,999	0,002	1,25
68,8	$1,7 \times 10^{-4}$	2,725	0,999	0,002	1,36

Tabela 4.13. Constantes  $\eta$  e  $\phi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de índice de consistência ( $K_{hb}$ ) do suco de maracujá.

$T$ (°C)	$\eta$ (Pa s <sup>n</sup> °Brix <sup>-1</sup> )	$\phi$ (adimensional)	$R^2$	SSR	RMS (%)
0,4	$3,2 \times 10^{-6}$	3,876	0,999	0,016	4,09
8,3	$3,2 \times 10^{-6}$	3,831	0,999	0,000	0,85
19,7	$2,6 \times 10^{-6}$	3,816	0,999	0,002	2,23
28,4	$2,1 \times 10^{-6}$	3,823	0,999	0,000	2,75
37,8	$1,8 \times 10^{-6}$	3,811	0,999	0,000	3,89
48,2	$2,2 \times 10^{-6}$	3,695	0,999	0,009	5,18
59,2	$3,4 \times 10^{-6}$	3,520	0,988	0,106	23,84
68,8	$1,8 \times 10^{-6}$	3,616	0,998	0,010	10,01

Tabela 4.14. Constantes  $\eta$  e  $\phi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos índices de comportamento ( $n_{hb}$ ) do suco de maracujá.

$T$ (°C)	$\eta$ (°Brix <sup>-1</sup> )	$\phi$ (adimensional)	$R^2$	SSR	RMS (%)
0,4	0,923	-0,182	0,980	0,0004	1,39
8,3	0,945	-0,184	0,999	0,00002	0,31
19,7	0,974	-0,183	0,993	0,0001	0,79
28,4	0,971	-0,176	0,996	0,0001	0,58
37,8	1,035	-0,186	0,999	0,00001	0,19
48,2	0,993	-0,166	0,985	0,0003	1,12
59,2	0,995	-0,160	0,991	0,0002	0,78
68,8	1,009	-0,156	0,997	0,0001	0,46

O fato mais interessante a ser observado nas tabelas acima é que, para todos os ajustes realizados, os parâmetros da função potência não se alteram de forma significativa. Assim, é possível propor correlações mais simplificadas para estimar os parâmetros reológicos do suco de maracujá nas faixas de 0,4 a 68,8 °C e 9,8 a 49,4 °Brix. Para a tensão residual, a Eq. (4.13) pode ser escrita na seguinte forma  $\tau_0 = 2,1 \times 10^{-4} (x_{ss})^{2,73}$ , já para o índice de consistência do modelo HB

( $K_{hb}$ ), é possível simplificar a Eq. (4.13) para  $K_{hb} = 2,5 \times 10^{-6}(x_{ss})^{3,75}$ , enquanto que para o índice de comportamento ( $n_{hb}$ ) tem-se que:  $n_{hb} = 0,981(x_{ss})^{-0,17}$ . De forma similar, observando a Tabela 4.15, é possível escrever a Eq. (4.13) da seguinte maneira:  $K_{pl} = 2,8 \times 10^{-5}(x_{ss})^{3,30}$ . Nota-se também que o valor médio de  $\varphi = 3,75$ , obtido no ajuste da Eq. (4.13) aos dados de  $K_{hb}$  do suco de maracujá é similar ao valor médio de  $\varphi = 3,30$  obtido no ajuste aos dados de  $K_{pl}$ , bem como ao valor médio de  $\varphi = 2,96$ , obtido no ajuste da mesma função aos valores de  $n$  do suco de graviola.

Tabela 4.15. Constantes  $\eta$  e  $\varphi$ ,  $R^2$ , SSR e RMS obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.13), função potência, aos valores de índice de consistência do modelo PL ( $K_{pl}$ ) para o suco de maracujá.

$T$ (°C)	$\eta$ (Pa s <sup>n</sup> °Brix <sup>-1</sup> )	$\varphi$ (adimensional)	$R^2$	SSR	RMS (%)
0,4	$2,0 \times 10^{-5}$	3,522	0,999	0,169	13,10
8,3	$2,6 \times 10^{-5}$	3,417	0,999	0,009	9,46
19,7	$2,5 \times 10^{-5}$	3,374	0,999	0,010	9,11
28,4	$3,5 \times 10^{-5}$	3,249	0,999	0,010	5,19
37,8	$2,4 \times 10^{-5}$	3,310	0,999	0,005	7,68
48,2	$2,7 \times 10^{-5}$	3,235	0,999	0,040	7,42
59,2	$3,5 \times 10^{-5}$	3,127	0,999	0,036	4,38
68,8	$2,9 \times 10^{-5}$	3,143	0,999	0,003	6,62

Na Figura 4.9 são apresentados os valores de tensão residual do modelo HB ( $\tau_0$ ) em função da concentração de sólidos solúveis para o suco de maracujá nas temperaturas de 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, juntamente com as curvas preditas pela função potência, dada na Eq. (4.13), nas mesmas temperaturas. São apresentadas também na Figura 4.9 os pontos experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C, juntamente com as curvas preditas pela Eq. (4.16), a qual representa o modelo proposto por este mesmo autor para descrever o efeito combinado da temperatura e da concentração sobre a tensão residual do suco de maracujá.

Analisando a Figura 4.9 e os valores estimados pelas Eqs. (4.13) e (4.16), observa-se tendências similares, porém os dados de  $\tau_0$  obtidos por ADORNO (1997) nas temperaturas de 10,0 e 20,0 °C foram inferiores aos obtidos no presente trabalho, para as temperaturas equivalentes, 8,3 e 19,7 °C. Por outro lado, para as temperaturas de 30,0 a 50,0 °C, os valores de  $\tau_0$  estimados pela Eq. (4.16) são superiores aos calculados pela Eq. (4.13) nas temperaturas de 28,4 a 48,2 °C. Além disso, para estas temperaturas e concentrações, os valores de  $\tau_0$  diferem em média 16,9 %, apresentando um desvio máximo de 37,8 % para  $x_{ss} = 50,0$  °Brix e  $T = 50,0$  °C, sendo os menores desvios observados nas temperaturas de 20,0 e 30,0 °C. A 30,0 °C, por exemplo, a diferença máxima entre as tensões residuais é de apenas 6,2 %. Os valores de  $\tau_0$  preditos por ADORNO (1997) variaram de

0,11 a 8,06 Pa, enquanto que no presente estudo, observou-se uma variação de 0,10 a 8,15 Pa, conforme predições da Eq. (4.13), indicando, portanto, magnitudes similares entre as tensões residuais comparadas.

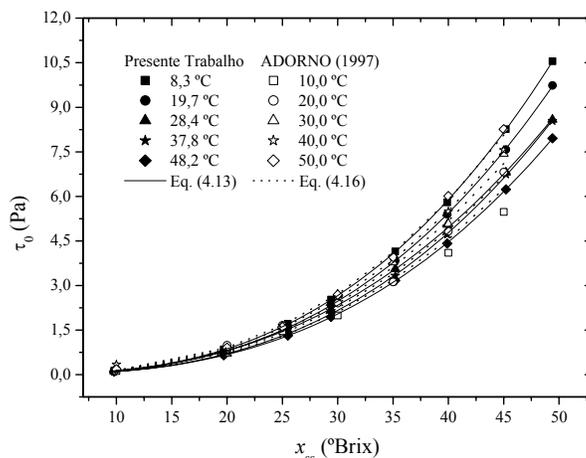


Figura 4.9. Tensões residuais do modelo HB ( $\tau_0$ ) em função da concentração de sólidos solúveis para o suco de maracujá nas temperaturas de 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, curvas preditas pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas, pontos experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C e curvas preditas pela Eq. (4.16).

Na Figura 4.10(a) são apresentados os valores de índice de consistência do modelo HB ( $K_{hb}$ ) nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, juntamente com as predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas. Adicionalmente, são apresentados os dados experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C e as curvas preditas pela Eq. (4.17), conforme sugestão deste mesmo autor. Na Figura 4.10(b) são apresentados os valores de índice de consistência do modelo PL ( $K_{pl}$ ) nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, juntamente com as predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas. Além disso, são apresentados os pontos experimentais de VITALI et al. (1974) nas temperaturas de 20, 30, 40 e 50 °C.

O desvio médio observado ao se comparar as Eqs. (4.13) e (4.17) para estimativa de  $K_{hb}$  é de 10,5 %, sendo a diferença máxima de 32,3 % e a mínima de 2,5 %. Além disso, os valores preditos por ADORNO (1997) são sempre superiores e apresentaram uma variação de 0,01 a 6,55 Pa s<sup>n</sup>, enquanto as predições pela Eq. (4.13) resultaram em  $0,01 \leq K_{hb} \leq 6,88$  Pa s<sup>n</sup>, indicando novamente a similaridade entre os parâmetros comparados. Por outro lado, ao observar a Figura 4.10(b), vê-se que há uma tendência similar para os valores de  $K_{pl}$  obtidos no presente trabalho e os de VITALI et

al. (1974), no entanto, os dados destes autores são apreciavelmente inferiores. As estimativas da Eq. (4.13) para  $K_{pl}$  nas temperaturas de 19,7 a 48,2 °C e concentrações de 15,6 a 33,4 °Brix resultaram em uma variação de 0,20 a 3,52 Pa s<sup>n</sup>, enquanto as faixas obtidas por VITALI et al. (1974) foram de 0,02 a 2,62 Pa s<sup>n</sup> para as mesmas concentrações e temperaturas de 20,0 a 50,0 °C. O desvio médio, neste caso, foi de 56,7 %, o máximo de 90,4 % e o mínimo de 25,6 %, sendo que os maiores erros ocorrem nas concentrações mais baixas.

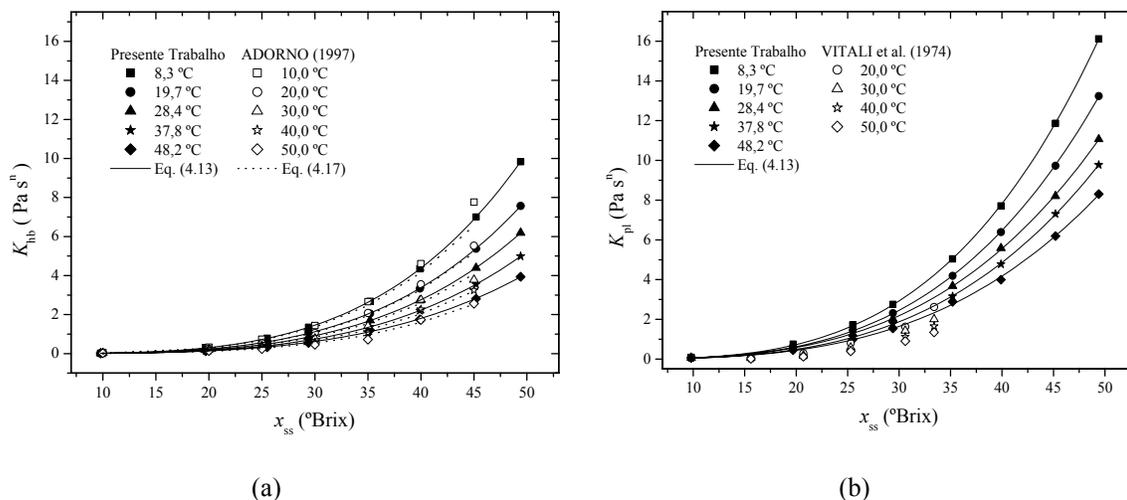


Figura 4.10. Valores dos índices de consistência do suco de maracujá em função da concentração de sólidos solúveis a várias temperaturas: (a) Valores de  $K_{hb}$  do modelo HB nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas, dados experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C e curvas preditas pela Eq. (4.17); (b) Valores de  $K_{pl}$  do modelo PL nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas e pontos experimentais de VITALI et al. (1974) nas temperaturas de 20, 30, 40 e 50 °C.

Na Figura 4.11(a) são apresentados os valores de índice de comportamento do modelo HB ( $n_{hb}$ ) nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, juntamente com as predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas. São apresentados também os dados experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C e as curvas preditas pelo modelo sugerido por este mesmo autor, conforme Eq. (4.18). Finalmente, na Figura 4.11(b) são apresentados os valores de índice de comportamento do modelo PL ( $n_{pl}$ ) nas temperaturas 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, juntamente com a função constante para  $n_{pl}$ . Adicionalmente, são apresentados os pontos experimentais de VITALI et al. (1974) nas temperaturas de 20, 30, 40 e 50 °C e as curvas preditas pela função potência, ajustada aos dados destes autores. VITALI et al. (1974) também descreveram o efeito da concentração de sólidos solúveis sobre a viscosidade aparente através de uma função

potência e seus resultados indicaram que o expoente da função potência era dependente da temperatura e da taxa de deformação na qual a viscosidade aparente foi determinada.

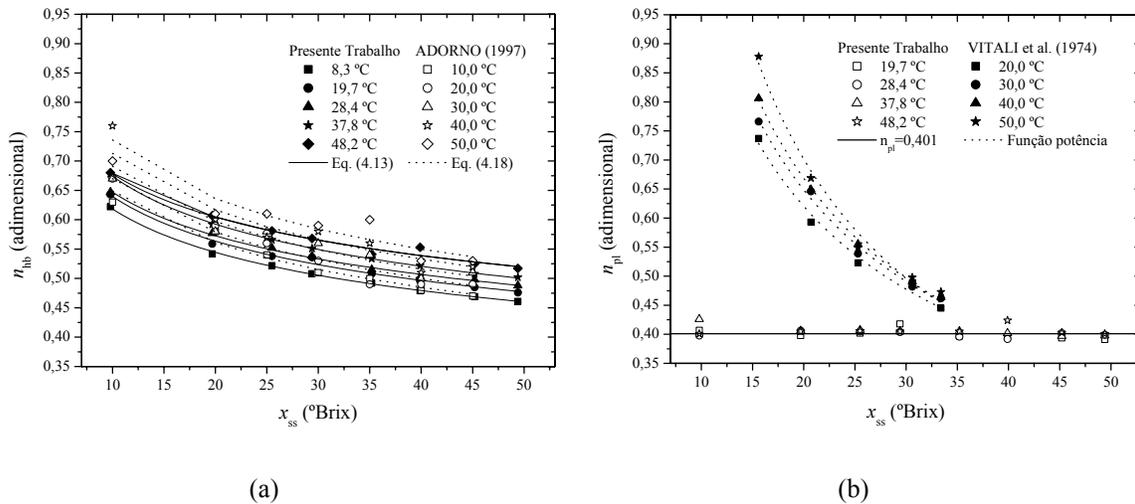


Figura 4.11. Índices de comportamento do suco de maracujá em função da concentração de sólidos solúveis para várias temperaturas: (a) Valores de  $n_{hb}$  do modelo HB nas temperaturas 8,3, 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, predições pela Eq. (4.13) nas mesmas temperaturas, dados experimentais de ADORNO (1997) nas temperaturas de 10, 20, 30, 40 e 50 °C e curvas preditas pela Eq. (4.18); (b) Valores de  $n_{pl}$  do modelo PL nas temperaturas 19,7, 28,4, 37,8 e 48,2 °C, valor médio de  $n_{pl}$ , pontos experimentais de VITALI et al. (1974) nas temperaturas de 20, 30, 40 e 50 °C e predições por uma função potência ajustada aos dados de VITALI et al. (1974).

Os valores de  $n_{hb}$  estimados por ADORNO (1997) estão entre 0,473 e 0,736 para concentrações de 10,0 a 45,0 °Brix e temperaturas de 10,0 a 50,0 °C, enquanto as estimativas da Eq. (4.13) para  $n_{hb}$  encontram-se entre 0,469 e 0,678, para as mesmas concentrações e nas temperaturas de 8,3 a 48,2 °C. Neste caso, a diferença máxima encontrada entre os valores de  $n_{hb}$  foi de 8,6 %, com um mínimo de 0,4 % e um desvio médio de 3,0 %. Os menores desvios são observados para as concentrações de sólidos solúveis mais elevadas. Estes pequenos desvios indicam concordância satisfatória entre os resultados obtidos na investigação atual e os de ADORNO (1997). Por outro lado, os valores de VITALI et al. (1974) para  $n_{pl}$  apresentam uma tendência bem definida em relação à concentração de sólidos e mais acentuada do que a observada no presente estudo. Enquanto os valores de  $n_{pl}$  encontrados por estes autores variaram de 0,445 a 0,878 (para temperaturas de 20,0 a 50,0 °C e concentrações de 15,6 a 33,4 °Brix), os valores experimentais de  $n_{pl}$  observados apresentaram uma variação bem inferior, de 0,373 a 0,438 (para 0,4 a 68,8 °C e 9,8 a 49,4 °Brix). O desvio máximo entre os valores experimentais de VITALI et al. (1974) e o valor

constante de  $n_{pl}$  adotado ultrapassou 100,0 %, sendo o desvio médio de 46,0 % e o mínimo de 11,0 %. As menores diferenças foram observadas nas concentrações mais elevadas. Os valores de  $n_{pl}$  obtidos por ADORNO (1997) no ajuste do modelo PL apresentaram tendência a diminuir com a elevação da concentração de sólidos solúveis, no entanto, conforme já descrito previamente, também é possível adotar um valor constante satisfatório para representar este parâmetro nas faixas de 10,0 a 50,0 °C e 10,0 a 50,0 °Brix.

Para propostas de engenharia, como o dimensionamento de equipamentos, uma única correlação que descreve o efeito combinado da temperatura e da concentração sobre os parâmetros reológicos apresenta maior utilidade. Assim, uma simples equação foi proposta para o cálculo de  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$  em função da temperatura e da concentração de sólidos solúveis, conforme Eq. (4.19).

$$\eta_{gl} = \eta_l \exp\left(\frac{E_a}{8,314 T_k}\right) (x_{ss})^{\varphi_1} \quad (4.19)$$

onde  $\eta_{gl} = \tau_0$  (Pa),  $K_{hb}$  (Pa s<sup>n</sup>),  $n_{hb}$  (adimensional) ou  $K_{pl}$  (Pa s<sup>n</sup>),  $\eta_l$  (Pa °Brix<sup>-1</sup>, Pa s<sup>n</sup> °Brix<sup>-1</sup> ou °Brix<sup>-1</sup>) e  $\varphi_1$  (adimensional) são os parâmetros do modelo,  $E_a$  (J mol<sup>-1</sup>) é a energia de ativação, 8,314 J mol<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> representa a constante dos gases ideais,  $T_k$  (K) é a temperatura absoluta e  $x_{ss}$  (°Brix) é a concentração de sólidos solúveis. Na Tabela 4.16 são apresentados os valores estimados de  $\eta_l$ ,  $\varphi_1$  e  $E_a$ , juntamente com os valores de R<sup>2</sup>, SSR e RMS (%) obtidos a partir do ajuste da Eq. (4.19) a cada parâmetro reológico considerado ( $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$ ). Os resultados estatísticos apresentados na Tabela 4.16 indicam que os ajustes foram satisfatórios e, portanto, a Eq. (4.19), juntamente com os valores de seus coeficientes apresentados na Tabela 4.16, deve ser preferida para estimar os parâmetros reológicos do suco de maracujá nas faixas de temperatura e concentração de sólidos solúveis estudadas, ou seja, de 9,8 a 49,4 °Brix e 0,4 a 68,8 °C. Conforme constatado previamente, o índice de consistência foi o parâmetro mais afetado pela variação de temperatura, enquanto o índice de comportamento foi o menos dependente, tanto da temperatura como da concentração.

Tabela 4.16. Coeficientes  $\eta_l$ ,  $E_a$  e  $\varphi_1$  da Eq. (4.19), a qual descreve o efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre os parâmetros reológicos do suco de maracujá ( $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$ ), juntamente com os resultados das análises de regressão, R<sup>2</sup>, SSR e RMS.

$\eta_{gl}$	$\eta_l$	$E_a$ (kJ mol <sup>-1</sup> )	$\varphi_1$	R <sup>2</sup>	SSR	RMS (%)
$\tau_0$ (Pa)	$3,0 \times 10^{-5} \pm 2,0 \times 10^{-6}$	$5,26 \pm 0,09$	$2,74 \pm 0,02$	0,999	0,598	18,00
$K_{hb}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$3,0 \times 10^{-9} \pm 6,0 \times 10^{-10}$	$16,70 \pm 0,14$	$3,82 \pm 0,03$	0,999	0,507	5,71
$n_{hb}$ (adim.)	$2,16 \pm 0,04$	$-2,01 \pm 0,05$	$-0,173 \pm 0,003$	0,990	0,002	1,04
$K_{pl}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$1,7 \times 10^{-7} \pm 2,0 \times 10^{-8}$	$12,14 \pm 0,10$	$3,38 \pm 0,02$	0,999	0,969	12,47

## 4.4 CONCLUSÕES

O comportamento reológico do suco de graviola foi determinado experimentalmente e o modelo da Lei da Potência foi satisfatoriamente ajustado aos dados experimentais ( $R^2 \geq 0,991$  e  $RMS \leq 2,5$  %), nas faixas de 9,3 a 49,4 °Brix e 0,4 a 68,8 °C. O modelo de Herschel-Bulkley também foi ajustado aos dados experimentais de tensão de cisalhamento e taxa de deformação, no entanto, apesar dos resultados estatísticos terem sido aceitáveis, os valores de tensão residual foram negativos. Conforme esperado, o índice de consistência diminuiu exponencialmente e o índice de comportamento aumentou com a elevação da temperatura e a diminuição da concentração de sólidos solúveis. O efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre os índices de consistência ( $K$ ) e de comportamento ( $n$ ) do suco de graviola foi bem descrito pelas Eqs. (4.14) e (4.15), respectivamente, as quais são extremamente úteis para aplicações de engenharia e foram obtidas com coeficientes de correlação superiores a 0,938 e valores de RMS inferiores a 13,0 %. No entanto, para estimativa de  $K$  em função da temperatura nas concentrações específicas estudadas, recomenda-se a Eq. (4.10), juntamente com os parâmetros do modelo apresentados na Tabela 4.2, pois, neste caso, o modelo apresentou precisão superior, com  $R^2 \geq 0,982$  e  $RMS \leq 1,9$  %.

Para o suco de maracujá, o comportamento reológico foi experimentalmente determinado nas faixas de 9,8 a 49,4 °Brix e nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C, sendo o modelo de Herschel-Bulkley satisfatoriamente ajustado aos dados experimentais de tensão de cisalhamento e de taxa de deformação ( $R^2 \geq 0,997$  e  $RMS \leq 3,4$  %). O modelo da Lei da Potência também foi testado e, não surpreendentemente, apresentou piores resultados para os parâmetros estatísticos ( $R^2 \geq 0,929$  e  $RMS \leq 22,3$  %) em relação ao modelo HB. Para estimativa dos parâmetros  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$  em função da temperatura e da concentração de sólidos solúveis, recomenda-se o uso da Eq. (4.19), com os parâmetros de ajuste apresentados na Tabela 4.16, enquanto  $n_{pl}$  pode ser considerado constante para qualquer uma das temperaturas e concentrações estudadas ( $n_{pl} = 0,401 \pm 0,011$ ). A Eq. (4.19) resultou em  $R^2$  superiores a 0,990 e RMS inferiores a 18,0 %, sendo os piores resultados para  $\tau_0$  e  $K_{pl}$ . Sendo assim, para a estimativa destes parâmetros em função da temperatura nas concentrações investigadas, recomenda-se o uso da Eq. (4.10), juntamente com os parâmetros do modelo apresentados nas Tabelas 4.8 e 4.11, respectivamente, pois, neste caso, obteve-se  $R^2 \geq 0,986$  e  $RMS \leq 2,9$  %. Finalmente, foi possível observar que os resultados obtidos para os sucos graviola e de maracujá foram compatíveis com aqueles observados por outros autores em estudos envolvendo polpas e sucos de frutas.

---

---

## CAPÍTULO 5

---

---

### FATORES DE ATRITO

Neste capítulo, são apresentados os resultados obtidos a partir dos experimentos de perda de carga dos sucos de maracujá e de graviola a várias concentrações escoando em regime laminar e permanente por dutos circulares com diferentes diâmetros internos e regiões anulares concêntricas, com distintas relações de diâmetro para o ânulo. Os ensaios foram realizados em condições isotérmicas para o suco de maracujá e não-isotérmicas para o suco de graviola, no entanto, para ambos os fluidos investigados, o perfil de velocidades era plenamente desenvolvido na entrada das seções de teste. A partir dos valores experimentais de queda de pressão, os fatores de atrito foram calculados e, então, comparados com os fatores de atrito obtidos por relações teóricas, as quais são descritas em termos de diferentes expressões para o número de Reynolds. Para todos os casos considerados, as comparações entre os fatores de atrito experimentais e teóricos mostraram excelente concordância. O modelo reológico da Lei da Potência foi considerado representativo do suco de graviola, enquanto que para o suco de maracujá, os modelos da Lei da Potência e de Herschel-Bulkley foram avaliados simultaneamente. Finalmente, os perfis de velocidade

isotérmicos foram obtidos numericamente, considerando escoamento em ânnulos concêntricos no regime laminar, permanente e plenamente desenvolvido de fluidos pseudoplásticos, com e sem tensão residual. No que diz respeito ao escoamento de fluidos que obedecem ao modelo da Lei da Potência em ânnulos concêntricos, a revisão dos métodos existentes para a determinação da relação entre fator de atrito e número de Reynolds constitui a principal contribuição desta etapa do trabalho. Por outro lado, os resultados obtidos para o escoamento de fluidos Herschel-Bulkley nas duas geometrias consideradas serviram como base para comprovação de métodos relativamente simples e raramente utilizados para o cálculo do fator de atrito deste tipo de fluido, especialmente para a região anular. Além disso, a confirmação de resultados já esperados, como aqueles referentes ao escoamento de fluidos Lei da Potência em dutos cilíndricos e ânnulos concêntricos, pode ser encarada como um indicativo de confiança nos protótipos utilizados para as medidas de perda de carga, bem como nos parâmetros reológicos calculados no Capítulo 4.

## 5.1 INTRODUÇÃO

Nas indústrias de alimentos, o fluxo isotérmico em tubos circulares ocorre durante o transporte de fluidos alimentícios entre diferentes locais das plantas de processamento e nos tubos de retenção de pasteurizadores, quer estes sejam trocadores de calor de placas ou tubulares. Devido à alta viscosidade aparente dos fluidos alimentícios não-Newtonianos, o regime laminar é mais frequentemente encontrado do que o turbulento, além disso, a obtenção de um fluxo plenamente turbulento para estes fluidos requer altas pressões de bombeamento, que podem ser economicamente inviáveis para as típicas taxas de produção encontradas na prática (RAO e ANANTHESWARAN, 1982). Portanto, devido à importância do regime laminar para as aplicações industriais que envolvem fluidos não-Newtonianos, o foco de estudo deste trabalho limitou-se ao fluxo laminar.

O escoamento laminar de fluidos não-Newtonianos em dutos anulares também tem muitas aplicações industriais, como na perfuração de poços de petróleo e na extrusão de plásticos fundidos e soluções poliméricas. As geometrias anulares também são encontradas em indústrias que lidam com o transporte de esgoto, lixo industrial, fibras sintéticas e até mesmo sangue. Na indústria de alimentos, o escoamento de líquidos em dutos anulares concêntricos ocorre particularmente em pasteurizadores e esterilizadores, onde o alimento, que geralmente exibe características não-Newtonianas, escoam pelo ânnulo na seção de regeneração, sendo pré-aquecido pelo próprio produto já pasteurizado. Este é o caso dos trocadores de calor de tubo-duplo, um dos mais extensivamente utilizados nas indústrias químicas e de alimentos (ILICALI e ENGEZ, 1996), principalmente para

aplicações que requerem altas pressões, temperaturas e viscosidades. Nos últimos anos, há um interesse crescente nos trocadores de calor de tubo-tríplo (CHIU e FUNG, 1990), formados por três cilindros coaxiais concêntricos, onde o alimento escoar no anel interno em todas as seções, promovendo assim uma melhora efetiva na transferência de calor (UNAL, 2003). Portanto, o espaço anular consiste uma importante configuração geométrica no projeto de dispositivos de troca térmica, o qual requer o conhecimento da superfície de transferência de calor, bem como das perdas de carga, as quais são normalmente estimadas a partir dos fatores de atrito.

Normalmente, as análises de fator de atrito de fluidos não-Newtonianos são realizadas em termos de diferentes números de Reynolds, cujas definições foram introduzidas por vários pesquisadores. Existem no mínimo quatro diferentes definições (CHO e HARTNETT, 1985): (i) o número de Reynolds generalizado introduzido por METZNER e REED (1955); (ii) o número de Reynolds baseado na viscosidade aparente do fluido na parede; (iii) o número de Reynolds generalizado derivado da equação de momento adimensional e (iv) o número de Reynolds baseado na viscosidade efetiva. Como consequência do uso destas diferentes definições para os números de Reynolds, a comparação entre os dados da literatura é algumas vezes dificultada. O famoso número de Reynolds generalizado de METZNER e REED (1955) é derivado a partir da definição do fator de atrito de Fanning, sendo dado em função dos parâmetros generalizados  $n'$  e  $K'$ , os quais podem ser relacionados às propriedades reológicas do fluido, como o índice de comportamento ( $n$ ), o índice de consistência ( $K$ ) e a tensão residual ( $\tau_0$ ) dos modelos da Lei da Potência e Herschel-Bulkley. No presente trabalho, os fatores de atrito foram correlacionados em termos de diferentes números de Reynolds e foram obtidas relações específicas para um dado fluido e uma dada geometria, de forma análoga ao realizado por FREDRICKSON e BIRD (1958b).

Os fatores de atrito para fluidos Lei da Potência (PL) escoando em regime laminar através de dutos circulares podem ser facilmente obtidos pela clássica equação de Hagen-Poiseuille na sua forma adimensional (GOVIER e AZIZ, 1972). Considerando um fluido que obedece ao modelo PL escoando em dutos de seção transversal simples, como os tubos circulares, é possível solucionar analiticamente a equação de momento e obter uma expressão para o número de Reynolds idêntica ao número de Reynolds generalizado definido originalmente por METZNER e REED (1955). Assim, obter fatores de atrito experimentais a partir das perdas de carga no escoamento de fluidos PL em dutos circulares pode ser considerado de limitada importância, desde que eles simplesmente validarão correlações já amplamente aceitas para a predição do fator de atrito teórico. Por outro lado, o bom ajuste esperado entre os fatores de atrito experimentais e teóricos pode ser encarado como um indicativo de confiança no protótipo experimental utilizado para as medidas de queda de pressão, bem como nos parâmetros reológicos utilizados no cálculo do número de Reynolds

(TELIS-ROMERO et al., 2001; PEIXINHO et al., 2005). Para fluidos Herschel-Bulkley (HB) escoando isotermicamente em dutos circulares, a análise mais compreensiva pode ser encontrada em HANKS (1978), embora ainda exista uma grande necessidade de dados experimentais para consolidá-la. Na realidade, as análises de HANKS (1978) podem ser facilmente reproduzidas a partir do desenvolvimento analítico das equações de continuidade e momento em coordenadas cilíndricas, considerando escoamento laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido de fluidos pseudoplásticos com tensão de cisalhamento residual. No entanto, relações baseadas em fluidos que não apresentam tensão residual são geralmente utilizadas para prever o fator de atrito de fluidos HB, o que pode levar a erros significativos (GARCIA e STEFFE, 1987).

No caso do escoamento laminar e plenamente desenvolvido de fluidos pseudoplásticos através de regiões anulares concêntricas não é possível obter uma expressão analítica simples para o perfil de velocidade, sendo assim, também não é possível obter uma simples função para o número de Reynolds em termos dos parâmetros reológicos e da geometria do sistema. FREDRICKSON e BIRD (1958b), no entanto, sugeriram uma expressão para o número de Reynolds através da relação entre perda de carga e velocidade média axial, a qual requer uma integração numérica relativamente simples. Algumas expressões semi-teóricas baseadas na determinação numérica de perfis de velocidade, como aquelas propostas por KOZICKI et al. (1966), TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995) também são utilizadas para generalizar o número de Reynolds. Em outros estudos, aplicam-se os critérios e métodos definidos no escoamento por dutos circulares para o desenvolvimento de análises em dutos anulares (VAUGHN, 1963). Para os fluidos HB escoando em regime laminar por regiões anulares também não há uma solução analítica do perfil de velocidade isotérmico, de qualquer forma, é possível obter expressões similares às de FREDRICKSON e BIRD (1958b) para o fator de atrito e o número de Reynolds, no entanto, a solução deste problema requer análises numéricas.

Diante dos fatos apresentados, este capítulo pretende mostrar os resultados obtidos a partir da medição dos valores de queda de pressão no escoamento laminar e plenamente desenvolvido dos sucos de maracujá e de graviola através de dutos circulares e anulares concêntricos. Diferentes relações de diâmetros para o anulo foram utilizadas. A partir dos valores de perda de carga, os fatores de atrito foram calculados através de sua definição clássica e, então, correlacionados com o número de Reynolds obtido a partir de distintas correlações teóricas para fluidos PL e HB. Por fim, são apresentados os perfis de velocidade teóricos para fluidos PL e HB escoando isotermicamente em anulos concêntricos. Nas análises do presente capítulo foram utilizados os valores das propriedades térmicas e reológicas discutidas previamente nos Capítulos 3 e 4, respectivamente.

## 5.2 MATERIAL E MÉTODOS

### 5.2.1 Determinação experimental da queda de pressão em dutos circulares

O equipamento para obtenção das medidas de perda de carga durante o escoamento laminar dos sucos de graviola e de maracujá em dutos circulares é especificado em detalhes por TELIS-ROMERO et al. (1999) e um esquema do mesmo é apresentado a seguir na Figura 5.1. O aparato é constituído basicamente por uma seção circular submersa em um amplo banho termostático (modelo MA-184, Marconi Equipamentos para Laboratório Ltda., SP, Brasil), no qual circula água em alta velocidade e a temperatura constante. Os dutos circulares foram construídos horizontalmente em aço inoxidável, os quais eram conectados a um tanque cilíndrico com capacidade de 270 L. Os experimentos para o suco de maracujá foram realizados durante o escoamento isotérmico do mesmo, enquanto que para o suco de graviola os ensaios foram realizados durante aquecimento das amostras pela solução do banho termostático, cuja temperatura, neste caso, permaneceu em torno de 30,0 a 50,0 °C, sendo os sucos bombeados para a seção de teste em temperaturas de aproximadamente 20,0 °C. Os ensaios em escoamento não-isotérmico foram realizados com o intuito de simular uma situação real encontrada frequentemente nos processos de aquecimento em trocadores de calor tubulares.

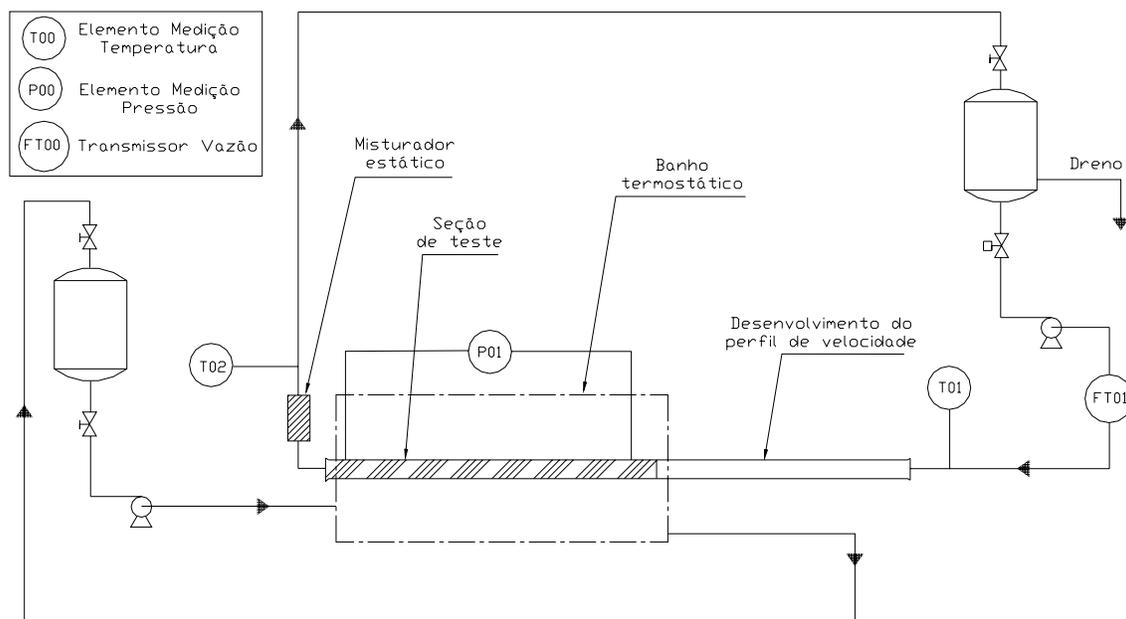


Figura 5.1. Esquema simplificado do protótipo para as medidas de perda de carga no escoamento laminar e permanente do suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix e do suco de maracujá a 49,4 °Brix e 39,9 °Brix em dutos de seção circular com vários diâmetros internos.

Para o suco de graviola, os diâmetros internos utilizados foram de 21,9 mm e 40,9 mm, o comprimento total ( $L$ ) de cada seção de teste foi de 1,2 m e a máxima relação  $L/D$  foi de 54,8. As amostras de suco de graviola testadas continham 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix e as velocidades médias variaram de 0,05 a 2,50 m s<sup>-1</sup>, totalizando 100 valores experimentais de perda de carga para cada amostra. Para o suco de maracujá, os diâmetros internos dos dutos cilíndricos utilizados foram de 6,4 mm, 12,7 mm, 25,4 mm e 38,1 mm, com comprimento total de 1,5 m para cada seção de teste e máxima relação  $L/D$  de 234,0. As amostras testadas de suco de maracujá continham 49,4 °Brix a 48,2 °C e 39,9 °Brix a 59,2 °C, sendo estas temperaturas as mesmas para a água do banho termostático. Neste caso, as velocidades testadas foram de 0,14 a 2,00 m s<sup>-1</sup>, totalizando 160 valores experimentais para cada concentração testada.

Uma distância de 1,5 m anterior à entrada de cada seção de teste proporcionou o desenvolvimento do perfil de velocidade, sendo este valor baseado na relação proposta por COLLINS e SCHOWALTER (1963) para estimativa do comprimento de entrada hidrodinâmico de fluidos pseudoplásticos. Esta relação é dada por  $(x_e/D Re') = (-0,125n + 0,175)(8^{n-1})[(3n+1)/4n]^n$ , onde  $x_e$  (m) é o comprimento de entrada hidrodinâmico,  $D$  (m) o diâmetro interno do duto circular,  $n$  é o índice de comportamento adimensional do fluido e  $Re'$  é o tradicional número de Reynolds adimensional de Metzner-Reed (METZNER e REED, 1955), definido logo a seguir pela Eq. (5.26) na Seção 5.2.2. Para fluidos HB, a confirmação do perfil hidrodinâmico plenamente desenvolvido pode ser realizada através das conclusões de YOO (1974, citado por CHO e HARTNETT, 1982), que propõe as seguintes relações de comprimento de entrada hidrodinâmico para fluidos puramente viscosos e fluidos altamente viscoelásticos:  $x_e/D \geq 40$  e  $x_e/D \geq 80$ , respectivamente. As análises de camada limite demonstram que o comprimento de entrada hidrodinâmico é proporcional ao número de Reynolds, sendo assim, como muitos fluidos não-Newtonianos apresentam elevada viscosidade efetiva e, portanto, pequenos números de Reynolds, o comprimento de entrada hidrodinâmico tende a ser pequeno e a região de escoamento plenamente desenvolvido domina a perda de carga global (SHAH e BHATTI, 1987).

Transmissores de pressão diferencial (modelo LD-301, Smar Equipamentos Industriais Ltda., SP, Brasil) conectados aos dutos foram utilizados para medir a pressão estática ao longo do equipamento. Transdutores de temperatura (modelo TT-302, Smar Equipamentos Industriais Ltda., SP, Brasil) foram usados para medir as temperaturas no início e no final da seção de teste. As amostras de suco foram bombeadas com uma bomba de deslocamento positivo (modelo Triglav, KSB Bombas Hidráulicas S.A., SP, Brasil). Um misturador estático foi posicionado ao final da seção de teste, com o intuito de homogeneizar a temperatura final dos sucos. Um medidor de vazão (modelo LD100, MLW Prüfgeräte-Werk, Alemanha) foi utilizado para ajuste inicial da vazão

desejada e as medidas de vazão mássica foram obtidas através da pesagem de amostras de fluidos coletados em determinados intervalos de tempo, sendo as densidades calculadas pelas Eqs. (3.18) e (3.44) para os sucos de graviola e de maracujá, respectivamente. Uma aquisição de dados HP, modelo 75.000-B, com interface HP-IB e um HP PC executando um programa para aquisição de dados, escrito em IBASIC, monitorou as temperaturas e as pressões.

### 5.2.2 Estimativa dos fatores de atrito em dutos circulares para fluidos PL e HB escoando em regime laminar

Considerando fluxo em regime permanente de um fluido incompressível em um duto de seção transversal uniforme, sabe-se que existe uma força exercida pelo fluido sobre a superfície sólida, que é convenientemente dividida em duas forças distintas: a força que seria exercida pelo fluido mesmo se ele estivesse estacionário e uma força adicional ( $F_k$ ) associada ao movimento do fluido, também chamada de força de arraste (*drag force*). Neste caso, a direção da força  $F_k$  (N) é a mesma da velocidade média do fluido no canal cilíndrico e a magnitude de  $F_k$  é proporcional a uma área característica  $A$  ( $m^2$ ) e a uma energia cinética característica  $E_c$  ( $J m^{-3}$ ). Assim, escreve-se a Eq. (5.1) (BIRD et al., 2002).

$$F_k = A E_c f \quad (5.1)$$

onde a constante de proporcionalidade  $f$  é chamada de fator de atrito. Vale ressaltar que a Eq. (5.1) não é uma lei da hidrodinâmica, mas sim uma definição clássica do fator de atrito, que é bastante útil, visto que esta quantidade adimensional pode ser escrita em termos de funções relativamente simples do número de Reynolds e da geometria do sistema. Obviamente, o fator de atrito será especificado a partir de  $A$  e  $E_c$ . Assim, para fluxo em canais,  $A$  é normalmente a superfície “molhada” e  $E_c$  é dado por  $1/2 \rho \bar{v}_z^2$ , onde  $\rho$  ( $kg m^{-3}$ ) é a densidade do fluido e  $\bar{v}_z$  ( $m s^{-1}$ ) é a velocidade média de escoamento na direção axial. Para o caso específico de fluxo em duto circular de raio  $R$  (m) e comprimento total  $L$  (m),  $F_k$  é definido como:

$$F_k = (2 \pi R L) \left( \frac{1}{2} \rho \bar{v}_z^2 \right) f \quad (5.2)$$

A quantidade  $F_k$  pode ser escrita em termos do diferencial de pressão,  $p_0 - p_L$ , que ocorre entre  $z = 0$  e  $z = L$ . Assim, um balanço de forças no fluido entre  $z = 0$  e  $z = L$  na direção do escoamento plenamente desenvolvido resulta em  $F_k = [(p_0 - p_L) + \rho g (z_0 - z_L)] \pi R^2 = (p_0 - p_L) \pi R^2$ . Substituindo  $F_k$  na Eq. (5.2), obtém-se a expressão para o fator de atrito de um fluido

incompressível se movendo por um duto cilíndrico de seção transversal uniforme, conforme Eq. (5.3).

$$f = \frac{1}{4} \left( \frac{D}{L} \right) \left( \frac{P_0 - P_L}{1/2 \rho \bar{v}_z^2} \right) \quad (5.3)$$

onde  $D$  (m) é o diâmetro interno do tubo. A quantidade  $f$ , calculada a partir de dados experimentais de queda de pressão ( $\Delta P = P_0 - P_L$ ), é geralmente chamada de fator de atrito de Fanning (BIRD et al., 2002). Neste trabalho, o fator de atrito calculado a partir de valores experimentais de perda de carga será designado por  $f_{\text{exp}}$ , conforme Eq. (5.4).

$$f_{\text{exp}} = \frac{\Delta P D}{2 \rho \bar{v}_z^2 L} \quad (5.4)$$

Note que o fator de atrito pode também ser escrito em termos da tensão de cisalhamento na parede ( $\tau_p$ ) (GOVIER e AZIZ, 1972). Considerando o fluxo laminar, para cima, na direção axial e em regime permanente e plenamente desenvolvido de um fluido incompressível em um longo cilindro vertical de raio interno  $R$  é possível aplicar um balanço de forças em um intervalo entre  $z = 0$  e  $z = L$ , o qual corresponde às pressões estáticas  $p_0$  e  $p_L$ , respectivamente, e obter a expressão para a tensão de cisalhamento na parede, conforme Eq. (5.5) (SKELLAND, 1967). Assim, escreve-se o fator de atrito em função da tensão na parede, conforme a Eq. (5.6).

$$\tau_{rz}|_{r=R} = \tau_p = \frac{D \Delta P}{4 L} \quad (5.5)$$

$$f = \frac{2 \tau_p}{\rho \bar{v}_z^2} \quad (5.6)$$

Normalmente, deseja-se prever a relação entre a velocidade axial média e a perda de carga em um comprimento de duto  $L$ , visto que estes dois fatores determinarão a potência de bombeamento requerida no sistema. Neste caso é possível estimar a queda de pressão através da relação entre fator de atrito e número de Reynolds, a qual poderá ser obtida teoricamente por vários métodos. Ressalta-se aqui o fator de atrito estimado a partir do perfil de velocidade do fluido, caracterizado por um dado modelo reológico, na geometria de interesse. Assim, a partir da equação de continuidade e de momento na direção axial e sob as suposições de escoamento isotérmico, laminar, permanente, plenamente desenvolvido e efeitos de borda desprezíveis tem-se que:

$$0 = -\frac{dP}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \tau_{rz}) \quad (5.7)$$

Considerando o escoamento de um fluido PL incompressível, cuja relação entre tensão de cisalhamento e taxa de deformação é dada pela Eq. (4.8), e resolvendo a equação de momento acima, com as seguintes condições de contorno – em  $r = 0$ ,  $\tau_{rz} = 0$  e em  $r = R$ ,  $v_z = 0$  - obtém-se a expressão para a velocidade do fluido em qualquer posição radial, dada pela Eq. (5.8), válida no intervalo  $0 \leq r \leq R$ . A vazão volumétrica ( $Q = 2\pi \int_0^R v_z r dr$ ), neste caso, será dada pela Eq.

(5.9), enquanto a velocidade média ( $\bar{v}_z = Q/\pi R^2$ ) poderá ser calculada conforme Eq. (5.10).

$$v_z(r) = \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{1/n} \left( \frac{n}{1+n} \right) \left[ R^{(1+n)/n} - r^{(1+n)/n} \right] \quad (5.8)$$

$$Q = \pi R^{(1+3n)/n} \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{1/n} \left( \frac{n}{1+3n} \right) \quad (5.9)$$

$$\bar{v}_z = \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{1/n} \left( \frac{n}{1+3n} \right) R^{(1+n)/n} \quad (5.10)$$

Finalmente, é possível rearranjar a Eq. (5.10) e inserir o termo resultante da mesma ( $\Delta P/L$ ) na expressão que define o fator de atrito, dada pela Eq. (5.4). Assim, a partir de uma série de rearranjos da expressão que relaciona  $\Delta P$  e  $\bar{v}_z$  é possível obter um fator de atrito análogo àquele dado sob a forma adimensional da equação de Hagen-Poiseuille. Portanto, a expressão obtida para o fator de atrito de fluidos PL escoando em dutos cilíndricos, mediante condições isotérmicas, incompressíveis, regime laminar e permanente é dada a seguir na Eq. (5.11). Neste caso, o fator de atrito analítico será designado por  $f_{\text{teo}}$  e o agrupamento das variáveis resultantes na expressão final fornecerá um número de Reynolds ( $Re_g$ ) idêntico àquele definido originalmente por Metzner-Reed (METZNER e REED, 1955), o qual será descrito adiante como  $Re'$ , podendo ser estimado de acordo com a Eq. (5.26).

$$f_{\text{teo}} = \frac{16}{Re_g} \quad (5.11)$$

$$Re_g = \frac{D^n \bar{v}_z^{(2-n)} \rho}{8^{(n-1)} K} \left( \frac{4n}{1+3n} \right)^n \quad (5.12)$$

onde  $K$  ( $\text{Pa s}^n$ ) é o índice de consistência do fluido e  $n$  é o índice de comportamento adimensional.

Vale lembrar que a expressão de Hagen-Poiseuille, dada pela Eq. (5.13), expressa a vazão volumétrica de um fluido Newtoniano escoando em tubos cilíndricos, sob as mesmas suposições

feitas anteriormente para determinação da Eq. (5.11). Assim, é possível substituir a expressão para  $\Delta P$  proveniente da Eq. (5.13) na Eq. (5.4) e utilizando a relação entre a velocidade média, dada na Eq. (5.14), e a vazão volumétrica ( $Q$ ) é possível obter o fator de atrito para fluidos Newtonianos ( $n = 1$ ), conforme Eq. (5.15), que é, portanto, a forma adimensional da chamada equação de Hagen-Poiseuille (DARBY, 2001).

$$Q = \pi R^4 \left( \frac{\Delta P}{8\mu L} \right) \quad (5.13)$$

$$\bar{v}_z = \frac{\Delta P R^2}{8\mu L} \quad (5.14)$$

$$f = \frac{16}{\left( \frac{\rho \bar{v}_z D}{\mu} \right)} = \frac{16}{Re} \quad (5.15)$$

onde  $\mu$  (Pa s) é a viscosidade definida na lei de Newton da viscosidade e  $Re$  é o número de Reynolds definido originalmente para fluidos Newtonianos (BIRD et al., 2002).

O procedimento analítico para obter uma expressão do fator de atrito em função de um número de Reynolds para fluidos HB escoando em tubos cilíndricos é exatamente o mesmo que para fluidos Newtonianos e PL. Assim, considera-se regime laminar, isotérmico, plenamente desenvolvido, permanente, incompressível e efeitos de borda desprezíveis e, então, resolve-se a Eq. (5.7) utilizando o modelo HB, dado pela Eq. (4.9). As condições de contorno, neste caso, são:  $v_z = 0$  em  $r = R$  e  $dv_z/dr = 0$  em  $r = r_p$ , onde  $r_p$  (m) é o raio que delimita a zona “tampão” ou região “empistonada”, comumente chamada de *plug zone* (SKELLAND, 1967). Assim, é possível obter os perfis de velocidade para fluidos HB em duas regiões distintas do tubo circular, conforme Eqs. (5.16) e (5.17).

$$v_z(r) = R \left( \frac{n}{1+n} \right) \left( \frac{\tau_p}{K} \right)^{1/n} (1 - \zeta_0)^{1/n+1} \left\{ 1 - \left[ \frac{r/R - \zeta_0}{1 - \zeta_0} \right]^{1/n+1} \right\} \quad \text{para } r_p \leq r \leq R \quad (5.16)$$

$$v_z \Big|_{r=r_p} = v_{z-\text{máx}} = R \left( \frac{n}{1+n} \right) \left( \frac{\tau_p}{K} \right)^{1/n} (1 - \zeta_0)^{1/n+1} \quad \text{para } 0 \leq r \leq r_p \quad (5.17)$$

onde a função adimensional  $\zeta_0 = r_p/R$ , normalmente definida como *unsheared plug radius* (SKELLAND, 1967), é relacionada à tensão de cisalhamento residual ( $\tau_0$ ) e à tensão de cisalhamento na parede por  $\zeta_0 = \tau_0/\tau_p$ . A partir da Eq. (5.16), obtém-se a vazão volumétrica, a

qual é dada pela Eq. (5.18), e então, a expressão para a velocidade axial média pode ser obtida, conforme Eq. (5.19). Assim, a velocidade local para escoamento de um fluido HB em qualquer posição radial da seção circular poderá ser obtida na forma adimensional, conforme Eq. (5.20).

$$Q = \pi R^3 \left( \tau_p / K \right)^{1/n} (1 - \zeta_0)^{1/n+1} n \psi_1 \quad (5.18)$$

$$\bar{v}_z = R \left( \frac{\tau_p}{K} \right)^{1/n} (1 - \zeta_0)^{1/n+1} n \psi_1 \quad (5.19)$$

$$\frac{v_z(r)}{\bar{v}_z} = \left[ 1 - \left( \frac{r/R - \zeta_0}{1 - \zeta_0} \right)^{1/n+1} \right] \frac{1}{\psi_1 (1 + n)} \quad (5.20)$$

A função  $\psi_1$ , que aparece nas Eqs. (5.18), (5.19) e (5.20), é simplesmente um agrupamento de variáveis definido a seguir na Eq. (5.21).

$$\psi_1 = \left[ \frac{(1 - \zeta_0)^2}{(1 + 3n)} + \frac{2\zeta_0(1 - \zeta_0)}{(1 + 2n)} + \frac{\zeta_0^2}{(1 + n)} \right] \quad (5.21)$$

Finalmente, utilizando a expressão da vazão volumétrica para relacionar  $\Delta P/L$  e  $\bar{v}_z$  é possível obter o fator de atrito para escoamento laminar de fluidos HB em dutos cilíndricos, conforme Eq. (5.22) (HANKS, 1978).

$$f_{\text{teo}} = \frac{16}{\psi Re_g} \quad (5.22)$$

onde a função  $\psi$  foi definida originalmente por HANKS (1978) como uma função de escoamento laminar (*laminar flow function*), sendo dada pela Eq. (5.23).

$$\psi = (1 + 3n)^n (1 - \zeta_0)^{1+n} \psi_1^n \quad (5.23)$$

O parâmetro  $\zeta_0$  pode ser escrito como uma função implícita do número de Reynolds ( $Re_{gi}$ ), dado pela Eq. (5.24), e uma generalização do número de Hedstrom ( $He$ ) (HANKS, 1978), conforme Eq. (5.25). Note que para escoamento laminar de fluidos PL e Newtonianos, o fator de atrito pode também ser estimado diretamente pela Eq. (5.22), visto que,  $\zeta_0 = 0$  e  $\psi = 1$  quando  $\tau_0 = 0$ .

$$Re_{gi} = 2He \left( \frac{n}{1 + 3n} \right)^2 \left( \frac{\psi}{\zeta_0} \right)^{\frac{2-n}{n}} \quad (5.24)$$

$$He = \frac{D^2 \rho}{K} \left( \frac{\tau_0}{K} \right)^{\frac{2-n}{n}} \quad (5.25)$$

Um outro procedimento para determinação do fator de atrito analítico é baseado na definição de um grupo adimensional de Reynolds generalizado, proposto originalmente por METZNER e REED (1955), conforme Eq. (5.26).

$$Re' = \frac{D^{n'} \bar{v}_z^{(2-n')}}{8^{(n'-1)} K'} \rho \quad (5.26)$$

onde  $n'$  e  $K'$  são parâmetros reológicos generalizados, os quais podem variar em função de  $8\bar{v}_z/D$ . No entanto, sabe-se que  $n'$  e  $K'$  são constantes para qualquer faixa de  $\tau_p$  na qual o modelo Power-Law é válido (SKELLAND, 1967). Estes parâmetros ( $n'$  e  $K'$ ) são definidos a partir da equação de Rabinowitsch-Mooney, que descreve a taxa de deformação na parede para regime permanente, laminar e plenamente desenvolvido de um fluido independente do tempo escoando em um tubo sem escorregamento na parede (SKELLAND, 1967):

$$3 \left( \frac{8Q}{\pi D^3} \right) + \left( \frac{D\Delta P}{4L} \right) \frac{d(8Q/\pi D^3)}{d(D\Delta P/4L)} = f(\tau_p) = \left( \frac{-dv_z}{dr} \right) \Big|_{r=R} \quad (5.27)$$

Rearranjando a Eq. (5.27), chega-se à expressão dada pela Eq. (5.28):

$$\left( \frac{-dv_z}{dr} \right) \Big|_{r=R} = \left( \frac{8\bar{v}_z}{D} \right) \left[ \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \frac{d \ln(D\Delta P/4L)}{d \ln(8\bar{v}_z/D)} \right] \quad (5.28)$$

E assumindo que  $n'$  é a inclinação de um diagrama logarítmico de  $(32Q/\pi D^3)$  versus  $(D\Delta P/4L)$ , conforme Eq. (5.29), obtém-se a expressão que fornece a taxa de deformação na parede, dada pela Eq. (5.30):

$$n' = \frac{d \ln(D\Delta P/4L)}{d \ln(8\bar{v}_z/D)} \quad (5.29)$$

$$(-\dot{\gamma}_p) = \left( \frac{-dv_z}{dr} \right) \Big|_{r=R} = \left( \frac{8\bar{v}_z}{D} \right) \left( \frac{3n'+1}{4n'} \right) \quad (5.30)$$

Note que para um fluido Newtoniano,  $\tau_{rz}|_{r=R} = \tau_p = \mu(-\dot{\gamma}_p)$  e substituindo nesta expressão a tensão na parede  $\tau_p$ , dada pela Eq. (5.5), chega-se a  $(-\dot{\gamma}_p) = (\Delta PR/2\mu L)$ . Assim, substituindo a Eq. (5.14), que é a expressão para velocidade média de um fluido Newtoniano

escoando em um tubo cilíndrico, na Eq. (5.30), tem-se que  $n' = 1$  e chega-se à expressão que define a taxa de deformação na parede de um fluido Newtoniano escoando em um duto circular, a qual é dada pela Eq. (5.31).

$$(-\dot{\gamma}_p)_{\text{Newtoniano}} = \left( \frac{8\bar{v}_z}{D} \right) \quad (5.31)$$

A partir das Eqs. (5.5) e (5.29), é possível deduzir também que  $K'$  é o coeficiente linear em um diagrama logarítmico de  $(32Q/\pi D^3)$  versus  $(D\Delta P/4L)$ , logo:

$$\tau_{rz}|_{r=R} = \tau_p = K' \left( \frac{8\bar{v}_z}{D} \right)^{n'} \quad (5.32)$$

Assim, para fluidos PL, tem-se que:  $\tau_{rz}|_{r=R} = \tau_p = K(-\dot{\gamma}_p)^n$  e  $(-\dot{\gamma}_p) = (\Delta PR/2KL)^{1/n}$ . Então, substituindo a Eq. (5.8) na Eq. (5.30), chega-se a  $n' = n$  e tem-se a expressão que define a taxa de deformação na parede para um fluido PL escoando em dutos circulares, a qual é dada na Eq. (5.33). Neste caso, a expressão que define  $K'$  será, portanto,  $K' = K[(3n+1)/4n]$  (METZNER e REED, 1955), visto que  $n' = n$ .

$$(-\dot{\gamma}_p)_{\text{pl}} = \left( \frac{8\bar{v}_z}{D} \right) \left( \frac{3n+1}{4n} \right) \quad (5.33)$$

Inserindo a Eq. (5.32) na Eq. (5.6) obtém-se a Eq. (5.34) para determinação do fator de atrito analítico de qualquer fluido independente do tempo, em termos de  $n'$  e  $K'$ , conforme definido originalmente por METZNER e REED (1955). Note que, para fluidos PL, o número de Reynolds generalizado definido na Eq. (5.26) se tornará idêntico ao número de Reynolds dado pela Eq. (5.12), pois  $n' = n$  e  $K' = K[(3n+1)/4n]$ .

$$f_{\text{teo}} = \frac{16}{Re'} \quad (5.34)$$

De forma análoga, defini-se a taxa de deformação na parede para um fluido HB escoando em um duto circular. Neste caso,  $\tau_{rz}|_{r=R} = \tau_p = \tau_0 - K(-\dot{\gamma}_p)^n$  e  $(-\dot{\gamma}_p) = (\Delta PR/2KL - \tau_0/K)^{1/n}$ . Assim, substituindo a Eq. (5.19) na Eq. (5.30), chega-se às expressões que definem os parâmetros  $n'$  e  $K'$  para um fluido HB, as quais são dadas conforme Eqs. (5.35) e (5.36), respectivamente. Neste caso, o fator de atrito é definido na Eq. (5.34), sendo o número de Reynolds,  $Re'$ , dado pela Eq. (5.26), a função  $\psi_1$  pela Eq. (5.21) e a função  $\zeta_0$  é calculada por método iterativo utilizando as Eqs. (5.12), (5.21), (5.23), (5.24) e (5.25).

$$n' = \frac{n\psi_1(1 - \zeta_0)}{1 - 3n\psi_1(1 - \zeta_0)} \quad (5.35)$$

$$K' = \left( \frac{K^{1/n}}{4} \right)^{n'} \left( \frac{\tau_0}{\zeta_0} \right)^{1-n'(1/n)} (n\psi_1)^{-n'} (1 - \zeta_0)^{-n'(1+1/n)} \quad (5.36)$$

### 5.2.3 Determinação experimental da queda de pressão em dutos anulares

O equipamento para medida da perda de carga na região anular é praticamente o mesmo descrito anteriormente para medição da queda de pressão em dutos circulares (Seção 5.2.1), porém os mesmos foram substituídos por duas seções de cilindros coaxiais concêntricos e horizontais, com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular. O diâmetro externo do cilindro interno ( $D_i$ ) do trocador de calor de tubo-duplo utilizado foi fixado em 13,7 mm, enquanto o diâmetro interno do cilindro externo ( $D_o$ ) foi de 38,1 mm e 59,0 mm, proporcionando os respectivos valores de 24,4 mm e 45,3 mm para o diâmetro hidráulico e os valores de 0,36 e 0,23 para as relações de diâmetro do ânulo ( $\kappa$ ). O comprimento total da seção de teste foi de 1,2 m e os dutos foram estendidos 0,50 m para promover o desenvolvimento do perfil de velocidade na entrada de cada seção. Segundo TIU e BHATTACHARYYA (1974), uma distância de 0,15 m é suficiente para o desenvolvimento do perfil de velocidade de fluidos PL escoando na região anular, enquanto que para fluidos HB, ROUND e YU (1993) determinaram uma distância de 0,50 m para estabelecimento do regime hidrodinâmico.

Para o suco de maracujá, a seção de teste permaneceu submersa no banho termostático descrito anteriormente e os ensaios foram conduzidos em condições isotérmicas para amostras com 39,9 °Brix e 59,2 °C. As velocidades médias testadas foram de 0,10 a 1,92 m s<sup>-1</sup>, proporcionando 168 valores experimentais para cada relação de diâmetros utilizada. Para o suco de graviola, os experimentos foram conduzidos durante o aquecimento das amostras através do escoamento de água no cilindro interno dos trocadores de calor de tubo-duplo, nas temperaturas entre 33,8 °C e 52,4 °C. A água de aquecimento foi bombeada por uma bomba centrífuga (modelo C-1010, KSB Bombas Hidráulicas S.A., SP, Brasil) e a superfície externa do cilindro exterior foi isolada com lâmina de vidro para minimizar a troca de calor com o meio ambiente. A temperatura de entrada do suco de graviola permaneceu entre 19,0 e 23,0 °C aproximadamente. Os ensaios de perda de carga em aquecimento visam simular uma situação real frequentemente encontrada nas indústrias de processamento, como nos regeneradores dos trocadores de calor de tubo-duplo. As amostras de suco de graviola testadas continham 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix e as velocidades médias variaram de 0,05

a  $2,50 \text{ m s}^{-1}$ , totalizando 100 valores experimentais de perda de carga para cada amostra, sendo cada 50 pontos para uma dada relação de diâmetros do anulo.

### 5.2.4 Cálculo do perfil de velocidade plenamente desenvolvido para escoamento laminar e isotérmico de fluidos PL em ânuos concêntricos

Os perfis de velocidade teóricos para fluidos PL escoando em dutos anulares concêntricos foram determinados com o propósito de verificar de uma maneira simples como era a distribuição de velocidade do suco de graviola na entrada da seção de teste durante os ensaios experimentais de perda de carga. Além disso, o desenvolvimento analítico do problema considerado é crucial para o perfeito entendimento das relações entre fator de atrito e número de Reynolds definidas por FREDRICKSON e BIRD (1958b). A análise destes autores se inicia a partir das equações de continuidade e movimento para regime permanente e plenamente desenvolvido de fluxo para cima de um fluido pseudoplástico incompressível e isotérmico em um longo anulo cilíndrico (FREDRICKSON e BIRD, 1958a). No presente trabalho, considera-se o fluxo axial em um anulo horizontal de comprimento  $L$ , formado por superfícies cilíndricas em  $r = \kappa R$  e  $r = R$ , onde  $r$  é a coordenada radial,  $\kappa$  é a relação de raios do anulo ( $R_i/R$ ),  $R_i$  (m) é o raio externo do cilindro interno e  $R$  (m) é o raio interno do cilindro externo (Figura 5.2).

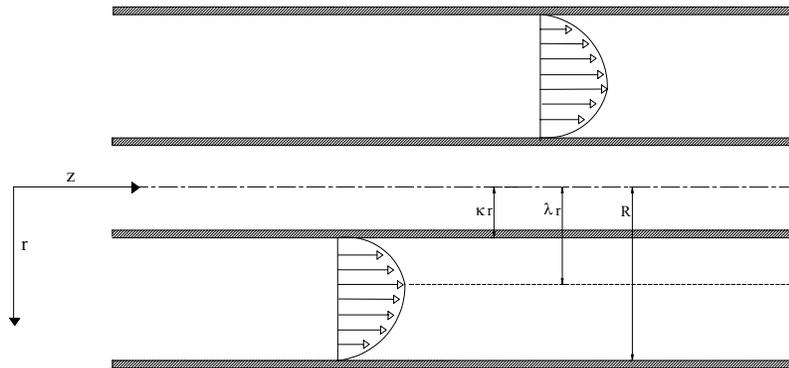


Figura 5.2. Sistema de coordenadas geométricas para o problema de fluxo laminar e permanente de fluido Lei da Potência em anulo concêntrico, considerando perfil de velocidades plenamente desenvolvido.

A distribuição de tensão ( $\tau_{rz}$ ) é, então, obtida nas seguintes condições de contorno:  $\tau_{rz} = 0$  quando  $r = \lambda R$ , onde  $\lambda R$  (m) corresponde ao local de máxima velocidade do fluido no anel.

$$\tau_{rz} = \frac{\Delta PR}{2L} \left[ r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} \right] \quad (5.37)$$

onde  $r^*$  é a relação adimensional de raios ( $r/R$ ) e  $\Delta P = (p_0 - p_L) + \rho g_z$  (Pa), sendo  $p_0$  e  $p_L$  as pressões estáticas em  $z = 0$  e  $z = L$ , respectivamente, e  $g_z$  ( $\text{m s}^{-2}$ ) é a componente axial da aceleração gravitacional. Combinando as Eqs. (4.8) e (5.37) e integrando com as condições de contorno  $v_z = 0$  em  $r^* = \kappa$  e  $r^* = 1$  é possível obter as Eqs. (5.38) e (5.39), que obviamente devem resultar em um mesmo valor de velocidade quando  $r^* = \lambda$  (FREDRICKSON e BIRD, 1958a). Assim, obtém-se a equação para determinação de  $\lambda(n, \kappa)$ , conforme Eq. (5.40), que constitui o ponto principal na obtenção dos perfis de velocidade e reduz-se basicamente na solução de um problema de minimização de funções.

$$v_z = \left( \frac{\Delta PR^{n+1}}{2KL} \right)^{1/n} \int_{\kappa}^{\xi^*} \left( \frac{\lambda^2}{r^*} - r^* \right)^{1/n} dr^* \quad \text{para } \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (5.38)$$

$$v_z = \left( \frac{\Delta PR^{n+1}}{2KL} \right)^{1/n} \int_{\xi^*}^1 \left( r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} \right)^{1/n} dr^* \quad \text{para } \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (5.39)$$

$$\int_{\kappa}^{\lambda} \left( \frac{\lambda^2}{r^*} - r^* \right)^{1/n} dr^* - \int_{\lambda}^1 \left( r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} \right)^{1/n} dr^* = 0 \quad (5.40)$$

Finalmente, a vazão volumétrica ( $Q$ ) é obtida pela introdução das Eqs. (5.38) e (5.39) na expressão  $Q = 2\pi R^2 \int_{\kappa}^1 v_z r^* dr^*$ , o que resulta na Eq. (5.41).

$$Q = \pi R^3 \left( \frac{\Delta PR}{2KL} \right)^{1/n} \int_{\kappa}^1 \left| \lambda^2 - (r^*)^2 \right|^{1/n} (r^*)^{-1/n} dr^* \quad (5.41)$$

FREDRICKSON e BIRD (1958a) definiram, então, as funções  $\Omega_p(n, \kappa)$  e  $\gamma(n, \kappa)$  de acordo com as Eqs. (5.42) e (5.43), respectivamente, e também tabularam-nas, juntamente com a função  $\lambda(n, \kappa)$  para  $0,1 \leq n \leq 10,0$  e  $0,10 \leq \kappa \leq 0,90$ . ENGEZ (1995, citado por ILICALI e ENGEZ, 1996) utilizou os quadros de FREDRICKSON e BIRD (1958a), onde são apresentados os valores calculados de  $\lambda$  e  $\gamma$  a diferentes  $n$  e  $\kappa$ , para ajustar uma função aos dados de  $\gamma(n, \kappa)$ . Esta relação é apresentada na Eq. (5.44), sendo válida para  $\kappa \geq 0,2$ .

$$\Omega_p(n, \kappa) = \int_{\kappa}^1 \left| \lambda^2 - (r^*)^2 \right|^{(1/n+1)} (r^*)^{-1/n} dr^* \quad (5.42)$$

$$\gamma(n, \kappa) = \frac{(1/n + 2)\Omega_p}{(1 - \kappa)^{(1/n+2)}} \quad (5.43)$$

$$\gamma(n, \kappa) = 0,5017 + \frac{0,0166}{n} + \kappa \left( 0,497 - \frac{0,0219}{n} \right) \quad (5.44)$$

Enfim, resolvendo o problema para a velocidade local ( $v_z$ ), a mesma poderá ser obtida por integração numérica das expressões dadas pelas Eqs. (5.45) e (5.46), para qualquer posição radial.

$$\frac{v_z}{\bar{v}_z} = \frac{(1 - \kappa^2)}{\Omega_p} \int_{\kappa}^{\xi^*} \left( \frac{\lambda^2}{r^*} - r^* \right)^{1/n} dr^* \quad \text{para } \kappa \leq r^* \leq \lambda \quad (5.45)$$

$$\frac{v_z}{\bar{v}_z} = \frac{(1 - \kappa^2)}{\Omega_p} \int_{\xi^*}^1 \left( r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} \right)^{1/n} dr^* \quad \text{para } \lambda \leq r^* \leq 1 \quad (5.46)$$

FREDRICKSON e BIRD (1958a) expressaram seus resultados através de uma expansão binomial, válida para todos os valores do parâmetro  $1/n$ , exceto os números inteiros. HANKS e LARSEN (1979) resolveram analiticamente a Eq. (5.41) para quaisquer valores de  $1/n$ , obtendo a Eq. (5.47), na qual o valor de  $\lambda(n, \kappa)$  a ser utilizado é dado pela solução da Eq. (5.40).

$$Q = \pi R^3 \left( \frac{\Delta PR}{2KL} \right)^{1/n} \left( \frac{n}{1 + 3n} \right) \left[ (1 - \lambda^2)^{(1+1/n)} - \kappa^{(1-1/n)} (\lambda^2 - \kappa^2)^{(1+1/n)} \right] \quad (5.47)$$

### 5.2.5 Estimativa dos fatores de atrito para fluidos PL em dutos anulares

Para a região anular, o fator de atrito experimental ( $f_{\text{exp}}$ ) é definido de acordo com a Eq. (5.48), que é idêntica à Eq. (5.4), sendo  $D$  substituído pelo diâmetro equivalente ou hidráulico,  $D_h$  (BIRD et al., 2002).

$$f_{\text{exp}} = \frac{\Delta PR(1 - \kappa^2)}{\rho \bar{v}_z^2 L (1 + \kappa)} = \frac{\Delta P D_h}{2 \rho \bar{v}_z^2 L} \quad (5.48)$$

FREDRICKSON e BIRD (1958b) sugeriram uma expressão para o número de Reynolds, a qual requer uma integração numérica relativamente simples. Estes autores obtiveram uma correlação teórica para a estimativa do fator de atrito de fluidos pseudoplásticos escoando em

regiões anulares, válida para escoamento axial em um anulo de comprimento  $L$  (m) formado por superfícies cilíndricas em  $r = \kappa R$  e  $r = R$ . Neste caso, basta combinar adequadamente a expressão que define o fator de atrito, dada pela Eq. (5.48), com a equação que define a velocidade axial média do fluido,  $\bar{v}_z = R(\Delta PR/2LK)^{1/n} \Omega_p / (1 - \kappa^2)$  e, então, obtém-se as Eqs. (5.49) e (5.50).

$$f_{\text{teo}} = \frac{16}{Re_{n,\kappa}} \quad (5.49)$$

$$Re_{n,\kappa} = \left( \frac{\rho \bar{v}_z^{2-n} D^n}{2^{n-3} K} \right) \left[ \frac{(1 + \kappa)}{(1 - \kappa^2)^{n+1}} \right] (\Omega_p)^n \quad (5.50)$$

onde a função  $\Omega_p(n,\kappa)$  é estimada de acordo com a Eq (5.42). Observa-se, portanto, que para as geometrias anulares não há um simples perfil de velocidade analítico e conseqüentemente, uma expressão teórica simples para o número de Reynolds não pode ser facilmente encontrada. Assim, uma das relações mais comumente utilizadas para estimação do fator de atrito de fluidos não-Newtonianos escoando em dutos de seção transversal arbitrária é baseada no conceito do “raio hidráulico médio” (BIRD et al., 2002). Neste caso, o fator de atrito é obtido a partir das expressões para escoamento laminar de fluidos não-Newtonianos em dutos circulares, dadas pelas Eqs. (5.11) e (5.12), utilizando o diâmetro equivalente ( $D_h = 4R_h$ ) ao invés do diâmetro interno do tubo ( $D$ ). Quando o conceito do diâmetro equivalente for utilizado neste trabalho, o número de Reynolds  $Re_g$  será denominado  $Re_{g-R_h}$ .

O desenvolvimento de correlações mais simples para predição do fator de atrito isotérmico de fluidos não-Newtonianos escoando em dutos não circulares tem recebido alguma atenção nas últimas décadas. As expressões semi-analíticas propostas por KOZICKI et al. (1966), TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995) foram utilizadas para obter um número de Reynolds generalizado. De acordo com estes autores, o fator de atrito de Fanning pode ser calculado de acordo com a Eq. (5.51), onde  $f_{\text{teo}}$  é o fator de atrito teórico calculado através do número de Reynolds,  $Re_g'$  é o número de Reynolds generalizado, dado pela Eq. (5.52), a qual é escrita na mesma forma de  $Re_g$  e  $Re'$ , definidos, respectivamente, pelas Eqs. (5.12) e (5.26).

$$f_{\text{teo}} = \frac{2\xi}{Re_g'} \quad (5.51)$$

$$Re_g' = \frac{\rho \bar{v}_z^{2-n} D_h^n}{K [\phi(n)]^n [\xi(\kappa)]^{n-1}} \quad (5.52)$$

A função  $\phi(n, \kappa)$  é descrita pela forma hiperbólica dada na Eq. (5.53), onde  $\upsilon(\kappa)$  é um parâmetro geométrico que depende da seção transversal do duto cilíndrico (KOZICKI et al., 1966). O parâmetro geométrico  $\xi(\kappa)$ , dado pela Eq. (5.54), é o produto do fator de atrito pelo número de Reynolds para um fluido Newtoniano sob condições de escoamento laminar em dutos anulares, o que é facilmente obtido analiticamente no caso de geometrias simples, como o anulo concêntrico.

$$\phi(n, \kappa) = \frac{\upsilon n + 1}{(\upsilon + 1)n} \quad (5.53)$$

$$\xi(\kappa) = \frac{8(1 - \kappa)^2}{\frac{(1 - \kappa^2)}{\ln \kappa} + (1 + \kappa^2)} \quad (5.54)$$

Para o escoamento laminar de fluidos PL em regiões concêntrica e anular, as relações derivadas por KOZICKI et al. (1966) são dadas pelas Eqs. (5.55) e (5.56), as quais são expressas em termos de duas constantes paramétricas ( $a$  e  $\xi$ ), características da forma da seção transversal de escoamento. A constante  $a(\kappa)$  é obtida de forma similar ao parâmetro  $\xi(\kappa)$ , dividindo a tensão de cisalhamento na parede para fluxo laminar de fluidos Newtonianos em região anular pela tensão de cisalhamento de fluidos Newtonianos em duto circular de mesmo diâmetro equivalente. Para TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995), a função  $\upsilon(\kappa)$  é determinada pela Eq. (5.57). Note que para a seção circular,  $a = 1/4$ ,  $\phi(n) = (3n + 1)/4n$ ,  $\upsilon = 3$  e  $\xi = 8$ .

$$\upsilon(\kappa) = \frac{\xi}{8a} - 1 \quad (5.55)$$

$$a(\kappa) = \frac{(1 - \kappa)^2}{4 \left\{ 1 - \frac{1 - \kappa^2}{2 \ln(1/\kappa)} \left[ 1 - \ln \left( \frac{1 - \kappa^2}{2 \ln(1/\kappa)} \right) \right] \right\}} \quad (5.56)$$

$$\upsilon(\kappa) = \frac{24}{\xi} \quad (5.57)$$

### 5.2.6 Cálculo do perfil de velocidade plenamente desenvolvido para escoamento laminar e isotérmico de fluidos HB em anulos concêntricos

O problema é geometricamente definido por dois dutos circulares concêntricos por onde escoar um fluido HB em regime laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido (Figura 5.3).

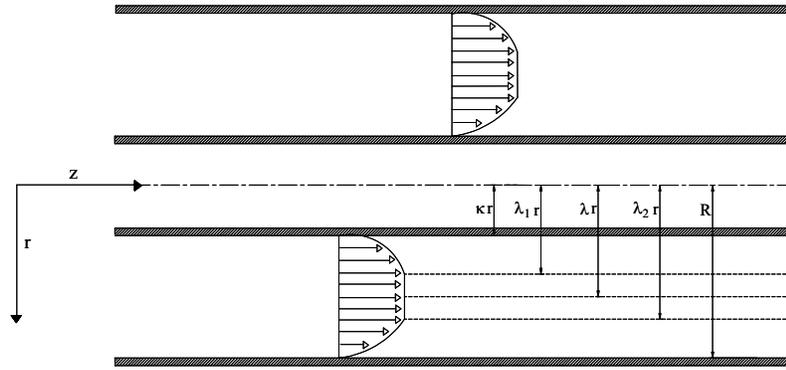


Figura 5.3. Sistema de coordenadas geométricas para o problema de fluxo laminar e permanente de fluido Herschel-Bulkley incompressível em anelo concêntrico, considerando perfil de velocidades plenamente desenvolvido.

Combinando a Eq. (5.37) com a equação constitutiva que descreve o comportamento reológico de um fluido HB, dada pela Eq. (4.9), é possível obter os perfis de velocidade em três regiões distintas, conforme as Eqs. (5.58), (5.59) e (5.60) (VIANA et al., 2001). Vale ressaltar que  $\tau_0$  é positivo e  $dv_z/dr$  é negativo quando o momento é transferido na direção positiva de  $r$  ( $r^* > \lambda$ ), caso contrário ( $r^* < \lambda$ ),  $\tau_0$  é negativo, enquanto  $dv_z/dr$  é positivo.

$$v_z(r) = \left( \frac{\Delta PR^{n+1}}{2K} \right)^{1/n} \int_k^{\xi^*} \left( \frac{\lambda^2}{r^*} - r^* - T_0 \right)^{1/n} dr^* \quad \text{para} \quad \kappa \leq r^* \leq \lambda_1 \quad (5.58)$$

$$v_z(\lambda_1) = v_z(\lambda_2) = v_{\max} \quad \text{para} \quad \lambda_1 \leq r^* \leq \lambda_2 \quad (5.59)$$

$$v_z(r) = \left( \frac{\Delta PR^{n+1}}{2K} \right)^{1/n} \int_{\xi^*}^1 \left( r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} - T_0 \right)^{1/n} dr^* \quad \text{para} \quad \lambda_2 \leq r^* \leq 1 \quad (5.60)$$

onde  $r^* = \lambda_1$  e  $r^* = \lambda_2$  são os limites da região de escoamento empistonado (*plug-flow*), ou seja, são as duas posições onde  $\tau_{rz} = -\tau_0$  e  $\tau_{rz} = +\tau_0$ , respectivamente,  $\lambda$  é a coordenada radial adimensional onde a tensão de cisalhamento é nula e  $T_0$  é um parâmetro adimensional definido como  $T_0 = 2\tau_0 L / \Delta PR$  (HANKS, 1979). Na região de *plug-flow* ( $\lambda_1 \leq r \leq \lambda_2$ ), tem-se que  $|\tau_{rz}| < \tau_0$  e nas outras duas regiões ( $\kappa \leq r \leq \lambda_1$  e  $\lambda_2 \leq r \leq 1$ ), tem-se que  $|\tau_{rz}| \geq \tau_0$ . Obviamente, combinando a Eq. (5.59) com as Eqs. (5.58) e (5.60) é possível obter a expressão que determina o valor de  $\lambda(T_0, n, \kappa)$ , dada pela Eq. (5.61).

$$\int_{\kappa}^{\lambda_1} \left( \frac{\lambda^2}{r^*} - r^* - T_0 \right)^{1/n} dr^* - \int_{\lambda_2}^1 \left( r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} - T_0 \right)^{1/n} dr^* = 0 \quad (5.61)$$

Em seguida, considerando que  $dv_z/dr = 0$  no intervalo  $\lambda_1 \leq r \leq \lambda_2$ , escrevem-se as funções de  $T_0$  em termos de  $r^*$  e  $\lambda$ , conforme as Eqs. (5.62) e (5.63).

$$\left( r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} \right) = -T_0 \quad \text{para} \quad \kappa \leq r \leq \lambda_1 \quad (5.62)$$

$$\left( r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} \right) = +T_0 \quad \text{para} \quad \lambda_2 \leq r \leq 1 \quad (5.63)$$

Rearranjando as Eqs. (5.62) e (5.63) obtém-se as Eqs. (5.64) e (5.65), respectivamente, a partir das quais é possível obter facilmente as Eqs. (5.66) e (5.67).

$$\lambda^2 - (\lambda_1)^2 - T_0\lambda_1 = 0 \quad (5.64)$$

$$(\lambda_2)^2 - \lambda^2 - T_0\lambda_2 = 0 \quad (5.65)$$

$$\lambda_2 - \lambda_1 = T_0 \quad (5.66)$$

$$\lambda = \lambda_1\lambda_2 \quad (5.67)$$

Combinando as Eqs. (5.64) a (5.67), obtém-se os seguintes resultados, que são extremamente úteis na determinação dos limites de integração que aparecem nas Eqs. (5.58) e (5.60):

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \left[ \left( T_0^2 + 4\lambda^2 \right)^{1/2} - T_0 \right] \quad (5.68)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{2} \left[ \left( T_0^2 + 4\lambda^2 \right)^{1/2} + T_0 \right] \quad (5.69)$$

Finalmente, obtém-se a seguinte expressão para a vazão volumétrica  $Q$  (HANKS, 1979), dada pela Eq. (5.70), onde a função  $\Omega_{hb}(T_0, n, \kappa)$  é definida como uma vazão adimensional para fluidos HB, sendo análoga à variável  $\Omega_p(n, \kappa)$  definida pela Eq. (5.42) por FREDRICKSON e BIRD (1958a) para plásticos de Bingham e fluidos PL:

$$Q = \pi R^3 \left( \frac{\Delta PR}{2KL} \right)^{1/n} \Omega_{hb}(T_0, n, \kappa) \quad (5.70)$$

$$\Omega_{hb} = - \int_{\kappa}^{\lambda_1} \left[ \lambda^2 - (r^*)^2 - T_0 r^* \right]^{1/n} (r^*)^{2-1/n} dr^* + \int_{\lambda_2}^1 \left[ (r^*)^2 - \lambda^2 - T_0 r^* \right]^{1/n} (r^*)^{2-1/n} dr^* \quad (5.71)$$

Assim, combinando as equações para a velocidade média de fluxo com a expressão para a velocidade máxima é possível obter as expressões que determinam os perfis de velocidade adimensionais para qualquer posição radial, conforme Eqs. (5.72) e (5.73), as quais requerem o uso de técnicas de integração numérica para avaliar as funções  $\lambda(T_0, n, \kappa)$  e  $\Omega_{hb}(T_0, n, \kappa)$  conforme as Eqs. (5.61) e (5.71), respectivamente.

$$\frac{v_z(r)}{\bar{v}_z} = \frac{(1 - \kappa^2)}{\Omega_{hb}} \int_{\kappa}^{\xi^*} \left( \frac{\lambda^2}{r^*} - r^* - T_0 \right)^{1/n} dr^* \quad \text{para } \kappa \leq r \leq \lambda_1 \quad (5.72)$$

$$\frac{v_z(r)}{\bar{v}_z} = \frac{(1 - \kappa^2)}{\Omega_{hb}} \int_{\xi^*}^1 \left( r^* - \frac{\lambda^2}{r^*} - T_0 \right)^{1/n} dr^* \quad \text{para } \lambda_2 \leq r \leq 1 \quad (5.73)$$

### 5.2.7 Estimativa dos fatores de atrito para fluidos HB em dutos anulares

De maneira similar à proposta por FREDRICKSON e BIRD (1958b) é possível obter as seguintes expressões para o fator de atrito em relação ao número de Reynolds, para o caso de um fluido HB isotérmico escoando em dutos anulares concêntricos em regime laminar e permanente. Neste caso, basta combinar a expressão que define a velocidade média de fluxo axial, dada por  $\bar{v}_z = R(\Delta PR / 2KL)^{1/n} \Omega_{hb} / (1 - \kappa^2)$ , com a equação que define o fator de atrito, dada pela Eq. (5.48), assim, chega-se às Eqs. (5.74) e (5.75).

$$f_{teo} = \frac{16}{Re_{T_0, n, \kappa}} \quad (5.74)$$

$$Re_{T_0, n, \kappa} = \left( \frac{\rho \bar{v}_z^{2-n} D^n}{2^{n-3} K} \right) \left[ \frac{(1 + \kappa)}{(1 - \kappa^2)^{n+1}} \right] (\Omega_{hb})^n \quad (5.75)$$

onde a função  $\Omega_{hb}(T_0, n, \kappa)$  é dada pela Eq. (5.71). De forma similar ao ocorrido para o caso de fluidos PL escoando em regime laminar através de ânuos, não é possível obter uma simples expressão analítica para descrever o número de Reynolds de fluidos HB escoando em regime laminar através de ânuos concêntricos. Assim, as análises de fator de atrito e perda de carga podem ser facilitadas utilizando a metodologia proposta por HANKS (1978) para escoamento de fluidos HB em dutos cilíndricos, sendo que, neste caso, utiliza-se o diâmetro equivalente ( $D_h$ ). As

integrações numéricas foram realizadas através de métodos de quadratura adaptativa de Lobatto utilizando o *software* MatLab® (THE MATHWORKS, 2004), enquanto as outras análises foram realizadas de acordo com a descrição apresentada na Seção 3.2.5 do Capítulo 3.

## 5.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Para avaliação dos números de Reynolds e dos fatores de atrito é necessário o conhecimento dos parâmetros reológicos dos fluidos envolvidos, bem como os valores de densidade, para as concentrações e temperaturas de interesse. Sendo assim, nas seções subseqüentes, foram utilizados os modelos preditivos descritos nos capítulos anteriores, os quais foram obtidos justamente para este fim e que caracterizam as propriedades térmicas e reológicas dos sucos de graviola e de maracujá. Para o suco de graviola foram utilizadas as Eqs. (3.18) e (4.15) para estimar a densidade e o índice de comportamento, respectivamente, enquanto o índice de consistência foi estimado pela Eq. (4.10), juntamente com os parâmetros do modelo apresentados na Tabela 4.2. Neste caso, a Eq. (4.10), que resultou em valores de RMS inferiores a 1,9 %, mostrou ser a mais precisa para a estimativa de  $K$  em relação à Eq. (4.14), que descreve o efeito combinado da concentração e da temperatura sobre o índice de consistência do suco de graviola. Em alguns casos, os parâmetros reológicos puderam ser obtidos diretamente na Tabela 4.1 para as concentrações e temperaturas específicas contidas nela. Como todos os ensaios referentes ao suco de graviola foram realizados em condições não-isotérmicas, todas as propriedades em questão foram calculadas na temperatura média, obtida entre as temperaturas de mistura na entrada e na saída das seções de teste. Para o suco de maracujá, a Eq. (3.44) foi utilizada para estimar a densidade, enquanto a tensão residual ( $\tau_0$ ), o índice de consistência ( $K_{hb}$ ) e o índice de comportamento ( $n_{hb}$ ) do modelo HB foram obtidos pela Eq. (4.19), juntamente com as constantes do modelo apresentadas na Tabela 4.16. Para a estimativa de  $K_{pl}$  obtido no ajuste do modelo PL também foi utilizada a Eq. (4.19), enquanto  $n_{pl}$  foi considerado constante, conforme discussões prévias no Capítulo 4. Em alguns casos, quando possível, foram utilizados diretamente os parâmetros reológicos apresentados nas Tabelas 4.6 e 4.7.

### 5.3.1 Fatores de atrito para o suco de graviola escoando em dutos circulares

Os experimentos para obtenção da queda de pressão no escoamento laminar, permanente e não-isotérmico do suco de graviola em dutos circulares permitiram o cálculo do fator de atrito experimental de acordo com a Eq. (5.4). As faixas experimentais atingidas foram:  $568 \leq \Delta P \leq 160044$  (Pa),  $0,01 \leq f_{exp} \leq 152,90$  e  $1017,6 \leq \rho \leq 1133,0$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ). Vale lembrar que as

velocidades médias de escoamento testadas foram de 0,05 a 2,50 m s<sup>-1</sup>, os diâmetros internos do duto eram 0,0219 e 0,0409 m e o comprimento total da seção era  $L = 1,2$  m. Os fatores de atrito experimentais calculados pela Eq. (5.4) foram, então, comparados com os fatores de atrito estimados pela Eq. (5.11) com o número de Reynolds ( $Re_g$ ) dado pela Eq. (5.12). Neste caso, o índice de consistência do suco de graviola variou de 1,47 Pa s<sup>n</sup> a 78,32 Pa s<sup>n</sup>, o índice de comportamento foi de 0,292 a 0,412, enquanto o número de Reynolds generalizado ( $Re_g$ ) assumiu valores de 0,1 a 2259,4, indicando que a faixa de trabalho experimental permaneceu no regime laminar. De acordo com METZNER e REED (1955), o fluxo laminar estável para fluidos não-Newtonianos independentes do tempo se estende a valores de  $Re_g$  (ou  $Re'$ ) de 2000 a 2500, portanto, o número de Reynolds de transição para fluidos pseudoplásticos é maior do que para os Newtonianos (SKELLAND, 1967). Os resultados de  $f_{exp}$  e  $f_{teo}$  em função do número de Reynolds generalizado ( $Re_g$ ) são apresentados a seguir na Figura 5.4.

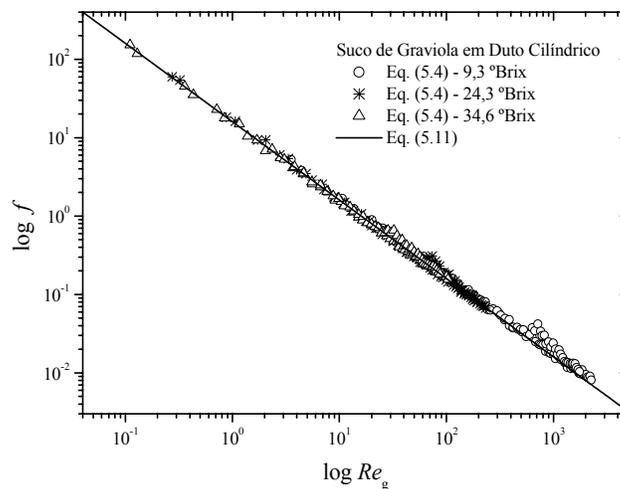


Figura 5.4. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.4) e fatores de atrito teóricos estimados pela Eq. (5.11) para escoamento laminar, não-isotérmico e permanente de suco de graviola a 9,8, 24,3 e 34,6 °Brix em dutos circulares com diferentes diâmetros.

Na Tabela 5.1 são apresentados alguns dos resultados experimentais obtidos no escoamento do suco de graviola em tubos cilíndricos. Assim, para algumas das velocidades médias testadas são mostrados os valores experimentais resultantes para a queda de pressão, bem como os valores calculados na temperatura média experimental para a densidade e para o índice de consistência. Finalmente, são apresentados também os valores calculados para o número de Reynolds generalizado, bem como para os fatores de atrito experimentais e teóricos. Os resultados indicam

que a uma dada velocidade de escoamento e um dado diâmetro, os fatores de atrito para as amostras mais diluídas são menores em comparação com as amostras mais concentradas, as quais apresentam os menores índices de comportamento e os maiores índices de consistência, como analisado no capítulo anterior. Obviamente, os sucos mais concentrados apresentaram as maiores perdas de carga em um mesmo comprimento de duto  $L$ , para uma dada velocidade e diâmetro fixos, demonstrando assim que a potência de bombeamento necessária para estes sucos é superior à dos sucos com maior porcentagem de água.

Tabela 5.1. Valores de queda de pressão ( $\Delta P$ ), densidade ( $\rho$ ) e índice de consistência ( $K$ ) calculados na temperatura média, número de Reynolds generalizado ( $Re_g$ ) e fatores de atrito experimentais ( $f_{exp}$ ) e teóricos ( $f_{teo}$ ), obtidos no escoamento laminar, não-isotérmico e permanente de suco de graviola a 9,8, 24,3 e 34,6 °Brix em tubos cilíndricos com diferentes diâmetros internos.

$D$ (m)	$\bar{v}_z$ (m s <sup>-1</sup> )	$\Delta P$ (Pa)	$\rho$ Eq. (3.18)	$K$ Eq. (4.10)	$f_{exp}$ Eq. (5.4)	$f_{teo}$ Eq. (5.11)	$Re_g$ Eq. (5.12)
$x_{ss} = 9,8$ °Brix, $\bar{n} = 0,411$							
0,0409	0,5	1474	1017,9	1,50	0,099	0,088	181,2
	1,5	2292	1018,4	1,56	0,017	0,016	1009,0
	2,5	3013	1018,5	1,57	0,008	0,007	2259,4
0,0219	0,5	3310	1018,5	1,57	0,119	0,118	135,7
	1,5	7481	1018,4	1,56	0,030	0,020	781,9
	2,5	7186	1018,4	1,56	0,010	0,009	1759,3
$x_{ss} = 24,3$ °Brix, $\bar{n} = 0,322$							
0,0409	0,5	16976	1085,3	26,83	1,066	0,991	16,1
	1,5	21929	1085,7	27,51	0,153	0,160	99,9
	2,5	26698	1085,8	27,82	0,067	0,069	233,3
0,0219	0,5	34324	1085,7	27,69	1,154	1,245	12,9
	1,5	64180	1085,6	27,43	0,240	0,195	81,9
	2,5	59344	1085,7	27,51	0,080	0,083	192,6
$x_{ss} = 34,6$ °Brix, $\bar{n} = 0,292$							
0,0409	0,5	39080	1132,8	77,52	2,352	2,400	6,7
	1,5	53053	1132,7	76,84	0,355	0,365	43,8
	2,5	64575	1132,9	77,98	0,155	0,154	103,6
0,0219	0,5	83954	1132,9	77,75	2,705	2,888	5,5
	1,5	137783	1132,6	76,61	0,493	0,437	36,6
	2,5	141704	1132,7	76,84	0,183	0,183	87,3

Observa-se também na Tabela 5.1 que os fatores de atrito diminuem com o aumento da velocidade ou do diâmetro interno do tubo, mantendo os outros parâmetros fixos, como era esperado. Além disso, em termos de  $Re_g$ , a relação entre o fator de atrito e o número de Reynolds para um fluido PL em escoamento laminar ( $f Re_g = 16$ ) independe do valor de  $n$  e é idêntica àquela para fluidos Newtonianos (GOVIER e AZIZ, 1972). Para as análises de erro relativo, RMS e

estimação de parâmetros de regressão considerou-se o número total de ensaios realizados com as três concentrações testadas, ou seja,  $ne = 300$ . O erro absoluto relativo máximo ( $\text{Max}\Delta\text{Er}$ ) entre os valores de fator de atrito experimentais e teóricos foi de 46,6 %, com um mínimo ( $\text{Min}\Delta\text{Er}$ ) de 0,1 %, um erro médio ( $\text{Mean}\Delta\text{Er}$ ) de 7,4 % e  $\text{RMS} = 10,4$  %. Os maiores desvios ocorreram para o suco de graviola a 9,3 °Brix, cujos resultados apresentaram um desvio médio de 12,3 %. Por outro lado, os ensaios com os sucos mais concentrados resultaram nos menores desvios, sendo os erros médios de apenas 5,2 e 4,8 % para as concentrações de 24,3 e 34,6 °Brix, respectivamente.

Os valores experimentais de fator de atrito foram, em seguida, submetidos à regressão não-linear, resultando em  $f = (16,2 \pm 0,1) / (Re_g)^{1,002 \pm 0,005}$ , com  $R^2 = 0,997$ ,  $\text{RMS} = 10,4$  % e  $\text{SSR} = 137,3$ . Conforme esperado, os parâmetros do modelo ajustado são muito similares aos do modelo teórico dado pela Eq. (5.11). Portanto, a partir de análise visual (Figura 5.4), dos resultados do ajuste e dos erros relativos e resíduos médios quadráticos entre  $f_{\text{exp}}$  e  $f_{\text{teo}}$ , conclui-se que os dados obtidos foram plenamente satisfatórios, o que indica a confiança na Eq. (5.11) para a predição do fator de atrito de um fluido PL escoando em regime laminar por dutos cilíndricos. No entanto, os experimentos não serviram simplesmente para validar uma equação teórica amplamente aceita. Na realidade, estes resultados podem também ser vistos como um indicativo de segurança no equipamento experimental utilizado para as medidas de perda de carga, além disso, confirmam a veracidade dos parâmetros reológicos calculados e apresentados no Capítulo 4.

Por outro lado, a excelente concordância entre  $f_{\text{exp}}$  e  $f_{\text{teo}}$  indica também que a alteração do perfil de velocidades devido ao aquecimento e à conseqüente diminuição do índice de consistência na direção radial parece não ser tão expressiva na estimativa da queda de pressão a partir do fator de atrito isotérmico. As análises de  $f_{\text{teo}}$  são baseadas na suposição de escoamento isotérmico e os experimentos foram realizados durante aquecimento das amostras, sendo as temperaturas de entrada na seção de teste mantidas em torno de  $19,9 \pm 0,5$  °C, o que resultou em temperaturas de saída de  $30,3 \pm 3,4$  °C, considerando todos os 300 ensaios realizados. Esta variação de aproximadamente 10,0 °C entre a entrada e a saída da seção de teste em cada ensaio resultou em uma diminuição do índice de consistência em torno de 11,0 % e 13,0 % para o suco de graviola a 9,3 °Brix e 34,6 °Brix, respectivamente. As maiores variações de temperatura durante os ensaios de perda de carga ocorreram para o suco a 24,3 °Brix, conforme pode ser observado na Tabela 5.2 e neste caso,  $K$  sofreu alterações de 20,0 % em média entre a entrada e a saída da seção de teste. Por outro lado, é interessante notar que o índice de comportamento, fracamente influenciado pela temperatura, sofreu uma alteração média entre a entrada e a saída da seção de teste de 2,1 % para o suco de graviola a 24,3 °Brix, enquanto que para as outras concentrações a variação média de  $n$  foi de 1,1 % e 1,5 %

para 9,3 e 34,6 °Brix, respectivamente. Na Tabela 5.2 são apresentados, para algumas das velocidades médias testadas experimentalmente, os índices de consistência calculados na temperatura de mistura na entrada ( $K - T_{b1}$ ) e na saída ( $K - T_{b2}$ ) da seção de teste, bem como na temperatura média ( $K - \bar{T}$ ). São apresentadas também as respectivas temperaturas de mistura na entrada ( $T_{b1}$ ) e na saída ( $T_{b2}$ ) da seção de teste, assim como a temperatura média ( $\bar{T}$ ).

Tabela 5.2. Temperaturas de mistura na entrada ( $T_{b1}$ ) e na saída ( $T_{b2}$ ), temperaturas médias ( $\bar{T}$ ) e índices de consistência ( $K - T_{b1}$ ,  $K - T_{b2}$  e  $K - \bar{T}$ ), calculados nestas três temperaturas para o suco de graviola a 9,8, 24,3 e 34,6 °Brix escoando em regime laminar, permanente e não-isotérmico através de tubos circulares.

$D$ (m)	$\bar{v}_z$ (m s <sup>-1</sup> )	$T_{b1}$ (°C)	$T_{b2}$ (°C)	$\bar{T}$ (°C)	$K - T_{b1}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$K - T_{b2}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$K - \bar{T}$ (Pa s <sup>n</sup> )
$x_{ss} = 9,8$ °Brix, $\bar{n} = 0,411$							
0,0409	0,5	19,7	30,3	25,0	1,63	1,38	1,50
	1,5	19,8	25,6	22,7	1,63	1,49	1,56
	2,5	19,1	25,3	22,2	1,65	1,50	1,57
0,0219	0,5	19,3	25,6	22,4	1,65	1,49	1,57
	1,5	20,0	25,6	22,8	1,63	1,49	1,56
	2,5	19,8	25,6	22,7	1,63	1,49	1,56
$x_{ss} = 24,3$ °Brix, $\bar{n} = 0,322$							
0,0409	0,5	19,6	36,3	28,0	30,72	23,63	26,83
	1,5	20,0	32,8	26,4	30,52	24,91	27,51
	2,5	19,3	32,1	25,7	30,88	25,18	27,82
0,0219	0,5	19,5	32,4	26,0	30,77	25,06	27,69
	1,5	20,2	33,0	26,6	30,42	24,83	27,43
	2,5	20,0	32,8	26,4	30,52	24,91	27,51
$x_{ss} = 34,6$ °Brix, $\bar{n} = 0,292$							
0,0409	0,5	19,7	29,5	24,6	83,41	72,21	77,52
	1,5	20,2	30,1	25,2	82,78	71,60	76,84
	2,5	19,4	29,0	24,2	83,79	72,73	77,98
0,0219	0,5	19,6	29,3	24,4	83,54	72,42	77,75
	1,5	20,4	30,4	25,4	82,53	71,30	76,61
	2,5	20,2	30,1	25,2	82,78	71,60	76,84

Sabe-se que, durante um processo de aquecimento, a temperatura do fluido nas regiões próximas à parede aquecida é maior em relação ao centro do tubo, resultando numa alteração do índice de consistência na direção radial. Consequentemente, o perfil de velocidades torna-se mais achatado em relação àquele ocorrido no escoamento isotérmico, com gradientes de velocidade maiores nas paredes, devido à diminuição do índice de consistência na superfície do tubo. Assim, a queda de pressão diminui, desviando do gradiente de pressão isotérmico e a troca térmica é, então, melhorada. Este fato pode ter contribuído para que houvesse um ligeiro desvio da linha teórica (RMS = 10,4 %), dada pela Eq. (5.11), em relação aos pontos experimentais. No entanto, é possível

concluir que uma variação positiva de temperaturas em torno de 10,0 °C ou menor não alterará significativamente a estimativa da perda de carga para o suco de graviola a partir do fator de atrito isotérmico, mediante as mesmas condições experimentais. De fato, na região de entrada térmica, as variações de temperatura são pequenas, exceto em uma camada limite muito fina e próxima à parede aquecida, como resultado, as variações na viscosidade aparente não são suficientemente elevadas para causar uma variação significativa no gradiente de pressão.

### 5.3.2 Fatores de atrito para o suco de maracujá em dutos circulares

Os experimentos de medida de perda de carga do suco de maracujá escoando em duto circular no regime laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido permitiram o cálculo dos fatores de atrito experimentais ( $f_{exp}$ ) de acordo com a Eq. (5.4), os quais variaram de 0,03 a 6,27, enquanto as perdas de carga atingiram valores de 2045 a 278328 Pa para as velocidades médias de 0,14 a 2,00 m s<sup>-1</sup>, diâmetros internos de 0,0064 a 0,0381 m e  $L = 1,5$  m. Conforme discutido exaustivamente, para as análises referentes ao suco de maracujá, considerou-se os modelos PL e HB representativos de seu comportamento reológico. Desse modo, os fatores de atrito teóricos foram estimados utilizando duas metodologias distintas, uma desenvolvida para fluidos HB e outra para fluidos PL. Assim, os fatores de atrito experimentais foram correlacionados com  $\psi Re_g$  e  $Re_g$ , sendo os resultados apresentados, respectivamente, na Figura 5.5(a) e (b).

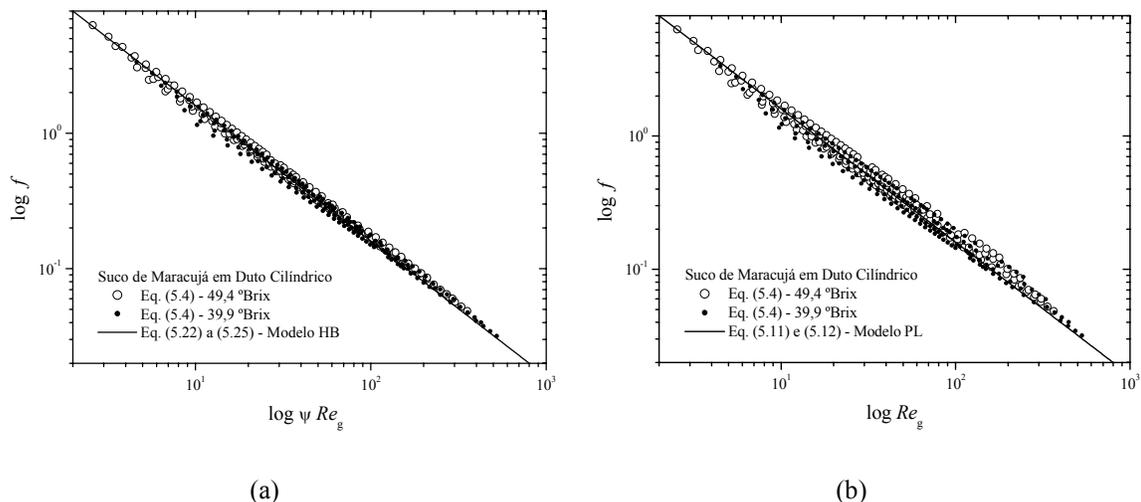


Figura 5.5. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.4) para escoamento laminar, isotérmico, permanente e plenamente desenvolvido de suco de maracujá a 39,9 e 49,4 °Brix em duto circular, nas temperaturas de 59,2 e 48,2 °C, respectivamente: (a) Curva predita para fluidos HB, de acordo com as Eqs. (5.22) a (5.25); (b) Curva predita para fluidos PL, conforme Eqs. (5.11) e (5.12).

Portanto, na Figura 5.5(a) são dadas as predições de  $f_{te0}$ , calculadas pela Eq. (5.22), considerando o suco de maracujá um fluido HB, onde o número de Reynolds é avaliado pela Eq. (5.12), a função laminar adimensional ( $\psi$ ) é dada pelas Eqs. (5.23) e (5.24), a função  $\psi_1$  é estimada pela Eq. (5.21) e o número de Hedstrom pela Eq. (5.25) (HANKS, 1978). Neste caso, os parâmetros  $\psi$  e  $He$  variaram, respectivamente, de 0,7116 a 0,9634 e de 0,0948 a 8,8755, enquanto  $\zeta_0$  foi de 0,0290 a 0,2312. Na Figura 5.5(b) são apresentados os valores de  $f_{te0}$  calculados pela Eq. (5.11), considerando o suco de maracujá um fluido PL, sendo neste caso o número de Reynolds,  $Re_g$ , estimado pela Eq. (5.12). Na Tabela 5.3 são apresentados os valores dos parâmetros reológicos do modelo HB,  $\tau_0$  (Pa),  $K_{hb}$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $n_{hb}$  (adimensional) e do modelo PL,  $K_{pl}$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $n_{pl}$  (adimensional), os quais foram utilizados nos cálculos dos números de Reynolds,  $\psi Re_g$  e  $Re_g$ . São apresentadas também as faixas de  $\psi Re_g$  e  $Re_g$  atingidas nas condições experimentais. Neste caso, os parâmetros do modelo HB foram obtidos diretamente na Tabela 4.6, enquanto os do modelo PL foram retirados da Tabela 4.7. As densidades utilizadas para o cálculo de  $f_{exp}$  foram, respectivamente, 1213,0 e 1148,5 kg m<sup>-3</sup>, para  $x_{ss} = 49,4$  °Brix a  $T = 48,2$  °C e  $x_{ss} = 39,9$  °Brix a  $T = 59,2$  °C.

Tabela 5.3. Parâmetros reológicos dos modelos Herschel-Bulkley e Lei da Potência, utilizados para o cálculo dos fatores de atrito teóricos do suco de maracujá a 39,9 e 49,4 °Brix, nas respectivas temperaturas de 59,2 e 48,2 °C, no escoamento por tubos cilíndricos em regime laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido, juntamente com as faixas de  $\psi Re_g$  e  $Re_g$  atingidas mediante as condições experimentais.

	Modelo HB				Modelo PL		
	$\tau_0$ (Pa)	$K_{hb}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$n_{hb}$	$\psi Re_g$	$K_{pl}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$n_{pl}$	$Re_g$
49,4 °Brix a 48,2 °C	7,954	3,938	0,517	2,6 a 355,6	8,304	0,401	2,5 a 364,8
39,9 °Brix a 59,2 °C	4,074	1,732	0,556	4,6 a 523,0	3,753	0,435	4,5 a 531,0

Inicialmente, observa-se que os valores do parâmetro  $\psi Re_g$  e  $Re_g$  foram muito inferiores aos de Reynolds crítico para fluidos PL, sendo assim, poder-se-ia afirmar que durante os ensaios o regime permaneceu na região laminar. No entanto, os estudos nessa área são relativamente escassos (HANKS, 1963; MISHRA e TRIPATHI, 1971; PARK et al., 1989; ESCUDIER e PRESTI, 1996). O processo no qual a turbulência surge ainda não é muito conhecido quando se trata de fluidos pseudoplásticos com tensão residual. A transição é muito sensível nas condições de entrada e, na realidade, condições experimentais cuidadosas podem permitir o fluxo laminar até mesmo com elevados números de Reynolds. Em um estudo recente, PEIXINHO et al. (2005) demonstram

experimentalmente que a partir de um número de Reynolds de 1800, o qual foi definido de acordo com a Eq. (5.26), com  $n'$  e  $K'$  estimados pelas Eqs. (5.35) e (5.36), respectivamente, os perfis de velocidade experimentais desviam ligeiramente do perfil laminar teórico correspondente. Contudo, com o aumento do número de Reynolds a partir de 1800 até valores em torno de 3000, as flutuações permanecem em um nível laminar e com o aumento de Reynolds para valores acima de 3000, as regiões turbulentas aparecem em toda a seção de escoamento. Portanto, através destes resultados conclui-se que, durante os experimentos de perda de carga do suco de maracujá em tubos, o escoamento realmente permaneceu no regime laminar.

PEIXINHO et al. (2005) observaram também que o comportamento pseudoplástico e a tensão residual atrasam a transição, proporcionando, assim, estabilidade ao sistema. Outro ponto interessante observado por estes autores foi a de uma inesperada assimetria nos perfis de velocidade quando ocorre a transição. Este fato também foi observado por ESCUDIER et al. (2005) em um estudo independente. Estes últimos autores observaram a assimetria no perfil de velocidades em todos os estágios da transição de laminar a turbulento, tanto para fluidos com tensão residual como para fluidos viscoelásticos. No entanto, os perfis de velocidade se mantiveram simétricos para as condições laminares ou turbulentas, indicando assim que este comportamento parece ser uma consequência de um mecanismo hidrodinâmico ainda não identificado.

Na Tabela 5.4 são apresentados valores experimentais de perda de carga ( $\Delta P$ ) para algumas das velocidades médias e diâmetros testados, juntamente com os fatores de atrito experimentais calculados pela Eq. (5.4), os fatores de atrito teóricos estimados considerando os modelos HB e PL, bem como os respectivos números de Reynolds, para o suco de maracujá escoando em dutos cilíndricos no regime laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido. Ao comparar os fatores de atrito entre as duas amostras de suco de maracujá testadas, observa-se valores inferiores de  $f$  para o suco mais diluído em relação ao mais concentrado, conforme esperado. Observa-se também que para uma dada velocidade de escoamento e diâmetro do tubo, o suco mais concentrado apresentou valores de  $\psi Re_g$  e  $Re_g$  inferiores aos do suco mais diluído. No entanto, as relações  $f Re_g$  e  $f \psi Re_g$  não são afetadas pelo índice de comportamento dos fluidos. Além disso, ao comparar os fatores de atrito de uma mesma amostra a uma dada velocidade e diferentes diâmetros, observa-se valores superiores de  $f$  para as menores áreas de escoamento e, portanto, para os menores diâmetros. Assim, estes resultados dizem que, ao fixar a velocidade média do fluido, caracterizado por seus parâmetros reológicos (ou seja, com  $n$  e  $\tau_0$  fixos), observa-se uma diminuição na queda de pressão e no fator de atrito com a elevação do diâmetro interno do tubo, o que resulta também em números de Reynolds mais elevados. Isso ocorre, pois o gradiente de velocidade e a tensão de cisalhamento na

parede diminuem, o que resulta em um aumento do raio da zona empistonada e o perfil de velocidades é, portanto, mais achatado.

Tabela 5.4. Queda de pressão ( $\Delta P$ ), fatores de atrito experimentais e teóricos ( $f_{exp}$  e  $f_{teo}$ ) e números de Reynolds ( $\psi Re_g$  e  $Re_g$ ) para o escoamento em dutos circulares nos regimes laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido de suco de maracujá a 39,9 e 49,4 °Brix, nas respectivas temperaturas de 59,2 e 48,2 °C, considerando os modelos reológicos HB e PL.

$D$ (m)	$\bar{v}_z$ (m s <sup>-1</sup> )	$\Delta P$ (Pa)	$f_{exp}$ Eq. (5.4)	Modelo HB		Modelo PL		
				$f_{teo}$ Eq. (5.22)	$\psi Re_g$ Eqs. (5.12) e (5.23)	$f_{teo}$ Eq. (5.11)	$Re_g$ Eq. (5.12)	
49,4 °Brix a 48,2 °C								
0,0064	0,50	135773	0,9551	0,8713	18,36	0,8231	19,44	
	1,00	194401	0,3419	0,3046	52,53	0,2718	58,88	
	1,50	239819	0,1875	0,1652	96,84	0,1421	112,58	
0,0381	0,50	9027	0,3780	0,3859	41,46	0,4024	39,76	
	1,00	12957	0,1357	0,1310	122,11	0,1328	120,44	
	1,50	15985	0,0744	0,0701	228,21	0,0695	230,30	
39,9 °Brix a 59,2 °C								
0,0064	0,50	74030	0,5500	0,5134	31,16	0,4860	32,92	
	1,00	109819	0,2040	0,1845	86,74	0,1643	97,40	
	1,50	138173	0,1141	0,1017	157,33	0,0871	183,72	
0,0381	0,50	4415	0,1953	0,2129	75,17	0,2237	71,52	
	1,00	6638	0,0734	0,0741	216,06	0,0756	211,63	
	1,50	8390	0,0412	0,0402	397,68	0,0401	399,17	

Por outro lado, observa-se na Tabela 5.4 que, ao manter o diâmetro do tubo fixo, bem como os parâmetros  $n$  e  $\tau_0$  do fluido, ocorre um aumento na queda de pressão e uma diminuição nos fatores de atrito com a elevação da velocidade axial média, o que resulta em números de Reynolds também mais elevados. Neste caso, o gradiente de velocidade e a tensão de cisalhamento na parede do tubo também aumentam, provocando uma diminuição da dimensão da região empistonada. É possível concluir também que, para diâmetros e velocidades fixas, um aumento no índice de comportamento do fluido resulta em maiores números de Reynolds, devido ao comportamento menos pseudoplástico do fluido, o que provoca também uma diminuição dos fatores de atrito e das quedas de pressão, devido à diminuição do gradiente de velocidade e da tensão de cisalhamento na parede. Assim, o raio da zona tampão diminui e o perfil de velocidades torna-se menos achatado.

Finalmente, analisando os resultados para ambos os sucos investigados escoando em tubos cilíndricos, observa-se que a uma dada velocidade e diâmetro, os fatores de atrito para o suco de maracujá são inferiores aos do suco de graviola na mesma concentração, o que resulta, obviamente,

em uma maior perda de carga no escoamento do suco de graviola. Este fato pode ser explicado através dos valores dos índices de comportamento dos sucos, pois na faixa de aproximadamente 50 a 80 % de água, os valores de  $n$  para o suco de graviola são sempre inferiores aos do suco de maracujá em qualquer temperatura (0,4 a 68,8 °C), resultando, portanto, em um comportamento mais pseudoplástico para o suco de graviola, o que induz às quedas de pressão superiores devido às forças viscosas na parede também serem mais elevadas.

Considerando o número total de ensaios realizados ( $ne = 336$ ), são apresentados na Tabela 5.5 os resíduos médios quadráticos (RMS) e os erros absolutos relativos máximos (Max $\Delta$ Er), mínimos (Min $\Delta$ Er) e médios (Mean $\Delta$ Er) entre os fatores de atrito experimentais e as predições teóricas de HANKS (1978), conforme Eqs. (5.22) a (5.25). São apresentados também os valores de RMS e erros absolutos relativos calculados entre os fatores de atrito experimentais e teóricos, estimados pelas Eqs. (5.11) e (5.12) a partir da consideração de que o suco de maracujá é um fluido PL. É possível observar que o modelo PL resultou em maiores desvios quadráticos e maiores erros absolutos entre fatores de atrito teóricos e experimentais, sendo assim, pode-se afirmar que os valores de  $f_{exp}$  estão em média mais próximos dos valores de  $f_{teo}$  apresentados na Figura 5.5(a). Obviamente os fatores de atrito preditos pelas relações para fluidos HB (HANKS, 1978) são mais similares aos dados experimentais do que as predições de  $f_{teo}$  pelo modelo PL, visto que os parâmetros estatísticos obtidos a partir do ajuste do modelo HB aos dados de tensão de cisalhamento e de taxa de deformação também foram melhores, conforme analisado previamente no Capítulo 4. Observa-se claramente na Figura 5.5 e também através dos valores de RMS que os fatores de atrito ( $f_{exp}$ ) correlacionados através de  $Re_g$  apresentam maiores desvios em relação à linha teórica do que os correlacionados por  $\psi Re_g$ .

Tabela 5.5. Valores de RMS e erros absolutos relativos máximos, mínimos e médios entre os fatores de atrito teóricos e experimentais, utilizando os modelos reológicos HB e PL para estimativa dos números de Reynolds no escoamento isotérmico, plenamente desenvolvido e laminar de suco de maracujá a 39,9 °Brix (59,2 °C) e 49,4 °Brix (48,2 °C) em duto cilíndrico com diferentes diâmetros.

	Max $\Delta$ Er (%)	Min $\Delta$ Er (%)	Mean $\Delta$ Er (%)	RMS (%)
Modelo HB - Eqs. (5.22) a (5.25)	35,7	0,02	6,6	8,0
Modelo PL - Eqs. (5.11) e (5.12)	42,1	0,02	10,6	13,6

Finalmente, com o intuito de ratificar as correlações de HANKS (1978) e comprovar definitivamente que o comportamento reológico do suco de maracujá é melhor representado pelo modelo HB, todos os dados observados de  $f_{exp}$  ( $ne = 336$ ) foram submetidos às análises de regressão

não-linear, resultando nas Eqs. (5.76) e (5.77). Os parâmetros das correlações propostas, principalmente aqueles da Eq. (5.76), foram realmente muito próximos aos parâmetros teóricos da Eq. (5.22), além disso, observa-se que o ajuste da Eq. (5.76) resultou em melhores resultados estatísticos, com  $R^2$  superior e valores de RMS e SSR inferiores, indicando, assim, que as relações  $f$  versus  $\psi Re_g$  para fluidos HB predizem com precisão ligeiramente maior os dados experimentais.

$$f = \frac{(16,0 \pm 0,2)}{(\psi Re_g)^{1,01 \pm 0,01}} \quad R^2 = 0,991, \text{ RMS} = 9,2 \% \text{ e SSR} = 2,0 \quad (5.76)$$

$$f = \frac{(15,2 \pm 0,2)}{(Re_g)^{0,99 \pm 0,01}} \quad R^2 = 0,984, \text{ RMS} = 13,1 \% \text{ e SSR} = 3,6 \quad (5.77)$$

Portanto, está evidente que as correlações teóricas propostas originalmente por HANKS (1978) são excelentes para a predição dos fatores de atrito de fluidos HB escoando em regime laminar por dutos circulares, embora o método iterativo necessário para a solução do parâmetro  $\zeta_0$  através da Eq. (5.24) requeira um certo trabalho computacional. Porém, a determinação deste parâmetro constitui o ponto principal na resolução do problema. De acordo com GARCIA e STEFFE (1987), a análise de HANKS (1978) parece ser a mais compreensiva e adequada para fluidos HB, embora a confirmação experimental da mesma seja rara na literatura. Sendo assim, neste aspecto, o presente trabalho colabora para a sustentação das análises teóricas de HANKS (1978). MALIN (1998) também observou concordância satisfatória entre os fatores de atrito analíticos (HANKS, 1978) e seus resultados numéricos para fluidos HB escoando por dutos cilíndricos em regime laminar, no entanto, dados experimentais não foram apresentados por este autor. PEIXINHO et al. (2005) obtiveram bons resultados ao comparar seus dados experimentais de fator de atrito com as predições teóricas realizadas através das Eqs. (5.26), (5.34), (5.35) e (5.36). No presente trabalho, ao utilizar as Eqs. (5.34), (5.35) e (5.36) para estimativa do fator de atrito teórico em função de  $Re'$ , dado pela Eq. (5.26), obtém-se resultados praticamente idênticos em comparação com as estimativas do fator de atrito em termos de  $\psi Re_g$ , com uma diferença máxima entre os valores de  $f_{teo}$  de apenas 0,02 %.

Assim, conclui-se que a excelente concordância entre  $f_{exp}$  e  $f_{teo}$  (HANKS, 1978) indicam não somente a confiança na metodologia de HANKS (1978), mas também que o modelo reológico HB foi realmente o melhor para descrever o comportamento do suco de maracujá nas faixas testadas, como já demonstrado no capítulo anterior. No entanto, embora esteja claro que o suco de maracujá apresenta uma tensão residual de escoamento, principalmente para as amostras mais concentradas, em alguns casos, como no projeto de equipamentos, o modelo PL, cujas informações disponíveis na literatura são mais abundantes, pode ser preferido ao invés do modelo HB. De acordo com

GOVIER e AZIZ (1972), dependendo da maneira como os dados são extrapolados para o gradiente de velocidade nulo, um sistema com tensão residual pode também ser descrito como um pseudoplástico simples, sem a tensão residual. Conforme ressaltam estes autores, os dados de DODGE e METZNER (1959) mostram que soluções pouco concentradas de Carbopol (0,2 a 0,5 %) não apresentam tensão residual, enquanto que para soluções com concentrações entre 0,5 e 5,0 %, a tensão residual é claramente observada.

### 5.3.3 Fatores de atrito para o suco de graviola escoando em dutos anulares

As medidas de perda de carga durante o escoamento laminar, permanente e não-isotérmico do suco de graviola em regiões anulares permitiram a avaliação do fator de atrito experimental de acordo com a Eq. (5.48). As faixas obtidas nos experimentos foram:  $0,01 \leq f_{\text{exp}} \leq 157,61$ ,  $572 \leq \Delta P \leq 149073$  (Pa) e  $1017,7 \leq \rho \leq 1131,9$  ( $\text{kg m}^{-3}$ ), para as relações de diâmetro de 0,23 e 0,36, velocidades médias de 0,05 a 2,5  $\text{m s}^{-1}$  e  $L = 1,2$  m. Os fatores de atrito experimentais ( $f_{\text{exp}}$ ) foram, então, comparados com os fatores de atrito teóricos ( $f_{\text{teo}}$ ) estimados através dos seguintes métodos:

(i) o conceito do raio hidráulico médio (BIRD et al., 2002), utilizando as Eqs. (5.11) e (5.12) com  $D_h = D_o - D_i$ . Neste caso, utilizam-se as expressões válidas para fluidos PL escoando em dutos cilíndricos.

(ii) as expressões propostas por FREDRICKSON e BIRD (1958b), onde  $f_{\text{teo}}$  é calculado pela Eq. (5.49), com o número de Reynolds ( $Re_{n,\kappa}$ ) computado pela Eq. (5.50) e as funções  $\lambda(n,\kappa)$  e  $\Omega_p(n,\kappa)$  obtidas numericamente através da solução das Eqs. (5.40) e (5.42), respectivamente. Neste caso, os parâmetros  $\lambda(n,\kappa)$  e  $\Omega_p(n,\kappa)$  apresentaram variações de 0,5320 a 0,6401 e de 0,0111 a 0,0451, respectivamente.

(iii) a generalização do fator de atrito de Fanning em função do número de Reynolds proposta por KOZICKI et al. (1966), onde  $f_{\text{teo}}$  é estimado pela Eq. (5.51) e o número de Reynolds ( $Re_g'$ ) pelas Eqs. (5.52), (5.53) e (5.54), com os parâmetros  $\upsilon(\kappa)$  e  $a(\kappa)$  obtidos, respectivamente, pelas Eqs. (5.55) e (5.56). No cálculo dos fatores de atrito teóricos, os parâmetros geométricos  $\xi(\kappa)$ ,  $a(\kappa)$  e  $\upsilon(\kappa)$  apresentaram os seguintes valores : 11,6267, 0,4747 e 2,0614 (para  $\kappa = 0,23$ ) e 11,8096, 0,4869 e 2,0315 (para  $\kappa = 0,36$ ), enquanto o parâmetro  $\phi(n,\kappa)$  variou de 1,4664 a 1,7927.

(iv) as derivações de TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995), onde  $f_{\text{teo}}$  é estimado pela Eq. (5.51) e o número de Reynolds ( $Re_g'$ ) é calculado pelas Eqs. (5.52), (5.53) e (5.54), com o parâmetro  $\upsilon(\kappa)$  estimado pela Eq. (5.57). Neste caso, o parâmetro geométrico  $\upsilon(\kappa)$  foi de 2,0642 (para  $\kappa = 0,23$ ) e 2,0323 (para  $\kappa = 0,36$ ), enquanto o parâmetro  $\phi(n,\kappa)$  variou de 1,4660 a

1,7925. Na Figura 5.6, os fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.48), juntamente com os fatores de atrito teóricos estimados pela Eq. (5.49) são apresentados em função de  $Re_{n,\kappa}$ . As outras correlações testadas para o fator de atrito em função do número de Reynolds proporcionaram gráficos similares, os quais foram, portanto, omitidos.

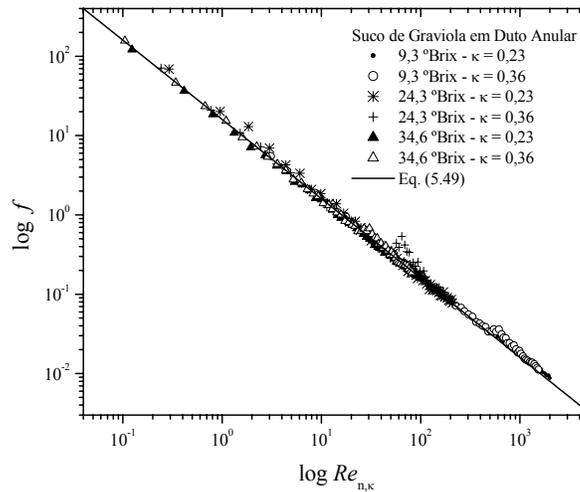


Figura 5.6. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.48) e fatores de atrito teóricos estimados pela Eq. (5.49), para escoamento laminar, permanente e não-isotérmico de suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,4 °Brix em dutos anulares concêntricos com relação de diâmetros ( $\kappa$ ) de 0,23 e 0,36.

Os valores medidos de perda de carga ( $\Delta P$ ), os valores experimentais de fator de atrito ( $f_{exp}$ ) obtidos pela Eq. (5.48), os fatores de atrito teóricos ( $f_{teo}$ ) estimados pelas Eqs. (5.11), (5.49) e (5.51) e os números de Reynolds obtidos pelas Eqs. (5.12), (5.50) e (5.52) para o escoamento laminar e plenamente desenvolvido do suco de graviola em regiões anulares, com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $\kappa = 0,36$  e índices de comportamento experimentais médios  $\bar{n}=0,411$  (9,3 °Brix),  $\bar{n}=0,321$  (24,3 °Brix) e  $\bar{n}=0,294$  (34,6 °Brix) são apresentados a seguir na Tabela 5.6 para algumas das velocidades médias testadas experimentalmente. Ou seja, são apresentados na Tabela 5.6 os resultados para  $f_{exp}$ ,  $f_{teo}$  e números de Reynolds calculados conforme as metodologias descritas anteriormente: (i) conceito do raio hidráulico médio (BIRD et al., 2002), (ii) modelos de FREDRICKSON e BIRD (1958b) e (iii) proposições de KOZICKI et al. (1966). Os resultados referentes ao método (iv) de TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995) foram omitidos, pois os mesmos foram praticamente idênticos aos de KOZICKI et al. (1966). Na Tabela 5.6 observa-se que, ao manter a velocidade fixa, ocorre um aumento do fator de atrito e uma

diminuição do número de Reynolds com a elevação da relação de diâmetros dos ânnulos, como era esperado, visto que as maiores perdas de carga ocorrem nas menores áreas de escoamento. Por outro lado, ao manter a relação de diâmetros fixa, observa-se que o aumento da velocidade provoca uma elevação dos números de Reynolds, que resultam em perdas de carga mais elevadas, porém os fatores de atrito são reduzidos. Finalmente, observa-se que ao fixar a velocidade média e a relação de diâmetros do ânulo, os fluidos mais pseudoplásticos ( $\bar{n}=0,294$ ) resultam em números de Reynolds menores, sendo neste caso os fatores de atrito e as quedas de pressão mais elevados.

Tabela 5.6. Queda de pressão ( $\Delta P$ ), fatores de atrito experimentais e teóricos ( $f_{exp}$  e  $f_{teo}$ ) e números de Reynolds ( $Re_{g-R_h}$ ,  $Re'_g$  e  $Re_{n,\kappa}$ ) estimados conforme metodologias (i), (ii) e (iii), para o escoamento laminar, não-isotérmico e permanente do suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix em dutos anulares concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular.

$\kappa$	$\bar{v}_z$ (m s <sup>-1</sup> )	$\Delta P$ (Pa)	$f_{exp}$ Eq. (5.48)	(i)		(ii)		(iii)	
				$f_{teo}$ Eq. (5.11)	$Re_{g-R_h}$ Eq. (5.12)	$f_{teo}$ Eq. (5.49)	$Re_{n,\kappa}$ Eq. (5.50)	$f_{teo}$ Eq. (5.51)	$Re'_g$ Eq. (5.52)
9,3 °Brix, $\bar{n}=0,411$									
0,23	0,5	1501	0,111	0,086	186,8	0,102	157,1	0,103	225,5
	1,5	2330	0,019	0,015	1064,9	0,018	895,6	0,018	1285,5
	2,5	3003	0,009	0,007	2375,2	0,008	1997,9	0,008	2867,7
0,36	0,5	3460	0,136	0,112	142,9	0,135	118,5	0,136	173,9
	1,5	6498	0,028	0,019	825,8	0,023	685,0	0,024	1004,8
	2,5	7109	0,011	0,009	1855,3	0,010	1539	0,010	2257,4
24,3 °Brix, $\bar{n}=0,321$									
0,23	0,5	20067	1,386	0,981	16,3	1,128	14,2	1,143	20,3
	1,5	22654	0,174	0,155	103	0,179	89,6	0,181	128,5
	2,5	28037	0,077	0,067	240	0,077	208,8	0,078	299,5
0,36	0,5	33801	1,250	1,212	13,2	1,410	11,3	1,420	16,6
	1,5	83873	0,345	0,189	84,5	0,220	72,6	0,222	106,4
	2,5	61028	0,090	0,081	198,6	0,094	170,6	0,094	250,2
34,6 °Brix, $\bar{n}=0,294$									
0,23	0,5	36499	2,419	2,195	7,3	2,496	6,4	2,530	9,2
	1,5	50254	0,370	0,337	47,5	0,383	41,7	0,388	59,9
	2,5	60778	0,161	0,143	112	0,162	98,5	0,165	141,3
0,36	0,5	78804	2,797	2,663	6,0	3,066	5,2	3,087	7,7
	1,5	129449	0,511	0,404	39,6	0,465	34,4	0,469	50,4
	2,5	133111	0,189	0,169	94,4	0,195	82,0	0,197	120,2

Observa-se também na Tabela 5.6 que todos os fatores de atrito teóricos estão em concordância satisfatória com os resultados experimentais e que todas as metodologias testadas proporcionaram resultados similares entre si, embora as expressões de KOZICKI et al. (1966), TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995) predigam valores maiores para o

número de Reynolds em relação à solução exata de FREDRICKSON e BIRD (1958b), a qual apresenta o grande inconveniente de requerer técnicas de integração numérica para avaliação do parâmetro  $\Omega_p(n,\kappa)$ , que é uma função do índice de comportamento adimensional do fluido e da relação de diâmetros do espaço anular. De qualquer forma, os resultados experimentais observados são consistentes com outros trabalhos previamente publicados para fluidos PL escoando através de geometrias anulares (ESCUDIER et al., 1995; FANG et al., 1999), além disso, os valores de  $fRe_{n,\kappa}$  seguem a mesma tendência observada para os fluidos Newtonianos escoando em ânuos, no entanto, devido ao comportamento pseudoplástico dos fluidos PL, geralmente seus fatores de atrito são inferiores aos dos fluidos Newtonianos (MEURIC et al., 1998; FANG et al., 1999; ESCUDIER et al., 2002a). Alguns estudos recentes incluem os efeitos da excentricidade do ânulo nas relações entre fator de atrito e número de Reynolds (FANG et al., 1999) e são incluídos também o efeito combinado da excentricidade do ânulo e da rotação do cilindro interno (ESCUDIER et al., 2002a). ESCUDIER et al. (2000) demonstraram que os fluidos Newtonianos exibem um comportamento completamente inesperado para altas taxas de rotação do cilindro e elevadas excentricidades do espaço anular, pois nesses casos o fator de atrito aumenta ao invés de diminuir.

É possível observar na Tabela 5.6 que o valor máximo estimado para o número de Reynolds foi de aproximadamente 2868. De acordo com HANKS e BONNER (1971), a transição de laminar a turbulento para um fluido Newtoniano escoando em um ânulo concêntrico com relação de raios entre 0,22 e 0,67 ocorre para valores de Reynolds acima de 2000. Na realidade, o próprio diagrama de  $f$  versus Reynolds pode ser utilizado como um indicativo do ponto onde ocorre a transição. ESCUDIER et al. (1995) demonstraram que existe uma região clara de transição no diagrama  $f$  versus  $Re$  de fluidos Newtonianos escoando em ânuos concêntricos, indicada por um aumento no valor de  $f$  e nas intensidades de turbulência axial. O desvio dos dados experimentais destes autores em relação à linha teórica laminar no diagrama de  $fRe$  sugere que o início da transição para fluidos Newtonianos em ânuos ocorre para Reynolds em torno de 2500. Para o caso de fluidos PL, ESCUDIER et al. (1995) mostraram que a transição do regime laminar para o turbulento ocorre para números de Reynolds de aproximadamente 4000, sendo que os seus diagramas de  $f$  versus  $Re$  foram obtidos com Reynolds baseado na viscosidade efetiva. Assim, apesar da dificuldade de comparação dos resultados experimentais obtidos no presente trabalho com outros estudos, devido às diferentes definições de Reynolds, pode-se afirmar através da análise da Figura 5.6 e com base nestas investigações (HANKS e BONNER, 1971; ESCUDIER et al., 1995) que em todos os ensaios experimentais de perda de carga do suco de graviola em ânuos o regime de escoamento permaneceu na região laminar.

Na avaliação dos números de Reynolds, os valores do índice de consistência,  $K$ , calculados

na temperatura média variaram de 1,49 a 73,78 Pa s<sup>n</sup> e os valores de  $n$ , também na temperatura média, foram de 0,294 a 0,412, os quais foram obtidos, respectivamente, pelas Eqs. (4.10) e (4.15). Na Tabela 5.7 são apresentadas as temperaturas de mistura na entrada ( $T_{b1}$ ) e na saída ( $T_{b2}$ ) das seções de teste, bem como as temperaturas médias entre entrada e saída ( $\bar{T}$ ) e os valores dos índices de consistência calculados nas temperaturas de entrada ( $K - T_{b1}$ ), de saída ( $K - T_{b2}$ ) e na temperatura média ( $K - \bar{T}$ ).

Tabela 5.7. Temperaturas de mistura na entrada ( $T_{b1}$ ) e na saída ( $T_{b2}$ ) da seção de teste, temperatura média ( $\bar{T}$ ), densidade ( $\rho$ ) na temperatura média e índices de consistência,  $K - \bar{T}$ ,  $K - T_{b1}$  e  $K - T_{b2}$ , calculados respectivamente, nas temperaturas média e de mistura para o suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix escoando em regime laminar e não-isotérmico através de ânnulos concêntricos, com relações de diâmetro do ânnulo ( $\kappa$ ) de 0,23 e 0,36.

$\kappa$	$\bar{v}_z$ (m s <sup>-1</sup> )	$T_{b1}$ (°C)	$T_{b2}$ (°C)	$\bar{T}$ (°C)	$\rho$ (kg m <sup>-3</sup> )	$K - T_{b1}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$K - T_{b2}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$K - \bar{T}$ (Pa s <sup>n</sup> )
9,3 °Brix, $\bar{n} = 0,411$								
0,23	0,50	20,1	28,4	24,3	1018,0	1,624	1,425	1,519
	1,50	20,2	27,7	23,9	1018,1	1,622	1,440	1,528
	2,50	19,4	26,8	23,1	1018,3	1,643	1,461	1,548
0,36	0,50	19,7	27,1	23,4	1018,2	1,635	1,454	1,541
	1,50	20,4	27,9	24,1	1018,0	1,616	1,436	1,524
	2,50	20,2	27,7	23,9	1018,1	1,622	1,440	1,528
24,3 °Brix, $\bar{n} = 0,321$								
0,23	0,50	21,1	31,8	26,5	1085,5	29,970	25,293	27,469
	1,50	21,1	31,7	26,4	1085,6	29,970	25,332	27,513
	2,50	20,4	30,5	25,5	1085,8	30,318	25,803	27,909
0,36	0,50	20,6	30,9	25,7	1085,7	30,218	25,645	27,820
	1,50	21,3	31,9	26,6	1085,5	29,872	25,254	27,426
	2,50	21,1	31,7	26,4	1085,6	29,970	25,332	27,513
34,6 °Brix, $\bar{n} = 0,294$								
0,23	0,50	22,5	36,6	29,6	1131,6	72,111	79,968	65,424
	1,50	22,5	36,6	29,6	1131,6	72,111	79,968	65,424
	2,50	21,7	35,3	28,5	1131,8	73,252	80,931	66,595
0,36	0,50	21,9	35,7	28,8	1131,7	72,938	80,689	66,231
	1,50	22,7	36,9	29,8	1131,5	71,906	79,730	65,158
	2,50	22,5	36,6	29,6	1131,6	72,111	79,968	65,424

Observe na Tabela 5.7 que a variação de temperatura entre a entrada e saída da seção de teste foi de aproximadamente 10,0 °C para todos os ensaios, o que não afetou os índices de comportamento, mesmo porque, conforme já discutido anteriormente no Capítulo 4, os valores de  $n$  do suco de graviola não são significativamente influenciados pela mudança de temperatura. A máxima variação de  $n$  entre a entrada e a saída das seções de teste foi de 2,1 % para o suco de

graviola a 34,6 °Brix, enquanto que para as concentrações de 9,3 e 24,3 °Brix,  $n$  variou em média 1,2 % e 1,6 %, respectivamente. Vale ressaltar, inclusive, que os valores de  $n$  obtidos pela Eq. (4.15) utilizando a temperatura média entre a entrada e a saída da seção de teste são similares aos valores médios experimentais de  $n$  apresentados na Tabela 4.3. Assim, a alteração do índice de consistência devido ao aquecimento é o fator mais importante na mudança da distribuição radial do perfil de velocidade. Foi possível observar diferenças médias de 11,5 % (9,3 °Brix), 15,4 % (24,3 °Brix) e 18,1 % (34,6 °Brix) entre os índices de consistência na entrada e na saída da seção de teste, considerando os 100 ensaios realizados para uma dada concentração. Os valores de RMS e erros relativos apresentados a seguir na Tabela 5.8 para a metodologia (ii), que é desenvolvida a partir da equação de momento sob condições de escoamento isotérmico, indicam que os dados de  $f_{exp}$  e  $f_{teo}$  apresentam moderada semelhança entre si ( $RMS \leq 10,3$  %). Portanto, pode-se dizer que, a variação de  $K$  entre a entrada e a saída da seção de teste provavelmente alterou o perfil de velocidade isotérmico devido ao aquecimento das amostras, no entanto, este fato parece não prejudicar significativamente a estimativa da perda de carga através do fator de atrito isotérmico.

Na Tabela 5.8 são apresentados também os valores de RMS e os desvios entre  $f_{exp}$  e  $f_{teo}$  obtidos para todas as metodologias testadas na estimativa do fator de atrito teórico, onde foram considerados todos os valores experimentais obtidos para as três concentrações testadas, ou seja,  $ne = 300$ . A concordância entre os dados experimentais e teóricos é claramente satisfatória para as metodologias (ii), (iii) e (iv) ( $RMS \cong 10,4$  %). Vale ressaltar que todas as metodologias testadas foram desenvolvidas mediante hipótese de escoamento isotérmico, o que pode representar uma fonte de erro, visto que os ensaios foram realizados durante aquecimento dos sucos.

Tabela 5.8. Valores de RMS e erros absolutos relativos máximos, mínimos e médios entre  $f_{exp}$ , obtidos pela Eq. (5.48) e  $f_{teo}$ , estimados pelas Eqs. (5.11), (5.49) e (5.51) para suco de graviola a 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix escoando em regime laminar, permanente e não-isotérmico por ânnulos concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular.

Metodologias Testadas para $f$	Max $\Delta$ Er (%)	Min $\Delta$ Er (%)	Mean $\Delta$ Er (%)	RMS (%)
(i) Eqs. (5.11) e (5.12) – Conceito $R_h$	60,3	0,1	17,5	19,8
(ii) Eqs. (5.49), (5.42) e (5.40) – Fredrickson e Bird	53,5	0,1	7,3	10,3
(iii) Eqs. (5.51) a (5.56) – Kozicki	53,5	0,1	7,3	10,3
(iv) Eqs. (5.51) a (5.54) e (5.57) – Tuoc e Mcgiven ou Delplace e Leuliet	53,8	0,1	7,4	10,5

Os valores de  $f_{exp}$  foram submetidos à regressão não-linear, resultando nos seguintes modelos, dados pelas Eqs. (5.78), (5.79) e (5.80). Os modelos ajustados apresentaram valores de  $R^2$ , RMS e

SSR praticamente idênticos, confirmando, portanto, os resultados apresentados na Tabela 5.8. Estes resultados podem ser vistos como um indicativo de confiança no aparato experimental utilizado para as medidas de perda de carga nos anulos concêntricos.

$$f = \frac{(19,6 \pm 0,2)}{(Re_{g-R_h})^{(0,97 \pm 0,01)}} \quad R^2 = 0,993, \text{ RMS} = 18,9 \%, \text{ SSR} = 366 \quad (5.78)$$

$$f = \frac{(17,1 \pm 0,2)}{(Re_{n,\kappa})^{(0,97 \pm 0,01)}} \quad R^2 = 0,994, \text{ RMS} = 18,5 \%, \text{ SSR} = 326 \quad (5.79)$$

$$f = \frac{(2,2 \pm 0,1)\xi}{(Re_g)^{(0,97 \pm 0,01)}} \quad R^2 = 0,994, \text{ RMS} = 18,2 \%, \text{ SSR} = 329 \quad (5.80)$$

Observações finais dos valores de RMS, dos resultados estatísticos obtidos a partir dos ajustes das Eqs. (5.78), (5.79) e (5.80) e dos desvios entre  $f_{\text{exp}}$  e  $f_{\text{teo}}$  revelam que as expressões propostas por FREDRICKSON e BIRD (1958b), KOZICKI et al. (1966), TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995) geram melhores resultados ( $\text{RMS} \cong 10,4 \%$ ) em relação àqueles obtidos utilizando o conceito do diâmetro equivalente ( $\text{RMS}=19,8 \%$ ). Além disso, a combinação das Eqs. (5.48), (5.49) e (5.50) para  $n = 1$  resulta na solução exata para o caso de escoamento laminar de fluido Newtoniano em duto anular, enquanto o conceito de diâmetro equivalente não. As equações de KOZICKI et al. (1966), TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995) exibiram resultados praticamente idênticos e mostraram-se ser excelentes métodos aproximados para estimação do fator de atrito de fluidos PL em regiões anulares concêntricas, principalmente devido ao fato de que a relação  $f_{\text{teo}} Re_g'$  pode ser estimada explicitamente, eliminando cálculos extensos e laboriosos. A maior vantagem das definições de TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995) está em envolver a estimação de uma única constante geométrica,  $\xi(\kappa)$ , para definição do número de Reynolds, enquanto que as expressões de KOZICKI et al. (1966) requerem a determinação de dois parâmetros geométricos,  $\alpha(\kappa)$  e  $\xi(\kappa)$ . Assim, pode-se dizer que as metodologias de TUOC e MCGIVEN (1994) e DELPLACE e LEULIET (1995) proporcionam respostas ligeiramente mais rápidas em relação ao procedimento clássico e já bem aceito de KOZICKI et al. (1966).

Em relação à Eq. (5.44), definida por ENGEZ (1995, citado por ILICALI e ENGEZ, 1996), se a mesma for utilizada para o cálculo da função  $\Omega_p(n,\kappa)$ , os fatores de atrito serão aproximadamente os mesmos daqueles encontrados quando estima-se  $\Omega_p$  pela Eq. (5.42), proposta originalmente por FREDRICKSON e BIRD (1958a), com diferenças máximas entre os valores de  $f_{\text{teo}}$  de apenas 1,0 %. Assim, conclui-se que as expressões definidas por FREDRICKSON e BIRD

(1958a) podem ser utilizadas conjuntamente com a correlação ajustada por ENGEZ (1995), dada pela Eq. (5.44), proporcionando um método totalmente explícito e excelente para a estimação do fator de atrito de fluidos pseudoplásticos em ânnulos, embora seja importante notar que a Eq. (5.44) é válida apenas para  $\kappa \geq 0,2$ . Assim, o método consiste em determinar o fator de atrito pela Eq. (5.49), o número de Reynolds pela Eq. (5.50) e estimar as funções  $\Omega_p(n,\kappa)$  e  $\gamma(n,\kappa)$  pelas Eqs. (5.43) e (5.44), respectivamente.

### 5.3.4 Fatores de atrito para o suco de maracujá escoando em dutos anulares

Os ensaios experimentais de escoamento isotérmico do suco de maracujá a 39,9 °Brix e 59,2 °C escoando em regime permanente e plenamente desenvolvido nos ânnulos permitiram o cálculo do fator de atrito experimental, de acordo com a Eq. (5.48), que resultou em valores de  $f_{exp}$  variando de 0,03 a 3,88. Neste caso, as velocidades médias testadas foram de 0,10 a 1,92 m s<sup>-1</sup>, resultando em quedas de pressão de 1614 a 20060 Pa, para  $L = 1,2$  m e  $\kappa = 0,23$  e 0,36. Os fatores de atrito experimentais foram, então, comparados com os fatores de atrito teóricos ( $f_{teo}$ ), estimados pela Eq. (5.74), com o número de Reynolds ( $Re_{T_0, n, \kappa}$ ) calculado pela Eq. (5.75) e as funções  $\lambda(T_0, n, \kappa)$  e  $\Omega_{hb}(T_0, n, \kappa)$  estimadas numericamente pela solução das Eqs. (5.61) e (5.71), respectivamente. Para o cálculo do número de Reynolds, os seguintes parâmetros foram utilizados:  $\tau_0 = 4,074$  Pa,  $K_{hb} = 1,732$  Pa s<sup>n</sup> e  $n_{hb} = 0,556$ , os quais foram obtidos diretamente na Tabela 4.6, enquanto o valor calculado de densidade a partir da Eq. (3.44) foi de 1149,0 kg m<sup>-3</sup>. Os cálculos do fator de atrito teórico resultaram nas seguintes variações para os parâmetros  $T_0$ ,  $\lambda$ ,  $\Omega_{hb}$  e  $Re_{T_0, n, \kappa}$ :  $0,0256 \leq T_0 \leq 0,2054$ ,  $0,5358 \leq \lambda \leq 0,6397$ ,  $0,0201 \leq \Omega_{hb} \leq 0,0538$  e  $3,9 \leq Re_{T_0, n, \kappa} \leq 509,7$ . Os valores de  $\lambda(T_0, n, \kappa)$  foram praticamente idênticos aos apresentados por HANKS (1979), HANKS e LARSEN (1979) e VIANA et al. (2001), o que indica a credibilidade dos resultados numéricos obtidos. Os resultados de  $f_{exp}$  e  $f_{teo}$  em função de  $Re_{T_0, n, \kappa}$  são apresentados a seguir na Figura 5.7(a).

Em um segundo momento, ao considerar o suco de maracujá representado pelo modelo PL, a metodologia proposta por DELPLACE e LEULIET (1995) foi utilizada para estimar o fator de atrito analítico e o número de Reynolds correspondente. Esta metodologia foi escolhida, pois na seção anterior (Seção 5.3.3) concluiu-se que esta era uma das maneiras mais simples e diretas para estimar a relação entre o fator de atrito e o número de Reynolds ( $Re_g'$ ) de fluidos PL escoando em regime laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido através de ânnulos concêntricos. Assim,  $f_{teo}$  foi calculado pela Eq. (5.51), com  $Re_g'$  estimado pela Eq. (5.52) e as funções  $\phi(n,\kappa)$ ,  $\xi(\kappa)$  e  $\upsilon(\kappa)$  foram avaliadas através das Eqs. (5.53), (5.54) e (5.57), respectivamente. Os seguintes parâmetros

foram utilizados para o cálculo do número de Reynolds ( $Re_g'$ ), que variou de 5,9 a 779,4:  $K_{pl} = 3,753 \text{ Pa s}^n$  e  $n_{pl} = 0,435$ , obtidos diretamente na Tabela 4.7. Os resultados de  $f_{exp}$  e  $f_{teo}$  em função de  $Re_g'$  (DELPLACE e LEULIET, 1995) são apresentados na Figura 5.7(b).

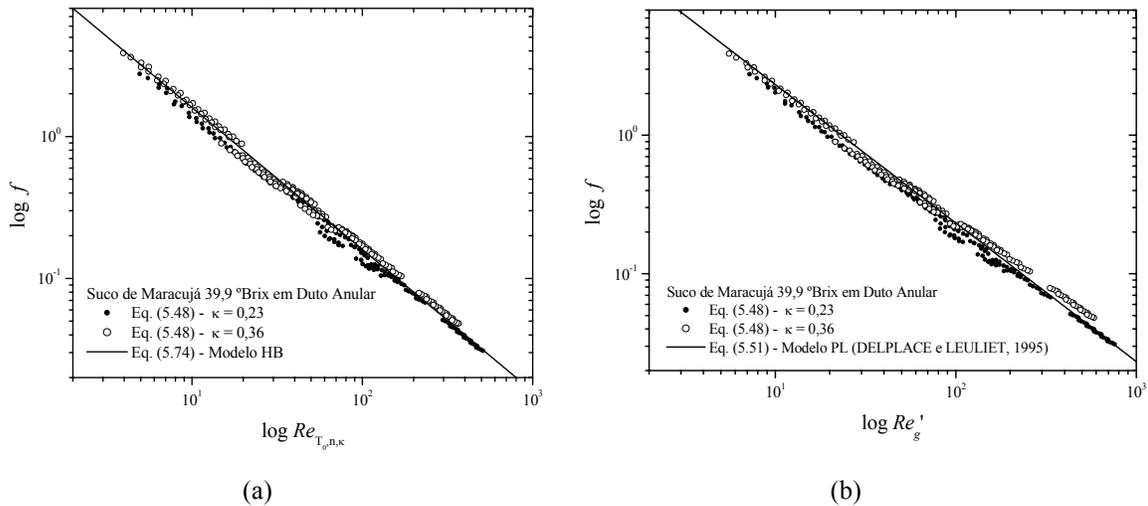


Figura 5.7. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.48) e fatores de atrito teóricos para escoamento isotérmico, laminar e plenamente desenvolvido de suco de maracujá a 39,9 °Brix e 59,2 °C em dutos anulares concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ : (a) Predição pela Eq. (5.74), considerando o suco de maracujá um fluido Herschel-Bulkley; (b) Predição pela Eq. (5.51), considerando o suco de maracujá como um fluido Lei da Potência (DELPLACE e LEULIET, 1995).

Com o intuito de analisar uma metodologia alternativa mais simples, o fator de atrito foi correlacionado através das análises propostas por HANKS (1978) para fluidos HB escoando em regime laminar através de tubos cilíndricos. Neste caso, o fator de atrito teórico é estimado pela Eq. (5.22), o número de Reynolds ( $Re_g$ ) pela Eq. (5.12) e as funções  $\psi_1$  e  $\psi$  pelas Eqs. (5.21) e (5.23), respectivamente, enquanto a função  $\zeta_0$  é estimada por iteração da Eq. (5.24), com o número de Hedstrom dado pela Eq. (5.25), substituindo o diâmetro interno do tubo  $D$  pelo diâmetro hidráulico  $D_h = D_o - D_i$ . Os resultados de  $f_{exp}$  e  $f_{teo}$  em termos de  $\psi Re_g$  são apresentados a seguir na Figura 5.8(a), sendo que a relação  $\psi Re_g$  variou de 4,8 a 629,1,  $He$  assumiu valores de 1,5825 ( $\kappa = 0,23$ ) e 3,6505 ( $\kappa = 0,36$ ) e as funções  $\zeta_0$  e  $\psi$  apresentaram as respectivas variações de: 0,0550 a 0,2828 e 0,6487 a 0,9307. De forma similar, ou seja, utilizando o conceito do raio hidráulico, porém considerando o suco de maracujá como um fluido PL, os fatores de atrito experimentais foram correlacionados pelas expressões válidas para este tipo de fluido escoando em dutos cilíndricos. Neste caso, portanto, os valores de  $f_{exp}$  são calculados pela Eq. (5.48), enquanto os fatores de atrito

teóricos são estimados pela Eq. (5.11) e o número de Reynolds dado pela Eq. (5.12), com  $D_h = D_o - D_i$ . Na Figura 5.8(b) são apresentados os valores de  $f_{exp}$  e  $f_{teo}$  em termos do número de Reynolds ( $Re_g$ ), o qual apresentou variações de 4,6 a 634,6.

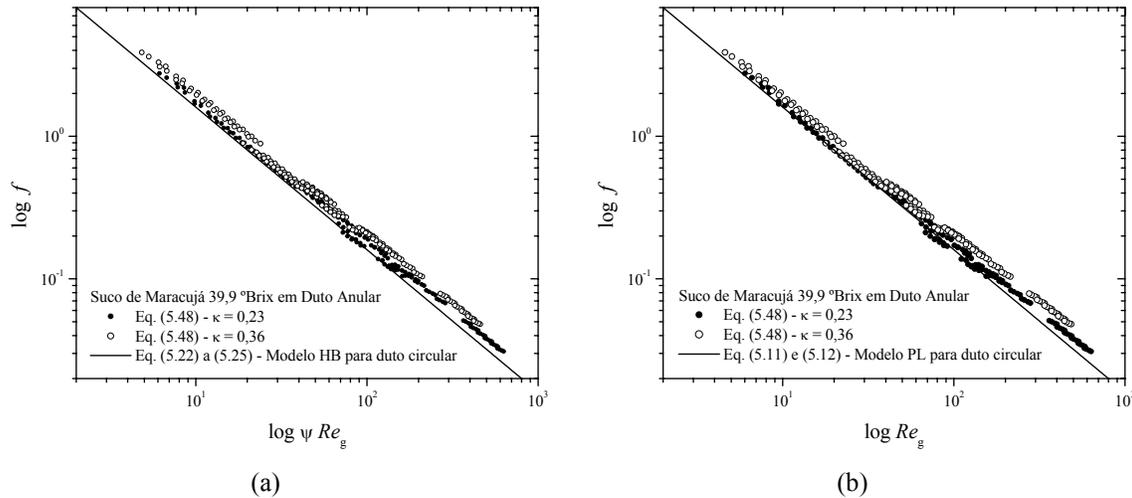


Figura 5.8. Fatores de atrito experimentais obtidos pela Eq. (5.48) e teóricos para o suco de maracujá a 39,9 °Brix e 59,2 °C em escoamento isotérmico, laminar e plenamente desenvolvido por dutos anulares concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ : (a) Predição pelas Eqs. (5.22) a (5.25), considerando o suco de maracujá como um fluido Herschel-Bulkley; (b) Predição pelas Eqs. (5.11) e (5.12), considerando o modelo da Lei da Potência como sendo representativo do comportamento reológico do suco de maracujá.

Na Tabela 5.9 são apresentados os valores de RMS (%), juntamente com os erros absolutos relativos máximo (Max $\Delta$ Er), mínimo (Min $\Delta$ Er) e médio (Mean $\Delta$ Er) entre os fatores de atrito experimentais, calculados pela Eq. (5.48) e os fatores de atrito teóricos estimados pelas seguintes expressões:

- (i) Eqs. (5.74) e (5.75): neste caso, considerou-se o suco de maracujá como um fluido HB e utilizou-se as expressões teóricas para o fator de atrito, obtidas a partir do desenvolvimento da equação de momento para fluidos HB escoando em regime laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido através de regiões anulares concêntricas;
- (ii) Eqs. (5.51) a (5.54) e (5.57): considerou-se o suco de maracujá como um fluido PL e utilizou-se a metodologia proposta por DELPLACE e LEULIET (1995) para fluidos PL escoando em regime laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido através de regiões anulares concêntricas;
- (iii) Eqs. (5.22) a (5.25) e (5.12): utilizou-se o conceito de raio hidráulico e considerou-se o suco de

maracujá como um fluido HB. Assim, as expressões teóricas desenvolvidas a partir da equação de momento para fluidos HB escoando em regime laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido através de regiões circulares são utilizadas, conforme proposta original de HANKS (1978);

(iv) Eqs. (5.11) e (5.12): neste caso, considerou-se o suco de maracujá como um fluido PL e utilizou-se o conceito de raio hidráulico. Assim, utilizam-se as expressões teóricas desenvolvidas a partir da equação de momento para fluidos PL escoando em regime laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido através de regiões circulares, que são idênticas às expressões propostas por METZNER e REED (1955), onde o fator de atrito é dado pela Eq. (5.34), o número de Reynolds pela Eq. (5.26) e os parâmetros reológicos são  $n' = n$  e  $K' = K[(3n + 1)/4n]$ .

Tabela 5.9. Valores de RMS (%) e erros relativos entre os fatores de atrito experimentais, calculados pela Eq. (5.48), e os fatores teóricos estimados pelas Eqs. (5.74), (5.51), (5.22) e (5.11), para escoamento laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido de suco de maracujá a 39,9 °Brix e 59,2 °C em ânnulos concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular ( $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ ).

Metodologias testadas para $f_{\text{teo}}$	Max $\Delta$ Er (%)	Min $\Delta$ Er (%)	Mean $\Delta$ Er (%)	RMS (%)
(i) Fluido HB (Ânnulo) – Eqs. (5.74) e (5.75)	34,2	0,3	8,6	10,7
(ii) Fluido PL (Ânnulo) – Eqs. (5.51) a (5.54) e (5.57)	38,4	0,1	13,3	15,8
(iii) Fluido HB (Conceito $R_h$ ) – Eqs. (5.22) a (5.25)	27,4	0,1	15,6	17,1
(iv) Fluido PL (Conceito $R_h$ ) – Eqs. (5.11) e (5.12)	31,3	0,1	13,0	15,4

Para estimativa dos valores de erro e RMS apresentados na Tabela 5.9 foram considerados todos os pontos observados, ou seja, 336 dados experimentais, os quais contabilizavam todas as variações de velocidade e relações de diâmetros dos ânnulos. Alguns dos resultados experimentais obtidos para a perda de carga e para os fatores de atrito experimental e teórico são apresentados a seguir na Tabela 5.10 para as metodologias (i) e (ii) e na Tabela 5.11 para as metodologias (iii) e (iv). Observa-se que, fixando a velocidade axial média, os fatores de atrito para a maior relação de raios ( $\kappa = 0,36$ ) são sempre superiores aos valores observados para a relação  $\kappa = 0,23$ . De acordo com a solução proposta nas Seções 5.2.6 e 5.2.7 deste Capítulo, os valores preditos de  $f$  são na média 33,0 % superiores para  $\kappa = 0,36$  e, neste caso, os valores experimentais de  $f$  foram em média 42,7 % superiores em comparação aos valores observados para  $\kappa = 0,23$ . Por outro lado, os valores de Reynolds para o conjunto de dados de  $\kappa = 0,36$  foram na média 24,7 % inferiores aos valores encontrados para os dados a  $\kappa = 0,23$ .

Tabela 5.10. Queda de pressão ( $\Delta P$ ), fatores de atrito experimentais e teóricos ( $f_{exp}$  e  $f_{teo}$ ) e números de Reynolds ( $Re_{T_0, n, \kappa}$  e  $Re'_g$ ) para o escoamento laminar, plenamente desenvolvido e isotérmico do suco de maracujá a 39,9 °Brix em dutos anulares concêntricos, considerando o modelo reológico Herschel-Bulkley e a solução da equação de momento e considerando o modelo Lei da Potência (DELPLACE e LEULIET, 1995).

$\bar{v}_z$ (m s <sup>-1</sup> )	$\Delta P$ (Pa)	$f_{exp}$ Eq. (5.48)	(i) Modelo HB (Ânulo)			(ii) Modelo PL (Ânulo)	
			$f_{teo}$ Eq. (5.74)	$Re_{T_0, n, \kappa}$ Eq. (5.75)	$f_{teo}$ Eq. (5.51)	$Re'_g$ Eq. (5.52)	
$\kappa = 0,23$							
0,3	2344	0,611	0,718	22,3	0,745	31,2	
0,5	3386	0,221	0,241	66,5	0,250	92,9	
1,0	5119	0,077	0,078	204,0	0,080	291,7	
1,5	6080	0,044	0,045	352,3	0,045	516,3	
1,8	6537	0,033	0,034	466,1	0,033	693,7	
$\kappa = 0,36$							
0,3	7102	0,997	0,918	17,4	0,977	24,2	
0,5	8651	0,306	0,329	48,6	0,332	71,1	
1,0	14548	0,118	0,108	148,6	0,105	224,6	
1,5	17431	0,068	0,063	255,0	0,059	397,4	
1,8	18851	0,051	0,048	336,5	0,044	534,0	

Tabela 5.11. Queda de pressão, fatores de atrito experimentais e teóricos e números de Reynolds ( $\psi Re_g$  e  $Re_g$ ) para o escoamento laminar, plenamente desenvolvido e isotérmico do suco de maracujá a 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos, considerando os modelos reológicos HB e PL e utilizando o conceito do raio hidráulico.

$\bar{v}_z$ (m s <sup>-1</sup> )	$\Delta P$ (Pa)	$f_{exp}$ Eq. (5.48)	(iii) Modelo HB (Conceito $R_h$ )			(iv) Modelo PL (Conceito $R_h$ )	
			$f_{teo}$ Eq. (5.22)	$\psi Re_g$ Eq. (5.12) e (5.23)	$f_{teo}$ Eq. (5.11)	$Re_g$ Eq. (5.12)	
$\kappa = 0,23$							
0,3	2344	0,611	0,576	27,8	0,610	26,2	
0,5	3386	0,221	0,195	81,9	0,206	77,6	
1,0	5119	0,077	0,064	250,6	0,066	243,8	
1,5	6080	0,044	0,037	434,6	0,037	431,5	
1,8	6537	0,033	0,028	576,9	0,028	579,7	
$\kappa = 0,36$							
0,3	7102	0,997	0,755	21,2	0,798	20,0	
0,5	8651	0,306	0,263	60,9	0,271	58,9	
1,0	14548	0,118	0,087	184,6	0,086	186,3	
1,5	17431	0,068	0,050	318,1	0,049	329,7	
1,8	18851	0,051	0,038	421,0	0,036	442,9	

Assim, para velocidade axial e índice de comportamento fixos, quanto maior a relação de diâmetros do ânulo, menor é o espaço anular pelo qual esco o suco e, neste caso, a fricção por atrito aumenta, resultando em quedas de pressão mais elevadas e números de Reynolds mais

reduzidos. Por outro lado, ao considerar a relação de diâmetros fixa, bem como o índice de comportamento, observa-se um aumento da queda de pressão com o aumento da velocidade axial média, resultando em números de Reynolds mais elevados e menores fatores de atrito. Note que, ao fixar a velocidade média e o índice de comportamento do fluido e elevar a relação de diâmetros do ânulo, o parâmetro  $T_0$  diminui, indicando, portanto, uma redução da dimensão da zona empistonada. Assim, o perfil de velocidades torna-se menos achatado, devido ao aumento do gradiente de velocidade na parede do tubo. O mesmo efeito é observado se a relação de diâmetros do ânulo e o índice de comportamento forem fixados e a velocidade média for elevada.

Além disso, como já observado na Seção anterior, sabe-se que, em relação aos sucos mais diluídos, um suco mais concentrado e que possui menor índice de comportamento e maiores tensão residual e índice de consistência apresentará valores inferiores de Reynolds e valores superiores de  $f$  e  $\Delta P$ , ao manter a relação de diâmetros e a velocidade axial fixas. Este fato está associado a uma maior viscosidade aparente do fluido, que resulta em um maior gradiente de velocidade e maior tensão de cisalhamento na parede. No entanto, não foram realizados ensaios de perda de carga no ânulo para sucos com outras concentrações de sólidos solúveis. Testes preliminares indicaram que em termos de  $Re_{T_0, n, k}$ , a relação  $f$  versus  $Re_{T_0, n, k}$  para fluxo laminar independe do índice de comportamento, assim como para o suco de graviola em relação à  $f Re_{n, k}$ . Por este motivo apenas uma única amostra de suco de maracujá foi testada, sendo que o critério de seleção da mesma foi relacionado ao comportamento não-Newtoniano. A concentração escolhida para teste apresentava um dos menores índices de comportamento encontrados para o suco de maracujá nas faixas de 0,4 a 68,8 °C e 9,8 a 49,4 °Brix.

Finalmente, os valores de  $f_{exp}$  foram submetidos às análises de regressão não linear, resultando nas Eqs. (5.81), (5.82), (5.83) e (5.84), as quais ajudam na constatação de qual das metodologias testadas se enquadra melhor na estimativa do fator de atrito teórico para o suco de maracujá escoando em regime laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido através de geometrias anulares concêntricas.

$$f = \frac{(16,0 \pm 0,2)}{(Re_{T_0, n, k})^{(1,02 \pm 0,01)}} \quad R^2 = 0,990, \text{ RMS} = 10,2 \%, \text{ SSR} = 1,54 \quad (5.81)$$

$$f = \frac{(1,90 \pm 0,03)\xi}{(Re'_g)^{(1,01 \pm 0,01)}} \quad R^2 = 0,994, \text{ RMS} = 11,4 \%, \text{ SSR} = 0,90 \quad (5.82)$$

$$f = \frac{(19,3 \pm 0,3)}{(\psi Re_g)^{(1,01 \pm 0,01)}} \quad R^2 = 0,992, \text{ RMS} = 9,3 \%, \text{ SSR} = 1,18 \quad (5.83)$$

$$f = \frac{(18,6 \pm 0,2)}{(Re_g)^{(1,02 \pm 0,01)}} \quad R^2 = 0,993, \text{ RMS} = 10,5 \%, \text{ SSR} = 0,98 \quad (5.84)$$

A partir dos valores de RMS, dos erros relativos entre  $f_{\text{exp}}$  e  $f_{\text{teo}}$  (Tabela 5.9), das análises visuais (Figura 5.8) e das análises de regressão não-linear conclui-se que as derivações teóricas apresentadas nas Seções 5.2.6 e 5.2.7 constituem certamente a metodologia mais precisa para a estimativa do fator de atrito de fluidos HB em fluxo axial anular (RMS = 10,7 %), pois o conceito do raio hidráulico acarreta em maiores desvios e também em valores de RMS superiores, indicando grande discrepância entre os valores de  $f_{\text{exp}}$  e  $f_{\text{teo}}$  (RMS = 17,1 %). Infelizmente, a presença de  $T_0$  na Eq. (5.71) faz com que a resolução analítica da mesma seja impossível e, então, é necessário recorrer aos métodos de integração numérica para avaliar as funções  $\lambda(T_0, n, \kappa)$  e  $\Omega_{\text{hb}}(T_0, n, \kappa)$ , descritas pelas Eqs. (5.61) e (5.71), respectivamente. Assim, na Tabela A.1 do Anexo A são apresentados os valores de  $\Omega_{\text{hb}}(T_0, n, \kappa)$  computados pela Eq. (5.71) para uma série de valores selecionados de  $T_0$ ,  $n$  e  $\kappa$ , os quais podem ser úteis para uma estimativa mais rápida e ao mesmo tempo precisa do fator de atrito teórico de um fluido HB escoando em um anulo concêntrico. Ao utilizar os valores de  $\Omega_{\text{hb}}(T_0, n, \kappa)$  apresentados na Tabela A.1 para um dado conjunto de valores de  $T_0$ ,  $n$  e  $\kappa$ , a estimativa do fator de atrito teórico se reduz ao simples cálculo de  $Re_{T_0, n, \kappa}$  pela Eq. (5.75). Finalmente, observa-se que os fatores de atrito estimados pelas relações válidas para fluidos HB estão em melhor concordância com os dados experimentais em relação àqueles estimados por relações para fluidos PL, visto que os resultados estatísticos do ajuste do modelo HB aos dados de tensão de cisalhamento e taxa de deformação também foram melhores.

### 5.3.5 Perfil de velocidades no escoamento laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido de fluido PL em dutos anulares concêntricos

No presente trabalho, os resultados obtidos por FREDRICKSON e BIRD (1958a) foram reproduzidos utilizando técnicas de integração numérica. As distribuições de velocidade foram obtidas para vários índices de comportamento do fluido ( $0,2 \leq n \leq 2,0$ ) e relação de diâmetros do anulo ( $0,01 \leq \kappa \leq 0,99$ ). A velocidade local para qualquer posição radial foi obtida pelas Eqs. (5.45) e (5.46). A função  $\Omega_p(n, \kappa)$  foi estimada de acordo com a Eq. (5.42) e os valores de  $\lambda(n, \kappa)$  foram calculados pela Eq. (5.40). Os resultados numéricos são apresentados na Figura 5.9, onde a velocidade axial  $v_z$ , normalizada pela velocidade média  $\bar{v}_z$ , é plotada em função da distância radial adimensional  $r^* = r/R$ , de tal modo que  $r^* = \kappa$  corresponde à parede externa do cilindro interno formador do anulo, enquanto  $r^* = 1$  equivale à superfície interna do cilindro

externo formador do anulo. Assim, os perfis de velocidade que contemplam as faixas testadas durante os experimentos de perda de carga do suco de graviola no anulo são mostradas na Figura 5.9(a). Neste caso, os perfis são dados em função da posição radial para  $\kappa = 0,36$  e para os seguintes valores de índice de comportamento: 0,292, 0,310 e 0,421. Adicionalmente, para uma análise visual apenas, foram obtidos os perfis de velocidade para  $\kappa = 0,5$  e  $n = 0,2, 0,6, 0,8, 1,0$  e  $2,0$ , o quais são apresentados na Figura 5.9(b).

Como os perfis de velocidade apresentados na Figura 5.9 foram obtidos considerando fluxo isotérmico e os ensaios de perda de carga foram conduzidos durante aquecimento do suco de graviola, as distribuições apresentadas na Figura 5.9(a) são válidas somente na região de entrada da seção de teste. Conforme discutido por NOUAR et al. (2000), no caso de convecção forçada associada a uma variação do índice de consistência do fluido com a temperatura, a estrutura do fluxo é caracterizada por um deslocamento das partículas fluidas a partir da região central em direção à parede aquecida, sendo que a taxa de alteração do perfil de velocidade decresce ao longo da zona de aquecimento. Sabe-se também que a queda no índice de consistência do fluido melhora a troca térmica, resultando em números de Nusselt mais elevados, sendo este efeito mais pronunciado para valores de índice de comportamento reduzidos. Este comportamento é semelhante ao ocorrido para fluidos PL sendo aquecidos em tubos cilíndricos.

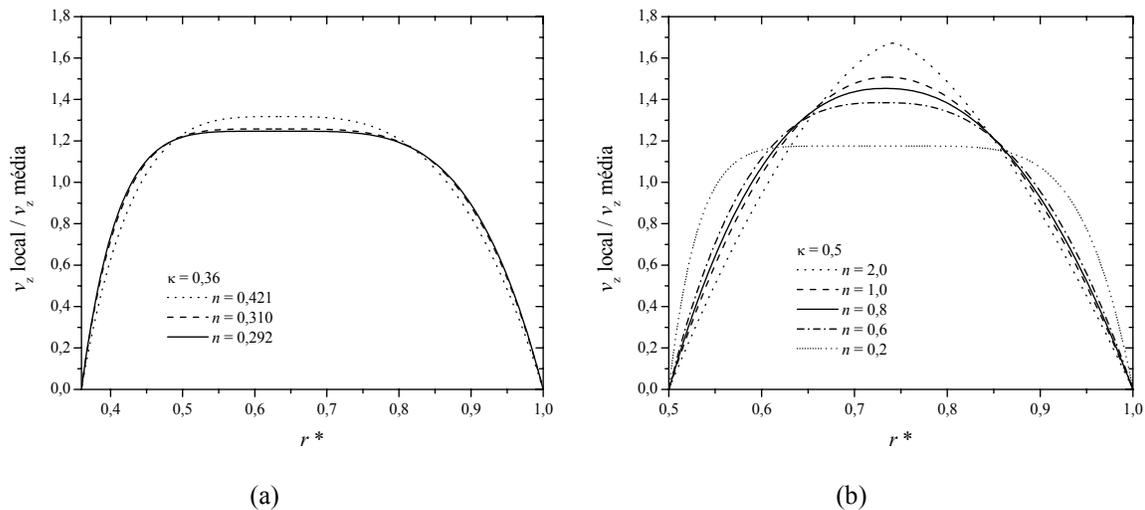


Figura 5.9. Perfis de velocidade isotérmicos para fluidos PL em função da posição radial no anulo: (a)  $\kappa = 0,36$  e  $\bar{n} = 0,292, 0,310, 0,421$  são as faixas experimentais obtidas durante as medições de queda de pressão do suco de graviola 9,3, 24,3 e 34,6 °Brix escoando em regime laminar por anulos concêntricos; (b)  $\kappa = 0,500$  e  $n = 0,2, 0,6, 0,8, 1,0$  e  $2,0$ .

TIU e BHATTACHARYYA (1974) observaram previamente a excelente concordância entre seus perfis de velocidade experimentais e aqueles obtidos numericamente a partir da solução de FREDRICKSON e BIRD (1958a). Além disso, os resultados aqui apresentados e os de TIU e BHATTACHARYYA (1974), FANG et al. (1999), NOUAR et al. (2000), BARLETTA (2000) e MANGLIK e FANG (2002) são indistinguíveis. Observa-se que, para todos os perfis apresentados na Figura 5.9, a posição de máxima velocidade, que é uma função do índice de comportamento do fluido e da relação de raios do anulo, é deslocada em relação à posição central no espaço anular, aproximando-se mais da parede externa do cilindro interno formador do anulo. Adicionalmente, observa-se que em relação a um fluido Newtoniano ( $n = 1$ ), cujo perfil de velocidades é parabólico, os fluidos pseudoplásticos ( $n < 1$ ) apresentam um perfil mais achatado, particularmente para valores de  $n$  próximos a zero. ESCUDIER et al. (1995) demonstraram experimentalmente, utilizando soluções de 0,2 % de CMC caracterizadas pelo modelo PL, que os perfis de velocidade laminar desviam do perfil predito teoricamente para fluidos Newtonianos, de forma consistente com o desvio progressivo do comportamento Newtoniano em direção ao pseudoplástico conforme a taxa de deformação aumenta. Além disso, conforme  $n$  tende a zero, o fluxo atinge uma distribuição uniforme próxima ao *plug flow*. Por outro lado, os fluidos dilatantes ( $n > 1$ ) exibem um perfil cônico com velocidades máximas superiores, sendo que a velocidade de pico na distribuição cônica aumenta com o valor de  $n$ . De acordo com MANGLIK e FANG (2002), estes comportamentos distintos para cada tipo de fluido são ainda mais pronunciados quando os dutos anulares são excêntricos. Os resultados apresentados por estes autores revelam que a excentricidade do anulo representa uma forte influência na distribuição de velocidades, sendo que até mesmo uma pequena excentricidade do núcleo provoca uma variação significativa na distribuição de fluxo.

### 5.3.6 Perfil de velocidades no escoamento laminar, isotérmico e plenamente desenvolvido de fluido HB em dutos anulares concêntricos

As distribuições de velocidade foram obtidas para uma variedade de índices de comportamento ( $0,2 \leq n \leq 2,0$ ), relação de raios do espaço anular ( $0,01 \leq \kappa \leq 0,99$ ) e valores de  $T_0$  ( $0,02 \leq T_0 \leq 0,5$ ). As velocidades locais para qualquer posição radial foram obtidas resolvendo as Eqs. (5.72) e (5.73). A função adimensional da vazão volumétrica  $\Omega_{hb}(T_0, n, \kappa)$  foi estimada pela Eq. (5.71) e os valores de  $\lambda(T_0, n, \kappa)$  foram calculados com a Eq. (5.61). A especificação de  $\kappa$ ,  $n$  e  $T_0$  define exclusivamente os valores  $\lambda$ ,  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$ , e conseqüentemente os de  $\Omega_{hb}$ ,  $v_z$  e  $\bar{v}_z$ . Os resultados numéricos são apresentados a seguir na Figura 5.10, incluindo as faixas testadas nos experimentos de perda de carga. Sendo assim, os perfis numéricos de velocidade são apresentados

em função da posição radial, para  $\kappa = 0,23$  ( $T_0 = 0,0475, 0,1053$  e  $0,2054$ ).

Sabe-se que para escoamento laminar de fluidos HB em tubos, o perfil de velocidade axial é caracterizado por uma região empistonada, conforme discutido exaustivamente, o famoso *plug flow*. NOUAR et al. (1994) mostraram que o raio desta região, correspondente ao local de máxima velocidade do fluido, depende do índice de comportamento do modelo da Lei da Potência e do número de Herschel-Bulkley, definido como  $Hb = (\tau_0/K)(D_h/2\bar{v}_z)^n$ . Com o aumento da vazão, as forças viscosas se elevam, reduzindo o raio da zona tampão. O perfil de velocidade axial fica, então, menos achatado e a razão entre a velocidade na zona tampão e a velocidade média aumenta. Assim, para um valor de  $n$  fixo, a elevação de  $Hb$  provoca um aumento da dimensão da zona empistonada, diminuindo a velocidade e tornando o perfil mais achatado. Para fluxo anular, um comportamento similar é observado. Com o aumento do parâmetro  $T_0$ , o perfil de velocidade axial torna-se mais achatado, aumentando, portanto, o raio da região empistonada. O parâmetro  $T_0$  representa justamente a relação entre a tensão residual e a tensão na parede, ou seja,  $T_0 = \tau_0/\tau_p = r_p/R$ . Sendo assim, quanto maior a vazão volumétrica, maiores serão a perda de carga e a tensão na parede e, portanto, o raio do escoamento pistonado ( $r_p$ ) diminui. Por outro lado, quanto menores as vazões, menores serão o  $\Delta P$  e a  $\tau_p$ , portanto, o raio da zona tampão aumenta.

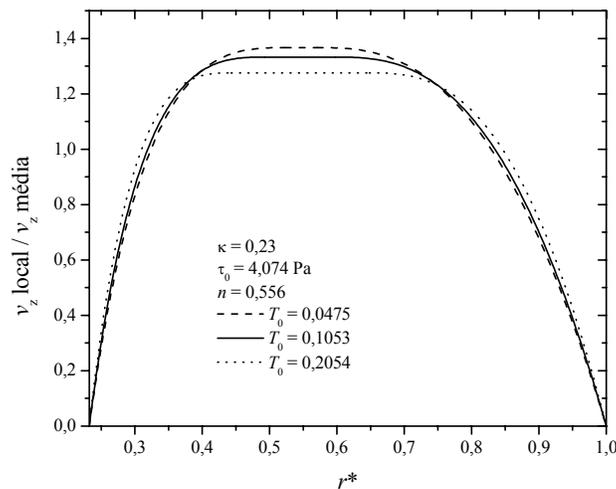


Figura 5.10. Perfis de velocidade isotérmicos para fluidos HB nas condições experimentais obtidas durante as medições de perda de carga do suco de maracujá a 39,9 °Brix escoando em regime laminar, permanente, isotérmico e plenamente desenvolvido por ânnulos concêntricos.

O caso limite em que  $n = 1$  e  $T_0 = 0$  corresponde ao fluxo Newtoniano em ânuos e obviamente não apresenta uma região de escoamento tampão. A combinação das Eqs. (5.72) e (5.73) para  $n = 1$  e  $T_0 = 0$  leva à solução exata de fluxo Newtoniano em ânuos, sendo que os resultados numéricos para os perfis de velocidade foram similares aos resultados analíticos. Adicionalmente, a combinação das Eqs. (5.72) e (5.73) para  $n > 1$  e  $T_0 = 0$  conduz ao caso pseudoplástico, assim como o rearranjo destas equações para  $n = 1$  e  $T_0 > 0$  (plástico de Bingham), sendo ambos os casos apresentados por FREDRICKSON e BIRD (1958a). De acordo com a Figura 5.11(a) e (b), quando o índice de comportamento aumenta, mantendo-se os outros parâmetros fixos, ocorre um aumento no valor da velocidade na linha central do espaço anular e o perfil de velocidade  $v_z/\bar{v}_z$  se torna menos achatado, o que é justificado pela redução dos gradientes de velocidade distantes da parede do tubo. Por outro lado, conforme o parâmetro  $T_0$  é aumentado, um alargamento correspondente da região empistonada ocorre e o perfil de velocidade fica mais achatado devido a uma diminuição nos gradientes de velocidade nas proximidades da parede do tubo, principalmente na parte interna do tubo. Como o parâmetro  $n$  é fixo pela reologia do fluido e  $\kappa$  é fixado pela geometria de um anulo particular,  $T_0$  torna-se um parâmetro de trabalho, essencialmente refletindo o efeito de  $\tau_0$  (HANKS, 1979). Em relação ao efeito da geometria do sistema no perfil de velocidade, observa-se que quanto maiores os valores da relação de raios do anulo, mais simétrico torna-se o perfil de velocidade (VIANA et al., 2001), como pode ser observado a seguir na Figura 5.11(a) e (b).

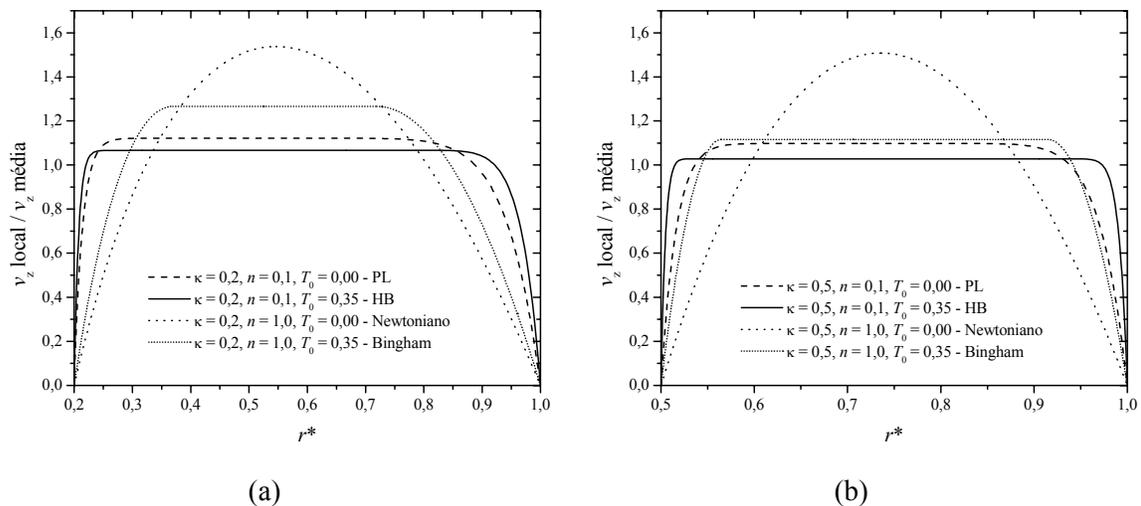


Figura 5.11. Perfis de velocidade isotérmicos para fluidos Newtoniano ( $n = 1,0$  e  $T_0 = 0$ ), PL ( $n = 0,1$  e  $T_0 = 0$ ), Bingham ( $n = 1,0$  e  $T_0 = 0,35$ ) e HB ( $n = 0,1$  e  $T_0 = 0,35$ ) escoando em regime laminar e plenamente desenvolvido por ânuos concêntricos: (a)  $\kappa = 0,2$ ; (b)  $\kappa = 0,5$ .

## 5.4 CONCLUSÕES

Valores experimentais de perda de carga foram obtidos no escoamento laminar e permanente dos sucos de maracujá e de graviola em regiões circulares e anulares concêntricas. A partir das medidas de queda de pressão, os fatores de atrito experimentais foram calculados e comparados com os fatores de atrito estimados através de equações analíticas e semi-analíticas. Para ambos os sucos investigados, o perfil de velocidades estava plenamente desenvolvido na entrada das seções de teste. Os ensaios com o suco de maracujá foram realizados em condições isotérmicas, enquanto que para o suco de graviola, os testes de escoamento foram não-isotérmicos. Neste caso, observou-se que, devido ao aquecimento do suco, os índices de consistência sofreram ligeira variação entre a entrada e a saída das seções de teste, sendo a diferença máxima encontrada para os valores de  $K$  entre a entrada e a saída inferior a 20,0 %, para ambas as geometrias consideradas. Provavelmente, a diminuição do índice de consistência provocou a alteração do perfil de velocidades ao longo das seções de teste, o que pode representar uma fonte de erros na estimativa do fator de atrito isotérmico. No entanto, este evento parece não ter sido expressivo no cálculo das perdas de carga, pois as comparações entre os dados experimentais e teóricos foram razoáveis (RMS = 10,4 %).

Para o caso do suco de graviola (Lei da Potência) escoando em tubos, as comparações entre os dados experimentais e teóricos foram satisfatórias (RMS = 10,4 %), validando, assim, o protótipo experimental para as medidas de perda de carga e confirmando a veracidade das medidas reológicas apresentadas no Capítulo 4. Para o caso do suco de maracujá, representado pelo modelo de Herschel-Bulkley, escoando em dutos circulares, as relações teóricas de HANKS (1978) mostraram-se aceitáveis para o cálculo do fator de atrito (RMS = 8,0 %) e, além de serem validadas através dos resultados experimentais, indicaram que o modelo reológico HB é definitivamente o mais adequado para descrever o comportamento reológico do suco de maracujá, visto que as expressões para fluidos PL resultaram em somatória quadrática de resíduos ligeiramente superior (RMS = 13,6 %) na comparação entre os fatores de atrito experimentais e teóricos. De acordo com HANKS (1978), o fator de atrito é estimado pela Eq. (5.22), as funções  $\psi_1$  e  $\psi$  são calculadas, respectivamente, pelas Eqs. (5.21) e (5.23), enquanto a relação entre tensão residual e tensão de cisalhamento na parede ( $\zeta_0$ ) é avaliada por iteração da Eq. (5.24), com o número de Hedstrom dado pela Eq. (5.25). De qualquer forma, o modelo PL pode ser utilizado para as predições da perda de carga em dutos circulares, porém com uma margem de erro em torno de 15 %.

Para o suco de graviola (Lei da Potência) escoando em regiões anulares, várias metodologias foram testadas (FREDRICKSON e BIRD, 1958b; KOZICKI et al., 1966, TUOC e MCGIVEN,

1994 e DELPLACE e LEULIET, 1995) e proporcionaram boa precisão, além de resultados similares entre si ( $RMS \cong 10,4 \%$ ). Concluiu-se que a maneira mais simples e rápida para obter o fator de atrito é dada por DELPLACE e LEULIET (1995). Neste caso, o fator de atrito é dado pela Eq. (5.51), o número de Reynolds pela Eq. (5.52) e as funções  $\phi(n,\kappa)$ ,  $\xi(\kappa)$  e  $\upsilon(\kappa)$  são estimadas pelas Eqs. (5.53), (5.54) e (5.57), respectivamente. A concordância satisfatória entre os dados experimentais e os valores teóricos de fator de atrito pode ser vista como um indicativo de confiança no protótipo experimental utilizado para as medidas de perda de carga nas regiões anulares concêntricas.

Para o suco de maracujá, representado pelo modelo de Herschel-Bulkley, escoando em ânnulos concêntricos, observa-se que as expressões teóricas, dadas pelas Eqs. (5.74) e (5.75), as quais foram obtidas a partir do desenvolvimento da equação de momento, proporcionam melhores resultados ( $RMS=10,7 \%$ ) em relação àqueles utilizando o conceito do raio hidráulico ( $RMS=17,1 \%$ ). No entanto, a estimativa do número de Reynolds pela Eq. (5.75) requer a solução numérica das funções  $\lambda(T_0,n,\kappa)$  e  $\Omega_{hb}(T_0,n,\kappa)$  através das Eqs. (5.61) e (5.71), respectivamente, assim, propõe-se a Tabela A.1 para estimativa do parâmetro  $\Omega_{hb}(T_0,n,\kappa)$ . Portanto, o fator de atrito para escoamento isotérmico, laminar, incompressível e plenamente desenvolvido de um fluido HB em ânnulos concêntricos poderá ser obtido de forma rápida e precisa, utilizando diretamente as Eqs. (5.74) e (5.75) e os valores de  $\Omega_{hb}(T_0,n,\kappa)$  extraídos da Tabela A.1 para uma série de valores de  $n$ ,  $T_0$  e  $\kappa$ . Finalmente, observou-se que a metodologia de DELPLACE e LEULIET (1995), válida para escoamento de fluidos PL em ânnulos, também pode ser utilizada para a estimativa do fator de atrito teórico do suco de maracujá, no entanto, a precisão neste caso é de aproximadamente 16,0 %.

---

---

## CAPÍTULO 6

---

---

### COEFICIENTES CONVECTIVOS MÉDIOS

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos na investigação experimental de transferência de calor para os sucos de graviola e de maracujá a diferentes concentrações escoando em regime laminar e permanente através de dutos circulares e anulares concêntricos. Foram consideradas as regiões de entrada térmica e perfil de velocidades plenamente desenvolvido ao início da zona de aquecimento. Os coeficientes convectivos médios determinados pela medição das temperaturas de mistura ao início e ao final de cada seção de teste foram utilizados para obter simples correlações empíricas de Nusselt em função de Graetz e da relação de diâmetros do ânulo, para o caso específico das regiões anulares concêntricas. Nos novos modelos, também incluiu-se a relação entre as taxas de deformação na parede para fluidos não-Newtonianos e Newtonianos. Além disso, foi introduzido um fator para contabilizar a diminuição do índice de consistência nas regiões próximas à parede, o que acarreta na alteração do perfil de velocidades plenamente desenvolvido ao longo da zona aquecida. Para o cálculo dos coeficientes convectivos e dos números adimensionais de interesse, Reynolds, Prandtl, Graetz e Péclet foram utilizadas as correlações empíricas obtidas

nos Capítulos 3 e 4 para descrever as propriedades térmicas e reológicas dos sucos de graviola e de maracujá em função da temperatura e da concentração de sólidos solúveis. Para as análises referentes ao suco de maracujá, os modelos da Lei da Potência e de Herschel-Bulkley foram considerados, enquanto que para o suco de graviola, considerou-se apenas o modelo da Lei da Potência representativo de seu comportamento reológico. Os resultados de transferência de calor para os fluidos Lei da Potência em dutos cilíndricos puderam ser comparados com correlações da literatura amplamente divulgadas. Neste caso, a concordância foi plenamente satisfatória, indicando credibilidade no protótipo e validade dos modelos existentes. Para as outras situações investigadas, não foi possível realizar comparações, visto que não há dados disponíveis, no entanto, as análises estatísticas mostraram que os novos modelos empíricos são altamente confiáveis. Os novos modelos empíricos propostos para a estimativa do coeficiente convectivo médio em regiões circulares e anulares concêntricas foram obtidos satisfatoriamente com coeficientes de correlação ( $R^2$ ) superiores a 0,918 e somatória quadrática de resíduos (RMS) inferior a 10,0 %. Os modelos poderão ser extremamente úteis no dimensionamento de trocadores de calor de tubo-duplo e tubo-triplo, utilizados em aplicações não somente para os fluidos investigados, mas também para produtos pseudoplásticos similares.

## 6.1 INTRODUÇÃO

As maiores aplicações técnicas do problema da convecção forçada em dutos fechados estão nas análises e projetos de trocadores de calor. Os coeficientes convectivos de troca térmica para fluidos não-Newtonianos escoando em regime laminar por dutos circulares e anulares são particularmente importantes nos processos práticos que envolvem os trocadores de tubo-duplo e de tubo-triplo, cuja modelagem não é uma operação trivial. Este problema é de interesse principal para as indústrias de alimentos e químicas, cujos produtos normalmente envolvidos nos processos apresentam comportamento reológico complexo, como as polpas de frutas, emulsões e polímeros fundidos, que possuem elevada viscosidade aparente. Os trocadores de calor tubulares são um dos mais comuns na indústria de alimentos, sendo utilizados tipicamente nos processos de pasteurização e esterilização de concentrados de frutas e purês de vegetais. Assim, correlações adimensionais para o cálculo do número de Nusselt são indispensáveis no projeto de dispositivos de troca térmica, sendo que no caso dos trocadores de tubo-triplo, uma das questões mais importantes a ser considerada nos projetos é exatamente a relação de diâmetros do espaço anular necessária à obtenção de um *design* ótimo (UNAL, 1998).

Na literatura, muitas pesquisas têm sugerido um número considerável de correlações analíticas, semi-analíticas e empíricas para fluidos Power-Law (PL) escoando em dutos circulares (SKELLAND, 1967). Além disso, algumas correlações de Nusselt local para fluidos Herschel-Bulkley (HB) em tubos podem também ser encontradas (NOUAR et al., 1994; NOUAR et al., 1995a), as quais são normalmente descritas em termos do fluxo de calor na parede. No entanto, para o caso das regiões anulares, cujos estudos são primariamente devotados às análises numéricas dos diversos fenômenos envolvidos na transferência de calor, as correlações adimensionais são praticamente inexistentes (TANAKA e MITSUISHI, 1975; NOUAR e LÉBOUCHE, 1996), principalmente em se tratando de expressões simples e facilmente aplicáveis. Não se sabe da existência de simples correlações para estimação do número de Nusselt médio, considerando o caso de convecção forçada para fluidos Power-Law e Herschel-Bulkley escoando em regime laminar na região de entrada térmica de ânnulos concêntricos, com temperatura de parede constante e perfil de velocidades plenamente desenvolvido no início da zona de aquecimento. Além disso, sob estas mesmas hipóteses, não verifica-se nenhuma correlação na literatura para estimativa do coeficiente convectivo médio de troca térmica para aquecimento de fluidos Herschel-Bulkley em dutos cilíndricos.

Portanto, obter correlações empíricas para troca térmica envolvendo fluidos não-Newtonianos escoando por ânnulos concêntricos é de particular importância, assim como obter dados experimentais que possam confirmar eventuais investigações teóricas. Os estudos mostram claramente que a influência direta do comportamento não-Newtoniano sobre a troca térmica em regime laminar é geralmente pequena e normalmente mascarada pelos erros experimentais, pela variação da viscosidade radial ou ainda pelos efeitos da convecção natural. Assim, obter correlações empíricas confiáveis para a situação de transferência de calor de fluidos não-Newtonianos em regime laminar depende essencialmente de alta precisão experimental aliada a pequenas diferenças de temperatura (OLIVER e JENSON, 1964).

Assim, reconhecendo a necessidade de correlações adimensionais simples e dados experimentais, que são, especialmente para o caso do ânnulo, extremamente escassos na literatura, o objetivo principal deste capítulo é apresentar os resultados obtidos nas medições das temperaturas de mistura na entrada e na saída de seções geométricas circulares e anulares, por onde escoavam os sucos de graviola e de maracujá em regime laminar e permanente. Os coeficientes convectivos médios, assim como os números de Nusselt médios, foram determinados e, então, quando possível, os mesmos foram comparados com correlações existentes. A influência da relação de diâmetros do ânnulo foi considerada e o regime de escoamento era plenamente desenvolvido na entrada das seções de teste. As propriedades térmicas e reológicas, determinadas nos Capítulos 3 e 4, respectivamente,

foram utilizadas na obtenção dos parâmetros de troca térmica. Finalmente, simples e novas correlações empíricas foram propostas para prever o número de Nusselt na região de entrada térmica para fluidos pseudoplásticos, com e sem tensão de cisalhamento residual, escoando em regime laminar por dutos cilíndricos e anulos concêntricos.

## 6.2 MATERIAL E MÉTODOS

### 6.2.1 Descrição dos protótipos para determinação das temperaturas de mistura nos dutos cilíndricos e nos anulos concêntricos

Com o intuito de medir os coeficientes convectivos de transferência de calor para os sucos de graviola e de maracujá escoando em dutos horizontais de seção circular e anular, duas unidades de troca térmica foram utilizadas, as quais foram submersas em um amplo banho termostático (modelo MA-184, Marconi, SP, Brasil), no qual água circulava em alta vazão e a temperatura constante. Os experimentos foram realizados durante o aquecimento das amostras pela própria solução do banho termostático. Esta configuração, utilizada previamente por TELIS-ROMERO (1992) garante que a resistência externa à transferência de calor seja desprezível, além disso, mantém a temperatura de parede ao longo do duto praticamente constante. Este autor obteve diferenças médias de temperatura de parede entre a entrada e a saída das seções de teste de apenas 0,7 °C.

O protótipo para as medidas de temperatura de mistura é similar ao apresentado no esquema da Figura 5.1, sendo os dutos utilizados nas medidas de perda de carga substituídos pelas unidades de troca térmica. Uma dessas unidades de transferência de calor era composta por quatro cilindros circulares horizontais de comprimento total de 1,2 m, diâmetros internos de 6,4, 12,7, 25,4 e 38,1 mm, espessuras de 2,87 mm e relação máxima  $L/D$  de 187,5. A outra unidade de teste era constituída por duas seções, sendo cada uma delas formada por três cilindros coaxiais concêntricos com comprimento total de 1,2 m. Cada uma dessas seções se assemelha a um trocador de calor de tubo-tríplo, no entanto, não há formação de módulos, pois os tubos são dispostos em apenas um único ramo. As seções diferem entre si pela relação de diâmetros do espaço anular no qual os produtos investigados escoam.

O trocador de calor de tubo-tríplo em questão, esquematizado na Figura 6.1, é formado por três cilindros coaxiais concêntricos, no qual a água do banho termostático circula no tubo interno e no anulo externo, enquanto o anulo central é preenchido pelas amostras de suco. O diâmetro externo do tubo interno ( $D_i = 2R_i$ ) do trocador de calor foi fixado em 13,7 mm, enquanto o diâmetro interno do cilindro formador do anulo central ( $D_o = 2R$ ) foi de 38,1 mm e 59,0 mm, proporcionando os

respectivos valores de 0,36 e 0,23 para a relação de diâmetros do espaço anular ( $\kappa = D_i/D_o$ ). O escoamento foi mantido por 10 minutos aproximadamente antes da tomada das medidas de temperatura e uma distância de 1,5 m promoveu o desenvolvimento do perfil de velocidades antes da entrada das seções circulares de troca térmica (COLLINS e SCHOWALTER, 1963; YOO, 1974), enquanto que para os ensaios nos ânnulos concêntricos, uma distância de 0,50 m foi o suficiente para o desenvolvimento do perfil hidrodinâmico (TIU e BHATTACHARYYA, 1974; ROUND e YU, 1993).

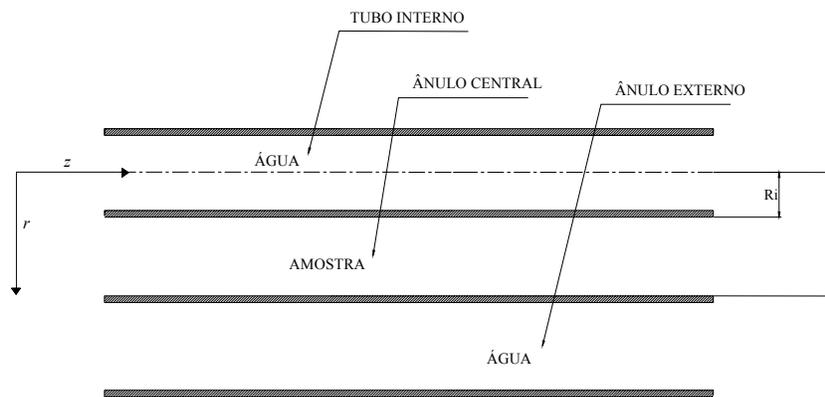


Figura 6.1. Representação esquemática da geometria utilizada nos ensaios experimentais de transferência de calor para o suco de graviola a 24,3 °Brix e para o suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix em ânulos concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular ( $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ ).

Transdutores de temperatura (modelo TT-302, Smar Equipamentos Industriais Ltda., SP, Brasil) foram usados para medir as temperaturas no início e no final da seção de teste, bem como a temperatura do fluido térmico. As amostras de suco foram bombeadas com uma bomba periférica (modelo P-500, KSB Bombas Hidráulicas S.A., SP, Brasil). Um misturador estático foi posicionado ao final da seção de teste, com o intuito de homogeneizar a temperatura final dos sucos. Um medidor de vazão (modelo LD100, MLW Prüfgeräte-Werk, Alemanha) foi utilizado para ajuste inicial da vazão desejada e as medidas de vazão mássica foram obtidas através da pesagem de amostras de fluidos coletados em determinados intervalos de tempo (JOSHI e BERGLES, 1980). Neste caso, foram utilizadas as Eqs. (3.18) e (3.44), para o cálculo das densidades dos sucos de graviola e de maracujá, respectivamente, necessárias à obtenção da velocidade média de escoamento. Ao realizar as medidas de temperatura de mistura, o intuito principal era manter a diferença de temperatura média constante para as várias velocidades testadas (SIDER e TATE, 1936), além disso, atenção especial foi dedicada à obtenção de pequenos diferenciais de

temperatura entre a entrada e a saída das seções de teste (OLIVER e JENSON, 1964). Uma aquisição de dados HP, modelo 75.000-B, com interface HP-IB e um HP PC executando um programa para aquisição de dados, escrito em IBASIC, monitorou as temperaturas.

Nos ensaios com o suco de graviola nos tubos circulares, a amostra testada apresentava 19,1 °Brix e as velocidades variaram de 0,14 a 2,00 m s<sup>-1</sup>, totalizando 162 valores experimentais. Para as seções anulares, a amostra testada de suco de graviola continha 23,4 °Brix e as velocidades foram variadas na mesma faixa descrita anteriormente, totalizando assim, 324 valores experimentais, sendo 162 pontos para cada relação de diâmetro do ânulo. Nos ensaios com o suco de maracujá no tubo, as amostras testadas continham 29,4 °Brix, 34,3 °Brix e 41,3 °Brix, sendo avaliadas as velocidades médias de 0,14 a 2,00 m s<sup>-1</sup>, totalizando, 162 valores experimentais para cada amostra. Para os ensaios nas seções anulares concêntricas, as amostras de suco de maracujá apresentavam 29,4 °Brix e 39,9 °Brix, as velocidades testadas variaram de 0,14 a 2,17 m s<sup>-1</sup> e foram totalizados, portanto, 324 ensaios experimentais para cada amostra, sendo 162 pontos para cada relação de diâmetro utilizada.

### **6.2.2 Estimativa do coeficiente convectivo médio de troca térmica e do número de Nusselt médio**

O coeficiente convectivo médio, embora não seja um parâmetro adimensional, é definido de forma análoga ao fator de atrito discutido previamente. A partir do coeficiente convectivo é possível construir uma quantidade adimensional definida número de Nusselt. O número de Nusselt instantâneo pode ser visto basicamente como um gradiente de temperatura adimensional calculado na média sobre a superfície de troca térmica. Sabe-se que para fluidos escoando em dutos circulares, o número de Nusselt é uma função da relação geométrica  $L/D$  e dos números adimensionais, Reynolds ( $Re$ ), Prandtl ( $Pr$ ) e Brinkman ( $Br$ ). Em muitos casos, os efeitos de dissipação viscosa são pequenos, podendo ser desprezados e o número de Brinkman pode, então, ser omitido. Portanto, a partir de análises dimensionais pode-se dizer que, para troca térmica por convecção forçada em dutos circulares, com temperatura de parede constante, valores experimentais do coeficiente convectivo podem ser correlacionados fornecendo um número de Nusselt em função de  $Re$ ,  $Pr$  e  $L/D$  (BIRD et al., 2002).

Essa forma funcional geral para o número de Nusselt, dada por  $Nu = Nu(Re, Pr, L/D)$ , apresenta uma base científica sólida, visto que a mesma envolve apenas a análise dimensional das equações fundamentais de transporte e condições de contorno. Neste caso, considera-se que as propriedades físicas dos fluidos envolvidos na transferência de calor são constantes nas faixas de

variação de temperatura encontradas no sistema. No entanto, para grandes diferenças de temperatura, as variações na viscosidade do fluido podem resultar em uma distorção considerável do perfil de velocidades e torna-se necessário, portanto, contabilizar este efeito a partir da introdução de um grupo adimensional adicional,  $\mu/\mu_p$ , onde  $\mu$  é a viscosidade calculada na média aritmética da temperatura de mistura e  $\mu_p$  é a viscosidade na média aritmética da temperatura da parede. Este fator foi utilizado originalmente por SIEDER e TATE (1936), com expoente empírico de “0,14”. Por outro lado, se for inserida nas equações de transporte uma função da viscosidade dependente da temperatura, a relação  $\mu/\mu_p$  aparecerá na equação de momento e conseqüentemente na correlação adimensional (BIRD et al., 2002). Adicionalmente, se a densidade do fluido varia significativamente, então, os efeitos de convecção natural podem aparecer e neste caso, inclui-se na correlação de Nusselt o número de Grashof. Na prática, quando se trata de fluidos Newtonianos, a convecção natural ocorre em casos de baixas viscosidades a baixas taxas de escoamento associadas ao suposto regime laminar. A consistência de muitos fluidos não-Newtonianos é frequentemente muito maior do que nos casos Newtonianos convencionais e isto faz com que as condições turbulentas sejam dificilmente alcançadas e também reduz substancialmente a convecção natural (SKELLAND, 1967).

Assim, considerando os fatos apresentados e desejando obter correlações empíricas de Nusselt médio em função da geometria dos sistemas e dos números adimensionais,  $Re$ ,  $Pr$  ou Graetz ( $Gz$ ), fez-se necessária a estimativa experimental do coeficiente convectivo médio de troca térmica ( $h_m$ ) em condições cuidadosas e contemplando diversas velocidades de escoamento, diâmetros dos tubos cilíndricos e relação de diâmetros dos ânulos. Além disso, pequenas diferenças de temperatura entre a entrada e a saída das seções de teste foram mantidas. Os coeficientes convectivos obtidos a partir de dados experimentais de temperatura de mistura possibilitam a estimativa de um número de Nusselt médio “experimental” ( $Nu$ ), válido no intervalo  $0 \leq z \leq L$ , conforme Eq. (6.1).

$$Nu = \frac{h_m D_h}{k} \quad (6.1)$$

Para a avaliação do coeficiente convectivo de transferência de calor, considera-se um fluido escoando em um duto circular de diâmetro interno  $D$ , onde há uma seção de parede aquecida de comprimento  $L$ , cuja temperatura de superfície interna é  $T_p(z)$ , que vai de  $T_{p1}$  ( $z = 0$ ) a  $T_{p2}$  ( $z = L$ ). Subseqüentemente, um balanço de energia estacionário é realizado assumindo que o calor que flui pelas paredes mais a energia que entra em  $z = 0$  por convecção se iguala a energia saindo do volume de controle em  $z = L$  (BIRD et al., 2002). Para escoamento plenamente desenvolvido, as mudanças

no fluxo de energia cinética e o termo de trabalho podem ser desconsiderados em relação às mudanças no fluxo de entalpia. Então, desprezando o termo de condução de calor axial, o balanço de energia torna-se simplesmente “taxa de energia que entra = taxa de energia que sai”. Combinando a equação do balanço de energia com a definição convencional de fluxo de energia no fluido, dada por  $\dot{q} = \dot{m}C_p(T_{b2} - T_{b1})$ , é possível obter a Eq. (6.2), onde  $h_{ln}$  ( $W m^{-2} °C^{-1}$ ) é o coeficiente de transferência de calor baseado na diferença de temperatura logarítmica média  $\Delta T_{ln}$  ( $°C$ ), dada pela Eq. (6.3),  $\dot{m}$  ( $kg s^{-1}$ ) é a taxa de escoamento mássico total,  $C_p$  é o calor específico do fluido ( $J kg^{-1} °C^{-1}$ ),  $T_{b1}$  e  $T_{b2}$  ( $°C$ ) são, respectivamente, as temperaturas de mistura na entrada e na saída do tubo.

$$h_{ln} = \frac{\dot{m}C_p(T_{b2} - T_{b1})}{\pi DL\Delta T_{ln}} \quad (6.2)$$

$$\Delta T_{ln} = \frac{(T_{p1} - T_{b1}) - (T_{p2} - T_{b2})}{\ln(T_{p1} - T_{b1}) / (T_{p2} - T_{b2})} \quad (6.3)$$

Por outro lado, as relações teóricas para troca térmica no escoamento laminar em tubos cilíndricos são dadas a partir de um balanço diferencial de energia. Considerando regime permanente, baixas velocidades, fluido incompressível e desprezando a geração de calor, a dissipação viscosa e a condução de calor na direção axial é possível obter a clássica solução para a equação de energia (KAYS e CRAWFORD, 1993):

$$k \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \rho C_p v_z \frac{\partial T}{\partial z} \quad (6.4)$$

A velocidade na Eq. (6.4) pode ser expressa como uma função do raio  $r$  aplicando a equação de momento e o modelo reológico de interesse. Assim, a solução da Eq. (6.4) fornecerá a temperatura do fluido em qualquer posição  $(r, z)$  do tubo, para vários conjuntos de condição de contorno. A partir destes resultados, os coeficientes convectivos locais ou médios, bem como os números de Nusselt, podem ser interpretados. Muitas soluções da Eq. (6.4) foram propostas por vários pesquisadores, para diferentes modelos reológicos e condições de contorno. Obviamente, o problema torna-se mais complexo ao se considerar a variação das propriedades do fluido com a temperatura. Sendo assim, os primeiros trabalhos de transferência de calor consideram as propriedades físicas de interesse ( $\rho$ ,  $C_p$ ,  $k$  e  $\mu$ ) independentes da temperatura e a solução do problema é, então, chamada de “solução isotérmica” (SKELLAND, 1967).

Neste caso, a implicação mais séria é a consideração da viscosidade constante, apesar de que os efeitos serão menos severos para fluidos Newtonianos com baixa viscosidade do que para

materiais não-Newtonianos altamente viscosos. Como consequência da suposição de solução “isotérmica”, o perfil de velocidades permanece inalterado ao longo da zona de aquecimento, apesar das mudanças na temperatura do fluido entre a entrada e a saída da seção térmica. Para fluidos Newtonianos, as duas clássicas soluções “isotérmicas” de Graetz – (i) *plug flow*, onde  $v_z(r) = \bar{v}_z$  e (ii) perfil de velocidade parabólico plenamente desenvolvido com temperatura de parede constante – podem ser encontradas detalhadamente, por exemplo, em JAKOB (1949), SHAH e LONDON (1978) e KAYS e CRAWFORD (1993).

Para fluidos PL, a solução “isotérmica” da Eq. (6.4) foi realizada primeiramente por LYCHE e BIRD (1956), para números de Graetz relativamente pequenos, e em seguida por WHITEMAN e DRAKE (1958). LYCHE e BIRD (1956) estenderam a solução de Graetz, ou de Nusselt-Graetz, para fluidos PL e perfil de velocidade parabólico plenamente desenvolvido. As hipóteses consideradas foram: (i) regime permanente; (ii) condução de calor na direção axial desprezível em comparação com o calor transferido nesta direção pelo movimento global do fluido; (iii) propriedades físicas ( $\rho$ ,  $C_p$ ,  $k$ ) e reológicas ( $K$  e  $n$ ) independentes da temperatura; (iv) calor produzido por dissipação viscosa desprezível; (v) temperatura de parede constante; (vi) temperatura de entrada uniforme. Para fluidos HB, NOUAR et al. (1994) resolveram o problema “isotérmico” numericamente utilizando métodos de diferenças finitas. A termo-dependência do índice de consistência foi incluída na Eq. (6.4), para fluidos PL, por CHRISTIANSEN e CRAIG (1962), que resolveram o problema numericamente através de técnicas de diferenças finitas, considerando que  $\tau_{rz} = K[\dot{\gamma} \exp(\Delta H/RT)]^n$ , onde  $\Delta H/R$ ,  $K$  e  $n$  são constantes independentes da temperatura. NOUAR et al. (1995a), considerando o modelo reológico HB, utilizaram a expressão  $K = K_0 \exp(-bT)$  para obter soluções numéricas da Eq. (6.4) contabilizando o efeito da termo-dependência de  $K$ .

Para os fluidos Newtonianos e PL, a solução “isotérmica” da Eq. (6.4) pode ser obtida utilizando o método de separação de variáveis, no entanto, sabe-se que, para números de Graetz elevados ( $Gz \rightarrow \infty$ ), ou seja, na região de entrada térmica, quando  $Nu(z) \rightarrow \infty$ , existem graves dificuldades em avaliar as séries resultantes, as quais são dadas em termos dos autovalores e autofunções que satisfazem o sistema de Sturm-Liouville. Neste caso, a clássica série de Graetz não converge uniformemente e na região  $(z/4) \leq 10^{-4}$ , nem mesmo os 121 primeiros termos da série são suficientes para obter resultados precisos (SHAH e LONDON, 1978). Esta dificuldade foi tratada por LÉVÊQUE (1928), que derivou uma aproximação assintótica empregando a teoria de perturbação singular (PRUSA e MANGLIK, 1994). É evidente que para elevados valores de Graetz, o perfil de temperaturas varia significativamente em relação à temperatura de entrada do fluido

somente na região próxima à parede do tubo, tornando apropriada uma análise em termos da camada limite (RICHARDSON, 1979). Em outras palavras, é possível dizer que a famosa solução “isotérmica” de Lévêque assume o confinamento da camada limite térmica em uma fina região próxima à parede do tubo, para o caso de escoamento de fluidos Newtonianos por tubos curtos em regime laminar e a altas velocidades, condições estas que correspondem a elevados números de Graetz. Na região imediatamente vizinha à parede do tubo, assume-se que o gradiente de velocidade é linear, tal que  $v_z = \beta_v (R - r)$ , assim, para o caso particular de fluidos Newtonianos escoando em tubos circulares sabe-se que  $\beta_v = 8\bar{v}_z/D$ , ou  $(-\dot{\gamma}_p)_{\text{Newtoniano}} = (8\bar{v}_z/D)$ , conforme apresentado na Eq. (5.31), portanto,  $Nu = 1,75 Gz^{1/3}$ . A extensão da solução de Lévêque para fluidos PL foi primeiramente realizada por PIGFORD (1955), que obteve a Eq. (6.5) para temperatura de parede constante.

$$Nu = 1,75 \delta^{1/3} Gz^{1/3} \quad (6.5)$$

onde o parâmetro adimensional  $\delta$  representa a razão entre a taxa de deformação na parede para um fluido não-Newtoniano e a taxa de deformação na parede para um fluido Newtoniano na mesma velocidade. Assim, tem-se que:

$$\delta = \left[ \frac{(-\dot{\gamma}_p)_{\text{não-Newtoniano}}}{(-\dot{\gamma}_p)_{\text{Newtoniano}}} \right] = \frac{\beta_v}{8\bar{v}_z/D} \quad (6.6)$$

A partir da expressão de Rabinowitsch-Mooney, dada pela Eq. (5.27), é possível obter a seguinte expressão para o parâmetro  $\delta$ , dada pela Eq. (6.7), visto que  $(-\dot{\gamma}_p)_{\text{não-Newtoniano}} = \beta_v = (8\bar{v}_z/D)(3n'+1/4n')$ , conforme apresentado na Eq. (5.33).

$$\delta = \frac{3n'+1}{4n'} \quad (6.7)$$

onde  $n'$  é o parâmetro reológico generalizado, sendo que para fluidos PL tem-se que  $n' = n$ . Assim, o parâmetro  $\delta$  para fluidos PL será designado por  $\delta_{pl}$  e é dado por:

$$\delta_{pl} = \frac{3n+1}{4n} \quad (6.8)$$

De forma similar, pode-se obter  $\delta$  para um fluido HB (NOUAR et al., 1994), que é dado por:

$$\delta_{hb} = \frac{1}{4n(1 - \zeta_0)\psi_1} \quad (6.9)$$

onde  $\zeta_0$  (relação entre a tensão residual e a tensão na parede) e  $\psi_1$  são dados, respectivamente, pelas Eqs. (5.21) e (5.24). Note que para fluidos HB,  $n' = \frac{n(1 - \zeta_0)\psi_1}{1 - 3n(1 - \zeta_0)\psi_1}$ , conforme apresentado na Eq. (5.35). METZNER et al. (1957) inseriram um fator empírico na Eq. (6.5), similar ao de SIEDER e TATE (1936), para contabilizar o efeito da variação do índice de consistência com a temperatura. METZNER et al. (1957) apresentaram a primeira análise teórica aliada a um estudo experimental das variáveis que controlam as taxas de transferência de calor de soluções aquosas de CMC (carboximetilcelulose) e Carbopol. Os experimentos destes autores cobriram as faixas de  $0,1 \times 10^3 \leq Gz \leq 0,2 \times 10^4$  e  $0,18 \leq n \leq 0,70$  e a expressão proposta por eles é dada a seguir:

$$Nu = 1,75 (\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{0,14} \quad (6.10)$$

Note que se definirmos o número de Péclet ( $Pe$ ) para fluidos PL conforme Eq. (6.11), o número de Graetz para troca térmica em tubos será dado pela Eq. (6.12).

$$Pe = Re_g Pr_g = \frac{\rho \bar{v}_z C_p D}{k} = \frac{4 \dot{m} C_p}{\pi D k} = \frac{4 L}{\pi D} Gz \quad (6.11)$$

$$Gz = \frac{\dot{m} C_p}{k L} = Pe \frac{\pi D}{4 L} \quad (6.12)$$

onde  $Pr_g$  é o número de Prandtl generalizado para fluidos PL (IRVINE e KARNI, 1987), dado pela Eq. (6.13).

$$Pr_g = \left( \frac{K C_p}{k} \right) \left( \frac{8 \bar{v}_z}{D} \right)^{n-1} \left( \frac{3n+1}{4n} \right)^n \quad (6.13)$$

De forma similar é possível definir os seguintes números adimensionais para fluidos HB em tubos:

$$Pr_{hb} = \left( \frac{K C_p}{4k} \right) \left( \frac{2 \bar{v}_z}{D} \right)^{n-1} \left[ \frac{1}{n(1 - \zeta_0)^{1/n+1} \psi_1} \right]^n \quad (6.14)$$

$$Pe = \psi Re_g Pr_{hb} = \frac{\rho C_p \bar{v}_z D}{k} = \frac{4 \dot{m} C_p}{\pi D k} = \frac{4 L}{\pi D} Gz \quad (6.15)$$

Para as regiões anulares, os números adimensionais  $Re_g$ ,  $Pr_g$ ,  $\psi Re_g$ ,  $Pr_{hb}$  e  $Pe$  podem ser definidos em termos do diâmetro hidráulico  $D_h = D_o - D_i$ . Todas as análises estatísticas e funções ajustadas foram executadas conforme descrição apresentada no Item 3.2.5 do Capítulo 3.

## 6.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Para a estimativa dos números adimensionais de interesse, bem como dos coeficientes convectivos de transferência de calor é necessário o conhecimento das propriedades térmicas e reológicas dos sucos de frutas investigados em função da temperatura. Assim, nas próximas seções, o calor específico, a condutividade térmica e a densidade do suco de graviola foram obtidos, respectivamente, pelas Eqs. (3.10), (3.14) e (3.18) do Capítulo 3, as quais são válidas nas faixas de 0,4 a 68,8 °C e 9,3 a 49,4 °Brix. O índice de consistência do suco de graviola foi obtido pela Eq. (4.10), juntamente com os coeficientes do modelo apresentados na Tabela 4.2, enquanto o índice de comportamento foi estimado pela Eq. (4.15). Para o suco de maracujá, o calor específico, a condutividade térmica e a densidade foram estimados conforme Eqs. (3.20), (3.32) e (3.44), respectivamente, enquanto os parâmetros reológicos do modelo HB ( $\tau_0$ ,  $K_{hb}$  e  $n_{hb}$ ) e o índice de consistência do modelo PL ( $K_{pl}$ ) foram determinados pela Eq. (4.19), juntamente com os coeficientes do modelo apresentados na Tabela 4.16. Em alguns casos, os parâmetros reológicos do suco de maracujá foram calculados pela Eq. (4.10), juntamente com os parâmetros do modelo apresentados nas Tabelas 4.8, 4.9, 4.10 e 4.11. O índice de comportamento do suco de maracujá caracterizado pelo modelo PL ( $n_{pl}$ ) foi considerado independente da temperatura e da concentração de sólidos solúveis, conforme discutido previamente no Capítulo 4. Todas as propriedades foram determinadas na temperatura média de mistura, obtida através da média aritmética entre as temperaturas de mistura na entrada e na saída das seções de teste.

### 6.3.1 Transferência de calor para o suco de graviola em dutos cilíndricos

Os experimentos de aquecimento do suco de graviola a 19,1 °Brix permitiram o cálculo de  $Nu$ ,  $h_{in}$  e  $Gz$  de acordo com as Eqs. (6.1), (6.2) e (6.12), respectivamente. Estes parâmetros apresentaram as seguintes variações durante os ensaios:  $6,8 \leq Nu \leq 51,7$ ,  $314,7 \leq h_{in} \leq 1346,2$  ( $W m^{-2} °C^{-1}$ ) e  $30,2 \leq Gz \leq 15383$ . Conforme descrito na Seção 6.2.1, os ensaios foram realizados em regime permanente, visto que o escoamento era mantido por cerca de dez minutos antes da leitura das temperaturas, ou seja, até que as mesmas estivessem estabilizadas. Além disso, acredita-se que o comprimento de tubo estendido anterior às entradas das seções de teste tenha garantido um fluxo plenamente desenvolvido na entrada da zona de aquecimento. As condições experimentais podem ser sumarizadas a seguir:

(i) o escoamento foi laminar, o que pode ser confirmado através dos números de Reynolds, obtidos de acordo com a Eq. (5.12), cujas variações foram:  $2,0 \leq Re_g \leq 271,3$ . Conforme discutido

previamente, o valor de  $Re_g$  na transição de laminar a turbulento, no caso de fluidos PL, está em torno de 2000 a 2500 (METZNER e REED, 1955);

(ii) para um dado diâmetro, ao variar a velocidade média, um esforço foi realizado com o intuito de manter a mesma diferença de temperatura entre a entrada e a saída das seções de teste. Assim, não houve a preocupação em manter uma temperatura de entrada fixa para todos os ensaios, mas sim uma pequena diferença de temperatura entre a entrada e a saída. As temperaturas de entrada ao longo dos 162 ensaios foram de 11,4 °C a 47,1 °C, o que proporcionou temperaturas de saída de 15,0 °C a 55,9 °C, com temperaturas médias de parede de 66,0 °C. Assim, a máxima diferença de temperatura atingida em um ensaio foi de 11,5 °C e a mínima foi de 0,5 °C;

(iii) a condução de calor na direção axial pode ser desprezada, com base no número de Péclet ( $7,2 \times 10^3 \leq Pe \leq 6,2 \times 10^5$ ). Para a condição de temperatura de superfície constante, a condução de calor axial pode ser significativa quando se tem valores pequenos de Reynolds e ou Prandtl (KAYS e CRAWFORD, 1993). Sendo assim, o grupo adimensional de interesse, neste caso, é o número de Péclet. Para fluidos Newtonianos, o efeito da condução axial é totalmente desprezível quando  $Pe = 100$ , portanto, para fluidos não-Newtonianos, o efeito da condução axial deverá ser significativo quando o número de Péclet for ainda menor que este valor encontrado para os fluidos Newtonianos (KAYS e CRAWFORD, 1993). Devido aos baixos valores de condutividade térmica das soluções concentradas, normalmente tem-se que  $Pe \gg 1$  em sistemas não-isotérmicos, o que significa que o calor é transferido por convecção muito mais rapidamente do que por condução (BIRD et al., 1987). Assim, apesar dos números de Reynolds obtidos experimentalmente serem relativamente pequenos, os números de Prandtl experimentais podem ser considerados elevados ( $6,4 \times 10^2 \leq Pr_g \leq 1,5 \times 10^4$ ) e, portanto, os números de Péclet resultantes são também elevados;

(iv) a produção de calor por dissipação viscosa foi desprezada em função do número de Brinkman ( $4,2 \times 10^{-4} \leq Br \leq 5,4 \times 10^{-2}$ ), que é obtido de acordo com a Eq. (6.16), para fluidos PL (MANGLIK e PRUSA, 1995). O número de Brinkman é a relação entre o aquecimento viscoso e as taxas de troca térmica convectiva através das paredes do tubo. O termo correspondente à geração interna de calor, o qual foi desprezado na Eq. (6.4) e que para fluidos PL é dado por  $K(\partial v_z / \partial r)^2$ , equivale à dissipação viscosa encontrada em alguns processos envolvendo soluções poliméricas e plásticos fundidos e à geração de calor em processos moleculares, atômicos e biológicos. A dissipação viscosa pode ser geralmente desconsiderada nos casos de baixos valores de Prandtl, exceto se as velocidades de escoamento forem extremamente elevadas, no entanto, este efeito pode se tornar importante para sistemas com altos valores de Prandtl, até mesmo se as velocidades forem moderadas. SHIH e TSOU (1978) e RICHARDSON (1979), em estudos teóricos com fluidos PL,

nos quais são consideradas as mesmas condições atingidas aqui experimentalmente (propriedades físicas constantes, perfil hidrodinâmico plenamente desenvolvido ao início do processo térmico, perfil térmico em desenvolvimento e condução axial de calor desprezível), mostraram que os efeitos de dissipação viscosa não são importantes para elevados números de Graetz. MANGLIK e PRUSA (1995) mostraram que para fluidos PL os efeitos de dissipação viscosa são surpreendentemente importantes em uma região de transição entre a entrada térmica e a condição térmica completamente desenvolvida. Além disso, conforme ressalta LAWAL e MUJUMDAR (1992) para o caso de temperatura de parede uniforme, a dissipação viscosa modifica fortemente o valor do número de Nusselt nas condições térmicas plenamente desenvolvidas, bem como a distribuição de temperatura em toda a região de entrada térmica;

$$Br = \frac{D^{(1-n)} \bar{v}_z^{(n+1)} K}{k (T_{b1} - T_p)} \quad (6.16)$$

(v) as propriedades térmicas do suco mantiveram-se praticamente constantes entre a entrada e a saída da seção de teste em todos os experimentos realizados, devido às pequenas diferenças de temperatura atingidas. O calor específico do suco de graviola apresentou uma variação máxima de 1,7 % entre a entrada e a saída da seção de teste em um dado ensaio experimental, apresentando uma variação média ao longo dos 162 ensaios de 0,3 %. A densidade variou no máximo 0,6 % em um dado experimento e apresentou uma variação média de 0,1 %, considerando todos os ensaios realizados. A condutividade térmica, por sua vez, mostrou variação máxima de 2,8 % em um dado ensaio, apresentando uma variação média de 0,5 % ao longo de todos os ensaios;

(vi) os efeitos de convecção natural foram desprezados, o que pode ser justificado pelos valores praticamente constantes de densidade na seção transversal do tubo. A máxima diferença entre a densidade calculada na temperatura de parede e a densidade na temperatura média foi de 1,2 %, sendo a diferença média de 0,9 %, considerando todos os ensaios realizados. A convecção natural, em contraste à convecção forçada, pode ser induzida por forças como a gravitacional, centrífuga ou força *Coriolis*, as quais atuam nos gradientes de densidade, causando um fluxo secundário “induzido” (*buoyance effects*). Normalmente, em sistemas que escoam em regime laminar com valores pequenos de Grashof (*Gr*), este efeito pode ser desprezado, principalmente quando se trata de fluidos não-Newtonianos altamente viscosos;

(vii) durante os ensaios, os valores de *n* calculados na temperatura média foram de 0,335 a 0,355, enquanto os valores de *K* na temperatura média foram de 8,6 a 15,6 Pa s<sup>n</sup>. Por outro lado, o índice de comportamento apresentou uma pequena variação entre a entrada e a saída da seção de teste, pois este parâmetro reológico não é consideravelmente afetado pela temperatura, conforme

discutido no Capítulo 4. A máxima variação atingida por  $n$  entre a entrada e a saída foi de 3,9 %, mínima de 0,07 % e média de 0,7 %, enquanto o índice de consistência do suco de graviola, fortemente dependente da temperatura, apresentou variação máxima entre a entrada e a saída das seções de teste de 54,4 %, mínima de 0,8 % e variação média de 7,8 %;

(viii) o perfil de temperatura estava em desenvolvimento, pois de acordo com PRUSA e MANGLIK (1994), o comprimento adimensional de entrada térmica ( $z_{te}^*$ ) para um fluido PL escoando em duto circular com  $n = 0,333$  é de aproximadamente 0,4, onde  $z_{te}^* = 2z/RPe$ . PRUSA e MANGLIK (1994) consideraram em seu estudo puramente numérico as mesmas condições que as atingidas experimentalmente neste trabalho, ou seja, propriedades térmicas constantes, condução de calor axial e dissipação viscosa desprezíveis, regime laminar e fluxo plenamente desenvolvido na entrada da seção térmica. Como o índice de comportamento experimental ficou em torno de 0,340 para todos os ensaios e o máximo valor de  $z_{te}^*$  encontrado experimentalmente para  $L = 1,2$  m foi de 0,1, pode-se dizer que o comprimento de entrada térmico nunca foi atingido ao longo das seções de teste.

Com base nas condições atingidas durante os experimentos, a correlação proposta por METZNER et al. (1957), dada pela Eq. (6.10), a qual tem sido amplamente utilizada em projetos de engenharia, foi utilizada para comparação com os dados experimentais. A semelhança satisfatória observada entre os valores preditos pela Eq. (6.10) e os dados experimentais é claramente evidente na Figura 6.2(a). A equação de Lévêque, que descreve a transferência de calor para um fluido Newtoniano, também foi comparada aos dados experimentais, assim como outras correlações para fluidos não-Newtonianos, como aquela proposta por PIGFORD (1955), dada pela Eq. (6.5), cujos resultados são apresentados na Figura 6.2(b). Neste caso, o parâmetro  $\delta_{pl}$  utilizado nas Eqs. (6.5) e (6.10) foi estimado pela Eq. (6.8).

As expressões de GORI (1978) e PRUSA e MANGLIK (1994), as quais são apresentadas nas Eqs. (6.17) e (6.18), respectivamente, também foram utilizadas na comparação aos dados experimentais, sendo os resultados apresentados na Figura 6.3(a) e (b), respectivamente. A equação proposta por GORI (1978) é baseada em soluções numéricas obtidas mediante condição de aquecimento de fluidos pseudoplásticos com índice de consistência variável, temperatura de parede constante e velocidade axial média plenamente desenvolvida na entrada da zona de aquecimento.

$$Nu = 1,75 (\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^b, \text{ onde } b = 0,14 \left[ 4 / \left( \frac{3n+1}{n} \right)^n \right] \quad (6.17)$$

$$Nu = 3,6568 \left( \frac{25n + 8}{28n + 5} \right) \left[ 1 + 0,0368 Gz^{1,36} \left( \frac{3n + 1}{4n} \right)^{4/3} \left( \frac{28n + 5}{25n + 8} \right)^4 \right]^{0,25} \quad (6.18)$$

A correlação de PRUSA e MANGLIK (1994), funcionalmente representada em termos de  $n$  e  $Gz$  é aplicável para fluidos pseudoplásticos e dilatantes, sendo válida nas faixas de  $8,0 \times 10^5 \geq Gz \geq 0$  para perfil térmico em desenvolvimento e também plenamente desenvolvido. Em seu estudo, PRUSA e MANGLIK (1994) objetivaram principalmente obter soluções altamente precisas para valores de coordenada axial adimensional arbitrariamente pequenos. Estes autores combinaram métodos assintóticos e numéricos para resolução do problema de desenvolvimento térmico de fluidos PL em dutos circulares.

Na Tabela 6.1 são apresentados os desvios quadráticos médios (RMS) e os erros absolutos relativos máximos (MaxΔEr), mínimos (MinΔEr) e médios (MeanΔEr) entre os dados experimentais descritos em termos do número de Nusselt, os quais foram obtidos no processo de aquecimento do suco de graviola a 19,1 °Brix em dutos cilíndricos com diferentes diâmetros, e os valores preditos pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18), propostas para fluidos Lei da Potência. São apresentados também os desvios dos dados experimentais em relação à expressão de Lévêque para fluidos Newtonianos.

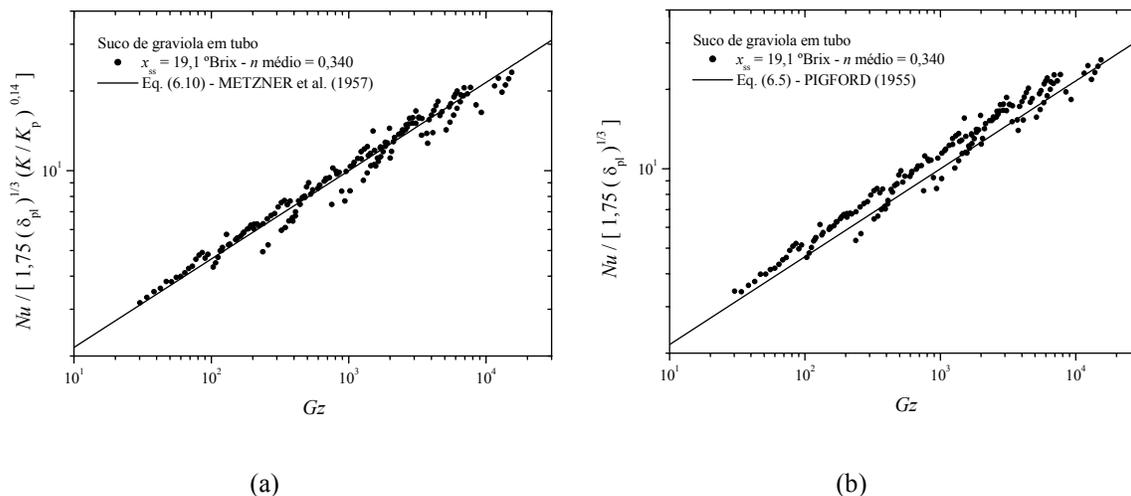


Figura 6.2. Dados experimentais obtidos no aquecimento de suco de graviola a 19,1 °Brix em dutos circulares com diferentes diâmetros internos. (a) Valores experimentais de  $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}]$  em função de Graetz ( $Gz$ ), juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.10), conforme METZNER et al. (1957); (b) Valores experimentais de  $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.5), conforme PIGFORD (1955).

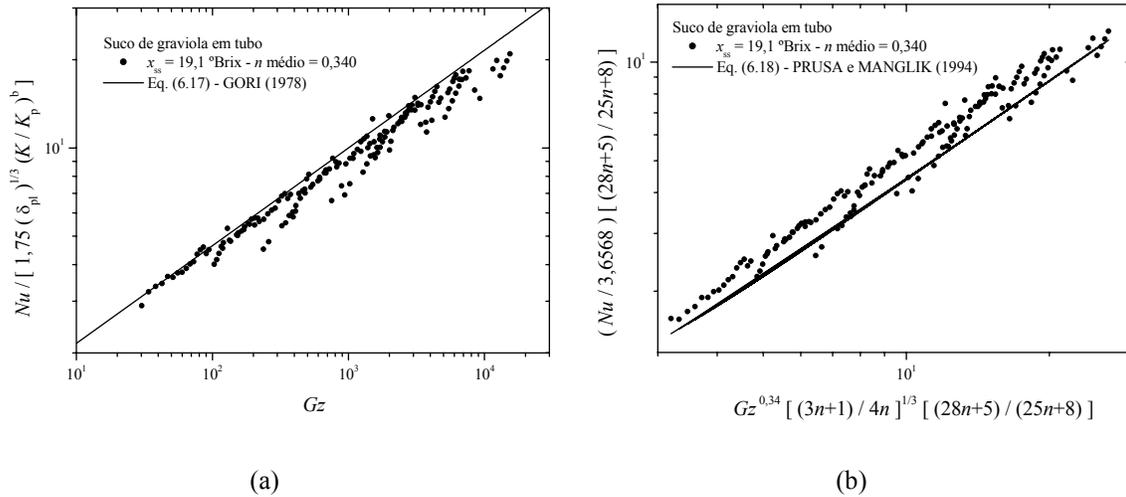


Figura 6.3. (a) Valores experimentais de  $Nu/[1,75(\delta_{pi})^{1/3}(K/K_p)^b]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.17), de acordo com GORI (1978); (b) Valores experimentais de  $Nu/3,6568[(28n+5)/(25n+8)]$  em função de  $Gz^{0,34}[(3n+1)/4n]^{1/3}[(28n+5)/(25n+8)]$ , juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.18), conforme PRUSA e MANGLIK (1994), para aquecimento de suco de graviola a 19,1 °Brix em dutos circulares com diferentes diâmetros.

Tabela 6.1. Valores de RMS (%) e erros relativos entre os dados experimentais de troca térmica para o suco de graviola a 19,1 °Brix em tubos e os valores preditos pela equação de Lévêque para fluidos Newtonianos e pelas expressões propostas para fluidos Lei da Potência, dadas pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18).

Expressões testadas	MaxΔEr (%)	MínΔEr (%)	MeanΔEr (%)	RMS (%)
Lévêque – $Nu = 1,75 Gz^{1/3}$	35,5	0,4	17,8	20,9
PIGFORD (1955) – Eq. (6.5)	26,4	0,01	10,5	11,6
METZNER et al. (1957) – Eq. (6.10)	27,3	0,2	6,9	8,8
GORI (1978) – Eq. (6.17)	42,2	0,05	11,4	15,1
PRUSA e MANGLIK (1994) – Eq. (6.18)	29,2	0,4	12,9	14,2

Assim como observado por METZNER et al. (1957) e CHRISTIANSEN e CRAIG (1962), as predições da equação de Lévêque desviam consideravelmente do comportamento não-Newtoniano, como já era esperado, permanecendo abaixo dos dados experimentais com um RMS de 20,9 %, portanto, suas predições não são aqui apresentadas. A introdução do fator  $\delta^{1/3}$  faz com que os dados se aproximem da linha teórica predita pela equação de Pigford, mas ainda há dispersão (RMS = 11,6 %). O fator de correção empírico  $(K/K_p)^{0,14}$ , que contabiliza a distorção do perfil de velocidade teórico, correlaciona adequadamente os dados experimentais. Neste caso, o valor de RMS foi o

menor (RMS = 8,8 %) em relação aos outros modelos testados. Obviamente, a presença de algum erro experimental foi indicada no trabalho de METZNER et al. (1957), que apontam alguma imprecisão na curva predita pela Eq. (6.10). No presente trabalho também é possível identificar certa inexatidão nas predições do número de Nusselt, visto que todas as propriedades do fluido foram estimadas por correlações empíricas, que apresentam erros inerentes. Apesar de alguns autores, como CHRISTIANSEN e CRAIG (1962), POPOVSKA e WILKINSON (1977) e FORREST e WILKINSON (1973) apontarem dúvidas em relação à precisão da Eq. (6.10), todos os desvios estão dentro de erros experimentais e para propostas de projeto a Eq. (6.10) é perfeitamente aceitável. As expressões de GORI (1978) e PRUSA e MANGLIK (1994) proporcionam resultados razoáveis e similares entre si, com  $RMS \cong 15,0 \%$ , mas evidentemente, a Eq. (6.10) apresenta as melhores predições, com menores desvios em relação aos dados experimentais. Estes resultados indicam confiança na Eq. (6.10), bem como no aparato experimental utilizado para obtenção das medidas de temperatura de mistura, no processo de aquecimento do suco de graviola em tubos.

Os resultados experimentais foram em seguida submetidos às análises de regressão não-linear, resultando de forma satisfatória na Eq. (6.19), a qual é válida nas seguintes faixas:  $0,3 \times 10^1 \leq Gz \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $2,0 \leq Re_g \leq 271,2$ ,  $6,4 \times 10^2 \leq Pr_g \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $31,5 \leq L/D \leq 187,5$ ,  $8,6 \leq K \leq 15,6$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,335 \leq n \leq 0,355$ . Um modelo similar ao dado pela Eq. (6.10) também foi ajustado aos dados experimentais e resultou em  $Nu = (1,73 \pm 0,01)(\delta_{pl})^{1/3}Gz^{1/3}(K/K_p)^{0,14}$ , com  $R^2 = 0,956$ , RMS = 8,9 % e SSR = 559. O parâmetro ajustado “1,73” é realmente muito similar ao parâmetro teórico na Eq. (6.10).

$$Nu = (2,5 \pm 0,1)Gz^{(0,32 \pm 0,01)} \quad R^2 = 0,959, \text{ RMS} = 9,4 \% \text{ e SSR} = 850 \quad (6.19)$$

### 6.3.2 Transferência de calor para o suco de maracujá em dutos cilíndricos

Os experimentos de aquecimento em tubos cilíndricos utilizando o suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix permitiram o cálculo das variáveis de interesse,  $Nu$ ,  $h_{in}$  e  $Gz$ , de acordo com as Eqs. (6.1), (6.2) e (6.12), respectivamente. Estes parâmetros resultaram nas variações apresentadas na Tabela 6.2 para cada uma das concentrações estudadas. As análises de transferência de calor para o suco de maracujá foram realizadas considerando os modelos reológicos PL e HB simultaneamente. Assim, são apresentadas na Tabela 6.3, as variações obtidas ao longo de todos os ensaios no cálculo dos parâmetros reológicos dos modelos HB ( $\tau_0$ ,  $K_{hb}$  e  $n_{hb}$ ) e PL ( $K_{pl}$ ), mediante as condições experimentais de temperatura média. O índice de comportamento do modelo PL ( $n_{pl}$ ) foi de 0,401, considerado constante, enquanto os valores de  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$  foram calculados pela Eq. (4.19), exceto para a concentração de 29,4 °Brix. Neste caso, utilizou-se a Eq. (4.10), que foi mais

precisa para a estimativa de  $\tau_0$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$ . As variações obtidas no cálculo dos grupos adimensionais,  $\psi Re_g$ ,  $Pr_{hb}$  e  $Pe$  (fluidos HB) e  $Re_g$ ,  $Pr_g$  e  $Pe$  (fluidos PL), são sumarizadas na Tabela 6.4.

Tabela 6.2. Valores experimentais de  $Nu$ ,  $h_{ln}$  e  $Gz$  obtidos no aquecimento de suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix em tubos cilíndricos com diferentes diâmetros.

$x_{ss}$ (°Brix)	$Nu$ (adimensional) Eq. (6.1)	$h_{ln}$ ( $W\ m^{-2}\ ^\circ C^{-1}$ ) Eq. (6.2)	$Gz$ (adimensional) Eq. (6.12)
29,4	$6,54 \leq Nu \leq 60,68$	$331,4 \leq h_{ln} \leq 1382,3$	$27,1 \leq Gz \leq 13961$
34,3	$7,03 \leq Nu \leq 60,70$	$328,1 \leq h_{ln} \leq 1355,4$	$27,8 \leq Gz \leq 14345$
41,3	$7,10 \leq Nu \leq 60,67$	$169,9 \leq h_{ln} \leq 1316,5$	$20,2 \leq Gz \leq 15654$

Tabela 6.3. Variações atingidas ao longo dos ensaios experimentais de aquecimento do suco de maracujá a diferentes concentrações em tubos cilíndricos para os parâmetros reológicos  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$ , calculados na temperatura média entre entrada e saída das seções de teste.

$x_{ss}$ (°Brix)	Modelo HB			Modelo PL
	$\tau_0$ (Pa)	$K_{hb}$ (Pa s <sup>n</sup> )	$n_{hb}$ (adimensional)	$K_{pl}$ (Pa s <sup>n</sup> )
29,4	$1,88 \leq \tau_0 \leq 2,42$	$0,58 \leq K_{hb} \leq 1,31$	$0,520 \leq n_{hb} \leq 0,573$	$1,48 \leq K_{pl} \leq 2,51$
34,3	$3,57 \leq \tau_0 \leq 4,46$	$1,26 \leq K_{hb} \leq 2,56$	$0,501 \leq n_{hb} \leq 0,546$	$2,66 \leq K_{pl} \leq 4,45$
41,3	$5,78 \leq \tau_0 \leq 7,19$	$2,35 \leq K_{hb} \leq 4,71$	$0,491 \leq n_{hb} \leq 0,534$	$4,67 \leq K_{pl} \leq 7,76$

Tabela 6.4. Valores de  $\psi Re_g$ ,  $Pr_{hb}$  e  $Pe$  para fluidos HB, calculados respectivamente pelas Eqs. (5.12) e (5.23), (6.14) e (6.15), nas condições experimentais obtidas durante aquecimento de suco de maracujá em tubos cilíndricos, juntamente com os valores de  $Re_g$ ,  $Pr_g$  e  $Pe$  para fluidos Lei da Potência, calculados conforme Eqs. (5.12), (6.13) e (6.11), respectivamente.

$x_{ss}$ (°Brix)	Modelo HB		
	$\psi Re_g$ (adimensional) Eqs. (5.12) e (5.23)	$Pr_{hb}$ (adimensional) Eq. (6.14)	$Pe$ (adimensional) Eq. (6.15)
29,4	$8,7 \leq \psi Re_g \leq 1049,6$	$198,8 \leq Pr_{hb} \leq 2584,7$	$6479 \leq Pe \leq 559850$
34,3	$5,1 \leq \psi Re_g \leq 657,3$	$316,0 \leq Pr_{hb} \leq 4765,3$	$6637 \leq Pe \leq 575258$
41,3	$0,4 \leq \psi Re_g \leq 476,9$	$518,2 \leq Pr_{hb} \leq 15604,5$	$4814 \leq Pe \leq 627767$
$x_{ss}$ (°Brix)	Modelo PL		
	$Re_g$ (adimensional) Eq. (5.12)	$Pr_g$ (adimensional) Eq. (6.13)	$Pe$ (adimensional) Eq. (6.11)
29,4	$9,4 \leq Re_g \leq 1202,9$	$142,7 \leq Pr_g \leq 2501,7$	$6479 \leq Pe \leq 559850$
34,3	$5,7 \leq Re_g \leq 764,8$	$226,7 \leq Pr_g \leq 4436,4$	$6637 \leq Pe \leq 575258$
41,3	$0,4 \leq Re_g \leq 583,7$	$381,6 \leq Pr_g \leq 13713,9$	$4814 \leq Pe \leq 627767$

Ao considerar o suco de maracujá um fluido HB, o número de Reynolds,  $Re_g$ , foi calculado pela Eq. (5.12) e os parâmetros  $\psi_1$ ,  $\psi$  e  $\zeta_0$  foram estimados, respectivamente, pelas Eqs. (5.21), (5.23) e (5.24), com o número de Hedstrom dado pela Eq. (5.25). Os números adimensionais  $Pr_{hb}$  e  $Pe$  foram obtidos pelas Eqs. (6.14) e (6.15), respectivamente. Considerando o suco de maracujá um fluido PL,  $Re_g$  foi calculado pela Eq. (5.12), enquanto  $Pr_g$  e  $Pe$  foram estimados, respectivamente, pelas Eqs. (6.13) e (6.11). É possível ressaltar ainda os seguintes comentários em relação às faixas experimentais alcançadas:

- (i) durante os ensaios de troca térmica do suco de maracujá em dutos cilíndricos, os regimes de escoamento permaneceram na faixa laminar, devido aos baixos valores de  $\psi Re_g$  apresentados na Tabela 6.4, conforme discutido anteriormente na Seção 5.3.2;
- (ii) as variações de temperatura de mistura na entrada e na saída ao longo dos 162 ensaios para cada uma das amostras testadas são apresentadas a seguir na Tabela 6.5. São apresentadas também as variações máximas e mínimas obtidas em um dado ensaio para a diferença de temperatura entre entrada e saída ( $T_{b2} - T_{b1}$ ).

Tabela 6.5. Variações das temperaturas de mistura de entrada ( $T_{b1}$ ) e de saída ( $T_{b2}$ ), juntamente com as variações da diferença de temperatura ( $T_{b2} - T_{b1}$ ) obtidas nos ensaios experimentais de aquecimento de suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix em dutos circulares com diferentes diâmetros.

$x_{ss}$ (°Brix)	$T_{b1}$ (°C)	$T_{b2}$ (°C)	$T_{b2} - T_{b1}$ (°C)
29,4	$12,7 \leq T_{b1} \leq 48,4$	$16,8 \leq T_{b2} \leq 57,2$	$0,6 \leq T_{b2} - T_{b1} \leq 12,4$
34,3	$9,2 \leq T_{b1} \leq 35,5$	$13,6 \leq T_{b2} \leq 51,0$	$0,6 \leq T_{b2} - T_{b1} \leq 15,8$
41,3	$13,2 \leq T_{b1} \leq 42,7$	$17,7 \leq T_{b2} \leq 55,2$	$0,5 \leq T_{b2} - T_{b1} \leq 22,9$

- (iii) através dos elevados valores do número de Péclet conclui-se que a condução de calor na direção axial foi desprezível. Os valores de  $Pe$  são compatíveis com aqueles encontrados para troca térmica de suco de graviola em tubo;
- (iv) as propriedades térmicas do suco mantiveram-se praticamente constantes entre a entrada e a saída da seção de teste em todos os experimentos realizados, devido às pequenas diferenças de temperatura atingidas. O calor específico do suco de maracujá apresentou variações máximas de 0,9, 1,2 e 1,9 % entre a entrada e a saída das seções de teste, para as concentrações de 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix, respectivamente, sendo as variações médias de 0,4 % para cada uma das concentrações investigadas. A densidade variou no máximo 0,6, 0,8 e 1,1 % para as respectivas concentrações de 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix e apresentou variações médias de 0,2 %. A condutividade térmica, por sua vez, foi a propriedade térmica mais afetada pela mudança de temperatura entre entrada e saída,

resultando em variações máximas de 2,7, 3,5 e 5,5 %, para as concentrações de 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix, respectivamente, sendo as variações médias de 1,2 %;

(v) os efeitos de convecção natural podem ser desprezados, o que pode ser justificado pelos valores praticamente constantes de densidade do suco ao longo da seção transversal dos tubos. Considerando todas as concentrações estudadas, a máxima diferença encontrada entre a densidade calculada na temperatura de parede e a densidade na temperatura média foi de 2,5 %, com média de 2,0 % para os 486 ensaios realizados;

(vi) os parâmetros reológicos apresentaram maiores variações entre a entrada e a saída das seções de teste em relação às propriedades térmicas. A tensão residual apresentou variações máximas entre a entrada e a saída de 8,1, 9,9 e 14,3 % e mínimas de 0,4, 0,5 e 0,3 % para as concentrações de 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix, respectivamente, enquanto as variações médias foram de 3,5 % para cada uma das concentrações consideradas. O índice de consistência ( $K_{hb}$ ) foi o parâmetro que mais variou entre a entrada e a saída das seções de teste, como era esperado. Neste caso, as variações máximas de  $K_{hb}$  foram de 24,0, 28,2 e 38,7 % e as mínimas foram de 1,4, 1,3 e 1,1 %, para as concentrações de 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix, respectivamente, sendo as variações médias de 10,3 % para todas as concentrações. Para  $K_{pl}$ , as variações máximas entre entrada e saída das seções de teste foram de 16,4, 21,5 e 29,9 %, com médias de 6,8, 7,8 e 7,7 %, para as respectivas concentrações de 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix. Por outro lado, o índice de comportamento ( $n_{hb}$ ), fracamente influenciado pela temperatura, apresentou variações máximas entre a entrada e a saída das seções de teste de apenas 3,4, 4,1 e 6,1 % para as respectivas concentrações de 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix, sendo as variações mínimas e médias de 0,2 e 1,4 %, respectivamente, para todas as concentrações investigadas;

(vii) com base nas investigações de NOUAR et al. (1994), conclui-se que o perfil de temperaturas experimental estava em desenvolvimento. Estes autores identificaram que, para condições de propriedades físicas e reológicas constantes, ocorre uma queda brusca do número de Nusselt para a região  $10^{-6} \leq X^+ \leq 10^{-1}$ , sendo que em  $X^+ = 0,1$  o número de Nusselt tende a um valor assintótico, onde  $X^+$  é o número de Cameron, dado por  $X^+ = 2z/DPe$ . Nas condições experimentais, para  $L = 1,2$  m, o máximo valor de  $X^+$  encontrado foi de 0,08. Note que o número de Cameron equivale ao comprimento adimensional de entrada térmica  $z_{te}^*$  definido em PRUSA e MANGLIK (1994);

(viii) os efeitos de dissipação viscosa foram desprezados, pois NOUAR et al. (1995a), que incluíram este efeito na solução numérica das equações conservativas, considerando números de Brinkman de 0 a 0,01, concluíram que para o caso de convecção forçada com temperatura de parede constante, o efeito de dissipação viscosa é fraco na região de entrada térmica e pode ser descartado. Estes autores calcularam o número de Brinkman conforme a expressão  $Br = \mu_0 \bar{v}_z^2 / k(T_{b1} - T_p)$ ,

onde  $\mu_0$  é a viscosidade aparente calculada com a taxa de deformação na parede para perfil de velocidades plenamente desenvolvido e na temperatura de mistura na entrada da zona de aquecimento ( $T_{b1}$ ). NOUAR et al. (1995a) identificaram que devido aos efeitos de dissipação viscosa, quando  $X^+ = 0,1$  a variação do número de Nusselt em função do número de Cameron não apresenta um comportamento assintótico. NOUAR et al. (1995a) observaram que, em locais distantes da entrada do tubo, o número de Nusselt local continua a diminuir e enquanto a temperatura de mistura continua inferior à temperatura de parede, uma posição axial é atingida tal que o gradiente térmico se anula, assim como o número de Nusselt. Em seguida, ocorre uma reversão do fluxo de calor, de tal modo que o fluido passa a “aquecer a parede”. A temperatura de mistura continua a subir a partir deste ponto até que a mesma se iguale à temperatura de parede. A partir daí, o número de Nusselt exibe uma singularidade, ou seja, atinge um valor infinito e negativo.

Para as análises subseqüentes, inicialmente considerou-se o suco de maracujá como um fluido PL e, então, as correlações de PIGFORD (1955), METZNER et al. (1957), GORI (1978) e PRUSA e MANGLIK (1994), descritas respectivamente pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18) foram utilizadas para comparação com os dados experimentais, de forma similar ao realizado para o suco de graviola (fluido PL) aquecido em tubos. Adicionalmente, a expressão de Lévêque para fluidos Newtonianos também foi utilizada para comparação. Os valores obtidos de RMS e erros relativos absolutos entre os dados experimentais e aqueles preditos pela expressão de Lévêque e pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18) são apresentados na Tabela 6.6.

Tabela 6.6. Valores de RMS (%) e erros absolutos relativos máximos, mínimos e médios entre os dados experimentais de troca térmica do suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix escoando em tubos cilíndricos e os valores preditos pela expressão de Lévêque para fluidos Newtonianos e pelos modelos propostos para fluidos Lei da Potência, dados pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18).

Expressões testadas para fluido PL	Max $\Delta$ Er (%)	Min $\Delta$ Er (%)	Mean $\Delta$ Er (%)	RMS (%)
Lévêque – $Nu = 1,75 Gz^{1/3}$	36,1	13,1	26,9	27,1
PIGFORD (1955) – Eq. (6.5)	29,0	3,4	18,7	19,1
METZNER et al. (1957) – Eq. (6.10)	26,3	2,0	12,6	13,0
GORI (1978) – Eq. (6.17)	18,6	0,03	5,2	5,8
PRUSA e MANGLIK (1994) – Eq. (6.18)	29,8	7,6	21,8	22,1

Nas análises para o suco de maracujá representado pelo modelo reológico da Lei da Potência, um comportamento similar foi observado em relação ao suco de graviola. As predições dos modelos utilizados para comparação foram se aproximando dos dados experimentais conforme os mesmos

foram correlacionados pela expressão de Lévêque, seguida pelo modelo de PIGFORD (1955) e finalmente pelo modelo de METZNER et al. (1957). No entanto, as predições do famoso modelo de METZNER et al. (1957) para fluidos PL em tubos não foram tão boas como para o suco de graviola. Ressalta-se, inclusive, que este modelo dado pela Eq. (6.10) foi validado na Seção anterior, pois apresentou excelente precisão na estimativa do número de Nusselt para aquecimento do suco de graviola a 19,1 °Brix em tubos. Na verdade, todas as expressões testadas para fluidos PL, exceto as de GORI (1978), foram piores para o suco de maracujá em relação ao suco de graviola. Este evento pode ser explicado pelo fato de que os ajustes do modelo PL aos dados experimentais de tensão de cisalhamento e taxa de deformação do suco de maracujá apresentaram piores resultados em relação aos ajustes do modelo reológico HB, o que pode acarretar em erros nas predições por modelos obtidos para fluidos PL. Porém, o fato mais surpreendente que pode ser observado na Tabela 6.6 é, sem dúvida, a excelente concordância obtida entre os dados experimentais e as expressões de GORI (1978). Assim, na Figura 6.4(a) são apresentadas as predições de GORI (1978), conforme Eq. (6.17), juntamente com os valores experimentais obtidos no aquecimento do suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix escoando em tubos cilíndricos. Na Figura 6.4(b) são apresentadas as predições da Eq. (6.10), conforme METZNER et al. (1957), juntamente com os valores experimentais de troca térmica para o suco de maracujá (fluido PL) em tubos.

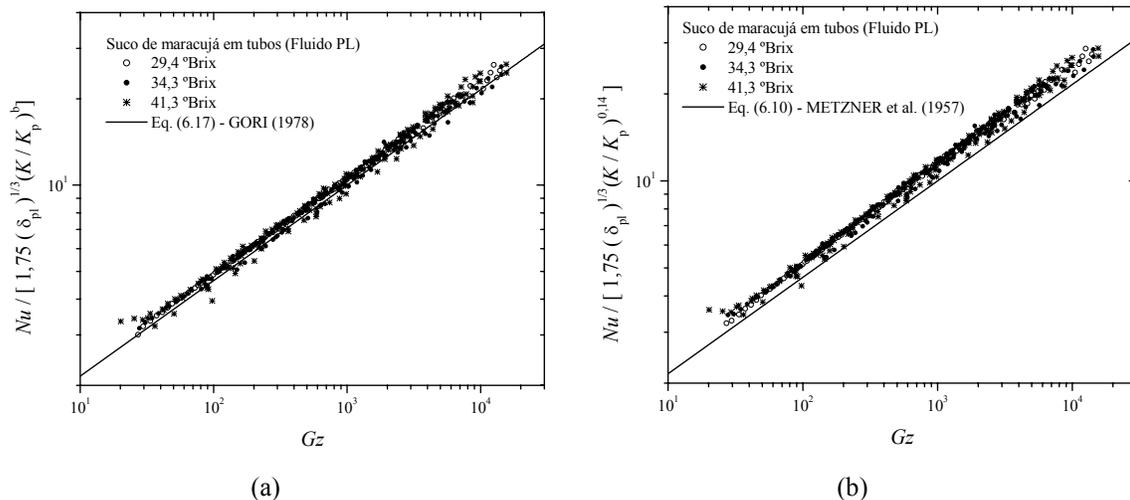


Figura 6.4. Resultados obtidos na transferência de calor para o suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix, aquecido em tubos cilíndricos com diferentes diâmetros, considerando o modelo reológico da Lei da Potência: (a) Valores experimentais de  $Nu/[1,75(\delta_{pi})^{1/3}(K/K_p)^b]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.17), conforme GORI (1978); (b) Valores experimentais de  $Nu/[1,75(\delta_{pi})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.10), conforme METZNER et al. (1957).

Portanto, com base nestes resultados, os modelos empíricos, descritos nas Eqs. (6.20), (6.21) e (6.22) foram propostos para a predição do número de Nusselt médio, no aquecimento do suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix. Neste caso, os sucos são caracterizados pelo modelo reológico da Lei da Potência.

$$Nu = (2,006 \pm 0,002) (\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{0,14} \quad R^2 = 0,992, \text{ RMS} = 3,9 \%, \text{ SSR} = 145 \quad (6.20)$$

$$Nu = 1,75 (\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{(0,354 \pm 0,003)} \quad R^2 = 0,990, \text{ RMS} = 4,2 \%, \text{ SSR} = 169 \quad (6.21)$$

$$Nu = (2,03 \pm 0,02) (\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{(0,12 \pm 0,03)} \quad R^2 = 0,992, \text{ RMS} = 3,9 \%, \text{ SSR} = 145 \quad (6.22)$$

Na Figura 6.5(a) e (b) são apresentados os resultados experimentais obtidos em termos do número de Nusselt, juntamente com as curvas preditas pelas Eqs. (6.20) e (6.21), respectivamente, para o caso de aquecimento do suco de maracujá em dutos circulares, considerando o modelo PL. Os resultados obtidos a partir da Eq. (6.22) não foram plotados, pois o gráfico resultante é similar ao apresentado na Figura 6.5(a).

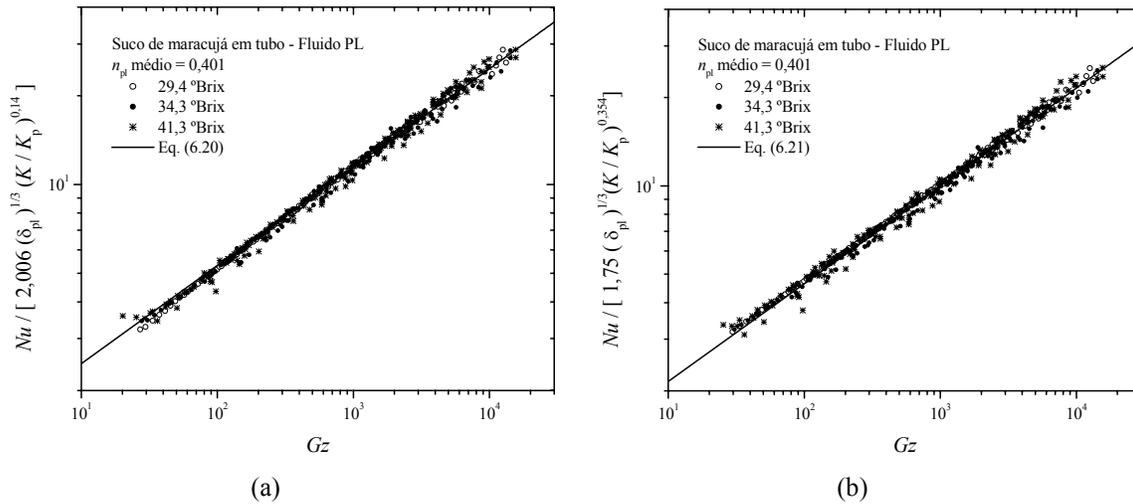


Figura 6.5. Resultados para o suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix no aquecimento em tubos cilíndricos com diferentes diâmetros, considerando o modelo reológico da Lei da Potência: (a) Valores experimentais de  $Nu/[2,006(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo novo modelo empírico descrito na Eq. (6.20); (b) Valores experimentais de  $Nu/[1,75(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,354}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo modelo empírico dado na Eq. (6.21).

Os resultados do ajuste e as análises visuais indicam que todos os modelos empíricos apresentaram uma excelente representação dos dados experimentais, com coeficientes de correlação superiores a 0,990 e somatória quadrática de resíduos inferior a 4,2 %, no entanto, as Eqs. (6.20) e (6.22) foram ligeiramente mais precisas do que a Eq. (6.21). Ressalta-se que os novos modelos empíricos são aplicáveis nas seguintes faixas:  $0,2 \times 10^2 \leq Gz \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $0,4 \leq Re_g \leq 1203$ ,  $1,4 \times 10^2 \leq Pr_g \leq 1,4 \times 10^4$ ,  $1,48 \leq K_{pl} \leq 7,76$  (Pa s<sup>n</sup>),  $n_{pl} = 0,401$  e  $31,5 \leq L/D \leq 187,5$ .

Para fluidos HB, não existem correlações conhecidas para a estimativa do número de Nusselt mediante as condições experimentais do presente trabalho. Assim, optou-se por realizar comparações com as expressões propostas para fluidos PL. Portanto, foram utilizados os modelos de PIGFORD (1955), METZNER et al. (1957), GORI (1978) e PRUSA e MANGLIK (1994), descritos respectivamente pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18), porém o parâmetro  $\delta_{pl}$  foi substituído por  $\delta_{hb}$ , que é calculado conforme Eq. (6.9). Neste caso, os parâmetros  $\zeta_0$  e  $\psi_1$  foram estimados pelas Eqs. (5.21) e (5.24), respectivamente. Adicionalmente, os dados experimentais foram correlacionados através da expressão de Lévêque para fluidos Newtonianos. Os valores obtidos de RMS e erros absolutos relativos entre os dados experimentais e os preditos pela expressão de Lévêque e pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18) são apresentados na Tabela 6.7. É possível observar na Tabela 6.7 que os resultados dos modelos de GORI (1978) e METZNER et al. (1957), utilizando o parâmetro  $\delta_{hb}$  ao invés de  $\delta_{pl}$  foram ligeiramente melhores em relação àqueles apresentados na Tabela 6.6 para fluidos PL, sendo os gráficos resultantes a partir das Eqs. (6.10) e (6.17), neste caso, similares aos apresentados na Figura 6.4(a) e (b) e por este motivo, os mesmos não são apresentados.

Tabela 6.7. Valores de RMS (%) e erros absolutos relativos máximos, mínimos e médios entre os dados experimentais de troca térmica do suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix escoando em tubos cilíndricos e os valores preditos pela expressão de Lévêque para fluidos Newtonianos e pelos modelos dados pelas Eqs. (6.5), (6.10), (6.17) e (6.18), nas quais o parâmetro  $\delta_{pl}$  foi substituído por  $\delta_{hb}$ .

Expressões testadas para fluido HB	MaxΔEr (%)	MinΔEr (%)	MeanΔEr (%)	RMS (%)
Lévêque – $Nu = 1,75 Gz^{1/3}$	36,1	13,1	26,9	27,1
PIGFORD (1955) – Eq. (6.5)	29,8	0,3	20,2	20,5
METZNER et al. (1957) – Eq. (6.10)	27,5	0,1	11,5	12,0
GORI (1978) – Eq. (6.17)	26,3	0,1	4,2	5,2
PRUSA e MANGLIK (1994) – Eq. (6.18)	30,9	4,4	23,3	23,5

Considerando estes resultados, as seguintes expressões, dadas pelas Eqs. (6.23), (6.24) e (6.25), foram propostas para a estimativa de  $h_{ln}$  do suco de maracujá em aquecimento através de

tubos cilíndricos. Neste caso, o suco de maracujá é representado pelo modelo de Herschel-Bulkley. Os modelos a seguir são aplicáveis nas seguintes faixas:  $0,2 \times 10^2 \leq Gz \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $0,4 \leq \psi Re_g \leq 1050$ ,  $2,0 \times 10^2 \leq Pr_{hb} \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $1,88 \leq \tau_0 \leq 7,19$  (Pa),  $0,58 \leq K_{hb} \leq 4,71$  (Pa s<sup>n</sup>),  $0,491 \leq n_{hb} \leq 0,573$  e  $31,5 \leq L/D \leq 187,5$ .

$$Nu = (1,966 \pm 0,002) (\delta_{hb})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{0,14} \quad R^2 = 0,991, \text{ RMS} = 3,8 \%, \text{ SSR} = 143 \quad (6.23)$$

$$Nu = 1,75 (\delta_{hb})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{(0,267 \pm 0,002)} \quad R^2 = 0,989, \text{ RMS} = 4,7 \%, \text{ SSR} = 177 \quad (6.24)$$

$$Nu = (2,14 \pm 0,02) (\delta_{hb})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{(0,05 \pm 0,02)} \quad R^2 = 0,992, \text{ RMS} = 4,0 \%, \text{ SSR} = 136 \quad (6.25)$$

Finalmente, propõe-se uma expressão mais simplificada, dada pela Eq. (6.26). Neste caso, o número de Nusselt médio depende apenas do número de Graetz.

$$Nu = (2,30 \pm 0,03) Gz^{(0,340 \pm 0,002)} \quad R^2 = 0,992, \text{ RMS} = 4,0 \%, \text{ SSR} = 657 \quad (6.26)$$

A partir dos resultados das análises de regressão, conclui-se que as Eqs. (6.23) e (6.25) foram ligeiramente mais precisas do que a Eq. (6.24), no entanto, todos os modelos foram obtidos de forma satisfatória, com  $R^2 \geq 0,989$  e  $\text{RMS} \leq 4,7 \%$ . Assim, na Figura 6.6 são apresentados somente os resultados obtidos a partir da Eq. (6.23), juntamente com os valores experimentais em termos de Nusselt. As Eqs. (6.24) e (6.25) proporcionaram gráficos similares aos apresentados na Figura 6.5(a) e (b), portanto, os mesmos foram omitidos. A Eq (6.26) é sem dúvida a mais simples entre todas as expressões testadas, enquanto a Eq. (6.20), válida para fluidos PL, e a Eq. (6.23), para fluidos HB, foram ligeiramente mais precisas para a estimativa de  $h_{in}$  do suco de maracujá em aquecimento por tubos cilíndricos com diferentes diâmetros. Obviamente, como os erros experimentais foram pequenos, como pode ser observado na Figura 6.6, qualquer modelo empírico se ajustaria adequadamente e justamente por este motivo todas as expressões empíricas testadas, para ambos os modelos reológicos considerados, foram obtidas com elevada precisão e de forma plenamente satisfatória, com coeficientes de correlação superiores a 0,989 e somatória quadrática de resíduos inferior a 5,0 %. Assim, apesar dos fatores de atrito apresentados no Capítulo 5 terem indicado precisões melhores em relação aos dados do suco de maracujá representado pelo modelo Herschel-Bulkley, conclui-se que é possível obter resultados plausíveis para a transferência de calor, considerando o modelo reológico da Lei da Potência. No entanto, é preciso ter em mente que o modelo de Herschel-Bulkley realmente representa melhor as características de escoamento do

suco de maracujá, visto que, no capítulo anterior foram utilizadas expressões teóricas para comparação com os dados experimentais, as quais são específicas para um dado modelo reológico. Além disso, é inegável que os ajustes do modelo HB apresentados no Capítulo 4 foram melhores do que os resultados obtidos em relação ao modelo PL.

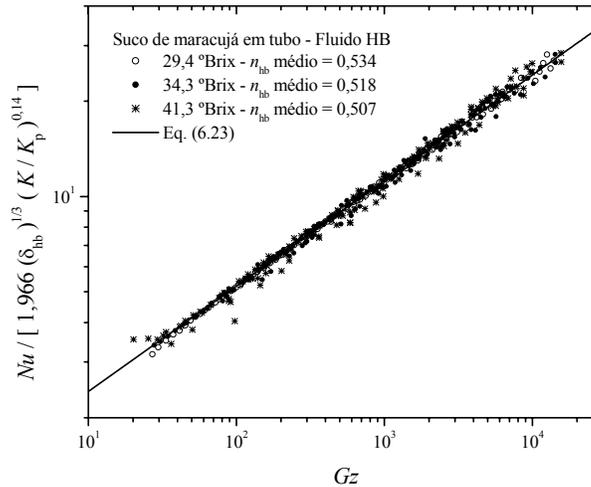


Figura 6.6. Valores experimentais de  $Nu/[1,966(\delta_{hb})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo novo modelo empírico descrito na Eq. (6.23) para o suco de maracujá a 29,4, 34,3 e 41,3 °Brix em aquecimento por tubos cilíndricos, considerando o modelo reológico de Herschel-Bulkley.

NOUAR et al. (1994) apresentam uma correlação para Nusselt local, válida  $3 \times 10^{-5} < X^+ < 7 \times 10^{-3}$ , dada por:  $Nu_x = 2,3(\delta_{hb})^{1/3}(b\phi_p D/2k)^\alpha (X^+)^{-0,26}$ , onde  $\phi_p$  é o fluxo de calor na parede e  $\alpha$  e  $b$  são constantes. Note que é uma expressão de certa forma similar ao modelo empírico dado na Eq. (6.25). NOUAR et al. (1995a), em um estudo puramente numérico, apresentaram correlações do número de Nusselt local para fluidos HB em tubos cilíndricos, considerando o caso de fluxo de calor constante, bem como o de temperatura de parede constante. Todas as propriedades físicas foram consideradas independentes da temperatura, exceto o índice de consistência. As correlações para o caso de fluxo de calor constante foram mais precisas do que para o caso de temperatura de parede constante, pois um aumento repentino da temperatura na entrada da zona de aquecimento dificulta a correlação dos dados de transferência de calor. Estes autores identificaram um aumento do número de Nusselt atribuído a termo-dependência do parâmetro  $K$ . Conforme já discutido previamente, a variação do raio adimensional da zona empistonada devido à alteração dos parâmetros reológicos com a temperatura modifica a taxa de deformação na parede e, portanto, a

taxa de transferência de calor. Paralelamente à proposição de correlações, NOUAR et al. (1995a) analisaram o gradiente de pressão e a taxa de transferência de calor de acordo com a evolução da estrutura do perfil de velocidades.

### 6.3.3 Transferência de calor para o suco de graviola em dutos anulares

Os experimentos de aquecimento de suco de graviola a 24,3 °Brix nas regiões anulares com diferentes relações de diâmetro permitiram o cálculo de  $Nu$ ,  $h_{in}$ ,  $Gz$ ,  $Pr_g$ ,  $Re_g$  e  $Pe$ , utilizando o diâmetro hidráulico  $D_h = D_o - D_i$  nas Eqs (6.1), (6.2), (6.12), (6.13), (5.12) e (6.15), respectivamente. As variações do número médio de Nusselt, do coeficiente convectivo médio e do número de Graetz obtidas experimentalmente são apresentadas na Tabela 6.8, enquanto as variações dos números adimensionais Reynolds, Prandtl e Péclet são apresentadas na Tabela 6.9 para as relações de diâmetro  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ .

Tabela 6.8. Valores experimentais de  $Nu$ ,  $h_{in}$  e  $Gz$  obtidos no aquecimento do suco de graviola a 24,3 °Brix em ânnulos concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ .

$\kappa$	$Nu$ (adimensional) Eq. (6.1)	$h_{in}$ (W m <sup>-2</sup> °C <sup>-1</sup> ) Eq. (6.2)	$Gz$ (adimensional) Eq. (6.12)
0,23	$31,4 \leq Nu \leq 98,9$	$336,2 \leq h_{in} \leq 1052,4$	$2,54 \times 10^3 \leq Gz \leq 3,65 \times 10^4$
0,36	$31,7 \leq Nu \leq 90,3$	$630,7 \leq h_{in} \leq 1777,2$	$9,75 \times 10^2 \leq Gz \leq 1,40 \times 10^4$

Tabela 6.9. Variações atingidas pelos números de Reynolds e Prandtl, calculados nas condições experimentais obtidas nos ensaios de troca térmica do suco de graviola a 24,3 °Brix em ânnulos concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ .

$\kappa$	$Re_g$ (adimensional) Eq. (5.12)	$Pr_g$ (adimensional) Eq. (6.13)	$Pe$ (adimensional) Eq. (6.15)
0,23	$1,3 \leq Re_g \leq 139,6$	$5,5 \times 10^3 \leq Pr_g \leq 4,1 \times 10^4$	$5,3 \times 10^4 \leq Pe \leq 7,7 \times 10^5$
0,36	$1,1 \leq Re_g \leq 115,3$	$3,6 \times 10^3 \leq Pr_g \leq 2,6 \times 10^4$	$2,9 \times 10^4 \leq Pe \leq 4,1 \times 10^5$

Analisando as tabelas anteriores e outras condições experimentais, ressalta-se o seguinte:

- (i) o escoamento foi laminar em todos os ensaios experimentais ( $1,1 \leq Re_g \leq 139,6$ );
- (ii) durante os 162 ensaios realizados para  $\kappa = 0,23$ , as temperaturas de entrada variaram de 0,6 a 38,9 °C, o que resultou em temperaturas de mistura na saída de 3,3 a 39,9 °C, proporcionando uma diferença de temperatura máxima entre a entrada e a saída das seções de teste de 2,7 °C e mínima de 0,4 °C. Por outro lado, para os 162 ensaios realizados na relação  $\kappa = 0,36$ , as temperaturas de

entrada apresentaram a mesma variação, de 0,6 a 38,9 °C, porém as temperaturas de mistura na saída resultaram em 6,1 a 41,5 °C, proporcionando uma diferença de temperatura máxima de 7,1 °C e mínima de 0,9 °C;

(iii) o calor produzido por dissipação viscosa pode ser desprezado ( $1,8 \times 10^{-3} \leq Br \leq 1,1 \times 10^{-1}$ ), bem como a condução de calor na direção axial ( $2,9 \times 10^4 \leq Pe \leq 7,7 \times 10^5$ );

(iv) as propriedades térmicas do suco mantiveram-se praticamente constantes entre a entrada e a saída da seção de teste em todos os experimentos realizados, devido ao pequeno diferencial de temperaturas atingido. O calor específico do suco de graviola apresentou uma variação máxima de 0,5 % entre a entrada e a saída da seção de teste e uma variação média ao longo dos 324 ensaios de 0,1 %. A densidade apresentou uma variação máxima de 0,2 % em um dado experimento e uma variação média de 0,04 %, considerando todos os ensaios realizados. A condutividade térmica, por sua vez, mostrou variação máxima de 0,8 %, apresentando uma variação média de 0,2 % ao longo de todos os ensaios;

(v) os efeitos da convecção natural podem ser desprezados pelos valores praticamente inalterados da densidade ao longo da seção transversal. A máxima variação encontrada entre a densidade calculada na temperatura de parede e a densidade calculada na temperatura média foi de 1,3 %, com variação média de 1,2 % para todos os ensaios realizados;

(vi) o índice de comportamento calculado na temperatura média variou de 0,310 a 0,328, sendo seu valor médio de 0,314 com um desvio padrão de 0,004, enquanto que o índice de consistência na temperatura média variou de 22,3 a 42,0 Pa s<sup>n</sup>. Por outro lado, o índice de consistência apresentou uma variação máxima entre a entrada e a saída da seção de teste de 5,2 %, mínima de 0,7 % e média de 1,9 %, enquanto o índice de comportamento variou no máximo 0,4 % entre entrada e saída, com variação média de apenas 0,1 %.

Os resultados experimentais descritos em termos do número médio de Nusselt foram, então, submetidos a análises de regressão não-linear, com base na correlação de Metzner (METZNER et al., 1957), dada pela Eq. (6.10). Nos novos modelos, um fator empírico foi adicionado para contabilizar o efeito da relação de raios do ânulo. As correlações finais propostas, válidas para valores arbitrários de  $\kappa$  variando de 0,23 a 0,36 resultaram nas Eqs. (6.27) e (6.28). Uma terceira correlação foi proposta, onde o número de Nusselt médio é descrito de forma simplificada apenas como uma função do número de Graetz e da relação de diâmetros do espaço anular, conforme Eq. (6.29). Todos os modelos empíricos foram satisfatórios na predição dos dados experimentais, sendo os coeficientes de correlação iguais a 0,918 e a somatória quadrática de resíduos inferior a 9,6 %, sendo que a Eq. (6.27) foi ligeiramente mais precisa do que os outros modelos empíricos propostos,

dados pelas Eqs. (6.28) e (6.29). É importante notar as faixas de aplicação das novas correlações:  $9,8 \times 10^2 \leq Gz \leq 3,7 \times 10^4$ ;  $1,1 \leq Re_g \leq 139,6$ ,  $3,6 \times 10^3 \leq Pr_g \leq 4,1 \times 10^4$ ,  $26,5 \leq L/D_h \leq 49,2$ ,  $0,23 \leq \kappa \leq 0,36$ ,  $22,3 \leq K \leq 42,0$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,310 \leq n \leq 0,328$ .

$$Nu = (5,1 \pm 0,3)(\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left(\frac{K}{K_p}\right)^{(0,11 \pm 0,04)} \left(\frac{D_i}{D_o}\right)^{(0,61 \pm 0,03)} \quad R^2 = 0,918, \text{ RMS} = 9,5 \% \text{ e} \quad (6.27)$$

SSR = 19521

$$Nu = (5,0 \pm 0,2)(\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left(\frac{K}{K_p}\right)^{0,14} \left(\frac{D_i}{D_o}\right)^{(0,61 \pm 0,03)} \quad R^2 = 0,918, \text{ RMS} = 9,5 \% \text{ e} \quad (6.28)$$

SSR = 82456

$$Nu = (6,4 \pm 0,2) Gz^{1/3} \left(\frac{D_i}{D_o}\right)^{(0,61 \pm 0,03)} \quad R^2 = 0,918, \text{ RMS} = 9,6 \% \text{ e} \quad (6.29)$$

SSR = 141525

Na Figura 6.7(a) e (b), os dados experimentais descritos em termos do número de Nusselt médio são apresentados, juntamente com as predições pelas Eqs. (6.27) e (6.29), respectivamente. A Eq. (6.28) proporcionou um gráfico similar aos apresentados na Figura 6.7(a) e (b) e por este motivo o mesmo foi omitido.

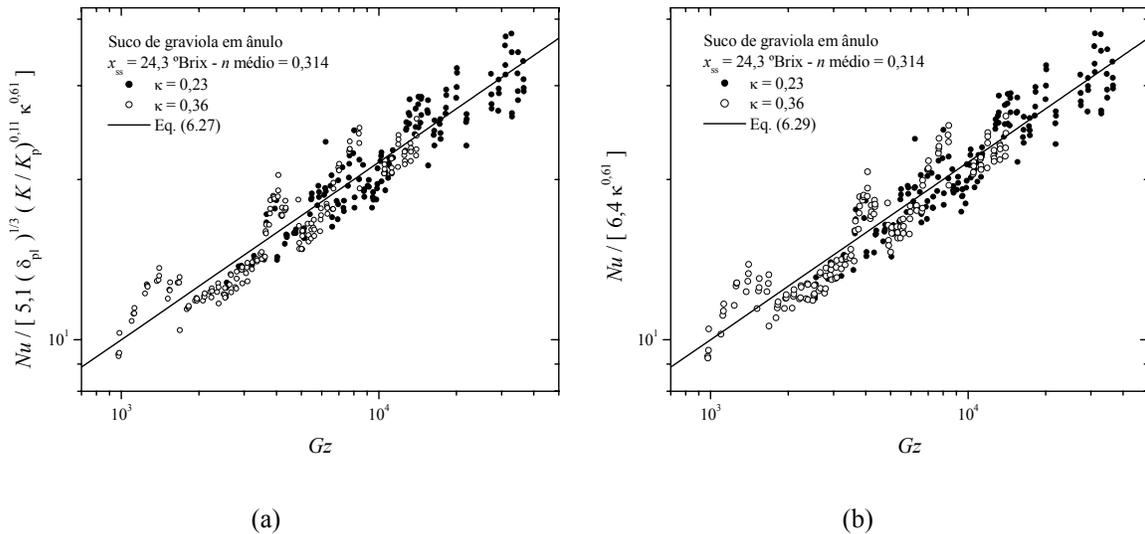


Figura 6.7. Resultados obtidos para a transferência de calor de suco de graviola a 24,3 °Brix em ânulos concêntricos, com relação de diâmetros do espaço anular de  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ : (a) Valores experimentais de  $Nu/[5,1(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,11}\kappa^{0,61}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo novo modelo empírico dado pela Eq. (6.27); (b) Valores experimentais de  $Nu/[6,4\kappa^{0,61}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo modelo empírico descrito na Eq. (6.29).

Um pequeno esforço tem sido realizado para coletar dados experimentais de transferência de

calor para um fluido Newtoniano escoando em regime laminar (ou turbulento) e plenamente desenvolvido em ânnulos. Algumas correlações podem ser encontradas em JAKOB (1949), as quais são normalmente dadas em termos da relação de raios do ânnulo e dos números de Grashof, Graetz, ou Reynolds e Prandlt. Algumas dessas correlações foram testadas e uma grande discrepância foi observada entre suas predições e os dados experimentais aqui observados ( $RMS > 50\%$ ), indicando a necessidade de correlações mais específicas para fluidos não-Newtonianos escoando em regiões anulares. Assim, as novas expressões empíricas aqui propostas, dadas pelas Eqs. (6.27), (6.28) e (6.29), são de fundamental importância para aplicação em projetos de processos e equipamentos, especialmente os trocadores de calor de tubo-duplo e tubo-triplo e, portanto, poderão ser extremamente úteis para os fabricantes de suco de graviola e outros produtos com características reológicas similares. Além disso, os resultados obtidos podem ser utilizados para confirmar eventuais análises teóricas, visto que os dados experimentais de fluidos Power-Law em ânnulos são realmente escassos.

Neste momento, é interessante observar algumas conclusões importantes obtidas por diversos autores em estudos relativos à troca térmica de fluidos pseudoplásticos em ânnulos concêntricos. HONG e MATTHEWS (1969), por exemplo, observaram que o efeito do índice de comportamento se limita somente à região de entrada térmica, sendo este efeito contrário ao observado para o caso de fluidos PL em dutos cilíndricos. Estes autores mostraram que a relação de raios do ânnulo é mais importante na troca térmica do que o índice de comportamento do fluido. NOUAR et al. (2000), considerando o caso de convecção mista em ânnulos horizontais com temperaturas de parede interna e externa uniformemente aquecidas e fluxo de calor constante, mostraram que, para as hipóteses consideradas em seu trabalho, o efeito do aumento do número de Nusselt, ou seja, da melhora da taxa de troca térmica, devido à diminuição de  $K$  nas proximidades das paredes aquecidas é mais pronunciado com o aumento do comportamento pseudoplástico. Ou seja, eles concluíram que o efeito da temperatura em  $K$  é mais importante quando os índices de comportamento são reduzidos. MANGLIK e FANG (2002) mostraram que os fluidos pseudoplásticos apresentam uma melhora na performance térmica em relação aos fluidos Newtonianos, enquanto o efeito contrário ocorre para os fluidos dilatantes. Para  $n = 0,2$ , por exemplo, dependendo da relação de raios do ânnulo, o número de Nusselt é aproximadamente 3 a 5 % superior do que aquele observado para fluidos Newtonianos. Este comportamento é consistente com a performance observada em dutos circulares. Além disso, estes autores verificaram que para a condição de temperatura de parede constante do cilindro interno, os números de Nusselt são inferiores (em torno de 5 a 10 % para  $0,8 \geq \kappa \geq 0,2$ ) em relação aos números de Nusselt obtidos mediante condição de contorno de fluxo de calor axial uniforme. Adicionalmente, MANGLIK e FANG (2002) mostraram que o número de Nusselt para escoamento

em ânnulos concêntricos diminui com o aumento do índice de comportamento do fluido.

### 6.3.4 Transferência de calor para o suco de maracujá em dutos anulares

Os experimentos de aquecimento do suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos permitiram o cálculo das variáveis de interesse,  $Nu$ ,  $h_{ln}$  e  $Gz$ , conforme as Eqs. (6.1), (6.2) e (6.12), respectivamente, sendo que as variações atingidas por estes parâmetros nas condições experimentais são apresentadas na Tabela 6.10. Para análises comparativas entre os dois modelos reológicos, Lei da Potência e Herschel-Bulkley, propostos para descrever o comportamento do suco de maracujá, os parâmetros  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$  foram estimados nas condições experimentais de temperatura média, sendo que as variações obtidas são apresentadas na Tabela 6.11.

Tabela 6.10. Valores calculados de  $Nu$ ,  $h_{ln}$  e  $Gz$  nas condições experimentais atingidas durante aquecimento de suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos com diferentes relações de diâmetro para o espaço anular ( $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ ).

$x_{ss}$ (°Brix)	$Nu$ (adimensional)	$h_{ln}$ ( $W\ m^{-2}\ ^\circ C^{-1}$ )	$Gz$ (adimensional)
29,4	$36,5 \leq Nu \leq 142,2$	$482,4 \leq h_{ln} \leq 2391,5$	$905 \leq Gz \leq 8233$
39,9	$37,5 \leq Nu \leq 134,5$	$455,7 \leq h_{ln} \leq 2193,3$	$954 \leq Gz \leq 35289$

Tabela 6.11. Valores calculados de  $\tau_0$ ,  $K_{hb}$ ,  $n_{hb}$  e  $K_{pl}$  nas condições experimentais de temperatura média, obtidas no aquecimento de suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos, com relação de diâmetros do espaço anular  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ .

$x_{ss}$ (°Brix)	Modelo HB			Modelo PL
	$\tau_0$ (Pa)	$K_{hb}$ ( $Pa\ s^n$ )	$n_{hb}$ (adimensional)	$K_{pl}$ ( $Pa\ s^n$ )
29,4	$1,98 \leq \tau_0 \leq 2,65$	$0,68 \leq K_{hb} \leq 1,77$	$0,501 \leq n_{hb} \leq 0,562$	$1,65 \leq K_{hb} \leq 3,05$
39,9	$4,50 \leq \tau_0 \leq 5,89$	$2,16 \leq K_{hb} \leq 5,68$	$0,475 \leq n_{hb} \leq 0,534$	$4,36 \leq K_{hb} \leq 8,33$

Considerando o modelo HB, o número de Reynolds,  $\psi Re_g$ , foi estimado através das Eqs. (5.12), (5.21), (5.23), (5.24) e (5.25), enquanto os números de Prandlt e Péclet,  $Pr_{hb}$  e  $Pe$ , foram calculados pelas Eqs. (6.14) e (6.15), respectivamente. Para o modelo PL, os adimensionais  $Re_g$ ,  $Pr_g$  e  $Pe$  foram calculados pelas Eqs. (5.12), (6.13) e (6.11), respectivamente. Os grupos adimensionais ( $\psi Re_g$ ,  $Pr_{hb}$ ,  $Pe$ ,  $Re_g$  e  $Pr_g$ ) calculados nas condições experimentais apresentaram variações que são sumarizadas na Tabela 6.12. Todos os parâmetros  $Nu$ ,  $h_{ln}$ ,  $Gz$ ,  $\psi Re_g$ ,  $Pr_{hb}$ ,  $Pe$ ,  $Re_g$  e  $Pr_g$  foram estimados utilizando o diâmetro equivalente,  $D_h = D_o - D_i$ . Na Tabela 6.13 são apresentadas as variações obtidas para as temperaturas de mistura na entrada e na saída, bem como a variação da

diferença de temperatura entre entrada e saída, as quais foram obtidas considerando os 324 ensaios experimentais realizados.

Tabela 6.12. Valores calculados de  $\psi Re_g$ ,  $Pr_{hb}$  e  $Pe$  (Fluido HB) e de  $Re_g$ ,  $Pr_g$  e  $Pe$  (Fluido PL) nas condições experimentais obtidas no aquecimento de suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos com relações de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ .

Modelo HB			
$x_{ss}$ (°Brix)	$\psi Re_g$ (adimensional)	$Pr_{hb}$ (adimensional)	$Pe$ (adimensional)
29,4	$12,2 \leq \psi Re_g \leq 1093,5$	$456,5 \leq Pr_{hb} \leq 3427,8$	$26587 \leq Pe \leq 706466$
39,9	$4,7 \leq \psi Re_g \leq 432,4$	$1203,8 \leq Pr_{hb} \leq 9508,4$	$28138 \leq Pe \leq 741636$
Modelo PL			
$x_{ss}$ (°Brix)	$Re_g$ (adimensional)	$Pr_g$ (adimensional)	$Pe$ (adimensional)
29,4	$12,7 \leq Re_g \leq 1232,1$	$385,6 \leq Pr_g \leq 3283,0$	$26587 \leq Pe \leq 706466$
39,9	$4,9 \leq Re_g \leq 487,31$	$1028,5 \leq Pr_g \leq 8919,1$	$28138 \leq Pe \leq 741636$

Tabela 6.13. Variações experimentais de temperatura de mistura na entrada ( $T_{b1}$ ) e na saída ( $T_{b2}$ ) das seções de teste e variação da diferença de temperatura entre entrada e saída ( $T_{b2} - T_{b1}$ ), as quais foram obtidas considerando os 324 ensaios de aquecimento do suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix em ânnulos concêntricos, com relações de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ .

$x_{ss}$ (°Brix)	$T_{b1}$ (°C)	$T_{b2}$ (°C)	$T_{b2} - T_{b1}$ (°C)
29,4	$0,6 \leq T_{b1} \leq 43,0$	$4,4 \leq T_{b2} \leq 45,3$	$0,5 \leq T_{b2} - T_{b1} \leq 9,7$
39,9	$0,6 \leq T_{b1} \leq 43,9$	$4,9 \leq T_{b2} \leq 46,3$	$0,6 \leq T_{b2} - T_{b1} \leq 9,5$

Assim, com base nos valores experimentais atingidos, apresentados nas tabelas anteriores e considerando ainda outras condições experimentais, pode-se dizer que:

- (i) o escoamento foi laminar em todos os ensaios experimentais, garantido pelos baixos números de Reynolds;
- (ii) a condução de calor na direção axial pode ser desprezada;
- (iii) as propriedades térmicas do suco mantiveram-se praticamente constantes entre a entrada e a saída da seção de teste em todos os experimentos realizados, devido às pequenas diferenças de temperatura atingidas. O calor específico do suco de maracujá apresentou uma variação máxima de 0,7 e 0,8 %, para as concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix, respectivamente, e uma variação média de 0,2 %. A densidade variou no máximo 0,5 e 0,4 % para as respectivas concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix e apresentou uma variação média de 0,1 %. A condutividade térmica, por sua vez, mostrou variação máxima de 2,2 e 2,4 % para as concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix, respectivamente,

apresentando uma variação média de 0,6 %;

(iv) os efeitos da convecção natural podem ser desprezados pelos valores praticamente inalterados da densidade ao longo da seção transversal dos tubos. A variação máxima observada entre a densidade calculada na temperatura de parede e na temperatura média foi de 3,1 e 2,9 %, para as concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix, respectivamente, com médias de 2,6 %;

(v) os parâmetros reológicos foram mais afetados pela mudança de temperatura ao longo da seção de teste em comparação com as propriedades térmicas. A tensão residual variou no máximo 7,4 e 6,6 %, para as concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix, respectivamente, e apresentou variações médias 2,0 e 1,8 %, enquanto  $K_{hb}$  apresentou variação máxima entre a entrada e a saída da seção de teste de 22,2 e 21,8 %, com médias de 6,5 e 6,2 %, para as respectivas concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix. Por outro lado, o índice de consistência do modelo PL,  $K_{pl}$ , apresentou variações máximas de 15,1 % e médias de 4,2 % para ambas as concentrações estudadas. Já o índice de comportamento  $n_{hb}$  apresentou uma variação máxima de 3,0 % e média de apenas 0,8 %, para as duas concentrações consideradas.

Inicialmente, considerou-se o suco de maracujá representado pelo modelo HB e os resultados experimentais foram, então, submetidos a análises de regressão não linear. Primeiramente o modelo dado pela Eq. (6.30), com três parâmetros empíricos, foi ajustado aos dados experimentais, cujas predições são apresentadas nas Figura 6.8(a) e (b), juntamente com os dados experimentais nas concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix, respectivamente. Em seguida, o fator empírico proposto por SIEDER e TATE (1936) foi fixado e um modelo com dois parâmetros empíricos foi ajustado, conforme Eq. (6.31), cujos resultados são apresentados nas Figura 6.9(a) e (b), para as concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix, respectivamente. Por fim, um modelo empírico simplificado foi obtido, dado em termos apenas do número de Graetz, conforme Eq. (6.32). Na Figura 6.10(a) e (b) são apresentadas as predições da Eq. (6.32), juntamente com os resultados experimentais obtidos para o suco de maracujá a 29,4 e 39,9 °Brix, respectivamente.

$$Nu = (5,5 \pm 0,1)(\delta_{hb})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{(0,33 \pm 0,01)} \left( \frac{D_i}{D_o} \right)^{(0,49 \pm 0,01)} \quad R^2 = 0,981, \text{ RMS} = 4,9 \% \text{ e} \quad (6.30)$$

$$SSR = 15805$$

$$Nu = (6,8 \pm 0,1)(\delta_{hb})^{1/3} Gz^{1/3} \left( \frac{K}{K_p} \right)^{0,14} \left( \frac{D_i}{D_o} \right)^{(0,48 \pm 0,01)} \quad R^2 = 0,977, \text{ RMS} = 5,9 \% \text{ e} \quad (6.31)$$

$$SSR = 14124$$

$$Nu = (7,4 \pm 0,1) Gz^{1/3} \left( \frac{D_i}{D_o} \right)^{(0,45 \pm 0,01)} \quad R^2 = 0,975, \text{ RMS} = 6,4 \% , \text{ SSR} = 197704 \quad (6.32)$$

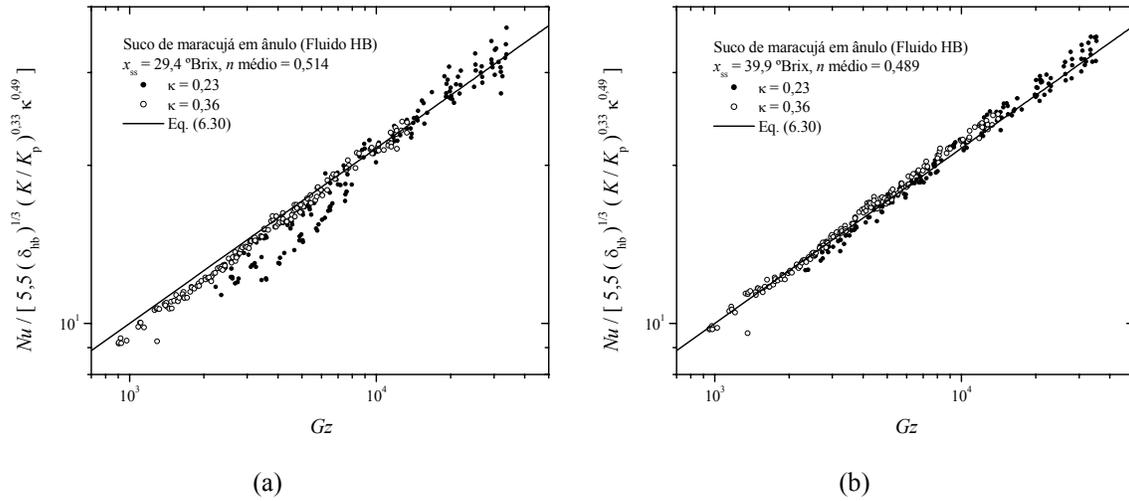


Figura 6.8. (a) Valores experimentais de  $Nu/[5,5(\delta_{hb})^{1/3}(K/K_p)^{0,33}\kappa^{0,49}]$  em função do número de Graetz, juntamente com valores preditos pelo novo modelo empírico dado na Eq. (6.30), para suco de maracujá (Fluido HB) em aquecimento por anéis concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ : (a) 29,4 °Brix e (b) 39,9 °Brix.

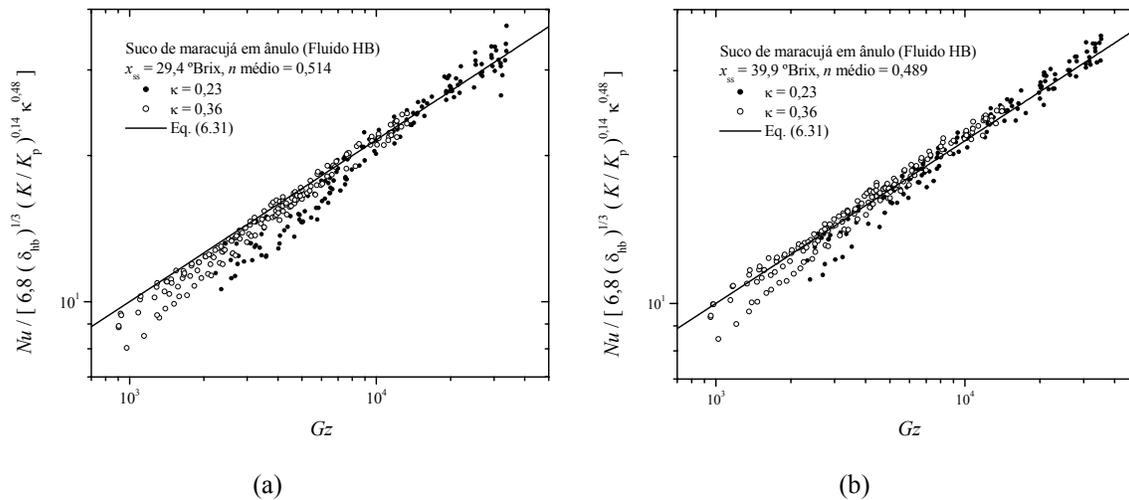


Figura 6.9. Valores experimentais de  $Nu/[6,8(\delta_{hb})^{1/3}(K/K_p)^{0,14}\kappa^{0,48}]$  em função do número de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo novo modelo empírico, dado pela Eq. (6.31), para aquecimento de suco de maracujá (Fluido HB) em anéis concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$  : (a) 29,4 °Brix e (b) 39,9 °Brix.

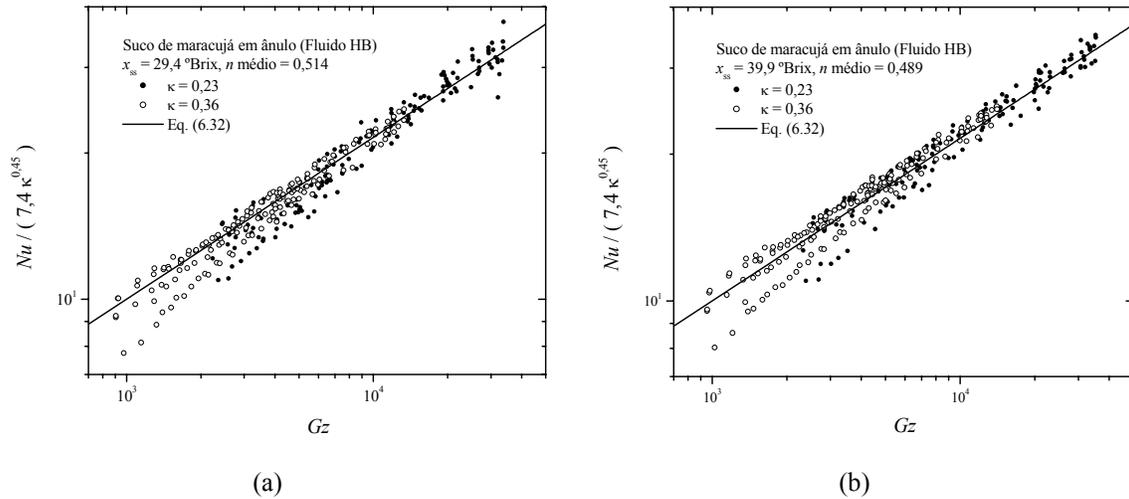


Figura 6.10. Valores experimentais de  $Nu/[7,4\kappa^{0,45}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pelo modelo empírico dado na Eq. (6.32) para aquecimento de suco de maracujá (Fluido HB) em ânnulos concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$  : (a) 29,4 °Brix e (b) 39,9 °Brix.

As expressões, dadas pelas Eqs. (6.30), (6.31) e (6.32) foram ajustadas considerando todos os ensaios experimentais, ou seja,  $ne = 648$  e são válidas nas seguintes faixas:  $9 \times 10^2 \leq Gz \leq 3,5 \times 10^4$ ,  $4,7 \leq \psi Re_g \leq 1093,5$ ,  $4,5 \times 10^2 \leq Pr_{hb} \leq 9,5 \times 10^3$ ,  $26,5 \leq L/D_h \leq 49,2$ ,  $0,23 \leq \kappa \leq 0,36$ ,  $2,0 \leq \tau_0 \leq 5,9$  (Pa)  $0,7 \leq K_{hb} \leq 5,7$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,475 \leq n_{hb} \leq 0,562$ . É possível concluir a partir dos resultados de ajuste e através de análises visuais das figuras apresentadas previamente que a Eq. (6.30) apresentou as melhores previsões de Nusselt para a transferência de calor de suco de maracujá em ânnulos concêntricos, considerando o modelo reológico Herschel-Bulkley representativo do comportamento dos sucos a 29,4 e 39,9 °Brix. Assim, recomenda-se o uso desta expressão para aplicação em projetos de trocadores de calor de tubo-tríplo e de tubo-duplo. No entanto, todas as expressões empíricas propostas foram obtidas satisfatoriamente com  $R^2 \geq 0,975$  e  $RMS \leq 6,4$  %, sendo a Eq. (6.32), sem dúvida, a mais simples entre todas elas.

Por outro lado, ao considerar o suco de maracujá como um fluido Lei da Potência, os modelos empíricos ajustados apresentaram resultados ligeiramente melhores em relação aos obtidos com o modelo HB, sendo os coeficientes de correlação, neste caso, superiores a 0,981 e a somatória quadrática de resíduos inferior a 5,2 %. Estes modelos são apresentados nas Eqs. (6.33) e (6.34), sendo válidos nas seguintes faixas:  $9 \times 10^2 \leq Gz \leq 3,5 \times 10^4$ ,  $4,9 \leq Re_g \leq 1232,1$ ,  $3,8 \times 10^2 \leq Pr_g \leq 8,9 \times 10^3$ ,  $26,5 \leq L/D_h \leq 49,2$ ,  $0,23 \leq \kappa \leq 0,36$ ,  $1,65 \leq K_{pl} \leq 8,33$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $n_{pl} = 0,401$ . A partir dos resultados de ajuste, conclui-se que a Eq. (6.33) é mais precisa do que a Eq. (6.34).

$$Nu = (4,9 \pm 0,1)(\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left(\frac{K}{K_p}\right)^{(0,42 \pm 0,02)} \left(\frac{D_i}{D_o}\right)^{(0,46 \pm 0,01)} \quad R^2 = 0,985, \text{ RMS} = 3,9 \%, \text{ SSR} = 18733 \quad (6.33)$$

$$Nu = (6,0 \pm 0,1)(\delta_{pl})^{1/3} Gz^{1/3} \left(\frac{K}{K_p}\right)^{0,14} \left(\frac{D_i}{D_o}\right)^{(0,45 \pm 0,01)} \quad R^2 = 0,981, \text{ RMS} = 5,2 \%, \text{ SSR} = 96213 \quad (6.34)$$

Na Figura 6.11(a) e (b) são apresentados os valores experimentais obtidos no aquecimento, através de geometrias anulares concêntricas, do suco de maracujá nas concentrações de 29,4 e 39,9 °Brix, respectivamente, considerando o modelo reológico da Lei da Potência. São apresentadas também as predições feitas a partir do novo modelo empírico proposto, dado na Eq. (6.33). As predições da Eq. (6.34) não foram plotadas, pois as mesmas geraram gráficos praticamente idênticos aos apresentados na Figura 6.9.

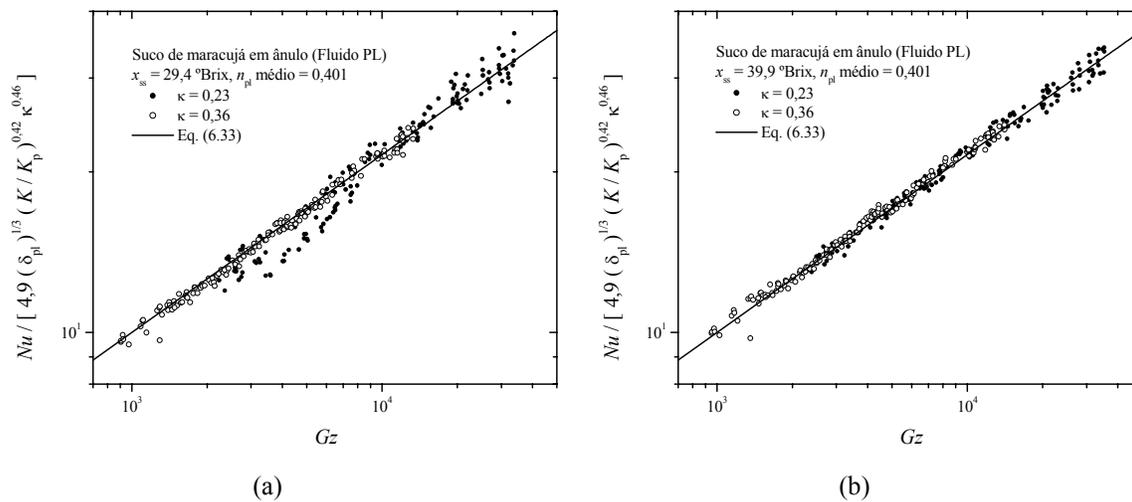


Figura 6.11. (a) Valores experimentais de  $Nu/[4,9(\delta_{pl})^{1/3}(K/K_p)^{0,42}\kappa^{0,46}]$  em função de Graetz, juntamente com os valores preditos pela Eq. (6.33) para suco de maracujá (Fluido PL) em aquecimento por ânnulos concêntricos com relação de diâmetros  $\kappa = 0,23$  e  $0,36$ : (a) 29,4 °Brix e (b) 39,9 °Brix.

## 6.4 CONCLUSÕES

A transferência de calor para os sucos de graviola e de maracujá no escoamento laminar e permanente através da região de entrada térmica de dutos circulares e anulares concêntricos foi investigada experimentalmente, para superfícies de parede constante. As propriedades térmicas e reológicas, apresentadas nos Capítulos 3 e 4, respectivamente, e determinadas nas faixas de

aproximadamente 9,0 a 50,0 °Brix e 0,4 a 68,8 °C foram utilizadas para o cálculo dos números adimensionais e dos coeficientes convectivos médios de troca térmica. Os coeficientes convectivos médios, bem como os números médios de Nusselt, foram determinados através dos experimentos de aquecimento dos fluidos alimentícios pseudoplásticos investigados nas regiões circulares e anulares, com diferentes diâmetros internos para os dutos e diferentes relações de diâmetro para o espaço anular. Através das medidas de temperatura de mistura na entrada e saída das seções de teste, novos modelos empíricos foram propostos para a estimativa do número de Nusselt médio. Para a realização dos ensaios nos ânnulos concêntricos foram utilizadas seções de teste compostas por três cilindros horizontais coaxiais concêntricos, os quais foram mergulhados em um grande banho termostático que continha água a 66,0 °C, circulando em alta velocidade. Este procedimento experimental faz com que a resistência à transferência de calor na parte exterior dos dutos seja desprezível em comparação à resistência interna (TELIS-ROMERO, 1992). Assim, os novos modelos empíricos foram obtidos em condições ideais, sendo, portanto, aplicáveis para geometrias anulares concêntricas genéricas. Os modelos foram descritos em termos do número de Graetz, da relação entre a taxa de deformação na parede para fluidos não-Newtonianos e Newtonianos e da relação entre os índices de consistência calculados na temperatura média e na temperatura de parede. Para o caso dos ânnulos, introduziu-se nas novas correlações a relação de diâmetros do espaço anular. Os novos modelos foram baseados nos trabalhos de METZNER et al. (1957) e NOUAR et al. (1994) e os resultados das análises de regressão mostraram que todos os ajustes foram plenamente satisfatórios, com valores de somatória quadrática de resíduos inferiores a 10 % e coeficientes de correlação superiores a 0,910.

Considerando o caso de transferência de calor através de geometrias circulares para o suco de graviola, caracterizado reologicamente segundo o modelo da Lei da Potência, os dados experimentais foram bem correlacionados pela Eq. (6.19), com  $R^2 = 0,959$  e  $RMS = 9,4 \%$ , sendo válida nas faixas de  $0,3 \times 10^1 \leq Gz \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $2,0 \leq Re_g \leq 271,2$ ,  $6,4 \times 10^2 \leq Pr_g \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $31,5 \leq L/D \leq 187,5$ ,  $8,6 \leq K \leq 15,6$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,335 \leq n \leq 0,355$ . Além disso, a solução clássica de METZNER et al. (1957), dada pela Eq. (6.10) e proposta para fluidos Lei da Potência em tubos apresentou concordância satisfatória com os resultados observados, o que indica credibilidade no modelo de METZNER et al. (1957) e confiança no protótipo experimental utilizado para as medidas de temperatura de mistura nos dutos circulares.

Para o caso do suco de maracujá caracterizado como fluido HB e sendo aquecido em dutos cilíndricos, obteve-se as Eqs. (6.23), (6.24) e (6.25), as quais foram satisfatoriamente ajustadas com valores de RMS inferiores a 4,7 % e  $R^2$  superiores 0,989, no entanto, as Eqs. (6.23) e (6.25) foram ligeiramente mais precisas. Estes modelos empíricos são aplicáveis nas seguintes faixas:

$0,2 \times 10^2 \leq Gz \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $0,4 \leq \psi Re_g \leq 1050$ ,  $2,0 \times 10^2 \leq Pr_{hb} \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $1,88 \leq \tau_0 \leq 7,19$  (Pa)  $0,58 \leq K_{hb} \leq 4,71$  (Pa s<sup>n</sup>),  $0,491 \leq n_{hb} \leq 0,573$  e  $31,5 \leq L/D \leq 187,5$ . Por outro lado, para o suco de maracujá caracterizado pelo modelo da Lei da Potência foram propostas as Eqs. (6.20), (6.21) e (6.22), para a predição do número de Nusselt nas seguintes faixas:  $0,2 \times 10^2 \leq Gz \leq 1,5 \times 10^4$ ,  $0,4 \leq Re_g \leq 1203$ ,  $1,4 \times 10^2 \leq Pr_g \leq 1,4 \times 10^4$ ,  $1,48 \leq K_{pl} \leq 7,76$  (Pa s<sup>n</sup>),  $n_{pl} = 0,401$  e  $31,5 \leq L/D \leq 187,5$ . Estes novos modelos também foram obtidos de forma plenamente satisfatória, com  $RMS \leq 4,2$  % e  $R^2 \geq 0,990$ , porém as Eqs. (6.20) e (6.22) foram ligeiramente mais precisas do que a Eq. (6.21). Finalmente, propôs-se um modelo mais simplificado, dado pela Eq. (6.26), a qual é descrita apenas em termos do número de Graetz. A Eq. (6.26) independe do modelo reológico e foi obtida com  $R^2 = 0,992$  e  $RMS = 4,0$  %, sendo válida para a estimativa do número médio de Nusselt no aquecimento do suco de maracujá em dutos cilíndricos. Este modelo foi, sem dúvida alguma, o mais simples, no entanto, a Eq. (6.23), válida para fluidos HB, e a Eq. (6.20), para fluidos PL, apresentaram precisão ligeiramente superior e são, portanto, preferíveis.

Para aquecimento de suco de graviola, caracterizado como fluido Lei da Potência, através de regiões anulares concêntricas, três correlações foram propostas, as quais são dadas pelas Eqs. (6.27), (6.28) e (6.29). Estes novos modelos foram obtidos satisfatoriamente, resultando em valores de RMS de aproximadamente 9,5 % e  $R^2 = 0,918$ . Assim, sendo os resultados obtidos por estes três modelos muito similares entre si, recomenda-se o uso da expressão mais simplificada, a qual é dada pela Eq. (6.29). As Eqs. (6.27), (6.28) e (6.29) são aplicáveis nas faixas:  $9,8 \times 10^2 \leq Gz \leq 3,7 \times 10^4$ ,  $1,1 \leq Re_g \leq 139,6$ ,  $3,6 \times 10^3 \leq Pr_g \leq 4,1 \times 10^4$ ,  $26,5 \leq L/D_h \leq 49,2$ ,  $0,23 \leq \kappa \leq 0,36$ ,  $22,3 \leq K \leq 42,0$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,310 \leq n \leq 0,328$ . Para suco de maracujá caracterizado como fluido HB em aquecimento através de superfícies anulares, as Eqs. (6.30), (6.31) e (6.32) foram satisfatoriamente obtidas para predição de Nusselt médio, com RMS inferior a 6,4 % e  $R^2$  superior a 0,975, no entanto, a Eq. (6.30) foi ligeiramente mais precisa. As Eqs. (6.30), (6.31) e (6.32) são válidas nas seguintes faixas:  $9 \times 10^2 \leq Gz \leq 3,5 \times 10^4$ ,  $4,7 \leq \psi Re_g \leq 1093,5$ ,  $4,5 \times 10^2 \leq Pr_{hb} \leq 9,5 \times 10^3$ ,  $26,5 \leq L/D_h \leq 49,2$ ,  $0,23 \leq \kappa \leq 0,36$ ,  $2,0 \leq \tau_0 \leq 5,9$  (Pa)  $0,7 \leq K_{hb} \leq 5,7$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $0,475 \leq n_{hb} \leq 0,562$ . Considerando o suco de maracujá um fluido PL, obteve-se também satisfatoriamente ( $R^2 \geq 0,981$  e  $RMS \leq 5,2$  %, ) os modelos descritos nas Eqs. (6.33) e (6.34), os quais válidos nas seguintes faixas:  $9 \times 10^2 \leq Gz \leq 3,5 \times 10^4$ ,  $4,9 \leq Re_g \leq 1232,1$ ,  $3,8 \times 10^2 \leq Pr_g \leq 8,9 \times 10^3$ ,  $26,5 \leq L/D_h \leq 49,2$ ,  $0,23 \leq \kappa \leq 0,36$ ,  $1,65 \leq K_{pl} \leq 8,33$  (Pa s<sup>n</sup>) e  $n_{pl} = 0,401$ . Assim, recomenda-se as Eqs. (6.30) e (6.33) para estimativa do coeficiente convectivo médio do suco de maracujá, caracterizado pelos modelos reológicos de Herschel-Bulkley e da Lei da Potência, respectivamente.

---

---

## CAPÍTULO 7

---

---

### CONCLUSÕES GERAIS

Este trabalho visou primordialmente a obtenção de correlações empíricas simples e facilmente aplicáveis para a estimativa do número de Nusselt médio de fluidos alimentícios que obedecem aos modelos da Lei da Potência e de Herschel-Bulkley, no processo de aquecimento em regiões circulares e anulares concêntricas. Adicionalmente, objetivou-se sumarizar as diversas metodologias existentes para o cálculo dos fatores de atrito, comparando-os com dados experimentais. Além disso, buscou-se realizar uma caracterização completa e detalhada em relação às propriedades térmicas e reológicas dos fluidos utilizados nos ensaios de transferência de calor e de fluidodinâmica. Os produtos alimentícios escolhidos, economicamente importantes e que exibem comportamentos reológicos pseudoplásticos, com e sem tensão de cisalhamento residual, foram os sucos de graviola e de maracujá. Assim, neste capítulo são delineadas as principais conclusões obtidas a partir da realização desta extensa pesquisa e são revisados sumariamente os resultados mais relevantes. Em seguida, são apresentadas algumas sugestões para trabalhos futuros.

## 7.1 SÍNTESE DA TESE E RESULTADOS RELEVANTES

No Capítulo 1 é apresentada uma Introdução Geral, na qual são descritas as justificativas relacionadas à escolha dos assuntos investigados. São também apresentados os objetivos específicos que se buscou cumprir ao longo do desenvolvimento deste trabalho. Em seguida, foi realizada uma breve Revisão Bibliográfica apresentada no Capítulo 2, no qual são expostos os trabalhos existentes mais relevantes nas áreas de fluidodinâmica e transferência de calor para fluidos não-Newtonianos e geometrias circulares e anulares. São também apresentadas as principais investigações existentes relativas às propriedades térmicas e reológicas de alimentos líquidos. Na Revisão, não são apresentadas análises críticas dos resultados obtidos por outros autores, assim, a mesma deve ser vista como um histórico do desenvolvimento relativo às áreas pesquisadas. As informações técnicas mais relevantes foram introduzidas nas seções de Material e Métodos dos capítulos subsequentes.

No Capítulo 3 são apresentados os resultados obtidos a partir da determinação experimental do calor específico, da condutividade térmica e da densidade dos sucos de graviola e de maracujá nas temperaturas de 0,4 a 68,8 °C e concentrações de sólidos solúveis de aproximadamente 9,0 a 50,0 °Brix. Modelos empíricos foram satisfatoriamente obtidos para descrever as propriedades térmicas consideradas em função da temperatura e da concentração. Para o suco de graviola, foram determinadas as Eqs. (3.10), (3.14) e (3.18) para estimar, respectivamente, o calor específico, a condutividade térmica e a densidade, enquanto que para o suco de maracujá, foram obtidas as Eqs. (3.20), (3.32) e (3.44). Os coeficientes de correlação foram superiores a 0,994 e a somatória quadrática de resíduos foi inferior a 1,1 % em todos os casos.

As propriedades reológicas dos sucos de maracujá e de graviola, apresentadas no Capítulo 4, foram determinadas experimentalmente nas faixas de 0,4 a 68,8 °C e 9,0 a 50,0 °Brix, aproximadamente, utilizando um reômetro rotacional de cilindros concêntricos tipo Searle. O suco de graviola foi satisfatoriamente caracterizado pelo modelo da Lei da Potência, com  $R^2 \geq 0,991$  e  $RMS \leq 2,5$  %. Neste caso, o modelo de Herschel-Bulkley também foi ajustado aos dados experimentais, porém resultou em valores de tensão residual negativos. Por outro lado, o suco de maracujá pode ser descrito pelo modelo de Herschel-Bulkley, com  $R^2 \geq 0,997$  e  $RMS \leq 3,4$  %, assim como pelo modelo da Lei da Potência, com  $R^2 \geq 0,929$  e  $RMS \leq 22,3$  %. As Eqs. (4.14) e (4.15) foram obtidas para estimar o efeito combinado da temperatura e da concentração de sólidos solúveis sobre os índices de consistência e de comportamento do suco de graviola, respectivamente. Neste caso, os coeficientes de correlação foram superiores a 0,938 e a somatória quadrática de resíduos foi inferior a 13,0 %. No entanto, para estimativa do índice de consistência do suco de graviola,

recomenda-se a Eq. (4.10), que foi mais precisa, apresentando  $R^2 \geq 0,982$  e  $RMS \leq 1,9$  %. Para o suco de maracujá, obteve-se a Eq. (4.19) para estimativa dos parâmetros reológicos do modelo HB ( $\tau_0$ ,  $K_{hb}$  e  $n_{hb}$ ) e do modelo PL ( $K_{pl}$ ) em função da temperatura e da concentração, enquanto o índice de comportamento do modelo PL,  $n_{pl}$ , foi considerado constante. O ajuste da Eq. (4.19) resultou em  $R^2 \geq 0,990$  e  $RMS \leq 18,0$  %. No entanto, para a estimativa das tensões residuais e dos índices de consistência nas concentrações investigadas, recomenda-se a Eq. (4.10), juntamente com os parâmetros de modelo apresentados nas Tabelas 4.8 e 4.11, respectivamente, pois, nestes casos, os coeficientes de correlação foram superiores a 0,986 e os valores de RMS foram inferiores a 2,9 %. Ressalta-se que as magnitudes dos parâmetros reológicos obtidos, bem como das propriedades térmicas, foram compatíveis com outros sucos e polpas de frutas, cujos dados estão disponíveis na literatura, como é o caso dos sucos de maçã, laranja, limão, maracujá amarelo, polpa de graviola, entre muitos outros.

No Capítulo 5 são apresentadas as análises de fluidodinâmica dos sucos de graviola e de maracujá escoando em regime laminar e permanente através de dutos circulares e ânnulos concêntricos. Várias metodologias foram testadas na estimativa do fator de atrito teórico, as quais foram validadas através das perdas de carga obtidas experimentalmente. Para o caso de fluidos HB, foram confirmadas expressões teóricas raramente utilizadas, as quais foram precisas para estimativa da perda de carga destes fluidos em dutos circulares ( $RMS = 8,0$  %) e ânnulos concêntricos ( $RMS = 10,7$  %). Por outro lado, os resultados para fluidos PL indicaram segurança nos aparatos experimentais utilizados para as medidas de perda de carga, tanto nos ductos circulares, como nos ânnulos concêntricos ( $RMS = 10,4$  %), além de confirmarem a veracidade dos parâmetros reológicos apresentados no Capítulo 4. Assim, para fluidos PL em ânnulos, recomenda-se as expressões de DELPLACE e LEULIET (1995), dadas pelas Eqs. (5.51), (5.52), (5.53), (5.54) e (5.57). Para fluidos HB em tubos, recomenda-se as expressões de HANKS (1978), dadas pelas Eqs. (5.21), (5.22), (5.23), (5.24) e (5.25). Para fluidos HB em ânnulos, propõe-se as Eqs. (5.61), (5.71), (5.74) e (5.75), ou apenas as Eqs. (5.74) e (5.75), juntamente com os valores de  $\Omega_{hb}(T_0, n, \kappa)$  apresentados na Tabela A.1 do Anexo A. Finalmente, foi possível observar que o uso do modelo HB para o suco de maracujá resultou em desvios menores na comparação com os dados teóricos em relação ao modelo PL, que resultou em precisões aproximadas de 16,0 %.

As análises de convecção forçada para os sucos de maracujá e graviola escoando em ânnulos concêntricos e dutos circulares são apresentadas no Capítulo 6. As temperaturas de mistura obtidas no aquecimento dos fluidos alimentícios permitiram a obtenção de modelos empíricos precisos e altamente confiáveis, os quais foram baseados nos estudos de METZNER et al. (1957) e NOUAR et al. (1994) e resultaram em coeficientes de correlação superiores as 0,910 e a somatória quadrática

de resíduos inferior a 9,5 % em todos os casos. Assim, para a estimativa do coeficiente convectivo médio de troca térmica em dutos circulares, propõe-se as Eqs. (6.19) e (6.26) para os sucos de graviola (Lei da Potência) e de maracujá (Lei da Potência ou Herschel-Bulkley), respectivamente, válidas nas condições experimentais nas quais as mesmas foram obtidas. A Eq. (6.19) foi estimada com  $R^2 = 0,959$  e  $RMS = 9,4 \%$ , enquanto a Eq. (6.26) foi ligeiramente mais precisa ( $R^2 = 0,992$  e  $RMS = 4,0 \%$ ). Para o caso específico do suco de maracujá, caracterizado pelo modelo HB, recomenda-se as Eqs. (6.23), (6.24) ou (6.25), obtidas com  $R^2 \geq 0,989$  e  $RMS \leq 4,7 \%$ , enquanto que para este suco caracterizado pelo modelo PL, aconselha-se o uso das Eqs. (6.20), (6.21) ou (6.22), as quais foram propostas com  $R^2 \geq 0,990$  e  $RMS \leq 4,2 \%$ . No entanto, as Eqs. (6.20), válida para fluidos PL, e a Eq. (6.23), para fluidos HB, foram as mais precisas e, portanto, são preferíveis na determinação do coeficiente convectivo médio para aquecimento de suco de maracujá em dutos circulares.

Por outro lado, para a estimativa do coeficiente convectivo médio ou número de Nusselt no caso de aquecimento em regiões anulares concêntricas, sugere-se as Eqs. (6.27), (6.28) ou (6.29) para o suco de graviola (fluido PL), as quais foram estimadas com  $R^2 = 0,918$  e  $RMS \leq 9,6 \%$ . No entanto, como estes modelos proporcionaram resultados similares, a Eq. (6.29) é preferível por ser a mais simples. Para o suco de maracujá representado pelo modelo reológico HB, recomenda-se as Eqs. (6.30), (6.31) e (6.32), obtidas com  $R^2 \geq 0,975$  e  $RMS \leq 6,4 \%$ , enquanto que para este suco caracterizado pelo modelo PL, as Eqs. (6.33) e (6.34) foram satisfatoriamente propostas ( $R^2 \geq 0,981$  e  $RMS \leq 5,2 \%$ ). Porém, as Eqs. (6.30) e (6.33) foram ligeiramente mais precisas e, portanto, são preferíveis na estimativa do número de Nusselt médio para aquecimento de suco de maracujá em dutos circulares, considerando os modelos reológicos HB e PL, respectivamente. Na utilização dos novos modelos empíricos propostos é importante observar as faixas em que os mesmos são válidos.

Finalmente, conclui-se que todos os resultados obtidos neste trabalho foram plenamente satisfatórios, devido principalmente às elevadas precisões em que os modelos empíricos foram estimados. Os erros experimentais foram relativamente pequenos e todas as correlações obtidas são, portanto, altamente confiáveis. A maior contribuição desta Tese reside na disponibilização de uma série de modelos simples e facilmente aplicáveis, que poderão ser utilizados futuramente em projetos que envolvem os fenômenos de transferência de calor e de quantidade de movimento. Além disso, os novos modelos poderão ser úteis, não somente para os produtos investigados, mas também em aplicações envolvendo fluidos alimentícios com características pseudoplásticas similares às encontradas para os sucos de graviola e de maracujá, especialmente para o caso dos fluidos com tensão de cisalhamento residual, cujas informações disponíveis na literatura ainda são escassas, apesar de muitos alimentos líquidos exibirem este comportamento reológico.

## 7.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Para trabalhos futuros, é possível sugerir uma série de tópicos relacionados à fluidodinâmica e transferência de calor para produtos pseudoplásticos, especialmente para os fluidos com tensão de cisalhamento residual e para as aplicações em geometrias anulares. Alguns exemplos são citados a seguir: utilização de temperaturas de pasteurização na estimativa de coeficientes de troca térmica em dutos circulares; investigação análoga ao presente estudo, porém em condições de resfriamento; estimativa experimental dos coeficientes locais de troca térmica, bem como dos perfis de velocidade; estudo similar incluindo efeitos de excentricidade do anulo e/ou rotação dos cilindros; solução acoplada das equações de momento e energia, para avaliação da alteração dos perfis de velocidade mediante condições de aquecimento e/ou resfriamento em anulos; avaliação numérica dos perfis de temperatura e do desenvolvimento do número de Nusselt ao longo da zona de aquecimento/resfriamento, entre outros.

---

---

## LISTA DE REFERÊNCIAS

---

---

- ACQUARONE, V. M.; MENEGALLI, F. C.; RODRIGUES, M. I. Rheological behaviour of soursop (*Annona Muricata* L.) juice as a function of temperature and concentration. In: E. Ortega, E. Parada e P. Fito (Eds.) **Equipos y procesos para la indústria de alimentos. Tomo I: Propiedades físicas de alimentos**. Valencia, Espanha, 1996. v. 1, p. 1-8.
- ADORNO, R. A. C. **Reologia de sucos de frutas tropicais**. 178 p. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia de Alimentos, Faculdade de Engenharia de Alimentos, Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP, 1997.
- AMERICAN NATIONAL STANDARD INSTITUTE. Standard method of test for thermal conductivity of materials by means of the guarded hot plate. **1970 Annual Book of ASTM Standard**. Philadelphia, 1970. v. C177-63.
- AMERICAN SOCIETY OF HEATING, REFRIGERATING AND AIR CONDITIONING ENGINEERS (ASRHAE). Thermal properties of food. **ASRHAE Fundamentals Handbook**. Atlanta, 1985. p. 31.1-31.28.
- AUGUSTO, F.; VALENTE, A. L. P.; TADA, E. D. S.; RIVELLINO, S. R. Screening of Brazilian fruit aromas using solid-phase microextraction–gas chromatography–mass spectrometry. **Journal of Chromatography A**, v. 873, p. 117-127, 2000.
- AZOUBEL, P. M.; CIPRIANI, D. C.; EL-AOUAR, A. A.; ANTONIO, G. C.; MURR, F. E. X. Effect of concentration on the physical properties of cashew juice. **Journal of Food Engineering**, v. 66, n. 4, p. 413-417, 2005.

- BARBOSA CANOVAS, G. V.; PELEG, M. Flow parameters of selected commercial semi-liquid food products. **Journal of Texture Studies**, v. 14, p. 213-234, 1983.
- BARLETTA, A. Fully developed laminar forced convection in circular ducts for power-law fluids with viscous dissipation. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 40, n. 1, p. 15-26, 1997.
- BARLETTA, A. Combined forced and free flow of a power-law fluid in a vertical annular duct. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 43, n. 19, p. 3673-3686, 2000.
- BARLETTA, A.; LAZZARI, S. Forced and free flow in a vertical annular duct under nonaxisymmetric conditions. **Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME**, v. 127, n. 6, p. 606-613, 2005.
- BASSETT, C. E.; WELTY, J. R. Non-Newtonian heat-transfer in thermal entrance region of uniformly heated, horizontal pipes. **AIChE Journal**, v. 21, n. 4, p. 699-706, 1975.
- BATRA, R. L.; SUDARSAN, V. R. Laminar-flow heat-transfer in the entrance region of concentric annuli for Power-Law fluids. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 95, n. 1, p. 1-16, 1992.
- BELLET, D.; SENDELIN, M.; THIRRIOT, C. Determination des propriétés thermophysiques de liquides non-newtoniens à l'aide d'une cellule à cylindres coaxiaux. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 18, p. 1177-1187, 1975.
- BERTO, M. I.; GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JR., V.; VITALI, A. A. Rheology of sucrose-CMC model solution. **Journal of Texture Studies**, v. 34, n. 4, p. 391-400, 2003.
- BHUMBLA, V. K.; SINGH, A. K.; SINGH, Y. Prediction of thermal-conductivity of fruit juices by a thermal-resistance model. **Journal of Food Science**, v. 54, n. 4, p. 1007-1012, 1989.
- BILIR, S. Numerical solution of Graetz problem with axial conduction. **Numerical Heat Transfer Part A - Applications**, v. 21, n. 4, p. 493-500, 1992.
- BIRD, R. B.; ARMSTRONG, R. C.; HASSAGER, O. **Dynamics of Polymeric Liquids**. Segunda edição. New York, USA: John Wiley & Sons, 1987. v. 1 - Fluid Mechanics, 649 p.
- BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. **Transport Phenomena**. Segunda edição. New York: John Wiley & Sons, 2002. 895 p.
- CAPOBIANCHI, M.; IRVINE, T. F. Predictions of pressure-drop and heat transfer in concentric annular ducts with modified Power-Law fluids. **Warme und Stoffübertragung - Thermo and Fluid Dynamics**, v. 27, n. 4, p. 209-215, 1992.
- CEPEDA, E.; VILLARÁN, M. C. Density and viscosity of *Malus floribunda* juice as a function of concentration and temperature. **Journal of Food Engineering**, v. 41, p. 103-107, 1999.

- CHEN, C. S. Thermodynamic analysis of the freezing and thawing of foods: enthalpy and apparent specific heat. **Journal of Food Science**, v. 50, p. 1158-1162, 1985.
- CHENG, K. C.; HWANG, G. J. Laminar forced convection in eccentric annuli. **AIChE Journal**, v. 14, n. 3, p. 510-&, 1968.
- CHILDS, P. R. N.; LONG, C. A. A review of forced convective heat transfer in stationary and rotating annuli. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C - Journal of Mechanical Engineering Science**, v. 210, n. 2, p. 123-134, 1996.
- CHILTON, R. A.; STAINSBY, R. Pressure loss equations for laminar and turbulent non-Newtonian pipe flow. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 124, n. 5, p. 522-529, 1998.
- CHIU, P. C.; FUNG, E. H. K. Flow-forced dynamics of a triple heat-exchanger. 1. Formulation of mathematical-model. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 11, n. 1, p. 10-16, 1990.
- CHO, Y. I.; HARTNETT, J. P. Non-Newtonian fluids in circular pipe flow. **Advances in Heat Transfer**. Academic Press, 1982. v. 15, p. 59-141.
- CHO, Y. I.; HARTNETT, J. P. Non-Newtonian fluids. In: W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett e E. N. Ganic (Eds.) **Handbook of Heat Transfer Applications**. Segunda edição. New York: McGraw-Hill, 1985.
- CHOI, Y.; OKOS, M. R. The thermal properties of tomato juice concentrates. **Transactions of the ASAE**, v. 26, n. 1, p. 305-311, 1983.
- CHOI, Y.; OKOS, M. R. Effects of temperature and composition on the thermal properties of foods. In: M. A. Rao e S. S. H. Rizvi (Eds.) **Food Engineering and Process Applications**. Great Britain, London: Elsevier Applied Science Publishers, 1986. v. 1, p. 93-101.
- CHRISTIANSEN, E. B.; CRAIG, S. E. Heat transfer to pseudoplastic fluids in laminar flow. **AIChE Journal**, v. 8, n. 2, p. 154-160, 1962.
- COLLINS, M.; SCHOWALTER, W. R. Behavior of non-Newtonian fluids in the entry region of a pipe. **AIChE Journal**, v. 9, n. 6, p. 804-809, 1963.
- CONEY, J. E. R.; ELSHAARAWI, M. A. I. Developing laminar radial-velocity profiles and pressure-drop in entrance region of concentric annuli. **Nuclear Science and Engineering**, v. 57, n. 2, p. 169-174, 1975.
- CONSTENLA, D. T.; LOZANO, J. E.; CRAPISTE, G. H. Thermo-physical properties of clarified apple juice as a function of concentration and temperature. **Journal of Food Science**, v. 54, n. 3, p. 663-668, 1989.
- COORDENAÇÃO GERAL DA POLÍTICA DE ALIMENTAÇÃO E NUTRIÇÃO (CGPAN). **Alimentos Regionais Brasileiros**. Brasília, Distrito Federal: Ministério da Saúde, 2002.

- COTTA, R. M.; OZISIK, M. N. Laminar forced-convection of Power-Law non-Newtonian fluids inside ducts. **Warme und Stoffubertragung - Thermo and fluid Dynamics**, v. 20, n. 3, p. 211-218, 1986a.
- COTTA, R. M.; OZISIK, M. N. Laminar forced-convection to non-Newtonian fluids in ducts with prescribed wall heat-flux. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 13, n. 3, p. 325-334, 1986b.
- CRANDALL, P. G.; CHEN, C. S.; CARTER, R. D. Models for predicting viscosity of orange juice concentrate. **Food Technology**, v. 36, n. 5, p. 245-252, 1982.
- DARBY, R. Couette viscometer data reduction for materials with a yield stress. **Journal of Rheology**, v. 29, n. 4, p. 369-375, 1985.
- DARBY, R. **Chemical Engineering Fluid Mechanics**. Segunda edição. New York: Marcel Dekker, 2001.
- DAVID, J.; FILIP, P. Explicit pressure drop-flow rate relation for laminar axial flow of Power-Law fluids in concentric annuli. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 16, n. 4, p. 203-208, 1996.
- DELPLACE, F.; LEULIET, J. C. Generalized Reynolds-number for the flow of Power-Law fluids in cylindrical ducts of arbitrary cross-section. **Chemical Engineering Journal and the Biochemical Engineering Journal**, v. 56, n. 2, p. 33-37, 1995.
- DITCHFIELD, C.; TADINI, C. C.; SINGH, R. K.; TOLEDO, R. Velocity and temperature profiles, heat transfer coefficients and residence time distribution of a temperature dependent Herschel-Bulkley fluid in a tubular heat exchanger. **Journal of Food Engineering**, 2006 (*in press*).
- DODGE, D. W.; METZNER, A. B. Turbulent flow of non-Newtonian systems. **AIChE Journal**, v. 5, p. 189-204, 1959.
- EL-SHAARAWI, M. A. I.; ABUALHAMAYEL, H. I.; MOKHEIMER, E. M. A. Developing laminar forced convection in eccentric annuli. **Heat and Mass Transfer**, v. 33, n. 5-6, p. 353-362, 1998.
- ENGEZ, S. T. Ph.D Thesis, Ege University, 1995.
- ESCUDIER, M. P.; GOULDSON, I. W.; JONES, D. M. Flow of shear-thinning fluids in a concentric annulus. **Experiments in Fluids**, v. 18, n. 4, p. 225-238, 1995.
- ESCUDIER, M. P.; PRESTI, F. Pipe flow of a thixotropic fluid. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 62, p. 291-306, 1996.

- ESCUQUIER, M. P.; GOULDSON, I. W.; OLIVEIRA, P. J.; PINHO, F. T. Effects of inner cylinder rotation on laminar flow of a Newtonian fluid through an eccentric annulus. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 21, p. 92-103, 2000.
- ESCUQUIER, M. P.; OLIVEIRA, P. J.; PINHO, F. T. Fully developed laminar flow of purely viscous non-Newtonian liquids through annuli, including the effects of eccentricity and inner-cylinder rotation. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 23, n. 1, p. 52-73, 2002a.
- ESCUQUIER, M. P.; OLIVEIRA, P. J.; PINHO, F. T.; SMITH, S. Fully developed laminar flow of non-Newtonian liquids through annuli: comparison of numerical calculations with experiments. **Experiments in Fluids**, v. 33, n. 1, p. 101-111, 2002b.
- ESCUQUIER, M. P.; POOLE, R. J.; PRESTI, F.; DALES, C.; NOUAR, C.; DESAUBRY, C.; GRAHAM, L.; PULLUM, L. Observations of asymmetrical flow behaviour in transitional pipe flow of yield-stress and other shear-thinning liquids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 127, p. 143-155, 2005.
- FANG, P.; MANGLIK, R. M.; JOG, M. A. Characteristics of laminar viscous shear-thinning fluid flows in eccentric annular channels. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 84, n. 1, p. 1-17, 1999.
- FONTES, S. R.; GASPARETTO, C. A. Convective laminar flow of food additives solutions in circular entrance region. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 25, n. 5, p. 693-702, 2001.
- FORREST, G.; WILKINSON, W. L. Laminar heat transfer to Power-Law fluids in tubes with constant wall temperature. **Transactions of the Institute of Chemical Engineers**, v. 51, p. 331-338, 1973.
- FREDRICKSON, A. G.; BIRD, R. B. Non-Newtonian flow in annuli. **Industrial and Engineering Chemistry**, v. 50, n. 3, p. 347-352, 1958a.
- FREDRICKSON, A. G.; BIRD, R. B. Friction factors for axial non-Newtonian annular flow. **Industrial and Engineering Chemistry**, v. 50, n. 10, p. 1599-1600, 1958b.
- GARCIA, E. J.; STEFFE, J. F. Comparison of friction factor equations for non-Newtonian fluids in pipe flow. **Journal of Food Process Engineering**, v. 9, p. 93-120, 1987.
- GARRUTI, D. S. Contribuição ao estudo da esterilização física do suco de maracujá integral (*Passiflora edulis f. flavicarpa*). p. 211. Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia de Alimentos, Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP, 1989.
- GINER, J.; IBARZ, A.; GARZA, S.; XHIAN-QUAN, S. Rheology of clarified cherry juices. **Journal of Food Engineering**, v. 30, p. 147-154, 1996.

- GORI, F. Effects of Variable Physical-Properties in Laminar-Flow of Pseudoplastic Fluids. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 21, n. 2, p. 247-250, 1978.
- GOVIER, G. W.; AZIZ, K. **The flow of complex mixtures in pipes**. New York: Van Nostrand Reinhold Co., 1972.
- GRATÃO, A. C. A.; BERTO, M. I., SILVEIRA JR., V. Reologia do açúcar líquido invertido: influência da temperatura na viscosidade. **Ciência e Tecnologia de Alimentos**, v. 24, n. 4, p. 652-656, 2004a.
- GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JÚNIOR, V; TELIS-ROMERO, J. Reologia e hidrodinâmica do suco de maracujá. **Proceedings of XV Congresso Brasileiro de Engenharia Química**, UFPR, Curitiba – PR, 2004b.
- GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JR., V.; POLIZELLI, M. A.; TELIS-ROMERO, J. Thermal properties of passion fruit juice as affected by temperature and water content. **Journal of Food Process Engineering**, v. 27, n. 6, p. 413-431, 2005a.
- GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JR., V.; TELIS-ROMERO, J. Rheology of soursop juice and friction factors in circular pipe flow. **Proceedings of 2<sup>nd</sup> Mercosur Congress on Chemical Engineering and 4<sup>th</sup> Mercosur Congress on Process Systems Engineering**, Rio de Janeiro – RJ, 2005b.
- GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JR., V.; TELIS-ROMERO, J. Thermal Properties of Soursop Juice. **Proceedings of 2<sup>nd</sup> Mercosur Congress on Chemical Engineering and 4<sup>th</sup> Mercosur Congress on Process Systems Engineering**, Rio de Janeiro – RJ, 2005c.
- GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JÚNIOR, V; TELIS-ROMERO, J. Características do escoamento laminar de sucos de frutas tropicais em dutos circulares. **Proceedings of 6<sup>o</sup> Simpósio Latino Americano de Ciência de Alimentos**, UNICAMP, Campinas – SP, 2005d.
- GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JÚNIOR, V; TELIS-ROMERO, J. Modelos para predição das propriedades termofísicas e reológicas do suco de maracujá. **Proceedings of 6<sup>o</sup> Simpósio Latino Americano de Ciência de Alimentos**, UNICAMP, Campinas – SP, 2005e.
- GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JR., V.; TELIS-ROMERO, J. Laminar flow of soursop juice through concentric annuli: Friction factors and rheology. **Journal of Food Engineering**, 2006a (*in press*).
- GRATÃO, A. C. A.; SILVEIRA JR., V.; TELIS-ROMERO, J. Laminar forced convection to a pseudoplastic fluid food in circular and annular ducts. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, 2006b (*in press*).

- GUERRERO, S. N.; ALZAMORRA, S. M. Effect of pH, temperature and glucose addition on flow behavior of fruit purées II. Peach, papaya and mango purée. **Journal of Food Engineering**, v. 37, p. 77-101, 1998.
- GUT, J. A. W. **Configurações ótimas para trocadores de calor a placas**. 268 p. Tese de Doutorado, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
- GUT, J. A. W.; PINTO, J. M. Optimal configuration design for plate heat exchangers. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 47, n. 22, p. 4833-4848, 2004.
- GUT, J. A. W.; PINTO, J. M.; GABAS, A. L.; TELIS-ROMERO, J. Continuous pasteurization of egg yolk: thermophysical properties and process simulation. **Journal of Food Process Engineering**, v. 28, p. 181-203, 2005.
- HANKS, R. W. The laminar turbulent transition for fluids with a yield stress. **AIChE Journal**, v. 9, p. 306-309, 1963.
- HANKS, R. W.; BONNER, W. F. Transitional flow phenomena in concentric annuli. **Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals**, v. 10, n. 1, p. 105-113, 1971.
- HANKS, R. W. **Low Reynolds number turbulent pipeline flow of pseudohomogeneous slurries**. Fifth International Conference in the Hydraulic Transport of Solids in Pipes (Hydrotransport 5), 1978. Hannover. p. c2-23.
- HANKS, R. W.; LARSEN, K. M. The flow of Power-Law non-Newtonian fluids in concentric annuli. **Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals**, v. 18, n. 1, p. 33-35, 1979.
- HANKS, R. W. The axial laminar flow of yield-pseudoplastic fluids in a concentric annulus. **Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development**, v. 18, n. 3, p. 488-493, 1979.
- HELDMAN, D. R.; SINGH, R. P. **Food Process Engineering**. Westport, CT, USA: AVI, 1981.
- HIMMELBLAU, D. A. **Process Analysis by Statistical Methods**. New York: John Wiley & Sons, 1970. 463 p.
- HOLDSWORTH, S. D. Applicability of rheological models to the interpretation of flow and processing behaviour of fluid food products. **Journal of Texture Studies**, v. 2, n. 4, p. 393-418, 1971.
- HONG, S. N.; MATTHEWS, J. C. Heat transfer to non-Newtonian fluids in laminar flow through concentric annuli. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 12, n. 12, p. 1699-1703, 1969.
- HWANG, M. P.; HAYAKAWA, K. I. Specific-heat calorimeter for foods. **Journal of Food Science**, v. 44, n. 2, p. 435-438, 1979.

- IBARZ, A.; PAGÀN, J. Rheology of raspberry juices. **Journal of Food Engineering**, v. 6, p. 269-289, 1987.
- IBARZ, A.; PAGÀN, J.; GUTIÉRREZ, J.; VICENTE, M. Rheological properties of clarified pear juice concentrates. **Journal of Food Engineering**, v. 10, p. 57-63, 1989.
- IBARZ, A.; GONZALES, C.; ESPLUGAS, S.; VICENTE, M. Rheology of clarified fruit juices I: peach juices. **Journal of Food Engineering**, v. 15, p. 49-61, 1992.
- IBARZ, A.; GONZALES, C.; ESPLUGAS, S. Rheology of clarified fruit juices III: orange juices. **Journal of Food Engineering**, v. 21, p. 485-494, 1994.
- IBARZ, A.; GARVIN, A.; COSTA, J. Rheological behavior of sloe (*Prunus spinosa*) fruit juices. **Journal of Food Engineering**, v. 27, p. 423-430, 1996.
- ILICALI, C.; ENGEZ, S. T. Laminar flow of Power-Law fluid foods in concentric annuli. **Journal of Food Engineering**, v. 30, n. 3-4, p. 255-262, 1996.
- INSTITUTO BRASILEIRO DE GEOGRAFIA E ESTATÍSTICA (IBGE). Diretoria de Pesquisas, Departamento de Agropecuária. **Produção Agrícola Municipal 2001**. Disponível em: <[http://www.ibge.gov.br/home/estatistica/economia/pam/tabela3pam\\_2001.shtm](http://www.ibge.gov.br/home/estatistica/economia/pam/tabela3pam_2001.shtm)>. Acesso em: Setembro, 2005.
- IRVINE, T. F.; KARNI, J. Non-Newtonian fluid flow and heat transfer. In: S. Kakaç, R. K. Shah e T. Aung (Eds.) **Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer**. New York, USA: John Wiley & Sons, 1987. p. 20.1-20.57.
- ITI TROPICALS. Disponível em: <<http://www.ititropicals.com/press29.html>>. Acesso em: Setembro, 2005.
- JAKOB, M. **Heat Transfer**. New York: John Wiley & Sons, 1949. v. I, 758 p.
- JARAMILLO-FLORES, M. E.; HERNANDEZ-SANCHEZ, H. Thermal diffusivity of soursop (*Annona muricata* L.) pulp. **Journal of Food Engineering**, v. 46, p. 139-143, 2000.
- JAVAHERDEH, K.; DEVIENNE, R. Transfert thermique pour l'écoulement en canalisation cylindrique de fluides à seuil: cas du refroidissement à coefficient d'échange constant. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 42, p. 3861-3871, 1999.
- JOSHI, S. D.; BERGLES, A. E. Experimental study of laminar heat transfer to in-tube flow of non-Newtonian fluids. **Journal of Heat Transfer**, v. 102, p. 397-401, 1980.
- KANEDA, M.; YU, B.; OZOE, H.; CHURCHILL, S. W. The characteristics of turbulent flow and convection in concentric circular annuli. Part I: flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 46, n. 26, p. 5045-5057, 2003.
- KAYS, W. M.; CRAWFORD, M. E. **Convective Heat and Mass Transfer**. Terceira edição. New York: McGrawHill, 1993.

- KHALIL, K. E.; RAMAKRISHNA, P.; NANJUDASWAMY, A. M.; PATWARDHAN, M. V. Rheological behaviour of clarified banana juice: effect of temperature and concentration. **Journal of Food Engineering**, v. 10, p. 231-240, 1989.
- KHELLAF, K.; LAURIAT, G. A new analytical solution for heat transfer in the entrance region of ducts: Hydrodynamically developed flows of power-law fluids with constant wall temperature. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 40, n. 14, p. 3443-3447, 1997.
- KOLAROV, K. M.; GROMOV, M. A. **Khromitelna Promishlenost**, v. 22, n. 10, p. 33, 1973.
- KOZICKI, W.; CHOU, C. H.; TIU, C. Non-Newtonian flow in ducts of arbitrary cross-sectional area. **Chemical Engineering Science**, v. 21, n. 8, p. 665-679, 1966.
- KRIEGER, I. M.; ELROD, H. Direct determination of the flow curves of non-Newtonian fluids. II. Shearing rate in the concentric cylinder viscometer. **Journal of Applied Physics**, v. 24, n. 2, p. 134-136, 1953.
- KRIEGER, I. M. Shear rate in the Couette viscometer. **Transactions of the Society of Rheology**, v. 12, n. 1, p. 5-11, 1968.
- KRISHNAN, K. N.; SASTRI, V. M. K. Numerical-solution of thermal entry length problem with variable viscosities and viscous dissipation. **Warme und Stoffubertragung - Thermo and fluid Dynamics**, v. 11, n. 2, p. 73-79, 1978.
- LAMB, J. Influence of water on thermal properties of foods. **Chemistry & Industry**, v. 24, p. 1046-1048, 1976.
- LAWAL, A.; MUJUMDAR, A. S. Extended Graetz problem - a comparison of various solution techniques. **Chemical Engineering Communications**, v. 39, n. 1-6, p. 91-100, 1985.
- LAWAL, A.; MUJUMDAR, A. S. The effects of viscous dissipation on heat-transfer to Power-Law fluids in arbitrary cross-sectional ducts. **Warme und Stoffubertragung - Thermo and Fluid Dynamics**, v. 27, n. 7, p. 437-446, 1992.
- LEDO, A. S. **Potencialidade da Fruticultura no Estado do Acre**. Rio Branco, Acre: Embrapa-CPAF, 1996. 16 p.
- LÉVÊQUE, M. A. Les lois de la transmission de chaleur par convection. **Annales des Mines**, v. 13, p. 201-299, 305-362, 381-415, 1928.
- LEWIS, M. J. **Physical Properties of Foods and Food Processing Systems**. Chichester, England: Ellis Horwood, 1987.
- LUND, D. B. Applications of differential scanning calorimetry in food. In: M. Peleg e E. B. Bagley (Eds.) **Physical Properties of Food**. Westport, Connecticut: AVI Publishing Company, 1983.

- LUNDBERG, R. E.; MCCUEN, P. A.; REYNOLDS, W. C. Heat transfer in annular passages. Hydrodynamically developed laminar flow with arbitrarily prescribed wall temperatures or heat fluxes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 6, p. 495-529, 1963.
- LYCHE, B. C.; BIRD, R. B. The Graetz-Nusselt problem for a Power-Law non-Newtonian fluid. **Chemical Engineering Science**, v. 6, n. 1, p. 35-41, 1956.
- MAHALINGAM, R.; TILTON, L. O.; COULSON, J. M. Heat-transfer in laminar-flow of non-Newtonian fluids. **Chemical Engineering Science**, v. 30, n. 8, p. 921-929, 1975.
- MAIA, M. C. A.; GASPARETTO, C. A. A numerical solution for the entrance region of non-Newtonian flow in annuli. **Brazilian Journal of Chemical Engineering**, v. 20, n. 2, p. 201-211, 2003.
- MALIN, M. R. Turbulent pipe flow of Herschel-Bulkley fluids. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 25, n. 3, p. 321, 1998.
- MANGLIK, R. M.; FANG, P. Thermal processing of viscous non-Newtonian fluids in annular ducts: effects of Power-Law rheology, duct eccentricity, and thermal boundary conditions. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 45, n. 4, p. 803-814, 2002.
- MANGLIK, R. M.; PRUSA, J. Viscous dissipation in non-Newtonian flows - Implications for the Nusselt number. **Journal of Thermophysics and Heat Transfer**, v. 9, n. 4, p. 733-742, 1995.
- MANSOUR, A. R. An analytical solution of laminar heat-transfer to Power-Law non-Newtonian fluids in circular ducts. Graetz-Nusselt problem. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 16, n. 2, p. 199-204, 1989.
- MATTAR, H. L.; MINIM, L. A.; COIMBRA, J. S. R.; MINIM, V. P. R.; SARAIVA, S. H.; TELIS-ROMERO, J. Modeling thermal conductivity, specific heat, and density of milk: A neural network approach. **International Journal of Food Properties**, v. 7, n. 3, p. 531-539, 2004.
- METZNER, A. B.; REED, J. C. Flow of non-Newtonian fluids - correlation of the laminar, transition, and turbulent-flow regions. **AIChE Journal**, v. 1, n. 4, p. 434-440, 1955.
- METZNER, A. B.; VAUGHN, R. D.; HOUGHTON, G. L. Heat transfer to non-Newtonian fluids. **AIChE Journal**, v. 3, n. 1, p. 92-100, 1957.
- METZNER, A. B.; GLUCK, D. F. Heat transfer to non-Newtonian fluids under laminar flow conditions. **Chemical Engineering Science**, v. 12, n. 3, p. 185-190, 1960.
- MEURIC, O. F. J.; WAKEMAN, R. J.; CHIU, T. W. Numerical flow simulation of viscoplastic fluids in annuli. **Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 76, n. 1, p. 27-40, 1998.
- MILES, C. A.; VAN BEEK, G.; VEERKAMP, C. H. Calculation of thermophysical properties of foods. In: R. Jowitt, F. Escher, B. Hallstrom, H. F. T. Meffert, W. E. L. Spiess e G. Vos (Eds.) **Physical Properties of Foods**. London: Applied Science Publishers, 1983. p. 269-312.

- MINIM, L. A.; COIMBRA, J. S. R.; MINIM, V. P. R.; TELIS-ROMERO, J. Influence of temperature and water and fat contents on the thermophysical properties of milk. **Journal of Chemical Engineering Data**, v. 47, n. 6, p. 1488-1491, 2002.
- MINISTÉRIO DA INTEGRAÇÃO NACIONAL. Disponível em:  
<<http://www.irrigar.prg.br/publicacoes/frutseries/frutseries2df.pdf>>. Acesso em: Novembro, 2002.
- MISHRA, P.; TRIPATHI, G. Transition from laminar to turbulent flow of purely viscous non-Newtonian fluids in tubes. **Chemical Engineering Science**, v. 26, p. 915-921, 1971.
- MOGHADAM, H.; AUNG, W. Numerical method for laminar convection in a concentric vertical annular duct with variable properties. **Numerical Heat Transfer**, v. 18A, p. 357-370, 1990.
- MOHSENIN, N. N. **Thermal Properties of Foods and Agricultural Materials**. New York: Gordon and Breach Science Publishers, Inc., 1980.
- MORESI, M.; SPINOSI, M. Engineering factors in the production of concentrated fruit juices. 1. Fluid physical properties of orange juices. **Journal of Food Technology**, v. 15, p. 265-276, 1980.
- MURAMATSU, Y.; TAGAWA, A.; KASAI, T.; SAKAI, H.; FUKUSHIMA, M. Thermophysical properties of apple juice. **Journal of the Japanese Society for Food Science and Technology - Nippon Shokuhin Kagaku Kogaku Kaishi**, v. 47, n. 7, p. 548-550, 2000.
- NAGY, S.; CHEN, C. S.; SHAW, P. E. **Fruit Juice Processing Technology**. Auburndale, FL: AGScience, Inc., 1993.
- NAIMI, M.; DEVIENNE, R.; LÉBOUCHE, M. Étude dynamique et thermique de l'écoulement Couette-taylor-Poiseuille; cas d'un fluide présentant en seuil l'écoulement. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 33, p. 381-391, 1990.
- NAUMAN, E. B.; SAVOCA, J. Efficient discretization schemes for Graetz-type problems. **Computers and Chemical Engineering**, v. 23, p. 377-383, 1999.
- NIX, G. H.; LOWERY, G. W.; VACHON, R. I.; TANGER, G. E. Direct determination of thermal diffusivity and conductivity with a refined line-source technique. In: G. Heller (Eds.) **Progress in Aeronautics and Astronautics: Thermophysics of Spacecraft and Planetary Bodies**. New York: Academic Press, 1967.
- NONINO, C.; DELGIUDICE, S. Finite element analysis of laminar mixed convection in the entrance region of horizontal annular ducts. **Numerical Heat Transfer Part A-Applications**, v. 29, n. 3, p. 313-330, 1996.

- NOUAR, C.; DEVIENNE, R.; LÉBOUCHÉ, M. Convection thermique pour l'écoulement de Couette avec débit axial; cas d'un fluide pseudoplastique. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 30, n. 4, p. 639-647, 1987.
- NOUAR, C.; DEVIENNE, R.; LÉBOUCHE, M. Convection thermique pour un fluide de Herschel-Bulkley dans la région d'entrée d'une conduite. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 37, p. 1-12, 1994.
- NOUAR, C.; LÉBOUCHÉ, M.; DEVIENNE, R. Numerical analysis of the thermal convection for Herschel-Bulkley fluids. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 16, n. 3, p. 223-232, 1995a.
- NOUAR, C.; OULDRIOUS, M.; SALEM, A.; LEGRAND, J. Developing laminar-flow in the entrance region of annuli - review and extension of standard resolution methods for the hydrodynamic problem. **International Journal of Engineering Science**, v. 33, n. 10, p. 1517-1534, 1995b.
- NOUAR, C.; LÉBOUCHE, M. Thermal convection for a thermodependent Herschel-Bulkley fluid in an annular duct. **Heat and Mass Transfer**, v. 31, n. 4, p. 257-267, 1996.
- NOUAR, C.; DESAUBRY, C.; ZENAIDI, H. Numerical and experimental investigation of thermal convection for a thermodependent Herschel-Bulkley fluid in an annular duct with rotating inner cylinder. **European Journal of Mechanics B - Fluids**, v. 17, n. 6, p. 875-900, 1998.
- NOUAR, C.; BENAOUA-ZOUAOUI, B.; DESAUBRY, C. Laminar mixed convection in a horizontal annular duct. Case of thermodependent non-Newtonian fluid. **European Journal of Mechanics B - Fluids**, v. 19, n. 3, p. 423-452, 2000.
- NOURI, J. M.; UMUR, H.; WHITE LAW, J. H. Flow of Newtonian and non-Newtonian fluids in concentric and eccentric annuli. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 253, p. 617-641, 1993.
- NOURI, J. M.; WHITE LAW, J. H. Flow of Newtonian and non-Newtonian fluids in a concentric annulus with rotation of the inner cylinder. **Journal of Fluids Engineering - Transactions of the ASME**, v. 116, n. 4, p. 821-827, 1994.
- OHLSSON, T. The measurement of thermal properties. In: R. Jowitt, F. Escher, B. Hallstrom, H. F. T. Meffert, W. E. L. Spiess e G. Vos (Eds.) **Physical Properties of Foods**. London, Great Britain: Applied Science Publishers, 1983. p. 313-328.
- OLEK, S. Heat transfer in duct flow of non-Newtonian fluids with axial conduction. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 25, n. 7, p. 929-938, 1998.
- OLIVER, D. R.; JENSON, V. G. Heat transfer to pseudoplastic fluids in laminar flow in horizontal tubes. **Chemical Engineering Science**, v. 19, n. 2, p. 115-129, 1964.

- PARK, J. T.; MANNHEIMER, R. J.; GRIMLEY, T. A.; MORROW, T. B. Pipe flow measurement of a transparent non-Newtonian slurry. **Journal of Fluids Engineering**, v. 111, p. 331-336, 1989.
- PEIXINHO, J.; NOUAR, C.; DESAUBRY, C.; THÉRON, B. Laminar transitional and turbulent flow of yield stress fluid in a pipe. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 18, p. 172-184, 2005.
- PIGFORD, R. L. Nonisothermal flow and heat transfer inside vertical tubes. **Chemical Engineering Progress Symposium Series**, v. 51, n. 17, p. 79, 1955.
- POIRIER, N. A.; MUJUMDAR, A. S. Numerical solution to the Graetz problem: achieving accuracy in the entrance region. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 16, p. 205-214, 1989.
- POLIZELLI, M. A.; MENEGALLI, F. C.; TELIS, V. R. N.; TELIS-ROMERO, J. Friction losses in valves and fittings for power-law fluids. **Brazilian Journal of Chemical Engineering**, v. 20, n. 4, p. 455-463, 2003.
- POPOVSKA, F.; WILKINSON, W. L. Laminar Heat-Transfer to Newtonian and Non-Newtonian Fluids in Tubes. **Chemical Engineering Science**, v. 32, n. 10, p. 1155-1164, 1977.
- PRASANTH, N.; SHENOY, U. V. Poiseuille flow of a Power-Law fluid between coaxial cylinders. **Journal of Applied Polymer Science**, v. 46, n. 7, p. 1189-1194, 1992.
- PRUSA, J.; MANGLIK, R. M. Asymptotic and numerical-solutions for thermally developing flows of Newtonian and non-Newtonian fluids in circular tubes with uniform wall temperature. **Numerical Heat Transfer Part A - Applications**, v. 26, n. 2, p. 199-217, 1994.
- QUICORNAC S. A. Disponível em: <<http://www.passionfruitjuice.com>>. Acesso em: Setembro, 2002.
- RAMACHANDRAN, P. A. Boundary integral solution method for the Graetz problem. **Numerical Heat Transfer Part B - Fundamentals**, v. 23, n. 2, p. 257-268, 1993.
- RAO, M. A. Rheology of liquid foods - A review. **Journal of Texture Studies**, v. 8, p. 135-168, 1977.
- RAO, M. A.; ANANTHESWARAN, R. C. Rheology of fluids in food processing. **Food Technology**, v. 36, p. 116-126, 1982.
- RAO, M. A.; COOLEY, H. J.; VITALI, A. A. Flow properties of concentrated juices at low temperatures. **Food Technology**, v. 38, n. 3, p. 113-119, 1984.
- RAO, M. A. Rheological properties of fluid foods. In: M. A. Rao e S. S. H. Rizvi (Eds.) **Engineering Properties of Foods**. New York: Marcel Dekker, 1995. p. 1-53.

- REDDY, C. S.; DATTA, A. K. Thermophysical properties of concentrated reconstituted milk during processing. **Journal of Food Engineering**, v. 21, p. 31-40, 1994.
- REIDY, G. A.; RIPPEN, A. L. Methods for determining thermal conductivity in foods. **Transactions of ASAE**, v. 14, n. 2, p. 248-254, 1971.
- RICHARDSON, S. M. Extended Lévêque solutions for flows of Power-Law fluids in pipes and channels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 22, n. 10, p. 1417-1423, 1979.
- RIEDEL, L. Thermal conductivity measurement on sugar solutions, fruit juices and milk. **Chemie Ingenieur-Technik**, v. 21, p. 340, 1949.
- RIEDEL, L. The refrigerating effect required to freeze fruits and vegetables. **Refrigerating Engineering**, v. 59, p. 670-673, 1951.
- RODRIGUEZLUNA, G.; SEGURAJAUREGUI, J. S.; TORRES, J.; BRITO, E. Heat-transfer to non-Newtonian fluid foods under laminar-flow conditions in horizontal tubes. **Journal of Food Science**, v. 52, n. 4, p. 975-979, 1987.
- ROKERYA, M. S.; IQBAL, M. Effects of viscous dissipation on combined free and forced convection through vertical concentric annuli. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 14, n. 3, p. 491, 1971.
- ROTEM, Z. Non-Newtonian flow in annuli. **Journal of Applied Mechanics - Transactions of the ASME**, v. 29, p. 421-424, 1962.
- ROUND, G. F.; YU, S. Entrance laminar flows of viscoplastic fluids in concentric annuli. **The Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 71, p. 642-645, 1993.
- RUDMAN, M.; BLACKBURN, H. M.; GRAHAM, L. J. W.; PULLUM, L. Turbulent pipe flow of shear-thinning fluids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 118, p. 33-48, 2004.
- RUSSELL, C. P.; CHRISTIANSEN, E. B. Axial, laminar, non-Newtonian flow in annuli. **Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development**, v. 13, n. 4, p. 391-396, 1974.
- SACRAMENTO, C. K.; FARIA, J. C.; CRUZ, F. L.; BARRETTO, W. S.; GASPAR, J. W.; LEITE, J. V. B. Caracterização física e química de frutos de três tipos de gravioleira (*Annona muricata* L.). **Revista Brasileira de Fruticultura**, v. 25, n. 2, p. 329-331, 2003.
- SÁENZ, C.; COSTELL, E. Comportamiento reológico de productos de limón. Influencia de la temperatura y de la concentración. **Revista de Agroquímica y Tecnología de Alimentos**, v. 26, n. 4, p. 581-588, 1986.
- SARAVACOS, G. D. Effect of temperature on viscosity of fruit juices and purees. **Journal of Food Science**, v. 35, n. 2, p. 122-125, 1970.

- SARAVACOS, G. D.; KOSTAROPOULOS, A. E. Transport properties in processing of fruits and vegetables. **Food Technology**, v. 49, n. 9, p. 99-105, 1995.
- SECRETARIA DE AGRICULTURA, IRRIGAÇÃO E REFORMA AGRÁRIA (SEAGRI). **Culturas Agrícolas**. Disponível em: <<http://www.seagri.ba.gov.br/Produtos.htm>>. Acesso em: Fevereiro, 2003.
- SHAH, R. K.; BHATTI, M. S. Laminar convective heat transfer in ducts. In: S. Kakaç, R. K. Shah e W. Aung (Eds.) **Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer**. New York: John Wiley & Sons, 1987. p. 3.1-3.137.
- SHAH, R. K.; LONDON, A. L. **Laminar Flow Forced Convection in Ducts**. New York: Academic Press, 1978.
- SHAMSUDIN, R.; MOHAMED, I. O.; YAMAN, N. K. M. Thermophysical properties of Thai seedless guava juice as affected by temperature and concentration. **Journal of Food Engineering**, v. 66, n. 3, p. 395-399, 2005.
- SHIH, Y. P.; TSOU, J. D. Extended Lévêque solutions for heat-transfer to Power-Law fluids in laminar-flow in a pipe. **Chemical Engineering Journal and the Biochemical Engineering Journal**, v. 15, n. 1, p. 55-62, 1978.
- SIEDER, E. N.; TATE, G. E. Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes. **Industrial and Engineering Chemistry**, v. 28, p. 1429-1435, 1936.
- SINGH, R. P. Thermal diffusivity in food processing. **Food Technology**, v. 36, p. 87-91, 1982.
- SKELLAND, A. H. P. **Non-Newtonian Flow and Heat Transfer**. New York, USA: John Wiley & Sons, 1967. 469 p.
- SOARES, M.; NACCACHE, M. F.; MENDES, P. R. S. Heat transfer to viscoplastic materials flowing laminarly in the entrance region of tubes. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 20, n. 1, p. 60-67, 1999.
- SOARES, E. J.; NACCACHE, W. A. F.; MENDES, P. R. S. Heat transfer to viscoplastic materials flowing axially through concentric annuli. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 24, n. 5, p. 762-773, 2003.
- STEFFE, J. F. **Rheological Methods in Food Process Engineering**. Segunda edição. USA: Freeman Press, 1996. 428 p.
- SWEAT, V. E.; HAUGH, C. G. A thermal conductivity probe for small food samples. **Transactions of the ASAE**, v. 17, p. 56-58, 1974.
- SWEAT, V. E. Thermal properties of foods. In: M. A. Rao e S. S. H. Rizvi (Eds.) **Engineering Properties of Foods**. New York: Marcel Dekker, 1995. p. 99-138.

- TANAKA, M.; MITSUISHI, N. Non-Newtonian laminar heat transfer in concentric annuli. **Heat Transfer Japanese Research**, v. 4, p. 26-35, 1975.
- TELIS-ROMERO, J. **Hidrodinâmica e transferência de calor do escoamento laminar de fluidos não-Newtonianos em tubos**. 125 p. Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia de Alimentos, Faculdade de Engenharia de Alimentos, Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP, 1992.
- TELIS-ROMERO, J.; TELIS, V. R. N.; GABAS, A. L.; YAMASHITA, F. Thermophysical properties of Brazilian orange juice as affected by temperature and water content. **Journal of Food Engineering**, v. 38, n. 1, p. 27-40, 1998.
- TELIS-ROMERO, J.; TELIS, V. R. N.; YAMASHITA, F. Friction factors and rheological properties of orange juice. **Journal of Food Engineering**, v. 40, n. 1-2, p. 101-106, 1999.
- TELIS-ROMERO, J.; GABAS, A. L.; POLIZELLI, M. A.; TELIS, V. R. N. Temperature and water content influence on thermophysical properties of coffee extract. **International Journal of Food Properties**, v. 3, n. 3, p. 375-384, 2000.
- TELIS-ROMERO, J.; CABRAL, R. A. F.; GABAS, A. L.; TELIS, V. R. N. Rheological properties and fluid dynamics of coffee extract. **Journal of Food Process Engineering**, v. 24, n. 4, p. 217-230, 2001.
- THE MATHWORKS, INC. MatLab, The Language of Thechnical Computing, Versão 7.0 (R14), 2004.
- TIU, C.; BHATTACHARYYA, S. Developing and fully developed velocity profiles for inelastic Power-Law fluids in an annulus. **AIChE Journal**, v. 20, n. 6, p. 1140-1144, 1974.
- TODA FRUTA. **O Grande Mercado do Maracujá para Indústria de Sucos**. Disponível em: <[http://www.todafruta.com.br/todafruta/mostra\\_conteudo.asp?conteudo=26](http://www.todafruta.com.br/todafruta/mostra_conteudo.asp?conteudo=26)>. Acesso em: Fevereiro, 2003.
- TROMBETTA, M. L. Laminar forced convection in eccentric annuli. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 14, n. 8, p. 1161-&, 1971.
- TUOC, T. K.; MCGIVEN, J. M. Laminar-flow of non-Newtonian fluids in annuli. **Chemical Engineering Research & Design**, v. 72, n. A5, p. 669-676, 1994.
- UMME, A.; SALMAH, Y.; JAMILAH, B.; ASBI, B. A. Microbial and enzymatic changes in natural soursop puree during storage. **Food Chemistry**, v. 65, p. 315-322, 1999.
- UMME, A.; BAMBANG, S. S.; SALMAH, Y.; JAMILAH, B. Effect of pasteurisation on sensory quality of natural soursop puree under different storage conditions. **Food Chemistry**, v. 75, p. 293-301, 2001.

- UNAL, A. Theoretical analysis of triple concentric-tube heat exchangers Part 1: Mathematical modelling. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 25, n. 7, p. 949-958, 1998.
- UNAL, A. Theoretical analysis of triple concentric-tube heat exchangers part 2: Case studies. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 28, n. 2, p. 243-256, 2001.
- UNAL, A. Effectiveness-NTU relations for triple concentric-tube heat exchangers. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 30, n. 2, p. 261-272, 2003.
- UNITED STATES DEPARTMENT OF AGRICULTURE (USDA). **National Nutrient Database for Standard Reference**. Disponível em: <<http://www.nal.usda.gov/fnic/foodcomp/search/>>. Acesso em: Outubro, 2005.
- VAILLANT, F.; MILLAN, P.; O'BRIEN, G.; DORNIER, M.; DECLoux, M.; REYNES, M. Crossflow microfiltration of passion fruit juice after partial enzymatic liquefaction. **Journal of Food Engineering**, v. 42, n. 4, p. 215-224, 1999.
- VAUGHN, R. D. Laminar flow of non-Newtonian fluids in concentric annuli. **Society of Petroleum Engineers Journal**, v. 3, n. 4, p. 274-276, 1963.
- VAUGHN, R. D.; BERGMAN, P. D. Laminar flow of non-Newtonian fluids in concentric annuli. **Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development**, v. 5, n. 1, p. 44-&, 1966.
- VÉLEZ-RUIZ, J. F.; BARBOSA-CÁNOVAS, G. V. Rheological properties of concentrated milk as a function of concentration, temperature and storage time. **Journal of Food Engineering**, v. 35, p. 177-190, 1998.
- VIANA, M. J. G.; NASCIMENTO, U. C. S.; QUARESMA, J. N. N.; MACEDO, E. N. Integral transform method for laminar heat transfer convection of Herschel-Bulkley fluids within concentric annular ducts. **Brazilian Journal of Chemical Engineering**, v. 18, n. 4, p. 337-358, 2001.
- VICK, B.; OZISIK, M. N. Effects of axial conduction and convective boundary-conditions in slug flow inside a circular tube. **Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME**, v. 103, n. 3, p. 436-440, 1981.
- VITALI, A. A.; ROIG, S. M.; RAO, M. A. Viscosity behavior of concentrated passion fruit juice. **Confruta**, v. 19, n. 5, p. 201-206, 1974.
- VITALI, A. A. **Comportamento reológico do purê de goiaba (*Psidium guajava* L.) em função da concentração e temperatura**. 151 p. Dissertação de Mestrado, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1981.

- VITALI, A. A.; RAO, M. A. Flow behavior of guava puree as a function of temperature and concentration. **Journal of Texture Studies**, v. 13, n. 3, p. 275-289, 1982.
- VITALI, A. A.; RAO, M. A. Flow properties of low-pulp concentrated orange juice: effect of temperature and concentration. **Journal of Food Science**, v. 49, n. 3, p. 882-888, 1984.
- WHITEMAN, I. R.; DRAKE, W. B. Heat transfer to flow in around tube with arbitrary velocity distribution. **Transactions of the ASME**, v. 80, p. 728-732, 1958.
- YANG, T. M. T.; KRIEGER, I. M. Comparison of methods for calculating shear rates in coaxial viscometers. **Journal of Rheology**, v. 22, n. 4, p. 413-421, 1978.
- YOO, S. S. **Heat transfer and friction factors for non-Newtonian fluids in turbulent pipe flow**. University of Illinois at Chicago Circle, Chicago, 1974.
- ZAINAL, B. S.; RAHMAN, R. A.; ARIFF, A. B.; SAARI, B. N. Thermophysical properties of pink guava juice at 9 and 11°Brix. **Journal of Food Process Engineering**, v. 24, p. 87-100, 2001.
- ZURITZ, C. A.. On the design of triple concentric-tube heat exchangers. **Journal of Food Process Engineering**, v. 12, p. 113-130, 1990.

# ANEXO A

Tabela A.1. Valores de  $\Omega_{\text{hb}}(T_0, n, \kappa)$  para vários  $T_0$ ,  $\kappa$  e  $n$ .

$T_0$	$n$									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	$\kappa = 0,10$									
0,00	$1,73 \times 10^{-2}$	$4,73 \times 10^{-2}$	$7,08 \times 10^{-2}$	$8,88 \times 10^{-2}$	$1,03 \times 10^{-1}$	$1,14 \times 10^{-1}$	$1,23 \times 10^{-1}$	$1,31 \times 10^{-1}$	$1,38 \times 10^{-1}$	$1,44 \times 10^{-1}$
0,05	$9,33 \times 10^{-3}$	$3,40 \times 10^{-2}$	$5,63 \times 10^{-2}$	$7,42 \times 10^{-2}$	$8,87 \times 10^{-2}$	$1,01 \times 10^{-1}$	$1,10 \times 10^{-1}$	$1,19 \times 10^{-1}$	$1,26 \times 10^{-1}$	$1,32 \times 10^{-1}$
0,10	$4,83 \times 10^{-3}$	$2,40 \times 10^{-2}$	$4,41 \times 10^{-2}$	$6,14 \times 10^{-2}$	$7,58 \times 10^{-2}$	$8,78 \times 10^{-2}$	$9,79 \times 10^{-2}$	$1,07 \times 10^{-1}$	$1,14 \times 10^{-1}$	$1,21 \times 10^{-1}$
0,15	$2,40 \times 10^{-3}$	$1,65 \times 10^{-2}$	$3,40 \times 10^{-2}$	$5,00 \times 10^{-2}$	$6,39 \times 10^{-2}$	$7,58 \times 10^{-2}$	$8,60 \times 10^{-2}$	$9,49 \times 10^{-2}$	$1,03 \times 10^{-1}$	$1,09 \times 10^{-1}$
0,20	$1,13 \times 10^{-3}$	$1,11 \times 10^{-2}$	$2,57 \times 10^{-2}$	$4,02 \times 10^{-2}$	$5,33 \times 10^{-2}$	$6,47 \times 10^{-2}$	$7,48 \times 10^{-2}$	$8,36 \times 10^{-2}$	$9,13 \times 10^{-2}$	$9,82 \times 10^{-2}$
0,25	$5,05 \times 10^{-4}$	$7,22 \times 10^{-3}$	$1,90 \times 10^{-2}$	$3,17 \times 10^{-2}$	$4,37 \times 10^{-2}$	$5,45 \times 10^{-2}$	$6,42 \times 10^{-2}$	$7,28 \times 10^{-2}$	$8,05 \times 10^{-2}$	$8,73 \times 10^{-2}$
0,30	$2,11 \times 10^{-4}$	$4,53 \times 10^{-3}$	$1,37 \times 10^{-2}$	$2,45 \times 10^{-2}$	$3,52 \times 10^{-2}$	$4,52 \times 10^{-2}$	$5,44 \times 10^{-2}$	$6,26 \times 10^{-2}$	$7,00 \times 10^{-2}$	$7,67 \times 10^{-2}$
0,35	$8,20 \times 10^{-5}$	$2,73 \times 10^{-3}$	$9,56 \times 10^{-3}$	$1,85 \times 10^{-2}$	$2,78 \times 10^{-2}$	$3,68 \times 10^{-2}$	$4,53 \times 10^{-2}$	$5,30 \times 10^{-2}$	$6,01 \times 10^{-2}$	$6,65 \times 10^{-2}$
0,40	$2,90 \times 10^{-5}$	$1,56 \times 10^{-3}$	$6,45 \times 10^{-3}$	$1,35 \times 10^{-2}$	$2,14 \times 10^{-2}$	$2,93 \times 10^{-2}$	$3,69 \times 10^{-2}$	$4,40 \times 10^{-2}$	$5,06 \times 10^{-2}$	$5,67 \times 10^{-2}$
0,45	$9,18 \times 10^{-6}$	$8,44 \times 10^{-4}$	$4,17 \times 10^{-3}$	$9,57 \times 10^{-3}$	$1,60 \times 10^{-2}$	$2,28 \times 10^{-2}$	$2,94 \times 10^{-2}$	$3,58 \times 10^{-2}$	$4,18 \times 10^{-2}$	$4,74 \times 10^{-2}$
0,50	$2,53 \times 10^{-6}$	$4,23 \times 10^{-4}$	$2,55 \times 10^{-3}$	$6,49 \times 10^{-3}$	$1,15 \times 10^{-2}$	$1,71 \times 10^{-2}$	$2,27 \times 10^{-2}$	$2,83 \times 10^{-2}$	$3,36 \times 10^{-2}$	$3,86 \times 10^{-2}$
0,55	$5,89 \times 10^{-7}$	$1,93 \times 10^{-4}$	$1,46 \times 10^{-3}$	$4,16 \times 10^{-3}$	$7,93 \times 10^{-3}$	$1,23 \times 10^{-2}$	$1,69 \times 10^{-2}$	$2,16 \times 10^{-2}$	$2,62 \times 10^{-2}$	$3,05 \times 10^{-2}$
0,60	$1,09 \times 10^{-7}$	$7,76 \times 10^{-5}$	$7,63 \times 10^{-4}$	$2,48 \times 10^{-3}$	$5,12 \times 10^{-3}$	$8,39 \times 10^{-3}$	$1,20 \times 10^{-2}$	$1,57 \times 10^{-2}$	$1,95 \times 10^{-2}$	$2,32 \times 10^{-2}$
0,65	$1,48 \times 10^{-8}$	$2,64 \times 10^{-5}$	$3,53 \times 10^{-4}$	$1,34 \times 10^{-3}$	$3,04 \times 10^{-3}$	$5,30 \times 10^{-3}$	$7,93 \times 10^{-3}$	$1,08 \times 10^{-2}$	$1,37 \times 10^{-2}$	$1,66 \times 10^{-2}$
0,70	$1,28 \times 10^{-9}$	$7,03 \times 10^{-6}$	$1,37 \times 10^{-4}$	$6,29 \times 10^{-4}$	$1,60 \times 10^{-3}$	$3,01 \times 10^{-3}$	$4,75 \times 10^{-3}$	$6,72 \times 10^{-3}$	$8,83 \times 10^{-3}$	$1,10 \times 10^{-2}$
0,75	$5,47 \times 10^{-11}$	$1,27 \times 10^{-6}$	$4,02 \times 10^{-5}$	$2,35 \times 10^{-4}$	$6,93 \times 10^{-4}$	$1,44 \times 10^{-3}$	$2,44 \times 10^{-3}$	$3,63 \times 10^{-3}$	$4,97 \times 10^{-3}$	$6,39 \times 10^{-3}$
0,80	$6,38 \times 10^{-13}$	$1,13 \times 10^{-7}$	$7,08 \times 10^{-6}$	$5,83 \times 10^{-5}$	$2,11 \times 10^{-4}$	$5,02 \times 10^{-4}$	$9,38 \times 10^{-4}$	$1,50 \times 10^{-3}$	$2,18 \times 10^{-3}$	$2,94 \times 10^{-3}$
0,85	$3,14 \times 10^{-16}$	$1,80 \times 10^{-9}$	$3,58 \times 10^{-7}$	$5,28 \times 10^{-6}$	$2,71 \times 10^{-5}$	$8,13 \times 10^{-5}$	$1,79 \times 10^{-4}$	$3,27 \times 10^{-4}$	$5,21 \times 10^{-4}$	$7,59 \times 10^{-4}$

$T_0$	$n$									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	$\kappa = 0,20$									
0,00	$4,08 \times 10^{-3}$	$2,05 \times 10^{-2}$	$3,80 \times 10^{-2}$	$5,32 \times 10^{-2}$	$6,60 \times 10^{-2}$	$7,68 \times 10^{-2}$	$8,59 \times 10^{-2}$	$9,38 \times 10^{-2}$	$1,01 \times 10^{-1}$	$1,06 \times 10^{-1}$
0,05	$2,02 \times 10^{-3}$	$1,41 \times 10^{-2}$	$2,92 \times 10^{-2}$	$4,34 \times 10^{-2}$	$5,57 \times 10^{-2}$	$6,64 \times 10^{-2}$	$7,56 \times 10^{-2}$	$8,36 \times 10^{-2}$	$9,06 \times 10^{-2}$	$9,67 \times 10^{-2}$
0,10	$9,56 \times 10^{-4}$	$9,46 \times 10^{-3}$	$2,21 \times 10^{-2}$	$3,48 \times 10^{-2}$	$4,64 \times 10^{-2}$	$5,67 \times 10^{-2}$	$6,57 \times 10^{-2}$	$7,37 \times 10^{-2}$	$8,08 \times 10^{-2}$	$8,70 \times 10^{-2}$
0,15	$4,27 \times 10^{-4}$	$6,15 \times 10^{-3}$	$1,63 \times 10^{-2}$	$2,74 \times 10^{-2}$	$3,81 \times 10^{-2}$	$4,78 \times 10^{-2}$	$5,65 \times 10^{-2}$	$6,43 \times 10^{-2}$	$7,12 \times 10^{-2}$	$7,75 \times 10^{-2}$
0,20	$1,79 \times 10^{-4}$	$3,86 \times 10^{-3}$	$1,17 \times 10^{-2}$	$2,12 \times 10^{-2}$	$3,07 \times 10^{-2}$	$3,96 \times 10^{-2}$	$4,78 \times 10^{-2}$	$5,53 \times 10^{-2}$	$6,20 \times 10^{-2}$	$6,81 \times 10^{-2}$
0,25	$6,92 \times 10^{-5}$	$2,32 \times 10^{-3}$	$8,21 \times 10^{-3}$	$1,60 \times 10^{-2}$	$2,42 \times 10^{-2}$	$3,22 \times 10^{-2}$	$3,98 \times 10^{-2}$	$4,68 \times 10^{-2}$	$5,32 \times 10^{-2}$	$5,91 \times 10^{-2}$
0,30	$2,45 \times 10^{-5}$	$1,33 \times 10^{-3}$	$5,53 \times 10^{-3}$	$1,17 \times 10^{-2}$	$1,86 \times 10^{-2}$	$2,57 \times 10^{-2}$	$3,25 \times 10^{-2}$	$3,89 \times 10^{-2}$	$4,48 \times 10^{-2}$	$5,04 \times 10^{-2}$
0,35	$7,74 \times 10^{-6}$	$7,18 \times 10^{-4}$	$3,57 \times 10^{-3}$	$8,26 \times 10^{-3}$	$1,39 \times 10^{-2}$	$1,99 \times 10^{-2}$	$2,58 \times 10^{-2}$	$3,16 \times 10^{-2}$	$3,70 \times 10^{-2}$	$4,21 \times 10^{-2}$
0,40	$2,14 \times 10^{-6}$	$3,59 \times 10^{-4}$	$2,18 \times 10^{-3}$	$5,59 \times 10^{-3}$	$1,00 \times 10^{-2}$	$1,49 \times 10^{-2}$	$2,00 \times 10^{-2}$	$2,49 \times 10^{-2}$	$2,97 \times 10^{-2}$	$3,43 \times 10^{-2}$
0,45	$4,96 \times 10^{-7}$	$1,64 \times 10^{-4}$	$1,25 \times 10^{-3}$	$3,58 \times 10^{-3}$	$6,87 \times 10^{-3}$	$1,07 \times 10^{-2}$	$1,48 \times 10^{-2}$	$1,90 \times 10^{-2}$	$2,31 \times 10^{-2}$	$2,71 \times 10^{-2}$
0,50	$9,19 \times 10^{-8}$	$6,58 \times 10^{-5}$	$6,52 \times 10^{-4}$	$2,13 \times 10^{-3}$	$4,43 \times 10^{-3}$	$7,30 \times 10^{-3}$	$1,05 \times 10^{-2}$	$1,38 \times 10^{-2}$	$1,72 \times 10^{-2}$	$2,05 \times 10^{-2}$
0,55	$1,25 \times 10^{-8}$	$2,24 \times 10^{-5}$	$3,02 \times 10^{-4}$	$1,15 \times 10^{-3}$	$2,63 \times 10^{-3}$	$4,61 \times 10^{-3}$	$6,93 \times 10^{-3}$	$9,45 \times 10^{-3}$	$1,21 \times 10^{-2}$	$1,47 \times 10^{-2}$
0,60	$1,08 \times 10^{-9}$	$5,95 \times 10^{-6}$	$1,17 \times 10^{-4}$	$5,40 \times 10^{-4}$	$1,38 \times 10^{-3}$	$2,61 \times 10^{-3}$	$4,14 \times 10^{-3}$	$5,89 \times 10^{-3}$	$7,77 \times 10^{-3}$	$9,71 \times 10^{-3}$
0,65	$4,61 \times 10^{-11}$	$1,08 \times 10^{-6}$	$3,43 \times 10^{-5}$	$2,02 \times 10^{-4}$	$5,97 \times 10^{-4}$	$1,24 \times 10^{-3}$	$2,12 \times 10^{-3}$	$3,17 \times 10^{-3}$	$4,36 \times 10^{-3}$	$5,63 \times 10^{-3}$
0,70	$5,37 \times 10^{-13}$	$9,58 \times 10^{-8}$	$6,03 \times 10^{-6}$	$4,99 \times 10^{-5}$	$1,81 \times 10^{-4}$	$4,34 \times 10^{-4}$	$8,15 \times 10^{-4}$	$1,31 \times 10^{-3}$	$1,91 \times 10^{-3}$	$2,58 \times 10^{-3}$
0,75	$2,65 \times 10^{-16}$	$1,52 \times 10^{-9}$	$3,05 \times 10^{-7}$	$4,51 \times 10^{-6}$	$2,32 \times 10^{-5}$	$7,02 \times 10^{-5}$	$1,56 \times 10^{-4}$	$2,84 \times 10^{-4}$	$4,55 \times 10^{-4}$	$6,85 \times 10^{-4}$

$T_0$	$n$									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	$\kappa = 0,30$									
0,00	$8,33 \times 10^{-4}$	$8,27 \times 10^{-3}$	$1,93 \times 10^{-2}$	$3,05 \times 10^{-2}$	$4,07 \times 10^{-2}$	$4,97 \times 10^{-2}$	$5,76 \times 10^{-2}$	$6,45 \times 10^{-2}$	$7,06 \times 10^{-2}$	$7,60 \times 10^{-2}$
0,05	$3,72 \times 10^{-4}$	$5,38 \times 10^{-3}$	$1,43 \times 10^{-2}$	$2,41 \times 10^{-2}$	$3,34 \times 10^{-2}$	$4,20 \times 10^{-2}$	$4,96 \times 10^{-2}$	$5,65 \times 10^{-2}$	$6,25 \times 10^{-2}$	$6,80 \times 10^{-2}$
0,10	$1,56 \times 10^{-4}$	$3,38 \times 10^{-3}$	$1,03 \times 10^{-2}$	$1,86 \times 10^{-2}$	$2,70 \times 10^{-2}$	$3,49 \times 10^{-2}$	$4,21 \times 10^{-2}$	$4,87 \times 10^{-2}$	$5,47 \times 10^{-2}$	$6,00 \times 10^{-2}$
0,15	$6,03 \times 10^{-5}$	$2,03 \times 10^{-3}$	$7,21 \times 10^{-3}$	$1,40 \times 10^{-2}$	$2,13 \times 10^{-2}$	$2,84 \times 10^{-2}$	$3,51 \times 10^{-2}$	$4,13 \times 10^{-2}$	$4,70 \times 10^{-2}$	$5,23 \times 10^{-2}$
0,20	$2,13 \times 10^{-5}$	$1,16 \times 10^{-3}$	$4,86 \times 10^{-3}$	$1,03 \times 10^{-2}$	$1,64 \times 10^{-2}$	$2,27 \times 10^{-2}$	$2,87 \times 10^{-2}$	$3,44 \times 10^{-2}$	$3,98 \times 10^{-2}$	$4,47 \times 10^{-2}$
0,25	$6,74 \times 10^{-6}$	$6,28 \times 10^{-4}$	$3,14 \times 10^{-3}$	$7,28 \times 10^{-3}$	$1,23 \times 10^{-2}$	$1,76 \times 10^{-2}$	$2,29 \times 10^{-2}$	$2,80 \times 10^{-2}$	$3,29 \times 10^{-2}$	$3,74 \times 10^{-2}$
0,30	$1,86 \times 10^{-6}$	$3,14 \times 10^{-4}$	$1,92 \times 10^{-3}$	$4,93 \times 10^{-3}$	$8,85 \times 10^{-3}$	$1,32 \times 10^{-2}$	$1,77 \times 10^{-2}$	$2,22 \times 10^{-2}$	$2,65 \times 10^{-2}$	$3,06 \times 10^{-2}$
0,35	$4,32 \times 10^{-7}$	$1,43 \times 10^{-4}$	$1,10 \times 10^{-3}$	$3,16 \times 10^{-3}$	$6,08 \times 10^{-3}$	$9,51 \times 10^{-3}$	$1,32 \times 10^{-2}$	$1,69 \times 10^{-2}$	$2,06 \times 10^{-2}$	$2,42 \times 10^{-2}$
0,40	$8,00 \times 10^{-8}$	$5,76 \times 10^{-5}$	$5,73 \times 10^{-4}$	$1,88 \times 10^{-3}$	$3,93 \times 10^{-3}$	$6,48 \times 10^{-3}$	$9,33 \times 10^{-3}$	$1,23 \times 10^{-2}$	$1,54 \times 10^{-2}$	$1,84 \times 10^{-2}$
0,45	$1,09 \times 10^{-8}$	$1,96 \times 10^{-5}$	$2,65 \times 10^{-4}$	$1,02 \times 10^{-3}$	$2,33 \times 10^{-3}$	$4,09 \times 10^{-3}$	$6,17 \times 10^{-3}$	$8,43 \times 10^{-3}$	$1,08 \times 10^{-2}$	$1,32 \times 10^{-2}$
0,50	$9,42 \times 10^{-10}$	$5,21 \times 10^{-6}$	$1,03 \times 10^{-4}$	$4,77 \times 10^{-4}$	$1,22 \times 10^{-3}$	$2,32 \times 10^{-3}$	$3,69 \times 10^{-3}$	$5,26 \times 10^{-3}$	$6,95 \times 10^{-3}$	$8,71 \times 10^{-3}$
0,55	$4,01 \times 10^{-11}$	$9,41 \times 10^{-7}$	$3,01 \times 10^{-5}$	$1,78 \times 10^{-4}$	$5,29 \times 10^{-4}$	$1,11 \times 10^{-3}$	$1,89 \times 10^{-3}$	$2,84 \times 10^{-3}$	$3,90 \times 10^{-3}$	$5,05 \times 10^{-3}$
0,60	$4,68 \times 10^{-13}$	$8,39 \times 10^{-8}$	$5,30 \times 10^{-6}$	$4,40 \times 10^{-5}$	$1,61 \times 10^{-4}$	$3,85 \times 10^{-4}$	$7,26 \times 10^{-4}$	$1,17 \times 10^{-3}$	$1,71 \times 10^{-3}$	$2,32 \times 10^{-3}$
0,65	$2,31 \times 10^{-16}$	$1,33 \times 10^{-9}$	$2,68 \times 10^{-7}$	$3,98 \times 10^{-6}$	$2,06 \times 10^{-5}$	$6,23 \times 10^{-5}$	$1,39 \times 10^{-4}$	$2,54 \times 10^{-4}$	$4,07 \times 10^{-4}$	$5,98 \times 10^{-4}$
0,00	$1,35 \times 10^{-4}$	$2,93 \times 10^{-3}$	$8,93 \times 10^{-3}$	$1,61 \times 10^{-2}$	$2,33 \times 10^{-2}$	$3,00 \times 10^{-2}$	$3,61 \times 10^{-2}$	$4,16 \times 10^{-2}$	$4,66 \times 10^{-2}$	$5,11 \times 10^{-2}$
0,05	$5,25 \times 10^{-5}$	$1,77 \times 10^{-3}$	$6,26 \times 10^{-3}$	$1,22 \times 10^{-2}$	$1,84 \times 10^{-2}$	$2,46 \times 10^{-2}$	$3,03 \times 10^{-2}$	$3,55 \times 10^{-2}$	$4,04 \times 10^{-2}$	$4,48 \times 10^{-2}$
0,10	$1,86 \times 10^{-5}$	$1,01 \times 10^{-3}$	$4,23 \times 10^{-3}$	$8,94 \times 10^{-3}$	$1,43 \times 10^{-2}$	$1,97 \times 10^{-2}$	$2,49 \times 10^{-2}$	$2,98 \times 10^{-2}$	$3,43 \times 10^{-2}$	$3,85 \times 10^{-2}$
	$\kappa = 0,40$									
0,15	$5,88 \times 10^{-6}$	$5,48 \times 10^{-4}$	$2,73 \times 10^{-3}$	$6,34 \times 10^{-3}$	$1,07 \times 10^{-2}$	$1,53 \times 10^{-2}$	$1,99 \times 10^{-2}$	$2,43 \times 10^{-2}$	$2,85 \times 10^{-2}$	$3,25 \times 10^{-2}$
0,20	$1,62 \times 10^{-6}$	$2,74 \times 10^{-4}$	$1,68 \times 10^{-3}$	$4,30 \times 10^{-3}$	$7,72 \times 10^{-3}$	$1,15 \times 10^{-2}$	$1,55 \times 10^{-2}$	$1,93 \times 10^{-2}$	$2,31 \times 10^{-2}$	$2,67 \times 10^{-2}$
0,25	$3,77 \times 10^{-7}$	$1,25 \times 10^{-4}$	$9,59 \times 10^{-4}$	$2,76 \times 10^{-3}$	$5,32 \times 10^{-3}$	$8,32 \times 10^{-3}$	$1,15 \times 10^{-2}$	$1,48 \times 10^{-2}$	$1,80 \times 10^{-2}$	$2,12 \times 10^{-2}$
0,30	$6,98 \times 10^{-8}$	$5,04 \times 10^{-5}$	$5,02 \times 10^{-4}$	$1,65 \times 10^{-3}$	$3,44 \times 10^{-3}$	$5,68 \times 10^{-3}$	$8,19 \times 10^{-3}$	$1,08 \times 10^{-2}$	$1,35 \times 10^{-2}$	$1,61 \times 10^{-2}$
0,35	$9,49 \times 10^{-9}$	$1,71 \times 10^{-5}$	$2,32 \times 10^{-4}$	$8,93 \times 10^{-4}$	$2,05 \times 10^{-3}$	$3,60 \times 10^{-3}$	$5,43 \times 10^{-3}$	$7,43 \times 10^{-3}$	$9,51 \times 10^{-3}$	$1,16 \times 10^{-2}$
0,40	$8,22 \times 10^{-10}$	$4,56 \times 10^{-6}$	$9,02 \times 10^{-5}$	$4,19 \times 10^{-4}$	$1,08 \times 10^{-3}$	$2,04 \times 10^{-3}$	$3,26 \times 10^{-3}$	$4,65 \times 10^{-3}$	$6,14 \times 10^{-3}$	$7,70 \times 10^{-3}$
0,45	$3,51 \times 10^{-11}$	$8,25 \times 10^{-7}$	$2,64 \times 10^{-5}$	$1,57 \times 10^{-4}$	$4,66 \times 10^{-4}$	$9,77 \times 10^{-4}$	$1,67 \times 10^{-3}$	$2,51 \times 10^{-3}$	$3,46 \times 10^{-3}$	$4,49 \times 10^{-3}$
0,50	$4,09 \times 10^{-13}$	$7,35 \times 10^{-8}$	$4,66 \times 10^{-6}$	$3,88 \times 10^{-5}$	$1,42 \times 10^{-4}$	$3,41 \times 10^{-4}$	$6,43 \times 10^{-4}$	$1,04 \times 10^{-3}$	$1,52 \times 10^{-3}$	$2,06 \times 10^{-3}$
0,55	$2,02 \times 10^{-16}$	$1,17 \times 10^{-9}$	$2,36 \times 10^{-7}$	$3,51 \times 10^{-6}$	$1,82 \times 10^{-5}$	$5,52 \times 10^{-5}$	$1,23 \times 10^{-4}$	$2,26 \times 10^{-4}$	$3,64 \times 10^{-4}$	$5,33 \times 10^{-4}$

$T_0$	$n$									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	$\kappa = 0,50$									
0,00	$1,58 \times 10^{-5}$	$8,61 \times 10^{-4}$	$3,56 \times 10^{-3}$	$7,50 \times 10^{-3}$	$1,19 \times 10^{-2}$	$1,63 \times 10^{-2}$	$2,05 \times 10^{-2}$	$2,45 \times 10^{-2}$	$2,81 \times 10^{-2}$	$3,15 \times 10^{-2}$
0,05	$5,02 \times 10^{-6}$	$4,66 \times 10^{-4}$	$2,31 \times 10^{-3}$	$5,34 \times 10^{-3}$	$8,97 \times 10^{-3}$	$1,28 \times 10^{-2}$	$1,66 \times 10^{-2}$	$2,02 \times 10^{-2}$	$2,36 \times 10^{-2}$	$2,68 \times 10^{-2}$
0,10	$1,39 \times 10^{-6}$	$2,34 \times 10^{-4}$	$1,42 \times 10^{-3}$	$3,64 \times 10^{-3}$	$6,51 \times 10^{-3}$	$9,69 \times 10^{-3}$	$1,30 \times 10^{-2}$	$1,62 \times 10^{-2}$	$1,93 \times 10^{-2}$	$2,22 \times 10^{-2}$
0,15	$3,23 \times 10^{-7}$	$1,07 \times 10^{-4}$	$8,16 \times 10^{-4}$	$2,35 \times 10^{-3}$	$4,51 \times 10^{-3}$	$7,04 \times 10^{-3}$	$9,74 \times 10^{-3}$	$1,25 \times 10^{-2}$	$1,52 \times 10^{-2}$	$1,78 \times 10^{-2}$
0,20	$5,99 \times 10^{-8}$	$4,31 \times 10^{-5}$	$4,28 \times 10^{-4}$	$1,41 \times 10^{-3}$	$2,93 \times 10^{-3}$	$4,83 \times 10^{-3}$	$6,96 \times 10^{-3}$	$9,19 \times 10^{-3}$	$1,14 \times 10^{-2}$	$1,37 \times 10^{-2}$
0,25	$8,14 \times 10^{-9}$	$1,47 \times 10^{-5}$	$1,99 \times 10^{-4}$	$7,64 \times 10^{-4}$	$1,75 \times 10^{-3}$	$3,08 \times 10^{-3}$	$4,64 \times 10^{-3}$	$6,34 \times 10^{-3}$	$8,11 \times 10^{-3}$	$9,91 \times 10^{-3}$
0,30	$7,06 \times 10^{-10}$	$3,92 \times 10^{-6}$	$7,74 \times 10^{-5}$	$3,59 \times 10^{-4}$	$9,23 \times 10^{-4}$	$1,75 \times 10^{-3}$	$2,80 \times 10^{-3}$	$3,99 \times 10^{-3}$	$5,27 \times 10^{-3}$	$6,61 \times 10^{-3}$
0,35	$3,01 \times 10^{-11}$	$7,09 \times 10^{-7}$	$2,28 \times 10^{-5}$	$1,35 \times 10^{-4}$	$4,02 \times 10^{-4}$	$8,42 \times 10^{-4}$	$1,44 \times 10^{-3}$	$2,17 \times 10^{-3}$	$2,99 \times 10^{-3}$	$3,87 \times 10^{-3}$
0,40	$3,52 \times 10^{-13}$	$6,34 \times 10^{-8}$	$4,02 \times 10^{-6}$	$3,35 \times 10^{-5}$	$1,23 \times 10^{-4}$	$2,95 \times 10^{-4}$	$5,57 \times 10^{-4}$	$9,02 \times 10^{-4}$	$1,32 \times 10^{-3}$	$1,79 \times 10^{-3}$
0,45	$1,74 \times 10^{-16}$	$1,01 \times 10^{-9}$	$2,04 \times 10^{-7}$	$3,04 \times 10^{-6}$	$1,58 \times 10^{-5}$	$4,79 \times 10^{-5}$	$1,07 \times 10^{-4}$	$1,96 \times 10^{-4}$	$3,16 \times 10^{-4}$	$4,65 \times 10^{-4}$
	$\kappa = 0,60$									
0,00	$1,14 \times 10^{-6}$	$1,90 \times 10^{-4}$	$1,15 \times 10^{-3}$	$2,91 \times 10^{-3}$	$5,16 \times 10^{-3}$	$7,63 \times 10^{-3}$	$1,01 \times 10^{-2}$	$1,26 \times 10^{-2}$	$1,49 \times 10^{-2}$	$1,71 \times 10^{-2}$
0,05	$2,66 \times 10^{-7}$	$8,72 \times 10^{-5}$	$6,61 \times 10^{-4}$	$1,89 \times 10^{-3}$	$3,60 \times 10^{-3}$	$5,60 \times 10^{-3}$	$7,72 \times 10^{-3}$	$9,85 \times 10^{-3}$	$1,19 \times 10^{-2}$	$1,40 \times 10^{-2}$
0,10	$4,94 \times 10^{-8}$	$3,53 \times 10^{-5}$	$3,49 \times 10^{-4}$	$1,14 \times 10^{-3}$	$2,36 \times 10^{-3}$	$3,88 \times 10^{-3}$	$5,57 \times 10^{-3}$	$7,34 \times 10^{-3}$	$9,11 \times 10^{-3}$	$1,09 \times 10^{-2}$
0,15	$6,73 \times 10^{-9}$	$1,21 \times 10^{-5}$	$1,63 \times 10^{-4}$	$6,23 \times 10^{-4}$	$1,42 \times 10^{-3}$	$2,49 \times 10^{-3}$	$3,75 \times 10^{-3}$	$5,12 \times 10^{-3}$	$6,54 \times 10^{-3}$	$7,97 \times 10^{-3}$
0,20	$5,85 \times 10^{-10}$	$3,23 \times 10^{-6}$	$6,37 \times 10^{-5}$	$2,95 \times 10^{-4}$	$7,56 \times 10^{-4}$	$1,43 \times 10^{-3}$	$2,28 \times 10^{-3}$	$3,25 \times 10^{-3}$	$4,29 \times 10^{-3}$	$5,38 \times 10^{-3}$
0,25	$2,50 \times 10^{-11}$	$5,87 \times 10^{-7}$	$1,88 \times 10^{-5}$	$1,11 \times 10^{-4}$	$3,31 \times 10^{-4}$	$6,93 \times 10^{-4}$	$1,19 \times 10^{-3}$	$1,78 \times 10^{-3}$	$2,45 \times 10^{-3}$	$3,18 \times 10^{-3}$
0,30	$2,93 \times 10^{-13}$	$5,26 \times 10^{-8}$	$3,33 \times 10^{-6}$	$2,78 \times 10^{-5}$	$1,02 \times 10^{-4}$	$2,45 \times 10^{-4}$	$4,62 \times 10^{-4}$	$7,48 \times 10^{-4}$	$1,09 \times 10^{-3}$	$1,48 \times 10^{-3}$
0,35	$1,45 \times 10^{-16}$	$8,39 \times 10^{-10}$	$1,70 \times 10^{-7}$	$2,54 \times 10^{-6}$	$1,32 \times 10^{-5}$	$4,00 \times 10^{-5}$	$8,93 \times 10^{-5}$	$1,64 \times 10^{-4}$	$2,64 \times 10^{-4}$	$3,89 \times 10^{-4}$

$T_0$	$n$									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
	$\kappa = 0,70$									
0,00	$3,80 \times 10^{-8}$	$2,68 \times 10^{-5}$	$2,61 \times 10^{-4}$	$8,42 \times 10^{-4}$	$1,73 \times 10^{-3}$	$2,81 \times 10^{-3}$	$4,01 \times 10^{-3}$	$5,24 \times 10^{-3}$	$6,47 \times 10^{-3}$	$7,67 \times 10^{-3}$
0,05	$5,20 \times 10^{-9}$	$9,22 \times 10^{-6}$	$1,23 \times 10^{-4}$	$4,66 \times 10^{-4}$	$1,06 \times 10^{-3}$	$1,84 \times 10^{-3}$	$2,75 \times 10^{-3}$	$3,74 \times 10^{-3}$	$4,75 \times 10^{-3}$	$5,77 \times 10^{-3}$
0,10	$4,54 \times 10^{-10}$	$2,48 \times 10^{-6}$	$4,85 \times 10^{-5}$	$2,23 \times 10^{-4}$	$5,70 \times 10^{-4}$	$1,08 \times 10^{-3}$	$1,70 \times 10^{-3}$	$2,42 \times 10^{-3}$	$3,19 \times 10^{-3}$	$3,98 \times 10^{-3}$
0,15	$1,95 \times 10^{-11}$	$4,54 \times 10^{-7}$	$1,45 \times 10^{-5}$	$8,53 \times 10^{-5}$	$2,53 \times 10^{-4}$	$5,28 \times 10^{-4}$	$8,99 \times 10^{-4}$	$1,35 \times 10^{-3}$	$1,86 \times 10^{-3}$	$2,40 \times 10^{-3}$
0,20	$2,28 \times 10^{-13}$	$4,09 \times 10^{-8}$	$2,58 \times 10^{-6}$	$2,15 \times 10^{-5}$	$7,85 \times 10^{-5}$	$1,89 \times 10^{-4}$	$3,56 \times 10^{-4}$	$5,75 \times 10^{-4}$	$8,39 \times 10^{-4}$	$1,14 \times 10^{-3}$
0,25	$1,13 \times 10^{-16}$	$6,56 \times 10^{-10}$	$1,33 \times 10^{-7}$	$1,98 \times 10^{-6}$	$1,03 \times 10^{-5}$	$3,12 \times 10^{-5}$	$6,97 \times 10^{-5}$	$1,28 \times 10^{-4}$	$2,06 \times 10^{-4}$	$3,03 \times 10^{-4}$
	$\kappa = 0,80$									
0,00	$3,08 \times 10^{-10}$	$1,65 \times 10^{-6}$	$3,17 \times 10^{-5}$	$1,43 \times 10^{-4}$	$3,61 \times 10^{-4}$	$6,72 \times 10^{-4}$	$1,05 \times 10^{-3}$	$1,48 \times 10^{-3}$	$1,94 \times 10^{-3}$	$2,40 \times 10^{-3}$
0,05	$1,33 \times 10^{-11}$	$3,06 \times 10^{-7}$	$9,63 \times 10^{-6}$	$5,61 \times 10^{-5}$	$1,65 \times 10^{-4}$	$3,42 \times 10^{-4}$	$5,79 \times 10^{-4}$	$8,63 \times 10^{-4}$	$1,18 \times 10^{-3}$	$1,52 \times 10^{-3}$
0,10	$1,58 \times 10^{-13}$	$2,80 \times 10^{-8}$	$1,75 \times 10^{-6}$	$1,45 \times 10^{-5}$	$5,26 \times 10^{-5}$	$1,26 \times 10^{-4}$	$2,36 \times 10^{-4}$	$3,81 \times 10^{-4}$	$5,55 \times 10^{-4}$	$7,51 \times 10^{-4}$
0,15	$7,86 \times 10^{-17}$	$4,54 \times 10^{-10}$	$9,15 \times 10^{-8}$	$1,36 \times 10^{-6}$	$7,05 \times 10^{-6}$	$2,14 \times 10^{-5}$	$4,77 \times 10^{-5}$	$8,75 \times 10^{-5}$	$1,41 \times 10^{-4}$	$2,07 \times 10^{-4}$
	$\kappa = 0,90$									
0,00	$7,92 \times 10^{-14}$	$1,36 \times 10^{-8}$	$8,27 \times 10^{-7}$	$6,68 \times 10^{-6}$	$2,38 \times 10^{-5}$	$5,58 \times 10^{-5}$	$1,03 \times 10^{-4}$	$1,64 \times 10^{-4}$	$2,36 \times 10^{-4}$	$3,17 \times 10^{-4}$
0,05	$4,05 \times 10^{-17}$	$2,30 \times 10^{-10}$	$4,58 \times 10^{-8}$	$6,75 \times 10^{-7}$	$3,47 \times 10^{-6}$	$1,04 \times 10^{-5}$	$2,31 \times 10^{-5}$	$4,22 \times 10^{-5}$	$6,77 \times 10^{-5}$	$9,90 \times 10^{-5}$