

**Universidade do Minho**  
Escola de Engenharia

Carla Sofia Veiga Fernandes

**Optimização do projecto e desempenho  
de permutadores de calor de placas  
para fluidos alimentares**

Tese de Doutoramento em Ciência e Engenharia  
de Polímeros – Processamento e Projecto  
de Materiais Poliméricos

Trabalho efectuado sob a orientação do  
**Professor Doutor João Manuel Maia**  
e  
**Professor Doutor Fernando Tavares de Pinho**

É autorizada a reprodução integral desta tese  
apenas para efeitos de investigação,  
mediante declaração escrita do interessado,  
que a tal se compromete.

Universidade do Minho, Junho de 2009

Assinatura: *Carla Sofia Veiga Fernandes*

# Agradecimentos

Ao longo destes três últimos anos, muitos foram os que com um gesto ou palavra amiga me incentivaram e ajudaram a chegar a bom porto, a todos eles obrigada.

Quero agradecer aos meus orientadores, Professor Doutor João Maia e Professor Doutor Fernando Pinho, pelos conhecimentos científicos que me transmitiram e pelas palavras de incentivo proferidas ao longo deste trabalho.

À Escola Superior de Tecnologia e Gestão de Bragança, o apoio e as condições físicas criadas para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus pais, o carinho, dedicação e apoio incondicionais com que sempre me mimaram e ajudaram nos momentos mais complicados.

Às minhas segundas mães, tia e madrinha, a dedicação que sempre me prestaram e que, nestes últimos três anos, teve um sabor especial.

Ao meu irmão, as palavras de encorajamento e o exemplo de perseverança e sucesso que tem sido para mim.

À Sara e ao Francisco, os seus sorrisos, birras e alegria, onde tantas vezes fui buscar a força que me fugia.

Ao Ricardo, o empenho, dedicação e paciência dispensados durante este longo caminho.



# Sumário

**Optimização do projecto e desempenho de permutadores de calor de placas para fluidos alimentares.**

Neste trabalho estudou-se numericamente o desempenho térmico e hidráulico de canais de permutadores de calor de placas do tipo *chevron* com diferentes propriedades geométricas utilizando o *software* de mecânica de fluidos computacional POLYFLOW®. Foi analisado o escoamento laminar de fluidos newtonianos e não-newtonianos nos referidos canais, tendo o comportamento reológico dos últimos sido descrito pela lei de potência.

Inicialmente estudou-se o arrefecimento de iogurte num permutador de calor de placas do tipo *chevron* de pequeno comprimento, onde os efeitos de entrada influenciam significativamente os números de Nusselt obtidos. O domínio computacional deste problema consistiu numa unidade tridimensional que representava metade de um canal do permutador de calor em causa. Apesar desta simplificação, encontrou-se uma boa concordância entre os resultados numéricos do número de Nusselt,  $Nu$ , e dados experimentais da literatura.

Os trabalhos iniciais com o iogurte permitiram observar a existência de periodicidades adicionais do escoamento ao longo da largura do canal, o que permitiu desenvolver uma célula periódica. Usando esta célula periódica, estudaram-se então escoamentos laminares totalmente desenvolvidos de fluidos newtonianos e não-newtonianos genéricos em canais com propriedades geométricas bastante distintas. Para a obtenção de escoamentos completamente desenvolvidos térmica e hidraulicamente foi necessário utilizar canais

constituídos por sete unidades periódicas consecutivas, também designadas por células unitárias.

Os resultados numéricos obtidos com os fluidos newtonianos, canais com ângulo de corrugação,  $\beta$ , entre 29 e 85° e razão de aspecto de canal,  $\gamma$ , entre 0.38 e 0.76, permitiram relacionar o coeficiente  $K$  da relação entre o factor de Fanning,  $f$ , e o número de Reynolds,  $Re$ ,  $f = KRe^{-1}$ , com  $\beta$  e  $\gamma$ . Para cada ângulo de corrugação foram estudados canais com factores de incremento de área,  $\phi$ , bastante distintos, tendo este factor variado aproximadamente entre 1 e 9.

Em seguida, estudou-se o escoamento de fluidos não-newtonianos com índices de potência,  $n$ , entre 0.25 e 1 em canais constituídos por placas *chevron* com um factor de incremento de área,  $\phi$ , de 1.17 e  $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ , sendo estes valores típicos de placas *chevron* comerciais. Estes trabalhos permitiram desenvolver um número de Reynolds generalizado,  $Re_g$ , e consequentemente uma curva de fricção única,  $f = KRe_g^{-1}$ , para fluidos não-newtonianos e newtonianos.

O estudo do desempenho térmico dos permutadores de calor, para fluidos newtonianos e não-newtonianos, foi também efectuado com os canais com  $\phi = 1.17$  e  $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ , tendo-se verificado que o  $Nu$  para a gama de número de  $Re$  e de  $n$  estudada ( $0.5 \leq n \leq 1$ ), era muito pouco influenciado pelo índice de potência. Consequentemente, foram estabelecidas correlações térmicas únicas, válidas para fluidos não-newtonianos e newtonianos, para cada  $\beta$  estudado, tendo o número de  $Nu$  sido relacionado com o número de Péclet,  $Pe$ . Adicionalmente, concluiu-se que  $Nu$  atingia um máximo para valores de  $\beta$  entre 40 e 50°, para todos os fluidos estudados.

Finalmente, o desempenho termo-hidráulico dos referidos canais foi estudado recorrendo à razão entre o factor de Colburn e factor de Fanning, tendo-se verificado que, para regime laminar e na gama de ângulos de corrugação estudados, o desempenho termo-hidráulico dos permutadores de calores de placas aumentava com o incremento de  $\beta$ .

# Abstract

## Design optimization of plate heat exchangers for food fluids.

Using the commercial finite element package POLYFLOW®, the hydraulic and thermal performance of chevron type plate heat exchanger channels with different geometrical characteristics was studied in the present work. The laminar flow of Newtonian and non-Newtonian fluids was analysed in the referred passages, the rheological behaviour of the latter fluids being described by the power-law model.

Initially, the cooling of yogurt in a short chevron type plate heat exchanger was studied and it was found that thermal entry effects played an important role on the obtained Nusselt numbers. The computational domain of this problem was a three-dimensional unit that represented half of the channel of the studied plate heat exchanger. Despite the simplification, a good agreement was found between the numerical results of the Nusselt number and experimental results from the literature.

The initial works with yogurt allowed observing further periodicities of the flow along the width of the channels. The observed periodicity allowed developing a periodic cell, also known as unitary cell. Then, the flow in the developed unitary cell was studied, under fully developed conditions, for various Newtonian and power-law fluids in various chevron type channels. In order to achieve thermal and hydraulic fully developed flow it was necessary to use channels containing seven consecutive unitary cells.

The numerical results obtained with the Newtonian fluids, in channels with corrugation angle,  $\beta$ , between 29 and 85° and channel aspect ratio,  $\gamma$ , between 0.38 and 0.76, allowed to relate

## Abstract

the coefficient  $K$  (present in the relation between the Fanning friction factor,  $f$ , and Reynolds number,  $Re$ ,  $f = KRe^{-1}$ ) with  $\beta$  and  $\gamma$ . For each corrugation angle, channels with area enlargement factors,  $\phi$ , varying between 1 and 9 were studied.

Subsequently, fully developed laminar flows of power-law fluids with flow index,  $n$ , between 0.25 and 1, were investigated. The channels were made from chevron plates with  $\phi = 1.17$  and  $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ , values which are typical of commercial plates. The use of a generalised Reynolds number,  $Re_g$ , allowed the development of single friction curve equations,  $f = KRe_g^{-1}$ , for both Newtonian and non-Newtonian fluids.

The thermal performance of the plate heat exchangers was also investigated. The channels were made from chevron plates with  $\phi = 1.17$  and  $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ . Various Newtonian and power-law fluids were studied and it was found that the Nusselt number was almost independent of the flow index. Hence, for each  $\beta$ , single thermal correlations were proposed, valid for both Newtonian and power-law fluids. Additionally, it was observed that the Nusselt number achieved a maximum between  $40$  and  $50^\circ$ , for all the studied fluids.

Finally, using the ratio between the Colburn factor and Fanning friction factor, the thermo-hydraulic performance of the referred channels was studied. For laminar flows and in the range of the studied corrugation angles, the thermo-hydraulic performance of the plate heat exchanger passages increased with the increase of  $\beta$ .

# Conteúdo

Lista de símbolos .....	xii
Lista de figuras .....	xvi
Lista de tabelas .....	xxv
<b>Capítulo 1 - Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Permutadores de calor de placas .....	3
1.2 Diferentes tipos de permutadores de calor de placas .....	4
1.3 Permutadores de calor de placas com vedantes .....	10
1.3.1 Propriedades geométricas das placas .....	12
1.3.2 Factor de Fanning .....	15
1.3.2.1 Fluidos newtonianos .....	15
1.3.2.2 Fluidos não-newtonianos .....	17
1.3.3 Número de Nusselt .....	20
1.3.4 Desempenho termo-hidráulico .....	24
1.4 Estudos numéricos na área dos permutadores de calor de placas com vedantes	25
<b>Capítulo 2 - Simulação numérica</b>	<b>30</b>
2.1 Equações governativas e equação constitutiva .....	30
2.2 Modelo computacional .....	32
2.2.1 Resolução numérica .....	32
2.2.2 Domínio geométrico .....	35
2.2.3 Geração da malha .....	39

2.2.4 Condições de fronteira .....	40
<b>Capítulo 3 – Validação do modelo numérico</b>	<b>48</b>
3.1 Conduta circular .....	49
3.1.1 Independência dos resultados com a malha .....	49
3.1.2 Incerteza numérica .....	52
3.1.2.1 Fluido newtoniano .....	53
3.1.2.2 Fluido não-newtoniano .....	56
3.2 Canais de PHEs com ângulo de corrugação de 90° .....	59
3.3 Canais de PHEs com ângulo de corrugação de 0° .....	61
<b>Capítulo 4 - Arrefecimento de iogurte num permutador de calor de placas</b>	<b>65</b>
4.1 Iogurte .....	66
4.2 Simulação do escoamento de iogurte num PHE .....	67
4.3 Conclusão .....	75
<b>Capítulo 5 - Desempenho termo-hidráulico de canais de permutadores de calor de placas</b>	<b>76</b>
5.1 Desempenho hidráulico de canais de PHEs para fluidos newtonianos e não-newtonianos .....	77
5.1.1 Fluidos newtonianos .....	77
5.1.2 Fluidos não-newtonianos .....	89
5.2 Desempenho térmico de canais de PHEs para fluidos newtonianos e não-newtonianos .....	101
5.2.1 Fluidos newtonianos .....	101
5.2.2 Fluidos não-newtonianos .....	112
5.3 Desempenho termo-hidráulico de canais de PHEs para fluidos newtonianos e não-newtonianos .....	121
5.4 Conclusão .....	123

<b>Capítulo 6 - Conclusões e sugestões para trabalhos futuros</b>	<b>125</b>
6.1 Conclusões .....	125
6.2 Sugestões para trabalhos futuros .....	130
<b>Bibliografia</b>	<b>131</b>
<b>Anexo 1 – Conduta cilíndrica</b>	<b>140</b>
A1.1 Perfis radiais de temperatura e velocidade .....	141
A1.2 Determinação do índice GCI .....	145
<b>Anexo 2 – Canais de permutadores de calor de placas</b>	<b>147</b>
A2.1 Desempenho hidráulico de canais de PHEs .....	147
A2.2 Desempenho térmico de canais de PHEs .....	152
A2.3 Desempenho termo-hidráulico de canais de PHEs .....	155

## Lista de símbolos

$A$	Área de transferência de calor ( $\text{m}^2$ )
$a$	Parâmetro geométrico dos canais com ângulo de corrugação de $90^\circ$ (m)
$B$	Coefficiente de correlações térmicas (–)
$b$	Distância entre placas (m)
$C$	Coefficiente de correlações térmicas (–)
$c$	Coefficiente de correlações térmicas (–)
$C_p$	Capacidade calorífica do fluido ( $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ )
$D$	Parâmetro geométrico (Eq. (1.12)) (–)
$2D$	Tensor das taxas de deformação ( $\text{s}^{-1}$ )
$d$	Coefficiente da correlação de Dittus-Boelter (Eq. (1.16)) (–)
$D_H$	Diâmetro hidráulico (m)
$E$	Parâmetro geométrico (Eq. (1.12)) (–)
$e_{21}$	Erro relativo aproximado entre soluções obtidas com duas malhas distintas (–)
$E_a$	Energia de activação ( $\text{J mol}^{-1}$ )
$f$	Factor de Fanning (–)
$g$	Função hiperbólica de $n$ e $K$ (–)
$\mathbf{g}$	Vector aceleração da gravidade ( $\text{m s}^{-2}$ )
GCI	Índice de convergência da malha (–)
$h$	Coefficiente convectivo de transferência de calor ( $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ )
$j$	Factor de Colburn (–)
$K$	Coefficiente da relação $f\text{-Re}$ (Eq.(1.4)) (–)
$\mathbf{K}$	Matriz rigidez (–)

$k$	Condutividade térmica do fluido ( $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ )
$K_0$	Factor de forma (–)
$K_1$	Índice de consistência ( $\text{Pa s}^n$ )
$K_2$	Índice de consistência ( $\text{Pa s}^n$ )
$L$	Comprimento do canal (m)
$L_{av}$	Distância média percorrida por um elemento de fluido (m)
$M$	Caudal mássico de fluido ( $\text{kg s}^{-1}$ )
$m$	Coefficiente de correlações térmicas (–)
$M_v$	Caudal volumétrico de fluido ( $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ )
$n$	Índice de potência (–)
$N$	Número de elementos de uma malha (–)
$N_c$	Número de canais (–)
$N_p$	Número de placas (–)
$Nu$	Número de Nusselt (–)
$Nu^*$	Razão entre o número de Nusselt para um fluido genérico e o fluido newtoniano (–)
$\rho$	Ordem de convergência relativa (–)
$Pe$	Número de Péclet (–)
$Pr$	Número de Prandtl (–)
$Pr_g$	Número de Prandtl generalizado (–)
$\rho_x$	Comprimento de onda de corrugação (m)
$Q$	Calor transferido (W)
$q$	Fluxo de calor ( $\text{W m}^{-2}$ )
$R$	Constante dos gases perfeitos ( $\text{J K}^{-1} \text{mol}^{-1}$ )
$r$	Coordenada radial (m)
$r$	Resíduo (–)
$r_0$	Raio de uma conduta circular (m)
$r_{21}$	Razão de refinamento entre duas malhas designadas por 1 e 2 (–)
$r_{32}$	Razão de refinamento entre duas malhas designadas por 2 e 3 (–)

## Lista de símbolos

$Re$	Número de Reynolds (–)
$Re_g$	Número de Reynolds generalizado (–)
$T$	Temperatura (K)
$T^*$	Temperatura adimensional (–)
$U$	Coeficiente global de transferência de calor ( $W m^{-2} K^{-1}$ )
$u$	Velocidade média ( $m s^{-1}$ )
$\mathbf{u}$	Vector velocidade ( $m s^{-1}$ )
$u^*$	Velocidade adimensional (–)
$u_i$	Velocidade intersticial média ( $m s^{-1}$ )
$u_{max}$	Velocidade máxima numa conduta circular ( $m s^{-1}$ )
$w$	Largura do canal (m)
$\mathbf{x}$	Vector posição (m)
$x^*$	Comprimento adimensional (–)
$x, y, z$	Coordenadas espaciais (m)

## Símbolos gregos

$\alpha$	Parâmetro geométrico (Eq. (1.13)) (–)
$\beta$	Ângulo de corrugação (°)
$\Delta P$	Queda de pressão (Pa)
$\Delta T$	Variação de temperatura (K)
$\varepsilon$	Diferença entre soluções numéricas obtida com duas malhas
$\phi$	Factor de incremento de área (–)
$\gamma$	Razão de aspecto de canal (–)
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação ( $s^{-1}$ )
$\eta$	Viscosidade aparente do fluido (Pa s)
$\eta_g$	Viscosidade generalizada do fluido (Pa s)
$\lambda$	Solução numérica
$\rho$	Massa volúmica do fluido ( $kg m^{-3}$ )

$\sigma$	Tensor das tensões (Pa)
$\sigma$	Tensão (Pa)
$\sigma_0$	Tensão de cedência (Pa)
$\tau$	Coeficiente de tortuosidade (-)

### Sufixos

$a$	Água
$e$	Entrada
$f$	Fluido
$i$	logurte
$p$	Parede
$ref$	Referência
$s$	Saída

# Lista de figuras

## Capítulo 1

Figura 1.1: Vista de um permutador de calor de placas com vedantes (cortesia da Alfa Laval). .....	5
Figura 1.2: escoamentos num PHE em contra-corrente. (a) Arranjo em série. (b) Arranjo em paralelo. ....	5
Figura 1.3: Permutador de carcaça e placas (cortesia da APV). ....	9
Figura 1.4: Limpeza de um PHE (Kakaç e Liu, 2002). ....	11
Figura 1.5: Placas com diferentes tipos de corrugações. (a) <i>Chevron</i> . (b) <i>Washboard</i> (cortesia da GEA). ....	12
Figura 1.6: (a) Representação de uma placa do tipo <i>chevron</i> . (b) Dimensões das corrugações de uma placa do tipo <i>chevron</i> . ....	13
Figura 1.7: Número de Nusselt. (○) Kumar (1984); (—) Wanniarachchi et al. (1995). ...	23
Figura 1.8: Canal de PHE com $\beta = 0^\circ$ . ....	26
Figura 1.9: Célula unitária repetitiva de um canal de um PHE contendo corrugações sinusoidais cruzadas (adaptado de Mehrabian e Poulter (2000)). SPE significa sentido principal do escoamento (eixo dos $xx$ na Fig.1.6a). ....	26
Figura 1.10: Coeficiente $K$ da relação $fRe$ . (○) Mehrabian e Poulter (2000); (○) Kumar (1984); (—) Wanniarachchi et al. (1995). ....	27

<b>Capítulo 2</b>	
Figura 2.1: Algoritmo simplificado do POLYFLOW® (adaptado de Fluent (2001a)).	32
Figura 2.2: Geometria de metade de um canal de um PHE <i>chevron</i> (adaptado de Fernandes et al. (2005)).	36
Figura 2.3: Vista explodida de um canal de um PHE.	37
Figura 2.4: Representação esquemática do escoamento, em diferentes planos, num canal de um PHE. (a) Plano dos pontos de contacto entre as placas. (b) Plano <i>xy</i> .	37
Figura 2.5: Simplificação da geometria de um canal de um permutador de calor de placas (adaptado de Fernandes et al. (2007b)).	38
Figura 2.6: Exemplo de uma célula unitária (adaptado de Fernandes et al. (2008c)).	39
Figura 2.7: Malha não estruturada não uniforme. (a) Malha numa célula unitária. (b) Malha no plano dos pontos de contacto (Fernandes et al., 2007a).	40
Figura 2.8: Representação esquemática de um elemento infinitesimal de uma placa (Fernandes, 2003).	43
Figura 2.9: Condições de fronteira utilizadas no estudo do escoamento do iogurte batido (adaptado de Fernandes (2003)).	45
Figura 2.10: Condições de fronteira utilizadas nos estudos de escoamentos totalmente desenvolvidos de fluidos genéricos (Fernandes et al., 2007b).	46
<b>Capítulo 3</b>	
Figura 3.1: Condução circular com representação da malha.	50
Figura 3.2: Perfil de velocidade para o escoamento laminar completamente desenvolvido do fluido newtoniano ( $m = 2$ na Eq. (3.8)) na condução circular.	54
Figura 3.3: Perfil de temperatura para o escoamento laminar completamente desenvolvido do fluido newtoniano ( $m = 2$ na Eq. (3.9)) na condução circular.	55

Figura 3.4: GCI na direcção radial para o fluido newtoniano. (a) Perfil de velocidade. (b) Perfil de temperatura. ....	56
Figura 3.5: Perfil de velocidade para o escoamento laminar completamente desenvolvido do fluido não-newtoniano ( $m = 3$ na Eq. (3.8)) na conduta circular. ....	58
Figura 3.6: Perfil de temperatura para o escoamento laminar completamente desenvolvido do fluido não-newtoniano ( $m = 3$ na Eq. (3.9)) na conduta circular. ....	58
Figura 3.7: GCI na direcção radial para o fluido não-newtoniano. (a) Perfil de velocidade. (b) Perfil de temperatura. ....	59
Figura 3.8: Canal duplo-seno com razão $b/a$ de 0.5 (Fernandes et al., 2007a). ....	59
Figura 3.9: Malha numa secção transversal do canal duplo-seno com razão $b/a$ de 0.5 (Fernandes et al., 2007a). ....	60
Figura 3.10: Malha uniforme e estruturada no canal C1. ....	63
Figura 3.11: Coeficiente $K$ para fluidos newtonianos e diferentes canais de PHE com $\beta = 0^\circ$ . ....	64
 <b>Capítulo 4</b>	
Figura 4.1: Perfis de temperatura do iogurte ao longo do canal para $Re = 2.7$ (adaptado de Fernandes et al. (2005)). ....	68
Figura 4.2: Perfil de temperatura (em K) do iogurte ao longo do canal para $Re = 2.7$ (adaptado de Fernandes (2003)). ....	69
Figura 4.3: Perfil de temperatura (em K) no plano de equação $x = 0.05$ para $Re = 0.31$ (adaptado de Fernandes et al. (2006)). ....	70
Figura 4.4: Distribuição de temperaturas ao longo do canal para $Re = 12.34$ e fluxo de calor variável. ( $\circ$ ) Temperatura da parede; ( $\odot$ ) Temperatura do iogurte; ( $\Delta$ ) Diferença das temperaturas do iogurte e da parede (adaptado de Fernandes et al. (2006)). ....	70

Figura 4.5: Número de Nusselt local para diferentes números de Reynolds (adaptado de Fernandes et al. (2006)).	71
Figura 4.6: Correlações térmicas do coeficiente convectivo de transferência de calor para o iogurte batido. A linha 1 representa a Eq. (4.5); linha 2 representa a Eq. (4.4); linha 3 representa a correlação experimental (Eq. (1.24) de Afonso et al. (2003)). (○) representa os resultados numéricos com $E_a = 94785 \text{ Jmol}^{-1}$ e (Δ) representa os resultados numéricos com $E_a = 0 \text{ Jmol}^{-1}$ (Maia et al. 2007).	72
Figura 4.7: Valores locais de $\eta/\eta_p$ para números de Reynolds distintos e $E_a = 94785 \text{ Jmol}^{-1}$ (adaptado de Fernandes et al. (2006)).	73
Figura 4.8: Valores médios das razões $\eta/\eta_p$ e $\dot{\gamma}_p/\dot{\gamma}$ para diferentes números de Reynolds e $E_a = 94785 \text{ Jmol}^{-1}$ . (●) $\eta/\eta_p$ ; (○) $\dot{\gamma}_p/\dot{\gamma}$ ; (—) representa a função $(n+1)/n$ com $n = 0.42$ (adaptado de Fernandes et al. (2006)).	74
<b>Capítulo 5</b>	
Figura 5.1: Factor de incremento de área para as diferentes placas. (□) Placa P1; (●) Placa P3; (Δ) Placa P4; (○) Placa P6; (- - -) Eq. (1.1) (Fernandes et al., 2007a).	79
Figura 5.2: Vectores de velocidade (em $\text{ms}^{-1}$ ) ao longo da sexta célula unitária do canal formado pela placa P5 e $\beta = 29^\circ$ ( $\text{Re} = 0.89$ ). (a), (b), (c), (d) e (e) dizem respeito aos planos A, B, C, D, E da Fig. 4.9, respectivamente.	80
Figura 5.3: Campo de velocidades (em $\text{ms}^{-1}$ ) para a placa P5 e $\beta = 29^\circ$ ( $\text{Re} = 0.89$ ) ao longo da sexta célula unitária. Os planos A, B, C, D e E correspondem à entrada da célula, $1/4$ do comprimento da célula ( $p_x$ ), $1/2$ de $p_x$ (plano que contém o ponto de contacto existente no centro da célula), $3/4$ de $p_x$ e saída da célula, respectivamente. ...	81
Figura 5.4: Coeficiente de tortuosidade local na sexta célula unitária para a placa P5 e $\beta = 29^\circ$ .	82

Figura 5.5: Vectores de velocidade no plano dos pontos de contacto para a placa P5 e ângulos de corrugação distintos. (a) $\beta = 29^\circ$ . (b) $\beta = 74.5^\circ$ (adaptado de Fernandes et al. (2007a)).	84
Figura 5.6: Vectores de velocidade num plano $xy$ para placas com $\beta = 29^\circ$ e valores distintos de $\gamma$ . (a) $\gamma = 0.38$ (placa P2). (b) $\gamma = 0.76$ (placa P5) (adaptado de Fernandes et al. (2007a)).	85
Figura 5.7: Coeficiente de tortuosidade para os diferentes canais. ( $\square$ ) Placa P1; ( $\times$ ) Placa P2; ( $\bullet$ ) Placa P3; ( $\Delta$ ) Placa P4; ( $*$ ) Placa P5; ( $\circ$ ) Placa P6; (- - -) Eq. (5.6) (Fernandes et al., 2007a).	86
Figura 5.8: Factor de forma para os diferentes canais. ( $\square$ ) Placa P1; ( $\times$ ) Placa P2; ( $\bullet$ ) Placa P3; ( $\Delta$ ) Placa P4; ( $*$ ) Placa P5; ( $\circ$ ) Placa P6 (Fernandes et al., 2007a).	87
Figura 5.9: Coeficiente $K$ para os diferentes canais. ( $\square$ ) Placa P1; ( $\times$ ) Placa P2; ( $\bullet$ ) Placa P3; ( $\Delta$ ) Placa P4; ( $*$ ) Placa P5; ( $\circ$ ) Placa P6; (- - -) Eq. (5.5) com $\tau$ dado pela Eq. (5.6) e $K_0$ dado pela Eq. (5.7); (—) Eq. (1.9) (Fernandes et al., 2007a).	89
Figura 5.10: Campo de taxa de deformação (em $s^{-1}$ ) na sexta célula unitária para $\beta = 55^\circ$ (placas P12), $u = 0.0036 \text{ ms}^{-1}$ e $n = 0.67$ . Os planos $A$ , $B$ , $C$ , $D$ e $E$ correspondem à entrada da célula, $\frac{1}{4}$ de $p_x$ , $\frac{1}{2}$ de $p_x$ , $\frac{3}{4}$ de $p_x$ e saída da célula, respectivamente.	93
Figura 5.11: Taxa de deformação média ao longo da sexta célula unitária para $u = 0.0036 \text{ ms}^{-1}$ e $n = 0.67$ .	93
Figura 5.12: Função $g(n)$ para as diferentes placas. (—) Eq. (1.13) com $\alpha$ dado pela Eq. (5.10) (adaptado de Fernandes et al. (2008b)).	95
Figura 5.13: Coeficiente $K$ para fluidos com índice de potência distintos. (- - -) Eq. (5.8); (—) Eq. (1.9) (Fernandes et al., 2008b).	96

Figura 5.14: Coeficiente de tortuosidade local para fluidos com diferentes índices de potência. (a) Placa P7; (b) Placa P10; (c) Placa 13 (adaptado de Fernandes et al. (2008b)).	98
Figura 5.15: Coeficiente de tortuosidade para os diferentes canais. (1) Placa P7; (2) Placa P8; (3) Placa P9; (4) Placa P10; (5) Placa P11; (6) Placa P12; (7) Placa P13 (adaptado de Fernandes et al. (2008b)).	99
Figura 5.16: Campo de temperaturas (em K) na sexta célula do canal formado por placas P7, $Re = 3.31$ e condição TC. Os planos <i>A</i> , <i>B</i> , <i>C</i> , <i>D</i> e <i>E</i> correspondem à entrada da célula, $\frac{1}{4}$ de $p_x$ , $\frac{1}{2}$ de $p_x$ , $\frac{3}{4}$ de $p_x$ e saída da célula, respectivamente (adaptado de Fernandes et al. (2008c)).	103
Figura 5.17: Perfis de temperaturas médias do fluido e da parede no canal constituído por placas P11 considerando diferentes condições de fronteira e $Re = 3.35$ . (1) e (2) representam a temperatura na parede e do fluido, respectivamente, com a condição TC; (3) e (4) representam a temperatura na parede e do fluido, respectivamente, com a condição QC.	103
Figura 5.18: Fluxo de calor ao longo do canal constituído por placas P11, diferentes condições de fronteira e $Re = 3.35$ .	104
Figura 5.19: Número de Nusselt local com condição QC e $Re \approx 3.3$ . (a) Placa P7; (b) Placa P9; (c) Placa P13.	105
Figura 5.20: Número de Nusselt local para o canal formado por placas P12 e condição TC.	106
Figura 5.21: Número de Nusselt para escoamentos laminares completamente desenvolvidos termicamente, diferentes condições de fronteira e $Pr = 19.14$ . (a) Condição TC. (b) Condição QC.	108

Figura 5.22: (a) Número de Nusselt para diferentes ângulos de corrugação, escoamentos laminares completamente desenvolvidos termicamente e  $Pr = 19.14$ . (●)  $Re = 9$  e condição QC; (○)  $Re = 4$  e condição QC; (■)  $Re = 9$  e condição TC; (□)  $Re = 4$  e condição TC. (b) Número de Nusselt para diferentes ângulos de corrugação, diferentes valores de  $\phi$  e  $Re = 2000$  (adaptado de Gaiser e Kottke (1998)). ..... 110

Figura 5.23: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 31^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab. 5.9) para  $\beta = 31^\circ$ . ..... 113

Figura 5.24: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 35^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab. 5.9) para  $\beta = 35^\circ$ . ..... 114

Figura 5.25: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 40^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab. 5.9) para  $\beta = 40^\circ$ . ..... 114

Figura 5.26: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 45^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab. 5.9) para  $\beta = 45^\circ$ . ..... 115

Figura 5.27: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 50^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab. 5.9) para  $\beta = 50^\circ$ . ..... 115

Figura 5.28: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 55^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab. 5.9) para  $\beta = 55^\circ$ . ..... 116

Figura 5.29: Número de Nusselt em função de $Pe^{1/3}$ para fluidos com diferentes índices de potência e $\beta = 60^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab. 5.9) para $\beta = 60^\circ$ . .....	116
Figura 5.30: Razão entre o número de Nusselt para fluidos pseudoplásticos com diferentes índices de potência e número de Nusselt para o fluido newtoniano para $Pe = 60$ e dois ângulos de corrugação distintos. ( $\circ$ ) $\beta = 45^\circ$ ; ( $\Delta$ ) $\beta = 60^\circ$ . .....	118
Figura 5.31: Número de Nusselt em função de $\beta$ para fluidos com diferentes índices de potência. (a) $Pe = 64$ . (b) $Pe = 91.13$ . As linhas foram obtidas usando os números de Nusselt estimados através das curvas únicas (ver Tab. 5.9). .....	120
Figura 5.32: Factor $j/f$ em função de $\beta$ para fluidos com diferentes índices de potência. (a) $Pe = 64$ . (b) $Pe = 91.13$ . As linhas foram obtidas usando os números de Nusselt estimados através das curvas únicas (ver Tab. 5.9). .....	122
<b>Anexo 2</b>	
Figura A2.1: Distribuição de pressão (em Pa) no canal formado por placas com $\phi = 1.17$ e $\beta = 40^\circ$ para uma velocidade média de $0.002254\text{ms}^{-1}$ e fluido com $n = 0.5$ . .....	148
Figura A2.2: Distribuição de pressão (em Pa) no canal formado por placas com $\phi = 1.17$ e $\beta = 40^\circ$ para uma velocidade média de $0.002254\text{ms}^{-1}$ e fluido com $n = 0.67$ . .....	148
Figura A2.3: Distribuição de pressão (em Pa) no canal formado por placas com $\phi = 1.17$ e $\beta = 40^\circ$ para uma velocidade média de $0.002254\text{ms}^{-1}$ e fluido com $n = 1$ . .....	149
Figura A2.4: Distribuição de temperatura (em K) no plano dos pontos de contacto ( $y = 0$ ) no canal formado por placas com $\phi = 1.17$ e $\beta = 31^\circ$ para $Re \approx 10$ e fluido newtoniano. ....	153

Lista de figuras

Figura A2.5: Distribuição de temperatura (em K) no plano dos pontos de contacto ( $y = 0$ ) no canal formado por placas com $\phi = 1.17$ e $\beta = 50^\circ$ para $Re \approx 10$ e fluido newtoniano. ....	153
Figura A2.6: Distribuição de temperatura (em K) no plano dos pontos de contacto ( $y = 0$ ) no canal formado por placas com $\phi = 1.17$ e $\beta = 60^\circ$ para $Re \approx 10$ e fluido newtoniano. ....	153

# Lista de tabelas

## Capítulo 1

Tabela 1.1: Valores do coeficiente $K$ para diferentes valores de $\beta$ (Kumar, 1984). .....	16
Tabela 1.2: Parâmetros geométricos $D$ e $E$ e constante $K$ (Delplace e Leuliet, 1995). ..	18
Tabela 1.3: Valores dos parâmetros $C$ e $m$ para diferentes valores de $\beta$ (Kumar, 1984). ..	22

## Capítulo 3

Tabela 3.1: Coeficiente $K = fRe$ e número de Nu para fluido newtoniano na conduta circular. ....	51
Tabela 3.2: Coeficiente $K$ e número de Nu para o fluido não-newtoniano na conduta circular. ....	57
Tabela 3.3: Teste de independência dos resultados com a malha (canal com $b/a = 0.5$ ). ....	61
Tabela 3.4: Coeficiente $K = fRe$ para canais duplo-seno (Fernandes et al., 2007a). ..	61
Tabela 3.5: Propriedades geométricas dos canais com $\beta = 0^\circ$ . ....	62
Tabela 3.6: Teste de independência dos resultados com a malha (canal C1). ....	63

## Capítulo 4

Tabela 4.1: Propriedades geométricas das placas (adaptado de Fernandes et al. (2005)). ....	67
---	----

## Capítulo 5

Tabela 5.1: Propriedades geométricas das placas estudadas (Fernandes et al., 2007a).	77
Tabela 5.2: Teste de independência dos resultados com a malha (Fernandes et al., 2007a).	78
Tabela 5.3: Propriedades geométricas das placas com $\phi = 1.17$ (Fernandes et al., 2008b).	90
Tabela 5.4: Teste de independência dos resultados com malha (Fernandes et al., 2008b).	91
Tabela 5.5: Coeficiente $K = fRe$ para fluidos newtonianos (Fernandes et al., 2008b).	92
Tabela 5.6: Valores médios do coeficiente $K$ e desvio padrão (Fernandes et al., 2008b).	97
Tabela 5.7: Coeficiente $K = fRe$ considerando o efeito da temperatura na viscosidade.	101
Tabela 5.8: Coeficientes da Eq. (5.13).	109
Tabela 5.9: Coeficientes da Eq. (5.13) para fluidos com diferentes índices de potência.	117

## Anexo 1

Tabela A1.1: Perfis numéricos de temperatura para escoamento completamente desenvolvido para o fluido newtoniano.	141
Tabela A1.2: Perfis numéricos de velocidade para escoamento completamente desenvolvido para o fluido newtoniano.	142
Tabela A1.3: Perfis numéricos de temperatura para escoamento completamente desenvolvido para o fluido não-newtoniano.	143
Tabela A1.4: Perfis numéricos de velocidade para escoamento completamente desenvolvido para o fluido não-newtoniano.	144
Tabela A1.5: Índice GCI para o coeficiente $K = fRe$ e $Nu$ para o fluido newtoniano, obtidos com a malha M1.	145

**Anexo 2**

Tabela A2.1: Quedas de pressão e factores de Fanning para o canal formado por placas com $\phi = 1.17$ e $\beta = 40^\circ$ para $u = 0.002254 \text{ ms}^{-1}$ e diferentes fluidos. ....	149
Tabela A2.2: Curva única para o canal formado por placas com $\phi = 1.17$ e $\beta = 40^\circ$ .	150
Tabela A2.3: Números de Nusselt para fluido newtoniano e $Re \approx 10$ , para placas com $\phi = 1.17$ e diferentes ângulos de corrugação. ....	154
Tabela A2.4: Números de Nusselt para fluido newtoniano e $Re \approx 10$ , para placas com $\phi = 1.17$ e diferentes ângulos de corrugação, usando as curvas únicas. ....	154
Tabela A2.5: Factor $j/f$ para fluido newtoniano e $Re \approx 10$ , para diferentes ângulos de corrugação. ....	155



# Capítulo 1

## Introdução

Nesta dissertação foi estudado o escoamento laminar de fluidos não-newtonianos e newtonianos em canais de permutadores de calor de placas do tipo *chevron* com vedantes. O objectivo principal do estudo foi o de encontrar tendências para a variação do desempenho térmico e hidráulico dos referidos canais com a variação das suas propriedades geométricas, das condições operatórias e das propriedades reológicas dos fluidos. Tendo em vista esse objectivo, foram efectuados estudos numéricos em canais desses equipamentos, com propriedades geométricas bem definidas, uma vez que esta informação está muitas vezes omissa nas correlações da literatura. Para além desta lacuna, verifica-se também que a esmagadora maioria dos estudos anteriormente efectuados com permutadores de calor de placas se dedicam ao regime turbulento, apesar do regime laminar poder ser encontrado em muitas aplicações, nomeadamente na área alimentar. No que diz respeito a fluidos alimentares, estes comportam-se na sua maioria como fluidos não-newtonianos, sendo poucos os estudos que se debruçam sobre o desempenho hidráulico e térmico de permutadores de calor de placas quando os fluidos processados exibem o comportamento referido, pelo que neste trabalho de investigação se realizam estudos em que os fluidos analisados são não-newtonianos.

Os canais dos permutadores de calor de placas do tipo *chevron* possuem uma geometria bastante complexa, uma vez que apresentam uma sucessão de contracções e expansões relativamente bruscas, havendo diversos pontos em que as placas que delimitam os canais entram em contacto. A utilização de um código comercial de dinâmica de fluidos

computacional foi uma ferramenta bastante útil para o estudo do escoamento tridimensional nestes canais, pois permitiu que a geração da malha, etapa delicada em qualquer trabalho de dinâmica de fluidos computacional, se tornasse numa tarefa mais simples. Assim, o presente trabalho foi levado a cabo recorrendo ao *software* comercial POLYFLOW®.

Nesta dissertação estudou-se inicialmente o arrefecimento de iogurte batido num permutador de calor de placas com propriedades geométricas conhecidas. O interesse pelo caso do iogurte batido prendeu-se com o facto de existirem dados experimentais sobre esse escoamento laminar, o que permitiu validar o modelo computacional estabelecido. O bom acordo entre os resultados numéricos e os referidos dados experimentais da literatura, motivou a expansão dos trabalhos para escoamentos em canais de permutadores de calor de placas do tipo *chevron* com propriedades geométricas bastante diversas, mas sempre bem definidas, com fluidos newtonianos e não-newtonianos.

Esta dissertação está dividida em seis capítulos. O primeiro capítulo baseia-se, em boa parte, no artigo: Fernandes, C. S., Dias, R. P., Maia, J. M. (2008). New plates for different types of plate heat exchangers. *Recent Patents on Mechanical Engineering*, 1, 198-205. Neste capítulo pretende dar-se a conhecer a motivação e linhas gerais do trabalho desenvolvido, passando-se, posteriormente, a uma descrição dos permutadores de calor de placas existentes, dando-se particular relevância aos permutadores de calor de placas do tipo *chevron* com vedantes, uma vez que são o equipamento em estudo. No Capítulo 2, apresentam-se detalhes do modelo computacional utilizado e a sua validação é explorada no Capítulo 3. Nos Capítulos 4 e 5 apresentam-se os resultados numéricos obtidos, iniciando-se, no Capítulo 4, por apresentar os resultados relativos ao arrefecimento do iogurte num permutador de pequeno comprimento e remetendo-se para o Capítulo 5 os resultados alcançados com escoamentos laminares completamente desenvolvidos de fluidos newtonianos e não-newtonianos genéricos. Por fim, no Capítulo 6 apresenta-se uma compilação das conclusões principais do trabalho, assim como algumas sugestões que se julgam pertinentes para a continuação deste trabalho.

## 1.1 Permutadores de calor de placas

Na década de 50 do século XIX, Louis Pasteur foi convidado por produtores de vinhos franceses a resolver um problema relacionado com a alteração da referida bebida. Pasteur detectou então a existência de vários microrganismos nos vinhos bons e nos adulterados - alguns predominavam nos vinhos de qualidade, enquanto outros existiam em muito maior quantidade nos vinhos de menor qualidade. Assim, Pasteur concluiu que uma selecção apropriada de microrganismos poderia garantir a produção de vinhos de qualidade consistentemente elevada. Com o intuito de alcançar a selecção de microrganismos desejável, Pasteur aqueceu o mosto de uvas entre 50 e 60°C para destruir os microrganismos aí presentes e, após arrefecimento, reinoculou o mosto com vinho de elevada qualidade, onde estavam presentes os microrganismos desejáveis. Com estas experiências, Pasteur demonstrou que os microrganismos desempenhavam um papel importante nas fermentações e que, através da temperatura, era possível controlar a infestação de materiais biológicos por microrganismos nefastos. Nasceu assim a pasteurização, operação amplamente difundida hoje em dia no sector agro-alimentar. Posteriormente, Pasteur estendeu os seus estudos à cerveja e, em 1857, demonstrou que a presença de certos organismos no leite provoca o seu azedamento (Mota et al., 1999; Fernandes et al., 2008a).

A bactéria *Mycobacterium tuberculosis* (também conhecida por bacilo de Koch) é responsável pela maioria dos casos de tuberculose, podendo estar presente no leite cru ou não tratado, o que conduziu, no final do século XIX, a experiências de pasteurização de leite. Para levar a cabo essas experiências, era necessário encontrar equipamentos térmicos que fossem eficientes e, para além disso, que a sua limpeza e esterilização fosse simples, de modo a garantir condições de higiene e saúde imprescindíveis. O permutador de calor de placas conseguiu satisfazer estas exigências devido às suas áreas de transferência de calor elevadas e à simplicidade da sua desmontagem (Wang et al., 2007; Kakaç e Liu, 2002).

A primeira patente de um permutador de calor de placas, datada de 1878, foi da responsabilidade de Albrecht Dracke. Nos anos subsequentes, a actividade de investigação neste campo foi bastante intensa, mas a comercialização de permutadores de calor de placas

surgiu apenas em 1923 pela mão de Richard Seligman, fundador da empresa APV Internacional, Inglaterra. Uma década depois, aproximadamente, Bergedorfer Eisenwerk da companhia Alfa Laval, Suécia, desenvolveu um equipamento semelhante ao da APV (Wang et al., 2007).

Em 1996 o mercado dos permutadores de calor de placas na Europa era cerca de US 3.6 mil milhões de dólares e a sua quota de mercado aproximava-se dos 13% (segundo lugar após o permutador de calor de carcaça e tubos) (Reppich, 1999). Os permutadores de calor de placas modernos proporcionam maiores temperaturas limite de operação, maiores pressões limite de operação, maior resistência a produtos químicos, etc. Devido a esta evolução, diferentes tipos de permutadores de placas são hoje em dia aplicados numa gama bastante alargada de necessidades industriais.

## 1.2 Diferentes tipos de permutadores de calor de placas

Os permutadores de calor de placas são amplamente utilizados nas indústrias química, alimentar, farmacêutica, do papel, assim como em sistemas de ar condicionado e de refrigeração (HVAC&R) e em plataformas *off-shore* de exploração de gás e petróleo (Kakaç e Liu, 2002; Wang et al., 2007; Reppich, 1999; Ayub, 2003a; Palm e Claeson, 2006; Fernandes et al., 2005, 2006; Fernandes et al., 2008a; Metwally e Manglik, 2004; Leuliet et al., 1990; Gut e Pinto, 2003a, 2003b; Galeazzo et al., 2006; Rene et al., 1991).

Os primeiros permutadores de placas introduzidos no mercado foram os permutadores de calor de placas com vedantes (PHEs, da sua designação em inglês *plate heat exchangers*), apresentando-se na Fig. 1.1 a representação de um modelo actual deste tipo de permutadores. Os referidos equipamentos são constituídos por um conjunto de placas metálicas através das quais se faz a troca de calor entre dois fluidos que circulam em lados opostos de cada uma dela. Os fluidos nunca se misturam devido a um arranjo apropriado de vedantes que lhes impõem trajectórias distintas e, simultaneamente, impedem a sua saída para a atmosfera circundante. As placas são empacotadas entre as placas de cobertura – uma das placas de cobertura é fixa e a outra desloca-se sobre as barras guia de modo a

pressionar as placas – formando-se assim os vários canais através dos quais escoam os fluidos.

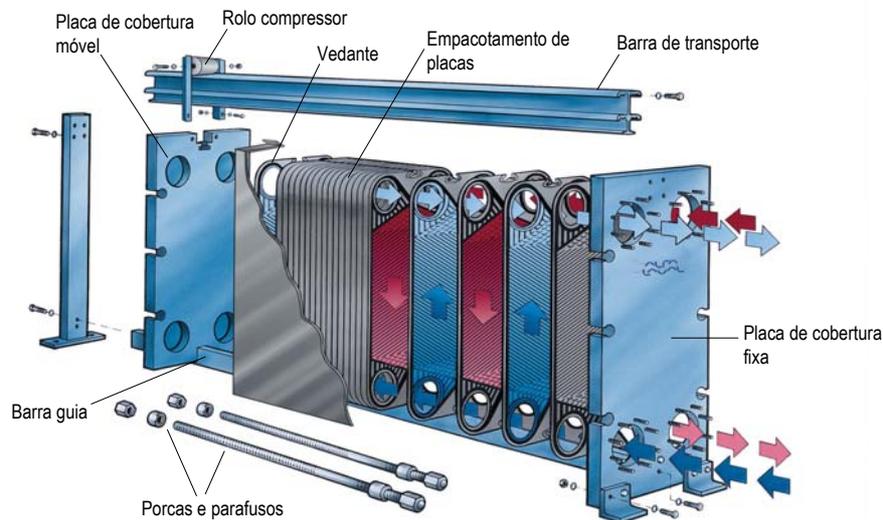


Figura 1.1: Vista de um permutador de calor de placas com vedantes (cortesia da Alfa Laval).

A forma como os vedantes são colocados conduz a escoamentos distintos dentro do permutador, podendo encontrar-se dois tipos de arranjo – em série e em paralelo (Rohsenow et al., 1998). No arranjo em série (Fig. 1.2a) a corrente é contínua e muda de direcção após cada percurso vertical. Este tipo de arranjo é utilizado quando dois fluidos com um pequeno caudal trocam calor para provocar uma variação elevada de temperatura.

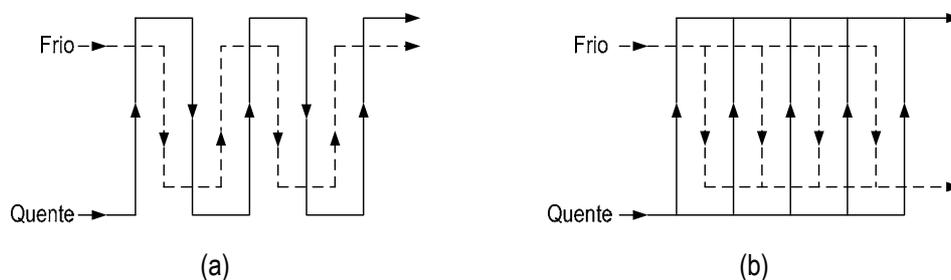


Figura 1.2: Escoamentos num PHE em contra-corrente. (a) Arranjo em série. (b) Arranjo em paralelo.

Quando se pretende tratar um grande caudal de fluido é conveniente dividir a corrente pelos vários canais do permutador uma vez que estes são estreitos e, conseqüentemente, um caudal elevado conduzirá a velocidades e quedas de pressão elevadas. Neste caso, deve optar-se por um arranjo em paralelo (Fig. 1.2b), ou seja, a corrente que dá entrada no permutador é dividida em vários escoamentos paralelos que depois se juntam para sair do permutador como uma corrente única.

Quanto aos arranjos de escoamento possíveis num permutador, pode ainda efectuar-se a seguinte classificação: escoamento em co-corrente e contra-corrente. No primeiro caso, os dois fluidos escoam no mesmo sentido, enquanto no segundo caso, tal como o próprio nome indica, o escoamento dos fluidos é efectuado em sentidos opostos (Fig. 1.2). Atendendo às posições da entrada e saída dos fluidos, pode ainda fazer-se a distinção entre arranjo em U e arranjo em Z. No primeiro, os fluidos entram e saem do permutador por orifícios situados no mesmo lado do permutador, conforme apresentado na Fig. 1.1, enquanto no arranjo em Z, a entrada e saída dos fluidos faz-se em lados opostos do permutador, situação representada na Fig. 1.2.

Os PHEs apresentam vários pontos fortes, nomeadamente: elevados coeficientes convectivos de transferência de calor; baixa tendência para formação de depósitos nas placas, devido às elevadas tensões de corte geradas pelo escoamento; permitem a utilização de pequenas diferenças de temperaturas entre os fluidos; a área de transferência de calor pode ser facilmente alterada pela introdução ou remoção de placas; facilmente desmontável para operações de limpeza e esterilização; ocupam pouco espaço e possuem um peso reduzido (Reppich, 1999; Wang et al., 2007; Gut e Pinto, 2003b, Kakaç e Liu, 2002). Para a mesma área de transferência de calor, o peso e volume de um PHE são, aproximadamente, 30% e 20%, respectivamente, dos de um permutador de carcaça e tubos (Wang et al., 2007).

Devido à presença de vedantes elastoméricos, o uso dos PHEs está limitado a processos em que as pressões e temperaturas de operação sejam relativamente baixas (limites máximos típicos de 25 bar e 160 °C, respectivamente). Adicionalmente, os vedantes podem ser atacados pelos fluidos processados, podendo considerar-se dois tipos distintos de efeitos dos fluidos nos vedantes: absorção e penetração de agentes que provocam a dilatação dos

vedantes e ataques químicos, por exemplo oxidação, que provocam a alteração das propriedades físicas dos vedantes (Reppich, 1999).

Nos últimos trinta anos foram propostas diferentes soluções para aumentar as pressões e temperaturas máximas, assim como a resistência a ataques químicos inerentes aos PHEs. Em seguida apresentam-se alguns dos permutadores de calor desenvolvidos nesse sentido.

Nos permutadores de calor de placas brazados (BPHE), é construído um empacotamento de placas em aço inox com superfície ondulada em que se introduz o material de adição entre as placas. Este empacotamento é conduzido até ao interior de uma fornalha com temperatura imediatamente acima da temperatura de fusão do material de adição. Assim, consegue-se um permutador de calor de placas em que as diferentes placas estão brazadas entre si não apenas na região adjacente às arestas mas também na parte central (ou área de transferência de calor), dado que a superfície ondulada das placas leva à formação de pontos de contacto entre as placas, encontrando-se estes brazados (Palm e Claeson, 2006). Nos BPHEs os vedantes estão completamente ausentes, o que permite elevar as temperaturas e pressões máximas de operação até 225°C e 30 bar (Wang et al., 2007), respectivamente.

Inicialmente, começou por utilizar-se exclusivamente como material de adição o cobre. No entanto, como este apresenta problemas de compatibilidade com alguns fluidos (por exemplo amónia) introduziu-se o uso do níquel como material de adição. Já no século XXI, a Alfa Laval desenvolveu BPHEs em que o material de adição tem propriedades muito semelhantes às das placas, evitando assim existência de zonas de composição descontínua como acontece no caso em que o níquel ou cobre é utilizado para brazar placas em aço inox. Devido à composição homogénea dos BPHEs desenvolvidos pela referida empresa, estes são assim menos susceptíveis à corrosão, o que os torna mais duráveis do que os brazados com níquel ou cobre (Sjodin e Rasmus, 2008).

Nos BPHEs as placas de cobertura (Fig. 1.1), bastante pesadas, estão também ausentes. Desta forma obtém-se um permutador de calor bastante compacto e leve, particularmente atractivo para plataformas *off-shore*. Se a indústria petrolífera (aplicações líquido – líquido)

reconheceu imediatamente as vantagens deste equipamento, o mesmo aconteceu na área HVAC&R, onde é necessário evaporar e condensar diferentes fluidos (Ayub, 2003a).

A flexibilidade dos BPHEs é no entanto menor que a dos PHEs, uma vez que os primeiros não são desmontáveis, não se podendo por essa razão adicionar ou remover placas. Adicionalmente, o facto de os BPHEs não serem desmontáveis torna a sua limpeza mecânica impossível, podendo apenas recorrer-se à limpeza química. Devido à dificuldade de limpeza, os BPHEs não são recomendados para os casos em que a tendência para a formação de depósitos na superfície das placas é elevada (Ayub, 2003a). A dimensão dos BPHEs está também limitada pela dimensão das fornalhas, pelo que o seu comprimento é, em geral, inferior a um metro (Wang et al., 2007).

A presença de vedantes pode também ser evitada através da soldadura precisa das diferentes placas (WPHEs) através da energia elevada de um raio laser, conseguindo este fundir e soldar as placas na região adjacente às suas arestas. A qualidade das uniões obtidas nos WPHEs é superior ao caso em que se usam materiais de adição (BPHEs), o que permitiu elevar as pressões e temperaturas máximas de operação até 40 bar e 350°C, respectivamente (Reppich, 1999; Wang et al., 2007; Fernandes et al., 2008a). Nos WPHEs todas as placas estão soldadas por raio laser, o que os torna particularmente adequados para processar produtos químicos bastante agressivos. No entanto, como no caso dos BPHEs, a flexibilidade dos WPHEs é baixa e a sua limpeza é complicada.

Uma forma de aumentar a flexibilidade e facilidade de limpeza é soldar com laser as placas duas a duas, formando-se assim cassetes contendo duas placas (semi-WPHEs). Na sua parte exterior, estas cassetes podem conter vedantes elastoméricos, como no caso nos PHEs convencionais (Fig. 1.1). Assim, ao juntar por compressão várias cassetes, obtêm-se dois tipos de canais: o canal interior às cassetes, essencialmente sem vedantes, e canais típicos de PHEs com vedantes elastoméricos. Um fluido agressivo deve ser encaminhado para o interior das cassetes enquanto, por exemplo, um fluido que promova a formação de depósitos deve ser encaminhado para os canais contendo vedantes. Os semi-WPHEs são desmontáveis, parcialmente acessíveis para limpeza mecânica e a sua área de transferência de calor pode ser variada através da remoção ou adição de cassetes de placas. Em caso de

avaria de uma das cassetes esta pode também ser facilmente substituída. Devido à presença de vedantes, as pressões e temperaturas máximas de operação dos semi- WPHEs estão no mesmo nível dos PHEs convencionais (Reppich, 1999; Wang et al., 2007; Fernandes et al., 2008a).

Os permutadores de carcaça e placas (Fig. 1.3) foram recentemente introduzidos no mercado, sendo compostos por um conjunto de placas, unidas por raio laser, inseridas no interior de uma carcaça. Este tipo de equipamento alia a elevada resistência mecânica dos permutadores de calor de carcaça e tubos - cerca de 400 bar e 800 °C (Stehlík e Wadekar, 2002) - aos elevados coeficientes convectivos de transferência de calor dos PHEs (Ayub, 2003a, 2003b). Dado o seu excelente desempenho mecânico e eficiência térmica, estes equipamentos encontraram rapidamente aplicação, nomeadamente como evaporadores e condensadores.

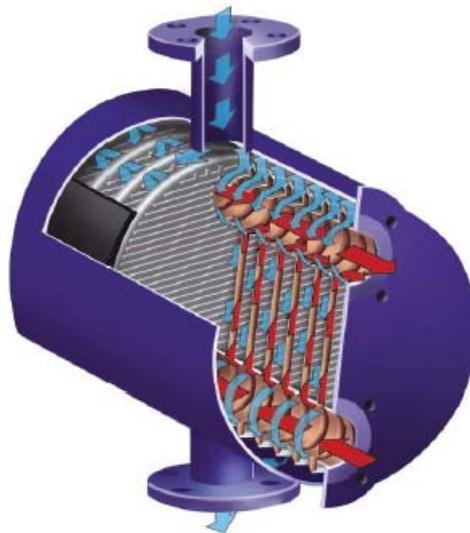


Figura 1.3: Permutador de carcaça e placas (cortesia da APV).

Nos casos em que é bastante importante prevenir a mistura entre os diferentes fluidos processados no permutador de calor, ou em situações em que um dos fluidos é corrosivo, as placas duplas, seladas por vedantes convencionais ou unidas por diferentes métodos, podem

substituir as placas simples que usualmente separam os fluidos. No caso de um fluido atacar e desgastar a superfície de uma das placas que está presente na placa dupla, qualquer fuga que ocorra é direccionada para o espaço situado entre as placas duplas, minimizando desta forma a possibilidade de mistura dos diferentes fluidos (Wang et al., 2007). Quando o fluido que provoca a fuga atinge o espaço situado entre as duas placas, este é rapidamente direccionado para o exterior do permutador de calor, podendo a fuga ser imediatamente detectada por monitorização ou pelos operadores (Rehberg, 2007; Fernandes et al., 2008a).

### 1.3 Permutadores de calor de placas com vedantes

As placas dos permutadores de calor de placas com vedantes (Fig. 1.1) podem ser manufacturadas em qualquer metal ou liga metálica que possa ser moldada (Kakaç e Liu, 2002; Wang et al., 2007). Os materiais utilizados mais frequentemente são as ligas ricas em níquel, o aço inox ou o titânio. A escolha do material a utilizar depende da resistência mecânica que se pretende (pressão e temperatura), assim como dos fluidos a processar (Reppich, 1999). Placas em aço inox de elevada qualidade (AISI 316) são normalmente utilizadas no processamento de fluidos alimentares, de forma a assegurar a manutenção de rigorosos requisitos higiénicos (Wang et al., 2007).

Os PHEs são vulgarmente utilizados no processamento de diferentes alimentos como o leite, iogurte, gelados, purés, molhos, compotas, sobremesas e sumos (Kakaç e Liu, 2002; Wang et al., 2007; Fernandes et al., 2005, 2006; Fernandes et al., 2008a; Maia et al., 2007; Metwally e Manglik, 2004; Leuliet et al., 1990; Gut e Pinto, 2003a, 2003b; Galeazzo et al., 2006; Rene et al., 1991; Leuliet et al., 1988). Na área alimentar, os PHEs são normalmente utilizados como pasteurizadores ou esterilizadores (Gut e Pinto, 2003a; Galeazzo et al., 2006; Wang et al., 2007), embora se possam referir outras operações como é o caso do arrefecimento do iogurte batido após a sua fermentação láctica (Afonso et al., 2003; Fernandes et al., 2005, 2006). A principal razão (para além da sua elevada eficiência térmica) para o uso dos PHEs no processamento de alimentos tem a ver com o facto de estes equipamentos serem facilmente desmontáveis para operações de limpeza (Fig. 1.4) e

esterilização de modo a garantir condições de higiene imprescindíveis (Gut e Pinto, 2003a; Carezzato et al., 2007; Kim et al., 1999; Galeazzo et al., 2006; Kakaç e Liu, 2002; Wang et al., 2007).

Muitos dos fluidos alimentares supramencionados possuem uma viscosidade bastante elevada pelo que, mesmo que sejam processados em PHEs a caudais relativamente grandes, os números de Reynolds obtidos são, em geral, bastante reduzidos, ou seja, o escoamento é ou aproxima-se do escoamento laminar (Afonso et al., 2003; Fernandes et al., 2005, 2006; Fernandes et al., 2007a, 2008a; Leuliet et al., 1987, 1988; Metwally e Manglik, 2000, 2002; Rene et al., 1991). Durante o escoamento de quase todos os fluidos alimentares, em diferentes equipamentos de uma instalação industrial, as tensões de corte a que estes são submetidos podem conduzir à alteração das suas propriedades reológicas (Perona, 2002), facto que impõe caudais de processamento destes fluidos suficientemente reduzidos de forma a evitar a degradação das suas propriedades de textura e sensoriais.

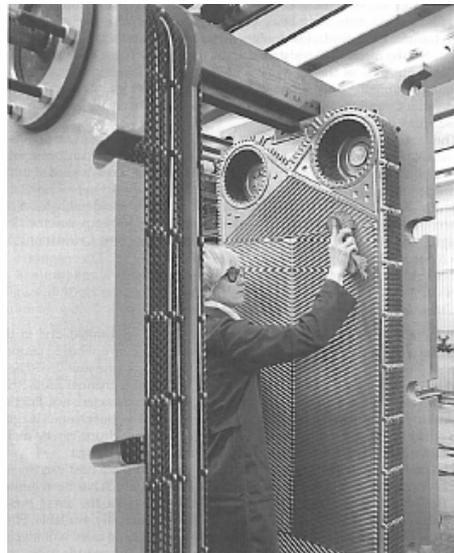


Figura 1.4: Limpeza de um PHE (Kakaç e Liu, 2002).

A baixa viscosidade é um dos principais defeitos do fabrico de iogurte. Durante o escoamento do iogurte através dos bocais de enchimento das embalagens, este é tipicamente sujeito a

taxas de deformação máximas (junto à parede dos bocais) na gama  $800 - 1250 \text{ s}^{-1}$  e é sabido que isto pode conduzir a uma perda irreversível da sua viscosidade (Fangary et al., 1999). Durante o seu fabrico, o iogurte é usualmente processado em PHEs. Fernandes et al. (2005) estudou numericamente o escoamento do iogurte num PHE comercial, tendo calculado uma taxa de deformação máxima de  $1800 \text{ s}^{-1}$  para um número de Reynolds de 12.3. Assim, mesmo para um número de Reynolds tão baixo quanto o referido, o valor das taxas de deformação no PHE são muito superiores às observadas nos bocais de enchimento.

### 1.3.1 Propriedades geométricas das placas

O desempenho termo-hidráulico de um PHE é fortemente influenciado pelas propriedades geométricas das placas que o constituem. As placas corrugadas são usualmente produzidas por gravação em relevo de corrugações em folhas metálicas, sendo as corrugações responsáveis pela elevada área de transferência de calor das placas. Durante a evolução dos PHEs foram desenvolvidas mais de 60 tipos de corrugações, apresentando-se na Fig.1.5 as corrugações do tipo *chevron* e *washboard* (Kakaç e Liu, 2002; Wang et al., 2007; Ding e Manglik, 1996).

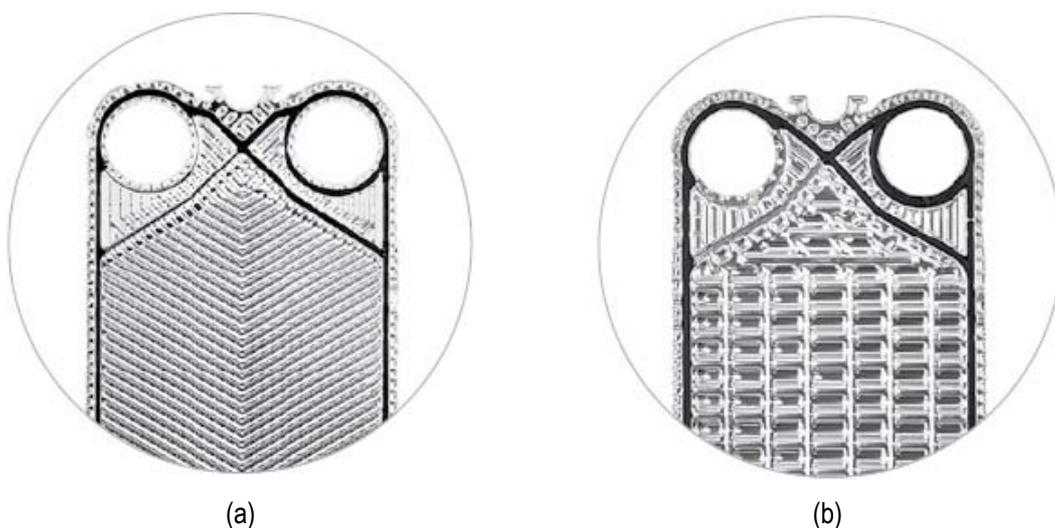


Figura 1.5: Placas com diferentes tipos de corrugações. (a) *Chevron*. (b) *Washboard* (cortesia da GEA).

Embora possam ainda encontrar-se placas do tipo *washboard* no mercado, a maioria dos PHEs modernos possui placas do tipo *chevron* (Fig. 1.6a) cujas corrugações (Fig. 1.6b) possuem uma forma sinusoidal (Kakaç e Liu, 2002; Wang et al., 2007; Ding e Manglik, 1996; Hegg et al., 1997; Palm e Claesson, 2006).

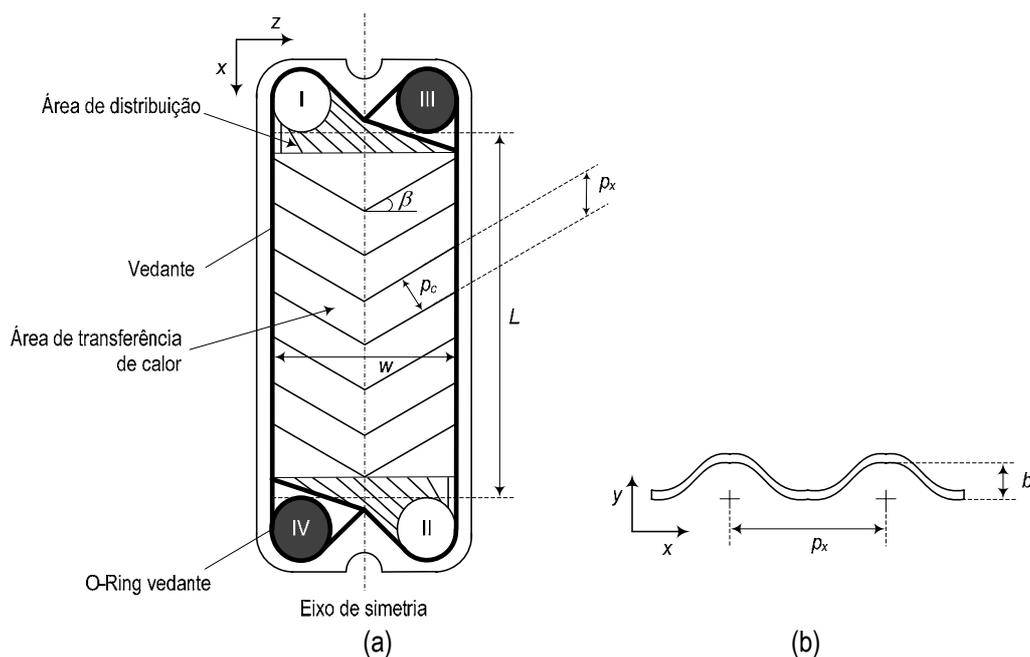


Figura 1.6: (a) Representação de uma placa do tipo *chevron*. (b) Dimensões das corrugações de uma placa do tipo *chevron*.

Na Fig. 1.6 podem identificar-se duas áreas distintas: área de distribuição e área de transferência de calor. Após a entrada do fluido por um dos orifícios (orifício I na Fig. 1.6a, por exemplo) é conveniente que este seja distribuído uniformemente por toda a área de transferência de calor, uma vez que uma má distribuição conduz a uma menor eficiência térmica (Matsuzaki e Tagata-Gun, 2007) e à formação de regiões de baixa velocidade - nomeadamente nos cantos afastados dos orifícios de entrada (orifício I, Fig. 1.6a) e saída (orifício II, Fig. 1.6a) - propensas à formação de depósitos por diferentes mecanismos (Thonon et al., 1999; Kho e Müller-Steinhagen, 1999). A área de distribuição visa minimizar a

má distribuição do fluido para a área de transferência de calor e é muitas vezes constituída por uma superfície contendo várias protuberâncias, assemelhando-se à superfície de uma barra de chocolate (Blomgren e Krantz, 2007).

A área de transferência de calor é constituída por um conjunto de corrugações cujas propriedades geométricas (ver Fig. 1.6) influenciam a eficiência termo-hidráulica dos canais de PHEs (Kakaç e Liu, 2002; Ayub, 2003a; Kumar, 1984; Palm e Claesson, 2006; Wang et al., 2007). As principais propriedades geométricas a considerar são (no caso das placas do tipo *chevron*) o ângulo de corrugação,  $\beta$ , distância entre placas,  $b$ , comprimento de onda de corrugação,  $p_x$ , e factor de incremento de área,  $\phi$ .

O valor de  $\phi$  representa a razão entre a área efectiva de transferência de calor da placa e a área projectada da placa e pode ser calculado por (Martin, 1996; Fernandes et. al, 2007a, 2008b):

$$\phi = \frac{1}{6} \left\{ 1 + \left[ 1 + \left( \frac{\pi}{2 \cos(\beta)} \right)^2 \gamma^2 \right]^{0.5} + 4 \left[ 1 + \left( \frac{\pi}{2\sqrt{2} \cos(\beta)} \right)^2 \gamma^2 \right]^{0.5} \right\}, \quad (1.1)$$

onde  $\gamma$  representa a razão de aspecto do canal e pode ser definido por (Fernandes et. al, 2007a, 2008b):

$$\gamma = \frac{2b}{p_x}. \quad (1.2)$$

De realçar que muitas vezes é utilizada uma definição diferente para a razão de aspecto do canal (Kakaç e Liu, 2002; Wang et al., 2007; Martin, 1996), a saber:

$$\gamma_c = \frac{2b}{p_c}. \quad (1.3)$$

As Eqs. (1.2) e (1.3) estão relacionadas uma vez que  $p_c = p_x \cos(\beta)$ .

Tipicamente, o factor de incremento de área assume valores entre 1.1 e 1.5 (Ayub, 2003a),  $b$  varia normalmente entre 1.2 e 5 mm (Reppich, 1999),  $\beta$  está usualmente compreendido entre 22 e 65° (Kakaç e Liu, 2002; Ayub, 2003a) e o comprimento das placas pode variar entre os 0.3 e os 4.3 m (Kakaç e Liu, 2002; Wang et al., 2007). De modo a promover uma boa distribuição do fluido para toda a largura da placa,  $w$ , a razão mínima entre o comprimento e largura das placas deve ser aproximadamente 1.8 (Kakaç e Liu, 2002).

### 1.3.2 Factor de Fanning

Para estimar as quedas de pressão, e consequentemente a potência de bombagem necessária para um determinado tratamento térmico, é usual recorrer-se a correlações que envolvem o factor de Fanning.

#### 1.3.2.1 Fluidos newtonianos

Em regime laminar e escoamento desenvolvido, os factores de Fanning,  $f$ , e o número de Reynolds,  $Re$ , estão relacionados pela relação de proporcionalidade inversa (Kakaç e Liu, 2002; Ayub, 2003a):

$$f = KRe^{-1}, \quad (1.4)$$

onde  $K$  é um coeficiente dependente do ângulo de corrugação e da razão de aspecto do canal. O número de Reynolds representa o quociente entre as forças de inércia e da viscosidade, sendo definido por:

$$Re = \frac{\rho u D_H}{\eta}, \quad (1.5)$$

onde  $\rho$  é a massa volúmica do fluido e  $\eta$  e a sua viscosidade. A velocidade média,  $u$ , e o diâmetro hidráulico,  $D_H$ , podem ser calculados recorrendo às definições (Kakaç e Liu, 2002):

$$u = \frac{M_v}{wb}, \quad (1.6)$$

$$D_H = \frac{4 \times \text{Área de secção recta}}{\text{Perímetro molhado}} \cong \frac{2b}{\phi}, \quad (1.7)$$

sendo  $M_v$  o caudal volumétrico do fluido.

O factor de Fanning pode ser determinado através da expressão:

$$f = \frac{\Delta P D_H}{2L\rho u^2}, \quad (1.8)$$

com  $\Delta P$  a queda de pressão e  $L$  o comprimento do canal.

Em estudos experimentais, Kumar (1984) concluiu que o número de Reynolds crítico (número de Reynolds para o qual o escoamento laminar termina) aumenta com o aumento do ângulo de corrugação, tendo o mesmo variado na gama aproximada 10 a 50 para valores de  $\beta$  compreendidos entre 30° e 65°, respectivamente.

Kumar (1984) enfatizou o escoamento tortuoso no interior de canais de PHEs do tipo *chevron*. Referiu que quando o ângulo  $\beta$  assume valores progressivamente menores que 90° (para  $\beta = 90^\circ$  obtém-se um canal rectilíneo do tipo duplo-seno (Ding e Manglik, 1996)) o canal torna-se cada vez mais tortuoso e a resistência hidrodinâmica aumenta. Consequentemente, o coeficiente  $K$  aumenta com o decréscimo de  $\beta$  (ver Tab. 1.1).

Tabela 1.1: Valores do coeficiente  $K$  para diferentes valores de  $\beta$  (Kumar, 1984).

$\beta$	30	45	50	60
$K$	50	47	34	24

Levando em linha de conta o carácter tortuoso dos canais de PHEs do tipo *chevron*, Wanniarachchi et al. (1995) modelaram o coeficiente  $K$  através da expressão  $K = 26.4 / \sin(\beta)$ , partindo do coeficiente  $K = 24$  para placas paralelas com largura infinita. Uma vez que para  $\beta = 90^\circ$  o canal de um PHE é constituído por um agrupamento de

tubagens rectilíneas do tipo duplo-seno, os referidos autores abandonaram o limite de 26.4 para  $\beta = 90^\circ$  e desenvolveram a seguinte correlação semi-empírica:

$$K = \frac{1774}{\beta^{1.026}}. \quad (1.9)$$

Os dados de Kumar (1984) (Tab. 1.1) e Wanniarachchi et al. (1995) (Eq. (1.9)) apresentam uma concordância razoável.

### 1.3.2.2 Fluidos não-newtonianos

Os fluidos alimentares apresentam frequentemente um comportamento não-newtoniano, isto é, a sua viscosidade depende da taxa de deformação, podendo esta dependência ser descrita, para muitos fluidos alimentares, pela lei de potência (Steffe, 1996):

$$\eta = K_1 \dot{\gamma}^{n-1}, \quad (1.10)$$

onde  $\eta$  representa a viscosidade aparente,  $K_1$  é o índice de consistência,  $n$  o índice de potência e  $\dot{\gamma}$  a taxa de deformação.

As correlações hidráulicas do tipo da Eq. (1.4) incluem a viscosidade do fluido, o que torna a sua utilização limitada quando os fluidos processados são não-newtonianos, uma vez que é extremamente complicado estimar a viscosidade em escoamentos que se desenvolvem em geometrias extremamente complexas, como é o caso dos canais dos PHEs do tipo *chevron* com corrugações cruzadas. A dificuldade da determinação da viscosidade nos canais dos PHEs do tipo *chevron* deve-se à complexidade do comportamento da taxa de deformação. Uma forma de ultrapassar esta dificuldade consiste em utilizar uma viscosidade generalizada,  $\eta_g$ , nas correlações hidráulicas. Dos trabalhos de Metzner e Reed (1955) e Kozicki et al. (1966), tem-se que a viscosidade generalizada de um fluido que segue a lei da potência, numa condução de área de secção recta arbitrária, pode ser definida por (Delplace e Leuliet, 1995; Gut e Pinto, 2003a; Carezatto et al., 2007):

$$\eta_g = K_1 \left( \frac{K}{2} \right)^{n-1} \left( \frac{u}{D_H} \right)^{n-1} g^n(n), \quad (1.11)$$

onde  $g$  é uma função hiperbólica de  $n$  e  $K$  o coeficiente da relação  $f$ -Re (Eq. (1.4)) para um fluido newtoniano em regime laminar.

Kozicki et al. (1966) estudaram o escoamento de fluidos, que obedecem à lei de potência, em condutas rectilíneas de secção recta arbitrária mas constante ao longo do seu comprimento, tendo proposto a seguinte expressão para a função  $g$ .

$$g(n) = D \frac{1}{n} + E, \quad (1.12)$$

onde  $D$  e  $E$  são parâmetros geométricos do canal. Para o mesmo tipo de tubagens, Delplace e Leuliet (1995) relacionaram os valores dos parâmetros geométricos  $D$  e  $E$  com o coeficiente  $K$ , reduzindo para um o número de parâmetros geométricos presentes na Eq. (1.12). Na Tab. 1.2 apresentam-se os valores destes parâmetros para algumas tubagens.

Tabela 1.2: Parâmetros geométricos  $D$  e  $E$  e constante  $K$  (Delplace e Leuliet, 1995).

Tipo de geometria	$D$	$E$	$K$
Cilindro	1/4	3/4	16.000
Placas planas paralelas infinitas	1/3	2/3	24.000
Tubagem com secção quadrada	0.239	0.761	14.226
Tubagem com secção triangular (triângulo equilátero)	0.225	0.775	13.334

Delplace e Leuliet (1995) exploraram a aplicabilidade da Eq. (1.12) na área dos PHEs, tendo sugerido que a forma mais correcta para determinar a função hiperbólica  $g$  consiste em medir a queda de pressão e caudal volumétrico, para escoamentos laminares isotérmicos, utilizando diferentes fluidos pseudoplásticos (distintos valores de  $n$ ), procedimento seguido

por este grupo em trabalhos anteriores (Rene et al., 1991). Utilizando esta metodologia empírica, Rene et al. (1991) propuseram a seguinte expressão para  $g(n)$ :

$$g(n) = \left( \frac{2}{3} + \frac{1/3}{n} \right) \left( \frac{1}{n} \right)^{\alpha/n}, \quad (1.13)$$

com  $\alpha$  um parâmetro geométrico que assumiu o valor de 0.3 e 0.1 para PHEs constituídos por placas do tipo *chevron* com  $\beta = 30^\circ$  e placas *washboard*, respectivamente (Rene et al., 1991).

A Eq. (1.13) permitiu estabelecer, para um determinado PHE, uma curva de fricção única para fluidos newtonianos e fluidos pseudoplásticos ( $n < 1$ ) (Delplace e Leuliet, 1995; Rene et al., 1991):

$$f = K \text{Re}_g^{-1}, \quad (1.14)$$

representando  $K$  o coeficiente da relação  $f\text{Re}$  para fluidos newtonianos e  $\text{Re}_g$  o número de Reynolds generalizado,

$$\text{Re}_g = \frac{\rho u D_H}{\eta_g}. \quad (1.15)$$

Apesar de esta metodologia ter sido desenvolvida para escoamentos laminares isotérmicos, é importante salientar que pode ser utilizada em condições não-isotérmicas (Delplace e Leuliet, 1995; Leuliet et al., 1987, 1988).

Como referido por Kim et. al. (1999) e Leuliet et al. (1987, 1988), são poucos os trabalhos experimentais existentes na literatura que se debruçaram sobre a performance hidráulica (e térmica) de PHEs quando os fluidos processados são não-newtonianos .

Edwards et al. (1974) estudaram o escoamento de água, soluções de glucose, óleos de lubrificação, soluções aquosas de carboximetil celulose (CMC) e de poliácridamida num permutador de placas do tipo *chevron* com  $\beta = 30^\circ$ , tendo aqueles autores descrito

reologicamente as soluções de CMC e poliacrilamida pela lei de potência. Para a construção de uma curva de fricção única para fluidos newtonianos e não-newtonianos utilizaram uma função  $g$  para tubagens cilíndricas (Eq. (1.12)), tendo determinado uma constante  $K = 34$ .

Rene et al. (1991) estudaram o escoamento de água, soluções aquosas de sacarose e soluções aquosas de CMC, alginato de sódio e goma guar num PHE do tipo *chevron* com  $\beta = 30^\circ$ . As soluções aquosas de carboximetil celulose, alginato de sódio e goma guar foram descritas pela lei de potência e o índice de potência ( $n$ ) variou entre 0.26 e 0.85. Para a construção de uma curva de fricção única, para fluidos não-newtonianos e newtonianos ( $n = 1$ ), os referidos autores utilizaram uma função  $g$  dada pela Eq. (1.13) ( $\alpha = 0.3$ ), tendo determinado uma constante  $K = 58.84$ . Para um permutador de placas do tipo *chevron* com  $\beta = 30^\circ$ , o valor de  $K$  determinado por Rene et al. (1991) apresenta uma maior concordância com os valores de  $K$  propostos por Kumar (1984) (Tab. 1.1) e Wanniarachchi et al. (1995) (Eq. (1.9)) do que com o valor de  $K$  determinado por Edwards et al. (1974).

### 1.3.3 Número de Nusselt

Para determinar a área de transferência de calor necessária para um dado tratamento térmico é usual recorrer-se a correlações térmicas empíricas, sendo uma das mais utilizadas a de Dittus-Boelter (René e Lalande, 1987):

$$\text{Nu} = C \text{Re}^m \text{Pr}^c \left( \frac{\eta}{\eta_p} \right)^d, \quad (1.16)$$

onde Nu é o número de Nusselt, Pr o número de Prandtl,  $C$ ,  $m$ ,  $c$  e  $d$  coeficientes dependentes das propriedades geométricas das placas e  $\eta_p$  a viscosidade do fluido junto à parede. O número de Prandtl representa a razão entre as difusividades de momento e térmica:

$$\text{Pr} = \frac{\text{Difusividade de momento}}{\text{Difusividade térmica}} = \frac{C_p \eta}{k} \quad (1.17)$$

e o número de Nusselt contabiliza o aumento da transferência de calor de uma superfície para um fluido quando este processo ocorre não apenas por condução mas também por convecção:

$$\text{Nu} = \frac{\text{Transferência de calor por convecção}}{\text{Transferência de calor por condução}} = \frac{hD_H}{k}. \quad (1.18)$$

Nas Eqs. (1.17) e (1.18),  $C_p$  representa a capacidade calorífica do fluido,  $k$  a condutividade térmica do fluido e  $h$  o coeficiente convectivo de transferência de calor dado por:

$$h = \frac{q}{T_f - T_p}, \quad (1.19)$$

representando  $T_f$  a temperatura média do fluido,  $T_p$  a temperatura do fluido junto à parede da placa e  $q$  o fluxo de calor. Esta última grandeza representa a quantidade de calor transferido por unidade de área e pode ser calculado através da expressão:

$$q = \frac{Q}{A} = \frac{M_v \rho C_p \Delta T_f}{A}, \quad (1.20)$$

resultante de um balanço energético ao fluido. Na Eq. (1.20),  $Q$  representa o calor transferido,  $A$  a área de transferência de calor e  $\Delta T_f$  a variação de temperatura do fluido.

Kumar (1984) estudou experimentalmente os coeficientes da correlação de Dittus-Boelter (Eq. (1.16)) para placas do tipo *chevron*, tendo proposto para  $c$  e  $d$  valores constantes de 0.33 e 0.17, respectivamente, enquanto os valores de  $C$  e  $m$  variaram com o ângulo de corrugação das placas (Tab. 1.3).

Tabela 1.3: Valores dos parâmetros  $C$  e  $m$  para diferentes valores de  $\beta$  (Kumar, 1984).

$\beta$	$C$	$m$
30	0.718	0.349
45	0.718	0.349
50	0.630	0.333
60	0.562	0.326

Wanniarachchi et al. (1995) utilizou os dados experimentais de Bond (1981) em regime laminar para determinar os valores dos coeficientes da correlação de Dittus-Boelter (Eq. (1.16)) na gama de  $\beta$  compreendida entre  $20^\circ$  e  $62^\circ$ . Para os coeficientes  $m$ ,  $c$  e  $d$  os referidos autores propuseram os valores de 0.339,  $1/3$  e 0.17, respectivamente, e modelaram o coeficiente  $C$  como função do ângulo de corrugação, tendo proposto a seguinte expressão:

$$C = \frac{3.65}{\beta^{0.455}}. \quad (1.21)$$

As correlações apresentadas por Kumar (1984) e Wanniarachchi et al. (1995) prevêm comportamentos distintos para o número de Nusselt, como pode observar-se na Fig. 1.7. Wanniarachchi et al. (1995) sugerem que o número de Nusselt aumenta com o decréscimo do ângulo de corrugação para valores de  $\beta$  compreendidos entre  $30^\circ$  e  $60^\circ$ . Kumar (1984) sugere que o número de Nusselt atinge um patamar situado na gama  $30^\circ - 45^\circ$ . Os números de Nusselt apresentados na Fig. 1.7 foram obtidos usando as correlações destes autores para um número de Reynolds e de Prandtl de 10 e 5.42, respectivamente, tendo-se admitido  $\eta = \eta_p$ .

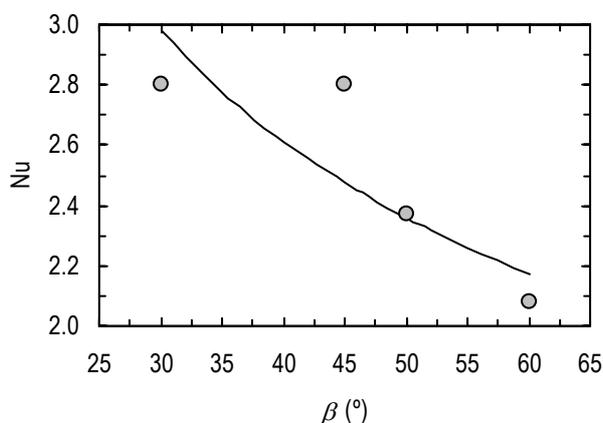


Figura 1.7: Número de Nusselt. (○) Kumar (1984); (—) Wanniarachchi et al. (1995).

No que diz respeito ao desempenho térmico de PHEs com fluidos não-newtonianos, Rene et al. (1991) desenvolveram trabalhos experimentais com um PHE do tipo *chevron* ( $\beta = 30^\circ$ ). O referido permutador tinha um comprimento, largura e distância entre placas de 0.636 m, 0.204 m e 3.5 mm, respectivamente, sendo operado em série (Rene et al., 1991; Leuliet et al., 1990). Os fluidos não-newtonianos (do tipo lei de potência) utilizados foram soluções aquosas de CMC, de alginato de sódio e goma guar. Para regime laminar, e utilizando dois pontos experimentais bastante próximos ( $Re_g \approx 2.5$ ), os autores propuseram a seguinte correlação térmica:

$$Nu = 0.590 Re_g^{1/3} Pr_g^{1/3}, \quad (1.22)$$

onde  $Pr_g$  representa o número de Prandtl generalizado, cuja definição é:

$$Pr_g = \frac{C_p \eta_g}{k}, \quad (1.23)$$

com  $\eta_g$  dada pela Eq. (1.11) e  $g(n)$  pela Eq. (1.13), com  $\alpha = 0.3$ . O número de  $Re_g$  foi definido através da Eq. (1.15) com  $\eta_g$  dada pela Eq. (1.11),  $g(n)$  pela Eq. (1.13) e  $\alpha = 0.3$ .

Nos trabalhos de Rene et al. (1991) o índice de potência variou entre 0.26 e 1. Estes autores sugeriram que com o uso do  $Pr_g$  e  $Re_g$  referidos era possível também obter uma única

correlação térmica, válida para fluidos newtonianos e fluidos pseudoplásticos. Num trabalho experimental recente (Carezatto et al., 2007) com um PHE contendo placas planas paralelas não foi possível estabelecer uma correlação térmica única válida, simultaneamente, para fluidos newtonianos e pseudoplásticos, embora os referidos autores tivessem utilizado a mesma metodologia de Rene et al. (2001).

Afonso et al. (2003) estudaram experimentalmente o arrefecimento de iogurte batido num permutador do tipo *chevron* ( $\beta = 30^\circ$ ) com comprimento, largura e distância entre placas de 0.265 m, 0.102 m e 2.6 mm, respectivamente. Reologicamente, o iogurte comportou-se como um fluido de Bingham para tensões de corte inferiores a 6.7 Pa e como um fluido pseudoplástico para tensões de corte iguais ou superiores a 6.7 Pa. Utilizando a viscosidade aparente nos números de Re e Pr (Eqs. (1.5) e (1.17)) os autores propuseram, para regime laminar, a seguinte correlação térmica:

$$Nu = 1.759 Re^{0.455} Pr^{0.3} \quad (1.24)$$

Segundo os autores, esta correlação térmica revela a presença de efeitos de entrada bastante acentuados devido ao pequeno comprimento do PHE utilizado e aos números de Prandtl elevados (variaram entre 581 e 1857).

#### 1.3.4 Desempenho termo-hidráulico

O desempenho termo-hidráulico de um PHE pode ser avaliado recorrendo a um único parâmetro que contabiliza, simultaneamente, os aspectos térmico e hidráulico do seu funcionamento. Este parâmetro define-se como a razão entre o factor de Fanning e o factor de Colburn,  $j$ , sendo este último definido por (Metwally e Manglik, 2000, 2002, 2004; Wanniarachchi et al., 1995):

$$j = \frac{Nu}{Re_g Pr_g^{1/3}} \quad (1.25)$$

Recorrendo às definições dos números adimensionais presentes na definição do factor de

Colburn (Eqs (1.15), (1.18) e (1.23)) e à definição de  $f$  (Eq.(1.8)), o factor  $(j/f)$  representa o seguinte quociente:

$$j/f = \frac{2LuhPr_g^{2/3}}{\Delta PD_H C_p}. \quad (1.26)$$

#### 1.4 Estudos numéricos na área dos permutadores de calor de placas com vedantes

Devido ao rápido desenvolvimento do *hardware* dos computadores na última década do século XX, a dinâmica de fluidos computacional tem sido aplicada com sucesso numa enorme variedade de aplicações industriais, incluindo a área da mecânica de fluidos e transferência de calor (Versteeg e Malalasekera, 1995), nomeadamente em estudos direccionados para os PHEs (Metwally, 2002; Metwally e Manglik, 2004; Fernandes et al., 2005, 2006; Mehrabian e Poulter, 2000; Ciofalo, et al., 1996; Galeazzo et al., 2006; Zhang et al., 2006; Luan et al., 2008; Kho e Müller-Steinhagen, 1999).

Recorrendo ao *software* comercial FLUENT-V5.6 (método dos volumes finitos), Metwally (2002) e Metwally e Manglik (2004) estudaram a eficiência termo-hidráulica de canais de PHEs com  $\beta = 0^\circ$ , isto é, canais com paredes sinusoidais paralelas (Fig. 1.8). Assumindo que a largura dos canais era muito maior que  $b$ , os autores simplificaram o problema a um problema bidimensional e estudaram razões de aspecto de canal (Eq. (1.2)) entre 0 (placas planas paralelas) e 1, impondo uma temperatura constante nas paredes dos canais.

Em escoamentos laminares completamente desenvolvidos termicamente, os referidos autores concluíram que para números de Re bastante baixos ( $Re \approx 10$ ) o número de Nu era dominado em larga extensão pela geometria dos canais e, portanto, muito pouco dependente dos números de Re e Pr. Em escoamentos laminares completamente desenvolvidos hidraulicamente, como esperado, o coeficiente  $K$  (Eq. (1.4)) diminuiu com o decréscimo de  $\gamma$ .

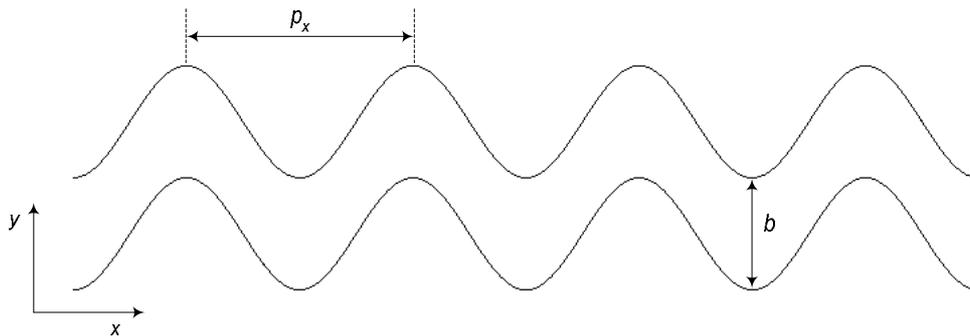


Figura 1.8: Canal de PHE com  $\beta = 0^\circ$ .

Tirando partido da periodicidade do escoamento observada num canal contendo placas do tipo *chevron* com corrugações cruzadas, Mehrabian e Poulter (2000) estudaram as características térmicas e hidráulicas de PHEs com diferentes ângulos de corrugação recorrendo à célula unitária apresentada na Fig. 1.9. Este estudo foi efectuado recorrendo ao *software* comercial AEA-CFX4, Release 3.2.

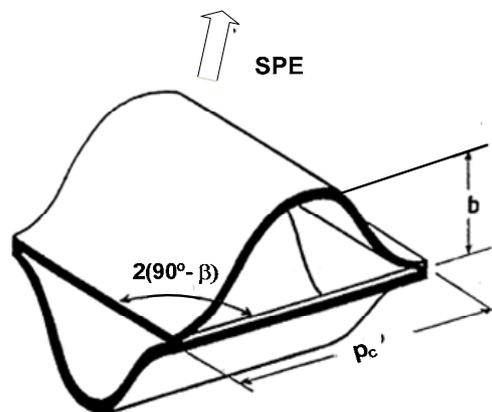


Figura 1.9: Célula unitária repetitiva de um canal de um PHE contendo corrugações sinusoidais cruzadas (adaptado de Mehrabian e Poulter (2000)). SPE significa sentido principal do escoamento (eixo dos *xx* na Fig.1.6a).

Para a construção de células unitárias com diferentes ângulos de corrugação ( $35^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $55^\circ$ ) os autores inspiraram-se nas dimensões geométricas de uma placa APV SR36 com  $\phi$ ,  $\gamma$  e  $b$  iguais a 1.1687, 0.34 e 3.67 mm, respectivamente.

Os autores estudaram, entre outros aspectos, o coeficiente  $K$  da relação  $fRe$  (Eq. (1.4)). Como pode observar-se na Fig. 1.10, e referido pelos autores, os resultados obtidos neste estudo diferem bastante da correlação semi-empírica de Wanniarachchi et al. (1995) e dos resultados experimentais de Kumar (1984), tendo Mehrabian e Poulter (2000) referido que a discrepância obtida era difícil de explicar.

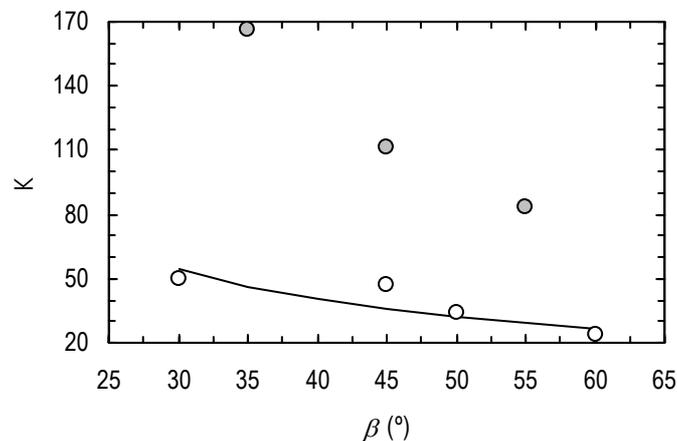


Figura 1.10: Coeficiente  $K$  da relação  $fRe$ . ( $\odot$ ) Mehrabian e Poulter (2000); ( $\circ$ ) Kumar (1984); (—) Wanniarachchi et al. (1995).

De referir que os resultados apresentados por Mehrabian e Poulter (2000) foram obtidos em regime laminar completamente desenvolvido. Em trabalhos anteriores, Ciofalo et al. (1996) recorreram também à célula unitária representada na Fig. 1.9, tendo concluído que o regime se encontrava totalmente desenvolvido térmica e hidraulicamente (em regime turbulento) na quinta célula unitária consecutiva.

Até à data, as únicas simulações efectuadas com placas completas restringem-se a placas em que a área de transferência de calor (ver Fig. 1.6) é constituída por placas planas (Galeazzo et al., 2006; Kho e Müller-Steinhagen, 1999), devido ao enorme esforço

computacional exigido pela presença, no domínio computacional, de corrugações cruzadas do tipo *chevron*, sendo estas normalmente utilizadas nos PHEs comerciais (Wang et al., 2007; Galeazzo et al., 2006; Kho e Müller-Steinhagen, 1999). Apesar de muito distantes do que se passa na realidade, estes estudos com placas planas ajudam, no entanto, a entender as trajectórias do fluido e distribuição de temperaturas no interior de um canal completo de um PHE (Galeazzo et al., 2006; Kho e Müller-Steinhagen, 1999) e, conseqüentemente, são úteis para ajudar a entender a formação de depósitos nas placas (Kho e Müller-Steinhagen, 1999; Wang et al., 2007).

Dada a complexidade geométrica dos canais dos PHEs, em todos os estudos numéricos acima referidos (Metwally, 2002; Metwally e Manglik, 2004; Mehrabian e Poulter, 2000; Ciofalo, et al., 1996; Galeazzo et al., 2006; Zhang et al., 2006; Luan et al., 2008; Kho e Müller-Steinhagen, 1999), os autores optaram por utilizar *softwares* comerciais de dinâmica de fluidos computacional, uma vez que os geradores de malha destes *softwares* são bastante amistosos para a implementação de geometrias complexas.

No presente trabalho far-se-á uso do *software* comercial POLYFLOW® para estudar a eficiência termo-hidráulica de canais de PHEs com corrugações cruzadas do tipo *chevron*, variando-se as propriedades geométricas das placas presentes nos canais dos referidos equipamentos. Inicialmente, irá abordar-se o caso particular do escoamento de iogurte batido durante o seu arrefecimento num PHE, para o qual existem dados experimentais na literatura. Este estudo foi efectuado num PHE com pequeno comprimento, tendo os efeitos de entrada influenciado os resultados obtidos. Posteriormente, esta análise será generalizada, agora para escoamentos completamente desenvolvidos, efectuando-se para tal a investigação do escoamento e transferência de calor de fluidos newtonianos e não-newtonianos, cujo comportamento reológico é descrito pela lei de potência. O facto de muitos fluidos alimentares poderem ser descritos pela lei de potência (Steffe, 1996) e existirem poucos trabalhos da literatura que se debruçaram sobre a performance hidráulica e térmica de PHEs quando os fluidos processados são não-newtonianos (Kim et. al. 1999; Leuliet et al., 1987, 1988) justificam a realização desta tarefa. Dada a elevada viscosidade de muitos fluidos alimentares, o processamento dos mesmos em canais de PHEs dá origem a números de

Reynolds bastante reduzidos, ou seja, o escoamento é ou aproxima-se do escoamento laminar (Afonso et al., 2003; Fernandes et al., 2005, 2006; Fernandes et al., 2007a, 2008a; Leuliet et al., 1987, 1998; Metwally e Manglik, 2000, 2002; Rene et al., 1991). Devido a este facto o regime de escoamento sob consideração na presente investigação será o regime laminar.

## Capítulo 2

# Simulação numérica

Como referido no capítulo anterior, este trabalho tem por objectivo estudar numericamente a influência das propriedades geométricas das placas do tipo *chevron* dos permutadores de calor de placas, assim como das propriedades do fluido processado e condições operatórias, no desempenho termo-hidráulico dos canais destes equipamentos. Para tal foram efectuadas simulações numéricas, recorrendo a um *software* comercial, de escoamentos laminares isotérmicos e não-isotérmicos de fluidos newtonianos e não-newtonianos em canais de permutadores de calor de placas do tipo *chevron* com propriedades geométricas distintas. Inicialmente, procedeu-se ao estudo numérico do escoamento não-isotérmico de iogurte batido num PHE de pequeno comprimento e, posteriormente, expandiu-se este estudo a escoamentos isotérmicos e não-isotérmicos completamente desenvolvidos de fluidos genéricos em diferentes canais de PHEs.

### 2.1 Equações governativas e equação constitutiva

Os escoamentos isotérmicos e não-isotérmicos nos canais de PHEs obedeceram aos princípios de conservação de massa e quantidade de movimento. Adicionalmente, no caso dos escoamentos não-isotérmicos, foi respeitado mais um princípio – o princípio de conservação de energia. Para o escoamento em estado estacionário de um fluido incompressível, equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia são, respectivamente:

$$\operatorname{div}(\mathbf{u}) = 0, \quad (2.1a)$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{g} - \rho \operatorname{div}(\mathbf{u}\mathbf{u}) = 0, \quad (2.1b)$$

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla \mathbf{u} + \rho h - \operatorname{div} \mathbf{q} = 0, \quad (2.1c)$$

onde  $\mathbf{u}$  é o vector velocidade,  $\rho$  a massa volúmica do fluido,  $\boldsymbol{\sigma}$  o tensor das tensões,  $\mathbf{g}$  o vector de aceleração da gravidade,  $h$  o calor gerado internamente e  $\mathbf{q}$  o vector fluxo de calor.

Para que o problema fique completamente definido, é necessário adicionar às equações governativas a equação constitutiva. Neste trabalho, a equação constitutiva utilizada foi a lei de potência:

$$\boldsymbol{\sigma} = K_1 \|\mathbb{I}_{2D}\|^{\frac{n-1}{2}} (2\mathbf{D}), \quad (2.2)$$

uma vez que esta descreve o comportamento de muitos fluidos alimentares, como referido anteriormente. Na Eq. (2.2),  $2\mathbf{D}$  é o tensor das taxas de deformação e define-se como  $2\mathbf{D} = (\nabla \mathbf{u})^T + \nabla \mathbf{u}$ , sendo o seu segundo invariante metade da diferença entre o quadrado do seu traço e o traço do seu quadrado, ou seja,  $\|\mathbb{I}_{2D}\| = 1/2 \left| (\operatorname{tr}(2\mathbf{D}))^2 - \operatorname{tr}(2\mathbf{D})^2 \right|$ .

No caso particular do iogurte batido, sabe-se (Afonso et al., 2003) que dentro da gama de taxas de deformação em que os estudos são desenvolvidos, a dependência da viscosidade com a taxa de deformação é descrita pela referida equação constitutiva, sendo a influência da temperatura na viscosidade traduzida pela lei de Arrhenius, pelo que a equação constitutiva assume a forma:

$$\boldsymbol{\sigma} = K_1 \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right) \|\mathbb{I}_{2D}\|^{\frac{n-1}{2}} (2\mathbf{D}), \quad (2.3)$$

onde  $E_a$  a energia de activação e  $R$  a constante dos gases perfeitos.

## 2.2 Modelo computacional

A resolução do problema numérico associado aos escoamentos em estudo foi efectuada recorrendo ao *software* comercial de mecânica de fluidos computacional POLYFLOW® e foi levada a cabo numa Dell Workstation PW530 com 1GB de memória RAM.

O referido *software* implementa o método de elementos finitos e possui dois pré-processadores – GAMBIT e POLYDATA – e um pós-processador – FIELDVIEW, estando o processo dividido em 4 etapas (Fig. 2.1), descritas de forma detalhada nas secções que se seguem.

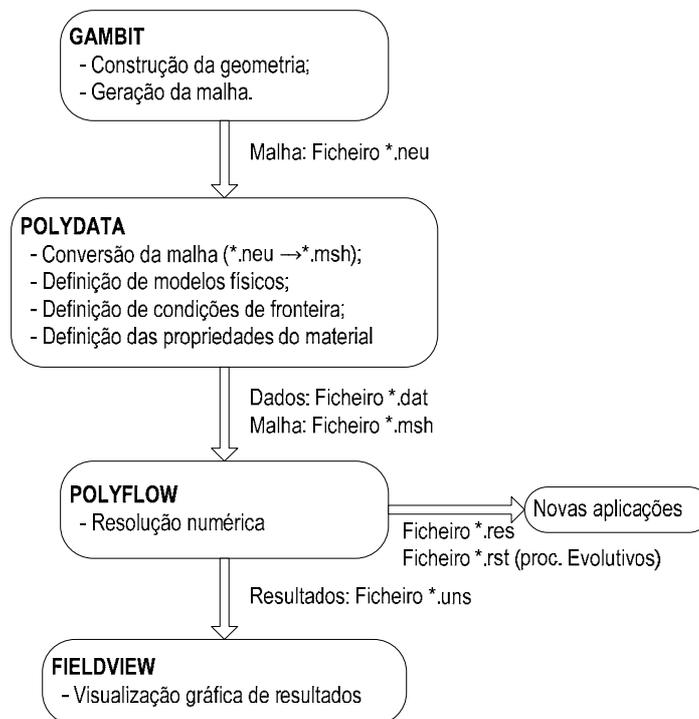


Figura 2.1: Algoritmo simplificado do POLYFLOW® (adaptado de Fluent (2001a)).

### 2.2.1 Resolução numérica

Nesta secção, pretende dar-se a conhecer o modo como o POLYFLOW® resolve o sistema de equações algébricas resultantes da discretização das equações governativas

(Eqs. (2.1)) e constitutiva (Eq. (2.3)), efectuada pelo *software* POLYFLOW® usando o método de elementos finitos.

Para resolução do sistema de equações não lineares constituído pelas equações governativas e constitutiva, o *software* POLYFLOW® tem implementado o método de Newton e o método de Picard (Fluent, 2001a).

De forma genérica, o sistema não linear pode ser escrito na forma (Sizaire, 1998):

$$\mathbf{r}(\mathbf{x}) = \mathbf{K}(\mathbf{x})\mathbf{x} + \mathbf{F}(\mathbf{x}) = 0, \quad (2.4)$$

onde  $\mathbf{r}(\mathbf{x})$  é o resíduo e  $\mathbf{K}(\mathbf{x})$  é a matriz rigidez. Em cada iteração  $i$ , o sistema (2.4) é linearizado em torno de uma solução antiga  $\mathbf{x}_{i-1}$ , para posterior determinação de uma nova solução  $\mathbf{x}_i = \mathbf{x}_{i-1} + \delta\mathbf{x}$ . Desta forma tem-se (Sizaire, 1998):

$$\mathbf{r}(\mathbf{x}_i) = \mathbf{r}(\mathbf{x}_{i-1} + \delta\mathbf{x}) \approx \mathbf{r}(\mathbf{x}_{i-1}) + \nabla\mathbf{r}(\mathbf{x}_{i-1})\delta\mathbf{x}, \quad (2.5)$$

onde  $\nabla\mathbf{r}$  é a matriz Jacobiana e o incremento  $\delta\mathbf{x}$  é calculado através da resolução da equação:

$$\nabla\mathbf{r}(\mathbf{x}_{n-1})\delta\mathbf{x} = -\mathbf{r}(\mathbf{x}_{n-1}). \quad (2.6)$$

Encontrado o vector  $\delta\mathbf{x}$ , a nova solução  $\mathbf{x}_i = \mathbf{x}_{i-1} + \delta\mathbf{x}$  é determinada.

A convergência do método de Newton é quadrática, pelo que este método requer um número reduzido de iterações, desde que a solução inicial esteja dentro do domínio de convergência do método. No entanto, quando os fluidos em estudo apresentam um comportamento pseudoplástico acentuado, o domínio de convergência do método de Newton torna-se insuficiente. Assim, nos casos em que os fluidos possuem índice de potência inferior a 0.7 (Fluent, 2001a), a matriz Jacobiana presente no esquema iterativo apresentado é substituída por uma matriz obtida por derivação parcial do resíduo. Nesta nova matriz, a viscosidade não é derivada em relação aos valores nodais da velocidade. Este novo esquema iterativo designa-se por método de Picard e, apesar de não apresentar convergência quadrática,

possui um maior domínio de convergência (Sizaire, 1998).

O processo iterativo descrito repete-se até que o critério de paragem seja alcançado. Para critério de paragem, o POLYFLOW® recorre a um teste baseado no erro relativo. No caso dos escoamentos não-isotérmicos, este teste consiste na comparação, entre duas iterações sucessivas, da variação do campo de velocidades e temperatura com o seu valor na presente iteração. Esta razão é determinada para cada nó, baseando-se o teste global no maior valor encontrado para cada um dos campos. Neste trabalho, fixou-se como critério de convergência  $|\text{Erro relativo}| < 10^{-4}$ , uma vez que este valor é apropriado para os escoamentos em estudo (Fluent, 2001a). No caso dos escoamentos isotérmicos, este teste é aplicado apenas ao campo de velocidades.

Existem outras propriedades dos fluidos, para além do seu índice de potência, que podem tornar os métodos iterativos descritos ineficazes, como é o caso da energia de activação presente na equação constitutiva utilizada neste estudo (Eq. (2.3)). Para valores elevados de energia de activação, como é o caso do iogurte batido ( $E_a = 94785 \text{ Jmol}^{-1}$ ) (Afonso et al., 2003), verificou-se que a introdução da dependência da viscosidade com a temperatura comprometia a convergência do processo numérico. Assim, a resolução numérica do sistema de equações foi dividida em duas etapas, a saber: simulação desprezando o efeito da temperatura na viscosidade, ou seja, a equação constitutiva utilizada foi a lei de potência e, em seguida, usando os resultados desta simulação como condição inicial, resolução do problema considerando a dependência da viscosidade com a temperatura, isto é, em que a equação constitutiva usada era a Eq. (2.3).

No que diz respeito à 2ª fase da simulação, foi necessário aplicar um processo evolutivo à energia de activação, uma vez que sendo o seu valor elevado, levava à divergência na viscosidade. Este processo consistiu em iniciar a resolução numérica com um valor de  $E_a/R = \alpha$  inferior ao real, aumentando este de iteração em iteração até se atingir o valor pretendido, ou seja, criou-se uma sequência de novos problemas até se atingir o valor real de  $E_a$ , como se descreve em seguida.

- 1º. Inicialmente, gerou-se um problema em que o parâmetro alvo de evolução,  $\alpha$ , era dado por  $\alpha_1 = \alpha S_{ini}$ , com  $0 \leq S_{ini} < 1$  e  $\alpha$  o valor real do quociente  $E_a/R$ . Se este problema tivesse solução, criava-se um novo problema - 2º Problema.
- 2º. O parâmetro evolutivo  $S$  era aumentado de uma pequena quantidade  $\Delta S_{ini}$ , assumindo o valor  $S_2 = S_{ini} + \Delta S_{ini}$ . O novo problema era então criado com  $\alpha_2 = \alpha S_2$ . Se este problema tivesse solução, o valor de  $\Delta S$  era aumentado para  $\Delta S_2 = 1.5 \Delta S_{ini}$  e um novo problema era gerado - 3º Problema. Caso contrário, o valor do incremento  $\Delta S_2$  era diminuído, tomando o valor  $\Delta S_2 = 0.5 \Delta S_{ini}$ , até que o problema tivesse solução\*.
- ...
- iésimo. Genericamente, num problema  $i$ , tinha-se  $S_i = S_{i-1} + \Delta S_{i-1} \Rightarrow \alpha_i = \alpha S_i$ . Se o problema tivesse solução,  $\Delta S_{i-1}$  era aumentado para  $\Delta S_i = 1.5 \Delta S_{i-1}$  e novo problema era gerado - (i+1)ésimo Problema. Caso contrário, o valor do incremento  $\Delta S_i$  era diminuído, tomando o valor  $\Delta S_i = 0.5 \Delta S_{i-1}$  até se obter um problema com solução.

Este processo era repetido até que o parâmetro evolutivo  $S$  assumisse o valor 1, situação em que se obtinha o problema realmente em estudo.

## 2.2.2 Domínio geométrico

No presente trabalho utilizaram-se duas abordagens distintas no que diz respeito à representação geométrica de um canal de um PHE. No caso em que foi efectuado o estudo do escoamento do iogurte batido, utilizou-se metade de um canal de um PHE de pequeno comprimento que incluía as placas que delimitavam o escoamento do referido fluido, enquanto nos trabalhos realizados para fluidos newtonianos e não-newtonianos genéricos, foi utilizado o conceito de célula unitária para construção dos canais estudados. A metodologia

---

\* De referir que  $\Delta S$  não poderia diminuir infinitamente, uma vez que era imposto um limite mínimo para este parâmetro.

utilizada para a construção dos dois tipos de geometria é descrita de forma detalhada ao longo desta secção.

A implementação do domínio computacional, nas duas abordagens referidas, foi efectuada tendo em conta que as corrugações das placas dos permutadores de calor podem ser descritas, no sentido principal do escoamento (eixo dos  $xx$ ), pela seguinte curva sinusoidal (Fernandes et al., 2005; Mehrabian e Poulter, 2000):

$$y(x) = \frac{b}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{\rho_x}\left(x - \frac{\rho_x}{4}\right)\right) + \frac{b}{2}. \quad (2.7)$$

Nos trabalhos efectuados com iogurte, o PHE em estudo operava em paralelo, pelo que as simulações foram efectuadas apenas num dos canais formado entre duas placas e onde circulava iogurte. Admitindo que o escoamento era uniforme em cada canal do permutador, estabeleceu-se um plano de simetria (Fig. 1.6), o que permitiu reduzir a geometria original (um canal completo) a metade de um canal. Assim, a geometria utilizada neste estudo foi uma unidade tridimensional constituída por um canal onde escoava iogurte e pelas duas placas *chevron* em fase que o delimitavam (Fig. 2.2).

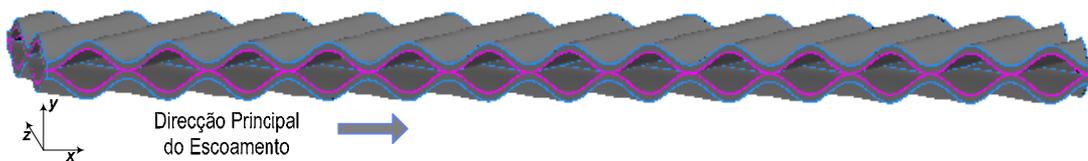


Figura 2.2: Geometria de metade de um canal de um PHE do tipo *chevron* (adaptado de Fernandes et al. (2005)).

Na Fig. 2.3 apresenta-se a vista explodida de parte do canal representado na Fig. 2.2. Com esta figura pretende-se, em conjunto com a Fig. 2.4, facilitar a compreensão do escoamento no interior dos canais de um PHE, que será explorado com mais detalhe no Capítulo 5.

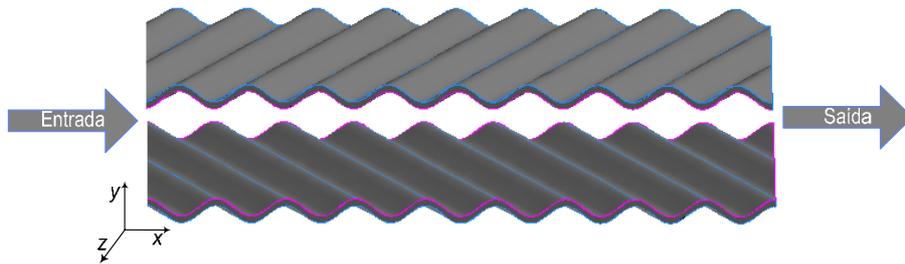


Figura 2.3: Vista explodida de um canal de um PHE.

Quando as placas são compactadas de modo a formar os canais dos PHEs (Fig. 2.2), as placas entram em contacto em alguns pontos, em torno dos quais o fluido circula, como ilustrado na Fig. 2.4a. Simultaneamente, o escoamento apresenta um comportamento induzido pela forma das placas, como se representa, esquematicamente, para um dado plano  $xy$ , na Fig. 2.4b.

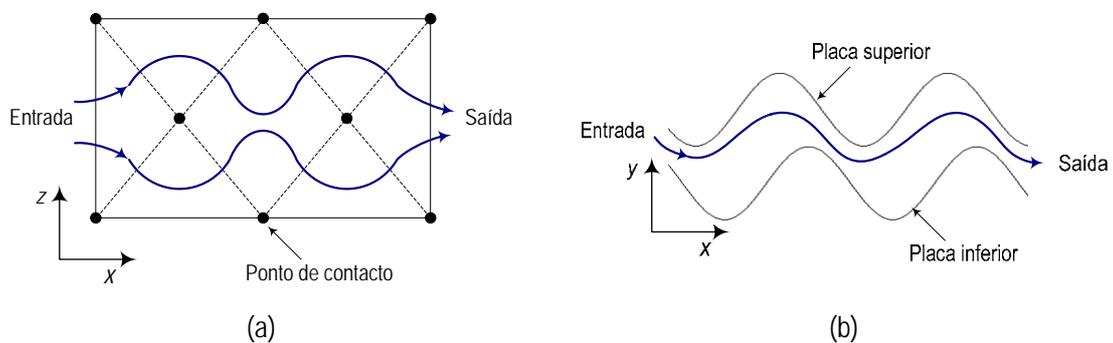


Figura 2.4: Representação esquemática do escoamento, em diferentes planos, num canal de um PHE. (a) Plano dos pontos de contacto entre as placas. (b) Plano  $xy$ .

Nos estudos subsequentes ao desenvolvido para o iogurte, isto é, para o estudo de escoamentos completamente desenvolvidos de fluidos newtonianos e não-newtonianos genéricos, efectuaram-se mais algumas simplificações no domínio geométrico utilizado, tendo estas tido como base os resultados obtidos no estudo do escoamento do iogurte, como se descreve em seguida.

O estudo do escoamento de iogurte batido em regime laminar (Fernandes et al. 2005, 2006; Maia et al., 2007) permitiu constatar que o escoamento ao longo da largura (eixo dos  $zz$ ) do canal era periódico, o que possibilitou reduzir o domínio geométrico a um canal de igual comprimento ao anterior mas mais estreito, como se ilustra na Fig. 2.5.

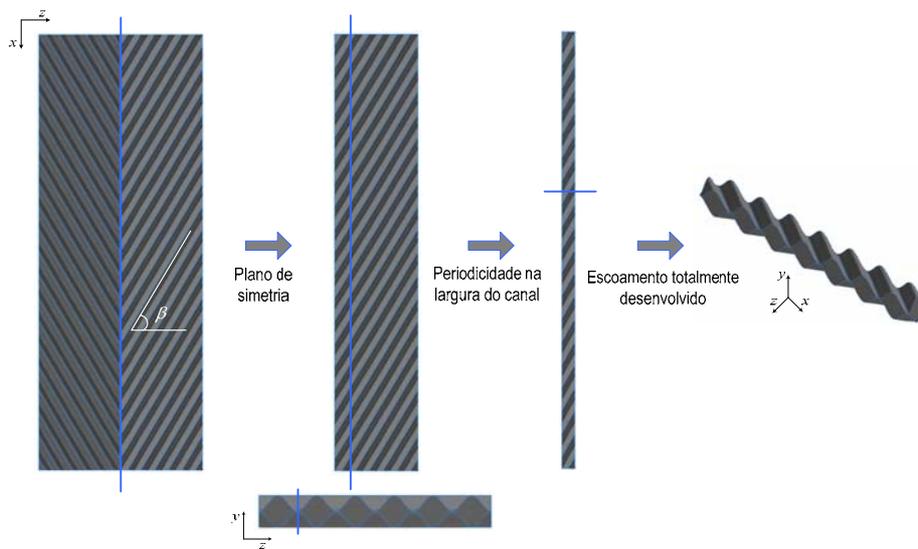


Figura 2.5: Simplificação da geometria de um canal de um permutador de calor de placas (adaptado de Fernandes et al. (2007b)).

A periodicidade observada na largura do canal observou-se também no seu comprimento, uma vez que este canal pode ser decomposto em pequenas células unitárias, Fig. 2.6, que incluem 5 pontos de contacto entre as duas placas – 1 no centro e 4 nos cantos. O conceito de célula unitária foi também utilizado por outros autores (Mehrabian e Poulter, 2000; Ciofalo, et al., 1996), mas as células por eles usadas diferem das definidas neste trabalho pois as usadas por aqueles autores incluem apenas 4 pontos de contacto, todos nos cantos da célula (Fig. 1.9).

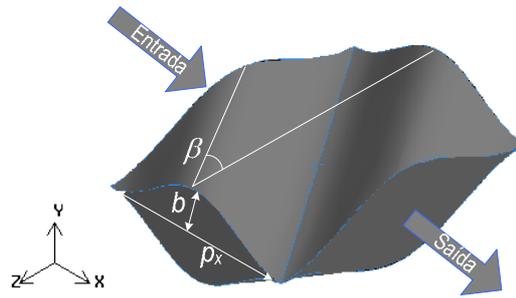


Figura 2.6: Exemplo de uma célula unitária (adaptado de Fernandes et al. (2008c)).

Com a determinação dos factores de Fanning em cada célula unitária verificou-se que este número adimensional assumia um comportamento assintótico na quinta ou sexta célula unitária consecutiva (Fernandes et al., 2007a), o mesmo sendo observado com o número de Nusselt. Consequentemente, os estudos realizados com fluidos genéricos, newtonianos e não-newtonianos, foram efectuados recorrendo a canais com sete células unitárias consecutivas (Fig. 2.5) garantindo-se assim, em todas as simulações, a obtenção de escoamentos completamente desenvolvidos térmica e hidraulicamente.

### 2.2.3 Geração da malha

Após a construção do domínio computacional procedeu-se à sua discretização, dividindo-se o mesmo em pequenos elementos designados por elementos finitos que em conjunto definem uma triangulação do domínio, isto é, a malha.

Apesar das simplificações efectuadas na construção dos domínios geométricos dos problemas em estudo, estes são bastante complexos, apresentando várias contracções e expansões, havendo mesmo pontos em que as paredes do canal entram em contacto (pontos de contacto). Atendendo a esta característica, optou-se por utilizar uma malha não estruturada e não uniforme constituída por elementos tetraédricos, hexaédricos e piramidais, Fig. 2.7. A geração da malha pode dividir-se em três etapas (Fluent, 2001b; Fernandes et al., 2007a): primeiro, todas as faces que não podem ser discretizadas com elementos triangulares são discretizadas com elementos quadriláteros; segundo, se existirem elementos

quadriláteros nas faces do domínio geométrico, são gerados elementos piramidais para criar a transição entre os elementos hexaédricos associados para os elementos tetraédricos que ocuparão o volume restante; finalmente, são gerados os elementos tetraédricos que irão ocupar o restante volume.

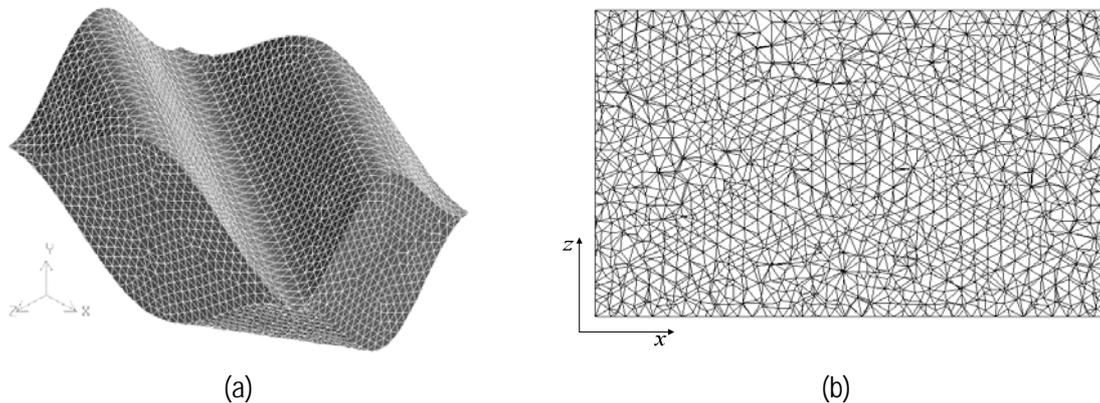


Figura 2.7: Malha não estruturada não uniforme. (a) Malha numa célula unitária. (b) Malha no plano dos pontos de contacto (Fernandes et al., 2007a).

O tamanho dos elementos usados, mais concretamente a distância nodal nas arestas, foi fixado, para cada uma das geometrias, após a realização de um teste de independência dos resultados com a malha. Este teste consistiu em refinar sucessivamente a malha e comparar os resultados obtidos com as diferentes malhas, como se apresentará com mais detalhes nos capítulos que se seguem.

#### 2.2.4 Condições de fronteira

A etapa posterior à construção do domínio geométrico e sua discretização consistiu em impor as condições de fronteira para posterior resolução numérica do problema. Atendendo a que foram construídos dois tipos de domínios geométricos distintos, as condições de fronteira usadas nos dois casos também diferiram.

Atendendo a que os escoamentos de iogurte batido simulados neste trabalho tinham sido alvo de estudos experimentais (Afonso, 1999; Afonso et al., 2003), as condições de fronteira utilizadas foram estabelecidas de modo a reproduzir numericamente as condições operatórias usadas por Afonso (1999) e Afonso et al. (2003).

O caudal volumétrico de iogurte,  $M_{v,i}$ , variou em cada uma das simulações de acordo com os dados experimentais disponíveis, tendo o seu valor sido determinado através da expressão:

$$M_{v,i} = \frac{1}{2} \frac{M_{v,total}}{N_c}, \quad (2.8)$$

onde  $M_{v,total}$  representa o caudal volumétrico de iogurte que entra no PHE e  $N_c$  o número de canais do PHE pelos quais escoo o iogurte, sendo

$$N_c = \frac{N_p - 1}{2}, \quad (2.9)$$

com  $N_p$  o número total de placas. De referir que a constante  $1/2$  presente na Eq. (2.8) aparece devido ao facto de as simulações serem efectuadas em metade de um canal (Fernandes et al., 2005).

À semelhança do efectuado para o caudal volumétrico de entrada, a temperatura de entrada do iogurte foi fixada de acordo com os dados experimentais de Afonso (1999) e Afonso et al. (2003). Para descrever a transferência de calor entre o iogurte e o fluido auxiliar (água), impuseram-se duas condições de fronteira distintas, a saber: fluxos de calor constante e fluxo de calor variável ao longo do comprimento do canal. O primeiro foi determinado recorrendo a um balanço energético ao iogurte:

$$Q = M_i C_{p,i} (T_{i,e} - T_{i,s}), \quad (2.10)$$

sendo  $M_i$  o caudal mássico de iogurte num canal do PHE,  $Q$  o calor transferido entre a água e o iogurte num canal e  $T_{i,e}$  e  $T_{i,s}$  as temperatura de entrada e saída do iogurte. Assim,

considerando que cada placa possuía uma área  $A$ , o fluxo de calor constante foi calculado através da expressão:

$$q = \frac{Q}{2A} = \frac{M_i C_{p,i} (T_{i,e} - T_{i,s})}{2A}. \quad (2.11)$$

Para estimar o fluxo de calor variável, recorreu-se à equação geral de projecto de um PHE:

$$Q = UAF\Delta T, \quad (2.12)$$

representando  $U$  o coeficiente global de transferência de calor e  $F$  um factor correctivo cujo valor é função do permutador em estudo, podendo ser encontrado em representações gráficas em que este assume a forma de uma função dependente da eficiência do PHE e de um factor  $R'$  definido como a razão entre as diferenças de temperatura dos fluidos quente e frio (René e Lalande, 1987; Fernandes, 2003). Aplicando a Eq. (2.12) a um elemento de área infinitesimal  $dA$  (Fig. 2.8), admitindo que as temperaturas se mantêm constantes nesse elemento, o calor transferido do iogurte para a água foi dado por:

$$dQ = UF(T_i(x) - T_a(x))dA, \quad (2.13)$$

onde  $T_i(x)$  e  $T_a(x)$  representam as temperaturas médias do iogurte e da água, respectivamente, em lados opostos da placa a uma altura  $x$  (no sentido principal do escoamento do iogurte).

Atendendo a que a área infinitesimal da placa pode ser determinada pela expressão  $dA = w\phi dx$ , a Eq. (2.13) foi reescrita na forma:

$$dQ = UF(T_i(x) - T_a(x))w\phi dx \Leftrightarrow \frac{dQ}{dx} = UF(T_i(x) - T_a(x))w\phi. \quad (2.14)$$

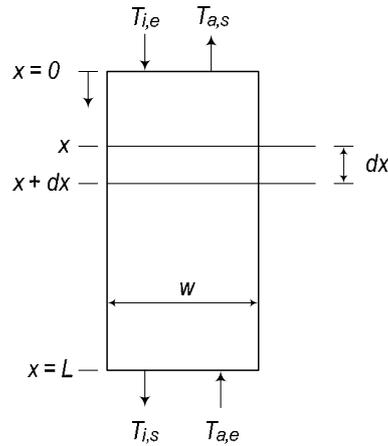


Figura 2.8: Representação esquemática de um elemento infinitesimal de uma placa (Fernandes, 2003).

Efectuando balanços energéticos aos dois fluidos, estabeleceu-se uma relação entre as temperaturas da água e do iogurte para qualquer valor de  $x$ :

$$\frac{M_i}{2} C_{p,i} (T_{i,e} - T_i(x)) = \frac{M_a}{2} C_{p,a} (T_{a,s} - T_a(x)) \Leftrightarrow T_a(x) = T_{a,s} - C(T_{i,e} - T_i(x)), \quad (2.15)$$

onde  $M_a$  representa o caudal mássico da água num canal do PHE e  $C = \frac{M_i C_{p,i}}{M_a C_{p,a}}$ .

Substituindo a Eq. (2.15) na Eq. (2.14), obteve-se:

$$\frac{dQ}{dx}(x) = UF [T_i(x)(1-C) - T_{a,s} + CT_{i,e}] w \phi. \quad (2.16)$$

Outra forma de determinar o calor transferido entre os dois fluidos consiste em efectuar um balanço energético infinitesimal ao iogurte e que levou à expressão:

$$\frac{dQ}{dx}(x) = -\frac{d}{dx} \left( \frac{M_i}{2} C_{p,i} T_i(x) \right). \quad (2.17)$$

Das Eqs. (2.16) e (2.17) tem-se que:

$$-\frac{d}{dx}\left(\frac{M_i}{2}C_{p,i}T_i(x)\right) = UF[T_i(x)(1-C) - T_{a,s} + CT_{i,e}]w\phi$$

$$\Leftrightarrow \frac{dT_i}{T_i(x)(1-C) - T_{a,s} + CT_{i,e}} = -\frac{2UFw\phi}{M_iC_{p,i}}dx. \quad (2.18)$$

Por integração da Eq. (2.18) entre a entrada do canal do permutador ( $x=0$ ) e um ponto genérico  $x$ , no qual a temperatura do iogurte é  $T_i(x)$ , obteve-se:

$$\int_{T_{i,e}}^{T_i(x)} \frac{1}{T_i(x)(1-C) - T_{a,s} + CT_{i,e}} dT_i = \int_0^x -\frac{2UFw\phi}{M_iC_{p,i}} dx$$

$$\Leftrightarrow \ln\left|\frac{T_i(x)(1-C) - T_{a,s} + CT_{i,e}}{T_{i,e}(1-C) - T_{a,s} + CT_{i,e}}\right| = -\frac{2UFw\phi}{M_iC_{p,i}}(1-C)x. \quad (2.19)$$

Resolvendo a Eq. (2.19) em ordem a  $T_i(x)$  estabeleceu-se uma expressão que permitiu determinar a temperatura do iogurte para qualquer  $x$ .

$$T_i(x) = \frac{1}{1-C} \left\{ (T_{i,e} - T_{a,s}) \exp\left(2UF\left(\frac{1}{M_aC_{p,a}} - \frac{1}{M_iC_{p,i}}\right)w\phi x\right) + T_{a,s} - CT_{i,e} \right\}. \quad (2.20)$$

Usando as Eqs. (2.15) e (2.20), encontrou-se uma relação para determinação da diferença de temperatura do iogurte e água em qualquer  $x$ , a saber:

$$(T_i - T_a)(x) = (T_{i,e} - T_{a,s}) \exp\left(2UF\left(\frac{1}{M_aC_{p,a}} - \frac{1}{M_iC_{p,i}}\right)w\phi x\right). \quad (2.21)$$

Finalmente, por substituição da Eq. (2.21) na Eq. (2.14) e atendendo a que  $dA = w\phi dx$ , obteve-se a expressão para o fluxo de calor como função da altura da placa  $x$ .

$$q(x) = \frac{dQ}{dA}(x) = UF(T_{i,e} - T_{a,s}) \exp\left(2UF\left(\frac{1}{M_a C_{p,a}} - \frac{1}{M_i C_{p,i}}\right) w \phi x\right). \quad (2.22)$$

No que diz respeito à implementação desta condição de fronteira, houve necessidade de linearizar a expressão encontrada para  $q(x)$  uma vez que o *software* utilizado apenas possibilita a implementação de fluxo de calor constante ou traduzido por uma relação linear. Assim, considerou-se que o fluxo de calor ao longo da placa (no sentido principal do escoamento) era dado por:

$$q(x) = q(0) + \frac{q(L) - q(0)}{L} x, \quad (2.23)$$

tendo-se verificado que os desvios entre os valores do fluxo de calor previstos pela Eq. (2.22) e os determinados através da Eq. (2.23) apresentavam um desvio médio de 1.39% para todas as simulações.

Em suma, as condições de fronteira consideradas em cada um dos três elementos da geometria (Fig. 2.2) resumem-se ao apresentado na Fig. 2.9.

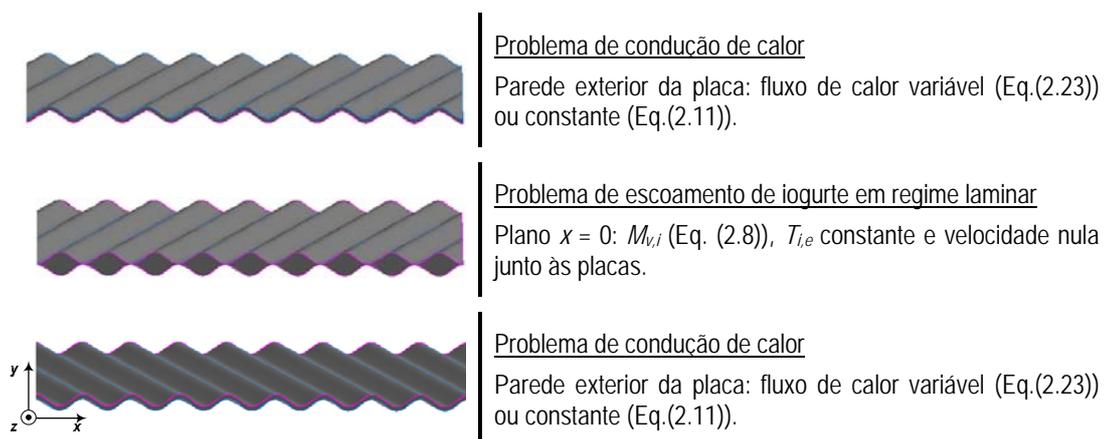


Figura 2.9: Condições de fronteira utilizadas no estudo do escoamento do iogurte batido (adaptado de Fernandes (2003)).

No caso em que se efectuaram simulações para o escoamento isotérmico de fluidos newtonianos e não-newtonianos genéricos, em canais de PHEs com propriedades geométricas distintas, não se pretendeu descrever nenhum escoamento em particular, pelo que nestes casos as condições de fronteira foram estabelecidas tendo em vista a obtenção de escoamentos laminares completamente desenvolvidos.

Assim, para os problemas isotérmicos, considerou-se que a entrada do fluido é efectuada no plano de equação  $x = 0$ , tendo sido impostos caudais volumétricos distintos nesse plano. Nas paredes laterais, atendendo ao modo como a geometria foi construída, impuseram-se planos de simetria (Fig. 2.10) e nas interfaces entre fluido e placas assumiu-se velocidade nula do fluido.

Adicionalmente, para os escoamentos não-isotérmicos, admitiu-se que não existiam trocas de calor com o exterior, impuseram-se temperaturas constantes na entrada dos canais (plano de equação  $x = 0$ ) e nas suas paredes foram impostas duas condições de fronteira distintas, a saber: temperatura constante e fluxo de calor constante. Estes dois tipos de condição de fronteira são representativos daquelas que se podem encontrar em permutadores de calor reais (Manglik e Ding, 1997).

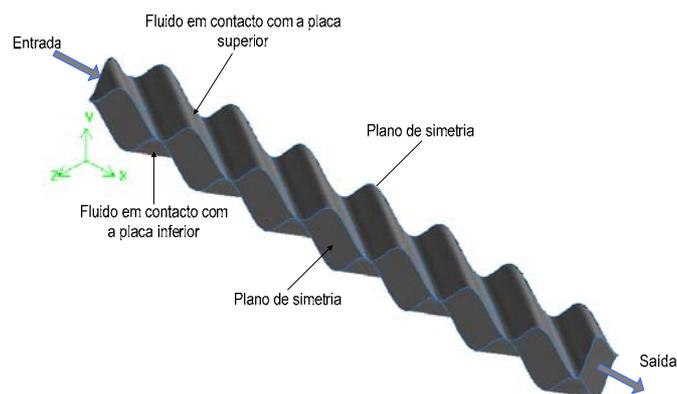


Figura 2.10: Condições de fronteira utilizadas nos estudos de escoamentos totalmente desenvolvidos de fluidos genéricos (Fernandes et al., 2007b).

Nos trabalhos de dinâmica de fluidos computacional (CFD) é de extrema importância validar o procedimento usado recorrendo a modelos da literatura, que se tenham mostrado de elevada qualidade ou, alternativamente, por comparação dos resultados numéricos com resultados analíticos conhecidos para escoamentos similares, mas mais simples do que o escoamento em estudo (Versteeg e Malalasekera, 1995). Este aspecto será explorado nos capítulos que se seguem.

## Capítulo 3

### Validação do modelo numérico

A validação de um modelo numérico poderá ser efectuada por comparação dos resultados numéricos com resultados experimentais ou através do estudo de problemas mais simples, mas afins ao problema sob estudo (Versteeg e Malalasekera, 1995).

Neste capítulo apresentam-se estudos de problemas afins ao problema sob investigação e, ao longo dos dois capítulos que se seguem, à medida que os resultados numéricos são apresentados, efectuam-se comparações com resultados experimentais ou correlações semi-empíricas da literatura respeitantes a PHEs do tipo *chevron* com corrugações cruzadas ( $0^\circ < \beta < 90^\circ$ ).

No presente capítulo, começa por estudar-se numericamente o escoamento laminar completamente desenvolvido, térmica e hidraulicamente, de fluidos não-newtonianos e newtonianos incompressíveis numa conduta circular, sendo os perfis radiais de velocidade e temperatura comparados com as respectivas soluções analíticas. Comparam-se também os valores numéricos do factor de Fanning e número de Nusselt com as respectivas soluções analíticas.

Posteriormente, estudou-se o escoamento laminar completamente desenvolvido de fluidos newtonianos em canais de PHEs do tipo *chevron* com  $\beta = 90^\circ$  e  $\beta = 0^\circ$ . Os resultados numéricos do factor de Fanning são comparados com as soluções analíticas de Ding e Manglik (1996), para  $\beta = 90^\circ$ , e para  $\beta = 0^\circ$  os resultados numéricos foram comparados com as soluções de Metwally (2002) e Metwally e Manglik (2004).

### 3.1 Conduta circular

O estudo do escoamento laminar completamente desenvolvido, hidráulica e termicamente, de fluidos newtoniano e não-newtoniano incompressíveis foi efectuado numa conduta circular com raio,  $r_0$ , de 1.25 mm e comprimento de 1 cm. Reologicamente, os fluidos estudados eram descritos pela lei de potência, assumindo o índice de consistência o valor de  $10^{-3} \text{ Pa s}^n$  e o índice de potência os valores 0.5 e 1. Para além destas propriedades, considerou-se que a condutividade térmica do fluido era  $k = 0.5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , a massa volúmica era  $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$  e a capacidade calorífica era  $C_p = 2000 \text{ W kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Para a resolução do problema impuseram-se como condições de entrada,  $T_e = 293.15 \text{ K}$  e  $M_v = 10^{-8} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . Na parede do canal cilíndrico foi imposto um fluxo de calor constante ( $q = 20000 \text{ W m}^{-2}$ ) e uma velocidade nula para o fluido.

#### 3.1.1 Independência dos resultados com a malha

A independência dos resultados com a malha foi testada recorrendo ao fluido newtoniano, tendo o comprimento do canal estudado (Fig. 3.1) sido estabelecido de modo a garantir a obtenção de um escoamento completamente desenvolvido térmica e hidraulicamente. Para escoamentos laminares de fluidos newtonianos, o comprimento de entrada térmico para condutas circulares,  $x_{cd,t}$ , superior ao comprimento de entrada hidráulico para  $Pr > 1$ , pode ser expresso por (Incropera e DeWitt, 1998):

$$\left( \frac{x_{cd,t}}{2r_0} \right) \approx 0.05 \text{ Re Pr} , \quad (3.1)$$

ou seja, para o escoamento newtoniano estudado ( $Pr = 4.00$  e  $Re = 5.09$ ),  $x_{cd,t} \approx 2.04 r_0 = 2.55 \text{ mm}$ . Assim, o comprimento estabelecido para o canal em análise (1 cm) é aproximadamente  $4x_{cd,t}$ , o que garantiu a obtenção de um escoamento completamente desenvolvido térmica e hidraulicamente.

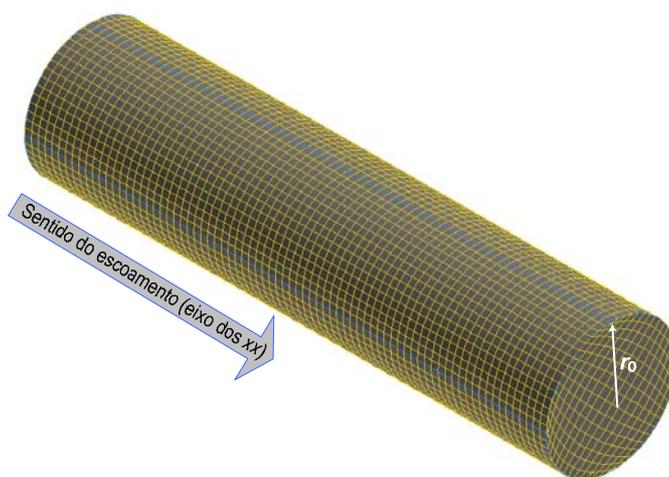


Figura 3.1: Conduta circular com representação da malha.

A discretização da conduta estudada foi efectuada recorrendo a uma malha constituída por elementos hexaédricos (Fig. 3.1), tendo o tamanho dos elementos (distância nodal nas arestas representadas a azul na Fig. 3.1) sido fixado após teste de independência dos resultados com a malha, Tab. 3.1.

Um critério algumas vezes utilizado (Metwally, 2002; Metwally e Manglik, 2004) em testes de independência dos resultados com a malha consiste em refinar a malha sucessivamente e utilizar para os cálculos uma malha para a qual a variação da solução numérica, obtida com malhas criadas sucessivamente, seja inferior a 1%. Da Tab. 3.1 pode concluir-se, relativamente ao coeficiente  $K = fRe$ , que o desvio entre as soluções encontradas com a malha M3 e M2 é de 0.83%, enquanto para as malhas M2 e M1 esse desvio é de 0.65%. Relativamente ao número de Nusselt esses desvios são de 0.19% e 0.20%, respectivamente. Estes desvios indicam, segundo o critério da variação inferior a 1% (Metwally, 2002; Metwally e Manglik, 2004), que qualquer uma das malhas (M2 ou M1) pode ser utilizada nas simulações. Dado que, nas presentes simulações, o tempo computacional (tempo CPU) com qualquer uma das malhas apresentadas na Tab. 3.1 é bastante baixo (2 min de tempo CPU com a malha M3 e 15 min com malha M1), optou-se pelo uso da malha mais fina (malha M1).

Para o caso em estudo, os valores analíticos de  $K$  e  $Nu$  assumem os valores de 16 e 4.3636 (fluxo de calor constante) (Incropera e DeWitt, 1998, Cho e Hartnett, 1982). Dos valores apresentados na Tab. 3.1, verifica-se que os desvios (em relação ao valor analítico) obtidos para o  $Nu$  são inferiores a 1% para qualquer uma das malhas (0.31%, 0.12% e 0.08% para as malhas M3, M2 e M1, respectivamente), enquanto no caso do coeficiente  $K$  tal apenas ocorre usando a malha M1 (desvio de 0.88%).

Tabela 3.1: Coeficiente  $K = fRe$  e número de  $Nu$  para fluido newtoniano na conduta circular.

Malha	Distância nodal (mm)*	Número de elementos	$K = fRe$	$Nu$
M1	0.13	17325	16.1406	4.3567
M2	0.18	6776	16.2463	4.3653
M3	0.23	3483	16.3815	4.3736

Os valores numéricos do coeficiente  $K = fRe$  e do número Nusselt apresentados na Tab. 3.1 foram determinados recorrendo às Eqs. (1.5), (1.8), (1.18) e (1.19), sendo a velocidade média,  $u$ , e a temperatura média do fluido,  $T_f$ , dadas por (Incropera e DeWitt, 1998):

$$u = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} u(r)r dr, \quad (3.2)$$

$$T_f = \frac{2}{ur_0^2} \int_0^{r_0} T(r)u(r)r dr, \quad (3.3)$$

respectivamente. No Anexo 1 apresentam-se os resultados numéricos da temperatura e velocidade locais utilizados no cálculo de  $u$  e  $T_f$ .

\* Distância entre os nós pertencentes às arestas representadas a azul na Fig. 3.1.

### 3.1.2 Incerteza numérica

Neste trabalho, a estimativa da incerteza numérica foi efectuada recorrendo ao método do índice de convergência da malha, GCI (*Grid Convergence Index*), uma vez que este método é utilizado em inúmeros trabalhos da área de dinâmica de fluidos computacional (Celik, 2008). Para a determinação do índice GCI utilizaram-se sempre (com fluidos newtonianos e não-newtonianos) as três malhas apresentadas na Tab. 3.1.

A estimativa da incerteza da solução numérica determinada com a malha mais fina (malha M1), foi efectuada recorrendo à expressão (Celik, 2008):

$$GCI_{21}^{fina} = \frac{1.25e_{21}}{r_{21}^p - 1}, \quad (3.4)$$

onde  $e_{21}$  é o erro relativo aproximado,

$$e_{21} = \left| \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} \right|, \quad (3.5)$$

sendo  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  as soluções obtidas com as malhas M1 e M2, respectivamente. Para problemas tridimensionais, a razão de refinamento  $r_{21}$  é dada por:

$$r_{21} = \left( \frac{N_1}{N_2} \right)^{1/3}, \quad (3.6)$$

onde  $N_1$  e  $N_2$  representam o número de elementos das malhas M1 e M2, respectivamente. A ordem de convergência relativa,  $p$ , presente na Eq. (3.4), foi calculada através da relação (Celik, 2008):

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right| + \ln \left( \frac{r_{21}^p - S}{r_{32}^p - S} \right) \right|, \quad (3.7)$$

em que  $s = 1 \cdot \text{sign}(\varepsilon_{32}/\varepsilon_{21})$ ,  $\varepsilon_{32} = \lambda_3 - \lambda_2$ ,  $\varepsilon_{21} = \lambda_2 - \lambda_1$  e  $r_{32} = (N_2/N_3)^{1/3}$ , com  $N_3$  o número de elementos da malha M3. Uma vez que  $r_{21} \neq r_{32}$ , a Eq. (3.7) é uma equação transcendental em  $p$ , pelo que foi resolvida recorrendo ao método de Newton.

Nas secções que se seguem, apresentam-se os valores do índice GCI obtido para o coeficiente  $K = fRe$ , número de Nusselt e perfis de velocidade e temperatura para os fluidos newtoniano e não-newtoniano.

### 3.1.2.1 Fluido newtoniano

Os resultados usados para a determinação dos índices GCI para o coeficiente  $K = fRe$  e número de Nusselt do fluido newtoniano foram os apresentados na Tab. 3.1. Recorrendo às Eqs. (3.4) a (3.7) (ver exemplo de cálculo no Anexo 1), a incerteza numérica das soluções obtidas com a malha M1 para o coeficiente  $K$  e para o Nu foram 0.80 % e 0.49%, respectivamente.

Para além de estimar a incerteza numérica associada aos perfis de velocidade e temperatura, estes perfis foram comparados com as soluções analíticas existentes na literatura para o escoamento em estudo.

Para uma conduta circular, a velocidade do fluido para um escoamento totalmente desenvolvido hidraulicamente pode calcular-se, para fluidos descritos pela lei de potência, através da expressão (Bird et al., 1987; Cho e Hartnett, 1982):

$$u(r) = \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_0} \right)^m \right] u_{\max} \quad (3.8)$$

onde  $r$  é a distância radial ( $r=0$  e  $r=r_0$  no eixo e parede da conduta circular, respectivamente),  $u = M_v / (\pi r_0^2)$ ,  $m = (n+1)/n$  e  $u_{\max}$  a velocidade máxima do fluido (atingida em  $r=0$ ). A velocidade máxima relaciona-se com a velocidade média,  $u$ , por  $u_{\max} = u(m+2)/m$ .

Na Fig. 3.2,  $u^*$  é uma velocidade adimensional dada por  $u^*(r) = u(r)/u_{\max}$ . Nesta figura pode observar-se que os resultados numéricos (também apresentados no Anexo 1) obtidos com as três malhas usadas apresentam uma boa concordância com a Eq. (3.8) impondo  $m = 2$  (fluido newtoniano) na referida equação.

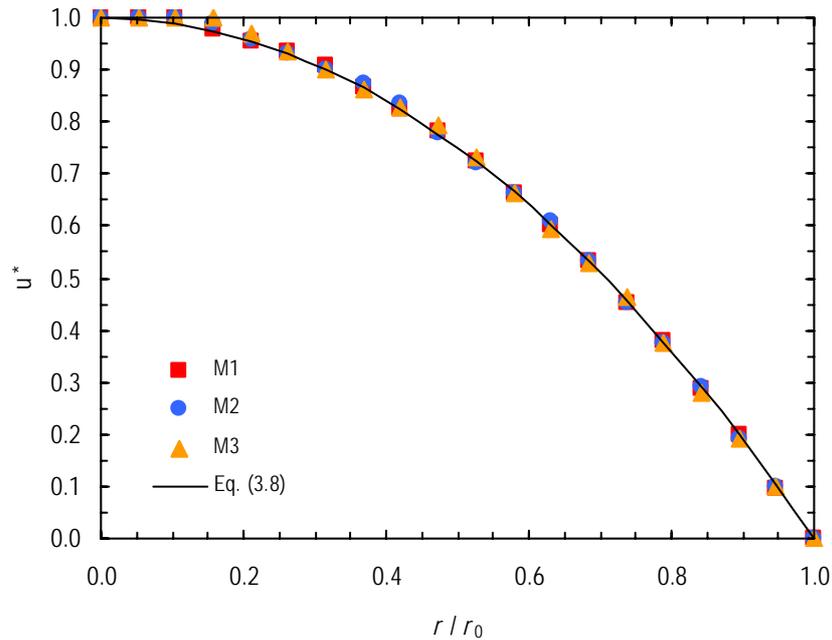


Figura 3.2: Perfil de velocidade para o escoamento laminar completamente desenvolvido do fluido newtoniano ( $m = 2$  na Eq. (3.8)) na conduta circular.

Para um escoamento completamente desenvolvido termicamente, e para a condição de fronteira calor constante nas paredes da conduta circular, o perfil de temperatura do fluido pode ser calculado através da expressão (Mahmud e Fraser, 2006):

$$T(r) = \frac{qr_0}{k} \left[ \frac{m+2}{2m} \left( \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 - 1 \right) - \frac{2}{m(m+2)} \left( \left( \frac{r}{r_0} \right)^{m+2} - 1 \right) \right] + T_p, \quad (3.9)$$

onde  $T_p$  é a temperatura da parede do canal. Segundo Bird et al. (1987), o primeiro autor a proporcionar uma solução analítica para o escoamento de um fluido descrito pela lei da potência numa conduta circular, com parede sujeita a um fluxo de calor constante, foi U. Grigull (Grigull, 1956).

Na Fig. 3.3, a temperatura adimensional é definida por  $T^*(r) = T(r)/T_p$ . Nessa figura pode observar-se que os resultados numéricos (também apresentados no Anexo 1) obtidos com as diferentes malhas são bem descritos pela Eq. (3.9) com  $m = 2$  (fluido newtoniano).

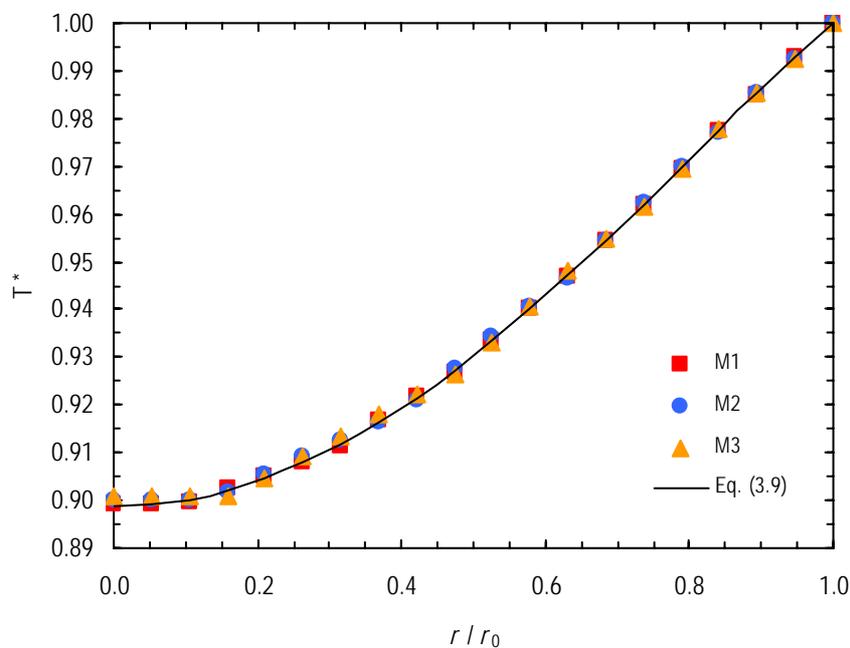


Figura 3.3: Perfil de temperatura para o escoamento laminar completamente desenvolvido do fluido newtoniano ( $m = 2$  na Eq. (3.9)) na conduta circular.

Recorrendo ao método GCI e aos perfis numéricos de temperatura e velocidade (ver Figs. 3.2, 3.3 e Anexo 1), determinou-se também a incerteza numérica (Fig.3.4) dos valores locais (obtidos com a malha M1 da Tab. 3.1) da temperatura e velocidade. Para efectuar este cálculo, a ordem de convergência foi determinada para cada um dos pontos do perfil recorrendo à Eq. (3.7), e o valor médio de todos os valores determinados foi utilizado na Eq.

(3.4) para calcular os valores do índice GCI (Celik, 2008). Na Fig. 3.4 pode observar-se que os valores do índice GCI obtidos para os perfil de temperatura são mais baixos que os obtidos para o perfil de velocidade. Como usual (Celik, 2008; Souza et al., 2008), os valores mais elevados do índice GCI para o perfil de velocidade atingiram-se junto à parede do canal, onde a velocidade é próxima de zero.

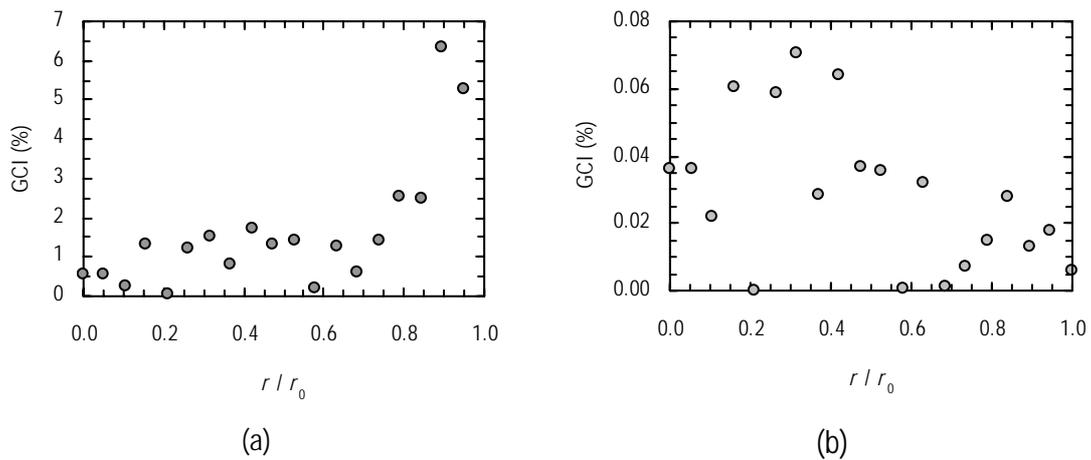


Figura 3.4: GCI na direcção radial para o fluido newtoniano. (a) Perfil de velocidade. (b) Perfil de temperatura.

### 3.1.2.2 Fluido não-newtoniano

No que diz respeito ao fluido não-newtoniano, estão registados na Tab. 3.2 os resultados obtidos com as três malhas (apresentadas anteriormente para o fluido newtoniano) para o coeficiente  $K = fRe$  e para o número de Nusselt. Os coeficientes  $K$  presentes na referida tabela foram determinados recorrendo à definição do número de Reynolds generalizado que, para uma conduta circular (atendendo às Eqs. (1.11), (1.12), (1.15) e Tab. 1.2), assume a forma:

$$Re_g = \frac{\rho u D_H}{\eta_g} = \frac{\rho u D_H}{8^{n-1} K_1 \left(\frac{u}{D_H}\right)^{n-1} \left(\frac{1}{4n} + \frac{3}{4}\right)^n}. \quad (3.10)$$

Tabela 3.2: Coeficiente  $K$  e número de Nu para o fluido não-newtoniano na conduta circular.

Malha	Distância nodal (mm)	Número de elementos	$K = fRe_g$	Nu
M1	0.13	17325	16.0842	4.7216
M2	0.18	6776	16.1478	4.7271
M3	0.23	3483	16.2295	4.7257

Fazendo uso da curva de fricção única (Eq. (1.14)), a solução analítica para o coeficiente  $K$  é 16 (valor analítico para fluidos newtonianos). Relativamente ao número de Nusselt, a solução analítica, para um fluido com o índice de potência 0.5, é 4.7458 (Cho e Hartnett, 1982; Mahmud e Fraser, 2006). Da Tab. 3.2 pode verificar-se que os resultados numéricos, para  $K$  e Nu, estão em boa concordância com as soluções analíticas.

Para determinar os índices GCI para o coeficiente  $K = fRe$  e número de Nusselt do fluido não-newtoniano usaram-se os valores apresentados na Tab. 3.2. Recorrendo às Eqs. (3.4) a (3.7), a incerteza numérica das soluções obtidas com a malha M1 para o coeficiente  $K$  e para o Nu foram 0.48 % e 0.002 %, respectivamente.

Nas Figs. 3.5 e 3.6 comparam-se os perfis de velocidade e temperatura numéricos (também apresentados no Anexo 1), obtidos com as três malhas, com as soluções analíticas (Eqs. (3.8) e (3.9)) para um fluido descrito pela lei de potência e  $n = 0.5$  ( $m = 3$ ). Pode observar-se nas referidas figuras que os resultados numéricos obtidos com as três malhas apresentam boa concordância com as soluções analíticas.

No que diz respeito aos valores do índice GCI dos perfis de velocidade e temperatura, observa-se (ver Fig. 3.7) um comportamento similar ao já apresentado para o fluido newtoniano, isto é, a temperatura apresenta valores de índice GCI inferiores à velocidade e, para a velocidade, os valores de GCI mais elevados observam-se na região adjacente à parede da conduta.

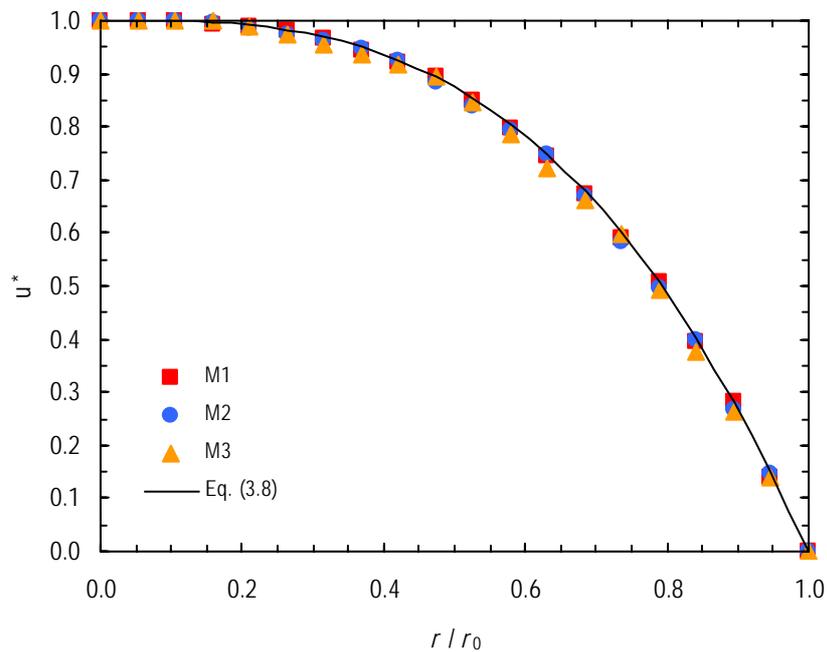


Figura 3.5: Perfil de velocidade para o escoamento laminar completamente desenvolvido do fluido não-newtoniano ( $m = 3$  na Eq. (3.8)) na conduta circular.

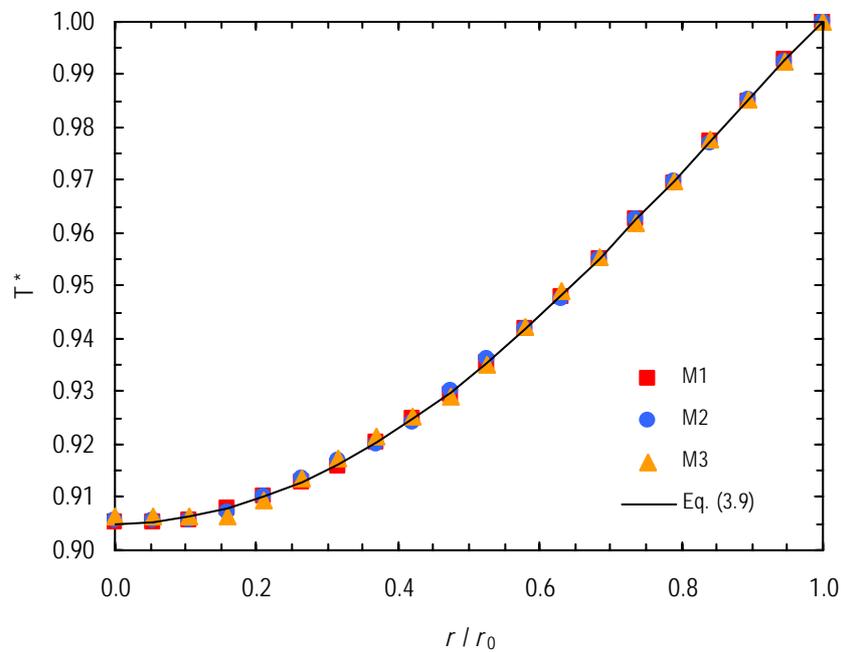


Figura 3.6: Perfil de temperatura para o escoamento laminar completamente desenvolvido do fluido não-newtoniano ( $m = 3$  na Eq. (3.9)) na conduta circular.

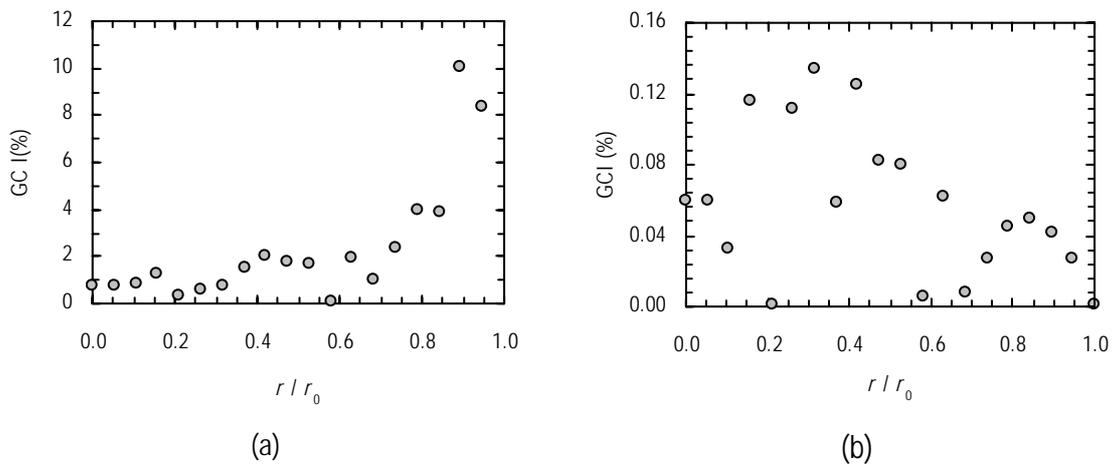


Figura 3.7: GCI na direcção radial para o fluido não-newtoniano. (a) Perfil de velocidade. (b) Perfil de temperatura.

A análise efectuada nesta secção indica que o POLYFLOW® consegue descrever bem propriedades globais (número de Nusselt e factor de Fanning) e locais (temperatura e velocidade) de fluidos newtonianos e não-newtonianos.

### 3.2 Canais de PHEs com ângulo de corrugação de 90°

Quando  $\beta$  assume o valor de 90°, os canais dos PHEs são constituídos por um conjunto de tubagens paralelas do tipo duplo-seno, ilustradas na Fig. 3.8.

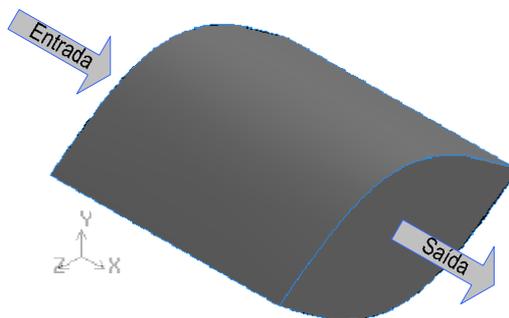


Figura 3.8: Canal duplo-seno com razão  $b/a$  de 0.5 (Fernandes et al., 2007a).

O escoamento laminar completamente desenvolvido de fluidos newtonianos em canais de PHEs do tipo *chevron* com  $\beta = 90^\circ$  (Fig. 3.8) foi estudado para três canais com razões  $b/a$  (ver Fig. 3.9) distintas – 0.5, 1 e 2.

À semelhança do efectuado no presente trabalho para os canais dos PHEs com  $0^\circ < \beta < 90^\circ$  (Capítulo 5), foi utilizada uma malha não estruturada constituída por elementos tetraédricos, hexaédricos e piramidais (Fig. 3.9).

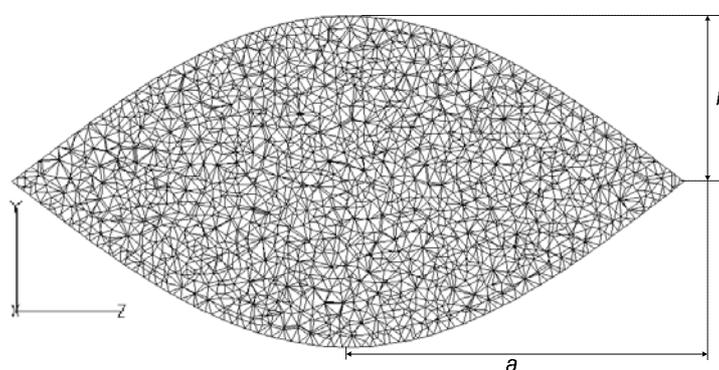


Figura 3.9: Malha numa secção transversal do canal duplo-seno com razão  $b/a$  de 0.5 (Fernandes et al., 2007a).

O tamanho dos elementos foi fixado após a realização de um teste de independência dos resultados (coeficiente  $K = fRe$ ) com a malha análogo ao descrito para a conduta circular (Secção 3.1.1). Na Tab. 3.3 apresenta-se, a título ilustrativo, o teste realizado para o canal duplo-seno com razão  $b/a = 0.5$ . Através dos valores apresentados nessa tabela, pode constatar-se que o desvio entre as soluções encontradas com a malha MDS3 e MDS2 é de 0.11%, enquanto para as malhas MDS2 e MDS1 esse desvio é de 0.07%. Assim, se fosse usado como critério de convergência uma variação inferior a 1% (Metwally, 2002; Metwally e Manglik, 2004), qualquer uma das malhas (MDS2 ou MDS1) podia ser utilizada nas simulações. No entanto, o tempo computacional necessário para os cálculos com as referidas malhas foi reduzido, pelo que se optou por efectuar as simulações com a malha mais fina (malha MDS1).

Tabela 3.3: Teste de independência dos resultados com a malha (canal com  $b/a = 0.5$ ).

Malha	Distância nodal (mm)	Número de elementos	$K = fRe$
MDS1	0.22	199227	15.0722
MDS2	0.27	108189	15.0827
MDS3	0.32	56078	15.0994

A incerteza numérica (índice GCI) associada ao coeficiente  $K$ , calculado usando a malha MDS1, foi estimada recorrendo aos dados da Tab. 3.3 e às Eqs.(3.4) a (3.7), tendo-se obtido uma incerteza de 0.20%.

Adicionalmente, os resultados alcançados com as malhas escolhidas para cada um dos canais foram comparados com as soluções analíticas apresentadas por Ding e Manglik (1996), Tab. 3.4, tendo-se verificado que as soluções numéricas apresentam uma boa concordância com as soluções analíticas.

Tabela 3.4: Coeficiente  $K = fRe$  para canais duplo-seno (Fernandes et al., 2007a).

$\frac{b}{a}$	Distância nodal nas arestas (mm)	Numérico	Ding e Manglik (1996)	Desvio (%)
0.5	0.22	15.0722	15.0527	0.13
1	0.18	15.5795	15.5744	0.03
2	0.14	16.3196	16.2861	0.21

### 3.3 Canais de PHEs com ângulo de corrugação de $0^\circ$

No caso em que  $\beta = 0^\circ$ , os canais de PHEs do tipo *chevron* são constituídos por paredes sinusoidais paralelas, conforme ilustrado na Fig. 1.8 e apresentado também na Fig. 3.10.

O estudo do escoamento laminar completamente desenvolvido de fluidos newtonianos em canais de PHEs com  $\beta = 0^\circ$  foi levado a cabo em canais com valores de  $\gamma$  (Eq. (1.2))

compreendidos entre 0 e 1 (Tab. 3.5), correspondendo o valor de  $\gamma = 0$  ao caso das placas planas paralelas com largura infinita. Estes canais foram construídos considerando que cada curva sinusoidal de comprimento  $p_x$  é descrita pela Eq. (2.7), tendo a distância entre placas assumido o valor de 2.5 mm para todos os canais estudados. Admitindo que a largura dos canais em estudo era muito superior à distância entre placas, as geometrias utilizadas neste estudo foram condutas bidimensionais (Fig. 3.10).

Tabela 3.5: Propriedades geométricas dos canais com  $\beta = 0^\circ$ .

Designação	$p_x$ (mm)	$\gamma$ (Eq. (1.2))
C1	5	1.000
C2	6	0.833
C3	8	0.625
C4	10	0.500
C5	15	0.333
C6	20	0.250
C7	25	0.200
C8	30	0.167
C9	50	0.100
C10	$\infty$	0.000

A discretização dos canais bidimensionais foi efectuada recorrendo a uma malha estruturada constituída por elementos quadriláteros e uma distância nodal nas arestas de 0.125 mm, Fig. 3.10. Esta distância foi estabelecida após realização de um teste de independência dos resultados (coeficiente  $K = fRe$ ) com a malha, Tab. 3.6.

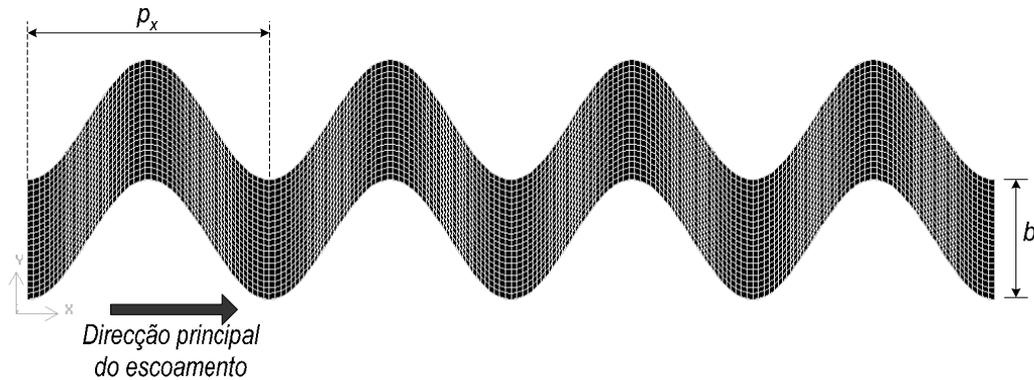


Figura 3.10: Malha uniforme e estruturada no canal C1.

Através dos valores apresentados na Tab. 3.6, pode constatar-se que o desvio entre as soluções encontradas com a malha MCS3 e MCS2 é de 0.75%, enquanto para as malhas MDS2 e MDS1 esse desvio é de 0.46%. Assim, se fosse usado como critério de convergência uma variação inferior a 1% (Metwally, 2002; Metwally e Manglik, 2004), poderia usar-se qualquer um das malhas (MCS2 ou MCS1) nas simulações. Contudo, o tempo computacional necessário para os cálculos com as referidas malhas foi muito reduzido, pelo que a malha mais fina (malha MCS1) foi a escolhida para efectuar as simulações.

Tabela 3.6: Teste de independência dos resultados com a malha (canal C1).

Malha	Distância nodal (mm)	Número de elementos	$K = fRe$
MCS1	0.125	4720	62.4374
MCS2	0.175	2352	62.7262
MCS3	0.225	1452	63.1993

A incerteza numérica (índice GCI) associada ao coeficiente  $K$ , calculado usando a malha MCS1, foi estimada recorrendo aos dados da Tab. 3.6. Neste caso, as razões de refinamento são dadas por  $r_{32} = (N_2/N_3)^{1/2}$  e  $r_{21} = (N_1/N_2)^{1/2}$  (Celik, 2008), uma vez que se trata de um

problema bidimensional. Recorrendo a estas definições e às Eqs.(3.4), (3.5) e (3.7), o valor do índice GCI encontrado foi 0.32%.

Na Fig. 3.11, apresentam-se os resultados numéricos do coeficiente  $K$  obtidos para os canais sinusoidais estudados.

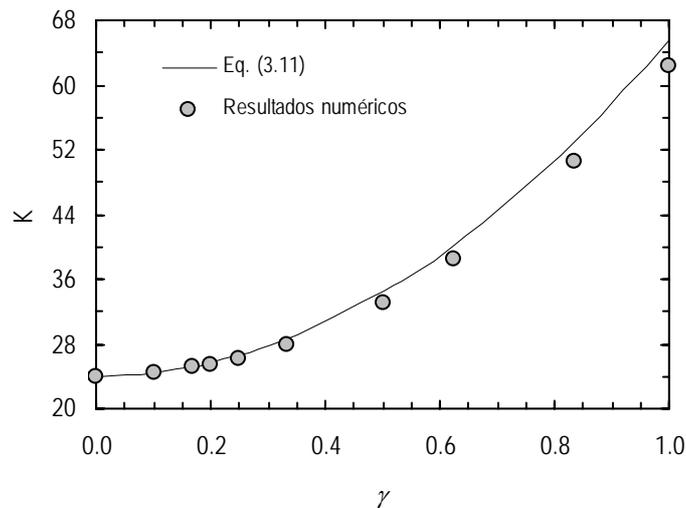


Figura 3.11: Coeficiente  $K$  para fluidos newtonianos e diferentes canais de PHE com  $\beta = 0^\circ$ .

Metwally (2002) e Metwally e Manglik (2004) estudaram o mesmo problema, no mesmo intervalo de valores de  $\gamma$ , tendo Metwally (2002) proposto a seguinte relação entre  $K$  e  $\gamma$ :

$$K = 24(1 + 1.734\gamma^2). \quad (3.11)$$

Na Fig. 3.11 pode observar-se que os resultados numéricos obtidos no presente trabalho são bem descritos pela relação proposta por Metwally (2002) (desvio máximo de 4.8%). Para  $\gamma = 0$  (placas planas paralelas com largura infinita) obteve-se  $K = 24.0000$ , sendo este valor o previsto analiticamente (ver Tab. 1.2). Metwally (2002) sugeriu para trabalhos futuros o estudo de PHEs com corrugações cruzadas. Dada a complexidade geométrica deste problema, o referido autor classificou esta tarefa como um desafio.

## Capítulo 4

# Arrefecimento de iogurte num permutador de calor de placas

O estudo numérico dos escoamentos em canais de PHEs com corrugações cruzadas teve início com a análise do escoamento de iogurte batido num PHE Pacetti RS 22. O interesse neste problema prendeu-se com o facto de existirem estudos experimentais sobre o escoamento em questão (Afonso, 1999; Afonso et al., 2003), o que permitiu estabelecer condições de fronteira que reflectem o processo físico estudado por Afonso (1999) e Afonso et al. (2003). O conhecimento da variação experimental da temperatura do iogurte entre a entrada e saída do referido PHE (Afonso, 1999), assim como de uma correlação térmica para este escoamento (Afonso et al., 2003), contribuiu para a validação do modelo computacional descrito no Capítulo 2. Neste capítulo, apresentam-se os resultados numéricos alcançados para o escoamento do referido fluido, resultados que conduziram à publicação de 2 artigos em revista internacional e 1 capítulo em livro, a saber:

- Maia, J. M., Nóbrega, J. M., Fernandes, C. S., Dias, R. P. (2007). CFD simulation of stirred yoghurt processing in plate heat exchangers, Chapter 15. *Computational fluid dynamics in food processing*. Da-Wen Sun ed., CRC Press;
- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Nóbrega, J. M., Afonso, I. M., Melo, L. F., Maia, J. M. (2006). Thermal behaviour of stirred yoghurt during cooling in plate heat exchangers. *Journal of Food Engineering*, 76, 433-439;

- Fernandes, C. S., Dias, R., Nóbrega, J. M., Afonso, I. M., Melo, L. F., Maia, J. M. (2005). Simulation of stirred yoghurt processing in plate heat exchangers. *Journal of Food Engineering*, 69, 281-290.

#### 4.1 Iogurte

O iogurte é um derivado do leite obtido pela promoção da acção de uma microflora, constituída por *Lactobacillus delbruckii* subsp *bulgaricus* e *Streptococcus salivarius* subsp *thermophilus*, que ao ser adicionada ao leite a uma temperatura entre os 40 e os 43°C, transforma a lactose em ácido láctico (fermentação láctica). Quando a acidez desejada é atingida, o iogurte deve ser arrefecido rapidamente até uma temperatura entre os 15 e os 20°C de forma a parar a fermentação, sendo este processo usualmente efectuado em PHEs. Após o arrefecimento, o iogurte é embalado e armazenado a uma temperatura entre os 2 e os 5°C (Tamine e Robinson, 1988; Staff, 1998).

Afonso et al. (2003) estudaram o comportamento reológico do iogurte batido durante o seu arrefecimento num PHE, tendo identificado duas regiões em que a dependência da viscosidade com a taxa de deformação era distinta. Para valores de tensão de corte,  $\sigma$ , inferiores a 6.7 Pa, o iogurte comportava-se como um fluido de Bingham, enquanto para valores superiores a 6.7 Pa exibia um comportamento pseudoplástico. De acordo com estas observações, os autores propuseram o seguinte modelo reológico para o iogurte batido:

$$\sigma = \sigma_0 + K_2 \dot{\gamma} \quad \text{para } \sigma < 6.7 \text{ Pa}, \quad (4.1a)$$

$$\sigma = K_1 \dot{\gamma}^n \quad \text{para } \sigma \geq 6.7 \text{ Pa}, \quad (4.1b)$$

onde  $\sigma_0$  representa a tensão de cedência,  $K_1$  e  $K_2$  índices de consistência e  $n$  o índice de potência, assumindo estes parâmetros os seguintes valores:  $\sigma_0 = 0.54 \text{ Pa}$ ,  $K_2 = 1.45 \text{ Pas}$ ,  $K_1 = 3.65 \text{ Pas}^n$  e  $n = 0.42$ .

Em trabalhos anteriores, Afonso e Maia (1999) estudaram a influência da temperatura na viscosidade do iogurte batido, tendo verificado que esta dependência podia ser descrita pela lei de Arrhenius:

$$\eta(T) \propto \exp\left(\frac{E_a}{RT}\right), \quad (4.2)$$

sendo esta dependência mais pronunciada para temperaturas superiores a 25°C. Para temperaturas inferiores a 25°C a energia de activação assumia o valor de 3394.3 Jmol<sup>-1</sup> e para temperaturas superiores a 25°C tomava o valor de 94785 Jmol<sup>-1</sup> (Afonso et al., 2003).

## 4.2 Simulação do escoamento de iogurte num PHE

O estudo numérico apresentado neste capítulo diz respeito ao escoamento de iogurte batido num PHE Pacetti RS 22, cujas propriedades geométricas se apresentam na Tab. 4.1, e foi efectuado seguindo o modelo computacional descrito no Capítulo 2, ou seja, para metade de um canal do PHE em causa, admitindo que a velocidade do fluido era nula junto às placas e impondo fluxo de calor (constante e variável) nas placas, tendo estes fluxos sido obtidos a partir dos dados experimentais de Afonso et al. (2003).

Tabela 4.1: Propriedades geométricas das placas (adaptado de Fernandes et al. (2005)).

Modelo das placas	RS 22
Área (m <sup>2</sup> )	0.015
Comprimento efectivo (m)	0.19
Largura efectiva (m)	0.072
Ângulo de corrugação (°)	30
Comprimento de onda de corrugação (mm)	10
Distância entre placas (mm)	2.5
Espessura (mm)	0.5
Condutividade térmica (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	16.3

De acordo com os estudos reológicos citados anteriormente, a equação constitutiva utilizada neste estudo combina a dependência da viscosidade com a taxa de deformação, descrita pela Eq. (4.1b), sendo a influência da temperatura na viscosidade introduzida pela Eq. (4.2), ou seja, o modelo reológico usado no presente trabalho foi:

$$\eta(\dot{\gamma}, T) = 3.65\dot{\gamma}^{0.42-1} \exp\left(\frac{94785}{RT}\right). \quad (4.3)$$

Como referido anteriormente, o iogurte apenas exhibe este comportamento reológico para tensões de corte iguais ou superiores a 6.7 Pa, condição que se verificou para todas as simulações efectuadas ( $0.31 \leq Re \leq 12.34$ ), uma vez que as tensões de corte médias no canal estudado variaram entre 20 e 46 Pa (Fernandes et al., 2005).

Atendendo a que as condições de fronteira utilizadas nas diversas simulações foram estabelecidas de modo a traduzir as condições operatórias dos estudos de Afonso et al. (2003), determinaram-se as diferenças de temperatura do iogurte entre a entrada e saída do canal (Fig. 4.1) com o intuito de as comparar com os valores experimentais dos referidos autores, tendo-se verificado que os desvios médios obtidos eram de 6.9% e 7.3% quando se usou fluxo de calor variável e fluxo de calor constante, respectivamente.

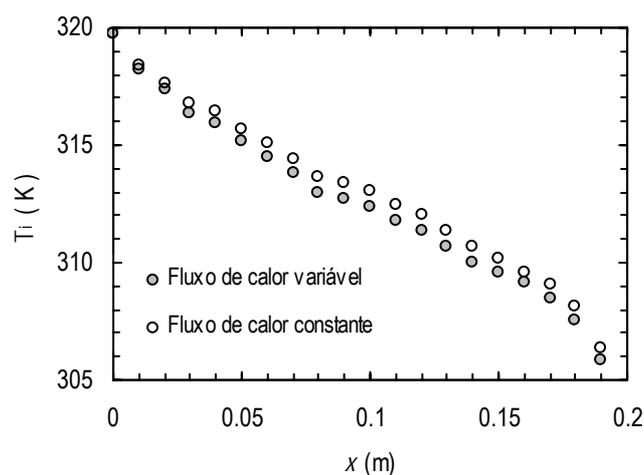


Figura 4.1: Perfis de temperatura do iogurte ao longo do canal para  $Re = 2.7$  (adaptado de Fernandes et al. (2005)).

Para determinar os valores presentes na figura anterior, recorreu-se aos perfis de temperatura do iogurte (Fig. 4.2) e estimaram-se os valores médios da temperatura em planos  $yz$  ao longo do canal.

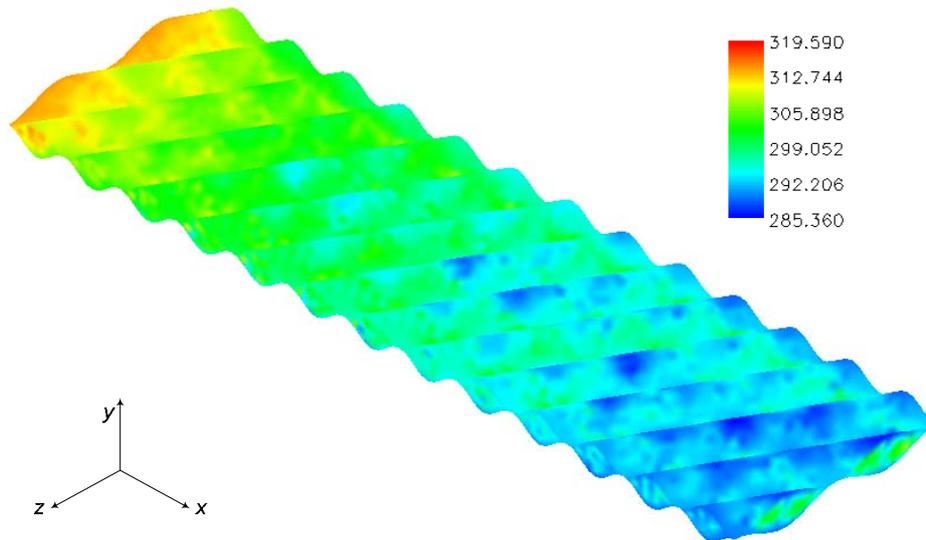


Figura 4.2: Perfil de temperatura (em K) do iogurte ao longo do canal para  $Re = 2.7$  (adaptado de Fernandes (2003)).

Ainda no que diz respeito ao comportamento térmico local, analisou-se também o comportamento do número de Nusselt ao longo do canal estudado. Para esta análise foi necessário estimar a temperatura do iogurte e a temperatura da parede em cada plano  $x = \text{constante}$ . Para tal, determinaram-se os valores médios destas grandezas em cada plano recorrendo aos perfis de temperatura no canal e na parede (placas), Fig. 4.3, obtidos numericamente.

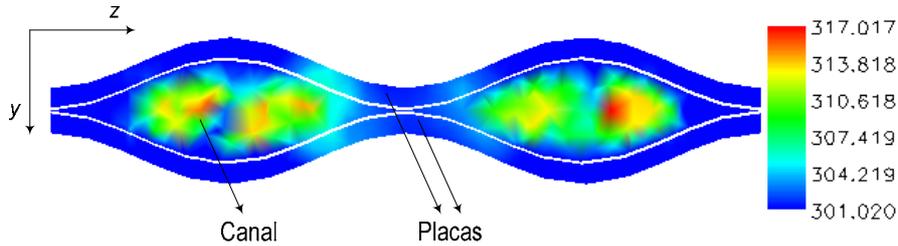


Figura 4.3: Perfil de temperatura (em K) no plano de equação  $x = 0.05$  para  $Re = 0.31$  (adaptado de Fernandes et al. (2006)).

Com este procedimento, traçaram-se os perfis de temperatura média do iogurte e parede ao longo do canal, assim como o perfil da diferença destas temperaturas (Fig. 4.4) para cada uma das simulações efectuadas.

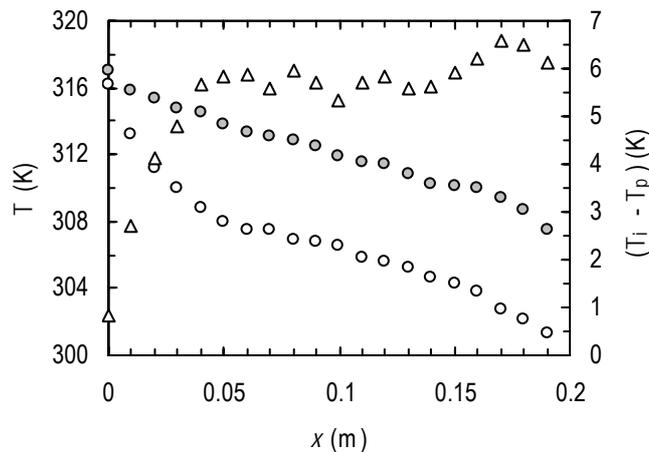


Figura 4.4: Distribuição de temperaturas ao longo do canal para  $Re = 12.34$  e fluxo de calor variável. (○) Temperatura da parede; (●) Temperatura do iogurte; (Δ) Diferença das temperaturas do iogurte e da parede (adaptado de Fernandes et al. (2006)).

Conhecendo os perfis de temperatura, e recorrendo às Eqs. (1.18), (1.19) e (2.23), determinaram-se o fluxo de calor, o coeficiente convectivo de transferência de calor e o número de Nusselt, para cada plano de equação  $x = \text{constante}$ . Na Fig. 4.5 apresentam-se

os resultados obtidos para o número de Nusselt local para três números de Reynolds distintos, podendo observar-se os elevados efeitos de entrada térmicos, como sugerido por Afonso et al. (2003). De realçar que o escoamento não está desenvolvido termicamente (ver Fig. 4.5) mesmo após os 19 cm de comprimento efectivo do canal, o que se deve aos elevados números de Pr do iogurte e pequeno comprimento do permutador (Afonso et al., 2003).

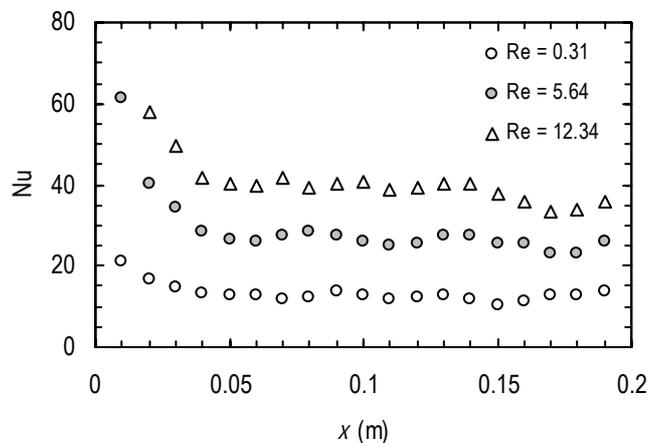


Figura 4.5: Número de Nusselt local para diferentes números de Reynolds (adaptado de Fernandes et al. (2006)).

Uma vez conhecidos os números de Nusselt locais, estimaram-se os valores de Nu médio com o objectivo de estabelecer uma correlação térmica para o escoamento em estudo, apenas para as situações em que foi imposto um fluxo de calor variável.

Para além das simulações contemplando o efeito da temperatura na viscosidade do iogurte, efectuaram-se também simulações em que este efeito foi desprezado, isto é,  $E_a = 0 \text{ Jmol}^{-1}$ .

Como era expectável, os dados experimentais (Eq. (1.24)) foram melhor descritos pelos estudos numéricos em que a influência da temperatura na viscosidade foi contabilizada, Fig. 4.6. Para  $E_a = 94785 \text{ Jmol}^{-1}$  obteve-se a correlação térmica:

$$\text{Nu} = 1.808 \text{Re}^{0.449} \text{Pr}^{0.3} \quad (R^2 = 0.987), \quad (4.4)$$

enquanto para  $E_a = 0 \text{ J mol}^{-1}$  a correlação obtida foi:

$$\text{Nu} = 1.878 \text{Re}^{0.463} \text{Pr}^{0.3} \quad (R^2 = 0.985). \quad (4.5)$$

Embora os valores numéricos contabilizando o efeito da temperatura na viscosidade terem conduzido à melhor descrição dos números de Nusselt experimentais (desvio máximo de 3.6%), as simulações em que se desprezou essa dependência também produziram resultados bastante satisfatórios (desvio máximo de 8.9 %). Adicionalmente, as simulações com  $E_a = 0 \text{ J mol}^{-1}$  requereram um tempo computacional de cerca de 1/3 daquele requerido para as simulações com  $E_a = 94785 \text{ J mol}^{-1}$ , facto que resulta da necessidade de implementar o processo evolutivo, descrito na Secção 2.2.1, nas últimas simulações, o que implicou maior tempo computacional.

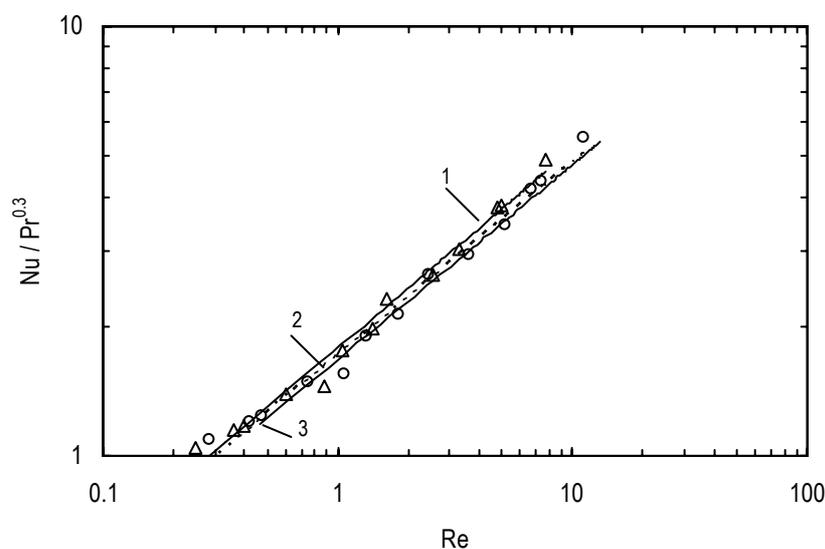


Figura 4.6: Correlações térmicas do coeficiente convectivo de transferência de calor para o iogurte batido. A linha 1 representa a Eq. (4.5); linha 2 representa a Eq. (4.4); linha 3 representa a correlação experimental (Eq. (1.24) de Afonso et al. (2003)). (○) representa os resultados numéricos com  $E_a = 94785 \text{ J mol}^{-1}$  e (Δ) representa os resultados numéricos com  $E_a = 0 \text{ J mol}^{-1}$  (Maia et al., 2007).

Os resultados numéricos permitiram, também, avaliar a taxa de deformação média do iogurte em diferentes planos  $x = \text{constante}$ , ao longo do canal do PHE, assim como a taxa de deformação média do iogurte junto às placas em diferentes planos  $x = \text{constante}$ ,  $\dot{\gamma}_p$ . Recorrendo à Eq. (4.3) e às referidas taxas de deformação, a razão entre a viscosidade média do iogurte no canal do PHE e a viscosidade do iogurte junto à parede,  $\eta/\eta_p$ , foi facilmente calculada, para cada plano  $x = \text{constante}$ , através de:

$$\frac{\eta}{\eta_p} = \left( \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_p} \right)^{0.42-1} \exp\left( \frac{94785(T_p - T_i)}{RT_p T_i} \right). \quad (4.6)$$

Uma vez que eram conhecidos os valores locais das temperaturas médias do iogurte e valores locais das temperaturas médias do iogurte junto à parede (ver Fig. 4.4) foi possível obter os valores locais da razão  $\eta/\eta_p$  (Fig. 4.7).

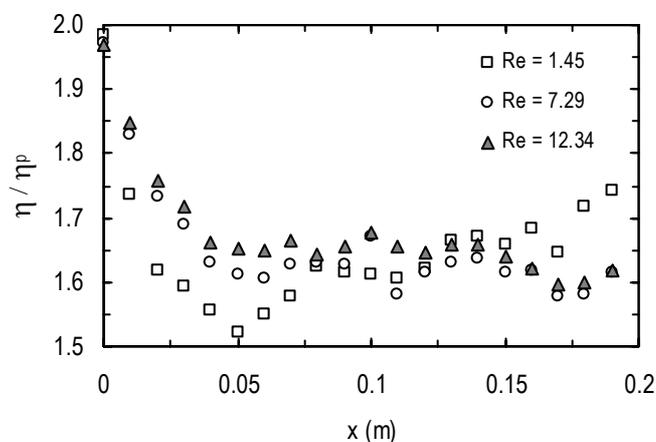


Figura 4.7: Valores locais de  $\eta/\eta_p$  para números de Reynolds distintos e  $E_a = 94785 \text{ Jmol}^{-1}$  (adaptado de Fernandes et al. (2006)).

Recorrendo aos valores locais de  $\eta/\eta_p$  foi possível calcular o valor médio desta razão para cada número de Reynolds, Fig. (4.8).

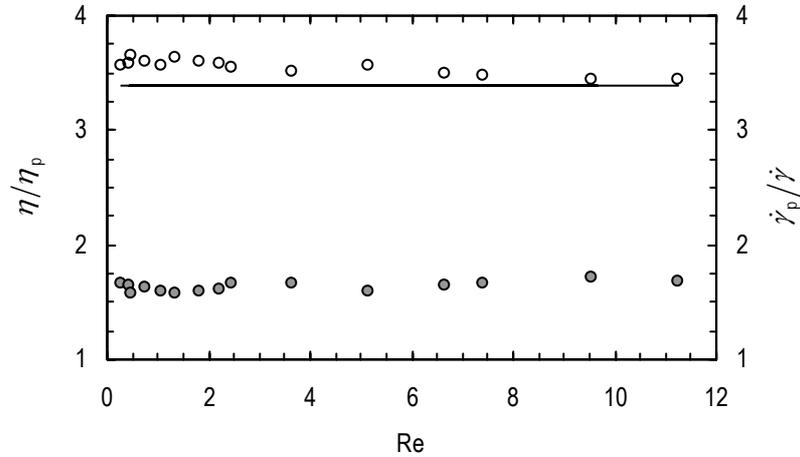


Figura 4.8: Valores médios das razões  $\eta/\eta_p$  e  $\dot{\gamma}_p/\dot{\gamma}$  para diferentes números de Reynolds e  $E_a = 94785 \text{ Jmol}^{-1}$ . ( $\odot$ )  $\eta/\eta_p$ ; ( $\circ$ )  $\dot{\gamma}_p/\dot{\gamma}$ ; (—) representa a função  $(n+1)/n$  com  $n = 0.42$  (adaptado de Fernandes et al. (2006)).

Os valores médios de  $\eta/\eta_p$  para cada Re permitiram incluir nas correlações térmicas a correcção de Sieder e Tate  $\left(\left(\eta/\eta_p\right)^{0.14}\right)$ , tendo-se obtido para  $E_a = 94785 \text{ Jmol}^{-1}$  e  $E_a = 0 \text{ Jmol}^{-1}$  as seguintes correlações, respectivamente (Fernandes et al., 2006):

$$\text{Nu} = 1.691 \text{Re}^{0.448} \text{Pr}^{0.3} \left(\frac{\eta}{\eta_p}\right)^{0.14} \quad (R^2 = 0.988), \quad (4.7)$$

$$\text{Nu} = 1.701 \text{Re}^{0.462} \text{Pr}^{0.3} \left(\frac{\eta}{\eta_p}\right)^{0.14} \quad (R^2 = 0.985). \quad (4.8)$$

Verificou-se que o expoente do número de Reynolds permaneceu praticamente inalterado com a introdução da referida correcção mas que, como esperado, o parâmetro  $C$  decresceu (comparar Eqs. (4.7) e (4.8) com as Eqs. (4.4) e (4.5), respectivamente).

Na Fig. 4.8 pode observar-se que, para o PHE e fluido sob estudo, a razão  $\dot{\gamma}_p/\dot{\gamma}$  assumiu um valor próximo do previsto pela função  $(n+1)/n$  para o índice de potência do iogurte

batido ( $n = 0.42$ ), descrevendo esta função a razão  $\dot{\gamma}_p/\dot{\gamma}$  para placas planas paralelas com largura infinita.

### 4.3 Conclusão

Este capítulo teve por objectivo dar a conhecer os trabalhos numéricos realizados no âmbito do estudo do escoamento de iogurte batido num PHE de pequeno comprimento, sendo o objectivo principal destes estudos contribuir para a validação do modelo computacional estabelecido. Para tal, compararam-se os resultados térmicos obtidos numericamente com os resultados experimentais disponíveis na literatura para os escoamentos estudados.

Nestes estudos, foram efectuadas diferentes simplificações geométricas (como é o caso da ausência das áreas de distribuição, ausência de orifícios de entrada e saída e estabelecimento de um plano de simetria na área de transferência de calor) de modo a tornar possível a resolução numérica do problema com os recursos computacionais existentes. Apesar das referidas simplificações, verificou-se uma boa concordância entre os resultados numéricos e os dados experimentais existentes na literatura.

No que diz respeito às condições de fronteira térmicas, pode concluir-se que, apesar da simplificação, a utilização de um fluxo de calor constante pode ser de grande utilidade quando se desconhecem dados experimentais para determinação de uma expressão para um fluxo de calor variável.

Uma vez que os resultados numéricos apresentaram boa concordância com os dados experimentais da literatura, concluiu-se que o modelo computacional estabelecido era adequado para a resolução de problemas de escoamento em canais de PHEs. Assim, decidiu expandir-se este estudo para canais de PHEs com diferentes propriedades geométricas e para fluidos genéricos, newtonianos e não-newtonianos, sendo este o tema do capítulo que se segue.

## Capítulo 5

# Desempenho termo-hidráulico de canais de permutadores de calor de placas

Após o estudo do escoamento não desenvolvido do iogurte num PHE de pequeno comprimento, passou-se então ao estudo de escoamentos laminares totalmente desenvolvidos em canais de PHEs do tipo *chevron* com diferentes propriedades geométricas e para fluidos newtonianos e não-newtonianos, sendo este o objecto de estudo do presente capítulo. Os resultados agora apresentados conduziram à publicação de 2 artigos em revista internacional e à submissão de um terceiro, a saber:

- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Nóbrega, J. M., Maia, J. M. (2008). Friction factors of power-law fluids in chevron-type plate heat exchangers. *Journal of Food Engineering*, 89, 441-447;
- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Nóbrega, J. M., Maia, J. M. (2007). Laminar flow in chevron-type plate heat exchangers: CFD analysis of tortuosity, shape factor and friction factor. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 46, 825-833;
- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Vishwas V. W, Nóbrega, J. M. Thermal performance of Newtonian and non-Newtonian fluids in plate heat exchangers (submetido).

Este capítulo iniciar-se-á com a apresentação e discussão dos resultados relativos ao desempenho hidráulico e, em seguida, à apresentação dos resultados térmicos, assim como à sua discussão. Por fim, expõe-se e discute-se o estudo do desempenho termo-hidráulico de PHEs.

## 5.1 Desempenho hidráulico de canais de PHEs para fluidos newtonianos e não-newtonianos

### 5.1.1 Fluidos newtonianos

Utilizando canais constituídos por sete células unitárias (ver Figs. 2.6 e 2.10) consecutivas, foi estudado o escoamento laminar isotérmico completamente desenvolvido (observado na quinta ou sexta célula unitária consecutiva) de fluidos newtonianos incompressíveis em condutas constituídas por placas cujas propriedades geométricas se apresentam na Tab. 5.1. Para cada placa apresentada na Tab. 5.1, os valores de  $\beta$  assumiram os valores de 29°, 39.8°, 48°, 59°, 74.5° e 84.9° (Fernandes et al., 2007a).

Tabela 5.1: Propriedades geométricas das placas estudadas (Fernandes et al., 2007a).

Designação	$b$ (mm)	$p_x$ (mm)	$\gamma$ (Eq. (1.2))
P1	1.9	10	0.38
P2	2.6	13.7	0.38
P3	2.6	10	0.52
P4	3.2	10	0.64
P5	2.6	6.8	0.76
P6	3.8	10	0.76

Os factores de Fanning foram facilmente calculados célula a célula através da Eq. (1.8). Após o cálculo do factor de Fanning, o coeficiente  $K$  foi estimado através da expressão  $f = KRe^{-1}$  (Eq. (1.4)), uma vez que o valor de  $Re$  (Eq. (1.5)) era conhecido. Observou-se, em todas as geometrias estudadas, que o coeficiente  $K$  assumia o mesmo valor na quinta e sexta células unitárias consecutivas, isto é, obtiveram-se escoamentos completamente desenvolvidos nestas células unitárias.

Para cada canal foi efectuado um teste de independência dos resultados com a malha (ver Fig. 2.7 para detalhes sobre a malha utilizada), apresentando-se, na Tab. 5.2, os detalhes

deste teste para a placa P3 e  $\beta = 59^\circ$ . Os resultados foram considerados independentes da malha quando o desvio entre os valores de  $K$  obtidos com as malhas testadas era inferior a 1% (Metwally e Manglik, 2004). A malha contendo 160910 elementos foi utilizada nos cálculos numéricos uma vez que o valor de  $K$  obtido com a mesma diferiu apenas 0.12% (menos de 1%) do valor de  $K$  obtido com a malha contendo 269380 elementos, enquanto o valor obtido usando a última malha diferiu 2.39% do valor determinado usando a malha constituída por 121500 elementos.

Tabela 5.2: Teste de independência dos resultados com a malha (Fernandes et al., 2007a).

Distância nodal (mm)*	Número de elementos	Número de nós	$K$
0.25	269380	55691	26.9685
0.30	160910	34848	27.0013
0.35	121500	26593	27.6627

Para estimar a incerteza numérica associada ao cálculo do coeficiente  $K = fRe$  com a malha utilizada nas simulações (distância nodal de 0.30 mm) recorreu-se ao método GCI descrito na Secção 3.1.2. Para calcular o índice GCI (Eq. (3.4)) para a referida malha, efectuou-se uma simulação com uma malha mais grossa do que as apresentadas na Tab 5.2 (distância nodal de 0.40 mm). Esta simulação teve como objectivo permitir o cálculo da ordem de convergência,  $p$  (Eq. (3.7)), uma vez que a razão de refinamento das malhas utilizadas não era constante. Esta malha era constituída por 93770 elementos e o coeficiente  $K$ , determinado com esta malha, foi 28.5287. Assim, considerando as malhas com distâncias nodais de 0.30, 0.35 e 0.40 mm, e recorrendo às Eqs. (3.4) a (3.7), obteve-se um índice GCI para o coeficiente  $K$  (obtido com a malha com distância nodal 0.30 mm) de 6.94%.

O factor de incremento de área,  $\phi$ , assume tipicamente valores entre 1.1 e 1.5 (Ayub, 2003a). Para a placa P3 com  $\beta = 59^\circ$  o valor numérico de  $\phi$  é de 1.468, situando-se assim na gama

\* Distância entre nós pertencentes às arestas do domínio geométrico.

típica das placas comerciais. O valor de  $K$  obtido para a referida placa foi de 27.0013 (ver Tab. 5.2) enquanto que, segundo a Eq. (1.9) (presumivelmente desenvolvida para valores típicos de  $\phi$ ) e para  $\beta = 59^\circ$ , se obtém  $K = 27.0433$ , estando este valor próximo do resultado numérico. Como recomendado por Palm e Claesson (2006), todas as propriedades geométricas das placas estão bem definidas no presente trabalho, o que retira qualquer ambiguidade aos resultados. Os mesmos autores sugeriram também a realização de trabalhos com PHEs contendo placas com propriedades geométricas diferentes das comuns. Na Fig. 5.1 pode observar-se que para  $29^\circ < \beta < 60^\circ$  (valores de  $\beta$  tipicamente utilizados) e placas P1, P2 e P3 se obtêm valores de  $\phi$  na gama usual ( $1.1 < \phi < 1.5$ ), enquanto as placas P4, P5 e P6, na mesma gama de  $\beta$ , proporcionam valores de  $\phi$  até 1.85. Ainda na mesma figura, é possível verificar-se que para  $\beta > 60^\circ$  o valor de  $\phi$  assumiu valores elevados (Fernandes et al., 2007a). O estudo de placas com áreas elevadas pode ser útil uma vez que a via mais eficiente de fazer diminuir o custo de um permutador de calor é usar permutadores de calor com uma maior área por unidade de volume (Stehlík e Wadekar, 2002).

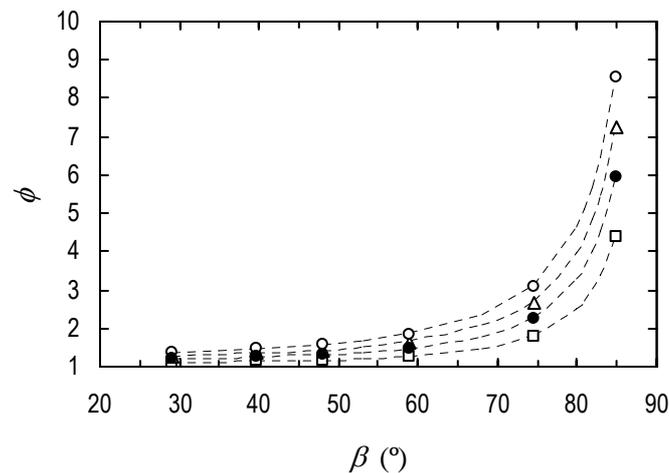


Figura 5.1: Factor de incremento de área para as diferentes placas. ( $\square$ ) Placa P1; ( $\bullet$ ) Placa P3; ( $\Delta$ ) Placa P4; ( $\circ$ ) Placa P6; (- - -) Eq. (1.1) (Fernandes et al., 2007a).

Utilizando as propriedades geométricas das placas (Tab. 5.1) para os diferentes ângulos estudados, os valores de  $\phi$  podem ser estimados através da Eq. (1.1). Na Fig. 5.1 pode observar-se que os valores numéricos de  $\phi$  são muito bem descritos pela referida equação.

Na Fig. 5.2 apresentam-se vectores de velocidade obtidos em planos sucessivos numa célula unitária de modo a ilustrar o carácter tortuoso do escoamento num canal com um valor de  $\beta$  baixo e valor de  $\gamma$  relativamente elevado.

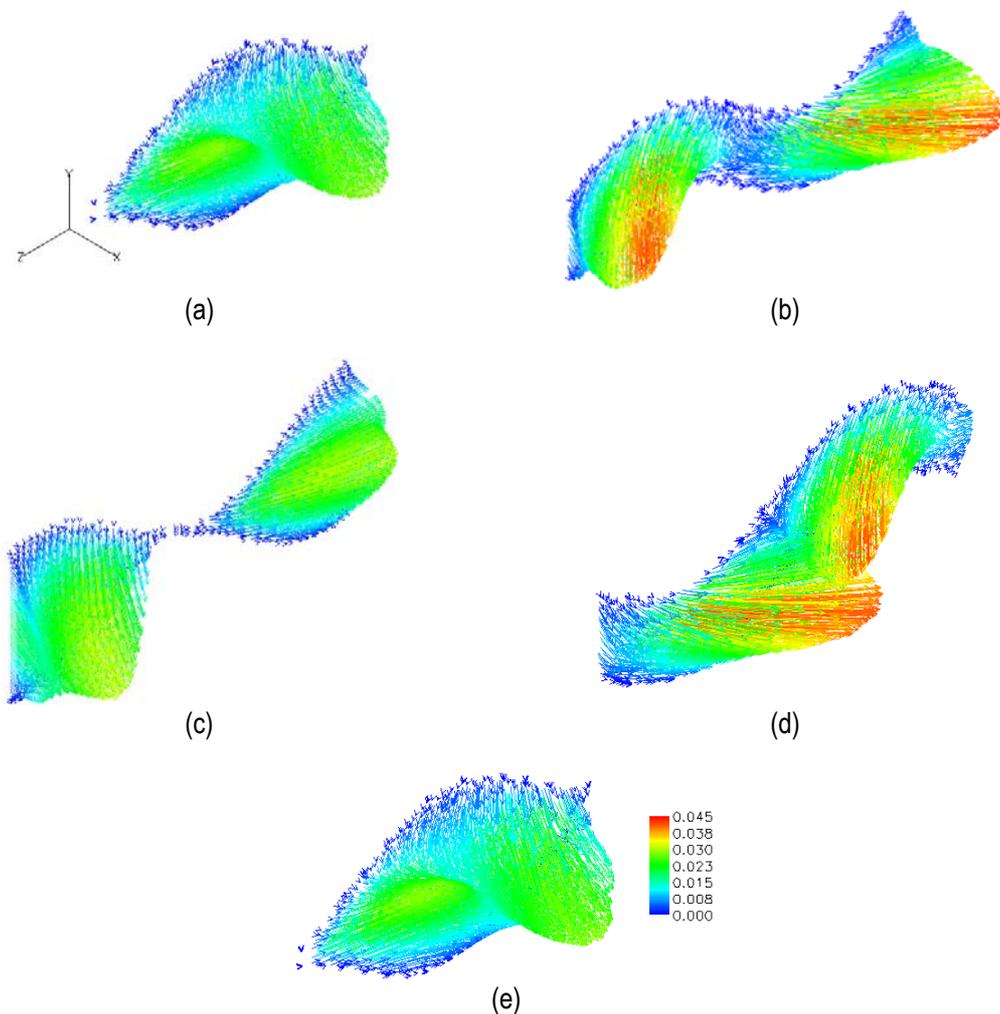


Figura 5.2: Vectores de velocidade (em  $\text{ms}^{-1}$ ) na sexta célula unitária (escoamento completamente desenvolvido) do canal formado pela placa P5 e  $\beta = 29^\circ$  ( $\text{Re} = 0.89$ ). (a), (b), (c), (d) e (e) dizem respeito aos planos A, B, C, D e E da Fig. 5.3, respectivamente.

Kumar (1984) referiu que com o decréscimo de  $\beta$  os canais dos PHEs tornam-se progressivamente mais tortuosos, aumentando assim a resistência hidrodinâmica. O mesmo acontecerá, presumivelmente, com o aumento de  $\gamma$ , como pode induzir-se da Fig. 3.10.

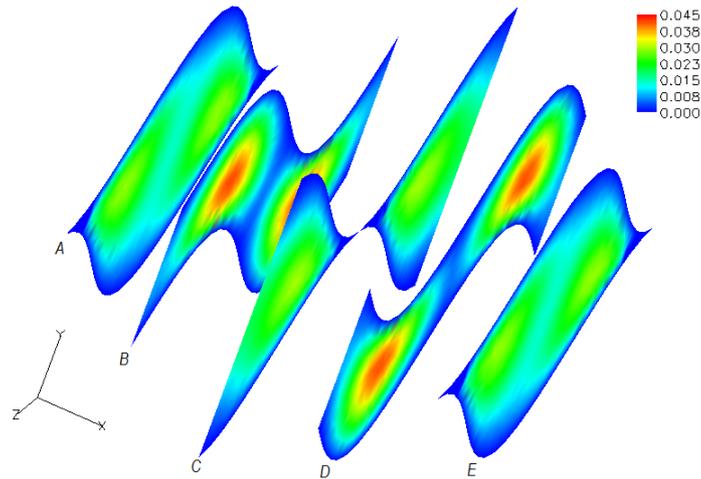


Figura 5.3: Campo de velocidades (em  $\text{ms}^{-1}$ ) para a placa P5 e  $\beta = 29^\circ$  ( $\text{Re} = 0.89$ ) ao longo da sexta célula unitária. Os planos A, B, C, D e E correspondem à entrada da célula,  $\frac{1}{4}$  do comprimento da célula ( $p_x$ ),  $\frac{1}{2}$  de  $p_x$  (plano que contém o ponto de contacto existente no centro da célula),  $\frac{3}{4}$  de  $p_x$  e saída da célula, respectivamente.

O coeficiente de tortuosidade,  $\tau$ , num canal pode calcular-se através de (Du et al., 2003):

$$\tau = \frac{u_i}{u}, \quad (5.1)$$

onde  $u_i$  representa a velocidade média intersticial e  $u$  a velocidade média, podendo a última, no caso de um PHE, ser obtida através da Eq. (1.6). Na Fig 5.4 pode observar-se o comportamento local do coeficiente de tortuosidade ao longo da célula unitária acima referida, uma vez que  $u_i$  pode calcular-se facilmente em diferentes planos  $yz$  (ver Figs. 5.2 e 5.3).

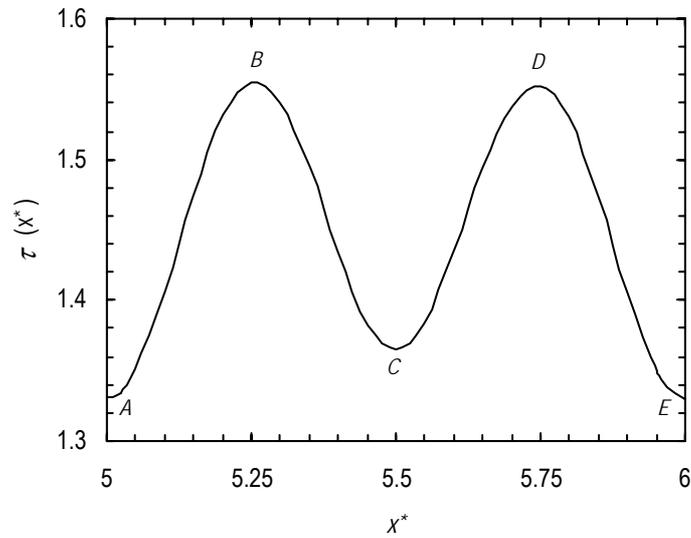


Figura 5.4: Coeficiente de tortuosidade local na sexta célula unitária para a placa P5 e  $\beta = 29^\circ$ .

Na Fig. 5.4 foi utilizado um comprimento adimensional,  $x^*$ , definido como  $x^* = x/p_x$ , podendo observar-se que o coeficiente de tortuosidade local atinge (para todos os canais estudados) valores baixos na entrada ( $x^* = 5$ ) e saída ( $x^* = 6$ ) da célula unitária, assim como no meio da célula ( $x^* = 5.5$ ), plano este contendo o ponto de contacto localizado no centro da célula. O coeficiente de tortuosidade local atinge valores máximos para  $x^* = 5.25$  e  $x^* = 5.75$ , isto é, nos planos B e D representados na Fig. 5.3. Os planos A, C e E da Fig. 5.3 correspondem aos planos  $x^* = 5$ ,  $x^* = 5.5$  e  $x^* = 6$  da Fig. 5.4.

A queda de pressão num canal tortuoso com factor de forma  $K_0$  pode ser relacionada com  $u_i$  através da equação de Hagen-Poiseuille (Du et al., 2003):

$$\Delta P = \frac{2K_0\eta L_{av} u_i}{D_H^2}, \quad (5.2)$$

onde  $L_{av}$  representa a distância média percorrida por um elemento de fluido no canal com comprimento  $L$ . O coeficiente de tortuosidade pode também ser calculado pela razão (Du et al., 2003):

$$\tau = \frac{L_{av}}{L}. \quad (5.3)$$

Recorrendo às Eqs. (5.1) e (5.3), a Eq. (5.2) pode escrever-se na forma:

$$\Delta P = \frac{2K_0 \tau^2 \eta L u}{D_H^2}. \quad (5.4)$$

Através das Eqs. (1.4), (1.5), (1.8) e (5.4) pode relacionar-se o coeficiente  $K$  da Eq. (1.4) com  $K_0$  e  $\tau$ , a saber:

$$K = K_0 \tau^2. \quad (5.5)$$

Na área dos leitos granulados (Dias et al., 2007, 2008) o produto  $K_0 \tau^2$  é conhecido por coeficiente de Kozeny. Fazendo uso de uma analogia (Carman, 1937) desenvolvida para o escoamento laminar de fluidos newtonianos em leitos granulados, o fabricante francês de PHEs CIAT (Charre et al., 2003) desenvolveu um modelo para o projecto e optimização de PHEs. Neste modelo, o coeficiente de tortuosidade é um dos parâmetros que precisa de ser determinado para o cálculo dos factores de fricção e coeficientes convectivos de transferência de calor. O referido fabricante começa por estimar os coeficientes de tortuosidade horizontal e vertical e, em seguida, o coeficiente  $\tau$  é obtido pelo produto dos primeiros coeficientes (Charre et al., 2003).

O coeficiente de tortuosidade horizontal (plano  $xz$ ) está relacionado com  $\beta$ . Quando  $\beta$  é baixo (Fig. 5.5a), a componente de velocidade do fluido na direcção  $z$  é superior à observada num PHE com  $\beta$  maior (Fig. 5.5b). Parece assim razoável admitir que a tortuosidade horizontal aumenta com o incremento de  $1/\sin(\beta)$ , como sugerido por Wanniarachchi (1995) e facilmente induzido por cálculos geométricos (Fernandes et al., 2007a).

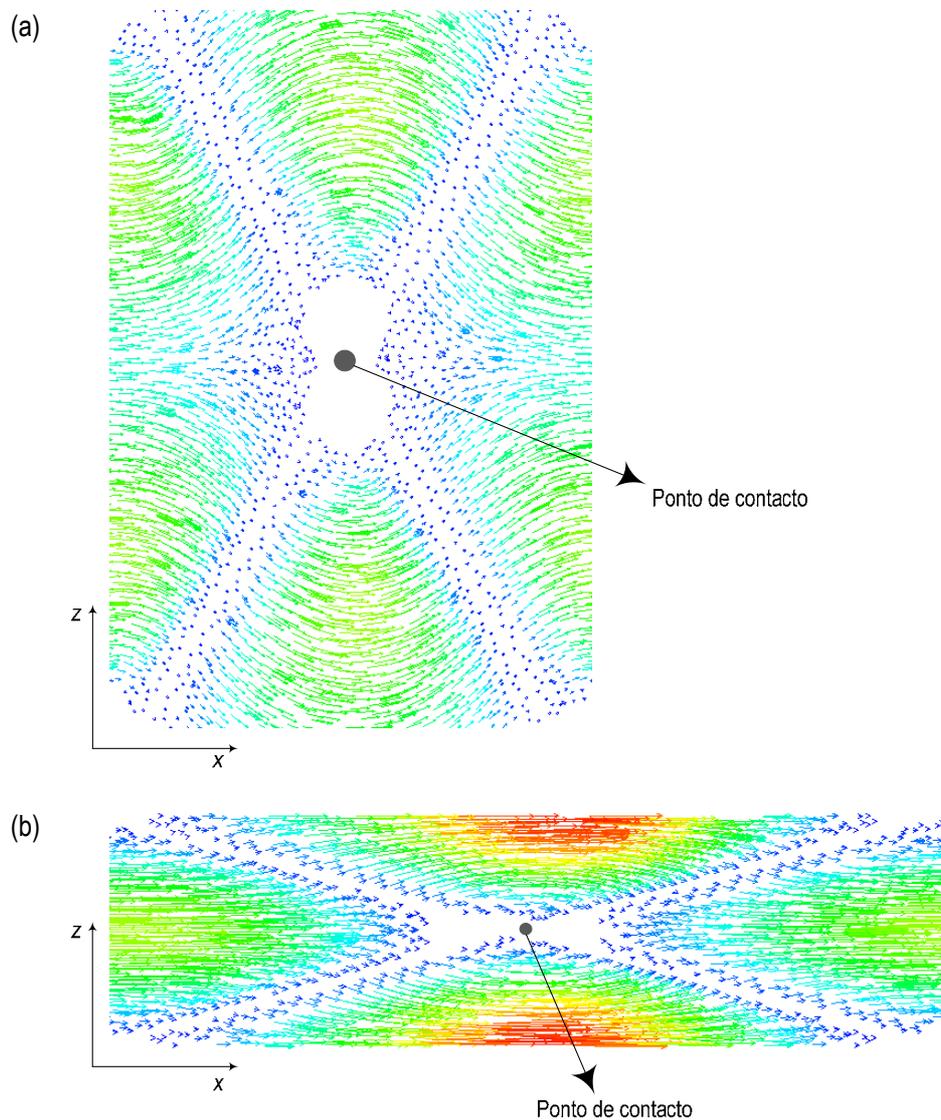


Figura 5.5: Vectores de velocidade no plano dos pontos de contacto para a placa P5 e ângulos de corrugação distintos. (a)  $\beta = 29^\circ$ . (b)  $\beta = 74.5^\circ$  (adaptado de Fernandes et al. (2007a)).

Por outro lado, a tortuosidade vertical está relacionada com o comportamento ondulante do escoamento no plano  $xy$  (Figs. 5.6), induzido pelas corrugações das placas, aumentando com o incremento de  $\gamma$ . Quando  $\gamma$  é baixo (Fig. 5.6a) a componente de velocidade do fluido na direcção  $y$  é inferior ao observado para  $\gamma$  maiores (Fig. 5.6b) (Fernandes et al., 2007a).

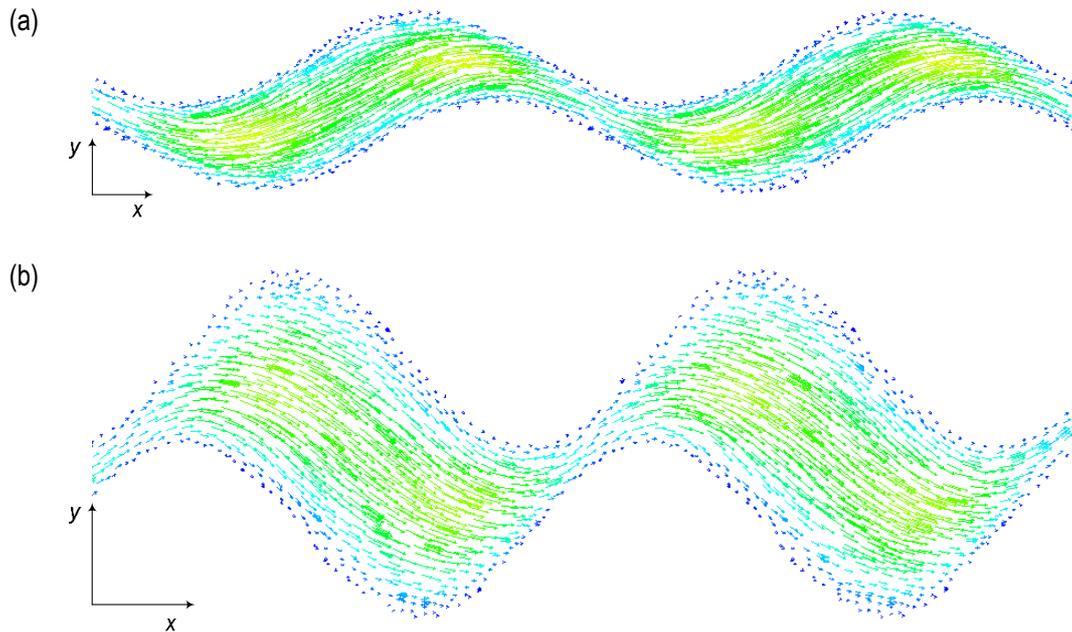


Figura 5.6: Vectors de velocidade num plano  $xy$  para placas com  $\beta = 29^\circ$  e valores distintos de  $\gamma$ . (a)  $\gamma = 0.38$  (placa P2). (b)  $\gamma = 0.76$  (placa P5) (adaptado de Fernandes et al. (2007a)).

Calculando a média das tortuosidades locais (Fig. 5.4) é possível calcular o coeficiente  $\tau$  para os vários canais. Na Fig. 5.7 pode observar-se que  $\tau$  aumenta com o aumento de  $\gamma$  e decréscimo de  $\beta$ .

As placas P1 e P2, apesar de possuírem valores distintos de  $b$  e  $p_x$  (ver Tab. 5.1), conduzem a canais com o mesmo valor de  $\tau$  (Fig. 5.7), o que pode ser explicado pelo facto de os canais formados pelas referidas placas possuírem o mesmo  $\gamma$  (0.38). Pelo mesmo motivo, o mesmo sucede (ver Fig. 5.7 e Tab. 5.1) com as placas P5 e P6 ( $\gamma = 0.76$ ). Os parâmetros  $\gamma$  e  $\beta$  são assim suficientes para descrever o coeficiente de tortuosidade.

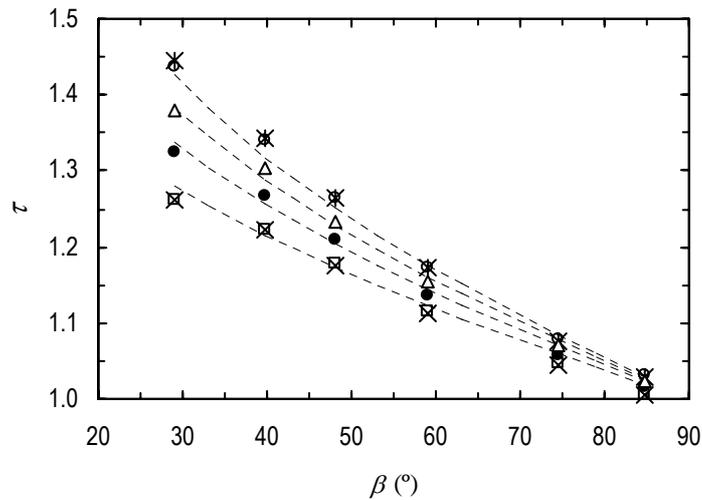


Figura 5.7: Coeficiente de tortuosidade para os diferentes canais. (□) Placa P1; (×) Placa P2; (●) Placa P3; (Δ) Placa P4; (\*) Placa P5; (○) Placa P6; (- - -) Eq. (5.6) (Fernandes et al., 2007a).

Recorrendo à função  $1/\text{sen}(\beta)$  (relacionada com a tortuosidade horizontal) e a  $\gamma$  (relacionado com a tortuosidade vertical), o coeficiente de tortuosidade foi modelado através da expressão (Fernandes et al., 2007a):

$$\tau = 1 + 0.5 \sqrt{\left( \frac{1}{\text{sen}(\beta)} \right)^\gamma - 1}. \quad (5.6)$$

Como já foi referido, quando  $\beta \rightarrow 90^\circ$  os canais dos PHEs tendem para um conjunto de tubagens rectilíneas e paralelas (Ding e Manglik, 1996; Martin, 1996; Wanniarachchi et al., 1995), pelo que o coeficiente  $\tau$  deverá assumir valores progressivamente próximos de 1 quando  $\beta$  aumenta. Esta tendência é verificada nos resultados numéricos e, consequentemente, está também presente na Eq. (5.6).

Os resultados numéricos são bem descritos pela Eq. (5.6) (desvio máximo de 1.7%), podendo esta equação ser utilizada para estimar o coeficiente de tortuosidade de canais de PHEs do tipo *chevron* com  $29^\circ < \beta < 85^\circ$  e  $0.38 < \gamma < 0.76$ .

Uma vez conhecidos os valores de  $\tau$  para os diversos canais, determinaram-se os valores do factor de forma (Fig. 5.8) fazendo uso da Eq. (5.4) e dos valores da queda de pressão numa célula unitária para escoamentos totalmente desenvolvidos.

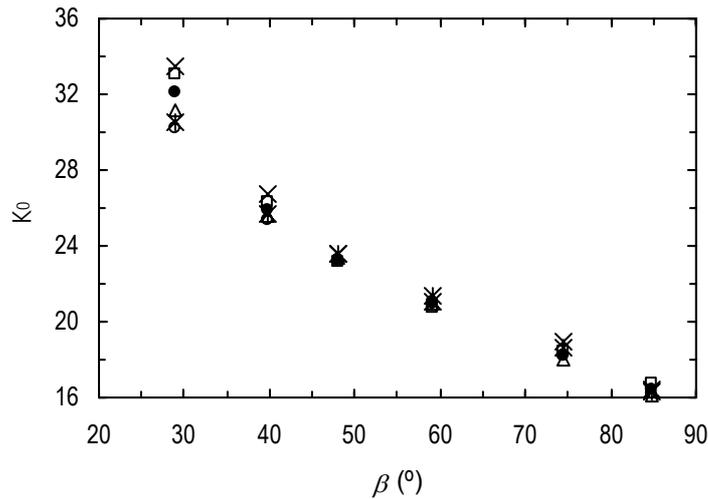


Figura 5.8: Factor de forma para os diferentes canais. ( $\square$ ) Placa P1; ( $\times$ ) Placa P2; ( $\bullet$ ) Placa P3; ( $\Delta$ ) Placa P4; ( $*$ ) Placa P5; ( $\circ$ ) Placa P6 (Fernandes et al., 2007a).

Na Fig. 5.8 pode observar-se que o factor  $K_0$  é pouco influenciado por  $\gamma$ , sendo esta influência mais acentuada para ângulos de corrugação baixos. O aumento de  $\beta$  leva a uma diminuição de  $K_0$ , assumindo para  $\beta = 29^\circ$  um valor que é aproximadamente o dobro do factor de forma de um canal cilíndrico (16). Para canais que satisfaçam as propriedades geométricas do presente estudo, isto é,  $29^\circ < \beta < 85^\circ$  e  $0.38 < \gamma < 0.76$ , o factor de forma pode ser determinado (desvio máximo de 3%) através da expressão (Fernandes et al., 2007a):

$$K_0 = 16 \left( \frac{90}{\beta} \right)^{0.6554 - 0.0929\gamma} \quad (5.7)$$

Na Eq. (5.7) utilizou-se como referência uma tubagem cilíndrica ( $K_0 = 16$ ) para canais com  $\beta = 90^\circ$ , uma vez que em todas as simulações efectuadas para um ângulo de corrugação de  $84.9^\circ$  se obtiveram valores de  $K_0$  entre 16 e 17. No entanto, é sabido (Ding e Manglik, 1996) que para  $\beta = 90^\circ$  (conjunto de canais duplo-seno)  $K_0$  pode assumir valores inferiores a 16, como pode ser observado na Tab. 3.4 para razões  $b/a$  de 0.5 e 1. As curvas obtidas através da Eq. (5.7) não são apresentadas na Fig. 5.8 de forma a não prejudicar a clareza da mesma. Na Eq. (5.7) a função  $(0.6554 - 0.0929\gamma)$  assumiu valores entre 0.58 e 0.62, pelo que poderá ser substituída, de modo a obter uma expressão de  $K_0$  mais simples, pela constante 0.6. Quando se utiliza um expoente de 0.6 na Eq. (5.7), o desvio máximo entre os valores numéricos de  $K_0$  e a referida equação é de 6%.

Depois de encontrados os valores de  $\tau$  e  $K_0$  calculou-se o coeficiente  $K$ , para todos os canais, através da Eq. (5.5), encontrando-se os valores de  $K$  apresentados na Fig. 5.9. Nesta figura, encontram-se também representadas as curvas obtidas através da Eq. (5.5) com  $\tau$  dado pela Eq. (5.6) e  $K_0$  dado pela Eq. (5.7), verificando-se um bom acordo entre os resultados numéricos e o modelo proposto neste trabalho (desvio máximo de 3.5%).

Tal como verificado para  $\tau$  e  $K_0$ , o coeficiente  $K$  pode também ser definido de forma inequívoca através de  $\gamma$  e  $\beta$ . Para ângulos de corrugação elevados ( $\beta = 75^\circ$  ou  $\beta = 84.5^\circ$ ), placas com propriedades geométricas bastante distintas (ver Tab. 5.1 e Fig. 5.1) dão origem a valores de  $K$  muito semelhantes. A variação de  $K$  com as propriedades geométricas das placas é mais pronunciada para valores de  $\beta$  baixos.

Na Fig. 5.9 pode observar-se que os valores de  $K$  obtidos pela correlação semi-empírica proposta por Wanniarachci et al. (1995) (Eq. (1.9)) se situam na gama dos encontrados, neste estudo, para os canais com  $\gamma = 0.38$  e  $\gamma = 0.56$  para  $30^\circ < \beta < 60^\circ$ . O facto de nesta região os valores de  $\phi$  assumirem, no presente trabalho, valores entre 1.1 e 1.47 (valores comumente utilizados) e da Eq. (1.9) ter sido desenvolvida para essa gama de valores de  $\phi$  está na origem desta concordância dos valores de  $K$ . Para valores de  $\beta$  superiores a  $70^\circ$ ,

fora dos valores típicos, os resultados do presente trabalho são inferiores aos previstos por Wanniarachci et al. (1995).

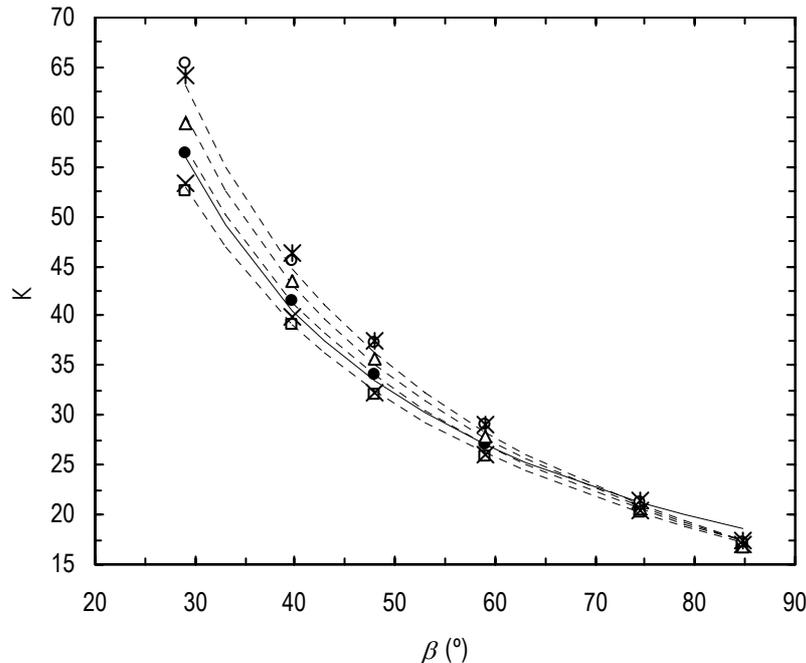


Figura 5.9: Coeficiente  $K$  para os diferentes canais. (□) Placa P1; (×) Placa P2; (●) Placa P3; (Δ) Placa P4; (\*) Placa P5; (○) Placa P6; (- - -) Eq. (5.5) com  $\tau$  dado pela Eq. (5.6) e  $K_0$  dado pela Eq. (5.7); (—) Eq. (1.9) (Fernandes et al., 2007a).

### 5.1.2 Fluidos não-newtonianos

Nesta secção apresenta-se o estudo efectuado para fluidos não-newtonianos cujo comportamento reológico é descrito pela lei de potência, tendo o índice de potência assumido os valores de 0.25, 0.33, 0.5, 0.67, 0.88, 0.95 e 1.

À semelhança do descrito anteriormente para os fluidos newtonianos, o estudo do escoamento laminar isotérmico completamente desenvolvido (observado na quinta ou sexta célula unitária consecutiva) de fluidos não-newtonianos incompressíveis foi realizado recorrendo a canais constituídos por sete células unitárias consecutivas (ver Figs. 2.6 e 2.10).

As propriedades geométricas das placas utilizadas nesta investigação são apresentadas na Tab. 5.3, apresentando todas elas um factor de incremento de área de 1.17, uma vez que este é um valor típico para placas do tipo *chevron* (García-Cascales et al., 2007; Kumar, 1984; Martin, 1996). Os vários canais possuíam um espaçamento entre placas de 2.5 mm e o ângulo de corrugação variou entre 31° e 60°, sendo o valor de  $\rho_x$  para cada placa, determinado através da Eq. (1.1) de modo a obter-se um valor de  $\phi = 1.17$ .

Tabela 5.3: Propriedades geométricas das placas com  $\phi = 1.17$  (Fernandes et al., 2008b).

Designação	$\beta$ (°)	$\gamma$ (Eq.(1.2))
P7	31	0.474
P8	35	0.453
P9	40	0.424
P10	45	0.391
P11	50	0.356
P12	55	0.317
P13	60	0.277

Para fixar a dimensão dos elementos da malha não uniforme e não estruturada utilizada em cada um dos canais estudados, realizou-se um teste de independência de resultados com a malha análogo ao descrito anteriormente, apresentando-se na Tab. 5.4, a título ilustrativo, os resultados obtidos no teste efectuado para o canal formado por placas P10 para um fluido com  $n = 1$ . O valor de  $f$  obtido com a malha constituída por 222428 elementos difere 0.67% (menos de 1%) do determinado utilizando a malha mais fina, enquanto o desvio verificado entre os valores obtidos pelas malhas com 222428 elementos e a malha mais grossa é de 1.09%, pelo que as simulações para este canal foram realizadas usando a malha constituída por 222428 elementos.

Tabela 5.4: Teste de independência dos resultados com a malha (Fernandes et al., 2008b).

Distância nodal (mm)	Número de elementos	Número de nós	$f$ (Eq.(1.8))
0.40	299527	61991	7.4912
0.45	222428	46470	7.5415
0.50	171226	36182	7.6247

A incerteza numérica associada ao cálculo do factor de Fanning com a malha utilizada nas simulações (distância nodal de 0.45 mm) foi estimada recorrendo, novamente, ao método GCI (descrito na Secção 3.1.2). O cálculo do índice GCI (Eq. (3.4)) para esta malha requereu, pelo facto já referido, a realização de uma simulação com uma malha mais grossa do que as apresentadas na Tab. 5.4 (distância nodal de 0.55 mm). Esta malha era constituída por 143707 elementos e o factor de Fanning, determinado com esta malha, foi 7.7100. Assim, considerando as malhas com distâncias nodais de 0.45, 0.50 e 0.55 mm, e recorrendo às Eqs. (3.4) a (3.7), obteve-se um índice GCI para o factor de Fanning (obtido com a malha com distância nodal 0.45 mm) de 2.03%.

Os valores de  $f$  presentes na Tab. 5.4 foram obtidos, recorrendo à Eq. (1.8), para  $Re = 4.599$  e em escoamento completamente desenvolvido, isto é, na quinta ou sexta célula unitária consecutiva. Para o referido valor de  $Re$  e para o mesmo ângulo de corrugação ( $45^\circ$ ), é possível estimar  $f$  recorrendo à correlação proposta por Wanniarachchi et al. (1995) (Eq. (1.9)), obtendo-se o valor de 7.7642. Comparando este valor com o obtido neste trabalho (7.5415) conclui-se que existe um bom acordo entre eles (desvio de 2.9%).

Os valores do coeficiente  $K$  obtidos para  $n = 1$  e para os canais com  $\beta = 31^\circ$  e  $\beta = 60^\circ$  foram também comparados com os dados de Kumar (1984), de Wanniarachchi et al. (1995) e os previstos pelo modelo desenvolvido no presente trabalho (ver Secção 5.1.1):

$$K = \left( \underbrace{1 + 0.5 \sqrt{\left( \frac{1}{\sin(\beta)} \right)^\gamma - 1}}_r \right)^2 \times \underbrace{16 \left( \frac{90}{\beta} \right)^{0.6554 - 0.0929\gamma}}_{K_0} \quad (5.8)$$

Na Tab. 5.5 pode verificar-se que para  $\beta = 60^\circ$  o resultado numérico obtido está compreendido entre os valores propostos por Kumar (1984) e Wanniarachchi et al. (1995). Para  $\beta = 31^\circ$  não foi possível fazer a comparação com os dados experimentais de Kumar (1984), uma vez que o referido autor não estudou este ângulo. No entanto, o resultado numérico para  $\beta = 31^\circ$  está em boa concordância com o valor previsto por Wanniarachchi et al. (1995). Kumar (1984) estudou um PHE com  $\beta = 30^\circ$ , tendo encontrado o valor de 50 para o coeficiente  $K$ , valor próximo do obtido neste estudo para  $\beta = 31^\circ$ . Os desvios máximo e médio obtidos entre os resultados numéricos e os da literatura (Kumar, 1984; Wanniarachchi et al., 1995) são de 8.47% e 5.04%, respectivamente. Na Tab. 5.5, é possível ainda observar que os resultados numéricos e os estimados pela Eq. (5.8) apresentam uma boa concordância (desvio máximo de 3%).

Tabela 5.5: Coeficiente  $K = fRe$  para fluidos newtonianos (Fernandes et al., 2008b).

$\beta$ (°)	Numérico	Modelo Eq. (5.8)	Kumar (1984)	Wanniarachchi et al. (1995)
31	53.78	52.49	—	52.34
60	24.33	25.06	24.00	26.58

Como já foi referido, as correlações térmicas ou hidráulicas incluindo a viscosidade aparente (Eq. (1.10)) são de utilidade limitada no caso dos canais de PHEs do tipo *chevron*, uma vez que a viscosidade é muito difícil de prever. Esta dificuldade de previsão prende-se com a complexidade do escoamento nos canais destes equipamentos (ver Figs. 5.2 e 5.3) e, conseqüentemente, com a complexidade do comportamento da taxa de deformação, Figs. 5.10 e 5.11.

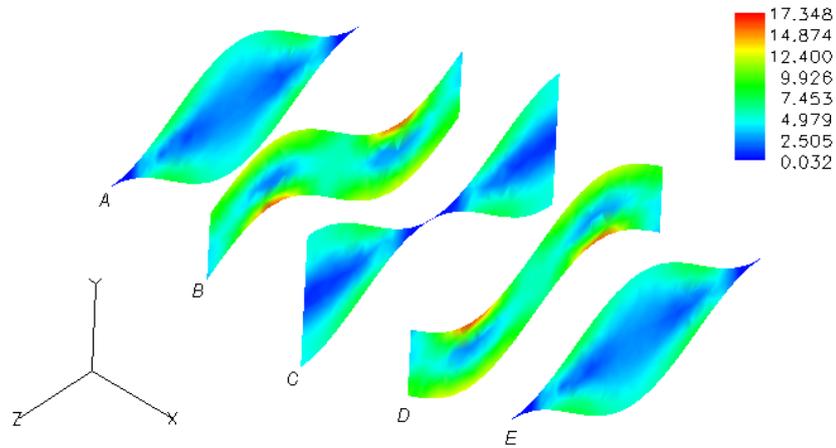


Figura 5.10: Campo de taxa de deformação (em  $s^{-1}$ ) na sexta célula unitária para  $\beta = 55^\circ$  (placas P12),  $u = 0.0036 \text{ ms}^{-1}$  e  $n = 0.67$ . Os planos *A*, *B*, *C*, *D* e *E* correspondem à entrada da célula,  $1/4$  de  $p_x$ ,  $1/2$  de  $p_x$ ,  $3/4$  de  $p_x$  e saída da célula, respectivamente.

Na Fig. 5.11 pode observar-se que as taxas de deformação são superiores para ângulos de corrugação menores. Este facto poderá ter interesse na área dos estudos de depósito de partículas na superfície das placas (Thonon et al., 1999; Yiantsios e Karabelas, 2003).

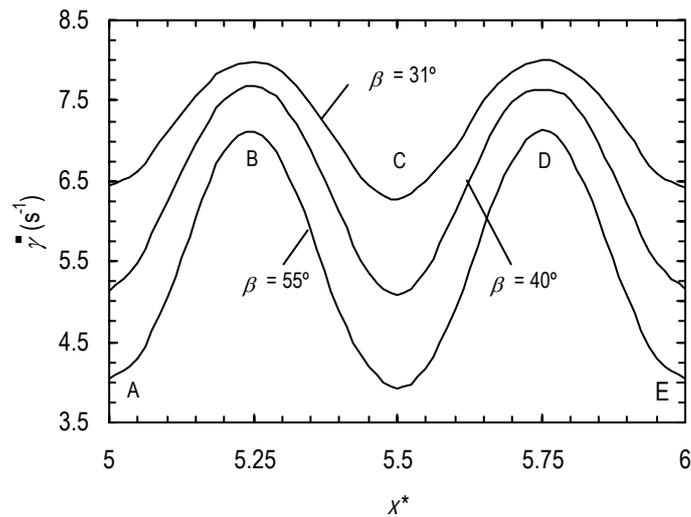


Figura 5.11: Taxa de deformação média ao longo da sexta célula unitária para  $n = 0.67$  e  $u = 0.0036 \text{ ms}^{-1}$ .

Uma forma de ultrapassar as dificuldades inerentes à viscosidade aparente é utilizar a viscosidade generalizada (Eq. (1.11)) (Metzner e Reed, 1955; Kozicki et al., 1966; Delplace e Leuliet, 1995; Gut e Pinto, 2003a; Carezatto et al., 2007). No presente trabalho, a função  $g(n)$  (presente na viscosidade generalizada) foi determinada, para os canais formados pelas diferentes placas (cujas propriedades estão apresentadas na Tab. 5.3), como sugerido por Delplace e Leuliet (1995), isto é, em escoamento laminar isotérmico, impondo um determinado caudal e, em seguida, medindo a queda de pressão (e consequentemente estimando  $f$ ) para diferentes índices de potência. Recorrendo às Eqs. (1.11), (1.14) e (1.15) a função  $g(n)$  é dada por (Fernandes et al., 2008b):

$$g(n) = \sqrt[n]{\frac{2^{n-1} f \rho u^{2-n} D_H^n}{K^n K_1}}. \quad (5.9)$$

Uma vez que para cada canal o coeficiente  $K$  pode ser determinado através de simulações com fluidos newtonianos, torna-se assim possível estimar  $g(n)$  para cada canal e índice de potência, apresentando-se na Fig. 5.12 os resultados numéricos obtidos. O modelo empírico de Rene et al. (1991) (Eq. (1.13)) descreveu bem os dados numéricos, como se constata na Fig. 5.12.

O canal constituído pelas placas P7 ( $\beta = 31^\circ$ ) deu origem a um valor de  $\alpha$  (ver Eq. (1.13)) próximo de 0.27, enquanto o canal constituído pelas placas P13 ( $\beta = 60^\circ$ ) originou um valor de  $\alpha$  próximo de 0.08. O coeficiente  $\alpha$  foi relacionado com  $\beta$  através da seguinte relação (Fernandes et al., 2008b):

$$\alpha = 0.4731 - 0.0065\beta \quad (R^2 = 0.998). \quad (5.10)$$

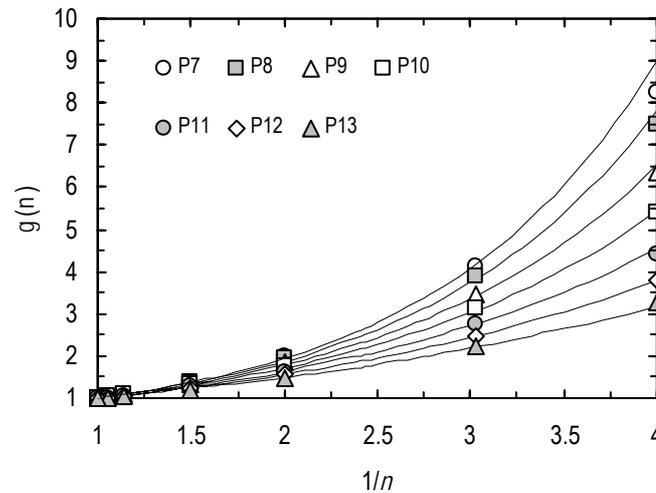


Figura 5.12: Função  $g(n)$  para as diferentes placas. (—) Eq. (1.13) com  $\alpha$  dado pela Eq. (5.10) (adaptado de Fernandes et al. (2008b)).

O valor de  $\alpha$  encontrado com as placas P7 (0.27) é próximo do valor experimental (0.3) apresentado por Rene et al. (1991) para canais formados por placas do tipo *chevron* (modelo V13 da empresa Société Vicarb, França) com ângulo de corrugação  $30^\circ$ . O valor  $\alpha = 0.3$  foi determinado experimentalmente recorrendo a soluções aquosas de goma guar, alginato de sódio, CMC e sacarose, tendo o índice de potência variado entre 0.26 e 1 (Rene et al., 1991) e sendo esta gama de índices de potência coberta pelo presente trabalho (0.25 a 1).

Na Fig. 5.12 é possível observar que a relação entre  $g(n)$  e  $1/n$  não é do tipo linear, em toda a gama de valores de  $n$ , como previsto pela Eq. (1.12). Manglik e Ding (1997) estudaram numericamente o escoamento laminar de fluidos descritos pela lei da potência em canais de PHEs com  $\beta = 90^\circ$  (canais rectilíneos do tipo duplo seno) e concluíram que devido à presença de cantos aguçados, a metodologia desenvolvida por Kozicki et al. (1966) descrevia razoavelmente os resultados numéricos numa gama limitada de índices de potência ( $0.6 \leq n \leq 1.5$ ). Não foi por isso inesperado que o mesmo pudesse acontecer no presente trabalho, uma vez que as geometrias estudadas também incluem cantos aguçados (ver planos A, C e E da Fig. 5.10). Adicionalmente, os escoamentos sob estudo são tortuosos, estando o fluido sujeito a constantes contracções e expansões da área de secção transversal

que lhe é oferecida. Esta é uma diferença significativa entre os escoamentos estudados por Kozicki et al. (1966) (canais rectilíneos) e os abordados neste trabalho.

Levando em conta as Eqs. (1.11), (1.13) e (5.10), a viscosidade generalizada proposta é dada pela expressão:

$$\eta_g = K_1 \left( \frac{K}{2} \right)^{n-1} \left( \frac{u}{D_H} \right)^{n-1} \left( \frac{2}{3} + \frac{1/3}{n} \right)^n \left( \frac{1}{n} \right)^{0.4731-0.0065\beta}, \quad (5.11)$$

sendo esta válida para os canais constituídos pelas placas apresentadas na Tab. 5.3, isto é, placas com um valor de  $\phi$  usado vulgarmente na indústria (1.17) e  $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$  (a gama usual de  $\beta$ ).

Utilizando a Eq. (5.11) foi possível estabelecer uma curva de fricção única  $f = K \text{Re}_g^{-1}$  (Eq. (1.14)) para fluidos newtonianos e não-newtonianos (ver Fig. 5.13). De forma a privilegiar a clareza da Fig. 5.13 os resultados com  $n = 0.33, 0.67, 0.88$  e  $0.95$  não são apresentados.

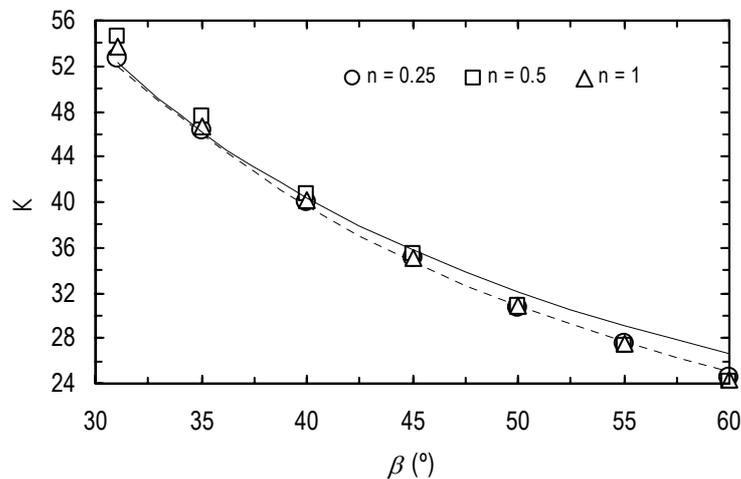


Figura 5.13: Coeficiente  $K$  para fluidos com índice de potência distinto. (- - -) Eq. (5.8); (—) Eq. (1.9) (Fernandes et al., 2008b).

Na Fig. 5.13 pode observar-se que a Eq. (5.8) ou a Eq. (1.9) podem ser utilizadas para encontrar o valor de  $K$  apropriado para cada curva de fricção única (Eq. (1.14)). No entanto, e como é visível na mesma figura, a Eq. (5.8) apresenta menores desvios (desvios máximo e médio de 5% e 1.9%) relativamente aos valores numéricos de  $K$  do que a Eq. (1.9) (desvio máximo e médio de 9% e 3.5%). A Eq. (1.9) (Wanniarachchi et al., 1995) prevê valores mais elevados de  $K$  para valores de  $\beta$  maiores, o que explica os maiores desvios obtidos com a equação semi-empírica proposta por Wanniarachchi et al.(1995).

O valor médio de  $K$  (Tab. 5.6), para cada  $\beta$ , foi determinado utilizando os resultados de  $K$  obtidos com os diferentes valores de  $n$  (0.25, 0.33, 0.5, 0.67, 0.88, 0.95 e 1). Na Tab. 5.6 pode observar-se que o desvio padrão de  $K$  é baixo para todos os ângulos de corrugação estudados.

Tabela 5.6: Valores médios do coeficiente  $K$  e desvio padrão (Fernandes et al., 2008b).

$\beta(^{\circ})$	$K$ – valor médio	Desvio padrão
31	53.99	0.73
35	46.99	0.44
40	40.35	0.26
45	35.28	0.13
50	30.78	0.07
55	27.43	0.03
60	24.31	0.11

Como já foi referido, o coeficiente  $K$  é dado pelo produto  $K_0 \tau^2$ , sendo o coeficiente de tortuosidade utilizado por fabricantes de PHEs para a determinação dos factores de Fanning e coeficientes convectivos de transferência de calor (Charre et al., 2003). Na Fig. 5.14 pode observar-se o comportamento do coeficiente de tortuosidade local na sexta célula unitária, podendo concluir-se que este coeficiente assume valores mais baixos quando  $n$  decresce, sendo esta tendência mais evidente para ângulos de corrugação mais baixos (Fig. 5.14a).

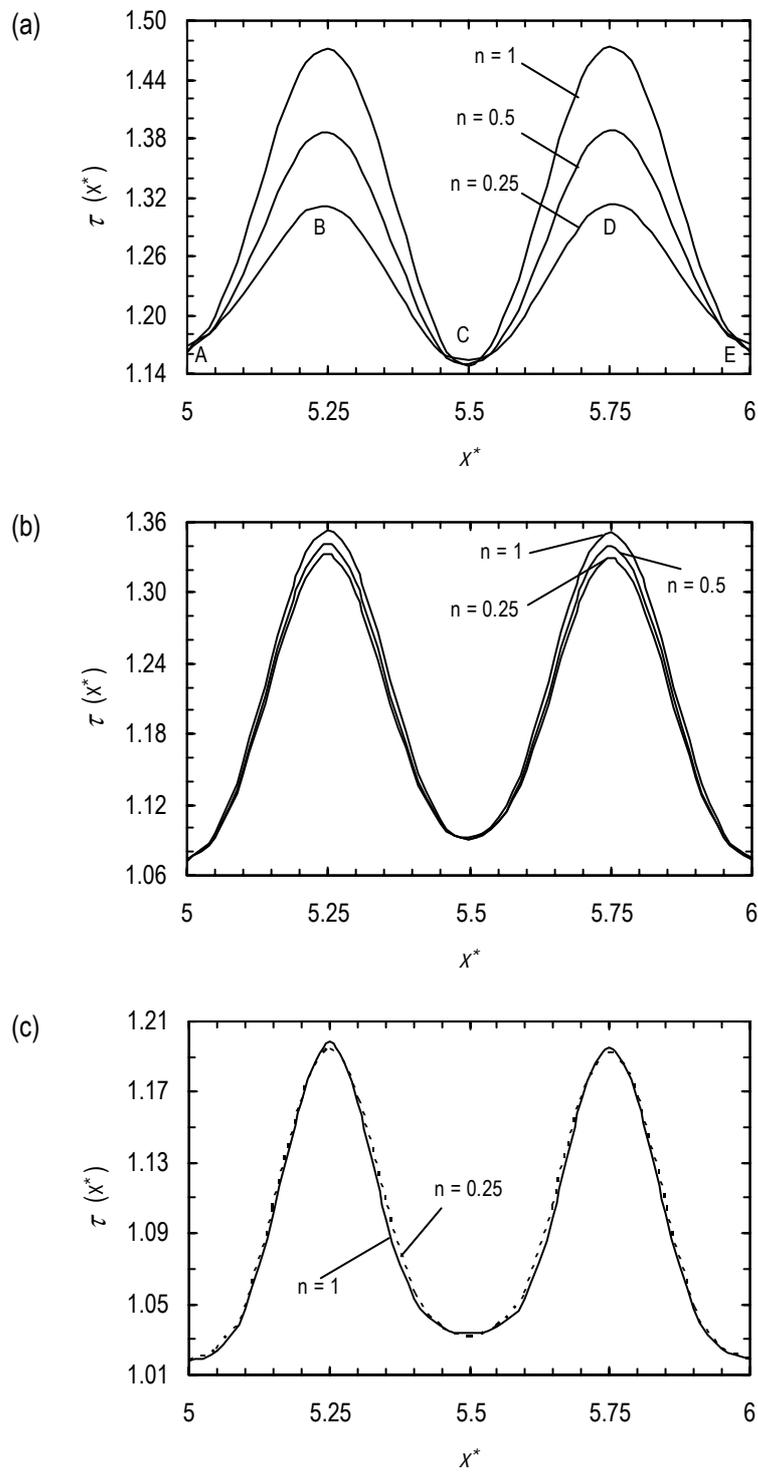


Figura 5.14: Coeficiente de tortuosidade local para fluidos com diferentes índices de potência. (a) Placa P7; (b) Placa P10; (c) Placa 13 (adaptado de Fernandes et al. (2008b)).

Na Fig. 5.14 pode observar-se também que para fluidos newtonianos e não-newtonianos, os máximos/mínimos do coeficiente de tortuosidade local (e conseqüentemente da velocidade intersticial local) se atingem nos mesmos planos em que se atingem os máximos/mínimos da taxa de deformação (ver Figs. 5.10 e 5.11).

Dado o comportamento da tortuosidade local (Fig. 5.14), o coeficiente de tortuosidade (a média da tortuosidade local na sexta célula unitária) decresce com o decréscimo de  $n$ , principalmente para valores de  $\beta$  menores (ver Fig. 5.15). Em estudos relacionados com leitos granulados, Balhoff e Thompson (2006) referem também que  $\tau$  decresce com o decréscimo de  $n$ .

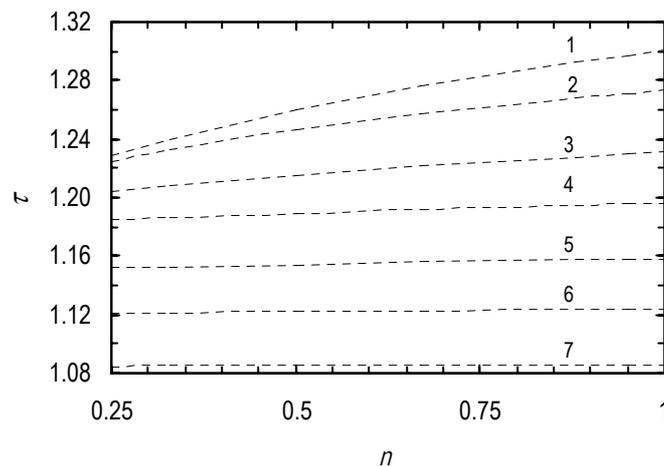


Figura 5.15: Coeficiente de tortuosidade para os diferentes canais. (1) Placa P7; (2) Placa P8; (3) Placa P9; (4) Placa P10; (5) Placa P11; (6) Placa P12; (7) Placa P13 (Fernandes et al., 2008b).

Fernandes et al. (2008b) demonstraram que os valores apresentados na Fig. 5.15 respeitantes à tortuosidade gerada por fluidos newtonianos ( $n=1$ ) eram bem descritos pela Eq. (5.6). Nas curvas de fricção únicas (válidas para diferentes valores de  $n$ ) acima propostas (Fig. 5.13), o coeficiente de tortuosidade envolvido no cálculo de  $K$  (dado por  $K_0 \tau^2$ ) é o dos fluidos newtonianos (Eq. (5.6)). Conclui-se assim que nas curvas de fricção únicas,

$f = KRe_g^{-1}$ , a influência de  $n$  em  $\tau$  é contabilizada pelo número de Reynolds generalizado, mais concretamente pela viscosidade generalizada (Eq. (5.11)).

Como já foi referido, para a obtenção das curvas de fricção únicas (Fig. 5.13), seguiu-se a metodologia referida por Delplace e Leuliet (1995), envolvendo esta metodologia o estudo de escoamentos laminares isotérmicos de fluidos com diferentes índices de potência nos canais dos PHEs. Os mesmos autores referem que as curvas de fricção únicas assim determinadas (escoamentos isotérmicos) são válidas para escoamentos não-isotérmicos. De forma a avaliar os coeficientes  $K$  em situações não-isotérmicas, efectuaram-se simulações adicionais em que o coeficiente de consistência era dependente da temperatura através de (Fernandes et al., 2005; Yoğurtçu e Kamişli, 2006):

$$K_1 = K_{1,T_{ref}} \exp\left(\frac{E_a}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}}\right)\right), \quad (5.12)$$

em que  $K_{1,T_{ref}}$  representa o coeficiente de consistência à temperatura de referência  $T_{ref}$  e  $E_a$  representa a energia de activação. Nas simulações não-isotérmicas assumiram-se os parâmetros reológicos de um sumo de amora tradicional da Turquia (Yoğurtçu e Kamişli, 2006), a saber:  $K_{1,T_{ref}} = 0.2579 \text{ Pa s}^n$ ,  $T_{ref} = 293.15 \text{ K}$  e  $E_a = 25891 \text{ J mol}^{-1}$ .

Foram efectuadas simulações em canais de PHEs com  $\beta = 31^\circ$  e  $\beta = 60^\circ$ , tendo sido estudados os índices de potência  $n = 0.25, 0.5, 0.88$  e  $1$  para cada um dos ângulos referidos (ver Tab. 5.7). Foi imposta uma temperatura do fluido à entrada dos canais dos PHEs (constituídos por sete células unitárias) de  $293.15 \text{ K}$  e uma temperatura constante na parede dos canais de  $373.15 \text{ K}$ .

Recorrendo aos resultados das simulações não-isotérmicas com viscosidade dependente da temperatura, estimou-se o factor de Fanning, célula a célula, através da Eq. (1.8). Através do perfil de temperaturas ao longo da quinta ou sexta célula unitária (escoamento completamente desenvolvido) foi possível calcular o valor médio do coeficiente de consistência através da Eq. (5.12).

Tabela 5.7: Coeficiente  $K = fRe$  considerando o efeito da temperatura na viscosidade.

$\beta(^{\circ})$	$K$			
	$n = 0.25$	$n = 0.5$	$n = 0.88$	$n = 1$
31	53.76	53.74	52.40	51.20
60	24.33	24.33	24.30	24.06

Introduzindo o valor médio do coeficiente de consistência na Eq. (5.11) (obtida através das simulações de escoamentos laminares isotérmicos) foi possível calcular a viscosidade generalizada e em seguida o número de Reynolds generalizado (Eq. (1.15)). Sabendo  $f$  e  $Re_g$  determinou-se o coeficiente  $K$  para escoamentos não-isotérmicos através de  $f = KRe_g^{-1}$  (Eq. (1.14)). Comparando os valores de  $K$  em condições não-isotérmicas (Tab. 5.7), em que a viscosidade é dependente da temperatura, com os valores de  $K$  obtidos em condições isotérmicas (Tab. 5.6) pode observar-se que existe uma boa concordância entre eles. Este facto confirma que as curvas de fricção únicas obtidas em condições isotérmicas são aplicáveis a escoamentos não-isotérmicos, como sugerido por Delplace e Leuliet (1995).

## 5.2 Desempenho térmico de canais de PHEs para fluidos newtonianos e não-newtonianos

### 5.2.1 Fluidos newtonianos

Utilizando os canais descritos no Capítulo 2, e utilizados nos estudos apresentados na Secção 5.1.2, isto é, canais constituídos por sete células unitárias (ver Figs. 2.6 e 2.10) consecutivas, estudou-se o escoamento laminar não-isotérmico (aquecimento) de um fluido newtoniano incompressível em condutas constituídas por placas com propriedades geométricas já apresentadas na Tab. 5.3 (placas com diferente  $\beta$  e  $\phi = 1.17$ ).

Este estudo foi realizado para um fluido cuja massa volúmica, calor específico e condutividade térmica assumiram os valores de  $1000 \text{ kgm}^{-3}$ ,  $3914 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$  e  $0.59 \text{ WK}^{-1}\text{m}^{-1}$ , respectivamente, sendo estas propriedades físicas próximas das propriedades de sumos de

diferentes frutos com um conteúdo de água de 85 a 90 % em massa (Çengel, 1998). Considerou-se ainda que a viscosidade era  $2.885 \times 10^{-3}$  Pa s, sendo esta viscosidade igual ao coeficiente de consistência de um sumo de laranja (Curcio et al., 2001). Uma vez que as propriedades físicas do fluido foram consideradas constantes, o número de Prandtl assumiu, em todos os casos, o valor constante de 19.14.

A temperatura de entrada do fluido foi de 293.15 K e foram utilizados dois tipos de condição de fronteira térmicas nas paredes dos canais, a saber: temperatura constante (373.15 K) nas paredes dos canais (condição TC) e fluxo de calor constante nas paredes dos canais (condição QC). No primeiro caso (TC), efectuaram-se simulações com todos os ângulos apresentados na Tab. 5.3, enquanto no segundo caso (QC) foram estudados os ângulos de corrugação 31°, 40°, 50° e 60°. O valor do fluxo de calor a impor em cada caso obteve-se por balanço entálpico para as simulações correspondentes em que se utilizou a condição TC, isto é, a variação da temperatura do fluido entre a entrada e saída dos diferentes canais com sete células unitárias foi aproximadamente igual para as duas condições de fronteira.

Na Fig. 5.16 apresenta-se o campo de temperaturas (condição TC) nos planos onde se obtiveram os valores mais altos (planos *B* e *D*) e mais baixos (*A*, *C* e *E*) das velocidades intersticiais (ver Figs. 5.2, 5.3 e 5.14).

Para determinar o coeficiente convectivo de transferência de calor,  $h = q / (T_p - T_f)$  (Eq. (1.19)), foi necessário estimar a temperatura média na parede,  $T_p$ , e a temperatura média do fluido,  $T_f$ , ao longo dos canais.

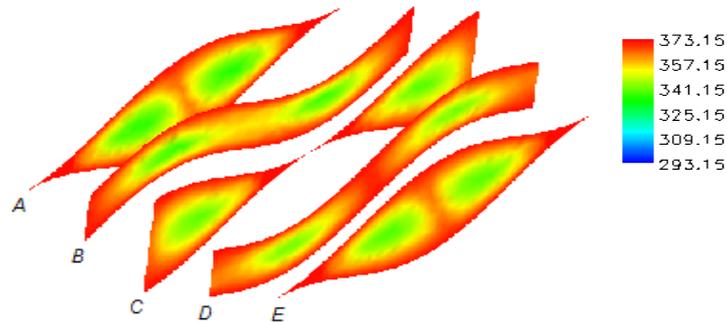


Figura 5.16: Campo de temperaturas (em K) na sexta célula do canal formado por placas P7,  $Re = 3.31$  e condição TC. Os planos *A*, *B*, *C*, *D* e *E* correspondem à entrada da célula,  $\frac{1}{4}$  de  $p_x$ ,  $\frac{1}{2}$  de  $p_x$ ,  $\frac{3}{4}$  de  $p_x$  e saída da célula, respectivamente (adaptado de Fernandes et al. (2008c)).

Na Fig. 5.17 apresenta-se a temperatura média das paredes no canal formado por placas P11 e temperatura média do fluido para as duas condições de fronteira utilizadas.

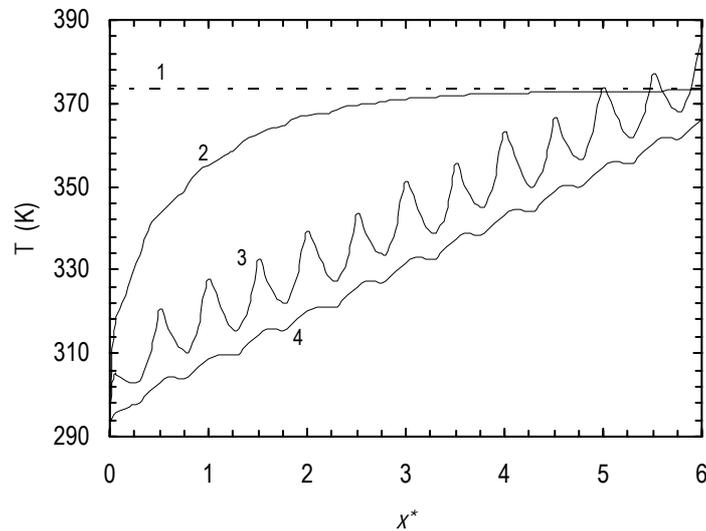


Figura 5.17: Perfis de temperaturas médias do fluido e da parede no canal constituído por placas P11 considerando diferentes condições de fronteira e  $Re = 3.35$ . (1) e (2) representam a temperatura na parede e do fluido, respectivamente, com a condição TC; (3) e (4) representam a temperatura na parede e do fluido, respectivamente, com a condição QC.

Na condição TC a temperatura na parede era conhecida à partida (373.15 K) enquanto que na condição QC teve de ser determinada através dos resultados numéricos, apresentando a referida temperatura um comportamento sinusoidal. Na Fig. 5.17 pode também observar-se que os perfis de temperatura do fluido para as duas condições de fronteira são também bastante distintos.

Uma vez que o número de Reynolds inerente à Fig. 5.17 é baixo, a temperatura média do fluido aproxima-se rapidamente da temperatura da parede na condição TC. Na Fig. 5.18, pode observar-se que com a condição TC dá-se também um decréscimo abrupto do fluxo de calor,  $q$ , ao longo das diferentes células unitárias. Conhecidas as temperaturas médias na parede e fluido e o fluxo de calor (obtido pela Eq. (1.20) na condição TC e conhecido à partida na condição QC), puderam então determinar-se os coeficientes convectivos de transferência de calor.

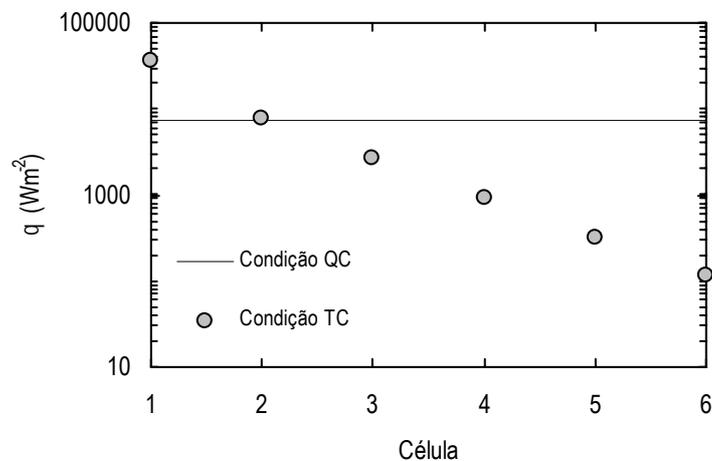


Figura 5.18: Fluxo de calor ao longo do canal constituído por placas P11, diferentes condições de fronteira e  $Re = 3.35$ .

Na Fig. 5.19 apresentam-se os números de Nusselt para diferentes ângulos de corrugação e condição QC. Nesta figura pode observar-se que os valores mais altos e mais baixos de  $Nu$  se atingem em valores de  $x^*$  próximos daqueles em que se atingem os valores mais altos e mais baixos da velocidade intersticial ou tortuosidade local (ver Figs. 5.2, 5.3 e 5.14).

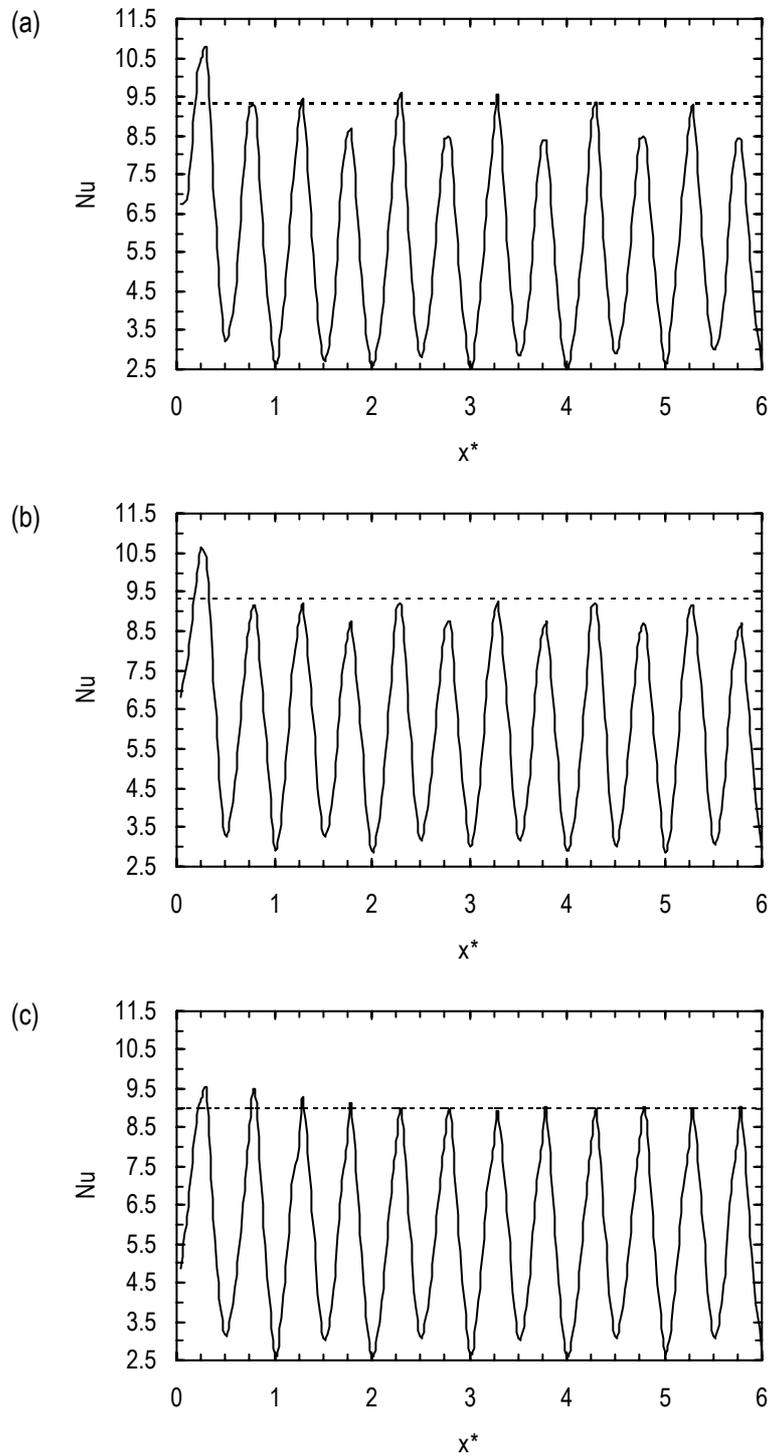


Figura 5.19: Número de Nusselt local com condição QC e  $Re \approx 3.3$ . (a) Placa P7; (b) Placa P9; (c) Placa P13.

A figura anterior sugere também que os valores médios do número de Nusselt na quinta e sexta célula unitária são aproximadamente iguais, isto é, que se obtêm escoamentos laminares completamente desenvolvidos termicamente nas referidas células unitárias.

Assim, se observarmos o comportamento do número de Nu local na sexta célula unitária consecutiva ( $5 \leq x^* \leq 6$ ) pode observar-se (ver Fig. 5.19) que Nu atinge valores mais elevados para valores de  $x^*$  próximos de 5.25 e 5.75, correspondendo os planos *B* e *D* da Fig 5.16 aos referidos valores de  $x^*$ . Os valores mais baixos de Nu são obtidos nos planos *A*, *C* e *E* da Fig. 5.16, isto é, para  $x^* = 5, 5.5$  e  $6$ , respectivamente.

Na Fig. 5.19a ( $\beta = 31^\circ$ ) pode observar-se que o número de Nusselt na primeira metade da sexta célula unitária consecutiva é superior ao número de Nusselt na segunda metade da referida célula unitária. Esta diferença entre os valores de Nu da primeira e segunda metade da célula unitária é atenuada com o incremento de  $\beta$ , verificando-se que para  $\beta = 60^\circ$  (Fig. 5.19c) os valores de Nu das duas metades da referida célula são aproximadamente iguais.

Utilizando os valores médios do número de Nu (Eq. (1.18)), obtidos célula a célula (Fig. 5.20), pode observar-se claramente que se atingem escoamentos completamente desenvolvidos termicamente na quinta ou sexta célula unitária consecutiva, para números de Reynolds baixos e com o número de Prandtl utilizado (19.14), conforme sugerido pela Fig. 5.19.

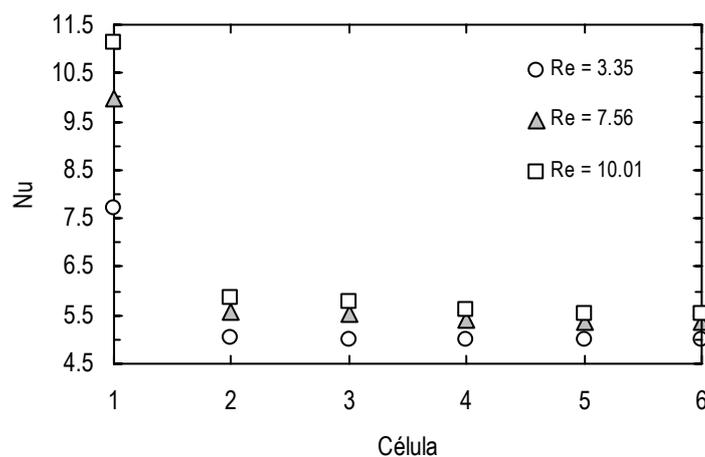


Figura 5.20: Número de Nusselt local para o canal formado por placas P12 e condição TC.

No presente trabalho utilizaram-se números de Re inferiores a dez, aproximadamente, uma vez que esta é a gama aproximada de números de Re em que o escoamento em canais de PHEs do tipo *chevron* é laminar (Kumar, 1984; Wanniarachchi et al., 1995, Edwards et al., 1974; Dović e Švaić, 2007).

Edwards et al. (1974) enfatizaram a semelhança entre o escoamento e a transferência de calor observados nos canais de permutadores de placas do tipo *chevron* e nos canais de um leito fixo granulado, tendo modelado os seus dados experimentais (hidráulicos e térmicos) obtidos com um PHE do tipo *chevron* ( $\beta = 31^\circ$  e  $\phi = 1.18$ ) com correlações da literatura da área dos leitos granulados. Na área dos leitos fixos granulados, o coeficiente convectivo de transferência de calor é usualmente relacionado com os números de Re e Pr por expressões do tipo  $Nu = B + CRe^m Pr^c$  (Wakao et al., 1982; Kuwahara et al., 2001; Gamrat et al., 2008). Nos seus estudos numéricos de canais de PHEs do tipo *chevron* com  $\beta = 0^\circ$ , Metwally (2002) descreveu os seus dados térmicos através de uma correlação do tipo  $Nu^2 = B + CRe^m Pr^c$ , tendo os resultados numéricos de Metwally (2002) sido também apresentados por Metwally e Manglik (2004). Utilizando os valores típicos  $m = c = 1/3$  na primeira expressão ou  $m = c = 2/3$  na segunda, os resultados térmicos (número de Nusselt) do presente trabalho são bem descritos ( $R^2 > 0.995$ ) pelas referidas expressões. Dado que a primeira relação é mais simples, optou-se por usar a mesma. Uma vez que  $m = c = 1/3$  e o número de Péclet, Pe, é dado por  $Pe = RePr = \rho u D_H C_p / k$ , então a relação utilizada neste estudo para descrever o número de Nusselt assumiu a forma:

$$Nu = B + CPe^{1/3}. \quad (5.13)$$

Na Fig. 5.21a apresenta-se o número de Nusselt (escoamentos laminares completamente desenvolvidos termicamente) em função de  $Pe^{1/3}$  para os diferentes ângulos estudados e condição TC, enquanto na Fig. 5.21b se apresentam os resultados para a condição QC. Uma vez que a relação linear entre o número de Nusselt e  $Pe^{1/3}$  é notória, de forma a beneficiar a clareza da Fig. 5.21 optou-se por não incluir as linhas de ajuste. Os parâmetros ( $B$  e  $C$ ) e

coeficientes de correlação das linhas de ajuste (Eq. (5.13)) para os diferentes ângulos e condições de fronteira são apresentados na Tab. 5.8.

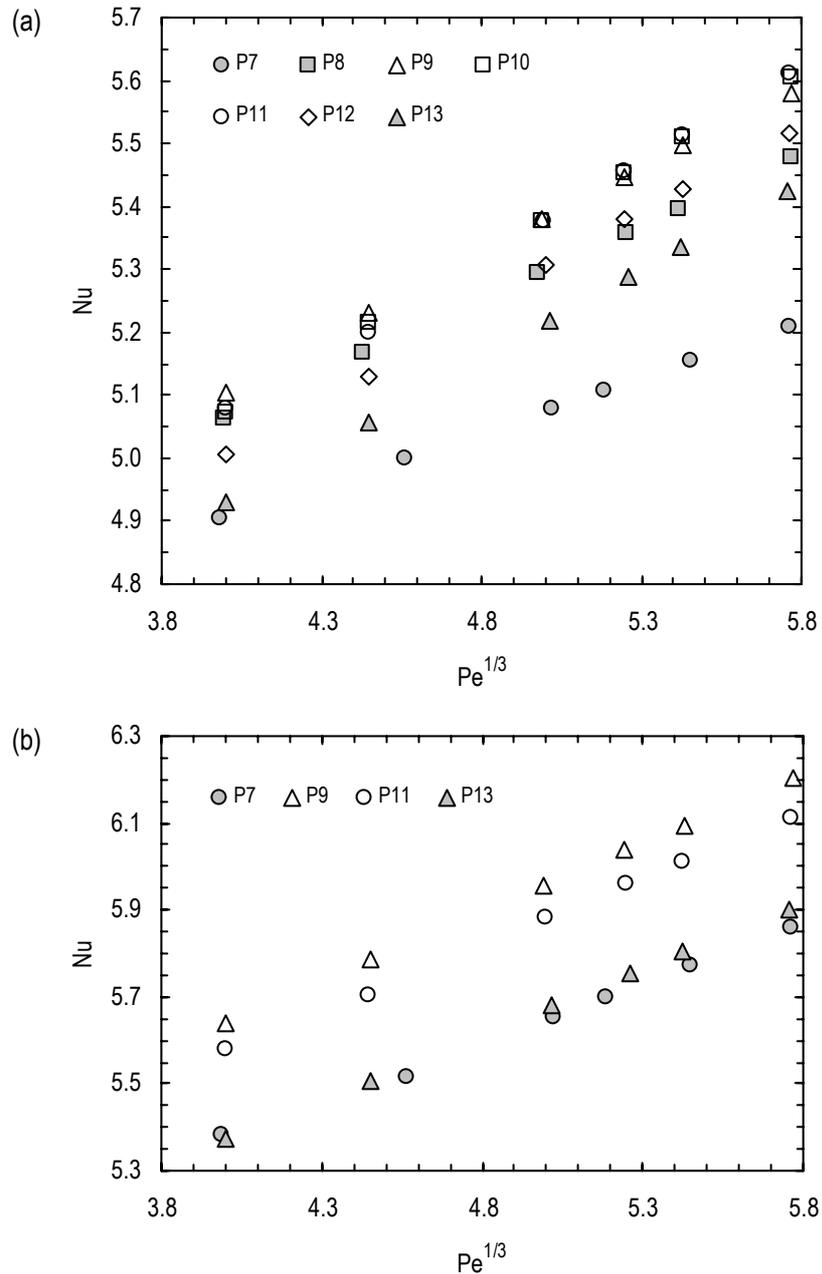


Figura 5.21: Número de Nusselt para escoamentos laminares completamente desenvolvidos termicamente, diferentes condições de fronteira e  $Pr = 19.14$ . (a) Condição TC. (b) Condição QC.

Comparando a Fig. 5.21a com a Fig. 5.21b, ou as correlações da Tab. 5.8, pode concluir-se que no presente estudo a condição QC origina valores de Nusselt superiores à condição TC. A mesma tendência foi obtida, por exemplo, por Shah (1975) em estudos com tubagens de diferente geometria e Manglik e Ding (1997) em estudos numéricos com PHEs do tipo *chevron* com  $\beta = 90^\circ$ . Na Fig. 5.22a pode constatar-se claramente este facto e verificar-se que para um número de Re fixo, o número de Nusselt atinge um máximo (para as diferentes condições de fronteira) num valor de  $\beta$  localizado entre os  $40^\circ$  e os  $50^\circ$ .

Tabela 5.8: Coeficientes da Eq. (5.13).

$\beta$ (°)	Condição TC			Condição QC		
	$B$	$C$	$R^2$	$B$	$C$	$R^2$
31	4.2183	0.1717	0.9997	4.2842	0.2728	0.9983
35	4.1343	0.2330	0.9999	–	–	–
40	4.0349	0.2687	0.9991	4.3763	0.3165	0.9999
45	3.8704	0.3016	0.9998	–	–	–
50	3.8426	0.3072	0.9991	4.3584	0.3046	0.9995
55	3.8287	0.2941	0.9987	–	–	–
60	3.7973	0.2833	0.9999	4.1667	0.3016	0.9999

Em regime turbulento ( $Re = 2000$ ), Focke et al. (1974) e Gaiser e Kottke (1998) observaram experimentalmente que o decréscimo de  $\beta$  não conduz invariavelmente ao incremento do número de Nusselt. Para placas com  $\phi = 1.464$ , Focke et al. (1974) concluíram que com o decréscimo de  $\beta$  o número de Nusselt atingia um máximo na gama de  $\beta$  localizada entre  $15^\circ$  e  $20^\circ$ . Gaiser e Kottke (1998) (ver Fig. 5.22b) concluíram que para  $\phi = 1.16, 1.09$  e  $1.05$  esses máximos se atingiam para valores de  $\beta$  próximos de  $25^\circ, 30^\circ$  e  $45^\circ$ , respectivamente.

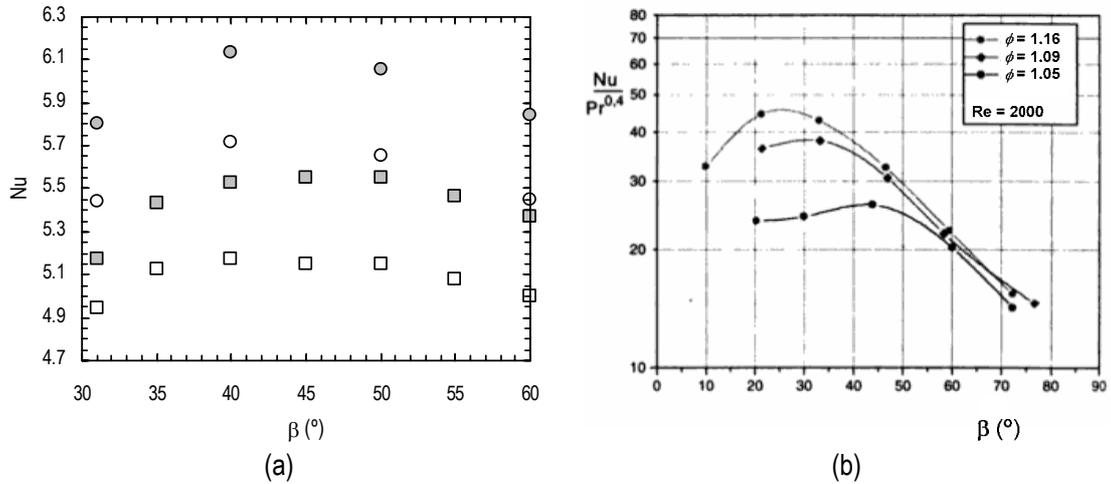


Figura 5.22: (a) Número de Nusselt para diferentes ângulos de corrugação, escoamentos laminares completamente desenvolvidos termicamente e  $Pr = 19.14$ . (○)  $Re = 9$  e condição QC; (○)  $Re = 4$  e condição QC; (■)  $Re = 9$  e condição TC; (□)  $Re = 4$  e condição TC. (b) Número de Nusselt para diferentes ângulos de corrugação, diferentes valores de  $\phi$  e  $Re = 2000$  (adaptado de Gaiser e Kottke (1998)).

Utilizando resultados experimentais de visualização do escoamento em canais de PHEs do tipo *chevron* ( $\beta \approx 60^\circ$ ,  $\beta \approx 30^\circ$  e  $\phi = 1.17$ ), Dović e Švaić (2007) tentaram explicar as tendências observadas por Focke et al. (1974) e Gaiser e Kottke (1998). Assim, as placas utilizadas por Dović e Švaić (2007) possuíam um valor de  $\phi$  igual ao utilizado nas simulações descritas na presente secção e muito próximo de um dos valores (1.16) de  $\phi$  utilizado por Gaiser e Kottke (1998) (ver Fig. 5.22b).

Para a placa com  $\beta \approx 30^\circ$ , Dović e Švaić (2007) concluíram que quer em regime laminar, quer em regime turbulento, o escoamento predominante era do tipo longitudinal. Este tipo de escoamento promove a mistura de sub-correntes de células unitárias adjacentes, conduzindo o incremento do número de Reynolds ao aumento do grau de mistura entre sub-correntes. O aumento do grau de mistura de sub-correntes produz um perfil de temperatura relativamente homogêneo na área de secção transversal do canal, conduzindo a elevados números de Nusselt (Dović e Švaić, 2007). Para a placa com  $\beta \approx 60^\circ$ , Dović e Švaić (2007) concluíram

que em regime laminar o escoamento é também predominantemente longitudinal mas que, com o aumento do número de Reynolds (regime turbulento), as diferentes sub-correntes do fluido seguem paralelamente os sulcos das corrugações de uma das placas que constituem o canal, sem mistura apreciável das sub-correntes do fluido. Segundo Dović e Švaić (2007) isto justifica que, em regime turbulento, Gaiser e Kottke (1998) tenham obtido números de Nusselt maiores para a placa com  $\beta \approx 30^\circ$ , quando comparados com os obtidos para a placa com  $\beta \approx 60^\circ$  (ver Fig. 5.22b). Segundo os referidos autores, para ângulos suficientemente baixos, o número de Nusselt é inferior ao observado com  $\beta \approx 30^\circ$  (ver Fig. 5.22b para  $\phi = 1.16$ ), uma vez que o escoamento adquirirá progressivamente (com o decréscimo de  $\beta$ ) o carácter do escoamento num canal com  $\beta = 0^\circ$  (ver Fig. 3.10), isto é, predominantemente longitudinal mas com progressiva diminuição da mistura do fluido.

Observando os dados experimentais com as duas placas referidas, Dović e Švaić (2007) sugeriram que em regime laminar o escoamento será, provavelmente, predominantemente longitudinal em toda a gama de  $\beta$ , com mistura de sub-correntes (ver Fig. 5.2), referindo que dados preliminares indicam que, em regime laminar, o número de Nusselt da placa com  $\beta \approx 30^\circ$  é semelhante ao da placa com  $\beta \approx 60^\circ$  ( $\phi = 1.17$ ). Os referidos autores prevêem que no referido regime o máximo do número de Nusselt se atingirá em valores mais altos de  $\beta$  do que o ilustrado na Fig. 5.22b, não diferindo substancialmente o número de Nusselt para os diferentes ângulos de corrugação (Dović e Švaić, 2007).

Como já foi referido, as placas da Fig. 5.22b com  $\phi = 1.16$  possuem propriedades geométricas semelhantes às das placas utilizadas nas simulações apresentadas nesta secção e das placas usadas por Dović e Švaić (2007) ( $\phi = 1.17$ ). Logo, segundo as previsões de Dović e Švaić (2007), será de esperar que o máximo do número de Nusselt para placas com estas propriedades geométricas e regime laminar se registre para valores de  $\beta$  maiores que  $25^\circ$  (onde se regista o máximo do número de Nusselt para  $Re = 2000$ , segundo a Fig. 5.22b). Os resultados do presente trabalho confirmam as diferentes previsões de Dović e Švaić (2007), dado que o máximo se atinge na gama  $40^\circ - 50^\circ$  e não existe uma variação

substantial do número de Nusselt com a variação de  $\beta$  (ver Fig. 5.22a) quando comparada com aquela que se regista em regime turbulento (ver Fig. 5.22b).

Adicionalmente, os dados numéricos do presente trabalho confirmam que, em regime laminar, os números de Nusselt para  $\beta \approx 60^\circ$  são semelhantes aos obtidos para  $\beta \approx 30^\circ$ , como observado experimentalmente por Dović e Švaić (2007) com placas com o mesmo valor de  $\phi$  das presentes.

### 5.2.2 Fluidos não-newtonianos

Utilizando canais constituídos por sete células unitárias (ver Fig. 2.10) consecutivas, foi estudado o escoamento laminar não-isotérmico (aquecimento) de fluidos não-newtonianos em condutas constituídas por placas com as propriedades geométricas apresentadas na Tab. 5.3 (placas com diferente  $\beta$  e  $\phi = 1.17$ ).

Os fluidos não-newtonianos incompressíveis foram descritos reologicamente pela lei de potência, tendo o índice de potência assumido os valores de 0.5, 0.67, 0.88 e 0.95. As propriedades físicas do fluido foram consideradas constantes e iguais às do fluido inerente aos estudos apresentados na secção anterior, tendo-se assumido que o coeficiente de consistência era igual à viscosidade utilizada nessa secção ( $2.885 \times 10^{-3} \text{ Pa s}$ ).

A temperatura de entrada do fluido foi 293.15 K em todos os casos, tendo-se utilizado como condição de fronteira térmica nas paredes dos canais a condição TC, isto é, como na secção anterior, foi imposta uma temperatura constante de 373.15 K nas paredes das condutas.

Os resultados numéricos apresentados na presente secção (número de Nusselt) referem-se a escoamentos laminares completamente desenvolvidos termicamente, o que acontece, como já demonstrado, na quinta e sexta células unitárias consecutivas.

Nas Figs. 5.23 a 5.29 e Tab. 5.9 pode observar-se que para cada ângulo de corrugação, os resultados numéricos obtidos com cada índice de potência são bem descritos pela Eq. (5.13). Para comparação, inclui-se nas referidas figuras e tabela os dados obtidos com o fluido newtoniano, estudado da secção anterior ( $n = 1$ ).

No entanto, das Figs. 5.23 a 5.29 pode concluir-se que na gama de índices de potência estudada o número de Nusselt obtido é pouco influenciado pelo referido índice, tendo assim sido proposta, para cada ângulo de corrugação e usando a Eq. (5.13), uma curva única para todos os índices de potência. Os parâmetros desta curva única são também apresentados na Tab. 5.9. Para todos os ângulos de corrugação, números de Péclet e índices de potência estudados, o desvio máximo entre as curvas únicas e os dados numéricos é de 1.65% (registando-se este desvio em  $\beta = 55^\circ$ ,  $n = 0.5$  e  $Pe = 91.69$ ), sendo o desvio médio de 0.43%. De realçar que em trabalhos similares ao presente é vulgar encontrar desvios máximos entre curvas únicas e dados experimentais no intervalo de 7 (René et al, 1991) a 15% (Galleazo et al., 2007), desvios estes substancialmente superiores aos encontrados no presente trabalho (1.65%).

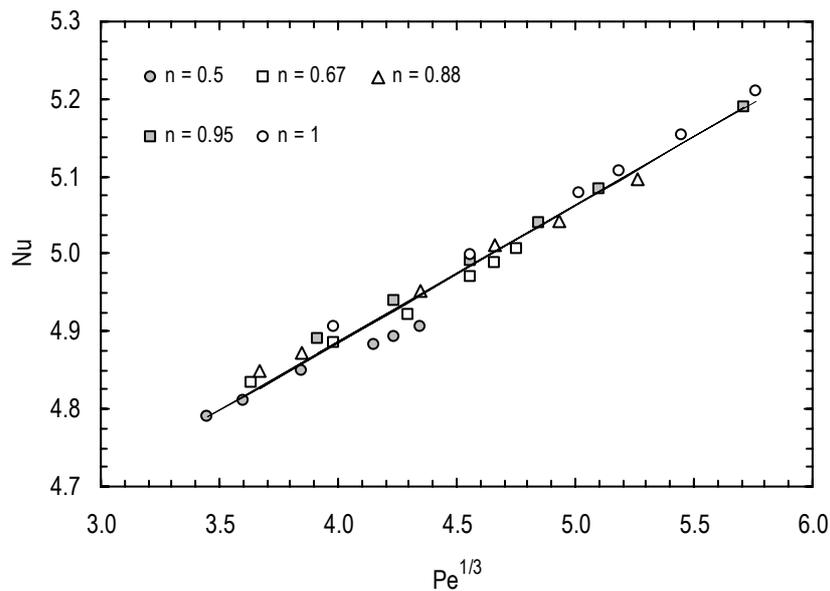


Figura 5.23: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 31^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab.5.9) para  $\beta = 31^\circ$ .

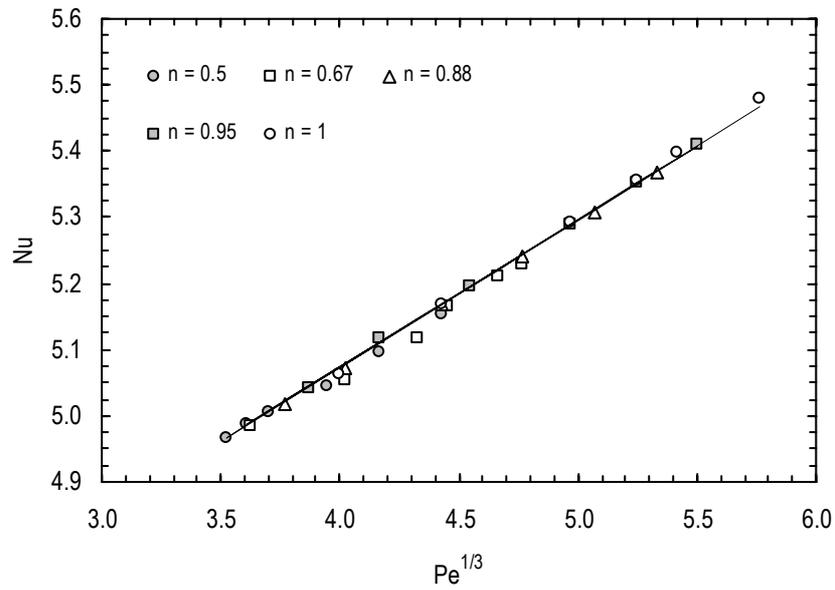


Figura 5.24: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 35^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab.5.9) para  $\beta = 35^\circ$ .

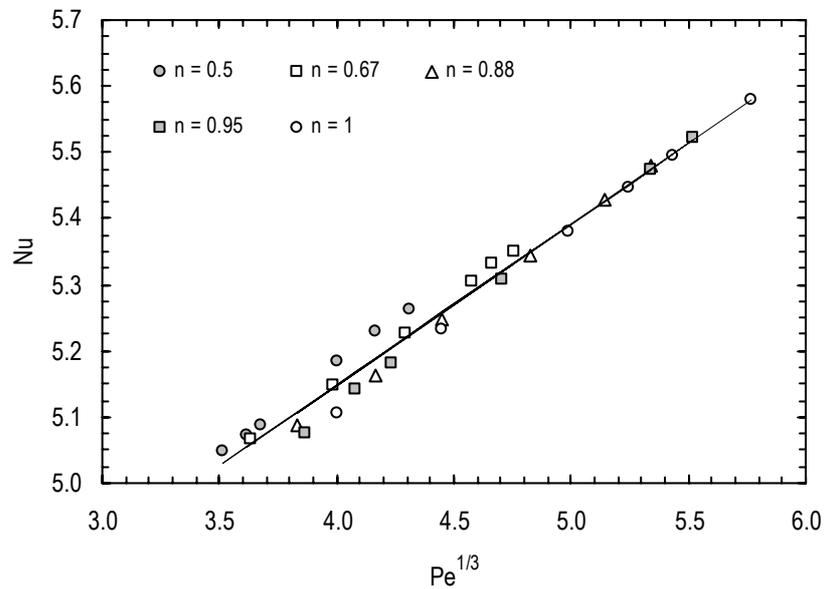


Figura 5.25: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência para  $\beta = 40^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab.5.9) para  $\beta = 40^\circ$ .

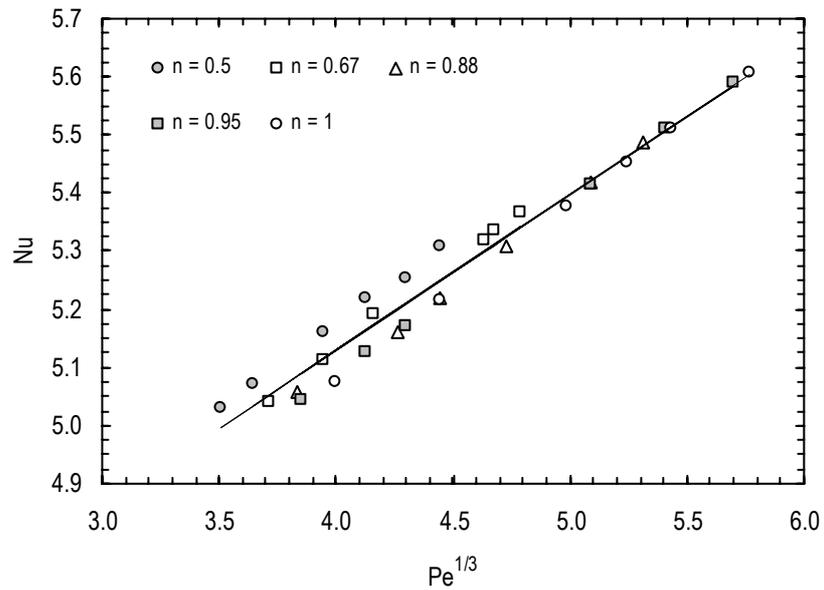


Figura 5.26: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 45^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab.5.9) para  $\beta = 45^\circ$ .

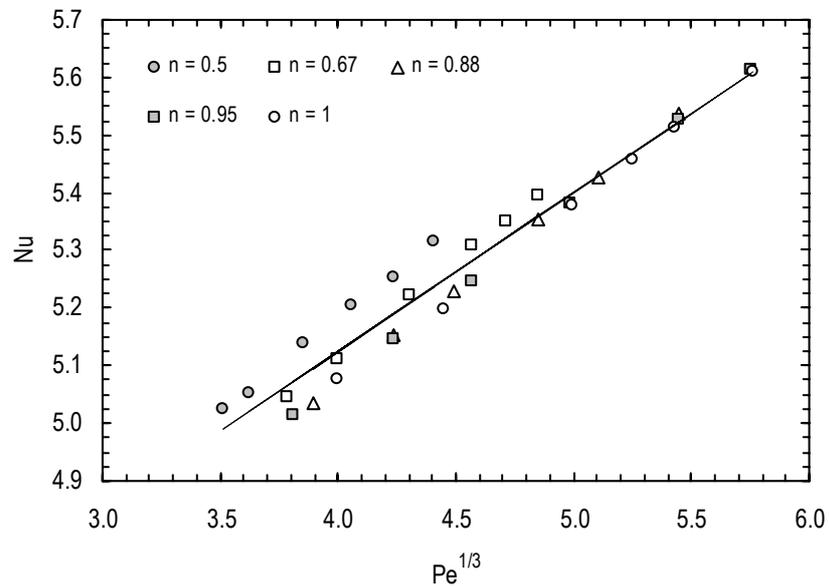


Figura 5.27: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência para  $\beta = 50^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab.5.9) para  $\beta = 50^\circ$ .

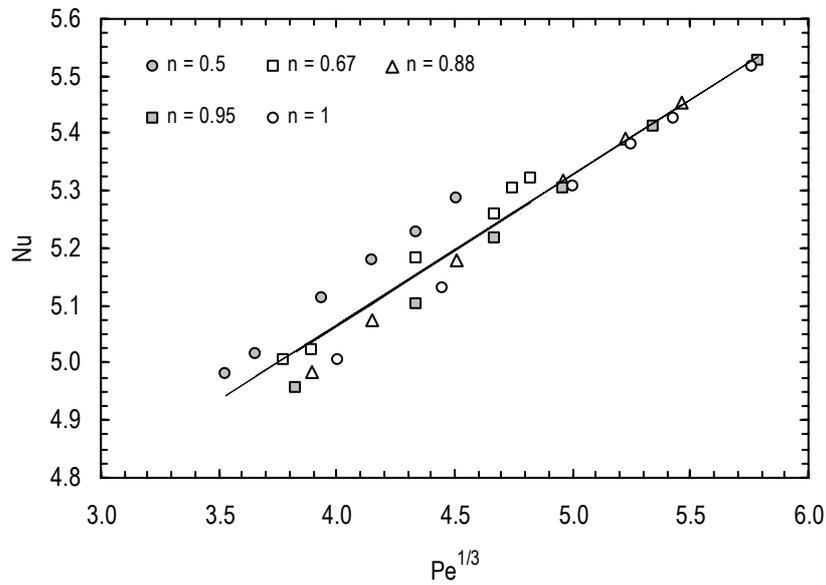


Figura 5.28: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 55^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab.5.9) para  $\beta = 55^\circ$ .

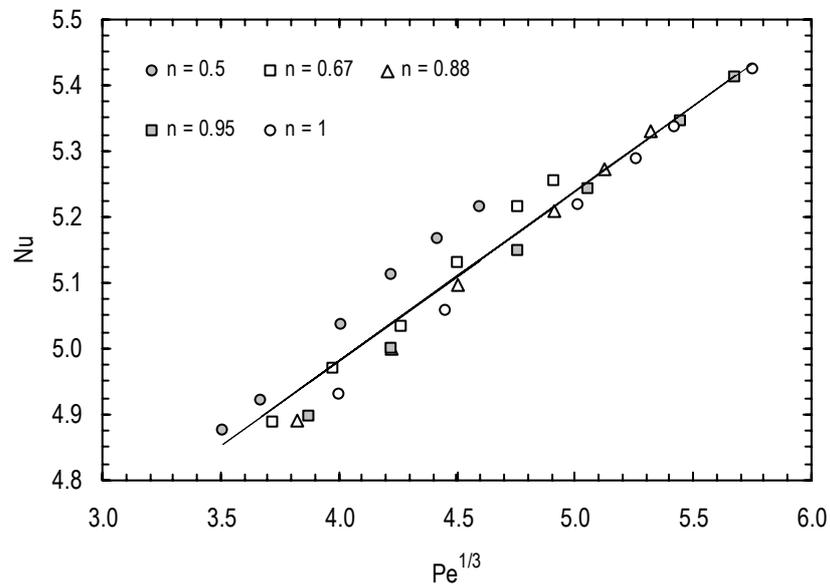


Figura 5.29: Número de Nusselt em função de  $Pe^{1/3}$  para fluidos com diferentes índices de potência e  $\beta = 60^\circ$ . A linha representa a curva única (ver Tab.5.9) para  $\beta = 60^\circ$ .

Tabela 5.9: Coeficientes da Eq. (5.13) para fluidos com diferentes índices de potência.

$\beta = 31^\circ$				$\beta = 35^\circ$			
$n$	$B$	$C$	$R^2$	$n$	$B$	$C$	$R^2$
0.5	4.3463	0.1294	0.9959	0.5	4.2638	0.1998	0.9962
0.67	4.2840	0.1507	0.9953	0.67	4.1724	0.2215	0.9904
0.88	4.2747	0.1562	0.9977	0.88	4.1719	0.2242	0.9998
0.95	4.2340	0.1667	0.9996	0.95	4.1815	0.2233	0.9997
1	4.2183	0.1717	0.9997	1	4.1343	0.2330	0.9999
Curva única	4.1796	0.1766	0.9789	Curva única	4.1863	0.2219	0.9948
$\beta = 40^\circ$				$\beta = 45^\circ$			
$n$	$B$	$C$	$R^2$	$n$	$B$	$C$	$R^2$
0.5	4.0743	0.2766	0.9981	0.5	4.0116	0.2910	0.9984
0.67	4.1313	0.2562	0.9982	0.67	3.9268	0.3010	0.9984
0.88	4.0825	0.2614	0.9993	0.88	3.9155	0.2951	0.9969
0.95	4.0448	0.2679	0.9998	0.95	3.8938	0.2984	0.9999
1	4.0349	0.2687	0.9991	1	3.8704	0.3016	0.9998
Curva única	4.1772	0.2429	0.9809	Curva única	4.0586	0.2678	0.9675
$\beta = 50^\circ$				$\beta = 55^\circ$			
$n$	$B$	$C$	$R^2$	$n$	$B$	$C$	$R^2$
0.5	3.8816	0.3253	0.9977	0.5	3.8723	0.3139	0.9990
0.67	3.7836	0.3331	0.9994	0.67	3.8368	0.3076	0.9940
0.88	3.7805	0.3230	0.9994	0.88	3.8309	0.2985	0.9989
0.95	3.8341	0.3098	0.9999	0.95	3.8353	0.2943	0.9989
1	3.8426	0.3072	0.9991	1	3.8287	0.2941	0.9987
Curva única	4.0237	0.2753	0.9553	Curva única	4.0173	0.2621	0.9440
$\beta = 60^\circ$							
$n$	$B$	$C$	$R^2$	$n$	$B$	$C$	$R^2$
0.5	3.7552	0.3191	0.9980	0.95	3.7958	0.2848	0.9997
0.67	3.7192	0.3127	0.9950	1	3.7973	0.2833	0.9999
0.88	3.7602	0.2951	0.9993	Curva única	3.9465	0.2585	0.9499

Na Fig. 5.30 pode observar-se que no presente estudo a variação do número de Nusselt com o índice de potência é muito ténue, mesmo quando o índice de potência assume valores substancialmente inferiores a 0.5. Na referida figura,  $Nu^*$  representa a razão entre o número de Nusselt obtido para um fluido com um determinado índice de potência e o número de Nusselt obtido com o fluido newtoniano. Um comportamento similar, para baixos números de Péclet e Reynolds, foi observado por Mangadoddy et al. (2004).

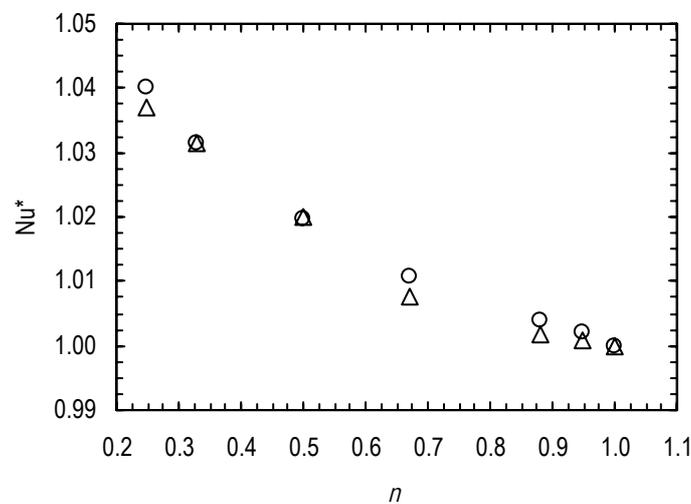


Figura 5.30: Razão entre o número de Nusselt para fluidos pseudoplásticos com diferentes índices de potência e número de Nusselt para o fluido newtoniano para  $Pe = 60$  e dois ângulos de corrugação distintos. ( $\circ$ )  $\beta = 45^\circ$ ; ( $\Delta$ )  $\beta = 60^\circ$ .

Rennie e Raghavan (2007) estudaram numericamente os números de Nusselt em permutadores de calor duplo tubo com canais helicoidais. O estudo foi realizado com fluidos descritos pela lei de potência, tendo o índice de potência variado entre 0.5 e 1. Recorrendo a correlações similares à Eq. (5.13) os autores estabeleceram curvas únicas para o tubo interior e para o tubo anular. Mangadoddy et al. (2004) estudaram numericamente os números de Nusselt durante o escoamento de fluidos descritos pela lei de potência ( $0.5 \leq n \leq 1$ ) através de um aglomerado de tubos cilíndricos orientados transversalmente em relação à direcção

principal de escoamento. Este tipo de escoamento pode ser encontrado, por exemplo, em permutadores de calor do tipo carcaça e tubos.

Nos estudos acima referidos, os autores concluíram, à semelhança do concluído nesta investigação, que para o mesmo número de Péclet, o número de Nusselt era pouco influenciado pelo índice de potência, tendo encontrado algumas soluções em que fluidos pseudoplásticos originavam números de Nusselt inferiores aos originados por fluidos newtonianos, como acontece na Fig. 5.23 e, em menor escala, na Fig. 5.24.

Nas Figs. 5.23 a 5.29 pode observar-se que a gama de números de Péclet em que se efectuou o estudo numérico varia com o índice de potência, tendo sido estudados números de Péclet mais baixos para índices de potência menores. Isso acontece porque para cada velocidade (presente no numerador do número de Péclet) fluidos pseudoplásticos e newtonianos dão origem a valores de viscosidade generalizada diferente, sendo a dos primeiros inferior à dos segundos. De forma a estudar a mesma gama de número de Reynolds (regime laminar) com todos os fluidos, houve necessidade de trabalhar com velocidades inferiores no caso dos fluidos com menor índice de potência. Consequentemente, obtiveram-se menores números de Péclet para os fluidos com menor índice de potência.

Os números de Nusselt obtidos com os vários índices de potência e diferentes ângulos de corrugação confirmam o que se tinha observado com o fluido newtoniano (Secção 5.2.1), isto é, que o número de Nusselt atinge um máximo na gama de  $\beta$  de 40° a 50° (ver Fig. 5.31).

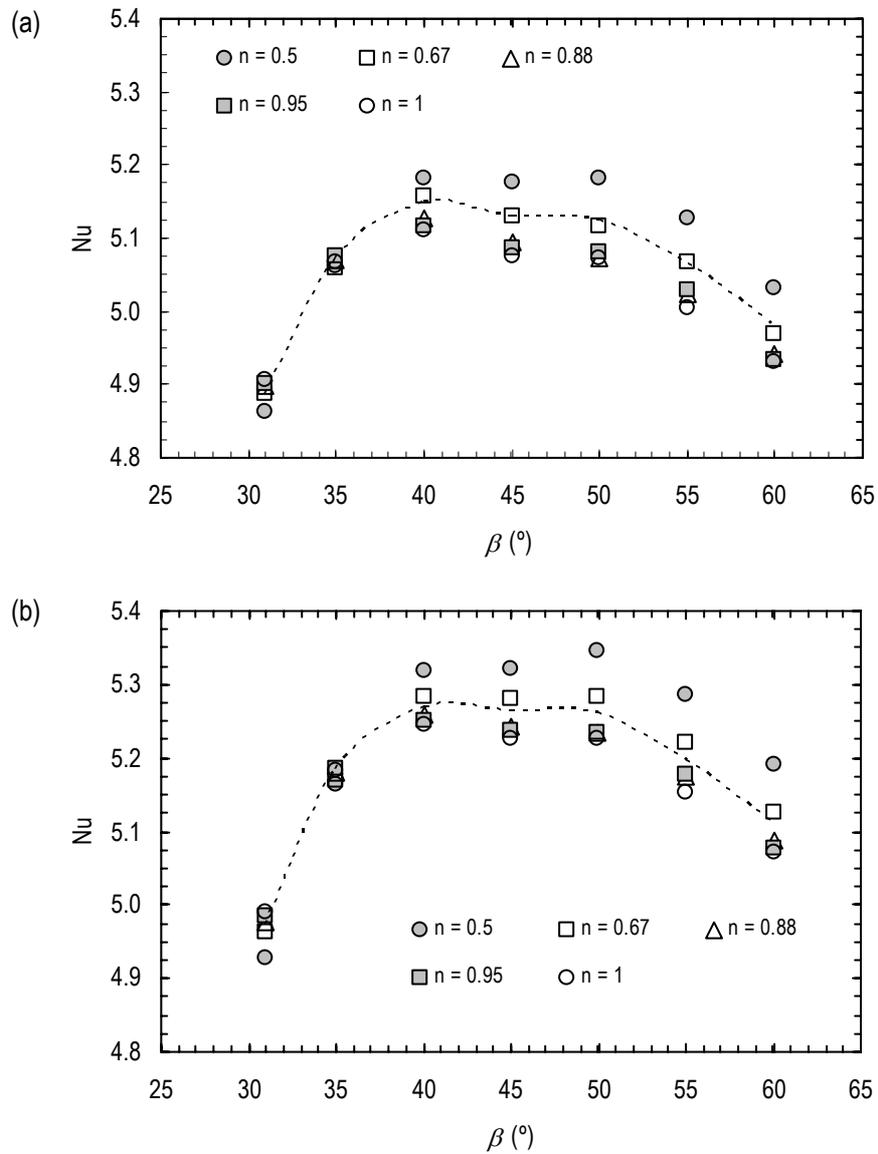


Figura 5.31: Número de Nusselt em função de  $\beta$  para fluidos com diferentes índices de potência. (a)  $Pe = 64$ . (b)  $Pe = 91.13$ . As linhas foram obtidas usando os números de Nusselt estimados através das curvas únicas (ver Tab. 5.9).

Na figura acima apresenta-se também a tendência gerada pelas curvas únicas propostas para cada ângulo de corrugação (ver Tab. 5.9), sendo a mesma representativa, qualitativa e

quantitativamente, dos dados numéricos apresentados para os diferentes índices de potência e diferentes ângulos de corrugação.

### 5.3 Desempenho termo-hidráulico de canais de PHEs para fluidos newtonianos e não-newtonianos

A utilidade das curvas únicas propostas é notória quando se observa a Fig. 5.32, onde se apresenta o factor  $j/f$  (ver Eqs. (1.25) e (1.26)), vulgarmente utilizado para estudar o desempenho termo-hidráulico de PHEs durante o escoamento de fluidos newtonianos (Wang et al., 2007; Islamoglu e Parmaksizoglu, 2003; Dović e Švaić, 2007) ou não-newtonianos (Metwally e Manglik, 2000, 2002, Metwally, 2002; Fernandes et al., 2008c).

Na referida figura pode observar-se que o factor  $j/f$  estimado a partir das curvas únicas (ver Tab. 5.9) propostas para os diferentes ângulos de corrugação descreve bem os resultados numéricos de  $j/f$  para os diferentes índices de potência.

Em regime turbulento, o desempenho termo-hidráulico dos PHEs aumenta com o decréscimo do ângulo de corrugação (Wang et al., 2007). Observando a Fig. 5.32 pode concluir-se que esta tendência não se verifica em regime laminar, isto é, o desempenho termo-hidráulico dos PHEs aumenta com o aumento do ângulo de corrugação. O facto de em regime laminar o número de Nu ser pouco influenciado por  $\beta$  e do factor de fricção de Fanning decrescer consideravelmente com o aumento de  $\beta$  justifica a tendência observada. Assim, sob este ponto de vista e em regime laminar, deverão utilizar-se placas com ângulo de corrugação elevado.

Na Fig. 5.32 pode ainda observar-se que o desempenho termo-hidráulico aumenta com o decréscimo do índice de potência. Sob o ponto de vista térmico, foi já demonstrado que os valores do número de Nusselt são praticamente independentes do índice de potência. O maior desempenho termo-hidráulico é assim explicado pelas menores quedas de pressão obtidas com fluidos pseudoplásticos, uma vez que a queda de pressão está presente no denominador da equação que define o factor  $j/f$  (Eq. (1.26)):

$$\frac{j}{f} = \frac{2LuhPr_g^{2/3}}{\Delta PD_H C_p}$$

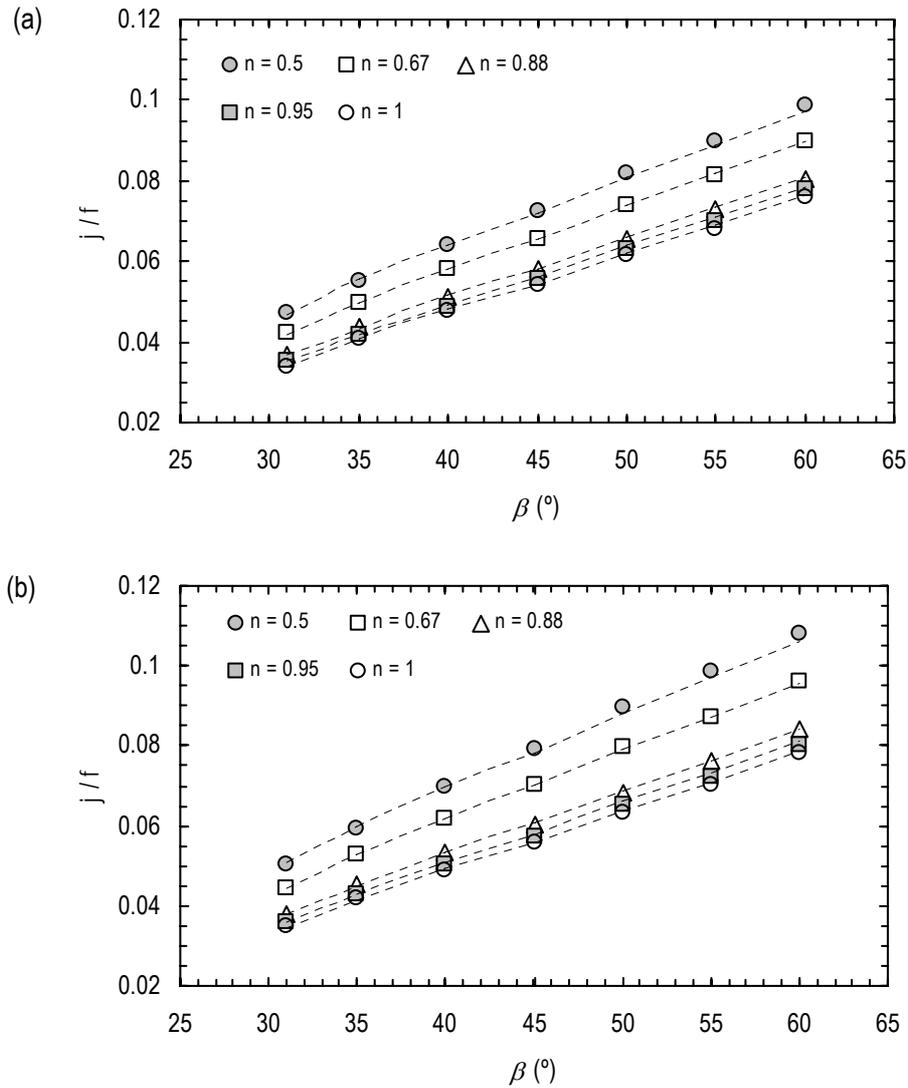


Figura 5.32: Factor  $j/f$  em função de  $\beta$  para fluidos com diferentes índices de potência. (a)  $Pe = 64$ . (b)  $Pe = 91.13$ . As linhas foram obtidas usando os números de Nusselt estimados através das curvas únicas (ver Tab. 5.9).

É sabido que durante o processamento físico de quase todos os fluidos alimentares, estes podem sofrer uma perda irreversível da viscosidade, podendo esta quebra de viscosidade ser prevista através das taxas de deformação máximas geradas nos diferentes equipamentos e tubagens (Fangary et al., 1999; Perona et al., 2002).

Para um mesmo caudal, PHEs com ângulo de corrugação superior dão origem a taxas de deformação máximas menores (Rene et al., 1991; Maia et al., 2007). Assim, os PHEs com maior ângulo de corrugação são mais versáteis no que diz respeito aos caudais a utilizar e consequentes taxas de deformação máximas geradas (Maia et al., 2007). Por outro lado, as menores taxas de deformação geradas pelos PHEs com maior ângulo de corrugação tornam estes PHEs mais propensos à formação de depósitos de partículas nas placas (Thonon et al., 1999; Yiantsios e Karabelas, 2003) do que os PHEs com ângulo de corrugação baixo.

A má distribuição do fluido para os diferentes canais que formam o PHE é inversamente proporcional ao factor de Fanning (Bassiouny e Martin, 1984), sendo sabido (Rao et al., 2002) que esta má distribuição conduz à diminuição da eficiência térmica do PHE. Os PHEs com maior ângulo de corrugação originam factores de Fanning menores, estando por isso mais expostos à má distribuição do fluido para os diferentes canais do equipamento e resultante degradação da eficiência térmica do PHE (Maia et al., 2007).

## 5.4 Conclusão

Os estudos expostos neste capítulo tiveram como objectivo analisar a influência de propriedades geométricas das placas do tipo *chevron* que constituem os PHEs, assim como as propriedades dos fluidos processados, na eficiência termo-hidráulica destes equipamentos em regime laminar, apresentando-se no Anexo 2 um exemplo dos cálculos inerentes a estes estudos. As simulações numéricas foram efectuadas para fluidos não-newtonianos e newtonianos em canais constituídos por 7 células unitárias consecutivas de modo a obter-se escoamentos completamente desenvolvidos, o que se verificou na quinta ou sexta célula consecutiva.

Os resultados alcançados para os escoamentos de fluidos newtonianos em canais com propriedades geométricas muito diferentes ( $29^\circ < \beta < 85^\circ$  e  $0.38 < \gamma < 0.76$ ) permitiram estabelecer uma relação entre o coeficiente  $K$  (da relação  $f = KRe^{-1}$ ) e as propriedades geométricas dos canais em estudo, mais concretamente, com o ângulo de corrugação e a razão de aspecto de canal. Relativamente à dependência entre  $K$  e os parâmetros geométricos referidos, verificou-se que este coeficiente diminui com o aumento de  $\beta$  e aumenta com o incremento de  $\gamma$ , sendo esta última dependência mais pronunciada para ângulos de corrugação baixos. A referida relação foi posteriormente utilizada para estabelecer uma curva de fricção única para os escoamentos de fluidos newtonianos e não-newtonianos em PHEs constituídos por placas com um factor de incremento de área de 1.17, para cada ângulo de corrugação estudado ( $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ ).

No que diz respeito ao desempenho térmico dos canais constituídos por placas com  $\phi = 1.17$  e  $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$  (PHEs vulgarmente utilizados comercialmente), verificou-se que o número de Nusselt era praticamente independente do índice de potência, dentro da gama estudada ( $0.5 \leq n \leq 1$ ), e que atingia um máximo para ângulos de corrugação entre os 40 e 50°, para os vários fluidos estudados. Estabeleceram-se então correlações térmicas para os diversos ângulos de corrugação e fluidos, dependendo os coeficientes das mesmas do ângulo de corrugação. Atendendo à pequena variação do número de Nusselt com o índice de potência, propuseram-se ainda correlações térmicas únicas para cada um dos ângulos de corrugação. Efectuaram-se também estudos para valores de  $n < 0.5$ , tendo-se verificado que, mesmo para esses valores de  $n$ , não se verificavam grandes alterações no número de Nusselt.

Uma vez que os factores de Fanning diminuem consideravelmente com o aumento de  $\beta$  e o número de Nusselt é praticamente insensível a essa variação, o factor  $j/f$  aumentou com o incremento do ângulo de corrugação, ou seja, concluiu-se que a eficiência termo-hidráulica aumenta com o aumento do ângulo de corrugação. Ainda no que diz respeito ao factor  $j/f$ , verificou-se que este aumenta com o decréscimo do índice de potência, dentro da gama de índices estudada ( $0.5 \leq n \leq 1$ ).

## Capítulo 6

# Conclusões e sugestões para trabalhos futuros

### 6.1 Conclusões

É sabido que as propriedades geométricas das placas *chevron* influenciam o desempenho termo-hidráulico dos PHEs. Contudo, em regime laminar, esse impacto está muito pouco explorado. Em muitos trabalhos de revisão da literatura é referido que a grande discrepância entre correlações (térmicas ou hidráulicas) propostas por diferentes autores se pode dever a diferentes propriedades geométricas das placas, frequentemente omissas. Para além disso, foram poucos os estudos efectuados com fluidos não-newtonianos, apesar de muitos fluidos processados em PHEs exibirem esse comportamento, nomeadamente os fluidos alimentares.

Na presente dissertação efectuaram-se simulações numéricas de escoamentos laminares de fluidos newtonianos e não-newtonianos, descritos reologicamente pela lei de potência, em canais de PHEs constituídos por placas *chevron* com propriedades geométricas bem definidas. Estes estudos permitiram desenvolver, para escoamentos laminares completamente desenvolvidos de fluidos newtonianos e não newtonianos, algumas correlações simples para aplicação no projecto de PHEs. Adicionalmente, identificaram-se ainda valores de parâmetros geométricos para os quais se atingem óptimos para o desempenho hidráulico, térmico e termo-hidráulico para os diferentes fluidos.

O trabalho numérico foi realizado recorrendo ao *software* comercial de dinâmica de fluidos computacional, baseado no método de elementos finitos, POLYFLOW® e foi levado a cabo numa Dell Workstation PW530 com 1GB de memória RAM.

O presente estudo dividiu-se em duas fases distintas. Inicialmente estudou-se o escoamento particular do iogurte durante o seu arrefecimento num PHE Pacetti RS22, para o qual são conhecidos dados experimentais. Uma vez que o modelo computacional utilizado nestes estudos se mostrou adequado, dado ter sido alcançado uma boa concordância entre os resultados térmicos obtidos e os resultados experimentais da literatura, o modelo computacional, com algumas alterações devidamente justificadas, foi posteriormente utilizado no estudo de escoamentos laminares completamente desenvolvidos de fluidos newtonianos e não-newtonianos em canais de PHEs com propriedades geométricas distintas.

Os estudos numéricos do escoamento do iogurte foram efectuados para um PHE de pequeno comprimento cujas propriedades geométricas eram conhecidas, tendo sido levados a cabo com metade de um único canal do referido equipamento térmico. Tal simplificação foi efectuada atendendo a que o permutador operava em paralelo e que, adicionalmente, se admitiu um escoamento uniforme dentro de cada um dos canais. A observação dos resultados alcançados, assim como da periodicidade da geometria do canal, permitiu efectuar algumas simplificações que levaram à utilização de domínios geométricos menos complexos nos estudos subsequentes.

No seguimento dos trabalhos efectuados com iogurte batido, efectuaram-se então estudos de escoamentos completamente desenvolvidos. O domínio geométrico dos novos problemas foi implementado, como já referido, atendendo à periodicidade geométrica que caracteriza os canais dos PHEs, tendo sido desenvolvida uma célula unitária, distinta das existentes na literatura, que inclui cinco pontos de contacto – um no centro e quatro nos cantos. Os canais usados nas simulações eram constituídos por sete células unitárias consecutivas, tendo esse número sido estabelecido tendo em vista a obtenção de escoamentos laminares completamente desenvolvidos, hidráulica e termicamente, situação que se observou na quinta ou sexta célula unitária consecutiva dos referidos canais. Ainda tendo em conta a

periodicidade supramencionada, foram estabelecidos planos de simetria nas paredes laterais dos diversos canais.

Recorrendo aos resultados obtidos para escoamentos laminares totalmente desenvolvidos para fluidos newtonianos, isto é, aos resultados referentes à quinta ou sexta célula unitária consecutiva, relacionou-se o coeficiente  $K$  da correlação  $f = KRe^{-1}$  com o coeficiente de tortuosidade do canal,  $\tau$ , e o coeficiente de forma do canal,  $K_0$ , através da expressão  $K = K_0\tau^2$ . Os coeficientes  $\tau$  e  $K_0$  foram estudados e concluiu-se que aumentavam com o decréscimo do ângulo de corrugação,  $\beta$ . Relativamente à dependência destes coeficientes com o rácio de aspecto do canal,  $\gamma$ , verificou-se que  $\tau$  diminui com a diminuição de  $\gamma$ , enquanto o factor de forma se mostrou praticamente independente de  $\gamma$ . Os coeficientes  $\tau$  e  $K_0$  foram modelados para canais com  $29^\circ < \beta < 85^\circ$  e  $0.38 < \gamma < 0.76$ , tendo sido possível estabelecer a relação (Eq. (5.8)) para prever o coeficiente  $K$ :

$$K = \left( \underbrace{1 + 0.5 \sqrt{\left( \frac{1}{\sin(\beta)} \right)^\gamma - 1}}_{\tau} \right)^2 \times \underbrace{16 \left( \frac{90}{\beta} \right)^{0.6554 - 0.0929\gamma}}_{K_0},$$

válida nas gamas de  $\beta$  e  $\gamma$  indicadas anteriormente. Para valores de factor de incremento de área  $\phi$  e  $\beta$  vulgarmente utilizados na indústria, a correlação anterior proporcionou valores de  $K$  semelhantes a valores experimentais ou semi-empíricos.

As placas do tipo *chevron* possuem muitas vezes um valor de  $\phi$  próximo de 1.17. Para canais de PHEs formados por placas com o referido valor de  $\phi$ , estudou-se o fluxo laminar completamente desenvolvido de fluidos não-newtonianos descritos reologicamente pela lei de potência. Neste estudo,  $\beta$  variou entre  $30^\circ$  e  $60^\circ$  (gama usual de  $\beta$ ) e o índice de fluxo,  $n$ , variou entre 0.25 e 1. Recorrendo a uma metodologia recomendada na literatura, e a fim de eliminar limitações introduzidas pelo uso da viscosidade aparente de fluidos não-newtonianos

em correlações hidráulicas e térmicas, desenvolveu-se uma expressão para a viscosidade generalizada,  $\eta_g$ , a saber (Eq. (5.11)):

$$\eta_g = K_1 \left( \frac{K}{2} \right)^{n-1} \left( \frac{u}{D_H} \right)^{n-1} \left( \frac{2}{3} + \frac{1/3}{n} \right)^n \left( \frac{1}{n} \right)^{0.4731-0.0065\beta} .$$

Para  $\beta \approx 30^\circ$ , o valor da viscosidade generalizada estimada através da referida expressão apresentou boa concordância com dados experimentais da literatura. Esta expressão permitiu estabelecer curvas de fricção únicas  $f = K Re_g$  para os diferentes índices de fluxo estudados, sendo o coeficiente  $K$  bem previsto pela relação anteriormente apresentada (Eq. (5.9)), para cada ângulo de corrugação estudado ( $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ ).

Os canais utilizados no estudo anteriormente referido para fluidos não-newtonianos, isto é, canais formados por placas com  $\phi = 1.17$  e  $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$ , foram em seguida usados na investigação do desempenho térmico dos mesmos, durante fluxo laminar completamente desenvolvido termicamente de fluidos newtonianos e não-newtonianos.

Diferentes estudos recentes encontrados na literatura indicam que o número de Nusselt,  $Nu$ , não aumenta com o decréscimo de  $\beta$  em toda a gama de  $\beta$  ( $0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ ). Para valores de  $\phi$  próximos de 1.17, os referidos estudos sugerem que, para fluxo laminar de fluidos newtonianos em canais de PHEs do tipo *chevron*, o número de  $Nu$  deverá atingir um máximo para valores de  $\beta$  superiores a  $25^\circ$ . Os dados numéricos do presente trabalho de investigação confirmaram que esse máximo ocorre na gama aproximada de  $\beta$  entre  $40^\circ$  e  $50^\circ$ . Adicionalmente, como sugerido por estudos presentes na literatura, o número de  $Nu$  para  $\beta \approx 30^\circ$  e  $\beta \approx 60^\circ$  atingiu valores semelhantes e apresentou uma fraca dependência com  $\beta$ , relativamente ao que se observa em regime turbulento. Para fluxos laminares de fluidos newtonianos, completamente desenvolvidos termicamente, o número de  $Nu$  foi relacionado com o número de Péclet através de (Eq. (5.13)):

$$Nu = B + C Pe^{1/3},$$

tendo sido propostos valores para os coeficientes  $B$  e  $C$ , dependendo estes do ângulo de corrugação.

Os estudos efectuados para fluidos não-newtonianos, descritos reologicamente pela lei de potência, confirmaram que com as placas estudadas ( $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$  e  $\phi = 1.17$ ) o número de Nu (escoamentos laminares completamente desenvolvido termicamente) atingia um máximo na gama de  $\beta$  de 40 a 50°. Nestes trabalhos, o índice de fluxo ( $0.5 \leq n \leq 1$ ) influenciou pouco o número de Nu, o que permitiu estabelecer uma curva única para todos os índices de fluxo estudados. A referida curva tomou a forma da relação acima apresentada (Eq. (5.13)), tendo sido propostos valores de  $B$  e  $C$  para os diferentes ângulos de corrugação estudados.

O desempenho termo-hidráulico de canais de PHEs ( $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$  e  $\phi = 1.17$ ) foi analisado através do factor  $j/f$ , tendo-se concluído que em regime laminar, ao contrário do que acontece em regime turbulento, o desempenho termo-hidráulico aumenta com o incremento do ângulo  $\beta$ , na gama estudada. O facto de em regime laminar o número de Nu ser pouco influenciado por  $\beta$  e do factor de fricção de Fanning,  $f$ , decrescer consideravelmente com o aumento de  $\beta$  justifica a tendência observada.

Na análise do comportamento do factor  $j/f$  para os diferentes fluidos não-newtonianos, verificou-se que o factor  $j/f$  aumenta com o decréscimo do índice de fluxo, o que pode ser explicado pelo facto de o número de Nu ser pouco influenciado por  $n$  e as quedas de pressão geradas pelos fluidos pseudoplásticos serem menores.

Foram também estudadas as propriedades locais do escoamento e transferência de calor ao longo (direcção principal dos escoamento) das células unitárias. A velocidade intersticial local, taxa de deformação local e número de Nu local atingiram valores mais baixos à entrada, saída e no meio da sexta célula unitária consecutiva, enquanto que os valores mais baixos se registaram numa posição correspondente a 1/4 e 3/4 do comprimento total da célula unitária. Verificou-se ainda que o número de Nu da primeira metade da célula unitária era

superior ao número de Nu da segunda metade da célula unitária, diferença que se atenuou com o aumento de  $\beta$ .

## 6.2 Sugestões para trabalhos futuros

Para finalizar esta dissertação, apresentam-se nesta secção algumas sugestões para dar continuidade ao presente trabalho de investigação.

Este estudo foi desenvolvido em regime laminar por motivos já realçados, mas considera-se interessante expandir os estudos numéricos para o regime de transição e turbulento. Trabalhos de revisão recentes referem que ainda não foram desenvolvidos modelos numéricos que se demonstrassem fiáveis nos regimes de transição e turbulento. Para efectuar estudos nos referidos regimes terá de usar-se um *software* diferente do POLYFLOW®, uma vez que este permite apenas a resolução de problemas em regime laminar.

Nas correlações térmicas é usual admitir-se que número de Prandtl assume o valor de 1/3, expoente também adoptado no presente trabalho, embora existam alguns trabalhos em que o expoente do número de Prandtl assume um valor diferente do referido. Assim, sugere-se alargar a gama de número de Prandtl de forma a estudar com precisão o expoente a utilizar nas correlações térmicas, obtidas nos três regimes de fluxo.

O estudo do desempenho térmico (com diferentes fluidos newtonianos e não-newtonianos genéricos) apresentado no presente trabalho foi desenvolvido para canais constituídos por placas *chevron* com  $\phi = 1.17$ , uma vez que este é um valor usual nas placas comerciais. Assim, sugere-se que em trabalhos futuros se expanda este estudo para diferentes valores de  $\phi$ , numa gama alargada de  $\beta$ , de modo a estudar o impacto do primeiro parâmetro na localização ( $\beta$ ) do máximo do número de Nu, para os três regimes de fluxo, com fluidos newtonianos e diferentes fluidos não-newtonianos.

# Bibliografia

- Afonso, I. M. (1999). *Caracterização da Reologia e da Transferência de Calor no Processamento do Iogurte*. Dissertação de Mestrado, Universidade do Minho, Braga.
- Afonso, I. M., Hes, L., Maia, J. M., Melo, L. F. (2003). Heat transfer and rheology of stirred yoghurt during cooling in plate heat exchangers. *Journal of Food Engineering*, 57, 179-187.
- Ayub, Z. H. (2003a). Plate heat exchanger literature survey and new heat transfer and pressure drop correlations for refrigerant evaporators. *Heat Transfer Engineering*, 24, 3-16.
- Ayub, Z. H. (2003b). Are we on the right track? *Heat Transfer Engineering*, 24, 1-2.
- Blomgren, R., Krantz, J.: WO2007004939A1 (2007).
- Balhoff, M. T., Thompson, K. E. (2006). A macroscopic model for shear thinning flow in packed beds based on network modelling. *Chemical Engineering Science*, 61, 698-719.
- Bassiouny, M. K., Martin, H. (1984). Flow distribution and pressure drop in plate heat exchangers – I. *Chemical Engineering Science*, 39, 693-700.
- Bird, R. B., Armstrong, R. C., Hassager, O. (1987). *Dynamics of Polymeric Liquids*, Vol.1. 2nd ed., John Wiley & Sons, New York, USA.
- Bond, M. P. (1981). Plate heat exchangers for effective heat transfer. *The Chemical Engineer*, 162-167.

## Bibliografia

- Carezzato, A., Alcantara, M. R., Telis-Romero, J., Tadini, C. C., Gut, J. A. W. (2007). Non-Newtonian heat transfer on a plate heat exchanger with generalized configurations. *Chemical Engineering and Technology*, 30, 21-26.
- Carman, P. C. (1937). Fluid flow through granular beds. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 15, 150-166.
- Celik, I. B. (2008). Procedure for estimation and reporting of discretization error in CFD applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130, 78001-78005.
- Çengel, Y.U. (1998). *Heat transfer: a practical approach*. Mc Graw-Will, New York, USA.
- Charre, O., Jurkowski, R., Bailly, A., Meziani, S., Altazin, M. (2002). General Model for plate heat exchanger performance prediction. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 9, 181-186.
- Cho, Y. I., Hartnett, J. P. (1982). Non-Newtonian fluids in circular pipe flow, *Advances in Heat Transfer*, Vol.15. Hartnett, J. P. e Irvine T. F. ed., Academic Press, New York, USA.
- Ciofalo, M., Stasiek, J., Collins, M.W. (1996). Investigation of flow and heat transfer in corrugated passages – II. Numerical simulation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39, 165-192.
- Curcio, S., Calabrò, V., Iorio, G., Cindio, B. (2001). Fruit juice concentration by membranes: effect of rheological properties on concentration polarization phenomena. *Journal of Food Engineering*, 48, 235-241.
- Delplace, F., Leuliet, J. C. (1995). Generalized Reynolds number for the flow of power law fluids in cylindrical ducts of arbitrary cross-section. *The Chemical Engineering Journal*, 56, 33-37.
- Dias, R. P., Fernandes, C. S., Mota, M., Teixeira, J. A., Yelshin, A. (2007). Permeability and effective thermal conductivity of bisized porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50, 1295-1301.
- Dias, R. P., Fernandes, C. S., Teixeira, J. A., Mota, M., Yelshin, A. (2008) Permeability analysis in bisized porous media: Wall effect between particles of different size. *Journal of Hydrology*, 349, 470-474.

- Ding, J., Manglik, R. M. (1996). Analytical solutions for laminar fully developed flows in double-sine shaped ducts. *Heat and Mass Transfer*, 31, 269-277.
- Dović, D., Švaić, S. (2007). Influence of a chevron plates geometry on performances of plate heat exchangers. *Technički Vjesnik*, 14, 37-45.
- Du, J., Hu, X., Wu, W., Wang, B. X. (2003). A thermal dispersion model for single phase flow in porous media. *Heat Transfer Asian Research*, 32, 545-551.
- Edwards, M. F., Vaie, A. A. C., & Parrott, D. L. (1974). Heat transfer and pressure drop characteristics of a plate heat exchanger using Newtonian and non-Newtonian liquids. *The Chemical Engineer*, 286-288, 293.
- Fangary, Y. S., Barigou, M., Seville, J. P. K. (1999). Simulation of yoghurt flow and prediction of its end-of-process properties using rheological measurements. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 77, 33-39.
- Fernandes, C.S. (2003). *Simulação do escoamento não-isotérmico de fluidos não-Newtonianos em canais convergentes/divergentes*. Dissertação de Mestrado, Universidade do Minho, Guimarães.
- Fernandes, C. S., Dias, R., Nóbrega, J. M., Afonso, I. M., Melo, L. F., & Maia, J. M. (2005). Simulation of stirred yoghurt processing in plate heat exchangers. *Journal of Food Engineering*, 69, 281-290.
- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Nóbrega, J. M., Afonso, I. M., Melo, L. F., & Maia, J. M. (2006). Thermal behaviour of stirred yoghurt during cooling in plate heat exchangers. *Journal of Food Engineering*, 76, 433-439.
- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Nóbrega, J. M., Maia, J. M. (2007a). Laminar flow in chevron-type plate heat exchangers: CFD analysis of tortuosity, shape factor and friction factor. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 46, 825-833.
- Fernandes, C.S., Dias, R.P., Nóbrega, J.M., Maia, J.M. (2007b). CFD aplicada ao estudo de permutadores de calor de placas chevron. In: *Actas XXVIII Congresso Ibero Latino-*

## Bibliografia

- Americano sobre Métodos Computacionais em Engenharia, CMNE/CILAMCE 2007*, Porto, Portugal, CD-ROM, artigo p166, 13pp.
- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Maia, J. M. (2008a). New plates for different types of plate heat exchangers. *Recent Patents on Mechanical Engineering*, 1, 198-205.
- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Nóbrega, J. M., Maia, J. M. (2008b). Friction factors of power-law fluids in chevron-type plate heat exchangers. *Journal of Food Engineering*, 89, 441-447.
- Fernandes, C. S., Dias, R. P., Nóbrega, J. M., Maia, J. M. (2008c). Heat transfer to Newtonian and non-Newtonian fluids in cross-corrugated chevron-type plate heat exchangers: Numerical approach. In: *Proceedings 18<sup>th</sup> International Congress of Chemical and Process Engineering*, Prague, Czech Republic.
- Gaiser, G., Kottke, V. (1998). Effect of wavelength and inclination angle on the homogeneity of local heat transfer coefficients in plate heat exchangers. In: *Proceedings 11<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference*, Kyongju, Korea.
- Galleazzo, F. C. C., Miura, R. Y., Gut, J. A. W., Tadini, C. C. (2006). Experimental and numerical heat transfer in a plate heat exchanger. *Chemical Engineering Science*, 61, 7133-7138.
- GAMBIT 2 Modelling Guide (2001b), Vol 12. Fluent Inc., Lebanon, USA.
- Gamrat, G., Favre-Marinet, M., Le Person, S. (2008). Numerical study of heat transfer over banks of rods in small Reynolds number cross-flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 853-864.
- García-Cascales, J. R., Vera-García, F., Corberán-Salvador, J. M., Gonzálves-Maciá, J. (2007). Assessment of boiling and condensation heat transfer correlations in the modelling of plate heat exchangers. *International Journal of Refrigeration*, 30, 1029-1041.
- Grigull, U. (1956). Wärmeübergang an nicht-Newtonsche flüssigkeiten bei laminarer rohrrstromung. *Chem-Ing.-Tech.*, 28, 139-145.

- Gut, J. A. W., Pinto, J. M. (2003a). Modeling of plate heat exchangers with generalized configurations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46, 2571-2585.
- Gut, J. A. W., Pinto, J. M. (2003b). Selecting optimal configurations for multisection plate heat exchangers in pasteurization processes. *Industrial Engineering & Chemistry Research*, 42, 6112-6124.
- Heggs, P. J., Sandham, P., Hallam, R. A., Walton, C. (1997). Local heat transfer coefficients in corrugated plate heat exchangers channels. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 75, 641-645.
- Incropera, F. P., DeWitt, D. P. (1998). *Fundamentos de transferência de calor e de massa*. 4ª edição, LTC editora, Rio de Janeiro, Brasil.
- Islamoglu, Y., Parmaksizoglu, C. (2003). The effect of channel height on the enhanced heat transfer characteristics in a corrugated heat exchanger channel. *Applied Thermal Engineering*, 23, 979-987.
- Kakaç, S, Liu, H. (2002). *Heat exchangers selection, rating, and thermal design*. 2nd edition, CRC Press, Florida, USA.
- Kim, B. K., Tadini, C. C., & Singh, R. K. (1999). Heat transfer in a plate heat exchanger during pasteurization of orange juice. *Journal of Food Engineering*, 42, 79-84.
- Kho T., Müller-Steinhagen, H. (1999). An experimental and numerical investigation of heat transfer fouling and fluid flow in flat plate heat exchangers. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 77, 124-130.
- Kozicki, W., Chou, C. H., Tiu, C. (1966). Non-Newtonian flow in ducts of arbitrary cross-sectional shape. *Chemical Engineering Science*, 21, 665-679.
- Kuwara, F., Shirota, M., Nakayama, A. (2001). A numerical study of interfacial convective heat transfer coefficient in two-energy equation model for convection in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44, 1153-1159.

## Bibliografia

- Kumar, H. (1984). The plate heat exchanger: construction and design. In: Proceedings *First UK National Conference on Heat Transfer*, University of Leeds, Inst. Chem. Symp. Series No. 86, pp. 1275-1288.
- Leuliet, J. C., Maigonnat J. F., Lalande M. (1987). Etude de la perte de charge dans des échangeurs de chaleur à plaques traitant des produits non-newtoniens. *Revue Générale Thermique*, 308-309 445-450.
- Leuliet, J. C., Maigonnat, J. F., Lalande, M. (1988). Thermal behaviour of plate heat exchangers with Newtonian and non-Newtonian fluids. In: Proceedings *Congress Eurotherm 5 et Colloque TIFAN*, Compiègne, pp. 1-15.
- Leuliet, J. C., Maigonnat, J. F., Lalande, M. (1990). Écoulements et transferts de chaleur dans les échangeurs à plaques traitant des produits visqueux Newtoniens et Pseudoplastiques. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 68, 220-229.
- Luan, Z-J, Zhang, G-M, Tian, M-C, Fan, M-X (2008). Flow resistance and heat transfer characteristics of a new-type plate heat exchanger. *Journal of Hydrodynamics*, 20, 524-529.
- Mahmud, S., Fraser. R. A. (2006). Second law analysis of forced convection in a circular duct for non-Newtonian fluids. *Energy*, 31, 2226-2244.
- Maia, J. M., Nóbrega, J. M., Fernandes, C. S., Dias, R. P. (2007). CFD simulation of stirred yoghurt processing in plate heat exchangers, Chapter 15. *Computational fluid dynamics in food processing*. Da-Wen Sun ed., CRC Press.
- Mangadoddy, N., Prakash, R., Chhabra, R. P., Eswaran, V. (2004). Forced convection in cross flow of power law fluids over a tube bank. *Chemical Engineering Science*, 59, 2213-2222.
- Manglik, R. M., Ding, J. (1997). Laminar flow heat transfer to viscous power-law fluids in double-sine ducts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40, 1379-1390.
- Martin, H. (1996). A theoretical approach to predict the performance of chevron-type plate heat exchangers. *Chemical Engineering and Processing*, 35, 301-310.

- Matsuzaki, T., Tagata-Gun, S-K: EP1813901A2 (2007).
- Mehrabian, M. A., Poulter, R. (2000). Hydrodynamics and thermal characteristics of corrugated channels: computational approach. *Applied Mathematical Modelling*, 24, 343-364.
- Metwally, H. M. (2002). *A computational study of enhanced laminar forced convection heat transfer to Newtonian and non-Newtonian fluid flows in sinusoidal corrugated-plate channels*. PhD Thesis, University of Cincinnati.
- Metwally, H. M., Manglik, R. M. (2000). A computational study of enhanced laminar flow heat transfer in laminar flows of non-Newtonian fluids in corrugated-plate channels. In: *Proceedings ASME Advances in Enhanced Heat Transfer*, HTD-Vol.365/PID-Vol.4, pp. 41-48.
- Metwally, H. M., Manglik, R. M. (2002). Computational modelling of enhanced laminar flow heat transfer in viscoplastic fluids in corrugated-plate channels. In: *Proceedings ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition*, New Orleans, Louisiana, pp. 1-8.
- Metwally, H. M., Manglik, R. M. (2004). Enhanced heat transfer due to curvature-induced lateral vortices in laminar flows in sinusoidal corrugated-plate channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 2283-2292.
- Metzner, A. B., Reed, J. C. (1955). Flow of non-Newtonian fluids – Correlation of the laminar, transition, and turbulent-flow regions. *AIChE Journal*, 1, 434-440.
- Mota, M., Empis, J., Teixeira, J. (1999). *A biotecnologia na indústria agro-alimentar*. Federação das Indústrias Portuguesas Agro-Alimentares, Lisboa, Portugal.
- Palm, B., Claesson, J. (2006). Plate heat exchangers: Calculation methods for single- and two-phase flow. *Heat Transfer Engineering*, 27, 88-89.
- Perona, P., Conti, R., Sordo S. (2002). Influence of turbulent motion on structural degradation of fruit purees. *Journal of Food Engineering*, 52, 397-403.
- POLYFLOW 3.9 User's Guide (2001a). Fluent Inc., Lebanon, USA.

## Bibliografia

- Rao, B. P., Kumar, P. K., Das, S. K. (2002). Effect of flow distribution to the channels on the thermal performance of a plate heat exchanger. *Chemical Engineering and Processing*, 41, 49-58.
- Rehberg, P.: US7204297B2 (2007).
- René, F., Lalande, M. (1987). Échangeur de chaleur à plaques et joints. Résolution numérique des équations d'échange thermique entre les différents canaux. *Revue Générale de Thermique*, 311, 577-583.
- Rene, F., Leuliet, J. C., Lalande, M. (1991). Heat transfer to Newtonian and non-Newtonian food fluids in plate heat exchangers: Experimental and numerical approaches. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 69, 115-126.
- Rennie, T. J., Raghavan, G. S. V. (2007). Thermally dependent viscosity and non-Newtonian flow in double-pipe helical heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, 27, 862-868.
- Reppich, M. (1999). Use of high performance plate heat exchangers in chemical and process industries. *International Journal of Thermal Sciences*, 38, 999-1008.
- Rohsenow, W. M., Hartnett J. P., Cho, Y. I. (1998). *Handbook of heat transfer*. 3th ed., McGraw-Hill, New York, USA.
- Shah, R. K. (1975). Laminar flow friction and forced convection heat transfer in ducts of arbitrary geometry. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18, 849-862.
- Sizaire, R. (1998). *Numerical study of free surface Newtonian and viscoelastic flows*. PhD Thesis, Université catholique de Louvain.
- Sjodin, P., Rassmus, J.: US0199718A1 (2008).
- Souza, T. C., Lenzi, A., Deschamps, C. J. (2008). Análise acústica e dinâmica de escoamento em tubos ressonantes. In: *Actas VI Congresso Iberoamericano de Acústica, FIA2008*, Buenos Aires, Argentina, artigo A137, 13pp.
- Staff, M. C. (1998). Cultured milk and fresh cheeses. In R. Early. *The technology of dairy products*. Blackie Academic & Professional, London.

- Steffe, J. F. (1996). *Rheological methods in food process engineering*. 2nd ed., Freeman Press, East Lansing.
- Stehlík, P., Wadekar, V. V. (2002). Different strategies to improve industrial heat exchange. *Heat Transfer Engineering*, 23, 36-48.
- Tamine, A.Y. e Robinson, R.K. (1988). Fermented milks and their future trends. Part II. Technical aspects (review). *Journal of Dairy Research*, 55, 281-307.
- Thonon B., Grandgeorge S., Jallut, C. (1999). Effect of geometry and flow conditions on particulate fouling in plate heat exchangers. *Heat Transfer Engineering*, 20, 12-24.
- Versteeg, H. K., Malalasekera, W. (1995). *An introduction to computational fluid dynamics*. Pearson Prentice Hall, Harlow.
- Wakao, N., Kaguei, S. (1982). *Heat and mass transfer in packed beds*. Gordon and Breach, New York, USA.
- Wang, L., Sundén, B., Manglik R.M. (2007). *Plate heat exchangers: design, applications and performance*. WIT Press, Southampton, USA.
- Wanniarachchi, A.S., Ratnam, U., Tilton, B.E., Dutta-Roy, K. (1995). Approximate correlations for chevron-type plate heat exchangers. In: Proceedings ASME HTD - vol. 314, 1995 *National Heat Transfer Conference*, vol.12, pp. 145-151.
- Yiantsios, S. G., Karabelas, A. J. (2003). Deposition of micron-sized particles on flat surfaces: effects of hydrodynamic and physicochemical conditions on particle attachment efficiency. *Chemical Engineering Science*, 58, 3105-3113.
- Yoğurtçu, H., Kamişli, F. (2006). Determination of rheological properties of some pekmez samples in Turkey. *Journal of Food Engineering*, 77, 1064-1068.
- Zhang, G-M, Tian, M-C (2006). Simulation and analysis of flow pattern in cross-corrugated plate heat exchangers. *Journal of Hydrodynamics*, 18, 547-551.

# Anexo 1

## Conduta cilíndrica

Neste Anexo apresentam-se os perfis de velocidade e temperatura numéricos obtidos para o escoamento completamente desenvolvido, térmica e hidraulicamente, de fluidos newtoniano e não-newtoniano na conduta cilíndrica apresentada no Capítulo 3. Exemplifica-se, também, o cálculo do índice GCI para o coeficiente  $K = fRe$  e Nu.

### A1.1 Perfis radiais de temperatura e velocidade

Nas Tabs. A1.1 e A1.2 apresentam-se os resultados numéricos (temperatura e velocidade) obtidos com as diferentes malhas presentes na Tab. 3.1 (M1 – distância nodal de 0.13 mm, M2 – distância nodal de 0.18 mm e M3 – distância nodal de 0.23 mm) para o escoamento do fluido newtoniano na conduta circular. Nas Tabs. A1.3 e A1.4 apresentam-se os resultados numéricos da temperatura e velocidade para o fluido não-newtoniano.

Os valores presentes nas Tabs A1.1 a A1.4 foram obtidos num plano  $x = \text{constante}$ , plano este em que os escoamentos em estudo se encontravam já desenvolvidos térmica e hidraulicamente. As grandezas adimensionais  $T^*$  e  $u^*$  presentes nas referidas tabelas são dadas por:

$$T^*(r) = T(r)/T_p = T(r)/T(r_0), \quad (\text{A1.1})$$

$$u^*(r) = u(r)/u_{\max} = u(r)/u(0). \quad (\text{A1.2})$$

Tabela A1.1: Perfis numéricos de temperatura para escoamento completamente desenvolvido para o fluido newtoniano.

$r/r_0$	Malha M1		Malha M2		Malha M3	
	$T(K)$	$T^*$	$T(K)$	$T^*$	$T(K)$	$T^*$
0.0000	332.845	0.8994	333.066	0.9001	333.305	0.9009
0.0526	332.845	0.8994	333.066	0.9001	333.305	0.9009
0.1053	332.932	0.8996	333.066	0.9001	333.305	0.9009
0.1579	333.977	0.9024	333.61	0.9015	333.305	0.9009
0.2105	335.011	0.9052	335.012	0.9053	334.674	0.9046
0.2632	336.034	0.9080	336.395	0.9091	336.35	0.9091
0.3158	337.321	0.9115	337.757	0.9128	337.998	0.9136
0.3684	339.273	0.9167	339.098	0.9164	339.617	0.9179
0.4211	341.182	0.9219	340.785	0.9209	341.204	0.9222
0.4737	343.045	0.9269	343.274	0.9277	342.761	0.9264
0.5263	345.462	0.9335	345.686	0.9342	345.28	0.9332
0.5789	348.015	0.9404	348.018	0.9405	348.078	0.9408
0.6316	350.469	0.9470	350.263	0.9466	350.764	0.9481
0.6842	353.183	0.9543	353.175	0.9544	353.328	0.9550
0.7368	356.064	0.9621	356.109	0.9624	355.76	0.9616
0.7895	358.76	0.9694	358.858	0.9698	358.708	0.9695
0.8421	361.735	0.9774	361.552	0.9771	361.777	0.9778
0.8947	364.522	0.9850	364.607	0.9853	364.566	0.9854
0.9474	367.403	0.9928	367.282	0.9925	367.233	0.9926
1.0000	370.083	1.0000	370.041	1.0000	369.978	1.0000

Tabela A1.2: Perfis numéricos de velocidade para escoamento completamente desenvolvido para o fluido newtoniano.

$r/r_0$	Malha M1		Malha M2		Malha M3	
	$u$ (mm s <sup>-1</sup> )	$u^*$	$u$ (mm s <sup>-1</sup> )	$u^*$	$u$ (mm s <sup>-1</sup> )	$u^*$
0.0000	4.0581	1.0000	4.0439	1.0000	4.0284	1.0000
0.0526	4.0581	1.0000	4.0439	1.0000	4.0284	1.0000
0.1053	4.0509	0.9982	4.0439	1.0000	4.0284	1.0000
0.1579	3.9635	0.9767	3.9977	0.9886	4.0284	1.0000
0.2105	3.8767	0.9553	3.8784	0.9591	3.9104	0.9707
0.2632	3.7903	0.9340	3.7600	0.9298	3.7648	0.9346
0.3158	3.6796	0.9067	3.6426	0.9008	3.6205	0.8987
0.3684	3.5073	0.8643	3.5260	0.8719	3.4777	0.8633
0.4211	3.3370	0.8223	3.3744	0.8344	3.3363	0.8282
0.4737	3.1689	0.7809	3.1410	0.7767	3.1964	0.7935
0.5263	2.9391	0.7242	2.9118	0.7201	2.9501	0.7323
0.5789	2.6901	0.6629	2.6869	0.6644	2.6693	0.6626
0.6316	2.4466	0.6029	2.4667	0.6100	2.3954	0.5946
0.6842	2.1603	0.5323	2.1517	0.5321	2.1290	0.5285
0.7368	1.8421	0.4539	1.8247	0.4512	1.8708	0.4644
0.7895	1.5369	0.3787	1.5113	0.3737	1.5156	0.3762
0.8421	1.1662	0.2874	1.1851	0.2930	1.1284	0.2801
0.8947	0.8067	0.1988	0.7733	0.1912	0.7709	0.1914
0.9474	0.3956	0.0975	0.4094	0.1012	0.3936	0.0977
1.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

Tabela A1.3: Perfis numéricos de temperatura para escoamento completamente desenvolvido para o fluido não-newtoniano.

$r/r_0$	Malha M1		Malha M2		Malha M3	
	$T(K)$	$T^*$	$T(K)$	$T^*$	$T(K)$	$T^*$
0.0000	333.566	0.9054	333.733	0.9058	333.916	0.9064
0.0526	333.566	0.9054	333.733	0.9058	333.916	0.9064
0.1053	333.64	0.9056	333.733	0.9058	333.916	0.9064
0.1579	334.526	0.9080	334.199	0.9071	333.916	0.9064
0.2105	335.406	0.9104	335.402	0.9104	335.100	0.9096
0.2632	336.281	0.9127	336.595	0.9136	336.558	0.9136
0.3158	337.395	0.9158	337.775	0.9168	337.998	0.9175
0.3684	339.111	0.9204	338.944	0.9200	339.420	0.9213
0.4211	340.800	0.9250	340.441	0.9240	340.823	0.9251
0.4737	342.459	0.9295	342.696	0.9302	342.207	0.9289
0.5263	344.663	0.9355	344.895	0.9361	344.527	0.9352
0.5789	347.016	0.9419	347.034	0.9419	347.130	0.9423
0.6316	349.292	0.9481	349.110	0.9476	349.644	0.9491
0.6842	351.859	0.9550	351.883	0.9551	352.060	0.9556
0.7368	354.618	0.9625	354.699	0.9627	354.370	0.9619
0.7895	357.217	0.9696	357.353	0.9699	357.241	0.9697
0.8421	360.135	0.9775	359.984	0.9771	360.257	0.9779
0.8947	362.885	0.9849	363.011	0.9853	363.009	0.9854
0.9474	365.753	0.9927	365.670	0.9925	365.662	0.9926
1.0000	368.431	1.0000	368.427	1.0000	368.405	1.0000

Tabela A1.4: Perfis numéricos de velocidade para escoamento completamente desenvolvido para o fluido não-newtoniano.

$r/r_0$	Malha M1		Malha M2		Malha M3	
	$u$ (mm s <sup>-1</sup> )	$u^*$	$u$ (mm s <sup>-1</sup> )	$u^*$	$u$ (mm s <sup>-1</sup> )	$u^*$
0.0000	3.4106	1.0000	3.4223	1.0000	3.4340	1.0000
0.0526	3.4106	1.0000	3.4223	1.0000	3.4340	1.0000
0.1053	3.4092	0.9996	3.4223	1.0000	3.4340	1.0000
0.1579	3.3899	0.9939	3.4094	0.9962	3.4340	1.0000
0.2105	3.3679	0.9875	3.3733	0.9857	3.3931	0.9881
0.2632	3.3430	0.9802	3.3336	0.9741	3.3386	0.9722
0.3158	3.3014	0.9680	3.2902	0.9614	3.2798	0.9551
0.3684	3.2209	0.9444	3.2430	0.9476	3.2167	0.9367
0.4211	3.1358	0.9194	3.1654	0.9249	3.1492	0.9171
0.4737	3.0460	0.8931	3.0214	0.8829	3.0771	0.8961
0.5263	2.8951	0.8488	2.8729	0.8395	2.9061	0.8463
0.5789	2.7191	0.7972	2.7196	0.7947	2.6967	0.7853
0.6316	2.5387	0.7443	2.5612	0.7484	2.4843	0.7234
0.6842	2.2994	0.6742	2.2884	0.6687	2.2685	0.6606
0.7368	2.0126	0.5901	1.9910	0.5818	2.0491	0.5967
0.7895	1.7271	0.5064	1.6959	0.4956	1.6972	0.4942
0.8421	1.3428	0.3937	1.3667	0.3993	1.2934	0.3766
0.8947	0.9557	0.2802	0.9116	0.2664	0.9101	0.2650
0.9474	0.4800	0.1407	0.4984	0.1456	0.4772	0.1390
1.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

## A1.2 Determinação do índice GCI

No presente trabalho a incerteza numérica dos resultados foi estimada recorrendo ao índice GCI. Na Tab. A1.5 apresenta-se um exemplo de cálculo deste índice para o coeficiente  $K = fRe$  e número de Nusselt para o fluido newtoniano, obtidos com a malha mais fina (ver Tab. 3.1) utilizada no estudo do escoamento na conduta cilíndrica (malha M1).

Tabela A1.5: Índice GCI para o coeficiente  $K = fRe$  e  $Nu$  para o fluido newtoniano, obtidos com a malha M1.

Coeficiente $K = fRe$	Número de Nusselt
$N = 17325$ (M1), $6776$ (M2), $3483$ (M3)	$N = 17325$ (M1), $6776$ (M2), $3483$ (M3)
$r_{21} = 1.3674$	$r_{21} = 1.3674$
$r_{21} = 1.2484$	$r_{21} = 1.2484$
$K_{M1} = 16.1406$	$Nu_{M1} = 4.3567$
$K_{M2} = 16.2463$	$Nu_{M2} = 4.3653$
$K_{M3} = 16.3815$	$Nu_{M3} = 4.3736$
$\varepsilon_{21} = 0.1057$	$\varepsilon_{21} = 0.086$
$\varepsilon_{32} = 0.1352$	$\varepsilon_{32} = 0.083$
$e_{21} = 0.0065$	$e_{21} = 0.0020$
$p = 2.25$	$p = 1.30$
$GCI_{21}^{fina} = 0.80\%$	$GCI_{21}^{fina} = 0.49\%$

Os valores apresentados na tabela anterior foram determinados recorrendo à Eqs. (3.4):

$$GCI_{21}^{fina} = \frac{1.25e_{21}}{r_{21}^p - 1},$$

onde  $e_{21}$  é o erro relativo aproximado, dado por  $e_{21} = |(\lambda_1 - \lambda_2)/\lambda_1|$ . Para problemas tridimensionais, a razão de refinamento é  $r_{21} = (N_1/N_2)^{1/3}$  e a ordem de convergência relativa,  $\rho$ , pode determinar-se através da relação (Eq. (3.7)):

$$\rho = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right| + \ln \left( \frac{r_{21}^\rho - s}{r_{32}^\rho - s} \right) \right|,$$

em que  $s = 1 \cdot \text{sign}(\varepsilon_{32}/\varepsilon_{21})$ ,  $\varepsilon_{32} = \lambda_3 - \lambda_2$ ,  $\varepsilon_{21} = \lambda_2 - \lambda_1$  e  $r_{32} = (N_2/N_3)^{1/3}$ . Uma vez que  $r_{21} \neq r_{32}$ , o valor de  $\rho$  foi determinado recorrendo ao método de Newton.

## Anexo 2

# Canais de permutadores de calor de placas

Este Anexo tem como objectivo apresentar, a título exemplificativo, procedimentos inerentes ao cálculo de factores de Fanning, números de Nusselt e factor  $j/f$ . As placas utilizadas são aquelas cujas propriedades geométricas se apresentaram na Tab. 5.3 ( $31^\circ \leq \beta \leq 60^\circ$  e  $\phi = 1.17$ ).

### A2.1 Desempenho hidráulico de canais de PHEs

Nesta secção apresenta-se, para o caso particular em que  $\beta = 40^\circ$ , o exemplo de cálculo dos factores de Fanning para três fluidos distintos ( $n = 0.5, 0.67$  e  $1$ ) e do coeficiente  $K$  da curva única de fricção.

Os factores de Fanning foram calculados, para cada uma das células unitárias consecutivas (ver Figs. A2.1, A2.2 e A2.3), recorrendo à expressão (Eq. (1.8)):

$$f = \frac{\Delta P D_H}{2L\rho u^2},$$

tendo a massa volúmica do fluido assumido o valor de  $1000 \text{ kgm}^{-3}$ . Para  $\beta = 40^\circ$  sabe-se (ver Tab. 5.3 e Eq. (1.2)) que o comprimento de cada célula unitária é  $L = p_x = 0.01179 \text{ m}$ , o espaçamento entre placas é  $b = 2.5 \times 10^{-3} \text{ m}$ , o factor de incremento de área é  $\phi = 1.17$  e, conseqüentemente, o diâmetro hidráulico será  $D_H = 2b/\phi = 4.274 \times 10^{-3} \text{ m}$ .

Canais de permutadores de calor de placas

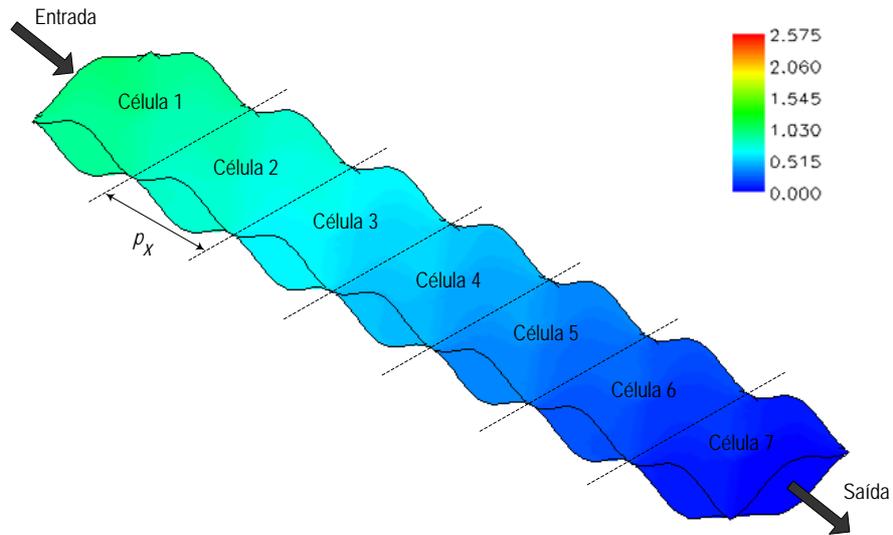


Figura A2.1: Distribuição de pressão (em Pa) no canal formado por placas com  $\phi = 1.17$  e  $\beta = 40^\circ$  para uma velocidade média de  $0.002254 \text{ m s}^{-1}$  e fluido com  $n = 0.5$ .

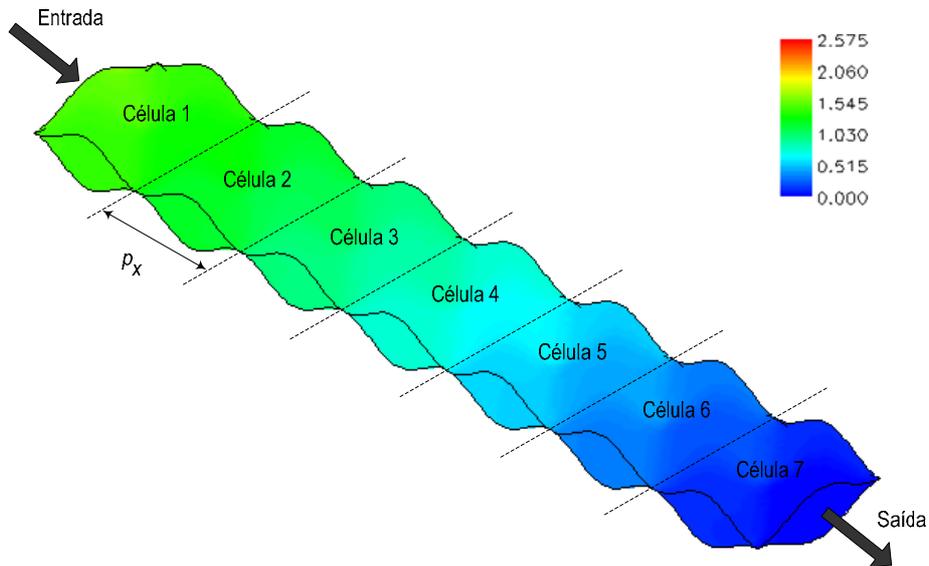


Figura A2.2: Distribuição de pressão (em Pa) no canal formado por placas com  $\phi = 1.17$  e  $\beta = 40^\circ$  para uma velocidade média de  $0.002254 \text{ m s}^{-1}$  e fluido com  $n = 0.67$ .

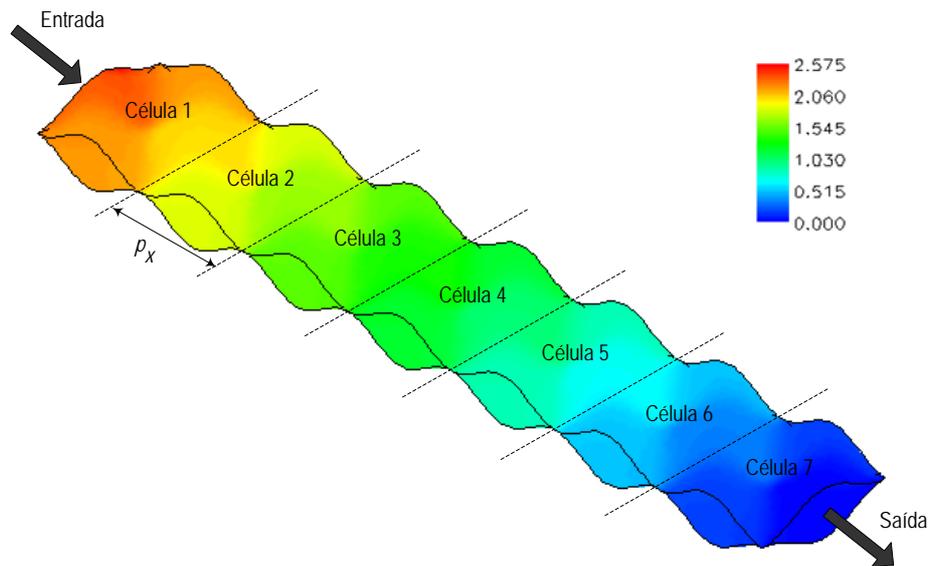


Figura A2.3: Distribuição de pressão (em Pa) no canal formado por placas com  $\phi = 1.17$  e  $\beta = 40^\circ$  para uma velocidade média de  $0.002254 \text{ m s}^{-1}$  e fluido com  $n = 1$ .

Para o caudal volumétrico  $M_v = 8.030 \times 10^{-8} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  e, tendo em conta que  $w = 1.425 \times 10^{-2} \text{ m}$  para  $\beta = 40^\circ$ , o valor da velocidade média foi de  $u = M_v / (wb) = 0.002254 \text{ ms}^{-1}$  (ver Tab. A2.1). Uma vez que foi possível determinar a queda de pressão em cada célula unitária, na Tab. A2.1 apresentam-se os factores de Fanning para  $\beta = 40^\circ$ ,  $u = 0.002254 \text{ ms}^{-1}$  e diferentes índices de fluxo.

Tabela A2.1: Quedas de pressão e factores de Fanning para o canal formado por placas com  $\phi = 1.17$  e  $\beta = 40^\circ$  para  $u = 0.002254 \text{ ms}^{-1}$  e diferentes fluidos.

Célula	$\Delta P$ (Pa)			$f$		
	$n = 0.5$	$n = 0.67$	$n = 1$	$n = 0.5$	$n = 0.67$	$n = 1$
5	0.1413	0.1882	0.3374	5.0385	6.7135	12.0323
6	0.1413	0.1883	0.3375	5.0396	6.7153	12.0373

Na referida tabela apresentam-se os dados obtidos na quinta e sexta célula unitária consecutiva, confirmando-se que os escoamentos estão completamente desenvolvidos hidraulicamente, uma vez que as quedas de pressão ou os factores de Fanning assumem valores muito próximos nestas duas células.

Para a situação exemplificada anteriormente, o número de Reynolds para o fluido newtoniano ( $\eta = 2.885 \times 10^{-3}$  Pas) foi de  $Re = \rho u D_H / \eta = 3.3388$ . Conhecidos os valores de  $Re$  e  $f$ , calculou-se o valor do coeficiente  $K$  da relação  $f = K Re^{-1}$ , para o referido fluido, tendo-se concluído que  $K = 40.1903$  (para a sexta célula unitária consecutiva).

Para determinar as curvas de fricção únicas,  $f = K Re_g^{-1}$ , começou por calcular-se a função  $g(n)$  para os diferentes fluidos através da Eq. (5.9):

$$g(n) = \sqrt[n]{\frac{2^{n-1} f \rho u^{2-n} D_H^n}{K^n K_1}}$$

Uma vez que  $K_1 = 2.885 \times 10^{-3}$  Pas<sup>n</sup> e  $K = 40.1903$  (coeficiente para escoamento laminar isotérmico de fluido newtoniano), os valores de  $g(n)$  calculados apresentam-se na Tab. A2.2. Os valores assim determinados foram modelizados pela Eq. (1.13) com  $\alpha$  dado pela Eq. (5.10), isto é:

$$g(n) = \left( \frac{2}{3} + \frac{1}{3n} \right) \left( \frac{1}{n} \right)^{\frac{0.4731 - 0.0065\beta}{n}} \quad (A2.1)$$

Tabela A2.2: Curva única para o canal formado por placas com  $\phi = 1.17$  e  $\beta = 40^\circ$ .

$n$	$g(n)$		$Re_g$		$K$	
	Numérico	Eq. (A2.1)	Numérico	Eq. (A2.3)	Numérico	Eq. (A2.4)
0.5	1.8578	1.7916	7.9749	8.1209	40.1903	40.9261
0.67	1.3387	1.3223	5.9849	6.0344	40.1903	40.5227

Na Tab. A2.2 comparam-se também os valores de  $Re_g$  e coeficiente  $K$  obtidos usando os valores numéricos da função  $g(n)$  e os valores da mesma função obtidos através da Eq. (A2.1).

Para a determinação de  $Re_g$  recorreu-se à definição deste número adimensional (Eq.(1.15)) e à viscosidade generalizada dada pela Eq. (1.11), ou seja:

$$Re_g = \frac{\rho u D_H}{\eta_g} = \frac{\rho u D_H}{K_1 \left(\frac{K}{2}\right)^{n-1} \left(\frac{u}{D_H}\right)^{n-1} g^n(n)}. \quad (A2.2)$$

Os valores de  $Re_g$  referenciados como numéricos na Tab. A2.2 calcularam-se substituindo a função  $g(n)$  da Eq. (A2.2) pela Eq. (5.9). Por outro lado, usando o modelo encontrado para a função  $g(n)$ , Eq. (A2.1),  $Re_g$  foi dado por:

$$Re_g = \frac{\rho u D_H}{K_1 \left(\frac{K}{2}\right)^{n-1} \left(\frac{u}{D_H}\right)^{n-1} \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3n}\right) \left(\frac{1}{n}\right)^{0.4731-0.0065\beta}}. \quad (A2.3)$$

Conhecidos os valores de  $Re_g$ , determinou-se o coeficiente  $K$  recorrendo à relação  $f = K Re_g^{-1}$ , uma vez que os factores de Fanning eram conhecidos. Substituindo nesta relação o  $Re_g$  obtido usando os valores numéricos de  $g(n)$ , Eq. (5.9), calcularam-se os valores de  $K$  designados por numéricos na Tab. A2.2. No caso em que se utilizou o  $Re_g$  dado pela Eq. (A2.3), o coeficiente  $K$  foi calculado recorrendo a:

$$K = \frac{f \rho u D_H}{K_1 \left(\frac{K}{2}\right)^{n-1} \left(\frac{u}{D_H}\right)^{n-1} \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3n}\right) \left(\frac{1}{n}\right)^{0.4731-0.0065\beta}}. \quad (A2.4)$$

## A2.2 Desempenho térmico de canais de PHEs

Nesta secção apresenta-se o procedimento seguido para determinar os números de Nusselt para o caso particular do fluido newtoniano e  $Re \approx 10$ , para três canais com diferente ângulo de corrugação ( $\beta = 31^\circ, 50^\circ$  e  $60^\circ$ ).

A determinação dos números de Nusselt foi efectuada, para cada uma das células unitárias, recorrendo à Eq. (1.18):

$$Nu = \frac{hD_H}{k},$$

assumindo a condutividade térmica do fluido o valor de  $k = 0.59 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  e o diâmetro hidráulico o valor  $D_H = 4.274 \times 10^{-3} \text{ m}$ . Para este cálculo foi necessário estimar o coeficiente convectivo de transferência de calor, sendo este dado pela Eq. (1.19) que, tendo em conta que a temperatura do fluido junto à parede era de 373.15 K, tomou a forma:

$$h = \frac{q}{373.15 - T_f},$$

onde  $T_f$  corresponde à temperatura média do fluido em cada célula e  $q$  representa o fluxo de calor entre a parede e o fluido. Esta grandeza foi determinada através da expressão ((Eq. (1.20))):

$$q = \frac{M_v \rho C_p \Delta T_f}{A},$$

onde  $A$  correspondeu ao valor da área de transferência de cada célula unitária, sendo o seu valor obtido através da divisão da área total,  $A_{total}$ , obtida a partir dos dados numéricos, pelo número total de células, ou seja, 7 logo,  $A = A_{total}/7$ . A diferença de temperatura  $\Delta T_f$  foi determinada recorrendo aos valores da temperatura do fluido à entrada e saída de cada uma

das células (ver Figs. A2.4, A2.5 e A2.6). A massa volúmica do fluido e a sua capacidade calorífica assumiram os seguintes valores:  $\rho = 1000 \text{ kgm}^{-3}$  e  $C_p = 3914 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

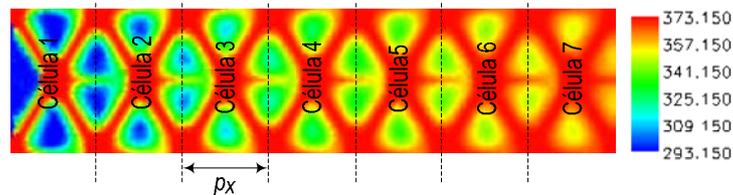


Figura A2.4: Distribuição de temperatura (em K) no plano dos pontos de contacto ( $y = 0$ ) no canal formado por placas com  $\phi = 1.17$  e  $\beta = 31^\circ$  para  $Re \approx 10$  e fluido newtoniano.

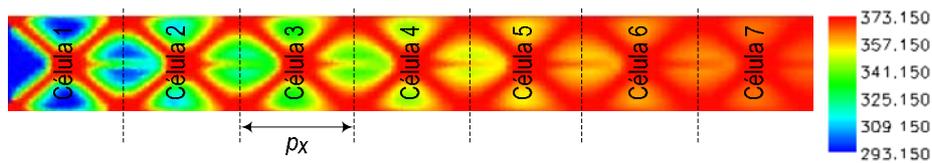


Figura A2.5: Distribuição de temperatura (em K) no plano dos pontos de contacto ( $y = 0$ ) no canal formado por placas com  $\phi = 1.17$  e  $\beta = 50^\circ$  para  $Re \approx 10$  e fluido newtoniano.

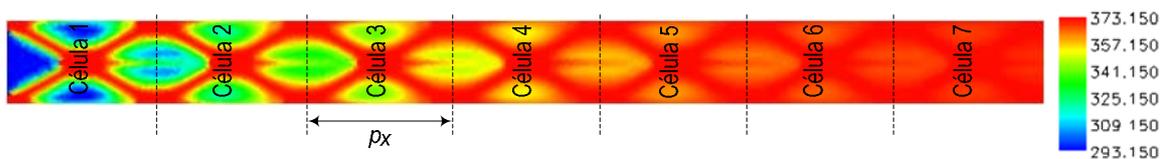


Figura A2.6: Distribuição de temperatura (em K) no plano dos pontos de contacto ( $y = 0$ ) no canal formado por placas com  $\phi = 1.17$  e  $\beta = 60^\circ$  para  $Re \approx 10$  e fluido newtoniano.

Na Tab. A2.3 apresentam-se três exemplos de determinação do número de Nusselt. Os valores apresentados dizem respeito a escoamentos totalmente desenvolvidos termicamente, ou seja, são os valores obtidos na sexta célula consecutiva de cada um dos canais.

Tabela A2.3: Números de Nusselt para fluido newtoniano e  $Re \approx 10$ , para placas com  $\phi = 1.17$  e diferentes ângulos de corrugação.

$\beta(^{\circ})$	31	50	60
$M_v \times 10^7 \text{ (m}^3\text{s}^{-1}\text{)}$	3.065	2.024	1.782
$A \times 10^4 \text{ (m}^2\text{)}$	4.507	4.015	4.587
$\Delta T_f \text{ (K)}$	3.144	2.279	1.561
$T_f \text{ (K)}$	351.517	367.347	369.980
$q \text{ (Wm}^{-2}\text{)}$	8367.406	4495.017	2374.175
$h \text{ (Wm}^{-2}\text{K}^{-1}\text{)}$	719.282	774.602	748.951
Nu (-)	5.210	5.611	5.425

Recorrendo às curvas únicas apresentadas na Tab. 5.9, cuja forma é a da Eq. (5.13):

$$Nu = B + CPe^{1/3},$$

obtiveram-se, para as três situações exemplificadas anteriormente, os números de Nusselt apresentados na Tab. A2.4. Os números de Péclet foram calculados usando a expressão  $Pe = \rho u D_H C_p / k$ .

Tabela A2.4: Números de Nusselt para fluido newtoniano e  $Re \approx 10$ , para placas com  $\phi = 1.17$  e diferentes ângulos de corrugação, usando as curvas únicas.

$\beta(^{\circ})$	31	50	60
$M_v \times 10^7 \text{ (m}^3\text{s}^{-1}\text{)}$	3.065	2.024	1.782
$u \times 10^3 \text{ (ms}^{-1}\text{)}$	6.810	6.745	6.729
Pe (-)	193.064	191.219	190.761
Nu (-)	5.200	5.610	5.434

Comparando os valores de  $Nu$  apresentados nas Tabs. A2.3 e A2.4 verifica-se que estes apresentam uma boa concordância. Nestas tabelas pode ainda observar-se que o número de Nusselt obtido para  $\beta = 50^\circ$  é superior aos obtidos para os outros dois ângulos,  $31^\circ$  e  $60^\circ$ , como apresentado na Fig. 5.22.

### A2.3 Desempenho termo-hidráulico de canais de PHEs

O desempenho termo-hidráulico dos PHEs foi estudado recorrendo ao factor  $j/f$ , sendo este determinado através da Eq. (1.26):

$$\frac{j}{f} = \frac{2Lu h Pr_g^{2/3}}{\Delta P D_H C_p}$$

Nesta secção apresenta-se a determinação do referido factor para as situações exemplificadas na secção anterior, ou seja, para o fluido newtoniano e  $Re \approx 10$ . Os valores apresentados na Tab. A2.5 dizem respeito, mais uma vez, a escoamentos completamente desenvolvidos, o comprimento de cada célula correspondeu ao comprimento de onda de corrugação ( $p_x$ ) de cada canal, o número de Prandtl assumiu o valor de 19.14,  $D_H = 4.274 \times 10^{-3}$  m e  $C_p = 3914$  Jkg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>.

Tabela A2.5: Factor  $j/f$  para fluido newtoniano e  $Re \approx 10$ , para diferentes ângulos de corrugação.

$\beta$ (°)	31	50	60
$u \times 10^3$ (ms <sup>-1</sup> )	6.810	6.745	6.729
$L \times 10^2$ (m)	1.070	1.430	1.850
$\Delta P$ (Pa)	1.210	0.921	0.937
$h$ (Wm <sup>-2</sup> K <sup>-1</sup> )	719.282	774.602	748.951
$j/f$ (-)	0.0371	0.0694	0.0851

Canais de permutadores de calor de placas

Da Tab. A2.5 conclui-se que, para regime laminar, o desempenho termo-hidráulico dos PHEs aumenta com o aumento de  $\beta$ .