

Congreso de Métodos Numéricos en Ingeniería 2009
Barcelona, 29 junio al 2 de julio 2009
© SEMNI, España 2009

Desempenho hidráulico de canais sinusoidais durante o fluxo laminar de fluidos não-Newtonianos

Carla S. Fernandes^{1*}, Ricardo P. Dias^{2,3} e Jorge V. Pinheiro⁴

1: Departamento de Matemática
Escola Superior de Tecnologia e de Gestão
Instituto Politécnico de Bragança
Campus de Santa Apolónia, Apartado 143, 5301-857 Bragança
e-mail: cveiga@ipb.pt

2: Departamento de Tecnologia Química e Biológica
Escola Superior de Tecnologia e de Gestão
Campus de Santa Apolónia, Apartado 143, 5301-857 Bragança, Portugal
e-mail: ricardod@ipb.pt

3: CEFT - Centro de Estudos de Fenómenos de Transporte, Faculdade de Engenharia da
Universidade do Porto, 4200-465 Porto, Portugal

4: Departamento de Tecnologia Química e Biológica
Escola Superior de Tecnologia e de Gestão
Campus de Santa Apolónia, Apartado 143, 5301-857 Bragança

Palavras-chave: Permutadores de calor de placas, Factores de Fanning, Mecânica de Fluidos Computacional

Resumo. Neste trabalho estudou-se numericamente o escoamento isotérmico laminar completamente desenvolvido de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos em canais de permutadores de calor de placas do tipo chevron com ângulo de corrugação igual a zero (canais do tipo sinusoidal). Este estudo foi efectuado recorrendo ao software de dinâmica de fluidos computacional, baseado no método de elementos finitos, POLYFLOW[®]. Para cada uma das geometrias estudadas (com valores de razão de aspecto de canal entre 0 e 1), estudaram-se os factores de fricção de Fanning, f , tendo sido determinadas, para cada um dos canais, curvas de fricção únicas ($f Re_g = K$) para os fluidos Newtoniano e não-Newtonianos. Para os fluidos Newtonianos, o coeficiente K foi modelado através de uma função da razão de aspecto de canal e , uma vez que K depende do factor de forma K_0 e da tortuosidade, τ , através da expressão $K = K_0 \tau^2$, propuseram-se também relações entre K_0 e τ com a razão de aspecto de canal.

1. INTRODUÇÃO

Estudos numéricos, analíticos e experimentais de escoamentos laminares em canais de geometria complexa são de extrema importância para o projecto e optimização de permutadores de calor compactos, assim como na escolha mais adequada do equipamento a utilizar numa dada operação térmica [1-13].

Os permutadores de calor de placas do tipo *chevron* (PHEs) são amplamente utilizados em indústrias como a indústria química, alimentar, farmacêutica, do papel [1, 14, 15], sendo esta variedade de aplicações resultante da elevada área de transferência de calor por unidade de volume do permutador, facilidade de abertura para limpeza e esterilização, elevados coeficientes convectivos de transferência de calor, etc. [15].

O desempenho termo-hidráulico dos PHEs é dependente das propriedades geométricas das placas (ver Figura 1), nomeadamente do ângulo das corrugações, β , factor de incremento de área e da razão de aspecto do canal, γ , sendo esta razão dada por:

$$\gamma = \frac{2b}{p_x}, \quad (1)$$

onde b representa o espaçamento entre placas e p_x o comprimento de onda.

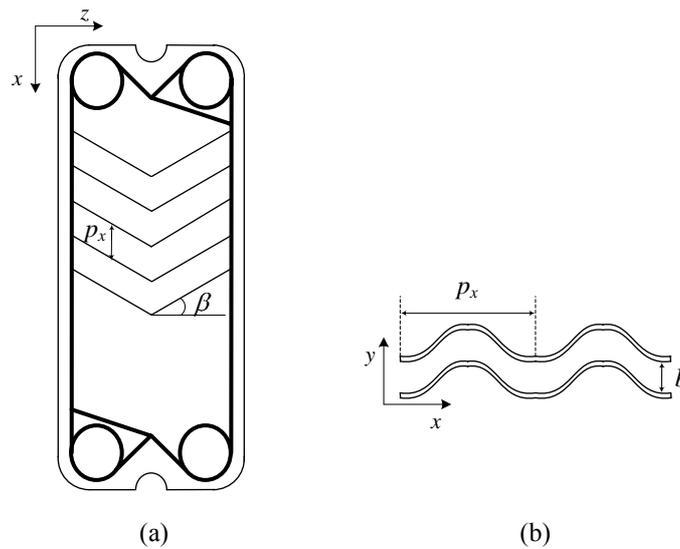


Figura 1. (a) Representação esquemática de uma placa do tipo *chevron*; (b) Canal de um PHE do tipo *chevron* com $\beta = 0^\circ$.

Para $\beta = 0^\circ$ (Figura 1b), os canais dos PHEs assumem a forma de canais sinusoidais e, uma vez que a distância entre placas é muito inferior à largura das placas, estes canais podem ser representados por canais bidimensionais [4].

Um dos aspectos a ter em consideração no projecto de um permutador de placas é a potência de bombagem necessária para um dado tratamento térmico. A determinação desta grandeza deve ser efectuada tendo em consideração as propriedades físicas do fluido e o

caudal de fluido a tratar pois estes factores são de extrema importância para uma escolha adequada quer do tipo e configuração das placas quer do tipo de escoamento.

As quedas de pressão, e consequentemente a potência de bombagem necessária para um determinado tratamento térmico, são usualmente estimadas recorrendo ao factor de Fanning, f . Para regime laminar este factor é determinado recorrendo a correlações f -Re que assumem a forma:

$$f = K \text{Re}^{-1}, \quad (2)$$

dependendo o coeficiente K do ângulo β e do rácio γ . O factor de Fanning pode ser determinado recorrendo à expressão:

$$f = \frac{\Delta P D_H}{2L\rho u^2}, \quad (3)$$

onde ΔP representa a queda de pressão, L o comprimento do canal, ρ a massa específica do fluido, u a velocidade média no canal do PHE e D_H o diâmetro hidráulico do canal. Os valores de u e D_H podem determinar-se através das definições:

$$u = \frac{M_v}{wb}, \quad (4)$$

$$D_H = 2b, \quad (5)$$

onde M_v representa o caudal volumétrico de fluido e w a largura do canal.

O coeficiente K da relação f -Re pode ser definido como:

$$K = K_0 \tau^2, \quad (6)$$

representando K_0 o factor de forma do canal e t a tortuosidade do canal dada por:

$$\tau = \frac{u_i}{u}, \quad (7)$$

com u_i a velocidade intersticial.

O número de Reynolds, Re , presente na Equação (2) pode definir-se como:

$$\text{Re} = \frac{\rho u D_H}{\eta}, \quad (8)$$

onde η representa a viscosidade generalizada do fluido.

Quando os fluidos processados são não-Newtonianos é extremamente complicado estimar a viscosidade generalizada do fluido em canais de PHEs corrugados, pelo que é conveniente, para estes fluidos, utilizar uma viscosidade generalizada e não a viscosidade aparente. Para fluidos cujo comportamento reológico é descrito pela lei de potência:

$$\eta = \eta_0 \dot{\gamma}^{n-1}, \quad (9)$$

onde η_0 é o índice de consistência, n o índice de fluxo e $\dot{\gamma}$ a taxa de deformação, a viscosidade generalizada é dada por [12]:

$$\eta_g = \eta_0 \left(\frac{K}{2} \right)^{n-1} \left(\frac{u}{D_H} \right)^{n-1} g^n(n), \quad (10)$$

em que g é uma função hiperbólica e K a constante da relação f -Re (Equação (2)) para um fluido Newtoniano em regime laminar. Para condutas rectilíneas de secção recta arbitrária mas constante ao longo do seu comprimento, a função g é dada por [19, 20]:

$$g(n) = \frac{a}{n} + c, \quad (11)$$

onde a e c são parâmetros geométricos do canal.

Usando a viscosidade generalizada, pode assim encontrar-se, para cada geometria, uma curva de fricção única para fluidos Newtonianos e não-Newtonianos do tipo da lei de potência da forma:

$$f = K \text{Re}_g^{-1}, \quad (12)$$

onde Re_g é o número de Reynolds generalizado e é dado por:

$$\text{Re}_g = \frac{\rho u D_H}{\eta_g}. \quad (13)$$

Neste trabalho, através da determinação das quedas de pressão e caudais volumétricos, para fluxos laminares isotérmicos, para diferentes fluidos ($0.5 \leq n \leq 1$), à semelhança do efectuado por Delplace e Leuliet (1995) [8], pretende-se encontrar curvas de fricção únicas para canais de PHEs com $\beta = 0^\circ$ e $0 \leq \gamma \leq 1$.

2. DESCRIÇÃO DO PROBLEMA NUMÉRICO

Este trabalho tem como objectivo estudar numericamente a influência da razão de aspecto de canal, assim como das propriedades do fluido, no desempenho hidráulico de PHEs com $\beta = 0^\circ$. Para tal foram efectuadas simulações numéricas de escoamentos laminares isotérmicos de fluidos Newtonianos e não Newtonianos incompressíveis.

O trabalho numérico foi realizado recorrendo ao *software* comercial de mecânica de fluidos computacional, baseado no método de elementos finitos, POLYFLOW[®] e foi efectuado usando uma Dell Workstation PW530 com 1GB de memória RAM.

2.1. Formulação matemática

O problema em estudo consiste na determinação das soluções do sistema de equações diferenciais às derivadas parciais constituído pelas equações de conservação de massa e quantidade de movimento. Para o escoamento laminar de um fluido com propriedades

físicas constantes em estado estacionário as referidas equações assumem a forma:

$$\text{div}(\mathbf{u}) = 0 \quad (14)$$

$$\text{div} \mathbf{T} + \rho \mathbf{g} - \rho \text{div}(\mathbf{u}\mathbf{u}) = 0 \quad (15)$$

onde \mathbf{u} representa o vector velocidade e \mathbf{T} o tensor das tensões. A resolução deste sistema passa por um processo iterativo cuja convergência foi avaliada recorrendo a um teste baseado no erro cometido no campo de velocidades, tendo sido fixado como critério de convergência $|\text{Erro relativo}| < 10^{-4}$, ou seja, para uma iteração genérica i , assume-se que o processo convergiu se:

$$\frac{\|\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{i-1}\|}{\|\mathbf{u}_{i-1}\|} < 10^{-4} \quad (16)$$

com $\|\mathbf{u}\| = \sqrt{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}$ a norma euclidiana do vector velocidade.

2.2. Geometria e geração de malha

Com o intuito de analisar a influência das propriedades geométricas das placas no escoamento, utilizaram-se placas com diferentes comprimentos de onda (ver Figura 2) e com igual espaçamento entre placas, $b = 2.5$ mm. Na Tabela 1 apresentam-se as características geométricas dos 9 canais estudados.

Designação	p_x (mm)	γ (Equação (1))
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

Tabela 1. Propriedades geométricas dos canais em estudo.

As geometrias foram implementadas considerando que as paredes dos canais são descritas pela curva sinusoidal [21]:

$$y(x) = \frac{b}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{p_x}\left(x - \frac{p_x}{4}\right)\right) + \frac{b}{2}. \quad (17)$$

Como pode observar-se na Figura 2, os canais podem ser decompostos em unidades periódicas de comprimento p_x . O comprimento dos canais foi fixado após ter-se verificado que se obtinha um escoamento hidraulicamente desenvolvido [11, 22] na 2^a – 3^a unidade periódica, pelo que todos os canais são constituídos por 4 destas unidades uma vez que a última possui a saída.

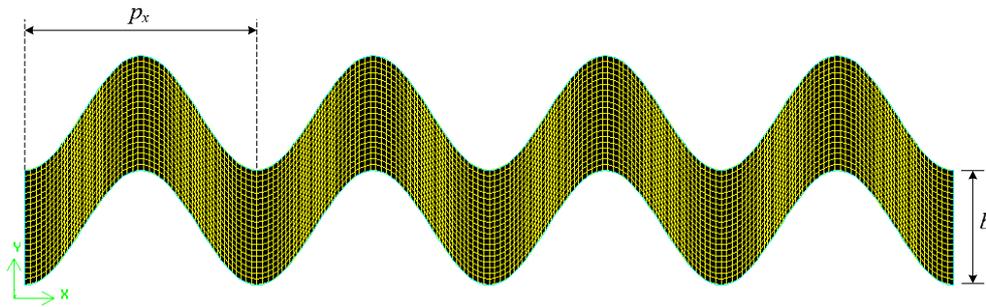


Figura 2. Representação da geometria e malha referentes ao canal C1.

Após construção dos vários domínios geométricos procedeu-se à sua discretização, usando-se para tal malhas estruturadas regulares (elementos 0.125×0.125 mm), Figura 2. A dimensão dos elementos quadriláteros utilizados foi fixada após a realização de um teste de independência de resultados com a malha que consistiu em aumentar sucessivamente a densidade da malha e comparar os resultados obtidos para a constante K da relação f -Re, Equação (2), tendo-se considerado que a independência desejada era alcançada quando a diferença entre resultados era inferior a 1% [11, 23].

2.3. Validação do modelo numérico

Para validação do método numérico, recorreu-se à análise do escoamento laminar, isotérmico, incompressível e perfeitamente desenvolvido de fluidos Newtonianos e não-Newtonianos num canal formado por duas placas planas paralelas com largura infinita. Este canal representa o caso limite dos canais sinusoidais sob estudo quando $p_x \rightarrow \infty$. A distância entre placas (2.5 mm) e a malha utilizada na validação foram as que se utilizaram nos restantes canais estudados. Na Tabela 2 apresentam-se os valores de K obtidos utilizando a definição de Reynolds generalizado apresentada anteriormente (Equações (10) a (13)) sabendo que os parâmetros geométricos a e c , presentes na Equação (11), assumem os valores de $1/3$ e $2/3$, respectivamente [24].

n	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1
-----	-----	-----	-----	-----	-----	---

K	24.0003	24.0008	24.0004	24.0002	24.0000	24.0000
-----	---------	---------	---------	---------	---------	---------

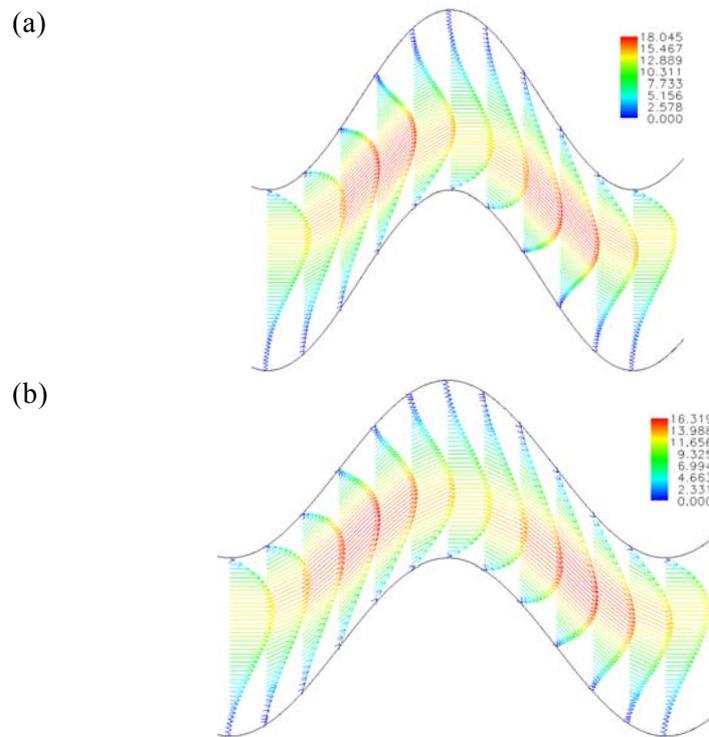
Tabela 2. Valores de K para fluidos distintos e placas planas paralelas.

Na Tabela 2 pode observar-se que os valores de K obtidos numericamente estão em excelente acordo com o valor analítico para placas planas paralelas de largura infinita - 24.

3. RESULTADOS

3.1. Fluidos Newtonianos

Os resultados apresentados neste trabalho correspondem a escoamentos laminares (ver Figura 3) completamente desenvolvidos, ou seja, foram obtidos na 3ª unidade periódica de cada um dos canais estudados.



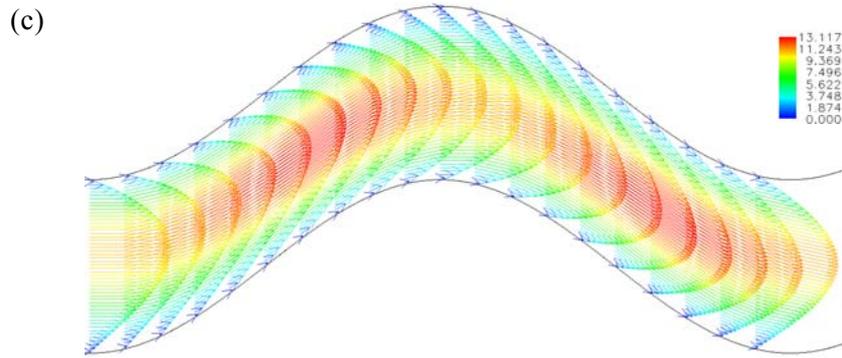


Figura 3. Vectores de velocidade para diferentes canais e $u = 7 \text{ ms}^{-1}$. (a) $\gamma = 1$, (b) $\gamma = 0.833$, (c) $\gamma = 0.5$.

Para valores elevados de γ ($\gamma \rightarrow 1$) a transição para o regime turbulento ocorre para valores baixos do número de Re, ou seja, para valores inferiores ou igual a 10 [3, 4]. Em regime laminar a geometria das paredes dos canais não tem efeito no fluxo e o fluido move-se imperturbado através do canal (Figura 3), sem recirculação, adoptando simplesmente a forma ondulada do canal [15].

Na Figura 4 apresentam-se os valores numéricos do coeficiente K para os diferentes valores de γ , verificando-se que este coeficiente aumenta com o aumento da razão de aspecto do canal.

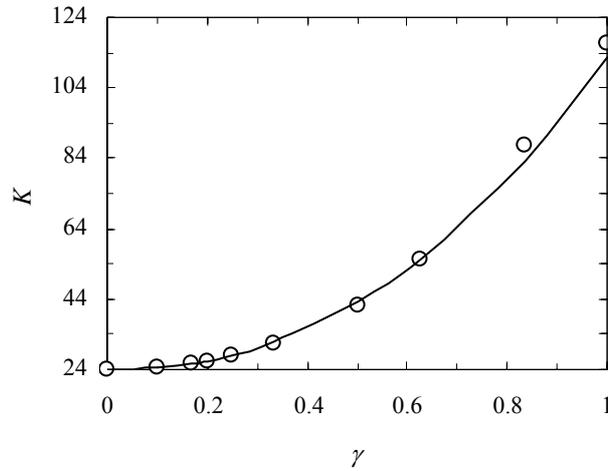


Figura 4. Coeficiente K para diferentes valores de γ . (\circ) valores numéricos e (—) representa a Equação (18).

O coeficiente K é bem descrito (diferença máxima de 5%) pela função:

$$K = 24 \left(1 + 3.6943 \gamma^{2.2107} \right). \quad (18)$$

Como esperado, para $\gamma = 0$ obteve-se $K = 24$ (placas planas paralelas com largura infinita). Utilizando os campos de velocidade (Figura 3), foi possível calcular a velocidade média intersticial, u_i , e, conseqüentemente, determinar o coeficiente de tortuosidade através da

Equação (7). Utilizando os valores de τ , K e a Equação (6), foi possível estimar os valores de K_0 (Figura 5), sendo estes bem descritos (diferença máxima de 6 %) por uma função semelhante à Equação (18), a saber:

$$K_0 = 24(1 + 1.8336\gamma^{2.0273}) \quad (19)$$

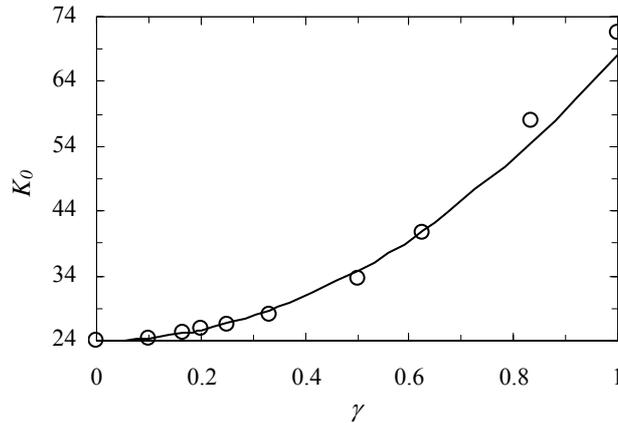


Figura 5. Coeficiente K_0 para diferentes valores de γ . (○) valores numéricos e (—) representa a Equação (19).

O coeficiente de tortuosidade também pode ser definido pela razão entre o comprimento do percurso de um elemento de fluido no canal e o comprimento do canal segundo o eixo dos xx . Assim, pela análise da Figura 3 pode concluir-se que τ aumenta com o aumento da razão de aspecto do canal (Figura 6).

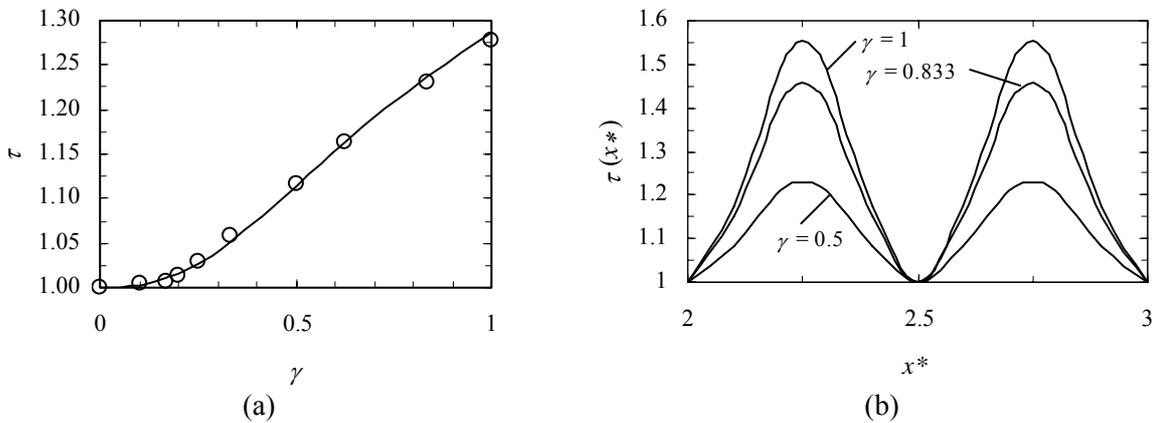


Figura 6. Coeficiente de tortuosidade para diferentes valores de γ : (a) valor médio: (○) valores numéricos e (—) representa a Equação (20); (b) comportamento local.

O coeficiente de tortuosidade apresentado na Figura 6a é um valor médio, uma vez que este coeficiente varia ao longo do comprimento do canal, Figura 6b. Na Figura 6b é apresentado o comportamento local do coeficiente de tortuosidade para escoamento completamente

desenvolvido. O comprimento normalizado, x^* , representa a razão entre x e p_x . Portanto, τ (e a velocidade intersticial) atinge um mínimo ($\tau=1$) na entrada ($x^*=2$) e na saída ($x^*=3$) da unidade periódica, bem como no seu meio ($x^*=2.5$). Os máximos são alcançados para $x^*=2.25$ e para $x^*=2.75$.

Recorrendo às Equações (11), (18) e (19), os valores numéricos de τ podem ser previstos (diferença máxima de 0.8 %) por:

$$\tau = \left(\frac{1 + 3.6943\gamma^{2.2107}}{1 + 1.8336\gamma^{2.0273}} \right)^{0.5} \quad (20)$$

Utilizando uma analogia desenvolvida para o fluxo laminar de fluidos Newtonianos através de leitos granulados [25], o fabricante Francês CIAT [26] prevê os factores de atrito e os coeficientes convectivos de transferência de calor de permutadores de calor de placas recorrendo aos valores de τ [26]. Edwards et al. [27] realçou também a semelhança entre os canais de permutadores de calor de placas, constituídos por placas do tipo *chevron* com corrugações cruzadas, e um leito fixo granulado.

3.2. Fluidos não-Newtonianos

Como já foi referido, no caso de fluidos não-Newtonianos do tipo lei da potência é vantajoso recorrer a uma viscosidade generalizada (Equação (10)) pelo facto de ser muito difícil prever a viscosidade desenvolvida durante o fluxo de um fluido não-Newtoniano em canais com a complexidade dos estudados no presente trabalho (ver Figura 2). Isto acontece devido à complexidade do comportamento do gradiente de velocidades neste tipo de canais. Por outro lado, o número de Reynolds generalizado e viscosidade generalizada envolvem parâmetros geométricos, reológicos (η_0 e n), etc., fáceis de medir. Assim, no presente trabalho, tentou encontrar-se a função g (Equações (10) e (11)) apropriada para os canais sob estudo.

Combinando as Equações (10), (12) e (13) é possível obter:

$$g(n) = \sqrt[n]{\frac{2^{n-1} f \rho u^{2-n} D_H^n}{K^n \eta_0}} \quad (21)$$

Para cada um dos canais estudados, determinou-se, para cada caudal volumétrico, a queda de pressão para os diferentes índices de fluxo (n). Sabendo o caudal e queda de pressão, a velocidade e factor de Fanning determinaram-se facilmente através das Equações (4) e (3), respectivamente. Uma vez que para os diferentes canais (ver Tabela 1) o valor do coeficiente K é conhecido (ver Equação (18) ou Figura 4), a Equação (21) permitiu determinar o valor de $g(n)$.

Como já referido, Kozicki et al. [19] e Metzner and Reed [20] propuseram para tubagens rectilíneas a função $g(n) = a/n + c$, variando os parâmetros a e c de geometria para geometria. Observando esta relação, pode constatar-se que para tubagens rectilíneas com área de secção transversal constante, $g(n)$ apresenta uma dependência linear com $1/n$. Contudo,

esta dependência não se verifica para os canais em estudo (canais de PHEs com $\beta = 0^\circ$), como pode verificar-se na Figura 7. Fernandes et al. [12] concluíram o mesmo nos seus estudos com canais com ângulo de corrugação compreendidos entre 31° e 60° . De referir que alguns dos resultados numéricos obtidos no presente trabalho ($\gamma = 0.333, 0.25, 0.2$ e 0.167) não são apresentados na Figura 7 para maior clareza da mesma.

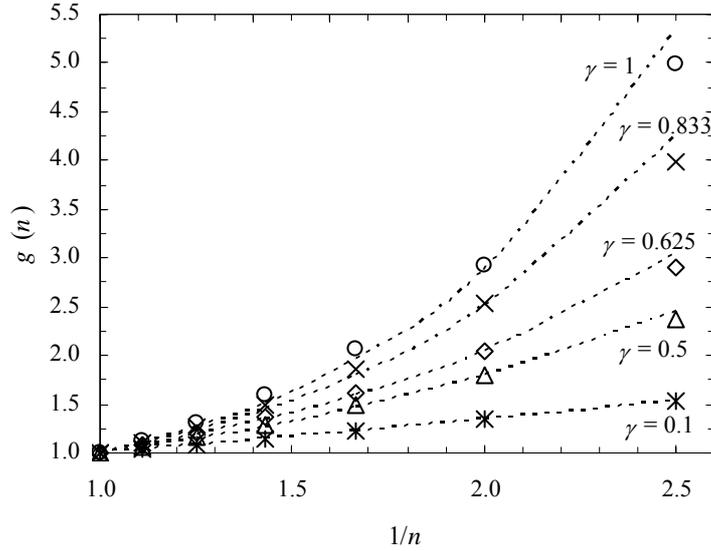


Figura 7. Função g para diferentes valores de γ . (\circ), (\times), (\diamond), (\triangle) e ($*$) representam os valores numéricos e (---) representam a Equação (22) com α dado pela Equação (23).

Tal como estabelecido por Fernandes et al. [12], os dados numéricos de $g(n)$ apresentados na Figura 7 são bem descritos pela seguinte função:

$$g(n) = \left(\frac{2}{3} + \frac{1/3}{n} \right) \left(\frac{1}{n} \right)^{\alpha/n}. \quad (22)$$

No presente trabalho α dependente da razão de aspecto do canal e é bem descrito pela seguinte expressão (ver Figura 8):

$$\alpha = \frac{1.242 \gamma^{2.171}}{1 + 1.242 \gamma^{2.171}}. \quad (23)$$

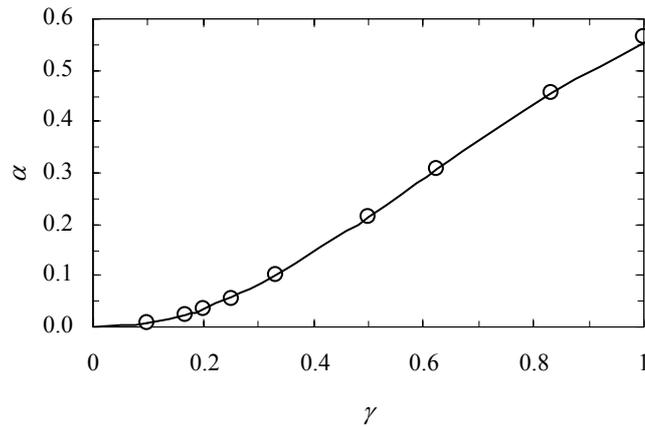


Figura 8. Dependência de α com γ (\circ) valores numéricos e (—) representa a Equação (23).

Quando $\gamma \rightarrow 0$, isto é, quando os canais sinusoidais se aproximam de placas planas paralelas infinitas, a Equação (22) deve assumir a forma $g(n) = a/n + c$ com $a = 1/3$ e $c = 2/3$, situação que se verifica utilizando a expressão proposta para o parâmetro α (Equação (23)), uma vez que este tende para zero quando $\gamma \rightarrow 0$.

Com a metodologia utilizada foi possível obter uma curva de fricção única para fluidos Newtonianos e não-Newtonianos do tipo da lei de potência, ou seja, o uso do Reynolds generalizado definido pelas Equações (10), (13), (22) e (23) o valor do coeficiente K na Equação (12) deverá ser o dos fluidos Newtonianos, isto é, o coeficiente K para os diferentes canais e diferentes índices de fluxo deverá ser bem descrito pela Equação (18). Na Figura 9 pode observar-se que tal acontece, uma vez que os valores de K obtidos para os diferentes canais e índices de fluxo são bastante próximos dos obtidos pela Equação (18).

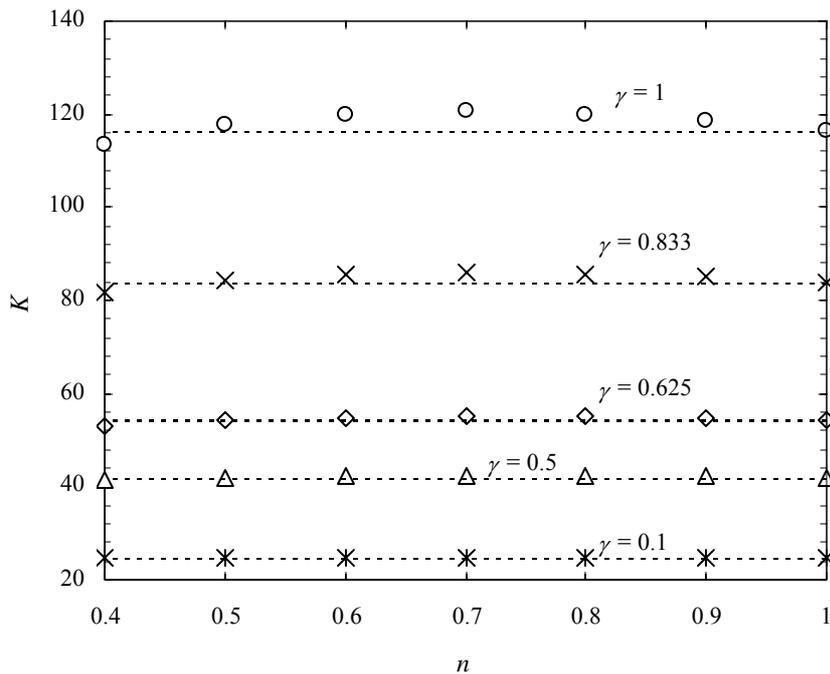


Figura 9. Coeficiente K para diferentes valores de n e γ . (\circ), (\times), (\diamond), (\triangle) e ($*$) representam os valores numéricos e (---) representam a Equação (18).

Como já foi referido, o coeficiente K é dado pelo produto $K_0 \tau^2$, podendo o coeficiente de tortuosidade ser calculado pela Equação (7). Nas Figuras 10 e 11 apresenta-se o comportamento da tortuosidade local para diferentes índices de fluxo. Através da observação dessas figuras pode concluir-se que, para cada canal, τ diminui com o decréscimo do índice de fluxo, comportamento já observado por Fernandes et al. [12] para ângulos de corrugação diferentes do abordado no presente estudo.

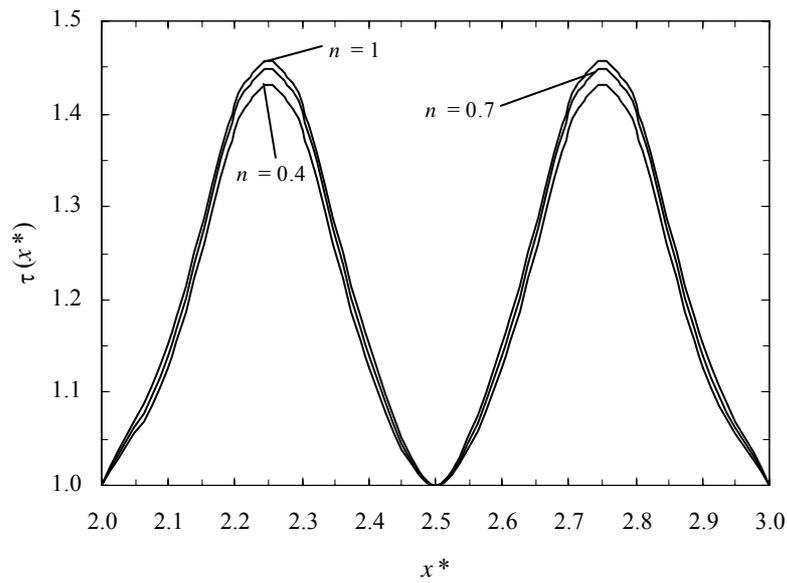


Figura 10. Tortuosidade local para diferentes valores de n e $\gamma = 0.833$.

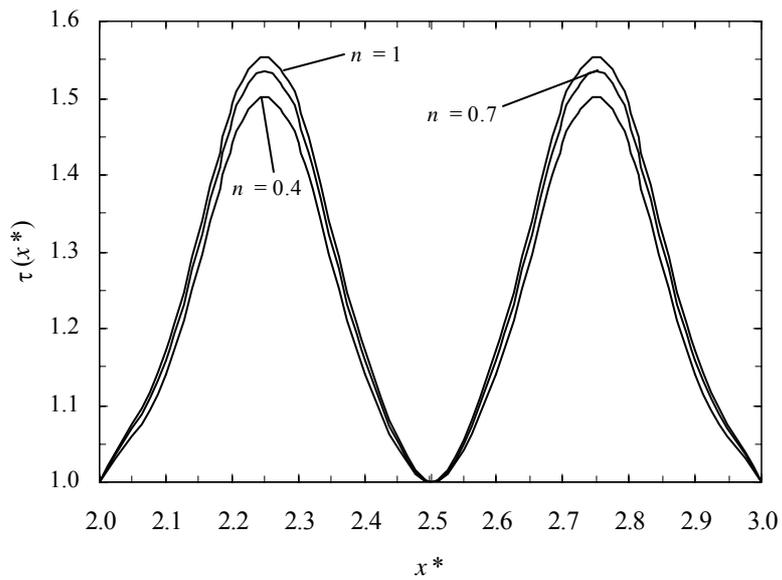


Figura 11. Tortuosidade local para diferentes valores de n e $\gamma = 1$.

Comparando a Figura 10 com a Figura 11 pode concluir-se (comparar os picos das referidas figuras) que o decréscimo do coeficiente de tortuosidade com o decréscimo do índice de fluxo é mais severo para valores de γ mais elevados.

4. CONCLUSÕES

Neste trabalho estudou-se o escoamento laminar isotérmico completamente desenvolvido de fluidos Newtoniano e não-Newtonianos (descritos pela lei de potência) em canais de PHEs com $\beta = 0^\circ$ e diferentes valores de γ .

Os estudos efectuados com o fluido Newtoniano permitiram estabelecer uma relação entre o coeficiente K (da expressão $f = K Re^{-1}$) e a razão de aspecto de canal. Atendendo à relação que K apresenta com o factor de forma e o coeficiente de tortuosidade, apresentaram-se também expressões de fácil utilização para a determinação destes coeficientes conhecendo o valor de γ .

Posteriormente, fazendo uso da relação estabelecida entre K e γ para o fluido Newtoniano, foi possível estabelecer uma curva de fricção única ($f = K Re_g^{-1}$) para fluidos Newtonianos e não-Newtonianos, para cada um dos canais sinusoidais estudados.

REFERÊNCIAS

- [1] H.M. Metwally, “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, Cincinnati, OH, (2002).
- [2] H.M. Metwally e R.M. Manglik, *A computational study of enhanced laminar flow heat transfer in laminar flows of non-Newtonian fluids in corrugated-plate channels. Advances in Enhanced Heat Transfer*, HTD-Vol.365/PID-Vol.4, pp. 41-48 (2000).
- [3] H.M. Metwally e R.M. Manglik, *Computational modelling of enhanced laminar flow heat transfer in viscoplastic fluids in corrugated-plate channels. International Mechanical Engineering Congress & Exposition*, New Orleans (2002), pp. 1-8.
- [4] H.M. Metwally e R.M. Manglik, “Enhanced heat transfer due to curvature-induced lateral vortices in laminar flows in sinusoidal corrugated-plate channels”, *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **47**, pp. 2283-2292, (2004).
- [5] J.C. Leuliet, J.F. Maingonnat e M. Lalande, “Etude de la perte de charge dans des échangeurs de chaleur à plaques traitant des produits non-newtoniens”, *Rev. Gén. Therm.*, Vol. **308-309**, pp. 445-450, (1987).
- [6] J.C. Leuliet, J.F. Maingonnat e M. Lalande, *Thermal behaviour of plate heat exchangers with Newtonian and non-Newtonian fluids. Congrès Eurotherm 5 et 1^{er} Colloque TIFAN*, Compiègne (1988), pp. 1-15.
- [7] F. Rene, J.C. Leuliet e M. Lalande, “Heat transfer to Newtonian and non-Newtonian food fluids in plate heat exchangers: Experimental and numerical approaches”, *Trans. Inst. Chem. Eng.* Vol. **69**, pp.115-126, (1991).
- [8] F. Delplace e J.C. Leuliet, “Generalized Reynolds Number for the flow of power law fluids in cylindrical ducts of arbitrary cross-section”, *Chem. Eng. J.* Vol **56**, pp. 33-37, (1995).
- [9] C.S. Fernandes, R. Dias, J.M. Nóbrega, I.M. Afonso, L.F. Melo e J.M. Maia,

- “Simulation of stirred yoghurt processing in plate heat exchangers”, *J. Food Eng.* Vol. **69**, pp. 281-290, (2005).
- [10] C.S. Fernandes, R.P. Dias, J.M. Nóbrega, I.M. Afonso, L.F. Melo e J.M. Maia, “Thermal behaviour of stirred yoghurt during cooling in plate heat exchangers”, *J. Food Eng.* Vol. **76**, pp. 433-439, (2006).
- [11] C.S. Fernandes, R.P. Dias, J.M. Nóbrega e J.M. Maia, “Laminar flow in chevron-type plate heat exchangers: CFD analysis of tortuosity, shape factor and friction factor”, *Chem. Eng. Process.* Vol. **46**, pp. 825-833, (2007).
- [12] C.S. Fernandes, R.P. Dias, J.M. Nóbrega e J.M. Maia, “Friction factors of power-law fluids in chevron-type plate heat exchangers”, *J. Food Eng.* Vol. **89**, pp. 441-447, (2008).
- [13] P. Gschwind, G. Gaiser, C. Zimmerer e V. Kottke, “Transport phenomena in micro heat exchangers with corrugated walls”, *Microscale Therm. Eng.* Vol. **5**, pp. 285-292, (2001).
- [14] S. Kakaç e H. Liu, *Heat Exchangers Selection, Rating, and Thermal Design*, CRC Press, 2nd edn, (2002).
- [15] L. Wang, B. Sundén e R.M. Manglik, *Plate heat exchangers: design, applications and performance*, WIT Press, (2007).
- [16] H. Kumar, *The plate heat exchanger: construction and design.. First UK National Conference on Heat Transfer, Leeds, 1984*, Inst. Chem. Symp. Series No. 86, (1984), pp. 1275-1288.
- [17] M.A. Mehrabian e R. Poulter, “Hydrodynamics and thermal characteristics of corrugated channels: computational approach”, *Appl. Math. Modell.* Vol. **24**, pp. 343-364, (2000).
- [18] D.H. Han, K.J. Lee e Y.H. Kim, “Experiments on the characteristics of evaporation of R410A in brazed plate heat exchangers with different geometric configurations”, *App. Therm. Eng.* Vol. **23**, pp. 1209-1225, (2003).
- [19] W. Kozicki, C.H. Chou e C. Tiu, “Non-Newtonian flow in ducts of arbitrary cross-sectional shape”, *Chem.Engi. Sci.* Vol. **21**, pp. 665–679, (1966).
- [20] A.B. Metzner e J.C. Reed, “Flow of non-Newtonian fluids – correlation of the laminar, transition, and turbulent-flow regions”, *AIChE Journal* Vol. **1**, pp. 434–440, (1955).
- [21] M.A. Mehrabian e R. Poulter, “Hydrodynamics and thermal characteristics of corrugated channels: computational approach”, *Appl. Math. Modell.* Vol. **24**, pp. 343-364, (2000).
- [22] M. Ciofalo, J. Stasiek e M.W. Collins, “Investigation of flow and heat transfer in corrugated passages – II. Numerical simulation”, *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **39**, pp. 165-192, (1996).
- [23] H.M. Metwally e R.M. Manglik, “Enhanced heat transfer due to curvature-induced lateral vortices in laminar flows in sinusoidal corrugated-plate channels”, *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. **47**, pp. 2283-2292, (2004).
- [24] F. Delplace e J.C. Leuliet, “Generalized Reynolds Number for the flow of power law fluids in cylindrical ducts of arbitrary cross-section”, *Chem. Eng. J.* Vol. **56**, pp. 33-37,

- (1995).
- [25] P.C. Carman, “Fluid flow through granular beds”, *Trans. Inst. Chem. Eng.* Vol. **15**, pp. 150-166, (1937).
- [26] O. Charre, R. Jurkowski, A. Bailly, S. Meziani e M. Altazin, “General Model for plate heat exchanger performance prediction”, *J. Enhanced Heat Transfer* Vol. **9**, pp. 181-186, (2002).
- [27] M.F. Edwards, A.A.C. Vaie e D.L Parrott, “Heat transfer and pressure drop characteristics of a plate heat exchanger using Newtonian and non-Newtonian liquids”, *The Chemical Engineer* Vol. **286-288**, pp. 286–293, (1974).