

Análise Computacional do Escoamento Variável de Fluidos Não Newtonianos Inelásticos numa Bifurcação em “T” Bidimensional

Matos, H.M.¹ e Oliveira P.J.²

Universidade da Beira Interior, Departamento de Engenharia Electromecânica, Unidade de Materiais Têxteis e Papeleiros, Rua Marques D'Ávila e Bolama, 6201-001 Covilhã, Portugal

¹email: heldermiguelmm@hotmail.com

²email: pipo@ubi.pt

<http://webx.ubi.pt/~mtp/>

Sumário

No presente trabalho procedeu-se à simulação numérica de um escoamento laminar não estacionário através duma bifurcação com 90°, plana e bidimensional. Os fluidos utilizados são não-newtonianos inelásticos do tipo GNF, com características reológicas semelhantes às do sangue, sendo a fluidificação representada através do modelo de Carreau-Yasuda.

Analisou-se: (i) a influência da variação da fluidificação do fluido através da variação do expoente da lei de potência (n) no modelo de Carreau-Yasuda ($0.1 \leq n \leq 1.0$); (ii) e a influência da variação da razão de extracção ($0.1 \leq \beta \leq 0.9$), nas principais características do escoamento.

Palavras-chave: Bifurcação; Recirculações; Escoamento Pulsante; Hemodinâmica; Fluido Não Newtoniano.

1 Introdução

O escoamento em bifurcações pode apresentar uma complexidade significativa com a criação de recirculações e gradientes de tensão elevados. Ocorre com frequência em muitas situações com interesse prático, como é exemplo o sistema circulatório humano onde o sangue escoar ao longo de sucessivas bifurcações nas artérias e veias. As bifurcações das artérias são um dos principais locais onde se regista o aparecimento de doenças vasculares [1-3]. A hemodinâmica complexa existente nesses locais, é um factor comprovadamente relacionado com o início e desenvolvimento deste tipo de doenças [3]. Devido ao facto de as doenças vasculares serem uma das maiores causas de morte nos países desenvolvidos o estudo e compreensão do escoamento em bifurcações no âmbito da hemodinâmica assume grande relevância, de forma a compreender a forma como se iniciam e desenvolvem estas doenças.

O escoamento numa bifurcação tende a criar duas zonas de recirculação, uma no ramo principal e outra no ramo secundário. Estas zonas são caracterizadas por possuírem tensões de corte e velocidades muito baixas, onde segundo vários autores [4-6] existe a possibilidade de se formarem coágulos, devido à adesão de plaquetas, glóbulos vermelhos e lipóides, originando a formação de placas ateroscleróticas e trombos. Por outro lado, neste tipo de escoamento também se observam zonas onde as tensões de corte são muito elevadas em módulo, nomeadamente nos cantos reentrantes da bifurcação e junto às paredes a montante e a jusante das recirculações. Nestes locais pode ocorrer a danificação do endotélio das artérias [7-8], facilitando a passagem dos constituintes do sangue através do mesmo e conduzindo à formação de uma placa aterosclerótica. Para além da danificação do endotélio também se pode registar hemólise, com factores nocivos devido à libertação de hemoglobina na corrente sanguínea [6].

Em primeira aproximação o sangue pode ser considerado um fluido newtoniano. Esta aproximação só é válida quando o sangue se escoar nas grandes artérias, onde as taxas de deformação não são elevadas. Nas artérias de menor dimensão, nas arteríolas e nos vasos capilares o sangue apresenta um comportamento não newtoniano [9-10] reofluidificante (fluidificação), devido ao facto de a viscosidade diminuir com o aumento da taxa de deformação. Os fluidos utilizados neste estudo são fluidos não newtonianos inelásticos do tipo fluido newtoniano generalizado (GNF), onde a variação da viscosidade com a taxa de deformação é obtida através da utilização do modelo de Carreau-Yasuda. O estudo detalhado deste tipo de fluidos quando se escoar através de um “T” não foi ainda efectuado.

Os objectivos do presente trabalho são: (i) analisar as características do escoamento pulsante numa bifurcação utilizando um fluido não newtoniano inelástico com características reológicas semelhantes às do sangue; (ii) analisar a influência da variação da fluidificação do fluido através da variação do expoente da lei de potência ($0.1 < n < 0.9$) no modelo de Carreau-Yasuda; e (iii) analisar a influência da variação da razão de extracção ($0.1 < \beta < 0.9$).

2 Equações diferenciais

As equações necessárias para a simulação numérica de escoamentos laminares isotérmicos são as que exprimem a conservação da massa e a conservação da quantidade de movimento. No caso do escoamento ser incompressível, estas equações são:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (2)$$

onde \mathbf{u} é o vector velocidade, p é a pressão, $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor das tensões e ρ é a massa volúmica do fluido.

Para a evolução do tensor das tensões é necessário recorrer a uma equação constitutiva que descreva o comportamento reológico do fluido através da relação entre a tensão $\boldsymbol{\tau}$ e a taxa de deformação $\dot{\gamma}$. Utilizaram-se fluidos não newtonianos inelásticos do tipo GNF (“Generalized Newtonian Fluid”), onde a tensão e a taxa de deformação estão relacionadas através de um coeficiente de viscosidade $\eta(\dot{\gamma})$. Como este coeficiente também é uma função da taxa de deformação, a equação constitutiva é expressa por:

$$\boldsymbol{\tau} = \eta(\dot{\gamma}) \dot{\gamma} \quad (3)$$

O coeficiente de viscosidade $\eta(\dot{\gamma})$, representa a variação da viscosidade com a magnitude da taxa de deformação. Esta variação usualmente é obtida através de modelos empíricos como o modelo de Carreau-Yasuda [11] utilizado neste estudo, em que a variação da viscosidade é expressa através da seguinte equação:

$$\eta(\dot{\gamma}) = \eta_{\infty} + (\eta_0 - \eta_{\infty}) \left[1 + (\lambda \dot{\gamma})^a \right]^{\frac{n-1}{a}} \quad (4)$$

Na Eq. (4), η_0 e η_{∞} são as viscosidades do fluido quando a taxa de deformação é nula e infinita, λ é um tempo característico do fluido, que para as pequenas taxas de deformação, indica a passagem do comportamento newtoniano para o não-newtoniano (fluidificação), n é o expoente da lei de potência, que representa o grau de fluidificação do fluido e a é um parâmetro adimensional relacionado com a velocidade a que ocorre a transição entre a região da taxa de deformação nula e a região onde vigora a lei de potência. Se $n=1$ obtém-se o fluido newtoniano com viscosidade η_0 .

As propriedades do fluido correspondem ao modelo reológico seguido por Banerjee et al. [12], que adaptaram o modelo de Carreau-Yasuda às curvas experimentais de Cho e Kensey [13], as quais relacionam a variação da viscosidade do sangue com a taxa de deformação.

Os parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda obtidos através do trabalho de Banerjee et al. [12] encontram-se resumidos na tabela 1.

Tabela 1. Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda para o sangue.

Parâmetro	
Expoente da lei de potência (n)	0.3568
Parâmetro de Carreau (a)	2
Viscosidade (η_0)	0.056 Pa.s
Viscosidade (η_{∞})	0.00345 Pa.s
Constante de tempo	3.313 s

No presente estudo o modelo de Carreau-Yasuda com os parâmetros da tabela 1 foi usado para analisar o escoamento pulsante num “T” bidimensional tendo-se procedido ao estudo da variação do expoente da lei de potência (n) entre 0.1 e 1.0 de forma a analisar a influência da variação da fluidificação nas principais características do escoamento.

3 Método numérico

A discretização espacial das equações diferenciais é feita com recurso ao método dos volumes finitos, sendo as equações integradas sobre cada volume de controlo que compõe a malha computacional. Neste caso, os termos difusivos e o termo de gradiente de pressão foram representados por diferenças centrais, enquanto que para os termos convectivos foi utilizado o esquema de alta resolução CUBISTA desenvolvido por Alves et al. [14].

Utilizou-se uma malha computacional não desfasada, onde todas as variáveis são obtidas no centro dos volumes de controlo. O acoplamento entre os campos de pressão e velocidade neste tipo de malhas é obtido com recurso à técnica de Rhie e Chow, que foi posteriormente adaptada por Oliveira e Pinho [15] de forma a evitar também o desacoplamento entre os campos de tensão e velocidade. Para escoamentos não estacionários é necessário efectuar uma discretização temporal e para tal utilizou-se o método dos três níveis no tempo [10].

O algoritmo numérico é baseado no algoritmo SIMPLEC com as alterações necessárias para o caso de escoamentos transientes e de escoamentos não newtonianos [15].

4 Geometria e malha computacional

A geometria do domínio computacional é uma bifurcação em forma de “T” com uma secção de área constante e rectangular. A geometria foi dividida em seis blocos (Fig. 1) durante o processo da geração da malha de forma a concentrar um maior número de células na zona da bifurcação. A altura dos canais é $H=0.01$ m e serve como factor de adimensionalização dos comprimentos da geometria. A origem do sistema de eixos $x-y$ está centrada no bloco B2, um quadrado colocado na zona da bifurcação.

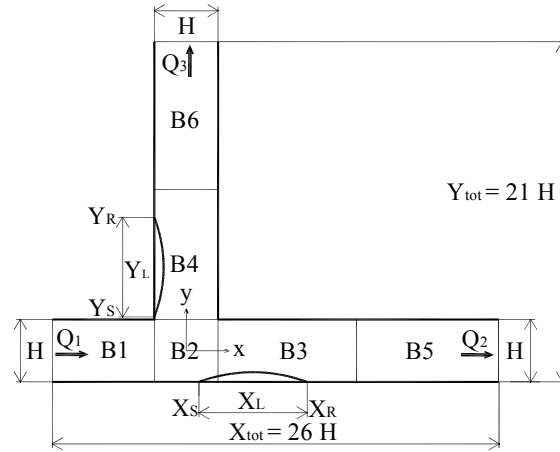


Fig.1. Representação gráfica da geometria de cálculo

As condições do escoamento são similares às dos trabalhos de Khodadadi [16] e Miranda et al. [10]. O número de Reynolds é calculado à entrada do escoamento para o caso estacionário e dado por:

$$Re = \frac{\rho u_1 H}{\eta_1} = 102 \quad (5)$$

onde $u_1 = 0.0745$ m/s é a velocidade média na entrada do escoamento, $\rho = 1150$ kg/m³ e $\eta_1 = 0.0084$ Pa.s (newtoniano). Em geral $\eta_1 = \eta(\dot{\gamma}_1)$ com $\dot{\gamma}_1 = u_1/(0.5H)$.

O escoamento é pulsante e idêntico ao utilizado em [10]; a entrada está localizada em $x = -3.5H$, onde é imposto um perfil de velocidades sinusoidal, gerado por um gradiente de pressão que varia sinusoidalmente no tempo de acordo com a seguinte expressão:

$$-\frac{dp}{dx} = \rho K_s + \rho K_0 \cos(\omega t) \quad (6)$$

onde $\rho K_s = 75.1$ Pa/m é o gradiente de pressão estacionário, $\rho K_0 = 190$ Pa/m é o gradiente de pressão oscilante e ω é a frequência angular ($\omega = 2\pi f$, com $f = 1.1$ s⁻¹). A razão entre os gradientes de pressão

oscilantes e estacionários é $K_0/K_S = 2.53$ e o número de Womersley é $\alpha = ((H/2) \cdot (\omega/\nu)^{1/2}) = 4.864$ que representa a relação entre os efeitos pulsantes e os efeitos viscosos.

As saídas do escoamento estão localizadas em $x = 22.5H$ e $y = 20.5H$, onde este se encontra completamente desenvolvido. À excepção da entrada e saída do escoamento, todos os planos fronteira da geometria coincidem com paredes sólidas nas quais é imposta a condição de não escorregamento, obrigando a que a velocidade do fluido na parede seja igual à velocidade da parede (nula). Para escoamentos em bifurcações é necessário a imposição de uma condição de fronteira adicional de forma a conhecer-se a proporção de fluido em cada ramo da bifurcação. No presente trabalho optou-se por impor directamente o valor da razão de extracção que se fez variar de 0.1 a 0.9 de forma a estudar o efeito desta variável sobre as principais características do escoamento. A razão de extracção é expressa por:

$$\beta = \frac{Q_3}{Q_1} \quad (7)$$

onde Q_3 e Q_1 são respectivamente os caudais volúmicos na saída secundária e na entrada (Fig. 1).

O escoamento neste tipo de geometria usualmente gera duas recirculações nos ramos da bifurcação; estas recirculações encontram-se representadas na figura 1. Os pontos X_S e Y_S correspondem ao início das recirculações horizontal e vertical onde ocorre a separação do escoamento; os pontos X_R e Y_R correspondem aos pontos onde terminam as recirculações, onde ocorre a recuperação do escoamento.

A malha computacional é a mesma utilizada em estudos anteriores [17], nos quais se procedeu ao estudo do refinamento da malha. A malha utilizada possui 12800 volumes de controlo, é ortogonal e não uniforme e as características de cada bloco são descritas na tabela 2.

Tabela 2. Características da malha computacional.

Blocos	Nº de células $NX \times NY$	Comprimento (x/H)	Comprimento (y/H)	Factores de compressão/expansão	
				$f_x = \Delta x_i / \Delta x_{i-1}$	$f_y = \Delta y_j / \Delta y_{j-1}$
B1	40 × 40	-3.5 → -0.5	-0.5 → 0.5	0.95260	1.00000
B2	40 × 40	-0.5 → 0.5	-0.5 → 0.5	1.00000	1.00000
B3	100 × 40	0.5 → 12.5	-0.5 → 0.5	1.02657	1.00000
B4	40 × 100	-0.5 → 0.5	0.5 → 10.5	1.00000	1.02385
B5	20 × 40	12.5 → 22.5	-0.5 → 0.5	1.06413	1.00000
B6	40 × 20	-0.5 → 0.5	10.5 → 20.5	1.00000	1.06413

5 Resultados numéricos

Os resultados apresentados ao longo desta secção encontram-se adimensionalizados, utilizando-se a altura do canal (H) para escala de comprimento, a velocidade média na entrada do escoamento (u_1) para escala de velocidade, o valor da tensão de corte na parede à entrada do escoamento ($\tau_{w1} = 6\eta_1(u_1/H)$) para as tensões e o período da pulsação $2\pi/\omega$ para a escala de tempo.

No decorrer desta secção será analisada a influência da razão de extracção e da fluidificação do fluido sobre o campo de tensões e a variação dos comprimentos das recirculações.

Na figura 2 são exibidas as variações das linhas de corrente e do campo de tensões de corte para um ciclo completo utilizando as mesmas condições de escoamento e as mesmas características reológicas adoptadas no trabalho de Miranda et al. [10]: expoente $n = 0.3568$ e razão de extracção $\beta = 0.7$. Através desta figura comprova-se a existência de zonas onde as tensões são muito baixas em módulo, nomeadamente na zona das recirculações, assim como tensões de corte muito elevadas junto aos cantos reentrantes. No decorrer de um ciclo, observa-se que as tensões tendem a aumentar (em módulo) até a um máximo que ocorre para valores de ωt próximos de 90° , diminuindo posteriormente até a um mínimo para valores de ωt próximos de 270° . Para estes cálculos fazem-se 200 avanços no tempo para completar um ciclo, o que equivale a um passo no tempo de $\Delta t = 0.005$.

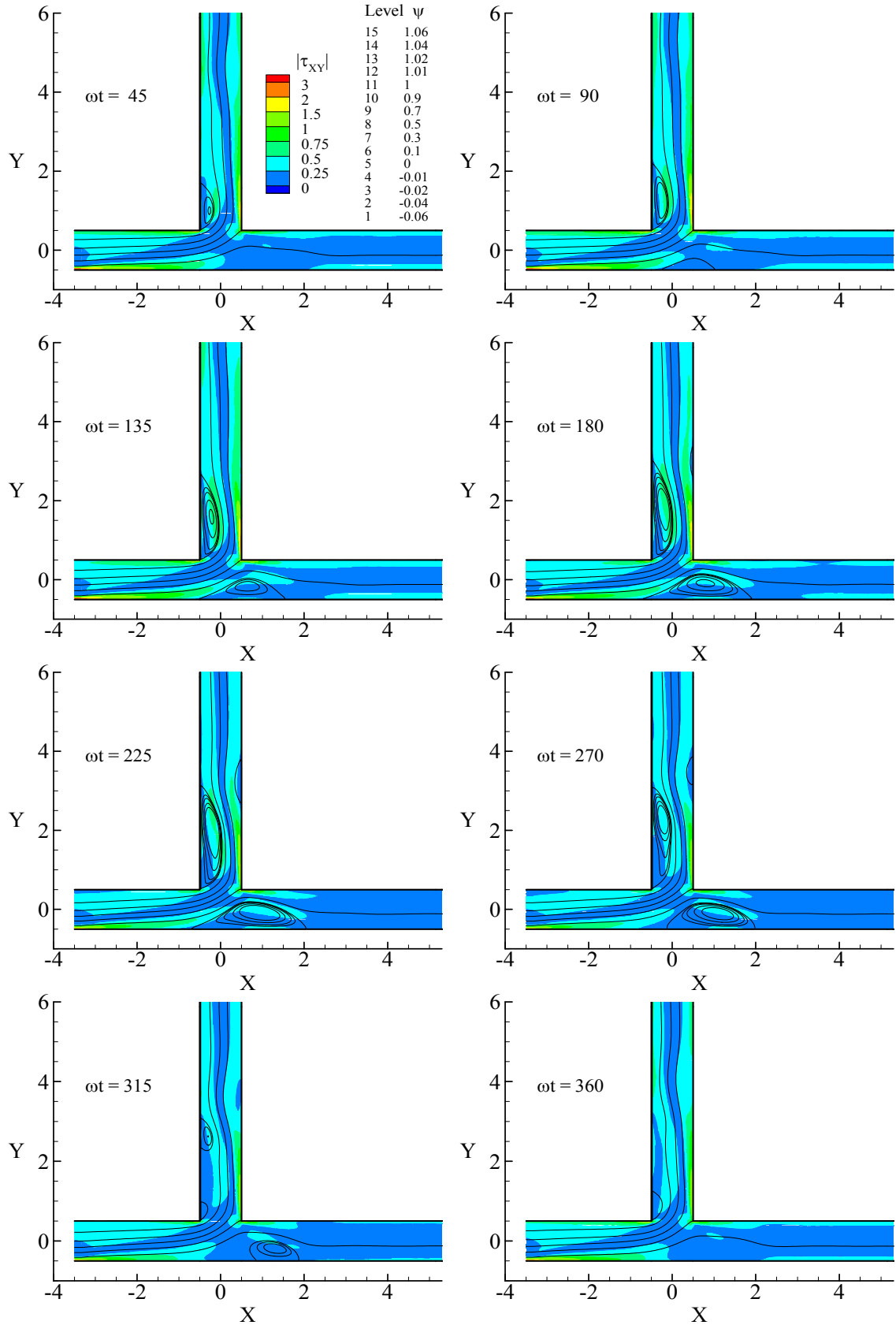


Fig.2. Mapas de linhas de corrente e campo de tensões de corte para um ciclo completo ($\beta = 0.7$; $n = 0.3568$; $\Delta t = 0.005$).

A figura 2 mostra que ambas as recirculações aumentam o seu comprimento e a sua intensidade no decorrer do ciclo até um máximo próximo de $\omega t = 225^\circ$, diminuindo a partir deste ponto.

Através da sequência de imagens da figura 2, observa-se que a recirculação horizontal não existe durante a totalidade do ciclo; este facto ocorre também para a maioria das combinações possíveis da razão de extracção e fluidificação adoptadas. Por outro lado a recirculação vertical apresenta um comportamento oposto existindo para quase todos os valores da razão de extracção e de fluidificação possíveis.

Na figura 3 é possível observar a forma como variam os comprimentos das recirculações horizontal e vertical através da variação dos pontos de separação e recuperação do escoamento. A variação do comprimento da recirculação horizontal deve-se ao movimento de ambos os pontos de separação e recuperação, existindo sempre uma diminuição acentuada do seu comprimento para valores de ωt próximos de 270° , através do deslocamento do ponto de separação.

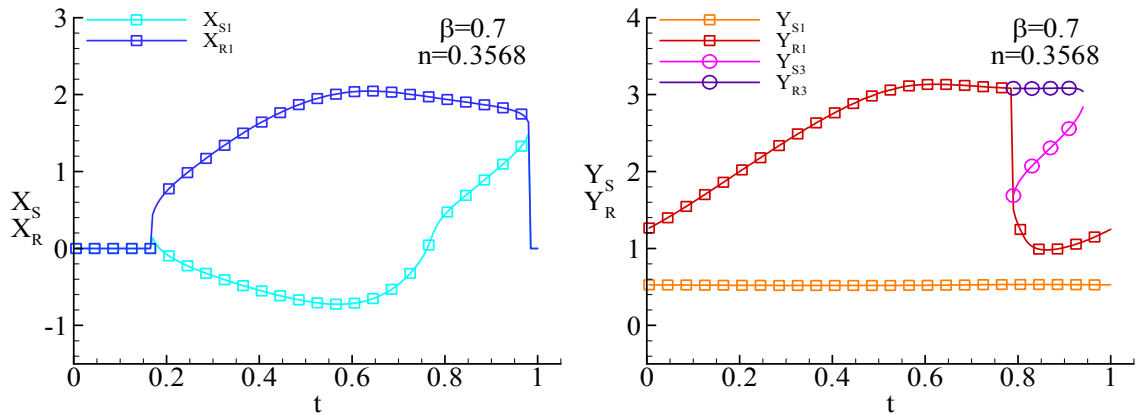


Fig.3. Variação dos pontos de início e término das recirculações ($\beta = 0.7$; $n = 0.3568$; $\Delta t = 0.005$).

No caso da recirculação vertical, de uma forma geral observa-se que o ponto responsável pela variação do comprimento da recirculação é o ponto de recuperação do escoamento. Para valores de ωt superiores a 280° pode ocorrer o aparecimento de uma nova recirculação junto á parede vertical que promove a divisão da recirculação principal em duas novas recirculações. No caso da figura 3, este facto ocorre quando o ciclo atinge cerca de 80% da sua totalidade ($\omega t = 284.4^\circ$) e a partir deste ponto passam a coexistir duas recirculações em simultâneo, até que a que se encontra a jusante se extinga ($t = 0.945 \rightarrow \omega t = 340.2^\circ$).

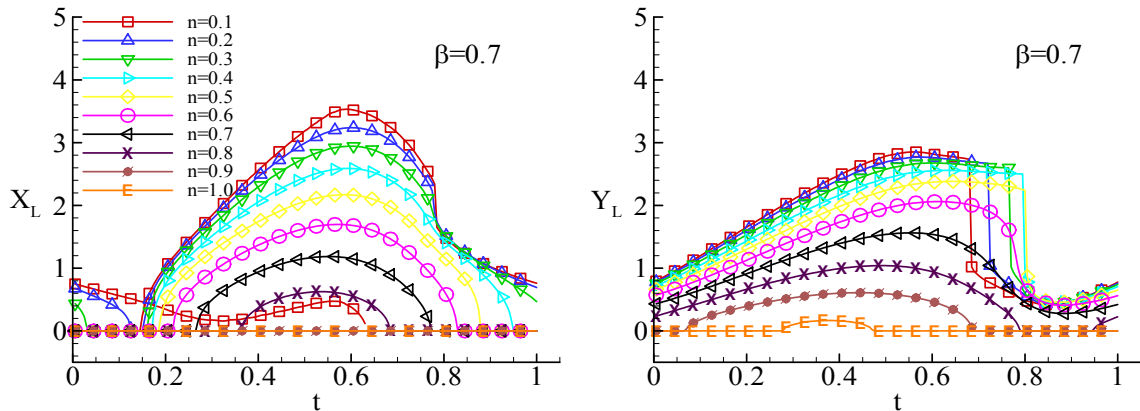


Fig.4. Variação dos comprimentos das recirculações com a variação da fluidificação ($\Delta t = 0.005$).

Na figura 4 é exibida a variação dos comprimentos das recirculações com a variação do expoente da lei de potência (n), para uma razão de extracção constante ($\beta = 0.7$) no decorrer de um ciclo completo. Nestes cálculos manteve-se a curva de viscosidades tal como definida pela Eq. 4 e os parâmetros dados na tabela 1, excepto o valor de n , que se fez variar de 0.1 a 1.0. Desta forma o número de Reynolds efectivo à entrada do domínio (Eq. 5) não se mantém constante em $Re = 102$, tendo de facto diminuído á medida que n aumenta.

No caso da recirculação horizontal observa-se que o tempo de existência da recirculação no decorrer de um ciclo diminui com o aumento de n . Para valores de n muito baixos ($n=0.1$) coexistem duas recirculações em simultâneo durante um determinado intervalo de tempo. Através da mesma figura observa-se que o comprimento desta recirculação aumenta com o aumento da fluidificação (diminuição de n).

O comprimento da recirculação vertical também aumenta com a diminuição do expoente da lei de potência (n), podendo existir mesmo alturas em que a recirculação deixa de existir, nomeadamente para $\beta \geq 0.5$ e $n \geq 0.8$. O instante em que ocorre o aparecimento de uma nova recirculação e a divisão da recirculação principal em dois vórtices tende a ocorrer mais tarde com o aumento de n , podendo mesmo não existir para valores de n muito elevados.

Os resultados expressos na figura 4, não conseguem representar uma variação pura da fluidificação através da variação do expoente da lei de potência, uma vez que existe uma variação oculta do número de Reynolds com n em simultâneo e que desta forma é ignorada. Esta variação é significativa uma vez que para $n = 0.1 \rightarrow Re \approx 150$ e para $n = 1.0 \rightarrow Re \approx 15$; esta variação justifica os comportamentos observados uma vez que em Matos et al. [17], se procedeu ao estudo da variação do número de Reynolds para um escoamento estacionário com as mesmas características e observou-se um aumento dos comprimentos das recirculações com o aumento do número de Reynolds (diminuição de n , nestas circunstâncias) e a inexistência de recirculações para valores de Reynolds muito baixos.

Para se efectuar uma análise exclusiva da variação do expoente da lei de potência é necessário manter o número de Reynolds constante. No presente estudo a forma adoptada para analisar esta variação foi manter a viscosidade obtida através do modelo de Carreau-Yasuda (Eq. 4) constante ($\eta_1 = 0.0084 \text{ Pa.s}$), o que implica que u_1 e $\eta_1 = \eta(\dot{\gamma}_1)$ sejam sempre iguais, e recalculer a viscosidade para taxa de deformação nula (η_0) como função do valor de n que se pretende simular. Desta forma quando $n = 1$, $\eta_1 = \eta_0 = 0.0084 \text{ Pa.s}$, obtêm-se o caso Newtoniano. Os resultados da influência da variação do expoente da lei de potência (n) para um número de Reynolds constante são mostrados na figura 5.

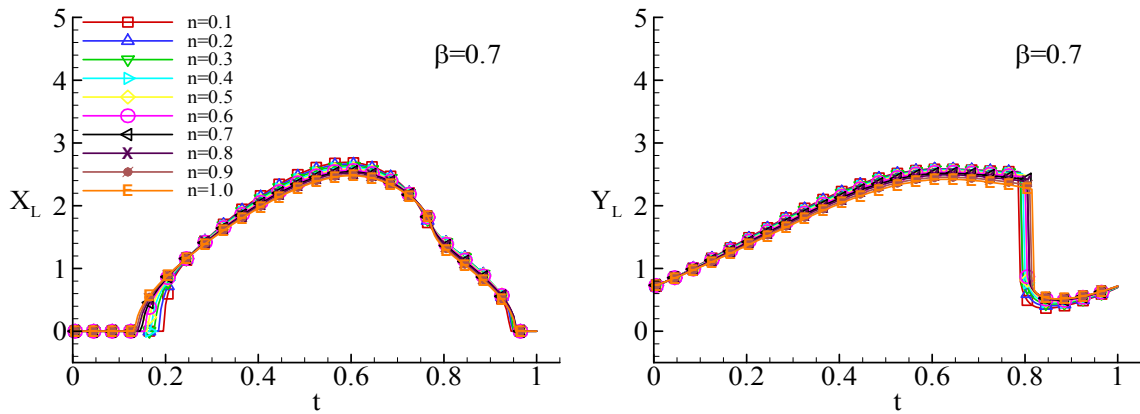


Fig.5. Variação dos comprimentos das recirculações com a variação da fluidificação ($Re = 102$; $\Delta t = 0.005$).

Através da figura 5, observa-se que a influência da variação da fluidificação nos comprimentos das recirculações não é muito significativa, resultando num pequeno aumento dos mesmos. No caso da recirculação horizontal, constata-se que esta existe por maiores períodos de tempo durante o ciclo com a diminuição da fluidificação, devido ao facto de ser criada mais cedo. No ramo secundário observa-se que a divisão da recirculação vertical tende a ocorrer para valores de ωt mais baixos com o aumento da fluidificação.

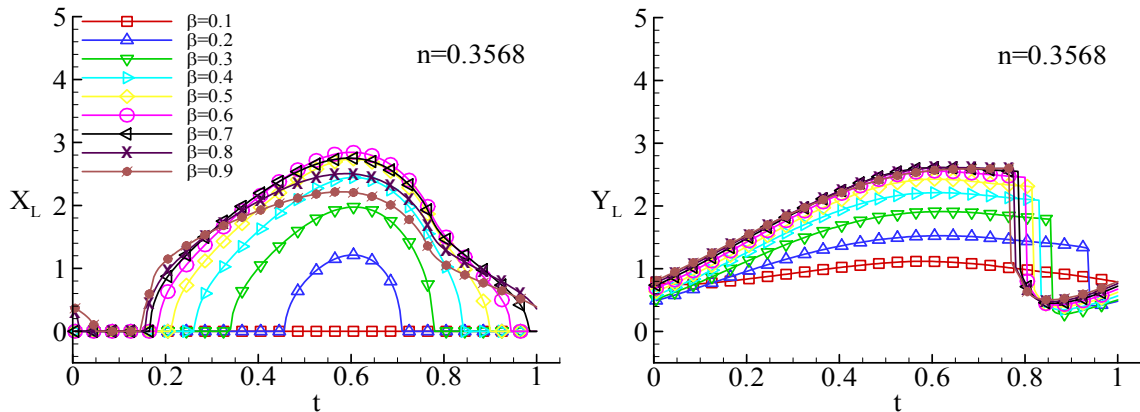


Fig.6. Variação dos comprimentos das recirculações com a razão de extracção ($n = 0.3568$; $\Delta t = 0.005$).

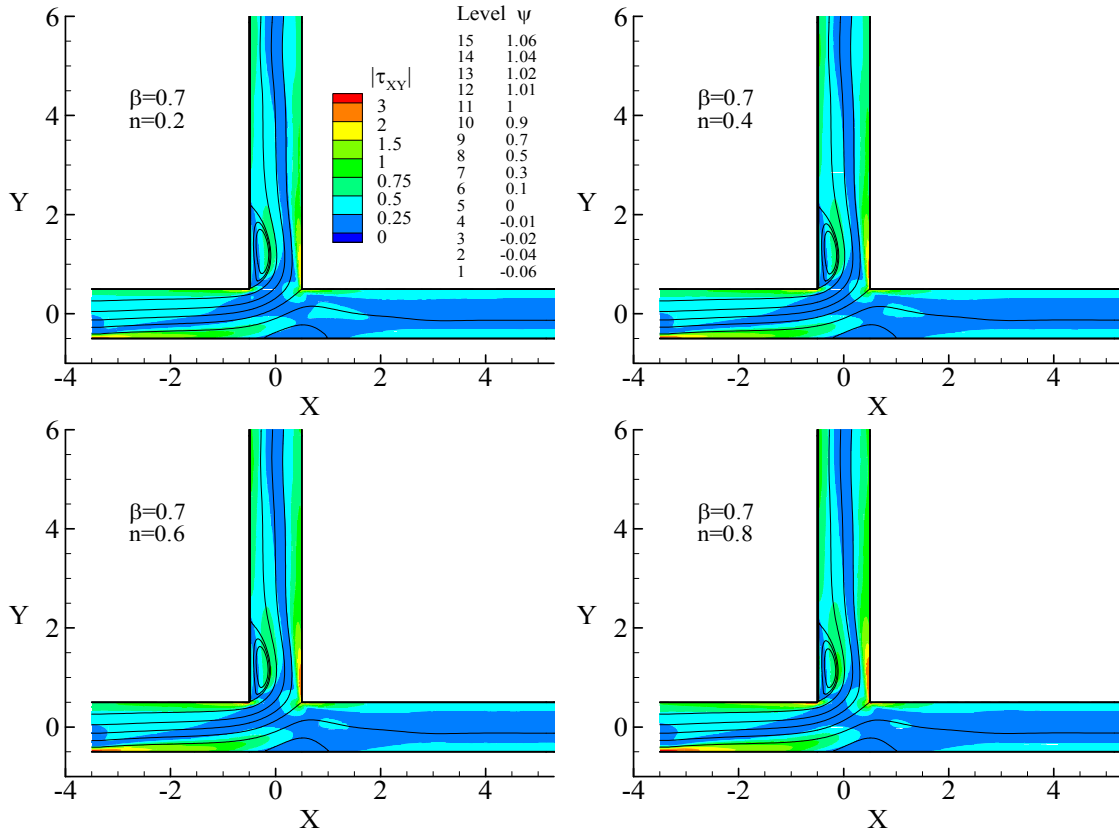


Fig.7. Mapas de linhas de corrente e do campo de tensões de corte para valores crescentes de n ($\omega t = 90^\circ$; $\beta = 0.7$).

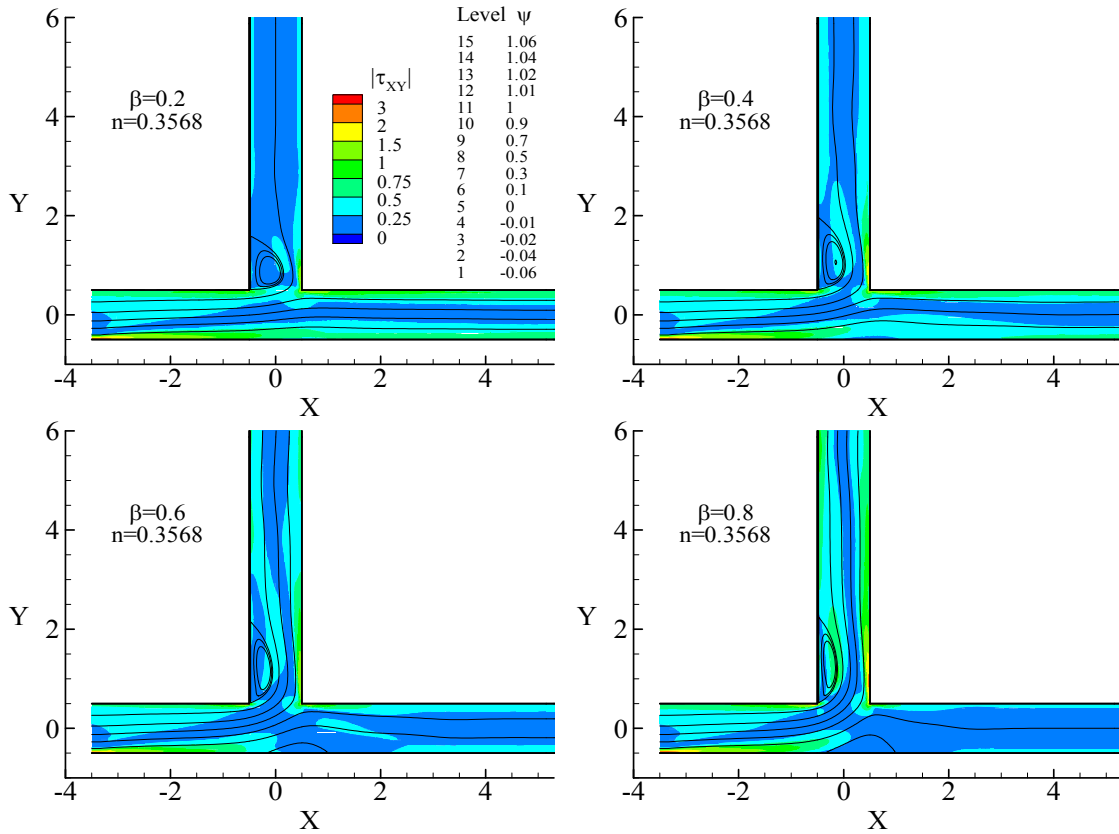


Fig.8. Mapas de linhas de corrente e do campo de tensões de corte para valores crescentes da razão de extracção ($\omega t = 90^\circ$; $n = 0.3568$).

Na figura 6 é mostrada a influência da variação da razão de extracção (β) sobre a variação dos comprimentos das recirculações, quando se mantém constante o expoente da lei de potência (n). Desta forma o número de Reynolds á entrada mantém-se também constante ($Re = 102$).

No caso da recirculação horizontal observa-se que o tempo de existência da recirculação no decorrer de um ciclo aumenta com o aumento de β . O comprimento da recirculação aumenta até uma máximo que ocorre para $\beta = 0.6$ diminuindo para razões de extracção superiores. Este fenómeno já tinha sido observado num trabalho anterior [17] para o caso estacionário, principalmente para números de Reynolds mais elevados.

De uma forma geral o aumento da razão de caudais provoca um aumento do comprimento da recirculação vertical. Para as razões de caudal em que se verifica a existência de uma divisão da recirculação vertical, observa-se que esta tende a ocorrer para valores de ωt mais baixos com o aumento da razão de caudais.

Nas figuras 7 e 8 são apresentadas as alterações sobre o campo de tensões de corte provocadas pela variação da fluidificação e da razão de extracção respectivamente. Os gráficos das figuras 7 e 8 foram obtidos para o caso em que $\omega t = 90^\circ$ devido ao facto de ser esta a parte do ciclo onde se registam os gradientes de tensão mais elevados (Fig. 2). Observa-se que o aumento do expoente da lei de potência (n) e da razão de caudais (β), provocam um aumento em módulo no campo de tensões. A variação do expoente da lei de potência n promove a existência de gradientes de tensão mais elevados do que os observados através da variação da razão de caudais.

As figuras 7 e 8 mostram ainda que para todos os valores de n e β considerados, as zonas das recirculações são sempre caracterizadas por possuírem tensões de corte muito baixas, enquanto que os cantos reentrantes e junto á parede vertical a montante da recirculação se registam tensões de corte elevadas em módulo.

6 Conclusões

O presente esforço de investigação centrou-se no estudo de um escoamento pulsante através de uma bifurcação plana bidimensional, onde as características reológicas adoptadas são similares às encontradas no sistema sanguíneo. Para além de se ter analisado o escoamento para o mesmo número de Reynolds e razão de extracção utilizados em estudos anteriores [10, 16], com os mesmos parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda para o sangue, provenientes do trabalho de Banerjee et al. [12], foi também analisada a influencia da variação do expoente da lei de potência (n) e da razão de extracção (β), nas principais características do escoamento.

Para se efectuar uma análise pura da variação do expoente da lei de potência (n), não se podem utilizar os parâmetros da tabela 1 na sua totalidade, uma vez que a variação directa de n provoca uma variação do número de Reynolds (Fig. 4) através da variação da viscosidade obtida na Eq. (4). A influência da variação de n para um número de Reynolds constante é obtida através do cálculo η_0 (Eq. 4), de forma a que a viscosidade obtida desta forma se mantenha também constante.

Dependendo das condições do escoamento, poderá não ser registada qualquer recirculação ou poderão existir uma ou duas recirculações em simultâneo.

Na maioria dos casos, a recirculação horizontal no canal principal não existe no início do ciclo. O tempo de existência da recirculação horizontal aumenta com o aumento de n e com o aumento da razão de extracção (β). O seu comprimento aumenta com o aumento da fluidificação (diminuição de n) e com a razão de extracção, até a um máximo para $\beta = 0.6$; no entanto para razões de extracção superiores diminui, conforme já tinha sido observado no caso estacionário [17].

No canal secundário, a recirculação vertical existe durante a totalidade do ciclo na maioria dos casos analisados e o seu comprimento aumenta com o aumento da fluidificação e com o aumento da razão de extracção.

Á excepção dos casos em que a razão de extracção é muito baixa (Fig. 6), regista-se o aparecimento de uma nova recirculação junto à parede vertical a montante que promove a divisão da recirculação principal em dois vórtices. A recirculação principal reduz desta forma o seu comprimento substancialmente, começando a aumentar posteriormente, enquanto que a segunda recirculação a jusante continua a reduzir o seu comprimento até se extinguir. O instante em que ocorre a divisão da recirculação principal tende a ocorrer mais cedo com o aumento da fluidificação (diminuição de n) e com o aumento da razão de extracção.

A influência da variação do expoente da lei de potência (n) no campo de tensões de corte na zona da bifurcação é superior quando comparada com a alteração provocada pela variação da razão de extracção. Observando-se um aumento em módulo no campo de tensões, quer através do aumento do expoente da lei de potência (n) como da razão de caudais (β).

Para todos os valores de n e β , constatou-se ainda que as zonas das recirculações são sempre caracterizadas por possuírem tensões de corte muito baixas, enquanto que os cantos reentrantes e junto à parede vertical a montante da recirculação se registam tensões de corte elevadas em módulo.

Agradecimentos

H.M. Matos agradece o apoio financeiro concedido pela FCT através da Bolsa de Doutoramento SFRH/BD/18062/2004 e P.J. Oliveira agradece o apoio concedido pela FCT e FEDER ao abrigo do projecto POCI/EME/ 58657/2004, e regista a concessão de licença sabática pela UBI durante a qual o trabalho foi efectuado.

Referências

1. A. Jafari, S.M. Mousavi, e P. Kolari, Numerical investigation of blood flow. Part I: In microvessel bifurcations. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 13(8), 1615-1626, 2008.
2. M.J. Thubricar, e F.Robicsek, Pressure-Induced arterial wall stress and atherosclerosis. *Annals of Thoracic Surgery*, 59 1594-1603, 1995.
3. P.A. VanderLaan, C.A. Reardon e G.S. Getz, Site specificity of atherosclerosis: site-selective responses to atherosclerotic modulators. *Arteriosclerosis, Thrombosis, and Vascular Biology*, 24(1) 12–22, 2004.
4. C.G. Caro, J.M. Fitz-Gerald e R.C. Schroter, Atheroma and arterial wall shear observation, Corelation and proposal of a shear dependent mass transfer mechanism for atherogenesis, *Proceedings of the Royal Society of London, Series B, Biological Sciences*, 177(1046) 109-133, 1971.
5. C.K. Zarins, D.P. Gieddens, B.K. Bharadaj, V.S. Sotturai, R.F. Mabon e S. Glagov, Carotid bifurcation atherosclerosis: quantitative correlation of plaque localization with flow velocity profiles and wall shear stress, *Circulation Research*, 53(4) 502-514, 1983.
6. D. Liepsch, S. Moravec, A.K. Rastogi, e N.S. Vlachos, Measurement and calculations of laminar flow in a ninety degree bifurcation. *Journal of Biomechanics*, 15(7) 473-485, 1982.
7. E. Joris, T. Zand e G. Majno, Hydrodynamic injury of the endotelium in acute aortic stenosis, *The American Journal of Pathology*, 106 394-408, 1982.
8. L. Badimon, J.J. Badimon, A. Galvez, J.H. Chesebro, V. Fuster, Influence of arterial damage and wall shear rate on platelet deposition. Ex vivo study in a swine model. *Arteriosclerosis*. 6(3) 312–320, 1986.
9. J.D. Gray, I. Owen, e M.P. Escudier, Dynamic scaling of unsteady shear-thinning non-Newtonian fluid flows in a large-scale model of a distal anastomosis, *Experiments in Fluids*, 43(4) 535–546, 2007.
10. A.I.P. Miranda, P.J. Oliveira e F.T. Pinho, Steady and unsteady laminar flows of Newtonian and generalized Newtonian fluids in a planar T-junction, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 57(3), 295-328, 2008.
11. K. Yasuda, R.C. Armstrong e R.E. Cohen, Shear-Flow Properties of concentrated solutions of linear and branched polystyrenes. *Rheologica Acta*, 20(2) 163-178, 1981.
12. R.K. Banerjee, Y.I. Cho e K.R. Kensey, A study of local hydrodynamics in a 90 branched vessel with extreme pulsatile flows. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 9(1) 23-42, 1997.
13. Y.I. Cho e K.R. Kensey, Effects of the non-Newtonian viscosity of blood on flows in a diseased arterial vessel: Part 1. Steady flows. *Biorheology*, 28(3-4) 241-262, 1991.
14. M.A. Alves, P.J. Oliveira e F.T. Pinho, A convergent and universally bounded interpolation scheme for the treatement of advection, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 41(1) 47-75, 2003.
15. P.J. Oliveira, Computer modelling of multidimensional multiphase flow and application to T- junctions, *Ph.D Thesis*, Imperial College, University of London, London, 1992.
16. C.M. Rhie e W.L. Chow, A numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, 21(11) 1525-1532, 1983.
17. P.J. Oliveira, e F.T. Pinho, Numerical procedure for the computation of fluid flow with arbitrary stress-strain relationships. *Numerical Heat Transfer, Part. B Fundamentals*, 35(2) 295-315, 1999.
18. J.M. Khodadadi, Wall pressure and shear stress variations in a 90-deg bifurcation during pulsatile laminar flow, *Journal of Fluids Engineering*, 113(1), 111-115, 1991.
19. H.M.H. Matos e P.J. Oliveira, Escoamento Newtoniano e Não-Newtoniano Inelástico num T Bidimensional: Variação da Inércia e da Razão de Caudais, *II Conferencia Nacional de Métodos Numéricos em Mecânica de Fluidos e Termodinâmica '08*, Ed. V.A.F. Costa et al, Univ. Aveiro, Aveiro, Portugal, 8-9 de Maio 2008.