

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO COM SUPERFÍCIE LIVRE EM UM CANAL HELICOIDAL DE SEÇÃO RETANGULAR

Rigoberto E. M. Morales - rmorales@fem.unicamp.br

Eugênio S. Rosa - erosa@fem.unicamp.br

FEM/DE UNICAMP CP 6122

13083-970 - Campinas, SP, Brasil

***Resumo.** É realizado uma simulação numérica do escoamento turbulento completamente desenvolvido em um canal helicoidal de seção retangular. As equações de conservação são discretizadas para um sistema ortogonal local, e resolvidas utilizando o método numérico de volumes finitos com o esquema híbrido de interpolação. A interface livre é calculado utilizando o algoritmo HOL (Height-Of-Liquid). A turbulência é modelada utilizando o modelo de turbulência para baixo números de Reynolds. As simulações mostraram que o método utilizado, quando comparado com dados experimentais, calcula satisfatoriamente a localização da interface. Apresenta-se os campos da velocidade média e da energia cinética turbulenta.*

***Palavras-chave:** Canal Helicoidal, Superfície livre, Turbulência, κ - ϵ LB*

1. INTRODUÇÃO

O estudo do escoamento em canais curvos e helicoidais constitui um problema de fundamental interesse na área de mecânica dos fluidos e transferência de calor. Ele emerge tanto da área aplicada quanto da área básica. Em termos das aplicações, estas configurações vem sendo utilizadas em diversos processos industriais tais como: trocadores de calor, coletores ou difusores em máquinas de fluxo e máquinas térmicas, reatores químicos, separadores de fases na indústria de petróleo e nuclear entre outras áreas. Do ponto de vista básico este problema vêm atraindo a atenção da comunidade científica por cerca de setenta e cinco anos se tomarmos por referência o trabalho pioneiro de Dean (1927). Desde então ele vêm sendo abordado por meio de técnicas experimentais, analíticas e numéricas para analisar o comportamento do escoamento relativo às variações da curvatura e torsão no que se refere ao regime de transição, bifurcações das soluções, escoamentos secundários, fator de atrito e coeficiente de troca de calor entre outros parâmetros.

A curvatura do canal é um dos parâmetros responsáveis pelo surgimento das correntes secundárias transversais à seção do escoamento. Para dutos curvos planos o escoamento secundário é basicamente constituído por duas células de circulação simétricas, podendo aparecer células de circulação adicionais para regimes de escoamento acima do número de Reynolds crítico. Em dutos helicoidais as células de circulação são assimétricas e, com o aumento do número de Reynolds o escoamento é caracterizado por duas células de circulação adicionais, sendo estas posteriormente distorcidas até seu desaparecimento, (Bolinder e Sunden, 1995). A presença das correntes secundárias e da curvatura das linhas de corrente

causam substanciais desvios no fator de atrito e no coeficiente de transferência de calor, tanto para regime laminar como para o turbulento.

Apesar de existirem estudos sobre escoamentos forçados em dutos helicoidais seja com seção circular ou retangular (Wang, 1981; Germano, 1982; Chen e Jan, 1993; Bolinder e Sunden, 1995; Bolinder 1996), aparentemente não se tem conhecimento de estudos sobre o escoamento com superfície livre em canais helicoidais com seção retangular em regime turbulento. Este tipo de escoamento ocorre em separadores bifásicos de gás e líquido ou mesmo trí-fásicos gás, líquido e sólidos empregados em operações de produção e perfuração de petróleo. A motivação deste trabalho decorre da necessidade de se estudar e modelar este fenômeno devido a uma recente demanda da indústria do petróleo em recuperação de reservas marginais submarinas ou mesmo para viabilizar novas técnicas de perfuração na costa oceânica.

O escopo do trabalho restringe-se a um canal helicoidal de passo constante para um fluido Newtoniano com propriedades constantes e escoamento completamente desenvolvido com superfície livre em regime turbulento. Do ponto de vista da separação gás-líquido equivale a um regime estratificado onde a segregação das fases já tenha sido concluída e as fases gás e líquido encontram-se separadas pela interface livre. Nestas condições, a força gravitacional é balanceada pela tensão nas paredes e o fenômeno torna-se similar ao escoamento de canal aberto com tensão interfacial desprezível.

O objetivo deste trabalho é o desenvolvimento de um modelo numérico para dar subsídio ao projeto e dimensionamento de canais helicoidais. Por meio desta análise numérica pretende-se levantar parâmetros de projeto tais como: fração de área ocupada pelo líquido em função da vazão, fator de atrito local e fator de atrito global além das características do perfil de velocidades na direção principal e as correntes secundárias sejam para o regime turbulento. Os resultados são validados contra dados experimentais da posição da interface obtidos por Alves (2000).

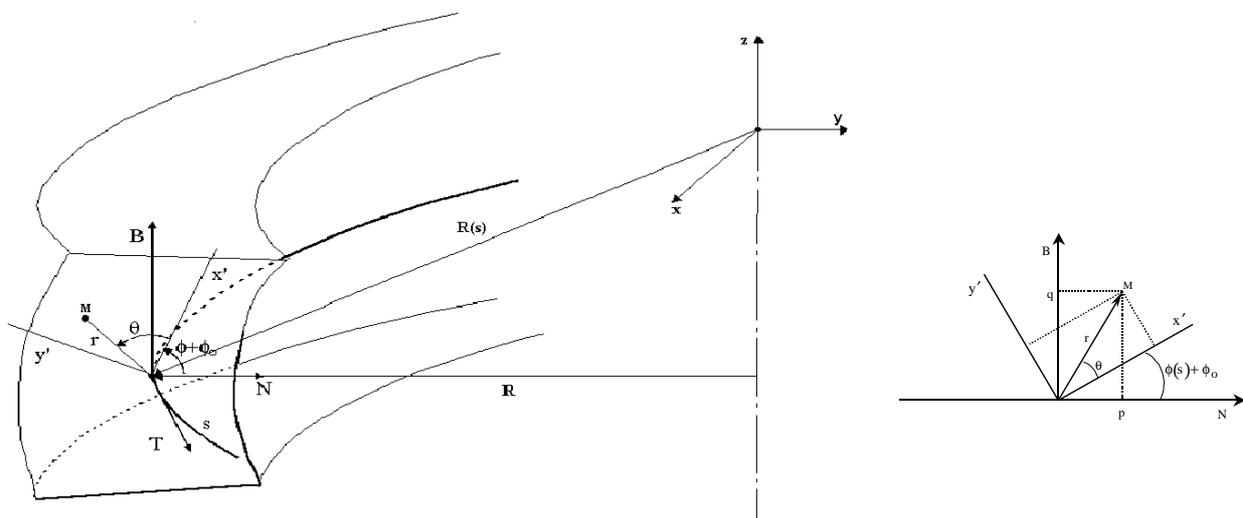


Fig. 1 – Sistema de coordenadas ortogonais (x', y', s)

2. FORMULAÇÃO

O canal helicoidal é constituído a partir da trajetória da hélice que descreve sua linha de centro. O vetor posição da linha de centro é $\vec{R}(s)$ e “s” é o componente de arco figura (1). Com base na linha de centro pode-se definir três vetores ortogonais entre si:

$\vec{T}(s)$, $\vec{N}(s)$ e $\vec{B}(s)$, que representam os vetores tangente, normal e bi-normal a s . A inclinação da linha de centro do canal com a horizontal, α , é dada em função da torção e curvatura, τ e K ,

$$\alpha = \text{arcTan}(\tau/K). \quad (1)$$

A exceção da linha de centro, $(0,0,s)$, a base ortogonal $\vec{T}(s)$, $\vec{N}(s)$ e $\vec{B}(s)$ constitui um sistema de coordenadas não-ortogonal (Wang, 1981). Um sistema ortogonal local (x', y', s) pode ser obtido utilizando-se a transformação de Germano (1982). Esta transformação aplicada ao canal helicoidal, suas propriedades geométricas e obtenção das métricas estão descritas em Alves (2000) e Rosa *et al.* (1997). Para referência os fatores de escala para as direções x' , y' e s são dados por:

$$h_{x'}^2 = 1, \quad h_{y'}^2 = 1 \quad \text{e} \quad h_s^2 = [1 - K[x' \text{Cos}(\phi(s) + \phi_0) - y' \text{Sen}(\phi(s) + \phi_0)]]^2, \quad (2)$$

onde $\phi(s) = -\tau \cdot s$ e ϕ_0 é uma constante arbitrária cujo valor assumido é igual a $\pi/2$.

O escoamento hidrodinamicamente desenvolvido é atingido quando o valor absoluto das variáveis dependentes na direção “ s ” não mais se modifica. Nesta condição, $\partial/\partial s = 0$. No entanto, os fatores de escala e a variação destes, ligados à geometria, tem um tratamento diferenciado. Ao levar a formulação para o caso desenvolvido, a análise pode ser feita em qualquer plano transversal ao escoamento, isto porque as variáveis independem da direção axial (s). Considerando o escoamento invariante na direção s , e centrado o análise em seções transversais onde $s = (2\pi/\tau) \cdot n$ ($n=1, 2, 3, \dots$) a equação (2) toma a forma,

$$h_s = 1 + Ky; \quad h_{x'} = h_{y'} = 1.0, \quad (3)$$

e as derivadas de h_s apresentam os valores:

$$\frac{\partial h_s}{\partial x'} = 0; \quad \frac{\partial h_s}{\partial y'} = K; \quad \frac{\partial h_s}{\partial s} = Kx'\tau; \quad \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial h_s}{\partial x'} \right) = -K\tau; \quad \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial h_s}{\partial y'} \right) = 0. \quad (4)$$

A modelagem do fenômeno turbulento é feita a partir da hipótese de Boussinesq e utiliza o modelo isotrópico de duas equações κ - ϵ para baixo número de Reynolds desenvolvido por Lam e Bremhorst (1981), κ - ϵ LB. As equações de transporte de massa, quantidade de movimento, energia cinética turbulenta e dissipação são escritas na forma conservativa por meio de operadores tensoriais e representadas de forma genérica por:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{1}{h_x h_y h_s} \left[\frac{\partial}{\partial x'} (h_y h_s J_{x'}^\phi) + \frac{\partial}{\partial y'} (h_x h_s J_{y'}^\phi) + \frac{\partial}{\partial s} (h_x h_y J_s^\phi) \right] = S^\phi + P^\phi \quad (5)$$

onde ϕ é uma variável genérica, h_j os fatores de escala, S^ϕ o termo fonte, J_j^ϕ e P^ϕ representam ao tensor de transporte e termo fonte de pressão respectivamente,

$$J_j^\phi = \rho V_j \phi - \frac{\Gamma}{h_j} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \quad \text{e} \quad P^\phi = \frac{1}{h_j} \frac{\partial P}{\partial x_j}, \quad (6)$$

onde Γ representa ao coeficiente de difusão.

Equação da Massa – é obtida a partir das equações (5) e (6) fazendo-se $\phi = 1$, $\Gamma = 0$, $S = 0$ e $P = 0$, sua representação está na Tabela 1.

Equação de Transporte de Quantidade de Movimento – associa-se às direções x' , y' e s às velocidades u , v e w , respectivamente. As componentes da quantidade de movimento são obtidas a partir das equações (5) e (6) fazendo-se $\phi = u, v$ e w , $\Gamma = \mu_{\text{eff}}$, e S e P assumindo as representações dadas na Tabela 1. A viscosidade efetiva, μ_{eff} é definida como sendo a soma da viscosidade do fluido, μ_l e da viscosidade turbulenta, μ_t , isto é, $\mu_{\text{eff}} = \mu_l + \mu_t$. Deve-se destacar a ausência do gradiente de pressão na direção s devido ao fato do modelo representar um escoamento desenvolvido e com superfície livre. O termo fonte gravitacional, $\rho g S \sin \alpha$ é o agente causador do movimento no canal. A existência dos gradientes de pressão nas direções transversais, x' e y' , deve-se a existência das correntes secundárias. Os termos viscosos adicionais nas equações de (v) e (w):

$$\text{Termo fonte viscoso na equação (v)} + \mu_l \frac{K^2 \tau_{x'}}{h_s^3} w - \mu_l \left(\frac{K}{h_s} \right)^2 v \quad \text{e}$$

$$\text{Termo fonte viscoso na equação (w)} - \frac{\mu_l K \tau}{h_s^2} \left[u + \frac{K x' v}{h_s} \right] - \mu_l \left(\frac{K}{h_s} \right)^2 w,$$

não foram incluídos na formulação da Tabela 1. A exclusão se deve ao fato que afastado das paredes, $\mu_l < \mu_t$ e as tensões de origem turbulenta suplantam em ordens de magnitude as tensões de origem viscosa produzida por estes termos. Por outro lado, próximo às paredes, as tensões de origem viscosa produzidas pelos gradientes normais às paredes superam em ordens de magnitude os termos acima uma vez que os valores de u , v e w próximo às paredes são pequenos. A exclusão destes termos faz com que as equações para u e v sejam desacopladas da equação para w . Finalmente a variável P representa a pressão termodinâmica mais outra parcela devido a flutuação das velocidades,

$$P = P_{\text{termodinâmico}} + \frac{2}{3} \rho \kappa \quad (8)$$

Equação de Transporte da Energia Cinética Turbulenta – é obtida a partir das equações (5) e (6) fazendo-se $\phi = \kappa$, $\Gamma = \mu_t / \sigma_\kappa + \mu_l$, e S usando as representações dada na Tabela 1. A produção de energia cinética turbulenta, \wp_κ , e a viscosidade turbulenta, μ_t , são definidas por:

$$\wp_\kappa = 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x'} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y'} \right)^2 + \left(\frac{v}{h_s} \frac{\partial h_s}{\partial y'} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x'} + \frac{\partial u}{\partial y'} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x'} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y'} - \frac{w}{h_s} \frac{\partial h_s}{\partial y'} \right), \quad (9)$$

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \rho \frac{\kappa^2}{\varepsilon}, \quad (10)$$

sendo que f_μ e os números de Reynolds, Re_n e Re_t , são definidos por:

$$f_\mu = \left(1 - e^{-0.0165 Re_n}\right)^2 \left(1 + \frac{20.5}{Re_t}\right), \quad Re_n = \rho \frac{\kappa^{0.5} y_n}{\mu_1} \quad e \quad Re_t = \rho \frac{\kappa^2}{\varepsilon \mu_1}, \quad (11)$$

e y_n representa a distância do primeiro nó computacional à parede.

Equação de Transporte da Dissipação Turbulenta – é obtida a partir das equações (5) e (6) fazendo-se $\phi = \varepsilon$, $\Gamma = \mu_t / \sigma_\kappa + \mu_1$, e S assumindo as representações dadas na Tabela 1. As constantes empregadas no modelo são: $C_{\varepsilon 1} = 1,44$; $C_{\varepsilon 2} = 1,92$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$; $\sigma_\kappa = 1,0$ e $C_\mu = 0,09$ e as funções f_1 e f_2 são definidas por:

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0.05}{f_\mu}\right)^3, \quad f_2 = 1 - e^{-Re_t^2}. \quad (12)$$

É sabido a deficiência de modelos isotrópicos de duas equações para modelar escoamentos na presença de paredes com curvatura. A amplificação dos níveis de turbulência junto a parede côncava e a atenuação próximo a parede convexa não são bem representadas por tais modelos, Bradshaw (1987). Várias propostas surgiram para minimizar esta deficiência do modelo κ - ε . A maioria delas utilizam como parâmetro o número de Richardson, Ri , que definido em termos das escalas de tempo da turbulência é dado por:

$$Ri = \frac{\kappa^2}{\varepsilon^2} S (1 + S) \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y'}\right)^2, \quad \text{onde} \quad S = \frac{h_s \bar{w}}{\partial \bar{w} / \partial y'}. \quad (13)$$

As correções são introduzidas na forma de termo fonte na equação da dissipação ε . O presente trabalho utiliza a correção proposta por Launder *et al.* (1977). O termo da destruição da dissipação fica dependente da curvatura por meio do número de Richardson,

$$-C_{\varepsilon 2} (1 - C_c Ri) \frac{\varepsilon^2}{\kappa}, \quad \text{onde} \quad C_c = 0.2, \quad (14)$$

conforme mostrado na Tabela 1.

Condições de Contorno – devido ao fato do modelo de turbulência κ - ε LB permitir uma integração direta das variáveis u , v , w , κ e ε a partir da sub-camada laminar, é imposto às velocidades u , v e w valor nulo no contorno devido a condição de não deslizamento junto à parede, como consequência κ também é nulo junto à parede; considera-se que o gradiente da dissipação da energia cinética turbulenta na direção normal à parede é nulo, isto é: $d\varepsilon/dy = 0$. Finalmente é imposta um volume computacional uma pressão de referência, $P = P_{atm}$. Ressalta-se que o presente modelo aplica-se ao escoamento desenvolvido, isto é, sem variação na direção s . Portanto ele é resolvido somente no plano (x', y') com ausência de

condição de entrada e de saída do domínio computacional assim como qualquer outra condição na direção s .

Tabela 1. Equações de transporte para o escoamento hidrodinamicamente desenvolvido em um canal helicoidal de seção retangular, $h_s = 1 + Ky'$.

ϕ	Γ	J_x^ϕ	J_y^ϕ	S^ϕ	P^ϕ
1	0	ρu	ρv	0	0
u	μ_{eff}	$\rho u u - \Gamma \frac{\partial u}{\partial x'}$	$\rho v u - \Gamma \frac{\partial u}{\partial y'}$	$-\rho g \cos \alpha$	$-\frac{\partial}{\partial x'}(P)$
v	μ_{eff}	$\rho u v - \Gamma \frac{\partial v}{\partial x'}$	$\rho v v - \Gamma \frac{\partial v}{\partial y'}$	$\frac{\rho K w^2}{h_s}$	$-\frac{\partial}{\partial y'}(P)$
w	μ_{eff}	$\rho u w - \Gamma \frac{\partial w}{\partial x'}$	$\rho v w - \Gamma \frac{\partial w}{\partial y'}$	$-\frac{\rho K v w}{h_s} + \rho g \sin \alpha$	0
κ	$\frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} + \mu_l$	$\rho u \kappa - \Gamma \frac{\partial \kappa}{\partial x'}$	$\rho v \kappa - \Gamma \frac{\partial \kappa}{\partial y'}$	$\mu_t \phi_\kappa - \rho \epsilon$	0
ϵ	$\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu_l$	$\rho u \epsilon - \Gamma \frac{\partial \epsilon}{\partial x'}$	$\rho v \epsilon - \Gamma \frac{\partial \epsilon}{\partial y'}$	$C_{\epsilon 1} f_1 \frac{\rho \epsilon}{\kappa} \phi_\kappa$ $- C_{\epsilon 2} f_2 (1 - C_c Ri_t) \frac{\rho \epsilon^2}{\kappa}$	0

3. MÉTODO NUMÉRICO

A discretização das equações mostradas na Tabela (1) foi realizada por meio do método numérico dos volumes finitos (Patankar, 1980) com uma malha deslocada e com o esquema híbrido de interpolação para os termos convectivos. O domínio computacional é cartesiano e as distorções da malha são incorporadas aos termos de fluxo por meio de um multiplicador das áreas das faces das células da grade numérica aqui denominado por porosidade assim como pela inserção de termos fontes. Isto traz o atrativo de poder trabalhar com as equações de transporte em uma malha cartesiana que é bem estabelecida e relativamente simples além da redução do tempo e da capacidade de armazenamento computacionais, quando comparada à utilização de coordenadas curvilíneas generalizadas. Esta proposição é similar à utilizada por Rosa *et al.* (1999).

Como o gradiente de pressão na direção s é nulo (escoamento de superfície livre) e os gradientes na direção axial são desprezados para o escoamento hidrodinamicamente desenvolvido, o domínio computacional é reduzido ao plano (x', y') . As equações governantes nas direções transversais (x' e y') são elípticas e resolvidas pelo algoritmo SIMPLEST (Spalding, 1994), enquanto que a equação de conservação na direção “ s ” é resolvida a partir do balanço global de massa (condições de fluxo impostas). A solução é obtida iterativamente no mesmo plano transversal bidimensional, detalhes sobre este procedimento de cálculo podem ser encontradas em Madhav (1992).

A posição da interface é obtida pelo método de captura de interface HOL (Height-Of-Liquid) desenvolvido por Spalding (1994). A principal característica de método HOL é que sua formulação é puramente algébrica, não sendo necessário resolver nenhuma equação diferencial adicional. Devido a esta característica, este método não apresenta o problema de

difusão numérica apresentados nos métodos MAC (Welch *et al.*, 1966) e VOF (Hirt e Nichols, 1981). A desvantagem do método HOL é que ele não é aplicável em escoamentos que tem mais de uma interseção de interfaces por coluna de líquido.

4. RESULTADOS

Os resultados numéricos foram validados contra dados experimentais de Alves (2000) referentes a posição da interface para dois canais helicoidais. Eles foram obtidos para três regimes operacionais com dois canais helicoidais considerando como fluido de trabalho ar e água com densidade e viscosidade dadas por: $\rho_{ar} = 1.2 \text{ Kg/m}^3$, $\rho_{\text{água}} = 1000 \text{ Kg/m}^3$, $\nu_{ar} = 1.51E-05 \text{ m}^2/\text{s}$, $\nu_{\text{água}} = 1.0E-06 \text{ m}^2/\text{s}$. As características geométricas dos canais helicoidais e da malha computacional empregada são mostradas na tabela (2). A malha empregada apresenta um espaçamento não uniforme nas duas direções sendo mais refinada próximo às paredes. O primeiro volume de controle foi localizado na sub camada laminar ($y^+ < 5.0$) e, até ao início da região logarítmica ($10.0 < y^+ < 35.0$) existem pelo menos 10 volumes de controle.

Tabela 2 – Propriedades geométricas do Canal helicoidal e malha computacional utilizada

Canal Helicoidal	R_{in} (mm)	R_{ex} (mm)	Passo (mm)	Curv. K (1/m)	Torção τ (1/m)	α (graus)	Área (mm^2)	Malha ($y' - x'$)
I	44.45	68.5	114.9	16.028	5.188	17.95	2770,295	20x30
II	44.45	68.5	58.5	17.238	2.842	9.4	1391,052	25x40

A figura (2), apresenta uma comparação entre a posição da interface determinada por meio do modelo e aquela obtida experimentalmente por Alves (2000). As coordenadas x' e y' referem-se a altura do canal e a sua posição radial, as posições $y' = 0$ e $y' = 24.1$ mm, aplicam-se aos raio interno e externo dados na tabela 2. Devido ao efeito centrífugo a posição da superfície livre é deslocada em direção a parede externa, $y' = 24.1$ mm, como era de se esperar. O maior desvio observado entre os dados experimentais e aqueles previstos pelo modelo ficou abaixo de 3 mm. Em vista das incertezas experimentais considerou-se uma boa concordância do modelo com os dados experimentais. A partir dos resultados do modelo foram calculados a área transversal ocupada pelo líquido (A_l), o perímetro molhado (P_m), a velocidade média do escoamento ($W_m = \dot{m} / \rho A_l$), o Raio Hidráulico ($R_H = A_l / P_m$) e o número de Reynolds ($Re = 4W_m R_H / \nu_l$). Os resultados são mostrados na tabela (3).

Tabela 3 – Propriedades do escoamento calculadas a partir dos resultados numéricos

Canal	\dot{m} (Kg/s)	A_l (mm^2)	P_m (mm)	W_m (m/s)	R_H (mm)	Re
I	0.29	286,954	51.981	1.0106	5.5204	22315
II	0.44	290.312	59.198	1.5156	4.9041	29730
II	1.02	570.376	84.371	1.7883	6.7603	48357

O campo de velocidades axial e transversais para o escoamento no Canal I com $Re = 22315$ são mostrados na figura (3). Conforme mostrado pela isolinhas de velocidade axial, figura (3a), encontra-se os valores máximos próximo da interface líquido/ar e os maiores gradientes de (w) junto das paredes, de maneira similar a escoamentos em canais abertos sem curvatura. Na figura (3b) observa-se o escoamento secundário formado por duas células de circulação não simétricas. A célula inferior apresenta uma circulação no sentido horário devido a iteração do campo centrífugo com a parede que retarda a velocidade do fluido; a segunda célula é formada por indução da célula inferior devido ao arrasto viscoso e a presença da interface livre. De forma complementar são apresentados na figura (4) as isolinhas de velocidade (w) para Reynolds de 29730 e 48357 em escoamentos no Canal II. Apesar das diferenças entre regime operacional e geometria entre canais (torsão e curvatura)

qualitativamente os resultados são similares àqueles da figura (3) isto é, as velocidades máximas são observadas próximo a superfície livre.

Na figura (5) apresenta-se os perfis da energia cinética turbulenta (κ). Observa-se que os valores máximos estão localizados próximos da parede. Isto se deve ao aumento da intensidade das flutuações próximo as paredes. Nesta região os gradientes do campo médio de velocidade são mais elevados e, como consequência há uma maior produção de energia cinética turbulenta. Esta característica é similar aquela observada em canais retos, porém, no canal helicoidal ela apresenta uma forte assimetria devido ao posicionamento da interface livre e da curvatura.

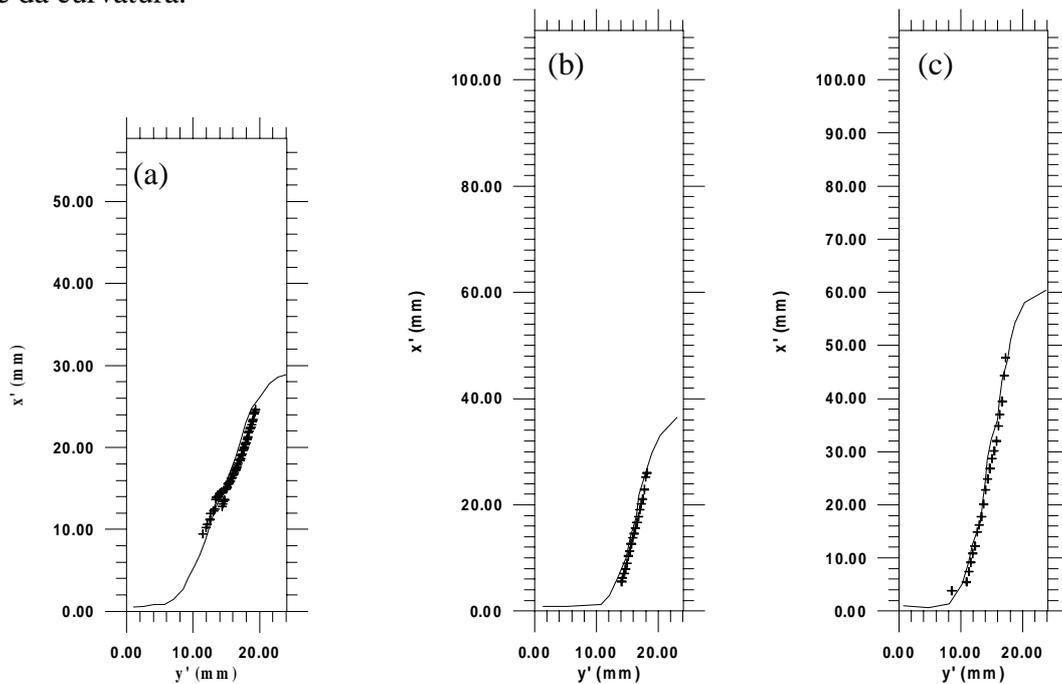


Figura 2 – Posição da interface, (—) Resultado numérico, (+++) resultado experimental (Alves, 2000); (a) Canal I, $\dot{m}=0,29$ Kg/s, $Re = 22315$; (b) Canal II, $\dot{m}=0,44$ Kg/s, $Re = 29730$; (c) Canal II, $\dot{m}=1.02$ Kg/s, $Re = 48357$.

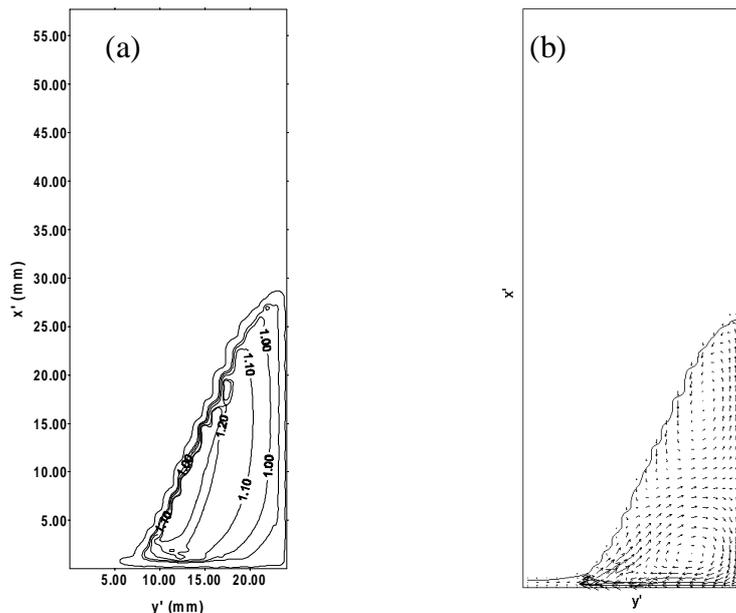


Figura 3 – Campo de velocidade obtida para o Canal I, $\dot{m}=0,29$ Kg/s, $Re = 22315$; (a) Isolinas da velocidade (w) na direção do escoamento (m/s), (b) escoamento secundário.

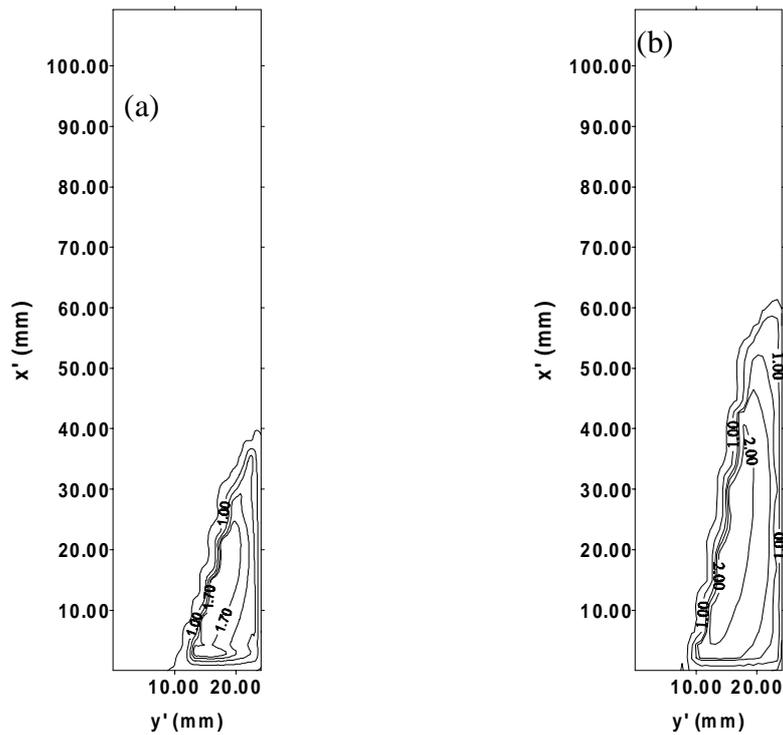


Figura 4 – Isolinhas da velocidade (w) para canal II; (a) $\dot{m}=0,44$ Kg/s, $Re = 29730$; (b) $\dot{m}=1.02$ Kg/s, $Re = 48357$.

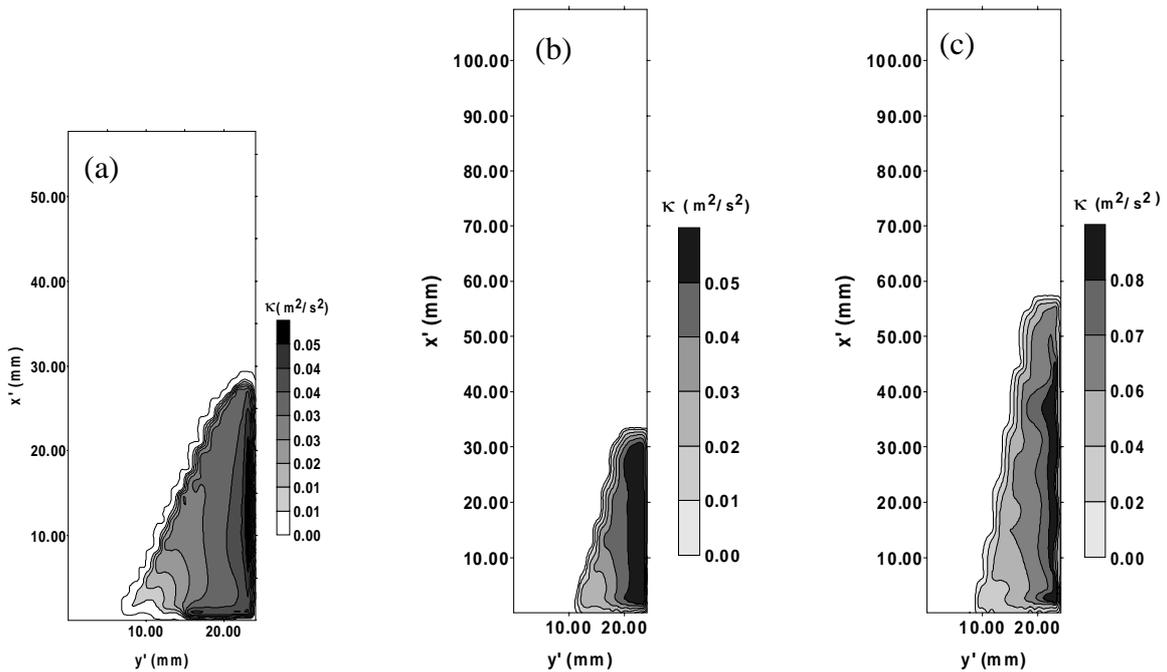


Figura 5 – Contorno de energia cinética turbulenta (κ); (a) Canal I, $\dot{m}=0,29$ Kg/s, $Re = 22315$; (b) Canal II, $\dot{m}=0,44$ Kg/s, $Re = 29730$; (c) Canal II, $\dot{m}=1.02$ Kg/s, $Re = 48357$.

5. CONCLUSÕES

O modelo empregado para simular o escoamento turbulento e desenvolvido num canal helicoidal com superfície livre se mostrou adequado para capturar a posição da interface livre e fornecer parâmetros de projeto para dimensionamento destes canais. A concordância entre modelo e dados experimentais relativa a posição da interface livre ficou dentro de um

intervalo de ± 3 mm. O campo de velocidade axial apresenta os maiores valores próximo a interface. As correntes secundárias, oriundas da curvatura do canal, são caracterizadas por duas células não simétricas de circulação. O campo de energia cinética turbulenta apresenta os maiores valores próximo às paredes devido a intensificação da produção de turbulência que se dá pela existência de elevados gradientes do campo médio de velocidades. Efeito similar é observado em canais retos porém, no canal helicoidal ele se apresenta de forma não simétrica tanto pela presença da curvatura como pela posição relativa que a interface ocupa na seção transversal.

6. BIBLIOGRAFIA

- Alves, L. G., 2000, Escoamento em Canais Helicoidais com Interface Livre: Determinação da Interface e Fator de Atrito, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, UNICAMP, Campinas, SP, Brasil.
- Bolinder, C. J., 1996, First-and Higher-Order Effects of Curvature and Torsion on the Flow in a Rectangular Duct, *J. Fluid Mechanics*, vol.314, pp. 113-138.
- Bolinder, C. J. e Sunden, B., 1995, "Flow Visualization and LDV Measurements of Laminar Flow in a Helical Square Duct With Finite Pitch, *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 11, pp. 348-363.
- Bradshaw, P., 1987, Turbulent Secondary Flow, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol. 19, pp. 53-74, 1987.
- Chen, W. H. e Jan, R., 1993, The Torsion Effect on Fully Developed Laminar Flow in Helical Square Ducts, *Journal of Fluids Engineering*, vol. 115, pp. 292-301.
- Dean, W. R., 1927, Note on the Motion of Fluid in a Curved Pipe, *Phil. Mag.*, vol. 4, pp. 208-223.
- Germano, M., 1982, On the Effect of Torsion on a Helical Pipe Flow, *J. Fluid Mechanics*, vol. 125, pp. 1-8.
- Hirt, C. W. e Nichols, B. D., 1981, Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *J. Comp. Physics*, vol. 39, pp. 201-225, 1981.
- Lam, C. K. G. e Bremhorst, K., 1981, A Modified Form of the κ - ϵ Model for Predicting Wall Turbulence, *J. Fluids Engineering*, vol. 103, pp. 456-460.
- Lauder, B. E, Priddin, C. H. e Sharma, B. I., 1977, The Calculation of Turbulent Boundary Layers on Spinning and Curved Surfaces, *J. Fluids Engineering*, vol. 99, pp. 231-239.
- Madhav, M. T., 1992, A Numerical Algorithm for the Simulation of Full-Developed Flows, Msc. Thesis, University of Greenwich, UK.
- Patankar, S.V., 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, 1980.
- Rosa, E. S., Bannwart, A. C. e França F. A., 1997, Free Surface Flow in a Helical Rectangular Duct, CD do XIV COBEM, Bauru – SP.
- Rosa E.S, Morales, R. E., Matos, A. e França, F. A., 1999, Desempenho do Modelo RNG κ - ϵ para um Escoamento 3D em uma Curva de Seção Retangular, CD do XV COBEM, Águas de Lindóia, SP, Brasil.
- Spalding, D. B., 1994, The PHOENICS Encyclopedia, CHAM Ltda., London, UK.
- Wang, C. Y., 1981, On the Low-Reynolds-Number Flow in a Helical Pipe, *J. Fluid Mechanics*, vol. 108, pp. 185-194.
- Welch, J. E., Harlow, F. H., Shannon, J. P. e Daly, B. J., 1966, The MAC Method: A Computing Technique for Solving Viscous, Incompressible, Transient Fluid Flow Problems Involving Free Surfaces, Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-3425, Los Alamos, NM.