

# Análise numérica da transferência de calor convectiva no escoamento externo de um trocador de calor tubo-aleta

Marco Carrilho Diniz, marco.diniz@acad.pucrs.br

Jorge Hugo Silvestrini, jorgehs@pucrs.br

Faculdade de Engenharia, Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul

Av. Ipiranga, 6681, Porto Alegre, RS

90619-900, Brasil

**Resumo:** Este trabalho apresenta um estudo numérico tridimensional do escoamento externo em um trocador de calor tubo-aleta. Foram testados três valores de espaçamento entre aletas:  $1D$ ,  $1.5D$  e  $2D$ . As simulações foram realizadas através de um código computacional que resolve numericamente as equações da continuidade, de Navier Stokes, e da energia. O método numérico é baseado num método de diferenças finitas compacto de 6ª ordem para resolução das derivadas parciais, enquanto que o avanço no tempo é dado por um esquema de Runge-Kutta de baixa armazenagem de 3ª ordem. Os obstáculos são representados através do método de fronteira imersa. Para as três simulações foram utilizados  $Re = 300$  e  $Pr = 1$ . Campos de vorticidade, de velocidade e de temperatura são analisados, bem como as características relativas a turbulência. Coeficientes aerodinâmicos e o número de Nusselt são calculados em volumes de controle apropriados. Os resultados mostram convergência satisfatória das grandezas nas direções longitudinal e transversal, não acontecendo o mesmo para as grandezas na direção normal. O número de Nusselt aumenta com o aumento do espaçamento  $S$ , o mesmo acontecendo com o  $C_D$ . As grandezas turbulentas possuem maior magnitude na região de esteira dos cilindros à montante.

**Palavras-chave** Trocador de calor tubo-aleta, número de Nusselt, coeficiente de arraste, cilindro circular, turbulência

## 1. INTRODUÇÃO

O escoamento ao redor de um feixe de tubos é uma configuração bastante encontrada em aplicações industriais, sendo uma das mais importantes os trocadores de calor tubulares. Os trocadores de calor tubo-aleta propiciam a troca térmica entre dois fluidos a diferentes temperaturas, sendo que no parte interna dos tubos circula um líquido, enquanto que na parte externa flui um gás (geralmente o ar). Este tipo de trocadores possui bastante aplicação na indústria de refrigeração e ar condicionado, e na indústria automotiva.

O processo externo de transferência de quantidade de movimento e calor em trocadores de calor tubulares é bastante complexo e, por consequência, uma solução analítica é praticamente impossível de ser obtida. A dificuldade associada ao escoamento externo tem como um dos

fatores fundamentais a turbulência do processo. O escoamento turbulento tem como características principais as flutuações de velocidade e pressão superpostas ao escoamento principal. Estas flutuações induzem vibrações e originam as chamadas tensões de Reynolds que são responsáveis (juntamente com as flutuações de temperatura) por um aumento nos coeficientes de transferência de calor. Características principais do escoamento externo em um trocador de calor tubo-aleta são: desenvolvimento da camada limite desde a extremidade da aleta, evolução desta camadas limite para vórtices ferradura (apenas para baixos valores de passo entre aletas), separação da camada limite no cilindro e formação e desprendimento de vórtices. Otimização do desempenho do lado do ar no trocador é fundamental, pois este geralmente representa mais de 80 % da resistência térmica total. Muitas vezes são introduzidos na superfície das aletas agentes causadores de turbulência chamados geradores de vórtices. No entanto, é necessário um estudo cauteloso em relação à queda de pressão provocada pelos obstáculos, que está diretamente ligada aos custos de bombeamento.

O escoamento em um trocador de calor tubo-aleta é um caso particular do escoamento ao redor de feixes de tubos cilíndricos. Este, por sua vez, tem sido extensivamente estudado ao longo das últimas décadas. Nos últimos anos, devido à evolução da capacidade computacional, vários trabalhos utilizando métodos numéricos foram desenvolvidos. Entre eles destacam-se: o escoamento ao redor de um cilindro (Williamson, 1996; Lamballais e Silvestrini, 2002), de dois cilindros alinhados verticalmente (Ribeiro *et al.*, 2002; Wang and Zhou, 2004), três cilindros (Lam e Cheung, 1988, Cuadro *et al.*, 2009) e em bancos de tubos (Lam e Zou, 2009). Estes estudos mostram que o desprendimento de vórtices está diretamente relacionado com a distância entre os cilindros. Para a configuração com dois cilindros alinhados verticalmente, em particular, o escoamento secundário entre os dois cilindros adquire um caráter bi-estável. No entanto, esta característica desaparece à medida que se aumenta o espaçamento entre os cilindros (Lam e Cheung, 1988).

Há vários anos que se sabe da necessidade de otimizar o desempenho dos trocadores de calor de tubo-aleta. A hidrodinâmica na região de junção do cilindro foi estudada por Bossel e Hanold, 1976, tendo sido observados vórtices ferradura nas medições experimentais. Saboya e Sparrow, 1974, obtiveram informações sobre coeficientes locais de transferência de calor em trocadores de calor tubo-aleta, através da técnica da sublimação. Eles observaram valores maiores de coeficiente de transferência de calor na parte frontal do tubo, onde se dá a formação do vórtice ferradura. Vários trabalhos publicados se dedicaram ao estudo da variação de parâmetros geométricos e de escoamento na transferência de calor e nas características hidrodinâmicas do escoamento em trocadores tubo-aleta, como por exemplo Kundu et al, 1992 e Kim e Song, 2002.

No caso do escoamento ao redor de cilindros, a maior parte dos pesquisadores se dedica a casos estacionários, laminares e bidimensionais. No entanto, no caso deste tipo de trocadores de calor compactos, o escoamento é totalmente tridimensional. Jang et al, (1996), realizou estudos numéricos em um trocador de calor tubo-aleta, chegando à conclusão que o arranjo alternado proporciona uma troca térmica 15 a 27 % e uma perda de carga 20 a 25 % maior do que o arranjo alinhado. Tutar e Akkoca, 2004, analisaram a as características do escoamento e da transferência

de calor para trocadores tubo-aleta com pequeno passo entre aletas, tendo focado sua atenção na vorticidade. Kim e Kim, 2005, realizaram trabalhos experimentais em trocadores de calor tubo-aleta com passo entre aletas elevado, tendo encontrado maiores valores de troca térmica para o arranjo alternado.

A maior parte dos trabalhos citados anteriormente dizem respeito a um estado estacionário. No entanto, sabe-se que a complexidade do escoamento externo em um banco de tubos torna muitas vezes o processo não estacionário, devido a regiões de separação e recirculação do fluido, até a Reynolds relativamente baixos. Isto, aliado ao fato de que os trocadores de calor tubo-aleta com grande separação entre placas são pouco estudados (não foi encontrado nenhum trabalho numérico na bibliografia), justifica a existência deste trabalho. No mesmo, são realizadas simulações numéricas tridimensionais do escoamento ao redor de um arranjo equilátero de cilindros limitados por placas com diferentes separações, com o objetivo fundamental de observar a variação do coeficiente adimensional de transferência de calor e do coeficiente de arraste para as diferentes configurações. Os valores de separação entre placas relativamente altos (sem formação dos vórtices ferradura) dizem respeito aos trocadores de calor tubo-aleta com aplicação em sistemas de refrigeração e climatização onde há risco de congelamento.

## 2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1 Forças aerodinâmicas

As forças aerodinâmicas de interesse neste artigo são a força de arraste e a força de sustentação. A força de arraste surge sempre que existe movimento relativo entre um sólido e um fluido, atuando na mesma direção do escoamento do fluido. No caso dos cilindros, é frequentemente representada por um coeficiente adimensional chamado coeficiente de arraste,  $C_D$ :

$$C_D = \frac{F_D}{A_t \frac{\rho U_\infty^2}{2}}, \quad (1)$$

onde  $F_D$  é a força de arraste,  $\rho$  é a massa específica do fluido,  $A_t$  é a área transversal projetada do cilindro e  $U_\infty$  é a velocidade da corrente livre. Em termos práticos, a força de arraste está diretamente ligada aos custos de bombeamento que são necessários para vencer os obstáculos e compensar assim a perda de carga produzida pelos mesmos.

A força de sustentação também surge na interação entre o fluido e um corpo sólido, tendo sua direção perpendicular à direção do escoamento. De maneira análoga ao  $C_D$ , é dada por:

$$C_L = \frac{F_L}{A_t \frac{\rho U_\infty^2}{2}}, \quad (2)$$

onde  $F_L$  é a força de sustentação.

### 2.2 Transferência de calor

Sabe-se que o contato entre dois corpos que estejam a diferentes temperaturas causa uma transferência de energia entre os mesmos. Quanto esta interação é entre um sólido e um fluido,

dá-se a transferência de calor por convecção. Esta é fundamental no projeto de trocadores de calor tubulares, pois representa a troca de energia entre o fluido interno e a superfície interna dos tubos, e entre o fluido externo e a superfície externa dos tubos. O processo de troca de energia térmica por convecção é governado pelo termo  $h$  (coeficiente de transferência de calor por convecção). Por ser uma característica do escoamento, é frequente adimensionalizar este coeficiente. Esta adimensionalização pode ser feita através do número de Nusselt, dado por:

$$Nu_D = \frac{hD}{k}, \quad (3)$$

onde  $D$  é comprimento característico (diâmetro do cilindro),  $k$  a condutividade térmica do fluido e  $h$  o coeficiente de transferência de calor por convecção.

### 3. METODOLOGIA NUMÉRICA

As equações de *Navier-Stokes* (*NS*) permitem que descrever completamente o movimento dos fluidos, através da determinação dos campos de velocidade e pressão. Devido à sua complexidade, apenas os casos mais simples de escoamento possuem soluções exatas obtidas através do cálculo. Estes casos geralmente envolvem escoamento não-turbulento, em que a viscosidade do fluido é muito alta ou a velocidade do mesmo é baixa.

A Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) que vem se desenvolvendo enormemente nas últimas décadas com a evolução dos computadores. Os dois principais métodos para a simulação computacional dos escoamentos são a Simulação Numérica Direta (DNS) e a Simulação de Grandes Escalas (LES). A simulação numérica direta é um método no qual as equações completas de *Navier-Stokes* são resolvidas para todas as escalas de turbulência. Por ter um elevado custo computacional, a DNS tem sua aplicação limitada a escoamentos com Reynolds moderado, sendo bastante aplicada em pesquisa. Já a LES concentra seu estudo nas escalas mais energéticas do escoamento turbulento. Sendo assim, em relação à DNS, ela permite aumentar o número de Reynolds através da introdução de um filtro que separa as grandes das pequenas escalas.

As simulações numéricas que serão descritas mais adiante foram realizadas através do código computacional `incompact3d`, escrito na linguagem FORTRAN e desenvolvido através de uma parceria entre o Laboratório de Estudos Aerodinâmicos da Universidade de Poitiers (LEA/UP) e o Departamento de Engenharia Mecânica e Mecatrônica da Faculdade de Engenharia da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul (DEMM/FENG/PUCRS).

#### 3.1 Equações Governantes

O comportamento dos escoamentos incompressíveis e transicionais com transferência de calor pode ser completamente descrito através da equação de conservação da massa, da equação da quantidade de movimento (*Navier-Stokes*) e da equação da energia. Estas equações, na forma adimensional e em notação indicial, são apresentadas em seguida:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{\omega} \wedge \vec{u} = \vec{f} - \vec{\nabla} p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \theta = \frac{1}{Re \cdot Pr} (\nabla^2 \theta) + q, \quad (6)$$

onde  $\vec{u}$  é o vetor velocidade,  $p$  o campo de pressão modificado,  $\vec{f}$  as forças exteriores,  $q$  um termo sumidouro de calor,  $\vec{\omega}$  o campo de vorticidade dado pela relação  $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{u}$ ,  $\theta$  a temperatura,  $Re$  é o número de Reynolds e  $Pr$  o número de Prandtl.

As equações foram adimensionalizadas em função da velocidade característica do escoamento  $U_\infty$ , do diâmetro do cilindro  $D$ , da  $T_c$  (Temperatura no cilindro) e  $T_\infty$  (Temperatura do escoamento).

A adimensionalização da temperatura é dada por:

$$\theta(x, y) = \frac{T(x, y) - T_c}{T_\infty - T_c}. \quad (7)$$

As derivadas parciais contidas nas equações governantes são resolvidas por um método de diferenças finitas de 6ª ordem, enquanto que para o avanço no tempo utiliza-se um esquema Runge-Kutta de baixa armazenagem de terceira ordem.

Para representação do obstáculo, o código `incompact3d` utiliza o método de fronteira imersa (Goldstein *et al.* 1993), que prevê uma representação virtual do cilindro. Em termos matemáticos, o método de fronteira imersa consiste na introdução de uma função gaussiana na equação de conservação da quantidade de movimento (Eq. 5), que representa as forças de campo externas. Este termo de força, pode ser descrito como um oscilador harmônico da forma:

$$\vec{f}(\vec{x}_s, t) = \alpha \int_0^t \vec{u}(\vec{x}_s, t) dt + \beta \vec{u}(\vec{x}_s, t). \quad (8)$$

O procedimento é similar no que diz respeito à condição de contorno de temperatura. O termo  $q$  introduzido na equação (6) é definido como:

$$q(\vec{x}_s, t) = \alpha_\theta \int_0^t \theta(\vec{x}_s, t) dt + \beta_\theta \theta(\vec{x}_s, t). \quad (9)$$

Os termos  $\alpha$  e  $\beta$  introduzidos nas equações 8 e 9 são constantes que definem o comportamento da função gaussiana na aplicação da condição de contorno. Neste artigo foram adotados os valores de  $-4000(\frac{U_\infty}{D})^2$  e  $60(\frac{U_\infty}{D})$  para  $\alpha$  e  $\beta$ , respectivamente.

Os coeficientes adimensionais e o número de Nusselt foram obtidos através de balanços integrais de energia, em um plano escolhido. Os balanços integrais foram realizados em volumes de controle previamente definidos, tendo sido designado um volume de controle independente para cada cilindro, e um volume de controle global. O plano utilizado para cálculo foi, em todas as simulações, o plano médio da altura dos cilindros.

### 3.2 Validação do Código Computacional

O código `incompact3d` tem sido bastante utilizado na simulação numérica de escoamentos. Exemplos são no escoamento ao redor de um cilindro (Lamballais e Silvestrini 2002) e de dois cilindros alinhados verticalmente (Ribeiro *et al.*, 2002) Os primeiros resultados fornecidos pelo código, no que diz respeito ao aspecto da transferência de calor no escoamento ao redor de cilindros, foram apresentados por Giacomello *et al.* (2006), Hoffmann (2007) e Cuadro (2009).

Tabela 1. Números de Nusselt médios (1. Churchill *et al.*, (1977); 2. Hilpert, (1933); 3. Lange *et al.*, (1998); 4. Zhukauskas *et al.*, (1972); 5. Wang e Trávníček, (2001); 6. Hoffmann, (2007))

Pr	Re	1	2	3	4	5	6
0.715	100	5.197	5.222	5.128	4.5	5.12	4.468
0.715	200	7.247	7.213	7.420	6.37	7.30	7.129
1	300	10.042	9.744	-	-	-	10.055

A tabela 1 apresenta uma comparação entre os resultados de Hoffmann (2007), obtidos a partir do código `incompact3d`, e outros resultados presentes na bibliografia, para o escoamento ao redor de um cilindro. As pequenas diferenças encontradas podem ser explicadas pelos diferentes valores utilizados pelos pesquisadores na resolução da malha, o método numérico utilizado e também o método de fronteiras imersas aplicado (caso tenha sido usado).

Cuadro *et al* (2009) e Diniz (2009) utilizaram o código `incompact3d` para realizar simulações bidimensionais do escoamento ao redor de um arranjo equilátero de 3 cilindros. O presente trabalho representa uma continuação destas pesquisas, sendo desta vez simulado o caso tridimensional da configuração em que foi encontrado o maior valor adimensional de transferência de calor por convecção.

## 4. RESULTADOS

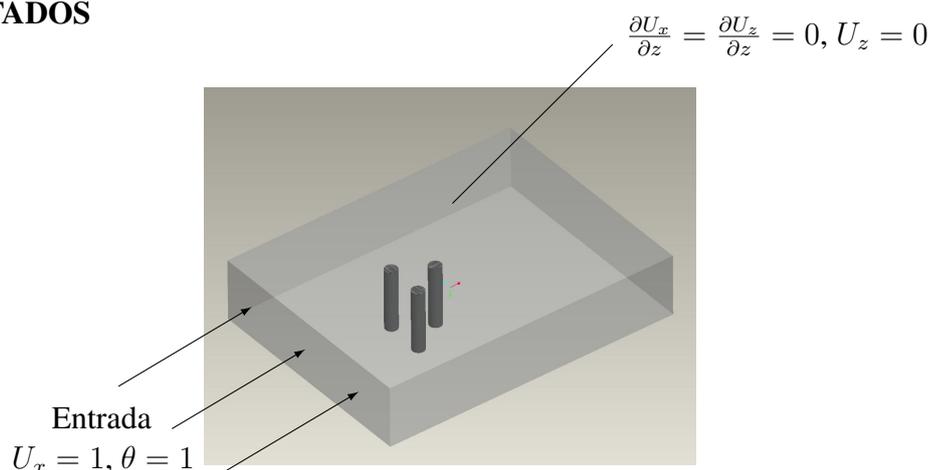


Figura 1. Domínio computacional das simulações e condições de contorno

As equações (4-6) foram resolvidas no domínio tridimensional mostrado na figura 1. As condições de contorno estão também especificadas na figura.

Na direção longitudinal ( $x$ ), são impostas condições de contorno de entrada e saída. Na entrada é definida uma temperatura adimensional  $\theta = 1$  e uma velocidade adimensional de

corrente livre  $U_\infty = U_x = 1$ , enquanto que as velocidades  $U_y$  e  $U_z$  são 0. Foi também adicionado um ruído branco de 0.001 para acelerar o processo de transição. A condição de contorno de velocidade na saída é obtida através da resolução de uma equação de convecção simplificada. Na direção transversal ( $y$ ), é imposta uma condição de contorno de periodicidade. Na direção normal ( $z$ ), introduz-se a condição de não-deslizamento nas fronteiras ( $\frac{\partial U_x}{\partial z} = \frac{\partial U_z}{\partial z} = 0$ ,  $U_z = 0$ ). Esta garante que não haja fluxo de massa nos planos inferior e superior do domínio, representando-se assim as aletas do trocador de calor.

Três simulações numéricas diretas tridimensionais (3D DNS) foram realizadas. Foi utilizada uma configuração equilátera de 3 cilindros, posicionando 2 cilindros à jusante e um à montante, com distância entre centros de cilindros  $S_D = 3D$ . Nas simulações optou-se por variar a distância entre aletas: 1 diâmetro para a primeira simulação ( $S = 1D$ ), 1.5 diâmetros para a segunda simulação ( $S = 1.5D$ ) e 2 diâmetros para a terceira simulação ( $S = 2D$ ). Devido a limitações de espaço neste artigo, são apresentadas comparações entre a simulação com  $S = 1D$  e  $S = 2D$ . O domínio computacional foi discretizado em uma malha cartesiana da seguinte maneira:

- Primeira simulação:  $(L_x, L_y, L_z) = (24D, 18D, 1D)$ , com  $\Delta_x = \Delta_y = D/24$  e  $\Delta_z = D/13$ . Consequentemente, a malha computacional possui 3240432 pontos.

- Segunda simulação:  $(L_x, L_y, L_z) = (24D, 18D, 1.5D)$ , com  $\Delta_x = \Delta_y = D/24$  e  $\Delta_z = D/19$ . Consequentemente, a malha computacional possui 4736016 pontos.

- Segunda simulação:  $(L_x, L_y, L_z) = (24D, 18D, 2D)$ , com  $\Delta_x = \Delta_y = D/24$  e  $\Delta_z = D/25$ . Consequentemente, a malha computacional possui 6231600 pontos.

O número de pontos na direção  $z$  foi aumentando com o aumento do espaçamento entre aletas de modo a manter o  $\Delta_z$  constante. Em todas as simulações, o centro do arranjo foi colocado em  $(x_c, y_c) = (9.1547D, 9D)$ , o número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro foi mantido em  $Re = 300$ , o Prandtl  $Pr = 1$  e o escoamento foi simulado para um tempo adimensional de  $342.87D/U_\infty$ . As isolinhas apresentadas neste trabalho correspondem à media das estatísticas nos planos existentes na direção normal.

#### 4.1 Análise dos campos de vorticidade

A análise dos campos de vorticidade (Fig. 2) permite a identificação dos padrões de desprendimento de vórtices. A característica marcante nas três simulações é que inicialmente o escoamento é totalmente bidimensional, tornando-se tridimensional à medida que a simulação vai avançando. O desprendimento de vórtices é perfeitamente simétrico em todas as configurações, resultado da simetria do arranjo do feixe de tubos. Com o aumento do espaçamento entre placas, nota-se também um aumento no número de vórtices longitudinais formados.

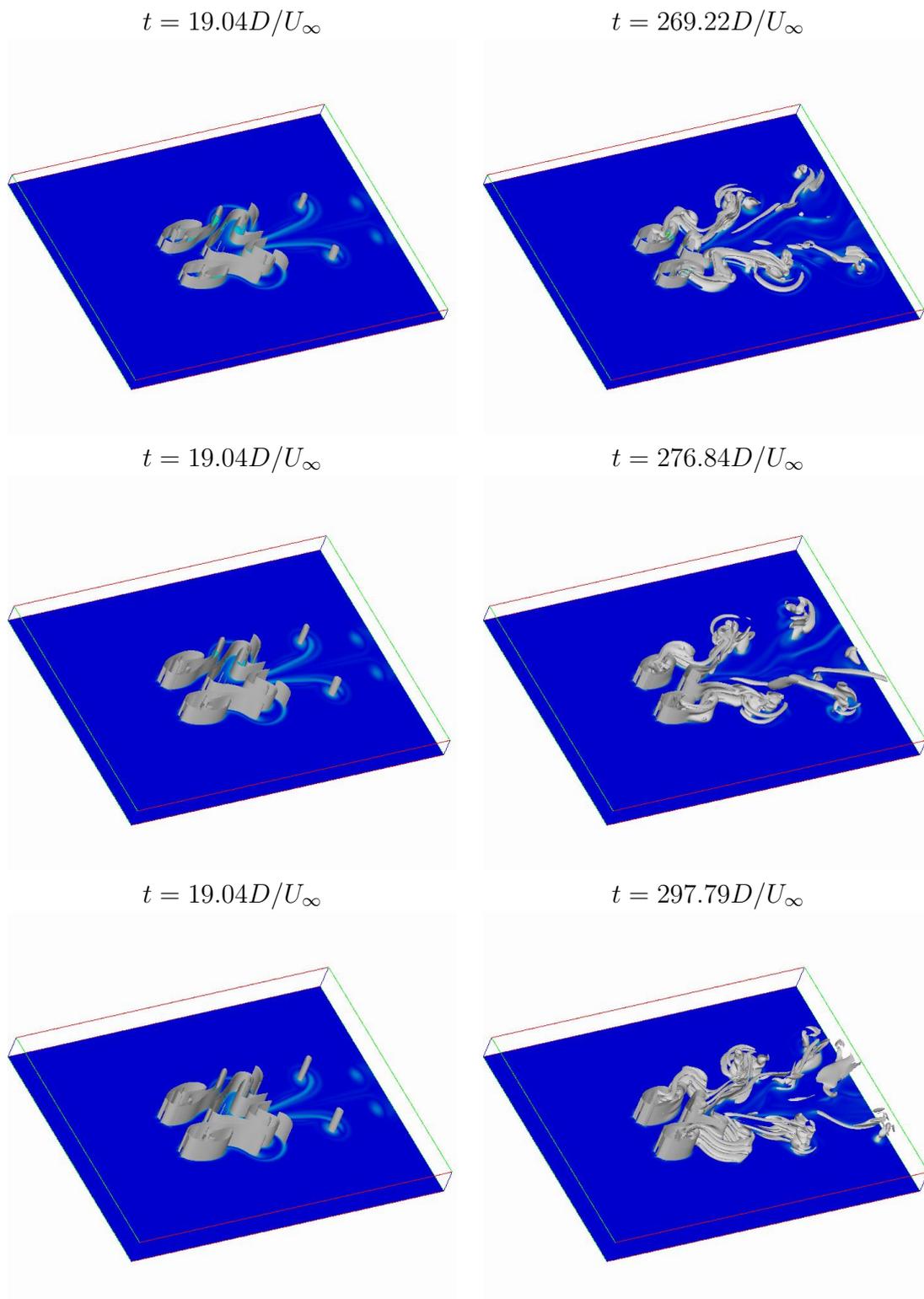


Figura 2. Comparação dos campos de vorticidade

## 4.2 Análise dos valores médios e flutuações

### 4.2.1 Velocidade longitudinal

Em todas as simulações é possível observar um padrão simétrico de velocidades longitudinais. Para  $S = 1.5D$  e  $S = 2D$ , as isolinhas apresentam bastante semelhança, sendo de prever

que para valores ainda maiores de espaçamento não haja diferenças significativas. Velocidades de recirculação são encontradas na parte de trás dos três cilindros. Estas velocidades de recirculação possuem uma magnitude maior ( $-0.2U_\infty$ ) atrás dos cilindros à montante, sendo que atrás do cilindro à jusante ela é de  $-0.1U_\infty$ . O menor espaçamento entre placas faz com que apareçam velocidades de aceleração maiores na primeira simulação ( $1.2U_\infty$ ), em comparação com as simulações com maior espaçamento ( $1.1U_\infty$ ).

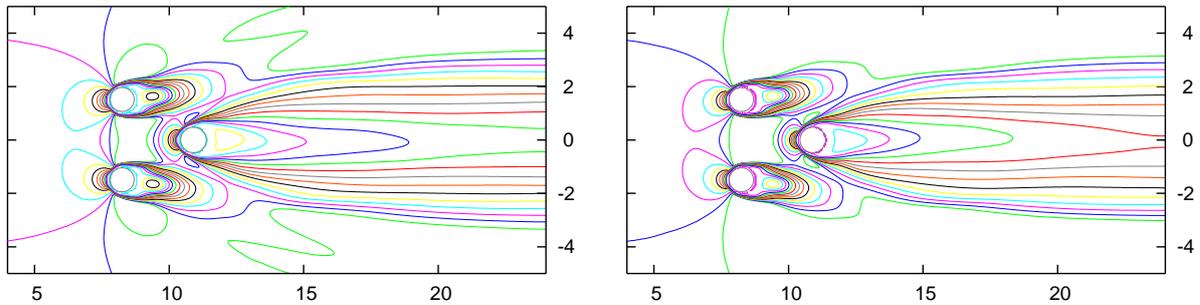


Figura 3. Isolinhas de velocidade longitudinal média; min.  $-0.2U_\infty$  (preto), passo  $0.1U_\infty$ , máx.  $1.2U_\infty$  (verde), para  $S = 1D$ ; min.  $-0.2U_\infty$  (amarelo), passo  $0.1U_\infty$ , máx.  $1.2U_\infty$  (verde), para  $S = 2D$ .

Em relação à variância da velocidade longitudinal (Fig. 4), maior simetria pode ser encontrada nas configurações com maior espaçamento, sendo que em todas elas os maiores valores de  $u'u'$  encontram-se na região de esteira dos cilindros à montante. É razoável afirmar que os fenômenos de recirculação naquela posição alimentam este processo de flutuação de velocidade.

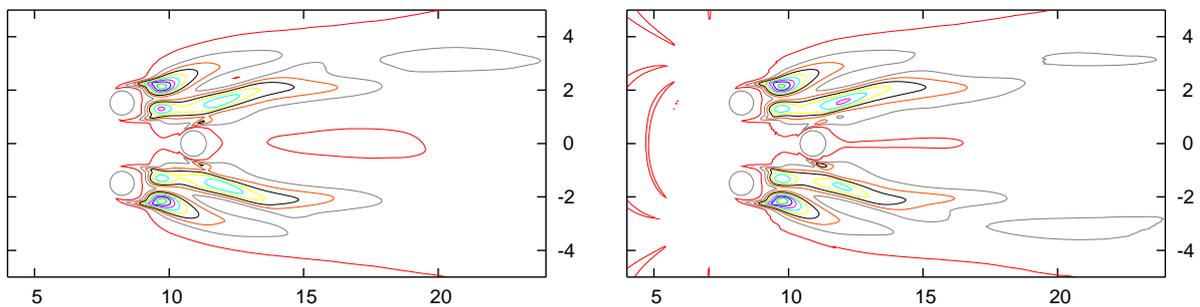


Figura 4. Isolinhas de variância da velocidade longitudinal; min.  $-0.01U_\infty^2$  (vermelho), passo  $0.03U_\infty^2$ , máx.  $0.25U_\infty^2$  (verde), para todas as simulações.

#### 4.2.2 Velocidade transversal

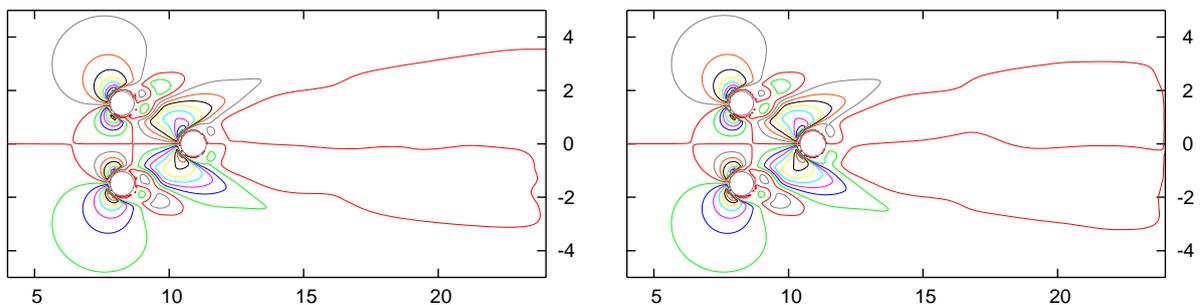


Figura 5. Isolinhas de velocidade transversal média; min.  $-0.8U_\infty$  (cinza), passo  $0.1U_\infty$ , máx.  $0.8U_\infty$  (verde), para todas as simulações.

Ao contrário da velocidade longitudinal, o perfil de velocidades transversal tem um caráter anti-simétrico. Nota-se pelas isolinhas que na parte de cima do domínio ( $y > 0$ ) a média das velocidades  $U_y$  é negativa, acontecendo o contrário na parte de baixo do domínio. Isto significa que existe uma tendência do escoamento de se aproximar da região dos obstáculos, causada pelas regiões de baixa pressão que surgem devido aos fenômenos envolvidos.

Tal como aconteceu com  $u'u'$ , as isolinhas de  $v'v'$  são bastante similares. É de salientar que estes valores de flutuação transversal são maiores do que os de flutuação longitudinal. Novamente os maiores valores de flutuação encontram-se nas região de esteira dos cilindros à montante, aumentando ainda mais a turbulência nesta área.

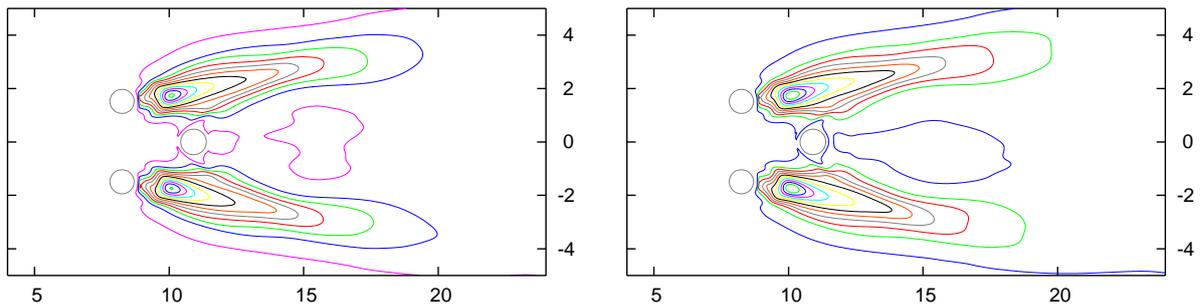


Figura 6. Isolinhas de variância de velocidade transversal; min.  $0.01U_\infty^2$  (rosa), passo  $0.04U_\infty^2$ , máx.  $0.45U_\infty^2$  (verde), para  $S = 1D$ ; min.  $0.01U_\infty^2$  (azul), passo  $0.04U_\infty^2$ , máx.  $0.41U_\infty^2$  (verde), para  $S = 2D$ .

#### 4.2.3 Velocidade normal

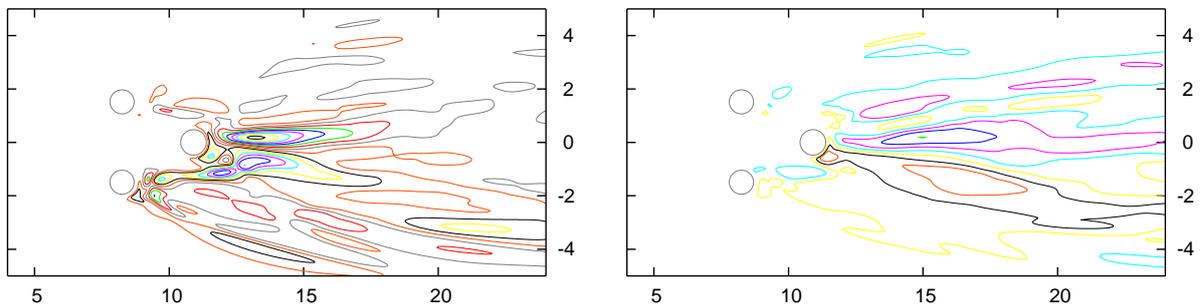


Figura 7. Isolinhas de velocidade normal média; min.  $-0.030U_\infty$  (preto), passo  $0.004U_\infty$ , máx.  $0.026U_\infty$  (verde), para  $S = 1D$ ; min.  $-0.010U_\infty$  (vermelho), passo  $0.004U_\infty$ , máx.  $0.014U_\infty$  (verde), para  $S = 2D$ .

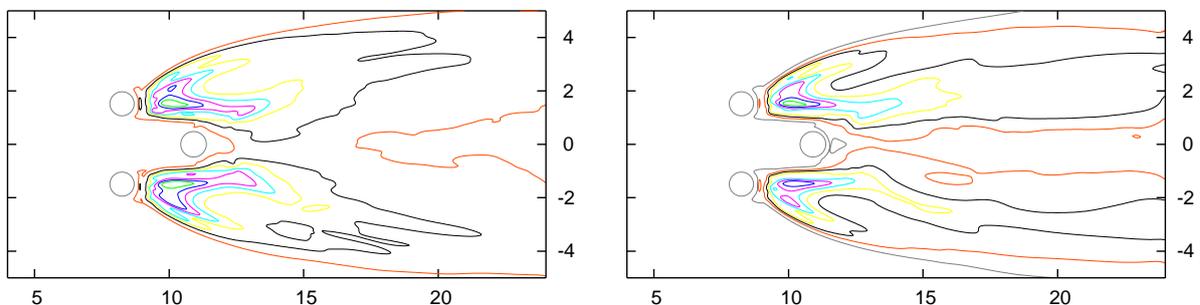


Figura 8. Isolinhas de variância de velocidade normal; min.  $0.001U_\infty^2$  (vermelho), passo  $0.002U_\infty^2$ , máx.  $0.013U_\infty^2$  (verde), para  $S = 1D$ ; min.  $0.001U_\infty$  (cinza), passo  $0.002U_\infty$ , máx.  $0.015U_\infty$  (verde), para  $S = 2D$ .

Ao contrário das velocidades longitudinal e transversal, as isolinhas mostram que não houve perfeita convergência em relação às velocidades normais. Na configuração com  $S = 1D$

existe maior agitação do fluido, o que contribui significativamente para o aumento da mistura. Esta maior agitação fica provada por uma faixa de variação da velocidade normal maior nesta simulação, comparando com as faixas de variação para as simulações com maior espaçamento. No entanto, mesma para a simulação com maior mistura, estes valores são extremamente baixos quando comparados com os das outras velocidades, o que mostra o caráter predominantemente bidimensional desta simulações.

A variância da velocidade normal mostrada na figura 8 possui valores mutíssimo baixos quando comparados com a das outras componentes da velocidade.

#### 4.2.4 Temperatura

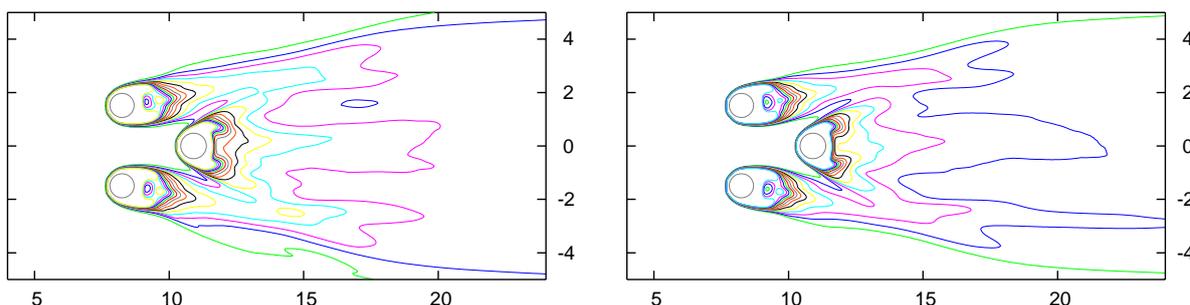


Figura 9. Isolinhas de temperatura média; min. 0.8 (amarelo), passo 0.015, máx. 0.995 (verde), para  $S = 1D$ ; min. 0.80 (azul), passo 0.015, máx. 0.98 (verde), para  $S = 2D$ .

As isolinhas de temperatura média apresentam uma grande variação na região de esteira dos cilindros à montante, mostrando que é esta a região onde se dá a maior parte da troca térmica do escoamento. Os maiores valores de variância  $\theta'\theta'$  são encontrados em regiões bem próximas das superfícies dos cilindros, e nota-se um ligeiro aumento para  $S = 2D$ .

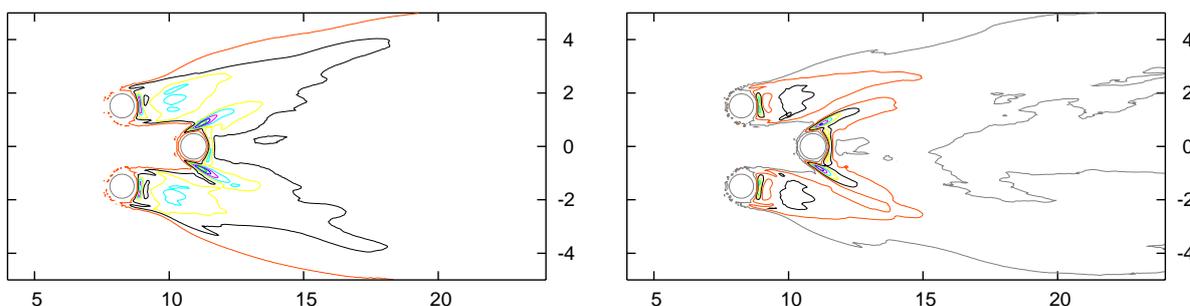


Figura 10. Isolinhas de variância de temperatura; min. 0.001 (vermelho), passo 0.004, máx. 0.025 (verde), para  $S = 1D$ ; min. 0.001 (cinza), passo 0.004, máx. 0.29 (verde), para  $S = 2D$ .

#### 4.3 Análise dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Nusselt

As séries temporais do  $C_D$  (Fig. 11) possuem características similares para as três simulações, principalmente no que diz respeito ao comportamento individual dos cilindros. Em todas as simulações, o  $C_D$  dos cilindros 1 e 3 possui valores bastante aproximados, pois estes estão alinhados verticalmente. A evolução do  $C_D$  do cilindro 2 é também similar para as três simulações, possuindo em todas elas um  $C_{D,rms}$  do que o  $C_{D,rms}$  dos cilindros 1 e 3. Este aspecto é resultado da maior turbulência gerada nas regiões de esteira dos cilindros à montante. Em relação à variação

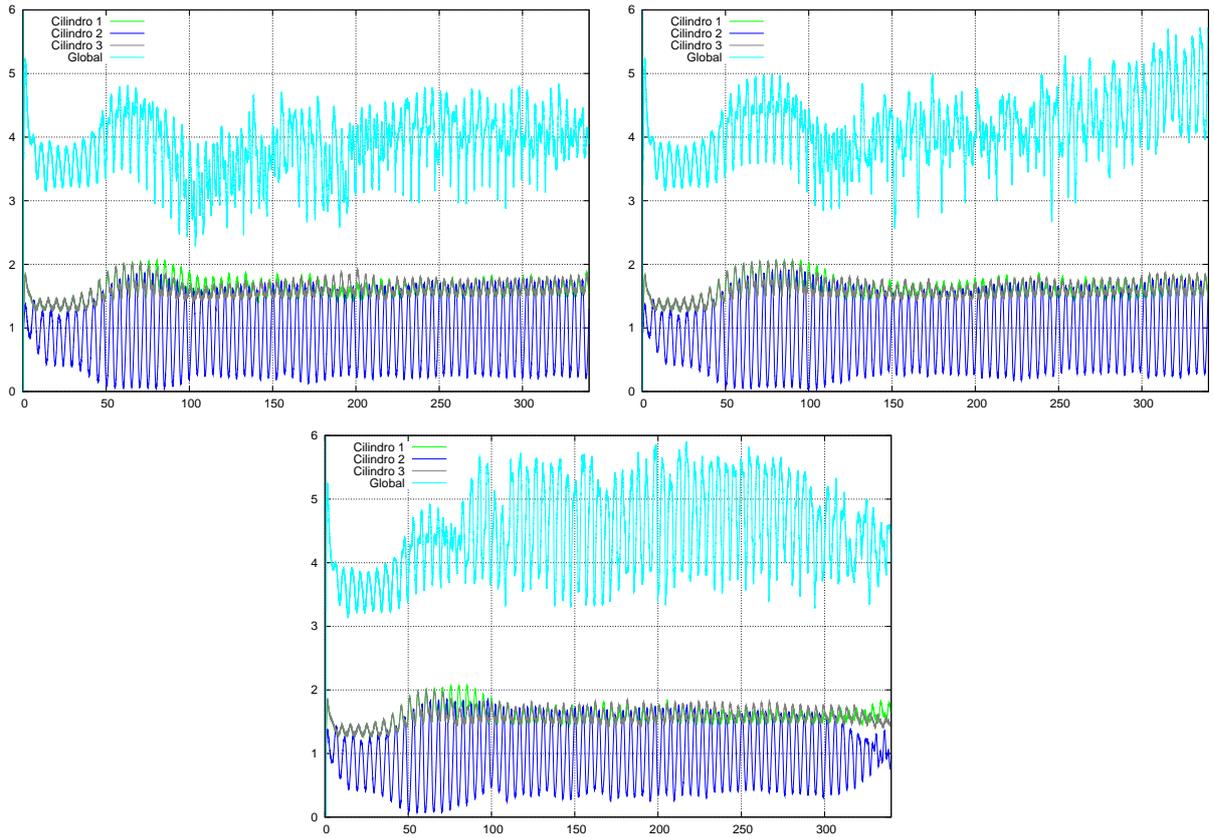


Figura 11. Séries temporais de coeficiente de arraste, em cima  $S = 1D$  (esquerda),  $S = 1.5D$  (direita), em baixo:  $S = 2D$

do  $C_D$  global, nota-se um período inicial (até  $t = 100D/U_\infty$ ) em que não existe estabilização do  $C_D$  para nenhuma das simulações. Este é o ponto em que se iniciam as instabilidades tridimensionais. A partir deste tempo adimensional, as simulações possuem um comportamento diferente. Para a  $S = 1D$ , o comportamento do  $C_D$  global segue um padrão razoável, dando a impressão que tende à estabilização. O mesmo não acontece para  $S = 1.5D$ , onde o comportamento global do coeficiente de arraste aparentemente ainda possui um caráter transiente. Já para  $S = 2D$ , entre os tempos adimensionais 100 e 300, o  $C_D$  apresenta um comportamento bastante homogêneo, que resulta posteriormente numa redução da amplitude de variação do arraste, não estando muito claro a razão pela qual isto acontece.

Tabela 2. Valores de  $C_{D_m}$  e  $C_{D_{rms}}$  para as três simulações

	$S = 1D$		$S = 1.5D$		$S = 2D$	
Coeficientes	$C_{D_m}$	$C_{D_{rms}}$	$C_{D_m}$	$C_{D_{rms}}$	$C_{D_m}$	$C_{D_{rms}}$
<i>Cilindro 1</i>	1.615	0.093	1.615	0.103	1.589	0.085
<i>Cilindro 2</i>	0.930	0.515	0.935	0.511	0.999	0.449
<i>Cilindro 3</i>	1.609	0.092	1.611	0.098	1.600	0.093
<i>Global</i>	3.843	0.485	4.192	0.543	4.636	0.659

As tabela 2 apresenta os valores de  $C_{D_m}$  e  $C_{D_{rms}}$  obtidos a partir do tempo adimensional  $90 D/U_\infty$ . Para as três simulações, os valores do  $C_{D_m}$  e  $C_{D_{rms}}$  têm ordem de magnitude semelhante, tanto considerando os cilindros isolados quanto uma análise global da configuração. Nota-se que os cilindros 1 e 3 possuem arrasto médio com valores muito próximos, bem como seus desvios

padrão. O cilindro 2 apresenta um  $C_{Dm}$  menor que os outros dois cilindros, porém com um  $C_{Drms}$  maior, como seria de esperar devido à turbulência que incide sobre ele. Com o aumento do espaçamento entre aletas, nota-se também um ligeiro aumento no valor médio do coeficiente de arraste global.

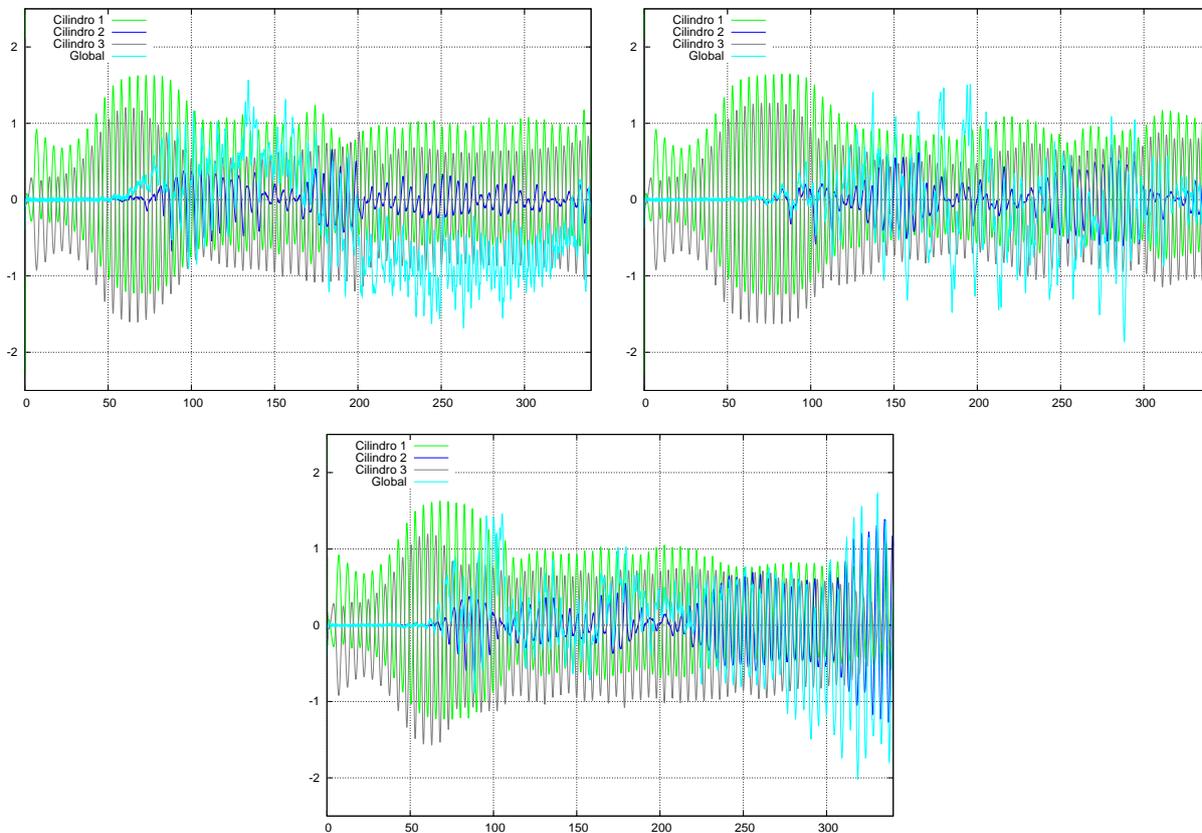


Figura 12. Séries temporais de coeficiente de sustentação; em cima  $S = 1D$  (esquerda),  $S = 1.5D$  (direita), em baixo:  $S = 2D$

As séries temporais do  $C_L$  (Fig. 12) são bem mais similares para as três simulações, quando comparadas ao comportamento do coeficiente de arraste. Em todas elas o cilindro 2 (posicionado à jusante) inicialmente tem um coeficiente de sustentação nulo, começando a apresentar uma variação a partir do momento em que se iniciam as instabilidades tridimensionais. O comportamento do  $C_L$  deste cilindro é semelhante para as duas simulações com menor espaçamento, apresentando um padrão diferente para  $S = 2D$ . No entanto, devido ao curto tempo real de simulação, não é possível afirmar que este comportamento atingiu a estabilidade. Os cilindros 1 e 3 possuem uma variação de coeficiente de sustentação em torno de um valor de mesma magnitude, mas com sinais contrários. Este aspecto mostra que existe uma tendência à repulsão entre estes dois cilindros.

Os valores de  $C_{Lm}$  e  $C_{Lrms}$  são apresentados na tabela 3. Nota-se que, para o mesmo tempo de simulação, a simulação com  $S = 2D$  apresenta resultados médios de coeficiente de sustentação bem mais próximos do que seria de esperar. Sendo o arranjo simétrico, espera-se que o coeficiente médio de sustentação do arranjo seja muito próximo de 0. Outro aspecto que dá conta da convergência do código para  $S = 2D$  é a significativa redução no valor do  $C_{Lrms}$  do cilindro

Tabela 3. Valores de  $C_{Lm}$  e  $C_{Lrms}$  para as três simulações

Coeficientes	$S = 1D$		$S = 1.5D$		$S = 2D$	
	$C_{Lm}$	$C_{Lrms}$	$C_{Lm}$	$C_{Lrms}$	$C_{Lm}$	$C_{Lrms}$
<i>Cilindro 1</i>	0.181	0.570	0.162	0.583	0.155	0.535
<i>Cilindro 2</i>	0.0004	1.609	0.0068	1.610	-0.0025	0.390
<i>Cilindro 3</i>	-0.119	0.554	-0.110	0.578	-0.119	0.544
<i>Global</i>	-0.324	0.675	-0.072	0.555	0.0094	0.633

2. Ao contrário do que aconteceu com o coeficiente de arraste, o coeficiente de sustentação requer maior tempo de simulação para que exista uma convergência aceitável, principalmente nas simulações com menor espaçamento entre aletas.

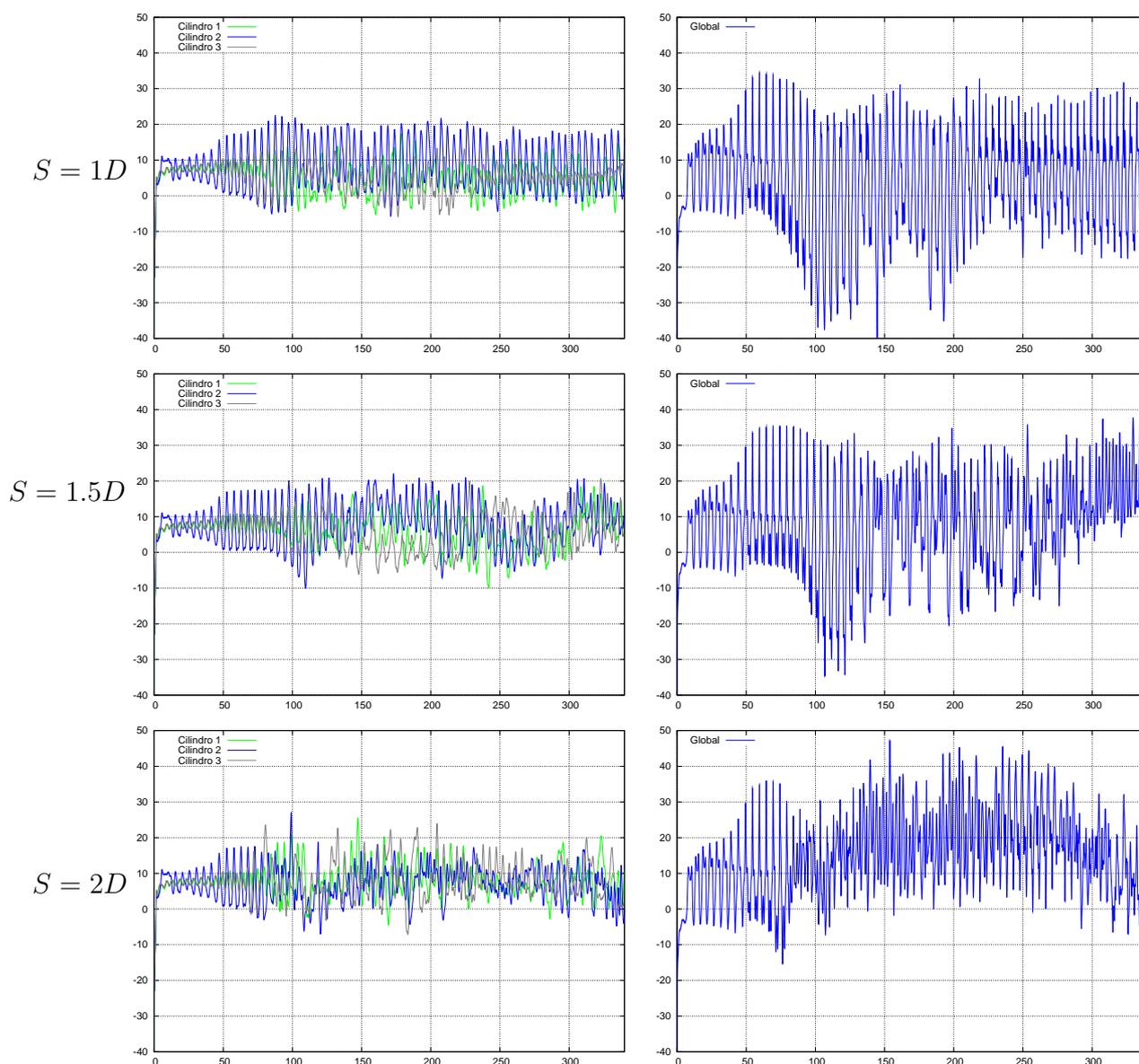


Figura 13. Séries temporais do número de Nusselt; em cima  $S = 1D$ , no meio  $S = 1.5D$ , em baixo:  $S = 2D$

As séries temporais do número de Nusselt são apresentas na figura 13. Nesta figura, a evolução temporal do número de Nusselt dos cilindros individuais foi separada da evolução temporal do nusselt global. O primeiro aspeto importante a frisar é que em todas as simulações

a amplitude de variação do Nusselt global é maior do que a amplitude dos Nusselts dos cilindros individuais. Nas três simulações é também possível observar que as séries temporais do  $Nu$  dos cilindros 1 e 3 são bastante similares, seguindo a mesma linha de comportamento previamente apresenta para os coeficientes de arraste e de sustentação. A série temporal mostra um período (até  $t = 100D/U_\infty$ ), em que a variação do Nusselt têm uma frequência razoavelmente constante, apesar de um aumento crescente de amplitude. Este trecho é referente ao escoamento bidimensional ao redor dos cilindros. À medida que as instabilidades tridimensionais vão se formando, a evolução do Nusselt se torna mais irregular, principalmente para as simulações com maior espaçamento pois nestas existe mais espaço para formação de estruturas tridimensionais de vorticidade. É importante lembrar que o cálculo do Nusselt foi realizado em um plano na posição média de  $z$ , sendo por isso de prever bastante irregularidade na passagem de estruturas vorticiais.

A tabela 4 mostra os valores de  $Nu_m$  e  $Nu_{rms}$ , calculados no mesmo intervalo de tempo citado anteriormente para  $C_D$  e  $C_L$ . É fundamental citar que, para um mesmo tempo de simulação, a configuração com  $S = 1D$  apresenta um  $Nu_m$ , associado a um  $Nu_{rms}$  bastante elevado. Com o aumento de espaçamento entre aletas, verificou-se um aumento significativo no  $Nu_m$ , associado a uma diminuição do  $Nu_{rms}$ . Isto realça o fato de que seria necessário mais tempo computacional para observar resultados mais confiáveis na simulação com menor espaçamento. Na simulação com  $S = 2D$  os resultados podem ser considerados confiáveis, sendo que os mesmos podem provavelmente ser melhorados com mais tempo de simulação.

Tabela 4. Valores de  $Nu_m$  e  $Nu_{rms}$  para as três simulações

	$S = 1D$		$S = 1.5D$		$S = 2D$	
Coefficientes	$Nu_m$	$Nu_{rms}$	$Nu_m$	$Nu_{rms}$	$Nu_m$	$Nu_{rms}$
<i>Cilindro 1</i>	4.008	4.345	5.500	5.224	7.961	4.725
<i>Cilindro 2</i>	8.346	6.613	7.865	6.398	6.933	4.736
<i>Cilindro 3</i>	4.580	3.344	4.900	5.207	7.943	5.183
<i>Global</i>	2.515	14.424	7.966	13.636	17.241	10.591

#### 4.4 Análise das tensões de Reynolds

Do ponto de vista das simulações realizadas neste trabalho, as tensões de Reynolds  $u'v'$  são as mais importantes pois os dados foram plotados através de uma média bidimensional. Porém, é também importante salientar que as variâncias das velocidades nas três direções (apresentadas anteriormente) são também componentes do tensor de Reynolds de 9 dimensões.

A figura 14 apresenta as isolinhas das tensões de Reynolds  $u'v'$ . As faixas de valores nas três simulações são similares, Observa-se que as tensões de Reynolds estão novamente concentradas nas regiões de esteira dos cilindros à montante, sublinhando a agitação do escoamento nesta região do domínio.

A figura 15 apresenta outra componente do tensor de Reynolds. Os valores nesta componente são extremamente baixos, devido principalmente aos baixos valores da flutuação média de velocidade em  $z$ . A análise destas isolinhas permite também afirmar que o tempo de simulação

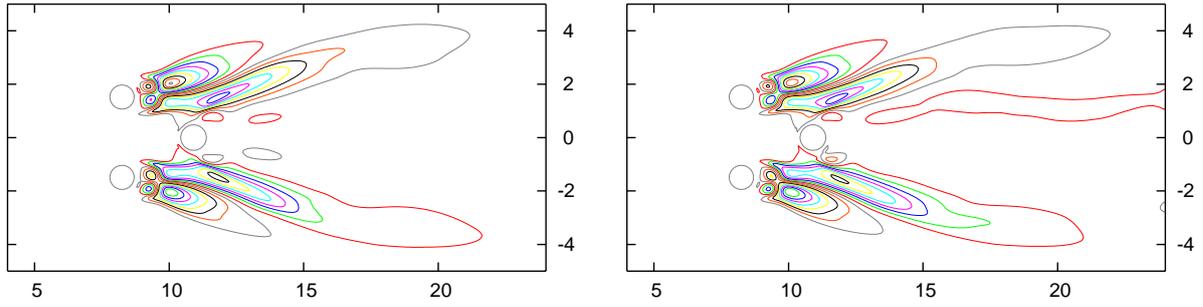


Figura 14. Isolinhas do componente  $u'v'$  das tensões de Reynolds; min.  $-0.17U_\infty^2$  (cinza), passo  $0.02U_\infty^2$ , máx.  $0.15U_\infty^2$  (verde), para  $S = 1D$ ; min.  $-0.15U_\infty^2$  (vermelho), passo  $0.02U_\infty^2$ , máx.  $0.15U_\infty^2$  (verde), para  $S = 2D$

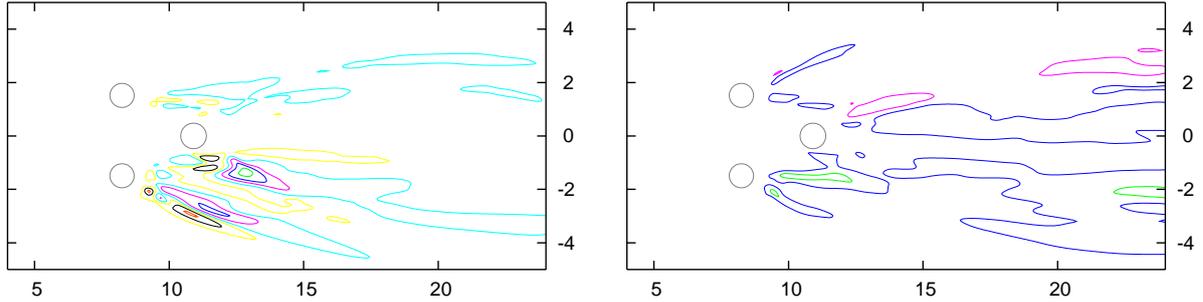


Figura 15. Isolinhas do componente  $u'w'$  das tensões de Reynolds; min.  $-0.0040U_\infty^2$  (vermelho), passo  $0.0015U_\infty^2$ , máx.  $0.0050U_\infty^2$  (verde), para  $S = 1D$ ;  $-0.0010U_\infty^2$  (rosa), passo  $0.0015U_\infty^2$ , máx.  $0.0020U_\infty^2$  (verde), para  $S = 2D$ .

computacional não foi suficiente para a convergência destas estatísticas em específico. A figura 16 mostra o último componente do tensor de Reynolds, que também possui um valor extremamente baixo, e também apresenta o mesmo problema de convergência de resultados.

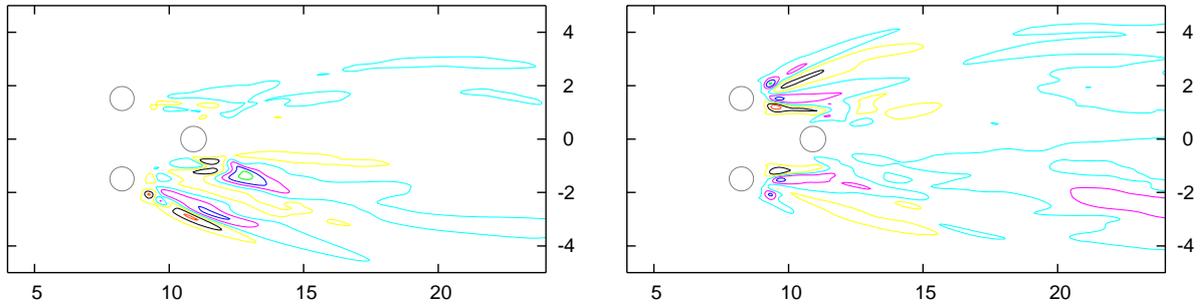


Figura 16. Isolinhas do componente  $v'w'$  das tensões de Reynolds; min.  $-0.0040U_\infty^2$  (vermelho), passo  $0.0015U_\infty^2$ , máx.  $0.0050U_\infty^2$  (verde), para as três simulações

#### 4.5 Análise dos fluxos de calor turbulentos

A análise dos fluxos de calor turbulentos longitudinais  $\theta'u'$  realça o fato de que a maior parte da turbulência gerada no escoamento concentra-se na região de esteira dos dois cilindros à montante. Esta é a mesma região onde previamente se encontrou os maiores valores de flutuações de velocidade e tensões de Reynolds. Certamente este foi um fator preponderante para que esta região possuísse a maior troca térmica devido à turbulência. Nota-se que o aumento do espaçamento entre aletas provoca um ligeiro aumento no valor máximo do fluxo de calor turbulento longitudinal. A convergência do código foi considerada satisfatória para estas

características.

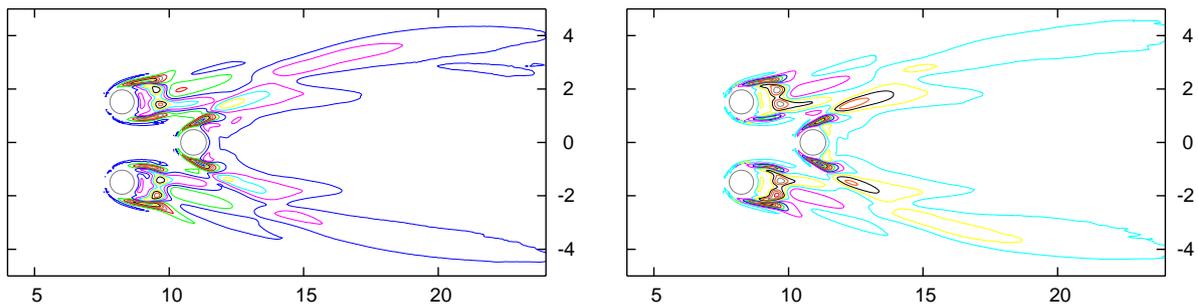


Figura 17. Isolinhas de fluxo de calor turbulento longitudinal; min.  $-0.021$  (vermelho), passo  $0.004$ , máx.  $0.039$  (verde), para  $S = 1D$ ; min.  $-0.021$  (vermelho), passo  $0.004$ , máx.  $0.047$  (verde), para  $S = 2D$ .

O fluxo de calor turbulento transversal  $\theta'v'$  também apresenta valores consideráveis, e suas isolinhas são anti-simétricas, denotando um comportamento similar ao da velocidade transversal média. A evolução dos valores máximos do  $\theta'v'$  é contrário à evolução de  $\theta'u'$ , ou seja, quanto maior o espaçamento menores os valores máximos de  $\theta'v'$ . Isto acontece pois aletas mais próximas provocam maior agitação transversal do fluido, contribuindo para o aumento desta grandeza.

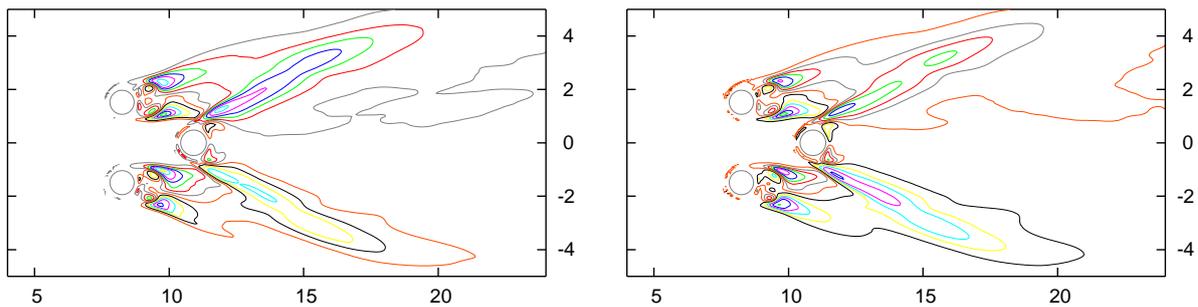


Figura 18. Isolinhas de fluxo de calor turbulento transversal; min.  $-0.025$  (amarelo), passo  $0.004$ , máx.  $0.027$  (verde), para  $S = 1D$ ; min.  $-0.021$  (rosa), passo  $0.004$ , máx.  $0.023$  (verde), para  $S = 2D$ .

No que diz respeito ao fluxo de calor turbulento normal  $\theta'w'$  são encontradas diferenças significativas. Os resultados destes fluxos praticamente dobram para as duas simulações com menor espaçamento. No entanto, as isolinhas mostram que existe necessidade de mais tempo computacional para melhor convergência do código.

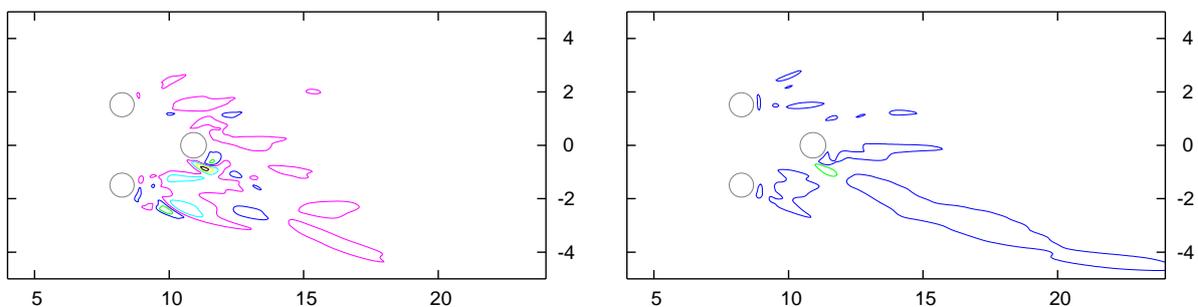


Figura 19. Isolinhas de fluxo de calor turbulento normal; min.  $-0.0018$  (preto), passo  $0.00055$ , máx.  $0.00095$  (verde), para  $S = 1D$ ; min.  $-0.00015$  (lilás), passo  $0.00055$ , máx.  $0.0004$  (verde), para  $S = 2D$ .

## 4.6 Análise da energia cinética da turbulência

A energia cinética da turbulência permite uma análise global da transferência de energia no processo, visto que sintetiza os resultados dados por todos os componentes das tensões de Reynolds. A figura 20 apresenta isolinhas de energia cinética muito similares para as três simulações, sendo de destacar um valor máximo de 0.27 em todas as simulações. No entanto, estas isolinhas comprovam o fato de que a região de esteira dos cilindros à montante é a região de maior turbulência do escoamento e consequentemente onde se dá a maior parte da troca térmica.

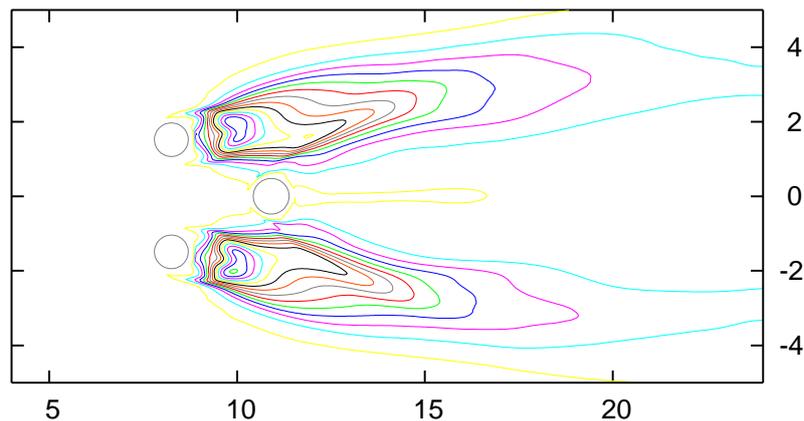


Figura 20. Isolinhas de energia cinética da turbulência para  $S = 2D$ ; min. 0.01 (amarelo), passo 0.02, máx. 0.27 (verde).

## 5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

### 5.1 Conclusões

No presente trabalho realizou-se uma análise da influência de diferentes espaçamentos entre aletas no comportamento térmico e hidrodinâmico de um trocador de calor tubo-aleta. Algumas conclusões importantes são aqui citadas:

- O desprendimento de vórtices apresenta inicialmente um caráter totalmente bidimensional, antes de surgirem as instabilidades tridimensionais. O mesmo é simétrico para todas as simulações, devido à simetria do arranjo;

- Maiores valores de velocidades médias de recirculação são encontrados na região de esteira dos cilindros à montante. A convergência do código para as velocidades longitudinal e transversal foi considerada satisfatória, não se podendo afirmar o mesmo para a velocidade normal, tendo em conta o tempo de simulação aplicado;

- Os dois cilindros alinhados verticalmente à montante apresentaram, em todas as simulações valores semelhantes de  $C_{D_m}$  e  $C_{D_{rms}}$ , como seria de esperar. O valor médio do coeficiente de arraste global do arranjo aumentou à medida que se aumentou o espaçamento  $S$  entre aletas. Isto prova a tendência a laminarização do escoamento quando se dá a aproximação das aletas;

- Os cilindros 1 e 3 apresentaram uma tendência à repulsão em todas as simulações. Ao contrário do que aconteceu para o coeficiente de arraste, o coeficiente de sustentação se mostrou susceptível ao tempo de simulação, sendo aparentemente necessário mais tempo computacional para perfeita convergência, principalmente nas simulações com menor espaçamento entre

placas;

- O  $Nu_m$  global do arranjo aumenta à medida que se aumenta o espaçamento entre aletas. O processo inverso acontece com o  $Nu_{rms}$ .

- As características relativas à turbulência fazem-se notar com maior intensidade na região de esteira dos cilindros à montante, denotando assim a região com maior troca térmica. Nas configurações testadas o fluxo de calor turbulento longitudinal possui valores máximos maiores do que o fluxo de calor turbulento transversal, sendo que o valor máximo  $\theta'u'$  aumenta com o aumento de  $S$ , acontecendo o inverso com  $\theta'v'$ . As grandezas turbulentas relacionadas com as flutuações em  $z$  apresentaram valores bastante pequenos, quando comparadas às outras dimensões.

- As isolinhas de tensões de Reynolds e fluxos de calor turbulentos apresentados são valores muito próximos do real, pois foi utilizada a DNS neste trabalho, não tendo sido introduzido qualquer modelo de turbulência. Estes resultados devem servir como base para elaborar modelos de turbulência para prever a variação da viscosidade e difusividade turbulentas.

## 5.2 Sugestões

Sugere-se para enriquecimento desta pesquisa:

- O teste de um número maior de espaçamentos  $S$ , para compreender melhor a evolução dos parâmetros importantes;
- Um tempo maior de simulação, para estabilização dos valores na direção normal;
- Cálculo dos coeficientes aerodinâmicos e do número de Nusselt em todos os planos na altura do cilindro, para uma estimativa mais precisa;
- Um refinamento de malha, de modo a aumentar a precisão dos resultados;
- Introdução das características do fluido interno, para melhor tratamento das condições de contorno de temperatura.
- Introdução de uma condição de contorno de condução na superfície das aletas.

## 6. REFERENCIAS

Bossel, U., Honnold, F.V., 1976, "On the formation of horseshoe vortices in plate fin heat exchangers", Archives of Mechanics, Vol. 28, pp. 773-780.

Bearman, P.W. and Wadcock, A.J., 1973, "The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream", J. Fluid Mech., Vol.61, pp. 499-511.

Chou, J.H. and Chao, S.Y., 1991, "The flow interaction among three circular cylinders", The Chinese Journal of Mechanics, Vol.7, pp. 163-9.

Churchill, S.W. and Bernstein, M., 1977, "A Correlation Equation for Forced Convection from Gases and Liquids to a Circular Cylinder in Cross Flow", J. Heat Transfer, Vol.99, pp. 300-306.

Cuadro, L.F.P., Diniz, M.C., Silvestrini, J.H., 2009, "Numerical simulation of flow and heat transfer around three cylinders in triangular arrangement", 20<sup>th</sup> COBEM, Gramado, Brasil.

Diniz, M.C., 2009, "Análise da transferência de calor convectiva no escoamento ao redor de feixe de tubos cilíndricos por simulação numérica", X Salão de Iniciação Científica, PUCRS.

Giacomello, M.V., Rocha, L.A.O., Schettini, E.B.C. and Silvestrini, J.H., 2006, "Simulação numérica de escoamentos ao redor de cilindros com transferência de calor", 5<sup>a</sup> Escola de primavera de transição e turbulência, Rio de Janeiro, Brasil.

Goldstein, D., Handler, R. and Sirovich, L., 1993, "Modeling a no-slip boundary condition with an external force field", J. Comp. Phys., Vol.105, pp. 354-366.

Hilpert R., 1933, "Wümrmeabgabe von geheizten Drähten und Rohren im Luftstrom", Forsch. Geb. IngWes., Vol.4, pp. 215-224.

Hoffmann, A.M., 2007, "Estudo do escoamento ao redor de dois cilindros equidistantes com transferência de calor por simulação numérica", Salão de iniciação científica PUCRS.

Igarashi, T., 1993, "Aerodynamic forces acting on three circular cylinders having different diameters closely arranged in line", J. Wind Eng. Industrial Aerodynamics, Vol.49, pp. 369-78.

Jang, J.J., Wu, M.C., Chang, W.J., 1996, "Numerical and Experimental Studies of Three-Dimensional Plate-Fin-and-Tube Heat Exchangers", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 43, no. 14 pp. 3057-3066.

Kim, Y., e Kim, Y., 2005, "Heat transfer characteristics of flat plate finned-tube heat exchangers with large fin pitch", International Journal of Refrigeration, Vol. 28, pp. 851-858.

Kim, J.Y. e Song, T.H., 2002, "Microscopic Phenomena and Macroscopic Evaluation of Heat Transfer from Plate Fins/Circular Tube Assembly Using Naphtalene Sublimation", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 45, pp. 3397-3404.

Kundu, D., Skeikh, A.H., Lou, D.Y.S., 1992, "Heat Transfer in Cross over Cylinders between Two Parallel Plates", ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 114, pp. 558-564.

Ireland, P.T. e Jones, T.V., 1986, "Detailed measurements of heat transfer on and around a pedestal in a fully developed passage flow", Proceedings of 8<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference, Vol.3, pp. 975-980.

Lam, K. and Cheung W.C., 1988, "Phenomena of vortex shedding and flow interference of three cylinders in different equilateral arrangements", J. Fluid Mech., Vol.196, pp. 1-26.

Lam, K. and Zou, L., 2009, "Experimental study and large eddy simulation for the turbulent flow around four cylinders in an in-line square configuration", Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol.30, pp. 276-285.

Lamballais, E. and Silvestrini, J.H., 2002, "Direct numerical simulation of interactions between a mixing layer and a wake", Journal of Turbulence, Vol.3, No. 28, pp. 1-21.

Lange, C. F., 1998, "Momentum and heat transfer from cylinders in laminar crossflow at  $10 - 4 \leq Re \leq 200$ ", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.41, No.22, pp. 3409-3430.

Ortega, M.A., Girardi, R.M. and Silvestrini, J.H., 2007, "The formation region behind a blunt body fitted with splitter plattes", 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada.

Polak, D. R., and Weaver, D. S., 1995, "Vortex shedding in normal triangular tube arrays", *Journal of Fluids and Structures*, Vol.9, pp. 1-17.

Ribeiro, P.A.R., Souza, T.F. and Silvestrini, J.H., 2002, "Análise do desprendimento de vórtices de dois cilindros perpendiculares ao escoamento por simulação numérica direta", Escola de transição e turbulência, Florianópolis, Brasil.

Ribeiro, P.A.R., 2002, "Desprendimento de vórtices e controle em esteira de cilindros por simulação numérica direta", Dissertação de Mestrado, Instituto de Pesquisas Hidráulicas, UFRGS.

Ribeiro, P.A.R., Schettini E.B.C. and Silvestrini, J.H., 2004, "Bluff-bodies vortex shedding suppression by direct numerical simulation", *Thermal Engineering*, No.5, pp. 3-8.

Saboya, F.E.M. e Sparrow, E.M., 1974, "Local and average transfer coefficients for one-row plate fin and tube heat exchanger configurations", *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 96, pp. 264-272.

Tutar, M. e Akkoca, A., 2004, "Numerical Analysis of Fluid Flow and Heat Transfer Characteristics in Three-Dimensional Plate Fin-and-Tube Heat Exchangers", *Numerical Heat Transfer A*, Vol. 46, pp. 301-321.

Vitola, M.A., Schettini, E.B.C. and Silvestrini, J.H., 2004, "Uniform shear flow around a circular cylinder at a sub-critical reynolds number", *Proceedings of the 10<sup>th</sup> Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering*, Rio da Janeiro, Brazil.

Wang, A.-B. and Trávníček, Z., 2001, "On the linear heat transfer correlation of a heated circular cylinder in laminar crossflow using a new representative temperature concept", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.44, No.24, pp. 4635-4647.

Wang, Z.J. and Zhou, Y., 2004, "Vortex interactions in a two side-by-side cylinder near-wake", *Int. J. Heat Fluid Flow*. Vol. 26, pp. 362-377.

Williamson, C.H.K., 1996, "Vortex dynamics in the cylinder wake", *Annual Review in Fluid Mechanics*, Vol.28, pp. 477-539.

Zhukauskas, A., 1972 "Heat Transfer from Tubes in Crossflow", *Advances in Heat Transfer*, Vol.8, pp. 93-160.