



## REDUÇÃO DOS ESFORÇOS NUM CILINDRO CIRCULAR USANDO DOIS PEQUENOS CILINDROS DE CONTROLO NA ESTEIRA

ERIC DIDIER<sup>1,2</sup>, DIVYESH M. PARXOTOMO<sup>2</sup>

<sup>1</sup> DHA/NPE – Departamento de Hidráulica e Ambiente/Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas  
Laboratório Nacional de Engenharia Civil  
Av. do Brasil, 101, 1700-066, Lisboa, Portugal

<sup>2</sup> DEMI – Departamento de Engenharia Mecânica e Industrial  
Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa  
Campus de Caparica, 2829-516, Monte de Caparica, Lisboa, Portugal

(Recibido 19 de diciembre de 2011, para publicación 16 de febrero de 2012)

**Resumo** – No presente trabalho, investiga-se, usando a modelação numérica, a interacção de um escoamento uniforme laminar e bidimensional com um conjunto de três cilindros. Dois cilindros de controlo são posicionados simetricamente na esteira de um cilindro principal, induzindo alterações significativas na topologia do escoamento e nos respectivos coeficientes aerodinâmicos. Esta forma de controlo dos esforços é conhecida na literatura por controlo passivo da esteira. Os cilindros de controlo têm um diâmetro de  $D/8$ , sendo  $D$  o diâmetro do cilindro principal. As simulações numéricas foram realizadas para um número de Reynolds 200. Dos vários resultados obtidos no estudo, destaca-se que para uma distância entre os centros dos cilindros de controlo e o centro do cilindro principal de  $0.7D$  na direcção do escoamento e  $0.7D$  na direcção transversal ao escoamento, o coeficiente de arrasto médio do cilindro principal é reduzido de 27% comparando com o valor de um cilindro isolado, mas, considerando a estrutura total (o conjunto dos três cilindros), a redução do coeficiente de arrasto médio é de apenas de 4%. No entanto, para esta configuração, os coeficientes root-mean-square de arrasto e de sustentação são fortemente reduzidos, 0.0001 e 0.0036, respectivamente, comparando os de um cilindro isolado, 0.035 e 0.47, respectivamente, o que corresponde a uma redução da intensidade das flutuações que actuam no cilindro principal de três ordens de grandeza.

**Palavras-chave** – Cilindro circular, controlo da esteira, controlo passivo, redução dos esforços, CFD.

### 1. INTRODUÇÃO

O estudo do escoamento ao redor de cilindros circulares tem sido um problema de grande interesse que motiva a comunidade científica há mais de um século. Apesar das suas características geométricas serem simples, o escoamento em torno de um cilindro circular é muito complexo e apresenta diferentes fenómenos que ocorrem num intervalo relativamente reduzido do número de Reynolds: separação do escoamento, primeira instabilidade com o desenvolvimento da *von Kármán vortex street*, transição para o escoamento tridimensional, ocorrência de turbulência na esteira, etc. Um interesse recente reside na investigação de técnicas activas ou passivas de redução dos esforços nos cilindros circulares. No entanto, apenas alguns estudos são disponíveis na literatura, particularmente para números de Reynolds baixos e técnicas de controlo passivo [1, 2].

Muitos estudos experimentais, como os de Roshko [3], Tritton [4], Zdravkovich [5], Williamson [6, 7], Norberg [8], etc. detalharam o comportamento do escoamento em torno de cilindros circulares para diferentes números de Reynolds. A partir destes vários estudos experimentais, a influência da relação entre o comprimento e o diâmetro do cilindro, da turbulência no escoamento, do bloqueamento, e dos efeitos tridimensionais para diferentes números de Reynolds foi demonstrada. Os trabalhos mais recentes foram motivados pelas novas técnicas experimentais e as capacidades computacionais. Numericamente, o principal interesse foi a validação e demonstração de novas técnicas numéricas e códigos computacionais, pois os recursos informáticos insuficientes na época não permitiram um estudo detalhado da convergência com a resolução da malha e no tempo ou do efeito de bloqueamento induzido pela dimensão do domínio

de cálculo. Muitos estudos de modelação numérica de escoamento em torno de cilindros circulares foram realizados para vários números de Reynolds no sentido de analisar a dependência das quantidades fundamentais com o número de Reynolds: Behr *et al.* [9], Mittal e Balachandar [10], Lange [11], Kravchenko *et al.* [12], Franke *et al.* [13], Karniadakis e Triantafyllou [14], Park *et al.* [15], Rosenfeld [16], Yang *et al.* [17], Henderson [18], Didier e Borges [19], Baranyi e Lewis [20], etc. Mais recentemente estudos numéricos sobre o efeito do bloqueamento induzido pelas fronteiras do domínio computacional foram realizados por Posdziech e Grundmann [21] e Didier [22], considerando uma extensão do domínio de cálculo de 20 até 4000 diâmetros de cilindro e para números de Reynolds,  $Re$ , variando de 20 até 200, e permitiram concluir que as grandezas, como os esforços médios e flutuantes, e a pressão de base são fortemente afectados pela resolução da malha e ainda mais pela dimensão do domínio computacional. Em contraste o número de Strouhal é pouco afectado.

Os numerosos estudos do escoamento em torno de um cilindro circular demonstram a importância do desprendimento de vórtices na esteira que induz forças que actuam principalmente na direcção transversal ao escoamento e que induzam o conhecido VIV – *Vortex-Induced-Vibration*. Assim, de forma a reduzir os esforços que actuam num cilindro circular, e as vibrações induzidas, técnicas inovadoras de controlo, activo e passivo, foram introduzidas. No caso do controlo activo, mecanismos com diferentes graus de liberdade, permitem, através do movimento induzido pelo próprio escoamento, controlar os esforços na estrutura. No caso do controlo passivo, a redução dos esforços no cilindro circular é conseguida usando estruturas fixas, no corpo ou nas proximidades do corpo.

Segundo Bearman [23], as oscilações provocadas pela libertação de vórtices de um corpo podem induzir vibrações em outros corpos localizados nas imediações. Portanto, o autor sugere que oscilações, induzidas no corpo através de meios mecânicos externos, favorecem a diminuição do comprimento de formação de vórtices na esteira do corpo, diminuindo assim as amplitudes máximas de vibração nesse corpo. Esta técnica de controlo activo é aplicada com sucesso no caso de um cilindro circular e de cilindros circulares em tandem por Assi *et al.* [24, 25], onde os autores utilizam duas placas paralelas livre de rotações em torno do cilindro.

Uma outra forma de controlo activo consiste injectar fluido a partir das paredes do corpo e promover assim a interacção destes jactos fluidos com o escoamento. Lin *et al.* [26] analisam experimentalmente o controlo da formação de vórtices na esteira de um cilindro no qual são feitos orifícios pelos quais se processa a saída de jactos de fluido que interage com o escoamento incidente. Quando a intensidade do jacto é baixa a esteira exhibe a sua forma clássica de *Von Kármán*, com pequenas distorções nas camadas de corte. Aumentando a intensidade do jacto, observa-se que os vórtices de grande escala são eliminados na esteira próxima, e que, em geral, o escoamento é simétrico relativamente ao plano médio do cilindro. Os autores detectam neste investigação a criação de vórtices de pequenas dimensões que se iniciam nas instabilidades de Kelvin-Helmholtz. Estes vórtices são de difícil visualização nas proximidades do cilindro, mas são notáveis numa distância de aproximadamente três vezes o diâmetro do cilindro.

Zhao *et al.* [27] realizam ensaios numéricos bidimensionais, aplicando o método de Galerkin para discretização das equações, para analisar o comportamento da camada de corte que se forma em torno de um cilindro. Os autores colocam assim um cilindro de controlo nas proximidades do cilindro principal e variam a sua posição e o seu diâmetro. Dos vários pontos de interesse deste estudo, destaca-se que, consoante a posição do cilindro de controlo (a montante ou jusante do cilindro principal), as camadas de corte que produzem os vórtices podem sofrer uma distorção e um recolamento na parede do cilindro principal. Este fenómeno provoca flutuações importantes nos coeficientes aerodinâmicos especialmente nos valores flutuantes destes coeficientes, determinadas através do *root-mean-square* – *rms*. O espectro de potências do coeficiente de sustentação apresenta vários picos, demonstrando que a esteira é instável e oscila em dupla frequência.

Eseinlohr e Eckelmann [28] investigam experimentalmente a influência da adição de placas planas fixas colocadas na esteira do cilindro principal e paralelamente ao escoamento, elaborando assim um dispositivo de controlo passivo da esteira. As placas funcionam como uma barreira para as perturbações e instabilidades que surgem das extremidades do cilindro e funcionam assim como um controlo passivo da esteira. Assim, apenas existe a formação da esteira de *Von Kármán* sem evolução para a turbulência, obtendo-se a chamada emissão paralela de vórtices forçada.

Strykowski e Sreenivasan [29] demonstram que é possível eliminar a emissão de vórtices na esteira de um cilindro usando apenas um cilindro de controlo muito pequeno, de diâmetro 20 vezes inferior ao do cilindro principal, localizado na esteira próxima do cilindro principal, para um número de Reynolds de 80. A supressão do despreendimento de vórtices é associada ao *damping* das instabilidades na região da esteira próxima. Os autores demonstram que a inibição da emissão dos vórtices é mais eficiente quando o cilindro de controlo é localizado perto do centro da zona de recirculação. O estudo experimental e os resultados numéricos indicam também que os fenómenos observados dependem dos diâmetros dos cilindros e do número de Reynolds.

Nesta tentativa de analisar a inibição do despreendimento de vórtices na esteira de um cilindro circular, Kuo *et al.* [1] realizam um estudo numérico usando dois cilindros de controlo na esteira do cilindro principal. As simulações foram conduzidas utilizando o programa de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) comercial FLUENT. Os autores realizam as simulações numéricas para uma gama de número de Reynolds de  $80 < Re < 300$ , obtendo uma redução no coeficiente de arrasto médio e nos coeficientes de flutuações de sustentação e arrasto. Analisam os mecanismos que induzem à formação de estruturas na esteira e como estas influenciam as forças aerodinâmicas. A eliminação efectiva de emissão de vórtices como prevista anteriormente por Strykowski e Sreenivasan [29] não foi conseguida com sucesso no uso de dois cilindros de controlo. Kuo *et al.*, num segundo estudo [2], investigam a interacção do escoamento com o conjunto composto pelo cilindro principal e dois cilindros de controlo, para um número de Reynolds 80. Quantificam a redução do arrasto total (no cilindro principal e nos dois cilindros de controlo) e a redução da flutuação do coeficiente de sustentação em 5% e 70% respectivamente. Este trabalho apresenta uma técnica interessante de controlo passivo da esteira e dos esforços aerodinâmicos no cilindro principal.

No presente estudo, um método passivo de redução dos esforços é investigado numericamente. Dois cilindros de controlo circulares são colocados, simetricamente, na esteira de um cilindro principal circular. O cilindro principal tem um diâmetro  $D$  e os cilindros de controlo um diâmetro inferior,  $D/8$ . O estudo é realizado para um número de Reynolds de 200, para o qual o escoamento é bidimensional e laminar. Este número de Reynolds é escolhido por apresentar similitude, ao nível de esforços e frequência de despreendimento de vórtices, com o regime sub-crítico.

As simulações numéricas são realizadas utilizando um programa de resolução das equações de Navier-Stokes baseado no método de volumes finitos. Um método de acoplamento total entre pressão e velocidade é utilizado, ou seja as equações algébricas são resolvidas simultaneamente. Um cuidado especial é dado na determinação da dimensão do domínio computacional, para evitar qualquer efeito de blocagem numérica [21, 22], e na discretização do espaço nas proximidades dos três cilindros. O estudo, apresentado neste artigo, tem como objectivo analisar o efeito dos dois cilindros de controlo nas forças que se exercem no cilindro principal e nos próprios cilindros de controlo, variando a posição destes últimos. As grandezas fundamentais, como o coeficiente de arrasto e de sustentação, médio e *root-mean-square – rms*, assim que o número de Strouhal, são apresentados e analisados para as diferentes configurações. A topologia do escoamento para as várias configurações permite também determinar os mecanismos que induzem uma redução de esforços no cilindro principal.

## 2. MODELO NUMÉRICO

As equações bidimensionais de Navier-Stokes são discretizadas usando o método de volumes finitos. Para resolver numericamente as equações discretas, adopta-se um método de resolução totalmente acoplado em velocidade-pressão, que constitui uma alternativa interessante e original aos métodos clássicos segregados.

### 2.1. Equações

O escoamento é considerado laminar e bidimensional. O fluido é incompressível e viscoso. O escoamento não estacionário é governado pelas equações de Navier-Stokes, aqui escritas nas suas formas

integrais e não dimensionais, usando a velocidade no infinito  $U_{oo}$  e o diâmetro do cilindro  $D$  como valores de referência.

$$\int_S \vec{u} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (1)$$

$$\int_{\Omega} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} d\Omega + \int_S \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dS = - \int_{\Omega} \vec{\nabla} p d\Omega + \int_S \frac{1}{Re} \vec{\nabla} \vec{u} \cdot \vec{n} dS \quad (2)$$

onde  $u$  é a velocidade,  $p$  a pressão,  $t$  o tempo,  $\Omega$  o volume do sistema,  $S$  a superfície fechando o volume e  $n$  a normal unitária ortogonal e exterior a  $S$ . O número de Reynolds é definido como  $Re=U_{oo}D/\nu$ , onde  $\nu$  é a viscosidade do fluido.

As condições limites são definidas por uma condição de aderência no cilindro ( $u=v=0$ ), de velocidade uniforme na fronteira a montante,  $U_{oo}$ , e de saída livre na fronteira a jusante.

## 2.2. Modelo numérico

O programa comercial FLUENT, na sua versão 6.3.26 [30], utilizado no presente estudo, é baseado numa técnica de volumes finitos onde as incógnitas são localizadas no centro dos elementos (tipo *cell-centered*). Para resolver numericamente as equações (1) e (2), adoptou-se um método de resolução totalmente acoplado em velocidade-pressão, que constitui uma alternativa interessante aos métodos segregados clássicos de tipo SIMPLE [31] ou PISO [32].

A integração no tempo é realizada utilizando um esquema implícito de EULER de segunda ordem a três níveis em tempo.

O termo difusivo é tratado segundo um esquema clássico de diferenças centrais, CDS – *Central Differencing Scheme*, de segunda ordem em precisão.

Para o termo convectivo foi seleccionado o esquema de discretização UPWIND de segunda ordem. Uma interpolação linear implícita, envolvendo os dois elementos adjacentes à interface, permite determinar o valor da pressão na interface dos elementos da malha (esquema STANDARD no FLUENT).

Assim, com os esquemas utilizados, o modelo numérico é globalmente de segunda ordem em precisão no tempo e no espaço.

O algoritmo de acoplamento total entre velocidade e pressão utilizado é o COUPLED [30]. Este algoritmo permite resolver simultaneamente as equações algébricas de quantidade de movimento e a equação de pressão, reconstruída a partir das equações de quantidade de movimento discretas e da equação de continuidade, e obter assim simultaneamente o campo de velocidade e de pressão. Esta técnica, comparada com os métodos segregados como o PISO, permite um melhor acoplamento entre o campo de velocidade e de pressão e conseqüentemente uma redução rápida dos resíduos não lineares.

## 2.3. Domínio computacional

O domínio computacional é de forma quadrada, com o cilindro circular, ou o conjunto de cilindros, no centro. As fronteiras do domínio de cálculo são suficientemente afastadas do cilindro para quase eliminar o efeito de blocagem numérica, conforme os resultados obtidos por Posdziech e Grundmann [21] e Didier [22] no estudo do efeito de blocagem induzido pelas fronteiras do domínio computacional nos valores das grandezas fundamentais. É assim utilizado uma extensão do domínio computacional de  $150D$  nas direcções  $x_1$  e  $x_2$ , ou seja  $L/D=150D$  e  $l/D=150D$  (Fig. 1).

O centro do cilindro principal, de diâmetro  $D=1.0m$ , é definido na origem do referencial  $(O, x_1, x_2)$  e no centro do domínio computacional (Fig. 1). A fronteira a montante é definida como entrada e é aplicado nesta fronteira uma condição de velocidade uniforme,  $U_{oo}=1.0$  m/s. A fronteira a jusante é definida como saída livre, ou seja, os gradientes de velocidades e de pressão são nulos. Nas paredes dos cilindros é imposto uma condição de aderência, ou seja, a velocidade na superfície é nula.

Nas várias simulações numéricas apresentadas, o passo de tempo não dimensional é de 0.01. O critério de convergência dos resíduos não-lineares para a equação de continuidade é fixado a um valor de  $10^{-7}$ , o que assegura que o problema é bem resolvido a cada iteração de tempo.

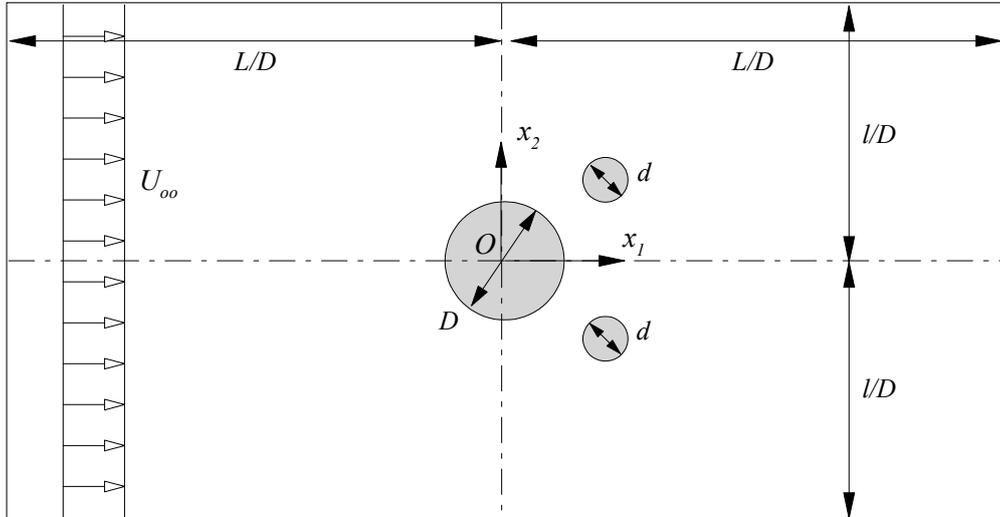


Fig. 1. Esquema do domínio computacional para a configuração de um cilindro principal de diâmetro  $D$  e dois cilindros de controle de diâmetro  $d$ .

## 2.4. Grandezas fundamentais

A análise dos resultados das simulações numéricas é realizada através do coeficiente de arrasto e de sustentação médio,  $\overline{C_D}$  e  $\overline{C_L}$ , respectivamente, do coeficiente *root-mean-square, rms*, de arrasto e de sustentação,  $C_{D,rms}$  e  $C_{L,rms}$ , respectivamente, e do número de Strouhal,  $St$ . Os vários coeficientes são definidos a seguir:

$$C_D = F_D / \left( \frac{1}{2} \rho D U_\infty^2 \right), \quad C_L = F_L / \left( \frac{1}{2} \rho D U_\infty^2 \right) \quad (3)$$

$$C_{D,rms} = \sqrt{\sum_{i=1}^N C_{D,i} - \overline{C_D} / N}, \quad C_{L,rms} = \sqrt{\sum_{i=1}^N C_{L,i} - \overline{C_L} / N} \quad (4)$$

$$St = f D / U_\infty \quad (5)$$

Nas relação (3) e (4),  $\rho$  é a massa volúmica,  $F_D$  e  $F_L$  são as forças de arrasto e de sustentação, respectivamente,  $C_D$  e  $C_L$  são o coeficiente de arrasto e de sustentação, respectivamente.

Na relação (5), a frequência,  $f$ , é determinada a partir da série temporal do coeficiente de sustentação,  $C_L$ .

## 3. ANÁLISE DO ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO ISOLADO

O escoamento em torno de um cilindro isolado para  $Re=200$  é simulado com vista a obter uma validação do modelo numérico e da malha utilizada. Os resultados obtidos servem também de referência para analisar o efeito da colocação dos dois cilindros de controle na esteira do cilindro principal, configuração apresentada na parte 4.

Os resultados obtidos com o FLUENT são comparados com valores da literatura e com os valores obtidos usando o programa FullCReM [22].

As características da malha, utilizada no programa FLUENT, são as apresentadas a seguir, e foram definidas a partir da experiência dos autores no que diz respeito aos escoamentos transitórios em torno de

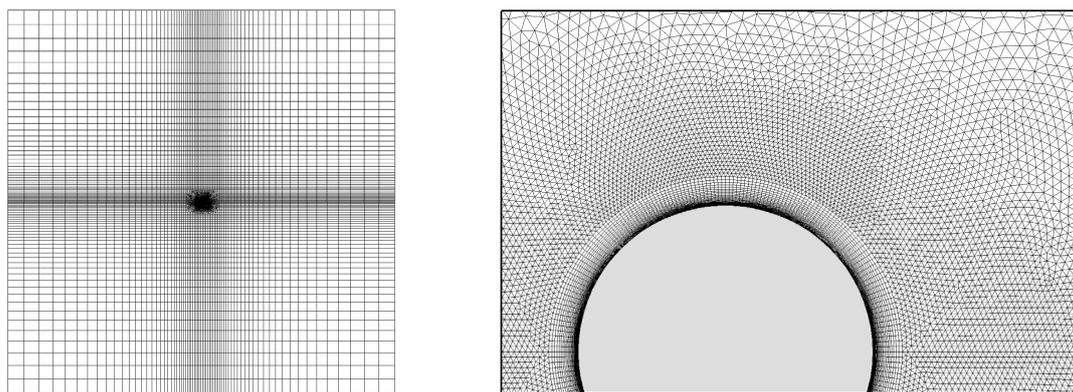


Fig. 2. Malha mista: vista global e nas proximidades do cilindro.

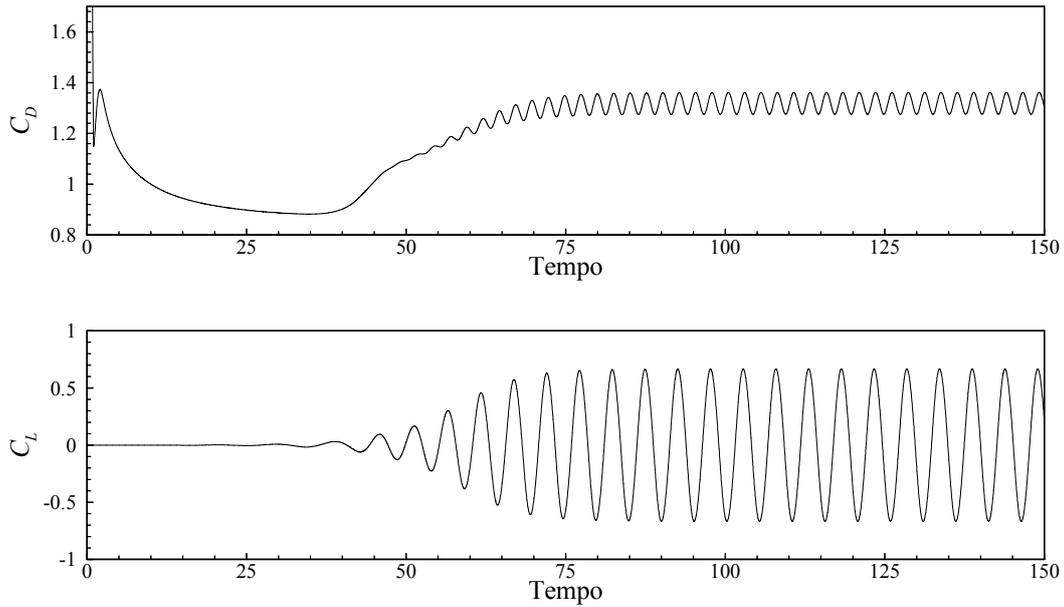
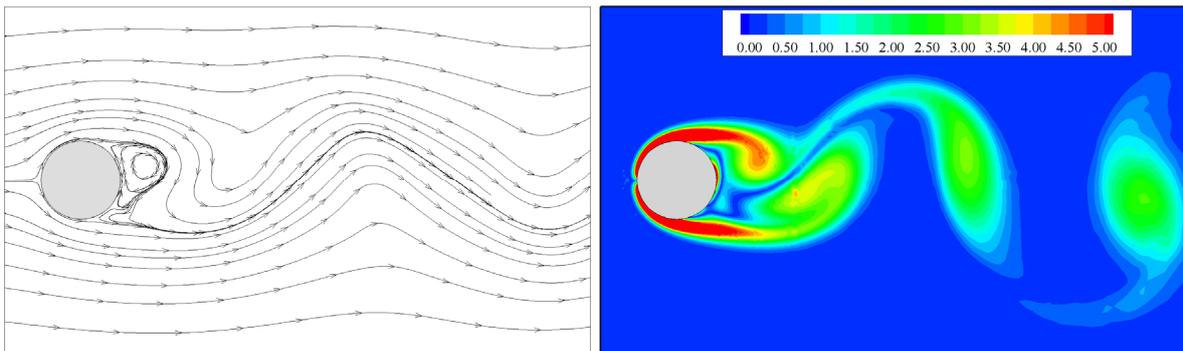
Tabela 1. Quantidades fundamentais para um cilindro isolado,  $Re=200$ .

Autores	$L/D$	$\overline{C_D}$	$C_{L,rms}$	$St$
Presente - FLUENT	150	1.3152	0.4708	0.1942
Presente - FullCReM	150	1.3162	0.4703	0.1947
Rosenfield [14]	30	1.3330	-	0.1970
Henderson [16]	28	1.3290	-	0.1970
Lange [10]	200	1.3250	-	0.1949
Podziech <i>et al.</i> [18]	200	1.3158	0.4712	0.1946
Podziech <i>et al.</i> [18]	500	1.3116	0.4692	0.1943
Didier [19]	140	1.3186	0.4712	0.1950
Didier [19]	500	1.3132	0.4691	0.1943

cilindros circulares [22, 33, 34, 35, 36]. O cilindro, de diâmetro  $D=1.0$  m, é discretizado por 280 nós com uma distância do primeiro nó à parede,  $e$ , definida como  $e/D=0.0002$ . A razão de crescimento dos elementos, que corresponde a distância entre nós sucessivos, é de  $r=1.2$  na direcção radial. A fronteira externa segue os critérios indicados na parte 2.3. A malha é assim composta de cerca de 35600 elementos. A Fig. 2 apresenta a malha e o pormenor da discretização nas proximidades do cilindro. A malha é mista, composta de três partes: i) uma malha estruturada, de tipo O, em torno do cilindro, para assegurar uma boa resolução numérica da camada limite; ii) uma malha não estruturada de triângulos em torno da camada limite que permite usar iii) uma malha cartesiana na zona exterior e conservar uma boa resolução na esteira do cilindro sem necessitar demasiados elementos.

A malha utilizada no programa FullCReM [22] é de tipo O, com as características apresentadas a seguir. As dimensões do domínio computacional são similares às do FLUENT, mas a fronteira exterior é de forma circular, com o cilindro localizado no centro. O cilindro é discretizado por 220 nós e o primeiro nó à parede é situado a  $e/D=0.001$ . A malha é composta por 31670 volumes de controlo.

Os resultados da presente simulação bem como os resultados obtidos por diferentes autores em relação ao coeficiente de arrasto médio,  $\overline{C_D}$ , ao coeficiente de sustentação  $rms$ , e o número de Strouhal,  $St$ , encontram-se na Tabela 1. A dimensão do domínio computacional é também indicada nesta tabela. Os resultados obtidos no presente estudo estão em muito bom acordo com os da literatura. Comparando os resultados obtidos com o FLUENT e o FullCReM, verifica-se que os erros relativos são inferiores à 0.25%, com um erro de 0.08, 0.1 e 0.25% para o  $\overline{C_D}$ ,  $C_{L,rms}$  e  $St$  respectivamente.

Fig. 3. Coeficiente de arrasto e de sustentação para  $Re=200$ .Fig. 4. Topologia do escoamento e vorticidade,  $Re=200$ .

A Fig. 3 apresenta a variação dos coeficientes de arrasto e sustentação no tempo, respectivamente. Como é possível observar, o regime periódico é atingido depois de um tempo não dimensional de 80. O regime periódico observado nas séries temporais dos esforços que actuam no cilindro circular corresponde ao desprendimento alternado de vórtices, ilustrado nas Figuras 4a e 4b através das linhas de corrente e da vorticidade a um instante, respectivamente.

Fica assim validado, para o presente estudo, o modelo numérico utilizado (esquemas, método de resolução, etc.), a malha mista, o passo de tempo seleccionado e os critérios de convergência para a resolução das não-linearidades.

#### 4. ANÁLISE DA REDUÇÃO DOS ESFORÇOS NUM CILINDRO CIRCULAR

A análise de redução de esforços é realizada usando dois cilindros de controlo pequenos, de diâmetro  $d=D/8$ , localizados na esteira do cilindro principal, simetricamente ao plano médio do cilindro principal. A posição dos cilindros de controlo é determinada pelas coordenadas  $(Xc/D, Yc/D)$ , onde  $Xc/D$  representa a distância entre o centro do cilindro principal e o centro do cilindro de controlo na direcção  $x_1$  e  $Yc/D$

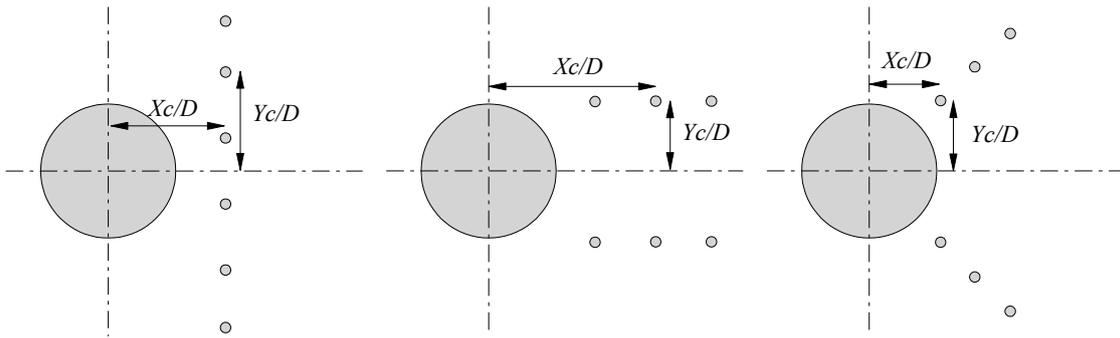


Fig. 5. Três direcções de variação da posição dos centros dos cilindros de controlo.

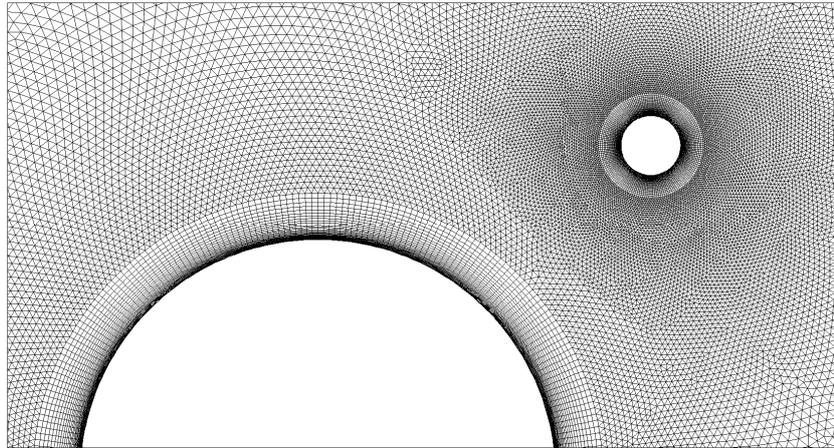


Fig. 6. Pormenor da malha mista em torno do cilindro principal e de um cilindro de controlo ( $Xc/D=0.7$ ,  $Yc/D=0.7$ ).

representa a distância entre o centro do cilindro principal e o centro do cilindro de controlo na direcção  $x_2$ . Todas as distâncias estão não dimensionalizadas pelo diâmetro do cilindro principal  $D$ .

Três direcções de variação da posição dos centros dos cilindros de controlo são estudadas, como indicado na Fig. 5, e descrito a seguir:

- Configuração A – Variação da posição dos cilindros de controlo transversalmente à direcção do escoamento: a abcissa é fixa ( $Xc/D=0.5$ ) e  $Yc/D$  varia entre 0.5 e 1.1.
- Configuração B – Variação da posição dos cilindros de controlo na direcção do escoamento: a abcissa varia entre 0.4 e 4.0 e a ordenada é fixa ( $Yc/D=0.6$ ).
- Configuração C – Variação segundo uma diagonal a  $45^\circ$  da direcção do escoamento: a abcissa e a ordenada variam simultaneamente,  $Xc/D=Yc/D$ .

O estudo como referido anteriormente é realizado para  $Re=200$ , por apresentar similitude com o regime sub-crítico. Para este número de Reynolds, a frequência de desprendimento dos vórtices, para um cilindro isolada, é similar à que se observa para Reynolds sub-crítico.

A malha utilizada tem as mesmas características da malha apresentada no caso de um cilindro isolado. No entanto, a malha é adaptada conforme a disposição dos cilindros de controlo, conservando em todos os casos uma discretização no espaço de forma a manter uma boa precisão dos resultados. Nessas condições, a malha, para a configuração ( $Xc/D=0.7$ ,  $Yc/D=0.7$ ) é constituída de cerca de 80000 elementos. A Fig. 6 apresenta um detalhe da malha nas proximidades do cilindro de controlo superior e do cilindro principal.

#### 4.1. Configuração A: Variação da posição dos cilindros de controlo transversalmente à direcção do escoamento

Na configuração A, a posição dos cilindros de controlo varia na direcção transversalmente ao do escoamento: a abcissa é fixa ( $X_c/D=0.5$ ) e  $Y_c/D$  varia entre 0.5 e 1.1.

Apresenta-se na Fig. 7a variação do coeficiente médio de arrasto e de sustentação, das flutuações destes coeficientes, assim como do número de Strouhal. Nas várias figuras apresentadas, a linha descontínua indica o valor relativo a um cilindro isolado (nos casos em que é possível) e a linha contínua indica o valor nulo.

A Fig. 7a apresenta a variação do coeficiente de arrasto médio em função de  $Y_c/D$ . Verifica-se que para a localização  $Y_c/D=0.5$ , para qual o cilindro de controlo é muito próximo do cilindro principal, o coeficiente de arrasto médio no cilindro principal apresenta valores ligeiramente superiores ao caso do cilindro isolado, cerca 0.8%. Este resultado foi encontrado também por Kuo *et al.* [2]. Vários factores contribuem para este resultado. Esta zona é extremamente instável e apresenta fortes gradientes de pressão aliados à formação de vórtices. No entanto esta formação de vórtices é perturbada pela presença dos cilindros de controlo o que se traduz por uma alteração significativa do escoamento entre os cilindros de controlo e o cilindro principal. Verifica-se nesta configuração que existe diferenças de pressões acentuadas nos lados opostos do cilindro, contribuindo assim para um coeficiente de arrasto superior ao do cilindro isolado. Na região entre  $0.6 < Y_c/D < 1.0$ , o coeficiente de arrasto médio é mais pequeno que o dum cilindro isolado. O arrasto médio atinge o seu mínimo para o valor de  $Y_c/D$  igual a 0.75. Para  $Y_c/D$  superior a 1.0, observa-se que o coeficiente de arrasto médio tende assintoticamente para o valor do cilindro isolado. Era de esperar este comportamento pois, a medida que a distância na direcção transversal entre os cilindros de controlo e o cilindro principal aumenta, a esteira é menos perturbada. Obviamente, o efeito de controlo se atenua com o aumento de  $Y_c/D$ . Em relação aos cilindros de controlo, verifica-se que os valores do coeficiente de arrasto médio são iguais o que se deve à simetria do escoamento. O afastamento progressivo dos cilindros de controlo com o cilindro principal se traduz por um aumento gradual da intensidade da velocidade incidente sobre os cilindros de controlo e provoca maiores esforços de arrasto.

A Fig. 7b apresenta o coeficiente de sustentação médio. É de notar que este coeficiente, para o cilindro principal, é nulo e por isso não é representado. A análise da variação da sustentação com  $Y_c/D$  permite verificar que existe um fenómeno de atracção e repulsão entre os cilindros de controlo e o cilindro principal em função da distância entre os cilindros. Quando os cilindros de controlo se encontram nas imediações do cilindro principal, existe uma força de repulsão entre os cilindros de controlo e o cilindro principal. A seguir e até à posição  $Y_c/D=0.8$ , exerce-se nos cilindros uma força de atracção. Nesta zona, o escoamento é relativamente estável e verifica-se que as estruturas fluidas nas proximidades do cilindro principal são relativamente estacionárias. Esta afirmação é ainda suportada pela queda acentuada do coeficiente de arrasto no cilindro principal, conforme observado na Fig. 7a. Para  $Y_c/D \sim 0.8$  nota-se de novo a inversão das forças nos dois cilindros de controlo. Para  $Y_c/D > 0.8$ , o efeito de repulsão aumenta gradualmente com o aumento do intervalo entre os cilindros.

Nas Figuras 7c e 7d observa-se uma variação similar do  $C_{D,rms}$  e  $C_{L,rms}$  para todos os cilindros. Existe uma redução dos coeficientes flutuantes até atingir um mínimo em torno de  $Y_c/D=0.7$ , seguindo de um aumento gradual em quanto a distância entre os cilindros aumenta. Verifica-se também que para  $Y_c/D=0.5$ , os esforços flutuantes são maiores e o  $C_{D,rms}$  do cilindro principal é superior ao do cilindro isolado, como foi observado também para o coeficiente de arrasto médio na Fig. 7a. Para  $Y_c/D=0.7$  os esforços flutuantes são aproximadamente nulos para o cilindro principal e os cilindros de controlo. Isto significa que o escoamento, nas proximidades do grupo de cilindros, é quase estacionário. Porém na Fig. 7e, observa-se que o  $St$  não é nulo (valor igual a 0.13). Isso implica que as respectivas esteiras, do cilindro principal e dos cilindros de controlo, apresentam oscilações apenas induzidas pela variabilidade da esteira. Para  $Y_c/D > 0.7$ , os esforços flutuantes aumentam. No entanto os valores de  $C_{D,rms}$  e  $C_{L,rms}$  são significativamente inferiores aos do cilindro isolado.

A Fig. 7e apresenta a variação do número de Strouhal em função de  $Y_c/D$ . O  $St$  é determinado por análise espectral a partir da série temporal do  $C_L$  dos respectivos cilindros. Nota-se que o  $St$  é o mesmo para os três cilindros. Este resultado verificou-se também no caso de cilindros em tandem, quer em

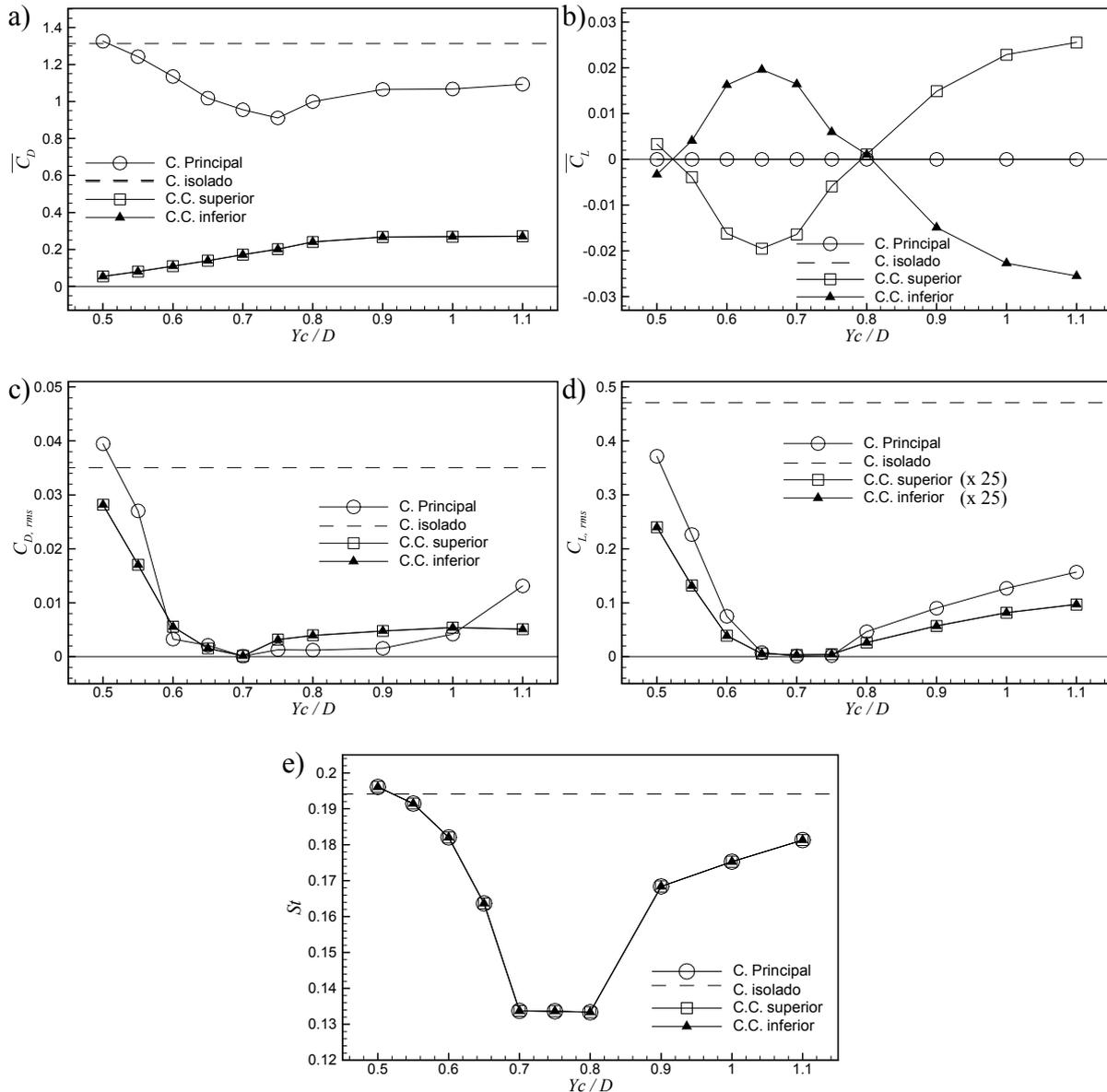
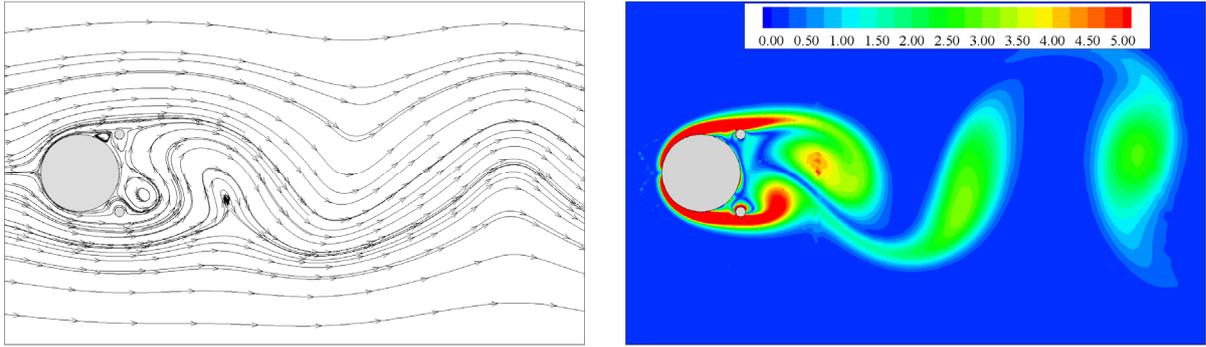


Fig. 7. Grandezas fundamentais: a) Coeficiente de arrasto médio; b) Coeficiente de sustentação média; c) Coeficiente de arrasto  $rms$ ; d) Coeficiente de sustentação  $rms$ ; e) Número de Strouhal.

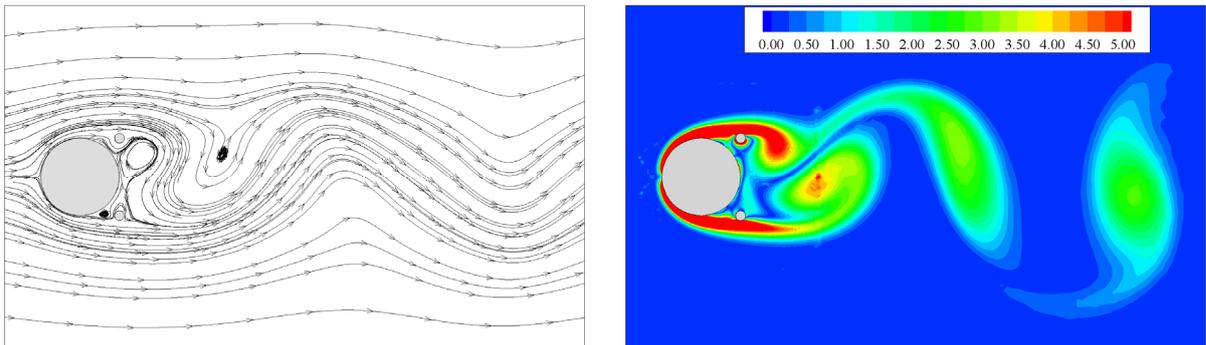
estudos numéricos [33, 35, 37, 38] quer em estudos experimentais [5, 39, 40, 41]. Como indicado anteriormente, a posição  $Y_c/D=0.5$  é desfavorável para o coeficiente de arrasto médio e as flutuações dos esforços. Para esta configuração o  $St$  é de 0.1961, um pouco superior ao de um cilindro isolado, 0.1942. O  $St$  apresenta valores mínimos para  $Y_c/D$  entre 0.7 e 0.8. Neste intervalo, o  $St$  está quase constante. Neste intervalo, estas posições correspondem às configurações que também apresentam esforços mínimos. Para  $Y_c/D$  superior a 0.8, o efeito de controlo diminui e o  $St$  tende para o valor de cilindro isolado.

As Figuras 8, 9 e 10 apresentam a topologia do escoamento (linhas de corrente e vorticidade) para as configurações  $Y_c/D=0.5$ ,  $Y_c/D=0.7$  e  $Y_c/D=0.8$ , respectivamente, para dois instantes de um período completo de desprendimento de vórtices, indicados por  $t=0T$  e  $t=T/2$ .

Na configuração  $Y_c/D=0.5$ , Fig. 8, observa-se que existem duas recirculações que se formam nas paredes do cilindro principal à volta de  $135^\circ$  do ponto de estagnação, entre a parede do cilindro principal e os respectivos cilindros de controlo. Estas recirculações aparecem e desaparecem consoante a posição da formação do vórtice principal que se forma a jusante do cilindro principal antes de desprender-se.

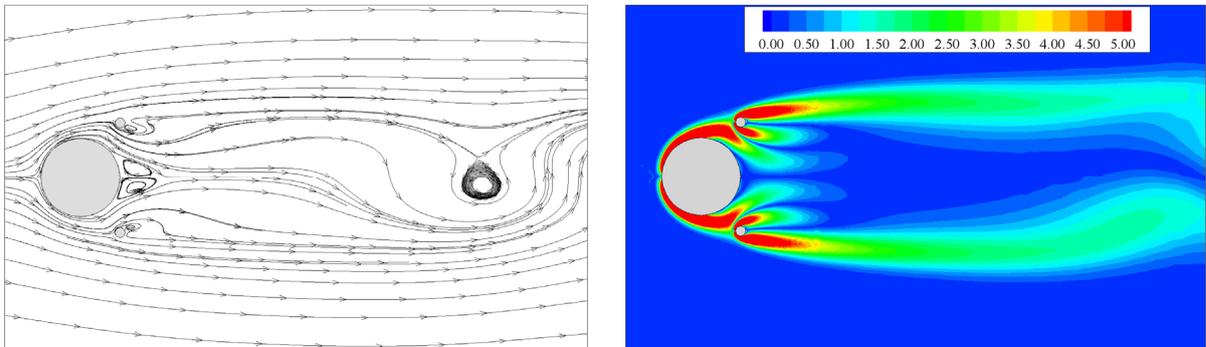


a) Tempo  $t=0T$ .

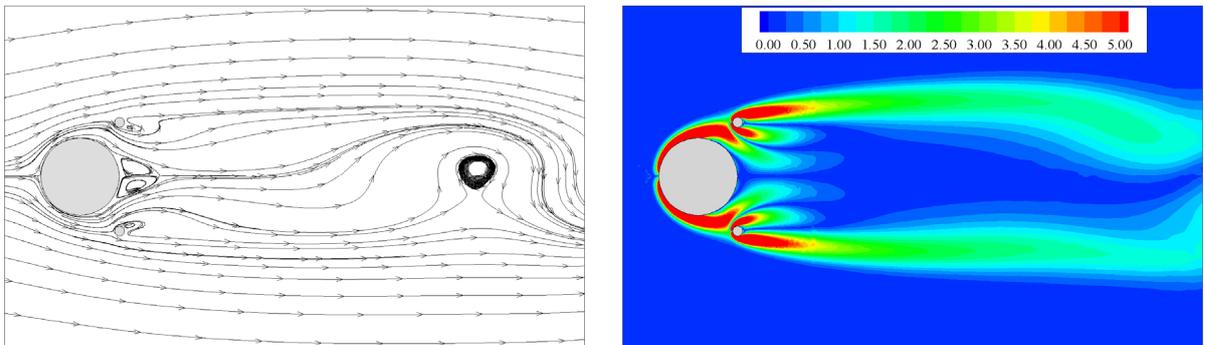


b) Tempo  $t=T/2$ .

Fig. 8. Topologia do escoamento e vorticidade para  $(X_c/D=0.5, Y_c/D=0.5)$ .



a) Tempo  $t=0T$ .



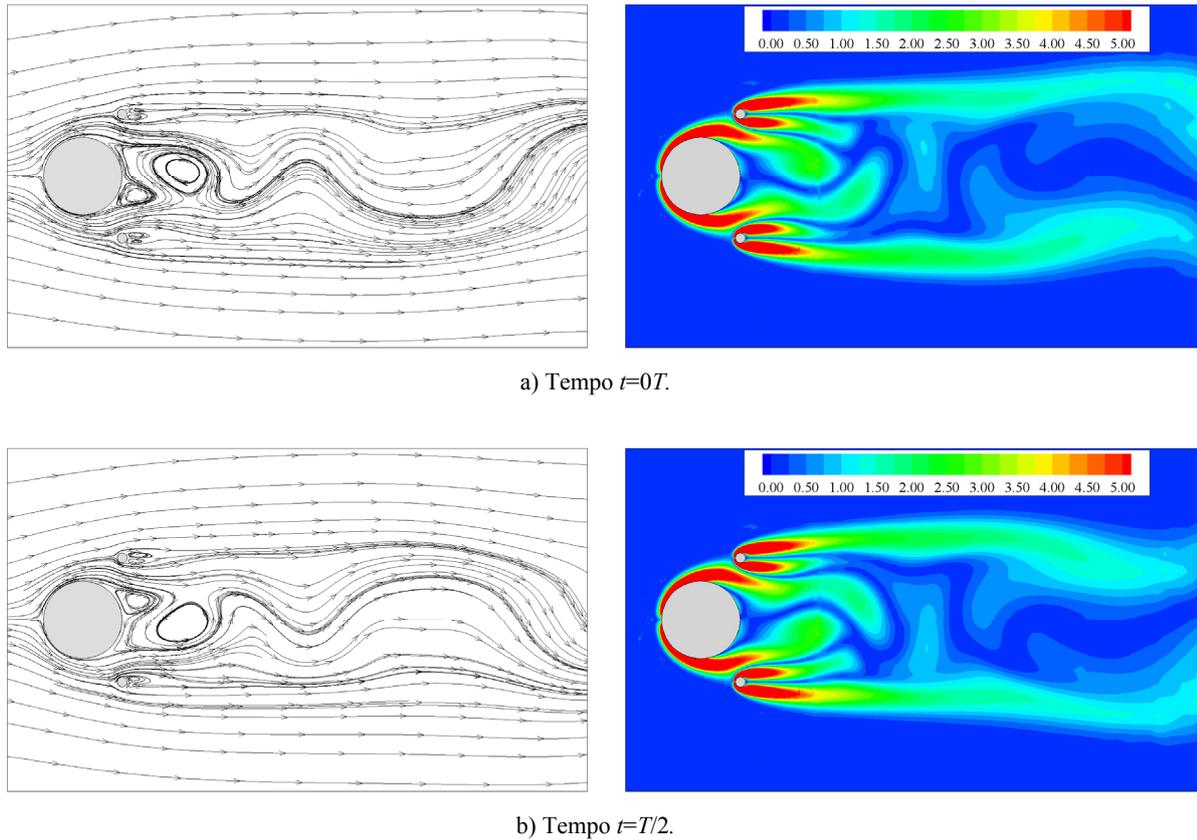


Fig. 10. Topologia do escoamento e vorticidade para  $(X_c/D=0.5, Y_c/D=0.8)$ .

A dimensão destas pequenas bolhas de recirculação atinge o seu máximo sempre em contra fase com a formação do vórtice principal. A pulsação destas bolhas de recirculação (formação / inibição) induz uma deslocação dos pontos de separação na superfície do cilindro em cerca de 2 graus. Isto explica os valores elevados das flutuações dos coeficientes de arrasto e sustentação para o cilindro principal. Nota-se igualmente que estas bolhas de recirculação não se separam do cilindro principal.

Na configuração  $Y_c/D=0.7$ , Fig. 9, forma-se uma estrutura simétrica, com duas bolhas de recirculação contra-rotativas relativamente estáveis, imediatamente na esteira do cilindro principal. Esta formação provoca um atraso na formação dos vórtices na esteira que se formam a uma distância de  $4.5D$  do cilindro principal. Devido à simetria do escoamento a jusante do cilindro, não existe oscilação nos pontos de separação, razão pela qual os esforços flutuantes tornam-se mínimos para todos os cilindros, inclusive no cilindro principal. O valor de  $C_{D,rms}$  é quase o mesmo para os três cilindros. A análise das Figuras 9a e 9b permite verificar também que o escoamento contorna os cilindros de controlo. Apenas se observa uma pequena recirculação que aparece e desaparece, não verificando-se desprendimento de vórtices.

Na configuração  $Y_c/D=0.8$ , Fig. 10, verifica-se que dois vórtices contra-rotativos, relativamente estáveis, se formam na esteira dos cilindros de controlo. O fluido que passa pelo espaço entre os cilindros de controlo e o cilindro principal induz, na esteira do cilindro principal, a formação de vórtices de maior comprimento e de menor intensidade, quando se compara à configuração  $(Y_c/D=0.5)$ . Os cilindros de controlo, que apresentavam um ponto de separação e outro de estagnação para as configurações anteriores, apresentam dois pontos de separação com duas bolhas de recirculação compridas e relativamente estacionárias na sua esteira, resultando assim numa sustentação média quase nula, como se pode verificar na Fig. 7b.

Em conclusão, a adição de cilindros de controlo provoca sempre um ligeiro aumento de pressão na zona da esteira, o que implica um coeficiente de arrasto sempre menor que o de um cilindro isolado, excepto para a configuração  $Y_c/D=0.5$  onde o coeficiente de arrasto é um pouco maior que o de um cilindro isolado.

#### 4.2. Configuração B: Variação da posição dos cilindros de controlo na direcção do escoamento

A segunda análise, configuração B, consiste em manter  $Yc/D=0.6$  e variar a posição das abcissas dos dois cilindros de controlo.

A posição dos cilindros de controlo induz uma interacção directa com a camada deslizante proveniente do cilindro principal. Assim previu-se que, neste caso, a influência dos cilindros de controlo seja sentida para distâncias maiores (entre o cilindro principal e os cilindros de controlo) do que na configuração A.

Na Fig. 11 é apresentado a variação das grandezas fundamentais no cilindro principal e nos dois cilindros de controlo em função da distância  $Xc/D$ .

Observa-se nas Figuras 11a até 11e um salto relativamente abrupto de todas as grandezas fundamentais, no cilindro principal e nos cilindros de controlo, que se produz no intervalo  $Xc/D$  entre 2.7 e 2.8. Esta distância corresponde a uma distância crítica,  $Lc$ , na qual ocorre uma transição de regime no escoamento, como será analisado em detalhe mais adiante.

Quando os cilindros de controlo encontram-se próximos do cilindro principal, ou seja para  $Xc/D \sim 0.5$ , o coeficiente de arrasto médio do cilindro principal é um pouco superior ao de um cilindro isolado. Os coeficientes de arrasto e de sustentação *rms* também apresentam um valor elevado, porém inferiores ao de um cilindro isolado. Para os cilindros de controlo a tendência é a mesma.

No intervalo  $Xc/D \sim 0.5$  até 2.7, o coeficiente de arrasto médio no cilindro principal, tal como o  $C_{D,rms}$  e  $C_{L,rms}$ , são relativamente constantes e independentes da distância entre os cilindros de controlo e o cilindro principal. Contudo o  $C_{D,rms}$  para os cilindros de controlo aumenta regularmente com o aumento da distância entre o cilindro principal e os cilindros de controlo. A análise do coeficiente de sustentação médio permite concluir que uma força atractiva actua sobre os cilindros de controlo. Verifica-se ainda que o  $C_{L,rms}$  é quase nulo.

No intervalo  $Xc/D=2.7$  até 2.8, acontece uma variação abrupta de todos os coeficientes. Para o cilindro principal, o coeficiente de arrasto médio aumenta para quase o valor de um cilindro isolado, sendo ligeiramente inferior. Já o  $C_{D,rms}$  e  $C_{L,rms}$  aumentam consideravelmente, de um valor aproximadamente nulo até a um valor pouco inferior ao de um cilindro isolado. É de salientar que o valor do  $C_{D,rms}$  ultrapassa o valor do  $C_{D,rms}$  do cilindro principal (e de um cilindro isolado), mas que a transição de regime é progressiva, contrariamente ao  $C_{L,rms}$  que apresenta uma descontinuidade nesta mudança de regime. Para os cilindros de controlo existe igualmente um salto nos valores dos coeficientes.

Finalmente, para  $Xc/D > 2.8$ , os coeficientes de arrasto médio, o  $C_{D,rms}$  e  $C_{L,rms}$  no cilindro principal tendem para os valores de um cilindro isolado. Para os cilindros de controlo a situação é um pouco diferente, pois os dois cilindros encontram-se na esteira do cilindro principal. A esteira é constituída por vórtices desprendidos do cilindro principal que interagem com os cilindros de controlo. Os dois cilindros de controlo sofrem assim uma grande variação no campo de velocidades e de pressão. Nota-se que para  $Xc/D=4.0$ , a força de sustentação média é repulsiva.

Na Fig. 11e apresenta-se o número de Strouhal para os três cilindros, obtidos a partir das respectivas séries temporais do coeficiente de sustentação. O número de Strouhal é idêntico para os três cilindros e é sempre inferior ao de um cilindro isolado. O mínimo é obtido para  $Xc/D=2.7$ , antes da transição de regime. Observa-se também um salto abrupto no número de Strouhal para esta distância crítica. Para valores de  $Xc/D > 2.8$ , o número de Strouhal tende para os valores de um cilindro isolado.

Existe uma analogia forte com a configuração de dois cilindros circulares de mesmo diâmetro em tandem. Neste caso, existe uma distância crítica entre os cilindros para a qual se verifica também uma mudança de regime no escoamento, que se traduz por uma variação abrupta das grandezas fundamentais (valor médio, *rms* e *St*). Esta distância, para  $Re=200$ , é igual a  $4D$  [35, 38]. O mesmo valor foi obtido por Alam *et al.* [40] em regime sub-crítico. A distância crítica está intimamente ligada ao número de Strouhal, e por esta razão, a distância crítica em regime laminar e em regime sub-crítico são similares ( $St=0.2$  para  $Re=200$  e  $St=0.23$  para números de Reynolds sub-críticos), mesmo se para  $Re=200$  o escoamento é bidimensional em vez que é tridimensional para números de Reynolds sub-críticos. É assim razoável extrapolar os resultados do presente estudo a escoamentos sub-críticos, podendo assim estimar que a distância crítica, ou seja, a transição de regime ocorre para uma distância entre o cilindro principal e os cilindros de controlo na direcção do escoamento na ordem de 2.7-2.8D.

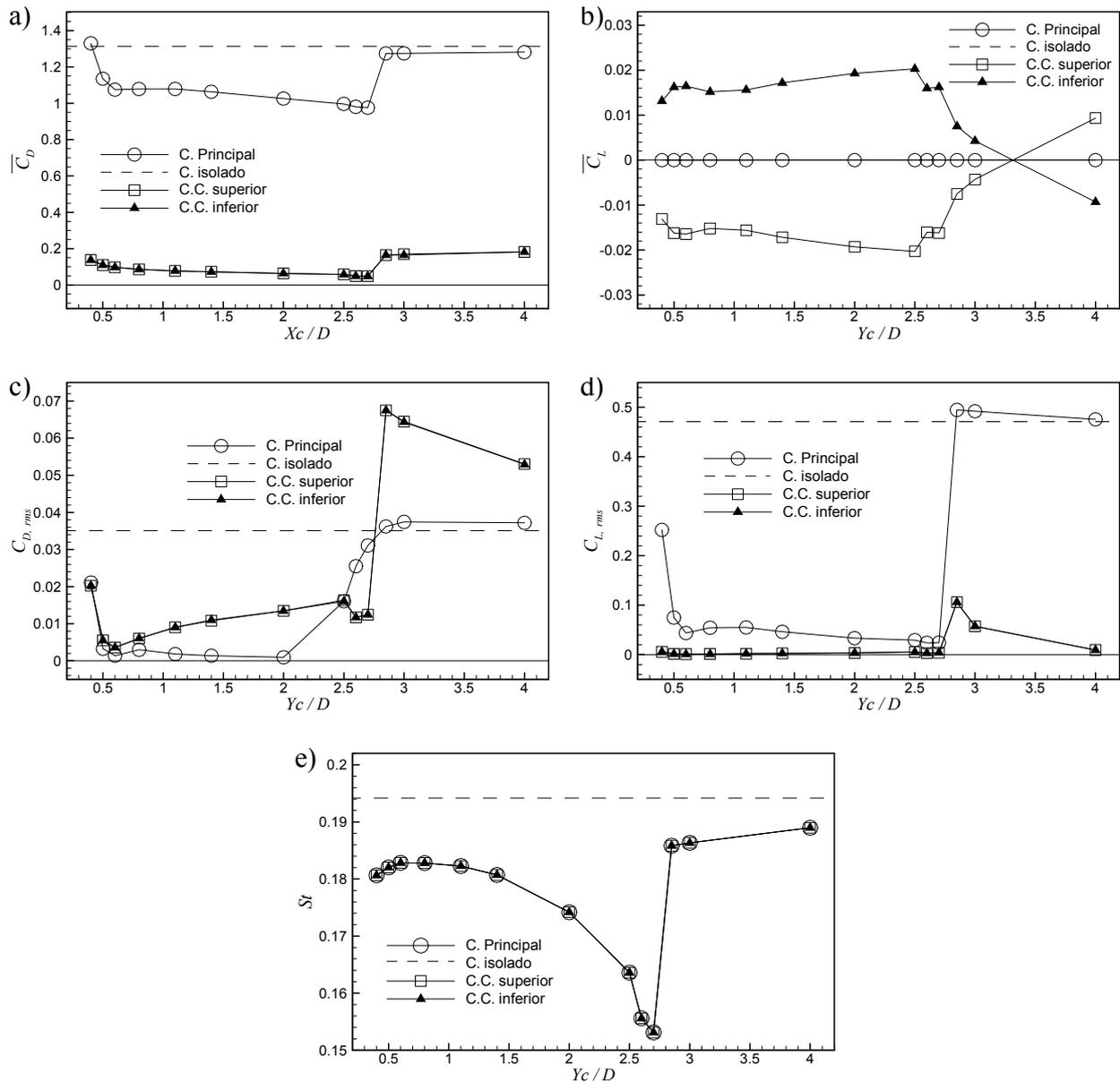
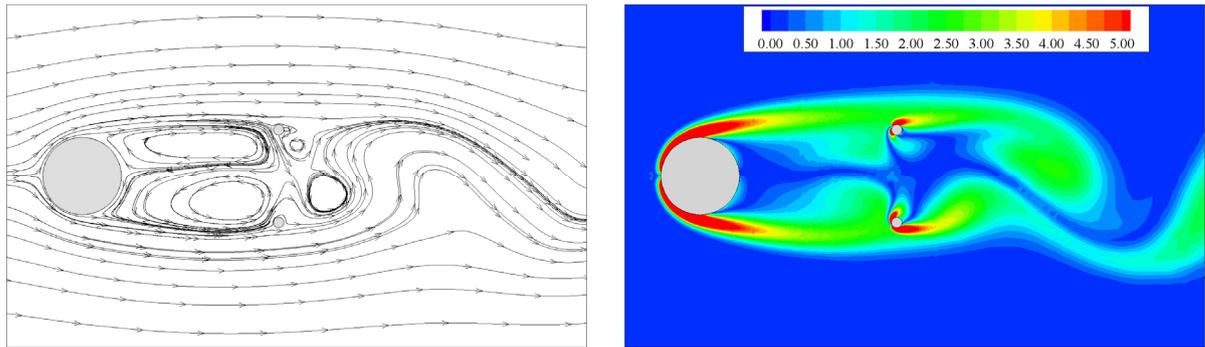


Fig. 11. Grandezas fundamentais: a) Coeficiente de arrasto médio; b) Coeficiente de sustentação média; c) Coeficiente de arrasto rms; d) Coeficiente de sustentação rms; e) Número de Strouhal.

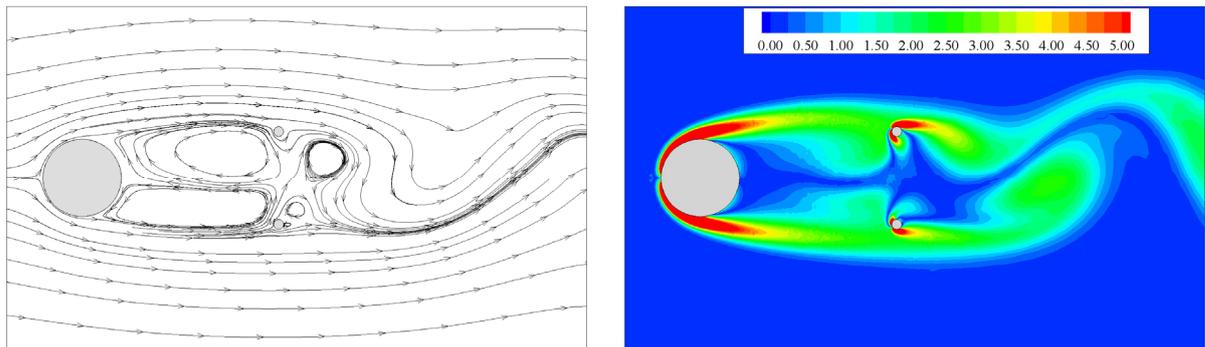
Em termos da eficácia do controlo passivo da esteira e dos esforços, pode-se inferir que a adição de cilindros de controlo provoca no cilindro principal uma sustentação em média nula e um arrasto sempre inferior ao de um cilindro isolado. A zona da esteira na qual se produz esta redução de esforços no cilindro principal, cobre uma gama de cerca de duas vezes o diâmetro do cilindro principal.

O escoamento na zona de transição é analisado para  $X_c/D=2.5$  e  $X_c/D=3.0$ , nas Figuras 12 e 13 respectivamente, ou seja, antes e depois da transição de regime, através da representação das linhas de corrente e da vorticidade, para dois instantes de um período completo de desprendimento de vórtices.

Na primeira configuração,  $X_c/D=2.5$ , Fig. 12, as camadas deslizantes emitidas do cilindro principal são capturadas pelas paredes dos cilindros de controlo, não havendo assim um desprendimento efectivo de vórtices na esteira do cilindro principal. Os vórtices são efectivamente bloqueados entre o cilindro principal e os cilindros de controlo. A análise da vorticidade mostra que uma parte da vorticidade fica presa na zona entre os cilindros de controlo e o cilindro principal e outra parte junta-se com os vórtices que estão em formação a jusante dos cilindros de controlo. A esteira é formada portanto por uma combi-

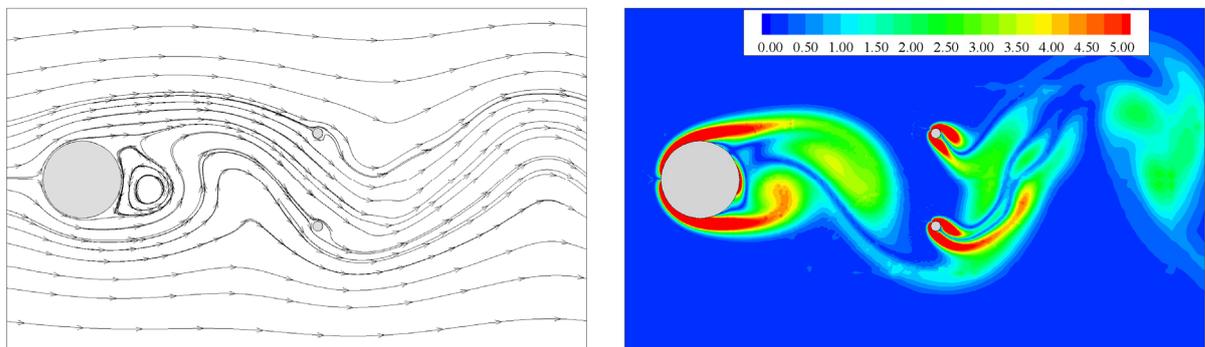


a) Tempo  $t=0T$ .

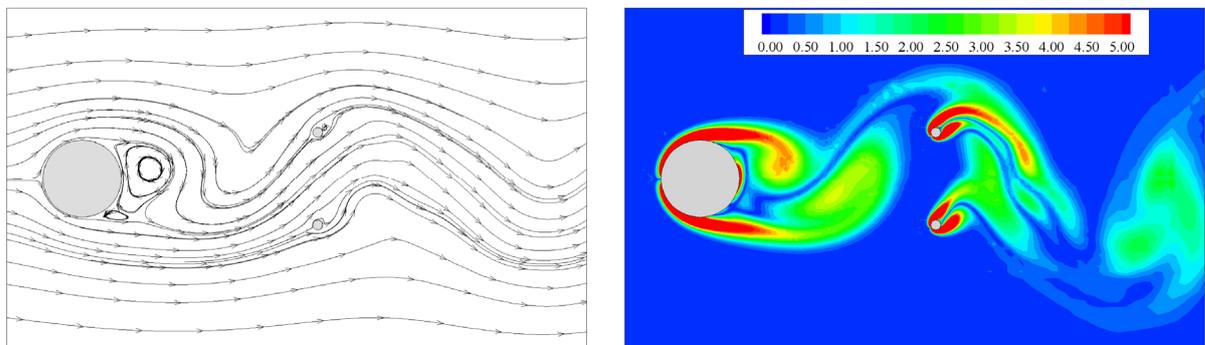


b) Tempo  $t=T/2$ .

Fig. 12. Topologia do escoamento e vorticidade para  $(Xc/D=2.5, Yc/D=0.6)$ .



a) Tempo  $t=0T$ .



b) Tempo  $t=T/2$ .

Fig. 13. Topologia do escoamento e vorticidade para  $(Xc/D=3.0, Yc/D=0.6)$ .

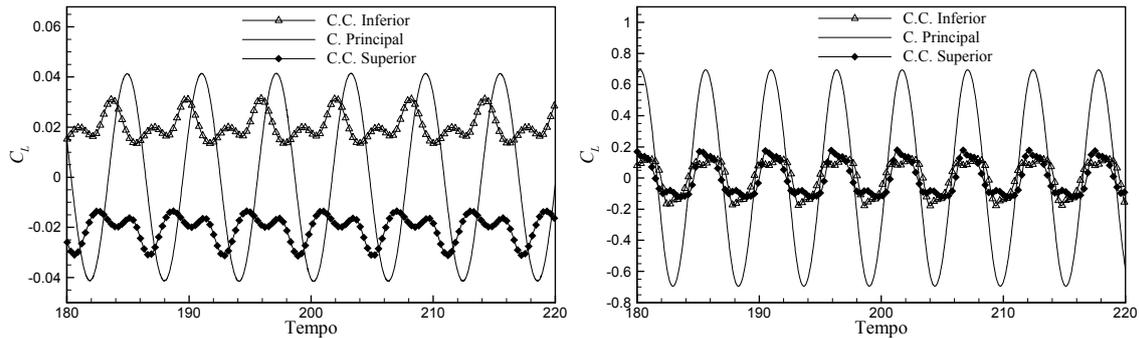


Fig. 14. Coeficiente de sustentação para a configuração  $(X_c/D=3.0, Y_c/D=0.6)$  e  $(X_c/D=2.5, Y_c/D=0.6)$ .

nação de vórtices de um dos cilindros de controlo com alguma vorticidade proveniente das camadas deslizantes do cilindro principal.

Na segunda configuração,  $X_c/D=3.0$ , Fig. 13, o escoamento é totalmente alterado. A distância entre os cilindros permite que os vórtices se libertem do cilindro principal formando a esteira clássica de vórtices. Os vórtices libertados interagem com os cilindros de controlo. Assim, a esteira, a jusante dos cilindros de controlo, resulta da conjugação do desprendimento dos vórtices do cilindro principal e dos cilindros de controlo. Pode-se verificar que a vorticidade gerada pelos cilindros de controlo apresenta uma ligeira defasagem.

Os mecanismos que levam a uma redução de esforços no cilindro principal, a transição de regime e a alteração dos esforços, são claramente evidenciados nas Figuras 12 e 13. Existe uma estrutura que se forma entre os cilindros, na primeira configuração, para  $X_c/D=2.5$ , que se caracteriza por apresentar duas bolhas de recirculação quase estacionárias e contra-rotativas. A criação de uma zona relativamente estável, em termos de gradientes de velocidade, à volta do cilindro principal, bem como uma variação pequena dos pontos de separação na superfície do cilindro principal, proporcionam um coeficiente de arrasto baixo. Esta estabilidade assegura que os esforços flutuantes não são intensos. A emissão dos vórtices se processa apenas a jusante dos cilindros de controlo. O salto observado nos esforços, Figuras 11a até 11e, se produz quando a estrutura simétrica desaparece e que se inicia o desprendimento de vórtices na esteira imediata do cilindro principal.

A Fig. 14 apresenta a série temporal do coeficiente de sustentação para os três cilindros e as configurações  $(X_c/D=2.5, Y_c/D=0.6)$  e  $(X_c/D=3.0, Y_c/D=0.6)$ . As séries temporais da variação dos coeficientes para as duas configurações revelam que o cilindro principal sofre uma flutuação de esforços sempre com uma única frequência. Não é o caso dos cilindros de controlo onde se verifica uma oscilação dos esforços em múltiplas frequências, devido provavelmente à conjugação da interacção com os vórtices oscilantes, presos entre o cilindro principal e os cilindros de controlo, e a formação e o desprendimento dos vórtices na esteira.

#### 4.3. Configuração C: Variação da posição dos cilindros de controlo segundo uma diagonal a 45° da direcção do escoamento

A variação da posição dos cilindros de controlo segundo a diagonal, com  $X_c=Y_c$ , permite contemplar o efeito conjugado das deslocações dos cilindros de controlo segundo a direcção do escoamento e a direcção transversal. A distância entre o centro do cilindro principal e os centros dos cilindros de controlo é representado por  $l$ , com  $l=(X_c^2+Y_c^2)^{1/2}/D$ .

As Figuras 15a até 15e apresentam as grandezas fundamentais nos cilindros em função da distância  $l$ .

A evolução das grandezas fundamentais em função da distância entre o cilindro principal e os cilindros de controlo é similar à observada para a configuração A (variação transversal da posição dos cilindros de controlo). Isto sugere que os esforços seguem uma evolução em que a contribuição da distância na direcção transversal é provavelmente mais determinante que a distância na direcção do escoamento (no caso dos cilindros de controlo ficar perto do cilindro principal).

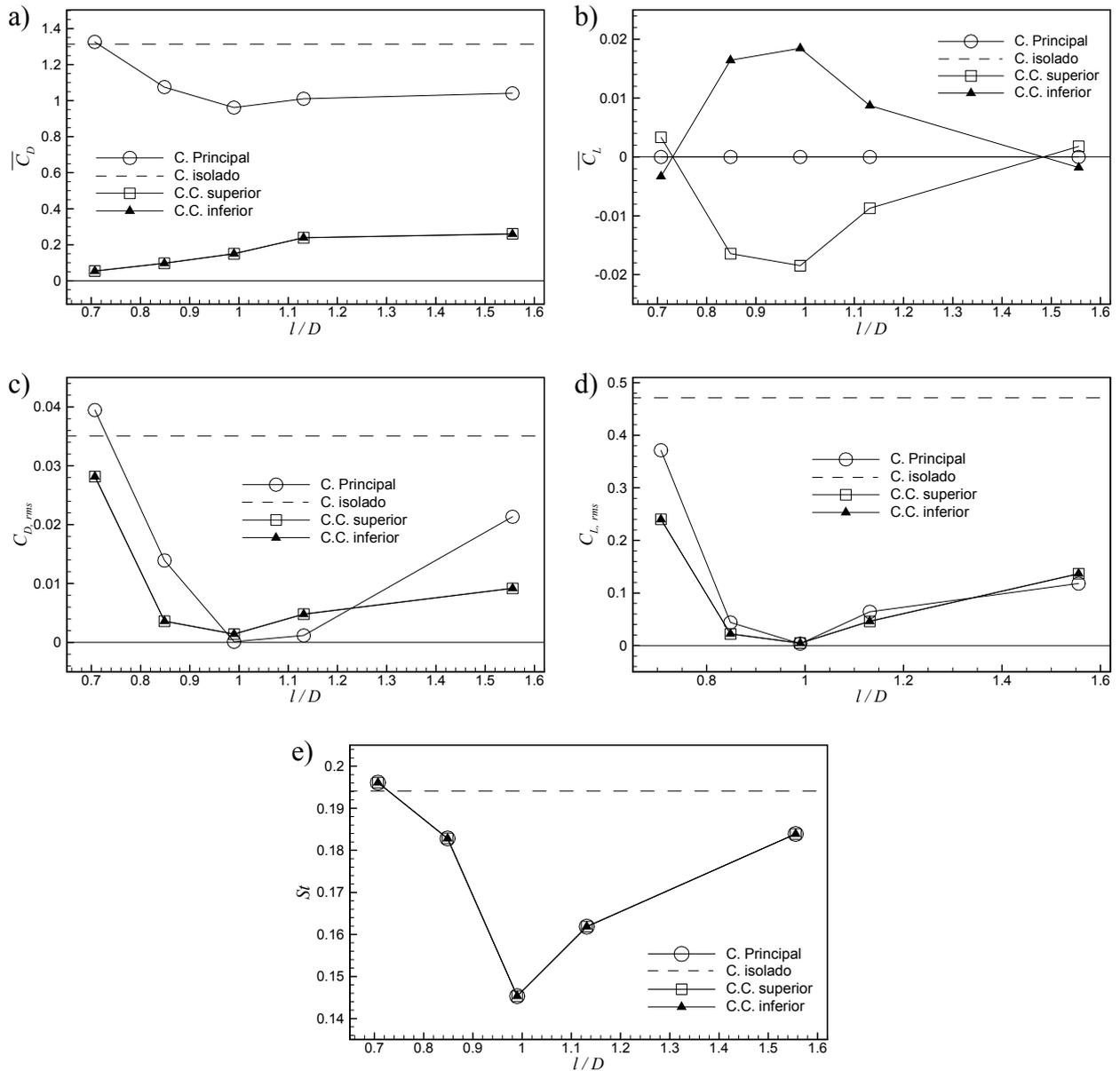
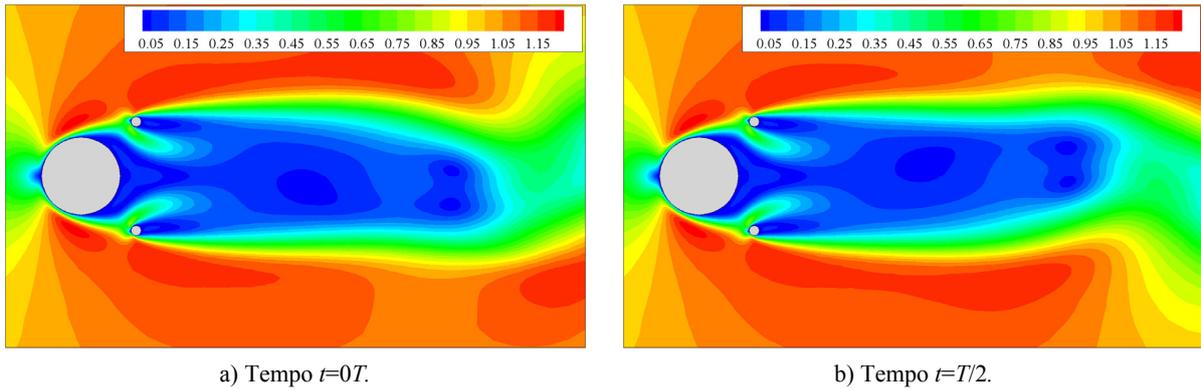
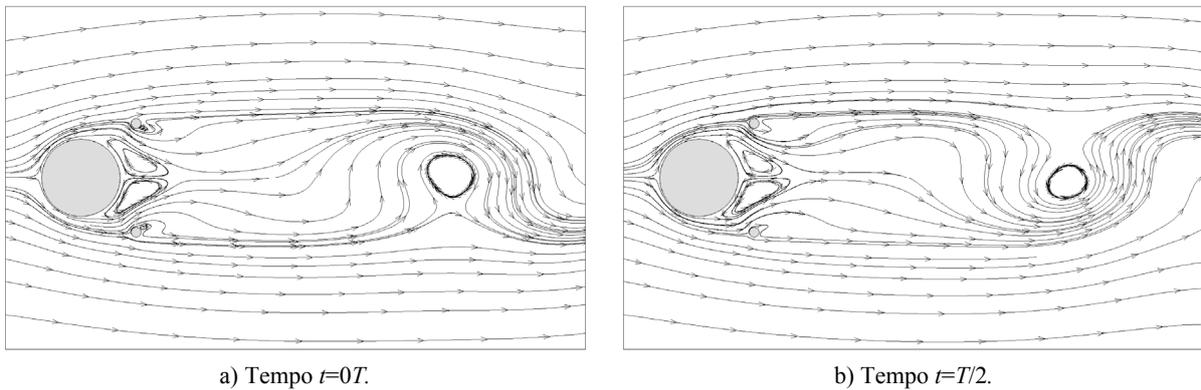
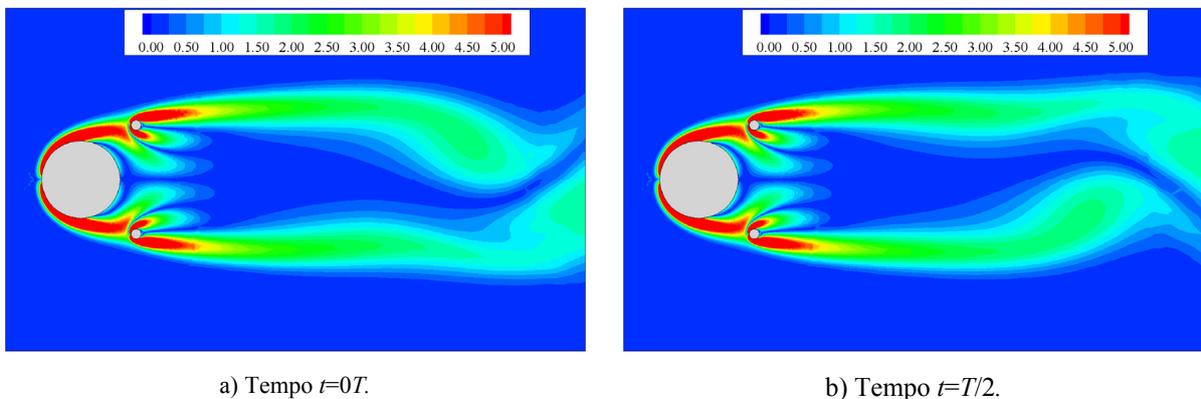


Fig. 15. Grandezas fundamentais: a) Coeficiente de arrasto médio; b) Coeficiente de sustentação média; c) Coeficiente de arrasto rms; d) Coeficiente de sustentação rms; e) Número de Strouhal.

O coeficiente de arrasto médio no cilindro principal, Fig. 15a, diminui inicialmente com o aumento da distância, sendo que para os cilindros de controlo o coeficiente de arrasto médio aumenta. Este comportamento foi também observado quando variou-se a distância entre cilindros segundo a direcção transversal. O valor dos esforços é muito semelhante, levando à conclusão que o aumento da distância na direcção transversal  $x_2$  tem um efeito mais determinante do que o aumento da distância na direcção  $x_1$ . Assim, o efeito de controlo perde-se rapidamente com o aumento da distância e não se verifica um controlo eficaz como observado na configuração B (variação da posição dos cilindros de controlo com a direcção do escoamento, com  $Yc/D=0.6$ ).

A Fig. 15b apresenta o coeficiente de sustentação média dos cilindros de controlo. Inicialmente, uma força de atracção actua nos cilindros. A seguir, no intervalo  $0.7 < l/D < 1.56$ , a força é de repulsão. Para  $l/D \sim 1.56$ , a força é de novo de atracção. O cilindro principal induz uma força de repulsão quando os cilindros de controlo são próximos (exceptuando a primeira posição) e de atracção quando se encontram a

Fig. 16. Intensidade da velocidade para  $l/D=1.0$ .Fig. 17. Linhas de corrente para  $l/D=1.0$ .Fig. 18. Vorticidade para  $l/D=1.0$ .

uma distância superior a  $\sim 1.56D$ . Este comportamento é inesperado pois nos dois estudos anteriores, os esforços são de atracção na zona próxima do cilindro principal e de repulsão longe do cilindro principal.

Para os coeficientes de  $C_{D,rms}$  e  $C_{L,rms}$  nota-se que, para os três cilindros, o mínimo é atingido para  $l/D=1.0$ . Os valores são sempre bem inferiores ao valor do cilindro isolado. Como referido nas outras secções, quando os cilindros de controlo estão muito próximos do cilindro principal os coeficientes são maiores do que para as outras posições, particularmente o coeficiente de arrasto médio e *rms* dos cilindros de controlo e do cilindro principal.

A Figura 15e, apresenta a variação do  $St$  em função a distância  $l/D$ . No início, os valores são elevados mas decrescem até atingirem um mínimo para  $l/D=1.0$ . Para distâncias superiores a 1.0, o número de  $St$  tende para o valor de um cilindro isolado e o efeito de controlo se atenua.

Analisa-se nas Figuras 16, 17 e 18 a intensidade da velocidade, a topologia do escoamento e a intensidade da vorticidade, respectivamente, para a configuração  $l/D=1.0$ , para determinar o mecanismo que induz à redução dos esforços. A análise das Figuras 16 até 18 permite verificar que, como nas configurações anteriores (Configuração A e B), a diminuição dos esforços nos cilindros está intimamente ligada à estruturas que se formam na esteira do cilindro principal. Na Fig. 16, pode-se verificar que a intensidade da velocidade na esteira do conjunto dos cilindros é muito reduzida. As Figuras 17 e 18 permitem ainda verificar a simetria do escoamento e a relativa estabilidade na zona a jusante dos cilindros de controlo. Na Fig. 17, os jactos que se formam na zona entre os cilindros de controlo e o cilindro principal são direccionados no eixo do cilindro, para finalmente alinhar-se com o escoamento e rapidamente perder a sua intensidade. Os jactos provenientes das camadas deslizantes, que passam na zona exterior dos cilindros de controlo, possuem vorticidade suficiente para gerar vórtices longe dos cilindros, à volta de uma distância de  $5D$  a jusante do cilindro principal. Relativamente à topologia do escoamento, é evidente que as duas recirculações, simétricas e contra-rotativas, favorecem a redução de esforços no cilindro principal. Observa-se também uma similitude com a configuração ( $X_c/D=2.5$ ,  $Y_c/D=0.6$ ).

**4.4. Análise dos esforços totais**

Foram analisadas nas secções anteriores a evolução das grandezas fundamentais nos três cilindros, para várias posições dos cilindros de controlo. Verificou-se que, para quatro das configurações analisadas, os esforços são mínimos. No entanto, é interessante verificar qual é a resposta, em termos de esforços, do conjunto de cilindros, analisando os esforços na estrutura total (constituída por: cilindro principal e dos dois cilindros de controlo).

A Fig. 19 esquematiza as quatro configurações para as quais se obteve esforços mínimos. A localização dos cilindros de controlo correspondente encontra-se indicada na Tabela 2.

Os esforços parciais e totais, para estas quatro configurações, são apresentados na tabela 2, comparando com os de um cilindro isolado. O esforço total de arrasto,  $C_{D,total}$ , corresponde à soma dos coeficientes de

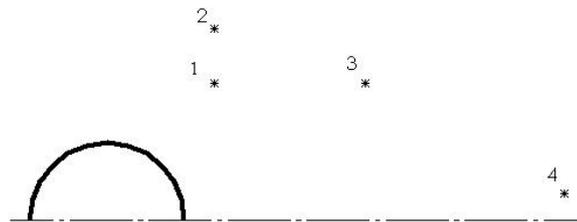


Fig. 19. Localização dos cilindros de controlo das quatro configurações analisadas.

Tabela 2. Esforços sobre os três cilindros (principal e de controlo) e um cilindro isolado.

Configuração	( $X_c/D, Y_c/D$ )	Cilindro	$\overline{C_D}$	$C_{D,rms}$	$C_{L,rms}$	$C_{D,total}$
1	(0.5, 0.7)	Cil. controlo	0.1719	0.00016	0.00014	1.299
		Cil. principal	0.9552	0.00010	0.00102	
2	(0.5, 0.8)	Cil. controlo	0.2403	0.00339	0.00106	1.480
		Cil. principal	0.9992	0.00122	0.04642	
3	(0.7, 0.7)	Cil. controlo	0.1499	0.00143	0.00020	1.263
		Cil. principal	0.9613	0.00011	0.00360	
4	(2.5, 0.6)	Cil. controlo	0.0581	0.01606	0.00536	1.140
		Cil. principal	0.9965	0.01724	0.02924	
-	-	Cil. isolado	1.3152	0.03490	0.47083	1.315

arrasto dos três cilindros.

A colocação de cilindros de controlo na esteira do cilindro principal permite reduzir o coeficiente de arrasto médio não só no cilindro principal mas também na totalidade da estrutura (cilindro principal e os dois cilindros de controlo).

A configuração 4 proporciona a maior redução do coeficiente de arrasto médio, com uma redução na estrutura de 15.4%.

Para a configuração 3, a redução do coeficiente de arrasto médio é apenas de 4%. No entanto esta configuração é mais interessante que a anterior, de um ponto de vista de engenharia, pois a proximidade dos cilindros facilita a implementação do dispositivo de controlo.

A análise das quatro configurações permite verificar que o coeficiente de sustentação *rms*, no cilindro principal e nos dois cilindros de controlo, é sempre fortemente reduzido comparando ao de um cilindro isolado. O coeficiente de sustentação *rms* para um cilindro isolado é de 0.47. O dispositivo passivo de controlo da esteira permite uma redução do coeficiente de sustentação *rms* no cilindro principal de pelo menos uma ordem de grandeza no pior caso, ( $X_c/D=0.5$ ,  $Y_c/D=0.8$ ), com um valor de 0.046. Os coeficientes de arrasto *rms* dos cilindros de controlo apresentam também valores muito pequenos, com um valor de 0.00143 para a configuração 3, por exemplo.

Assim, a colocação de cilindros pequenos na esteira de um cilindro principal permite reduzir os esforços não só no cilindro principal mas também na estrutura total. O coeficiente de arrasto médio não é significativamente reduzido, com apenas 15% no melhor caso comparando com o cilindro isolado (configuração 3). No entanto, os coeficientes *rms* são fortemente diminuídos, como é o caso da configurações 1 e 3, particularmente os coeficientes *rms* de sustentação onde se verifica uma redução da intensidade das flutuações que actuam no cilindro principal de três ordens de grandeza

## 5. CONCLUSÕES

O presente trabalho apresenta um estudo numérico bidimensional da interacção entre um conjunto de três cilindros com um escoamento incidente laminar e uniforme. O conjunto dos três cilindros é constituído por um cilindro principal e de dois cilindros de controlo localizados simetricamente na esteira do cilindro principal. Pretende-se definir os esforços resultantes no cilindro principal e no conjunto, com a variação da posição dos dois cilindros de controlo. Esta forma de controlo dos esforços é conhecida na literatura por controlo passivo da esteira.

As simulações numéricas para o presente estudo foram realizadas para um número de Reynolds de 200, variando a posição dos cilindros de controlo de diâmetro  $D/8$ , posicionados simetricamente na esteira do cilindro principal de diâmetro  $D$ . Várias simulações foram feitas segundo três direcções.

A variação de posição dos cilindros de controlo na direcção do escoamento permitiu descobrir que o efeito de controlo prolonga-se até  $2.7-2.8D$  do cilindro principal e que existe uma distância crítica para a qual a topologia do escoamento muda totalmente assim que os esforços. Para distâncias entre os cilindros inferiores à distância crítica, os esforços flutuantes são significativamente menor que os de um cilindro isolado. Após a distância crítica, os esforços flutuantes atingem valores superiores aos valores de um cilindro isolado. Observa-se um comportamento similar na configuração de dois cilindros, de mesmo diâmetro, em tandem e alinhados segundo a direcção do escoamento. Para este tipo de configuração, a distância crítica é de  $4D$ , para um número de Reynolds de 200.

A adição dos cilindros de controlo induz geralmente um coeficiente de arrasto médio mais pequeno relativamente ao valor de um cilindro isolado. A presença de dois cilindros de controlo na esteira do cilindro principal provoca um aumento de pressão nas zonas próximas ao cilindro principal, o que favorece a redução do coeficiente de arrasto médio. O coeficiente *root-mean-square* de arrasto e de sustentação estão directamente ligados à pressão nas zonas ao redor do cilindro principal: quanto maior as variações de pressão maior os valores dos coeficientes.

Quando a distância entre os centros dos cilindros de controlo e o centro do cilindro principal é  $0.7D$  na direcção do escoamento e  $0.7D$  na direcção transversal ao escoamento, o coeficiente de arrasto médio do cilindro principal é reduzido de 27%, mas, considerando a estrutura total, a redução de arrasto médio é de apenas de 4%. No entanto para esta configuração, os coeficientes *root-mean-square* de arrasto e de

sustentação são fortemente reduzidos, 0.0001 e 0.0036, respectivamente, comparando os de um cilindro isolado, 0.035 e 0.47, respectivamente, o que corresponde a uma redução da intensidade das flutuações que actuam no cilindro principal de três ordens de grandeza. De um ponto de vista de engenharia, esta configuração é a mais interessante pois a proximidade dos cilindros de controlo ao cilindro principal facilita a implementação do dispositivo de controlo.

A análise do escoamento permitiu identificar quatro modos distintos de emissão de vórtices:

- Se o espaçamento entre o cilindro principal e os cilindros de controlo for pequeno, observa-se uma esteira típica de *Von Kármán*.
- Quando os cilindros de controlo interagem com a camada deslizante, com uma distância entre os cilindros de controlo e o cilindro principal menor do que a distância crítica, formam-se duas bolhas de recirculação simétricas e contra-rotativas coladas ao cilindro principal e uma esteira se forma a jusante dos cilindros de controlo, na qual se verifica a formação de vórtices.
- Quando a distância entre os cilindros de controlo e o cilindro principal torna-se superior à distância crítica, os vórtices que se desprendem do cilindro principal interagem com os cilindros de controlo.
- Se o espaçamento entre os respectivos cilindros for elevado, a esteira combina os vórtices emitidos do cilindro principal e os vórtices dos dois cilindros de controlo.

Assim, a colocação de cilindros pequenos na esteira de um cilindro principal permite reduzir os esforços não só no cilindro principal mas também na estrutura total composta do cilindro principal e os dois de controlo. A diminuição dos esforços flutuantes, mais especificamente a força de sustentação *root-mean-square* ligada ao desprendimento alternado de vórtices na esteira do cilindro principal, através da simples colocação de dois cilindros pequenos na esteira do cilindro principal surge como uma solução muito interessante de um ponto de vista da engenharia pois associa simplicidade e eficácia.

## REFERÊNCIAS

- [1] Kuo, C.-H., Chiou, L.-C., Chen, C.-C., “Wake flow pattern modified by small control cylinders at low Reynolds number”, *Journal of Fluids and Structures*, **23**, 59-83 (2007)
- [2] Kuo, C.-H., Chiou, L.-C., Chen, C.-C., “Passive control of wake flow by two small control cylinders at Reynolds number 80”, *Journal of Fluids and Structures*, **25**, 1021-1025 (2009)
- [3] Roshko, A., “On the development of turbulent wakes from vortex streets”, Naca report 1191 (1954)
- [4] Tritton, D.J., “Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers”, *Journal Fluid Mechanics*, **6**, 547-567 (1959)
- [5] Zdravkovich, M.M., “Flow around circular cylinders”, Fundamentals, Oxford University Press (1997)
- [6] Williamson, C.H.K., “Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, **206**, 579-627 (1989)
- [7] Williamson, C.H.K., “Vortex dynamics in the cylinder wake”, *Annu Rev Fluid Mech*, **28**, 477-539 (1996)
- [8] Norberg, C., “An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio”, *Journal of Fluid Mechanics*, **258**, 287-316 (1994)
- [9] Behr, M., Hastriter, D., Mittal, S., Tezduyar, T.E., “Incompressible flow past a circular cylinder: dependence of the computed flow field on the location of the lateral boundaries”, *Computational Methods in Applied Mechanics Engineering*, **123**, 309-316 (1995)
- [10] Mittal, R., Balachandar, S., “Effect of three-dimensionality on the lift and drag of nominally two-dimensional cylinders”, *Physics of Fluids*, **7**, 1841-1865 (1995)
- [11] Lange, C., “Numerical predictions of heat and momentum transfer from a cylinder in crossflow with implications to hot-wire anemometry”, Phd Thesis, University Erlangen-Nürnberg, (1997)
- [12] Kravchenko, A.G., Moin, P., Shariff, K., “B-spline method and zonal grids for simulations of complex turbulent flows”, *Journal of computational Physics*, **151**, 757-789 (1999)
- [13] Franke, R., Rodi, W., Schonung, B., “Numerical claculation of laminar vortex-shedding flow past cylinders”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **35**, 237-275 (1990)

- [14] Karniadakis, G.E., Triantafyllou, G.S., “Three-dimensional dynamics and transition to turbulence in the wake of bluff objects”, *Journal of Fluid Mechanics*, **238**, 1–30 (1992)
- [15] Park, J., Kwon, K., Choi, H., “Numerical solutions of flow past a circular cylinder at Reynolds numbers up to 160”, *KSME international Journal*, **12**, 1200-1205 (1998)
- [16] Rosenfeld, M., “Grid refinement test of a time periodic flow over bluff bodies”, *Computer and Fluids*, **23**, 693-709 (1994)
- [17] Yang, H.H., Seymour, B.R., Shizgal, B.D., A., “Chebyshev pseudospectral multi-domain method for steady flow past a cylinder up to  $Re=50$ ”, *Computer and Fluids*, **23**, 829-851 (1994)
- [18] Henderson, R.D., “Details of the drag curve near the the onset of vortex shedding”, *Physics of Fluids*, **7**, 2102-2114 (1995)
- [19] Didier, E., Borges, A.R.J., “Unsteady Navier-Stokes equations: A fully coupled method for unstructured mesh”, *Proc. Conference on Modelling Fluid Flow - CMFF'03*, ISBN 963-420-779-0, 814-821, Budapest, Hungary (2003)
- [20] Baranyi, L., Lewis R.I., “Comparison of grid-based and vortex dynamics predictions of low Reynolds number cylinder flows”, *Aeronaut. J.*, **110**, 63-71 (2006)
- [21] Posdziech, O., Grundmann, R., “A systematic approach to the numerical calculation of fundamental quantities of two-dimensional flow over a circular cylinder”, *Journal Fluids and Structures*, **23**, 479-499 (2007)
- [22] Didier, E., “Convergência assintótica das quantidades fundamentais na modelação numérica do escoamento em torno de um cilindro circular”, *Revista Iberoamericana de Ingeniería Mecánica*, **16**(1), 87-99 (2012)
- [23] Bearman, P.W., “Vortex shedding from oscillating bluff bodies”, *Annu Rev Fluid Mech.*, **16**, 95-222 (1984)
- [24] Assi, G.R.S., Bearman, P.W., Kitney, N., “Low drag solutions for suppressing vortex-induced vibration of circular cylinders”, *Journal of Fluids and Structures*, **25**, 666-675 (2009)
- [25] Assi, G.R.S., Bearman, P.W., Kitney, N., Tognarelli, M.A., “Suppression of wake-induced vibration of tandem cylinders with free-to-rotate control plates”, *Journal of Fluids and Structures*, **26**, 1045-1057 (2010)
- [26] Lin, J.C., Towfigh, J., Rockwell, D., “Near-wake of a circular cylinder: control by steady and unsteady surface injection”, *Journal of Fluids and Structures*, **9**, 659-669 (1995)
- [27] Zhao, M., Cheng, L., Teng, B., Dong, G., “Hydrodynamic forces on dual cylinders of different diameters in steady currents”, *Journal of Fluids and Structures*, **23**, 59-83 (2007)
- [28] Eisenlohr, H., Eckelmann, H., “Vortex splitting and its consequences in the vortex street wake of cylinders at low Reynolds number”, *Physics of Fluids A*, **1**(2), 189-192 (1989)
- [29] Strykowski, P.J., Sreenivasan, K.R., “on the formation and suppression of vortex shedding at low Reynolds numbers”, *Journal of Fluid Mechanics*, **218**, 71-107 (1990)
- [30] Fluent 6.3 User's Guide, Fluent Inc., USA (2006)
- [31] Issa, R.I., “Solution of the implicit discretized fluid flow equations by operatorsplitting”, *J. Comp. Physics*, 40-65 (1985)
- [32] Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw Hill (1980)
- [33] Didier, E., “Flow simulation over two circular cylinders in tandem”, *C. R. Mécanique*, **335**(11), 696-701 (2007)
- [34] Didier, E., Borges, A.R.J., “Numerical predictions of low Reynolds number flow over an oscillating circular cylinder”, *Journal of Computational and Applied Mechanics*, **8**(1), 39-55 (2007)
- [35] Didier E., “Numerical simulation of low Reynolds number flows over two circular cylinders in tandem”, *Proc. Conference on Modelling Fluid Flow - CMFF'09*, ISBN 978-963-420-984-3 ö, 347-354, Budapest, Hungary (2009)
- [36] Didier E., “Numerical investigation of steady flow past an elliptic cylinder at various axes ratios”. *Proc. Conference on Modelling Fluid Flow - CMFF'09*, ISBN 978-963-420-984-3 ö, 355-362, Budapest, Hungria (2009)
- [37] Didier, E., Borges, A.R.J., “Numerical simulations of flow over two circular cylinders in tandem”, *Proc. Conference on Modelling Fluid Flow - CMFF'06*, 217-224, Budapest, Hungria (2006)
- [38] Carmo, B.S., Meneghini, J.R., “Numerical investigation of the flow around two circular cylinders in tandem”, *Journal of Fluids and Structures*, **22**, 979-988 (2006)

- [39] Igarashi, T., “Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem”, *Bulletin of JSME* **24**, 323-331 (1981)
- [40] Alam, Md.M., Moriya, M., Takai, K., Sakamoto, H., “Fluctuating fluid forces acting on two circular cylinders in a tandem arrangement at a subcritical Reynolds number”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **91**, 139-154 (2003)
- [41] Alam, M.M., Zhou, Y., “Phase between vortex shedding from two tandem bluff bodies”, *Journal of Fluids and Structures*, **23**, 339-347 (2007)

### **FORCE REDUCTION ON A CIRCULAR CYLINDER BY TWO SMALL CONTROL CYLINDERS IN THE WAKE**

**Abstract** – The present study investigates, using numerical modeling, the interaction between a laminar, uniform and bi-dimensional flow with three circular cylinders. Two small control cylinders are placed symmetrically in the wake of a principal cylinder and induced significant modification in flow topology and aerodynamic coefficients. This type of force control is known in the literature as passive wake control. The small control cylinders have a diameter  $D/8$ , as  $D$  is the diameter of principal cylinder. Numerical simulations are performed for Reynolds number 200. From the various results obtained in the study, it was shown that for a distance between control and principal center cylinders of  $0.7D$  in the flow direction and  $0.7D$  in the transversal flow direction, the mean drag coefficient of principal cylinder is reduced of 27% comparing with the drag coefficient of an isolated cylinder. However, for the total of the three cylinders, drag reduction is only 4%. For this configuration, rms drag and lift coefficients of principal cylinder are largely reduced, 0.0001 and 0.0036, respectively, comparing with an isolated cylinder, 0.035 and 0.47, respectively.

**Keywords** – Circular cylinder, Wake control, Passive control, Forces reduction, CFD.