



CONTROL PASIVO DE LA FORMACIÓN DE LOS TORBELLINOS DE LA CALLE VON-KÁRMÁN

A. Santa Cruz*, L. David y A. Texier

Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg (EA 2607)

BP 78, 50130 CHERBOURG OCTEVILLE, Francia

Laboratoire d'Études Aérodynamiques (UMR 6609-CNRS)

Boulevard Marie et Pierre Curie Téléport 2, B.P. 30179

86960 FUTUROSCOPE POITIERS Cedex, Francia

Resumen

Las modificaciones del flujo generadas por la presencia de una placa de separación colocada detrás de un medio-cilindro en comparación con la formación de la estela en ausencia de la placa han sido estudiadas. Para números de Reynolds moderados, los coeficientes de correlación espaciales y temporales calculados a partir de los campos de velocidades medidos por Velocimetría de Imágenes de Partículas (PIV) se utilizan para analizar la dinámica compleja de los flujos y destacar los mecanismos de la formación de los vórtices. Usando estas herramientas y el método de visualización del flujo, se han identificado las estructuras de la estela cercana. La interferencia del estabilizador con las capas de cizalladura tiene una influencia notoria en las características de la estela.

PACS: 47.32.-y; 47.32.Cc

Palabras Claves: Calle de Von-Kármán, Coeficientes de Correlación Espacial, Coeficientes de Correlación Temporal, número de Strouhal, placa de separación.

Abstract

This study focuses on the flow modifications generated by a splitter plate placed downstream of a half-cylinder compared to the wake formation without the plate. For moderate Reynolds numbers, spatial and temporal correlation coefficients calculated from velocity fields measured by Particle-Image-Velocimetry (PIV) are used to analyze the complex dynamics of the flows and to highlight vortex formation mechanisms. Using this tool and flow visualization, the near wake structures are identified. Thus the interference of the shear layer with the stabilizer has a noticeable influence on the wake characteristics.

Keywords: Von-Kármán Street, spatial correlation coefficients, temporal correlation coefficients, Strouhal number, splitter-plate.

1. Introducción

Entender los modos de la generación y de la propagación de los torbellinos en la zona de nacimiento de la estela ha sido uno de los temas de estudio privilegiados en mecánica de fluidos. Diversos métodos de control, pasivos y activos, han sido desarrollados. Roshko¹ fue el primer investigador en utilizar una placa de separación colocada a lo largo de la línea central de la estela

detrás de un cilindro como método de control: la placa de separación puede ser un medio eficiente para controlar la frecuencia de emisión de los torbellinos. Los trabajos que conciernen la inserción de la placa en la zona de la formación del torbellino tienen como objetivo el control de la emisión de estos torbellinos que resulta de la interferencia de la placa y de los mecanismos de enrollamiento de las capas de cizalladura. Principalmente, los trabajos de la literatura conciernen el estudio de la influencia de

* Corresponding author. e-mail: alina.santacruz@chbg.unicaen.fr

dos parámetros en estos mecanismos:

- La longitud de la placa^{2,4,5,6,7,8,9} Estos trabajos hacen resaltar el nexo entre el debilitamiento de los torbellinos durante su formación y la disminución de la frecuencia de su emisión.

- La longitud del entrehierro (distancia g entre el cilindro y el borde de ataque de la placa de separación)^{1,2,3,4,6,10,11}

En la mayoría de los estudios citados previamente, el análisis de la formación de los torbellinos se ha basado en una identificación cualitativa de estructuras coherentes via la visualización del flujo. Las simulaciones numéricas^{6,9,12,13,14} han contribuido a la comprensión del proceso de enrollamiento de las capas de cizalladura; en consecuencia el proceso fue cuantificado gracias a la noción de vorticidad.

En trabajos precedentes^{15,16} se ha demostrado que una placa de separación puede ser un medio eficiente para reducir el número de Strouhal St ($St=Df/U_0$ con f la frecuencia de la estela). Esta reducción implica la modificación de la organización de las estructuras en la estela cercana. Finalmente, el método denominado bajo el término anglo-sajón Proper-Orthogonal-Decomposition (POD) aplicado a campos de velocidad obtenidos por Velocimetría de Imágenes de Partículas (PIV) ha sido utilizado por Santa Cruz *et al.*¹⁷ para analizar la dinámica compleja de los flujos. Los autores observaron el nexo entre, de una parte, la organización espacial y temporal del flujo y, de otra parte, la energía cinética, y la vorticidad del flujo. Nuestro estudio, esta en la prolongación del trabajo de cuantificación con el fin de reforzar la comprensión del nexo entre la frecuencia de aparición de los torbellinos en la estela y las características del flujo. Una placa de separación de dimensión $1D$ (D siendo el diámetro del obstáculo) es colocada detrás del medio cilindro a distancias de $g=0D$; $0,5D$ and $1D$ (Fig. 1 y Tabla 1). Los valores del número de Reynolds estudiados varían entre 200 y 5000 ($Re=U_0D/\nu$ con D el diámetro del modelo en m, U_0 la velocidad del flujo en m/s y la viscosidad cinemática del fluido en m^2/s). Este artículo tiene por meta de observar el impacto de la placa de separación sobre la organización de la estela de vórtices de Von-Kármán.

2. Condiciones Experimentales

2.1. Dispositivo Experimental

Los experimentos han sido hechos con dos dispositivos experimentales: un túnel de viento y un túnel hidrodinámico.

Dos medio-cilindros, modelo 1 (túnel de viento) y 2 (canal hidrodinámico, Fig. 1) han sido usados para realizar los experimentos. Las características de estos

modelos, diámetro, coeficiente de alargamiento ($CA=\text{longitud del cilindro}/D$) y coeficiente de obstrucción vertical ($CO=D/\text{ancho del canal}$) han sido resumidas en la Tabla 1 al igual que las características de las instalaciones y las posiciones g de la placa. En el túnel de viento, el número de Reynolds estudiado va de 200 a 2000 y para los experimentos realizados en el canal hidrodinámico el valor del número de Reynolds es $Re=380$. Las técnicas de la visualización, la anemometría a temperatura constante y la PIV han sido utilizadas para realizar este estudio. Debido a la diferencia de CA y de CO entre ambos modelos, las condiciones experimentales no han sido terminantemente iguales para todos los experimentos. Estos parámetros se deben tener en cuenta durante las interpretaciones de los resultados.

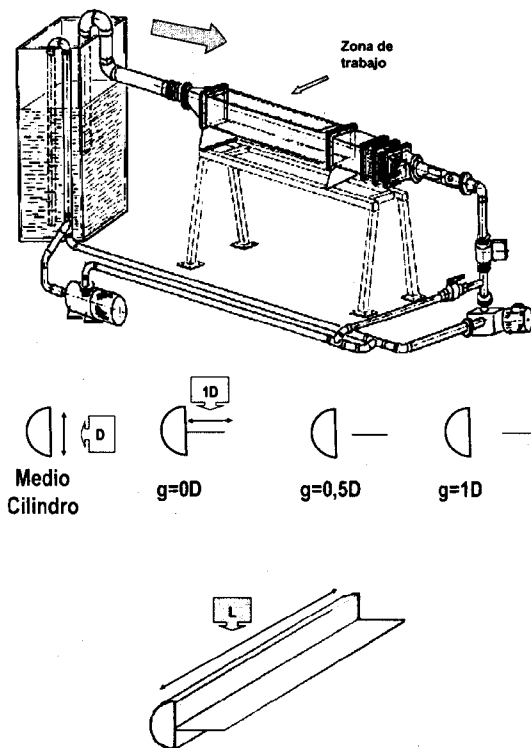


Fig. 1. Arreglo experimental (canal hidrodinámico) y modelos estudiados.

2.2. Visualización y Medición de la Velocidad

Para obtener las informaciones cualitativas, las visualizaciones han sido hechas en el plano x -y medio de la formación de los vórtices. El origen del eje de las coordenadas es el punto medio a lo largo de la envergadura del Medio-Cilindro. Se ha estudiado la evolución de la topología del flujo usando humo

Tabla 1. Experimentos y características de los modelos estudiados.

Modelo: Placa de separación							Dispositivo Experimental			
a (mm)	g	Nombre	D (cm)	L (cm)	CA	CO	Nombre	Técnicas	Dimensión (cm ²)	Re
2	Medio cilindro solo Medio cilindro +	1	2	28	14	1/14	Túnel de viento	Visualización con humo	28 x 28	435
								Anemometría a temperatura constante		200
1	-g=0D, 0.5D y 1D	2	1	16	16	1/16	Canal hidrodinámico	PIV	16 x 16	380

a: ancho de la placa
D: diámetro del obstáculo
L: longitud de la placa

como marcador pasivo en el túnel de viento.

En el canal hidrodinámico, la estela cercana fue explorada mediante la técnica de PIV, en el mismo plano usado para la visualización. Un láser argón de Spectra Physics conectado a un modulador acousto-óptico ilumina secuencialmente este plano. Las imágenes (768 x 484 píxeles) fueron grabadas con una cámara (doble imagen) CCD, conectada a un sistema de PIV. El desplazamiento de las partículas iluminadas conduce al cálculo de los campos de la velocidad (sistema Flowmap de Dantec). El algoritmo es una correlación (FFT) entre dos imágenes, aplicada sobre ventanas de correlación de 32 x 32 píxeles.

2.3. Coeficientes de Correlación

Para completar la caracterización cualitativa obtenida por visualización, y para entender la evolución topológica en la calle de Von-Kármán, los campos de distribución de coeficientes de correlación espacial entre velocidades fluctuantes han sido calculados a partir de campos instantáneos de velocidades (PIV). El campo de velocidad se puede definir como sigue:

$$\bar{u}(\bar{x}_a, t) = \bar{u}(\bar{x}_a) + \bar{u}'(\bar{x}_a, t)$$

Para determinar los coeficientes de correlación espacial $R_{u_i, u_j}(\bar{x}_a)$ en el punto de referencia $A(\bar{x}_a)$, es necesario calcular la media temporal de $u'_i(\bar{x}_a)u'_j(\bar{x}_b)$ considerando cada punto $B(\bar{x}_b)$ del espacio estudiado. Una expresión sin dimensión es obtenida vía la introducción de $\sigma_{u_i}(\bar{x}_a)$ y de $\sigma_{u_j}(\bar{x}_b)$, las raíces de la media de los cuadrados de las fluctuaciones longitudinales y transversales de la velocidad:

$$R_{u_i, u_j}(\bar{x}_a) = \frac{u'_i(\bar{x}_a)u'_j(\bar{x}_b)}{\sigma_{u_i}(\bar{x}_a)\sigma_{u_j}(\bar{x}_b)}$$

$R_{v_u}(\bar{x}_c)$ y $R_{v_v}(\bar{x}_c)$ han sido calculados en el punto $C(\bar{x}_c)$, definido como el punto presentando el máximo de las fluctuaciones de las velocidades.

El coeficiente de correlación temporal en el punto \bar{x}_a es definido por la ecuación:

$$R_{u_i, u_j}(\Delta\tau) = \frac{u'_i(\bar{x}_a, t) \cdot u'_j(\bar{x}_a, t + \Delta\tau)}{\sigma_{u_i}(\bar{x}_a, t) \cdot \sigma_{u_j}(\bar{x}_a, t + \Delta\tau)}$$

3. Frecuencia de Emisión de los Torbellinos

Generalmente, la emisión de los vórtices es caracterizada por un parámetro no-dimensional: el número de Strouhal ($St = fD/U_0$), con f la frecuencia de emisión. Para el modelo 1, utilizado en el túnel de viento, f ha sido deducida de las mediciones espectrales hechas por anemometría a temperatura constante. Con el modelo 2, utilizado en el canal hidrodinámico, f ha sido deducida de las correlaciones temporales $R_{u_u}(\Delta\tau)$ y calculadas en $C(\bar{x}_c)$.

Se observa que, la presencia de la placa (para todas las posiciones g estudiadas) implica sistemáticamente una disminución de St comparativamente al caso de referencia, el medio-cilindro solo (Fig. 2). La mayor reducción, es decir la posición óptima de la placa, varía con relación al número de Reynolds.

Los resultados obtenidos para el modelo 1 muestran varios intervalos de número de Reynolds, en los cuales St tiene tendencias distintas. En el primer intervalo, para Re comprendido entre 250 y 400, la posición óptima es $g=0D$ (20 % de disminución de St). Para $400 < Re < 650$, se obtiene con $g=0D$ y $g=1D$ una reducción del St de cerca de 10-15 %. Para valores superiores a $Re=650$, la placa colocada a $g=1D$ da 20 % de reducción de St . Las

tendencias observadas para el modelo 2 son análogas a las descritas precedentemente; sin embargo los valores de St no son idénticos a los resultados medidos para el modelo 1. Tales diferencias, notorias cuando se usan cilindros cortos ($CA < 20$) suelen provenir de las diferencias entre los coeficientes CA y CO de ambos modelos

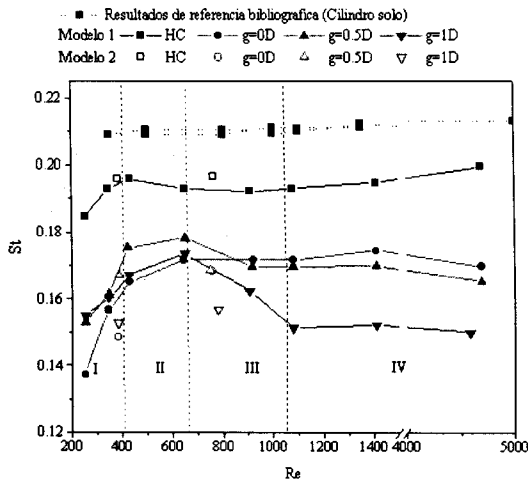


Fig. 2. Evolución de St en función de Re .

Tales diferencias parecen estar ligadas a la velocidad de convección de las estructuras que varía esencialmente en función de CA . Texier *et al.*²¹ y Santa Cruz¹⁶ propusieron el parámetro $(St.Re)$, definido como sigue $St.Re = fD^2/\nu$. Este parámetro sin dimensiones, definido a la base por Roshko, es independiente de la velocidad de convección y representa un número de la difusión. Para cada caso (medio cilindro solo o medio cilindro +g) $(St.Re)$ ha sido calculado incluyendo los resultados obtenidos con los modelos 1 y 2 al mismo tiempo (no representados). Según lo observado, para cada configuración de estudio, la evolución de $(St.Re)$ depende solamente de la evolución del régimen del flujo pese a las diferencias de los CA de los modelos utilizados. En el caso del medio cilindro solo, o asociado a la placa en las posiciones $g=0D$ y $0,5D$, $(St.Re)$ es casi proporcional a Re . Para la posición $g=1D$ se observa que la relación $Re-(St.Re)$ esta separada en dos segmentos lineares. Para $Re < 500$ el coeficiente es de $0,192$ y cambia a $0,148$ para $Re > 500$. No es sorprendente dadas las observaciones hechas previamente. De hecho, la posición óptima de la placa de control cambia de $0D$ al $1D$ cuando Re aumenta de 250 a 650 . Es bien sabido que, en esta gama de transición, se observan en la estela discontinuidades resultando de las

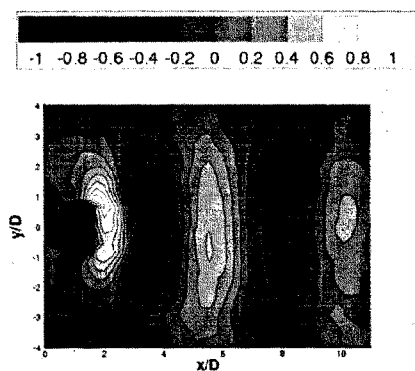
inestabilidades de la estructura tridimensional del flujo^{18,19}. Entre $Re=200$ y 400 aparecen progresivamente las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz, estructuras de talla pequeña apareciendo dentro de las capas de cizalladura²⁰ antes que estas se enrollen. El instante de aparición y la intensidad de estas inestabilidades dependen de las variaciones de CA . Esto puede explicar, para los tres casos medio-cilindro + placa, y sobre todo para $g=1D$, que la dispersión de Re alrededor de las regresiones lineares sea marcada para el valor Re cerca de 500 .

4. Organización de la Estela Cercana

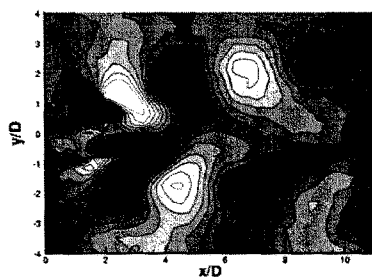
Una primera impresión cualitativa de la organización de la estela cercana ha sido obtenida usando la técnica de la visualización por humo para un valor del número de Reynolds cercano de 400 . Los coeficientes de correlaciones espaciales $R_{v'v'}(x_r)$ y $R_{v'v'}(x_r)$ han sido calculados (Fig. 3) tomando por punto de referencia $C(\bar{x}_c)$ (que materializa la zona en la que son emitidos (media temporal) los vórtices hacia la estela). Finalmente, $R_{u'u'}(\Delta\tau)$ y $R_{v'v'}(\Delta\tau)$ (Fig. 4) permiten el análisis de la evolución temporal cerca al cilindro en este mismo punto. Cuando estas funciones reflejan la regularidad de la formación de los vórtices las amplitudes son constantes y cercanas a 1 pese al aumento de $(\Delta\tau)$. Por el contrario, cuando el proceso de la formación de los vórtices pierde en regularidad, la amplitud de la correlación disminuye rápidamente cuando el intervalo de tiempo aumenta.

Las imágenes (Fig. 5) muestran un nexo fuerte entre la reducción de la frecuencia de emisión de los vórtices, observado en el párrafo precedente, y la modificación de la generación de estos en la estela cercana. Se observa que la presencia de la placa conduce al estiramiento de las estructuras y el aumento, más o menos marcado, de la distancia entre dos vórtices consecutivos, en la estela cercana. La modificación de la longitud de la formación del vórtice resulta de la interferencia de la placa con la interacción de las capas de cizalladura.

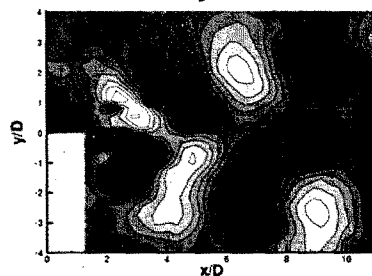
Para el caso de referencia, los máximos locales de la correlación $R_{v'v'}(x_r)$ se varían entre $\pm 0,4$ y $\pm 0,6$ y los contornos son regulares. Por el contrario, los contornos de $R_{v'v'}(x_r)$ no tienen forma regular y el ancho de las zonas conteniendo altos niveles de correlación es pequeño. La coherencia de las estructuras en el espacio parece depender fundamentalmente de las fluctuaciones transversales de la velocidad. Tal como se puede observar en la Fig. 4, los coeficientes de correlación temporales,



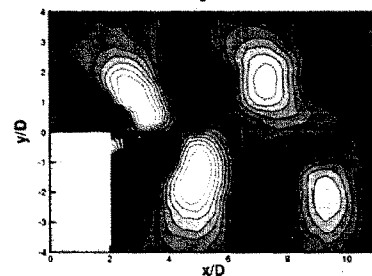
$R_{v'v'}(\bar{x}_a)$ para el medio cilindro solo



$R_{v'u'}(\bar{x}_a)$ para el medio cilindro solo



$R_{v'u'}(\bar{x}_a)$ para el caso $g=0D$



$R_{v'u'}(\bar{x}_a)$ para el caso $g=0,5D$

Fig. 3. $R_{v'v'}(\bar{x}_a)$ y $R_{v'u'}(\bar{x}_a)$ (modelo 2, $Re=380$).

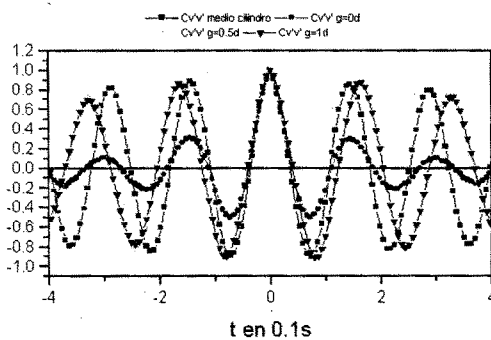
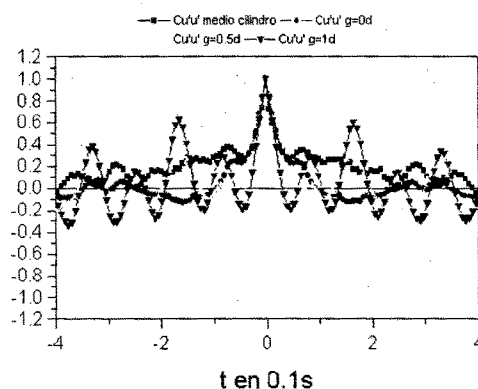


Fig. 4. $R_{u'u'}(\Delta\tau)$ y $R_{v'v'}(\Delta\tau)$ en $C(\bar{x}_c)$ ($Re=380$).

calculados en el punto $C(\bar{x}_c)$, muestran que la periodicidad de la emisión de los torbellinos depende únicamente de las fluctuaciones transversales de la velocidad.

En comparación al caso del medio cilindro solo, el alargamiento más marcado de las estructuras una vez emitidas en la estela cercana se observa para el caso medio-cilindro + $g=0D$. La introducción de la placa de separación en la posición $g=0D$ conduce además a una disminución de los máximos locales del coeficiente de correlación y los contornos toman forma irregular: en la estela cercana se observa una pérdida de la memoria espacial. Se observa también, que la emisión de los torbellinos no tiene la periodicidad (Fig. 4) obtenida en el caso de referencia. En efecto, $R_{v'v'}(\Delta\tau)$ no alcanza una amplitud superior a 0,4 muy inferior a la amplitud de 0,85 obtenida regularmente para el caso de referencia. Podemos considerar que, para este régimen de flujo, la disminución de la frecuencia de emisión de los torbellinos resulta de un debilitamiento de las estructuras durante la formación, lo que implica una pérdida de memoria espacial y temporal de las fluctuaciones transversales de la velocidad.

De la manera opuesta al caso precedentemente expuesto, las estructuras de la estela observadas (Fig. 5) en los casos del medio-cilindro + $g=0,5D$ o $1D$ parecen ser más compactas y robustas. El medio-cilindro + $g=1D$ y más particularmente la posición $g=0,5D$ implica un realce de la memoria espacial ($\pm 0,6... \pm 0,8$) a la cual contribuyen, en estos casos, la regularidad de ambas fluctuaciones (transversales y longitudinales) de la velocidad. De hecho, los máximos locales se pueden todavía observar más allá de $x/D=8$. Los contornos son más regulares que en el caso del medio cilindro solo y las zonas ocupadas por coeficientes de correlación altos son anchas. De manera análoga, ambas fluctuaciones de la velocidad contribuyen a la periodicidad de la emisión de los torbellinos. En efecto, $R_{u,u'}(\Delta\tau)$ (Fig. 4) muestra

que las fluctuaciones longitudinales de la velocidad son periódicas, evidentemente la amplitud de la correlación es netamente inferior a la que se observa para $R_{v,v'}(\Delta\tau)$. Se nota además que $R_{u,u'}(\Delta\tau)$ presenta una doble ondulación que atestigüa del hecho que las fluctuaciones longitudinales de velocidad aparecen dos veces durante el paso de un torbellino. Esto significa que el torbellino antes de ser emitido termina su formación sobre la línea de simetría del cilindro, detrás de la placa de separación, lo que no ocurre para el medio-cilindro solo o con $g=0D$. Puede ser sugerido que, para ambos casos, los vórtices emitidos son estructuras de aparición estrictamente periódica, energéticas y robustas cuyos desplazamientos corresponden a un comportamiento de convección fijada.

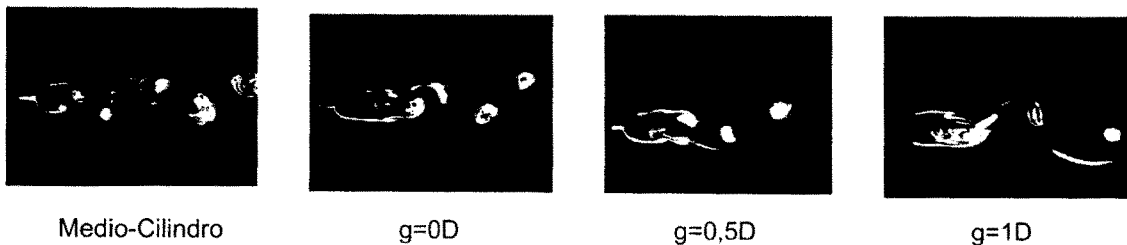


Fig. 5. Visualizaciones hechas con las cuatro configuraciones estudiadas ($Re=435$).

5. Conclusión

La relación entre Re y $(St.Re)$ es continua para cada caso (medio cilindro o medio cilindro + g) lo que implica que pese a las diferencias de CA se puede considerar que la calle de Von-Kármán formada con medio-cilindros cortos responde a una sola ley de aparición de los torbellinos. Además se puede suponer que la organización del flujo en la estela tiene una evolución continua en función de Re . Por ende, se deduce que los mecanismos de formación de los torbellinos (estructuras coherentes cuya talla es del orden del diámetro del cilindro) mantienen las mismas características principales cuando se aumenta en número de Reynolds¹⁷. Sin embargo, la aparición de nuevas inestabilidades consiguientes al cambio de régimen de flujo va a modificar progresivamente el nivel de orden en la organización de la estela y la eficiencia de la placa de control. En consecuencia la posición de control óptimo de la placa pasa progresivamente a $g=1D$ cuando Re aumenta.

Se ha observado que el control de la frecuencia de emisión de los torbellinos tiene un nexo directo con el grado de memoria espacial de las estructuras presentes en la estela cercana. En efecto, para un

número de Reynolds cercano a 400, la posición óptima $g=0D$, que permite una disminución del número de Strouhal, es obtenida vía la debilitación de dichas estructuras, lo que corresponde a una pérdida de memoria espacial de las fluctuaciones de la velocidad. Esto coincide con una pérdida de la periodicidad (memoria temporal) de aparición de los torbellinos.

Sin embargo, se observa que para $g=0,5D$ y $1D$ la placa de separación puede incentivar la memoria tanto espacial como temporal del flujo. Resultan estructuras más robustas, ordenadas y rigurosamente periódicas.

Referencias

- [1] A. Roshko. On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies. NACA TN 3169. (1954)
- [2] J.H. Gerrard. *J. Fluid. Mech.* **25**, 401 (1966)
- [3] J. H. Gerrard. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **288**, 351 (1978)
- [4] P. W. Bearman. *J. Fluid. Mech.* **21**, 241 (1965)
- [5] C. J. Apelt, G. S. West, A. Szewczyk. *J. Fluid. Mech.* **61**, 187 and **71**, 141 (1973a-b)

- [6] H. Kawai. *J. Wind. Eng. Ind. Aerod.* **33**, 153 (1990)
- [7] E. A. Anderson, A. A. Szewczyk. *Exp. Fluids.* **23**, 161 (1997)
- [8] Y. Nakamura. *J. Fluid. Struct.* **10**, 147 (1996)
- [9] A. Nakayama, H. Noda. *J. Wind. Eng. Ind. Aerod.* **85**, 85 (2000)
- [10] M. F. Unal, D. Rockwell. *J. Fluid. Mech.* **190**, 491 and 513 (1987)
- [11] N. Boisaubert, A. Texier. *Exp. Thermal Fluid. Sci.* **16**, 100 (1998)
- [12] K. Kwon, H. Choi. *Phys. Fluids.* **8(2)**, 479 (1996)
- [13] C. Hu, W. Koterayama. *Int. Journ. Offshore Polar Eng.* **4**, 3 (1994)
- [14] A. Misirlioglu, P. W. Bearman, M. F. Unal. Passive control of wake from a circular cylinder with a splitter plate. IUTAM Symposium of Bluff Body Wakes, *Dynamics and Instabilities, Göttingen*, 77-80. (1992)
- [15] A. Santa Cruz, J. Pécheux, L. David. Half cylinder wake representation by POD to evaluate the influence of a splitter plate. EUROMECH 411, Rouen. (2000)
- [16] A. Santa Cruz.: Contrôle par plaque séparatrice du proche sillage à l'aval d'un cylindre semi-circulaire. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (2001)
- [17] A. Santa Cruz , L. David, J. Pécheux , A. Texier. Characterization by proper-orthogonal-decomposition of the passive controlled wake flow downstream a half cylinder. *Exp. Fluids.* (2005) (In Press)
- [18] C. H. K. Williamson. *Phys. Fluids.* **11**, 579 (1989)
- [19] C. H. K. Williamson. *Phys. Fluids.* **31(11)**, 3165 (1988)
- [20] M. S. Bloor. *J. Fluid Mech.* **19**, 290. (1964)
- [21] A. Texier, A. Santa Cruz, L. David. *Exp. Thermal Fluid. Sci.* **26**, 565 (2002)