

Modulación y propagación de ondas en la estela de una placa plana

M. Vial, L. Bellon & R. H. Hernández*
LEAF-NL, Departamento de Ingeniería Mecánica
Universidad de Chile, Casilla 2777, Santiago, Chile

Resumen

Se presentan resultados experimentales relativos a la dinámica de la estela de una placa plana sometida a forzamiento armónico, a través de un alerón adosado a su borde de fuga. Para posiciones fijas y horizontales del alerón, los perfiles de velocidad, a distintos números de Reynolds, son autosimilares bajo una correcta adimensionalización. Ante un forzamiento sinusoidal, la estela presenta dos resonancias distintas: (i) cuando el tiempo de vuelo de las partículas de fluido sobre el alerón es igual al periodo de oscilación de este último y (ii) cuando la frecuencia de forzamiento es la mitad de la frecuencia de desprendimiento de vórtices.

Introducción

Recientemente los conceptos de inestabilidad absoluta y convectiva han ayudado a clasificar diversos tipos de flujos abiertos, a través de su dinámica asociada. Un sistema como la estela, creado por la presencia de un perfil plano delgado, entra en la categoría de amplificadores de ruido [1]. El sistema es sensible al ruido externo, el cual es posteriormente amplificado. Casi todas las regiones de la estela caen bajo la denominación de convectiva (estable o inestable); Estos sistemas presentan una dinámica (comportamiento) extrínseca, la evolución del flujo estará dada ya sea por la amplitud del ruido de entrada o por el tipo de forzamiento impuesto, de ahí el nombre amplificador de ruido.

Una estela también puede presentar una dinámica intrínseca, donde las estructuras de flujo que allí se forman, son muy poco sensibles al ruido exterior. Caen dentro de la clasificación de osciladores, con un carácter de inestabilidad absoluta [1], presentando una frecuencia de oscilación muy bien definida. Es el caso de la inestabilidad de Bénard von Kármán [2]. Ello ocurre cuando la estela es generada por un perfil plano inclinado en un ángulo $\alpha \neq 0$. Así, al interior de una estela modulada, las estructuras de flujo poseen una dinámica propia de ondas que se propagan en el medio constituido por la estela, siendo éstas advectadas por el flujo.

Este trabajo está orientado al estudio experimental de estelas, en presencia de un forzamiento estático o armónico en el tiempo. El área de interés abarca varios aspectos tales como la caracterización de la estela generada por un perfil plano, modulada por un alerón posterior a ésta, y en especial consideración, la dinámica de estructuras de flujo engendradas al interior de esta estela.

Montaje experimental

El esquema usado consiste (figura 1) en un perfil plano L que tiene adosado un alerón pequeño b en su borde de fuga. El experimento se realiza al interior de la sección de ensayo de nuestro túnel de viento. Así, el sistema enfrenta un flujo uniforme, de aire, de velocidad U_∞ y fluctuaciones de velocidad inferiores al 0.5 %. Una sonda de hilo caliente de $20 \mu\text{m}$ de diámetro es dispuesta aguas abajo del perfil, la cual registra el campo de velocidad asociado a la estela.

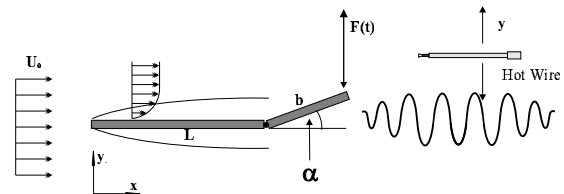


Fig. 1: *Montaje experimental.* Una placa plana de largo $L = 5.4 \text{ cm}$ y espesor $e = 1.6 \text{ mm}$, tiene adosado a su borde de fuga un alerón de largo $b = 3 \text{ cm}$ que es sometido a un forzamiento armónico. El sistema completo es introducido en la sección de ensayo de nuestro túnel de viento, donde se mide la velocidad de la estela con una sonda de hilo caliente.

El forzamiento del alerón es realizado con un shaker B&K 4810, conectado al alerón desde el exterior del túnel de viento. Este es alimentado por un amplificador de potencia NF4005 quién recibe señales sinusoidales que son sintetizadas con un generador de función HP33120A. La adquisición de datos se realiza con una tarjeta A/D DT322 de 16 canales y 250 kHz.

*rohernan@cec.uchile.cl

Resultados en régimen estático

En forma previa al estudio del efecto de un forzamiento sinusoidal en la estela, es necesario estudiar las características más generales de la estela. Para ello se realizaron mediciones con distintos ángulos de inclinación del alerón y distintos números de Reynolds.

Para números de Reynolds pequeños, la estela generada por una placa plana posee un comportamiento laminar en la cercanías del extremo de salida. Al mantener el alerón paralelo a la placa fija, el sistema se comporta como una placa plana, con un ángulo de incidencia igual a cero. Las mediciones se realizaron manteniendo el alerón en posición horizontal, variando el número de Reynolds $Re_e = U_\infty e/\nu$, donde U_∞, ν corresponden a la velocidad de la corriente libre y la viscosidad cinemática respectivamente.

Para analizar los datos, se promedió la velocidad del flujo $U(y_0, t_i)$, donde t_i indica el intervalo de tiempo transcurrido entre la primera medición y la i -ésima. El promedio está dado por:

$$U(y_0) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U(y_0, t_i) \quad (1)$$

Donde n es el número total de puntos adquiridos para un posicionamiento y_0 . El promedio corresponde al valor medio de la velocidad para tal posición $U(y_0)$. Al realizar repetidas adquisiciones para distintas posiciones en el eje y , se obtiene un perfil de velocidades promedio $U(y)$.

Para los casos en que el alerón se encuentre en una posición distinta de la horizontal, el perfil de velocidades se denominará $U(y)$, mientras que el perfil de velocidades para el alerón en posición horizontal para ese número de Reynolds se denominará U_0 . En esta sección, los perfiles $U(y)$ y U_0 coinciden, ya que las mediciones se realizaron con el alerón en posición horizontal, $\alpha = 0$.

Se obtuvieron los perfiles de velocidad promedio $U(y)$, para 5 valores de Re_e . Los perfiles de velocidad obtenidos son simétricos con respecto a $y = 0$, siendo en esta posición del eje y donde se registra la velocidad mínima. Se verificó que aumentos del número de Reynolds, provocan disminución del ancho de la estela. A su vez, la relación entre la velocidad de flujo libre U_∞ y la velocidad mínima en la estela, aumenta con el número de Reynolds.

Si los perfiles de velocidad promedio para cada número de Reynolds son normalizados por su correspondiente velocidad libre U_∞ y se utiliza un eje y normalizado por el espesor de capa límite en el extremo de salida del alerón, se observa que estos son similares. En la figura 2 se aprecia la similitud entre los perfiles de velocidad $U(y)$ bajo esta normalización. El cociente entre la velocidad mínima y la velocidad de flujo libre es $U(y=0)/U_\infty(y=0) \approx 0,46$ para cada uno de los perfiles. En cuanto al ancho de la estela $\Lambda(Re_e)$, este es del orden de dos

veces el espesor de capa límite $\delta(Re_L)$ para el número de Reynolds correspondiente.

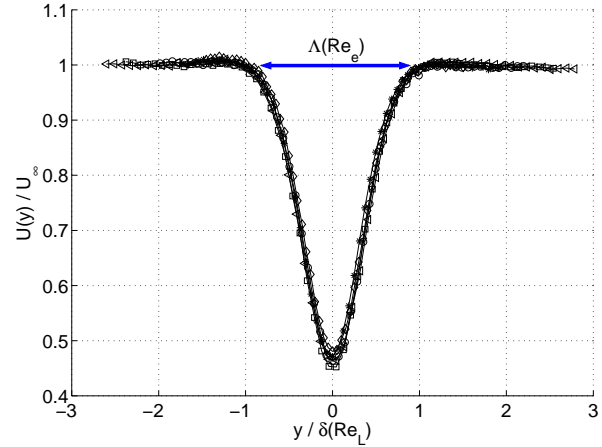


Fig. 2: Perfiles de velocidad normalizados $U(y)/U_\infty$ para el alerón en posición horizontal fija y distintos valores de número de Reynolds Re_e : \diamond , 54,6; $*$, 83,2; \circ , 109,3; \square , 151,2; \triangleleft , 181,2.

Para obtener una relación más precisa entre el ancho de la estela y el número de Reynolds, se ajustó una curva de distribución Gaussiana a cada perfil de velocidades. Se definió $\Lambda(Re_e)$ como la distancia a lo largo del eje y en la curva Gaussiana, en la cual $|(U(y) - U_\infty)/U_\infty| < 1\%$. La relación experimental entre $\Lambda(Re_e)$ y Re_e obtenida por este método está dada por:

$$\frac{\Lambda(Re_e)}{e} = 66 Re_e^{-0,47} \quad (2)$$

Se aprecia una ley de potencia, cuyo exponente es cercano a $1/2$. Esto se debe a que el espesor de la capa límite sobre la placa posee una dependencia en \sqrt{Re} , la cual es autosimilar aguas abajo de la placa.

Para caracterizar las fluctuaciones de velocidad en la estela, es posible construir un perfil de velocidades $U(y)_{rms}$, basado en la desviación estándar de la velocidad $U(y, t)$, para cada posicionamiento y de la sonda.

En la figura 3 se aprecian los perfiles de velocidad U_{rms} para distintos números de Reynolds. Cada uno de estos se encuentra normalizado por su perfil de velocidades U_0 correspondiente. La magnitud de los perfiles para $Re_e \leq 83$ es baja y no superior a 1,5%. Para $Re_e \geq 109,3$ los perfiles presentan dos máximos de magnitudes apreciablemente mayores que para los perfiles anteriores. Estos máximos indican el desprendimiento de vórtices, cuyo tránsito por la sonda de hilo caliente provoca un notorio aumento de las fluctuaciones de velocidad.

En la figura 4 se observa la distribución espectral de potencia $|U(y)|^2$, para 2 números de Reynolds. Para $Re_e=83,2$ no hay frecuencias características que presenten una magnitud significativa, sin embargo, esto ocurre

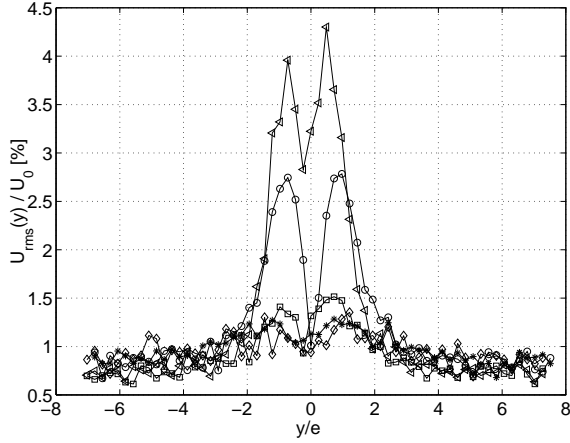


Fig. 3: Perfiles de velocidad $U(y)_{rms}$ para el alerón en posición horizontal y distintos valores de número de Reynolds: \diamond , 54,6; $*$, 83,2; \circ , 109,3; \square , 151,2; \triangleleft , 181,2.

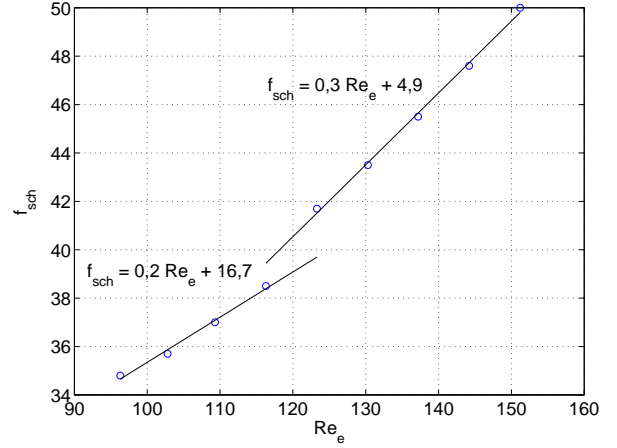


Fig. 5: Frecuencia de desprendimiento de vórtices $f_{sch}(Re_e)$ versus el número de Reynolds Re_e .

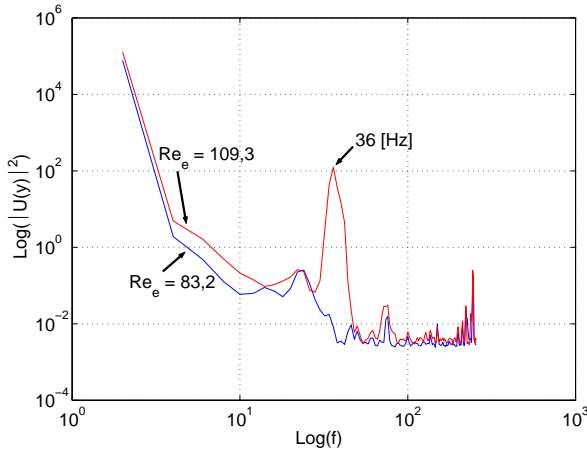


Fig. 4: Distribución espectral de potencia $|U(y)|^2$ para $Re_e = 83,2$ y $109,3$, y un posicionamiento de la sonda $y/e=0,73$. Para $Re_e=109,3$ se observa un máximo bien definido a una frecuencia $f=36$ [Hz].

notoriamente para $Re_e=109,3$. Esta frecuencia corresponde al desprendimiento periódico de vórtices de circulación de signo opuesto, asociados a una inestabilidad de Bénard-von Kármán para la placa [6].

En la figura 5 se observa la frecuencia de desprendimiento de vórtices f_{sch} versus el número de Reynolds Re_e . Los datos se obtuvieron para un posicionamiento de la sonda $y/e = -0,36$. Se detectó la presencia de vórtices a partir de un número de Reynolds crítico $(Re_e)_c \sim 88$. En la figura se observa que los datos experimentales son adecuadamente interpolados por dos rectas. Las rectas están dadas por:

$$f_{sch} = 0,2 Re_e + 16,7 \quad 96 < Re_e < 116 \quad (3)$$

$$f_{sch} = 0,3 Re_e + 4,9 \quad 123 < Re_e < 151 \quad (4)$$

El hecho existan estas dos curvas distintas parece indicar la presencia de una transición en el régimen de desprendimiento de vórtices para una placa plana. Este fenómeno de transición ha sido observado en el caso de cilindros [10].

Alerón par distintos ángulos α

Se realizaron mediciones para obtener los perfiles de velocidad $U(y)$, con el alerón distintos ángulos de inclinación. Los ángulos utilizados fueron pequeños, ya que en forma similar a las mediciones en régimen forzado sinusoidalmente, no se pretende modificar completamente el flujo, sino enviar perturbaciones de pequeña amplitud.

El ángulo de inclinación α se define entre la posición horizontal y la posición inclinada del alerón, como se aprecia en la figura 1. En las mediciones se utilizaron cuatro ángulos distintos de inclinación; de distinta magnitud y de signo opuesto.

En la figura 6 se aprecian los perfiles de velocidades $U(y)$ para $A_0=-50$ [mV] y $A_0=-100$ [mV], normalizados por U_0 . Un ángulo $\alpha > 0$ produce una desviación del flujo en la dirección $y > 0$; las partículas de fluido que se encuentra por sobre la placa plana ($y > 0$), son obstaculizadas por el alerón y cambian su dirección, por lo tanto $U(y > 0)/U_0 < 1$ en una pequeña región ($y/e \sim 3$). Las partículas que se encuentran por debajo de la placa fija $y < 0$ no son obstaculizadas por el alerón, pero siguen la dirección dada por este, siendo $U(y < 0)/U_0 > 1$. De esta manera, el alerón direcciona el flujo.

Resultados en régimen forzado

Al forzar el movimiento de alerón en forma sinusoidal, se generan en la estela ondas transversales de velocidad que son advectadas por el flujo. Se observa que la estela

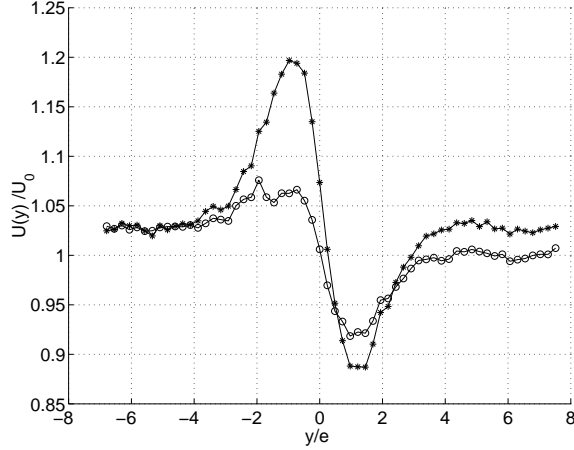


Fig. 6: Perfiles de velocidad normalizados por U_0 correspondiente para el alerón inclinado al utilizar distintos valores del voltaje A_0 : *, -100 ; o, -50 [mV] (voltaje offset). Número de Reynolds $Re_e = 83,2$.

adopta una estructura espacio-temporal engendrada por la oscilación del alerón. Esto se manifiesta en el comportamiento del campo de velocidades en la estela. Por este motivo es posible hablar de propagación de ondas en un medio compuesto por la estela.

La oscilación armónica del alerón está dada por:

$$\alpha(t) = \alpha_m \sin(2\pi f_0 t) \quad (5)$$

Donde α_m es el ángulo que caracteriza la amplitud y f_0 la frecuencia del movimiento de rotación del alerón.

Se realizó un estudio de la respuesta en frecuencia de la estela ante un forzamiento sinusoidal estacionario del alerón, para tres números de Reynolds $Re_e = 59,5$, $83,2$ y $104,3$. Para cada número de Reynolds se realizó un barrido de la frecuencia de forzamiento f_0 entre 1 y 50 [Hz], con amplitud de oscilación para ángulos pequeños dada por $A_0/e \sim 2b\alpha/e \sim 0.15$ fija.

Se observó que los perfiles de velocidad promedio $U(y)$ de la estela, son sensibles sólo a un cierto rango de frecuencias de forzamiento f_0 . Esto se puede apreciar en la figura 7, que muestra los perfiles de velocidad $U(y)$ para $Re_e=83,2$ y distintas frecuencias de forzamiento. Los perfiles para $f_0=1$ y $f_0=44$ [Hz] coinciden con el perfil sin oscilar.

Se observó que para $Re_e=83,2$ y dentro del intervalo $1 < f_0 < \sim 25$ [Hz], la velocidad en el centro y el espesor de la estela aumentan, mientras que en intervalo $\sim 25 < f_0 < 50$ [Hz] ambas cantidades disminuyen. Esto indica la existencia de una resonancia para la frecuencia $f_r \approx 25$ [Hz], en la cual el perfil de velocidades promedio detrás de la estela varía notablemente con respecto al perfil sin forzamiento y a perfiles con forzamientos a frecuencia alejadas de f_r . Un fenómeno similar se observó para $Re_e=59,5$ y $Re_e=104,3$, siendo las frecuencias de

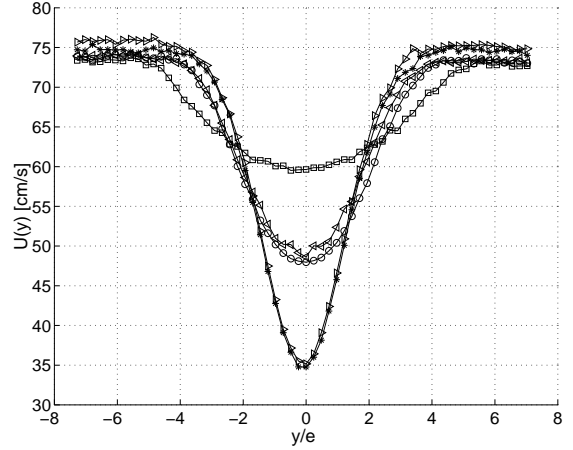


Fig. 7: Perfiles de velocidad $U(y)$ para frecuencias distintas forzamiento f_0 : *, 1 [Hz]; o, 18 [Hz]; □, 25 [Hz]; ◀, 33 [Hz]; ▶ 44 [Hz]. Número de Reynolds $Re_e=83,2$.

resonancia $f_r \approx 15$ [Hz] y $f_r \approx 29$ respectivamente.

A partir de la velocidad del flujo libre U_∞ , el largo del alerón b y la frecuencia de forzamiento f_0 , es posible construir dos escalas de tiempo, t_b y t_0 , asociadas al sistema compuesto por la placa plana, el alerón y la estela.

$$t_b = \frac{b}{U_\infty} \quad t_0 = \frac{1}{f_0} \quad (6)$$

El tiempo t_b , indica el tiempo necesario para que las partículas del fluido fuera de la capa límite recorran una distancia igual al largo del alerón. El tiempo t_0 es simplemente el período de una oscilación del alerón. Si se construye un número adimensional F igual al cociente entre los tiempos t_b y t_0 , se obtiene que $F \approx 1$ para la frecuencia de resonancia f_r :

$$F = \frac{t_b}{t_0} = \frac{b * f_r}{U_\infty} \approx 1 \quad (7)$$

En otras palabras, ocurre una resonancia cuando las partículas del fluido demoran un tiempo igual a un período de oscilación t_0 en atravesar el alerón. Cuando el alerón ha efectuado medio período de oscilación $t_0/2$, este se encuentra nuevamente en su posición horizontal, mientras que las partículas de fluido han recorrido la mitad de la longitud del alerón. En este medio período $t_0/2$, las partículas que se encuentran sobre el alerón (suponiendo que alerón ha rotado en el sentido $\alpha > 0$), han recibido un impulso por parte de éste. En el siguiente medio período de oscilación, son las partículas ubicadas debajo del alerón las que perciben en forma más notoria el impulso otorgado por el alerón. Esto permite explicar el notorio ensanchamiento de la estela para la frecuencia de resonancia f_r , ya que de esta manera el alerón desvía en forma más eficaz a las partículas de fluido de su trayectoria original.

La velocidad del fluido detrás de la placa plana y el alerón $U(y, t)$ se puede descomponer en una velocidad constante en el tiempo $U(y)$ y en las fluctuaciones de velocidad $u(y, t)$ que dependen de la posición y el tiempo:

$$U(y, t) = U(y) + u(y, t) \quad (8)$$

La energía cinética de un fluido es proporcional al cuadrado de su velocidad, por lo que se tiene:

$$E_{cit} = \frac{1}{2}(U(y, t))^2 = \frac{1}{2}(U(y) + u(y, t))^2 \quad (9)$$

$$E_{cit} = \frac{1}{2}(U^2(y) + 2U(y)u(y, t) + u^2(y, t)) \quad (10)$$

Es el término de la energía cinética asociado a las fluctuaciones de velocidad $\langle u^2 \rangle_{y,t}$, el que da cuenta en forma más notoria del fenómeno de resonancia observado a la frecuencia f_r , como se puede apreciar en la figura 8. El término $\langle u^2 \rangle_{y,t}$ es máximo para la frecuencia f_r , para cada número de Reynolds. Las frecuencias f_r corresponde aproximadamente a 15, 25 y 29 [Hz], para los números de Reynolds 59,5, 104,3 y 83,2 respectivamente.

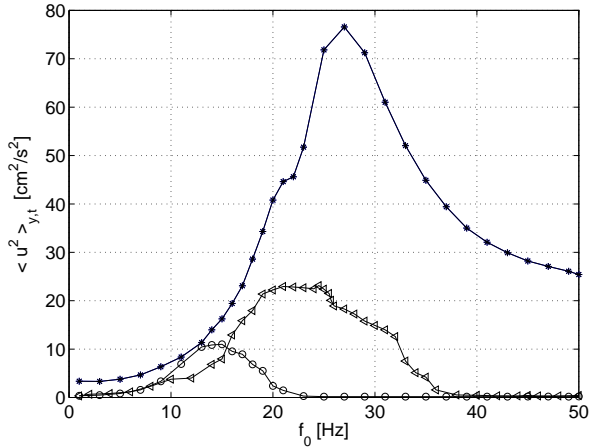


Fig. 8: Energía correspondiente a las fluctuaciones de velocidad, dadas por $\langle u^2 \rangle_{y,t}$ versus la frecuencia de forzamiento f_0 , para los números de Reynolds Re_e : \circ 59,4; \triangle 83,2; $*$ 104,3. Los máximos corresponden a la frecuencia f_r , para cada número de Reynolds.

El comportamiento descrito anteriormente se puede apreciar con mayor detalle en la figura 9. En ella se observa un contorno de iso-energía cinética, para $Re_e = 83,2$, considerando solamente el término correspondiente a las fluctuaciones $\langle u^2 \rangle_{y,t}$. Este término es equivalente a la velocidad $(U(y)_{rms})^2$, sin normalización. En la figura se observa que las fluctuaciones de velocidad abarcan una máxima extensión ($y/e > \pm 7$) para la frecuencia de resonancia f_r . Además, es posible apreciar dos regiones centrales entorno a $f_0 = 17$ [Hz] y $y/e \pm 1,5$, donde las fluctuaciones de velocidad son máximas.

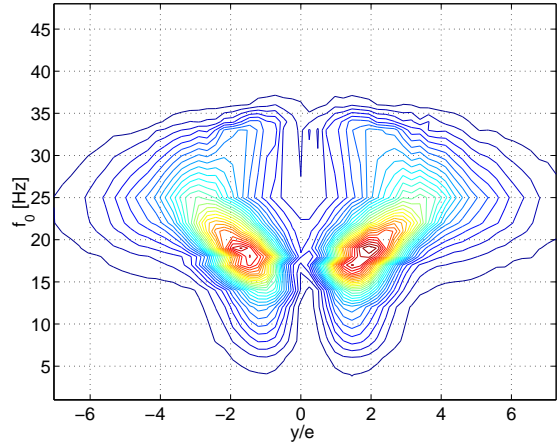


Fig. 9: Contorno de la energía correspondiente a las fluctuaciones de velocidad, dadas por $\langle u^2 \rangle_{y,t}$ versus la frecuencia de forzamiento f_0 , y la coordenada normalizada y/e . Número de Reynolds $Re_e = 83,2$.

Al multiplicar el eje temporal t [s] por la frecuencia de oscilación del alerón, f_0 , se obtiene una escala adimensional que indica el número de oscilaciones del alerón transcurridas. En la figura 10 se observa el contorno de iso-velocidad $U(y,t)$ para $f_0 = 25$ [Hz]. En el rango $0 < t * f_0 < 2,5$, la estela no ha recibido la información de las oscilaciones del alerón que comenzaron en $t = 0$ [s]. Por lo tanto el contorno de iso-velocidad corresponde al perfil de velocidad de la placa sin oscilar, para un número de Reynolds de 83,2. En el instante $t * f_0 = 2,5$ ($t = 1$ [s]), la sonda de hilo caliente comienza a recibir la información de las oscilaciones del alerón advectadas por el flujo. El tiempo transcurrido t_i corresponde aproximadamente al cociente entre la distancia entre la sonda y el extremo de salida del alerón $d = 0,05$ [m] y \bar{u} la velocidad promedio del flujo en el intervalo $-2 < y/e < 2$, es decir, $t_i \sim d/\bar{u} = 0,1$ [s].

A partir del instante $t * f = 4$, el régimen posee un carácter oscilatorio periódico hasta el instante en que han finalizado las oscilaciones, más el intervalo de tiempo que transcurre desde que la información deja el alerón y es recibida por la sonda. Este instante ocurre para 50 [ciclos] / 25 [Hz] + $t_i = 2,1$ [s] aproximadamente. Una vez que la sonda ha recibido la información correspondiente a la última oscilación del alerón, existe un decaimiento en el perfil de velocidad de la estela hasta llegar al perfil de velocidades característico del flujo no forzado.

Conclusión

Se estudió experimentalmente los efectos del forzamiento armónico de la estela de un sistema placa plana-alerón a diferentes números de Reynolds y frecuencias de forzamiento f_0 , utilizando la técnica de anemometría de hilo

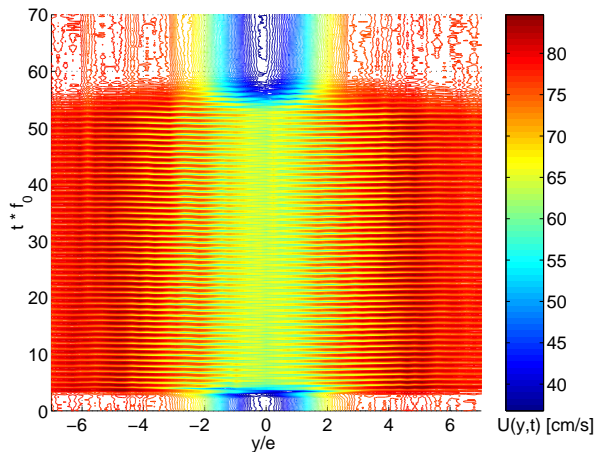


Fig. 10: Contorno de iso-velocidad $U(y,t)$ para un forzamiento de 25 [Hz] y 100 [mV_{p.-p.}] de amplitud. Número de Reynolds $Re_e=83,2$.

caliente.

El comportamiento de la estela para un posicionamiento horizontal fijo del alerón, permitió obtener una correcta normalización de los perfiles de velocidad, en base a la velocidad del flujo libre U_∞ y el espesor de capa límite en el extremo de salida del alerón. Se observó que el ancho de la estela depende según una ley de potencia del número de Reynolds. Se construyó una curva para caracterizar la frecuencia de desprendimiento de vórtices en función del número de Reynolds, para el sistema placa plana-alerón, observándose una discontinuidad en dicha curva. Esta discontinuidad se puede deber a un cambio en el régimen de desprendimiento de vórtices desde la placa plana y el alerón.

En régimen de forzamiento sinusoidalmente, se estudió la respuesta en frecuencia de la estela para una amplitud fija, encontrándose una resonancia para una frecuencia de forzamiento f_r , la cual depende de Re_e . Se determinó que esta resonancia ocurre cuando el tiempo de vuelo de las partículas alejadas de la placa es igual al período de rotación del alerón. Bajo esta condición, el alerón le transmite el mayor impulso a las partículas de fluido y se crea un notorio ensanchamiento de la estela. El término correspondiente al promedio de la energía cinética de las fluctuaciones de velocidad $\langle u^2 \rangle_{y,t}$ describe correctamente esta resonancia para todos los valores del número de Reynolds considerados. Para esta frecuencia de resonancia se construyó un contorno de iso-velocidad de la estela y se identificó la presencia de estructuras de baja velocidad en los extremos y de alta concentradas en el centro.

Se observó una segunda resonancia cuando el alerón es forzado a la mitad de la frecuencia del desprendimiento de vórtices, que técnicamente corresponde a una resonancia sub-armónica. Estos vórtices son generados en

la estela cuando el alerón se aleja de su posición horizontal, ya sea en forma ascendente o descendente. Esta resonancia ocurre aún para números de Reynolds inferiores al valor crítico para el desprendimiento de vórtices en régimen no forzado.

Agradecimientos

A los proyectos Fundación Andes C-13600/4, Fondecyt N° 1990571 y Fondecyt N° 3010067.

Références

- [1] Huerre, P. 1990. Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol 22, pp.473-53.
- [2] Sánchez, M. 2001. Estudio experimental de la dinámica de paquetes de vortices filiformes. "Memoria para optar al título de Ingeniero Civil Mecánico", Departamento de Ingeniería Mecánica, Universidad de Chile.
- [3] Gharib, M. and Williams-Stuber, K. 1989. Experiments on the Forced Wake of an Airfoil. *J. Fluid Mech.*, Vol. 208, pp. 225-255.
- [4] Nakamura, Y. Ohya, Y. and Tsuruta 1991. Experiments on Vortex Shedding From Flat Plates With Square Leading and Trailing Edges. *J. Fluid Mech.*, Vol. 222, pp. 437-447.
- [5] Hernández, R. H. and Baudet, 2000. C. Ultrasound Scattering by Forced Laminar Wakes. *Lecture Notes in Physics, Vortex Structure and Dynamics*, A. Maurel and P. Petitjeans (eds.), Springer Verlag.
- [6] Hernández, R. H. and Baudet, C. 2000. A new perturbation method. Application to the Bénard-von Kármán instability, *Europhys. Lett.*, Vol 49 (3), pp. 329.
- [7] Rockwell, D. 1998. Vortex-Body Interactions. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol 30, pp.199-229.
- [8] Chao-Lung Ting and Perlin, M. 1995. Boundary Conditions in the Vicinity of the Contact Line at a Vertically Oscillating Upright Plate: an Experimental Investigation. *J. Fluid Mech.*, Vol. 295, pp. 263-300.
- [9] Miao, J.J., Chen, C.R. and Chou, J.H. 1995. A vertically Oscillating Plate Disturbing the Development of a Boundary Layer. *J. Fluid Mech.*, Vol 298, pp. 1-22.
- [10] Wygnansky, D.J. 1971. A Note on Vortex Streets Behind Circular Cylinders at Low Reynolds Numbers. *J. Fluid Mech.*, Vol. 45, pp. 203-208.