

## Anexo C: Galope de cuerpos de sección triangular

Gustavo Alonso Rodrigo y José Meseguer Ruiz

Instituto Universitario de Microgravedad "Ignacio Da Riva", IDR/UPM  
E.T.S.I. Aeronáuticos, Universidad Politécnica de Madrid  
28040 Madrid, España

### ÍNDICE

RESUMEN	
C1. INTRODUCCIÓN .....	2
C2. ESTUDIO DEL GALOPE DE ACUERDO CON EL CRITERIO CUASI-ESTÁTICO.....	13
C3. ESTUDIO DE LA DISTRIBUCIÓN DE PRESIONES SOBRE EL CUERPO .....	26
C4. ESTUDIO DEL GALOPE CON CONFIGURACIONES DINÁMICAS.....	47
C5. REFERENCIAS .....	58

### RESUMEN

En este anexo se presenta el estudio de la inestabilidad a galope de cuerpos prismáticos de sección triangular, analizando la influencia de los distintos parámetros que intervienen en la aparición del fenómeno. Estos parámetros son la geometría de la sección transversal del cuerpo, representada por el ángulo  $\beta$  formado por los dos lados iguales del triángulo isósceles, el ángulo de ataque de la corriente incidente,  $\alpha$ , la velocidad de la corriente incidente,  $U_\infty$ , y las propiedades mecánicas de la estructura: masa  $m$ , coeficiente de amortiguamiento estructural  $\zeta$ , y frecuencia natural  $\omega_n$ .

Como resultado se han podido dibujar mapas de estabilidad en el plano  $(\alpha, \beta)$ . Estos mapas se han obtenido en primer lugar mediante ensayos estáticos, definiéndose regiones de inestabilidad de acuerdo al criterio cuasi-estático de Glauert-Den Hartog, y después mediante ensayos dinámicos, comprobándose a partir de qué velocidades comienza la inestabilidad para cada configuración definida por el par  $(\alpha, \beta)$ . Se han encontrados tres regiones de inestabilidad: para ángulos de ataque pequeños (alrededor de  $\alpha \approx \beta/2 + 5^\circ$ ), para ángulos de ataque grandes ( $\alpha \approx 180^\circ \pm (\beta/2 + 5^\circ)$ ), y para una zona intermedia (aproximadamente  $50^\circ < \alpha < 90^\circ$ ). En términos generales se puede afirmar que las regiones de inestabilidad para un triángulo dado son las comprendidas entre los ángulos de ataque en que la corriente incidente se encuentra alineada con alguno de los lados del triángulo.

### NOTA

**Aunque el contenido de este anexo corresponde a material elaborado con anterioridad para otros propósitos, es posible que en el proceso de adaptación a este curso se hayan deslizado erratas e inconsistencias no detectadas por el momento. Para consultar la posible lista de erratas véase <http://www.idr.upm.es/sita>**

## C1. INTRODUCCIÓN

Los estudios de los fenómenos de inestabilidad aeroelástica adquieren cada día más importancia desde el punto de vista de su aplicación potencial al diseño de estructuras. Esos fenómenos incluyen desprendimiento de torbellinos, galope transversal, galope de estela, divergencia a torsión, flameo y bataneo (Meseguer y otros, 2001).

En el caso de un cuerpo flexible aislado o en un medio en reposo, si ha empezado a oscilar por alguna razón, el amortiguamiento estructural, y en su caso el efecto de la viscosidad del fluido circundante, disipa energía y consigue amortiguar las oscilaciones. Pero en el seno de una corriente fluida, las acciones aerodinámicas producidas como consecuencia del movimiento relativo entre el cuerpo y el fluido pueden dar lugar a que la amplitud de esas oscilaciones se reduzca, se mantenga o crezca, dependiendo de si las fuerzas aerodinámicas comunican menos, igual o más energía, por ciclo de oscilación, de la que el sistema es capaz de disipar. Cuando las fuerzas aerodinámicas no pueden ser consideradas como estacionarias debido al propio movimiento de la estructura, que produce modificaciones en dichas fuerzas (lo que generalmente está asociado a variaciones rápidas de posición u orientación del cuerpo, y por tanto a frecuencias de oscilación relativamente altas), aparece el fenómeno conocido como flameo, y en caso de que las acciones aerodinámicas se puedan considerar como cuasi-estacionarias (con variaciones de posición más lentas), el fenómeno equivalente se denomina galope.

En el caso de un cuerpo que está sometido a la acción de una corriente que no es estacionaria ni uniforme corriente arriba del obstáculo (es decir, antes incluso de que éste pueda perturbar apreciablemente a la corriente), puede aparecer el fenómeno conocido como bataneo. La no uniformidad de la corriente incidente puede ser debida a la turbulencia presente en la propia atmósfera, cuya turbulencia tiene un contenido de frecuencias amplio y da lugar a lo que se denominan cargas por ráfagas.

Si la no estacionariedad de la corriente incidente es debida a que el cuerpo se encuentra inmerso en la estela producida por otro obstáculo situado corriente arriba, el intervalo de frecuencias de las variaciones de velocidad presentes en la estela turbulenta es más estrecho, y por lo tanto puede ser más dañino para el cuerpo si la turbulencia es capaz de excitar alguna de sus frecuencias propias, ya que la energía presente en la estela se encuentra agrupada en una banda estrecha de frecuencias. Pero existe incluso otra posibilidad, y es que sea el mismo cuerpo, debido a su forma, y aunque permanezca en reposo, el que produzca un comportamiento no estacionario en el fluido, como es el caso del desprendimiento de torbellinos alternados en cuerpos romos, torbellinos que son arrastrados por la corriente, constituyendo la estela propia del cuerpo (calle de torbellinos de von Kármán).

No todos estos fenómenos están completamente entendidos en la actualidad (de hecho sólo existen unos pocos modelos teóricos básicos para el análisis de la interacción de las fuerzas aerodinámicas sobre cuerpos oscilatorios), por lo que en muchos estudios se suelen emplear modelos empíricos en los cuales las características esenciales del fenómeno aerodinámico son aportadas por los datos experimentales. En general, los modelos empleados incluyen en sus formulaciones el número suficiente de parámetros libres para ajustar así el modelo a las características más notables de los fenómenos aeroelásticos.

De entre las inestabilidades señaladas el galope transversal es una inestabilidad típica de estructuras esbeltas que se puede presentar en aquellas que tienen secciones transversales no circulares, como ocurre con las de forma rectangular, en D, y en general con secciones de formas arbitrarias, como

las que adoptan los cables de líneas de transmisión cuando están cubiertos de hielo. Bajo ciertas condiciones estas estructuras pueden mostrar oscilaciones de gran amplitud en la dirección transversal a la corriente incidente (de una a diez veces mayor, e incluso más, que la dimensión transversal de la estructura), a frecuencias que son mucho más bajas que las de desprendimiento de torbellinos.

El galope se origina cuando al estar oscilando lateralmente la estructura (debido a cualquier perturbación que haya disparado el movimiento), se produce un acoplamiento entre la resultante de las fuerzas de sustentación y de resistencia que actúan sobre cada sección de la estructura, de forma que dicha resultante tiende a reforzar las oscilaciones.

Como el galope es una inestabilidad de baja frecuencia, para su análisis se suele admitir que el movimiento es lo suficientemente lento como para abordar su estudio suponiendo una sucesión de estados casi estacionarios, de forma que para obtener una descripción analítica del problema suele bastar con conocer la variación con el ángulo de ataque de los coeficientes de resistencia y de sustentación de la sección transversal de la estructura, medidos en condiciones estáticas.

Para explicar cómo se produce el galope hay que tener en cuenta que aunque la velocidad incidente  $U_\infty$  sea uniforme y constante, debido a la oscilación lateral del obstáculo, la velocidad total que percibe el mismo cambia en magnitud y dirección con el tiempo, de modo que el ángulo de ataque de la estructura también cambia con el tiempo, y en consecuencia lo mismo ocurre con las fuerzas aerodinámicas que actúan sobre el cuerpo (figura C1.1).

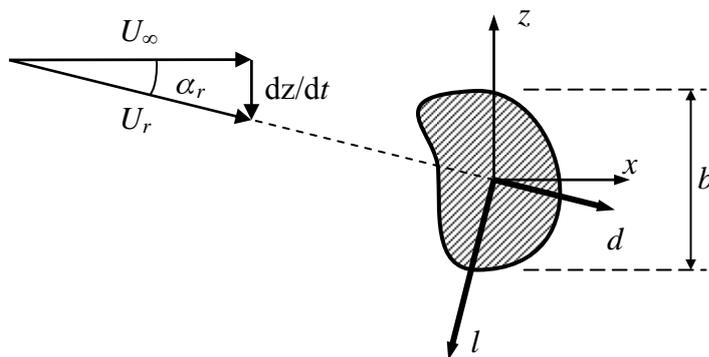


Figura C1.1. Esquema de las velocidades relativas y de las cargas aerodinámicas sobre un cuerpo que oscila en una dirección perpendicular a una corriente incidente de velocidad  $U_\infty$ .

Con referencia a la figura C1.1, si en el instante considerado el cuerpo se está desplazando en la dirección positiva del eje  $z$ , un observador ligado al cuerpo percibirá una velocidad relativa que es la suma vectorial de la corriente incidente  $U_\infty$  y una velocidad descendente de intensidad  $dz/dt$ . El módulo de la velocidad relativa del fluido respecto al cuerpo es pues

$$U_r = \left( U_\infty^2 + \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (C1.1)$$

y el ángulo de ataque de esta velocidad en el instante considerado resulta ser  $\alpha_r = (dz/dt)/U_\infty$  (que por economía de escritura en las páginas siguientes de este apartado se denomina simplemente  $\alpha$ ). En el instante en consideración la resistencia aerodinámica,  $d(\alpha)$ , y la sustentación,  $l(\alpha)$ , son:

$$d(\alpha) = \frac{1}{2} \rho U_r^2 b c_d(\alpha), \quad (C1.2)$$

$$l(\alpha) = \frac{1}{2} \rho U_r^2 b c_l(\alpha), \quad (C1.3)$$

y la proyección de estas componentes en la dirección del eje  $z$  es

$$f_z(\alpha) = -d(\alpha) \sin \alpha - l(\alpha) \cos \alpha. \quad (C1.4)$$

Si se define la fuerza según el eje  $z$  como

$$f_z(\alpha) = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 b c_{f_z}(\alpha), \quad (C1.5)$$

donde  $U_\infty = U_r \cos \alpha$ , de las expresiones (C1.4) y (C1.5) se obtiene

$$c_{f_z}(\alpha) = -[c_l(\alpha) + c_d(\alpha) \tan \alpha] \sec \alpha. \quad (C1.6)$$

La ecuación del movimiento del cuerpo, suponiendo que su masa por unidad de longitud es  $m$  y que está elásticamente sujeto a un soporte que tiene un amortiguamiento lineal caracterizado por un coeficiente de amortiguamiento  $\zeta$  y una rigidez  $k = m\omega_n^2$  ( $\omega_n$  es la frecuencia angular de resonancia,  $\omega_n = 2\pi n_n$ ), resulta ser:

$$m \left[ \frac{d^2 z}{dt^2} + 2\zeta\omega_n \frac{dz}{dt} + \omega_n^2 z \right] = f_z(\alpha), \quad (C1.7)$$

y considerando que el movimiento es casi estacionario, está justificado emplear para  $f_z(\alpha)$  la expresión (C1.5), con el coeficiente de fuerza lateral  $c_{f_z}(\alpha)$  definido por la expresión (C1.6). Si se restringe además el análisis al caso de pequeñas variaciones del ángulo de ataque, cerca de  $dz/dt = 0$ , es  $U_r \approx U_\infty$  y  $\alpha \approx (dz/dt)/U_\infty \ll 1$ , y entonces se puede escribir

$$f_z \approx \alpha \left. \frac{\partial f_z}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=0} = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 b \alpha \left. \frac{\partial c_{f_z}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=0}, \quad (C1.8)$$

pero, teniendo en cuenta que al ser pequeño el ángulo de ataque es  $\tan \alpha \approx \alpha$ , y  $\sec \alpha \approx 1$ , en primera aproximación la expresión (C1.6) se escribe como  $c_{f_z}(\alpha) = -[c_l(\alpha) + \alpha c_d(\alpha)]$ , de modo que la derivada del coeficiente de fuerza lateral vale, en primera aproximación

$$\left. \frac{\partial c_{f_z}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=0} = - \left( \left. \frac{dc_l}{d\alpha} + c_d \right) \right|_{\alpha=0}, \quad (C1.9)$$

y así la ecuación del movimiento toma la forma

$$m \left[ \frac{d^2 z}{dt^2} + 2\zeta\omega_n \frac{dz}{dt} + \omega_n^2 z \right] = -\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 b \left( \frac{dc_l}{d\alpha} + c_d \right) \Big|_{\alpha=0} \frac{1}{U_\infty} \frac{dz}{dt}. \quad (C1.10)$$

Si se considera la fuerza aerodinámica (proporcional en este caso a  $dz/dt$ ) como una contribución al amortiguamiento total del sistema (amortiguamiento aerodinámico), el coeficiente total de amortiguamiento es:

$$\zeta_T = \zeta + \frac{\rho U_\infty b}{4m\omega_n} \left( \frac{dc_l}{d\alpha} + c_d \right) \Big|_{\alpha=0}, \quad (C1.11)$$

y por tanto el movimiento de oscilación es estable si  $\zeta_T > 0$  e inestable si  $\zeta_T < 0$ . Como la relación de amortiguamiento mecánico  $\zeta$  es generalmente positiva, la inestabilidad sólo se puede producir si es

$$\left( \frac{dc_l}{d\alpha} + c_d \right) \Big|_{\alpha=0} < 0, \quad (C1.12)$$

expresión conocida como criterio de Glauert-Den Hartog, y que es condición necesaria para que comience la inestabilidad de galope. La condición suficiente es  $\zeta_T < 0$ , o bien, de acuerdo con la expresión (C1.11):

$$\left( \frac{dc_l}{d\alpha} + c_d \right) \Big|_{\alpha=0} < -\frac{4m\zeta\omega_n}{\rho U_\infty b}. \quad (C1.13)$$

De acuerdo con esta nueva expresión la pendiente de la curva de sustentación tiene que ser más negativa aún que con el criterio de Glauert-Den Hartog expresado en la ecuación (C1.12). Nótese que en la expresión (C1.13) el segundo miembro tiende a cero cuando la velocidad crece, lo que quiere decir que la tendencia al galope aumenta al hacerlo la velocidad; otra conclusión que se deduce de la expresión (C1.13) es que como el segundo miembro tiende a infinito cuando la velocidad tiende a cero, el galope sólo es posible cuando la velocidad de la corriente incidente supere un cierto valor mínimo.

Ahora es claro, también, que un cuerpo con sección circular, en el que a causa de su simetría es  $dc_l/d\alpha = 0$ , no puede presentar galope.

Hay otro tipo de galope que se puede presentar cuando un obstáculo se encuentra situado en la estela de otro. Debido a la estela de torbellinos del primer obstáculo, el segundo obstáculo recibe una corriente incidente cuya intensidad y sentido varían con el tiempo, y por tanto tiende a oscilar. Los parámetros determinantes de este fenómeno son la separación entre los obstáculos y su desalineamiento (Brika y Laneville, 1999; Hover y Triantafyllou, 2001; Luo, Li y Shah, 1999).

El galope por estela sólo puede ocurrir cuando las frecuencias propias del cilindro situado corriente abajo son bajas en comparación a las frecuencias de desprendimiento de torbellinos, tanto suyas como del obstáculo situado corriente arriba. Al igual que en el galope transversal, el fenómeno puede analizarse utilizando los coeficientes aerodinámicos medidos cuando los obstáculos en consideración están fijos, de acuerdo a la teoría cuasi-estática.

El fenómeno del galope debido a la estela se suele presentar en las catenarias de ferrocarril y en las líneas de transmisión de energía eléctrica en las que los cables discurren agrupados en conjuntos formados por varios cables situados en paralelo (Zdero, Turan y Havard, 1995). Las formas de prevenir la aparición de este tipo de galope son bien disminuir la distancia entre los espaciadores mecánicos que los separan o bien aumentar la tensión de los cables, y de este modo aumentar su frecuencia propia. (Gurung, Yamaguchi y Yukino, 2003). Otro caso característico de galope de estela es el de grupos de chimeneas (Zuranski, Józwick y Wysocki, 1995; Bourdeix, Hémon y Santi, 1998).

Para una descripción del resto de las inestabilidades enumeradas anteriormente véase Meseguer y otros (2001).

Circunscribiendo por tanto el interés al galope transversal, la literatura relativa al estudio de esta inestabilidad se puede clasificar en términos muy generales en dos grandes grupos:

- Formulaciones analíticas y aproximaciones numéricas a la resolución de dichos planteamientos teóricos.
- Estudios empíricos basados corrientemente en ensayos en túnel aerodinámico, y con menor frecuencia, en medidas de campo.

Otro criterio para clasificar la literatura sobre galope sería atendiendo a los parámetros característicos del fenómeno que son objeto de estudio. De acuerdo a ello, es posible encontrar publicaciones donde se estudia el efecto de:

- La geometría de la sección transversal.
- Características mecánicas de la estructura: rigidez y amortiguamiento estructural.
- El ángulo de ataque.
- Turbulencia de la corriente incidente.

La gran mayoría de la documentación disponible sobre galope está relacionada con la aplicación de medidas en túnel aerodinámico, a veces acompañadas de la resolución del problema por métodos numéricos, para casos prácticos reales: puentes, tendidos eléctricos, señales de tráfico, edificios, etc.

Hay que decir que en la vertiente teórica existen muy pocos desarrollos analíticos, y en las vertientes numérica y experimental muy pocos estudios sistemáticos. Abundan más los casos particulares. La base de conocimiento existente es por tanto muy específica y limitada, y no existe, hasta donde se conoce, un entendimiento claro de la influencia de los distintos parámetros más que para casos muy concretos de algunos de ellos.

Los primeros estudios teóricos corresponden a Den Hartog, quien derivó la teoría cuasi-estática linealizada descrita en el apartado anterior, dando lugar al criterio de estabilidad a galope que lleva su nombre. Un paso adelante en el desarrollo teórico es dado por Parkinson, aplicando también la teoría cuasi-estática, pero resolviendo las ecuaciones sin linearizar (Parkinson, 1967).

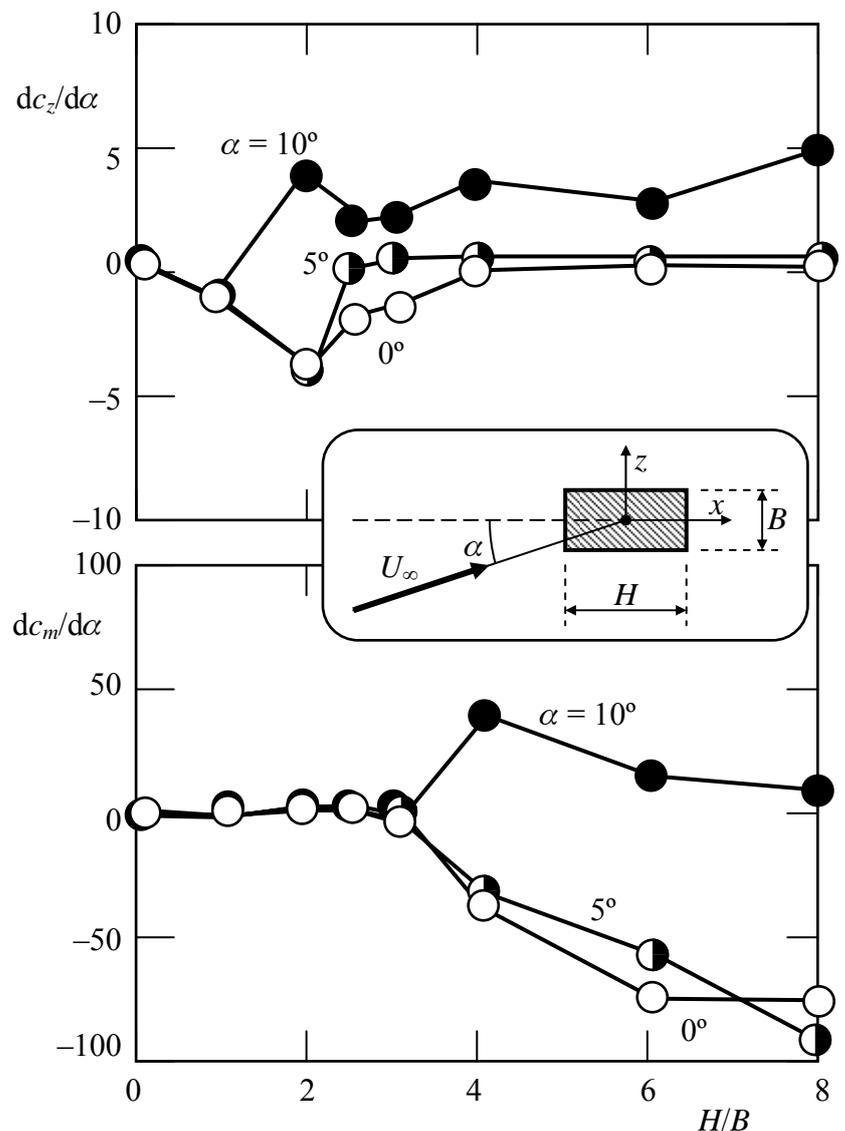
Fue Novak quien, a partir del anterior trabajo de Parkinson, desarrolló un método teórico para determinar la amplitud de la vibración causada por el galope en función de la velocidad de la corriente incidente. Este método es válido tanto para sistemas de un grado de libertad como para sistemas continuos. En Novak (1969) se resuelve la ecuación diferencial no lineal que describe el movimiento oscilatorio mediante una primera aproximación del método de Bogoliubov y Krylov, en el caso de un sistema de un grado de libertad, y mediante consideraciones de energía en el caso de un sistema continuo. Es la no linealidad de las ecuaciones la que causa que para velocidades de

la corriente incidente en que el comportamiento de la estructura es inestable la amplitud de la vibración alcance un valor finito y estacionario. En Novak (1972) se introduce y analiza el efecto de la turbulencia. Este autor aplica su método para resolver el caso de prismas de sección cuadrada y rectangular con varias relaciones  $H/B$ , siendo  $H$  la longitud del lado del rectángulo paralelo a la corriente incidente y  $B$  la longitud del lado del rectángulo normal a dicha corriente incidente.

Más recientemente en Kazakewich y Vasilenko (1996) se resuelve la misma ecuación no lineal basada en el método cuasi-estático mediante otro procedimiento aproximado, desarrollando los coeficientes aerodinámicos en serie de McLaurin. El resultado es una relación entre la amplitud de la oscilación a galope y la velocidad de la corriente incidente. En este trabajo se presentan los coeficientes aerodinámicos estáticos para prismas bidimensionales de sección cuadrada y rectangular (para varias relaciones  $H/B$ ) en función del ángulo de ataque. En función de ellos, los autores extraen conclusiones relevantes en cuanto a la inestabilidad a galope de este tipo de secciones de acuerdo al criterio de Den Hartog:

- A medida que aumenta la relación  $H/B$  la posibilidad de inestabilidad se desplaza hacia ángulos de ataque más pequeños.
- Existe un valor crítico de  $H/B$  en el intervalo  $3 < H/B < 4$  por encima del cual no se puede presentar la inestabilidad. Este aspecto se confirma en Ruscheweyh y otros (1996), véase la figura C1.2.
- La inestabilidad es posible para ángulos de ataque  $\alpha$  en el intervalo  $0^\circ < \alpha < 20^\circ$ .
- La velocidad crítica de galope es menor a medida que la relación  $H/B$  se aproxima al valor crítico mencionado anteriormente.

Figura C1.2. Variación de la pendiente de los coeficientes aerodinámicos de prismas de sección rectangular en función de su geometría representada por la relación  $H/B$  entre la longitud de sus lados, para ángulos de ataque pequeños.



Un desarrollo adicional se presenta en Hemon (1999), donde se propone una mejora de la teoría cuasi-estática introduciendo un tiempo de retardo entre la fuerza aerodinámica de sustentación y la velocidad del cuerpo. Este tiempo de retardo es determinado empíricamente como un periodo del desprendimiento de torbellinos, o lo que es igual, como la inversa del número de Strouhal, ya que con dicho valor se correlacionan los resultados experimentales (para prismas rectangulares con  $H/B = 2$ ) mejor que con la teoría cuasiestática lineal.

Hoy en día, se admite que la morfología del flujo alrededor de la sección transversal es responsable de la estabilidad / inestabilidad a galope (Hemon, Santi 2002). La situación de un flujo desprendido, como en la figura C1.3-a, genera una pendiente negativa del coeficiente de sustentación y por tanto la posibilidad de la inestabilidad a galope. Cuando la corriente se readhiere sobre las caras laterales, como en la figura C1.3-b, la pendiente del coeficiente de sustentación se convierte generalmente en positiva, y el galope no aparece. Por tanto, cuando la relación  $H/B$  es suficientemente grande, la corriente siempre se readhiere y estas secciones son estables desde el punto de vista del galope.

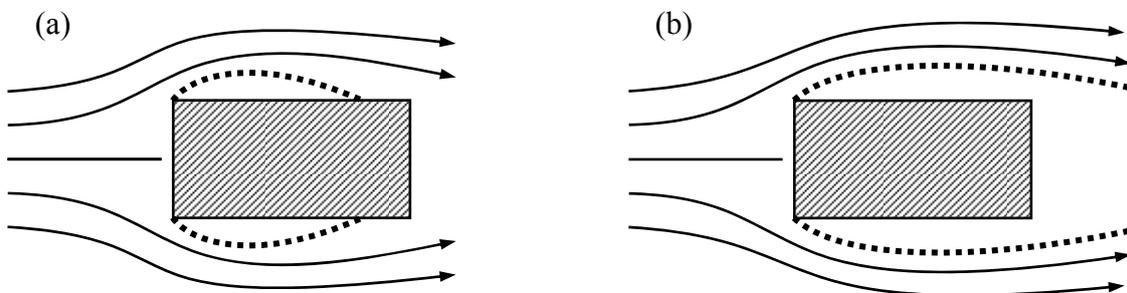


Figura C1.3. Prisma de sección rectangular, en el que la corriente se desprende en las esquinas, (a) con la burbuja readherida, (b) con la corriente completamente desprendida.

Evidentemente, la turbulencia de la corriente incidente desempeña un papel fundamental en la posible readherencia de la corriente desprendida (figura C1.4) y por tanto secciones que son inestables a una determinada intensidad de turbulencia de la corriente incidente pueden hacerse estables a partir de un cierto valor de dicha intensidad de turbulencia. Este fenómeno se analiza en Hemon y otros (2001) mediante la realización de medidas en túnel aerodinámico sobre secciones rectangulares con  $H/B = 2$ , en un rango muy limitado de ángulos de ataque, entre  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 6^\circ$ . En general, para un ángulo de ataque dado, al incrementar la intensidad de turbulencia el galope ocurre más tarde, esto es, a velocidades reducidas más altas, y termina por desaparecer. Encuentran estos autores sin embargo una anomalía para ángulos de ataque  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 2^\circ$  en los que, al aumentar la intensidad de turbulencia, la velocidad crítica disminuye inicialmente, para acabar aumentando posteriormente, convirtiéndose la sección en estable cuando se alcanza una intensidad de turbulencia suficientemente alta (por encima del 7.5 %).

Un fenómeno interesante pero muy poco tratado es el de histéresis. En Luo, Chef y Ng (2003) se estudia la histéresis en la variación de la amplitud del galope con la velocidad incidente para prismas cuadrados, mediante un método numérico que se contrasta con ensayos de visualización en túnel de agua, concluyendo que el fenómeno de histéresis está asociado a un punto de inflexión en la curva del coeficiente de sustentación en función del ángulo de ataque, y conjeturando que ello podría estar causado por la readherencia intermitente de la corriente que se detecta en ese punto.

Existe un grupo amplio de trabajos dedicados al estudio del fenómeno del galope aplicando técnicas numéricas, prácticamente en exclusiva para prismas de sección cuadrada y rectangular. El objetivo

de estos trabajos no es tanto el profundizar en el conocimiento del fenómeno del galope, como el demostrar que el método numérico presentado es capaz de predecir ciertos resultados experimentales concretos. La conclusión que puede extraerse de los trabajos publicados es que hoy en día existen métodos numéricos que permiten simular razonablemente bien el fenómeno del galope, si bien estos métodos necesitan de ser alimentados y puestos a punto con unos parámetros que necesariamente han de provenir de medidas experimentales (Tamura e Itoh, 1999; Tamura, 1999; Li, Fang y Geary, 1998).

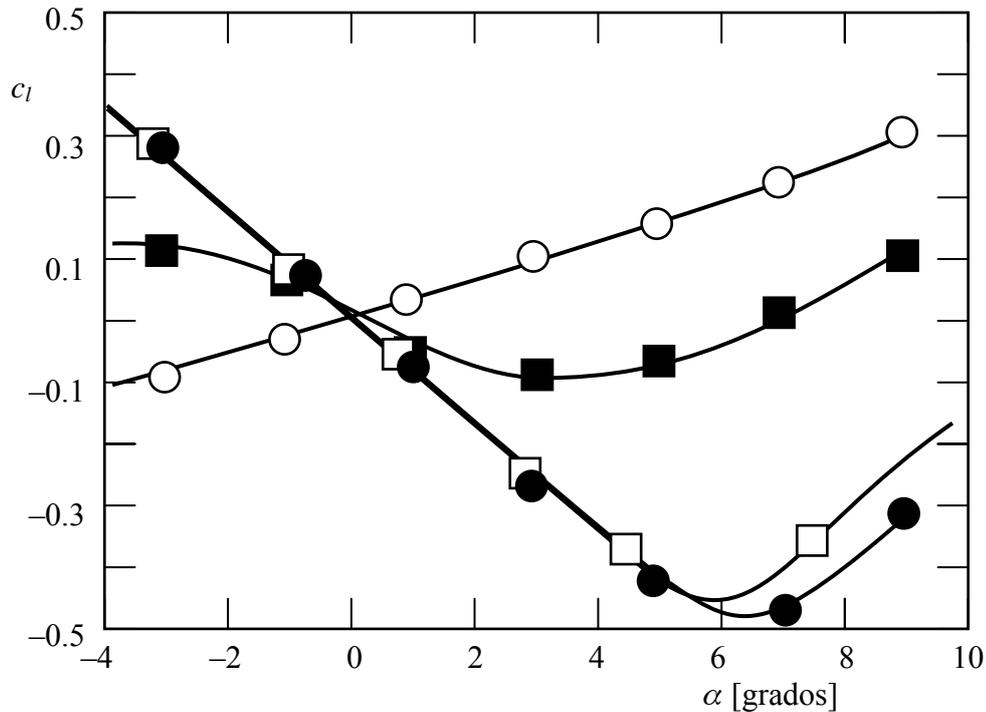


Figura C1.4. Efecto de la turbulencia sobre el coeficiente de sustentación, en función del ángulo de ataque. Los círculos negros representan flujo laminar; los cuadrados negros representan una intensidad de turbulencia  $I = 5\%$ ; los círculos blancos,  $I = 11\%$ ; y los cuadrados blancos, flujo laminar; de Hémon y Santi (2002).

Además del trabajo teórico, se han dedicado esfuerzos al estudio experimental de las características del galope de cuerpos con diversas secciones transversales. Estos estudios se fundamentan en el hecho de que en el diseño de edificios y otras estructuras alargadas (barreras cortavientos, tableros de puentes, etc.) se emplean cada vez más nuevas técnicas con materiales más ligeros que redundan en estructuras globalmente más flexibles así como innovadoras geometrías (algunas muy propensas al galope). En consecuencia, es cada vez más frecuente que para estos diseños las velocidades del viento incidente críticas asociadas a fenómenos aeroelásticos como el galope caigan dentro del rango de las velocidades de diseño.

La mayor parte del esfuerzo investigador en relación al galope se ha concentrado en cuerpos de sección cuadrada o rectangular (además de los ya citados cabe mencionar también a Katagiri, Ohkuma y Marukawa, 2002; Tamura y Dias, 2003), a pesar de que cuerpos prismáticos con otras secciones transversales también pueden ser inestables a galope, como pasa con secciones en D, o con secciones muy asimétricas, como cables de tendido eléctrico cubiertos parcialmente de hielo, como ya se ha dicho, o como se estudia aquí, con triángulos.

Como se ha visto, las secciones rectangulares han sido ampliamente analizadas, si bien no de una manera tan sistemática como cabría esperar. La influencia de los diferentes parámetros sobre la inestabilidad a galope se trata de manera parcial.

La literatura relativa a otras geometrías es mucho más escasa. Existen, por ejemplo, trabajos dedicados al estudio experimental del comportamiento a galope de perfiles de viga típicos en la industria de la construcción, como rectángulos, perfiles en I, en T, etc. (Ruscheweyh, Hortmanns y Schnakenberg, 1996 y Ziller y Ruscheweyh, 1997). Como en muchas otras ocasiones, la influencia de los parámetros relevantes se trata parcialmente (no se analiza la influencia del ángulo de ataque, aunque sí la de la turbulencia de la corriente incidente). Se presentan una serie de resultados experimentales, en este caso los coeficientes aerodinámicos de los distintos perfiles, pero los resultados no permiten extraer conclusiones que profundicen en el conocimiento del fenómeno del galope. De hecho, la conclusión es que es difícil determinar si un determinado perfil es estabilizado o desestabilizado por el efecto de la turbulencia.

Sí se extrae de estos trabajos una conclusión clara para sus autores, y es que los coeficientes aerodinámicos que determinan la estabilidad a galope deben ser medidos con modelos aeroelásticos y no rígidos, ya que de esa forma los resultados obtenidos aplicando el criterio de Den Hartog corresponden mejor con las medidas de los ensayos en túnel. Se reconoce no obstante que los resultados usando coeficientes determinados con ensayos estáticos son conservativos.

El efecto de redondear y achaflanar las esquinas de las secciones cuadradas y rectangulares es analizado en Kawai (1998). Se demuestra que la modificación de las esquinas a barlovento es muy efectiva para prevenir el galope puesto que cambia las características de la corriente desprendida, facilitando su readherencia.

El único trabajo encontrado en el que se estudian prismas triangulares es Luo y otros (1998), donde se estudia el comportamiento a galope de un cuadrado y dos trapecios mediante ensayos en túnel, con una configuración dinámica, y se estudia también un triángulo isósceles con  $\beta = 53^\circ$ , siendo  $\beta$  el ángulo formado por los dos lados iguales del triángulo, en un rango muy limitado de ángulos de ataque alrededor de la base del triángulo ( $\alpha = 180^\circ$ ).

Al margen de todos estos trabajos citados en los párrafos precedentes, como se ha indicado existe un gran volumen de trabajos publicados que tratan el fenómeno del galope sobre estructuras y construcciones reales. Se trata de estudios que abordan casos muy concretos y particulares, con el objetivo de determinar en qué condiciones se produce la inestabilidad a galope y qué acciones se pueden tomar para evitarlo.

Un caso muy tratado, por frecuente en países como Canadá, por ejemplo, es el de los tendidos eléctricos, muy susceptibles de galopar al presentar frecuencias de oscilación natural muy bajas y de gran amplitud, esto es así porque al helarse, los cables reciben deposiciones de hielo que modifican su sección circular, con lo que se hace posible el galope.

Un trabajo de referencia en esta línea es Chabart y Lilien (1998), donde se estudian experimentalmente las oscilaciones según tres grados de libertad (desplazamientos vertical y horizontal y torsión) de una muestra consistente en un prisma de sección circular deformada que simula una deposición de hielo sobre el hilo. Los autores concluyen que este tipo de configuración presente en los tendidos eléctricos es altamente inestable frente a los fenómenos aeroelásticos en un rango muy amplio de ángulos de ataque, y que esta inestabilidad se acentúa en caso de que las frecuencias naturales de los hilos a traslación y rotación sean similares.

Esta investigación se continua en Keutgen y Lilien (2000), donde se presentan los resultados de un estudio experimental sistemático sobre un modelo de conductor con deposición de hielo. Como en el estudio anterior, el galope transversal se solapa al flameo, al acoplarse también las oscilaciones rotacionales del cable. Refuerzan estas conclusiones el trabajo de McComber y Paradis (1998) para casos en que la deposición de hielo es muy delgada comparada con el diámetro del hilo conductor, donde también se concluye que es necesario acoplar las oscilaciones de torsión a las de traslación para obtener resultados satisfactorios con la teoría cuasi-estática.

En el mismo sentido las catenarias de ferrocarril son configuraciones muy estudiadas, fundamentalmente desde el punto de vista de identificar medios de evitar la inestabilidad a galope de estos elementos. Estos medios son los clásicos: barreras cortavientos para reducir la velocidad del viento incidente sobre las catenarias (Scanlon, Stickland y Oldroyd, 1998), redondear las esquinas de la sección transversal (Stickland y Scanlon, 2001) y aumentar la frecuencia natural y el amortiguamiento estructural (Stickland y otros, 2003).

Los edificios altos y esbeltos también son estructuras que centran el interés de los investigadores, como es el caso del ya citado Kawai (1998).

Los trabajos sobre puentes también son relativamente frecuentes, en particular el estudio del efecto de dispositivos que eviten la inestabilidad a galope en puentes concretos, siendo los más efectivos los que modifican los coeficientes aerodinámicos de la sección, como la introducción de ranuras y deflectores de la corriente, o lo que es lo mismo, redondear las esquinas de la sección (Ge y otros, 2002). Otros trabajos se limitan a describir resultados de medidas o cálculos numéricos sobre puentes específicos, como es el caso de Flaga, Michalowski y Bosak (2002), o el más interesante Stoyanoff (2001), que aplica a dos puentes concretos un método numérico basado en la teoría cuasi-estática que trata tanto el fenómeno del bataneo, además del galope transversal.

Otro tipo de construcción civil muy estudiado son las señales de tráfico y los semáforos. Como en el caso de otras estructuras, buena parte del interés estriba en identificar dispositivos que reduzcan la inestabilidad a galope, y también como para otras estructuras se demuestra que lo más efectivo en la práctica es actuar sobre los coeficientes aerodinámicos, para por ejemplo aumentar el amortiguamiento aerodinámico introduciendo unas placas a modo de alas (Pulipaka, Sarkar y McDonald, 1998). En otros casos, el objetivo es utilizar los ensayos en túnel para derivar cargas de diseño. En Johns y Dexter (1998) se ensayan grandes señales de tráfico (de brazo muy largo y por tanto muy flexibles), y de los resultados se derivan cargas de presión estática para diseñar tales señales teniendo en cuenta el efecto del galope, ráfagas de viento natural y ráfagas producidas por camiones.

Como se acaba de mostrar en los párrafos anterior, el galope de estructuras ha centrado la atención de muchos científicos durante décadas, quizás debido a que, al contrario que en otras inestabilidades aeroelásticas, aquí los fundamentos teóricos están bien establecidos y entendidos. Además del trabajo teórico, se han dedicado grandes esfuerzos al estudio experimental de las características del galope de muchos cuerpos de diferentes secciones transversales, aunque gran parte del esfuerzo se ha concentrado en cuerpos de sección rectangular, y muy poca atención se ha prestado a otras geometrías de interés práctico, como es la sección triangular analizada con cierto detalle en IDR/UPM (Alonso, Meseguer y Pérez-Grande, 2005 a; Alonso, Meseguer y Pérez-Grande, 2005 b; Alonso y Meseguer, 2006).

Por otro lado, en la gran mayoría de los trabajos publicados se abordan problemas muy específicos,

relativos a una geometría muy particular o a unos parámetros muy concretos. No se han encontrado estudios sistemáticos que permitan extraer conclusiones más o menos universales para entender mejor el fenómeno del galope, cuando la sección no es rectangular. De ahí el interés también de estudiar exhaustivamente la sección triangular, dada la riqueza paramétrica que representa, y la multiplicidad de geometrías que se generan modificando un único parámetro como puede ser el ángulo formado por los lados iguales de un triángulo isósceles.

Para profundizar en el conocimiento del fenómeno del galope en cuerpos de sección triangular, en IDR/UPM se ha analizado la influencia de parámetros como la geometría (forma de la sección transversal, mayor o menor curvatura en las esquinas), ángulo de ataque de la corriente incidente y las características mecánicas de la estructura (masa, frecuencia propia y amortiguamiento estructural).

El trabajo ha sido dividido para esto en varias fases. En la primera, la atención ha estado centrada en la obtención de los coeficientes aerodinámicos de las diferentes configuraciones estudiadas (geometrías caracterizadas por el ángulo  $\beta$  formado por los dos lados iguales del triángulo isósceles y ángulo de ataque de la corriente incidente,  $\alpha$ ), y a partir de ellos, y aplicando el criterio cuasi-estático de Glauert-Den Hartog, en la determinación de regiones de estabilidad / inestabilidad para cada configuración (combinación  $\alpha$ ,  $\beta$ ).

En una segunda fase, y para entender mejor la morfología del flujo alrededor del cuerpo, se ha realizado otra serie de ensayos en la que el objetivo ha sido determinar la distribución de presiones alrededor de la sección. Esto ha permitido explicar la inestabilidad encontrada en la fase anterior de acuerdo al criterio de Glauert-Den Hartog en ciertas configuraciones.

Finalmente, se han realizado ensayos en configuración dinámica, esto es, reproduciendo las propiedades mecánicas y por tanto las condiciones reales de vibración de la estructura (frecuencia propia y amortiguamiento estructural). Midiendo los desplazamientos de la sección en función de la velocidad de la corriente incidente para las distintas geometrías y distintos ángulos de ataque, se han determinado regiones de estabilidad / inestabilidad, que se han comparado con las obtenidas de acuerdo al criterio de Glauert-Den Hartog.

## C2. ESTUDIO DEL GALOPE DE ACUERDO CON EL CRITERIO CUASI-ESTÁTICO

Como se ha explicado, el criterio cuasi-estático de Glauert-Den Hartog establece como condición necesaria para que comience la inestabilidad de galope que sea

$$\left( \frac{dc_l}{d\alpha} + c_d \right) \Big|_{\alpha=0} < 0. \quad (C2.1)$$

donde  $\alpha$  es el ángulo de ataque estático, sin tener en cuenta las perturbaciones ocasionadas por las oscilaciones del cuerpo.

Para llegar a esa expresión, se supone que el movimiento es casi estacionario, y que la variación del ángulo de ataque respecto a la posición de equilibrio es pequeña. La hipótesis de movimiento estacionario presupone que la velocidad normal a la corriente de la estructura sea muy pequeña en comparación con la velocidad del fluido sin perturbar. Generalmente este es el caso del galope, ya que al ser un fenómeno que se produce esencialmente a frecuencias bajas, lleva implícitas velocidades de oscilación pequeñas, de modo que el tiempo de residencia  $h/U_\infty$  es mucho menor que el tiempo característico,  $1/\omega_n$ , donde  $h$  es la longitud máxima característica del cuerpo,  $U_\infty$  es la velocidad de la corriente sin perturbar y  $\omega_n$  es la frecuencia a la que oscila la estructura.

La gran ventaja de este criterio es que permite estudiar un fenómeno dinámico, como es el caso del galope, utilizando tan sólo los coeficientes aerodinámicos de la sección en consideración, que son parámetros estáticos y medibles por tanto con un esfuerzo experimental mucho menor que si se hubieran de hacer ensayos dinámicos.

Los parámetros a analizar en la serie de ensayos estáticos son la geometría de la sección triangular y el ángulo de ataque. En cuanto a la geometría de la sección, el objetivo ha sido llegar a obtener un conocimiento tan generalizable como sea posible acerca del comportamiento al galope de cuerpos de sección triangular. Esta definición es tan general que es preciso acotar el rango de variación de las características geométricas de los cuerpos a ensayar, de modo que el interés se ha centrado en el estudio de triángulos isósceles caracterizados por el ángulo comprendido entre los dos lados iguales, que de aquí en adelante  $\beta$ , ángulo en el vértice principal. Para estos ensayos estáticos se ha considerado nueve modelos correspondientes a nueve prismas de sección transversal triangular, con el vértice principal variando entre  $\beta = 10^\circ$  y  $\beta = 90^\circ$  con pasos de  $10^\circ$ , y una distancia característica máxima  $h = 0.1$  m igual para todos ellos.

Además, puesto que es bien conocido que el redondeo de las esquinas situadas a barlovento afecta profundamente al desprendimiento de la capa límite (Meseguer y otros., 2001) y a las capas de cortadura que limitan la zona desprendida, influyendo en su readherencia y estrechamiento del ancho de la estela (Kawai, 1998), además de los modelos ya citados se han ensayado otros tres modelos adicionales con esquinas redondeadas. Los tres corresponden a un ángulo en el vértice principal  $\beta = 30^\circ$  con radios de curvatura en la base del triángulo,  $r$ , aumentando,  $r/h = 0.04, 0.08$  y  $0.12$  (figura C2.1)

La influencia del ángulo de ataque se ha estudiado en todo el rango de variación de este parámetro, es decir entre  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 360^\circ$ . Puesto que las secciones son simétricas respecto a la bisectriz del ángulo principal, en lo que sigue sólo se presentan resultados para el intervalo comprendido entre  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 180^\circ$ . Hay que decir que éste es un aspecto relativamente novedoso, ya que la mayoría de los trabajos publicados restringen el estudio a un solo ángulo de ataque, o a un intervalo

relativamente pequeño de ángulos de ataque.

La combinación de geometrías diferentes caracterizadas por ángulos  $\beta$  distintos con el barrido en ángulos de ataque entre  $0^\circ$  y  $180^\circ$  resulta en una gran riqueza de configuraciones desde el punto de vista geométrico, lo que permite tener una visión mucho más global del comportamiento aerodinámico de este tipo de objetos.

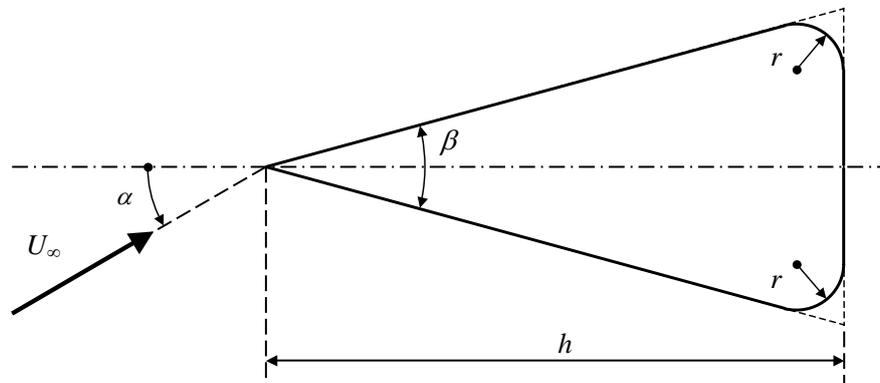


Figura C2.1. Definición de los cuerpos de sección triangular empleados en los ensayos. Se han medido doce configuraciones, nueve con vértices sin redondear ( $\beta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, \dots, 90^\circ$ ;  $r/h = 0$ ) y tres con vértices redondeados ( $\beta = 30^\circ$ ;  $r/h = 0.04, 0.08$  y  $0.12$ ).

El medio experimental que se ha empleado han sido los ensayos en túnel aerodinámico, y para ello se ha utilizado el túnel aerodinámico S1 del Instituto Universitario de Microgravedad "Ignacio Da Riva" de la Universidad Politécnica de Madrid (IDR/UPM). Se trata de un túnel de circuito abierto, soplado de ventilador centrífugo. La longitud de este túnel es de 6.5 m con una sección en la cámara de ensayos de 0.15 m de ancho por 0.8 m de alto. El túnel está constituido por:

- 1º) un ventilador centrífugo VCHSOT 25/13 impulsado por un motor WEG 132MY0699 de 7.5 kW
- 2º) una cámara de tranquilización de 1.2 m de longitud en la cual hay dispuestas una serie de rejillas para uniformizar la corriente
- 3º) una contracción bidimensional de 1 m de longitud, y cuya anchura es de 1 m en la entrada y 0.15 m en la salida
- 4º) la cámara de ensayos de 1.2 m de longitud cuya sección es, como ya se ha indicado, de 0.8 m de alto por 0.15 m de ancho
- 5º) un difusor de 2.3 m de longitud que expande la corriente hasta una sección de 1.2 m por 1.14 m. El difusor tiene placas interiores para expandir la corriente con un ángulo inferior a  $7^\circ$ .

En la figura C2.2 se muestra un esquema de los distintos componentes y dimensiones del túnel aerodinámico S1.

En la figura C2.3 se muestran los perfiles de velocidad adimensional,  $u/U_\infty$ , e intensidad de turbulencia,  $I_u$  (definida como el cociente entre el valor cuadrático medio de las velocidades medidas en distintos instantes en un cierto punto y el valor medio de dichas velocidades) del túnel aerodinámico S1 en la zona de la cámara de ensayos donde se sitúan los modelos.

Se han medido los coeficientes aerodinámicos de sustentación y resistencia en el túnel aerodinámico descrito, empleando configuraciones rígidamente soportadas. El perfil de velocidades en la cámara de ensayos es uniforme dentro de un  $\pm 1\%$ , y la intensidad de turbulencia de menos del 3%. Estas condiciones de ensayo en turbulencia moderada se han usado ya antes en ensayos en túneles aerodinámicos, y desde el punto de vista de la medida de cargas aerodinámicas medias, se

puede incluso considerar una condición más severa que el flujo más turbulento (Suzuki y otros, 2003; Courchesne & Laneville, 1982; Zdravkovich & Carelas, 1997). La velocidad incidente en la cámara de ensayos del túnel ha sido de alrededor de  $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , lo que significa números de Reynolds mayores que  $10^5$ , basados en la longitud del modelo,  $h$ .

Figura C2.2. Planta y alzado del túnel aerodinámico S1 del IDR/UPM: (a) difusor, (b) cámara de ensayos, (c) contracción, (d) cámara de tranquilización y (e) ventilador. Cotas en metros.

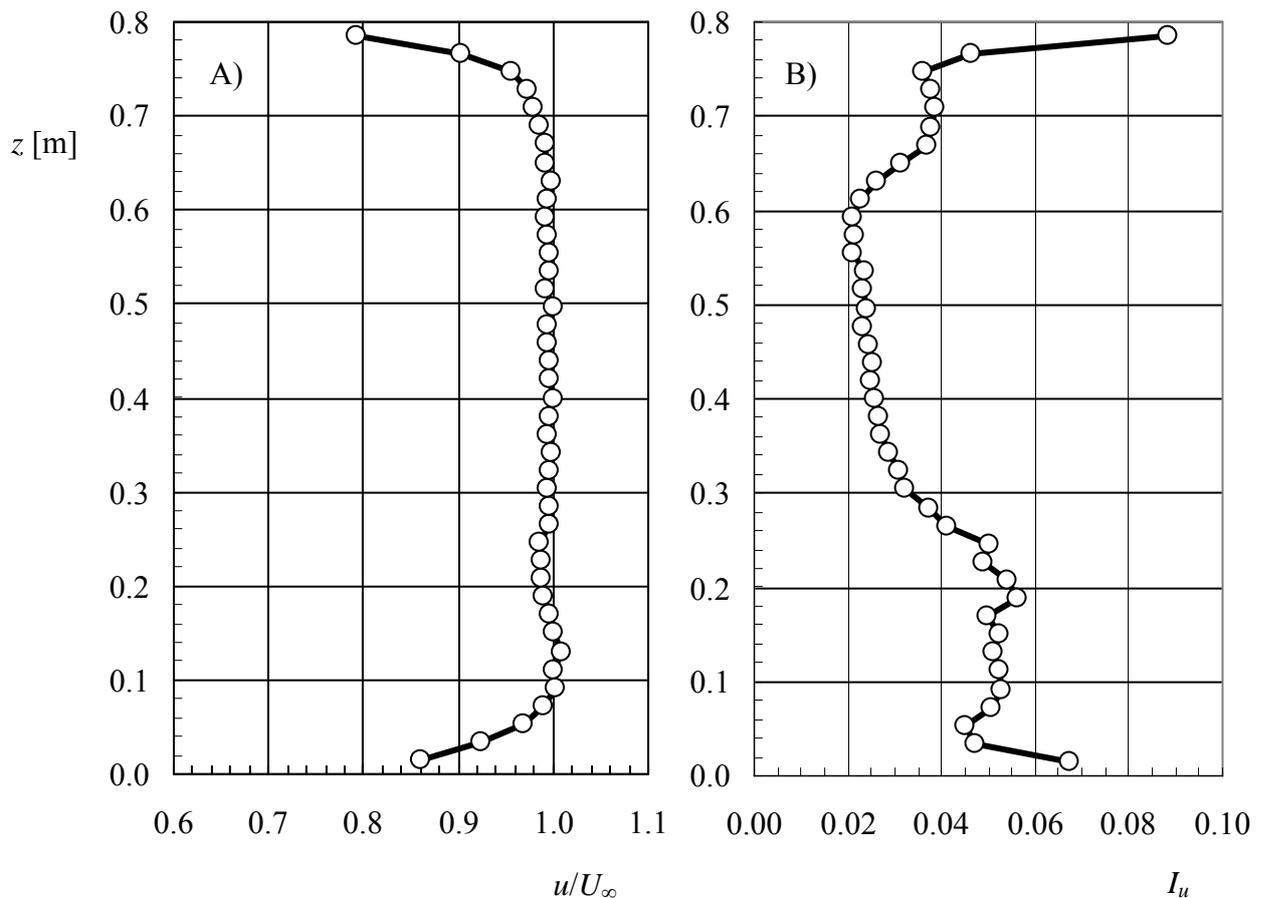
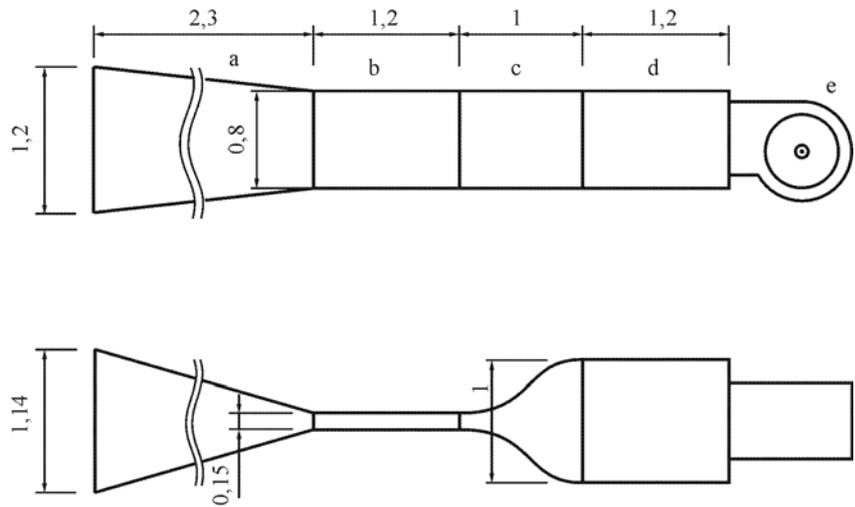


Figura C2.3. Perfiles de velocidad adimensional,  $u/U_\infty$ , (A) e intensidad de turbulencia,  $I_u$  (B), del túnel aerodinámico S1C en la zona de la cámara de ensayos donde se sitúan los modelos, en función de la distancia a la base de la cámara,  $z$ .

Como se ha dicho todos los modelos tienen la misma longitud característica máxima de  $h = 0.1$  m, con una envergadura (dimensión transversal) de 0.145 m. Los modelos se han construido en madera, prestándose especial atención a los vértices, que se dejaron afilados, salvo evidentemente los modelos que se construyeron con los bordes redondeados. En las figuras C2.4 y C2.5 se muestran una fotografías de los modelos de prismas utilizados.

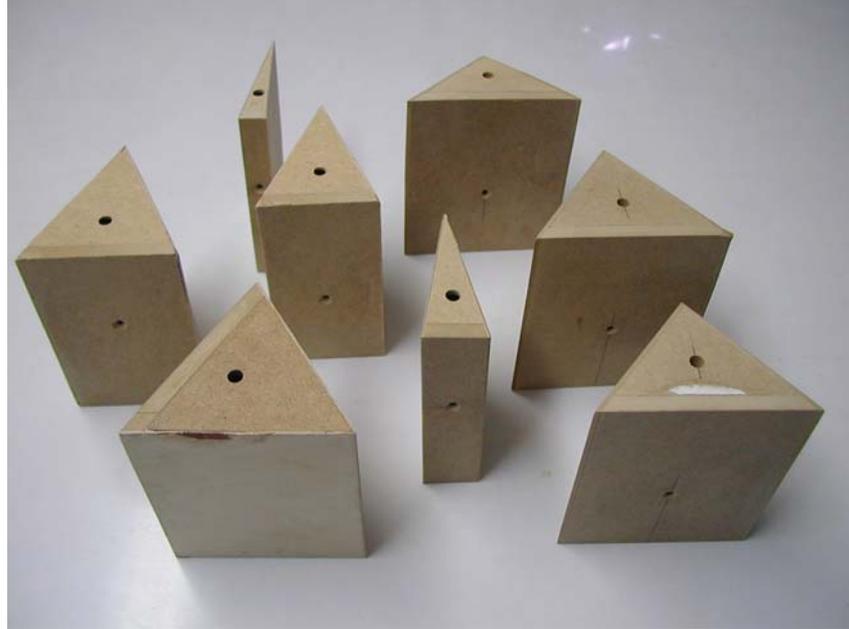


Figura C2.4. Fotografía de los modelos de prismas triangulares utilizados en los ensayos.



Figura C2.5. Fotografía de los modelos de prismas triangulares utilizados en los ensayos (prismas con bordes redondeados).

Las cargas aerodinámicas se han medido con una balanza extensiométrica de seis componentes (ATI, modelo Gamma SI-130-10). La balanza se ha montado sobre un marco de referencia fijo, de

manera que uno de los ejes de la balanza permanece alineado con la dirección de la corriente incidente. La balanza soporta una plataforma rotatoria con una barra de 8 mm de diámetro a la que se sujeta el modelo con un tornillo. La plataforma rotatoria permite predeterminedar el ángulo de ataque del modelo con una precisión de  $\pm 0.5^\circ$ .

Una vez que el modelo seleccionado se fija a la barra que lo sujeta a la plataforma rotatoria, y se determina el ángulo inicial de referencia, la secuencia experimental se ejecuta casi automáticamente. Los ángulos de ataque se varían entre  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 180^\circ$  en pasos de  $5^\circ$ . En cada paso las medidas de sustentación y resistencia captadas por la balanza se almacenan en un ordenador personal, entre otras señales, para el análisis posterior. Las presiones estática y dinámica dentro de la cámara de ensayos se miden con una sonda Pitot Air Flow 048, conectada a un transductor de presiones Schaewitz Lucas P-3061-2WD.

La variación con el ángulo de ataque,  $\alpha$ , de los coeficientes aerodinámicos  $c_l(\alpha)$  y  $c_d(\alpha)$  que se han medido se muestran en las figuras C2.6, C2.7 y C2.8. Estos coeficientes se han determinado a partir de las medidas de fuerzas de la balanza extensiométrica, adimensionalizando con la longitud máxima característica  $h = 0.1$  m, y con la longitud del modelo en la dirección de la envergadura,  $w = 0.145$  m, de manera que:

$$c_l = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 hw}, \quad (C2.2)$$

$$c_d = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 hw}, \quad (C2.3)$$

siendo  $L$  y  $D$  las fuerzas aerodinámicas de sustentación y resistencia, respectivamente, y  $U_\infty$  la velocidad de la corriente sin perturbar. En las mismas figuras se ha representado la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$ , cuyo signo determina la estabilidad de un cuerpo a galope transversal (el obstáculo puede galopar si  $A$  es negativo).

Las derivadas  $dc_l/d\alpha$  se han calculado con un esquema centrado de cuarto orden, de manera que:

$$\frac{dc_l}{d\alpha} = \frac{[-c_l(\alpha_{i+2}) + 8c_l(\alpha_{i+1}) - 8c_l(\alpha_{i-1}) + c_l(\alpha_{i-2})]}{12(\alpha_i - \alpha_{i-1})}, \quad (C2.4)$$

De acuerdo a las figuras C2.6 a C2.8, en el gráfico que representa la variación con el ángulo de ataque  $\alpha_0$  ( $0 \leq \alpha \leq \pi$ ) del coeficiente de sustentación  $c_l$ , se pueden distinguir tres zonas donde la pendiente del coeficiente de sustentación es negativa (obviamente las curvas de sustentación son antisimétricas respecto a  $\alpha = \pi$ ,  $c_l(\pi - \alpha) = -c_l(\pi + \alpha)$ , mientras que las de resistencia son simétricas,  $c_d(\pi - \alpha) = c_d(\pi + \alpha)$ ).

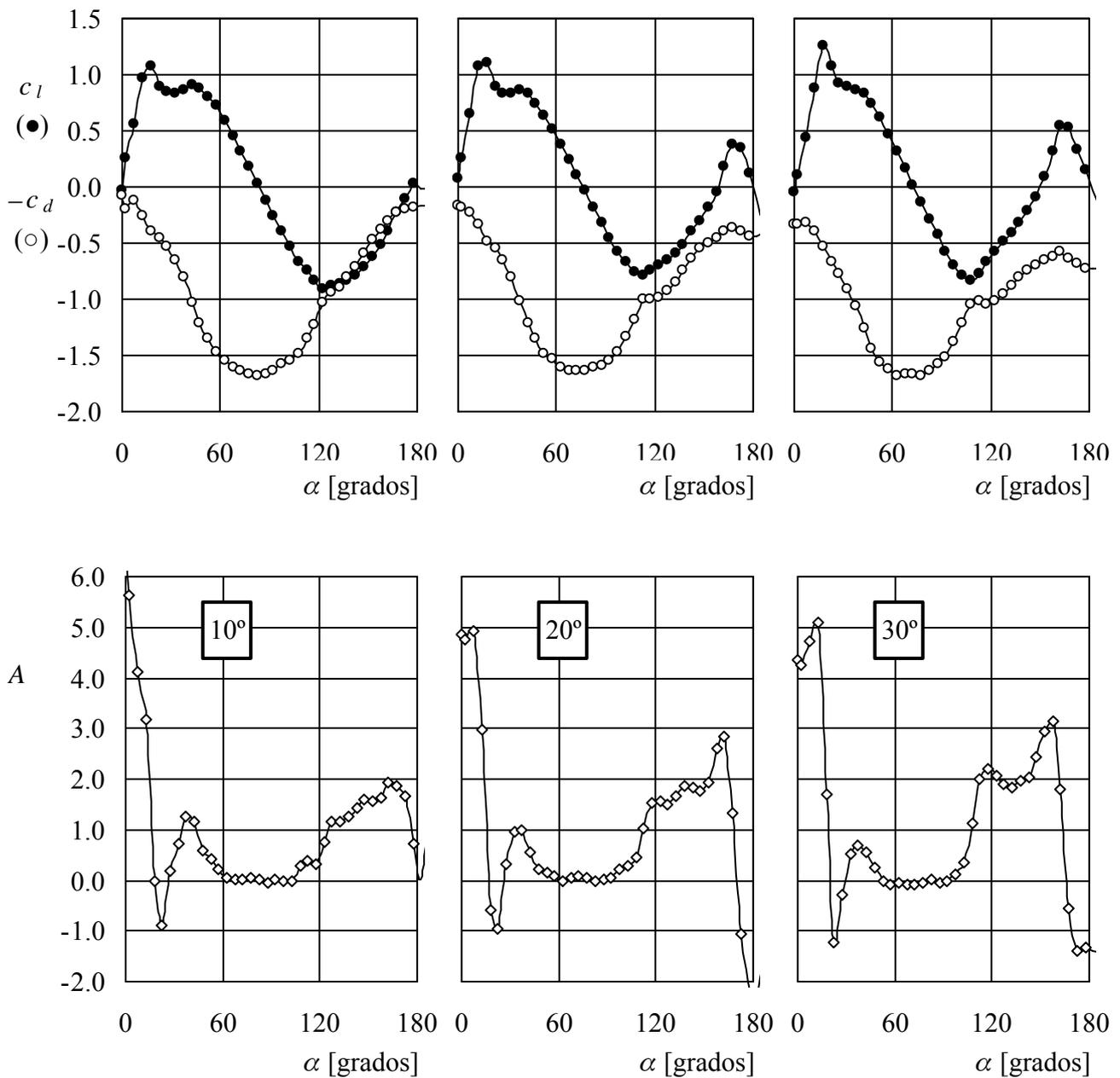


Figura C2.6. Variación con el ángulo de ataque  $\alpha_0$  del coeficiente de sustentación  $c_l$  (círculos negros), de resistencia  $c_d$  (círculos blancos) y la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$  (rombos blancos). Los resultados experimentales corresponden a cuerpos de sección triangular con vértices sin redondear ( $r/h = 0$ ) y ángulo en el vértice principal  $\beta = 10^\circ, 20^\circ$  y  $30^\circ$ .

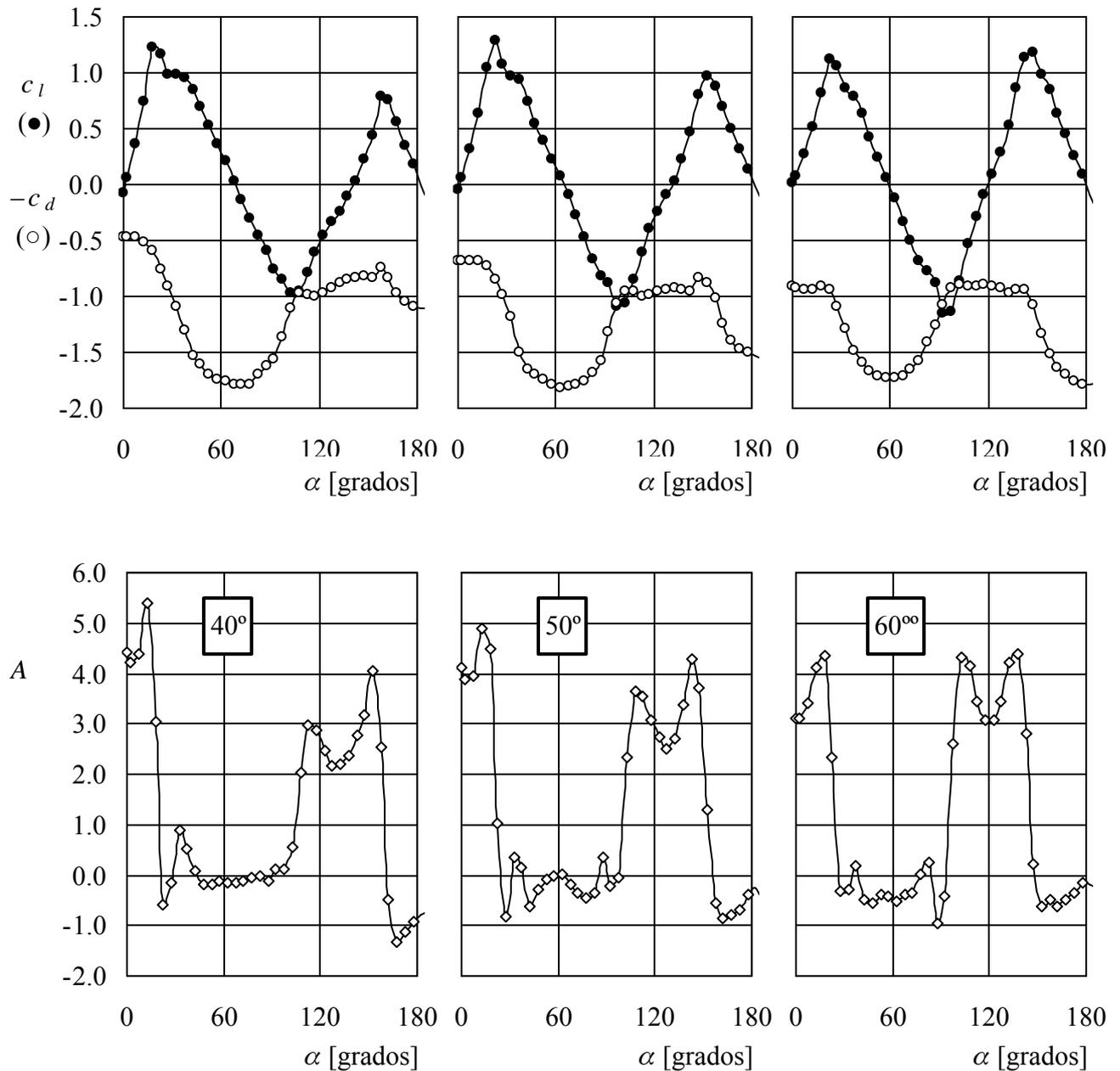


Figura C2.7. Variación con el ángulo de ataque  $\alpha_0$  del coeficiente de sustentación  $c_l$  (círculos negros), de resistencia  $c_d$  (círculos blancos) y la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$  (rombos blancos). Los resultados experimentales corresponden a cuerpos de sección triangular con vértices sin redondear ( $r/h = 0$ ) y ángulo en el vértice principal  $\beta = 40^\circ, 50^\circ$  y  $60^\circ$ .

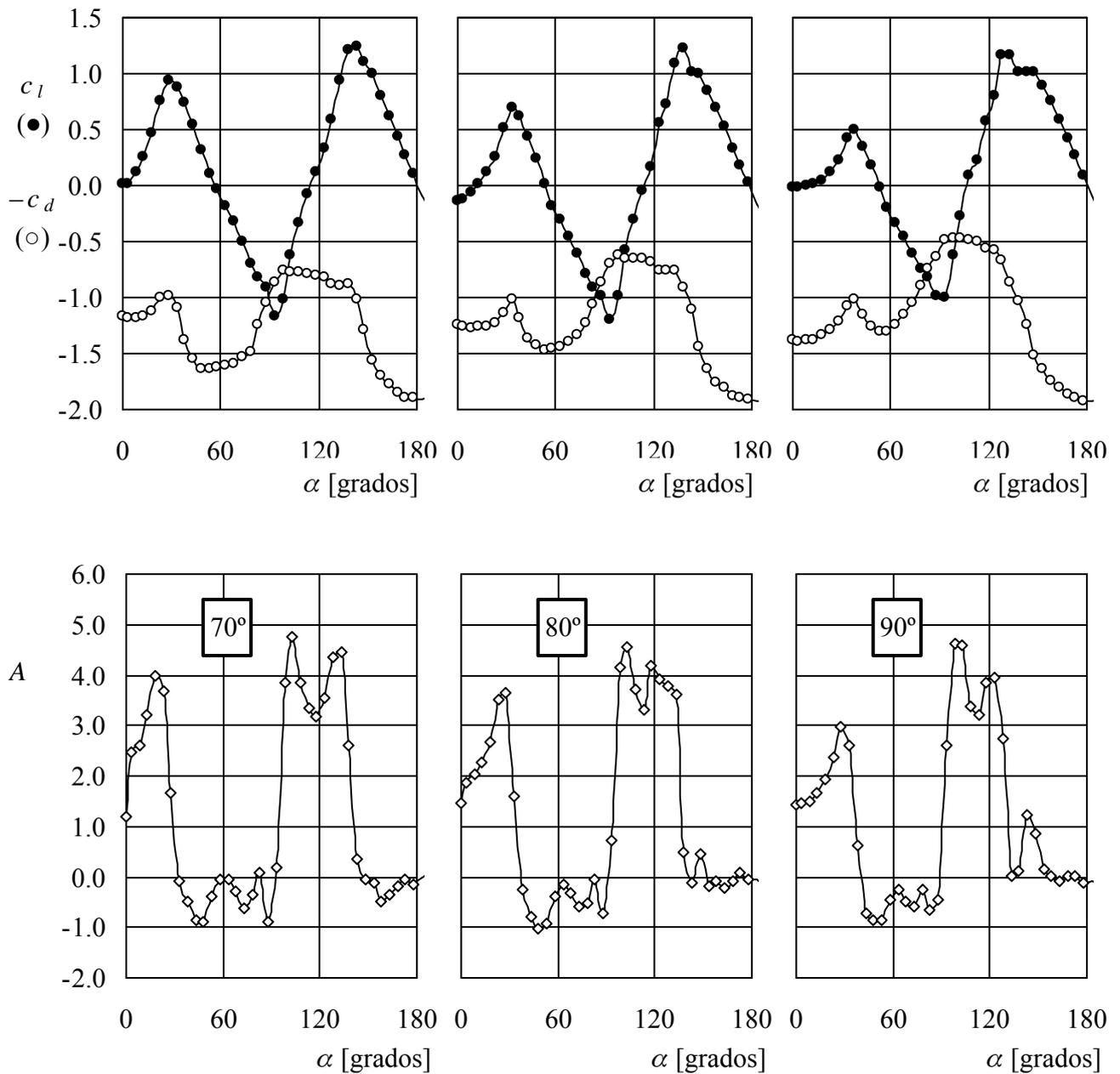


Figura C2.8. Variación con el ángulo de ataque  $\alpha_0$  del coeficiente de sustentación  $c_l$  (círculos negros), de resistencia  $c_d$  (círculos blancos) y la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$  (rombos blancos). Los resultados experimentales corresponden a cuerpos de sección triangular con vértices sin redondear ( $r/h = 0$ ) y ángulo en el vértice principal  $\beta = 70^\circ, 80^\circ$  y  $90^\circ$ .

Cerca de  $\alpha = 0$  el coeficiente de sustentación crece con el ángulo de ataque,  $dc_l/d\alpha > 0$ , con el valor de la pendiente aumentando a medida que el ángulo en el vértice  $\beta$  se hace más pequeño. Este comportamiento es perceptible cuando el ángulo de ataque es alrededor de  $10^\circ$ , cuando aparece el desprendimiento de la capa límite en el borde de ataque. A partir de este valor límite los prismas de sección transversal triangular entran en pérdida y el coeficiente de sustentación disminuye ( $dc_l/d\alpha < 0$ ). Debe señalarse que para ángulos en el vértice  $\beta$  suficientemente pequeños (aproximadamente  $\beta < 40^\circ$ ), la capa de cortadura se readhiere en la parte superior del cuerpo, y se forma una burbuja de recirculación cerca del borde de ataque, como pasa en perfiles de ala delgados (Torenbeek, 1976) y en placas planas con borde afilado (Crompton y Barrett, 2000). Al aumentar el ángulo de ataque el punto de readherencia se mueve hacia el borde de salida, de manera que en este rango de valores del ángulo de ataque la sustentación puede incluso aumentar en lugar de disminuir al aumentar  $\alpha$  (este efecto se puede observar claramente en el gráfico correspondiente a  $\beta = 10^\circ$ ). Este comportamiento finaliza cuando el punto de readherencia llega al borde de salida. Más allá de este ángulo de ataque la readherencia ya no es posible, y por tanto incrementos mayores de  $\alpha$  significan la disminución del valor del coeficiente de sustentación, y por tanto  $dc_l/d\alpha < 0$ .

Para valores suficientemente grandes de  $\alpha$  la pendiente de la curva de sustentación se vuelve de nuevo positiva ( $\alpha > \alpha_{cr}$ ,  $\alpha_{cr} \approx 100^\circ$ , dependiendo de  $\beta$  en la forma  $\alpha_{cr} = k\beta^{-1/7}$ , con  $k = 173.9$  si tanto  $\alpha_{cr}$  como  $\beta$  se expresan en grados). En este rango la capa límite parece estar adherida a la parte superior del cuerpo, siendo dominantes por tanto las fuerzas de succión. El patrón del flujo es más o menos el mismo hasta que la base del triángulo queda enfrentada al viento incidente, cuando la capa límite se separa en la esquina orientada al viento correspondiente. Hay un rango de valores del ángulo de ataque alrededor de  $\alpha < 180^\circ$  donde la pendiente de la curva de sustentación es negativa, y la amplitud de esta zona aumenta con el ángulo en el vértice  $\beta$ . Obviamente para ángulos en el vértice suficientemente grandes la misma separación de la capa límite y formación de la burbuja de recirculación ocurre, cerca del valor límite de  $\alpha$  donde el signo de la pendiente de la curva de sustentación cambia, de manera que el mismo fenómeno descrito para  $\beta < 40^\circ$ ,  $\alpha \sim 0^\circ$  en el vértice principal tiene lugar aquí en cada uno de los vértices de la base para  $\beta > 80^\circ$ ,  $\alpha \sim 180^\circ \pm \beta$ .

Todas estas consideraciones avanzadas acerca de la morfología del flujo alrededor del cuerpo y su relación con los coeficientes aerodinámicos del mismo (y por tanto con sus características de estabilidad a galope) se analizan con más detalle en el apartado siguiente, donde se presentan los resultados de medir las distribuciones de presión sobre el cuerpo.

En el caso de cuerpos de sección transversal triangular con esquinas redondeadas en la base del triángulo ( $\beta = 30^\circ$ ,  $r/h = 0.04, 0.08$  y  $0.12$ , figura C2.9) no se observan diferencias significativas cuando el vértice principal se sitúa cara al viento. Sin embargo, cuando el vértice principal se coloca a sotavento ( $\alpha \approx 180^\circ$ ) la pendiente negativa de la curva de sustentación se hace más y más pronunciada a medida que la base del triángulo se hace más y más redondeada. La razón es que los gradientes de presión adversos a los bordes redondeados disminuyen a medida que se incrementa el radio del borde redondeado (Meseguer y otros. 2001), de manera que en los bordes redondeados la capa límite no se desprende en el borde superior orientado al viento hasta que el ángulo de ataque es muy próximo a  $\alpha = 180^\circ$  (nótese que el pico de sustentación que aparece cerca de  $\alpha = 180^\circ$  se suaviza a medida que los bordes de la base se redondean).

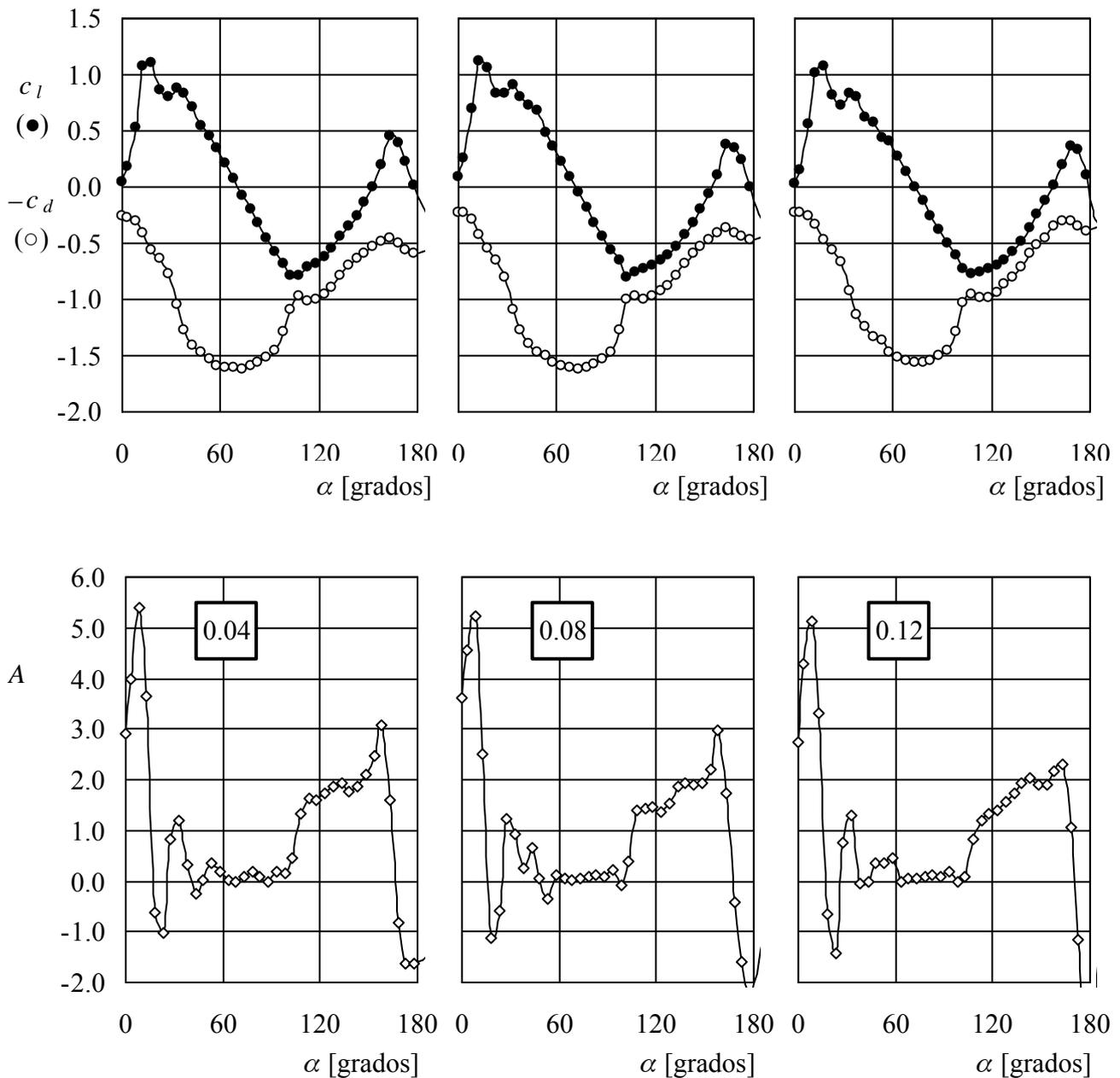


Figura C2.9. Variación con el ángulo de ataque  $\alpha_0$  del coeficiente de sustentación  $c_l$  (círculos negros), de resistencia  $c_d$  (círculos blancos) y la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$  (rombos blancos). Los resultados experimentales corresponden a cuerpos de sección triangular con ángulo en el vértice principal  $\beta = 30^\circ$  y con vértices redondeados ( $r/h = 0.04, 0.08$  y  $0.12$ ).

En relación al coeficiente de resistencia aerodinámica  $c_d$ , los resultados experimentales muestran que esta fuerza es mayor cuando se desprende la capa límite, como se podía esperar. Nótese que tanto la magnitud de la fuerza de resistencia como el rango de ángulos de ataque alrededor de  $\alpha = 180^\circ$  para los que esta fuerza se hace importante crece a medida que crece el ángulo en el vértice principal. Nótese también que, de acuerdo al razonamiento anterior, el coeficiente de resistencia aerodinámica disminuye a medida que los bordes de la base se redondean (figura C2.9), como también era de esperar.

En las mismas figuras C2.6 a C2.8 se ha representado la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$  que define el criterio de Glauert-Den Hartog para la inestabilidad a galope. Teniendo en cuenta el signo de  $A$ , se pueden identificar tres zonas principales de inestabilidad potencial. Las zonas de inestabilidad en el plano ángulo de ataque - ángulo del vértice principal ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) se resumen en la figura C2.10; nótese que el diagrama de estabilidad es simétrico respecto a  $\alpha = 180^\circ$ .

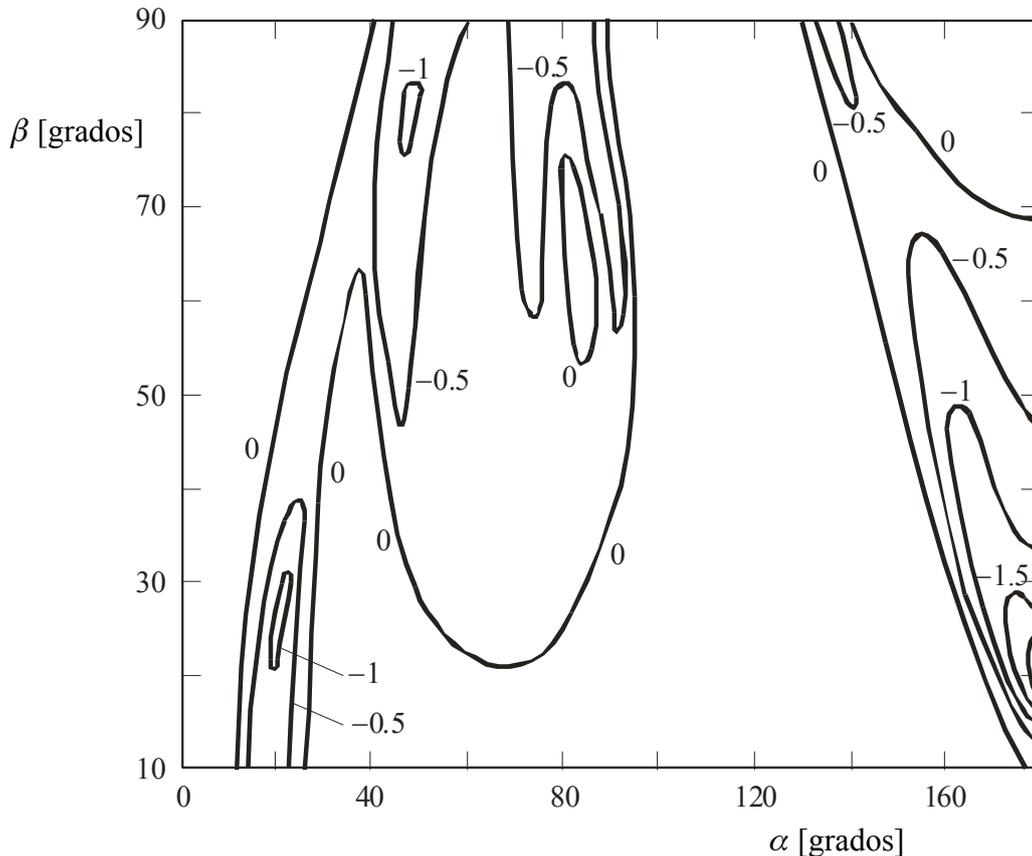


Figura C2.10. Diagrama de estabilidad en el plano ángulo de ataque - ángulo en el vértice principal ( $\alpha$ ,  $\beta$ ). Los números sobre las curvas indican el valor de la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$  para cada una de ellas. Nótese que el diagrama de estabilidad es simétrico respecto a  $\alpha = 180^\circ$ .

Los resultados obtenidos indican que los cuerpos bidimensionales de sección transversal triangular pueden galopar cuando la base del triángulo se enfrenta a la corriente incidente, o lo que es lo mismo  $\alpha \approx 180^\circ$ . Aquí aparece claramente una zona de inestabilidad para todos los valores del ángulo en el vértice principal  $\beta$ , siempre y cuando este ángulo no sea demasiado pequeño. Obviamente, a medida que  $\beta$  se acerca a cero, el cuerpo de sección triangular se comporta como una placa plana, y así la sustentación aerodinámica crece con el ángulo de ataque de manera similar en  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 180^\circ$ . La zona de inestabilidad próxima a  $\alpha = 180^\circ$  se hace más ancha a medida que crece  $\beta$ , aunque el margen de inestabilidad varía en sentido contrario ( $dc_l/d\alpha + c_d$  es menos negativo cuando el ángulo  $\beta$  crece). En este rango de valores del ángulo de ataque se podría decir que la zona de inestabilidad está confinada entre los ángulos de ataque  $\alpha \approx 180^\circ \pm (\beta/2 + 5^\circ)$ , lo que aproximadamente corresponde a las configuraciones en que la corriente incidente está alineada con uno de los lados del triángulo. Este comportamiento se puede explicar a través del fenómeno de desprendimiento y readherencia de la capa límite descrito con anterioridad. La zona de inestabilidad

$\alpha \approx 180^\circ$  casi desaparece para  $\beta = 70^\circ$ , y para valores más altos del ángulo en el vértice principal se separa en dos ramas.

Otra zona de inestabilidad aparece para todos los valores del ángulo en el vértice principal del triángulo cuando este vértice apunta a la corriente incidente. La configuración es potencialmente inestable para ángulos de ataque superiores al cual el perfil triangular entra en pérdida. Para valores pequeños del ángulo en el vértice principal, aproximadamente  $\beta < 40^\circ$ , tal zona de inestabilidad se sitúa alrededor de  $\alpha = 20^\circ$ . A medida que el valor de  $\beta$  aumenta, esta zona de inestabilidad se mueve hacia valores más altos de  $\alpha$ . La ley que gobierna la dependencia del ángulo de ataque al cual empieza la inestabilidad con  $\beta$  es menos evidente que en el caso anterior (alrededor de  $\alpha = 180^\circ$ ), pero está claramente relacionado con el desprendimiento del flujo en el vértice del triángulo que apunta a la corriente. Esta zona de inestabilidad cubre un intervalo de ángulos de ataque que es bastante similar, aproximadamente  $10^\circ$ , para todos los valores de  $\beta$ . Para  $\beta$  mayor que  $60^\circ$  esta zona de inestabilidad se confunde con una tercera zona de inestabilidad que aparece para valores de  $\alpha \approx 50^\circ$  y que se extiende hasta  $\alpha \approx 90^\circ$ , aunque las configuraciones más inestables se obtienen en el lado de la región de inestabilidad correspondiente a ángulos de ataque bajos. Nótese que tales configuraciones más inestables resultan cuando  $\alpha \approx \beta/2$ , o en otras palabras, cuando uno de los lados del triángulo está alineado con la corriente incidente, justo por encima del ángulo de ataque donde el coeficiente de sustentación alcanza un máximo (véanse las figuras C2.7 y C2.8), pero el flujo desprendido en el vértice del triángulo que apunta a la corriente se readhiere en el lado superior del triángulo porque hay suficiente distancia, de manera que la resistencia aerodinámica incluso disminuye.

Finalmente, como se ha mencionado, se aprecia una tercera zona de inestabilidad a modo de lóbulo central en el mapa de la figura C2.10, entre aproximadamente  $\alpha = 50^\circ$  y  $\alpha = 90^\circ$ . En esta región, el flujo se encuentra completamente desprendido (véanse las figuras C3.3 y C3.4), al igual que sucede para ángulos de ataque menores, en la zona de estabilidad entre la primera y segunda zonas de inestabilidad, y la pendiente de la curva de sustentación es negativa. La diferencia estriba en el comportamiento del coeficiente de resistencia aerodinámica, cuyo valor absoluto crece a medida que lo hace el ángulo de ataque, y provoca que la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$ , sea negativa para aproximadamente  $\alpha = 20^\circ$  (primera región de inestabilidad), se haga positiva para valores superiores de  $\alpha$ , y sea negativa de nuevo desde aproximadamente  $\alpha = 50^\circ$  hasta  $\alpha = 90^\circ$ . Estos valores del coeficiente de resistencia aerodinámica se explican porque las distribuciones de presión sobre las caras del triángulo son diferentes en cada intervalo de ángulos de ataque (estable para  $\alpha < 50^\circ$ , e inestable en  $50^\circ < \alpha < 90^\circ$ ), a pesar de que en ambos la corriente se encuentre desprendida.

En definitiva, las regiones de inestabilidad potencial de acuerdo al criterio de Glauert-Den Hartog están comprendidas por los ángulos de ataque en que la corriente incidente se alinea con los lados del triángulo, siempre y cuando el lado correspondiente sea lo suficientemente largo para que la corriente que se desprende en el vértice tenga cuerpo suficiente para poder readherirse. Así, una primera zona de inestabilidad queda delimitada por los ángulos de ataque  $\beta/2 < \alpha < \pi/2$ , (con una zona intermedia de estabilidad entre aproximadamente  $\alpha = 30^\circ$  y  $\alpha = 50^\circ$ , salvo para  $\beta > 60^\circ$ ), mientras que una segunda zona de inestabilidad quedaría en  $\pi/2 + \beta/2 < \alpha < \pi$ . Según el mapa de inestabilidad de la figura C2.10 esto es así, salvo para  $\beta = 10^\circ$  y  $\beta = 20^\circ$ , para los que la primera zona de inestabilidad no llega a  $\pi/2$ , puesto que la base de estos triángulos es tan corta que no es posible la readherencia de la corriente en ella.

Los resultados que corresponden a los modelos con  $\beta = 30^\circ$  y esquinas redondeadas en la base del triángulo se muestran en la figura C2.11. Como se puede observar, la zona de inestabilidad

alrededor de  $\alpha = 180^\circ$  (figura C2.11-B) se hace más pequeña a medida que el radio de curvatura crece, aunque la inestabilidad se hace más pronunciada ( $A = dc_l/d\alpha + c_d$  más negativo) al crecer el radio de curvatura. Esto se explica por el redondeo de las esquinas a barlovento, lo cual es muy efectivo para reducir la resistencia para ángulos de ataque próximos a  $\alpha \approx 180^\circ$  (los gradientes de presión adversos en los bordes redondeados disminuyen a medida que el radio adimensional  $r/h$  crece). Cuando el vértice principal apunta a la corriente incidente (la base redondeada se encuentra a sotavento), el redondeo de los bordes de la base tiene poco impacto en las características de estabilidad del cuerpo de sección triangular (figura C2.11-A), de manera que la región de inestabilidad es casi la misma no importa cuál sea el valor del radio adimensional  $r/h$ .

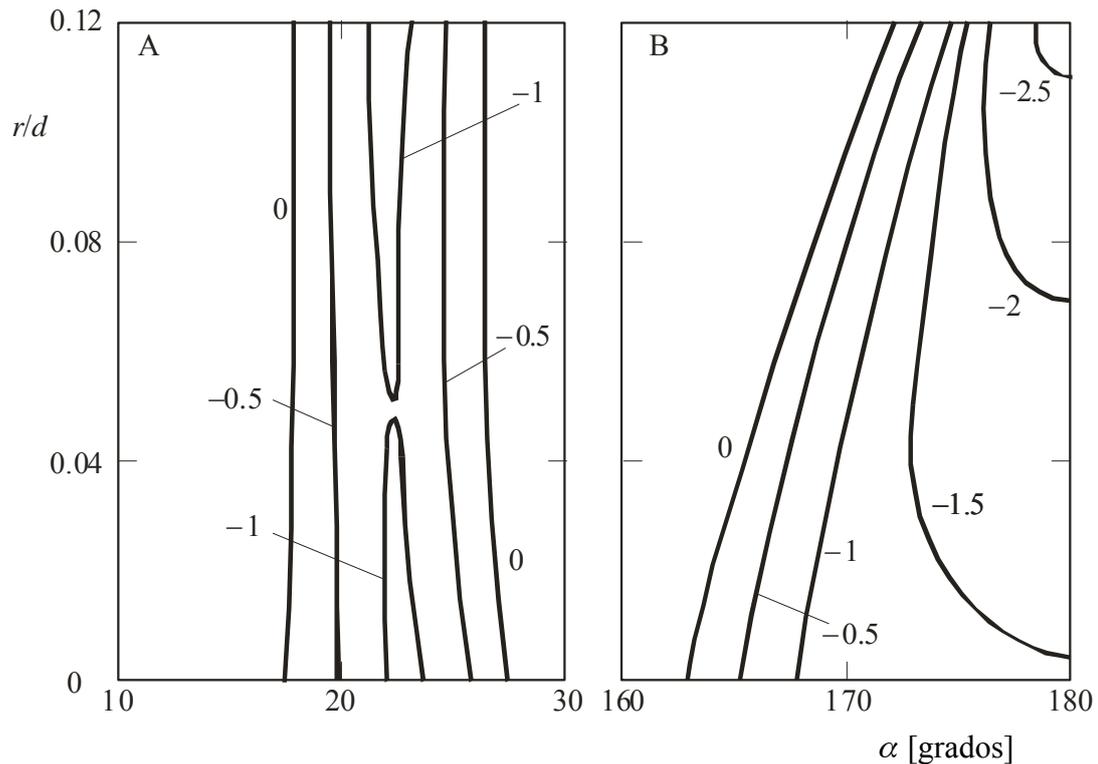


Figura C2.11. Diagrama de estabilidad en el plano ángulo de ataque – radio adimensionalizado en los vértices de la base. Los números sobre las curvas indican el valor de la función  $A = dc_l/d\alpha + c_d$  en cada una de ellas. El gráfico A muestra las regiones de inestabilidad que aparecen a ángulos de ataque pequeños, mientras que en el gráfico B se muestran dichas regiones en las proximidades de  $\alpha = 180^\circ$ . Nótese que el diagrama de estabilidad es simétrico respecto a  $\alpha = 180^\circ$ .

### C3. ESTUDIO DE LA DISTRIBUCIÓN DE PRESIONES SOBRE EL CUERPO

Puesto que el fenómeno del galope está íntimamente relacionado con los coeficientes aerodinámicos del cuerpo objeto de estudio, es interesante analizar la distribución de presiones sobre dicho cuerpo, y en particular su dependencia con el ángulo de ataque, para así explicar la estabilidad o inestabilidad a galope de una determinada geometría a un cierto ángulo de ataque en función de las particularidades del flujo alrededor del cuerpo: desprendimiento de la corriente, posibilidad de readherencia, etc.

En la literatura analizada relativa al comportamiento aerodinámico de placas planas y cuerpos de sección rectangular de poco espesor, el interés en muchos artículos está centrado en el estudio de la burbuja de recirculación que aparece sobre el extradós del cuerpo cuando la capa límite está desprendida y readherida de nuevo, y en su evolución ante cambios en el ángulo de ataque, como se describe en los párrafos siguientes. Recuérdese que otros artículos previamente referenciados relacionan la estabilidad/inestabilidad a galope con la posibilidad de readherencia de la corriente que se desprende en el borde de ataque del cuerpo (Hémon y Santi, 2002). En este sentido, el análisis de la morfología del flujo alrededor del cuerpo es de especial relevancia, y de ahí el interés de medir la distribución de presiones sobre el cuerpo.

Así, en Crompton y Barrett (2000) se estudia experimentalmente la burbuja de recirculación que nace del borde afilado de una placa plana a varios ángulos de ataque y a velocidades bajas (números de Reynolds del orden de  $10^5$ ). Estos autores miden tanto las distribuciones de presión sobre la placa como los perfiles de velocidad (con anemometría láser), lo que les permite determinar el punto de readherencia, que es muy inestable. Las mediciones señalan que la longitud de la burbuja depende del ángulo de ataque, como era de esperar, y del número de Reynolds. Al adimensionalizar la distancia recorrida desde el borde de ataque con la longitud de la burbuja, se encuentra que las distribuciones de presión en la burbuja son autosemejantes: en esta variable reducida burbujas de diferente tamaño muestran distribuciones de presión prácticamente idénticas.

En la misma línea en Yaghoubi y Mahmoodi (2004) se estudia experimentalmente la burbuja formada detrás del borde de una placa de sección rectangular con bordes afilados, con varias relaciones entre la longitud de la placa (en la dirección de la corriente incidente) y su espesor, a ángulo de ataque cero, y con varias intensidades de turbulencia y velocidades de la corriente incidente; se presentan además perfiles de velocidad sobre la placa, medidos en esta ocasión con sonda de hilo caliente, y se analiza el efecto de estos parámetros en la distancia de readherencia (longitud de la burbuja). Se concluye que esta distancia de readherencia se reduce a medida que aumenta la intensidad de turbulencia, habiendo una relación prácticamente lineal entre ambos parámetros. El incrementar la relación geométrica largo/ancho anteriormente descrita hace crecer también la distancia de readherencia.

La aparición de las burbujas de separación en las esquinas, junto a la posterior readherencia de la corriente es un fenómeno que presenta a menudo efectos adversos que interesa mitigar. Por ello se han estudiado diferentes métodos para modificar las características de la burbuja, como por ejemplo redondear la esquina o introducir una excitación local en las proximidades de la esquina a una determinada frecuencia y amplitud. Hwang, Sung y Hyun han estudiado experimentalmente las características del flujo alrededor de una placa roma de pequeño espesor relativo, sometida a una corriente incidente de baja turbulencia, pero no constante sino pulsante, y a bajos números de Reynolds, por debajo de 8000 (Hwang, Sung y Jun, 1998). En el trabajo se ha medido la influencia de la amplitud y la frecuencia de los pulsos en las características del flujo alrededor de la placa (distribución de presiones, velocidades medias e intensidad de turbulencia), observándose que al

augmentar tanto la amplitud como la frecuencia del pulso se reduce en consecuencia la distancia de readherencia: tanto la altura como la longitud de la burbuja disminuyen; la posición donde se recupera el coeficiente de presión  $c_p$  se mueve corriente arriba, y el valor mínimo de dicho coeficiente de presión  $c_p$  disminuye; además se intensifica el flujo inverso, y se aprecia un significativo aumento de la turbulencia.

Otro estudio experimental donde se llega a la misma conclusión se presenta en Katz, Nishri y Wygnanski (1998). En este caso se estudia experimentalmente el flujo desprendido de una esquina. Se comprueba que introduciendo una fuente de perturbación armónica en la esquina se favorece la readherencia de la corriente.

Numéricamente se estudia el impacto de introducir una excitación local en las proximidades de la esquina en Chung, Kim y Sung (1997). Estos autores emplean el método de sembrado de torbellinos para simular la burbuja, y llegan a la conclusión de que la longitud de la burbuja se acorta a medida que se aumenta la amplitud de la excitación local. Sin embargo, el efecto de la frecuencia de dicha oscilación sobre la distancia de readherencia no está tan clara para ellos.

En este apartado de estudios numéricos se puede citar también a Bhaskaran y Rothmayer (1998), donde se estudia el flujo bidimensional alrededor de perfiles resolviendo numéricamente las ecuaciones de Navier-Stokes para flujo incompresible no estacionario, lo que permite considerar movimientos del perfil relativos a la corriente incidente. Estos investigadores simulan la región del borde de ataque mediante una parábola, a la que aplican varios tipos de perturbaciones, fundamentalmente en el ángulo de ataque (cambios impulsivos, cambios rápidos pero suaves, oscilaciones no lineales) e introduciendo torbellinos en la corriente incidente. Los resultados muestran que estas pequeñas perturbaciones en el flujo pueden generar torbellinos en la capa límite antes de que se produzca el desprendimiento. A partir de una cierta amplitud la fricción en la pared se hace negativa localmente, dando lugar a pequeños torbellinos de recirculación.

Otros estudios numéricos sobre separación y formación de burbujas en régimen laminar incompresible pueden encontrarse en Horton (1975), y Ghia, Ghia y Tesch (1975), donde se evalúan varios modelos matemáticos aproximados para analizar el desprendimiento comparándolos con la solución de las ecuaciones de Navier Stokes completas. En Dobbings, van Ingen, y Kooi (1972) se presenta un modelo semianalítico para estudiar el desprendimiento en ese régimen.

Los ensayos se han realizado también en el túnel S1 del IDR/UPM, ya descrito en el apartado C2. Como modelo de ensayo se ha seleccionado un prisma de sección triangular con un ángulo en el vértice principal  $\beta = 30^\circ$ , y una longitud característica máxima  $h = 150$  mm. El modelo está instrumentado con 42 tomas de presión distribuidas uniformemente sobre los lados del triángulo, tal y como se indica en la figura C3.1. Como se puede apreciar las tomas están distanciadas 5 mm unas de otras, y la primera de ellas se encuentra a 10 mm del vértice principal del triángulo. Las tomas se han distribuido a lo largo de los lados del triángulo en dos filas en la dirección de la envergadura separadas unos 5 mm para facilitar las tareas de instrumentación y la disposición de las conexiones. Se han instrumentado una de las caras laterales del triángulo (tomas nº 1 a 28) y la base (tomas nº 29 a 42). Midiendo cada ángulo de ataque dos veces, una positivo y otra negativo, se obtiene la distribución de presiones sobre las dos caras laterales del triángulo, debido a la simetría del triángulo. Por ejemplo, una medida para  $\alpha = 5^\circ$  proporciona la distribución de presiones sobre el extradós (cara superior del triángulo, instrumentada), y la base. Midiendo a  $\alpha = -5^\circ$  se obtiene la distribución de presiones sobre el intradós y sobre la base, siendo estas últimas medidas (las de la base) redundantes con la medida anterior para  $\alpha = 5^\circ$ .

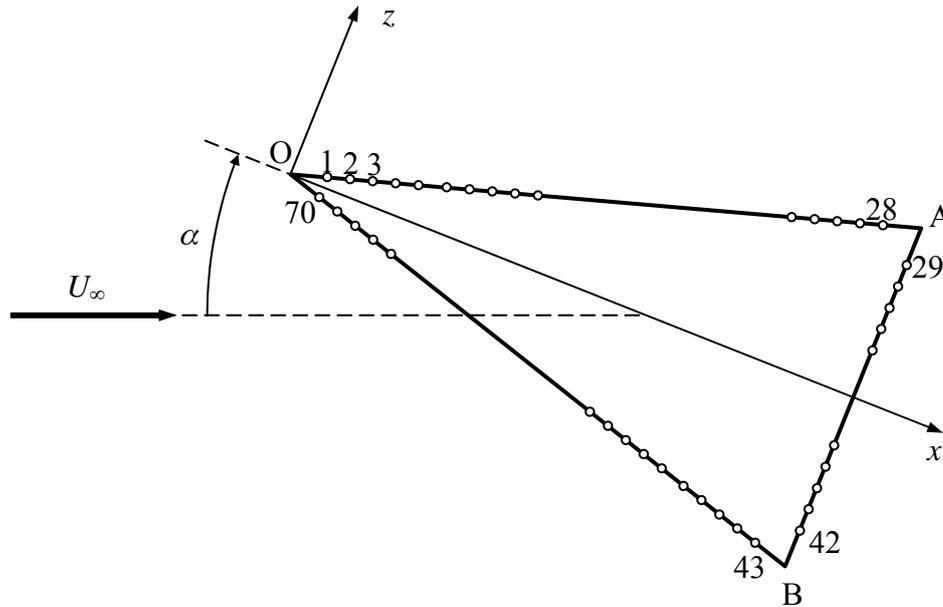


Figura C3.1. Distribución de las tomas de presión en el modelo de ensayo, prisma de sección triangular con un ángulo en el vértice principal  $\beta = 30^\circ$ .

Al igual que en la medida de los coeficientes aerodinámicos estáticos, se ha investigado también el efecto de modificar los vértices del triángulo, aunque en este caso se ha optado por analizar otro tipo de modificación. Si anteriormente se ha estudiado el efecto de redondear las esquinas, en esta ocasión se ha analizado el efecto de reconducir el flujo en sus proximidades introduciendo unos pequeños deflectores de la corriente en los vértices. Se han analizado por tanto otras dos configuraciones modificando los vértices del triángulo. Estas modificaciones han consistido en añadir unas pequeñas placas situadas a 5 mm del vértice correspondiente, de manera que se crea un pequeño canal entre la placa y el triángulo y se altera por tanto las condiciones del desprendimiento de la corriente (véase la figura C3.2). En una primera configuración se ha añadido este dispositivo deflector de la corriente tal sólo al vértice principal del triángulo (el formado por los dos lados iguales del triángulo ( $S_v$  en la Figura C3.2, placas de 15 mm de longitud), y en una segunda configuración se han añadido además dispositivos semejantes a los dos vértices de la base del triángulo ( $S_b$ , placas de 10 mm de longitud).

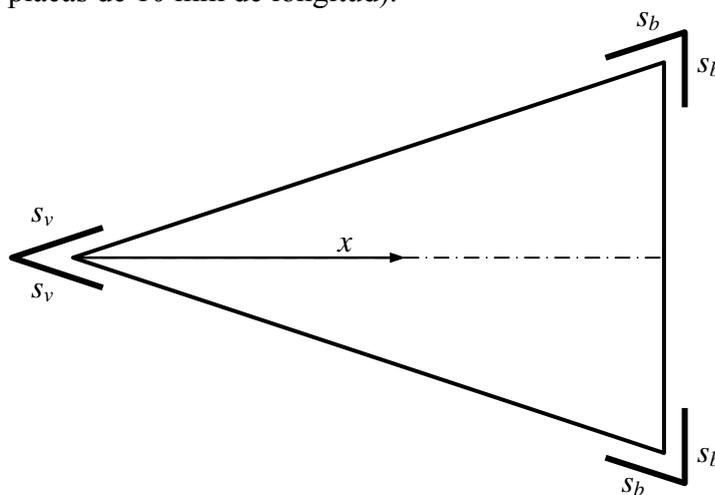


Figura C3.2 Esquema del modelo con las esquinas modificadas.

Cada toma de presión es un tubo de latón de 1 mm de diámetro interior y de unos 25 mm de

longitud. Uno de los extremos del tubo de latón está enrasado con la superficie exterior del modelo, en el punto donde se quiere medir la presión, mientras que el otro extremo del tubo de latón está conectado mediante un tubo de plástico flexible de aplicaciones hospitalarias (para evitar estrangulaciones) al transductor de presión, el lector de presión es controlado por un actuador y un decodificador. Las señales analógicas se conducen hasta un sistema de adquisición de datos conectado a una tarjeta controladora, que es a su vez controlada por un ordenador personal. Los ensayos se han realizado tomando 250 muestras a una frecuencia de 20 Hz en cada medida. Las presiones estática y de remanso se han medido con un tubo Pitot instalado en el techo de la cámara de ensayos del túnel aerodinámico. El modelo está montado de manera que puede ser girado y por tanto modificado su ángulo de ataque.

Con esta instalación se ha medido la distribución de presiones sobre las paredes del triángulo para el rango de ángulos de ataque entre  $0^\circ$  y  $180^\circ$ . Los ángulos de ataque se cambian de  $5^\circ$  en  $5^\circ$ , salvo en las zonas próximas a la entrada en pérdida, o cambios de signo en la pendiente de la curva de sustentación, donde los ángulos de ataque se cambian de  $1^\circ$  en  $1^\circ$ .

En las figuras C3.3 a C3.8 se muestran las distribuciones del coeficiente de presión medidas sobre las caras del prisma para ángulos de ataque de  $15^\circ$  en  $15^\circ$  cubriendo todo el rango de  $15^\circ$  a  $180^\circ$ . Hay que decir que en estas Figuras se muestran los datos tal como han sido medidos, sin introducir corrección alguna para tener en cuenta el efecto de bloqueo del túnel, efecto que tiende a hacer muy negativos los coeficientes de presión en las caras de sotavento del modelo.

Centrando la atención ahora en la cara superior del triángulo (extradós) y en la zona de ángulos de ataque pequeños, en la figura C3.9 se muestran los coeficientes de presión para ángulos de ataque hasta  $22^\circ$  en función de la distancia al vértice principal adimensionalizada con la longitud del extradós  $x \cos(\beta/2)/h$ .

Como se puede apreciar hasta un ángulo de ataque  $\alpha = 16^\circ$  existe un pico de succión que se va alejando del vértice principal a medida que aumenta el ángulo de ataque. Dicho de otra manera, la corriente se desprende en el vértice principal, como se podría esperar al tratarse de una esquina muy aguda, y se forma una burbuja de recirculación que se cierra en un cierto punto sobre el lado del triángulo, estando este punto de cierre tanto más alejado del vértice principal cuanto mayor es el ángulo de ataque. A partir de  $\alpha = 16^\circ$ , para  $\alpha = 17^\circ$  y ángulos mayores la burbuja de recirculación no tiene distancia suficiente para readherirse en este lado del triángulo y la corriente permanece desprendida. El efecto de la no readherencia en la distribución del coeficiente de presión es que empieza a desaparecer el pico de succión, y el coeficiente de presión máximo se desplaza hacia el punto del lado del triángulo más alejado del vértice principal (en el vértice secundario). Comparando estos resultados con los resultados obtenidos en el apartado C2 se corrobora que para ángulos de ataque entre  $16^\circ$  y  $17^\circ$  se produce efectivamente la entrada en pérdida del perfil (la pendiente de la curva de sustentación cambia de signo), lo que es lógico porque se atenúa el pico de succión sobre el extradós, que es quien contribuye fundamentalmente a la sustentación de la sección. En la figura C3.10 se muestra un esquema de la corriente desprendida y de la burbuja de recirculación, así como las distintas variables.

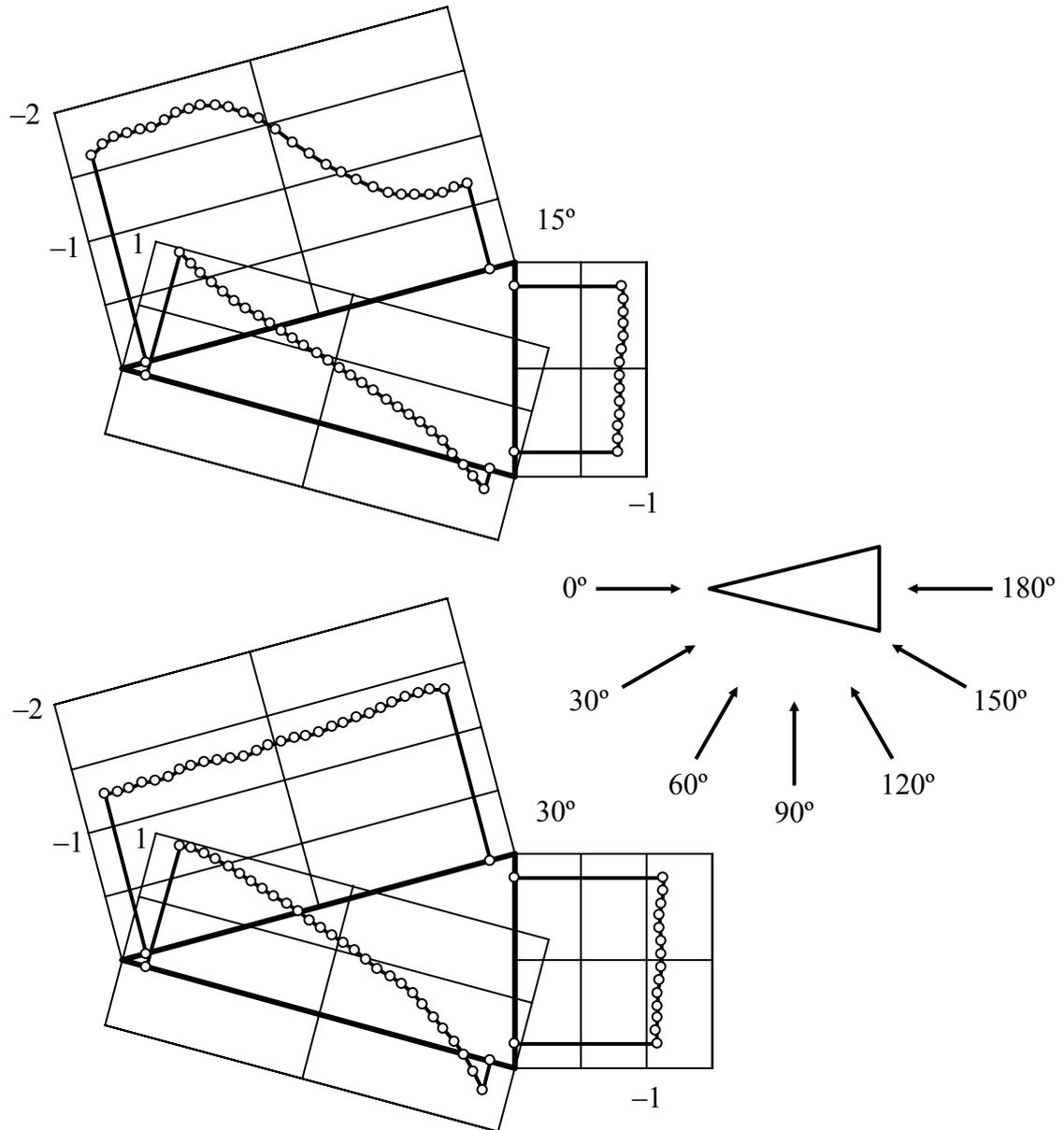


Figura C3.3. Distribuciones de coeficiente de presión sobre las caras del prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$  sometido a una corriente incidente cuyo ángulo de ataque vale  $\alpha = 15^\circ$  (esquema superior) y  $\alpha = 30^\circ$  (esquema inferior).

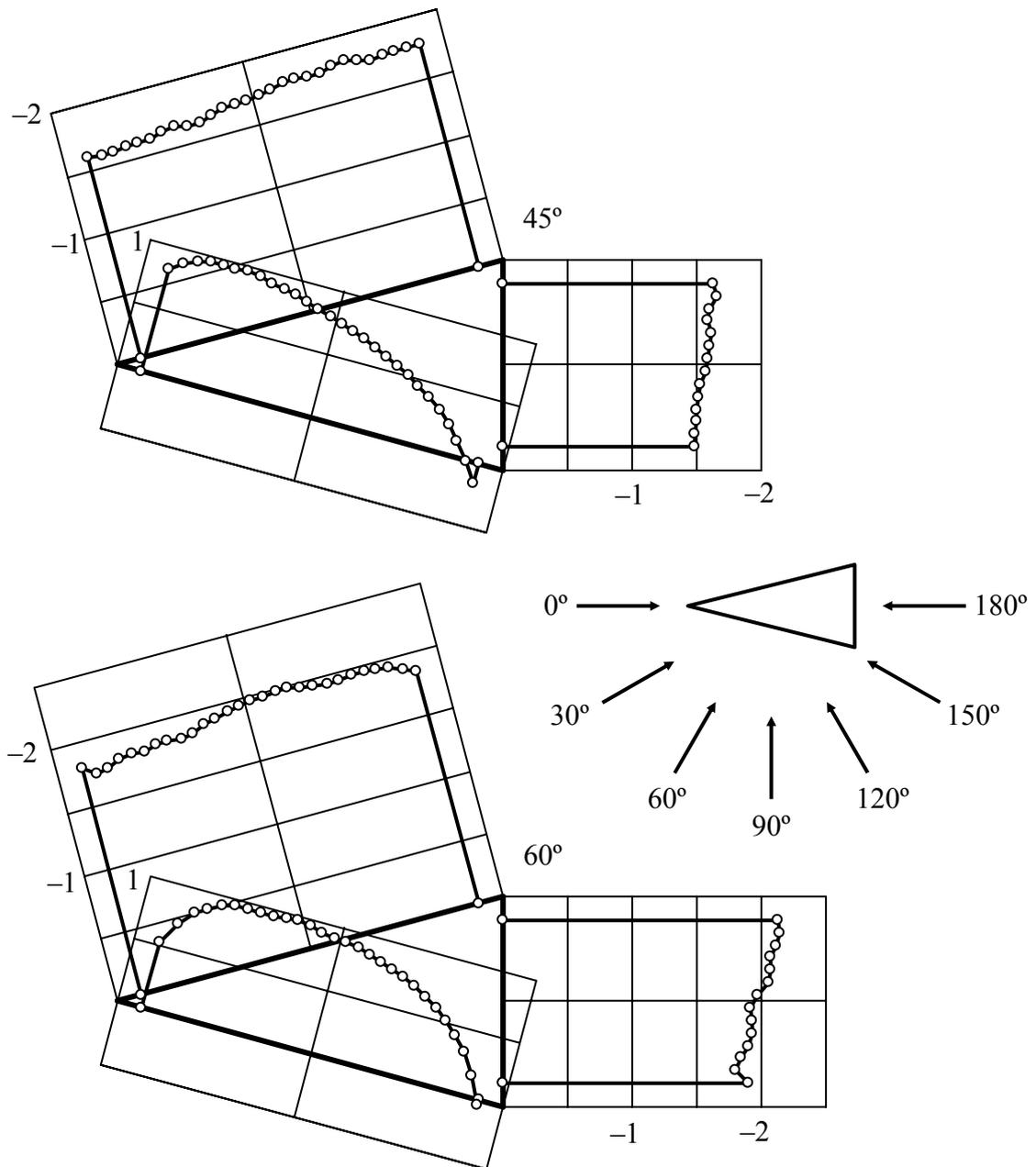


Figura C3.4. Distribuciones de coeficiente de presión sobre las caras del prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$  sometido a una corriente incidente cuyo ángulo de ataque vale  $\alpha = 45^\circ$  (esquema superior) y  $\alpha = 60^\circ$  (esquema inferior).

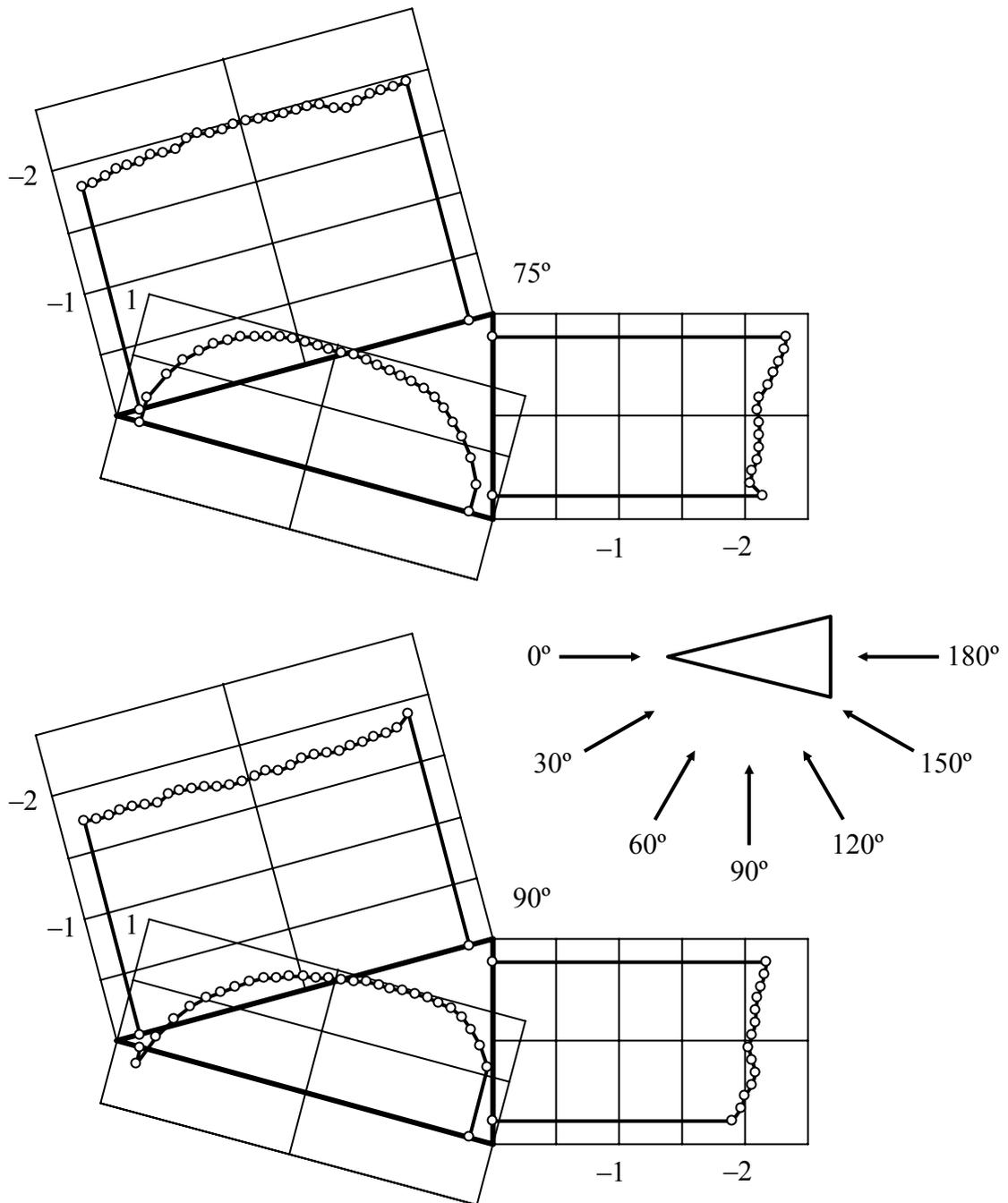


Figura C3.5. Distribuciones de coeficiente de presión sobre las caras del prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$  sometido a una corriente incidente cuyo ángulo de ataque vale  $\alpha = 75^\circ$  (esquema superior) y  $\alpha = 90^\circ$  (esquema inferior).

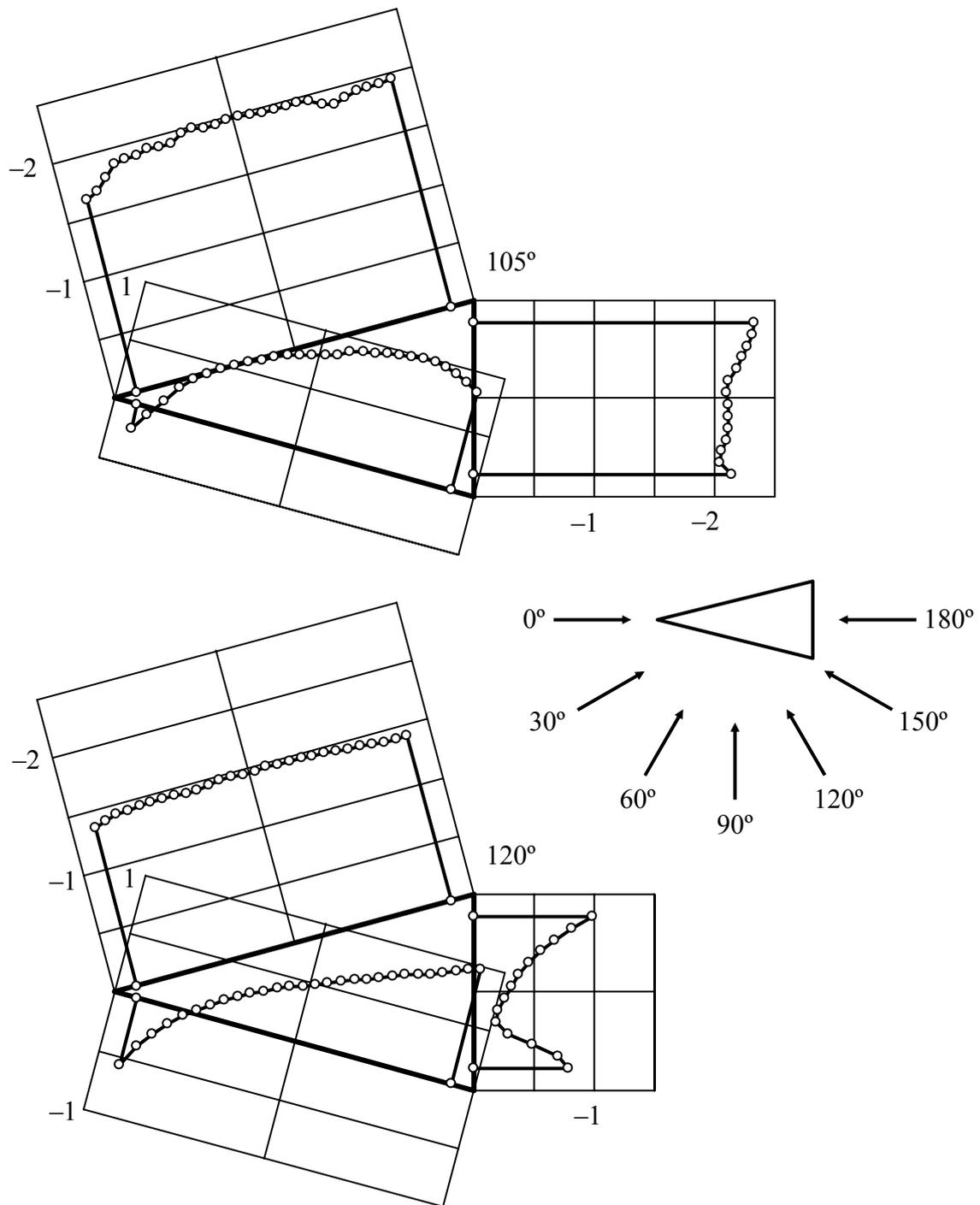


Figura C3.6. Distribuciones de coeficiente de presión sobre las caras del prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$  sometido a una corriente incidente cuyo ángulo de ataque vale  $\alpha = 105^\circ$  (esquema superior) y  $\alpha = 120^\circ$  (esquema inferior).

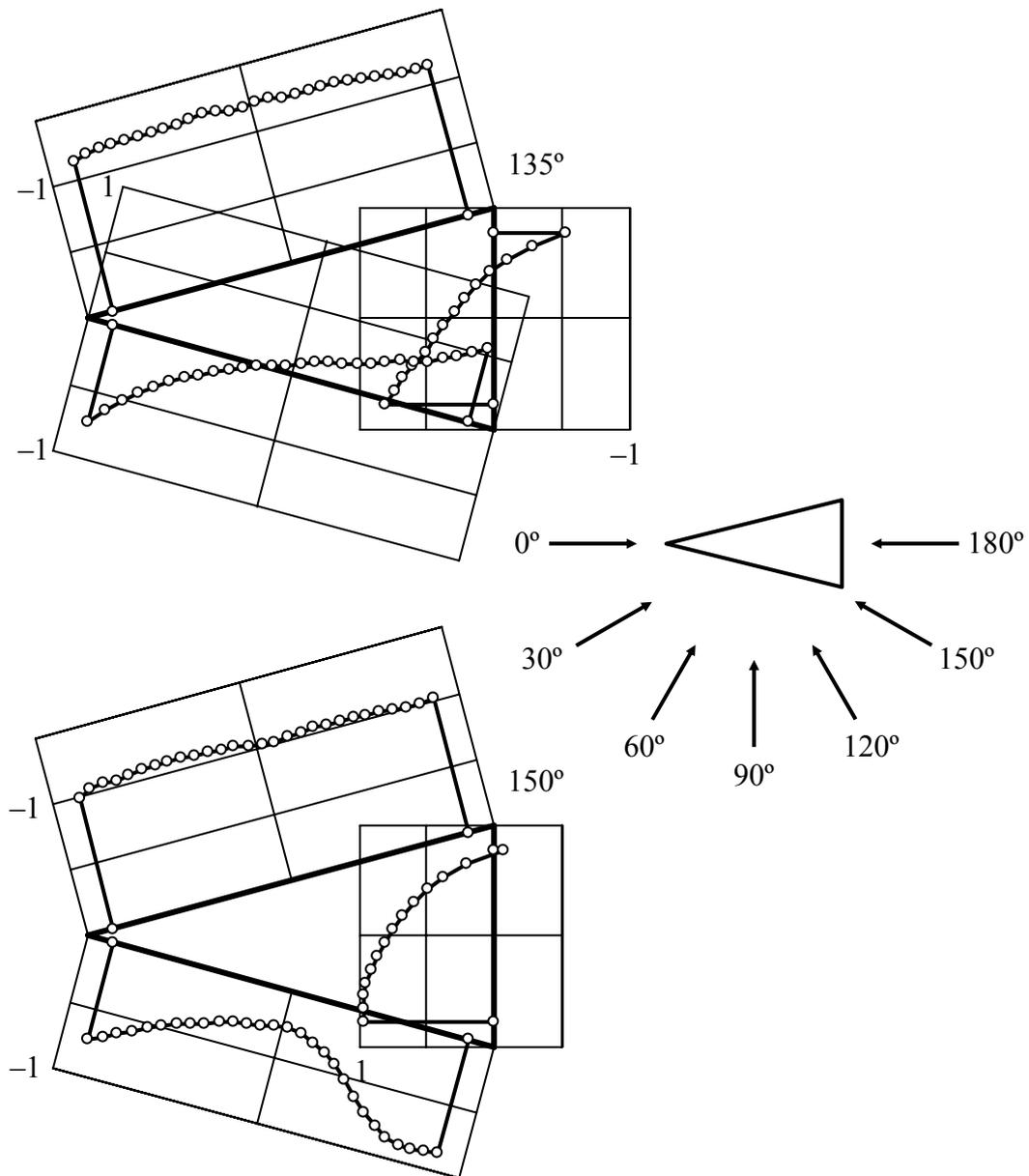


Figura C3.7. Distribuciones de coeficiente de presión sobre las caras del prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$  sometido a una corriente incidente cuyo ángulo de ataque vale  $\alpha = 135^\circ$  (esquema superior) y  $\alpha = 150^\circ$  (esquema inferior).

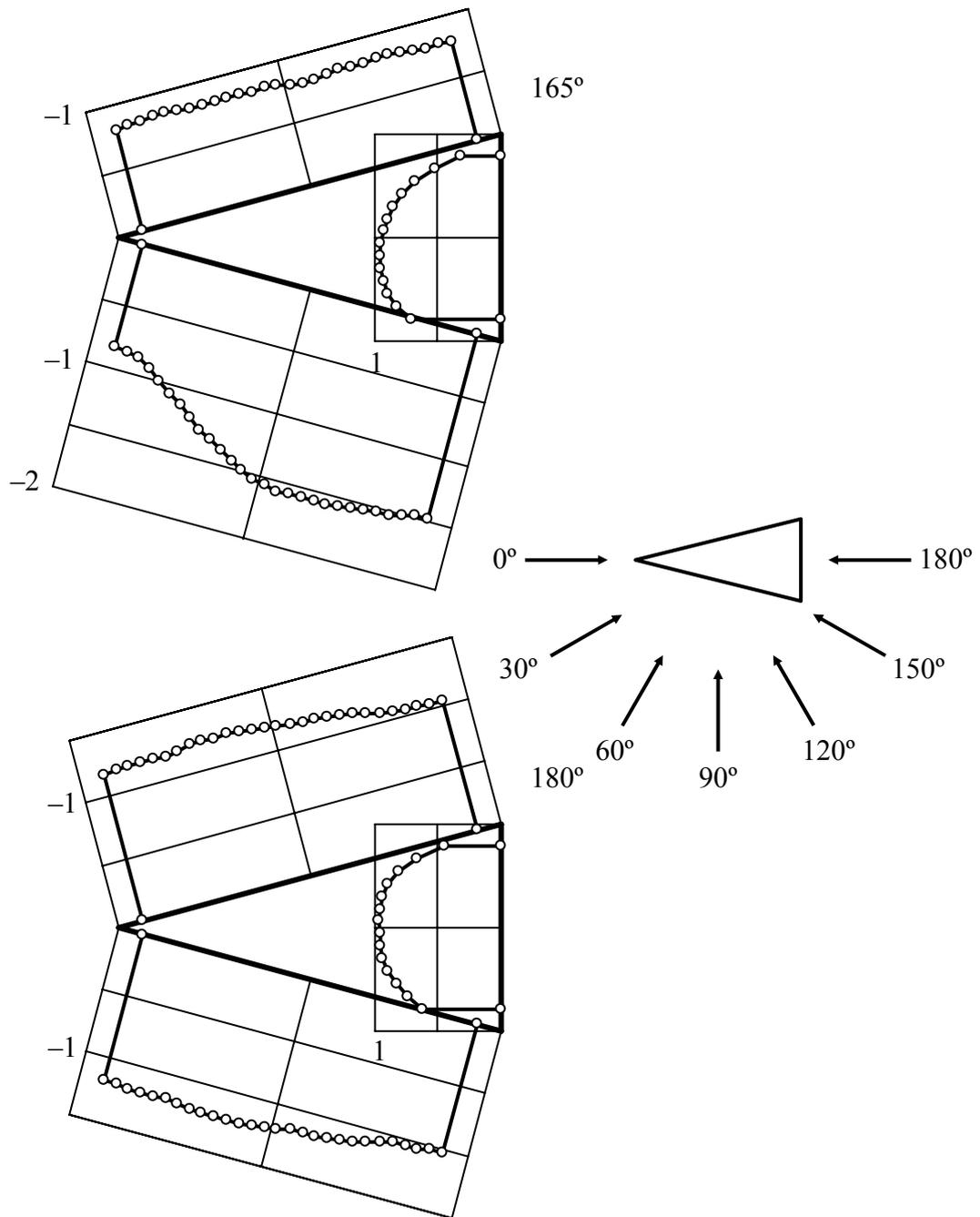


Figura C3.8. Distribuciones de coeficiente de presión sobre las caras del prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$  sometido a una corriente incidente cuyo ángulo de ataque vale  $\alpha = 165^\circ$  (esquema superior) y  $\alpha = 180^\circ$  (esquema inferior).

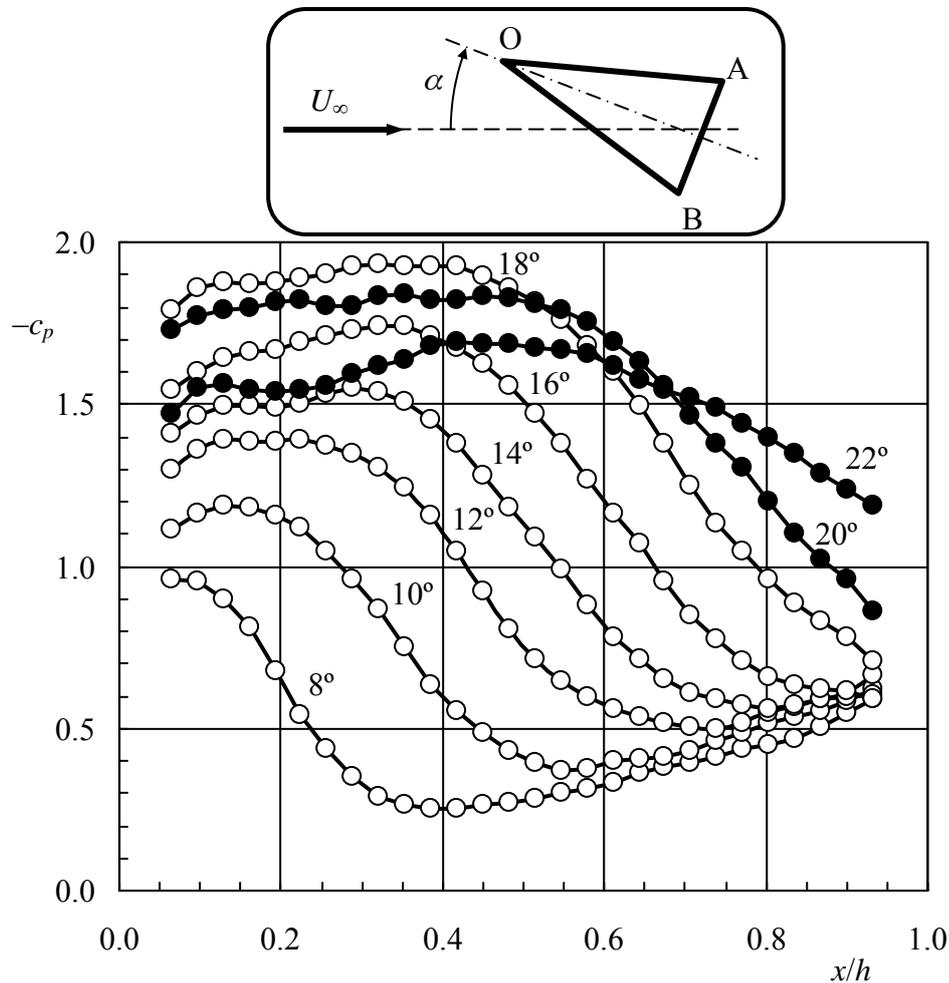


Figura C3.9. Valores del coeficiente de presión medidos en las tomas de presión distribuidas sobre la caras superior del prisma triangular (extradós) con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$ , para ángulos de ataque pequeños, en el entorno de la entrada en pérdida (de  $\alpha = 8^\circ$  a  $\alpha = 22^\circ$ ), en función de la distancia  $x$  medida desde el vértice y adimensionalizada con la longitud característica  $h$ .

La forma de los resultados que se muestran en la figura C3.9 sugiere la existencia, análogamente a como se expone en Crompton y Barrett (2000), de una solución de semejanza. En efecto, adimensionalizando la distancia sobre el lado del triángulo medida desde el vértice principal,  $x$ , con la distancia a la que se produce el cierre de la burbuja de recirculación, y dividiendo por otro lado el coeficiente de presión en cada punto con el valor mínimo de este coeficiente de presión, se obtienen las distribuciones representadas en la figura C3.11. Nótese que todas las curvas colapsan en una única curva en estas variables de semejanza, si bien las discrepancias empiezan a ser visibles para ángulos de ataque próximos ( $\alpha = 14^\circ$  y  $\alpha = 15^\circ$ ) al valor para el que la burbuja alcanza el vértice de sotavento de la cara considerada.

El mismo fenómeno se observa para ángulos de ataque grandes, en el entorno de  $\alpha \approx 180^\circ \pm \beta/2$ , como puede observarse en las figuras C3.12 y C3.13.

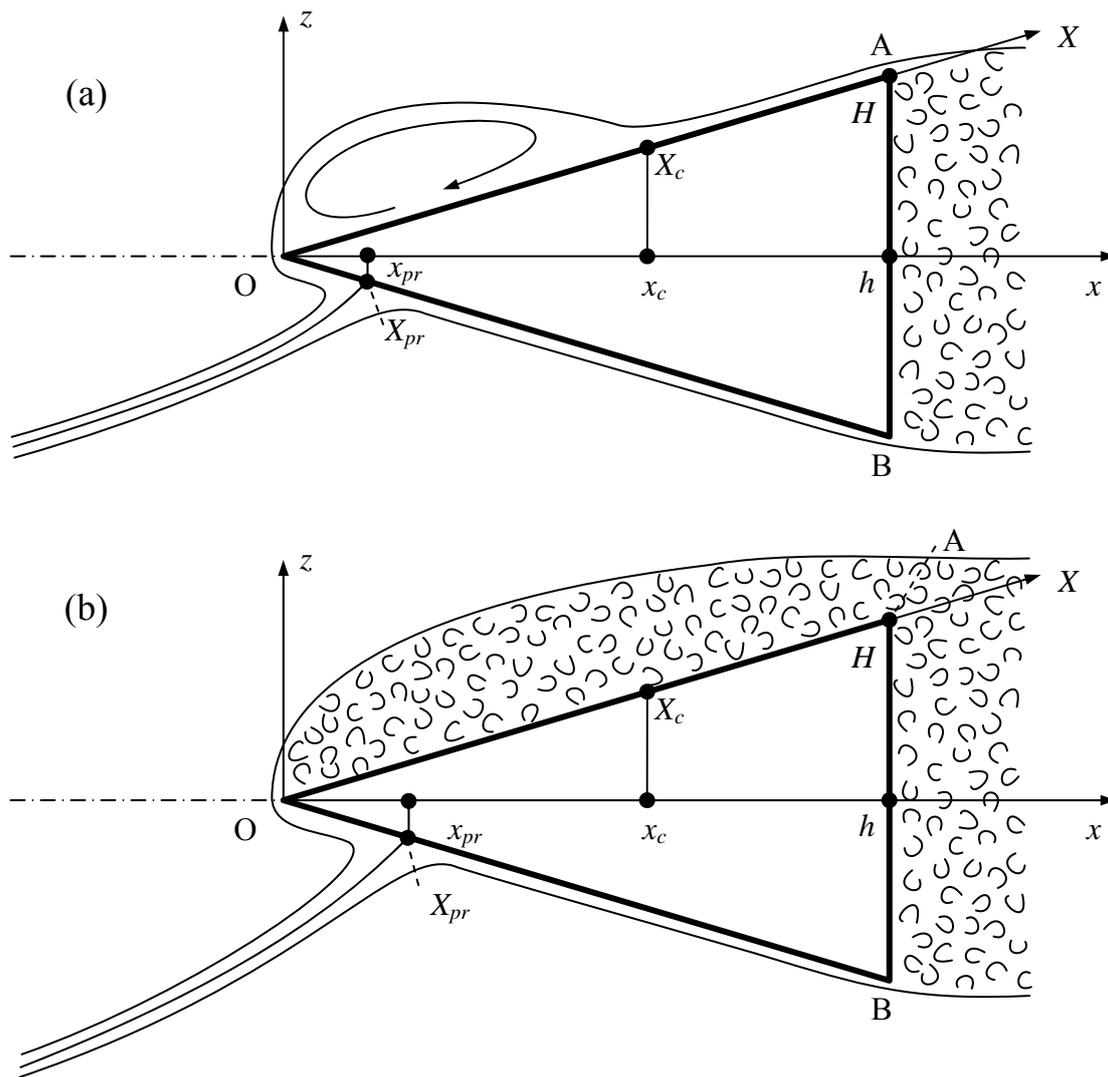


Figura C3.10. Esquema de la corriente desprendida y de la burbuja de recirculación.

Siguiendo con el análisis de las medidas de presión obtenidas, también se puede observar que existe una relación muy directa, prácticamente lineal, entre el valor del coeficiente de presión mínimo (a lo largo del lado del triángulo) y la longitud de la burbuja de recirculación ( $x_{\text{cierre}}$ ). Burbujas más largas tienen también picos de succión más intensos (figura C3.14), hasta que la burbuja llega al final del cuerpo, estalla y la succión cae, como se aprecia en las figura C3.3. La relación se puede aproximar por la expresión:

$$-c_{p_{\text{min}}} = 2.1865 \left( \frac{x_c}{h} \right)^2 - 1.2916 \left( \frac{x_c}{h} \right) + 1.1767, \quad (\text{C3.1})$$

siendo el coeficiente de regresión cuadrática  $R^2 = 0.973$ .

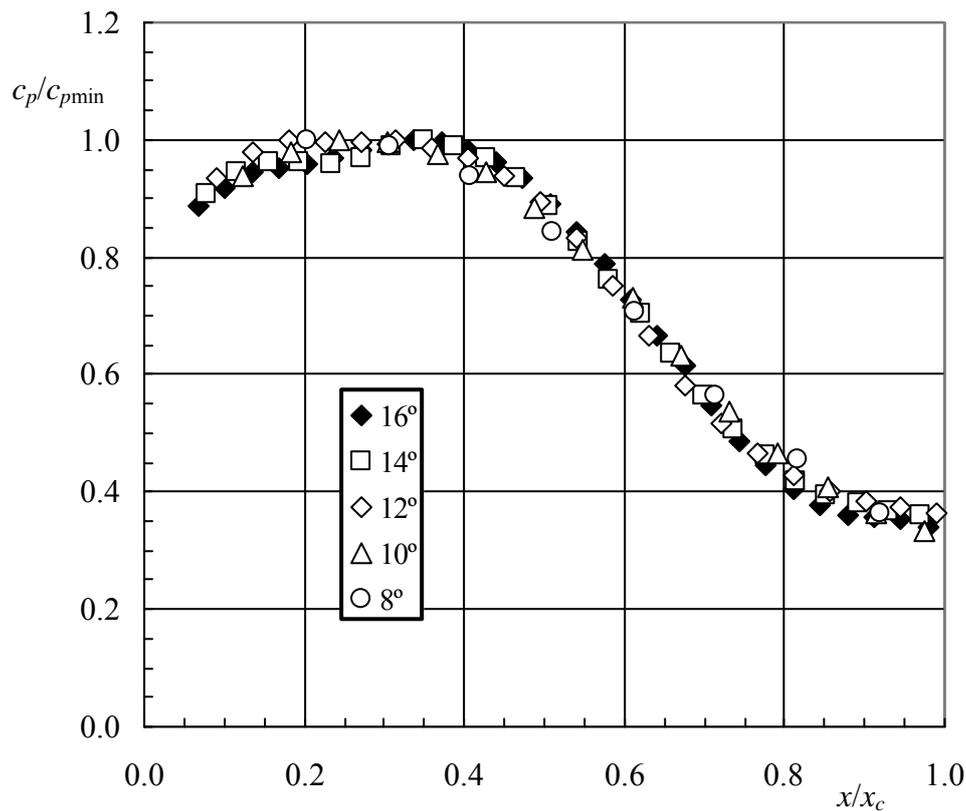


Figura C3.11. Coeficiente de presión en cada punto del extradós, dividido entre su valor mínimo en función de la distancia de cada punto al vértice adimensionalizada con la distancia a la que se produce el cierre de la burbuja de recirculación,  $x/x_c$ .

También es muy clara la relación entre el tamaño de la burbuja de recirculación ( $x$  cierre,  $x_c$ ) y el ángulo de ataque, tal y como se muestra en la figura C3.15. Se aprecia que el tamaño de la burbuja crece como la raíz cuadrada del ángulo de ataque, pudiéndose aproximar esta relación por la expresión:

$$\alpha = 18.196 \left( \frac{x_c}{h} \right)^2 - 9.3072 \left( \frac{x_c}{h} \right) + 9.3802, \quad (C3.2)$$

con un coeficiente de regresión cuadrático  $R^2 = 0.992$ .

Respecto a la distribución de presiones en el lado opuesto del triángulo, en el intradós, (véase la figura C3.16), obviamente la posición del punto de remanso depende del ángulo de ataque, y a medida que crece este último se retrasa la posición del punto de remanso. Existe una relación cuadrática entre ángulo de ataque y posición del punto de remanso de modo que el ángulo de ataque crece como la raíz cuadrada de la posición del punto de remanso (adimensionalizada con la altura del triángulo) según la expresión

$$\alpha = -92.866 \left( \frac{x_{pr}}{h} \right)^2 + 174.07 \left( \frac{x_{pr}}{h} \right) + 11.105, \quad (C3.3)$$

siendo en este caso el valor de la constante de regresión  $R^2 = 0.991$ .

Esta relación coincide con la obtenida también experimentalmente por otros investigadores, como Crompton y Barrett (2000), en su caso para una placa plana.

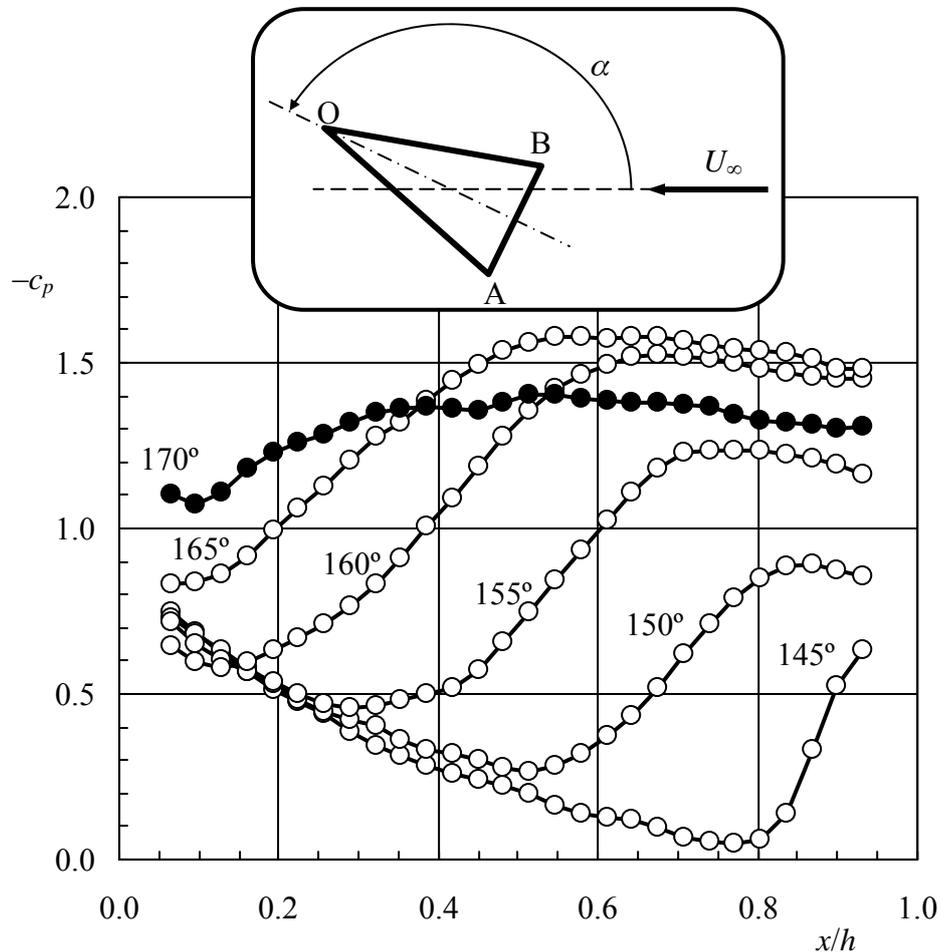


Figura C3.12. Valores del coeficiente de presión medidos en las tomas de presión distribuidas sobre la caras superior del prisma triangular (extradós) con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$ , para ángulos de ataque grandes, en el entorno de la entrada en pérdida (de  $\alpha = 145^\circ$  a  $\alpha = 170^\circ$ ), en función de la distancia  $x$  medida desde el vértice y adimensionalizada con la longitud característica  $h$ .

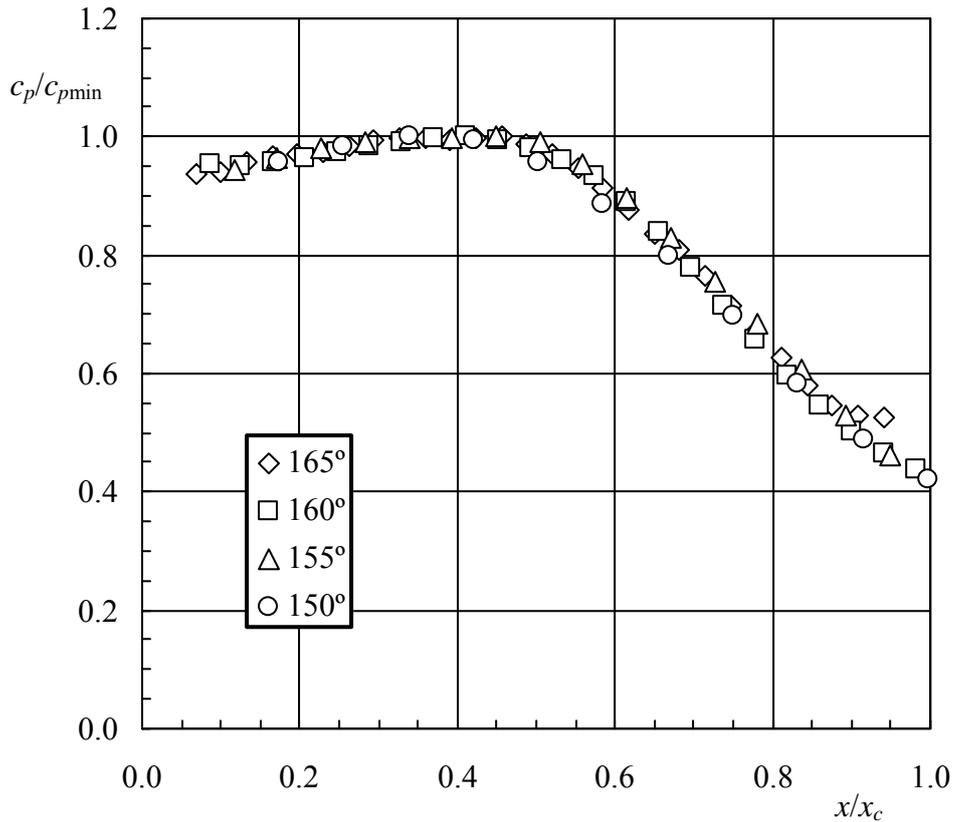


Figura C3.13. Coeficiente de presión en cada punto del extradós, dividido entre su valor mínimo en función de la distancia de cada punto al vértice adimensionalizada con la distancia a la que se produce el cierre de la burbuja de recirculación,  $x/x_c$ .

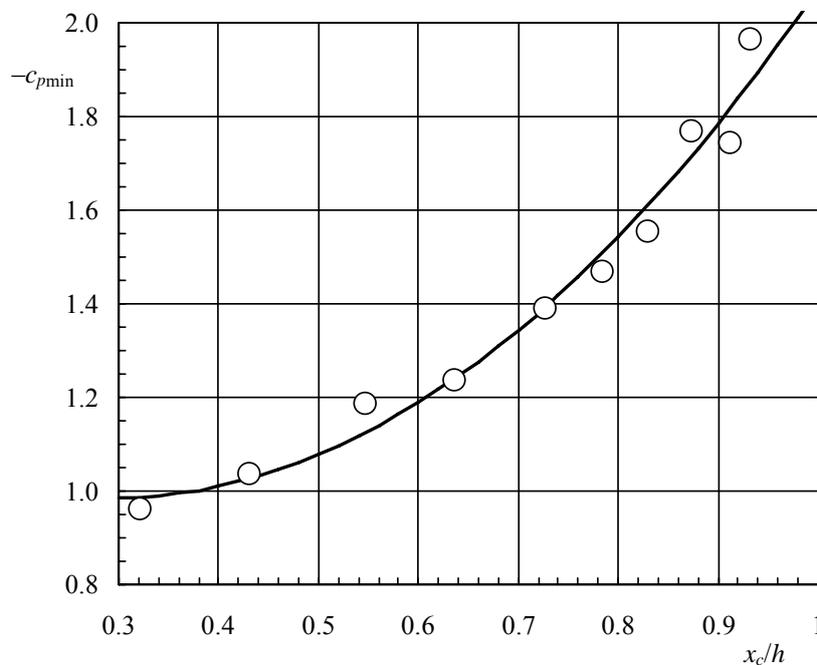


Figura C3.14. Variación con la posición adimensional del punto de readhesión,  $x_c/h$ , de la burbuja de recirculación que aparece sobre el lado superior del triángulo ( $\beta = 30^\circ$ ) cuando el ángulo de ataque es pequeño, del coeficiente de presión mínimo en la burbuja,  $-c_{pmin}$ . Los círculos indican resultados experimentales y la línea la aproximación cuadrática dada por la expresión (C3.1).

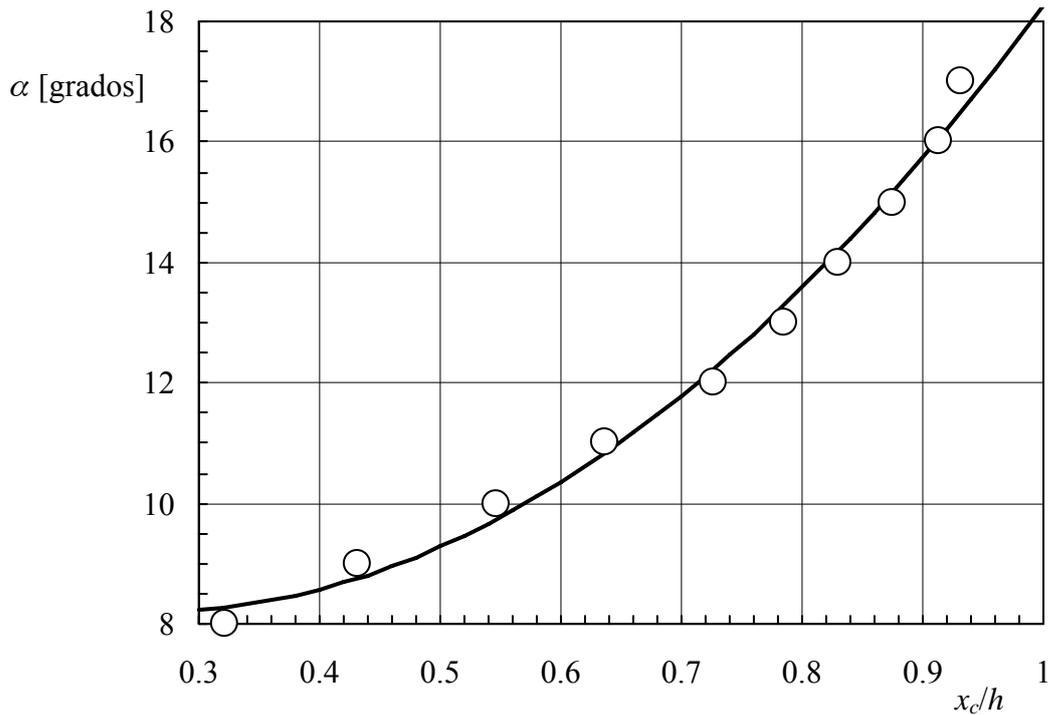


Figura C3.15. Dependencia con el ángulo de ataque,  $\alpha$ , de la posición adimensional del punto de readhesión,  $x_c/h$ , de la burbuja de recirculación que aparece sobre el lado superior del triángulo ( $\beta = 30^\circ$ ) para ángulos de ataque pequeños. Los círculos indican resultados experimentales y la línea la aproximación cuadrática dada por la expresión (C3.2).

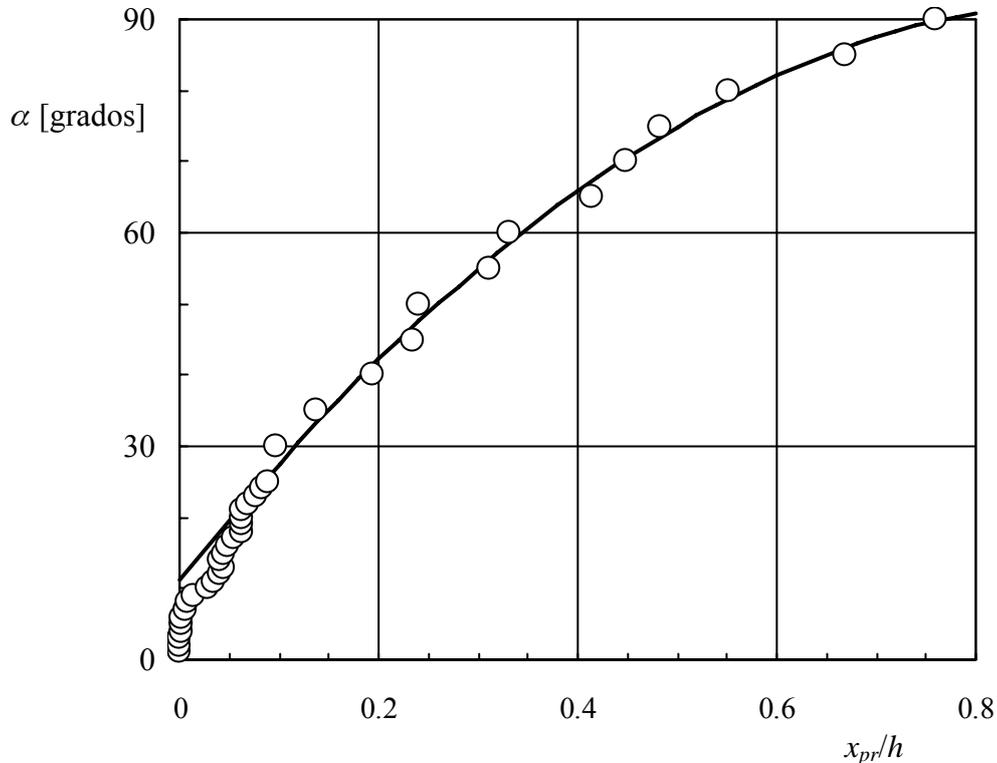


Figura C3.16. Posición adimensional del punto de remanso,  $x_{pr}/h$ , en función del ángulo de ataque,  $\alpha$ . Los círculos indican resultados experimentales y la línea la aproximación cuadrática dada por la expresión (C3.3), válida para configuraciones con la capa límite totalmente desprendida (sin readhesión,  $\alpha < 20^\circ$ ).

Con el ánimo de comparar la posición del punto de remanso anterior medida sobre la cuña con algunas soluciones analíticas conocidas, se ha calculado, considerando flujo potencial, la variación con el ángulo de ataque de la posición del punto de remanso anterior en el caso de un perfil con borde de ataque anguloso (perfil lenticular) y en el de uno con borde de ataque redondeado (perfil de Yukovski<sup>♦</sup>), en ambos casos suponiendo que la circulación sobre el perfil es nula (lo que genera un punto de remanso en el extradós del perfil) o bien que la circulación es la apropiada para el cumplimiento de la hipótesis de Kutta (el punto de remanso posterior coincide con el borde de salida).

En la figura C3.17 se muestran los resultados que se derivan de los cálculos anteriores junto con los medidos en túnel para el caso de una cuña con un semiángulo  $\delta = 15^\circ$  (lo que corresponde a  $\beta = 30^\circ$ ). En la Figura el grupo de curvas identificado con símbolos blancos corresponde a perfiles sin circulación, mientras que el grupo identificado por símbolos grises representa los resultados correspondientes a perfiles con circulación. Los círculos blancos más grandes representan resultados experimentales.

Según este gráfico, los resultados experimentales se comportan cualitativamente como predice la teoría potencial, si bien el comportamiento experimental no se asemeja cuantitativamente a ninguno de los casos analíticos representados. Esto es así debido a que la cuña no tiene un borde de salida propiamente dicho, sino un cara posterior en cuyas esquinas se desprende la corriente cualquiera que sea el ángulo de ataque, de modo que no tiene sentido, en el caso experimental, hablar de hipótesis de Kutta alguna.

Llama la atención sin embargo que a bajos ángulos de ataque, entre  $10^\circ$  y  $17^\circ$ , la posición del punto de remanso sea parecida a la que predice el modelo potencial para el caso con circulación. Quizás la explicación resida en que hasta unos  $17^\circ$  la burbuja de recirculación existente en el extradós se readhiere, lo que produce que la cuña genere sustentación. La situación cambia radicalmente cuando el punto donde se produce la readhesión llega a la esquina trasera del extradós, lo que ocurre para un ángulo de ataque del orden de unos  $17^\circ$  o  $20^\circ$ , cuando esto ocurre la burbuja de recirculación explota, de manera que todo el extradós de la cuña se encuentra en pérdida, lo que se traduce en una caída notable de la sustentación. Este proceso coincide con el intervalo de ángulos de ataque donde según la figura C3.17 se detiene momentáneamente la excursión del punto de remanso sobre el perfil (la posición del punto de remanso anterior apenas si se modifica desde  $\alpha = 17^\circ$  hasta  $\alpha = 23^\circ$ ).

El efecto de las modificaciones en los vértices del prisma puede verse en las figuras C3.18 y C3.19, donde se han representado los coeficientes de presión sobre las tres caras del triángulo, para ángulos de ataque pequeños ( $\alpha = 8^\circ, 10^\circ$  y  $12^\circ$ ), y comparando para cada uno de los ángulos de ataque las tres configuraciones estudiadas: prismas sin modificaciones en los vértices, modificación en el vértice principal (VLL) y modificación en los tres vértices (Vnn). Como puede apreciarse, la modificación introducida en el vértice principal altera sustancialmente las características del flujo en las proximidades de dicho vértice, reduciendo sustancialmente el pico de succión que aparece en ese punto en la configuración sin modificar. Modificar además los dos vértices en las bases contribuye a que la succión sea menor en general a lo largo de todo el extradós, ya que suaviza también el pico de succión que aparece en el borde de salida (al final del lado superior del

<sup>♦</sup> La transcripción al alfabeto latino de los nombres rusos es en algunos casos problemática, pues su escritura puede variar según las reglas fonéticas del idioma en que se exprese. Un caso significativo es el de Yukovski (en ruso Жуковский), nombre que en los textos escritos en francés o inglés aparece como Joukovsky o Joukovski y en las traducciones de la Editorial MIR como Zhoukovski.

triángulo), y a que desaparezca el pico de succión en el borde de salida sobre el intradós. Cabe deducir por tanto que estas alteraciones del flujo en las esquinas contribuyen a modificar las características de inestabilidad a galope transversal de estas secciones, haciéndolas más estables.

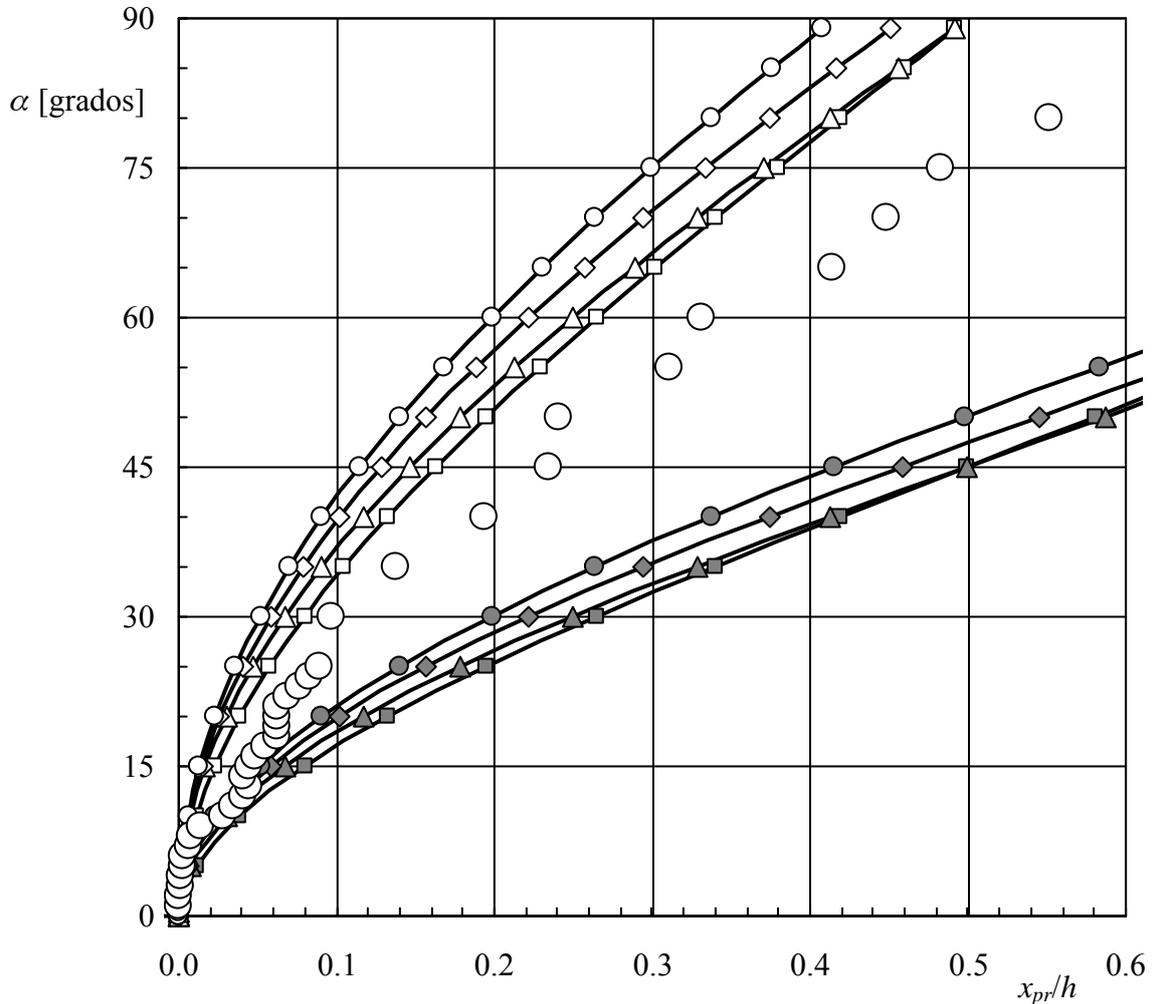


Figura C3.17. Variación con el ángulo de ataque,  $\alpha$ , de la abscisa del punto de remanso anterior adimensionalizada con la cuerda del cuerpo,  $x_{PR}/h$ . Los círculos blancos grandes indican resultados experimentales obtenidos en el túnel S1 de IDR/UPM con un modelo de cuña con un semiángulo  $\delta = 15^\circ$ , mientras que las líneas indican resultados analíticos de perfiles sometidos a un flujo potencial. Los símbolos grises indican perfiles con circulación (la apropiada para que se cumpla a cada ángulo de ataque la hipótesis de Kutta) y los blancos perfiles con circulación. El símbolo indica el tipo de perfil de acuerdo con la siguiente clave; perfil lenticular con  $\delta = 15^\circ$  (cuadrados), placa plana (triángulos), perfil de Yukovski con  $\lambda = 0.1$  (espesor relativo del 8 %, rombos) y perfil de Yukovski con  $\lambda = 0.3$  (espesor relativo del 30 %, círculos).

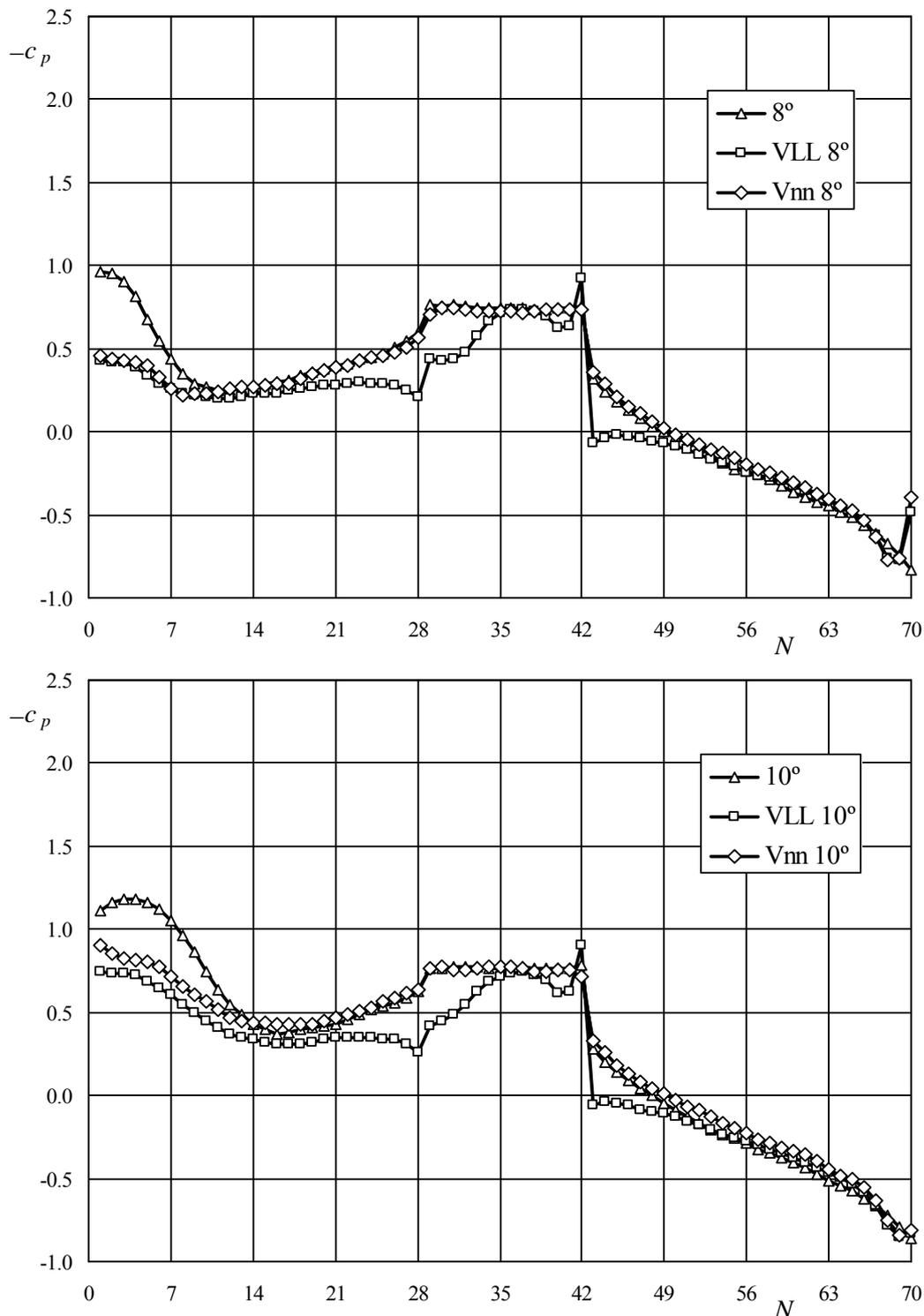


Figura C3.18. Valores del coeficiente de presión medidos en las tomas de presión distribuidas sobre las caras del prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$ , equipado con diferentes dispositivos para deflectar la corriente en las esquinas (véase la figura C3.2). Las tomas 1 a 28 están sobre la cara superior del prisma, las tomas 29 a 42 en la base, y las tomas 43 a 70 en la cara inferior. Resultados correspondientes a  $\alpha = 8^\circ$  y  $\alpha = 10^\circ$ .

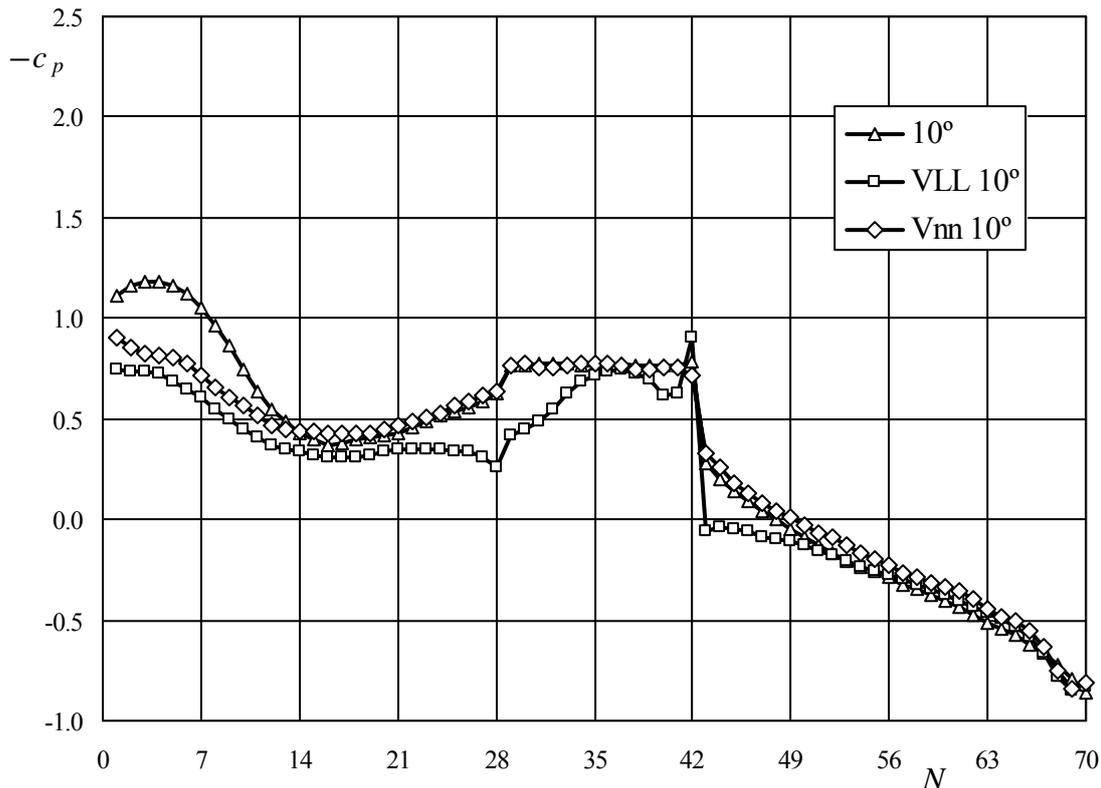


Figura C3.19. Valores del coeficiente de presión medidos en las tomas de presión distribuidas sobre las caras del prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$ , equipado con diferentes dispositivos para deflectar la corriente en las esquinas (véase la figura C3.2). Las tomas 1 a 28 están sobre la cara superior del prisma, las tomas 29 a 42 en la base, y las tomas 43 a 70 en la cara inferior. Resultados correspondientes a  $\alpha = 8^\circ$  y  $\alpha = 10^\circ$ .

Los resultados medidos en el túnel S1, empleando una balanza de extensímetros (apartado C2) o bien mediante la medida de las distribuciones de presión sobre el cuerpo (apartado C3) conducen a la aparente paradoja de que los valores de los coeficientes de fuerzas (de sustentación y de resistencia) medidos por uno y otro método son diferentes. La razón de esta aparente discrepancia hay que buscarla en el diferente tamaño de los modelos de ensayo empleados en unas y otras series de medidas, lo que modifica las relaciones de bloqueo de la cámara de ensayos. En efecto, se sabe (véase por ejemplo Barlow, Rae y Pope (1999), apartado 9.4) que una estela turbillonaria ancha tiende a aumentar los valores de los coeficientes de succión que se miden a sotavento de los cuerpos en ensayo, siendo este efecto mayor cuanto mayor es el valor del cociente entre la dimensión transversal de la estela y la longitud correspondiente de la cámara de ensayos (la altura de la cámara en el caso de los ensayos en el túnel S1).

Para los ensayos de medida de fuerzas con la balanza de extensímetros se han empleado modelos de prismas triangulares con una longitud característica  $h = 0.10$  m (véase la figura C2.1), mientras que en los ensayos dedicados a la medida de presiones sobre un prisma triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$  la longitud característica del modelo de ensayos ha sido  $h \cong 0.15$  m. El bloqueo de la cámara de ensayos ha sido por tanto bastante más significativo en este segundo caso (un 19% frente a un 13%), lo que explica, en razón de lo dicho en el párrafo anterior, que los coeficientes de presión medidos en las caras del prisma situadas a sotavento los coeficientes de succión sean extraordinariamente altos, como se puede apreciar en las figuras de este apartado, donde se muestran las distribuciones de presión medidas, sin aplicar a las mismas criterio de corrección

alguno.

Incorporando a las distribuciones de presión medidas las correcciones necesarias para tener en cuenta este efecto de bloqueo, e integrando dichas presiones para obtener los coeficientes aerodinámicos, obviamente coinciden, como era de esperar, con los medidos con la balanza extensiométrica (figura C3.20).

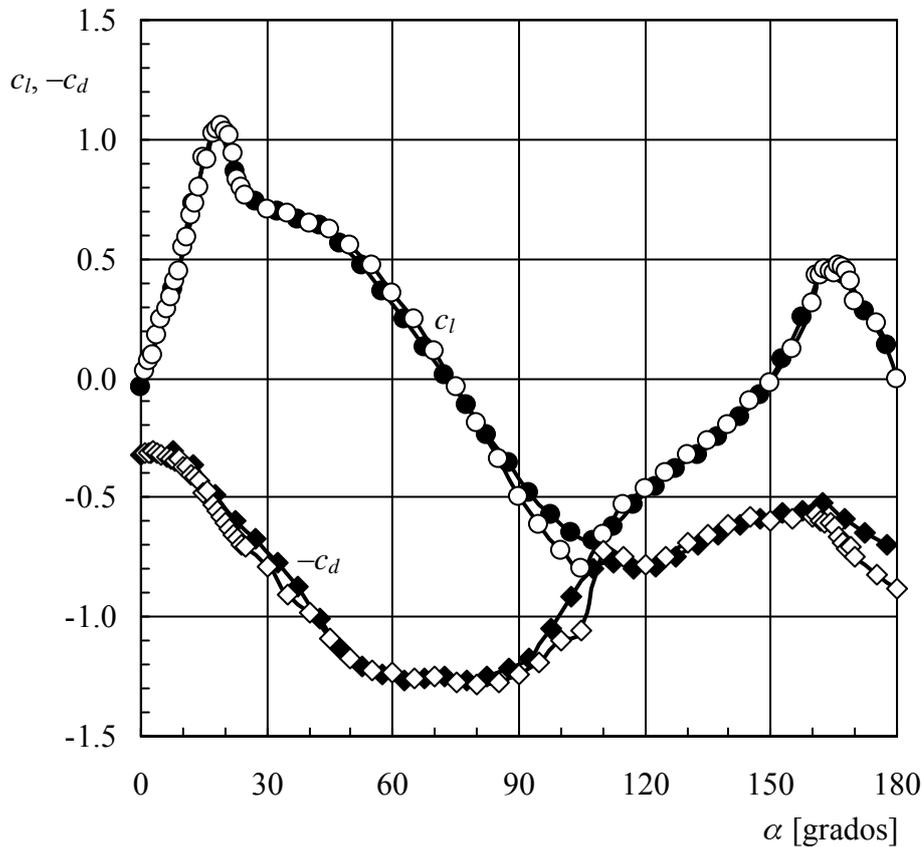


Figura C3.20. Variación con el ángulo de ataque,  $\alpha$ , del coeficiente de sustentación,  $c_l$  (círculos), y del coeficiente de resistencia,  $c_d$  (rombos), de prismas bidimensionales de sección triangular con ángulo en el vértice  $\beta = 30^\circ$ . Los símbolos negros indican valores medidos con una balanza de extensímetros y los blancos valores obtenidos mediante integración de las distribuciones de coeficiente de presión.

#### 4. ESTUDIO DEL GALOPE CON CONFIGURACIONES DINÁMICAS

Una vez establecido un mapa de estabilidad a galope de acuerdo al criterio cuasi-estático de Glauert-Den Hartog, que es condición necesaria para que comience la inestabilidad de galope, el siguiente paso ha sido realizar el estudio del galope con configuraciones de ensayo dinámicas, es decir, con modelos elásticos de manera que puedan oscilar en presencia de la corriente incidente, y de este modo analizar la influencia de otros parámetros no representados en los ensayos estáticos. En este apartado se describen los ensayos dinámicos de galope llevados a cabo en las instalaciones de ensayos aerodinámicos de IDR/UPM (Alonso y otros, 2005 a; Alonso y otros, 2005 b), y se analizan los resultados obtenidos, comparándolos con los presentados en el apartado C2 para el caso estático.

En la formulación analítica sencilla descrita se establece como condición suficiente para el galope que

$$\left( \frac{dc_l}{d\alpha} + c_d \right) \Big|_{\alpha=0} < - \frac{4m\zeta\omega_n}{\rho U_\infty b} . \quad (C4.1)$$

De esa expresión se deriva que los parámetros relevantes desde el punto de vista del galope son:

- La geometría de la sección transversal y el ángulo de ataque de la corriente incidente, ambos recogidos en la expresión (C4.1) a través de los coeficientes aerodinámicos.
- La velocidad de la corriente incidente,  $U_\infty$ .
- Las propiedades mecánicas de la estructura: masa  $m$ , coeficiente de amortiguamiento estructural  $\zeta$ , y frecuencia natural  $\omega_n$ .

La modelización dinámica del problema permite investigar la influencia de todos estos parámetros en el galope, no sólo la de los coeficientes aerodinámicos. En relación a la geometría, el parámetro característico sigue siendo el ángulo en el vértice principal del triángulo isósceles. Se han ensayado seis prismas de sección transversal triangular, con el ángulo en el vértice principal variando entre  $\beta = 10^\circ$  y  $\beta = 60^\circ$  en pasos de  $10^\circ$  (figura C4.1). Los modelos son los mismos que los empleados para la realización de los ensayos estáticos. Todos los triángulos comparten la misma longitud característica máxima,  $h = 0.10$  m, siendo la base del triángulo  $2h \tan(\beta/2)$ . La longitud máxima normal al flujo,  $b$ , viene dada por tanto por  $b = h \sin \alpha + h \tan(\beta/2) \cos \alpha$  para  $\beta/2 < \alpha < \pi - \beta/2$ , y por  $b = 2h \tan(\beta/2) \cos \alpha$  fuera de ese intervalo. La envergadura del modelo es 0.145 m.

La influencia del ángulo de ataque se ha estudiado, del mismo modo también que en los ensayos estáticos previos, en todo el rango de variación de este parámetro, es decir entre  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 360^\circ$ . Si bien, puesto que las secciones son simétricas respecto a la bisectriz del ángulo principal, basta con medir entre  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 180^\circ$ . En cuanto a la velocidad de la corriente incidente, su valor ha estado dentro de los rangos permitidos por el túnel aerodinámico utilizado, entre 3 m/s y 26 m/s. Los incrementos de velocidades para los distintos ensayos que se han llevado a cabo se han seleccionado con un valor máximo de 4.6 m/s. Se han empleado incrementos menores en las proximidades de la velocidad crítica (a partir de la cual se presenta la inestabilidad), la cual lógicamente depende de cada configuración.

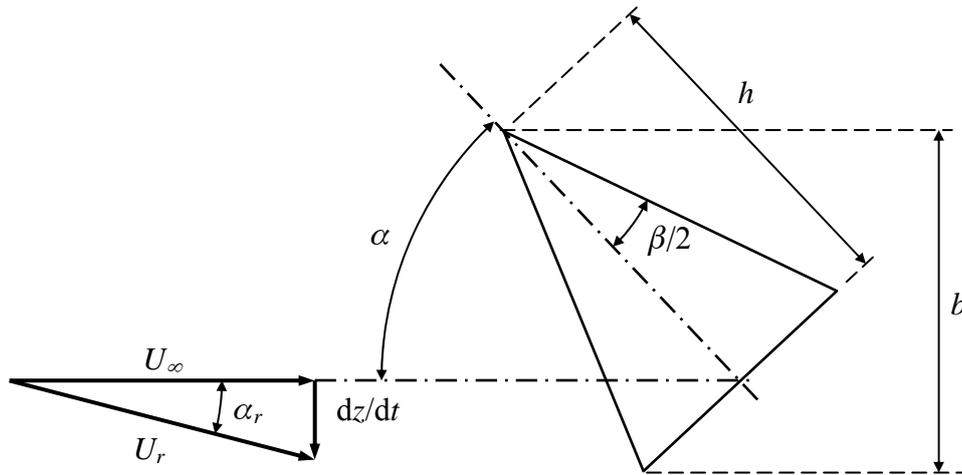


Figura C4.1. Definición de los cuerpos de sección triangular usados en los ensayos de galope. Se han ensayado seis configuraciones ( $\beta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, \dots, 60^\circ$ ).

La frecuencia propia  $n_n$  y el coeficiente de amortiguamiento estructural  $\zeta$  de cada uno de los modelos ensayados se muestran en la tabla C4.1. Estas propiedades mecánicas medidas se han determinado usando la misma configuración experimental que se describe en la siguiente sección, dejando al modelo vibrar libremente sin viento incidente. Nótese que las rigideces de los modelos se han elegido suficientemente bajas de manera que las velocidades críticas de galope se encuentren dentro del rango de velocidades permitido por el túnel aerodinámico usado en los ensayos. Por la misma razón, el dispositivo de ensayos se ha diseñado con un amortiguamiento estructural tan bajo como ha sido posible ( $\zeta < 0.014$ ), para desacoplar inicialmente la influencia de los parámetros geométricos de la influencia de las propiedades mecánicas de la estructura.

Era importante por otro lado también elegir frecuencias propias bajas para desacoplar el fenómeno del galope del de desprendimiento de torbellinos. Este último fenómeno ocurre a frecuencias que están gobernadas por el número de Strouhal. Ambos fenómenos se desacoplan generalmente si

$$\frac{U_\infty}{bn_n} > 10, \quad (\text{C4.2})$$

En nuestro caso, el valor mínimo de  $U_\infty$  al que se han realizado los ensayos es de 3 m/s, y los valores máximos de  $b$  y  $n_n$  han sido respectivamente 0.1 m y 2.0 Hz, lo que garantiza que en cualquiera de los casos ensayados ha sido siempre  $U_\infty/bn_n > 15$ , y por tanto las frecuencias del desprendimiento de torbellinos han estado lo suficientemente alejadas de las frecuencias propias de las distintas configuraciones.

La influencia de las propiedades mecánicas del cuerpo se sintetiza en el número de Scruton, definido como

$$\text{Sc} = \frac{2m\zeta}{\rho b^2}; \quad (\text{C4.3})$$

la dimensión normal a la corriente máxima,  $b$ , depende del ángulo de ataque  $\alpha$ , por tanto el número

de Scruton depende también de  $\alpha$ . Valores típicos del número de Scruton se muestran también en la tabla C4.1. Para cada triángulo ( $\beta$ ), el valor máximo de Sc se encuentra para  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 180^\circ$ , donde  $b$  es mínimo. Por otro lado, el valor mínimo de Sc se da en  $\alpha = 90^\circ - \beta/2$ , porque allí  $b$  tiene su valor máximo.

Tabla C4.1. Propiedades mecánicas medidas de los prismas: ángulo en el vértice principal,  $\beta$ , coeficiente de amortiguamiento estructural,  $\zeta$ , frecuencia propia,  $n_n$ , y números de Scruton, Sc, máximos y mínimos

$\beta$ [°]	$\zeta$	$n_n$ [Hz]	Sc <sub>max</sub> , para $\alpha = 0^\circ, 180^\circ$	Sc <sub>min</sub> , para $\alpha = 90^\circ$
10°	0.008	2.50	80	3
20°	0.009	2.50	25	3
30°	0.008	2.27	10	3
40°	0.010	2.08	9	4
50°	0.014	2.00	7	5
60°	0.014	2.00	5	5

También Para la realización de estos experimentos se ha utilizado el túnel aerodinámico S1 ya descrito. La velocidad del viento de la corriente en la sección de ensayos del túnel aerodinámico se ha variado en el rango entre 3 y 26 m·s<sup>-1</sup>, lo que significa números de Reynolds entre 10<sup>4</sup> y 2.6×10<sup>5</sup>, basado en la longitud del modelo,  $h$ .

Como se ha dicho, los modelos utilizados son exactamente los mismos que los que se utilizaron para los ensayos estáticos, pero ahora, en vez de estar rígidamente soportados, se sujetan de manera flexible, permitiéndoles la oscilación en la dirección normal a la corriente incidente a una frecuencia propia que puede ser controlada. Además, su ángulo de ataque puede ser establecido y fijado de manera independiente.

Como se muestra en la figura C4.2, el prisma seleccionado (A) está sujeto a una barra de 8 mm de diámetro mediante un tornillo; la barra se fija a uno de los extremos de otra barra de 0.90 m de longitud (C), provista de un indicador que permite conocer la posición angular de la primera barra, y por tanto el ángulo de ataque del prisma, con una precisión de  $\pm 0.5^\circ$  (D). La segunda barra se sujeta en su otro extremo a un dispositivo rotatorio (cojinete de bolas E). La rotación de la barra permite el movimiento vertical de los prismas (casi normal al viento incidente). Además, hay dos muelles (F) que permiten controlar la frecuencia de oscilación en la dirección normal al flujo.

Debido a este dispositivo de ensayo, la oscilación no es puramente traslacional, y existe una pequeña componente de rotación inducida por el giro de la barra (C), que podría afectar globalmente al comportamiento del sistema frente al galope, fundamentalmente a la amplitud de las oscilaciones sostenidas, pero no a la inestabilidad de la posición de equilibrio, como se demuestra en Van Oudheusden (1994) y Van Oudheusden (1996). Por tanto, la hipótesis de que las oscilaciones son cuasi-traslacionales se considera válida para el propósito de este estudio, que es la comparación de configuraciones geométricas distintas.

El desplazamiento normal al flujo de los prismas se graba con una cámara CCD SONY modelo DSR-PD150P (G) que registra el movimiento de un marco de referencia (H) situado sobre la barra. El post-procesado de las imágenes registradas proporciona gráficos del desplazamiento respecto al tiempo. Esta operación de post-procesado se realiza mediante un código realizado en Matlab, que a partir de la imagen de video determina el desplazamiento del sistema de referencia, y por tanto, del modelo.

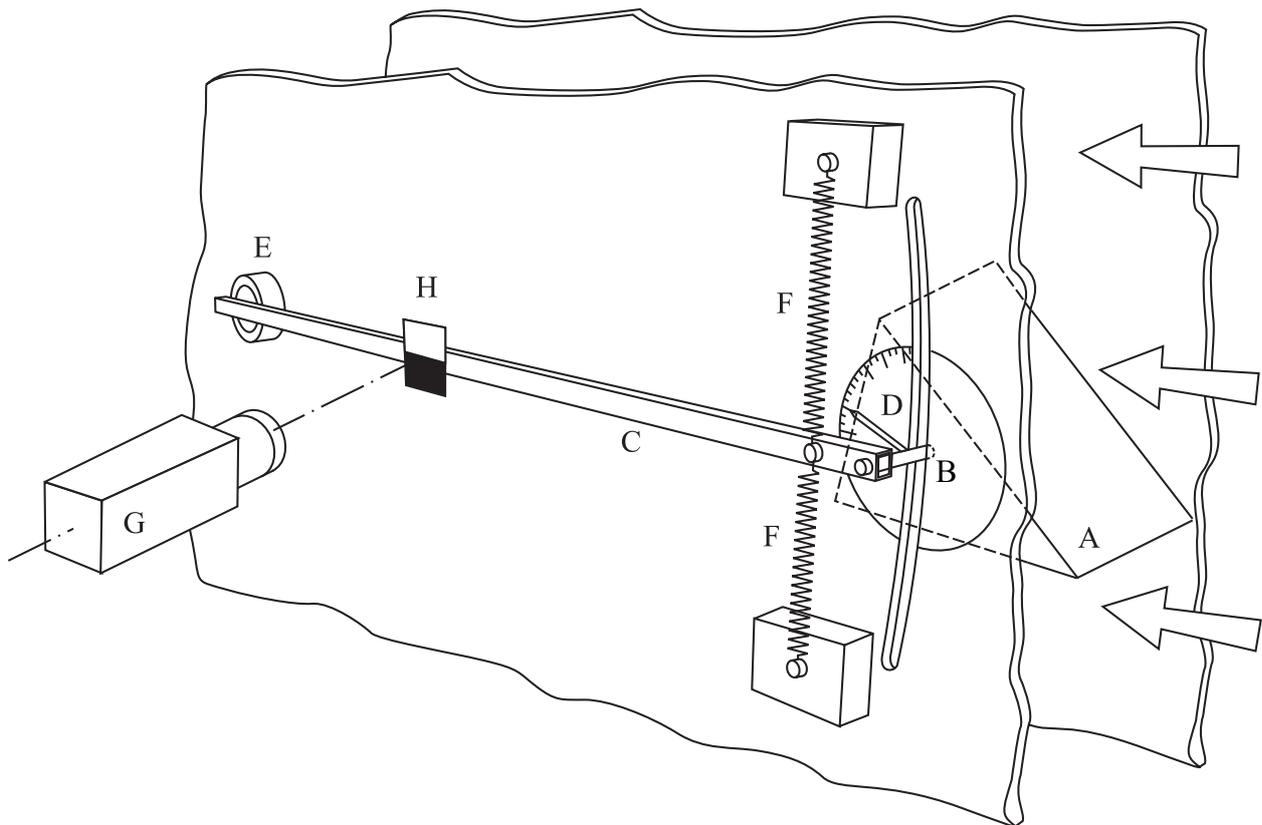


Figura C4.2. Vista general del dispositivo de ensayo dinámico: modelo del prisma (A), barra soporte (B), barra oscilante (C), escala de ángulos de ataque (D), cojinete de bolas (E), muelles (F), cámara CCD (G), y marco de referencia (H).

Una vez que el modelo seleccionado se fija a la barra que lo une al sistema de sujeción, y el ángulo de ataque elegido  $\alpha$  queda fijado, la secuencia experimental se desarrolla casi automáticamente. Los ángulos de ataque se varían entre  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 180^\circ$  en pasos de  $5^\circ$ , y a cada paso el desplazamiento normal al viento de los prismas se graba después de darles a los prismas un desplazamiento inicial de 30 mm y dejarles vibrar libremente en el flujo. Se han usado diferentes velocidades incidentes del viento, entre 3 m/s y 26 m/s, para cada configuración identificada por los parámetros  $\beta$  y  $\alpha$ . Las presiones estáticas y dinámicas dentro de la cámara de ensayos se han medido con un tubo Pitot Air Flow 048 conectado a un transductor de presiones Schaewitz Lucas P-3061-2WD.

El análisis de estabilidad a galope se ha realizado de acuerdo a los procedimientos estándar seguidos habitualmente en los estudios de galope. Con la configuración de ensayos dinámica descrita anteriormente, el desplazamiento de los prismas en la dirección normal al viento ha sido registrado y representado en función del tiempo, para cada valor de la velocidad de la corriente incidente dentro del intervalo ensayado, para cada ángulo de ataque entre  $\alpha = 0^\circ$  y  $\alpha = 180^\circ$ , y para cada uno de los triángulos ( $\beta$ ) analizados. Por ejemplo, en la figura C4.3 se muestran gráficos del desplazamiento normal al viento en función del tiempo para dos velocidades incidentes diferentes para el caso del triángulo con  $\beta = 20^\circ$  situado a  $\alpha = 20^\circ$ . Los desplazamientos normales al viento se han adimensionalizado con el desplazamiento inicial dado a los modelos ( $Y/Y_0$ ).

Estos gráficos ilustran características bien conocidas del fenómeno del galope: puede verse que el caso considerado ( $\beta = 20^\circ$ ,  $\alpha = 20^\circ$ ) presenta una velocidad crítica a galope entre 7 y 11 m/s ( $Y/Y_0$  es

convergente a  $U_\infty = 7$  m/s (círculos negros en el gráfico) y es divergente a  $U_\infty = 11$  m/s (círculos blancos)).

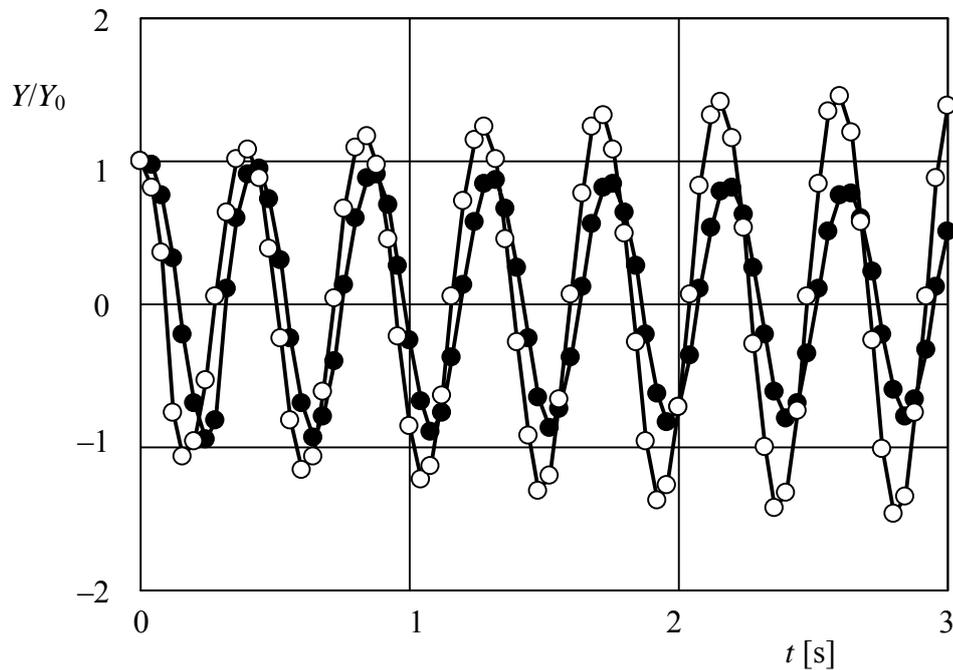


Figura C4.3. Variación con el tiempo,  $t$ , del desplazamiento normal al viento adimensionalizado  $Y/Y_0$  para un cuerpo de sección triangular con un ángulo en el vértice principal  $\beta = 20^\circ$  situado a un ángulo de ataque  $\alpha = 20^\circ$ . Los símbolos identifican la velocidad del viento de acuerdo al siguiente criterio:  $U_\infty = 7$  m/s (círculos negros), y  $U_\infty = 11$  m/s (círculos blancos).

Para comparar el comportamiento de las diferentes geometrías a diferentes ángulos de ataque y para diferentes velocidades de viento incidente, se han calculado los valores cuadráticos medios (rms) del desplazamiento normal al viento adimensionalizado,  $y_{rms} = (Y/Y_0)_{rms}$ , para un intervalo temporal de 3 segundos (lo suficientemente amplio para cubrir al menos seis ciclos, y apreciar por tanto la tendencia de la curva, convergente o divergente).

De esta manera, para una geometría y un ángulo de ataque dados, puede seguirse la evolución del desplazamiento con la velocidad del viento incidente. La riqueza de los datos medidos permite distintas comparaciones entre configuraciones geométricas y ángulos de ataque de la corriente incidente. En la figura C4.4, por ejemplo, se ha representado el valor cuadrático medio del desplazamiento normal al viento normalizado,  $y_{rms}$ , en función de la velocidad incidente adimensional (velocidad reducida  $U_{red} = U_\infty/n_n b$ ) para dos cuerpos de sección triangular,  $\beta = 30^\circ$  y  $\beta = 40^\circ$  a un ángulo de ataque  $\alpha = 20^\circ$ . Puede notarse cómo a ese ángulo de ataque triángulos con  $\beta = 30^\circ$  son estables, mientras que triángulos con  $\beta = 40^\circ$  son inestables (siempre dentro del rango de velocidades incidentes reducidas ensayado). Este tipo de curvas permite comparar el comportamiento de distintas geometrías a un determinado ángulo de ataque. De otra manera, se puede comparar el comportamiento de una determinada geometría para distintos ángulos de ataque, como en la figura C4.5, donde se ha representado la variación con la velocidad reducida,  $U_{red} = U_\infty/n_n b$ , del valor cuadrático medio del desplazamiento normal al viento adimensionalizado,  $y_{rms} = (Y/Y_0)_{rms}$ , para un triángulo de  $\beta = 30^\circ$ , a ángulos de ataque  $\alpha = 20^\circ$  y  $\alpha = 165^\circ$ .

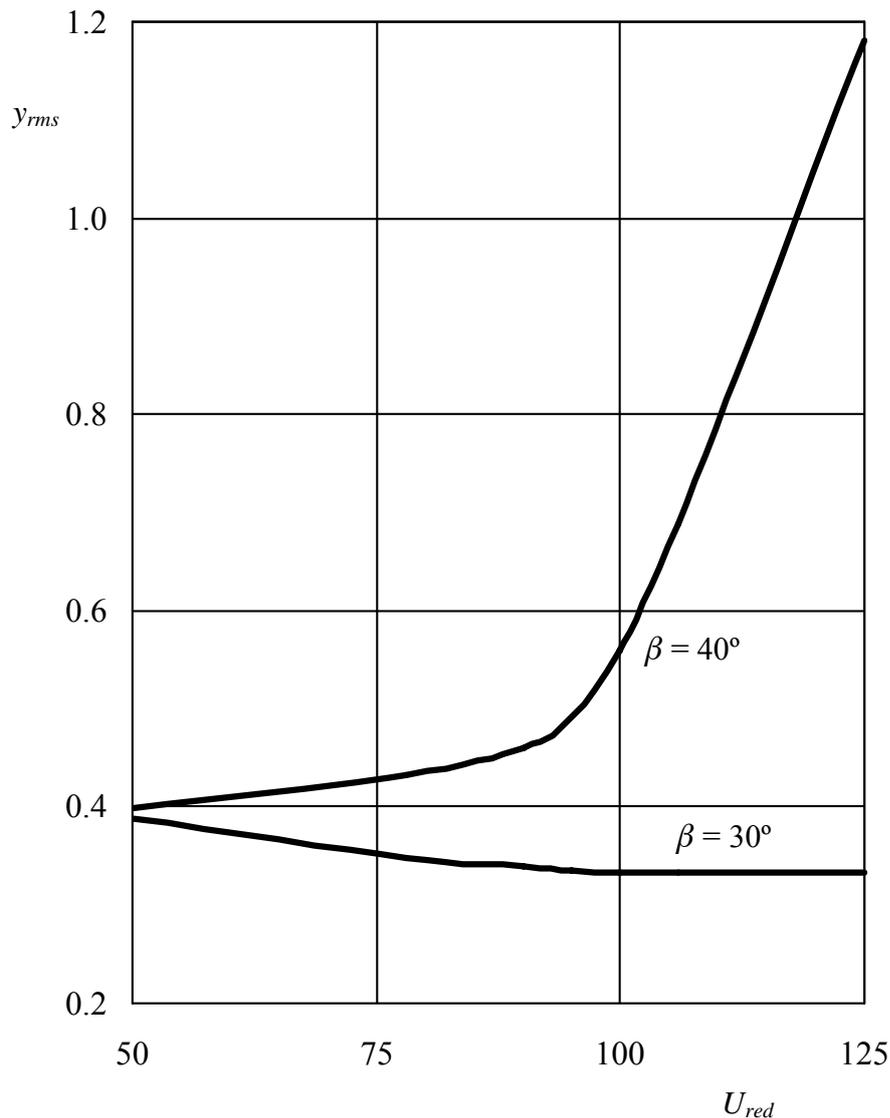


Figura C4.4. Variación con la velocidad reducida,  $U_{red} = U_\infty/n_n b$ , del valor cuadrático medio del desplazamiento normal al viento adimensionalizado,  $y_{rms} = (Y/Y_0)_{rms}$ , para dos cuerpos de sección triangular (identificados por el ángulo en el vértice principal,  $\beta$ ) a un ángulo de ataque  $\alpha = 20^\circ$ .

Gráficos como los mostrados en las figuras C4.4 y C4.5 permiten determinar la velocidad reducida mínima que limita el comportamiento inestable de las diferentes geometrías identificadas por los parámetros  $(\alpha, \beta)$ , y obtener mapas de estabilidad para cada configuración geométrica como el representado en la figura C4.6 para un prisma de sección triangular con un ángulo en el vértice principal  $\beta = 30^\circ$ , donde se representa la velocidad reducida crítica (a la que se inicia la inestabilidad a galope) para cada ángulo de ataque. En esta figura, las curvas (en realidad zonas rayadas) delimitan zonas de estabilidad ("S") e inestabilidad ("U").

Todos estos resultados se resumen y sintetizan finalmente en un mapa de estabilidad en el plano ángulo de ataque – ángulo en el vértice principal  $(\alpha, \beta)$ , basado en ensayos con configuración dinámica, que se muestra en la figura C4.7. Nótese que la comparación entre los distintos triángulos puede verse afectada por el hecho de que sus propiedades mecánicas no son idénticas (como se

muestra en la tabla 4.1). Obviamente, para una configuración dada ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) el mapa de estabilidad depende de la velocidad incidente. Existen por tanto configuraciones que son siempre estables (al menos en el rango de velocidades empleado en los ensayos) y configuraciones que pasan a ser inestables para valores de la velocidad incidente superiores a un límite que depende de la misma configuración (esto es, geometría y ángulo de ataque). Nótese que el diagrama de estabilidad es simétrico respecto a  $\alpha = 180^\circ$ .

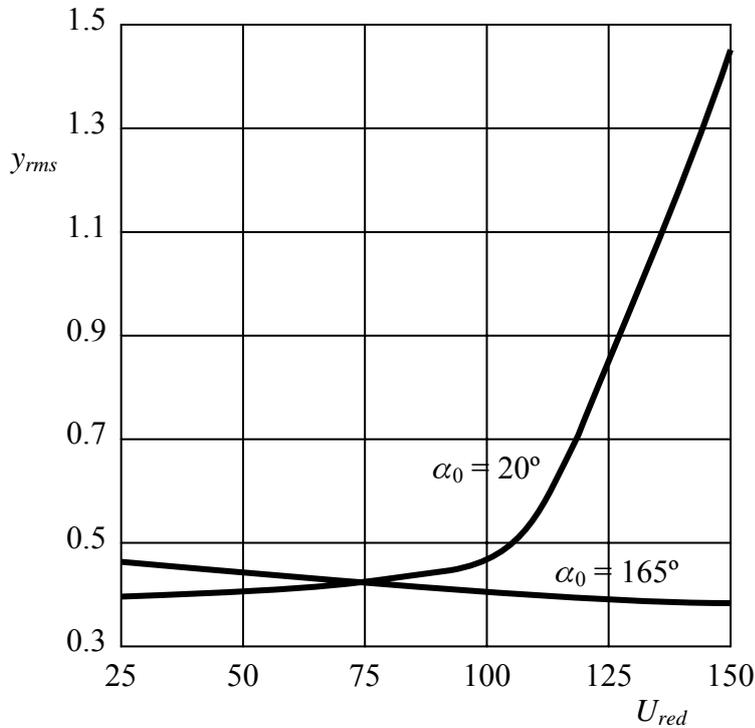


Figura C4.5. Variación con la velocidad reducida,  $U_{red} = U_\infty/n_n b$ , del valor cuadrático medio del desplazamiento normal al viento adimensionalizado,  $y_{rms} = (Y/Y_0)_{rms}$ , para un cuerpo de sección triangular (identificado por el ángulo en el vértice principal,  $\beta = 30^\circ$ ) a ángulos de ataque  $\alpha = 20^\circ$  y  $\alpha = 165^\circ$ .

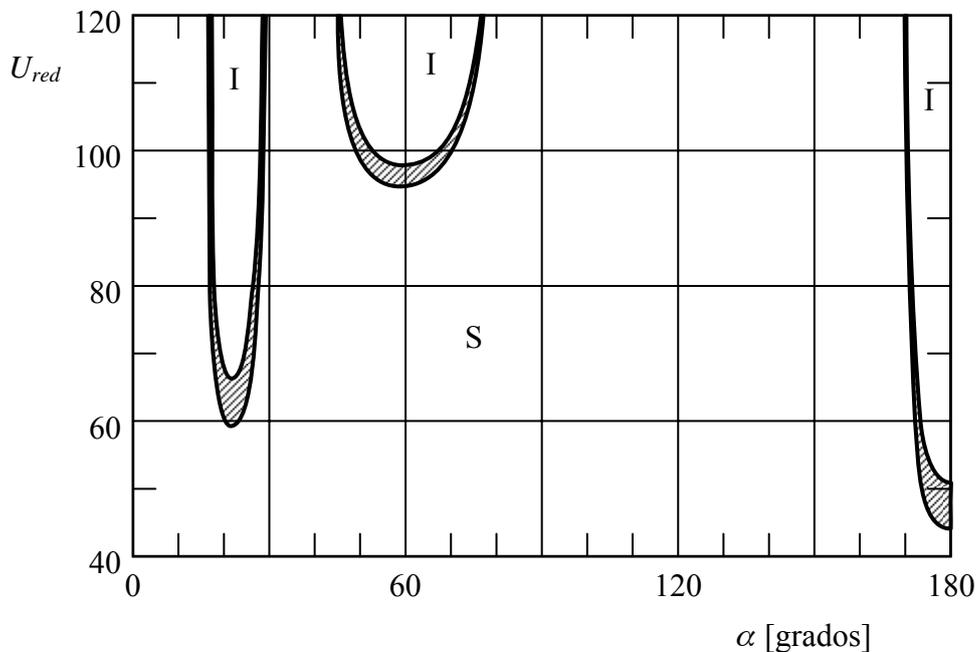


Figura C4.6. Variación de la velocidad reducida,  $U_{red} = U_\infty/n_n b$ , crítica en función del ángulo de ataque  $\alpha$  para un cuerpo de sección triangular con un ángulo en el vértice principal  $\beta = 30^\circ$  ("I" indica las regiones de inestabilidad y "S" las regiones de estabilidad).

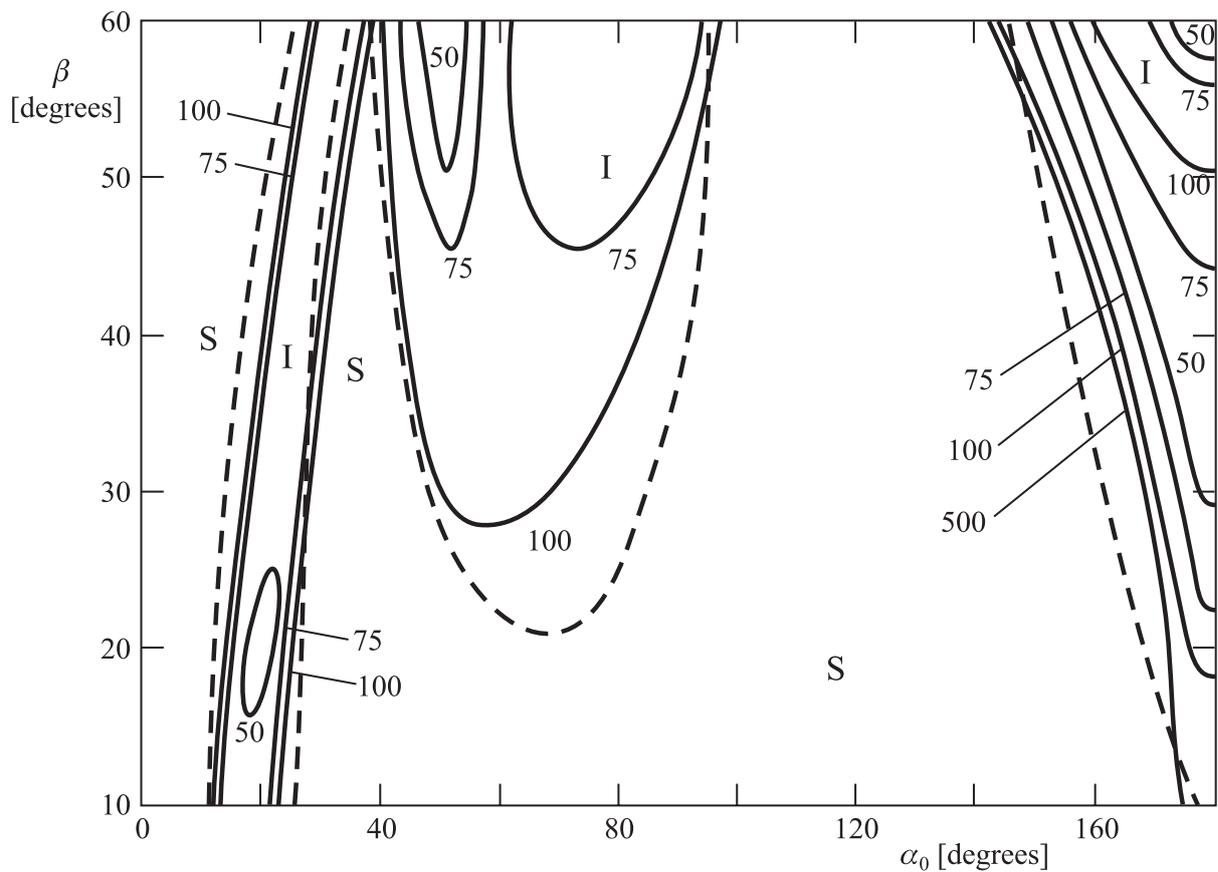


Figura C4.7. Diagrama de estabilidad en el plano ángulo de ataque – ángulo en el vértice principal ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) basado en los resultados de ensayos dinámicos. Los números en las curvas indican el valor de la velocidad incidente reducida  $U_{red}$ . Nótese que el diagrama de estabilidad es simétrico respecto a  $\alpha = 180^\circ$ . Las líneas discontinuas representan los límites de la región de inestabilidad de acuerdo al criterio estático de Glauert-Den Hartog. ("I" indica las regiones de inestabilidad y "S" las regiones de estabilidad).

Para comparar estos resultados con el criterio cuasi-estático, lo primero a considerar es que el tiempo característico,  $t_c$ , del fenómeno (frecuencias propias de alrededor de 2 Hz, por tanto  $t_c = 0.5$  s) es mucho mayor que el tiempo de residencia,  $t_r$ , de una partícula fluida (las velocidades de viento incidente varían entre 3 y 26 m/s, por tanto para la velocidad más pequeña y una longitud del modelo  $h = 0.1$  m el tiempo de residencia es  $t_r = 0.03$  s). Esto significa que la oscilación de la estructura es muy lenta comparada con la velocidad de una partícula fluida moviéndose alrededor del cuerpo. El comportamiento dinámico podría ser explicado por tanto como una sucesión de estados cuasi-estáticos donde el criterio Glauert-Den Hartog, basado en los coeficientes aerodinámicos estáticos sería de plena aplicación.

Los efectos de la forma de la sección transversal y del ángulo de ataque de la corriente incidente en la estabilidad a galope de cuerpos de sección triangular usando el criterio cuasi-estático de Glauert-Den Hartog se han analizado en los apartados anteriores. Los límites de la región estable basada en el criterio de Glauert-Den Hartog,  $dc_l/d\alpha + c_d = 0$ , se muestran también en la figura C4.7 (líneas discontinuas). Comparando ambos mapas la correspondencia es razonablemente buena, lo que parece indicar que para los valores de los parámetros (geometría, propiedades mecánicas, velocidades) empleados en este estudio, el criterio de Glauert-Den Hartog predice bien las

configuraciones inestables a galope. Por tanto, en cuanto al análisis de la estabilidad o inestabilidad de las distintas configuraciones, conviene resaltar otra vez que es de aplicación lo referido en los apartados C2 y C3.

Dentro del análisis dinámico se ha estudiado también la sensibilidad a la variación de las propiedades mecánicas. La velocidad crítica de galope para un sistema de un grado de libertad depende de la masa, el amortiguamiento estructural y de la rigidez (como parámetros mecánicos), además obviamente de los coeficientes aerodinámicos a través de la función  $A$ . Interesa por tanto analizar cuál es la influencia de las propiedades mecánicas sobre la estabilidad o inestabilidad a galope. Para ello, la configuración de estudio elegida ha sido el prisma triangular con ángulo en el vértice principal  $\beta = 30^\circ$ , modificando independientemente la masa de la configuración y la rigidez de los apoyos.

Se ha investigado la sensibilidad de la inestabilidad a galope frente a la rigidez de la estructura utilizando dos configuraciones distintas, cuyas propiedades medidas se indican en la tabla C4.2. Ambas configuraciones tienen la misma masa,  $m = 0.23$  kg, y rigideces,  $k$ , que son una el doble que la otra, siendo  $k = 71$  N/m. Por tanto una configuración tiene una rigidez de 71 N/m y la otra de 142 N/m.

Tabla C4.2. Configuraciones estudiadas para analizar la influencia de la rigidez sobre la inestabilidad a galope (rigidez  $k = 71$  N/m; masa  $m = 0.23$  kg).

Configuración	Frecuencia natural, $n_n$ [Hz]	Coficiente de amortiguamiento, $\zeta$
$2k$	4,0	0.008
$k$	2.8	0.011

Los ensayos se han realizado a dos ángulos de ataque,  $\alpha = 30^\circ$ , y  $\alpha = 180^\circ$ , situados en cada una de las dos zonas principales de inestabilidad (a ángulos de ataque pequeños, después de la entrada en pérdida del perfil, y en la zona en que la base del triángulo se enfrenta a la corriente incidente).

En la figura C4.8 se representa para  $\alpha = 30^\circ$  y  $\alpha = 180^\circ$  la variación del valor cuadrático medio del desplazamiento normal al viento adimensionalizado,  $y_{rms} = (Y/Y_0)_{rms}$ , en función de la velocidad de la corriente incidente. Dada la definición de  $y_{rms}$ , los valores superiores a  $1/\sqrt{2}$  implican que la función diverge, y por tanto ese es el límite para determinar a qué velocidad se inicia la inestabilidad.

Puede apreciarse en la figura C4.8 que al aumentar la rigidez de la configuración, crece la velocidad crítica, aquélla a la que comienza la inestabilidad a galope, tanto para  $\alpha = 30^\circ$  como para  $\alpha = 180^\circ$ . También se puede comprobar que la configuración es más inestable a  $\alpha = 180^\circ$  (símbolos negros en la figura C4.8), que a  $\alpha = 30^\circ$  (símbolos blancos), conclusión que coincide con la que se deduce del mapa de inestabilidad de la figura C4.7.

Además de la rigidez, se ha analizado la sensibilidad de la inestabilidad a galope frente a la masa de la estructura. Manteniendo constante la rigidez, en este caso  $k = 142$  N/m. Las configuraciones ensayadas se muestran en la tabla 4.3.

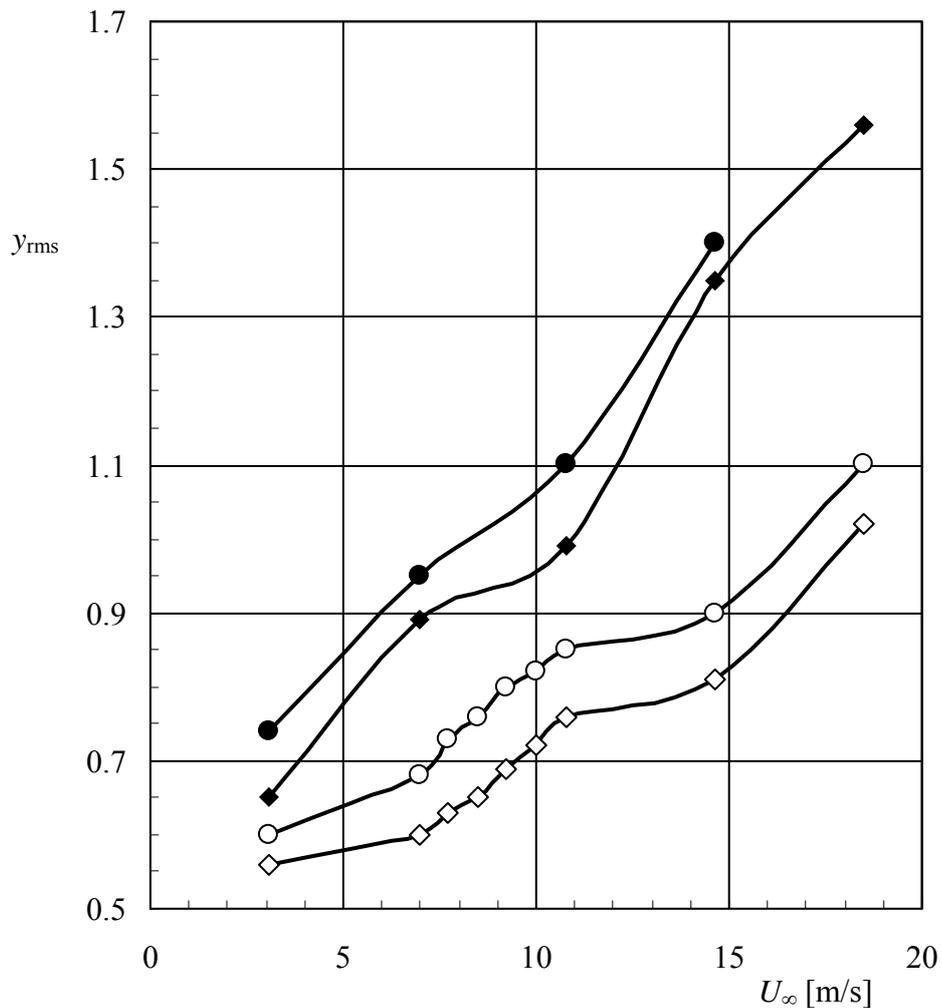


Figura C4.8. Variación con la velocidad de la corriente incidente,  $U_\infty$ , del valor cuadrático medio del desplazamiento normal al viento adimensionalizado,  $y_{rms} = (Y/Y_0)_{rms}$ , para un prisma de sección triangular  $\beta = 30^\circ$  soportado con dos rigideces distintas,  $k$  (círculos) y  $2k$  (rombos), para ángulos de ataque  $\alpha = 30^\circ$  (símbolos blancos) y  $\alpha = 180^\circ$  (símbolos negros), valiendo  $k = 71$  N/m y siendo la masa la misma en las dos configuraciones,  $m = 0.23$  kg.

Tabla 4.3. Configuraciones estudiadas para analizar la influencia de la rigidez sobre la inestabilidad a galope. En todas ellas la rigidez es la misma,  $k = 142$  N/m.

Configuración	Masa, $m$ [kg]	Frecuencia natural, $n_n$ [Hz]	Coefficiente de amortiguamiento, $\zeta$
M0	0.23	4,0	0.008
M1	0.25	3,8	0.007
M2	0.33	3,3	0.006
M3	0.40	3,0	0.006

En este caso los ensayos se han realizado a un ángulo de ataque distinto de  $\alpha = 30^\circ$ . En la figura C4.9 se representa para  $\alpha = 30^\circ$  la variación del valor cuadrático medio del desplazamiento normal al viento adimensionalizado,  $y_{rms} = (Y/Y_0)_{rms}$ , en función de la velocidad de la corriente incidente.

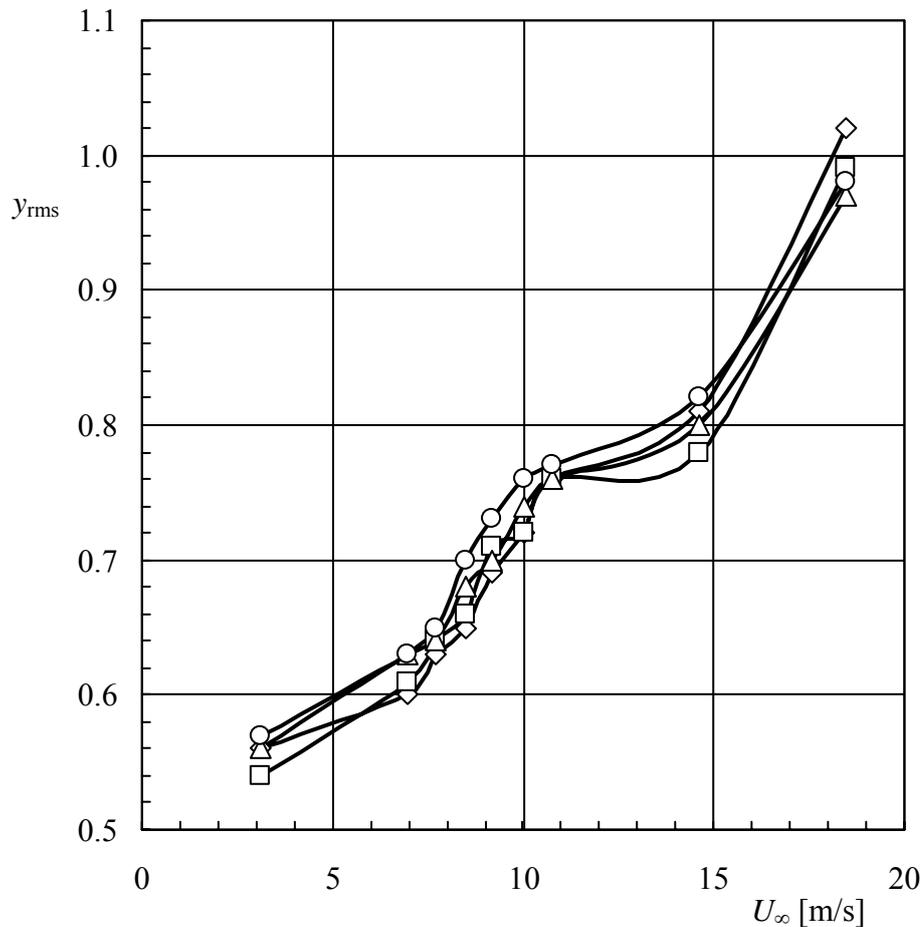


Figura C4.9. Variación con la velocidad de la corriente incidente,  $U_\infty$ , del valor cuadrático medio del desplazamiento normal al viento adimensionalizado,  $y_{rms} = (Y/Y_0)_{rms}$ , para un prisma de sección triangular  $\beta = 30^\circ$  soportado con una rigidez  $k = 142$  N/m, y con varias masas distintas (rombos  $m = 0.23$  kg, cuadrados  $m = 0.25$  kg, triángulos  $m = 0.33$  kg y círculos  $m = 0.40$  kg), a un ángulo de ataque  $\alpha = 30^\circ$ .

En Blevins (1977) se indican como medidas para reducir la inestabilidad a galope, entre otras, el incrementar la velocidad crítica a través de:

- Rigidizar la estructura
- Aumentar la constante de amortiguamiento mecánico
- Aumentar la masa sin reducir por ello la frecuencia propia o el amortiguamiento

Los resultados obtenidos confirman la primera y tercera de estas medidas.

## 5. REFERENCIAS

- Alonso, G., Meseguer, J., A parametric study of the galloping instability of two-dimensional triangular cross-section bodies, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 94 (2006) 241-253.
- Alonso, G., Meseguer, J., Pérez-Grande, I., Galloping instabilities of two-dimensional triangular cross-section bodies, *Experiments in Fluids*, Vol. 38 (2005 a) 789-795.
- Alonso, G., Meseguer, J., Pérez-Grande, I., Galloping stability of triangular cross-sectional bodies: a systematic approach, en *Proceedings (on CD) of the 4th European, African Conference on Wind Engineering (EACWE-4) 11-15 July 2005, Prague, 2005 b*.
- Barlow, J.B., Rae Jr., W.H., Pope, A., *Low-Speed Wind Tunnel Testing*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1999.
- Batchelor, G.K., *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1967
- Bhaskaran, R., Rothmayer, A.P., Separation and instabilities in the viscous flow over airfoil leading edges, *Computers & Fluids*, Vol. 27 (1998) 903-921.
- Blevins, R., *Flow-induced vibration*, Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1977
- Bourdeix, M.T., Hemon, P., Santi F., Wind induced vibrations of chimneys using an improved quasi-steady theory for galloping, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 74-76 (1998) 785-794.
- Braun, A.L. Y Awruch, A.M., Numerical Simulation of the Wind Acting on a Long-Span Bridge Deck, *J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng.*, Vol. 25, No. 4 (2003).
- Brika, D., Laneville, A., The flow interaction between a stationary cylinder and a downstream flexible cylinder, *J. Fluid Struct.*, Vol. 13 (1999) 579-606.
- Chabart, O., Lilien, J.L., Galloping of electrical lines in wind tunnel facilities, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 74-76 (1998) 967-976.
- Courchesne, J., Laneville, A., An experimental evaluation of drag coefficient of rectangular cylinders exposed to grid turbulence, *J. Fluid Eng.*, Vol. 104 (1982) 523-528.
- Crompton, M.J., Barrett, R.V., Investigation of the separation bubble formed behind the sharp leading edge of a flat plate at incidence, *Proc. Instn. Mech. Engrs., Part G*, Vol 214 (2000).
- Dobbinga, E., van Ingen, J.L., Kooi, J.W., Some research on two dimensional laminar separation bubbles, *AGARD-CP-102*, 1972.
- Flaga, A., Michalowski, T., Bosak, G., Study of aerodynamical behaviour of suspension footbridges against wind load, *3<sup>rd</sup> East European conference on Wind Engineering*, May 2002, Kiev.
- Fleck B.A., Strouhal numbers for flow past a combined circular-rectangular prism, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 89 (2001) 751-755.

- Ge, Y.J., Lin, Z.X., Cao, F.C., Pang, J.B., Xiang, H.F., Investigation and prevention of deck galloping oscillation with computational and experimental techniques, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 90 (2002) 2087-2098.
- Ghia, K.N., Ghia, U., Tesch, W.A., Evaluation of several approximate models for laminar incompressible separation by comparison with complete Navier-Stokes solutions, AGARD-CP-168, 1975.
- Gurung, C.B., Yamaguchi, H., Yukino, T., Identification and characterization of galloping of Tsuruga test line based on multi-channel modal analysis of field data, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 91 (2003) 903-924.
- Hémon P., Santi F., On the aeroelastic behaviour of rectangular cylinders in cross-flow, *J. Fluid Struct.*, Vol. 16 (2002) 855-889.
- Hémon P., Santi F., Schnoerringer, B., Wojciechowski, J., Influence of free stream turbulence on the movement-induced vibrations of an elongated rectangular cylinder in cross flow, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 89 (2001) 1383-1395.
- Hemon, P., Approche du phenomene de gallop par un modele déffort retardé et validation experimentale, *C. R. Acad. Sci. Paris*, t. 327, Serie II b (1999) 679-684.
- Horton, H.P., Numerical Investigation of regular laminar boundary layer separation, AGARD-CP-168, 1975.
- Hover F.S., Triantafyllou, M.S., Galloping response of a cylinder with upstream wake interference, *J. Fluid Struct.*, Vol. 15 (2001) 503-512.
- Johns, K.W., Dexter, R.J., The development of fatigue design load ranges for cantilevered sign and signal support structures, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 77-78 (1998) 315-326.
- Katagiri, J., Ohkuma, T., Marukawa, H. Analytical method for coupled across-wind and torsional wind responses with motion-induced wind forces, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 90 (2002) 1795-1805.
- Katz, Y., Nishri, B., Wygnanski, I., The delay of turbulent boundary layer separation by oscillatory active control, *Phys. Fluids A*, Vol. 1 (1998).
- Kawai H., Effect of corner modifications on aeroelastic instabilities of tall buildings, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 74-76 (1998) 719-729.
- Kazakewich, M.I., Vasilenko, A.G., Closed analytical solution for galloping aeroelastic self-oscillations, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 65 (1996) 353-360.
- Keutgen, R., Lilien, J.L., Benchmark cases for galloping with results obtained from wind tunnel facilities - Validation of a finite element model, *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 15, No. 1, (2000.)
- Kiya, M., Sasaki, K., Arie, M., Discrete-vortex simulation of a turbulent separation bubble, *J. Fluid Mech.*, Vol. 20 (1982) 219-244.

- Kober, H., Dictionary of conformal representations, Dover Publications, Nueva York, 1957.
- Kolousek, V., Pirner, M., Fischer, O., Naprstek, J., Wind Effects on Civil Engineering Structures, Elsevier, Amsterdam, 1984.
- Kwon Sang Hwang, Hyung Jin Sung, Jae Min Hyun, Flow and mass transfer measurements for a flat plate of finite thickness in pulsating flow, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 41 (1998) 2827-2836.
- Li, Q.S., Fang, J.Q., Geary, A.P., Evaluation of 2D coupled galloping oscillations of slender structures, Comput. Struct., Vol. 6 (1998) 513-523.
- Liu, H., Wind Engineering, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1991.
- Luo, S.C., Chew, Y.T., Lee, T.S., Yazdani, M.G., Stability to translational galloping vibration of cylinders at different mean angles of attack, J. Sound Vib., Vol. 215 (1998) 1183-1194.
- Luo, S.C., Chew, Y.T., Ng, Y.T., Hysteresis phenomenon in the galloping oscillation of a square cylinder, J. Fluid Struct., Vol. 18 (2003) 103-118.
- Luo, S.C., Li, L.L, Shah, D.A., Aerodynamic stability of the downstream of two tandem square-section cylinders, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 79 (1999) 79-103.
- Luo, S.C., Yazdani, M.G., Chew, Y.T., Lee, T.S., Effects of incidence and afterbody shape on flow past bluff cylinders, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 53 (1994) 375-399.
- McComber, P., Paradis, A., A cable galloping model for thin ice accretions, Atmos. Res., Vol. 46 (1998) 13-25.
- Meseguer, J., Sanz, A., Perales, J.M., Pindado, S., Aerodinámica Civil. Cargas de viento en las edificaciones, McGraw-Hill, Madrid, 2001.
- Novak, M., Aeroelastic galloping of prismatic bodies, J. Eng. Mech. Div., Proc. ASCE, Vol. 9 (1969) 115-142.
- Novak, M., Galloping oscillations of prismatic structures. J. Eng. Mech. Div., Proc. ASCE, Vol. 98 (1972) 27-46.
- Obabko, A.V., Cassel, K.W., Large-scale and small-scale interaction in unsteady separation, AIAA 2000-2469, Fluids 2000, 19-22 June 2000, Denver, CO
- Parkinson, G., Smith, J., The square cylinder as an aeroelastic non-linear oscillator, Quart. J. Mech. Appl. Math., Vol. 17 (1964) 225-239.
- Pulipaka, N., Sarkar, P.P., McDonald J.R., On galloping vibration of traffic signal structures, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 77-78 (1998) 327-336.
- Ruecheweyh, H., Hortmanns, M., Schnakenberg, C., Vortex-excited vibrations and galloping of slender elements, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 65 (1996) 347-352.

- Sarpkaya, T., Computational methods with vortices – The 1988 Freeman Scholar Lecture, *J. Fluids Eng.*, Vol. 111 (1989) 5-52.
- Scanlon, T.J., Stickland, M.T., Oldroyd A.B., An investigation into the attenuation of wind speed by the use of windbreaks in the vicinity of overhead wires, *Proc. Instn. Mech. Engrs., Part F, J. Rail and Rapid Transit*, Vol. 217 (2000).
- Simiu, E., Scanlan, R.H., *Wind Effects on Structures. Fundamentals and Applications to Design*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1996.
- Stickland, M.T., Scanlon, T.J., An investigation into the aerodynamic characteristics of catenary contact wires in a cross-wind, *Proc. Instn. Mech. Engrs., part F, J. Rail and Rapid Transit* Vol. 215 (2001).
- Stickland, M.T., Scanlon, T.J., Craighead, I.A., Fernández, J., An investigation into the mechanical damping characteristics of catenary contact wires and their effect on aerodynamic galloping instability, *Proc. Instn. Mech. Engrs., part F, J. Rail and Rapid Transit*, Vol. 217 (2003).
- Stoyanoff, S., A unified approach for modal stability and time domain response analysis with application of quasi-steady theory, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 89 (2001) 1591-1606.
- Suzuki, M., Tanemoto, K., Maeda, T., Aerodynamic characteristics of train/vehicles under cross winds, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 91 (2003) 209–218.
- Tamura, T., Dias, P.P.N.L., Unstable aerodynamic phenomena around the resonant velocity of a rectangular cylinder with small side ratio, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 91 (2003) 127-138.
- Tamura, T., Itoh, Y., Unstable aerodynamic phenomena of a rectangular cylinder with critical section, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 83 (1999) 121-133.
- Tamura, T., Reliability on CFD estimations for wind-structure interaction problems, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 81 (1999) 117-143.
- Torenbeek, E., *Synthesis of Subsonic Airplane Design*, Delft University Press, Delft, 1976.
- Van Oudheusden, B.W., Aerodynamic stiffness effects in rotational galloping at high wind speeds, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 64 (1996) 31-46.
- Van Oudheusden, B.W., On the quasi-steady analysis of one-degree-of freedom galloping with combined translational and rotational effects, *Nonlinear Dynamics*, Vol. 8, 1994, 435-451.
- Yaghoubi, M., Mahmoodi, S., Experimental study of turbulent separated and reattached flow over a finite blunt plate, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 29 (2004) 105-112.
- Yong Mann Chung, Yu-ik Kim, Hyung Jin Sung, Large-scale structure of a leading-edge separation bubble with local forcing, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 19 (1997) 363-378.
- Zdero, R., Turan, O.F., Havard, D.G., Toward understanding galloping: near-wake study of oscillation smooth and stranded circular cylinders in forced motion, *Exp. Thermal and Fluid Science*, Vol. 10 (1995) 28-43

Zdravkovich, M.M., Carelas, E., Aerodynamics of a covered pedestrian bridge of a trapezoidal section, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 66 (1997) 141–153.

Ziller C., Ruscheweyh H., A new approach for determining the onset velocity of galloping instability taking into account the nonlinearity of the aerodynamic damping characteristic, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 69-71 (1997) 303-314.

Zuranski, J. A., Jozwiak, R. y Wysocki, Z., Galloping criteria for multi-flue coupled chimneys, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 57 (1995) 343-351.