



UNIVERSITAT  
POLITÈCNICA  
DE VALÈNCIA



Escuela Técnica Superior de Ingeniería del Diseño



# ANÁLISIS NUMÉRICO DE FLUJO NO ESTACIONARIO ALREDEDOR DE CUERPOS ROMOS (APLICACIÓN AL RUIDO DE *UNDERHOOD*)

---

**Autora del trabajo:**

Andrea Mares Bou

---

**Titulación:**

Grado en Ingeniería Aeroespacial

---

**Tutor del trabajo:** Pedro Manuel Quintero Igeño

**Cotutor del trabajo:** Antonio Gil Megías

Departamento de Máquinas y Motores Térmicos

Valencia, Julio de 2018

*Dedicado a todas las personas que durante estos 4 años han aguantado mis delirios consiguiendo sacarme siempre una sonrisa. No son otros que mi familia, la que se elige y la que no. Gracias, especialmente, a mi hermana, a Cris y Euge, y a la peñita del barri.*

*Dar las gracias a Pedro, Antonio y Pau por brindarme esta oportunidad y responder siempre pacientemente a cualquier duda. Gracias también al resto de semi-ingenieros del “despancho” por crear un entorno de trabajo tan agradable.*

*Por último, agradecer a la gente que me ha acompañado más de cerca este último año. A la pequeña familia de Aeromotores y, sobre todo, a mis dos Borjas: Pallás por su maravilloso don de hacer de lo serio una mofa, y Garrido por apoyarme incondicionalmente incluso cuando hay miles de kilómetros de por medio.*



# Resumen

El presente Trabajo de Fin de Grado consiste en el análisis aerodinámico de la interacción fluido-estructura existente en el *underbody* de un automóvil, para su posterior implementación en programas de análisis acústico con el objetivo de estudiar el ruido generado por dicho fenómeno. Para llevar a cabo el estudio aerodinámico, se analiza mediante CFD el flujo transitorio, en dos dimensiones, alrededor de un cilindro y de un prisma de base cuadrada, ambos confinados en un conducto. El objetivo es analizar el fenómeno de desprendimiento de vórtices en la estela de estos cuerpos romos. En el caso del prisma se hace también un estudio paramétrico que consiste en variar la distancia a la que se encuentra de una de las paredes del canal, hasta el límite en el que se sitúa totalmente anexo a la pared, con el propósito de estudiar la influencia de una pared cercana sobre la formación de la calle de vórtices. La última configuración en la que se tiene un obstáculo sobre la pared inferior del canal se corresponde con el modelo simplificado del *underbody*. El trabajo se centra en el comportamiento no estacionario del flujo con esta última configuración con el fin último de conocer el origen aerodinámico del ruido de *underhood* generado por la interacción del flujo de aire con el eje de las ruedas en un automóvil.

# Resum

Aquest Treball de Fi de Grau consisteix en l'anàlisi aerodinàmica de la interacció fluid-estructura existent en el *underbody* d'un automòbil, per a la seua posterior implementació en programes d'anàlisi acústic amb l'objectiu d'estudiar el soroll generat per dit fenomen. Per a dur a terme l'estudi aerodinàmic, s'analitza mitjançant CFD el flux transitori, en dues dimensions, al voltant d'un cilindre i d'un prisma de base quadrada, ambdós confinats en un conducte. L'objectiu és analitzar el fenomen de despreniment de vòrtex a l'estela d'aquests cossos roms. En el cas del prisma es fa també un estudi paramètric que consisteix en variar la distància a la que es troba respecte d'una de les parets del canal, fins al límit en el que es situa totalment annex a la paret, amb el propòsit d'estudiar la influència d'una paret propera sobre la formació del carrer de vòrtex. L'última configuració en la que se té un obstacle sobre la paret inferior del canal es correspon amb el model simplificat del *underbody*. El treball es centra en el comportament no estacionari del flux en aquesta última configuració amb el fi últim de conèixer l'origen aerodinàmic del soroll de *underhood* generat per la interacció del

flux d'aire amb l'eix de les rodes en un automòvil.

# Abstract

This Final Year Project consists in the aerodynamic analysis of the fluid-structure interaction existing in the car underbody, for its later implementation on acoustic analysis programs with the goal of studying the noise generated by that phenomenon. In order to do the aerodynamic study, the transient flow around a cylinder and around a square prism, both confined in a pipe, is analyzed, in two dimensions, with CFD. The goal is to analyze the phenomenon of vortex shedding in bluff bodies wakes. The prism case is also used to do a parametric study which consists in varying the distance to the closest wall of the channel, until the prism is totally annexed to the wall, with the goal of studying the influence of a near wall over the formation of the vortex street. The last configuration in which the body joins the wall below is the simplified model of the car underbody. This work is focused on the unsteady performance of the flow in this final configuration, in order to study the aerodynamic origin of the underhood noise generated because of the interaction between the air flow and the wheel shaft of a car.

# Índice general

Resumen . . . . .	III
Índice general . . . . .	VI
Índice de figuras . . . . .	IX
Índice de tablas . . . . .	XI
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Motivación . . . . .	1
1.2. Antecedentes . . . . .	2
1.3. Objetivos . . . . .	4
<b>2. Fundamentos teóricos</b>	<b>5</b>
2.1. Introducción . . . . .	5
2.2. Flujo no estacionario alrededor de un cilindro o prisma . . . . .	6
2.2.1. Cilindro circular . . . . .	6
2.2.2. Prisma cuadrado . . . . .	9
2.2.3. Cilindro o prisma cercano a una pared . . . . .	13
2.3. Flujo no estacionario sobre un escalón . . . . .	16
<b>3. Metodología</b>	<b>21</b>
3.1. Introducción . . . . .	21
3.2. Estructura del estudio aeroacústico . . . . .	22
3.3. Mecánica de Fluidos Computacional . . . . .	23
3.3.1. Ecuaciones a resolver . . . . .	24
3.3.2. Turbulencia . . . . .	27
3.3.3. Estacionario/No-estacionario . . . . .	29
3.4. Geometría . . . . .	31
3.5. Condiciones de contorno . . . . .	34
<b>4. Resultados</b>	<b>35</b>
4.1. Introducción . . . . .	35
4.2. Estudio estacionario . . . . .	36
4.2.1. Independencia de malla . . . . .	38
4.2.2. Análisis de resultados . . . . .	41
4.3. Estudio no estacionario . . . . .	45
4.3.1. Independencia de paso temporal e iteraciones internas . . . . .	46
4.3.2. Comparación entre cilindro y prisma . . . . .	50
4.3.3. Estudio paramétrico: distancia obstáculo-pared . . . . .	52

4.4. Análisis de resultados del caso principal . . . . .	59
<b>5. Conclusiones</b>	<b>67</b>
<b>6. Pliego de condiciones y presupuesto</b>	<b>69</b>
6.1. Introducción . . . . .	69
6.2. Pliego de condiciones . . . . .	69
6.2.1. Condiciones técnicas . . . . .	69
6.2.2. Condiciones del puesto de trabajo . . . . .	71
6.3. Presupuesto . . . . .	72
6.3.1. Coste de personal . . . . .	72
6.3.2. Coste computacional . . . . .	72
6.3.3. Total . . . . .	73
<b>Bibliografía</b>	<b>76</b>

# Índice de figuras

1.1.	Modelo simplificado del <i>underbody</i> de un automóvil. . . . .	2
1.2.	Comparación de resultados numéricos (arriba) y experimentales (abajo). . .	3
1.3.	Deformación de la placa (resultados de la simulación) [1]. . . . .	3
1.4.	Nivel de presión sonora - frecuencia (medidas experimentales) [1]. . . . .	4
2.1.	Regímenes del flujo alrededor del cilindro en función del número de Reynolds. . . . .	8
2.2.	Dependencia del número de Strouhal con el número de Reynolds. . . . .	8
2.3.	Medidas experimentales de la variación del número de Strouhal con el número de Reynolds en un prisma cuadrado. . . . .	10
2.4.	Líneas de corriente del flujo medio y distribuciones de energía cinética turbulenta y de anisotropía del campo fluido, para $Re = 14000$ . . . . .	11
2.5.	Velocidad fluctuante en la estela frente al tiempo y su correspondiente densidad espectral frente a la frecuencia adimensional o número de Strouhal, para $Re = 250$ . . . . .	11
2.6.	Evolución temporal de los coeficientes de sustentación ( $C_L$ ) y de resistencia aerodinámica ( $C_D$ ) sobre un prisma cuadrado, para dos regímenes de flujo. . . . .	12
2.7.	Mecanismo de <i>vortex shedding</i> , para dos regímenes de flujo. . . . .	12
2.8.	Mecanismo de interferencia del flujo entre el cilindro y la pared. . . . .	13
2.9.	Densidad espectral de la velocidad normal en la línea central de la estela de un prisma separado de la pared una distancia $0 \leq Y_0 \leq 3.3L$ , para $Re = 10^4$ (medida experimental de la velocidad, a una distancia $X = 2L$ del obstáculo). . . . .	14
2.10.	Fluctuación de los coeficientes aerodinámicos en función de la distancia cilindro-pared y del espesor de la capa límite (ambos adimensionalizados con la longitud de referencia). . . . .	15
2.11.	Principales características del flujo detrás de un escalón. . . . .	16
2.12.	Líneas de corriente y campo de velocidades aguas-abajo del escalón, para $Re \approx 600$ (a) y $Re \approx 5000$ (b). . . . .	17
2.13.	Contornos de vorticidad aguas-abajo del escalón, para $Re \approx 600$ (a) y $Re \approx 5000$ (b). . . . .	17
2.14.	Contornos de esfuerzos de Reynolds aguas-abajo del escalón, para $Re \approx 600$ (a) y $Re \approx 5000$ (b). . . . .	18
2.15.	Contornos de energía cinética turbulenta aguas-abajo del escalón, para $Re \approx 600$ (a) y $Re \approx 5000$ (b). . . . .	18
3.1.	Diagrama de flujo del trabajo global. . . . .	23
3.2.	Subcapas de la capa límite. . . . .	26



3.3. Descomposición de Reynolds de una señal transitoria turbulenta. . . . .	28
3.4. Geometría principal con cotas. . . . .	31
3.5. Otras geometrías empleadas. . . . .	32
3.6. Contornos de la geometría con sus respectivos nombres. . . . .	33
4.1. Valor de los coeficientes aerodinámicos en función del número de celdas. . . . .	39
4.2. Malla escogida tras realizar la independencia de malla, en la configuración principal. . . . .	40
4.3. Malla en las otras dos configuraciones. . . . .	41
4.4. Campo de velocidades en el caso principal resuelto en estacionario. . . . .	42
4.5. Representación de $Y+$ frente a la dirección de cada pared. . . . .	42
4.6. Comparación de las distribuciones del coeficiente de presión en las paredes, obtenidas en el estudio 2D y en el 3D. . . . .	43
4.7. Comparación de los campos de coeficiente de presión en todo el dominio, obtenidos en el estudio 2D y en el 3D. . . . .	44
4.8. Comparación de las distribuciones del coeficiente de esfuerzos tangenciales (en la dirección del flujo) sobre las paredes, obtenidas en el estudio 2D y en el 3D. . . . .	45
4.9. Comparación de la evolución temporal de los coeficientes aerodinámicos obtenida con tres números de iteraciones internas diferentes: 10, 7, y 5. . . . .	46
4.10. Comparación de la evolución temporal de los coeficientes aerodinámicos obtenida con tres pasos temporales diferentes: $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}s$ , $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}s$ , y $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5}s$ . . . . .	47
4.11. Representación de la densidad espectral de la transformada rápida de Fourier (FFT) de los coeficientes aerodinámicos frente a la frecuencia adimensional ( $St$ ). Comparación entre los tres pasos temporales: $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}s$ , $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}s$ , y $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5}s$ . . . . .	48
4.12. Transformada rápida de Fourier (FFT) de los coeficientes aerodinámicos $CL(t)$ y $CD(t)$ para dos números de Reynolds. . . . .	49
4.13. Contornos de velocidad para dos números de Reynolds. . . . .	50
4.14. Comparación de los contornos de velocidad entre el caso del cilindro y el caso del prisma, para $Re = 5000$ . . . . .	51
4.15. Transformada rápida de Fourier (FFT) de los coeficientes aerodinámicos $CL(t)$ y $CD(t)$ para el caso del prisma con $Re = 5000$ . . . . .	51
4.16. Esquema referente al estudio paramétrico. . . . .	52
4.17. Transformada de Fourier (FFT) del coeficiente de sustentación $CL(t)$ para seis distancias prisma-pared diferentes. . . . .	53
4.18. Transformadas de Fourier de los coeficientes aerodinámicos, para dos distancias. . . . .	54
4.19. Transformadas de Fourier de los coeficientes aerodinámicos para $d = 0$ . . . . .	55
4.20. Fluctuación de los coeficientes aerodinámicos en función de la distancia prisma-pared adimensional. . . . .	56
4.21. Contornos de vorticidad. . . . .	57
4.22. Contornos de vorticidad. . . . .	58
4.23. Contornos de velocidad en un instante de tiempo dado. . . . .	59
4.24. Contornos de vorticidad en un instante de tiempo dado. . . . .	59
4.25. Contornos de energía cinética turbulenta en un instante de tiempo dado. . . . .	60

4.26. Contornos de velocidad adimensional correspondientes al caso 2D resuelto con U-RANS. . . . .	61
4.27. Contornos de la velocidad media adimensional y del coeficiente de esfuerzos tangenciales correspondientes el caso 3D resuelto con LES. . . . .	61
4.28. Contornos de energía cinética turbulenta adimensional. . . . .	62
4.29. Evolución temporal de los coeficientes aerodinámicos. . . . .	63
4.30. Transformadas de Fourier de los coeficientes aerodinámicos. . . . .	63
4.31. Evolución temporal de las componentes de velocidad en un punto de la estela. . . . .	64
4.32. Localización de los puntos del contorno <i>top2</i> en los que se ha medido la presión. . . . .	64
4.33. Evolución temporal y contenido en frecuencia de la presión en 4 puntos del contorno <i>top2</i> . . . . .	64
4.34. Contenido en frecuencia de la presión en 4 puntos del contorno <i>top2</i> en el caso 3D resuelto con LES. . . . .	65



# Índice de tablas

3.1.	Condiciones de contorno del caso principal. . . . .	34
3.2.	Condiciones de contorno de los otros casos de estudio (cilindro y prisma). . .	34
4.1.	Comparación de los resultados obtenidos con y sin condición de no deslizamiento en el contorno <i>ground</i> , ambos haciendo uso de la misma malla ( <i>mesh 2</i> ). . . . .	39
4.2.	Comparación de los resultados obtenidos con las distintas mallas. . . . .	39
4.3.	Comparación de los resultados obtenidos en el estudio estacionario en 2D y en 3D. . . . .	41
4.4.	Frecuencia predominante para distintas distancias prisma-pared. . . . .	54
4.5.	Valores medios y de fluctuación periódica de los coeficientes aerodinámicos. .	55
4.6.	Valores medios y de fluctuación periódica de los coeficientes aerodinámicos. .	62
6.1.	Coste de mano de obra. . . . .	72
6.2.	Coste de soporte computacional. . . . .	73
6.3.	Coste total. . . . .	73

# Introducción

## Índice

---

<b>1.1. Motivación</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>1.2. Antecedentes</b> . . . . .	<b>2</b>
<b>1.3. Objetivos</b> . . . . .	<b>4</b>

---

## 1.1. Motivación

En numerosas aplicaciones de ingeniería se dan situaciones en las que el flujo de un fluido, generalmente aire, es el causante de la vibración estructural de determinados cuerpos sólidos inmersos en él. Se trata de estructuras flexibles, como placas planas o cilindros y prismas esbeltos, que se someten a fluctuaciones de presión con el paso de flujo turbulento a su alrededor. Las perturbaciones de presión inducen vibraciones en el sólido, que dependiendo del tipo de obstáculo y del número de Reynolds del flujo, se excita con una frecuencia predominante o con un contenido espectral en una banda determinada.

Gran parte de la importancia de este fenómeno radica, precisamente, en dicha frecuencia (o banda de frecuencias) a la que se excita la estructura, por dos razones principales:

- La generación de ruido como consecuencia de la interacción de un flujo de aire con un sólido es el inconveniente más habitual, ya que es amplio el rango de frecuencias audibles por el oído humano. Este es el motivo principal por el cual se realiza el estudio de este tipo de flujo alrededor de varias geometrías: se trata de uno de los problemas que más interesa paliar en el campo de las ingenierías automovilística y aeronáutica, dado el carácter comercial de ambas, centrado en gran medida en el confort del usuario.
- Otro motivo por el cual es importante conocer esta frecuencia de vibración es el hecho de que podría tomar valores cercanos al de la frecuencia natural del sistema estructural. Como es sabido, cuando un sistema mecánico es perturbado con una frecuencia igual a su frecuencia natural, se da el fenómeno de resonancia: las vibraciones que se inducen en el cuerpo se amplifican de manera indefinida, causando finalmente su rotura. Por tanto, a pesar de tratarse de un problema acotado en una sola frecuencia determinada, es de vital importancia tener en cuenta el posible fenómeno de resonancia.

El presente trabajo se centra en el primero de los motivos mencionados. Se analizará el flujo no estacionario alrededor de varios cuerpos romos, todos ellos confinados en un canal,

con el fin de conocer, desde el punto de vista aerodinámico, el origen del ruido generado. Las geometrías escogidas, desde la forma del sólido hasta su confinamiento en un conducto, se justifican con la intención final de este trabajo que consiste en aplicar los resultados al estudio del ruido de *underhood* en un automóvil.

## 1.2. Antecedentes

En trabajos anteriores [1] ya se llevaron a cabo tanto experimentos como análisis numéricos destinados al estudio del ruido generado por el paso de flujo turbulento alrededor de ciertas estructuras. La aplicación directa del estudio de la interacción flujo-estructura-acústica a la reducción del ruido en aviones y coches es el motor que alimenta este tipo de investigaciones.

Para estudiar dicha interacción, se utilizó un modelo simplificado del *underbody* de un coche, cuya geometría se muestra en la figura 1.1.

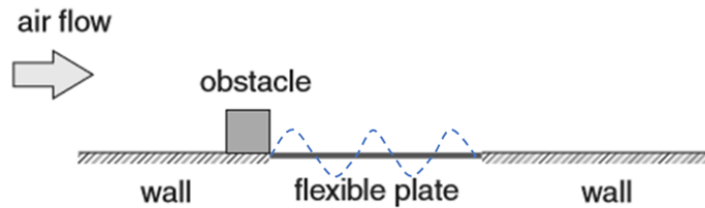


Figura 1.1: Modelo simplificado del *underbody* de un automóvil.

El análisis [1] consistió en realizar una serie de experimentos en un túnel de viento en los cuales se midió con micrófonos el ruido generado por el flujo al pasar alrededor del obstáculo (prisma cuadrado) y de la placa elástica. Asimismo, se simuló mediante CFD el mismo flujo turbulento, modelado con LES (*Large Eddy Simulation*); se obtuvo, aplicando FEM, la deformación de la placa y sus modos de vibración; y, finalmente, se simuló el campo acústico generado por la vibración de la placa y el inducido por el fluido. En ambos casos, la velocidad del flujo libre era  $U_\infty = 20\text{m/s}$ . Dadas la longitud característica (lado del prisma) de  $L = 0.02\text{m}$  y las propiedades del aire, se tiene un número de Reynolds bastante elevado, en concreto de  $Re = 26000$ .

Los resultados de ambos métodos (numérico y experimental) [1], que fueron lo suficientemente acordes entre sí, mostraron una larga región de recirculación detrás del cilindro, sobre la cual el flujo se acelera debido a la reducción del área efectiva de paso. La longitud de esta región de circulación es aproximadamente  $10D$ , siendo  $D$  el lado del cuadrado y la longitud de referencia del problema.

Los valores máximos de energía cinética turbulenta se encuentran en la zona de altos esfuerzos tangenciales que separa el flujo principal de la región de recirculación.

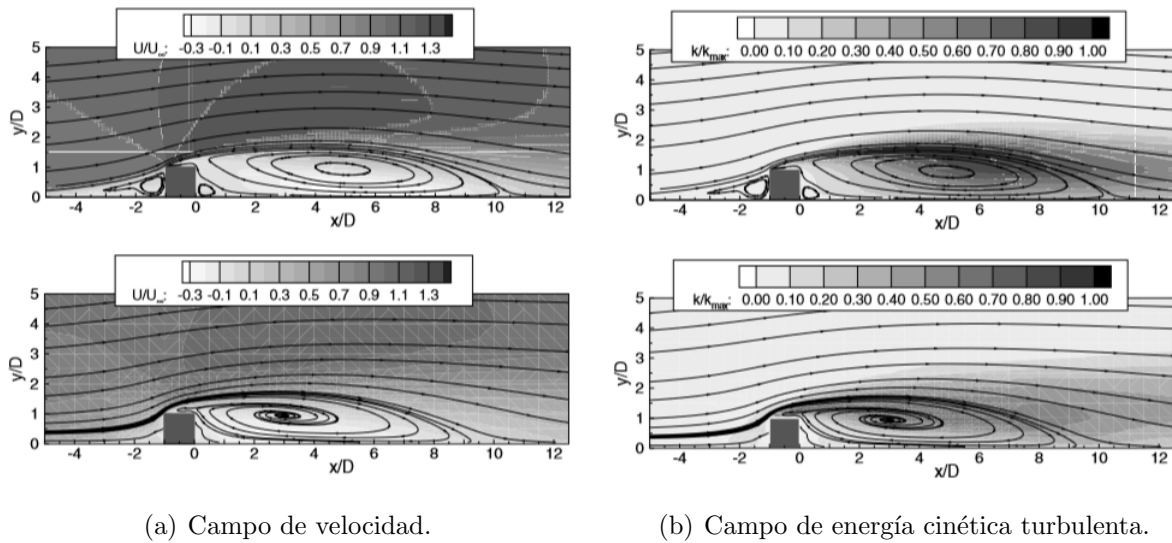


Figura 1.2: Comparación de resultados numéricos (arriba) y experimentales (abajo).

Una vez se tiene un flujo turbulento totalmente desarrollado sobre la placa, ésta empieza a oscilar con un desplazamiento medio positivo (hacia arriba), debido a que la presión local mínima se da en la zona de recirculación sobre la placa, siendo la presión bajo ésta la ambiente.

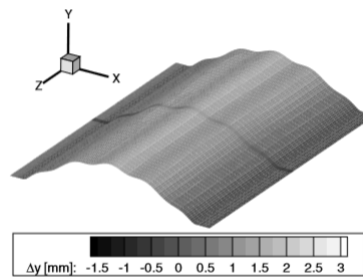


Figura 1.3: Deformación de la placa (resultados de la simulación) [1].

Debido a la turbulencia, el espectro de presión sobre la placa contiene valores para un alto rango de frecuencias, siendo la predominante a la que vibra  $f \approx 140Hz$ , por tratarse de su primera frecuencia natural. Así, también se aprecian oscilaciones, de menor amplitud, a mayores frecuencias correspondientes a sus armónicos.

En lo que respecta al ruido medido y simulado [1], se obtuvo un espectro de nivel de presión sonora frente a frecuencia en el que se apreciaba, por un lado, el sonido de banda ancha a altas frecuencias inducido por el flujo turbulento sobre el obstáculo y, por otro lado, un pico sobre los  $140Hz$  correspondiente al ruido emitido por la vibración de la placa.

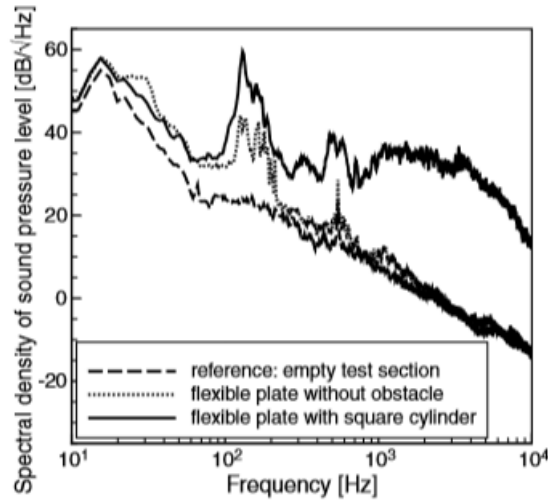


Figura 1.4: Nivel de presión sonora - frecuencia (medidas experimentales) [1].

A pesar de haberse introducido las tres contribuciones al fenómeno (aerodinámica, mecánica y acústica), este trabajo, como ya se ha mencionado, solamente se centrará en el análisis numérico del flujo con el fin de conocer en detalle el origen aerodinámico del ruido generado.

### 1.3. Objetivos

A continuación, se presenta el conjunto de objetivos que se pretende alcanzar con la realización de este trabajo.

- Uno de los objetivos principales es el estudio en detalle del comportamiento del flujo no estacionario alrededor de cuerpo romos. Para ello, se hará un análisis en 2D mediante CFD (*Computational Fluid Dynamics*) del flujo aguas-abajo de un obstáculo (un cilindro o un prisma) confinado en un canal. Los parámetros principales a estudiar serán los valores medios de los coeficientes aerodinámicos, así como sus fluctuaciones; la presión y las componentes de velocidad locales en una serie de puntos de la estela del obstáculo; y el parámetro más importante en este tipo de flujos: el **número de Strouhal** (frecuencia adimensional) característico.
- Con el fin de relacionar dicho análisis con el estudio del flujo que pasa por debajo de un automóvil, se hará un estudio paramétrico en el cual se variará la distancia a la que se encuentra el obstáculo de una de las paredes, hasta el límite en el que se encuentre completamente anexo a la pared, obteniéndose la geometría que modela el *underbody* del vehículo.
- Dados los limitados recursos computacionales, el análisis se realizará haciendo uso de un modelo de turbulencia de la familia U-RANS (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulations*). Como se verá más adelante, el estudio de un flujo complejo de carácter transitorio con este tipo de modelos de turbulencia no es totalmente fiable en ciertos aspectos. Por tanto, se propone como objetivo concluir hasta qué punto pueden analizarse flujos de estas características mediante U-RANS.



# Fundamentos teóricos

## Índice

---

<b>2.1. Introducción</b> . . . . .	<b>5</b>
<b>2.2. Flujo no estacionario alrededor de un cilindro o prisma</b> . . . . .	<b>6</b>
2.2.1. Cilindro circular . . . . .	6
2.2.2. Prisma cuadrado . . . . .	9
2.2.3. Cilindro o prisma cercano a una pared . . . . .	13
<b>2.3. Flujo no estacionario sobre un escalón</b> . . . . .	<b>16</b>

---

## 2.1. Introducción

En este capítulo se presentan una serie de problemas de mecánica de fluidos mediante los cuales se pretende introducir al lector en los fundamentos teóricos relacionados con la aerodinámica del caso estudiado en el presente trabajo, al que se denominará “problema base”. Se trata de estudios acerca de configuraciones de flujo sencillas y típicas que han sido estudiadas en profundidad a lo largo de las últimas décadas. Además, de entre los diversos casos de estudio típicos en este ámbito, se han escogido los que más aspectos aerodinámicos y geométricos comparten con el caso de interés.

Dos son las principales configuraciones típicas que más se asemejan al dominio fluido del problema base: flujo de aire alrededor de un cilindro (o de un prisma) y flujo sobre un escalón, ambos con carácter no estacionario.

Con el fin de explicarlas de manera clara y diferenciada, las características del flujo de aire en ambas configuraciones se presentan en dos secciones independientes.

En primer lugar se presentarán las propiedades del flujo de aire alrededor de un cilindro. Se mencionarán también las características en las que difiere si se trata de un prisma cuadrado en lugar de un cilindro de base circular, así como de las diferencias encontradas en un cilindro/prisma confinado en un canal con respecto a uno localizado en el seno de un flujo libre. Este tipo de configuraciones suelen utilizarse para el estudio de la aparición aguas-abajo del sólido, a ciertos números de Reynolds, de la calle de vórtices de Von Kármán, fenómeno que aparece en cierto modo en el problema base. Dicho fenómeno se

explicará en profundidad en la sección correspondiente.

En segundo lugar se tratará el problema típico de mecánica de fluidos conocido como *Backward-facing step*, por su clara similitud con la configuración del problema base. Mediante este caso se explicarán las características del flujo aguas-abajo de un escalón y cómo éste se adapta al cambio brusco de sección del conducto.

## 2.2. Flujo no estacionario alrededor de un cilindro o prisma

### 2.2.1. Cilindro circular

Uno de los problemas más trabajados en el ámbito de la mecánica de fluidos consiste en el estudio del flujo de aire alrededor de un cilindro de base circular, tanto en 2D como en 3D. Dado que el problema base va a resolverse en 2D, esta sección se centrará en el caso bidimensional.

La aparición aguas-abajo del cilindro de una serie de vórtices que se desplazan por la estela es el motivo por el cual este problema se ha estudiado tan en profundidad. El desprendimiento de estos vórtices provoca una oscilación de la distribución de presiones sobre el cilindro y, en consecuencia, de las fuerzas aerodinámicas que actúan sobre éste. Esto conlleva a un desplazamiento oscilatorio del cilindro en el seno del flujo.

A la sucesión de dichos vórtices en la estela del cilindro se le denomina **calle de vórtices de Von Kármán** (*Von Kármán vortex street*).

No obstante, el desprendimiento de vórtices en la estela del cilindro no se da hasta cierto valor de número de Reynolds [2] [3], como puede comprobarse en la figura 2.1. Se trata, por tanto de una inestabilidad que aparece en la transición de régimen laminar a turbulento.

En primer lugar, cuando se tiene un Reynolds muy bajo ( $Re \ll 1$ ), el flujo alrededor del cilindro es totalmente simétrico aguas-arriba y aguas-abajo del sólido. Esto se debe a que las fuerzas viscosas son dominantes frente a las convectivas, de manera que el aire, prácticamente parado, se deforma debido a la presencia del obstáculo del mismo modo delante y detrás de éste, sin presentar separación de flujo.

A medida que se aumenta el número de Reynolds esta simetría desaparece, para  $Re \approx 5$ , dado el efecto dominante de las fuerzas convectivas frente a las viscosas, obteniéndose detrás del cilindro una zona de separación del flujo cada vez mayor.

Una vez alcanzado un valor de Reynolds de  $Re \approx 15$  [4], en esta zona empieza a aparecer recirculación. Es decir, se forman dos vórtices simétricos y de sentido opuesto, que se desarrollan y oscilan con el aumento del número de Reynolds, provocando oscilaciones en la estela también. El par de vórtices se genera detrás del cilindro, uno en el lado superior y

otro en el inferior. Giran en sentidos opuestos ya que, según la teoría de flujo potencial<sup>1</sup>, el balance de la circulación total de un campo fluido debe ser nula, de manera que si se forma un torbellino en sentido horario en el lado superior del cilindro, en el lado inferior deberá generarse otro de misma intensidad y que gire en sentido anti-horario.

A partir de un cierto valor de número de Reynolds, las oscilaciones son lo suficientemente fuertes para provocar el desprendimiento de uno de los vórtices. Se trata de la **inestabilidad de Strouhal**, que da lugar a la aparición de la calle de vórtices de Von Kármán. Este fenómeno se da cuando el número de Reynolds alcanza un valor crítico, de aproximadamente  $Re_c = 40$ .

Una vez se desprende uno de los dos vórtices, seguidamente se desprende el otro que gira en sentido contrario, mientras el primero vuelve a formarse. Una vez formado, este vórtice se desprende mientras el otro se forma de nuevo. Esto ocurre sucesivamente, dando lugar a la calle de vórtices alternados que se forman y se desplazan aguas-abajo por la estela del cilindro hasta disiparse.

Si se sigue aumentando el número de Reynolds, llega un momento en el que se da la transición de régimen laminar a turbulento, propiciando que la estructura de la calle de vórtices se haga tridimensional. Esto ocurre a  $Re \approx 150 - 300$ .

Asimismo, aumentando más todavía el número de Reynolds hasta un orden de aproximadamente  $Re = 10^5$ , la turbulencia se desarrolla por completo, la estela se estrecha y la calle de vórtices de Von Kármán desaparece, dando lugar a una sucesión de vórtices que se desprenden de forma desordenada y caótica.

En lo referente a la calle de vórtices, existe una frecuencia característica del fenómeno. Se trata de la frecuencia a la que se desprenden los vórtices detrás del cilindro. Esta frecuencia suele expresarse de forma adimensional mediante el **número de Strouhal** ( $St$ ). Este número relaciona dicha frecuencia característica ( $f$ ) con la frecuencia de paso de una partícula de aire por el cilindro, es decir, la inversa del tiempo que tardaría en recorrer una distancia equivalente a un diámetro ( $L$ ) a la velocidad del flujo libre ( $U_\infty$ ).

$$St = \frac{fL}{U_\infty}$$

El número de Strouhal depende únicamente del número de Reynolds, siendo prácticamente constante e igual a 0.2 para un amplio rango de Reynolds, en concreto para órdenes de magnitud de dicho número entre  $10^2$  y  $10^5$ , como puede comprobarse en la figura 2.2.

---

<sup>1</sup>La teoría potencial asume la hipótesis de flujo no-viscoso. Esta simplificación puede considerarse válida para altos números de Reynolds.

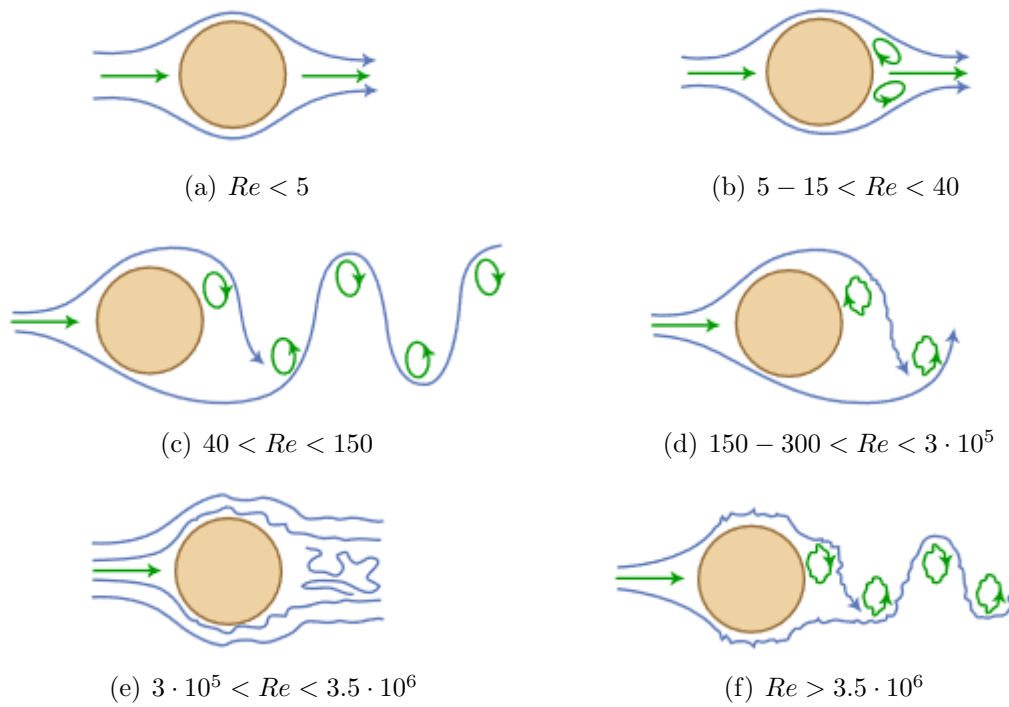


Figura 2.1: Regímenes del flujo alrededor del cilindro en función del número de Reynolds.

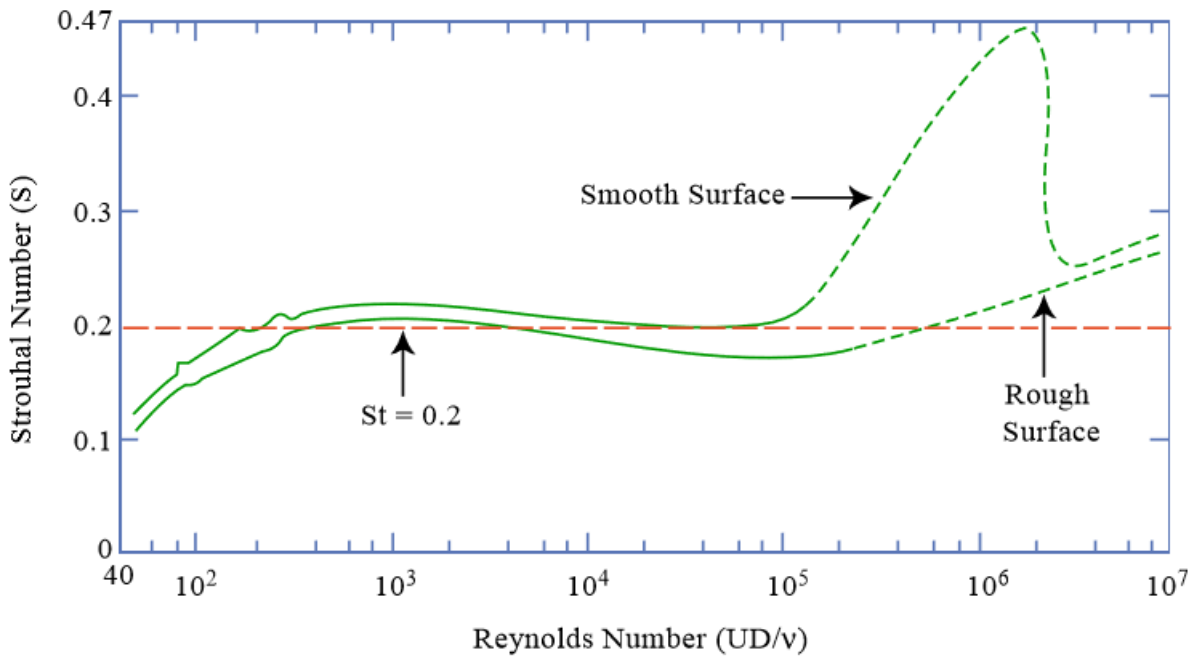


Figura 2.2: Dependencia del número de Strouhal con el número de Reynolds.

La frecuencia a la que desprenden los vórtices es de gran importancia en el ámbito ingenieril por diversas razones. Una de ellas es que, si dicha frecuencia fuese cercana a la

frecuencia natural de la estructura, podría darse el fenómeno de resonancia. Otro de los motivos por los que es interesante conocerla es el ruido que producirá, en caso de encontrarse en el rango audible.

Asimismo, este fenómeno también puede resultar útil en algunas aplicaciones. Un ejemplo consiste en una turbina que funciona por la oscilación de un cilindro [5]. Se trata de una turbina sin álabes (BWT, *bladeless wind turbine*) que consiste en un cilindro montado en una estructura flexible, ambos inmersos en el campo fluido, de manera que con el paso del aire el desprendimiento de vórtices induce una fuerza de sustentación fluctuante y, en consecuencia, vibraciones sobre la estructura.

A altos números de Reynolds, los vórtices, además de hacerse tridimensionales como se ha mencionado, empiezan a desprender ya no a una frecuencia dominante, sino a un rango (estrecho) de frecuencias y de manera “desordenada”, acorde al carácter caótico de la turbulencia. Es por esto que se dice que la calle de vórtices de Von Kármán desaparece.

Cabe mencionar que el hecho de confinar el flujo de aire y el cilindro dentro de un canal repercute en las propiedades de la calle de vórtices. Esto se debe a la interacción del flujo con las paredes del conducto. Uno de los efectos que se aprecia cuando esto ocurre es el ligero aumento del número de Strouhal, a igualdad de número de Reynolds, en comparación con el problema en ausencia de canal.

Como ya se ha mencionado, el desprendimiento de vórtices es el causante de que se den fluctuaciones de las fuerzas (y coeficientes) aerodinámicos. La frecuencia a la que oscila el coeficiente de sustentación  $C_L$  es la característica del fenómeno, es decir, la frecuencia de desprendimiento de los vórtices. Además, el valor medio de sustentación entorno al cual oscila dicha fuerza es  $L \approx 0$ , ya que, en el caso estacionario, no se generaría prácticamente sustentación sobre el cilindro. El coeficiente de resistencia aerodinámica, en cambio, varía entorno a un valor no nulo, puesto que el valor de la fuerza de arrastre sobre el cilindro, aunque se considerase que el problema es estacionario, sería  $D > 0$ ; y oscila al doble de frecuencia. Esto se debe a que, como se verá en el análisis de los resultados, la frecuencia de oscilación dominante para el *lift* se corresponde con el primer armónico, mientras que en el caso del *drag* es el segundo armónico el que predomina.

### 2.2.2. Prisma cuadrado

Realmente, el fenómeno de *Vortex Shedding* causante de la aparición de la calle de vórtices de Von Kármán no sólo ocurre aguas-abajo de un cilindro, sino detrás de cualquier cuerpo como inmerso en un flujo de aire.

En el caso de los prismas de base rectangular, los parámetros más influyentes en lo que respecta a las características del flujo (fluctuación de las fuerzas aerodinámicas y número de Strouhal) son el ratio base/altura y el ángulo de incidencia del rectángulo [6].

No obstante, esto no se comprobará en el presente trabajo, dado que la geometría que interesa es la de un prisma de base cuadrada, es decir, el ratio base/altura se mantendrá constante e igual a la unidad. Asimismo, el ángulo de incidencia será nulo en todo estudio.

En este tipo de cuerpos romos, los puntos de separación de flujo en el borde de ataque se mantienen más o menos fijos, lo que se traduce en un comportamiento aerodinámico relativamente independiente del régimen en un amplio rango de valores de número de Reynolds. Puede comprobarse mediante el número de Strouhal, representado en la figura 2.3, donde se aprecia que  $St \approx 0.133$  para  $5 \cdot 10^2 < Re < 2 \cdot 10^4$  [6] [7]. Dicho valor de Strouhal es menor al obtenido en el problema análogo con un cilindro circular.

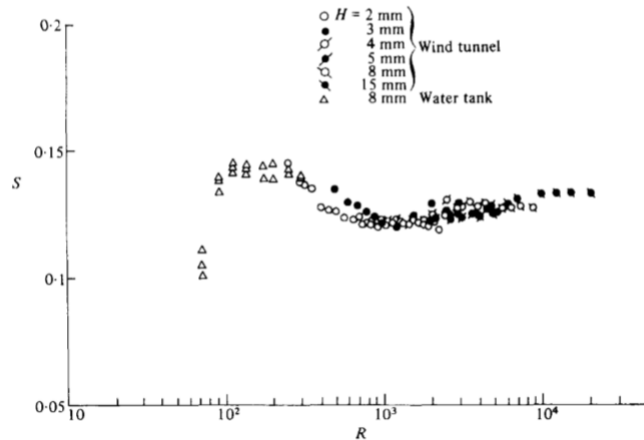


Figura 2.3: Medidas experimentales de la variación del número de Strouhal con el número de Reynolds en un prisma cuadrado.

No obstante, las medidas experimentales disponibles [6] se corresponden con números de Reynolds relativamente altos.

A muy bajo Reynolds, en cambio, el flujo alrededor del prisma se separa en el borde de fuga en lugar de separarse en el de ataque, en el cual la zona de separación es indistinguible dando lugar a una inmediata readherencia del flujo. Con el incremento del número de Reynolds, se desarrolla la separación de la capa límite en el borde de ataque, imposibilitando la existencia de una zona de readherencia estacionaria.

Es por esto que se debe tener en cuenta, al igual que en el caso del cilindro circular, el fenómeno de transición de régimen laminar a turbulento ya que, para números de Reynolds cercanos al de transición, los parámetros del flujo alrededor del prisma se verán alterados notablemente.

Se han llevado a cabo estudios, tanto numéricos como experimentales [7], acerca de este tipo de flujo, en los que se concluye que alrededor de la zona de recirculación se tienen elevados valores de esfuerzos de Reynolds (normales y tangenciales) por tratarse de una región con importantes fluctuaciones de velocidad. En esta zona, en consecuencia, es donde se encuentra mayor energía cinética turbulenta y mayor anisotropía, en contraposición a la línea central de la estela, donde ambas son relativamente bajas.

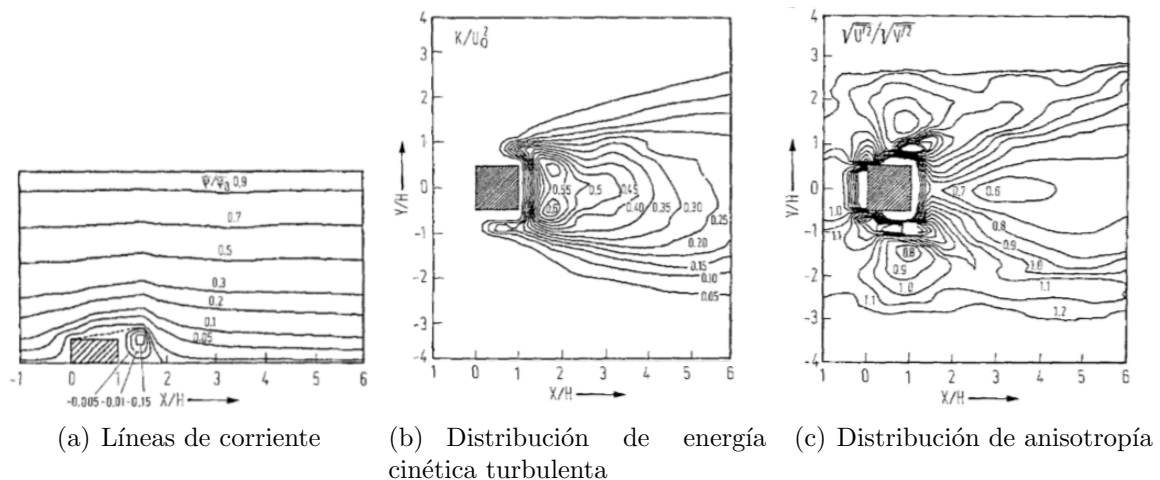


Figura 2.4: Líneas de corriente del flujo medio y distribuciones de energía cinética turbulenta y de anisotropía del campo fluido, para  $Re = 14000$ .

Si se analiza un parámetro característico del flujo, como la velocidad en su estela, se obtiene una señal periódica de tipo sinusoidal. Este tipo de señal, como es sabido, se corresponde con una transformada de Fourier que presenta un “pico” en su representación de densidad espectral frente a frecuencia. La frecuencia predominante, a la que aparece dicho pico, pone de manifiesto el carácter claramente periódico del proceso de generación y desprendimiento de vórtices y su fuerte efecto sobre los parámetros del flujo.

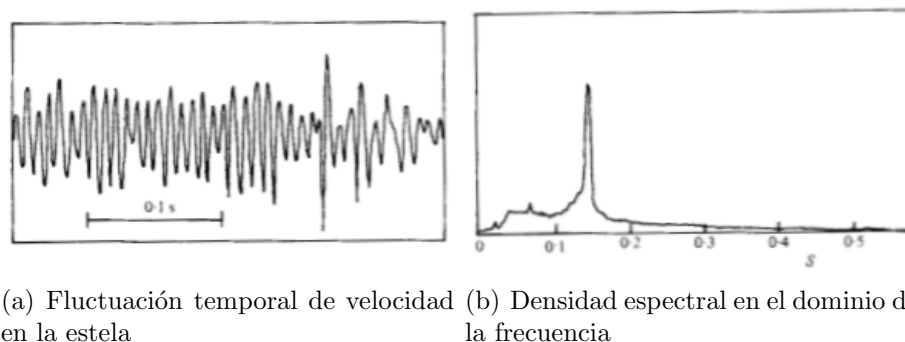


Figura 2.5: Velocidad fluctuante en la estela frente al tiempo y su correspondiente densidad espectral frente a la frecuencia adimensional o número de Strouhal, para  $Re = 250$ .

Del mismo modo que ocurría en el caso del cilindro circular, las fuerzas aerodinámicas también se ven afectadas por el fenómeno de *vortex shedding*. Si se representase la transformada de Fourier de la evolución temporal de los coeficientes aerodinámicos, se apreciarían diversos picos correspondientes a la frecuencia característica del problema y a sus armónicos. En el caso de la sustentación, la frecuencia dominante es la del primer armónico, mientras que para la resistencia es el segundo armónico el que predomina.

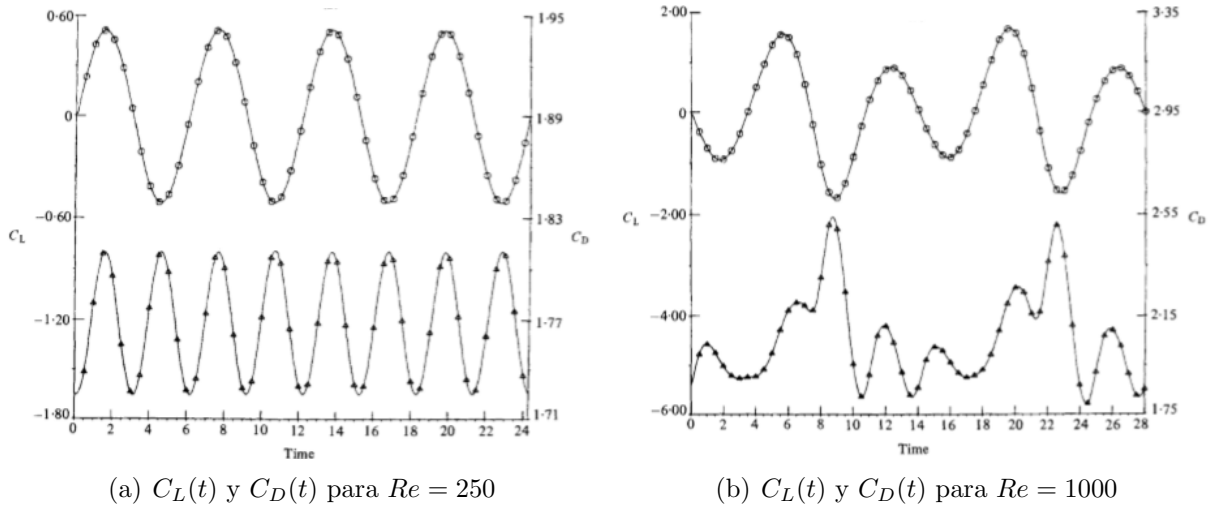


Figura 2.6: Evolución temporal de los coeficientes de sustentación ( $C_L$ ) y de resistencia aerodinámica ( $C_D$ ) sobre un prisma cuadrado, para dos regímenes de flujo.

Como puede comprobarse en la figura 2.6, la forma de la señal temporal no es totalmente independiente del número de Reynolds, sino que, a medida que éste aumenta, el efecto de los armónicos se hace más relevante [8].

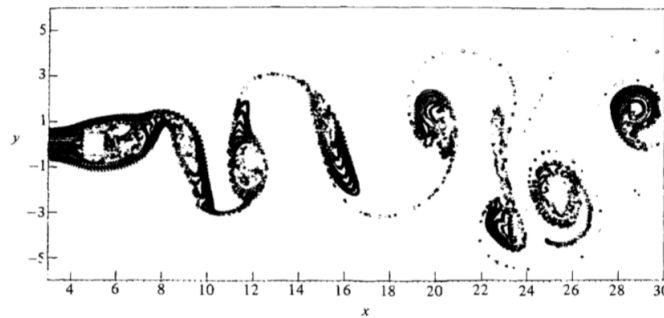
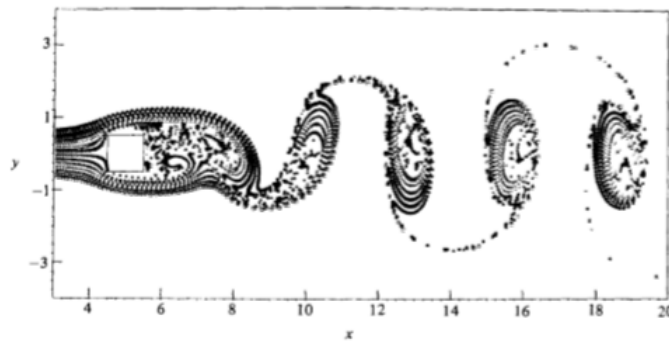


Figura 2.7: Mecanismo de *vortex shedding*, para dos regímenes de flujo.



### 2.2.3. Cilindro o prisma cercano a una pared

La mayoría de experimentos y cálculos relacionados se limitan al estudio del flujo alrededor de un cilindro situado en un campo fluido libre, sin tener en cuenta posibles interferencias con paredes u otros obstáculos. Con el fin de analizar dicho efecto, que puede ser relevante en numerosas aplicaciones, se han llevado a cabo estudios en los que se sitúa el cilindro o prisma cerca de una pared.

La calle de vórtices se forma como consecuencia de la elevada concentración de vorticidad en la zona de separación y reflujo, debida al *rolling-up* de la capa límite desprendida por ambos lados (superior e inferior) del cuerpo aguas-abajo de éste. De manera que, si la subcapa turbulenta de la capa límite desarrollada en la pared interfiere con el flujo desprendido del obstáculo, parte de la vorticidad en éste último se ve absorbida por la vorticidad, de sentido opuesto, generada en la capa límite turbulenta de la pared, como se muestra esquemáticamente en la figura 2.8.

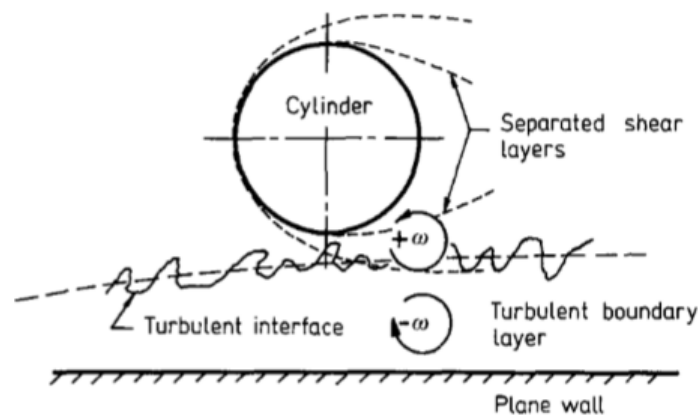


Figura 2.8: Mecanismo de interferencia del flujo entre el cilindro y la pared.

A continuación, se exponen las consecuencias de este efecto más detalladamente, centran- do la explicación en el caso del prisma, por ser el de mayor interés en este trabajo.

Cuando el prisma se encuentra totalmente anexo a la pared, el fenómeno de desprendimiento de vórtices no se da tal y como se ha explicado anteriormente. La formación regular de vórtices aparece a partir de un determinado valor crítico de distancia del cuerpo a la pared. Según los datos obtenidos en distintos estudios [9] [10], la distancia crítica a la que empiezan a aparecer vórtices de forma regular ( $d_c$ ) depende de la forma del objeto, siendo de aproximadamente 0.3 y 0.5 veces la longitud característica del problema ( $L$ ) para un cilindro circular (de diámetro  $D = L$ ) y para un prisma cuadrado (de lado  $L$ ), respectivamente.

Según dichas fuentes, existe otra distancia de interés: la distancia a la que se da una discontinuidad en la frecuencia de desprendimiento de vórtices, sin que estos desaparezcan. Es a partir de dicha distancia cuando las fluctuaciones empiezan a reducirse en amplitud. A pesar de que su frecuencia de desprendimiento varía ligeramente entorno al valor característico a mayor distancia, sigue habiendo calle de vórtices.

Cabe destacar que se trata de dos distancias diferentes, como se verá más adelante.

Estudios dedicados explícitamente al conocimiento de ambas distancias [10], concluyen que la crítica aumenta con el aumento del espesor de la capa límite. Esto se debe a que la formación de la calle de vórtices se ve interrumpida cuando la parte inferior del cilindro o prisma entra en contacto con la subcapa externa (turbulenta) de la capa límite desarrollada en la pared, ya que los vórtices altamente turbulentos de la subcapa externa penetran en la zona de separación del flujo absorbiendo los vórtices de ésta. Por lo tanto, la distancia crítica dependerá también del número de Reynolds, dado que el espesor de la capa límite depende del régimen del flujo.

El modo de averiguar a partir de qué distancia deja de aparecer la calle de vórtices consiste en medir las fluctuaciones temporales de velocidad normal en un punto de la línea central de la estela, con el fin de representar su transformada de Fourier y poder así comprobar si hay o no una frecuencia de fluctuación predominante [9].

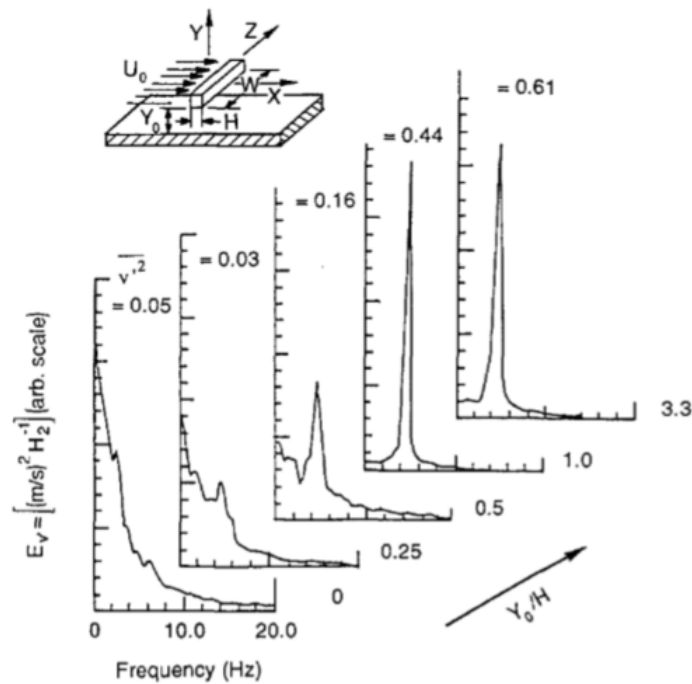


Figura 2.9: Densidad espectral de la velocidad normal en la línea central de la estela de un prisma separado de la pared una distancia  $0 \leq Y_0 \leq 3.3L$ , para  $Re = 10^4$  (medida experimental de la velocidad, a una distancia  $X = 2L$  del obstáculo).

En la figura 2.9 se aprecia cómo deja de haber una frecuencia predominante a medida que el prisma se acerca a la pared, lo que se traduce en la desaparición del desprendimiento regular de vórtices y de la consecuente formación de la calle de Von Kármán. En concreto, se dedujo que este fenómeno desaparece por completo cuando el prisma se sitúa a una distancia menor a  $d = 0.5L$ . Para distancias mayores a  $d = 0.5$ , el número de Strouhal (es decir, la frecuencia adimensional predominante) se mantiene aproximadamente constante e igual a  $St = 0.133$ .

Asimismo, en relación a la influencia, ya justificada, del espesor de la capa límite, es importante indicar que, cuando ésta es delgada, la tendencia de la amplitud de las fluctuaciones al ir disminuyendo la distancia entre el obstáculo y la pared no es monótonamente decreciente. Es decir, existe una distancia ( $d \leq L$ ) por debajo de la cual las fluctuaciones se van amortiguando, pero no se mantiene esta tendencia hasta que la distancia sea nula, sino que se llega a un cierto valor de distancia, la crítica ( $d = 0.5L$ ), en el que las fluctuaciones vuelven a crecer hasta alcanzar un segundo pico ( $d = 0.375L$ ) a partir del cual, si se sigue acercando el prisma a la pared, las fluctuaciones decrecen y la frecuencia predominante desaparece. Esto ocurre de forma más acentuada cuando se tiene una capa límite delgada. Conforme ésta se hace más gruesa, en cambio, esta tendencia se ve atenuada, como puede comprobarse en la figura 2.10, pero se sigue dando aunque en menor medida [10].

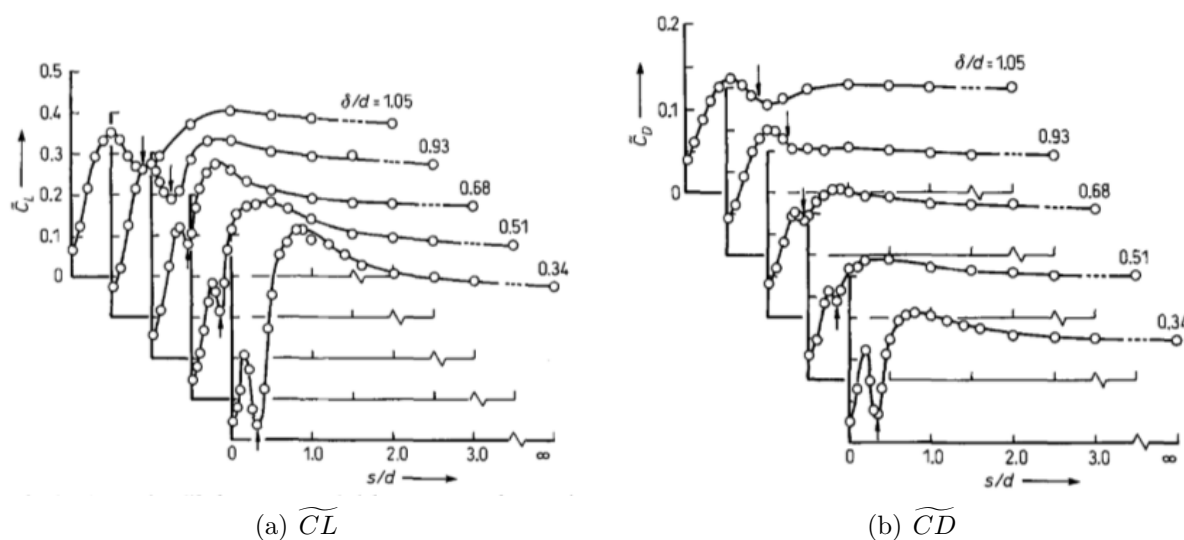


Figura 2.10: Fluctuación de los coeficientes aerodinámicos en función de la distancia cilindro-pared y del espesor de la capa límite (ambos adimensionalizados con la longitud de referencia).

En la figura anterior se aprecian claramente los dos máximos relativos de la fluctuación de los coeficientes frente a la dimensión del hueco entre el cilindro y la pared. Las fuentes [10] definen la distancia crítica no como la correspondiente al segundo máximo a partir del cual el valor de las fluctuaciones tiende a estabilizarse, sino como la distancia (no nula) a la que se da la fluctuación mínima, indicada en las gráficas de la figura 2.10 con una flecha, que además se corresponde con la distancia a la que desaparece por completo la calle de vórtices regular.

Por debajo de dicha distancia, se asume que el comportamiento del flujo es consecuencia de la disminución de la fluctuación de la velocidad debida a la desaparición de la calle de vórtices de Von Kármán.

El motivo por el cual se da esta tendencia, algo extraña, para valores de distancia menores al crítico es que, al separar el cuerpo de la pared, la cantidad de movimiento del

flujo en el hueco aumenta bruscamente, lo que propicia el aumento de la interferencia entre dicho flujo y el que se ha separado por la parte superior del obstáculo, induciendo así las fuertes fluctuaciones de las fuerzas aerodinámicas.

Una vez se alcanza el primer máximo, el valor de las fluctuaciones decrece como consecuencia de que ambos vórtices (el que se forma en la parte de arriba del cuerpo y el que se forma en la de abajo) desprenden casi simultáneamente. Este es el motivo, además, de que no aparezca la calle de vórtices.

Si se sigue aumentando la distancia hasta superar la crítica, el valor de las fluctuaciones vuelve a dispararse, hasta alcanzar un segundo máximo, donde se establece por completo el carácter laminar del flujo que pasa por el hueco. Para distancias mayores, el valor de fluctuación se estabiliza.

### 2.3. Flujo no estacionario sobre un escalón

En numerosas aplicaciones de ingeniería es necesario resolver problemas de flujo interno que circula por conductos, en los que frecuentemente existe separación y recirculación de la capa límite. Es por esto que el flujo sobre un escalón haya sido estudiado reiteradamente, debido a la amplia información relacionada con el comportamiento de la capa límite que puede proporcionar dicha configuración, a pesar de su sencilla geometría. A este problema de mecánica de fluidos se le conoce como *Backward-facing Step* (BFS).

El interés por conocer las propiedades de este tipo de flujo reside en su utilidad para el estudio de las longitudes de separación y de readherencia de la capa límite, así como para el análisis de la región de recirculación del flujo. Además, en este tipo de configuración, a diferencia de otras semejantes, se minimiza el efecto del proceso de separación sobre el de readherencia, permitiendo realizar un estudio más exacto acerca de este último.

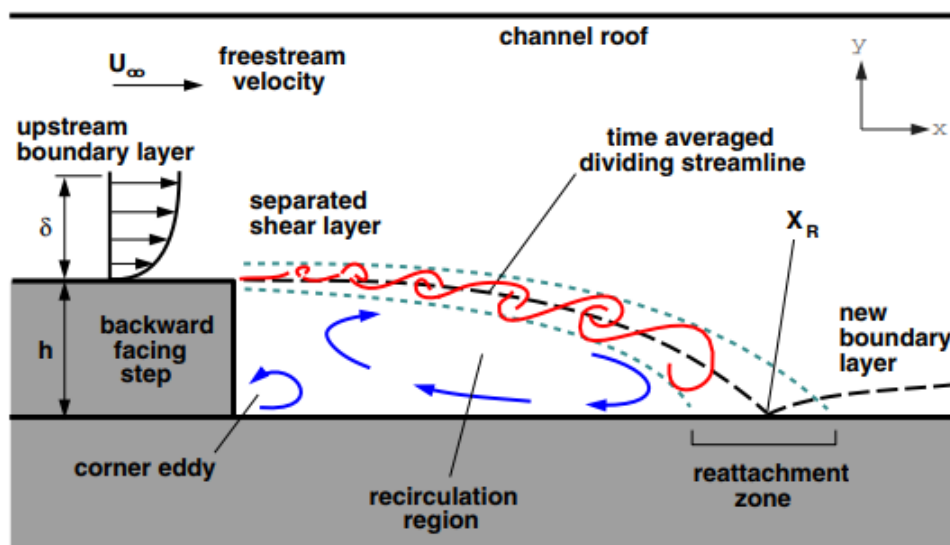


Figura 2.11: Principales características del flujo detrás de un escalón.

El carácter no estacionario del flujo de aire que pasa sobre un escalón se pone de

manifiesto en la burbuja de recirculación que aparece y sus respectivos vórtices. Los parámetros adimensionales de los que dependen las propiedades de dichos vórtices son, esencialmente, el número de Reynolds y la altura del escalón adimensionalizada con la del canal [11].

La influencia del número de Reynolds se observa en la figura 2.12. Se aprecia, por una parte, que la longitud de readherencia del flujo se acorta a medida que aumenta el Reynolds y, por otra parte, que en el caso de alto Reynolds aparece una zona de recirculación secundaria.

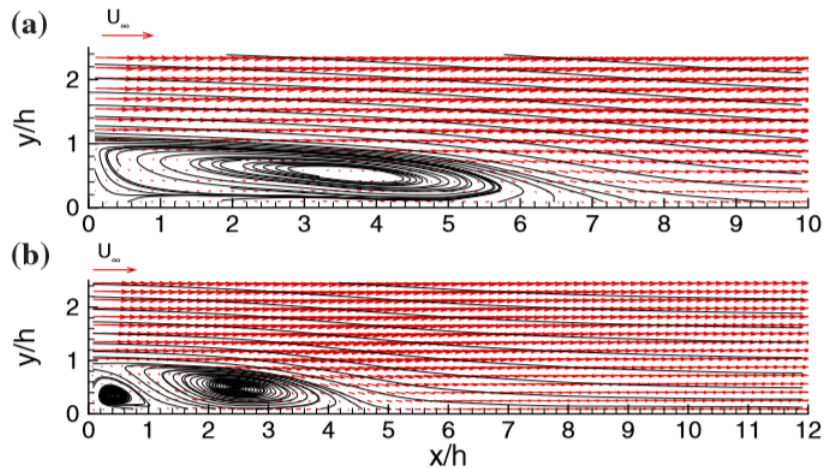


Figura 2.12: Líneas de corriente y campo de velocidades aguas-abajo del escalón, para  $Re \approx 600$  (a) y  $Re \approx 5000$  (b).

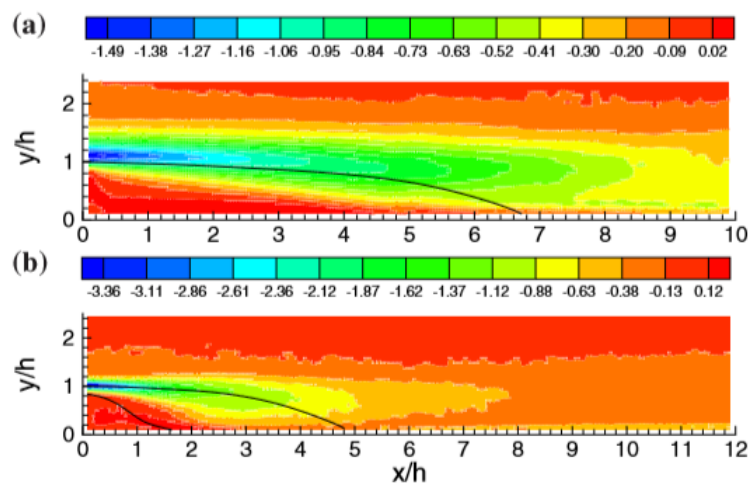


Figura 2.13: Contornos de vorticidad aguas-abajo del escalón, para  $Re \approx 600$  (a) y  $Re \approx 5000$  (b).

En lo que respecta a la vorticidad, los valores máximos se obtienen en las zonas donde el gradiente de velocidades es mayor, es decir, en el punto de separación de la capa límite,

como puede comprobarse en la figura 2.13. Los valores de vorticidad (en valor absoluto) son mayores en el caso de alto Reynolds por el mismo motivo. El signo negativo hace referencia al sentido de giro (horario) de los vórtices.

Además, cuanto mayor es el número de Reynolds, más rápido se disipa la vorticidad debido al aumento de la turbulencia y, en consecuencia, del grado de mezcla. Esto justifica el hecho de que la longitud de la burbuja de recirculación se acorte a medida que aumenta el Reynolds.

Asimismo, en la esquina del escalón se observa una pequeña región donde la vorticidad tiene signo positivo, lo que se traduce en torbellinos que giran en sentido opuesto (antihorario). En el caso de alto número de Reynolds, el valor de la vorticidad (positiva) en esta región es mayor, lo que confirma la existencia de una segunda zona de recirculación.

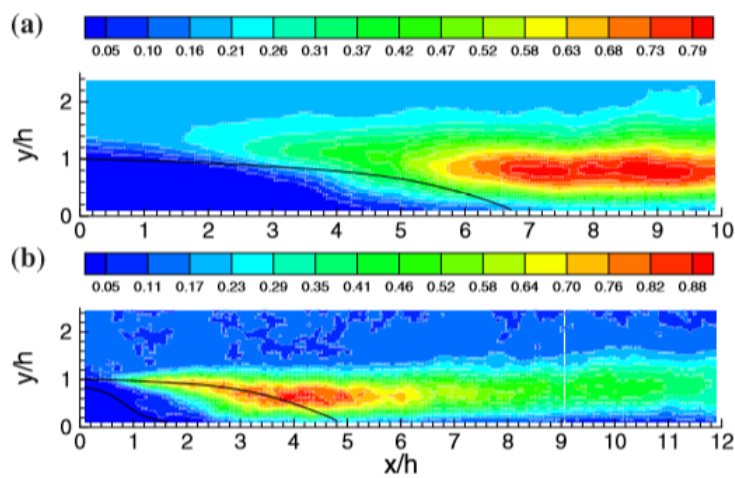


Figura 2.14: Contornos de esfuerzos de Reynolds aguas-abajo del escalón, para  $Re \approx 600$  (a) y  $Re \approx 5000$  (b).

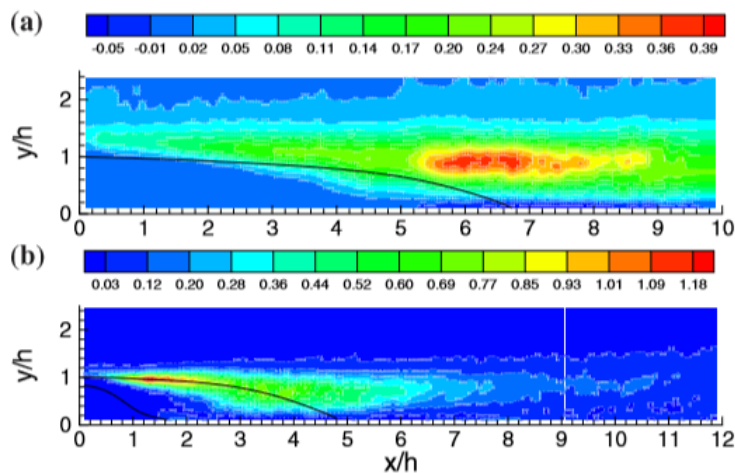


Figura 2.15: Contornos de energía cinética turbulenta aguas-abajo del escalón, para  $Re \approx 600$  (a) y  $Re \approx 5000$  (b).

En las figuras 2.14 y 2.15 se presentan también los contornos de los esfuerzos tangenciales de Reynolds y de la energía cinética turbulenta. La distribución espacial de ambos presenta una clara diferencia entre los dos regímenes estudiados: los valores máximos, tanto de esfuerzos de Reynolds como de energía cinética turbulenta, se encuentran después de la readherencia en el caso con bajo Reynolds, a diferencia del caso con alto Reynolds que presenta los valores máximos de ambos parámetros sobre la línea de corriente que delimita la burbuja de recirculación.

La persistencia de los esfuerzos y de la energía cinética turbulentos aguas-abajo de la readherencia en el caso de menor número de Reynolds se le atribuye al hecho de que en esta zona sigue habiendo interacción entre vórtices de gran escala, dado que cuanto más laminar es el flujo, mayor sensibilidad presenta frente a las escalas grandes de turbulencia.





# Metodología

## Índice

---

<b>3.1. Introducción</b>	<b>21</b>
<b>3.2. Estructura del estudio aeroacústico</b>	<b>22</b>
<b>3.3. Mecánica de Fluidos Computacional</b>	<b>23</b>
3.3.1. Ecuaciones a resolver	24
3.3.2. Turbulencia	27
3.3.3. Estacionario/No-estacionario	29
<b>3.4. Geometría</b>	<b>31</b>
<b>3.5. Condiciones de contorno</b>	<b>34</b>

---

## 3.1. Introducción

En este capítulo, se expone la estructura del estudio del ruido de *underhood* en su totalidad. Se especifica qué se proporcionó previamente a la realización de este trabajo y qué se llevará a cabo después, además de justificar cómo van a implementarse en el estudio global los resultados obtenidos.

Asimismo, se explica de manera desarrollada cómo se ha llevado a cabo el pre-proceso y cómo se ha configurado el cálculo de las distintas simulaciones.

En primer lugar, se exponen las ecuaciones de mecánica de fluidos a resolver, así como los distintos modelos físicos empleados. Se hace especial hincapié en los modelos de turbulencia y de transición<sup>1</sup> empleados, ya que su elección es determinante a la hora de conseguir un cálculo acorde con las observaciones experimentales. Asimismo, se mencionan las diferencias, en lo que respecta a la configuración del cálculo, entre los casos estacionarios y los no estacionarios.

En segundo lugar, se detallan las características de las geometrías empleadas y se especifica para qué ha sido útil cada una de ellas.

Finalmente, se exponen, de manera justificada, las condiciones de contorno impuestas.

---

<sup>1</sup>El modelo de transición, en combinación con el de turbulencia, predice el inicio de la transición de laminar a turbulento en la capa límite.

## 3.2. Estructura del estudio aeroacústico

Como se muestra en la figura 3.1, el punto de partida del proyecto es un modelo simplificado de la geometría del *underbody* de un automóvil, escogida en base a estudios previos [1]. Si se quisiese hacer un estudio más detallado, el método sería el mismo que se ha seguido en este trabajo, pero haciendo uso de una geometría más compleja y, seguramente, de modelos y *solvers* que requieren de mayor coste computacional.

En cuanto al presente trabajo, abarca únicamente la parte del estudio aerodinámico. Se analiza, en profundidad, el flujo no estacionario a través de un conducto que modela, de manera simplificada, el *underbody* del coche. Con el fin de comprender correctamente los resultados, mediante la completa comprensión del fenómeno a estudiar, se realizan comparaciones entre diferentes cuerpos romos, todos ellos confinados en un conducto con las mismas características, así como entre diferentes números de Reynolds. La elección de las geometrías adicionales a la principal se verá justificada más adelante. Dichos estudios consisten en análisis numéricos realizados mediante CFD.

El objetivo del análisis aerodinámico es, principalmente, obtener resultados que sean útiles para la posterior implementación en programas de estudio acústico, en concreto *Virtual Lab*. Mediante modelos acústicos y de interacción fluido-estructura, imponiendo como condición de contorno los datos de fluctuación de presión sobre el suelo de la cabina obtenidos en el estudio CFD, se analizará el ruido generado, así como su propagación hasta los pasajeros del vehículo.

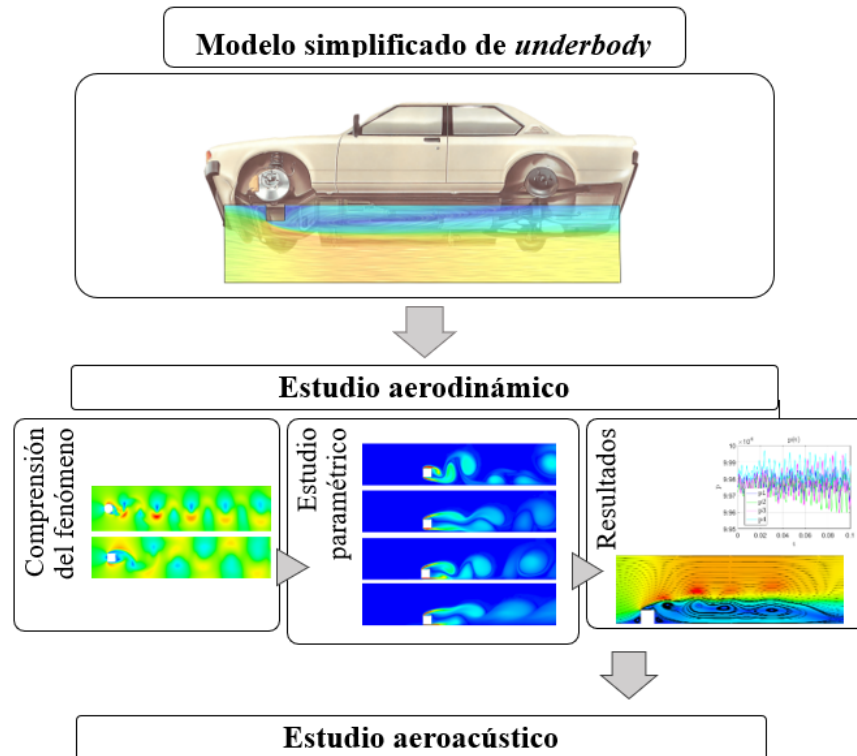


Figura 3.1: Diagrama de flujo del trabajo global.

Cabe destacar que, a pesar de la aparente simplicidad del caso de estudio dada su sencilla geometría, se trata de un caso complejo, en el que se tiene un flujo de carácter no estacionario cuyo comportamiento es de igual complejidad que la del flujo que pasa por un *underbody* real. Es decir, los fenómenos que se visualizarán en la simulación del modelo simplificado son exactamente los mismos que se dan en la realidad en la parte de debajo de un automóvil, así como los que se obtendrían en una simulación en la que se emplease una geometría más compleja y detallada del *underbody*.

### 3.3. Mecánica de Fluidos Computacional

El presente trabajo se centra en el análisis del flujo no estacionario que atraviesa el *underbody* de un automóvil, como ya se ha introducido. Se lleva a cabo mediante un programa de CFD (*Computational Fluid Dynamics*), en concreto STAR-CCM+ [12].

Este tipo de programas simulan un flujo dado a nivel macroscópico, mediante la resolución de las ecuaciones de conservación de masa, cantidad de movimiento y energía. De dichas ecuaciones se derivan distintos modelos matemáticos que describen la física del campo fluido y que permiten obtener, mediante métodos numéricos, una resolución del problema dado muy aproximada a la realidad. La elección de los modelos físicos a emplear dependerá de las características del flujo de estudio, como se verá más adelante.

Para resolver el problema, es necesario discretizar el dominio continuo del campo fluido en un número finito de elementos (celdas). Con este fin, se utilizan métodos de discretización

que convierten el sistema de ecuaciones continuo en un conjunto de ecuaciones algebraicas discretas, a resolver numéricamente.

STAR-CCM+ puede resolver problemas de flujo, tanto interno como externo, en un amplio rango de regímenes.

En este caso, se asumen las siguientes características del flujo a resolver:

- **Flujo bidimensional.** Por simplicidad, se resuelve el flujo en 2D, despreciando, por tanto, los efectos tridimensionales.
- **Flujo incompresible.** Dado el bajo número de Mach del caso de estudio, puede considerarse que la densidad del fluido es constante.
- **Flujo estacionario/transitorio.** A pesar de que el estudio de interés es el no estacionario, es necesario resolver también el caso estacionario. Por lo tanto, ambos modelos serán empleados.
- **Régimen turbulento.** En realidad, el desprendimiento (regular, no caótico) de vórtices se trata de un fenómeno de transición de laminar a turbulento, por lo tanto, el flujo no puede considerarse ni laminar ni no viscoso (*inviscid*). Como se ha comentado en la introducción, la parte del problema más compleja ha sido la elección de un modelo de turbulencia que modelase bien el comportamiento periódico del flujo a estudiar.

### 3.3.1. Ecuaciones a resolver

STAR-CCM+ obtiene la solución resolviendo, de manera discretizada, las ecuaciones de conservación de la masa, de la cantidad de movimiento y de la energía. En este caso la ecuación de conservación de la energía no es relevante, por lo que se presentan a continuación la **ecuación de continuidad (conservación de la masa)** en la ecuación 3.1 y las **ecuaciones de Navier-Stokes (conservación de la cantidad de movimiento lineal)** de forma compacta en la ecuación 3.2, donde  $\mathbf{u}$  hace referencia al vector bidimensional de velocidad, es decir,  $\mathbf{u} = (u, v)^T$ .

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u} \times \mathbf{u}) = -\nabla(p\mathbf{I}) + \nabla \mathbf{T} + \mathbf{f}_b \quad (3.2)$$

En la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento se ha expresado el tensor de esfuerzos como la suma de dos tensores: uno que hace referencia a las tensiones normales, esto es, a la presión, y que, por tanto, se tratará de una matriz diagonal; y otro denominado tensor de esfuerzos tangenciales ( $\mathbf{T}$ ) y que hace referencia a los esfuerzos de cizalla debidos a la viscosidad del fluido.

$$\sigma = -\nabla(p\mathbf{I}) + \nabla \mathbf{T}$$

Dadas las características del flujo enumeradas al inicio de esta sección, se seleccionan los siguientes modelos físicos:

- Como ya se ha justificado, va a resolverse el caso en 2D, por tanto, se selecciona el modelo *Two-dimensional*.
- Se escoge el modelo *Gas* para definir el fluido como aire. Se trata de un fluido newtoniano, es decir, su viscosidad es constante y, por lo tanto, el gradiente de velocidad y los esfuerzos tangenciales en la capa límite son proporcionales. Este tipo de fluidos se describen mediante una ecuación que relaciona el tensor de esfuerzos tangenciales  $\mathbf{T}$ , presente en la ecuación de conservación de cantidad de movimiento, con el campo de velocidades expresado a través del tensor de deformación. A continuación, se presenta la definición del tensor de esfuerzos  $\mathbf{T}$ , así como la del tensor de deformaciones  $\mathbf{D}$  del que depende:

$$\mathbf{T} = 2\mu\mathbf{D} - \frac{2}{3}(\nabla\mathbf{u})\mathbf{I}$$

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)$$

- Se selecciona *Constant Density* para indicar que el flujo es incompresible. De manera que la ecuación de estado queda definida como sigue:

$$\rho = \rho_0$$

- Se empleará el modelo *Steady* para los casos en estacionario y el modelo *Implicit Unsteady* para los casos en no estacionario. Se explicará con más detalle cada uno de ellos en la subsección 3.3.3.
- En cuanto al método de resolución numérica, se utilizan versiones discretizadas de las ecuaciones de conservación en su formulación integral, que se aplican en cada una de las celdas en las que se divide el dominio, haciendo uso del método de los volúmenes finitos. Se selecciona *Coupled Flow*, con integración implícita y discretización de segundo orden, que resuelve todas las ecuaciones de conservación de manera conjunta, es decir, las resuelve simultáneamente como un vector de ecuaciones. Dado el régimen del fluido, podría haberse empleado el *solver Segregated Flow* que requiere de menor coste computacional ya que resuelve las ecuaciones de continuidad y de Navier-Stokes de manera secuencial, lo que significa que las resuelve por separado e iterativamente para cada una de las variables de interés (las componentes del vector velocidad y la presión). La elección del *Coupled* se justifica por la posibilidad de escoger el número de Courant que proporciona este *solver*.
- En lo que respecta a la capa límite, se selecciona *All Y+ Wall Treatment*. *Low Y+ Wall Treatment* resuelve la subcapa viscosa ( $y^+ < 5$ ), por lo que necesita una malla suficientemente fina en las proximidades de la pared. *High Y+ Wall Treatment*, en cambio, no resuelve la subcapa viscosa, sino que utiliza funciones de pared para dar valores de contorno a las ecuaciones en la cercanía de las paredes y resuelve únicamente la subcapa logarítmica ( $y^+ > 30$ ), de modo que no es necesario refinar excesivamente la malla en la capa límite. Se emplea *All Y+ Wall Treatment* por ser un híbrido entre ambos.

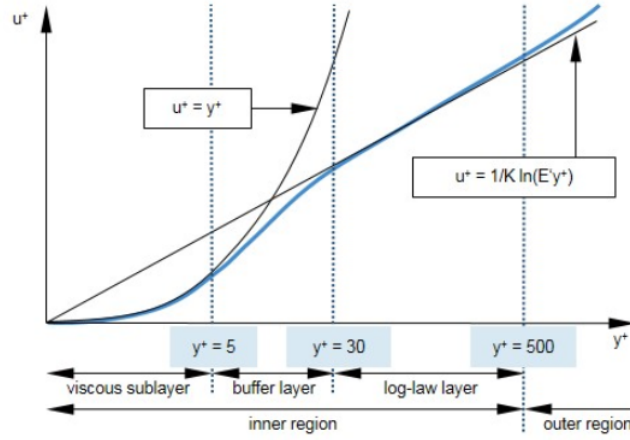


Figura 3.2: Subcapas de la capa límite.

- La distancia de una celda a la pared (con condición de no-deslizamiento) más cercana se modela mediante **Exact Wall Distance**, que calcula dicha distancia de manera exacta, a diferencia de otros modelos que la estiman y, por tanto, aceleran el cálculo.
- Lo referente a modelos de turbulencia se expondrá en detalle en la subsección 3.3.2. Dada su eficiencia en cuanto a coste computacional, el modelo de turbulencia a elegir será de tipo **Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS)**. Este tipo de modelos introducen en la ecuación de conservación de cantidad de movimiento (ecuación 3.2) un tensor de esfuerzos adicional al tensor de esfuerzos viscosos  $\mathbf{T}$ : el tensor de esfuerzos de Reynolds  $\mathbf{T}_t$ , cuya definición se presenta a continuación:

$$\mathbf{T}_t = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{pmatrix}$$

Los modelos de turbulencia RANS se dividen en dos categorías, las cuales incluyen también varios modelos dependiendo de cómo modelan dicho tensor. Los candidatos para emplear en el cálculo son los siguientes:

- **Eddy Viscosity Models.** Modelan el tensor de esfuerzos de Reynolds mediante la definición de una viscosidad turbulenta  $\mu_t$ , como sigue:

$$\mathbf{T}_t = 2\mu_t \mathbf{S} - \frac{2}{3}(\nabla \bar{\mathbf{u}}) \mathbf{I}$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T)$$

Como puede comprobarse, la expresión anterior es análoga a la definición del tensor de esfuerzos viscosos pero, en este caso, está referida a la viscosidad turbulenta y al tensor de deformaciones del flujo medio  $\mathbf{S}$ .

Dicha viscosidad turbulenta se define con el fin de tratar las ecuaciones de transporte del flujo medio en su forma original pero sustituyendo la viscosidad

por una viscosidad efectiva, definida como la suma de viscosidades molecular y turbulenta:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t$$

La forma de obtenerla es en lo que difieren los distintos modelos de este tipo. Existen modelos tanto de una ecuación (Spalart-Allmaras) como de dos, que son los que se han empleado en la realización de este trabajo, en concreto los siguientes:

- El modelo *K-Epsilon*, para obtener la viscosidad turbulenta, resuelve la ecuación de transporte para la energía cinética turbulenta  $k$  y para el ratio de disipación turbulenta  $\epsilon$ .
- El modelo *K-Omega* obtiene la viscosidad turbulenta resolviendo las ecuaciones de transporte para la energía cinética turbulenta  $k$  y para el ratio específico de disipación turbulenta  $\omega$ .
- *Reynolds Stress Transport Model*. Calculan todos los componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds específicos,  $\mathbf{R} = \mathbf{T}_t/\rho$ , resolviendo sus correspondientes ecuaciones de transporte. Se trata, por tanto, de un modelo que predice flujos complejos de manera más exacta que los modelos de dos ecuaciones, ya que se tiene en cuenta el efecto de la anisotropía de la turbulencia.

### 3.3.2. Turbulencia

El uso de un modelo del tipo RANS se justifica por su bajo coste computacional, en comparación con modelos del tipo *Scale-Resolving Simulation*.

La diferencia entre ambos grupos radica en cómo obtienen las características del fluido:

- Por un lado, como su nombre indica, las simulaciones del tipo RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation*) resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes (conservación de la cantidad de movimiento), junto con el resto de ecuaciones de conservación, para los valores medios de las variables del flujo (componentes de velocidad, presión, energía o concentración), aplicando la descomposición de Reynolds. Es decir, se descompone el valor instantáneo de toda variable  $\Phi$  en un término medio  $\langle \Phi \rangle$  y un término de perturbación  $\Phi'$ .

$$\Phi = \langle \Phi \rangle + \Phi'$$

Cabe indicar que el valor medio se corresponde con el promedio temporal de valor constante en los problemas estacionarios, mientras que en los casos transitorios  $\langle \Phi \rangle$  hace referencia a una señal periódica que, a su vez, incluye dos términos: su valor medio en el tiempo (constante)  $\bar{\Phi}$  y su fluctuación periódica  $\tilde{\Phi}$  [13].

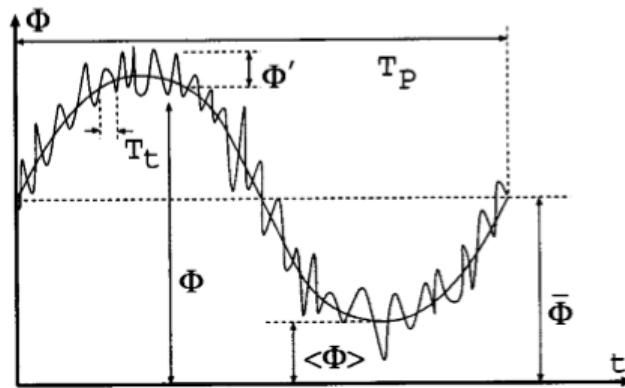


Figura 3.3: Descomposición de Reynolds de una señal transitoria turbulenta.

De este modo, cuando se tiene un caso no estacionario, los modelos U-RANS (*Unsteady RANS*) separan las fluctuaciones en dos tipos: periódicas ( $\Phi$ ) y turbulentas ( $\Phi'$ ), correspondiéndose estas últimas con un valor de perturbación estadístico, dado el carácter aleatorio y caótico de la turbulencia [14].

- Por otro lado, las simulaciones del tipo *Scale-Resolving* resuelven las escalas espaciales grandes de la turbulencia y modelan las pequeñas. La más común es LES (*Large Eddy Simulation*), que trabaja calculando toda estructura turbulenta cuya escala sea igual o mayor al tamaño de celda más pequeño en el dominio y modelando las estructuras de menor tamaño, denominadas *subgrid structures*. Por tanto, se trata de modelos que requieren de una muy alta resolución de la malla en la capa límite, no sólo en la dirección normal a la pared sino también en la tangente. Esto conlleva a un coste computacional excesivamente alto.

Los posibles modelos RANS para la resolución del caso en transitorio son los tres expuestos a continuación.

- **Reynolds Stress Transport Model (RSM)**. Este tipo de modelos, también conocidos como *Second-Moment Closures Models (SMC)* han sido empleados en numerosos estudios acerca del flujo no estacionario alrededor de un prisma [14] o sobre un escalón [15]. *A priori*, este modelo es más apropiado para reproducir el desprendimiento de vórtices que los modelos convencionales de dos ecuaciones, que no presentan el fenómeno transitorio de desprendimiento de vórtices, si no que convergen a una solución estacionaria.

No obstante, a pesar de que el modelo RSM reproduce el fenómeno bastante bien, sus resultados discrepan en ciertos aspectos. Uno de ellos es la sobrestimación del número de Strouhal [14].

De hecho, como se verá a continuación, los modelos de dos ecuaciones modificados han resultado ser buenos candidatos para resolver este tipo de flujo, simulándolo igual de bien o incluso mejor que los RSM a pesar de ser de orden inferior a estos [13].

- **Eddy Viscosity Models**. Como se ha comentado, los modelos convencionales de dos ecuaciones no modelan bien flujos transitorios de tal complejidad. No obstante, modificaciones realizadas sobre estos modelos han logrado alcanzar buenas predicciones para



estos flujos y resultados muy cercanos a los obtenidos experimentalmente. Se utiliza, en concreto, la modificación de Kato y Launder [13], para corregir la sobrestimación del término de producción de  $k$  en zonas de elevada deformación del flujo [16]. Aunque esta modificación no se encuentra disponible como tal en STAR-CCM+, el programa cuenta con la opción de activar la restricción de Durbin [12], cuyo propósito es el mismo.

A continuación, se presentan únicamente los modelos de este tipo que pueden ser útiles para el presente estudio.

- ***K-Epsilon Model***. En realidad, el modelo  $k-\epsilon$  que se ha propuesto como posible candidato, en base a estudios anteriores [17], no se corresponde con los modelos lineales del tipo *Eddy Viscosity* de dos ecuaciones, sino que, además de tratarse de un modelo no-lineal, resuelve dos ecuaciones de transporte adicionales: para la componente de esfuerzo normal a la pared  $\overline{v^2}$  y para el parámetro de relajación  $f$  [12]. Este modelo, que se conoce como **V2F K-Epsilon**, incorpora dos efectos cerca de la pared: el de la anisotropía turbulenta, modelado mediante el parámetro  $f$ , y el de la amortiguación del transporte de turbulencia, a través de  $\overline{v^2}$  [16].
- ***K-Omega Model***. A pesar de su superioridad frente al  $k-\epsilon$  dado su mejorado tratamiento de capas límite con gradientes de presión adversos, no se ha utilizado el modelo  $k-\omega$  estándar ya que los cálculos en la capa límite son muy sensibles a los valores de  $\omega$  en el flujo libre. Es por esto que se hace uso del modelo **K-Omega SST**, que resuelve las ecuaciones de transporte correspondientes al modelo  $k-\omega$  cerca de la pared, mientras que el flujo libre, lejos de la pared, se modela mediante  $k-\epsilon$  [12].

Además,  $k-\omega$  SST cuenta con la opción de activar el modelo de transición *Gamma ReTheta Transition Model*. Dicho modelo opcional, basado en correlaciones, resuelve dos ecuaciones de transporte adicionales, con el fin de proporcionar una predicción más exacta del inicio de la transición de laminar a turbulento en la capa límite. Dichas ecuaciones de transporte añadidas se corresponden con las de la intermitencia turbulenta  $\gamma$  y el número de Reynolds de transición referido al espesor de momento (*transition momentum thickness Reynolds number*)  $\overline{Re_{\theta t}}$  [12].

Tras lanzar una serie de simulaciones, el modelo de turbulencia que resultó resolver de manera más correcta la complejidad del flujo no estacionario alrededor de cuerpo romos con bordes agresivos, como es el caso de un prisma de base cuadrada, fue el **K-Omega SST**, junto con el modelo opcional de transición **Gamma ReTheta**.

### 3.3.3. Estacionario/No-estacionario

El caso de interés en este trabajo es el transitorio. No obstante, como ya se ha indicado anteriormente, también debe resolverse el mismo caso pero en estacionario. Esto es debido a que la estrategia de resolución de problemas no estacionarios mediante CFD suele consistir en lo siguiente: se resuelve el caso en estacionario con el objetivo de alcanzar una independencia de malla y obtener como resultados los valores de los parámetros de

interés promediados en el tiempo, para seguidamente lanzar el mismo caso en transitorio a partir de la solución convergida en estacionario.

### Estacionario

Cuando se utiliza el modelo **estacionario**, el concepto de “tiempo físico” deja de tener sentido, ya que los parámetros se obtienen promediados en el tiempo. Por tanto, en todas las ecuaciones a resolver, el término temporal se anula.

Para este tipo de cálculos se ha utilizado la opción de *Grid Sequencing Expert Initialization* para que, al inicializar el cálculo, haga una serie de iteraciones con el fin de computar una solución aproximada. Esta solución, que resuelve únicamente variables del flujo considerándolo no-viscoso, es mucho más aproximada que la obtenida mediante una inicialización normal.

Asimismo, se activa la opción *Expert Driver*. Se trata de una herramienta de control con la que se consigue aumentar la robustez del *Coupled Implicit solver* y acelerar la convergencia. Funciona modificando automáticamente el CFL (aproximación del número de Courant). Esta opción, no obstante, no es válida para los casos no estacionarios.

### No estacionario

Como modelo **no estacionario** se ha escogido el *Implicit unsteady*. El criterio de selección entre el modelo implícito y explícito está relacionado con la escala temporal del fenómeno. La diferencia radica en el tipo de discretización temporal empleada:

- La discretización explícita obtiene el siguiente valor temporal de cada variable directamente, sin necesidad de iterar. Pero el paso temporal se ve restringido por la condición de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) que limita el valor del número de Courant a  $C \leq 1$ .
- Con el uso de la discretización implícita, cada valor temporal de las variables se obtiene iterativamente, dada la formulación implícita del método. No obstante, este esquema temporal es incondicionalmente estable, de manera que el *time step* puede escogerse en función de la escala temporal del fenómeno a estudiar, imponiendo que la frecuencia de cálculo sea 20-50 veces la frecuencia del problema. Además, pueden hacerse discretizaciones implícitas de mayor orden.

Se utiliza la discretización **implícita** por ser la más apropiada para problemas en los que la escala temporal del fenómeno a estudiar es del mismo orden que la del proceso de convección y/o difusión, como ocurre con el fenómeno de *vortex shedding*. Además, es la única disponible en *Coupled solver*.

Con este tipo de discretización, se requiere de cierto número de iteraciones internas, escogido por el usuario, para converger la solución en cada instante de tiempo.

Por tanto, a la hora de usar este modelo se deberá escoger un paso temporal y un número de iteraciones internas, así como un valor apropiado del número de Courant.

### 3.4. Geometría

La geometría del caso base es la representada en la figura 3.4, en la que aparecen también sus correspondientes cotas.

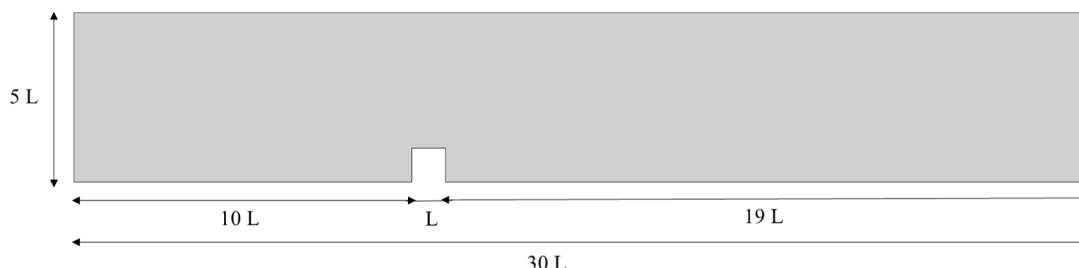


Figura 3.4: Geometría principal con cotas.

A continuación, se justifica la elección de esta geometría, dado que, a primera vista, no parece muy intuitiva.

Se trata de un modelo simplificado del *underbody* de un automóvil, es decir, del canal de flujo que se forma entre el suelo y la cabina del vehículo. En concreto, el dominio se corresponde con el plano longitudinal que corta el coche por la mitad del ancho, en dos partes iguales. Se ha representado “boca-abajo”, es decir, el lado superior del rectángulo que representa el dominio se corresponde con la carretera, siendo la base de dicho dominio rectangular el suelo de la cabina. El cuadrado que sobresale de la base representa la sección transversal del eje de las ruedas modelada junto con el resto de elementos que afectan al flujo que pasa por el *underbody*.

Las cotas que aparecen en la figura 3.4 están referidas a la longitud característica del problema,  $L$ , que se corresponde con el lado del cuadrado. Dicha longitud característica mide  $L = 1.5\text{cm}$ .

Para los estudios no estacionarios de independencia de paso temporal y de iteraciones internas, así como para el estudio paramétrico, se ha hecho uso de otras dos geometrías. En primer lugar, se ha empleado una geometría de un canal, con las mismas dimensiones que la geometría principal, pero con un cilindro circular situado en el centro, en lugar de un prisma cuadrado anexo a la pared inferior. En los estudios correspondientes a esta geometría se observará la formación de la calle de vórtices de Von Kármán. Dado que se trata de una configuración que ha sido estudiada reiteradamente y de la cual, por tanto, se conocen los parámetros del flujo, lo que se pretende alcanzar con esta geometría es una independencia de paso temporal y de iteraciones internas.

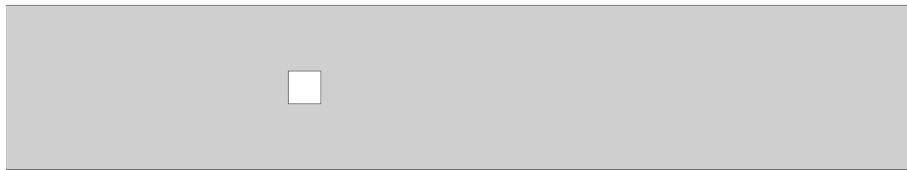
En segundo lugar, se ha utilizado una geometría análoga a la del *underbody* pero con el prisma cuadrado situado no anexo a la pared, sino en medio del canal. Con esta geometría se pretende, por una parte, obtener las diferencias entre el caso del cilindro y el caso del prisma, en el cual se hará uso del paso temporal y de las iteraciones internas óptimos obtenidos con la geometría anterior. Por otra parte, se realizará un estudio paramétrico en el que, variando la distancia del prisma cuadrado a la pared inferior, se analizará el efecto

que ejerce la pared sobre la formación y el desprendimiento de vórtices.

Para la realización de estas geometrías se ha utilizado el editor *3D-CAD modeler* que proporciona el mismo STAR-CCM+, dada su simplicidad. El resultado es en un cuerpo (*Body*) en 2D, como el mostrado en la figura 3.4 para el caso base y los mostrados en la figura 3.5 para el resto de casos de estudio.



(a) Geometría para el caso del cilindro circular.



(b) Geometría para el caso del prisma cuadrado.

Figura 3.5: Otras geometrías empleadas.

Asimismo, se han renombrado las superficies del cuerpo creado, con el fin de que, cuando se le asigne una *Region*, se generen tantas *Boundaries* como condiciones de contorno se requiera imponer. De este modo, en la geometría principal, se ha nombrado a cada contorno como sigue:

- Al contorno de la izquierda se le denomina *inlet*, por ser el contorno por donde se impondrá la entrada del flujo de aire.
- Al contorno de la derecha se le denomina *outlet*.
- Al lado superior del dominio se le ha nombrado como *ground* por corresponderse con el suelo de la carretera.
- El contorno inferior que representa el suelo de la cabina se ha dividido en dos: la parte aguas-arriba del eje de las ruedas se llama *top1* y la parte aguas-abajo de éste, *top2*.
- En cuanto al cuadrado que representa la sección transversal del eje de las ruedas, se han nombrado como *shaft*, *shaft-front* y *shaft-back* al lado superior (paralelo al flujo de aire), al lado que verá el flujo de frente y al lado por el que se desprenderán los vórtices, respectivamente.

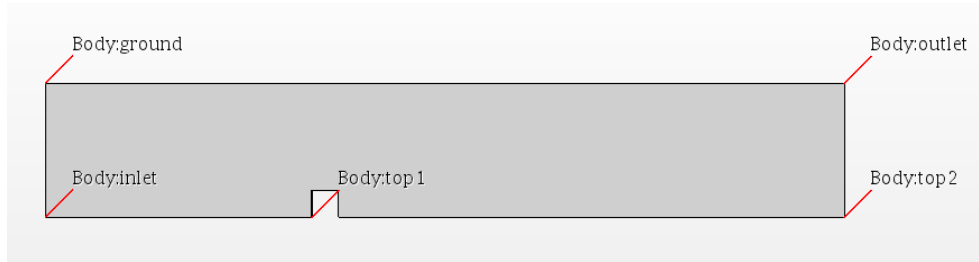
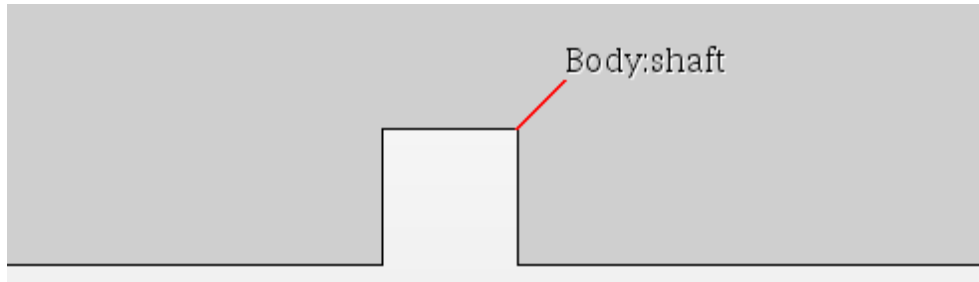
(a) Contornos *inlet*, *outlet*, *ground*, *top1* y *top2*.(b) Uno de los contornos referentes al eje de las ruedas: *shaft*.

Figura 3.6: Contornos de la geometría con sus respectivos nombres.

En lo que respecta a las otras dos geometrías, los contornos se han nombrado de manera equivalente. En lo único que difieren es en lo siguiente:

- El contorno inferior se renombra entero como *top*, dado que en ambos casos, no hay ningún obstáculo que lo divida en dos partes.
- En lo que respecta a los contornos de la superficie del obstáculo, en el caso del prisma se añade un cuarto contorno, correspondiente al lado inferior del cuadrado, al que se denomina *shaft-down*, y se renombra al lado superior como *shaft-up*. En el caso del cilindro, en cambio, dado que se tiene un círculo, dichos contornos se reducen a uno, al que se denomina *shaft*.

Una vez se han definido los contornos, se crea una *Geometry Part* a partir del cuerpo *Body*.

### 3.5. Condiciones de contorno

Para poder definir las condiciones de contorno, es necesario asignar la geometría creada a *Regions*. Se crea una región para cada parte y un contorno (*Boundary*) para cada superficie. En este caso, al tratarse de una geometría bidimensional, las superficies se corresponden con los contornos que delimitan el dominio fluido.

De este modo, se obtiene una única región, denominada *Body*, y ocho *Boundaries* para la geometría principal. En la tabla 3.1 se presentan dichos contornos, correspondientes a la configuración principal, con sus correspondientes condiciones de contorno.

Contorno	Condición de contorno	Tipo (valor)
<i>inlet</i>	Velocity inlet	Constant (18 m/s)
<i>outlet</i>	Pressure outlet	Constant (1 bar)
<i>ground</i>	Wall	No-slip/Slip
<i>top1</i>	Wall	No-slip
<i>top2</i>	Wall	No-slip
<i>shaft</i>	Wall	No-slip
<i>shaft-front</i>	Wall	No-slip
<i>shaft-back</i>	Wall	No-slip

Tabla 3.1: Condiciones de contorno del caso principal.

Se compararán las soluciones con condición de no-deslizamiento y de deslizamiento en el contorno *ground* concluyendo que, como se verá más adelante, la imposición de una u otra no afecta prácticamente a la solución.

Las condiciones de contorno para los estudios previos al caso principal, es decir, para el cilindro y el prisma, son ligeramente diferentes, como puede comprobarse en la tabla 3.2.

Contorno	Condición de contorno	Tipo (valor)
<i>inlet</i>	Velocity inlet	Constant (18 m/s)
<i>outlet</i>	Pressure outlet	Constant (1 bar)
<i>ground</i>	Wall	Slip
<i>top</i>	Wall	Slip
<i>shaft</i>	Wall	No-slip

Tabla 3.2: Condiciones de contorno de los otros casos de estudio (cilindro y prisma).

Notar que el contorno denominado *shaft* en el caso del prisma hace referencia a los cuatro contornos correspondientes a los lados del cuadrado.

Cabe destacar la diferencia entre el tipo de condición de contorno *wall* empleada en estos casos y el empleado en el principal. Para el cilindro y el prisma, en ambos contornos referentes a las paredes del conducto se impone condición de deslizamiento, por encontrarse ambas paredes alejadas cierta distancia del obstáculo, siendo interesante estudiar la capa límite únicamente en las paredes del obstáculo.

# Resultados

## Índice

---

<b>4.1. Introducción</b>	<b>35</b>
<b>4.2. Estudio estacionario</b>	<b>36</b>
4.2.1. Independencia de malla	38
4.2.2. Análisis de resultados	41
<b>4.3. Estudio no estacionario</b>	<b>45</b>
4.3.1. Independencia de paso temporal e iteraciones internas	46
4.3.2. Comparación entre cilindro y prisma	50
4.3.3. Estudio paramétrico: distancia obstáculo-pared	52
<b>4.4. Análisis de resultados del caso principal</b>	<b>59</b>

---

## 4.1. Introducción

En este capítulo se presentan los resultados de interés que han sido obtenidos. Se dividen los estudios en casos estacionarios y no estacionarios, ya que el objetivo de cada tipo de estudio es uno en concreto. En todos ellos los parámetros de interés son los siguientes:

- Los valores promediados en el tiempo de los **coeficientes aerodinámicos** ( $C_L$  y  $C_D$ ) sobre el obstáculo, en los casos estacionarios; y su valor de fluctuación, así como su frecuencia de oscilación y su correspondiente **número de Strouhal**, en los casos no estacionarios.
- La **longitud de la zona de recirculación** aguas-abajo del obstáculo, en estacionario.
- La distribución del **coeficiente de presión** en las distintas caras del obstáculo.
- Los valores de  $Y^+$  de la capa límite desarrollada en las paredes de interés.
- La fluctuación de las **componentes de velocidad** y de la **presión** en puntos de la estela del obstáculo.

En primer lugar, se presenta el estudio estacionario de la geometría principal, correspondiente al modelo simplificado del *underbody* de un automóvil. Se lleva a cabo la independencia de malla con esta configuración por tratarse de la geometría de interés en el presente trabajo. Asimismo, además de escoger un tamaño de celda que diese un buen resultado sin excesivo coste computacional, mediante la independencia de malla se ha decidido qué tipo de contorno *Wall* (*Slip* o *No-slip*) imponer en las paredes del canal.

En segundo lugar, se exponen los distintos casos no estacionarios que se han llevado a cabo. Se presentan, por un lado, los resultados de la independencia de paso temporal y de iteraciones internas, realizada con la geometría del cilindro. Por otro lado, se comentan los resultados obtenidos en el estudio paramétrico de la distancia entre el obstáculo y la pared del conducto, siendo el obstáculo en este caso el prisma cuadrado.

El estudio transitorio se lleva a cabo tal y como se explicó en la subsección 3.3.3: se lanza el caso no estacionario a partir de la solución convergida del mismo caso en estacionario. No obstante, dichos casos estacionarios previos no se exponen a continuación, por ser la inicialización del caso no estacionario correspondiente su único objetivo.

Por último, se analizan los resultados del caso principal y se comparan con los obtenidos en un estudio similar, con la misma geometría pero en 3D, realizado con LES [18].

Todos los estudios se lanzan con una velocidad  $V_{inlet} = 18m/s \approx 65km/h$ . Se trata del valor principal de velocidad que se quiere estudiar, por lo que se impondrá en todos los casos aunque, algunos de ellos, se realizarán adicionalmente con algún otro valor de velocidad con el fin de obtener resultados para dos números de Reynolds distintos.

## 4.2. Estudio estacionario

Se hace un primer estudio del caso principal en estacionario, con el objetivo de alcanzar una malla con un tamaño de celda lo suficientemente refinado para alcanzar una solución válida pero que, a su vez, no conlleve a un número de celdas y, en consecuencia, a un coste computacional excesivamente altos.

Este estudio estacionario destinado a la independencia de malla se lanza únicamente con la velocidad de estudio principal ( $V_{inlet} = 18m/s$ ). No obstante, para el análisis de resultados, dado que van a compararse con los obtenidos en el estudio 3D [18] con una velocidad de  $20m/s$ , se lanza el mismo caso, con la malla definitiva, pero imponiendo esta velocidad a la entrada.

A continuación, se enumeran y definen los parámetros de interés que van a estudiarse.

- **Coefficientes aerodinámicos.** Se trata de las fuerzas de sustentación y de resistencia aerodinámica adimensionalizadas con la presión dinámica del flujo libre y con la superficie de referencia. No obstante, al tratarse de un caso bidimensional, se adimensionalizan con la longitud de referencia en lugar de la superficie, dado que las fuerzas



obtenidas serán por unidad de envergadura (longitud del prisma).

$$CD = \frac{D'}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}V_{\infty}^2 L} \qquad CL = \frac{L'}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}V_{\infty}^2 L}$$

- **Y+**. Se presenta el valor medio de Y+ en la capa límite desarrollada en las paredes de interés (los contornos *shaft* y *top2*). Y+ es una medida adimensional del espesor de la capa límite, definida como sigue:

$$y^+ = \frac{yu_{\tau}}{\nu}$$

En la fórmula anterior,  $y$  hace referencia a la coordenada vertical,  $\nu$  a la viscosidad del aire y  $u_{\tau}$  a la velocidad de fricción definida como  $u_{\tau}^2 = \frac{\tau_w}{\rho}$ , siendo  $\frac{\nu}{u_{\tau}}$  la escala viscosa.

- **Coefficiente de presión**. Se trata de la diferencia entre la presión en un punto dado y la presión del flujo libre (presión ambiente), adimensionalizada con la presión dinámica.

$$C_P = \frac{p - p_{\infty}}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}V_{\infty}^2}$$

- **Longitud de la zona de recirculación**. Se trata de la longitud de la “burbuja” de reflujo, obtenida como la coordenada  $x$  en la que el flujo se readhiere a la pared, medida desde el borde de fuga del prisma. Normalmente, se ha expresado adimensionalizada con la longitud de referencia.

$$\frac{L_{recirc}}{L} = \frac{(x_{reat} - x_{TE})}{L} = \frac{x_{reat}}{L} - 11$$

La coordenada de readherencia del flujo se obtiene como el punto de la pared *top2* en el que los esfuerzos cortantes cambian de sentido, o lo que es lo mismo, cuando éstos valen 0. Aguas-arriba del punto de readherencia se encuentra la región de recirculación donde los esfuerzos tangenciales sobre la pared son negativos, mientras que aguas-abajo de este punto se invierte el sentido de los esfuerzos tangenciales, haciéndose positivos de nuevo. A la hora de obtener dicha coordenada, debe tenerse en cuenta que existe otro punto dentro de esta zona donde los esfuerzos tangenciales cambian de sentido pero a la inversa (de positivos a negativos en la dirección del flujo). Se corresponde con el punto donde acaba la segunda zona de recirculación que aparece a altos números de Reynolds [11].

- **Coefficiente de esfuerzos tangenciales**. Dado el procedimiento seguido para la obtención de la longitud de la zona de recirculación, se presentará también la distribución de este coeficiente, definido como sigue:

$$C_{\tau} = \frac{\vec{\tau}}{\frac{1}{2}\rho_{\infty}V_{\infty}^2}$$

### 4.2.1. Independencia de malla

La malla empleada en el dominio fluido es de tipo poligonal (*Polygonal Mesher*) con un mallado de tipo prisma para la capa límite (*Prism Layer Mesher*).

Los parámetros de malla a definir son, esencialmente, el tamaño de celda máximo (*base size*), así como el número de capas y el espesor total de la capa límite.

Se realiza la independencia de malla partiendo de un tamaño de celda base  $\Delta x_{base\ size} = 0.01m$ , que se irá reduciendo<sup>1</sup> hasta alcanzar una solución válida, que no varíe con dicho tamaño.

Se impone que la capa límite tenga 6 subcapas de celdas y que su espesor total sea  $t_{BL} = 0.1mm$  con el fin de obtener valores de  $Y^+$  menores a la unidad, ya que se trata de un requerimiento del modelo de transición empleado.

Se crean controles personalizados para imponer que, en cada parte del dominio, el tamaño de celda sea el deseado. Dichos controles se dividen en volumétricos y superficiales.

- *Volumetric Controls.*

- Se crea un control volumétrico en todo el dominio para asegurar que el tamaño más grande de celda es, en efecto, el impuesto como *base size*. Para ello, se selecciona la parte *Body* y se impone un tamaño de celda del 100 % del tamaño base.
- Se refina la zona del dominio que ocupa la estela. Para ello se crea un bloque, denominado *wake block*, y se le asigna un control volumétrico para que el tamaño de celda en esta zona sea del 20 % del tamaño base.
- Se refina la zona de alrededor del obstáculo, creando un bloque, denominado *shaft block*, e imponiendo un control volumétrico para que el tamaño de celda sea del 10 % del tamaño base.

- *Surface Controls.*

- Se crea un control en la superficie del obstáculo, es decir en los contornos referentes al eje (*shaft*), simplemente para asegurar que el tamaño y el número de capas de la capa límite sean los impuestos por defecto.
- Se crea un control en el contorno *ground* para que en esta pared, que tiene condición de deslizamiento, no malle la capa límite, reduciendo así el número de celdas de manera que el cálculo sea más rápido. Esta decisión ha sido tomada tras realizar la independencia de malla con los dos tipos de condición en la pared *ground* (deslizamiento y no deslizamiento) y comprobar que el parámetro que más difiere se ve afectado en un 2.5 %, como puede observarse en la tabla 4.1 donde se comparan los resultados obtenidos con la malla definitiva, con y sin condición de no deslizamiento (*no-slip* y *slip*, respectivamente). La ventaja que proporciona el hecho de imponer que no se modele capa límite en el contorno *ground* es la reducción del número de celdas y, por tanto, del coste computacional.

---

<sup>1</sup>El criterio que se suele seguir en CFD es que el número de celdas aumente a razón de 1.5 en cada dirección cada vez que se refina la malla. En este caso, el número de celdas de una malla debe aumentar a razón de  $1.5^2 = 2.25$  aproximadamente con respecto a la malla anterior, por tratarse de un dominio bidimensional.

- Se crea un control en los contornos *top1* y *top2* para asegurar, al igual que en las paredes del obstáculo, que la capa límite se malla correctamente.

En la tabla 4.2 se presentan los valores de los parámetros de interés obtenidos en cada malla, con condición de deslizamiento en el contorno *ground*.

Mesh	Cells	CD	CL	$\overline{Y^+}$	CP <sub>front</sub>	CP <sub>up</sub>	CP <sub>back</sub>	x <sub>recirc</sub> /L
<i>no-slip</i>	43053	2.04	1.1	0.07	1.06	-1.09	-0.98	14.17
<i>slip</i>	42249	2.02	1.09	0.07	1.05	-1.08	-0.97	14.52
dif (%)	-1.87	0.86	0.82	0.909	0.91	0.82	0.8	2.53

Tabla 4.1: Comparación de los resultados obtenidos con y sin condición de no deslizamiento en el contorno *ground*, ambos haciendo uso de la misma malla (*mesh 2*).

Mesh	Base size (m)	Cells	CD	CL	$\overline{Y^+}$	CP <sub>front</sub>	CP <sub>up</sub>	CP <sub>back</sub>	x <sub>recirc</sub> /L
<b>0</b>	0.01	7122	1.9	1.04	0.06	0.97	-1.03	-0.94	15.07
<b>1</b>	0.0055	17592	1.94	1.06	0.07	0.99	-1.06	-0.95	14.64
<b>2</b>	0.0035	42249	2.02	1.09	0.07	1.05	-1.08	-0.97	14.52
<b>3</b>	0.002	119211	2.07	1.1	0.08	1.09	-1.09	-0.98	14.31

Tabla 4.2: Comparación de los resultados obtenidos con las distintas mallas.

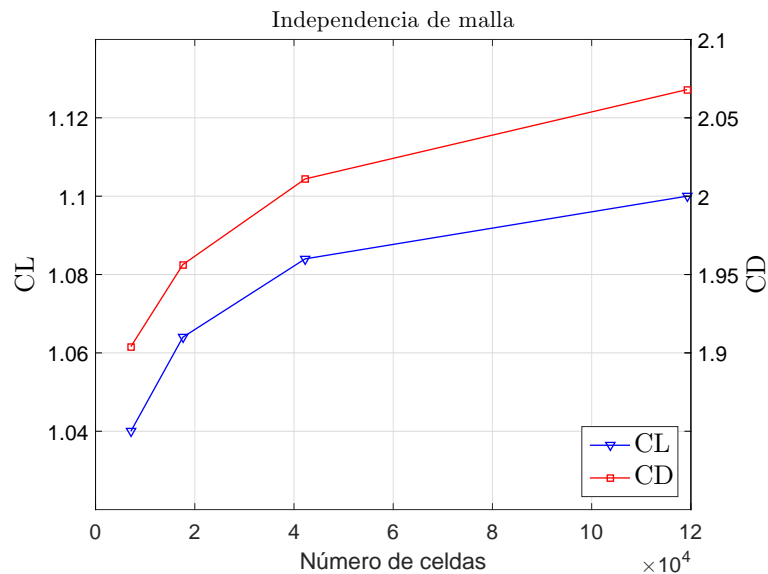


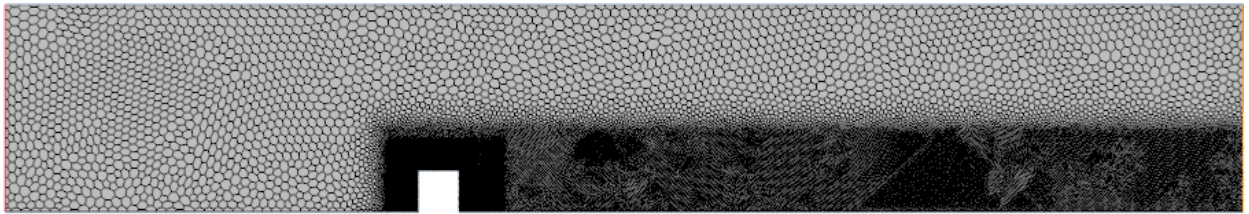
Figura 4.1: Valor de los coeficientes aerodinámicos en función del número de celdas.

En vista de estos resultados, se escoge la **malla 2** para asegurar la independencia de malla sin exceder demasiado el número de celdas y el tiempo de cálculo. Con respecto a la malla 3, el error cometido en el cálculo realizado con la malla 2 es solamente del 1.3% en lo que respecta al *CL* y del 2.2% para el *CD*.

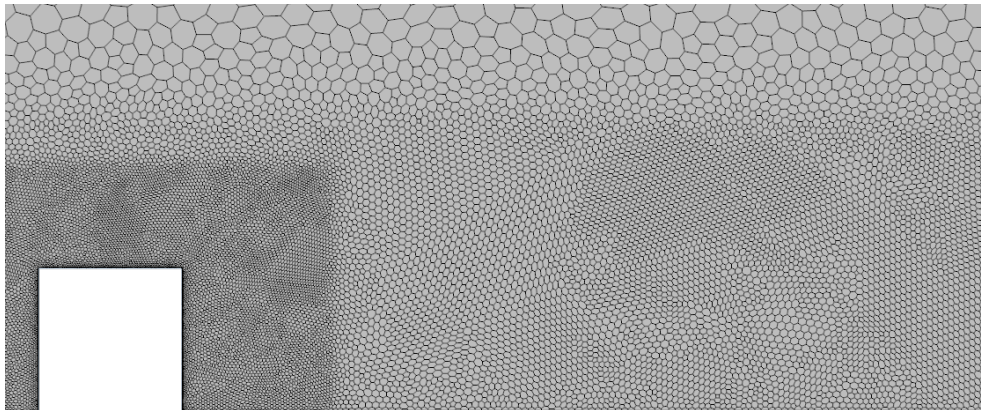
### Malla definitiva y modificaciones

Como se ha concluido en base a los resultados presentados en la tabla 4.2, la malla definitiva a emplear en todos y cada uno de los estudios es la malla 2, representada en la figura 4.2, cuyo tamaño de celda base es  $\Delta x_{\text{basesize}} = 0.0035\text{m}$ .

Cabe indicar que, para el resto de geometrías (cilindro y prisma en el centro del canal) se ha empleado una malla equivalente. No obstante, difieren en un aspecto relacionado con el contorno *top*. Mientras que en la configuración principal se ha considerado como una pared con condición de no-deslizamiento, en las otras configuraciones no se ha impuesto dicha condición, dado que en estos casos la pared *top* no está anexa al obstáculo y, por tanto, su capa límite no es demasiado relevante. De este modo, en las geometrías adicionales, el control superficial del contorno *top* se configurará del mismo modo que el del contorno *ground*: imponiendo que no se malle capa límite en esa pared.

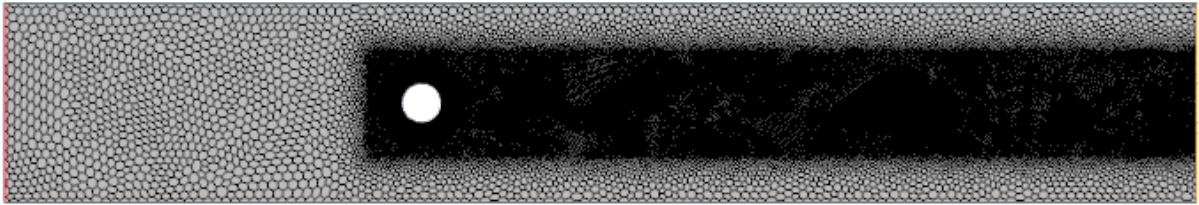


(a) Malla 2.

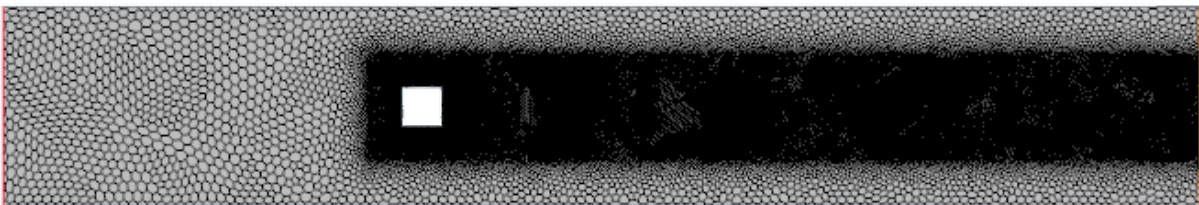


(b) Detalle del refinamiento de la malla en la pared, cerca del obstáculo y en su estela.

Figura 4.2: Malla escogida tras realizar la independencia de malla, en la configuración principal.



(a) Malla en la configuración del cilindro.



(b) Malla en la configuración del prisma.

Figura 4.3: Malla en las otras dos configuraciones.

### 4.2.2. Análisis de resultados

A pesar de haberse alcanzado la independencia de malla imponiendo  $V_{inlet} = 18m/s$ , a continuación se analizan los resultados para el mismo caso pero con  $V_{inlet} = 20m/s$  con el fin de compararlos con los obtenidos en 3D [18], como se muestra en la tabla 4.3.

Estudio	CD	CL	$\overline{Y}^+$	$L_{recirc}(m)$	$L_{recirc}/L$
<b>3D</b>	2.06	1.18	$< 0.47$	0.24	15.73
<b>2D</b>	2.03	1.08	0.07	0.22	14.52

Tabla 4.3: Comparación de los resultados obtenidos en el estudio estacionario en 2D y en 3D.

En la figura 4.4 se presenta el campo de velocidad en todo el dominio fluido. En ella se aprecia claramente la “burbuja” de recirculación, así como la segunda zona de reflujo que aparece inmediatamente después del obstáculo cuando se tienen números de Reynolds relativamente altos.

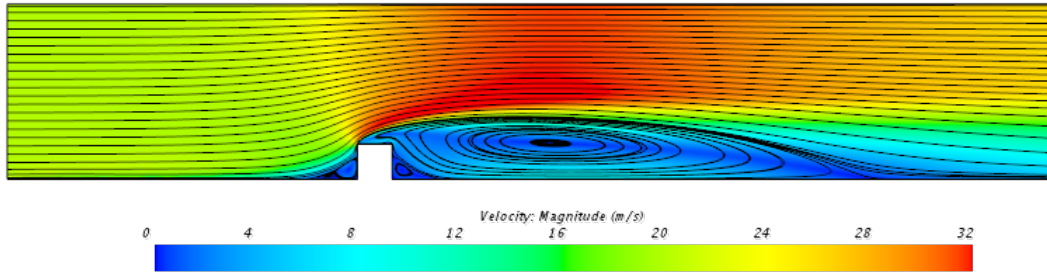


Figura 4.4: Campo de velocidades en el caso principal resuelto en estacionario.

En general, en vista de los resultados presentados en la tabla 4.3, el estudio realizado en 2D subestima ligeramente el valor de los parámetros de interés con respecto al estudio en 3D. No obstante, se consideran válidos dado que no difieren en más de un 8%. Este error se le atribuye al hecho de estar despreciando los efectos tridimensionales.

Cabe justificar por qué se ha refinado la capa límite hasta tener un valor medio de  $Y+$  tan bajo, de un orden de magnitud inferior al empleado en el estudio 3D. El motivo es que el modelo de transición escogido, *Gamma-ReTheta Transition*, requiere que el  $Y+$  sea menor a la unidad para su correcto funcionamiento. El valor de  $Y+$  presentado en la tabla es el promediado de las cuatro paredes que son de interés: las tres paredes del obstáculo (contornos *shaft*) y la pared aguas-abajo de éste (contorno *top2*). En la figura 4.5 puede comprobarse que, en ciertas zonas de estas paredes, en especial sobre la pared en la que se tiene el punto de remanso (*shaft-front*), los valores de  $Y+$  se disparan, debiendo ser  $Y+ < 1$  en todo el dominio.

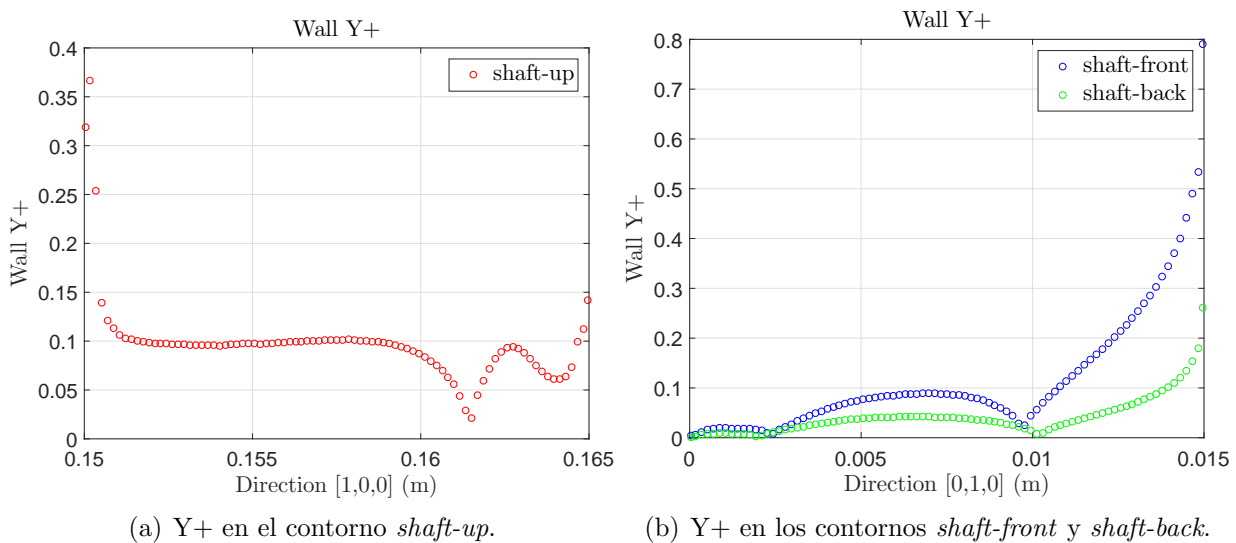


Figura 4.5: Representación de  $Y+$  frente a la dirección de cada pared.

En cuanto a los coeficientes aerodinámicos, el coeficiente de resistencia aerodinámica sólo difiere en un 1.6%, mientras que el de sustentación, cuyo error entre ambos casos es el mayor en comparación con el resto de parámetros, difiere en un 8.4%.

En la figura 4.6 se presentan las distribuciones del coeficiente de presión en las paredes *shaft-up*, *shaft-back* y *top2*, frente a la coordenada  $x$  adimensionalizada con la longitud de referencia, obtenidas tanto del estudio 2D como del estudio de referencia en 3D. Su signo negativo, como es sabido, se corresponde con una presión menor que la del flujo libre (presión ambiente).

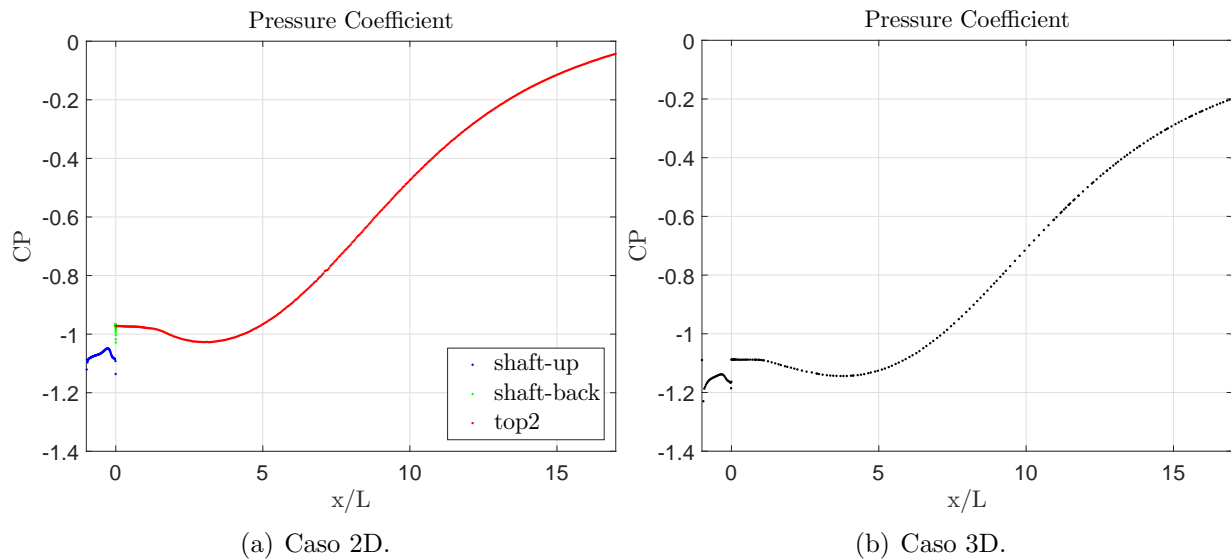


Figura 4.6: Comparación de las distribuciones del coeficiente de presión en las paredes, obtenidas en el estudio 2D y en el 3D.

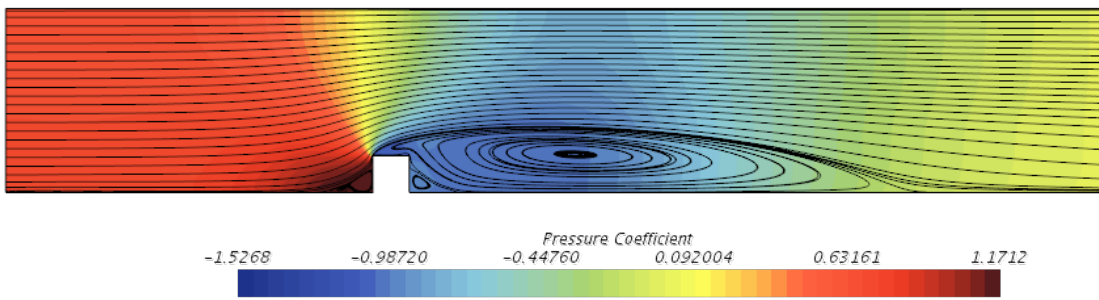
Puede observarse que, en valor absoluto, en el caso 2D se obtienen valores menores, lo que se corresponde con una ligera subestimación de los valores de presión.

En la figura 4.7 se presenta el campo de coeficiente de presión en todo el dominio. Como era de esperar, los valores más altos de  $CP$  se encuentran en la zona en la que el fluido se encuentra de cara con el obstáculo, ya que es aquí donde se frena bruscamente y aumenta su presión, dando lugar al punto de remanso sobre la cara *shaft-front*.

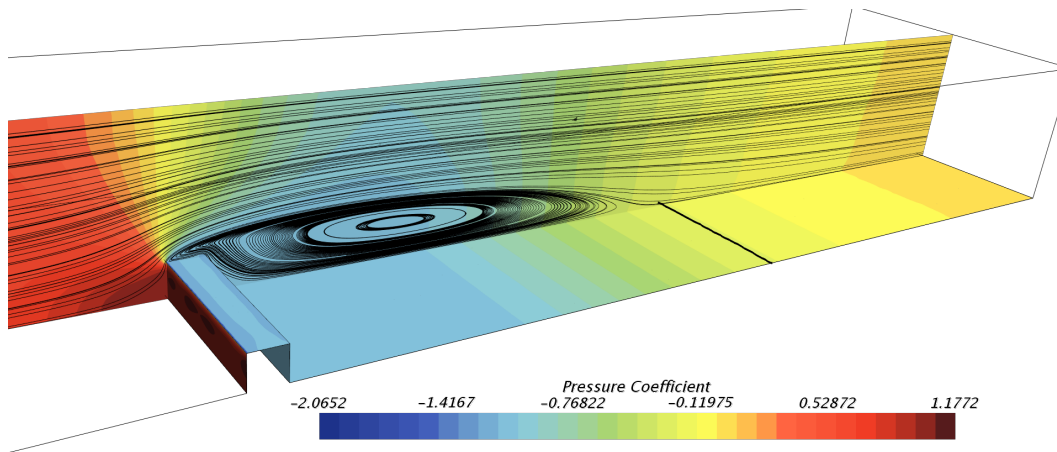
Por otro lado, al despreciar los efectos tridimensionales se comete un error de un 7.7% en lo que respecta a la longitud de la zona de recirculación. No obstante, ambos estudios cumplen con la tendencia predicha en base a la literatura: la longitud de esta zona disminuye con el aumento del número de Reynolds [11].

Si comparamos los resultados obtenidos con  $Re = 20000$  y los referentes a estudios anteriores con  $Re = 26000$  [1], expuestos en la figura 1.2, se comprueba que, en efecto, se tiene una mayor longitud en este caso de estudio, de aproximadamente 14 – 16 veces la longitud característica, que en el caso con mayor número de Reynolds en el que se tienen valores de entorno a  $11L$ .





(a) Caso 2D.



(b) Caso 3D.

Figura 4.7: Comparación de los campos de coeficiente de presión en todo el dominio, obtenidos en el estudio 2D y en el 3D.



Dado el procedimiento seguido, ya explicado, para obtener la coordenada de readherencia del flujo, resulta interesante estudiar la distribución del coeficiente de esfuerzos tangenciales sobre las paredes de interés, que también será útil para predecir la longitud de la zona de recirculación.

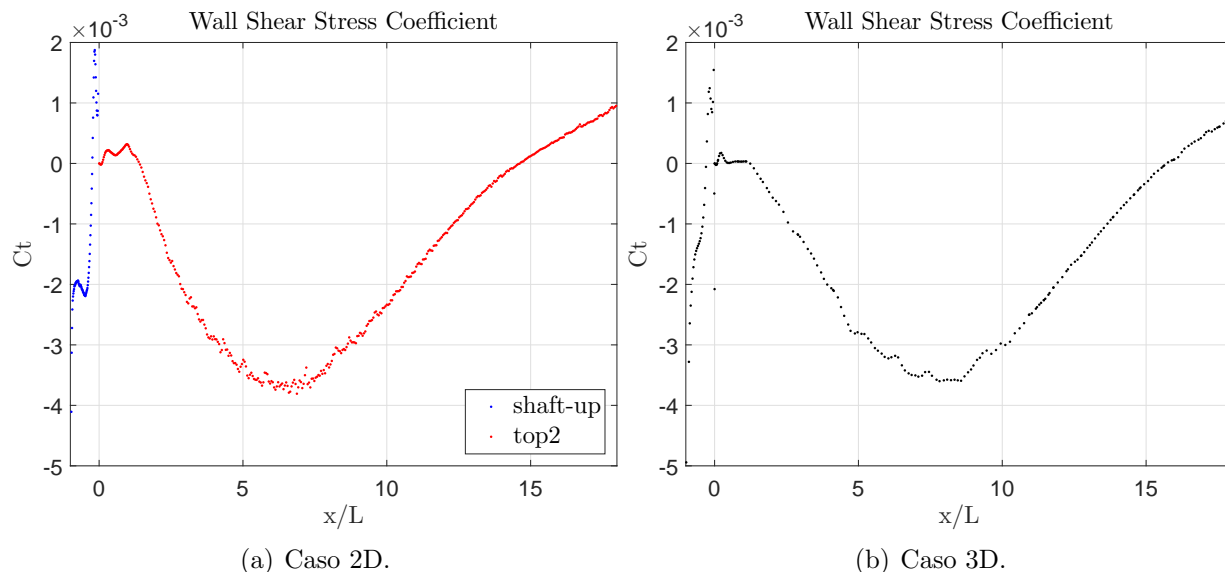


Figura 4.8: Comparación de las distribuciones del coeficiente de esfuerzos tangenciales (en la dirección del flujo) sobre las paredes, obtenidas en el estudio 2D y en el 3D.

La zona de recirculación se corresponde, precisamente, con los valores negativos del coeficiente de esfuerzos tangenciales sobre la pared *top2*, como consecuencia del reflujó. En la figura 4.8 se aprecia también la diferencia comentada entre la longitud de esta zona obtenida en un caso y en el otro: en el caso 2D se subestima en comparación con el caso 3D.

### 4.3. Estudio no estacionario

Se han llevado a cabo diversos estudios no estacionarios, haciendo uso de diferentes configuraciones. Cada uno de estos estudios tiene un objetivo propio. A continuación, se enumeran los distintos estudios realizados, especificándose qué geometría se ha empleado y qué se pretende obtener de cada uno de ellos.

- Se emplea la configuración del cilindro inmerso en el flujo interno de un canal para alcanzar una independencia de paso temporal y de iteraciones internas. Se impone una velocidad a la entrada de  $18m/s$ , por tratarse de la velocidad principal a estudiar, que se corresponde con unos  $65km/h$ . Como se verá en la subsección 4.3.1, el paso temporal y el número de iteraciones internas escogidos finalmente son  $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5}s$  y  $7$  *inner iterations*, respectivamente. Además, se repite el estudio pero imponiendo  $V_{inlet} = 5m/s$ , con el fin de poder comparar los parámetros de interés a dos números de Reynolds diferentes. En cuanto a la configuración de este último estudio, como se justificará más adelante, puede permitirse un paso temporal ligeramente superior.

- Se lleva a cabo el mismo estudio, a igualdad de paso temporal y de número de iteraciones internas, pero con la configuración del prisma, también imponiendo dos velocidades del flujo libre (números de Reynolds) diferentes. En este caso el objetivo es comparar, además de los dos regímenes entre sí, este caso con el caso del cilindro.
- La configuración del prisma también se emplea para el estudio paramétrico en el que se varía la distancia a la que se localiza el prisma de la pared inferior del canal. Dicho estudio se realiza únicamente para una velocidad del flujo libre:  $18m/s$ .
- Por último, se lanza el caso correspondiente a la configuración principal, partiendo de las soluciones convergidas en estacionario, para dos velocidades: por un lado, se configura imponiendo  $V_{inlet} = 18m/s$  con el fin de seguir con el estudio paramétrico de la distancia, siendo este el caso límite en el que el prisma está completamente anexo a la pared; por otro lado, se lleva a cabo el mismo estudio pero con  $V_{inlet} = 20m/s$  para comparar los resultados con los obtenidos en un estudio equivalente realizado en 3D con LES [18].

### 4.3.1. Independencia de paso temporal e iteraciones internas

Se lanza, en primer lugar, una serie de casos no estacionarios con distintos valores de iteraciones internas, a igualdad de paso temporal. En la figura 4.9 se muestran los resultados obtenidos con 5, 7 y 10 *inner iterations*. En vista a dichos resultados, se escoge el valor de **7 iteraciones internas**, que se impondrá en todo el resto de casos.

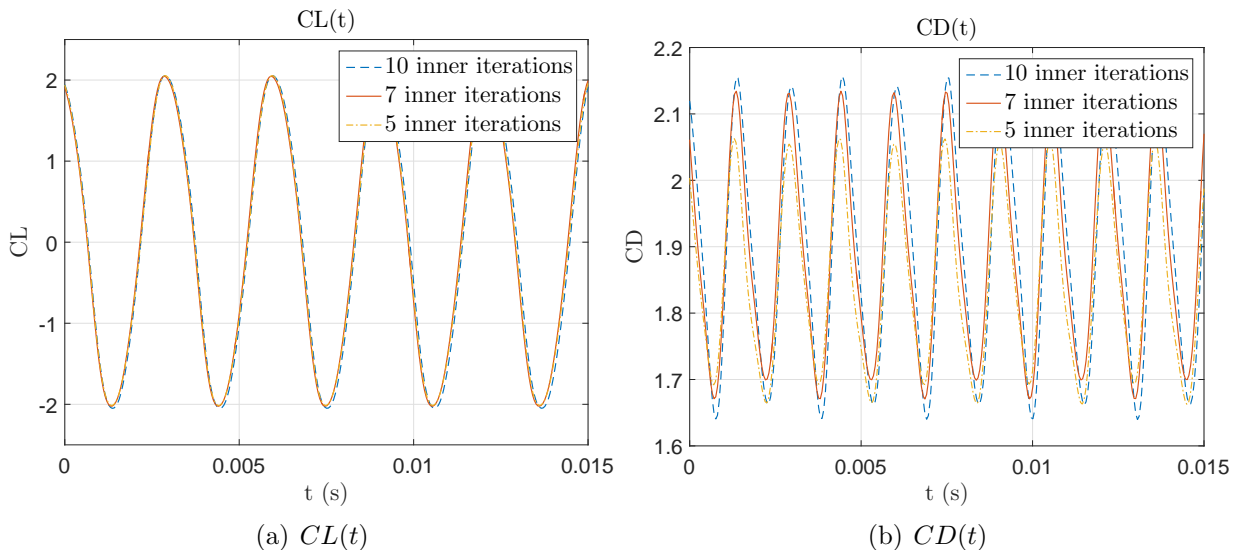


Figura 4.9: Comparación de la evolución temporal de los coeficientes aerodinámicos obtenida con tres números de iteraciones internas diferentes: 10, 7, y 5.

Para realizar esta independencia de iteraciones internas, se ha impuesto  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}s$ , aunque posteriormente se variará con el fin de llevar a cabo la independencia de paso temporal.

Este valor, y los valores de *time step* a probar, en general, se escogen aproximadamente en

base al número de Courant. A pesar de no haber escogido el modelo no estacionario con formulación explícita que requiere que se acote dicho número por debajo de la unidad, en el modelo implícito el Courant tampoco debe ser excesivamente elevado, sino que suele forzarse a que no sea mayor que 10. En la definición de este número, presentada a continuación, intervienen la velocidad, que a su vez dependerá de la del flujo libre, esto es  $V_\infty = 18m/s$ ; y el tamaño de celda, siendo el más pequeño (el que nos dará mayor Courant) en este caso  $\Delta x = 3.5 \cdot 10^{-4}m$ .

$$C = \frac{V\Delta t}{\Delta x}$$

Además de esta restricción, existe otra consideración a tener en cuenta a la hora de escoger el paso temporal. Para asegurar la correcta reproducción del fenómeno de *vortex shedding* debe conocerse su frecuencia característica e imponerse que el paso temporal sea, como máximo, 20 veces menor que la inversa de dicha frecuencia.

$$\Delta t = \frac{1}{20f}$$

Dicha frecuencia característica puede estimarse a partir del número de Strouhal que, según la literatura, vale  $St = 0.2$  para números de Reynolds entre  $2 \cdot 10^2$  y  $10^5$  [3], siendo el Reynolds en este problema  $Re = 18000$ . De este modo se obtiene una frecuencia característica de aproximadamente  $f = 240Hz$ , por tanto, el paso temporal deberá ser  $\Delta t \leq 2 \cdot 10^{-4}s$ .

No obstante, este valor de paso temporal se corresponde con un Courant (referido a  $V_\infty$  y al tamaño más pequeño de celda) algo mayor que 10. Si se tiene en cuenta que el flujo se acelera entorno al obstáculo, que es precisamente donde se tiene la malla más refinada, este paso temporal seguramente suponga un Courant demasiado elevado en las celdas de esa zona.

Es por esto que se decide probar tres pasos temporales de un orden inferior al valor máximo estimado:  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}s$  (utilizado para la independencia de iteraciones internas),  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}s$ , y  $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5}s$ . En los tres casos se hace uso de 7 iteraciones internas.

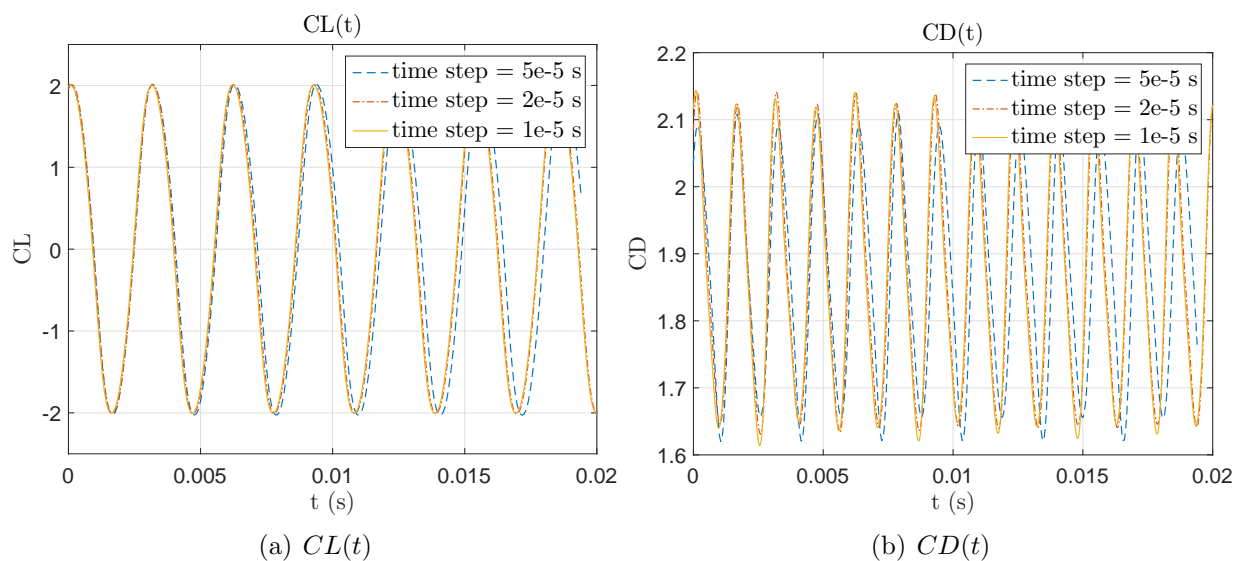


Figura 4.10: Comparación de la evolución temporal de los coeficientes aerodinámicos obtenida con tres pasos temporales diferentes:  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}s$ ,  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}s$ , y  $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5}s$ .

En las figuras 4.10 y 4.11 se observa que, mientras que con  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$  se subestima levemente la frecuencia de fluctuación de los coeficientes aerodinámicos, las señales referentes a  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5} s$  y  $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5} s$  se solapan, indicando que se ha alcanzado la independencia de *time step*. Por lo que, finalmente, se decide emplear, para todos los casos con  $V_\infty = 18 m/s$ , un paso temporal de  $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5} s$ .

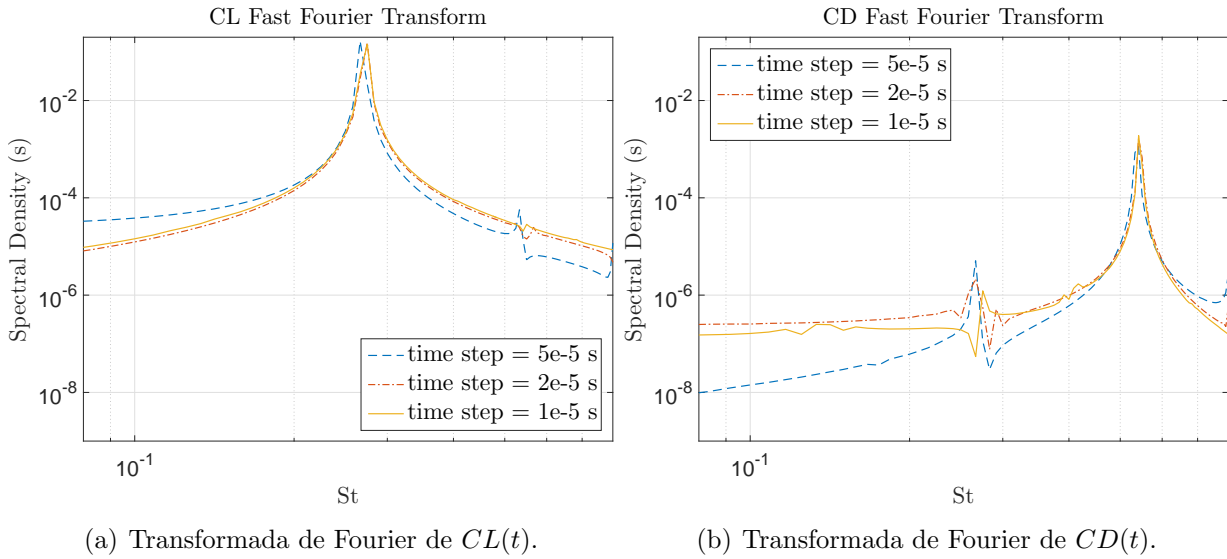


Figura 4.11: Representación de la densidad espectral de la transformada rápida de Fourier (FFT) de los coeficientes aerodinámicos frente a la frecuencia adimensional ( $St$ ). Comparación entre los tres pasos temporales:  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$ ,  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5} s$ , y  $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5} s$ .

Si se analizan las transformadas discretas de Fourier de los coeficientes aerodinámicos, se observa que la sustentación oscila con una frecuencia de aproximadamente  $f_{CL} = 330 Hz$ , mientras que la fuerza de arrastre fluctúa prácticamente al doble de frecuencia, entorno a  $f_{CD} = 650 Hz$ . Esto se debe a que el armónico predominante es el primero para el  $CL$  y el segundo para el  $CD$ .

Asimismo, la frecuencia característica obtenida, con  $Re = 18000$ , es superior a la estimada considerando  $St = 0.2$ . Es decir, se ha obtenido un Strouhal mayor al que aparece en la literatura, en concreto  $St = 0.27$ , como puede observarse en la figura 4.11. El motivo por el cual se da este incremento del número de Strouhal está relacionado con el confinamiento del cilindro en un conducto. Esto podría deberse a que la velocidad dentro del canal, dada la presencia del obstáculo, se ve incrementada entorno a un 25% de su valor a la entrada (en lo que respecta al flujo libre). Esto supondría estar refiriendo el número de Strouhal a un valor de velocidad quizás demasiado bajo en relación con las velocidades que se alcanzan en el conducto, dando lugar a un valor de Strouhal elevado en comparación con el obtenido sin confinamiento en un canal.

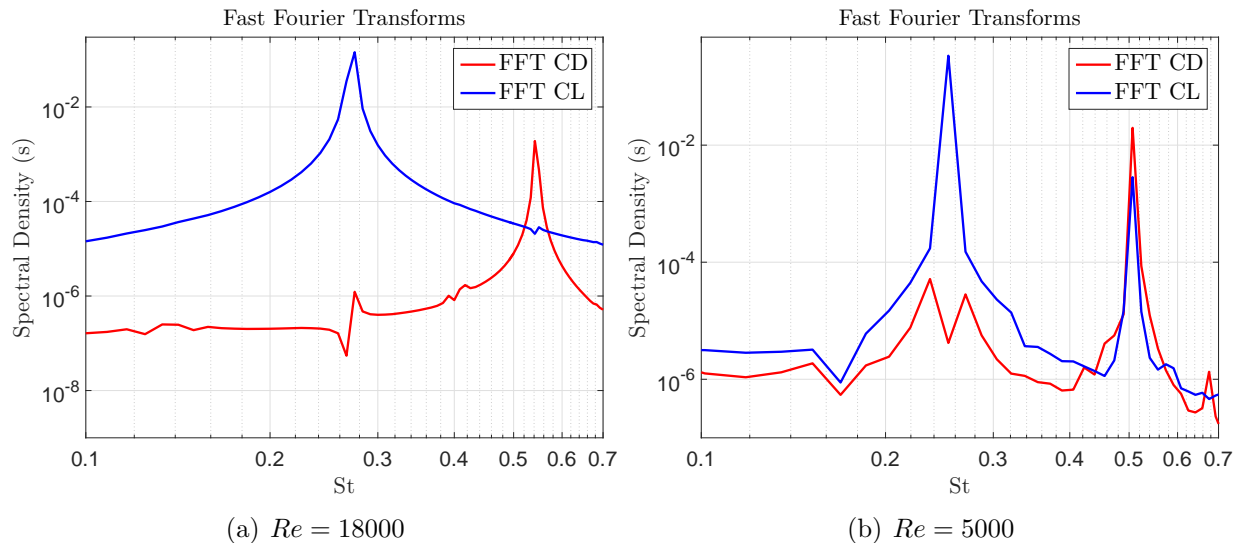


Figura 4.12: Transformada rápida de Fourier (FFT) de los coeficientes aerodinámicos  $CL(t)$  y  $CD(t)$  para dos números de Reynolds.

En la figura 4.12 se han representado también las transformadas de Fourier correspondientes al mismo caso pero con  $V_\infty = 5m/s$  ( $Re = 5000$ ). Se han graficado frente a la frecuencia adimensional, es decir, frente al número de Strouhal, con el fin de observar que este parámetro se conserva en un amplio rango de números de Reynolds, como se vio en la teoría [2]. La frecuencia predominante en el caso con bajo Reynolds es  $f = 85Hz$ , que se corresponde con un valor de Strouhal similar al obtenido a mayor número de Reynolds:  $St = 0.26$ .

La disminución de la velocidad del flujo libre, así como del campo de velocidades en general, a menos de la mitad supone una disminución proporcional del número de Courant en líneas generales, lo que nos permite utilizar un paso temporal mayor:  $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}s$ .

En la figura 4.13 se han representado los contornos de velocidad correspondientes a los dos números de Reynolds estudiados. En ambos se observa claramente la calle de vórtices de Von Kármán, siendo mayor la frecuencia de desprendimiento de vórtices en el caso de mayor número de Reynolds. De este modo, el aumento de dicha frecuencia a mayor velocidad del flujo libre se traduce en un número de Strouhal que se mantiene constante para ambos regímenes de flujo, tal y como indica la literatura [2].

Además, en el caso de  $Re = 18000$  se tiene una velocidad máxima de aproximadamente  $37m/s$ , mientras que cuando  $Re = 5000$  la velocidad no alcanza valores superiores de entorno a  $10m/s$ .

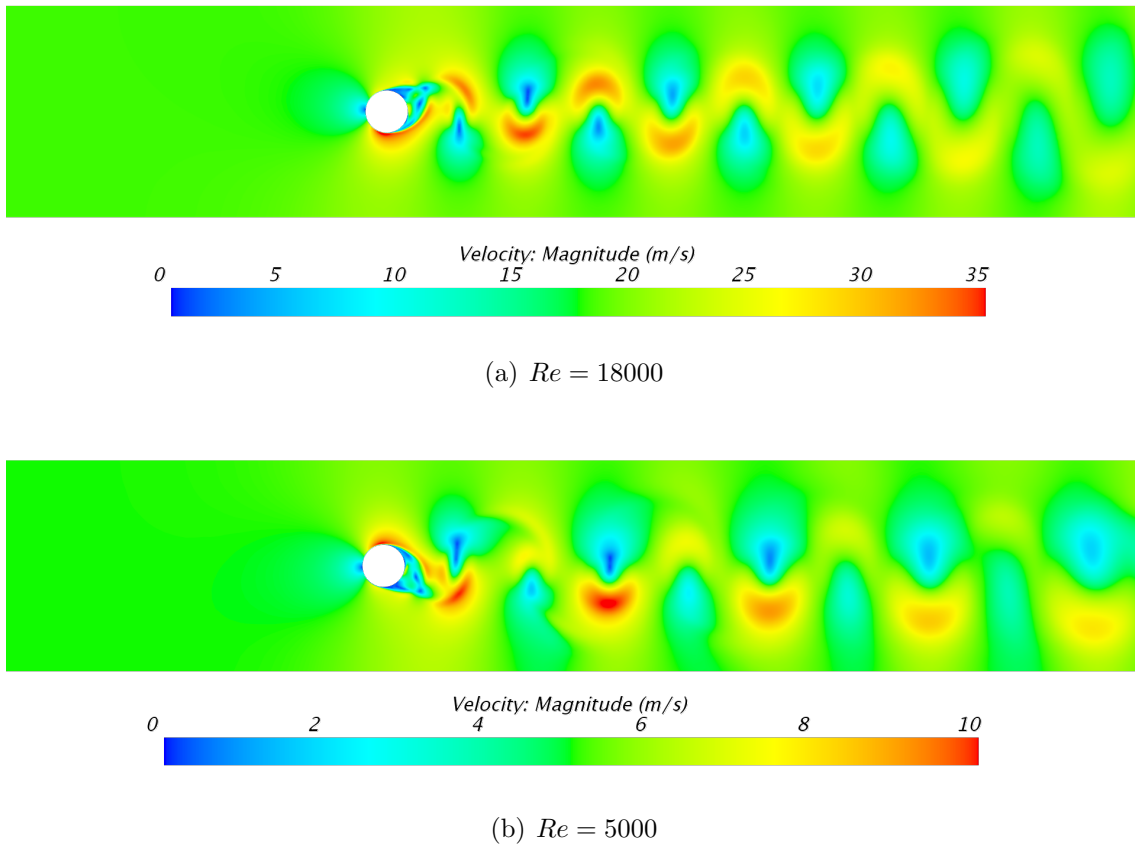


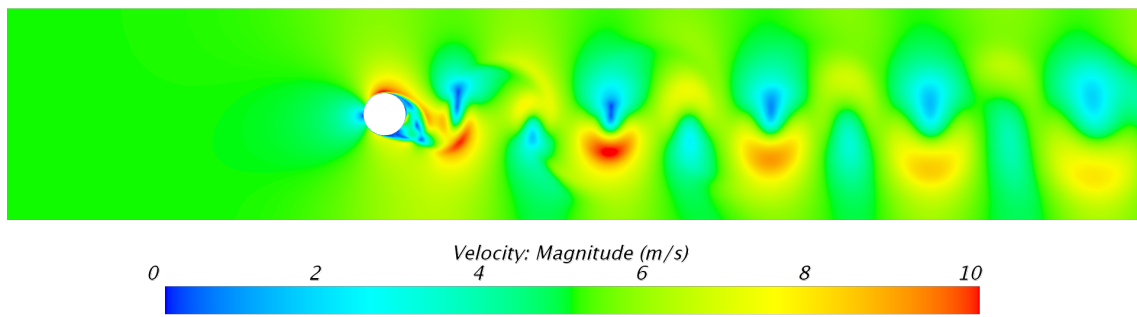
Figura 4.13: Contornos de velocidad para dos números de Reynolds.

### 4.3.2. Comparación entre cilindro y prisma

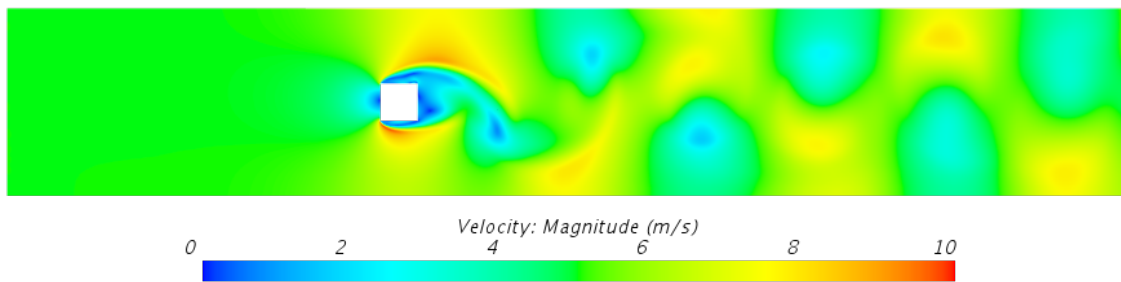
Resulta interesante comparar, previamente al estudio paramétrico, los resultados del caso en el que el prisma se encuentra en el centro del canal ( $d = 2L$ ) con los obtenidos en el caso del cilindro. Se decide comparar los casos correspondientes a  $V_{inlet} = 5m/s$ , dado que, al tratarse de un flujo a más bajo Reynolds, el fenómeno se observa mejor.

Como se observa en la figura 4.14, en ambos casos se obtienen velocidades máximas de entorno al doble de la velocidad a la entrada. Cabe destacar que en el caso del prisma la frecuencia de desprendimiento de vórtices es menor que en el caso del cilindro. Esto puede apreciarse en la figura 4.14, teniendo en cuenta que la longitud del canal es la misma en ambos casos, dado que aparecen más cantidad de vórtices en la imagen correspondiente al cilindro.

Se representa, a continuación, la transformada discreta de Fourier obtenida en el caso del prisma con  $Re = 5000$ , con tal de comprobar este hecho.



(a) Cilindro.



(b) Prisma.

Figura 4.14: Comparación de los contornos de velocidad entre el caso del cilindro y el caso del prisma, para  $Re = 5000$ .

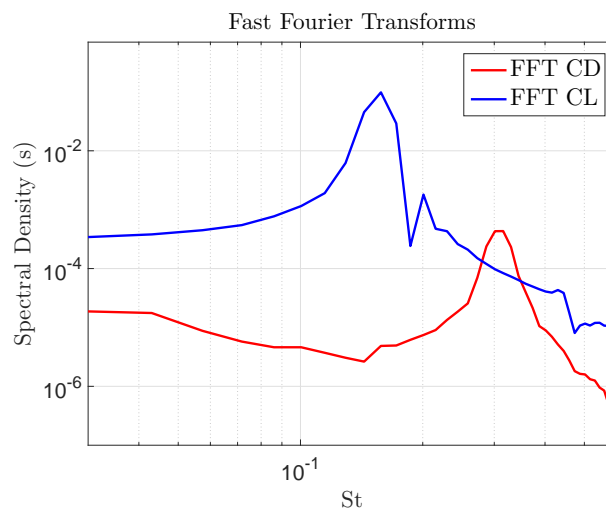


Figura 4.15: Transformada rápida de Fourier (FFT) de los coeficientes aerodinámicos  $CL(t)$  y  $CD(t)$  para el caso del prisma con  $Re = 5000$ .

En la figura 4.15 se observa que, en efecto, la frecuencia predominante en el caso del prisma es ligeramente inferior a la del caso análogo pero con un cilindro. Se obtiene una frecuencia de oscilación del coeficiente de sustentación de entorno a  $f = 52Hz$ , que se corresponde con  $St = 0.16$ , siendo en el caso del cilindro  $St = 0.27$ .

Una vez más, el número de Strouhal ha resultado ser algo superior al que aparece en la literatura ( $St = 0.13$ ) [6]. Esto se debe, al igual que ocurría con el cilindro, al confinamiento en el conducto que hace que se alcancen velocidades más elevadas de lo normal.

Además, vuelve a darse el hecho de que el coeficiente de resistencia oscile al doble de frecuencia, por ser el segundo armónico el predominante en lo que respecta a este parámetro.

### 4.3.3. Estudio paramétrico: distancia obstáculo-pared

A continuación, se presentan los resultados de interés obtenidos en el estudio paramétrico. Dado que el objetivo de este estudio es el de demostrar que, a partir de una cierta distancia entre pared y obstáculo, el desprendimiento de vórtices deja de ser regular y, por tanto, deja de haber una frecuencia predominante; los resultados a comparar entre los distintos casos serán, esencialmente, las transformadas de Fourier de  $CD(t)$  y  $CL(t)$ .

El estudio paramétrico se ha llevado a cabo imponiendo  $V_{inlet} = 18m/s$  para seis distancias a la pared. Dicha distancia se define como la distancia vertical que hay, en cada caso, entre el lado inferior de la sección transversal (cuadrada) del prisma y la pared inferior del conducto. No obstante, se manejará el término de la distancia adimensionalizada con la longitud de referencia, es decir,  $d^* = d/L$ .

Las seis distancias estudiadas son  $2L$  (prisma en el centro del canal),  $1.5L$ ,  $1L$ ,  $0.5L$ ,  $0.25L$  y  $0.125L$ ; adicionalmente a la configuración del caso base que se correspondería con una distancia nula a la pared.

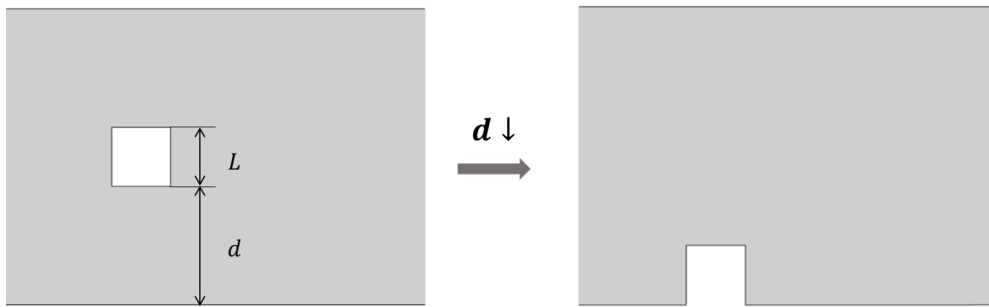


Figura 4.16: Esquema referente al estudio paramétrico.

En la figura 4.17 se representan las transformadas de Fourier de los casos correspondientes a algunas de las distancias estudiadas. En concreto, se presentan las referentes a  $d = 1.5L$ ,  $d = 1L$ ,  $d = 0.5L$ ,  $d = 0.25L$ ,  $d = 0.125L$  y  $d = 0$ . A diferencia de las gráficas anteriores cuyos ejes tenían escala logarítmica, en este caso las transformadas de Fourier se han representado con la escala convencional en ambos ejes. El motivo se explica a continuación.

Según la literatura [9], la distancia adimensional crítica a la que desaparece el desprendimiento regular de vórtices es  $d^* \approx 0.5$ . Es por esto que se hayan escogido las seis distancias mencionadas:  $d = 0.5L$  por tratarse de la crítica; dos por encima, en concreto  $d = L$ , que es aproximadamente la distancia a la que empiezan a reducirse las fluctuaciones, y  $d = 1.5L$  para tener la referencia de un caso con la pared suficientemente alejada; dos por debajo, con las que se apreciará la tendencia, vista en la teoría [10], que siguen las perturbaciones



a valores de distancia menores que el crítico; y, finalmente, distancia nula por tratarse del caso de interés.

Como se vio en la literatura, supuestamente la frecuencia pico desaparece poco a poco a medida que se reduce la distancia, a partir de un valor mayor al crítico, aproximadamente a partir de  $d \approx L$ . No obstante, como se observa en la figura 4.17, realmente no deja de haber una frecuencia predominante. Los coeficientes aerodinámicos no dejan de fluctuar de manera regular a una frecuencia dada, sino que siguen oscilando pero el valor de su fluctuación es cada vez menor. Es por esto que, como se ha mencionado, no se use la escala logarítmica en los ejes: con el fin de distinguir más claramente la diferencia de magnitud de densidad espectral entre las distancias mayores y las menores a  $0.5L$ . Notar que la escala del eje de densidad espectral es diferente en los casos  $d = 1.5L$ ,  $d = 1L$  y  $d = 0$ .

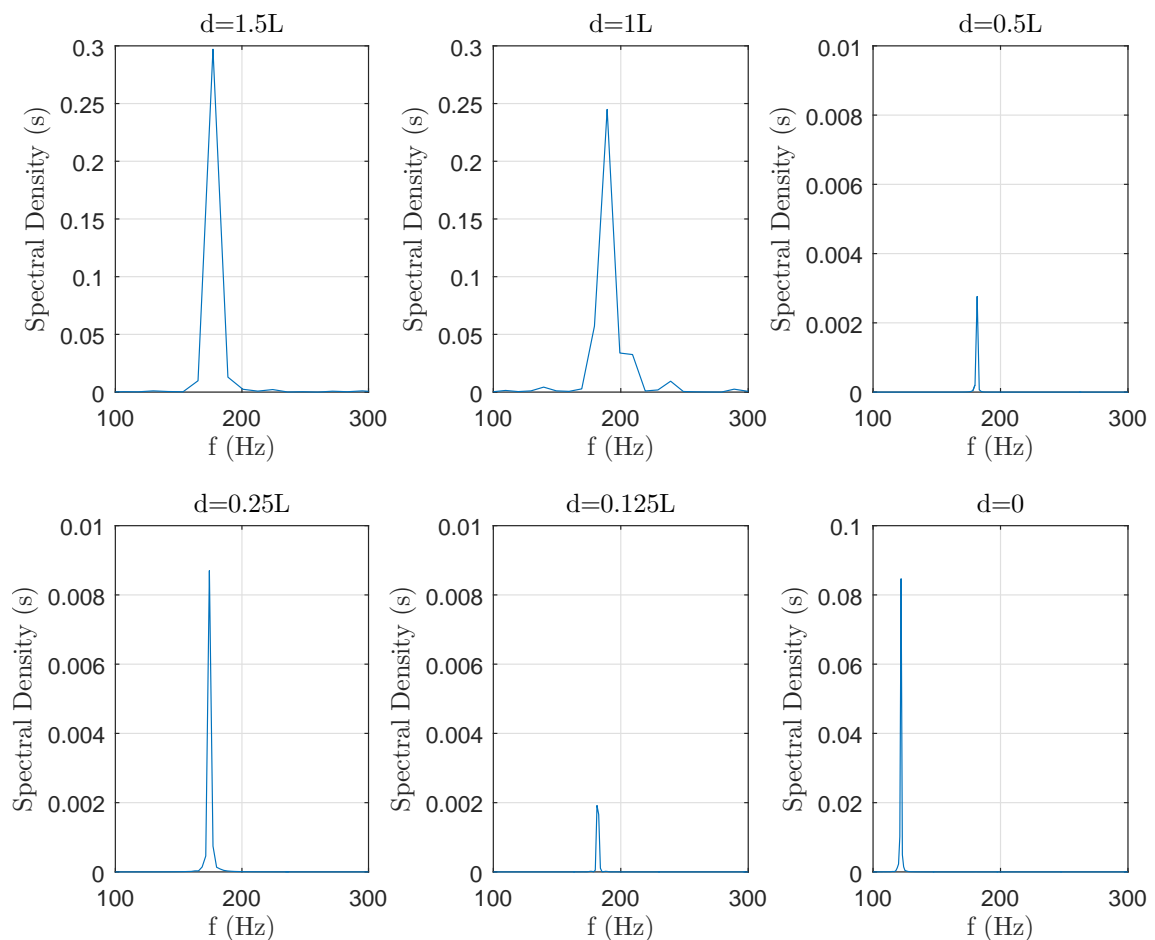


Figura 4.17: Transformada de Fourier (FFT) del coeficiente de sustentación  $CL(t)$  para seis distancias prisma-pared diferentes.

De acuerdo con la literatura [10], las fluctuaciones se dan a una frecuencia entorno a la característica del fenómeno, no exactamente la misma que cuando se tenía el prisma en el centro del canal. Esto comienza a ocurrir, como se observa en la tabla 4.4 y como se apreciaba en la figura 2.10, a partir de  $d^* = 1$ .

$d^*$	$f_{CL}(\text{Hz})$	$f_{CD}(\text{Hz})$
2	172	344
1.5	175	363
1	187	187
0.5	181	181
0.25	175	175
0.125	181	181
0	122	420

Tabla 4.4: Frecuencia predominante para distintas distancias prisma-pared.

Otro fenómeno que se observa a medida que el prisma se aproxima a la pared es que la frecuencia a la que oscila el coeficiente de resistencia aerodinámica se corresponde con el primer armónico, en lugar del segundo. Es decir,  $CD$  no oscila al doble de frecuencia que el  $CL$ , sino a la misma, como puede comprobarse en la figura 4.18.

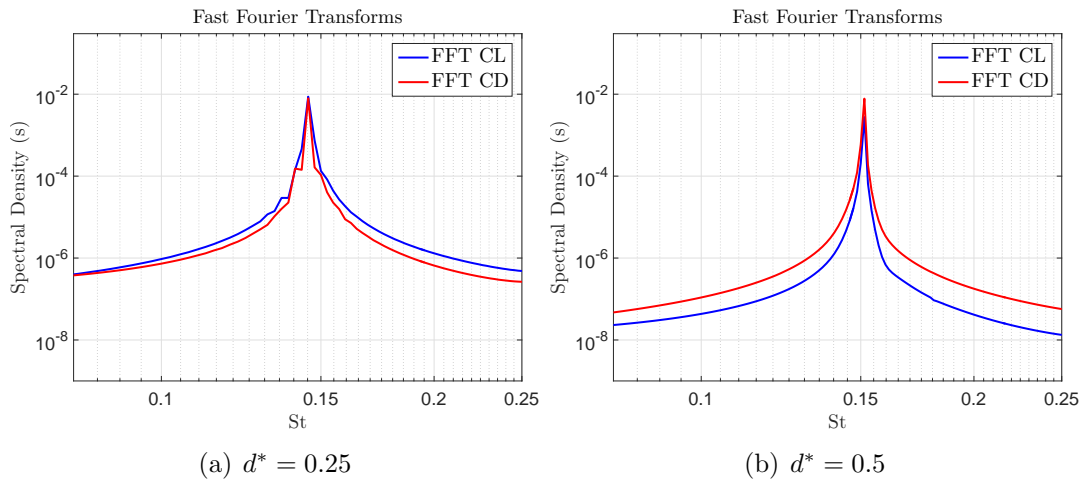


Figura 4.18: Transformadas de Fourier de los coeficientes aerodinámicos, para dos distancias.

Cuando se tiene el prisma (o el cilindro) en el centro del canal, su estela oscila hacia arriba y hacia abajo como consecuencia del desprendimiento hacia arriba del vórtice formado en la parte de abajo y viceversa, respectivamente.

La presencia de la pared, en cambio, impide la oscilación de la estela hacia abajo. De este modo, el vórtice que se forma en el lado de abajo y se desprende hacia arriba se disipa enseguida, y la estela oscila únicamente hacia arriba.

Este podría ser el motivo por el cual se da dicho cambio en la frecuencia de oscilación del coeficiente de *drag*.

No obstante, cuando el prisma se encuentra completamente anexo a la pared, la frecuencia de oscilación de los coeficientes se ve altamente afectada: por un lado, el coeficiente de sustentación oscila a una frecuencia ligeramente menor, que se corresponde con un  $St \approx 0.1$ ; mientras que el coeficiente de resistencia, por su parte, vuelve a fluctuar predominantemente a mayor frecuencia que el de sustentación, pero ya no se corresponde

con su segundo armónico sino con una frecuencia mucho mayor. Esto puede observarse si se comparan las figuras 4.18 y 4.19.

Asimismo, puede comprobarse que, a pesar de seguir habiendo una frecuencia predominante, la densidad espectral es casi dos órdenes de magnitud inferior que en los casos en los que el prisma se encuentra alejado de la pared, aunque mayor que en los correspondientes a distancias menores a la crítica, como se observaba en la figura 4.17.

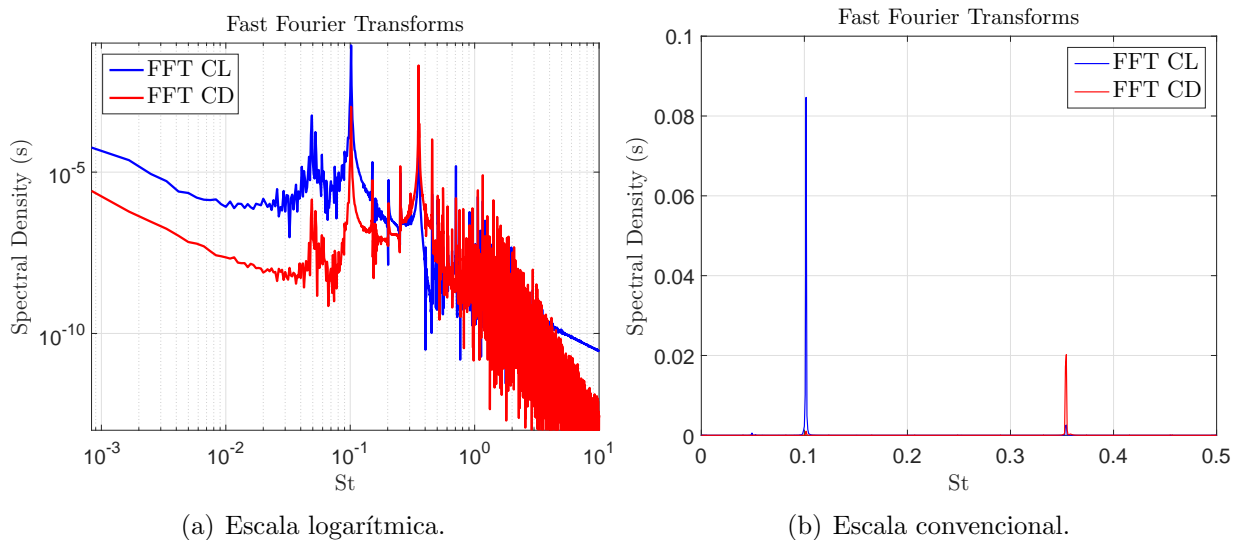


Figura 4.19: Transformadas de Fourier de los coeficientes aerodinámicos para  $d = 0$ .

En la tabla 4.5 se presentan los valores medios y de fluctuación de los coeficientes aerodinámicos, calculados a partir de sus evoluciones temporales.

$d^*$	$\overline{CL}$	$\overline{CD}$	$\widetilde{CL}$	$\widetilde{CD}$
2	0.03	2.55	1.32	0.32
1.5	0.02	2.56	1.37	0.35
1	-0.01	2.65	1.53	0.36
0.5	-0.75	2.32	0.05	0.09
0.25	-0.46	2.45	0.14	0.13
0.125	-0.46	2.45	0.06	0.05

Tabla 4.5: Valores medios y de fluctuación periódica de los coeficientes aerodinámicos.

Cuando el hueco entre el prisma y la pared se hace menor que la longitud de referencia, se aprecia un aumento, en valor absoluto, del  $CL$ , siendo éste negativo. Esto se debe al estrechamiento del canal que se forma entre el obstáculo y la pared que hace que el flujo que pasa por ese hueco se acelere en gran medida, obviamente mucho más que el flujo que pasa por arriba del prisma, generando así una fuerza de sustentación hacia abajo (signo negativo), y que aumenta en valor absoluto con el estrechamiento del hueco. No obstante, cuando la interacción con la pared se hace más relevante, dicha fuerza de sustentación hacia abajo se ve reducida.

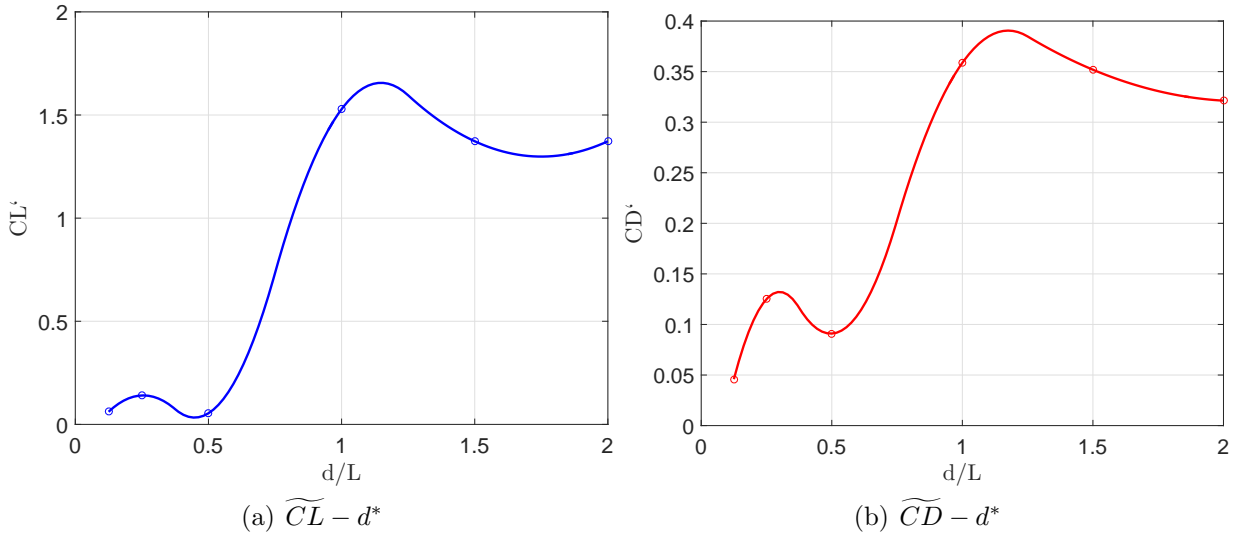
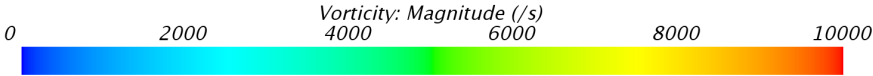
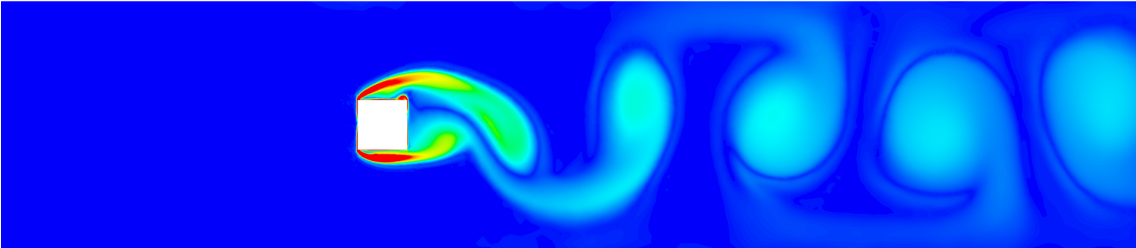


Figura 4.20: Fluctuación de los coeficientes aerodinámicos en función de la distancia prisma-pared adimensional.

En la figura 4.20 en la que se han representado los valores medios de fluctuación de los coeficientes aerodinámicos frente a la distancia a la pared adimensionalizada con la longitud de referencia, se observa la tendencia que se predijo en la teoría y que se representó en la figura 2.10 [10]: a medida que se acerca el prisma a la pared, las fluctuaciones se atenúan hasta llegar a una distancia crítica ( $d_c^* \approx 0.5$ ), por debajo de la cual las fluctuaciones vuelven a dispararse, debido a la elevada cantidad de movimiento del flujo que pasa por un hueco tan estrecho, hasta una distancia ( $d^* \approx 0.25$ ) a partir de la cual el valor de las fluctuaciones desciende de nuevo, esta vez monótonamente.

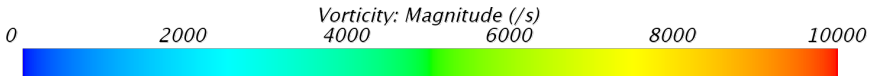
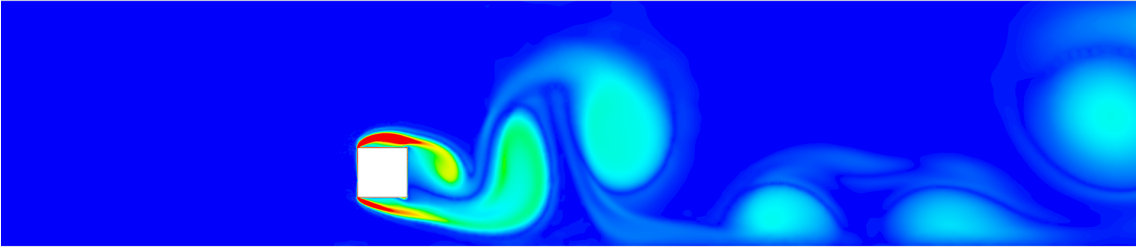
A continuación, se presentan una serie de escenas de contornos de vorticidad correspondientes a los sucesivos casos estudiados, desde  $d^* = 2$  hasta  $d^* = 0.125$ . En ellas se observa cómo la calle de vórtices típica que se da cuando el prisma se sitúa en el centro del canal ( $d = 2L$ ) empieza a distorsionarse cuando la distancia es aproximadamente igual a la dimensión característica del prisma ( $d \approx L$ ). Se aprecia también cómo desaparece una vez alcanzado el valor crítico  $d_c = 0.5L$ ; y cómo vuelve a aparecer, en cierto modo, con un hueco de  $d = 0.25L$ , disipándose cuando se tienen valores de distancia menores a este, como en el último caso representado ( $d = 0.125L$ ).

Vorticity\_max: 1.81451e+06 (/s)



(a)  $d^* = 2$ .

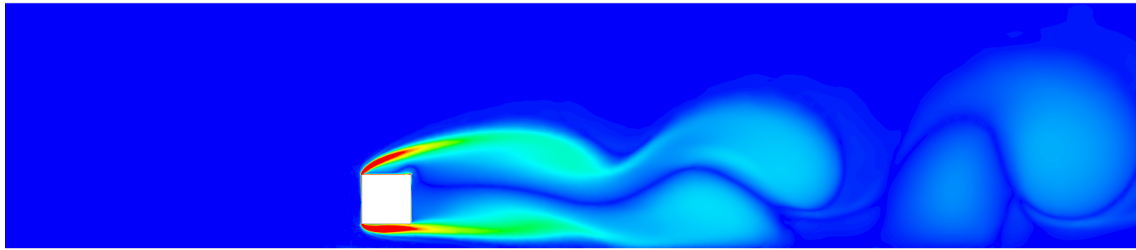
Vorticity\_max: 1.8799e+06 (/s)



(b)  $d^* = 1$ .

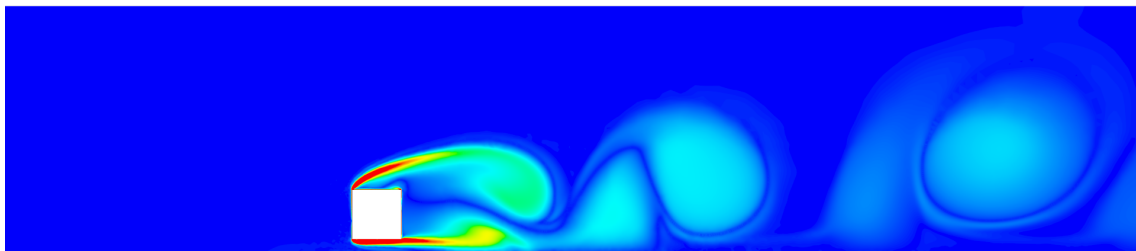
Figura 4.21: Contornos de vorticidad.

*Vorticity\_max: 1.8464e+06 (/s)*



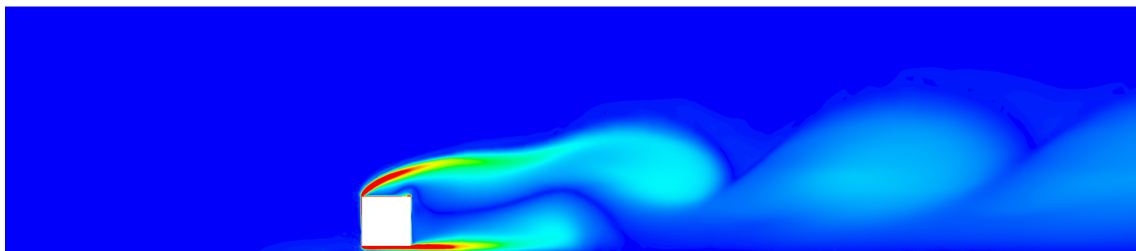
(a)  $d^* = 0.5$ .

*Vorticity\_max: 2.12655e+06 (/s)*



(b)  $d^* = 0.25$ .

*Vorticity\_max: 2.09181e+06 (/s)*



(c)  $d^* = 0.125$ .

Figura 4.22: Contornos de vorticidad.

## 4.4. Análisis de resultados del caso principal

Finalmente, se exponen los resultados del caso de mayor interés en el presente trabajo. Una vez comprendidos los conceptos relacionados con el fenómeno de desprendimiento de vórtices aguas-abajo de un cuerpo romo, en concreto de un cilindro y de un prisma, y estudiada la influencia que ejerce una pared cercana sobre dicho fenómeno, ya pueden presentarse y explicarse debidamente los resultados no estacionarios obtenidos con la configuración del modelo de *underbody*.

Dichos resultados se comparan, al igual que en el caso estacionario, con los obtenidos en el estudio equivalente en 3D con LES [18] y, adicionalmente, con los correspondientes a trabajos anteriores resueltos experimentalmente y numéricamente también con LES [1]. Como se explicó cuando se trató el tema de la turbulencia, los modelos LES (*Large Eddy Simulation*) son mucho más exactos que los U-RANS (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation*), a expensas de suponer un coste computacional excesivamente elevado.

En primer lugar, se presentan una serie de escenas para complementar los resultados expuestos en el estudio paramétrico correspondientes a la configuración principal ( $d = 0$ ) con  $V_\infty = 18\text{m/s}$ .

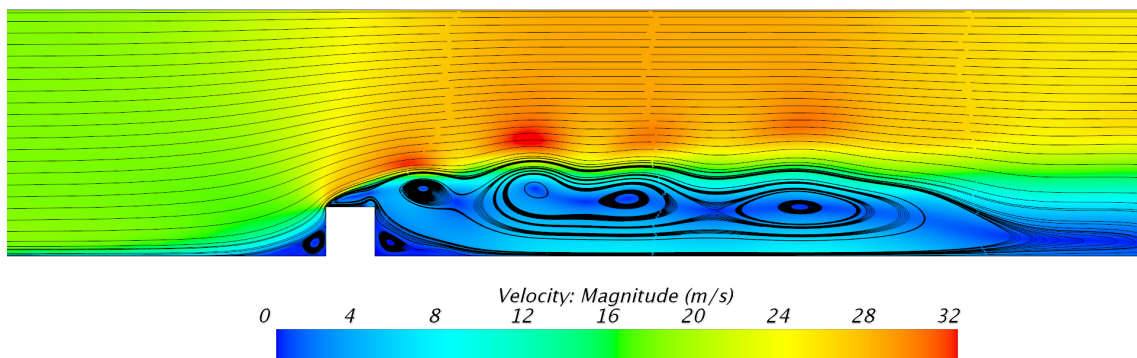


Figura 4.23: Contornos de velocidad en un instante de tiempo dado.

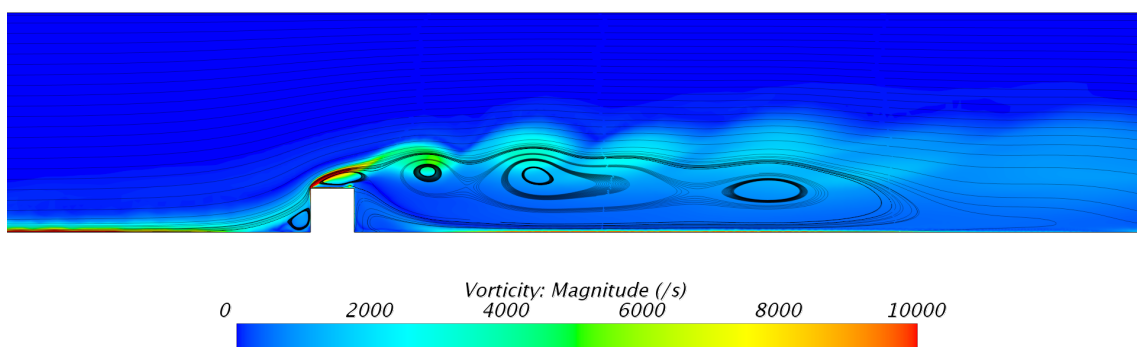


Figura 4.24: Contornos de vorticidad en un instante de tiempo dado.

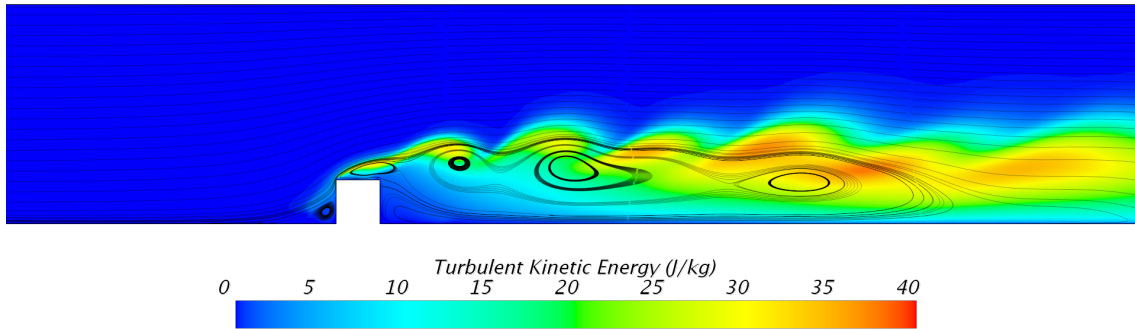


Figura 4.25: Contornos de energía cinética turbulenta en un instante de tiempo dado.

En la figura 4.23 se presentan los contornos de velocidad para un instante de tiempo dado. En esta imagen se observa, de nuevo, la zona de recirculación. A diferencia del caso estacionario, se aprecia cómo una serie de vórtices desprenden desde la parte superior del prisma.

En la figura 4.24 se aprecian dichos vórtices con más claridad. También se observa que los valores máximos de vorticidad se encuentran en el borde de ataque del prisma.

La figura 4.25 muestra que los valores máximos de energía cinética turbulenta se encuentran en la zona que separa el flujo principal del flujo de recirculación, tal y como se vio en trabajos anteriores [1], dado que se trata de una región con altos esfuerzos tangenciales.

De ahora en adelante, se exponen los resultados referentes al caso con  $V_\infty = 20\text{m/s}$ , con el fin de compararlos con los obtenidos con LES [18].

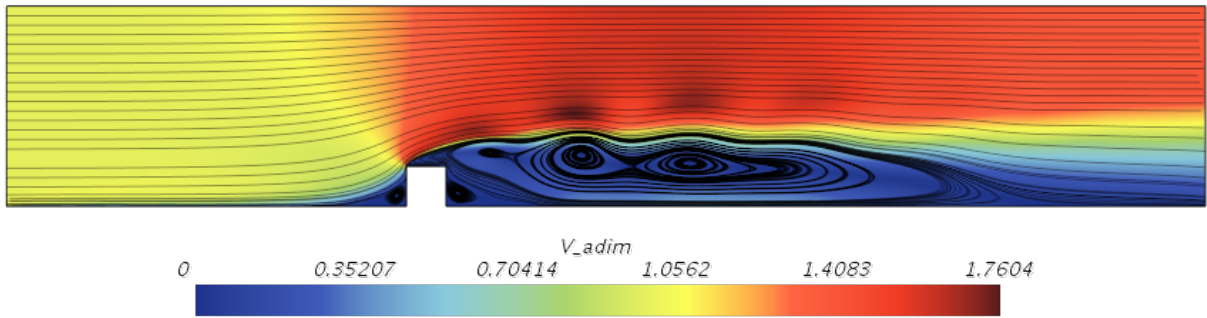
Los contornos de velocidad y de energía cinética turbulenta adimensionalizadas con la velocidad del flujo libre y con su cuadrado, respectivamente, se exponen a continuación.

En la figura 4.26 se representan los perfiles de velocidad adimensional en un instante dado y promediados en el tiempo. En la primera, se aprecia una serie de vórtices que se desprenden desde el lado superior del prisma, causantes del carácter altamente fluctuante de los parámetros de interés.

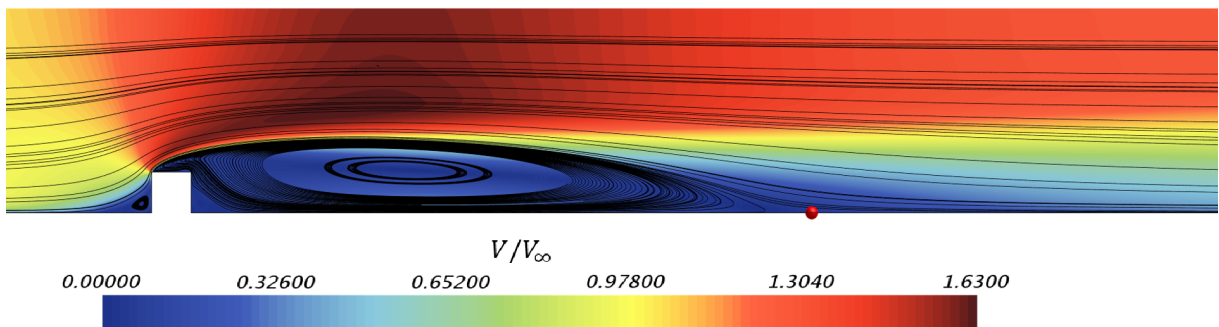
En la figura 4.27 se representan los contornos de velocidad media adimensional en el plano longitudinal medio del caso resuelto con LES, además de los contornos del coeficiente de esfuerzos tangenciales en el plano correspondiente al contorno que en el caso 2D se ha denominado *top2*. Tanto el campo de velocidades como dichos contornos, muestran una longitud (promediada en el tiempo) de la zona de recirculación de  $15.4\text{cm}$ , que se corresponde con  $10.24L$ . Se obtiene, por tanto, una longitud un 35% más corta que en el caso resuelto en estacionario, también en 3D [18].

En el caso resuelto en 2D, en cambio, se obtiene una longitud de dicha zona que oscila entre  $13L$  y  $19L$  aproximadamente, siendo el promedio temporal de  $15.88L$ , es decir,  $23.8\text{cm}$ . Se concluye, por tanto, que con U-RANS se obtiene un promedio demasiado elevado, en comparación con el resultado obtenido con LES.





(a) Velocidad instantánea.



(b) Velocidad media.

Figura 4.26: Contornos de velocidad adimensional correspondientes al caso 2D resuelto con U-RANS.

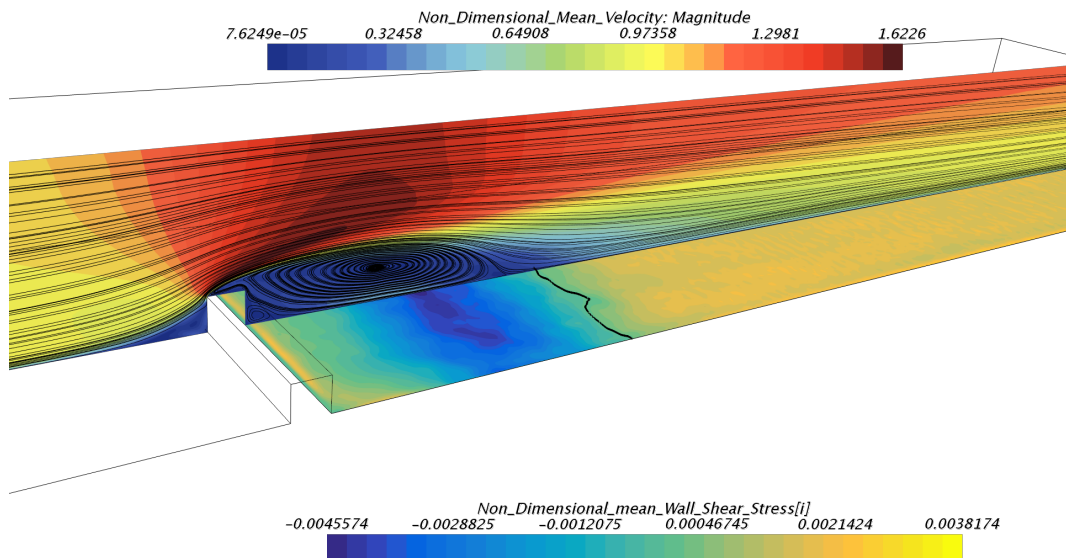


Figura 4.27: Contornos de la velocidad media adimensional y del coeficiente de esfuerzos tangenciales correspondientes el caso 3D resuelto con LES.

Cabe indicar que la razón por la cual en la imagen referente al caso 3D con LES no

aparecen vórtices desprendiendo del obstáculo es que el perfil representado se corresponde con la velocidad media, en lugar de la instantánea.

En cuanto a la energía cinética turbulenta, vuelven a obtenerse los valores más elevados en las regiones que separan la zona de recirculación del flujo libre.

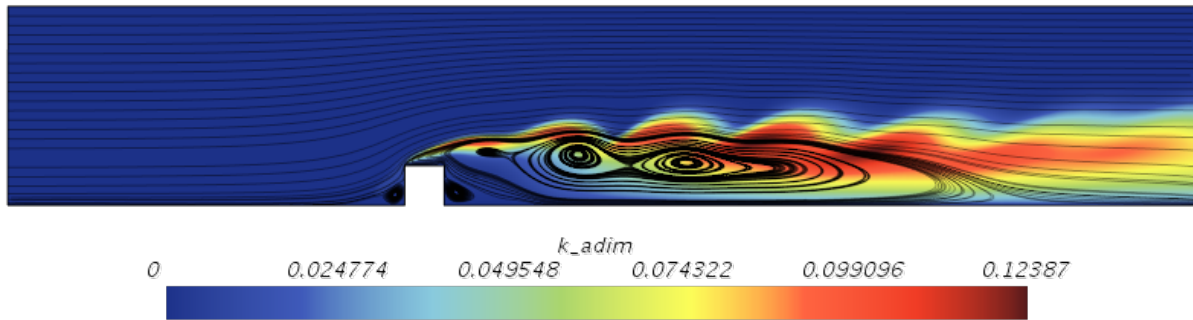


Figura 4.28: Contornos de energía cinética turbulenta adimensional.

En la tabla 4.6 se presentan los valores medios y de fluctuación de los coeficientes aerodinámicos, correspondientes a ambos casos.

Estudio	$\overline{C_L}$	$\overline{C_D}$	$\widetilde{C_L}$	$\widetilde{C_D}$
2D	1.24	2.35	0.26	0.25
3D	1.21	1.92	0.08	0.02

Tabla 4.6: Valores medios y de fluctuación periódica de los coeficientes aerodinámicos.

En lo que respecta al caso 3D resuelto con LES, si se compara con el 3D resuelto en estacionario con RANS, cuyos resultados aparecen expuestos en la tabla 4.3, se observa que con RANS se sobrestimaba ligeramente el valor promedio de  $CD$ .

En cuanto al caso 2D resuelto con U-RANS, se tienen valores promedios algo mayores que en el mismo caso resuelto en estacionario.

Por su parte, si se comparan los resultados obtenidos en 2D con U-RANS y los obtenidos en 3D con LES, se observa, de nuevo, que con U-RANS se sobrestiman los valores promedios, especialmente el  $CD$  promedio, pero sobretodo se tienen valores excesivamente altos de fluctuación. Esto puede verse más claramente en la figura 4.29 en la que se representan sus evoluciones temporales.

En vista de las gráficas de dicha figura, se comprueba que simular este tipo de flujo con U-RANS no es del todo idóneo ya que, dada la metodología seguida en este tipo de *solvers* basada en la descomposición de Reynolds de las variables, se predice una evolución de los parámetros demasiado periódica y poco realista, si se compara con la señal obtenida con LES.

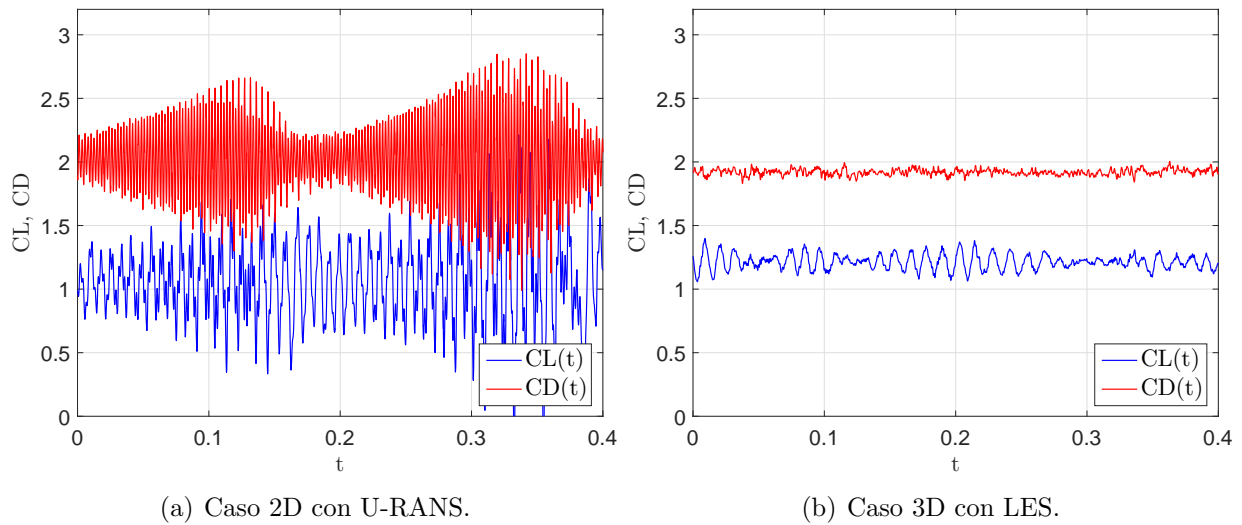


Figura 4.29: Evolución temporal de los coeficientes aerodinámicos.

El contenido en frecuencia de los coeficientes aerodinámicos se presenta a continuación.

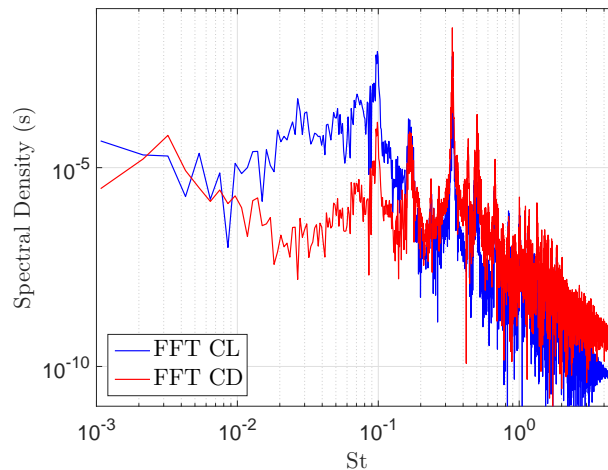


Figura 4.30: Transformadas de Fourier de los coeficientes aerodinámicos.

A pesar de obtenerse un espectro con relativamente alta densidad espectral en el rango de las bajas frecuencias, sigue dándose una frecuencia pico, correspondiente a un  $St = 0.098$  ( $f = 131Hz$ ) en el caso resuelto con U-RANS, mientras que en el estudio realizado con LES se obtiene un  $St = 0.066$  ( $f = 88Hz$ ).

Adicionalmente, se presentan las evoluciones temporales de las componentes de velocidad en un punto localizado en la estela del prisma, dentro de la zona de recirculación, concretamente en  $y \approx 1.3L$  y  $x \approx 6.7L$ .

En este caso lo que se observa es que, a diferencia de  $CL$  y  $CD$ , el valor de fluctuación de las componentes de velocidad se subestima cuando se emplea U-RANS. Además, se aprecia una perturbación de las componentes de velocidad algo más uniforme en el caso resuelto con LES.

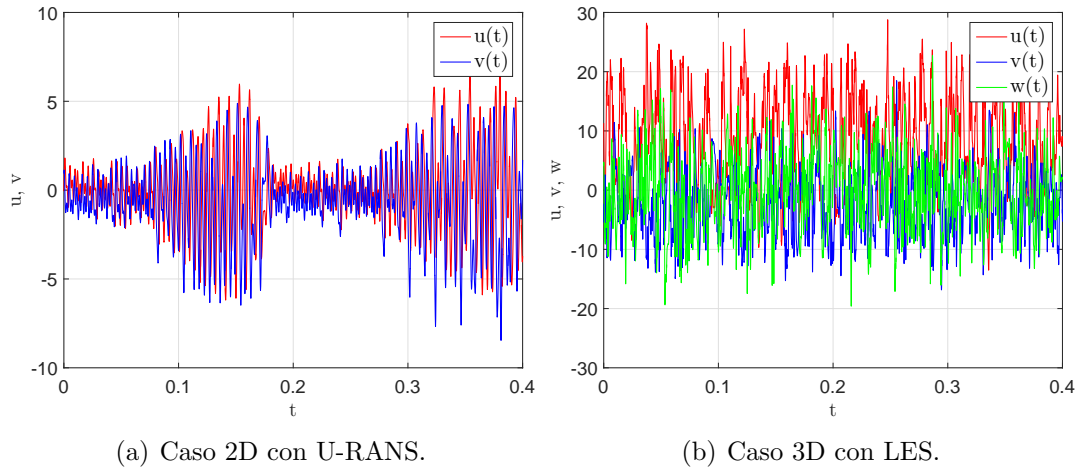


Figura 4.31: Evolución temporal de las componentes de velocidad en un punto de la estela.

Por último, se presentan las evoluciones temporales, así como el contenido en frecuencia, de la presión en 4 puntos del contorno que representa el suelo de la cabina (*top2*). Dichos puntos, representados en la figura 4.32, se sitúan a una distancia horizontal del obstáculo igual a  $L$ ,  $3L$ ,  $5L$  y  $7L$ .

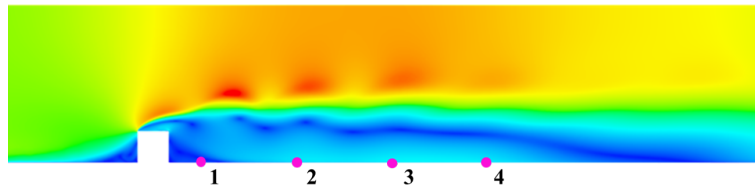


Figura 4.32: Localización de los puntos del contorno *top2* en los que se ha medido la presión.

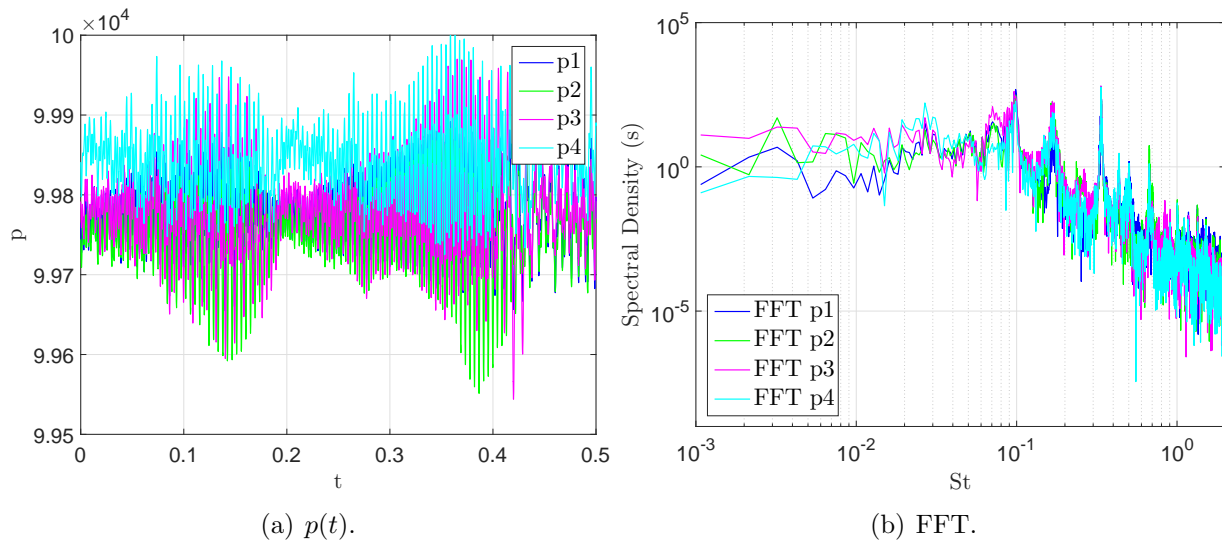


Figura 4.33: Evolución temporal y contenido en frecuencia de la presión en 4 puntos del contorno *top2*.

Se observa una elevada densidad espectral en una banda ancha de frecuencias, en concreto en un rango entre  $1\text{Hz}$  y aproximadamente  $400\text{Hz}$ , que se corresponde con un intervalo de números de Strouhal entre 0.001 y 0.3. Es decir, a pesar de haber una frecuencia ligeramente predominante en lo que respecta a las fluctuaciones de los coeficientes aerodinámicos como consecuencia de la clara frecuencia de desprendimiento de vórtices desde el lado superior del prisma, en lo que respecta a las fluctuaciones de presión que llegan al suelo de la cabina (contorno *top2*) su contenido en frecuencia no da lugar a ningún pico, sino que se tiene un espectro bastante plano. Esto se debe a que la frecuencia que predominaba en el desprendimiento de vórtices por la capa de esfuerzos cortantes que separa la zona de reflujo del flujo libre, se disipa antes de que las fluctuaciones debidas a dichos vórtices lleguen a la parte inferior de la “burbuja”.

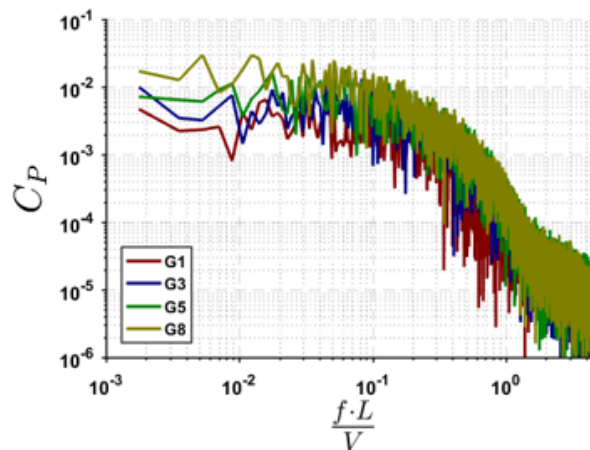


Figura 4.34: Contenido en frecuencia de la presión en 4 puntos del contorno *top2* en el caso 3D resuelto con LES.

En la figura 4.34 se representa el contenido en frecuencia del coeficiente de presión sobre los mismos puntos pero obtenido en el estudio resuelto con LES. Puede comprobarse que el espectro es muy similar al obtenido con U-RANS, teniendo en cuenta que la diferencia en densidad espectral se debe a que en este caso se está representando la transformada de Fourier del  $C_p$ , en lugar de la de la presión.

Así, estas perturbaciones de presión sobre el suelo de la cabina son las causantes de la vibración de la estructura y del consecuente ruido de banda ancha generado en el *underbody* del automóvil.



# Conclusiones

En este capítulo, se exponen las diversas conclusiones que se han hecho en base a los resultados obtenidos en los diferentes estudios.

En lo referente al estudio estacionario del caso principal, se deduce que la longitud de la zona de recirculación sigue una tendencia similar a la que se da en el problema típico del *Backward-facing Step*: al aumentar el número de Reynolds la longitud de esta zona se reduce y aparece una segunda “burbuja” de recirculación justo después del escalón. Sin embargo, en la configuración del modelo de *underbody* se tienen longitudes de dicha zona bastante más largas que con el BFS. Esta diferencia seguramente se deba a que la geometría del *underbody* se corresponde, más bien, con un híbrido entre *Backward-* y *Forward-facing Step*.

Otra conclusión relevante es que, el hecho de despreciar los efectos tridimensionales a números de Reynolds del orden de  $10^4$  supone subestimar ligeramente los parámetros de interés, como los coeficientes aerodinámicos y el coeficiente de presión, así como la longitud de la zona de reflujo.

En cuanto a los estudios referentes al cilindro y al prisma situados en el centro de un canal, se deducen las siguientes conclusiones.

Por un lado, en ambos casos, el confinamiento del flujo y del obstáculo dentro de un conducto supone un ligero aumento del número de Strouhal. Es decir, aumenta la frecuencia característica del fenómeno de *vortex shedding* como consecuencia de la aceleración del flujo al atravesar una sección reducida debido a la presencia del cuerpo y de las paredes del canal. Por otro lado, se obtiene un número de Strouhal característico para el caso del cilindro de  $St = 0.27$ , mientras que en el caso del prisma la frecuencia predominante se corresponde con un Strouhal de  $St = 0.16$ . Esto conduce a un mayor número de vórtices desprendidos, en un intervalo de tiempo dado, en el caso del cilindro frente al caso del prisma.

El estudio paramétrico de la distancia obstáculo-pared ha sido útil para visualizar la tendencia que siguen las perturbaciones a medida que se acerca el prisma a la pared. Sin embargo, se considera importante notar que no es sencillo obtener con un modelo RANS el valor exacto de cada una de las distancias características a las que se dan los puntos de inflexión de dicha tendencia de las fluctuaciones.

Se ha comprobado que, a partir de una distancia aproximadamente igual a la longitud característica, la amplitud de las fluctuaciones se empieza a reducir con la distancia, hasta alcanzar un mínimo cuando la distancia es la crítica ( $d^* = 0.5$ ), a partir de la cual dicha

amplitud vuelve a crecer ligeramente. A distancias menores la tendencia vuelve a invertirse, reduciéndose de nuevo la amplitud de las fluctuaciones con la distancia. Esto se traduce en un desprendimiento regular de vórtices para distancias mayores a la longitud de referencia, ausencia de éste para distancias entorno a la crítica y reaparición del desprendimiento de vórtices, pero de manera irregular, y su progresiva atenuación, para distancias menores a  $d^* = 0.25$ .

Asimismo, cuando se tiene el prisma totalmente anexo a la pared, la influencia de ésta es tal que afecta a la frecuencia de fluctuación de manera relevante: se tiene un número de Strouhal bastante más bajo al obtenido con el prisma separado de la pared. En este caso no se tiene el desprendimiento regular de vórtices, pero sí que se aprecia una serie de torbellinos que se forman en el lado superior del prisma y se desplazan por la parte superior de la “burbuja” hasta disiparse. De este modo, la longitud de la zona de recirculación también oscila en el tiempo entre un rango acotado de valores.

Por último, se explican las conclusiones deducidas del estudio de mayor interés, el caso no estacionario correspondiente al modelo simplificado de *underbody*, esencialmente en lo que respecta a las diferencias encontradas entre la simulación con U-RANS y con LES. Se obtiene una longitud de la zona de reflujo (promediada en el tiempo) mucho mayor con U-RANS que con LES. Asimismo, con U-RANS también se sobrestiman, ligeramente, los valores promedios de  $CD$  y  $CL$  y, en gran medida, sus fluctuaciones. La frecuencia de oscilación obtenida con U-RANS también es algo mayor a la obtenida con LES. No obstante, en lo que respecta a la fluctuación de la velocidad en un punto de la zona de recirculación, se obtienen perturbaciones mucho menores con U-RANS que con LES, a diferencia de lo que ocurre con el resto de parámetros.

Se concluye, en consecuencia, que los modelos U-RANS no son fiables tampoco desde este punto de vista, a pesar de ser útiles para obtener una solución aproximada a la realidad que nos permita conocer, en cierto modo, un rango aproximado de frecuencias de fluctuación.

Finalmente, una conclusión relacionada con el estudio aeroacústico que engloba este TFG, es que en el contenido espectral de las fluctuaciones de presión sobre la pared que representa el suelo de la cabina se corresponde con un espectro bastante plano: no se aprecia una frecuencia pico dominante sobre las demás, lo que supondrá una vibración de la estructura y la subsecuente generación de ruido, que será de banda ancha.



# Pliego de condiciones y presupuesto

## Índice

---

<b>6.1. Introducción</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>6.2. Pliego de condiciones</b> . . . . .	<b>69</b>
6.2.1. Condiciones técnicas . . . . .	69
6.2.2. Condiciones del puesto de trabajo . . . . .	71
<b>6.3. Presupuesto</b> . . . . .	<b>72</b>
6.3.1. Coste de personal . . . . .	72
6.3.2. Coste computacional . . . . .	72
6.3.3. Total . . . . .	73

---

## 6.1. Introducción

Este capítulo está dedicado a las condiciones de trabajo y al presupuesto requeridos para llevar a cabo un trabajo de estas características.

Se expone, en primer lugar, el pliego de condiciones referentes a recursos, tanto técnicos como humanos, y posteriormente se desglosan los presupuestos requeridos por la mano de obra y por los recursos computacionales.

## 6.2. Pliego de condiciones

### 6.2.1. Condiciones técnicas

Las condiciones técnicas de trabajo se dividen en dos grupos, según si son referentes al *hardware* empleado o al *software* que se ha necesitado para realizar el trabajo en su conjunto.

En lo que respecta al *hardware*, el equipo físico necesario para realizar el proyecto debe soportar el volumen de cálculo requerido. Se ha empleado un sistema con las siguientes características:

- Fabricante: LENOVO

- Modelo: 80Q7
- Procesador: Intel(R) Core(TM) i7-6500U CPU @ 2.50 GHz, 4 CPUs
- Memoria: 4 GB DDR3L SDRAM (1 x 4 GB)
- Almacenamiento: HDD SATA de 1 TB
- Tarjeta gráfica integrada Intel HD Graphics Family
- Teclado estándar
- Ratón inalámbrico JETech
- Sistema operativo Windows 10

También se ha hecho uso, adicionalmente, de un equipo disponible en el departamento, cuyas especificaciones técnicas son las siguientes:

- Nombre del equipo: CMT505
- Procesador: Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2640 @ 2.50 GHz, 24 CPUs
- Memoria: 128 GB
- Almacenamiento: 8 TB
- Tarjeta gráfica NVIDIA Quadro 4000
- Sistema operativo Windows 10

En cuanto al *software* requerido, lo constituyen una serie de programas informáticos, tanto de cálculo numérico y de procesamiento de datos como de edición de texto.

El programa que ha resultado esencial para la realización del trabajo es el de simulación y cálculo numérico. Se trata de un *software* comercial de CFD proporcionado por el departamento, conocido como STAR-CCM+, en concreto, la versión 13.02.013-R8.

Para el procesamiento de datos se ha empleado, principalmente, MATLAB R2015b y, de manera ocasional, Wolfram Mathematica y Excel (incluido en el paquete de Microsoft Office).

El programa de edición de texto empleado para la redacción de esta memoria ha sido TeXmaker, junto con el programa de compilación para generar documentos en formato PDF MikTeX, ambos de LaTeX.

### 6.2.2. Condiciones del puesto de trabajo

Las condiciones a las que se ve sometido el autor durante la realización de un proyecto como este pueden afectar tanto al desarrollo de la propia actividad como a la salud. Es por esto que resulta fundamental atender a los posibles riesgos existentes, que son los siguientes:

- Seguridad: contactos eléctricos, caídas, traslado del equipo.
- Higiene industrial: condiciones de iluminación, ruido, temperatura, etc.
- Ergonomía: postura de trabajo, fatiga visual, mental o física.

Los requerimientos mínimos para asegurar la salud y seguridad del autor de un trabajo en el que se emplean equipos que incluyen pantallas de visualización se recogen en el Real Decreto 488/1997 del 14 de Abril. En base a los riesgos que pueden presentarse, se exponen, a continuación, las condiciones mínimas del puesto de trabajo según el decreto mencionado.

- En lo que respecta al equipo, deben tenerse en cuenta ciertas variables, como la luminosidad de la pantalla, la nitidez del texto y la posición de la propia pantalla.
- El teclado debe ser independiente del equipo y facilitar la comodidad del usuario, con tal de evitar el cansancio de brazos y manos. Debe haber suficiente espacio para colocar los brazos y su disposición debe ser tal que se llegue sin problemas a cualquier tecla. Asimismo, las teclas han de estar debidamente separadas y señaladas.
- La mesa debe tener dimensiones suficientes para la colocación del equipo y demás material. El soporte debe ser estable y estar regulado para evitar movimientos incómodos de cabeza y ojos.
- El asiento ha de permitir al usuario libertad de movimientos, así como proporcionar una postura confortable. La altura debe ser regulable y el respaldo reclinable.
- En lo que respecta al entorno de trabajo, deben cumplirse una serie de aspectos:
  - Espacio: las dimensiones del puesto de trabajo deberán ser lo suficientemente grandes para permitir cambios de postura o de posición.
  - Iluminación: los niveles de luz, de fuentes tanto naturales como artificiales, deben ser adecuados y acordes con la luminosidad de la pantalla, además de evitar los deslumbramientos y reflejos; de manera que las ventanas deberán estar equipadas con dispositivos que regulen la luz entrante.
  - Ruido: los equipos deben producir el mínimo ruido posible para evitar que perturben la atención.
  - Calor: el entorno debe estar correctamente acondicionado, y los equipos instalados no deben constituir una fuente adicional de calor.
  - Emisiones: se debe reducir toda radiación electromagnética fuera del espectro visible con el fin de no representar un peligro para el usuario.
  - Humedad: debe conservarse dentro de unos límites admisibles que garanticen el confort.
  - Interconexión ordenador-persona: el programa debe ser adecuado para la tarea objetivo y adaptado a los niveles de conocimiento y experiencia del usuario.

### 6.3. Presupuesto

Se propone un modelo basado en la división parcial entre el presupuesto correspondiente a la mano de obra y el que supone el equipo informático empleado en el proyecto.

#### 6.3.1. Coste de personal

La mano de obra la constituye tanto el autor del trabajo como los profesores ayudantes. En lo que respecta al autor, las horas dedicadas al proyecto son, de acuerdo con los 12 créditos correspondientes al Trabajo de Fin de Grado y a las 30 horas por crédito establecidas por el Plan Bolonia, 360 horas. Dichas horas se desglosan, según a qué han sido dedicadas, tal y como sigue:

- Aprendizaje: 60 horas
- Preproceso: 160 horas
- Postproceso: 100 horas
- Redacción memoria: 40 horas

En la tabla 6.1 aparece el coste correspondiente a cada trabajador, así como el coste total de la mano de obra. Se supone un sueldo de 15€/h para el autor, un sueldo de profesor ayudante de 20€/h para el tutor y un sueldo de profesor Titular de la Universidad de 42€/h para el cotutor.

Concepto	Tiempo (h)	Sueldo (€/h)	Valor (€)
<b>Autor</b>	360	15	5400
<b>Tutor</b>	20	20	400
<b>Cotutor</b>	10	42	420
Total			<b>6220</b>

Tabla 6.1: Coste de mano de obra.

Se obtiene, por tanto, un presupuesto de mano de obra total de SEIS MIL DOSCIENTOS VEINTE EUROS (6220€).

#### 6.3.2. Coste computacional

Las herramientas computacionales suponen, en trabajos de este tipo, un coste adicional al de mano de obra.

El equipo particular utilizado es un ordenador portátil modelo LENOVO 80Q7, cuyo valor de compra fue de 630€, siendo el periodo de amortización de 2 años. Teniendo en cuenta que el portátil se compró hace aproximadamente 1 año, su coste de amortización es  $CA = 315€$ .

No obstante, es la licencia de los distintos programas empleados, esencialmente la de STAR-CCM+, lo que acarrea la mayor parte del coste informático. Las distintas licencias requeridas, así como el coste total que supone el apoyo informático, se presentan en la tabla 6.2.

Concepto	Valor (€)
<b>STAR-CCM+</b>	1000
<b>MATLAB</b>	0
<b>WOLFRAM Mathematica</b>	0
<b>Microsoft Office</b>	120
<b>LaTeX</b>	0
Total Licencias	1120
<b>C.A. LAPTOP</b>	315
Total	<b>1435</b>

Tabla 6.2: Coste de soporte computacional.

Cabe indicar que, aunque su licencia cuesta 1900€, el valor de STAR-CCM+ que aparece en la tabla 6.2 es inferior ya que se ha cuantificado en base al número de horas, dado el tipo de licencia proporcionada para los estudiantes, siendo su coste de 1€/h.

Asimismo, el paquete completo de Microsoft Office cuesta 120€/año.

Sin embargo, MATLAB y WOLFRAM Mathematica no suponen ningún coste debido a que están disponibles gratuitamente en la plataforma de descarga de programas para los estudiantes de la UPV.

Teniendo todo esto en cuenta, el coste total asociado a las herramientas computacionales es de MIL CUATROCIENTOS TREINTA Y CINCO EUROS (1435€).

### 6.3.3. Total

Concepto	Valor (€)
<b>Coste de personal</b>	6220
<b>Coste computacional</b>	1435
IVA (21 %)	1607.55
Total	<b>9262.55</b>

Tabla 6.3: Coste total.

El coste total del proyecto, sumando costes de mano de obra y de soporte informático, es de NUEVE MIL DOSCIENTOS SESENTA Y DOS EUROS CON CINCUENTA Y CINCO CÉNTIMOS (9262.55€).



# Bibliografía

- [1] F. Schäfer, S. Müller, T. Uffinger, S. Becker y J. Grabinger. “Fluid-Structure-Acoustics Interaction of the Flow Past a Thin Flexible Structure”. En: *AIAA* (2010).
- [2] INP ENSEEIHT. *Strouhal Instability - Von Kármán Vortex Street*. 2015. URL: [hmf.enseeiht.fr/travaux/CD0102/travaux/optmfn/gpfmho/01-02/grp1/phy\\_know.htm](http://hmf.enseeiht.fr/travaux/CD0102/travaux/optmfn/gpfmho/01-02/grp1/phy_know.htm) (visitado 10-05-2018).
- [3] INP ENSEEIHT. *Von Kármán Vortex Street*. 2015. URL: <http://hmf.enseeiht.fr/travaux/CD0506/mci/reports/avb1/mar103.htm> (visitado 10-05-2018).
- [4] A.H. Techet. *Lecture 13: Vortex Induced Vibrations*. MIT, 2005.
- [5] A. Chizfahm, E.A. Yazdi y M. Eghtesad. “Dynamic modeling of vortex induced vibration wind turbines”. En: *ELSEVIER* (2018).
- [6] A. Okajima. “Strouhal numbers of rectangular cylinders”. En: *Journal of Fluid Mechanics* (1982).
- [7] D.F.G. Durão, M.V. Heitor y J.C.F. Pereira. “Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylinder”. En: *Experiments in Fluids* (1988).
- [8] R.W. Davis y E.F. Moore. “A numerical study of vortex shedding from rectangles”. En: *Journal of Fluid Mechanics* (1982).
- [9] D.F.G. Durão, P.S.T. Gouveia y J.C.F. Pereira. “Velocity characteristics of the flow around a square cross section cylinder placed near a channel wall”. En: *Experiments in Fluids* (1991).
- [10] S. Taniguchi y K. Miyakoshi. “Fluctuating fluid forces acting on a circular cylinder and interference with a plane wall”. En: *Experiments in Fluids* (1990).
- [11] J. Kostas, J. Soria y M.S. Chong. “A Study of a Backward Facing Step Flow at Two Reynolds Numbers”. En: *14th Australian Fluid Mechanics Conference* (2001).
- [12] STAR-CCM+. *User and Theory Guide*. 2017. URL: <file:///C:/Program%20Files/CD-adapco/12.02.010-R8/STAR-CCM+12.02.010-R8/doc/en/online/index.html#page/connect%2Fsplash.html> (visitado 01-06-2018).
- [13] G. Bosch y W. Rodi. “Simulation of vortex shedding past a square cylinder with different turbulence models”. En: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* (1998).
- [14] S. Murakami y A. Mochida. “On turbulent vortex shedding flow past 2D square cylinder predicted by CFD”. En: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* (1995).

- [15] A. Fadaei-Ghotbabi, R. Manceau y J. Borée. “Revisiting URANS computations of the Backward-facing Step flow using Second Moment Closures”. En: *Flow Turbulence Combust* (2008).
- [16] MediaWiki. *CFD Online*. 2009. URL: <https://www.cfd-online.com/Wiki> (visitado 08-06-2018).
- [17] G. Iaccarino, A. Ooi, P.A. Durbin y M. Behnia. “Reynolds Averaged simulation of unsteady separated flow”. En: *International Journal of Heat and Fluid Flow* (2003).
- [18] P.M. Quintero Igeño. “Resultados preliminares Tesis sobre Aerovibroacústica”. En: *DMMT* (2018).