



UNIVERSITAT POLITÈCNICA  
DE CATALUNYA  
BARCELONATECH

DEPARTAMENTO DE ESTRUCTURAS EN LA ARQUITECTURA

# **SIMULACIÓN FÍSICO-MATEMÁTICA DE LAS TURBULENCIAS EN LOS INCENDIOS DE EDIFICACIÓN**

**PROPUESTA DE UNA NUEVA METODOLOGÍA DE ANÁLISIS  
RELATIVA A LA VERIFICACIÓN CUALITATIVA DE LAS  
TURBULENCIAS SIMULADAS**

TESIS PRESENTADA PARA OBTENER EL TÍTULO DE DOCTOR POR LA  
UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

POR

**CARLOS MUÑOZ BLANC**

Arquitecto por la E.T.S. de Arquitectura de Barcelona

Dirigida por

**DOCTOR D. LLUÍS MOYA FERRER**

Marzo 2014



**PROGRAMA DE DOCTORADO**



ANÁLISIS DE ESTRUCTURAS ARQUITECTÓNICAS

DEPARTAMENTO DE ESTRUCTURAS EN LA ARQUITECTURA



**TESIS DOCTORAL**

**SIMULACIÓN FÍSICO-MATEMÁTICA DE LAS  
TURBULENCIAS EN LOS INCENDIOS DE  
EDIFICACIÓN**

**PROPUESTA DE UNA NUEVA METODOLOGÍA DE ANÁLISIS  
RELATIVA A LA VERIFICACIÓN CUALITATIVA DE LAS  
TURBULENCIAS SIMULADAS**

**CARLOS MUÑOZ BLANC**

Arquitecto por la E.T.S. de Arquitectura de Barcelona

Dirigida por

**DOCTOR D. LLUÍS MOYA FERRER**

Marzo 2014





*Simulación físico-matemática de las turbulencias en los incendios de edificación*  
by CARLOS MUÑOZ BLANC is licensed under a Creative Commons  
Reconocimiento-NoComercial-SinObraDerivada 4.0 Internacional License





## **Resumen / Abstract**

### **Resumen**

En la Unión Europea, y más concretamente en España, el análisis prestacional de cualquier edificio frente a la acción del fuego es aún un hecho aislado y poco habitual, a pesar de las ventajas que el mismo comporta. No obstante, incluso en aquellos países donde hace años se estudia el comportamiento estructural en situación accidental de incendio en base a los métodos prestacionales, como es el caso de Estados Unidos, el campo científico de las simulaciones computacionales basadas en la Dinámica de fluidos y en la Termodinámica está aún en lo que podríamos denominar, haciendo un símil con el crecimiento del ser humano, la fase adolescente. Mejorar en la medida de lo posible los criterios relativos a la caracterización de un fenómeno tan importante durante el desarrollo de un fuego como es la turbulencia y disponer de una nueva metodología de análisis relativa a la verificación cualitativa de la misma permitirá avanzar con seguridad a la sociedad a medida que estas simulaciones computacionales en edificación se extiendan al terreno profesional.

### **Palabras Clave**

Dinámica Computacional de Fluidos, Simulación de incendio, Turbulencia, *Large Eddy Simulation* (L.E.S.), *Direct Numerical Simulation* (D.N.S.), Escalas de Kolmogorov, Disipación de energía cinética, Navier-Stokes, Número de Reynolds, Smagorinsky, Análisis espectral, Divergencia, Rotacional



## **Abstract**

In the European Union, and more specifically in Spain, the analysis of the effect of fire on any building remains an isolated and unusual fact, despite the advantages it may involve. However, even in the countries (such as the United States) where the structural behavior under a fire accidental situation has been studied under benefit methods for many years, the scientific field of computational simulations based on Fluid Dynamics and Thermodynamics remains in what could be called, in comparison to human growth, the teenage years. The improvement of the criteria used to characterize the phenomenon of turbulence and the supply of a new analysis methodology focused on its qualitative verification, so important during the development of fire, will improve society's security, as these computational simulations are extended to the professional field.

## **Descriptors**

Computational Fluid Dynamics, Fire Simulation, Turbulence, Large Eddy Simulation (L.E.S.), Direct Numerical Simulation (D.N.S.), Kolmogorov Scales, Kinetic Energy dissipation, Navier-Stokes, Reynolds Number, Smagorinsky, Divergence, Spectral Analysis, Vorticity



## Prólogo

Cuando en 1998 me matriculaba en la E.T.S. de Arquitectura de Barcelona no podía imaginar el camino que, poco a poco, iba a ir adquiriendo mi carrera profesional. Ya en los primeros años me sentía atraído por todo aquello que rodeaba el mundo de las estructuras y el «cómo» se aguantaban las magníficas obras de la Historia de la Arquitectura que desde los cursos iniciales nos iban enseñando. De manera paralela cada vez percibía una mayor curiosidad por entender el comportamiento de los diferentes fenómenos físicos presentes en la Naturaleza y, especialmente, aquellos que afectaban a la manera de concebir y construir la Arquitectura.

El paso por los diferentes cursos de Estructuras, hizo que me fuese decantando por los aspectos más técnicos de la carrera, pero sin abandonar, en mayor o menor medida, la concepción del edificio desde sus inicios, que, en parte, es lo que en las universidades de Arquitectura de toda España y, especialmente, en la Universitat Politècnica de Catalunya se lleva inculcando desde los orígenes: la necesidad de proyectar teniendo unas ideas cualitativas muy claras sobre «cómo se sustenta el edificio».

Durante 5.º curso, y después de haber trabajado en el Estudio de Arquitectura Javier San José, a quien agradezco que me permitiese colaborar en varios proyectos básicos y ejecutivos cuando aún era estudiante, continuaba sintiéndome atraído por las Estructuras, y con ilusión por acabar la carrera e iniciar lo que finalmente aquí tengo oportunidad de presentar, mi tesis doctoral, algo que entiendo no como el final de un camino sino como un paso muy importante, a partir del cual, se va gestando mi actividad investigadora.

Decido entonces, gracias a la oportunidad que me brinda Josep Ramón Solé, ponerme en contacto con el Dr. Arquitecto Lluís Moya Ferrer para entrar a formar parte como colaborador de BOMA, de la cual forman parte como principales socios tres grandes profesionales a los cuales estoy muy agradecido, los doctores Robert Brufau i Niubó, Agustí Obiol Sánchez y Lluís Moya Ferrer.

Acabo la carrera y poco a poco realizo los cursos de doctorado con gran ilusión, a continuación inicio los trabajos de investigación, dirigidos por el Dr. Arquitecto Lluís Moya, relativos al comportamiento elasto-plástico de los forjados de hormigón armado en Estado Límite Último.

Coincide también mi pasión por la Física con una serie de oportunidades profesionales, dentro de BOMAINPASA, donde, de la mano del Dr. Arquitecto Agustí Obiol, tengo la posibilidad de iniciar mi desarrollo científico y profesional en el campo de la Dinámica de Fluidos, aplicando dichas teorías a la Consultoría de Estructuras, tanto en lo relativo al comportamiento aerodinámico de los edificios, como a la seguridad de los entramados resistentes metálicos cuando se ven sometidos a incendios accidentales. Este último campo, incipiente a día de hoy en España, nos iba a permitir evaluar de manera prestacional la seguridad de las estructuras metálicas de gran envergadura que estábamos proyectando a nivel profesional, como el Mercado de los Encants, en la plaza de las Glorias de Barcelona.

Gracias a la gran implicación que tanto el Dr. Arquitecto Agustí Obiol como el Dr. Arquitecto Lluís Moya tienen en este ámbito puedo ir desarrollando mi carrera profesional en un campo realmente nuevo y apasionante. La mayoría de la información que obtengo es de los artículos publicados por la N.A.S.A., referentes a estudios de Dinámica de Fluidos, de universidades de Ingeniería Aeronáutica o de Centros Tecnológicos, pero, no así de casos en los que se evalúen los parámetros relativos a la Dinámica de Fluidos en espacios cerrados cuando se produce un incendio accidental, y mucho menos, cómo la utilización de uno u otro parámetro afecta a la simulación de diversos aspectos del incendio, y en especial a las turbulencias que se generan.

Es en este momento de escasa investigación técnica y aplicación práctica cuando, apoyado por mi director de tesis, me veo con fuerzas de reconducir mi tesis doctoral hacia un campo tan apasionante para mí como es el de las simulaciones computacionales de Dinámica de Fluidos, y cuyo desarrollo creo que va a ser muy importante en los próximos años, en paralelo a las mayores capacidades de computación de las que se va a disponer.

Para poder, primero, entender y, posteriormente, aplicar el complejo tema del análisis espectral y del filtrado de variables al estudio de las turbulencias en incendios de edificación, he contado con la inestimable ayuda del Dr. Ingeniero Francesc Vallverdú, de la Escuela de Ingeniería de Telecomunicaciones de la Universitat Politècnica de Catalunya, de quien destaco la implicación que ha tenido en este tema siempre que lo he necesitado.

Dada la importante carga informática que ha tenido desde el primer momento mi tesis doctoral, desde aquí doy las gracias al profesor Antoni Ortí, del Departamento de Estructuras en la Arquitectura, por los consejos que ha sabido darme durante todo este tiempo, desde los orígenes, inculcándome la importancia del «ojo crítico» en cualquier simulación computacional.

No quería dejar de agradecer tampoco a tantos compañeros de BOMAINPASA que me han acompañado durante mi carrera profesional y de los que nunca he dejado de aprender: al Doctor Arquitecto Ignacio Costales, por sus grandes consejos en lo que al diseño de estructuras metálicas se refiere y a sus ágiles respuestas siempre que las he necesitado. A Xavier Aguiló, por su empuje e infinitas ganas de hacer cosas, inagotable. A mis compañeros de batalla: Jaume Gomà, Ricard Morillas, Lluís Escudero, Daniel Obiol, Andrés Ortega, Laia Juan, Jaume Vallès, Alicia Soler, Gerard Clavería y a tantos otros que han ido pasando durante más de nueve años de colaboración mutua.

Por último, pero no menos importante, agradecer a mis padres y a mi hermana la paciencia que han tenido todos estos años. También a mis amigos, especialmente a Xavier, Sonia e Inma. Gracias a todos.

## Sumario

Durante el capítulo 1 se ha introducido la base sobre la que se desarrolla posteriormente la práctica totalidad de la presente tesis doctoral, el concepto de la Ingeniería del Fuego, así como el ámbito concreto al que se aplica el trabajo de investigación realizado por el doctorando. Introducir el concepto de la Ingeniería del Fuego implica desarrollar, aunque sea de manera concisa, cuáles son las estrategias que existen en la actualidad para garantizar la seguridad de los edificios frente a la acción del fuego, entendiendo este siempre como algo que acontece de manera accidental. No solo se han querido introducir aquellas ideas de mayor relevancia a partir de las cuales se ha iniciado el presente trabajo, sino que también se han establecido cuáles han sido los objetivos que se han pretendido alcanzar durante todo el proceso.

Una vez establecidos el punto de partida y los objetivos que se pretenden conseguir gracias a la realización del presente trabajo de investigación, se han determinado en el capítulo 2, a través del Estado del Arte, cuáles son aquellos aspectos relacionados con la Dinámica Computacional de Fluidos y con los fenómenos turbulentos que mayor relevancia van a adquirir. En este punto, cabe destacar que la explicación de aquellos aspectos que más nos interesan para poder llegar a los objetivos propuestos en el capítulo 1 no se limita a una mera descripción, sino que pretende ser el inicio del proceso que todo investigador realiza cuando se plantea un nuevo reto, alcanzando ya en este punto un primer nivel de clarificaciones que permitan iniciar la investigación con mayor seguridad frente a los objetivos planteados.

Los capítulos 3 y 4 incluyen el desarrollo crítico de todos aquellos modelos de simulación computacional que se han llevado a cabo durante la investigación. Ambos capítulos recogen metodologías de simulación diferentes, pero ambas persiguen un mismo objetivo: calibrar la precisión de las simulaciones C.F.D. aplicadas a la Ingeniería del Fuego y, más concretamente, a las estructuras metálicas de edificación. Tanto en el capítulo 3 como en el 4, el trabajo no se ciñe únicamente a la realización y descripción de una serie de simulaciones físico-matemáticas, arrojando resultados aleatorios una vez están estas procesadas, sino que se establece una visión crítica de dichas simulaciones, extrayendo cuantas conclusiones ha sido posible en cada momento. Parte del análisis relativo al comportamiento turbulento del flujo generado en las simulaciones se ha desarrollado utilizando los espectrogramas asociados a las leyes cinéticas de la vorticidad que han sido más representativas.

Una vez planteadas cuantas simulaciones se han creído necesarias para establecer un criterio claro de análisis y obtención de los datos de salida, en el capítulo 5 se procede a recopilar los resultados de la investigación llevada a cabo en los capítulos precedentes. Se incluyen todas las conclusiones y las recomendaciones, tanto aquellas derivadas del análisis del conocimiento actual de los fenómenos turbulentos como las extraídas de las simulaciones computacionales establecidas en los capítulos 3 y 4. Esto permite, no únicamente discernir sobre cuáles son los métodos de simulación más adecuados en cada

caso a juicio del doctorando, sino que también proponemos aquí una nueva metodología de análisis relativa a la verificación cualitativa de las turbulencias caracterizadas. También se expone cómo la dispersión obtenida en los resultados puede generar problemas de inestabilidad estructural a través del estudio de un caso real.

Por último, el capítulo 6 muestra algunas de las preocupaciones del doctorando sobre las líneas de investigación que pretenden ser continuidad de este trabajo. Son infinitas las temáticas que quedan pendientes por resolver en lo que a los incendios de edificación, evaluados gracias a los métodos basados en prestaciones, se refiere. Esta tesis no pretende ni mucho menos dar respuesta a todas ellas. Sin embargo, a partir de la observación de uno de los problemas más importantes que a juicio del doctorando puede poner en discusión la seguridad de las estructuras evaluadas mediante estas metodologías de análisis si no se aplican unos criterios claros y bien definidos, surgen temáticas, asociadas a la propia turbulencia, que no solo afectan a la integridad de la estructura, sino también a la seguridad de las personas, con temas relevantes como, por ejemplo, el tratamiento del humo durante la evolución de los incendios.

Dado el marcado carácter matemático de la presente tesis, se han incorporado, a modo de anejo, una serie de conceptos matemáticos que han sido utilizados para el desarrollo de todo el trabajo realizado. Aspectos como el concepto de «rotacional» o la «divergencia del flujo» son introducidos en el Anejo A. El Anejo B permite realizar una breve introducción al cálculo computacional de Altas Prestaciones, así como a los equipos informáticos utilizados para el desarrollo de las simulaciones aquí presentadas.

Todas las simulaciones que se han realizado para estudiar la dinámica del fluido y los fenómenos turbulentos asociados al mismo han sido realizadas mediante el programa de código abierto *Fire Dynamics Simulator*, F.D.S. [1; 2], desarrollado por el National Institute of Standards and Technology, N.I.S.T., de Estados Unidos, en colaboración con diversos centros de investigación europeos como, por ejemplo, el VVT Technical Research Centre of Finland.

De manera complementaria nos hemos apoyado en el programa comercial *Ansys Fluent* para mostrar ciertos aspectos concretos indicados en el Estado del Arte. Para efectuar el análisis espectral incluido en los capítulos 3 y 4 se ha utilizado el programa *Matlab* [3].

Hemos utilizado el programa de Análisis Global de Estructuras, AGE, desarrollado en BOMAINPASA, para realizar los esquemas de deformacionales de las estructuras de barras mostrados en el capítulo 5.



## i. Índice

i.	Índice.....	15
ii.	Listado de acrónimos.....	19
iii.	Listado de símbolos.....	21
CAPÍTULO 1: Introducción.....		27
1.1	Estrategia de análisis a partir de la Ingeniería del Fuego.....	29
1.2	Objetivo de la tesis.....	30
CAPÍTULO 2: Estado del Arte .....		35
2.1	Tratamiento del fluido como un medio continuo. Realidad y modelización .....	36
2.2	Principios básicos de la Dinámica de Fluidos. Evolución histórica.....	37
2.3	Mecanismos físicos presentes en la transmisión de calor .....	39
2.3.1	Convección.....	39
2.3.2	Convección natural con comportamiento turbulento .....	40
2.4	Propiedades características fundamentales del aire como gas .....	43
2.4.1	Compresibilidad del aire.....	43
2.4.2	Viscosidad .....	44
2.5	Ecuaciones de gobierno de los gases .....	47
2.5.1	Ley de conservación de la masa (ecuación de continuidad).....	48
2.5.2	Ley de conservación de la cantidad de movimiento .....	49
2.5.3	Ley de conservación de la energía (primer principio de la Termodinámica).....	51
2.5.4	Ecuaciones de estado .....	54
2.5.5	Tensiones viscosas.....	55
2.5.6	Ecuaciones de gobierno de los gases en su forma conservativa .....	56
2.6	Flujos turbulentos .....	59
2.6.1	Irregularidad .....	59
2.6.2	Números de Reynolds elevados o muy elevados.....	60
2.6.3	Disipación.....	61
2.6.4	La escala turbulenta de Kolmogorov.....	61

2.7	Modelos de turbulencias utilizadas en la simulación de incendios.....	66
2.7.1	Resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes dependientes del tiempo.....	68
2.8	Tratamiento de la frontera entre el fluido y las paredes en los modelos C.F.D.....	88
2.8.1	Simulación directa de la subcapa viscosa.....	89
2.8.2	Simulación de la capa límite mediante las funciones de pared.....	90
2.8.3	Capa límite hidrodinámica.....	91
2.8.4	Capa límite térmica.....	91
2.9	Conclusiones.....	92
CAPÍTULO 3: Simulaciones computacionales <i>Large Eddy Simulation</i> .....		95
3.1	Introducción.....	95
3.2	Objetivos del estudio basado en las simulaciones L.E.S.....	96
3.3	Simulación L.E.S. n.º 1: Influencia de los fenómenos turbulentos en la dinámica de fluidos en un campo infinito en $R^2$ .....	97
3.3.1	Parámetros de salida analizados.....	97
3.3.2	Observaciones realizadas a los datos obtenidos en el modelo de campo infinito.....	106
3.3.3	Conclusiones relativas a la simulación L.E.S. n.º 1.....	108
3.4	Simulación L.E.S. n.º 2: Influencia de los fenómenos turbulentos en la dinámica de fluidos en un campo finito en $R^2$ .....	110
3.4.1	Parámetros de salida analizados.....	111
3.4.2	Incremento de la potencia liberada por el «punto fuente» y del tiempo de simulación.....	126
3.4.3	Variabilidad térmica y cinética en función de la potencia liberada en el «punto fuente» 129	
3.4.4	Interpretación de las leyes térmicas y cinéticas del gas en un modelo de campo finito.....	141
3.4.5	Análisis espectral de frecuencias realizado a partir de los datos obtenidos en la simulación L.E.S. n.º 2.....	145
3.5	Simulación L.E.S. n.º 3: Influencia de los fenómenos turbulentos en la dinámica de fluidos en un campo finito en $R^2$ . Modificación (a) de las condiciones de contorno.....	177
3.5.1	Parámetros de salida analizados.....	178
3.5.2	Análisis espectral de frecuencias realizado a partir de los datos obtenidos en la simulación L.E.S. n.º 3.....	187
3.6	Simulación L.E.S. n.º 4: Influencia de los fenómenos turbulentos en la dinámica de fluidos en un campo finito en $R^2$ . Modificación (b) de las condiciones de contorno.....	197
3.6.1	Parámetros de salida analizados.....	198
3.6.2	Análisis espectral de frecuencias realizado a partir de los datos obtenidos en la simulación L.E.S. n.º 4.....	207
3.7	Conclusiones relativas a las simulaciones L.E.S.....	216

CAPÍTULO 4: Simulaciones computacionales <i>Direct Numerical Simulation</i> .....	219
4.1  Introducción .....	219
4.2  Objetivos del estudio basado en las simulaciones <i>Direct Numerical Simulation</i> .....	220
4.3  Comportamiento turbulento del gas próximo a los perfiles estructurales.....	221
4.3.1  Descripción del modelo informático .....	221
4.3.2  Discretización espacial y temporal.....	223
4.3.3  Parámetros de salida analizados a partir del modelo <i>Direct Numerical Simulation</i> .....	225
4.4  Evaluación de la capa límite mediante simulaciones D.N.S. ....	234
4.5  Análisis espectral de frecuencias realizado a partir de los datos obtenidos en las simulaciones <i>Direct Numerical Simulation</i> .....	242
4.5.1  Parámetros de análisis.....	242
4.5.2  Análisis espectral de los datos obtenidos en los modelos D.N.S. ....	243
4.5.3  Conclusiones relativas al análisis espectral en las simulaciones D.N.S. ....	246
4.6  Conclusiones relativas a las simulaciones D.N.S.....	248
CAPÍTULO 5: Conclusiones .....	249
5.1  Introducción .....	249
5.2  Relación de los aspectos más relevantes logrados en la investigación .....	254
5.2.1  Dispersión térmica obtenida en las simulaciones C.F.D. ....	255
5.2.2  Análisis cuantitativo relativo al comportamiento del fluido .....	256
5.2.3  Idoneidad de los métodos de simulación en los incendios accidentales de edificación..	257
5.2.4  Propuesta de un método gráfico para la validación de las simulaciones C.F.D.....	258
5.2.5  Propuesta de una metodología para compensar la dispersión en los datos de salida a partir del espectro de frecuencia asociado a la vorticidad.....	262
CAPÍTULO 6: Futuras líneas de investigación.....	265
6.1  Introducción .....	265
6.2  Cuestiones pendientes propuestas por el doctorando.....	266
6.2.1  Estudio de la turbulencia con esquemas de multi-escala.....	266
6.2.2  Implementación de la energía de cascada durante el fenómeno <i>backscatter</i> .....	270
6.2.3  Influencia de las escalas turbulentas de Kolmogorov en la simulación computacional de los combustibles sólidos .....	271
6.2.4  Influencia de los métodos de simulación en el transporte de las partículas sólidas .....	271
6.2.5  Extensión del trabajo a simulaciones en $R^3$ y datos experimentales .....	272

Bibliografía .....	275
Listado de Imágenes y Tablas .....	283
Listado de gráficos.....	291
Anejo A: Conceptos matemáticos .....	301
A.1    Introducción .....	301
A.2    Divergencia de un campo vectorial.....	302
A.3    Rotacional de un campo vectorial .....	303
A.4    Teoría Fractal .....	304
A.4.5 Relación entre la teoría fractal y las escalas turbulentas de Kolmogorov .....	311
Anejo B: Arquitectura computacional de altas prestaciones .....	313
B.1    Introducción .....	313
B.2 <i>High Performance Computing</i> (H.P.C.).....	313

## ii. Listado de acrónimos

C.F.D.	Computational Fluid Dynamics
C.F.L.	Courant Friedrichs-Lewy
D.L.A.	Diffusion-limited aggregation
D.N.S.	Direct Numerical simulation
D.S.M.	Dynamic Subgrid Scale
F.4 E.	Fusion for energy
F.D.S.	Fire Dynamics Simulator
F.D.S.M.	Filtered Dynamic Subgrid Scale
F.F.T.	Fast Fourier Transform
F.I.R.	Finite Impulse Response
FL.O.P.S.	FLoating-point Operations Per Second
H.P.C.	High Performance Computing
I.I.R.	Infinite Impulse Response
L.E.S.	Large Eddy Simulation
M.P.I.	Message Passing Interface
N.A.S.A.	National Aeronautics and Space Administration
N.I.S.T.	National Institute of Standards and Technology
R.A.M.	Random Access Memory
R.A.N.S.	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
R.M.S.	Root Mean Square
S.G.S.	Subgrid Scale
S.L.I.	Sistema Lineal Invariante



### iii. Listado de símbolos

#### Alfabeto romano: mayúsculas

$A_{\text{pass}}$	En un filtro matemático la desviación existente respecto de la máxima magnitud, en dB
$A_{\text{stop}}$	Amplitud de la atenuación en la zona de corte del filtro, respecto del valor de 0 dB
$C$	Número de Courant-Friedrichs-Lewy
$C_k$	Constante universal de la Ley de los $-5/3$ de Kolmogorov ( $\sim 1.50$ )
$C_p$	Capacidad calorífica del fluido
$C_s$	Constante de Smagorinsky
$C_T$	Coefficiente del filtro de test
$C_\tau$	Coefficiente del filtro de malla
$C_{(x, y, z, t)}$	Parámetro incluido en el modelo Dinámico de Germano para un flujo homogéneo
$D$	Separación entre dos placas paralelas (imagen 2)
$E$	Energía cinética
$E_{\text{int}}$	Energía interna de un sistema
$E(k)$	Energía cinética asociada a las escalas turbulentas de Kolmogorov
$F_{\text{pass}}$	Banda de paso de un filtro
$F_s$	Máxima frecuencia de muestreo
$F_{\text{stop}}$	Banda de transición, desde $F_{\text{pass}}$ hasta $F_{\text{stop}}$
$G$	Filtro kernel de convolución
$G(x, x')$	Función de filtro utilizada
$G_r$	Número de Grashof
$I$	Intensidad del flujo, caudal
$L$	Longitud de un elemento estructural afectado por un incremento térmico
$L_c$	Longitud característica
$L_{DI}$	Longitud de la escala turbulenta situada entre el subrango inercial y el subrango disipativo ( $L_{DI} \sim 60\eta$ )
$L_{EI}$	Longitud de la escala turbulenta situada entre el rango de vórtices contenedores de energía y el subrango de las microescalas de Taylor
$L_0$	Escala integral de las turbulencias de mayor dimensión
$L_{ij}$	Tensor de Leonard
$M$	Velocidad del sonido, Mach
$N$	Número de puntos de mallado
$P$	Presión del fluido
$Q$	Calor transferido al sistema
$P_r$	Número de Prandtl
$R$	Constante universal de los gases: $8,314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$
$R_a$	Número de Rayleigh
$R_e$	Número de Reynolds
$R_i$	Número de Richardson (importancia de la convección natural respecto de la convección forzada)
$S_q$	Energía cinética de segundo orden
$S_E$	Energía potencial

$S_i$	Energía interna del sistema
$\bar{S}_{ij}$	Valor del tensor de la deformación para la escala calculada de la turbulencia
$S_M$	Energía cinética del sistema en la ecuación 2.29
$S_{Mx}$	Término que engloba todas las fuerzas que actúan sobre el fluido
$T_{ij}$	Tensión del filtro de test
$T_m$	Periodo de muestreo
$T_s$	Temperatura de la superficie del material
$T_\infty$	Temperatura del fluido
$V$	Volumen
$W$	Trabajo realizado sobre el sistema
$Y^+$	Parámetro adimensional incluido en la capa límite térmica e hidrodinámica. Distancia normalizada desde la pared, a través de la longitud de escala viscosa. $Y^+ = \frac{y}{\delta_c}$

### Alfabeto romano: minúsculas

bi y ai	Parámetros incluidos en un filtro matemático del tipo I.I.R.
$f_s$	Frecuencia de muestreo
$g$	Gravedad
$h$	Dimensión del volumen finito
$i$	Energía interna térmica
$k_t$	Conductividad térmica del material
$k$	Energía cinética
$l$	Dimensión característica de los vórtices
$m$	Masa de un cuerpo
$m_{ij}$	Viscosidad turbulenta dinámica en el modelo tensional a escala de submalla
$n$	Número de moles de una sustancia
$\mathbf{n}$	Vector normal a cada punto de la superficie
$p$	Presión del fluido en un elemento diferencial
$q$	Calor
$r$	Coordenada radial
$t$	Tiempo
$\mathbf{u}$	Componente total de un flujo turbulento
$u_\tau$	Velocidad tangencial
$u_0$	Velocidad de los vórtices de mayor dimensión
$u_m$	Velocidad media del fluido turbulento
$\bar{u}$	Velocidad filtrada
$u'$	Término fluctuante del flujo turbulento
$u'$	Media cuadrática de la velocidad [R.M.S.]
$\mathbf{v}$	Función vectorial diferenciable
$v$	Velocidad del fluido
$\vec{v}$	Velocidad vectorial del fluido
$y$	Coordenada cartesiana



### Alfabeto griego: mayúsculas

$\beta$	Coeficiente de expansión térmica del fluido
$\Gamma$	Variable general incluida en la ecuación que define el transporte del fluido
$\Delta$	Escala local de la malla
$\Delta_i$	Media del volumen del tamaño de la malla
$\Delta l$	Dilación lineal que se produce en el elemento
$\Delta T$	Incremento de temperatura
$\Delta t$	Incremento de tiempo
$\bar{\Delta}$	Amplitud del filtro de malla
$\tilde{\Delta}$	Amplitud del filtro de Test
$\Phi$	Disipación viscosa
$\Phi(x, t)$	Campo espacial y temporal
$\overline{\Phi(x, t)}$	Campo espacial y temporal filtrado

### Alfabeto griego: minúsculas

$\alpha$	Coeficiente térmico del material
$\alpha_t$	Difusividad térmica del fluido
$\gamma$	Índice adiabático del gas
$\delta$	Constante de fase del movimiento armónico
$\delta_c$	Longitud de escala viscosa. $\delta_c = \frac{\nu}{u_\tau}$
$\varepsilon$	Disipación de la energía cinética
$\eta$	Escalas disipativas de Kolmogorov
$\kappa$	Constante de Von Karman
$\kappa_{DI}$	Frecuencia espacial de la onda situada entre el subrango inercial y el subrango disipativo
$\kappa_{EI}$	Frecuencia espacial de la onda situada entre el rango de vórtices contenedores de energía y el subrango de las microescalas de Taylor
$\lambda$	Viscosidad correspondiente a la deformación volumétrica
$\mu$	Viscosidad dinámica del fluido
$\mu_t$	Viscosidad dinámica turbulenta a la escala de submalla
$\rho$	Densidad del fluido
$\tau$	Tensión tangencial
$\tau_{ij}$	Tensión de Reynolds del filtro de malla
$\tau_{kk}$	Término isotrópico de la tensión de submalla
$\tau_{xx}$	Tensión de tracción
$\tau_{yx}$	Tensión tangencial contenida en el plano ZX del elemento diferencial
$\tau_{zx}$	Tensión tangencial contenida en el plano XY del elemento diferencial
$\nu$	Viscosidad cinemática del fluido
$\omega$	Frecuencia angular del movimiento armónico
$\omega_{y,ijk}$	Vorticidad respecto del eje y



## Abreviaturas de unidades

°C	grados centígrados
cm	centímetros
dB	decibelio
Hz	hertz (1 Hz = 1 s <sup>-1</sup> )
J	joule (1 J = 1 N·m)
K	kelvin
kg	kilogramo
kW	kilowatt
m	metro
mm	milímetro
N	newton
Pa	pascal (1 Pa = 1 N/m <sup>2</sup> )
s	segundo
W	watt

## Símbolos matemáticos

=	es igual a
≡	es equivalente a
≈	es aproximadamente igual a
~	es del orden de
>	es mayor que
≥	es mayor o igual que
<	es menor que
≤	es menor o igual que
*	operador de convolución
∇	operador Nabla ( $\nabla \vec{F} = \text{div } \vec{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$ )
Δ	operador Laplaciano ( $\Delta = \nabla \cdot \nabla$ )
Δx	variación o incremento de x
$\frac{Du}{Dt}$	derivada sustancial de u respecto de t
dx	variación diferencial en x
∑	sumatorio
$\frac{dy}{dx}$	derivada de y respecto de x
$\frac{\partial x}{\partial t}$	derivada parcial de x respecto de t
$\int_a^b dx$	integral definida entre a y b
$\oint_{\partial R} dS$	integral curvilínea
∂R	superficie del contorno
< >	plano medio sobre una dirección homogénea del flujo



## CAPÍTULO 1: Introducción

No hace muchos años la seguridad de las estructuras de los edificios frente a la acción del fuego se limitaba a unas prescripciones normativas que indicaban la protección a aplicar en cada una de ellas en función de unas características intrínsecas al edificio, como su geometría, los recorridos de evacuación, los usos previstos y los materiales que componían el entramado resistente, como los más significativos.

Esta manera prescriptiva de garantizar la seguridad de la estructura, cuyo objetivo es el de asegurar que durante un tiempo suficiente se facilite la evacuación de los ocupantes y sea posible la intervención de los cuerpos de salvamento en caso necesario, surge en un momento de urgencia resolutoria del problema de la seguridad tras un terrible incendio acontecido el año 1967 en Bruselas, cuando se quemó el centro comercial L’Innovation, con 361 víctimas, según la noticia publicada en el diario ABC (Madrid) el día 27 de mayo de ese mismo año [4; 5; 6; 7]. No obstante, como se verá más adelante, esta manera de actuar no es la más racional de cara a garantizar la seguridad de los ocupantes de un edificio con un aprovechamiento de los sistemas de seguridad utilizados, así como la optimización de los materiales de protección.

En este sentido, es fácil imaginar que no todos los elementos de la estructura de un edificio van a requerir el mismo grado de protección, ya sea por la posición de cada uno de ellos respecto de las aberturas, por ejemplo, o por el grado de compromiso que estos adquieran.

Pongamos, por ejemplo, el caso de que se produzca un incendio en una gran sala diáfana de una altura media de ocho metros. Si esta dispone de aberturas en todo su perímetro será lógico que los elementos próximos a él queden expuestos a unas temperaturas inferiores a las que se alcancen en el centro de la sala, puesto que en el interior la influencia de la ventilación será mucho menor.

Existen otros casos significativos que se pueden relacionar a este en los cuales los métodos basados en prescripciones tienen serias limitaciones.

Si estamos analizando un espacio diáfano con una altura libre importante, diez metros, por poner un valor concreto, ¿es posible que durante un incendio las llamas alcancen la estructura de la cubierta? ¿Llegará a alcanzarse la temperatura crítica de colapso en los elementos que la componen?

Es muy probable que en este caso el fuego alcance alturas poco significativas, lejos de afectar directamente a los elementos estructurales de cubierta. ¿Qué sentido tiene, pues, proteger todo el entramado resistente con elementos que garanticen la estabilidad al fuego requerida por la normativa si en puntos de él o, incluso, en su totalidad, no se van a superar los 200 °C?

Para poder determinar realmente qué está sucediendo durante el acontecimiento de un incendio en el interior de un edificio, se habla desde hace relativamente poco tiempo (unos veinte años en España) de la Ingeniería del Fuego, palabras que en países como Finlandia o Estados Unidos están ya extendidas, pero que en nuestro país cuesta que se introduzcan con una cierta sistematización. Muy probablemente esto sea debido a una serie de factores como son el alto grado de especialización que se requiere para su aplicación, el coste computacional que comporta y, también, una Administración poco receptiva en la introducción de cambios a la hora de analizar la estabilidad de las estructuras frente a la acción del fuego.

Por todo ello, la presente tesis doctoral persigue abrir una nueva vía de desarrollo dentro de la comprobación de la estabilidad al fuego de los edificios mediante métodos físico-matemáticos y la realización de simulaciones computacionales de incendio.

En el cálculo de estructuras siempre se han admitido simplificaciones que permiten abordar el comportamiento de las mismas, por complejas que estas sean, con una cierta sistematización y agilidad. Rara vez se busca la modelización exacta de la estructura, sino que se asumen una serie de simplificaciones, y más si se tiene en cuenta que el punto de partida para el análisis admite ciertas hipótesis que se basan en una idealización del comportamiento real que tendrá.

Puesto que hoy en día es prácticamente imposible la realización de un modelo de fuego real, entendiendo como tal la exacta modelización del mismo, se entenderá por ello aquel modelo numérico que simule lo mejor posible la geometría del escenario en el que se produce. Para ello se tendrá en cuenta el movimiento del aire, las propiedades de los materiales presentes, la posición de las ventilaciones, los combustibles, las condiciones de ignición y todos aquellos factores que se considera pueden influir en su definición, con lo que se obtiene una ley de liberación de calor en función del tiempo, que será la responsable en gran medida de las temperaturas obtenidas en el aire.

Todas las normas europeas aceptan el estudio de la estabilidad al fuego de las estructuras de los edificios mediante los llamados métodos avanzados de cálculo, basados en modelos físico-matemáticos. No obstante, la realidad es que en muchas de ellas el detalle de la aplicación de este método se encuentra en

los anejos. En el cuerpo principal normativo solamente se establecen los criterios prescriptivos que permiten evaluar de forma tabulada el comportamiento de los edificios frente a un posible incendio de carácter accidental.

Tal y como ya se ha expuesto, los métodos basados en prestaciones, sustentados en la realización de modelos avanzados físico-matemáticos que simulen el comportamiento del incendio a partir de la Dinámica Computacional de Fluidos (utilizando a partir de este momento el acrónimo C.F.D. según las siglas inglesas para *Computational Fluid Dynamics*) y todas las teorías en las que esta se basa, tales como la Termodinámica, serán la base y el origen de todo el desarrollo que se realiza a continuación.

### **1.1 Estrategia de análisis a partir de la Ingeniería del Fuego**

Cuando en un edificio se produce un incendio, la consecuencia más inmediata del mismo es el incremento de las temperaturas de los gases presentes en el escenario. Según las leyes de la Termodinámica y de la Transmisión de Calor, este incremento térmico de los gases provocará que la estructura, rodeada por estos, también se vea afectada por esta nueva ley de temperaturas, dependiente de los fenómenos físicos de convección y de radiación. La temperatura que alcanzará la estructura dependerá de multitud de factores que condicionarán el comportamiento de la misma.

Al aumentar las temperaturas del material que forma la estructura, las propiedades mecánicas de este se verán alteradas, reduciéndose en mayor o menor medida en función de la historia de temperaturas que se produzca. El acero, por ejemplo, perderá un 38 % de su capacidad resistente a los 550 °C.

Por otra parte, también es cierto que un incendio es una situación accidental de muy baja probabilidad de aparición en una estructura de edificación y que, en consecuencia, para su análisis, todas las acciones variables que gravitan sobre ella podrán ser reducidas, así como también los coeficientes de seguridad a considerar para las comprobaciones.

El objetivo final de la Ingeniería del Fuego es poder determinar si este entramado resistente, afectado por unas temperaturas elevadas que generan una menor resistencia del mismo, es capaz de mantener su resistencia durante la evolución del incendio bajo las condiciones de seguridad que se exigen en estos casos. Este entramado podrá verse afectado por otros efectos negativos como son, por ejemplo, los esfuerzos de segundo orden que aparecen como consecuencia del grado de indeterminación de la propia estructura.

## 1.2 Objetivo de la tesis

La presente tesis doctoral muestra, en primer lugar, el Estado del Arte, pero con la intencionalidad de ir más allá de la mera explicación de lo que se conoce en la actualidad en lo referente a los incendios que afectan a los edificios. Para ello, en primer lugar, se lleva a cabo la ordenación de todos aquellos aspectos clave para la modelización matemática y física de un fuego en el interior de un edificio, valorando los diversos puntos que necesitan de una cierta profundización en cuanto a los conocimientos disponibles.

Considerando que, tal y como se va a desarrollar en el siguiente capítulo, de entre todos los fenómenos físicos aquel que más puede llegar a influir en la ley térmica que condiciona el comportamiento de un entramado resistente de cubierta, situado a una distancia superior a los seis metros desde el foco del incendio, es la convección, y que esta aporta hasta un 70 o 75 % de la energía total sobre la estructura, es este el aspecto a desarrollar durante toda la investigación.

El fenómeno de la radiación queda fuera del ámbito de estudio, por tener habitualmente una escasa relevancia sobre el entramado resistente que conforma la estructura de los edificios con alturas libres superiores a los ya mencionados seis metros.

Por todo ello, se considera de gran importancia por parte del doctorando establecer unos criterios claros en la caracterización de dicha transmisión del calor a partir de la convección del aire en los espacios cerrados.

Así, una vez reconocido en él el fenómeno de la convección como uno de los condicionantes más significativos en cuanto a los valores térmicos obtenidos en sus elementos con un entramado estructural caracterizado por no tener un contacto directo con las llamas del incendio, será preciso establecer si se producen una serie de fenómenos complejos, como qué nivel de convección se alcanza, si el movimiento del aire es ordenado o caótico, si los cambios de velocidad y de presión del gas en el espacio y el tiempo son suaves o por el contrario son súbitos; en definitiva, será preciso establecer si la convección producida da lugar a un movimiento del aire laminar o turbulento, respectivamente.

Dado que es habitual que el flujo del aire se caracterice por un movimiento turbulento, principalmente en las zonas próximas al incendio, una vez sentadas las bases de la transmisión de calor debido al fenómeno de la convección, la investigación se centra en la caracterización numérica correcta de los fenómenos turbulentos que se producen durante la combustión de los materiales existentes en los espacios cerrados.

Considerando además que el objetivo, de cara a evaluar el comportamiento estructural de los edificios cuando en ellos se genera un fuego, es la determinación de las leyes térmicas que se producen en cualquier elemento estructural para analizar así la capacidad resistente residual de este una vez acontecido el incendio, la transmisión de calor que se produce entre el fluido y la propia estructura adquiere una importancia relevante.



La modelización física y matemática apropiada, tanto del comportamiento convectivo del fluido como del tratamiento que se dé al espacio de interacción entre este y la propia estructura, se presenta clave a la hora de poder discernir entre aquellos elementos que no alcancen unos valores térmicos considerados críticos de cara a comprometer la integridad de la estructura y aquellos que se ven sometidos a unas temperaturas tales que conlleven una pérdida de resistencia difícilmente asumible, en función de las acciones para las que hayan sido diseñados.

Teniendo en cuenta que la Ingeniería del Fuego, aplicada al campo estructural, tiene una gran razón de ser en edificios en los que existe una distancia importante entre el posible foco del incendio y la estructura horizontal de cubierta, se centra el estudio en una morfología concreta de edificio, quedando abierta la investigación a la correcta adecuación de las conclusiones de la misma a un amplio abanico de edificios en los que también sea razonable el estudio prestacional de los entramados resistentes que conforman la estructura.

En base a estos criterios, se estudia la convección en espacios diáfanos de dimensiones medias, tales como polideportivos, espacios feriales o mercados, entre otros, con alturas libres comprendidas entre los ocho y los doce metros y estructuras de cubierta conformadas a partir de entramados triangulados de barras, con grandes luces entre apoyos.

Por otra parte, se limita el estudio a aquellos incendios producidos de manera accidental, por lo que quedan fuera de la investigación aquellos fenómenos explosivos, ya sean intencionados o accidentales, por las consideraciones matemáticas intrínsecas a la modelización de los mismos.

Una vez centrado el conocimiento genérico presente en los dos fenómenos indicados (la simulación de la turbulencia y la transmisión térmica a la estructura) y considerando que en la tipología escogida en la investigación la convección aportará la práctica totalidad del calor a la estructura, incrementándose el porcentaje cuanto mayor sea la distancia desde el fuego hasta la estructura, todo el esfuerzo se va a centrar en establecer un criterio claro a la hora de llevar a cabo modelos de incendios a partir de la Dinámica Computacional de Fluidos, en lo que al tratamiento matemático más adecuado de la convección y de la turbulencia se refiere, aparte de todos aquellos parámetros físicos del propio modelo que puedan condicionar el correcto tratamiento del movimiento del aire.

Esto significa que el tratamiento matemático de las turbulencias va a ser el eje principal de la investigación. No quiere decir esto que no exista en la actualidad conocimiento de dichos comportamientos caóticos del comportamiento del aire, todo lo contrario. Hace años que se realizan investigaciones en todo aquello referente al modelado de la turbulencia, pero los mayores esfuerzos se han destinado a la industria aeronáutica y a la ingeniería industrial, por lo que ha quedado relegada a una segunda línea de investigación la turbulencia producida en espacios cerrados debido a incendios accidentales, y poco se ha centrado en la influencia que esta puede llegar a tener en las temperaturas alcanzadas en las estructuras de edificación, objetivo final de la presente tesis.

Se pretende lograr un criterio claro para el modelo turbulento más adecuado al caso que nos ocupa y a los parámetros que caracterizan a la turbulencia a pequeña y gran escala, así como a la interacción entre el fluido y la propia estructura (estudio de frontera de la turbulencia).

Una excelente reflexión sobre la situación actual del conocimiento de los fenómenos turbulentos, así como de la evolución de las investigaciones y de los puntos pendientes de solución, se encuentra en el discurso de ingreso en la Real Academia de Ciencias Exactas, Física y Naturales del Dr. Ingeniero Javier Jiménez Sendín, en el año 2011 [8].

Por todos los motivos aquí expuestos se centrará el desarrollo del presente trabajo de investigación en los siguientes aspectos:

- Estudio de la convección como fenómeno físico determinante en la transmisión térmica desde el foco del incendio hasta la cubierta de los pabellones analizados,
- simulación y caracterización de las turbulencias a pequeña y gran escala alrededor de las estructuras metálicas. Métodos existentes más adecuados de análisis. Ventajas e inconvenientes de cada uno de ellos,
- evolución de la escala de la dimensión de la turbulencia en aquellos incendios accidentales producidos en espacios cerrados con alturas medias comprendidas entre los seis y los diez metros,
- influencia de las turbulencias a pequeña escala en el eje del incendio de cara a la transmisión del calor y
- tratamiento del espacio intersticial entre el fluido y la estructura, la frontera entre los gases calientes en movimiento y las paredes estacionarias.

Si bien se presentan aquí cinco aspectos que han motivado el desarrollo de la presente tesis doctoral, todos ellos forman parte de un único objetivo: la búsqueda de un conocimiento más preciso en todo aquello relativo a la simulación computacional del fenómeno de la turbulencia de incendios en espacios cerrados de grandes dimensiones y poder dictaminar sobre las leyes térmicas que afectan a la estructura en cada caso.

También es cierto que la investigación en este campo científico de la Dinámica Computacional de Fluidos y de la turbulencia se encuentra con una serie de problemas matemáticos aún por resolver, por lo que se han de asumir en este punto las simplificaciones y teoremas existentes hasta la fecha para poder avanzar. Estos límites del conocimiento principalmente son:

- No hay soluciones exactas a la ecuación de Navier-Stokes.
- Existen singularidades para el sistema de Navier-Stokes. Es uno de los siete problemas matemáticos pendientes de resolver por el Instituto Clay [9; 10].

- El criterio clásico para la definición de singularidades en fluidos es el teorema de Beale, Kato y Majda (1984) [11; 12 y 13].
- Las derivadas que aparecen en la ecuación pueden no todas existir aunque se considera que satisfacen la ecuación en algún sentido definido con precisión. Este concepto fue introducido por Leray para comprender las singularidades y el comportamiento caótico de los fluidos. Indicó la existencia de una solución global de la ecuación, pero con posibilidad de que existiesen singularidades [14].

No obstante, es importante destacar que durante la última revisión de la presente tesis doctoral diversos medios de comunicación españoles se han hecho eco de que el profesor universitario de origen kazajo Mujtarbay Otelbáyev «afirma haber encontrado una solución parcial para la ecuación de Navier-Stokes sobre la mecánica de fluidos» [15]. Según esta noticia, el matemático kazajo, director del Instituto Matemático de la Universidad Nacional Euroasiática de Almaty, ha publicado recientemente este importante avance científico en la *Revista Matemática kazaja*, en un artículo titulado «La existencia de una buena solución de la ecuación Navier-Stokes» [16].

Teniendo en cuenta que la noticia aquí expuesta, relativa a una posible solución exacta a las ecuaciones de Navier-Stokes, aún no ha sido confirmada por la comunidad científica, la página web del Instituto Clay ([www.claymath.org](http://www.claymath.org)) no ha publicado ninguna referencia al respecto a día 10 de febrero de 2014.

Siendo consciente desde el primer momento, no solo de estas limitaciones que afectan directamente al campo del desarrollo científico, sino a muchas otras de diversa naturaleza como, por ejemplo, el propio conocimiento o las limitaciones relativas a las herramientas informáticas de cálculo disponibles, también es cierto que se considera no solo necesario, sino imprescindible ir avanzando paso a paso en este campo de la simulación computacional de incendios a partir de la dinámica de fluidos para lograr dos aspectos de suma importancia:

- Una mejora en el conocimiento de las estructuras de edificación cuando se ven sometidas a la acción del fuego y
- la optimización de los materiales utilizados en la construcción. Reduciendo la cantidad de productos químicos ignífugos utilizados se colabora con la sociedad en la sostenibilidad medio-ambiental.

**Todo esto persigue, además de la mejora del conocimiento de la turbulencia cuando se produce un incendio en un espacio cerrado, la definición de un método ágil y eficiente que permita discernir sobre la calidad de la simulación, en cuanto a las leyes térmicas obtenidas en los gases calientes acumulados en las proximidades de los elementos estructurales.**

No obstante, también es cierto que pueden existir algunos errores o criterios de interpretación de objetivos o herramientas de simulación y análisis, que en este caso corresponderían a la propia subjetividad del doctorando y, por tanto, difíciles de detectar de manera objetiva, pero que se pueden ver sometidos al análisis del mejor criterio de otros investigadores.

## CAPÍTULO 2: Estado del Arte

Albert Einstein (1879-1955):

«Voy a preguntar a Dios dos cuestiones: El porqué de la relatividad y el porqué de la turbulencia. Soy optimista en obtener respuesta a la primera cuestión».

Richard Feynman (Premio Nobel de Física en 1965) definió la turbulencia como:

«El problema aún no resuelto más importante de la Física clásica».

Estas sentencias, realizadas por dos de los grandes científicos de la Historia, permiten vislumbrar la gran complejidad que representa el problema del tratamiento turbulento de cualquier fluido, tanto que aún se trata de un problema no resuelto.

Por ello, se considera preciso que el Estado del Arte aquí expuesto realice una visión global de los conocimientos existentes en este campo de la Ciencia.

En primer lugar, se determinan las ecuaciones que sirven para definir el comportamiento de cualquier fluido en movimiento, así como aquellas ecuaciones de continuidad que son utilizadas en la Dinámica Computacional de Fluidos.

Posteriormente, se analizan los métodos que existen en la actualidad para caracterizar las turbulencias en cualquier fluido, haciendo hincapié, sobre todo, en aquellos que se utilizarán posteriormente para desarrollar la presente tesis doctoral.

En este punto se debe indicar que, si bien es cierto que la teoría de la turbulencia ha tenido un amplio desarrollo en los últimos años y se han analizado dichos fenómenos durante años, poco se ha estudiado sobre la incidencia de los mismos sobre los elementos estructurales metálicos de pequeña dimensión en

comparación con la malla utilizada, relacionados con las diferentes maneras de caracterizar el campo rotacional y la idoneidad de cada uno de ellos.

Se pretende, pues, no solo demostrar la metodología más óptima de cara al estudio térmico de estructuras metálicas cuando se utilizan modelos C.F.D., sino poder dar un paso más allá y establecer qué parámetros son los mejores en tal caso para obtener un correcto comportamiento de los gases alrededor de los entramados resistentes.

Se buscará el equilibrio entre los resultados obtenidos, acotando el error que se considere admisible y el coste informático necesario en cada caso. La realidad indica que, si bien existen ya métodos de análisis capaces de resolver la totalidad de los fenómenos turbulentos (*Direct Numerical Simulation*, D.N.S.), es imposible aplicarlos en estudios reales, por lo que quedan restringidos únicamente al ámbito de la investigación en grandes centros tecnológicos.

## 2.1 Tratamiento del fluido como un medio continuo. Realidad y modelización

En el momento de pretender analizar el flujo de un fluido en base matemática, debe considerarse que la estructura molecular que forma el fluido se reemplaza por un medio hipotético, llamado medio continuo. En un medio molecular la velocidad de un punto en el espacio es indefinida, ya que sería nula en todos los instantes temporales, excepto cuando una molécula ocupa ese punto en concreto. En base a ello deberá hablarse, pues, de la velocidad instantánea de la molécula y no de la velocidad media del fluido. Esta situación matemáticamente singular se evita si se considera la velocidad de un fluido en un punto concreto del espacio como la velocidad media promediada de todas las partículas que ocupan el espacio próximo al punto estudiado.

Cualquier fluido puede ser tratado como un medio continuo; es decir, como un conjunto de partículas que se mueven de manera continua y uniforme en función del tiempo,  $t$ , formando un conjunto en  $\mathbb{R}^3$ ,  $x = (x_1, x_2, x_3)$ . Este continuo es un compuesto de diversas partículas discretas, y es esta hipótesis la que configura la base para las ecuaciones diferenciales que van a desarrollarse a continuación. No obstante, conviene aclarar también que considerar el fluido como un medio continuo no deja de ser una simplificación matemática, y que la Física, en paralelo, como ciencia que estudia la Mecánica, pretende describir el comportamiento de cada uno de los cuerpos como sólidos.

En base a la teoría física desarrollada en campos como la Física nuclear, donde se habla de partículas de dimensión inferior incluso al nanómetro ( $10^{-9}$  m), se podría rechazar el tratamiento del fluido como un continuo, pero, al contrario, la teoría de los fluidos acepta el tratamiento matemático como medio continuo, creando, por tanto, una teoría matemática que sirva para generar un modelo de la realidad del

fluido. Esta teoría tiene como objetivo principal obtener las leyes del medio continuo como límite de las teorías de la cinética de las partículas que lo forman.

Una vez establecido el concepto de fluido como medio continuo, y habiendo visto que el comportamiento de este depende tanto del espacio como del tiempo, se puede indicar que el estudio de cualquier fluido pasará por resolver un sistema de ecuaciones en derivadas parciales.

Estas ecuaciones son no lineales y se establece entonces un sistema de ecuaciones en derivadas parciales cuyo comportamiento es no lineal. Este es, tal y como ya ha sido expuesto en la introducción, uno de los límites del conocimiento matemático del que se dispone.

En los capítulos siguientes se van a desarrollar las ecuaciones constitutivas del comportamiento de cualquier fluido, que son: la de conservación de la masa, la de la cantidad de movimiento y la de la energía. Una vez establecido el sistema de ecuaciones que caracterizan al fluido, se desarrollarán las ecuaciones de Navier-Stokes, necesarias para describir el movimiento del fluido.

## 2.2 Principios básicos de la Dinámica de Fluidos. Evolución histórica

Visto el tratamiento de un fluido como un medio continuo con las simplificaciones que se admiten, la Dinámica de Fluidos constituirá el marco en el cual se estudiarán algunos de los parámetros de dicho medio, principalmente su movimiento.

En este caso, por la naturaleza del problema que quiere abordarse, la Dinámica de Fluidos se centrará en el estudio del aire caliente en el escenario de incendio.

Ello puede abordarse mediante los procedimientos siguientes:

- Experimentación en laboratorio,
- estudios teóricos basados en la experiencia contrastada y
- análisis numéricos: Dinámica Computacional de Fluidos.

Es en este último punto donde la ciencia está llevando a cabo mayores avances en los últimos tiempos, principalmente gracias a la evolución que se está dando en los procesadores de cálculo y las tecnologías de cálculo en paralelo *High Performance Computing*, H.P.C. (Ver Anejo B).

Para ver la importancia que el análisis de cualquier fluido ha tenido a lo largo de la Historia solo hace falta pensar en los primeros estudios llevados a cabo en este tema por Arquímedes, 200 años antes de Cristo. Uno de los conceptos de mayor repercusión científica introducidos por Arquímedes en el campo de los fluidos fue el principio que hoy lleva su nombre y que enuncia que: «*Todo cuerpo parcial o*

*totalmente sumergido en un fluido experimenta una fuerza ascensional o de empuje igual al peso del fluido desplazado*». Fue más tarde cuando Leonardo Da Vinci, durante el siglo XV, reconoció perfectamente la estructura que adquiere cualquier fluido en movimiento y describió con precisión aspectos como son las turbulencias producidas durante el movimiento del flujo o, incluso, la interrelación entre diferentes fluidos en movimiento.

Isaac Newton, durante los siglos XVII y XVIII hizo importantes contribuciones a la Dinámica de los Fluidos. Entre muchos, los aspectos más destacables que se explican en los siguientes apartados y que hay que otorgar a Newton son:

- Ley de conservación de la cantidad de movimiento (segunda ley de Newton),
- el concepto de viscosidad newtoniana (variación lineal de la tensión y de la deformación de cualquier fluido bajo esta premisa) y
- el principio por el cual la fuerza producida sobre un objeto estacionario por un fluido es igual al cambio de momento del fluido cuando este último se desvía.

Los estudios realizados por varios científicos a lo largo de los siglos XVIII y XIX aportaron aspectos y teoremas de destacada importancia al desarrollo de esta parte de la ciencia, como son la ecuación de Bernoulli [17] o las tres ecuaciones de Euler, aplicables estas últimas a fluidos no viscosos. Podemos encontrar una excelente recopilación de las teorías publicadas por Euler, entre 1752 y 1755, en el artículo escrito por el Dr. Amable Liñán Martínez, de la Real Academia de Ciencias y de la Universidad Politécnica de Madrid, para la celebración del tercer centenario de Leonhard Euler en el Instituto de España, el año 2007 [18].

Un aspecto relevante de los estudios realizados a lo largo de estos siglos fue la inclusión del concepto del transporte viscoso en las ecuaciones de Euler por parte de Henry Navier y de Gabriel Stokes, base de las teorías modernas de la Dinámica Computacional de Fluidos.

Durante el siglo XIX, Osborne Reynolds [19; 20] caracterizó la transición de un fluido laminar a turbulento mediante el concepto que hoy en día se conoce como el número de Reynolds, que se obtiene a partir de la relación entre las fuerzas de inercia y las fuerzas viscosas de un fluido en movimiento.

Es durante la primera parte del siglo XX cuando se profundiza en el tratamiento de la turbulencia y en las teorías de las capas límite. Algunos aspectos importantes desarrollados en este periodo y utilizados en la presente tesis son:

- La teoría estadística de Taylor de la microescala de la turbulencia y
- las escalas de Kolmogorov, a partir de las cuales deriva todo el tratamiento que se lleva a cabo actualmente de los fenómenos de movimiento caótico del flujo y de la disipación de la energía.



Durante la segunda mitad del siglo XX se inicia el cálculo de los fluidos mediante sistemas informáticos. Para hacernos una idea de las limitaciones existentes y el coste que supone llevar a cabo estos análisis, en 1953 se estudió el paso de un fluido a través de un elemento cilíndrico, para lo que hicieron falta 1.440 horas de procesamiento de datos.

En los años 1980 y 1990 hacen su aparición la mayoría de programas comerciales de Dinámica de Fluidos y es en los últimos años cuando el tratamiento de los modelos basado en el cálculo en paralelo ha permitido extender este campo de la Ciencia más allá de la pura investigación, facilitando su aplicación a situaciones reales cotidianas con relativa agilidad.

## **2.3 Mecanismos físicos presentes en la transmisión de calor**

Existen tres fenómenos físicos básicos en la transmisión de energía entre dos cuerpos, cualquiera que sea su estado; estos son: la conducción, la radiación y la convección. Si bien es cierto que podemos encontrar los tres fenómenos de manera simultánea, es habitual que uno o dos de ellos tengan más relevancia durante el desarrollo del incendio.

Dado el campo científico en el que se fundamenta el presente trabajo, será la convección la que centrará la atención de este apartado. La conducción queda excluida, no porque esta no tenga influencia en el comportamiento de los materiales y en cómo estos se calientan en función del tiempo, sino porque su influencia es nula cuando se habla de las turbulencias y de su caracterización en el calentamiento de la estructura.

De la misma manera, si bien es cierto que la radiación puede llegar a influir en mayor o menor medida, dependiendo de la configuración espacial del escenario estudiado, en la situación que corresponde a los escenarios escogidos como objeto de esta tesis, los inmuebles con una distancia entre el foco del incendio hasta la estructura que conforma la cubierta superior a los ocho metros, este fenómeno tampoco es relevante. En estudios realizados en este aspecto se concluye que su influencia no acostumbra a superar un 25 % del calor total que llega a la estructura que conforma la cubierta, respecto del 70 u 80 % que alcanza el entramado resistente debido al fenómeno de la convección.

### **2.3.1 Convección**

Se define la convección como el movimiento del fluido, debido a la variación de densidad del mismo por diferencias espaciales de temperatura. Este fenómeno, entendido como la flotabilidad del fluido menos denso, genera la circulación del aire y, por tanto, la transmisión de calor entre diferentes puntos con gradientes térmicos distintos entre ellos.

El movimiento de cualquier fluido se puede diferenciar en función del comportamiento que este tenga. Si el desplazamiento del mismo se produce de manera ordenada, en capas yuxtapuestas y con un gradiente homogéneo de velocidades entre ellas, el movimiento del fluido se define como laminar. Si, por el contrario, el movimiento se caracteriza por su naturaleza caótica, con la formación de remolinos o vórtices y cambios súbitos en la velocidad y dirección de sus partículas, se trata de un movimiento turbulento.

Una segunda clasificación, en lo que hace referencia al movimiento de cualquier fluido, se diferencia según sean las causas que lo provocan. Si este es consecuencia de diferentes densidades del volumen entre capas, entonces se habla de una convección natural; por el contrario, si se introducen fuerzas externas que lo provocan, como ventiladores o extractores de aire, entonces se trata de una convección forzada.

En este caso la atención se centrará únicamente en la convección natural, estudiándose cuando se genera cada una de las diferentes fases de un incendio debido a los cambios de temperatura y, por tanto, de densidad, en el aire interior del edificio. Este movimiento, como se verá, se caracteriza por tener un comportamiento marcadamente turbulento.

### 2.3.2 Convección natural con comportamiento turbulento

En el momento en que se produce un incendio en un espacio cerrado, la aportación de una fuente de calor al fluido produce que, a causa de las variaciones de temperatura, la densidad del mismo varíe en función del tiempo y se produzca un movimiento del fluido debido a la acción de la gravedad.

#### 2.3.2.1 Número de Grashof

El número de Grashof,  $G_r$ , establece la relación adimensional entre las fuerzas de flotación y las fuerzas viscosas que actúan en un fluido:

$$G_r = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_s - T_\infty) \cdot L_c^3}{\nu^2} \quad \text{Ecuación 2.1}$$

Siendo:

$g$  = Gravedad

$\beta$  = Coeficiente de expansión térmica del fluido

$T_s$  = Temperatura de la superficie

$T_\infty$  = Temperatura del fluido

$L_c$  = Longitud característica

$\nu$  = Viscosidad cinemática

### 2.3.2.2 Caracterización de las turbulencias a través del número de Reynolds

El número de Reynolds es el parámetro adimensional utilizado habitualmente en la Dinámica de Fluidos para caracterizar la posibilidad de generación de turbulencias en cualquier fluido, así como la forma que estas adquirirán.

El número de Reynolds,  $R_e$ , se define como la relación entre las fuerzas de inercia y las fuerzas viscosas del fluido:

$$R_e = \frac{\rho \cdot v \cdot L_c}{\mu} \quad \text{Ecuación 2.2}$$

Siendo:

$\rho$  = Densidad del fluido

$v$  = Velocidad del fluido

$L_c$  = Longitud característica

$\mu$  = Viscosidad dinámica del fluido

Las fuerzas de inercia quedan determinadas por el producto de la densidad del fluido, la velocidad del mismo y el diámetro del conducto o espacio analizado, mientras que las fuerzas viscosas hacen referencia a la viscosidad dinámica del fluido.

Cuanto más baja sea la relación, el fluido tendrá una menor facilidad para desprenderse del objeto a través del cual fluye. Por el contrario, un fluido caracterizado por un número de Reynolds elevado, es decir, donde predominen las fuerzas de inercia sobre la viscosidad, se podrá separar fácilmente de los objetos que rodea; esto provocará una circulación del flujo más aleatoria y caótica y, por tanto, con la formación de vórtices o fenómenos turbulentos en la estela del flujo.

Números de Reynolds comprendidos entre 1 y 2 000 determinarán flujos marcadamente laminares, sin que se lleguen a generar fenómenos turbulentos; por el contrario, valores de 5 000 o superiores caracterizarán la presencia de turbulencias en el escenario a estudiar. Valores comprendidos entre los dos umbrales anteriormente indicados caracterizan un flujo inestable que puede variar de laminar a turbulento y viceversa.

En la imagen 1 se puede observar el comportamiento que tiene un fluido cuando atraviesa un elemento circular, en función del número de Reynolds. Hemos realizado una secuencia de cuatro valores de Reynolds diferentes, comprendidos entre 500 y 100 000, lo que permite ver el proceso de evolución de los fenómenos turbulentos en la estela del flujo.

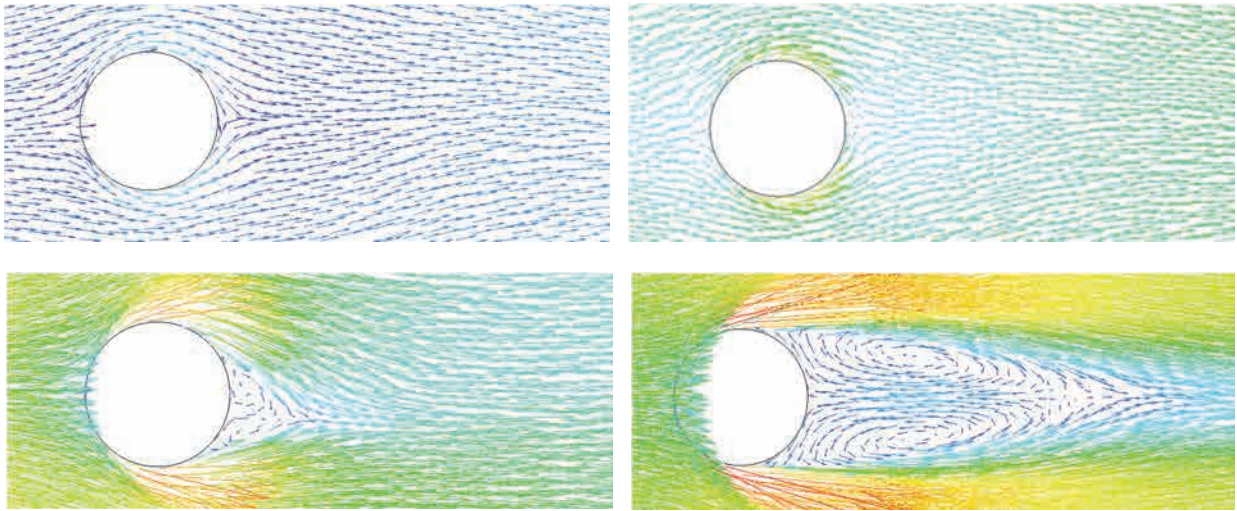


Imagen 1 Comportamiento de un fluido a través de un cilindro en función del número de Reynolds. En sentido de izquierda a derecha y de arriba abajo los números de Reynolds considerados son 500, 5 000, 10 000 y 100 000. Simulación realizada con el programa *Ansys Fluent* v.14 (Imagen del Autor)

### 2.3.2.3 Flotabilidad del fluido debido a la convección

La importancia de las fuerzas de flotación del flujo durante la convección se puede evaluar a partir del número de Richardson, en honor a Lewis Fry Richardson,  $R_i$ , que es la relación entre el número de Grashof,  $G_r$ , y el de Reynolds,  $R_e$ .

La relación entre ambos parámetros adimensionales,  $R_i$ , queda establecida de la siguiente manera:

$$R_i = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{\beta \cdot g \cdot L \cdot \Delta T}{\nu^2} \quad \text{Ecuación 2.3}$$

Cuando esta relación está próxima a la unidad o la supera, el flujo se caracteriza por tener una elevada flotabilidad y, en consecuencia, por producirse en el espacio un movimiento convectivo natural. Por el contrario, si la relación es mucho más pequeña que la unidad, se pueden despreciar las fuerzas de flotabilidad y no se producirá convección.

En la convección natural las fuerzas de flotabilidad generadas en un flujo se pueden valorar cualitativamente a partir del número de Rayleigh,  $R_a$ :

$$R_a = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot Lc^3 \cdot \rho}{\mu \cdot \alpha_t} \quad \text{Ecuación 2.4}$$

Siendo:

$g$  = Gravedad

$\beta$  = Coeficiente de expansión térmica del fluido

$\Delta T$  = Incremento de temperatura

$L_c$  = Longitud característica

$\rho$  = Densidad del fluido

$\mu$  = Viscosidad dinámica

$\alpha_t$  = Difusividad térmica del fluido

Valores de  $R_a$  inferiores a  $1 \cdot 10^8$  indican un flujo laminar, mientras que la transición hacia el comportamiento turbulento se produce a partir de valores comprendidos entre  $1 \cdot 10^8$  y  $1 \cdot 10^{10}$ .

## 2.4 Propiedades características fundamentales del aire como gas

Es importante destacar en primer lugar que todos los aspectos que se estudian aquí hacen referencia al comportamiento del flujo del aire caliente en espacios cerrados, moviéndose a través de los elementos estructurales que forman la cubierta de pabellones de dimensiones medias, cuando se produce un incendio de manera accidental.

Como consecuencia de ello, la descripción de muchas de las propiedades del gas objeto de estudio, el aire, se centra en aquellos aspectos que condicionan directamente el comportamiento de su movimiento, así como la posterior influencia que estas tendrán en la simulación computacional.

### 2.4.1 Compresibilidad del aire

El estudio de la dinámica de cualquier fluido cuando la velocidad de este es inferior a 0,3 veces la velocidad del sonido permite habitualmente realizar un número importante de simplificaciones en las ecuaciones de gobierno que caracterizan el movimiento del fluido. En los estudios del movimiento del aire en estudios de Aerodinámica civil es habitual poder realizar esta simplificación, dado que la velocidad rara vez supera los 100 m/s y los incrementos térmicos en diferentes zonas del ámbito en estudio no suelen ser determinantes.

Cuando el movimiento del aire estudiado se produce como consecuencia de la flotabilidad de los gases, es decir, por la variación de las temperaturas entre los diferentes ámbitos del espacio analizado, las ecuaciones de gobierno de los gases sí que tienen que poder captar dicha compresibilidad del gas, pues será esta la que inicie la dinámica del sistema. El campo de flujo sometido a un incremento térmico como consecuencia de un incendio registra una descompresión o expansión térmica que debe ser reconocida en la caracterización a través de la propia densidad del fluido en cada instante temporal y espacio concreto del modelo.

## 2.4.2 Viscosidad

Para entender el comportamiento de un fluido frente al esfuerzo cortante, Isaac Newton, en su obra maestra *Philosophiae Naturalis. Principia Mathematica*, del año 1687, estableció el comportamiento de un fluido cuando se le somete a tal esfuerzo.

En ella se considera que puede establecerse una relación entre las fuerzas aplicadas sobre el fluido y las deformaciones angulares producidas; la constante de proporcionalidad obtenida entre ambas magnitudes es la viscosidad.

Para entender la proporcionalidad establecida por Newton en cualquier fluido se pueden considerar dos grandes placas paralelas, de área A, en régimen estacionario (Imagen 2). La velocidad del fluido será nula para tiempos inferiores al valor de referencia  $t=0$ .

A partir de dicho valor de referencia,  $t=0$ , imprimimos una velocidad en la placa inferior, de valor  $V_x$ . A partir de entonces se transfiere una cierta cantidad de movimiento en dirección X, propagado hacia las capas superiores del fluido en dirección Y. Esto es debido a que siempre la velocidad de un fluido en el punto de contacto con una superficie sólida es igual a la velocidad de dicha superficie. El esfuerzo cortante que aparece puede definirse como el flujo de cantidad de movimiento en dirección X respecto de la dirección Y.

A medida que el tiempo,  $t$ , se incrementa, el perfil de velocidad varía, hasta alcanzar su estado estacionario, siempre y cuando no varíe el valor de  $V_x$ .

$$F = \mu \cdot \frac{A \cdot v}{D} \quad \text{Ecuación 2.5}$$

$$\tau = \frac{F}{A} = \mu \cdot \frac{V}{T} = \mu \cdot \frac{dv}{dy} \quad \text{Ecuación 2.6}$$

Siendo:

$v$  = Velocidad de la placa inferior (Imagen 2)

$D$  = Separación entre dos placas paralelas (Imagen 2)

$\tau$  = Tensión tangencial

$\mu$  = Viscosidad dinámica del fluido

$\frac{dv}{dy}$  = Gradiente de velocidad, perpendicular a la dirección del plano en el que se calcula  $\tau$

Cualquier fluido en el que se puede establecer una relación lineal del tipo indicado en la ecuación 2.6, con una proporcionalidad entre el esfuerzo cortante y el gradiente de velocidad, se clasificará como fluido Newtoniano, cumpliéndose por tanto la ley de Newton (ecuación 2.5). Por el contrario, aquellos en los que no existe una relación lineal entre las fuerzas aplicadas y la deformación producida y que, por tanto, no cumplen la ecuación 2.5, serán los llamados fluidos No Newtonianos, pudiendo realizar una amplia clasificación de los mismos que queda fuera del ámbito de la presente tesis. La Tabla 1 da algunos ejemplos de fluidos clasificados bajo este criterio.

Fluidos Newtonianos	Fluidos No Newtonianos
Todos los gases	Polipropileno
Agua	Pinturas
Metales fundidos	Algunos tipos de lubricantes

Tabla 1 Tipos de fluidos en función de su comportamiento viscoso

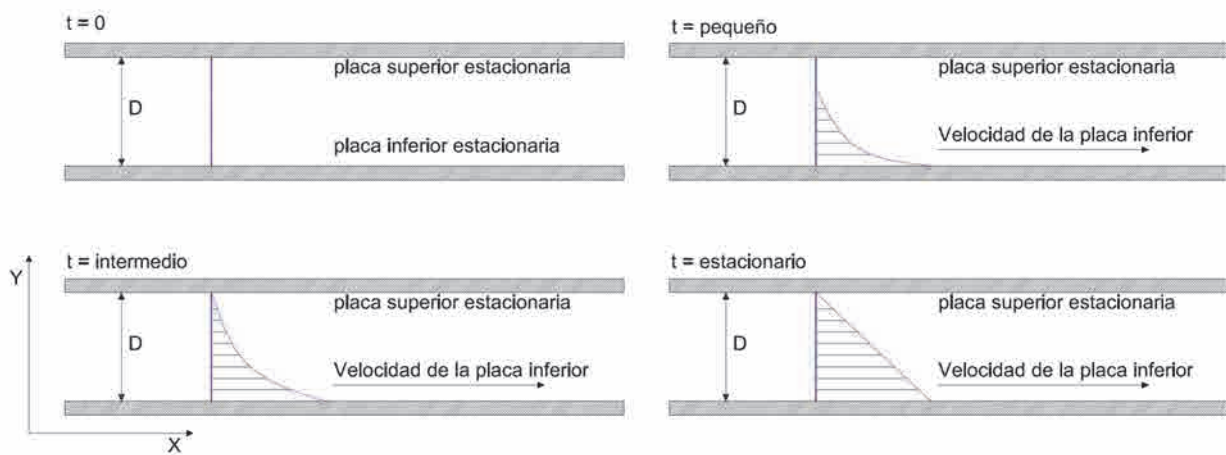


Imagen 2 Gradiente de velocidad en función de la viscosidad del fluido (Imagen del Autor)

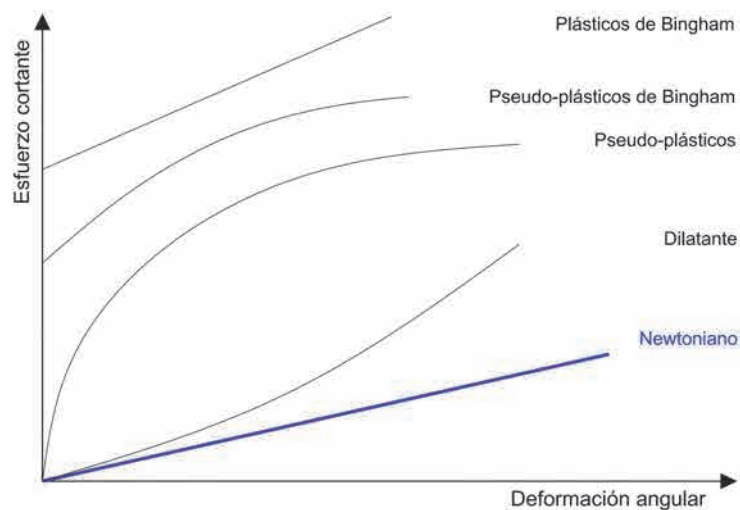


Gráfico 1 Comportamiento del fluido en función de la viscosidad

A partir de la ley de Newton, establecida para cualquier fluido Newtoniano en una dirección, puede definirse la ley de la viscosidad de Stokes en cada plano del espacio de la siguiente manera:

$$\tau_{xy} = \mu \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad \text{Ecuación 2.7}$$

$$\tau_{yz} = \mu \cdot \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad \text{Ecuación 2.8}$$

$$\tau_{zx} = \mu \cdot \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \text{Ecuación 2.9}$$

La ecuación generalizada para la ley de la viscosidad de Stokes contiene la anterior ecuación de Newton como caso particular de un fluido con movimiento y deformación en una única dirección.

$$\tau = -2 \cdot \mu \cdot e + \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot (\nabla \cdot v) \cdot I \quad \text{Ecuación 2.10}$$

Siendo:

$$e = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad \text{Ecuación 2.11}$$

I es la intensidad del flujo, el caudal

#### 2.4.2.1 Variación de la viscosidad con la presión y con la temperatura

Se puede considerar que la viscosidad es independiente de la presión a la que se someta al fluido, siempre y cuando esta sea inferior a valores de 10 atmósferas.

La influencia de la temperatura en la viscosidad del fluido sí que adquiere una mayor relevancia, pues se verá incrementada paulatinamente a medida que también asciendan las temperaturas del propio fluido.



## 2.5 Ecuaciones de gobierno de los gases

Para caracterizar el comportamiento de un fluido considerado como medio continuo se deben establecer las siguientes ecuaciones de gobierno, las cuales incluyen las leyes de conservación de la Física:

- Conservación de la Masa,
- conservación de Momento (segunda ley de Newton) y
- conservación de la Energía (primera ley de la Termodinámica)

Para ello se puede realizar el análisis a partir de una visión Lagrangiana o bien tomando un criterio de análisis Euleriano.

Un fluido tratado de manera Lagrangiana estará formado por un gran número de partículas de dimensión finita, las cuales tendrán masa, energía interna, momento, etc. Las leyes matemáticas serán descritas para cada una de las partículas del fluido, algo que no comportará tratar el fluido como un medio continuo.

**En la descripción Euleriana**, en cambio, se considera que las propiedades del mismo cambian de manera unitaria, considerando todo él como un elemento fluido que está fijo en el espacio y en el tiempo ( $x, y, z, t$ ), en aplicación directa, pues, del **tratamiento del fluido como un medio continuo**.

En el campo que nos ocupa, para el análisis de los fluidos en movimiento a partir de las teorías C.F.D., se utilizará la descripción Euleriana; es decir, se considerará que cada uno de los volúmenes finitos que representan el fluido serán estacionarios en el espacio.

Por todo ello, el tratamiento del fluido se va a considerar en términos macroscópicos en lo que a sus propiedades se refiere, como son la velocidad, la presión, la densidad, la temperatura y la energía, partiendo inicialmente de unas propiedades moleculares del mismo como, por ejemplo, la viscosidad.

Es importante destacar que un elemento fluido se puede pensar como el volumen más pequeño discretizado del medio continuo considerado en el análisis.

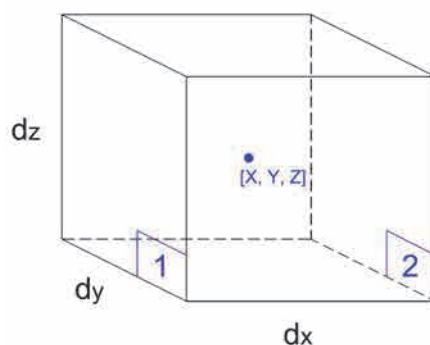


Imagen 3 Tratamiento del fluido a partir de volúmenes diferenciales (Imagen del Autor)

Dado que lo que va a interesar siempre son las propiedades en las caras de cada uno de estos elementos fluidos (volúmenes finitos), y el cálculo de cada una de las ecuaciones se lleva a cabo en el punto central de cada volumen finito, se realiza la expresión de dichas propiedades según los dos primeros términos del desarrollo de las series de Taylor.

Esto significa que para determinar, por ejemplo, la presión,  $P$ , en las caras del elemento fluido considerado, tendríamos:

$$P_1 = P - \frac{\partial P}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} \delta x \quad \text{Ecuación 2.12}$$

$$P_2 = P + \frac{\partial P}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} \delta x \quad \text{Ecuación 2.13}$$

Siendo  $P_1$  y  $P_2$  la presión generada en cada una de las dos caras opuestas del elemento considerado.

En función de la precisión que se requiera obtener en cada una de las ecuaciones, se pueden considerar diferentes métodos de resolución; es habitual para determinar los esfuerzos en las caras de cada volumen tener en cuenta, no solo los valores del volumen analizado, sino también los resultados obtenidos en los elementos más próximos a ellos.

En base a este criterio de cálculo, podemos aplicar los métodos de resolución de ecuaciones de segundo orden, llamados *Second Order Upwind*, tomando como valor solución en dicho método la interpolación lineal entre los datos centrales obtenidos en los dos volúmenes adyacentes. Si bien es cierto que existen multitud de métodos de resolución, el método aquí indicado muestra un buen equilibrio entre una buena convergencia de resultados y una precisión correcta para el problema que se quiere resolver.

Un método de primer orden, en el que únicamente se considera como solución el valor del volumen finito evaluado, presentaría una mayor difusividad en los valores obtenidos, mientras que métodos de tercer orden, o basados en leyes de interpolación logarítmica, dificultarían la convergencia de resultados, sin otorgar una mejora cualitativa importante en los resultados obtenidos para el problema que nos ocupa.

Independientemente del método de resolución utilizado, y tal y como se ha determinado durante la introducción, las ecuaciones que caracterizan el movimiento del aire se definen según la forma de derivada parcial, con la existencia de una solución débil al sistema de ecuaciones. Esto significa que todas las derivadas que aparecen en cada una de las ecuaciones puede que no existan, aunque sí que se considera que satisfacen dichas ecuaciones en algún sentido definido con precisión. Del mismo modo, se puede indicar que no existe unicidad en la solución y que no hay soluciones exactas a la ecuación.

### **2.5.1 Ley de conservación de la masa (ecuación de continuidad)**

El ratio de incremento de masa en un fluido es igual al ratio neto de masa del flujo que se introduce en el elemento y existe un equilibrio entre el flujo de entrada al dominio y el flujo de salida.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{V}) = 0$$

Ecuación 2.14

Siendo:

$\vec{V}$  = la velocidad vectorial del fluido

t = el tiempo

$\rho$  = la densidad

### 2.5.2 Ley de conservación de la cantidad de movimiento

Se trata de un sistema acoplado de tres ecuaciones diferenciales en derivadas parciales de segundo orden de la velocidad (viscosidad) y no lineal (convectividad).

Se debe tener en cuenta que el movimiento del aire durante un incendio es un movimiento caótico, en régimen turbulento. Las ecuaciones de Navier-Stokes se corresponden perfectamente a esta realidad física.

El primer paso para obtener las ecuaciones de momento en cada una de las tres dimensiones del espacio será derivar las correspondientes ecuaciones de conservación de momento y energía para un fluido de partículas. Posteriormente se transforma la forma obtenida a la forma Euleriana, tal y como se presenta en la tabla 2.

Ecuación	Designación	Forma Lagrangiana	Forma Euleriana
Momento X	U	$\rho \cdot \frac{Du}{Dt}$	$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j}$
Momento Y	V	$\rho \cdot \frac{Dv}{Dt}$	$\frac{\partial(\rho \cdot v)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial y_j}$
Momento Z	W	$\rho \cdot \frac{Dw}{Dt}$	$\frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial z_j}$

Tabla 2 Ecuaciones de conservación de momento

Las fuerzas que actuarán sobre cualquier partícula del fluido serán:

- Fuerzas en las superficies: presión y fuerzas viscosas.
- Fuerzas en el cuerpo, que actúan en el volumen, como puede ser la gravedad, fuerzas centrífugas, campos electromagnéticos, etc.

A partir de estas consideraciones se puede determinar la ecuación de momento en cada una de las tres direcciones del espacio.

El cambio de Momento-X en cada porción de volumen o volumen diferencial que compone un fluido  $\frac{Du}{Dt}$  es igual a la suma de las fuerzas producidas por las tensiones en las caras del volumen y de las fuerzas en el cuerpo, agrupadas habitualmente en un único término.

De todo esto resulta la ecuación:

$$\rho \cdot \frac{Du}{Dt} = \frac{\partial(-p+\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial z} + S_{Mx} \quad \text{Ecuación 2.15}$$

Siendo:

$\frac{Du}{Dt}$  = Término que hace referencia a la derivada sustancial; esto es la derivada total de cada componente. Esta expresa la velocidad de cambio total que puede experimentar la variable en un elemento de volumen de fluido

$p$  = Presión del fluido sobre un elemento diferencial

$\tau_{xx}$  = Tensión de tracción

$\tau_{yx}$  = Tensión tangencial contenida en el plano ZX del elemento diferencial

$\tau_{zx}$  = Tensión tangencial contenida en el plano XY del elemento diferencial

$S_{Mx}$  = Término que engloba todas las fuerzas que actúan sobre el fluido

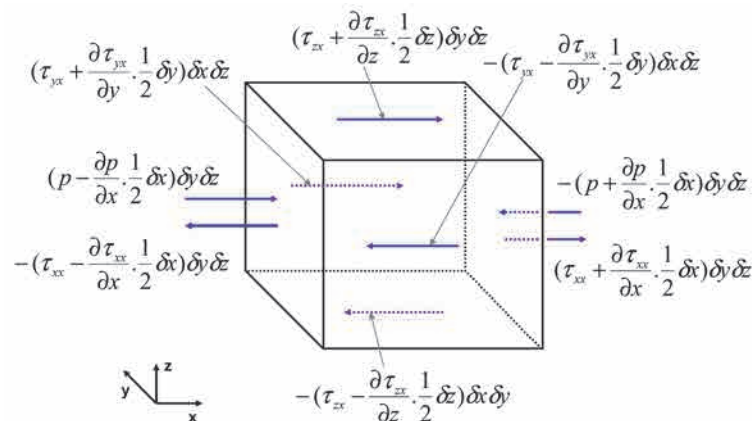


Imagen 4 Fuerzas superficiales en un volumen diferencial fluido (Imagen extraída de A. Bakker. «Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 3- Conservation Equations»)

Haciendo lo mismo para las ecuaciones de Momento Y y Z, tenemos:

$$\rho \cdot \frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial (-p + \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + S_{My} \quad \text{Ecuación 2.16}$$

$$\rho \cdot \frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial (-p + \tau_{zz})}{\partial z} + S_{Mz} \quad \text{Ecuación 2.17}$$

### 2.5.3 Ley de conservación de la energía (primer principio de la Termodinámica)

El primer principio de la Termodinámica establece como la variación de energía interna de un sistema es igual al calor transferido al sistema más el trabajo realizado sobre el sistema.

De manera genérica se puede definir a través de la ecuación 2.18:

$$\Delta E_{\text{int}} = Q + W \quad \text{Ecuación 2.18}$$

Siendo:

Q = Calor transferido al sistema

W = Trabajo realizado sobre el sistema

Al igual que la presión, la temperatura o el volumen, la energía interna del sistema es una función de estado. Esto implica que dicha energía depende únicamente del estado del propio gas, el cual está determinado por dos variables de estado cualesquiera, como por ejemplo la presión y la temperatura.

Podemos definir el incremento de energía como  $\rho \cdot \frac{DE}{Dt}$ , siendo la energía E:

$$E = i + \frac{1}{2} \cdot (u^2 + v^2 + w^2) \quad \text{Ecuación 2.19}$$

i = Energía interna térmica

La energía cinética resultante, sin considerar la masa del fluido, se define como:

$$\frac{1}{2} \cdot (u^2 + v^2 + w^2) \quad \text{Ecuación 2.20}$$

Podemos derivar la ecuación de la energía, estableciendo la derivada total, igual al cambio de energía que resulta del trabajo hecho por las tensiones viscosas y por el calor neto por conducción.

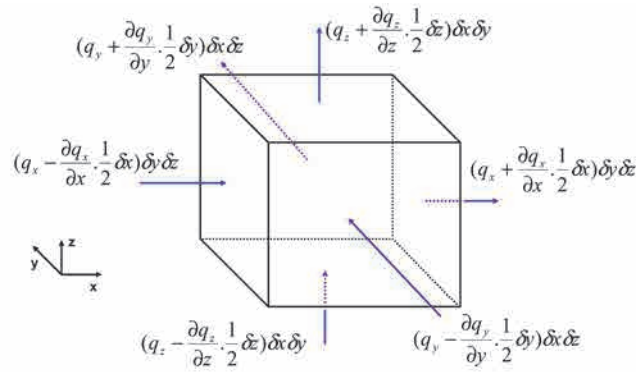


Imagen 5 Intercambio de energía entre las diferentes caras de un volumen diferencial fluido (Imagen extraída de A. Bakker. «Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 3- Conservation Equations»)

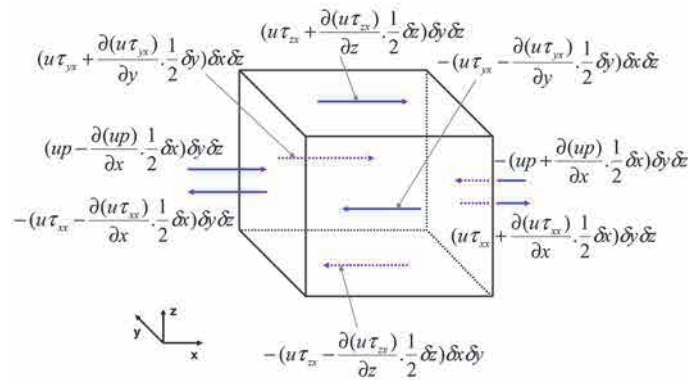


Imagen 6 Trabajo resultante en cada una de las caras del volumen diferencial (Imagen extraída de A. Bakker. «Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 3- Conservation Equations»)

El trabajo total realizado por las tensiones superficiales viscosas se calcula sumando todas las componentes de las tensiones en cada una de las direcciones y posteriormente dividiéndolo todo por el factor  $\delta x \delta y \delta z$  para obtener el trabajo por unidad de volumen producido por dichas tensiones superficiales:

$$\begin{aligned}
 -div(\mathbf{p} \cdot \mathbf{u}) + \frac{\partial(u \cdot \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u \cdot \tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u \cdot \tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v \cdot \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v \cdot \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v \cdot \tau_{zy})}{\partial z} \\
 + \frac{\partial(w \cdot \tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w \cdot \tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w \cdot \tau_{zz})}{\partial z}
 \end{aligned}$$

Ecuación 2.21

Definiendo el término  $\mathbf{u}$  como la velocidad vectorial del fluido.

De manera similar a como se ha hecho para el trabajo realizado por las tensiones viscosas, para obtener la ecuación del flujo de energía provocado por la conducción de calor producida en cada volumen, sumaremos todos los términos y dividiremos por el factor  $\delta x \delta y \delta z$ , lo que determinará la transferencia neta de calor en cada partícula del fluido por unidad de volumen:

$$-\frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} - \frac{\partial q_z}{\partial z} = -div\ q \quad \text{Ecuación 2.22}$$

La ley de Fourier, que define la transmisión de calor a través de un elemento, indica que:

$$q_x = -k_t \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad \text{Ecuación 2.23}$$

$$q_y = -k_t \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{Ecuación 2.24}$$

$$q_z = -k_t \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \quad \text{Ecuación 2.25}$$

Siendo:

$q$  = Calor (W/m<sup>2</sup>)

$k_t$  = Conductividad térmica del material (W/m·K)

$T$  = Temperatura (K)

En forma vectorial se define como:

$$q = -k_t \cdot \nabla T \quad \text{Ecuación 2.26}$$

Quedando el flujo de calor debido a la convección:

$$-div\ q = div(k_t \cdot \nabla T) \quad \text{Ecuación 2.27}$$

Se puede establecer así la ecuación de la energía en las partículas de un fluido como la suma del trabajo realizado por las tensiones viscosas y el término del flujo energético, resultando:

$$\rho \cdot \frac{DE}{DT} = -div(p \cdot \mathbf{u}) + \left[ \frac{\partial(u \cdot \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u \cdot \tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u \cdot \tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial(v \cdot \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v \cdot \tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v \cdot \tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w \cdot \tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w \cdot \tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w \cdot \tau_{zz})}{\partial z} \right] + div(k \cdot \nabla T) + S_E$$

Ecuación 2.28

Siendo el último término de la ecuación,  $S_E$ , la energía potencial, así como cualquier tipo de reacción química que se produzca durante la combustión y el transporte de los gases.

De manera similar, se puede derivar una ecuación de conservación para determinar la energía cinética del fluido. Para hacerlo, multiplicaremos las ecuaciones Momento-u, Momento-v y Momento-w por u, v y w respectivamente.

Esto determina la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \frac{D \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot (u^2 + v^2 + w^2) \right]}{Dt} \\ = -\mathbf{u} \cdot \nabla p + u \cdot \left( \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) + v \cdot \left( \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \right) + w \\ \cdot \left( \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) + \mathbf{u} \cdot S_M \end{aligned}$$

Ecuación 2.29

Ahora podemos definir la ecuación de la energía interna, restando la energía cinética de la ecuación general de la energía anterior, definiendo así un nuevo término para la energía interna:

$$S_i = S_E - \mathbf{u} \cdot S_M \quad \text{Ecuación 2.30}$$

El resultado es:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \frac{Di}{Dt} = -p \cdot \text{div } \mathbf{u} \\ + \left[ \tau_{xx} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yx} \cdot \frac{\partial u}{\partial y} + \tau_{zx} \cdot \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_{xy} \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + \tau_{yy} \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{zy} \cdot \frac{\partial v}{\partial z} + \tau_{xz} \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + \tau_{yz} \cdot \frac{\partial w}{\partial y} + \tau_{zz} \cdot \frac{\partial w}{\partial z} \right] + \text{div}(k \cdot \nabla T) + S_i \end{aligned}$$

Ecuación 2.31

## 2.5.4 Ecuaciones de estado

El movimiento del fluido se ha descrito hasta ahora por cinco ecuaciones diferenciales parciales para la masa, el momento y la energía.

Asumiremos el equilibrio termodinámico, es decir, que el tiempo que necesita cada partícula de un fluido para adaptarse a cada nueva situación es reducido en comparación con la escala temporal del propio fluido.



Entre las incógnitas hay cuatro variables termodinámicas, que son:

- Presión
- Densidad
- Energía interna
- Temperatura

Añadiremos dos ecuaciones de Estado, usando sendas variables de Estado, siendo estas la presión y la temperatura, a partir de la ley de los gases ideales (ecuación 2.32):

$$P \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad \text{Ecuación 2.32}$$

Siendo:

$n$  = Número de moles de una sustancia

$R$  = Constante universal de los gases (8,314 J/mol·K)

$$p = p(\rho, T) \quad \text{Ecuación 2.33}$$

Que para un gas perfecto es:

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad \text{Ecuación 2.34}$$

### 2.5.5 Tensiones viscosas

Es necesario establecer un modelo para poder incluir las tensiones viscosas en las ecuaciones generales de gobierno del fluido, expresado en función del tensor de las deformaciones locales. Existen dos tipos de deformaciones en un fluido:

- a) Deformación lineal causada por los gradientes de velocidad
  - Componentes debidas a las tensiones longitudinales
  - Componentes de tensión por cortante
- b) Deformación volumétrica debida a expansión y compresión del fluido

Todos los gases y la mayoría de los fluidos son isotrópicos, con las mismas propiedades en todas las direcciones del espacio; por tanto, se puede admitir que la viscosidad es un escalar.

De esta manera, para definir el tensor de tensiones viscosas, se considera la viscosidad dinámica isotrópica,  $\mu$ , para las deformaciones lineales y una segunda viscosidad, definida como  $\lambda = -\frac{2}{3} \cdot \mu$ , para tener en cuenta la deformación volumétrica.

En base a esto resulta:

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \cdot \mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \text{div } \mathbf{u} & \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & 2 \cdot \mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \text{div } \mathbf{u} & \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) & \mu \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & 2 \cdot \mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \text{div } \mathbf{u} \end{pmatrix}$$

Ecuación 2.35

### 2.5.6 Ecuaciones de gobierno de los gases en su forma conservativa

Incluyendo la tensión viscosa en las ecuaciones de momento y reordenándolas posteriormente, se obtienen las ecuaciones en derivadas parciales que definen el movimiento de cualquier fluido, las conocidas **ecuaciones de Navier-Stokes**, en honor a los científicos que las establecieron, Claude-Louis Navier y George Gabriel Stokes:

Momento-x

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \cdot \Delta u + S_{Mx}$$

Ecuación 2.36

Momento-y

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial y_j} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \cdot \Delta u + S_{My}$$

Ecuación 2.37

Momento-z

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial z_j} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \cdot \Delta u + S_{Mz}$$

Ecuación 2.38

De manera similar, substituyendo las tensiones viscosas en la ecuación de la energía interna y reordenándola posteriormente obtenemos que la ecuación de la energía resulta:

$$\frac{\partial(\rho \cdot i)}{\partial t} + \text{div}(\rho i \mathbf{u}) = -p \cdot \text{div } \mathbf{u} + k \cdot \Delta T + \Phi + S_i$$

Ecuación 2.39

$\Phi$  es el término correspondiente a la disipación viscosa, tomando siempre valores positivos, e indica la transformación de energía mecánica, debida, en este caso, al movimiento del propio fluido, en calor:

$$\Phi = \mu \cdot \left\{ \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot (\operatorname{div} \mathbf{u})^2$$

Ecuación 2.40

Así, las siete ecuaciones que gobiernan el comportamiento de un fluido en su forma conservativa son:

I. Masa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{V}) = 0$$

Ecuación 2.41

II. Momento-x:

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \mu \cdot \Delta u + S_{Mx}$$

Ecuación 2.42

III. Momento-y:

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial y_j} = -\frac{\partial p}{\partial y_j} + \mu \cdot \Delta u + S_{My}$$

Ecuación 2.43

IV. Momento-z:

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \sum_{j=1}^n u_j \frac{\partial \rho u_j}{\partial z_j} = -\frac{\partial p}{\partial z_j} + \mu \cdot \Delta u + S_{Mz}$$

Ecuación 2.44

V. Energía interna:

$$\frac{\partial(\rho \cdot i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho i \mathbf{u}) = -p \cdot \operatorname{div} \mathbf{u} + k \cdot \Delta T + \Phi + S_i$$

Ecuación 2.45

VI. Ecuación de estado 1 (gas perfecto):

$$p = \rho \cdot R \cdot T$$

Ecuación 2.46

VII. Ecuación de estado 2 (gas perfecto):

$$p = \rho(\gamma - 1) \cdot i$$

Ecuación 2.47

Las ecuaciones generales de transporte, una vez el sistema está cerrado, se define a partir de la concreción de siete ecuaciones y siete variables:

- Presión
- Velocidad u
- Velocidad v
- Velocidad w
- Entalpía, H, o contenido de calor del sistema
- Temperatura
- Densidad

Podemos escribir una ecuación que defina el transporte del fluido común a las siete anteriores, usando una variable general  $\Gamma$ :

$$\frac{\partial(\rho \cdot \Gamma)}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \Gamma \cdot \mathbf{U}) = \text{div}(\rho \cdot \nabla \Gamma) + S_{\Gamma} \quad \text{Ecuación 2.48}$$

La clave del método que se va a utilizar en la presente tesis, el método de los volúmenes finitos, consiste en integrar las ecuaciones diferenciales mostradas anteriormente y entonces aplicar el teorema de la divergencia de Gauss, el cual para un sistema vectorial se define de la siguiente manera:

$$\int_R \text{div}(\mathbf{v}) dV = \oint_{\partial R} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \cdot dS \quad \text{Ecuación 2.49}$$

Siendo:

$\mathbf{n}$  = Vector normal a cada punto de la superficie

$\mathbf{v}$  = Función vectorial diferenciable

$\partial R$  = Superficie del contorno

Se establece así la relación entre el flujo en un campo vectorial en una superficie cerrada y la integral de su divergencia (diferencia entre el flujo entrante y el saliente de un campo vectorial) en el volumen definido por dicha superficie.

Las ecuaciones de Navier-Stokes no tienen, salvo en casos muy particulares de comportamientos concretos del flujo, una solución global al problema. Esto significa que no es posible establecer una solución analítica y se hace necesario recurrir a métodos numéricos, basados en la Dinámica Computacional de Fluidos.

## 2.6 Flujos turbulentos

Ante la dificultad de encontrar una definición clara y concisa que determine que es un fenómeno turbulento, más allá de la definición del movimiento del fluido como caótico e irregular en el tiempo y en el espacio, en el que se forman vórtices con una estructura coherente que se repite de manera sistemática, aunque no sea de manera idéntica en las tres dimensiones del espacio  $R^3$ , existen una serie de características que son comunes a cualquier comportamiento turbulento del flujo; las más importantes son las indicadas a continuación:

### 2.6.1 Irregularidad

Una de las características más remarcables de cualquier flujo turbulento es que es irregular en su comportamiento, caótico y completamente aleatorio. El flujo turbulento está compuesto por una gran cantidad de vórtices, cuya escala varía entre los de mayor dimensión, del orden de la longitud característica de la geometría del flujo, hasta los más pequeños, cuya dimensión será menor cuanto mayor sea el número de Reynolds. Estos vórtices de pequeña escala se disipan en energía interna a través de las fuerzas viscosas del propio fluido. Ya Leonardo Da Vinci en sus representaciones muestra las diferentes escalas de un flujo turbulento, como en el famoso grabado «Turbulencias», correspondiente a un flujo de agua cayendo en una piscina (Imagen 7).

Cualquier variable de un fenómeno turbulento, dado su carácter caótico e irregular, puede descomponerse en dos, la correspondiente al valor medio y la que fluctúa en función del tiempo y del espacio, de manera que, si se analiza por ejemplo la componente de la velocidad  $\mathbf{u}$ , el flujo turbulento queda definido por la suma de una velocidad media y el término fluctuante  $u'$ :

$$\mathbf{u} = u_m + u'$$

Ecuación 2.50



Imagen 7 «Turbulencias», de Leonardo Da Vinci

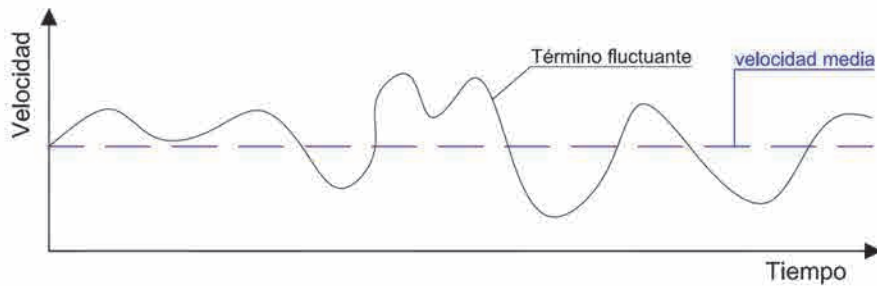


Imagen 8 Componente media y fluctuante de la velocidad U en función del tiempo, t (Imagen del Autor)

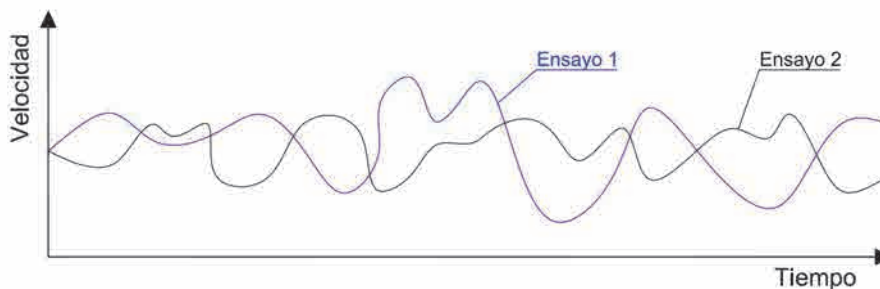


Imagen 9 Diferentes leyes de velocidad en un mismo ensayo de flujo turbulento (Imagen del Autor)

Esta componente fluctuante adquiere mayor o menor importancia dentro del propio comportamiento del fluido en función de la naturaleza del propio movimiento del flujo. En el caso de incendios accidentales de edificación, dada la relativamente baja velocidad que se produce en los gases, existe una inercia aerodinámica y termodinámica que amortigua en parte esta fluctuación. Por el contrario, el análisis de cualquier fenómeno explosivo, así como de aquellos en los que la temperatura puede variar rápidamente en el tiempo y el espacio, permitirá observar fluctuaciones importantes en todos los datos de salida, tanto si se realizan simulaciones experimentales como computacionales.

Si se lleva a cabo el mismo ensayo con un flujo turbulento en varias ocasiones, bajo los mismos parámetros y condiciones, analizando siempre el mismo punto, en el mismo instante, t, se verá cómo los resultados siempre son diferentes. No obstante, esto no significa que el flujo no cumpla una serie de propiedades estadísticas que se puedan aprovechar posteriormente de cara al estudio turbulento del flujo.

### 2.6.2 Números de Reynolds elevados o muy elevados

Tal y como ya se ha indicado anteriormente, a bajos números de Reynolds, el flujo se caracteriza por ser ordenado y laminar. Se puede observar cómo a medida que el número de Reynolds aumenta, el flujo pasa a comportarse de manera oscilatoria, estando en la denominada fase estacionaria hasta que llega un momento en el que pasa a tener un comportamiento absolutamente caótico, dependiendo la escala de valores de Reynolds para la que esto se producirá en función del tipo de objeto que perturbe el flujo laminar inicial.

### 2.6.3 Disipación

Se puede decir que el flujo turbulento es disipativo. Esta sentencia fue realizada por primera vez por Lewis Frey Richardson el año 1922, gracias a la teoría de la cascada de energía aplicada a la Meteorología, donde afirmaba que «nos damos cuenta que los grandes remolinos tienen pequeños remolinos, que alimentan su velocidad, y los pequeños remolinos tienen a su vez otros de menor dimensión, y así sucesivamente hasta llegar a la viscosidad». Posteriormente, el año 1941, esta teoría fue desarrollada de manera mucho más detallada por Andréi Nikoláyevich Kolmogorov (teoría de las escalas turbulentas de Kolmogorov).

Indica que la energía cinética que existe en un remolino de pequeña escala será transformada en energía interna. La energía se transmite entonces desde las escalas más grandes hacia las más pequeñas, según la cascada de energía, tal y como indica la teoría de escala de Kolmogorov [21]. Se puede explicar el proceso de la cascada de energía partiendo de la base que las turbulencias de mayor escala reciben la energía de las fluctuaciones medias del flujo. Estas escalas mayores disipan la energía hacia las turbulencias de menor dimensión, y así sucesivamente hasta llegar a las más pequeñas, disipando esta la energía interna gracias a la viscosidad.

Es importante en este punto hablar de la teoría de los atractores extraños. Edward Norton Lorenz, el año 1963 [22], determina la denominada teoría de los atractores como «el conjunto al que un sistema evoluciona después de un tiempo suficientemente prolongado». Se trata de la bifurcación, el comportamiento transitorio hacia el caos y la repetición de un mismo esquema a escalas cada vez más pequeñas hasta que se logra la estabilización, prácticamente a nivel infinitesimal.

En paralelo con la teoría de los atractores extraños encontramos la teoría fractal, entendiéndose esta como la descripción de aquellos tipos de geometrías que presentan una simetría de escala. En el Anejo A se incluye una descripción más detallada de la teoría fractal, así como una correlación de los diferentes tipos de fractales que podemos encontrar, tanto de aquellos generados a partir de algoritmos matemáticos como los más abundantes fenómenos naturales que presentan fractalidad.

Ambos comportamientos se pueden asociar a los fenómenos turbulentos que se verán a lo largo del presente trabajo de investigación.

### 2.6.4 La escala turbulenta de Kolmogorov

La teoría de las escalas de Kolmogorov [23; 24] describe cómo la energía contenida en las turbulencias se transfiere desde aquellas de mayor dimensión hacia las más pequeñas. También establece qué cantidad de energía hay en cada dimensión de turbulencia, así como el porcentaje que se puede llegar a disipar en cada tamaño de remolino.

Para entender este proceso de transferencia es importante diferenciar tres tamaños principales de remolinos: el tamaño integral (los de mayor dimensión), las microescalas de Taylor y los vórtices de

Kolmogorov (los que corresponden a las escalas más pequeñas). Cada uno de estos vórtices lleva asociado el correspondiente número de Reynolds.

El proceso de transferencia de la energía entre los diferentes vórtices se inicia en los de mayor tamaño, los cuales son inestables, que se rompen y transfieren su energía a los de escala inmediatamente inferior. Estos segundos, que aún siguen siendo inestables, vuelven a romperse, continuando el proceso de transferencia de energía hacia los que tienen un tamaño aún inferior a estos segundos. El proceso de transferencia de energía continúa hasta que la viscosidad molecular del propio fluido es lo suficientemente representativa como para poder disipar la energía cinética existente. En este proceso de disipación la energía cinética se transforma en calor [25].

Toda la teoría de Kolmogorov se basa en tres hipótesis fundamentales, apoyadas en ensayos experimentales. Estas tres hipótesis son:

#### *2.6.4.1 Hipótesis de isotropía local de Kolmogorov*

Según la hipótesis de isotropía local de Kolmogorov «para números de Reynolds suficientemente elevados, los fenómenos turbulentos a pequeña escala son estadísticamente isótropos» [29].

Para una turbulencia homogénea, la energía cinética,  $k$ , es la misma en cualquier punto estudiado. Para una turbulencia isótropa, los vórtices generados también tienen el mismo comportamiento en todas las direcciones. Kolmogorov argumentó cómo las características direccionales de los remolinos de mayor dimensión se pierden durante el proceso caótico de reducción de la energía cinética a remolinos de menor dimensión [26].

Todo el concepto de isotropía local hace referencia a los remolinos de menor escala, dado que los remolinos de mayor dimensión tienen un comportamiento anisótropo y se ven afectados por las condiciones de contorno del escenario analizado.

#### *2.6.4.2 Primera hipótesis de similaridad de Kolmogorov*

La primera hipótesis de similaridad de Kolmogorov establece que «para cualquier flujo turbulento a números de Reynolds suficientemente elevados, la estadística del movimiento a pequeña escala ( $l < L_{EI}$  según el Gráfico 2) tiene una geometría universal que depende únicamente del ratio de disipación de energía y de la viscosidad cinemática» [29]. Denominaremos a partir de este momento «Rango de Equilibrio Universal» a las escalas turbulentas,  $l$ , inferiores a  $L_{EI}$ .

Durante el proceso de cascada de los remolinos, no solo la característica direccional se pierde, también lo hacen todos los datos de los remolinos relativos a su geometría. Es por ello que se puede afirmar que los datos estadísticos de los movimientos turbulentos a pequeña escala son universales, independientemente de las condiciones de contorno o de los valores medios del propio fluido, como puede ser la velocidad.



### 2.6.4.3 Segunda hipótesis de similaridad de Kolmogorov

Según la segunda hipótesis de similaridad de Kolmogorov se puede indicar que «en un flujo turbulento con números de Reynolds suficientemente elevados los datos estadísticos para una determinada longitud de remolino,  $l$ , en un rango dimensional concreto, ( $l_0 \gg l \gg \eta$ ) dependen únicamente del ratio de disipación de la energía, siendo independiente de la viscosidad del fluido».

Teniendo en cuenta que a escalas turbulentas intermedias el número de Reynolds aún se mantiene relativamente alto, estos remolinos no se verán afectados por la viscosidad cinemática del flujo, únicamente lo serán por los efectos inerciales. Será para las escalas turbulentas de menor dimensión donde la viscosidad condicionará la disipación de la energía cinética.

Podemos apreciar cómo Pope S. B. [29] establece una simplificación interesante en el rango dimensional indicado en esta segunda hipótesis de similaridad. Introduciendo una longitud de escala,  $L_{DI}$ , que divide el rango de equilibrio universal en dos subrangos (siendo  $L_{DI} \sim 60\eta$ ) se puede precisar que el rango dimensional afectado por la segunda hipótesis queda definido por  $L_{EI} > l > L_{DI}$ .

Se ha indicado en el párrafo anterior cómo esta nueva escala divide el rango de equilibrio universal de la escala turbulenta en dos subrangos:

- **El subrango inercial**, donde los movimientos están determinados por los efectos de inercia, siendo despreciables los parámetros viscosos. Corresponde este subrango a las microescalas de Taylor ( $L_{EI} > l > L_{DI}$ ).
- **El subrango disipativo**, donde el movimiento se ve afectado por los efectos viscosos. Son las escalas longitudinales de Kolmogorov ( $l < L_{DI}$ ).

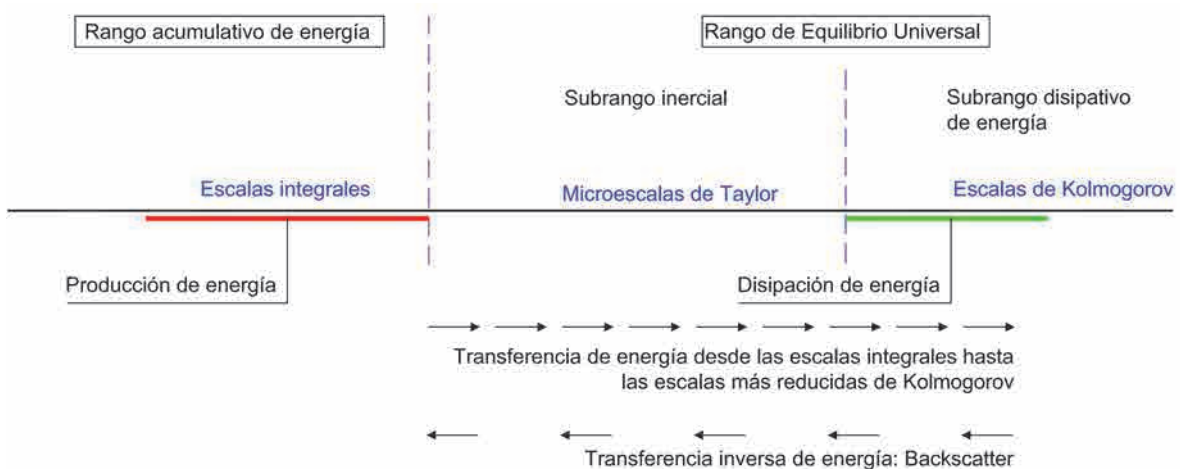


Imagen 10 Escalas turbulentas en función de la dimensión del remolino y proceso de transferencia de la energía cinética. Disipación de la misma entre las diferentes dimensiones de los vórtices (Imagen del Autor)

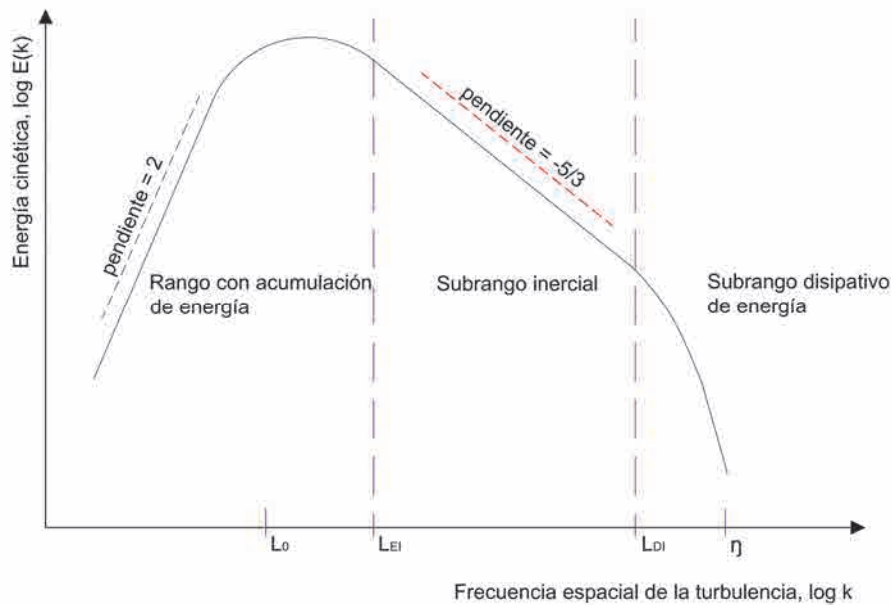


Gráfico 2 Espectro de Energía  $E(k)$  (Imagen del Autor)

En el subrango inercial, se puede definir la ecuación que determina la transferencia de energía entre las diferentes escalas de remolinos, a partir del ratio de disipación y de una constante Universal,  $C_k$ .

$$E(k) = C_k \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot k^{-5/3} \quad \text{Ecuación 2.51}$$

Siendo:

$C_k$  = Constante Universal de Kolmogorov,  $\sim 1.50$

$\varepsilon$  = Disipación de la energía cinética

$k$  = Energía cinética

La ecuación 2.51 describe la ley de la potencia de los  $-5/3$  de Kolmogorov, parámetro que define la transferencia de energía entre las diferentes escalas en el subrango inercial (Imagen 10).

La validez de la ley de los  $-5/3$  de Kolmogorov parece no tener discusión para cualquier fluido, ya sea líquido o gas. **Es por ello que para el ámbito científico de la presente Tesis la ley de los  $-5/3$  adquiere plena validez.** Solo se han encontrado disparidades en este proceso de transferencia de energía en el plasma contenido en campos magnéticos [27], donde se ha definido un valor de  $-7/3$  como más adecuado a la realidad.

Tener que considerar un exponente en la ecuación 2.51 de  $-7/3$  en vez de  $-5/3$  cuando se estudian fenómenos turbulentos en el plasma, significa que la velocidad de transferencia de energía desde las escalas superiores hacia las inferiores aumenta significativamente. Es decir, la transmisión de calor desde las partículas calientes hacia las más frías se acentúa si se evalúa el fenómeno turbulento en el plasma.

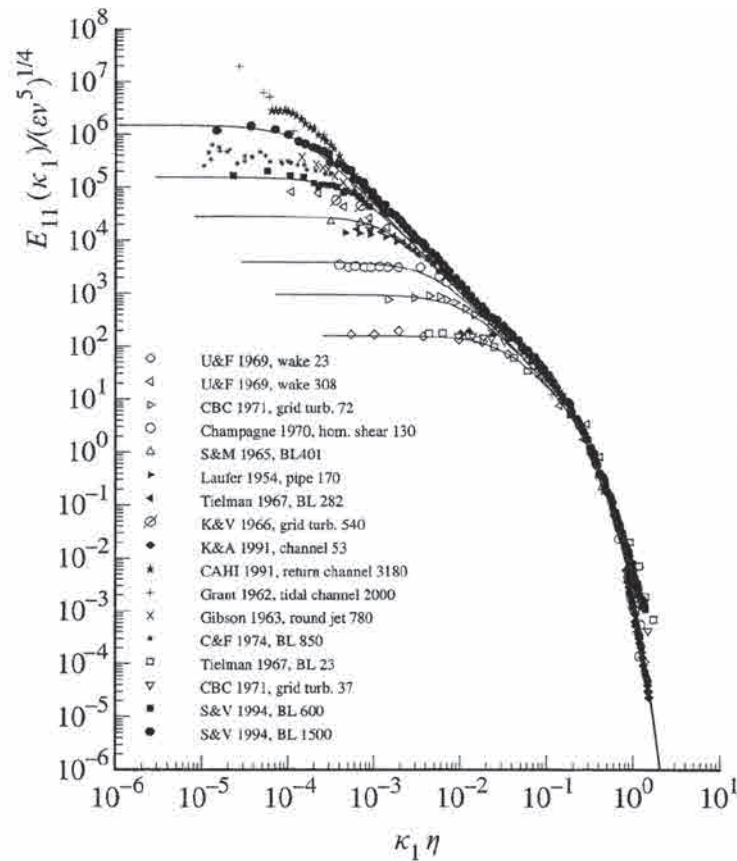


Gráfico 3 Ensayos experimentales para un flujo unidireccional, para diferentes valores de  $R_\lambda$  (Pope, Stephen B. 2000. Compilación de datos original de Chapman, 1979; ampliada posteriormente por Saddoughi S. G., 1994 [29])

Esta divergencia en los datos obtenidos se apreció por primera vez en las turbulencias estudiadas durante las tormentas solares. Este es un dato muy importante de cara a controlar procesos energéticos de fusión nuclear, como en el proyecto ITER que se está desarrollando actualmente en Francia (movimiento unidireccional rotatorio del plasma dentro de un toroide), y donde ha sido preciso revisar la teoría turbulenta de Kolmogorov según estas indicaciones.

Lejos de estos datos específicos, referentes a las turbulencias generadas en el plasma, se han realizado multitud de ensayos para verificar la ley de los  $-5/3$  de Kolmogorov, con resultados realmente ajustados a la teoría (Gráfico 3), [29].

Toda la teoría de cascada de Kolmogorov muestra un comportamiento óptimo para valores elevados de números de Reynolds, con flujos marcadamente turbulentos. Pero existen una serie de aspectos aún en fase de revisión o investigación, tales como:

- Las hipótesis de Kolmogorov asumen que la transferencia de energía se produce únicamente desde los remolinos de mayor dimensión hacia las escalas inferiores, en un proceso unidireccional. Se ha demostrado experimentalmente que la energía se transmite también desde las escalas pequeñas hacia las de mayor dimensión, aunque a una escala mucho más reducida que en sentido inverso. Es el proceso conocido como *backscatter*.

- La teoría asume que el proceso de formación de los remolinos es completamente aleatorio y caótico, pero la realidad, tal y como ya se ha visto previamente, es que las estructuras que se forman son coherentes.

La investigación continúa tanto a nivel experimental como gracias a los modelos de simulación basados en las técnicas L.E.S. y D.N.S., desarrollados en el subapartado 2.7 y siguientes; son estos segundos los utilizados por el doctorando para desarrollar parte de la presente.

## 2.7 Modelos de turbulencias utilizadas en la simulación de incendios

Tal y como ya se ha visto previamente, una fracción muy importante de la energía que se transmite desde el foco de un incendio hasta la cubierta de cualquier edificio objeto de estudio corresponde a los fenómenos de transporte de calor por convección, es decir, al movimiento del aire generado a partir de la diferencia de temperatura y, por lo tanto, de la densidad, entre diferentes puntos y a la flotabilidad de los gases.

También se ha comentado que dicho movimiento del flujo puede definirse en los instantes iniciales de manera ordenada y laminar hasta que, en función de las fuerzas que actúen sobre las partículas, el orden establecido desaparece y el movimiento pasa a tener un comportamiento errático y caótico.

No solo es preciso caracterizar el comportamiento del fluido a través de las ecuaciones de gobierno de Navier-Stokes, sino que también es preciso determinar matemáticamente este movimiento caótico del flujo, es decir, se debe incorporar en las ecuaciones de Navier-Stokes vistas hasta ahora el comportamiento turbulento del fluido.

Para ello, actualmente, existen dos grandes tendencias:

- La primera de ellas basa su estrategia en resolver las ecuaciones de Navier-Stokes dependientes del tiempo y existen dos métodos principales. La elección de uno u otro método depende en gran medida del tamaño de la discretización espacial utilizada para su análisis y habitualmente se utiliza en la industria el método denominado *Large Eddy Simulation* (L.E.S.). El segundo método, cuyos requerimientos de mallado son extremadamente exigentes, queda limitado a problemas muy concretos de investigación. Basa su potencia y precisión en la resolución exacta de todos y cada uno de los fenómenos turbulentos, es el llamado *Direct Numerical Simulation* (D.N.S.)

- La segunda línea de trabajo se centra en aquellos métodos en los que las ecuaciones de Navier-Stokes se resuelven promediadas en el tiempo. El problema surge al cerrar las ecuaciones de Navier Stokes, en lo que se conoce como método de *Reynolds Average Navier Stokes* (R.A.N.S.). Existen diversos métodos, desde los que añaden una ecuación a la caracterización de la turbulencia (Spalart-Allmaras) o aquellos métodos basados en dos ecuaciones como, por ejemplo,  $k-\varepsilon$  y  $k-\omega$ .

El ámbito de investigación se centra en los métodos de resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes dependientes del tiempo, ya sea a partir de simulaciones basadas en los métodos L.E.S. o bien mediante simulaciones D.N.S., por lo que quedan fuera del ámbito de la presente la investigación aquellos métodos que resuelven las ecuaciones promediadas en el tiempo. Esto es debido a dos consideraciones fundamentales:

- La primera de ellas pasa por la búsqueda de la mayor precisión posible en los métodos de resolución computacional, por lo que se logra un criterio mucho más ajustado a la realidad de la turbulencia. Considerando además que el problema de la simulación de incendios se caracteriza por una variabilidad de los resultados obtenidos en función del tiempo, más cuando se lleva a cabo el análisis en recintos cerrados como es el caso que nos ocupa, la realización de simulaciones en las que los datos de salida se obtengan de la resolución de las ecuaciones de gobierno de los gases dependientes del tiempo se considera un aspecto básico en la investigación.
- La segunda, si bien es cierto que actualmente la capacidad de cálculo computacional y procesamiento de datos de la mayoría de los ordenadores limita la precisión de las simulaciones que se puede llevar a cabo, tiene sentido, dada la elevada escalabilidad que se produce año a año en lo relativo a las operaciones matemáticas en coma flotante (FLOPS) que cualquier procesador puede realizar, centrar los esfuerzos en aquellos métodos que a juicio del doctorando tendrán mayor desarrollo en la industria en los próximos años, acompañados de capacidades de cálculo hoy en día únicamente disponibles en los mayores centros tecnológicos de supercomputación.

El presente trabajo de investigación tiene entre sus objetivos, tal y como ya ha quedado establecido inicialmente, determinar los criterios de cálculo más óptimos en lo que al tratamiento de la turbulencia se refiere, para resolver matemáticamente las ecuaciones de Navier-Stokes en espacios cerrados afectados por incendios accidentales y con alturas libres desde el foco combustible hasta la estructura significativas, considerando estas las que son superiores a los seis u ocho metros.

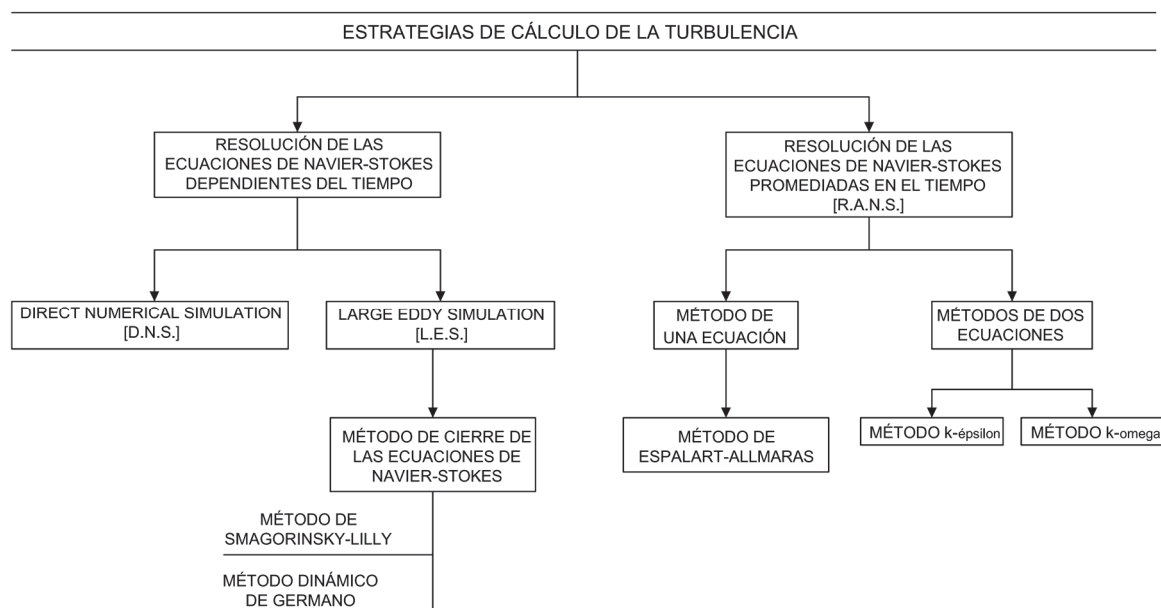


Imagen 11 Tratamiento de la turbulencia en función del método de resolución matemático. Se representan aquí únicamente algunos de los diversos métodos existentes más comúnmente utilizados para la resolución físico-matemática de las turbulencias (Imagen del Autor)

### 2.7.1 Resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes dependientes del tiempo

Es importante diferenciar dos métodos principales de tratamiento de la turbulencia que resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes dependientes del tiempo:

- El método que es capaz de simular todos los tamaños de la turbulencia, hasta las escalas disipativas de Kolmogorov y
- el que simula las escalas turbulentas integrales de mayor dimensión y modela las más reducidas

El primer método de tratamiento de la turbulencia, aquel que resuelve todos y cada uno de los tamaños de turbulencia, es inabordable computacionalmente hablando para la mayoría de equipos informáticos de cálculo existentes actualmente, incluso si se piensa en ordenadores de altas prestaciones de centros de computación.

Frente a este método, basado en la resolución de todas las escalas turbulentas, modelar aquellas escalas más pequeñas permite afrontar la simulación de la turbulencia con una precisión teórica suficiente para los problemas habituales de Ingeniería.

Si bien es cierto que se puede considerar el método de resolución directa de todas las escalas de la turbulencia (*Direct Numerical Simulation*) como el más preciso que existe en la actualidad [30], la imposibilidad de extenderlo a todos los campos de la industria hace que deban ser otros sistemas de análisis los que, a día de hoy, se deban considerar como adecuados.

### 2.7.1.1 *Direct Numerical Simulation (D.N.S.)*

La simulación numérica de un campo de flujo basada en la resolución exacta de todas y cada una de las escalas turbulentas, tanto las de la escala integral, como las microescalas de Taylor hasta llegar a las escalas disipativas se lleva a cabo a partir de los ya enunciados modelos denominados D.N.S. (*Direct Numerical Simulation*) [31; 32].

Los fundamentos del método fueron establecidos por Orzag y Patterson en el año 1972 [33], en el National Center for Atmospheric Research para resolver un flujo turbulento, con un número de Reynolds de 35, basado en las microescalas de Taylor. Fue, posteriormente, Rogallo, en el año 1981, quien combinó una transformación de las ecuaciones de gobierno de Navier-Stokes con el algoritmo desarrollado previamente por Orzag y Patterson para calcular turbulencias homogéneas asociadas a una tensión principal, comparando los resultados teóricos con datos experimentales, lo que se usó posteriormente para evaluar diversos modelos D.N.S. [34].

Si bien es cierto que el comportamiento complejo de un flujo turbulento se puede llegar a caracterizar a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes sin una dificultad aparente, la posterior resolución analítica de dichas ecuaciones no es fácil ni trivial pues cada una de las variables es dependiente del espacio y del tiempo.

La resolución numérica directa de las ecuaciones de Navier-Stokes en el tiempo, sin la necesidad de considerar ningún tipo de modelo turbulento asociado a las mismas, permite obtener resultados tan precisos como posibilitan los propios métodos matemáticos de resolución de ecuaciones utilizados, y es este método tanto o más potente que los ensayos de laboratorio, dada la posibilidad de obtener un mayor número de datos de salida para su posterior evaluación.

El inconveniente principal, tal y como ya se ha indicado, pasa por la capacidad computacional disponible en la actualidad. Hay que pensar que para captar todas las escalas turbulentas de un flujo, la resolución del mallado pasa por disponer de elementos, en muchas ocasiones, inferiores a 1,00 mm.

Para establecer la resolución del mallado necesario para llevar a cabo simulaciones computacionales de los fenómenos turbulentos recurriendo a los modelos D.N.S., es de gran importancia determinar, en primer lugar, la dimensión de las escalas disipativas de Kolmogorov,  $\eta$ . Dichas escalas disipativas se caracterizan por la relación entre la viscosidad cinemática del fluido y la disipación de la energía cinética:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad \text{Ecuación 2.52}$$

Siendo:

$\nu$  = Viscosidad cinemática del fluido

$\varepsilon$  = Disipación de la energía cinética

La disipación de la energía cinética,  $\varepsilon$ , se define a partir de:

$$\varepsilon \approx \frac{u'^3}{L} \quad \text{Ecuación 2.53}$$

Donde:

$u'$  = Media cuadrática de la velocidad [R.M.S.]

$L$  = Escala integral de la turbulencia

El número de puntos de mallado,  $N$ , que debe definir un campo de flujo que se simule mediante los métodos D.N.S. viene definido a partir de la relación:

$$N \cdot h > L \quad \text{Ecuación 2.54}$$

Siendo  $h \leq \eta$

En base a estos parámetros el número de puntos de mallado,  $N$ , que debe contener una simulación D.N.S. en  $R^3$  se puede relacionar de manera directa con el número de Reynolds:

$$N^3 \geq Re^{9/4} = Re^{2,25} \quad \text{Ecuación 2.55}$$

Se puede establecer también que:

$$\frac{L_0}{\eta} \sim Re^{3/4} \quad \text{Ecuación 2.56}$$

Se considera que la turbulencia es isótropa; esto implica que el estudio en  $R^3$  de un campo de flujo con un número de Reynolds,  $Re$ , de 35 000, tendría una cantidad aproximada de  $35\,000^{2,25}$  elementos, es decir,  $1,68e+10$  puntos de mallado en los que resolver las ecuaciones de Navier-Stokes, con una discretización temporal inferior a 1 ms. Esto es prácticamente inabordable hoy en día, incluso para los grandes centros de supercomputación.

Puede equipararse un número de Reynolds de 35 000 a una velocidad del aire de  $\sim 2,50$  m/s fluyendo a través de un objeto sólido de 200 mm de diámetro.

Igual de importante que la discretización espacial en las simulaciones D.N.S. es la discretización temporal. Para poder determinar el incremento máximo de tiempo que se puede establecer en cada iteración para este tipo de simulaciones del campo de flujo tomamos como referencia el criterio de convergencia de Courant-Friedrichs-Lewy, C.F.L., utilizado también para establecer el criterio de convergencia de las ecuaciones diferenciales en derivadas parciales [35].



$$C = \frac{u \cdot \Delta t}{h}$$

Ecuación 2.57

Siendo:

$u$  = Velocidad del fluido

$\Delta t$  = Incremento de tiempo entre iteraciones

$h$  = Dimensión del volumen finito

Para lograr un resultado correcto a la hora de resolver las ecuaciones de Navier-Stokes en las simulaciones basadas en los métodos D.N.S., el número de Courant (ecuación 2.57) debe ser inferior a la unidad [ $C < 1$ ].

Es habitual en los grandes centros tecnológicos de investigación la simulación de modelos turbulentos en  $R^3$ , con unas dimensiones de  $2\ 000^3$  elementos, lo que significa un total de  $8e+9$  elementos. El mayor modelo D.N.S. calculado a principios del año 2000 en un centro tecnológico de Japón tenía una dimensión de  $7.500^3$ , es decir,  $4,22e+11$  elementos. A día de hoy, las simulaciones que se están realizando para estudiar el comportamiento del plasma dentro del reactor de fusión ITER han alcanzado  $10^{16}$  elementos.

Para tener un orden de magnitud de los recursos computacionales que se requieren para calcular este tipo de simulaciones únicamente hay que fijarse en el superordenador de que dispone el centro tecnológico de Japón referenciado para calcular el modelo D.N.S. de mayores dimensiones hasta la fecha, El *Earth Simulator*. Se trata de un superordenador con una capacidad de cálculo de 35,90 TFLOPS, haciendo referencia un FLOPS al acrónimo inglés *FL*oating *p*oints *O*perations *P*er *S*econd. A modo de ejemplo, el superordenador disponible en la Universitat Politècnica de Catalunya, el *Mare Nostrum*, tiene una capacidad de cálculo de 925,10 TFLOPS, lo que lo sitúa, a fecha de enero de 2013, en el número 29 en la clasificación mundial de superordenadores [36].

Para poder estimar el número de operaciones en coma flotante que representa una simulación se debe tener en cuenta tanto el número de puntos de mallado,  $N$ , como la discretización temporal. De esta manera, dado que existe proporcionalidad entre dichos valores y el número de operaciones de la siguiente manera:

$$FLOPS = \text{Puntos de mallado} + \text{tiempo} = Re^{9/4} + Re^{3/4} = Re^3$$

Ecuación 2.58

Es por ello que el número de operaciones matemáticas en coma flotante para la simulación indicada anteriormente, con un valor de Reynolds de 35 000, es de  $4,29e+13$  operaciones matemáticas.

Lo que es seguro es que, dado que el ordenador más potente del mundo, a fecha de Enero de 2013, es *Tianhe-2*, cuya capacidad de cálculo alcanza los 33 862 TFLOPS, lo más seguro es que en breve se anuncien progresos muy importantes en todo aquello relativo a las simulaciones computacionales, especialmente a las basadas en los métodos D.N.S.

Los métodos de resolución numérica utilizados para resolver de manera directa las ecuaciones de Navier-Stokes se pueden resumir en aquellos basados en las series de Fourier, aplicando métodos espectrales (Transformada Rápida de Fourier, F.F.T.) y aquellos que utilizan los métodos de diferencias finitas de cuarto orden o superior, siendo habitual el método de Runge-Kutta para la resolución de las ecuaciones [37].

Habitualmente son los métodos espectrales los más utilizados. En primer lugar debido a la elevada precisión de los algoritmos de resolución numérica existentes, así como que no producen disipación en los resultados obtenidos en el momento en que se calculan cada una de las derivadas. Uno de los principales problemas del método es su aplicación a geometrías y mallados no rectangulares, algo muy habitual en Arquitectura.

Por este motivo, es en el momento en que se deben generar geometrías complejas cuando adquiere sentido el método de las diferencias finitas. Estudios comparativos realizados entre ambos métodos [38] mostraron que, si bien es cierto que los métodos basados en las diferencias finitas no alcanzan la precisión numérica de los métodos espectrales de resolución, sí que los ensayos numéricos realizados determinaron una aceptable aproximación, por lo cual se considera necesario continuar las investigaciones en este sentido.

#### 2.7.1.2 *Large Eddy Simulation (L.E.S.)*

Dada la imposibilidad de resolver las ecuaciones que definen el movimiento del fluido de manera directa para todas y cada una de las dimensiones de las turbulencias (a partir del método D.N.S. previamente explicado), puede recurrirse al filtrado de las variables que definen el comportamiento del fluido en una pequeña región del espacio, similar al tamaño del volumen finito utilizado.

Es el método llamado *Large Eddy Simulation (L.E.S.)*, superior en precisión a aquellos promediados en el tiempo (R.A.N.S.), pero con un coste computacional muy superior a estos, lo que obliga a tener que recurrir a la computación de alto rendimiento.

La simulación de las turbulencias mediante el método L.E.S. conlleva una gran dificultad, debida en parte a la dependencia explícita de tres factores: la solución exacta al problema, la malla computacional adoptada y el método numérico de resolución utilizado, lo que hace que cada problema sea único. **Por tanto, es necesario encontrar un método de análisis matemático capaz de resolver con suficiente autonomía las simulaciones L.E.S., considerando las características principales y eliminando las**

**escalas más reducidas, sin perder el objetivo de obtener la mejor aproximación posible a la solución exacta del problema.**

Aunque existen varios métodos matemáticos destinados a tal fin, uno de los más utilizados se basa en la eliminación de las escalas más reducidas de turbulencias, a partir de la aplicación de filtros de convolución de paso bajo (relativos a la longitud de onda), para lograr así una solución lo más cercana posible a la realidad de la turbulencia producida. En este punto cabe indicar que en términos matemáticos el concepto «convolución» hace referencia a un operador matemático que transforma dos funciones en una tercera que representa la superposición de la primera función con una versión trasladada e invertida de la segunda.

Por tanto, se puede establecer que el objetivo principal de dicho método es el de resolver las escalas más grandes de las turbulencias, modelando las más reducidas a partir de eliminar las frecuencias altas de variación de las variables, con lo que se suprimen también las inestabilidades numéricas. Este procedimiento genera una clara dependencia de los resultados obtenidos del tamaño de la malla adoptada en cada uno de los modelos, dado que el filtrado de frecuencias depende, en la mayoría de las ocasiones, de la discretización realizada.

Las turbulencias de mayor dimensión, es decir, aquellas que son resueltas en cada modelo realizado, dependen en gran medida de las condiciones de contorno, de la geometría y de las propias condiciones del flujo; las que tienen una dimensión menor se pueden considerar isotropas y su comportamiento puede llegar a considerarse «universal», tal y como ha quedado definido por las tres hipótesis de la teoría de la escala de Kolmogorov (subapartado 2.6.4). Esta universalidad de comportamiento será mayor cuanto menor sea la escala de la turbulencia considerada y, por tanto, más fácil debería ser encontrar un método matemático capaz de generalizar la introducción de estas dentro del modelo físico-matemático, aunque la realidad y la experiencia hayan demostrado la falsedad de esta sentencia.

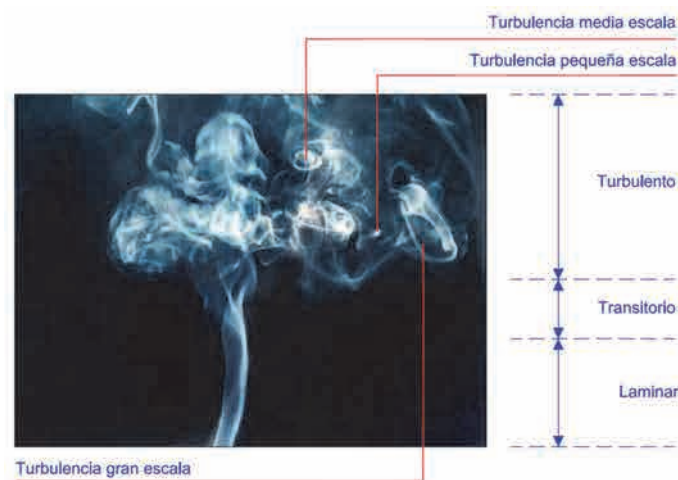


Imagen 12 Diferentes escalas de turbulencias en un mismo flujo (Imagen del humo obtenida de [www.juventudfotografica.com](http://www.juventudfotografica.com). Notas en la Imagen del Autor)

Ya se ha explicado anteriormente cómo los modelos computacionales basados en las simulaciones D.N.S. basan su exactitud en la resolución de cada una de las escalas turbulentas, desde las de mayor dimensión, o escalas integrales, hasta las escalas disipativas de Kolmogorov, y es necesario para llevar a cabo este análisis recurrir a discretizaciones espaciales y temporales tan reducidas que hacen prácticamente intratable el método, que queda reservado únicamente para los mayores superordenadores de los centros tecnológicos más importantes del mundo.

Para estudiar el comportamiento de un flujo turbulento dependiente del espacio y del tiempo, a través del a aplicación del método L.E.S., modelando las escalas más pequeñas de las turbulencias, se realiza una modificación adecuada de las ecuaciones genéricas de Navier-Stokes indicadas en el capítulo anterior.

Esto significa que las ecuaciones de gobierno necesarias para ser utilizadas en el método L.E.S. se obtienen a partir del filtrado de las ecuaciones de Navier-Stokes, en función del tiempo. Dicho proceso de filtrado elimina entonces aquellas turbulencias cuya dimensión sea inferior al ancho del filtro utilizado, o bien al tamaño de la malla del modelo. Las ecuaciones obtenidas gobiernan la dinámica de la turbulencia cuya escala sea mayor que estos dos valores de referencia indicados.

Es por ello que el método se puede resumir en los siguientes términos:

1. Filtrado de las variables
2. Obtención de las ecuaciones modificadas de Navier-Stokes
3. Cierre de las ecuaciones obtenidas
4. Resolución numérica de las mismas

#### *2.7.1.2.1 Filtrado de variables*

Ya se ha visto cómo uno de los aspectos en los que se basa el método de simulación L.E.S. es el de diferenciar entre aquellos tamaños turbulentos que se resuelven (los de mayor dimensión) y los que se deben modelar para facilitar la resolución numérica del problema planteado. Son estos últimos los que acaban disipando la energía cinética en calor [39; 40], tal y como se ha establecido en la ecuación de la energía (ecuación 2.39).

El filtrado de variables es un problema matemático aplicado en multitud de campos de la ciencia y de la tecnología, tales como las telecomunicaciones, la simulación computacional de la sangre en investigaciones médicas o, como el caso que nos ocupa en el presente trabajo de investigación, la simulación del movimiento de un gas cuando este se ve sometido a un comportamiento turbulento, consecuencia del incremento térmico acontecido en un espacio cerrado durante la evolución de un incendio.

El punto de partida del concepto de «filtrado de variables» siempre es una función de una o más variables, dependientes del tiempo,  $x(t)$ , en la que, gracias a la aplicación de un sistema lineal invariante S.L.I.,  $h(t)$ , se obtiene una nueva función  $y(t)$ .

Esta nueva función  $y(t)$  se puede definir como:

$$y(t) = \int x(r) \cdot h(t - r) dr = x(t) * h(t)$$

Siendo  $*$  el operador de la convolución.

Esta nueva definición de  $y(t)$  interesa poder operarla como una nueva función que no dependa del tiempo, sino que lo haga de la frecuencia, se obtiene así una nueva ecuación:

$$\bar{Y}(f) = \bar{X}(f) \cdot H(f)$$

Donde el término  $H(f)$  hace referencia al sistema de filtrado, y  $\bar{X}(f)$  se ha obtenido a partir de transformar la ecuación original del problema en función del tiempo, para que dependa no de este, sino de la frecuencia.

Para lograr realizar esta transformación se recurre a la transformada de Fourier:

$$x(t) \xrightarrow{\text{Transformada de Fourier}} \bar{X}(f)$$

De la gran cantidad de filtros existentes para la resolución de los problemas matemáticos, se muestra en primer lugar un filtro lineal del tipo *Infinite Impulse Response*, I.I.R.:

$$Y_n = \sum_{i=0}^m b_i \cdot x(n - i) - \sum_{i=1}^q a_i \cdot y(n - i)$$

Siendo la correcta definición de los parámetros  $b_i$  y  $a_i$  lo que garantizará la calidad de los resultados obtenidos con este método de filtrado de variables.

Si bien es cierto que este tipo de filtro I.I.R. elíptico queda inicialmente definido en una sola dimensión, se puede realizar la misma operación en las restantes direcciones del espacio; lo más importante para conseguir una buena precisión en los datos de salida obtenidos es el espectro de frecuencias analizado en cada caso.

Mediante el programa informático *Matlab* y la herramienta *fdatool* se muestra el diseño de filtros de paso bajo. Un filtro I.I.R. de paso bajo se puede esquematizar de la siguiente manera:

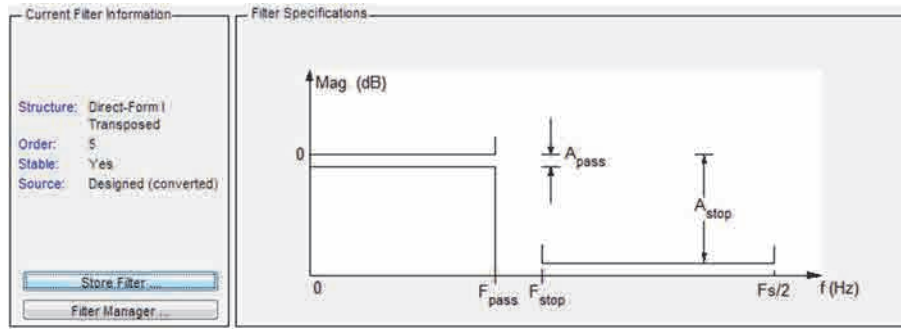


Imagen 13 Esquema de funcionamiento de un filtro digital de paso bajo (Imagen del Autor)

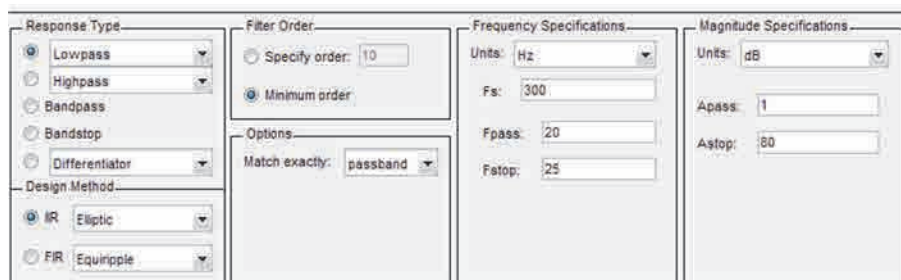


Imagen 14 Parámetros y coeficientes de un filtro digital de paso bajo (Imagen del Autor)

Siendo:

$F_s$  = Máxima frecuencia de muestreo

$F_{pass}$  = Banda de paso

$F_{stop}$  = Banda de transición, desde  $F_{pass}$  hasta  $F_{stop}$

$A_{pass}$  = Desviación respecto de la máxima magnitud, en dB

$A_{stop}$  = Amplitud de la atenuación en la zona de corte respecto del valor de 0 dB.

De esta manera el filtro que sirve de ejemplo queda definido de la siguiente manera:

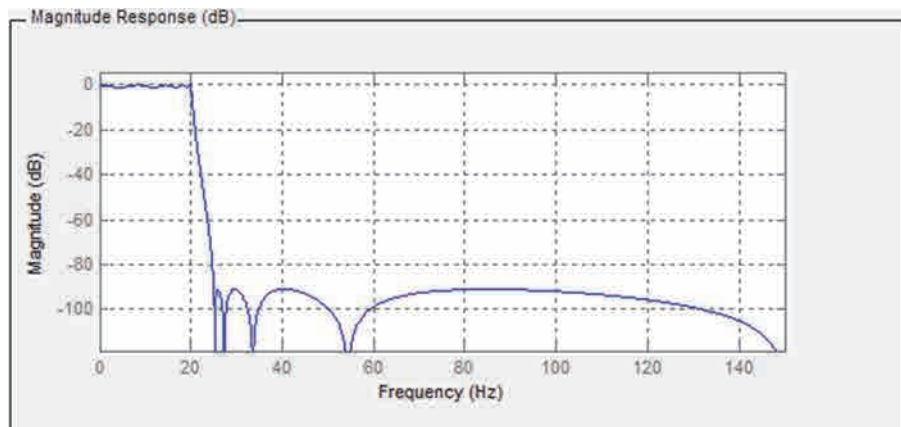


Imagen 15 Filtro I.I.R. elíptico de paso bajo definido (Imagen del Autor)

Aplicado a la simulación computacional de fluidos L.E.S., el filtrado es una operación matemática cuyo objetivo es el de eliminar las oscilaciones de alta frecuencia de cada una de las variables a través de la aplicación de filtros de convolución de paso bajo.

Por lo tanto, el filtrado de los valores de cada una de la variables se realiza entonces en una reducida región del espacio, asociado habitualmente a la dimensión de la discretización utilizada en la simulación, lo que reduce el coste computacional respecto de las simulaciones basadas en los modelos D.N.S. y mejora la estabilidad del proceso numérico de cálculo por haberse eliminado las oscilaciones de las variables correspondientes a las altas frecuencias.

Para poder manipular las ecuaciones de Navier-Stokes después de aplicar los filtros, se necesita que estos verifiquen las siguientes propiedades:

- Conservación de constantes
- Linealidad
- Conmutación con la derivación

De manera genérica, se puede definir un filtro de paso bajo, aplicado a un campo espacial y temporal  $\Phi(x,t)$  de la siguiente manera:

$$\overline{\Phi(x,t)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi \cdot (r, t') \cdot G(x-r, t-t') dt' dr \quad \text{Ecuación 2.59}$$

Siendo  $G$  el filtro kernel de convolución.

Se puede determinar que cualquier filtro de paso bajo puede ser utilizado, aunque tal y como se ha indicado inicialmente, dada la condición de isotropía del problema que nos ocupa, el filtrado de las escalas turbulentas de menor dimensión, el filtro utilizado debe ser capaz de mantener las propiedades idénticas en cada una de las tres direcciones del espacio, es decir, aquellos que se correspondan con funciones de la norma euclídea, filtros con simetría esférica.

Sin pretender desarrollar aquí cada uno de los filtros utilizados habitualmente para llevar a cabo la separación espacial de las diferentes escalas en el método L.E.S., sí que se indican tres de los más utilizados habitualmente para la aplicación del método:

- Filtro Gaussiano
- Filtro de caja
- Filtro de corte de Fourier (espectral)

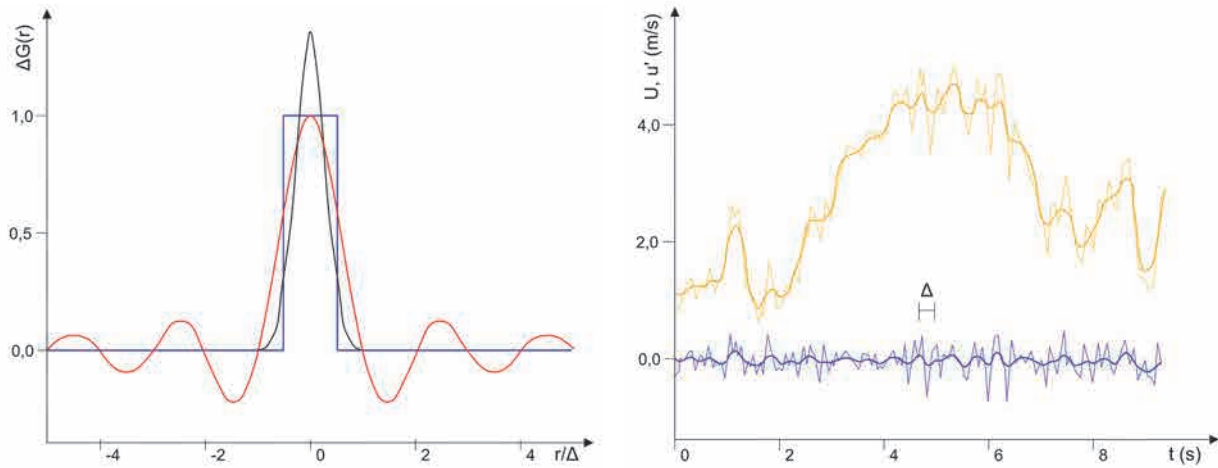


Gráfico 4 Tipo de Filtros  $G(r)$  habitualmente utilizados: Filtro Gaussiano (línea negra). Filtro de caja (línea azul). Filtro de corte de Fourier (línea roja). (Imagen del Autor basada en los gráficos del libro *Turbulent Flow*, Pope S. B. 2000 [28])

Gráfico 5 Curvas superiores naranjas: Ejemplo del campo de la velocidad  $U(x)$  y el correspondiente campo filtrado  $\bar{U}_x$  (línea gruesa), usando un filtro Gaussiano con  $\Delta \approx 0,35$ . En las curvas inferiores azules: el campo residual de la velocidad  $u'(x)$  y el campo filtrado del residual (línea gruesa). (Imagen del Autor basada en los gráficos del libro *Turbulent Flow*, Pope S. B. 2000 [28])

A modo de ejemplo, considerando la velocidad como incógnita, filtrada en una dimensión, la variable resultante sería:

$$\bar{u}_i = \int G(x, x') \cdot u_i \cdot (x) \cdot dx \quad \text{Ecuación 2.60}$$

Siendo:

$$G(x, x') = \text{La función de filtro utilizada}$$

Analizando el espacio físico y tomando como referencia un filtro de caja, el criterio de aplicación resultante sería el siguiente:

$$G(x_i) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta_i} & (|x_i| \leq \frac{\Delta_i}{2}) \\ 0 & (|x_i| > \frac{\Delta_i}{2}) \end{cases} \quad \text{Ecuación 2.61}$$

Dado que estamos utilizando el método de los volúmenes finitos para evaluar el comportamiento de los fluidos, parece lógico que el ancho del filtro utilizado,  $\Delta_i$ , sea la media del volumen del tamaño de la malla. Con el filtro aplicado, es posible derivar las ecuaciones de gobierno de momento (ecuaciones de Navier-Stokes), la de continuidad de la masa y la de la energía, establecidas en el apartado 2.5.6.



- Aplicación de filtros explícitos de amplitud fija

Recientes investigaciones [41] substituyen el cálculo implícito con filtros de paso bajo por filtros explícitos con amplitud fija. De esta manera se persigue independizar el resultado obtenido en la simulación respecto de la discretización espacial utilizada. Aquí, S. T. Bose, P. Moin y D. You comentaron en el año 2008 el problema de los métodos L.E.S., utilizando el filtro implícito de paso bajo utilizado siempre hasta la fecha en la mayoría de simulaciones L.E.S. Muestran cómo el problema principal de la aplicación de dicho filtro radica en que se basa en la diferenciación, y para llevarla a cabo se tiene que hacer en una sola dimensión cada vez, por lo que se pierde la potencia de las ecuaciones de Navier-Stokes. Consideran que, si en vez de aplicar un filtro implícito unidireccional, se consigue aplicar un filtro explícito tridimensional, acorde a la naturaleza de la turbulencia, el resultado se independizará de la resolución de la malla.

Establecen, además, la hipótesis de que se lleguen a realizar diversos modelos, cada uno de ellos con un tamaño de mallado cada vez más reducido. Cuando se resuelven un número suficiente de escalas del campo de flujo que permiten obtener una serie de variables independientes del mallado, se considera que la malla ha convergido hacia la solución adecuada.

En último término, señalan que obtener una convergencia de malla no significa que se hayan resuelto las ecuaciones de Navier-Stokes de la manera más adecuada. La verdadera solución se corresponde con el campo de la velocidad filtrada, calculado mediante un filtro espacial bien definido.

En el límite de una malla extremadamente refinada, la solución de un filtro implícito convergerá hacia la solución obtenida por un modelo D.N.S., ya que el ancho del filtro utilizado también tiende a la dimensión del vórtice más reducida.

#### 2.7.1.2.2 Obtención de las ecuaciones modificadas de Navier-Stokes

Considerando las derivadas parciales, tanto en el espacio como en el tiempo, y aplicando los filtros uniformes, obtenemos las ecuaciones:

$$\bar{V}(x, t) = \int_{R^3} G(r) \cdot V(x - r, t) dr = \int_{R^3} G(x - s) \cdot V(s, t) ds \quad \text{Ecuación 2.62}$$

Si se deriva respecto de  $X_i$  tenemos que:

$$\frac{\partial \bar{V}(x, t)}{\partial x_i} = \frac{\partial \int_{R^3} G(r) \cdot V(x - r, t) dr}{\partial x_i} = \int_{R^3} G(r) \cdot \frac{\partial V}{\partial x_i}(x - r, t) dr \quad \text{Ecuación 2.63}$$

Del mismo modo, si se deriva respecto del tiempo se obtiene:

$$\frac{\partial \overline{V}(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial \int_{R^3} G \cdot (r) \cdot V \cdot (x-r,t) dr}{\partial t} = \int_{R^3} G \cdot (r) \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \cdot (x-r,t) dr = \frac{\partial \overline{V}}{\partial t}(x,t) \quad \text{Ecuación 2.64}$$

La divergencia filtrada es:

$$\overline{div V} = \overline{\sum D_K^3 \cdot V_K} = \sum_{K=1}^3 D_K \cdot \overline{V}_K = div \overline{V} \quad \text{Ecuación 2.65}$$

Si analizamos la ecuación de la conservación de la masa para un fluido compresible, queda establecida de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \cdot \overline{V}) = 0 \quad \text{Ecuación 2.66}$$

Las ecuaciones transformadas de Navier-Stokes, incluyendo el término no lineal, resultan de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \overline{V}}{\partial t} + \overline{(V|grad)V} = -\frac{\overline{1 \cdot grad \cdot p}}{\rho} + \overline{V \cdot lap V} \quad \text{Ecuación 2.67}$$

$$\frac{\partial \overline{V}}{\partial t} + \overline{(V|grad)V} = -\frac{1}{\rho} grad \cdot \overline{p} + V \cdot lap \cdot \overline{V} \quad \text{Ecuación 2.68}$$

Si se realizan todas las transformadas, la ecuación de Navier-Stokes resultante es:

$$\frac{\partial \overline{V}}{\partial t} + \nabla \overline{V} \overline{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla(\overline{p} + p_0) \cdot I + 2 \cdot V \cdot \nabla \cdot \overline{S}_{ij} - \nabla \cdot R^0 \cdot (r.V) \quad \text{Ecuación 2.69}$$

Las ecuaciones filtradas de Navier-Stokes, para un flujo compresible, quedan establecidas de la siguiente manera, para la continuidad y para el momento respectivamente:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \cdot \overline{V}) = 0 \quad \text{Ecuación 2.70}$$

$$\frac{\partial (\rho \cdot \overline{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \cdot \overline{u}_i \cdot \overline{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}) - \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad \text{Ecuación 2.71}$$

Una vez filtradas las ecuaciones de Navier-Stokes, y obtenida la nueva ecuación de gobierno del fluido, se puede apreciar cómo aparecen dos nuevos términos desconocidos hasta el momento. El primero de ellos es el tensor de tensiones, debido a la viscosidad molecular del propio flujo turbulento, definido por:

$$\sigma_{ij} = \left[ \mu \cdot \left( \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} \cdot \delta_{ij} \quad \text{Ecuación 2.72}$$

El último término que aparece en la parte de la derecha de la ecuación 2.71 es la tensión de Reynolds, a escala de submalla, definida por:

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad \text{Ecuación 2.73}$$

Esta tensión de submalla, desconocida hasta el momento, es resultante de la operación de filtrado, y requiere ser modelada. El método considerado para modelar la turbulencia de submalla se basa habitualmente en la hipótesis de Boussinesq, calculando la tensión de turbulencia de submalla a partir de la expresión:

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \cdot \tau_{kk} = -2 \cdot \mu_t \cdot \overline{S}_{ij} \quad \text{Ecuación 2.74}$$

Siendo:

$\mu_t$  = Viscosidad dinámica turbulenta a la escala de submalla

$\tau_{kk}$  Término isotrópico de la tensión de submalla, la cual no se modela pero se añade al término filtrado

$\overline{S}_{ij}$  = Valor del tensor de la deformación para la escala calculada de la turbulencia, definido por:

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad \text{Ecuación 2.75}$$

### 2.7.1.2.3 Cierre de las ecuaciones obtenidas

A partir de la hipótesis de Boussinesq se puede establecer un criterio a nivel de escala de submalla, S.G.S., considerando los efectos disipativos de las fluctuaciones turbulentas a través del coeficiente de viscosidad turbulenta.

El concepto definido como «cerrar las ecuaciones obtenidas» no deja de ser más que obtener una expresión S.G.S. del tensor de esfuerzos de Reynolds anteriormente definido, y que se produce a escalas inferiores al tamaño de la malla utilizada.

Se incluyen aquí tres métodos para poder tener en cuenta la viscosidad turbulenta en el cierre de las ecuaciones filtradas obtenidas:

- Modelo de submalla de Smagorinsky-Lilly

El primer modelo propuesto de cara a poder modelar las tensiones de Reynolds anteriormente definidas y poder así realizar el cierre de las ecuaciones es el modelo de submalla de Smagorinsky-Lilly (1963) [42; 43]. Está apoyado en la hipótesis de equilibrio, basada a su vez en la cascada de Kolmogorov, en la que las escalas pequeñas disipan la totalidad de la energía que reciben de las escalas mayores de manera

instantánea en forma de calor; son estas además isotrópicas y pueden adoptar una aproximación de la hipótesis de Boussinesq, mostrada a continuación.

En dicho método se utiliza un coeficiente constante, dependiente del flujo, que acaba definiendo la viscosidad dinámica turbulenta, a partir de la expresión:

$$\mu_t = \rho \cdot L_s^2 \cdot |\bar{S}| \quad \text{Ecuación 2.76}$$

Siendo:

$$|\bar{S}|^2 = 2 \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2 \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + 2 \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 - \frac{2}{3} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{u})^2$$

Ecuación 2.77

$L_s$  es la longitud de referencia para las escalas de submalla, de valor habitual:

$$L_s = \min(\kappa \cdot d, C_s \cdot \Delta) \quad \text{Ecuación 2.78}$$

Siendo:

$\kappa$  = Constante de Von Karman, de valor 0,40

$d$  = Distancia a la pared o frontera más próxima

$\Delta$  = Escala local de la malla, de valor habitual:

$$\Delta = V^{1/3}$$

$C_s$  = Constante de Smagorinsky

Dada la influencia de la constante de Smagorinsky en la viscosidad turbulenta cuando se aplican los métodos L.E.S. en el tratamiento de la turbulencia, es preciso hacer notar aquí que todos los valores indicados en la bibliografía existente hacen referencia a valores recomendados, extraídos a partir de la experimentación, pero poca información o ninguna se ha encontrado sobre la influencia del tipo de incendio en el valor recomendado para esta «variable-constante», algo que, en parte, ha sido el punto de partida del análisis de los métodos turbulentos más adecuados en los incendios accidentales aquí realizado.

Lilly estableció inicialmente valores de  $C_s = 0,17$  para turbulencias isotrópicas homogéneas. Sin embargo, valores tan elevados pronto diagnosticaron un amortiguamiento excesivo de las fluctuaciones turbulentas de gran escala cuando se produce un esfuerzo cortante dominante en el flujo, así como en flujos

translacionales y en las proximidades de los elementos sólidos, recomendando reducir el valor de la constante  $C_s$  en todas las situaciones descritas. Se determina así que la constante de Smagorinsky no es un valor universal, fácil de definir, y que una mala definición de este parámetro puede repercutir en un modelo con un error muy importante de partida.

En función de la bibliografía consultada se ha encontrado una desviación de valores muy significativa, desde 0,10 hasta 0,20 (valor que, aplicado a la viscosidad turbulenta, significa diferencias de un 400 % de la misma), por lo que se cree necesario establecer un criterio más específico para el caso concreto que nos ocupa.

Teniendo en cuenta que, tal y como se ha indicado a lo largo del presente subapartado, la viscosidad dinámica turbulenta depende directamente de la constante de Smagorinsky, incluida en la longitud de referencia para las escalas de submalla  $L_s$ , y cuyo valor en la ecuación está al cuadrado, considerar una horquilla de valores de  $C_s$  comprendida entre 0,10 y 0,20 significa que la viscosidad turbulenta varíe en términos de 1 a 4 únicamente modificando este factor. Si además incluimos como dato variable del modelo la dimensión de la malla considerada como óptima cuando recurrimos al método L.E.S., por ejemplo, para mallas de 100 mm y 200 mm de lado, significa que la viscosidad turbulenta variaría del orden de 1 a 16.

Esta breve descripción de la dependencia de la viscosidad turbulenta modelada respecto de algunos parámetros considerados como constantes pero que no tienen una clara definición de su valor óptimo muestra cómo para un mismo modelo turbulento la viscosidad puede variar fácilmente en una relación de 1 a 16. Si esto sucede, la tensión de submalla también variará en la misma proporción, y llegaría a condicionar esto el tratamiento de la turbulencia en las escalas de los vórtices más reducido y, por tanto, la distribución de las temperaturas en los gases calientes que rodean cada uno de los elementos estructurales (Tabla 3).

	Hipótesis 1	Hipótesis 2	Hipótesis 3	Hipótesis 4
<b>Dimensión de la malla</b> $V^{1/3}$ (m)	0,1	0,1	0,2	0,2
<b>Constante de Smagorinsky</b> $C_s$	0,1	0,2	0,1	0,2
$L_s$	0,01	0,02	0,02	0,04
<b>Viscosidad Turbulenta</b>	$0,0001 \cdot \rho \cdot  \bar{S} $	$0,0004 \cdot \rho \cdot  \bar{S} $	$0,0004 \cdot \rho \cdot  \bar{S} $	$0,0016 \cdot \rho \cdot  \bar{S} $

Tabla 3 Viscosidad turbulenta de submalla, para diferentes tamaños de malla y de valores de  $C_s$

- Modelo dinámico de Smagorinsky-Lilly [Modelo dinámico de Germano]

Posteriormente a que Smagorinsky postulase el método anteriormente descrito en el año 1963, de cara a establecer un método matemático de resolución que sirviese para evaluar la viscosidad turbulenta que se produce a nivel de submalla, pudiendo determinar así las tensiones a dicha escala, Germano *et al.* (1991) publica un nuevo método de análisis [44], basado en la determinación dinámica de la constante de Smagorinsky,  $C_s$ , a partir de las ecuaciones de conservación del movimiento del fluido, es el método conocido como *Dynamic Subgrid Scale Method* (D.S.M.).

Este método, considerado una mejora sustancial del primero, viene promovido en parte por una falta de concordancia entre los métodos numéricos y los ensayos experimentales realizados, relativos a flujos en espacios interiores. Estas desviaciones detectadas se producían en parte debido a tener que considerar un valor de la constante de Smagorinsky invariante en el tiempo y el espacio. En el artículo de M. Germano «Turbulence: the filtering approach» [45], publicado en el año 1992, se establece que la extensión del método de Smagorinsky de flujos turbulentos homogéneos e isotrópos a una turbulencia homogénea en flujos rotacionales y con comportamientos de cizalladura genera diversos problemas. La constante de Smagorinsky disminuye en presencia de fenómenos de cizalladura del flujo turbulento, donde el gradiente de la velocidad principal en las grandes escalas será sobrestimado, por lo que será necesario añadir un porcentaje de la velocidad principal en las proximidades de las paredes a través de las funciones de pared [46].

Esta evaluación dinámica de la constante de Smagorinsky evita tener que definir a priori un coeficiente desconocido. El método se basa en la aplicación de un filtro primario, implícito, asociado a la amplitud de la malla utilizada y posteriormente un filtro de test explícito.

El desarrollo del modelo dinámico que se muestra a continuación reproduce de manera resumida aquellas ecuaciones más relevantes del artículo publicado por Massimo Germano *et al.* en el año 1991, bajo el título «A dynamic subgrid-scale Eddy viscosity model», publicado en *Physics of Fluids* [44].

Filtro de malla:

$$\bar{f}_{(x)} = \int f_{(x')} \cdot \bar{G}(x, x') \cdot dx' \quad \text{Ecuación 2.79}$$

Filtro de test (con un ancho de filtro superior al filtro de malla):

$$\bar{f}_{(x)} = \int f_{(x')} \cdot \tilde{G}(x, x') \cdot dx' \quad \text{Ecuación 2.80}$$

Definiendo un nuevo filtro:

$$\tilde{\tilde{G}} = \tilde{G} \cdot \bar{G} \quad \text{Ecuación 2.81}$$

El método calcula la viscosidad turbulenta, relacionando las tensiones de submalla de Reynolds con los dos tamaños de filtro diferentes indicados anteriormente. Como se considera que las tensiones de Reynolds son variables respecto del tiempo y también respecto del espacio, el coeficiente que resulta también será una función dependiente de ambas variables, tiempo y posición en el espacio.

El efecto de las pequeñas escalas turbulentas aparece en el término de la tensión a nivel de la escala de submalla:

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad \text{Ecuación 2.82}$$

Aplicando el nuevo filtro  $\tilde{G}$  en la ecuación ya filtrada de Navier-Stokes obtenemos:

$$T_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j} \quad \text{Ecuación 2.83}$$

Las tensiones turbulentas resueltas, o tensor de Leonard,  $L_{ij}$ , son representativas de la contribución a la tensión de Reynolds realizada por las escalas intermedias, comprendidas entre el ancho de filtro de test y el ancho de filtro de malla, siendo:

$$L_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j} \quad \text{Ecuación 2.84}$$

Las ecuaciones 2.84, 2.85 y 2.86 están relacionadas mediante la relación algebraica dependiente del ancho de filtro de test y el ancho de filtro de malla (ver Gráfico 6):

$$L_{ij} = T_{ij} - \tau_{ij} \quad \text{Ecuación 2.85}$$

De esta manera, las tensiones turbulentas  $L_{ij}$  se pueden calcular de manera explícita. Basándonos en el modelo de Smagorinsky inicial, las tensiones del filtro de malla,  $\tau_{ij}$ , y las tensiones del filtro de test,  $T_{ij}$ , se definen de la siguiente manera:

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \cdot \tau_{kk} = m_{ij} = -2 \cdot C \cdot \overline{\Delta^2} \cdot |\overline{S}| \cdot \overline{S}_{ij} \quad \text{Ecuación 2.86}$$

$$T_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \cdot T_{kk} = M_{ij} = -2 \cdot \widetilde{\Delta^2} \cdot |\widetilde{S}| \cdot \widetilde{S}_{ij} \quad \text{Ecuación 2.87}$$

Siendo:

$\overline{\Delta}$  = Amplitud del filtro de malla

$\widetilde{\Delta}$  = Amplitud del filtro de Test

$$\widetilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{Ecuación 2.88}$$

$$|\widetilde{S}| = \sqrt{2 \cdot \widetilde{S}_{mn} \cdot \widetilde{S}_{mn}} \quad \text{Ecuación 2.89}$$

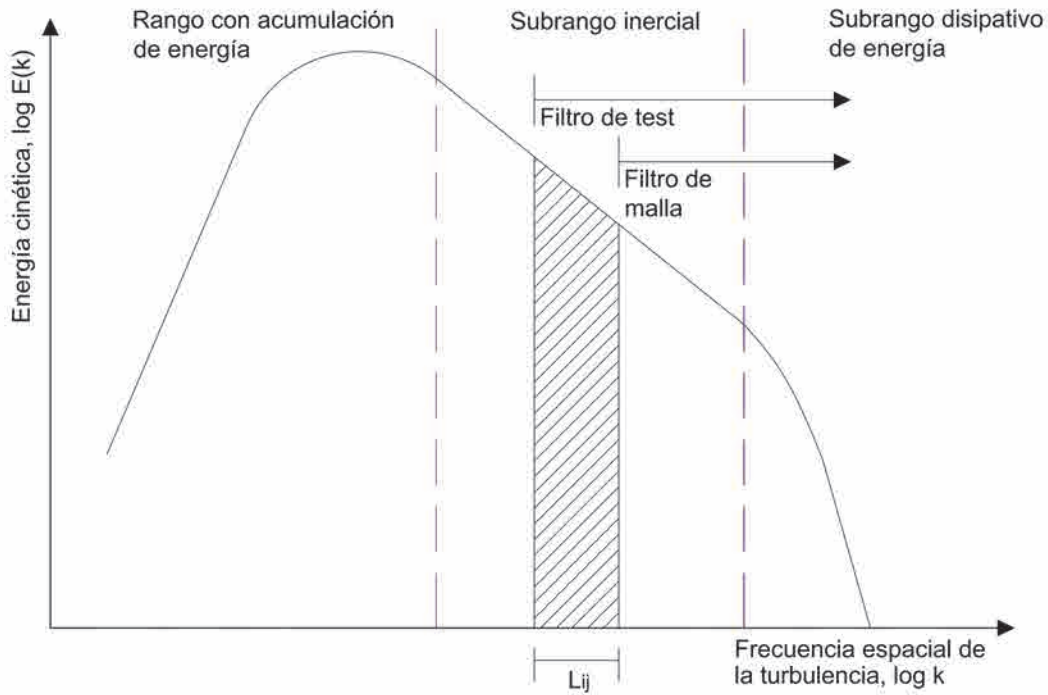


Gráfico 6 Esquema de las tensiones resultantes de Reynolds,  $L_{ij}$ , mediante el método dinámico y la aplicación de dos filtros, el filtro primario implícito de malla y el filtro explícito de test (Imagen del Autor)

Substituyendo las ecuaciones 2.86 y 2.87 en la ecuación 2.85 y reordenado con  $\overline{S_{ij}}$  obtenemos:

$$L_{ij} \cdot \overline{S_{ij}} = -2 \cdot C \cdot (\overline{\Delta^2} \cdot |\overline{S}| \cdot \overline{S_{ij}} \cdot \overline{S_{ij}} - \overline{\Delta^2} \cdot |\overline{S}| \cdot \overline{S_{ij}} \cdot \overline{S_{ij}}) \quad \text{Ecuación 2.90}$$

El término C queda definido en las tres direcciones del espacio, así como también en función del tiempo,  $C_{(x, y, z, t)}$ . Sin embargo, la posibilidad de que cualquier término del subíndice pueda tener un valor nulo provoca que exista la posibilidad de convertir C en un parámetro indeterminado o mal condicionado. Es importante destacar también que, si no se realiza un promedio respecto de una dirección homogénea, el factor C tiene una gran fluctuación y provoca inestabilidades muy importantes en la solución matemática.

Considerando un flujo homogéneo en una única dirección y, el valor de C queda definido de la siguiente manera:

$$C_{(y,t)} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\langle L_{kl} \cdot \overline{S_{kl}} \rangle}{\overline{\Delta^2} \cdot \langle |\overline{S}| \cdot \overline{S_{mn}} \cdot \overline{S_{mn}} \rangle - \overline{\Delta^2} \cdot \langle |\overline{S}| \cdot \overline{S_{pq}} \cdot \overline{S_{pq}} \rangle} \quad \text{Ecuación 2.91}$$

Donde  $\langle \rangle$  Hace referencia al plano medio sobre una dirección homogénea del flujo.

De esta manera se puede obtener un valor de Smagorinsky dependiente del tiempo, del espacio y del comportamiento del flujo en cada caso concreto. El resultado obtenido será óptimo siempre y cuando se analice el flujo turbulento con una dirección principal predominante sobre las demás, es decir, que dicho flujo turbulento cumpla la condición de homogéneo.



Así, la nueva viscosidad turbulenta dinámica en el modelo tensional a escala de submalla está dada por:

$$m_{ij} = \frac{\langle L_{kl} \cdot \overline{S_{kl}} \rangle}{\left( \frac{\tilde{\Delta}}{\Delta} \right)^2 \cdot \langle \overline{S} \rangle \cdot \overline{S}_{ij} - \langle \overline{S} \rangle \cdot \overline{S}_{mn} \cdot \overline{S}_{mn} - \langle \overline{S} \rangle \cdot \overline{S}_{pq} \cdot \overline{S}_{pq}} \cdot |\overline{S}| \cdot \overline{S}_{ij} \quad \text{Ecuación 2.92}$$

Basándose en este método de análisis, Andrés E. Tejada-Martínez y Kenneth E. Jansen publican en el año 2004 los aspectos más relevantes de un trabajo de investigación desarrollado bajo el título «A dynamic Smagorinsky model with dynamic determination of the filter width ratio» [46] donde, utilizando los procedimientos aquí establecidos del método dinámico, proponen un sistema para realizar una estimación precisa del ancho del filtro requerido.

- Método de Filtrado Dinámico de las Escalas de Submalla

Dado que en muchas ocasiones, cuando se evalúa el comportamiento de un fluido en espacios cerrados, en el momento de producirse un incendio accidental, no llega a producirse un flujo homogéneo fácilmente identificable, es necesario dar un paso más allá respecto del método óptimo de tratamiento de la turbulencia en caso de incendio en espacios cerrados.

Es por ello que se han realizado estudios encaminados a poder aplicar un filtro que no tenga que depender de un flujo homogéneo en espacios interiores. Estudios relacionados con este tema, realizados en el Massachusetts Institute of Technology por Wei Zhang y Qingyan Chen, basan su potencia en un filtrado dinámico del modelo de submalla (*Filtered Dynamic subgrid-scale Method, F.D.S.M.*) [48].

#### 2.7.1.2.4 Resolución numérica de las ecuaciones de gobierno de los gases

En los apartados anteriores se han descrito las diferentes ecuaciones de gobierno de los gases, así como las ecuaciones modificadas de Navier-Stokes una vez se ha aplicado sobre las variables de las primeras los filtros de paso bajo y se ha llevado a cabo el cierre de las ecuaciones mediante los modelos de escala de submalla (S.G.S.).

De esta manera, han quedado definidas las ecuaciones diferenciales parciales que definen el comportamiento del fluido en un campo de flujo.

De entre los diferentes métodos de resolución que se utilizan habitualmente para resolver las ecuaciones diferenciales, tanto ordinarias como parciales, la transformada de Fourier es uno de los métodos más habituales y, de manera más precisa, la transformada rápida de Fourier, algoritmo que permite calcular la transformada discreta de Fourier, utilizada para la transformación y el desarrollo de múltiples operaciones matemáticas, incluido el cálculo de las ecuaciones diferenciales parciales.

## 2.8 Tratamiento de la frontera entre el fluido y las paredes en los modelos C.F.D.

La simulación relativa al comportamiento de cualquier flujo próximo a una superficie sólida pasa por captar todos los fenómenos físicos que se llegan a producir en las proximidades de dichos obstáculos.

Es importante destacar previamente la existencia de lo que se denomina capa límite, espacio de transición entre el fluido y la pared, estacionaria en nuestro caso concreto. En dicha zona podemos diferenciar tres subzonas de relevante importancia:

- Subcapa viscosa
- Capa de transición
- Región turbulenta o de la ley logarítmica

La primera de estas zonas se caracteriza por la predominancia de los efectos viscosos sobre las fuerzas de inercia del fluido, es así una capa de comportamiento plenamente laminar, pero de muy escasa dimensión, que no alcanza más de 1,00 mm en muchas ocasiones.

La segunda es la capa de transición, tal y como su propio nombre define, donde se producen los primeros vórtices del flujo, y se reduce la influencia de las fuerzas viscosas, resistencia a la deformación tangencial del fluido, entre la pared y el fluido.

La tercera es la región correspondiente a la ley logarítmica, a pesar de encontrarse aún dentro de la capa límite y verse influenciada por las fuerzas viscosas, motivo por el que la velocidad del fluido no ha alcanzado el 100 % de su valor característico, sí que es verdad que el comportamiento del fluido responde ya a las leyes turbulentas propias del campo de flujo general al que se ve sometido.

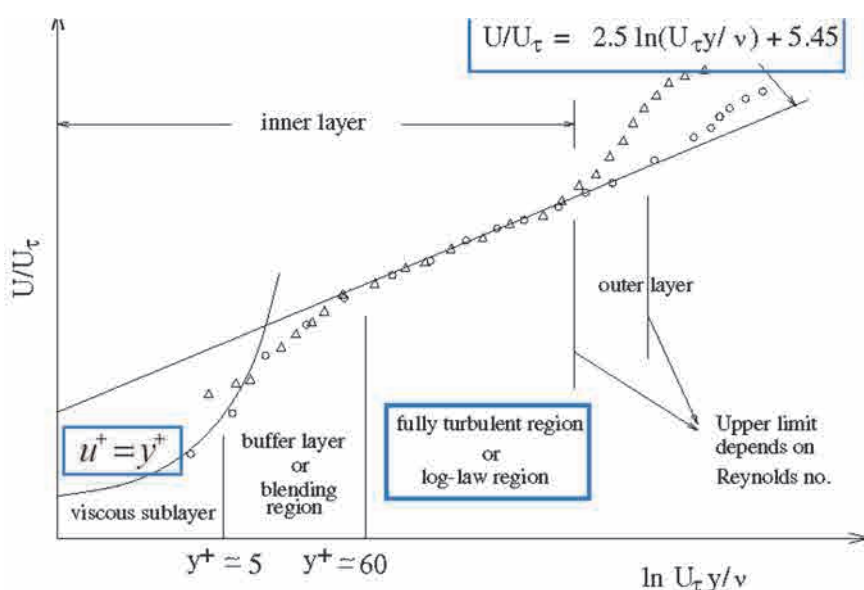


Gráfico 7 Velocidad del flujo eólico en función de su separación con la pared (Imagen extraída de A. Bakker. Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 11-Boundary Layers and separation)

Con el objetivo de poder determinar la dimensión de cada una de estas tres subcapas que se encuentran dentro de la capa límite se recurre habitualmente al parámetro adimensional  $Y^+$ . Dicho parámetro es función de la densidad del fluido, de su viscosidad y de la tensión cortante en la superficie de la pared.

El valor adimensional suma de la capa viscosa y de la zona de transición no supera en la mayoría de las ocasiones  $Y^+ \sim 60$ , y la capa viscosa es una pequeña proporción de esta,  $Y^+ \sim 5$  (Gráfico 7).

El tratamiento de la turbulencia adquiere una destacada relevancia en esta zona próxima a las paredes. Hoy en día encontramos dos grandes líneas de trabajo a la hora de considerar la capa límite:

### 2.8.1 Simulación directa de la subcapa viscosa

Se requiere el modelado de la subcapa viscosa en los casos en los que se vaya a producir la separación de la capa límite, la transición entre un flujo laminar y turbulento en las proximidades de la pared, o bien fenómenos de transferencia de calor entre el fluido y la pared.

Realizar el modelado de la subcapa viscosa pasa por efectuar una importante discretización de la malla, principalmente en las proximidades de las paredes, y debe situarse el centro de masas del primer volumen finito del modelo a una distancia, tomando como referencia el valor adimensional  $Y^+$  próximo a la unidad.

Es necesario también destacar que no solo es importante aquí la dimensión del primer elemento de la malla, sino que se debe realizar una transición desde este elemento inicial hasta los elementos más grandes de la simulación a través de una zona que incluya un mínimo de 15 capas, en las que la dimensión entre cada una de ellas no varíe más de un 15 o 20 %, y debe quedar la totalidad de la capa límite dentro de esta región más refinada.

Dado que la simulación de un incendio, cualesquiera que sean sus características, incluye por definición la transmisión de calor entre el propio fluido y las superficies sólidas, es un tema de gran importancia el tratamiento que se haga de las zonas de transición entre el fluido y las paredes.

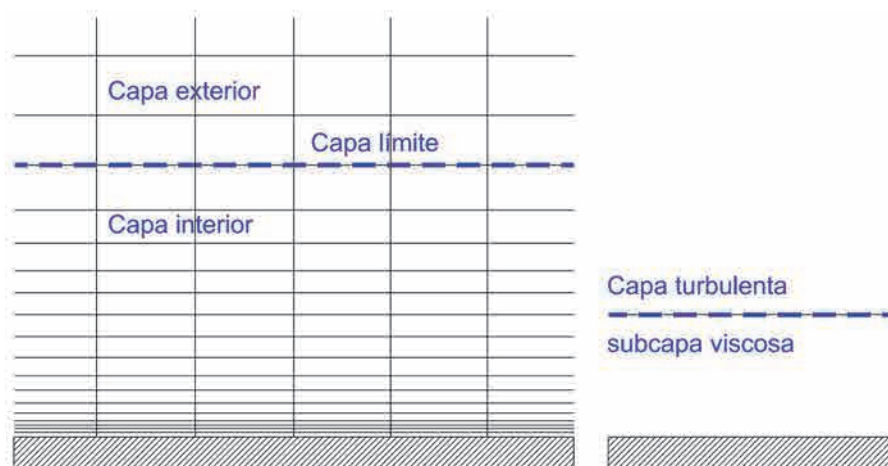


Imagen 16 Simulación directa de la capa límite hidrodinámica y térmica (Imagen del Autor)

La realización de simulaciones computacionales basadas en los modelos L.E.S. requiere una importante resolución del mallado, así como del tratamiento de la zona de transición entre el fluido y el sólido, siendo aquí necesarios valores de  $Y^+$  próximos a la unidad, tal y como ya se ha indicado, para lograr así una correcta transferencia de calor y un óptimo tratamiento de los fenómenos turbulentos.

### 2.8.2 Simulación de la capa límite mediante las funciones de pared

La simulación de la capa límite mediante las denominadas funciones de pared es de por sí un extenso tema cuyo desarrollo detallado queda fuera del alcance de los objetivos de la presente tesis.

No obstante, no se ha querido dejar de hacer una breve reseña en relación a estas, dado que su implementación y conocimiento han permitido poder abordar hasta la fecha la simulación turbulenta con una calidad aceptable.

La utilización de estas funciones de pared permite que el centro de gravedad de la primera celda de la malla se sitúe en la denominada zona de la ley logarítmica, con valores de  $Y^+$  situados entre 60 y 300, será mejor cuanto más próximo se encuentre de la transición entre la capa de transición y la capa correspondiente a la ley logarítmica, pero sin llegar a entrar en esta primera. Cabe precisar aquí que si el centro de masas de la primera celda se encuentra en valores de  $Y^+$  superiores a 1 000 el método pierde toda precisión y los errores cometidos pueden ser destacados, incluso podría llegar a invalidarse cualquier simulación realizada.

Tradicionalmente el uso de estas funciones de pared ha sido utilizado en los modelos basados en la resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas en el tiempo (R.A.N.S.), si bien es cierto que en los últimos años, algunos códigos informáticos L.E.S. están desarrollando funciones de pared que permiten abordar los fenómenos turbulentos con una mayor agilidad de cálculo.

Esta conceptualización de la capa límite, o zona de transición entre cualquier fluido en movimiento y una pared, puede tener dos referencias diferentes: la denominada capa límite hidrodinámica y la capa límite térmica.

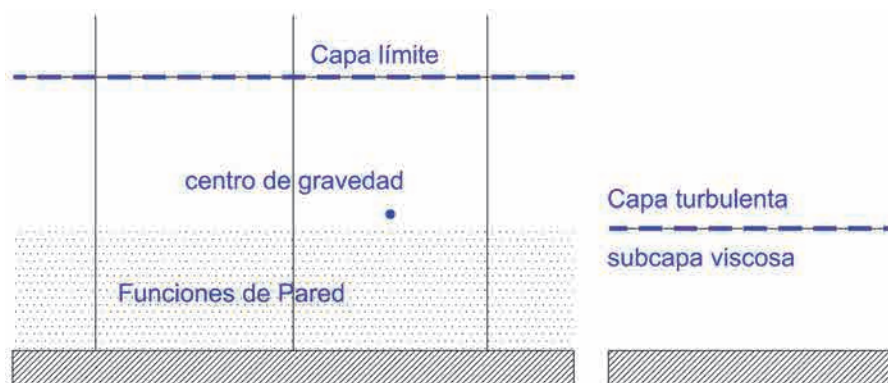


Imagen 17 Modelado de la capa límite mediante las funciones de pared (Imagen del Autor)

### 2.8.3 Capa límite hidrodinámica

Podemos definir la capa límite hidrodinámica como aquella zona próxima a la región sólida donde las fuerzas viscosas son predominantes y se produce una transición entre la zona turbulenta del flujo y una reducida capa claramente laminar. Esta zona se caracteriza por un gradiente de momento entre la propia pared, donde la velocidad es nula, y el límite exterior a la propia capa, donde la velocidad alcanza el 99 % de la velocidad característica del fluido, y donde las fuerzas de inercia ya predominan habitualmente sobre las viscosas.

### 2.8.4 Capa límite térmica

Al igual que sucede con la capa límite hidrodinámica, la capa límite térmica se caracteriza por producirse en ella un gradiente de temperaturas entre la pared del objeto sólido y el propio fluido que se desliza tangente a este cuando ambos se encuentran sometidos a valores térmicos diferentes.

Considerando que cuando el fluido está en contacto con una superficie su velocidad es cero, la transmisión de calor entre ambos elementos, la superficie sólida y el propio fluido, se produce principalmente por conducción, gracias al contacto directo entre sus partículas.

El número de Prandtl,  $Pr$ , pondrá en relación la dimensión de cada una de las dos capas, será este valor una propiedad del fluido estudiado, que para el aire acostumbra a tomar el valor concreto de 0,70.

$Pr$ , es la relación adimensional entre la difusividad de momento del fluido y la difusividad térmica del mismo.

$$Pr = \frac{C_p \cdot \mu}{k}$$

Ecuación 2.93

Siendo:

$C_p$  = Capacidad calorífica del fluido

$\mu$  = Viscosidad dinámica

$k$  = Conductividad del fluido

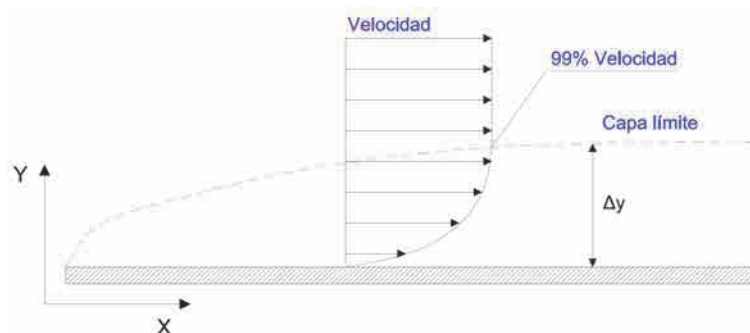


Imagen 18 Descripción gráfica de la capa límite (Imagen del Autor)

## 2.9 Conclusiones

En los apartados anteriores se ha realizado un amplio recorrido por el Estado del Arte de aquellos temas más relevantes que condicionan el comportamiento de un fluido en movimiento, intentando no caer en la mera descripción de los mismos, sino que se ha pretendido realizar una explicación crítica de aquellos aspectos fundamentales que posteriormente van a ser utilizados para el desarrollo del presente trabajo de investigación.

De la totalidad de los temas que se han incorporado para describir el conocimiento que se tiene a día de hoy en todo aquello relativo a los fenómenos dinámicos y turbulentos del aire, son dos los que se han desarrollado con mayor profundidad:

- El tratamiento computacional que se hace de la dinámica del fluido, a partir de las ecuaciones constitutivas del mismo y
- los métodos principales de simulación y modelización computacional de los fenómenos turbulentos, en concreto los métodos *Large Eddy Simulation* y *Direct Numerical Simulation*.

Estos dos temas, a su vez, han intentado responder a las siguientes preguntas:

- ¿Cuáles son las ecuaciones de gobierno de un fluido que afectan a la simulación computacional del aire en situación de incendio?
- ¿Qué es la turbulencia y cómo se puede simular computacionalmente?
- ¿Existe alguna metodología de análisis que se adecue con precisión a los modelos basados en las teorías C.F.D. aplicados a los incendios accidentales que ocurren en espacios cerrados de dimensiones medias como son los que aquí nos ocupan?

Las dos primeras cuestiones han quedado ampliamente resueltas a lo largo del presente capítulo; se ha podido ver, en primer lugar, cuáles son aquellas ecuaciones de gobierno de los gases.

Posteriormente, se ha estudiado de manera detallada el concepto de la turbulencia y cuáles son las herramientas de análisis que existen actualmente. En este punto cabe destacar que no se ha realizado un extenso recorrido por todas y cada una de las metodologías de tratamiento de la turbulencia, dado que queda fuera del alcance del trabajo de investigación que aquí se presenta.

La intención ha sido analizar las metodologías que, a juicio del doctorando, van a tener un mayor desarrollo en los próximos años, que son las simulaciones basadas en los métodos *Large Eddy Simulation* (L.E.S.) y las que recurren a los modelos de análisis *Direct Numerical Simulation* (D.N.S.).

A partir de aquí, es cierto que existen diversas adaptaciones del método L.E.S., cada una de las cuales pretende mejorar los resultados, ajustándolo en cada caso a un problema concreto. Nuevamente, y bajo criterio del doctorando de la presente tesis, se ha considerado que los modelos basados en la tensión de

submalla, desarrollados inicialmente por Smagorinsky, son un buen punto de partida para realizar todo el proceso de investigación.

La respuesta a la tercera pregunta que nos planteábamos en las fases iniciales del trabajo, correspondiente a si existe a día de hoy una herramienta de evaluación de los fenómenos turbulentos en espacios cerrados de dimensiones medias que sea lo suficientemente precisa como para poder dictaminar sobre la integridad de las estructuras metálicas, estáticamente indeterminadas, que en multitud de ocasiones conforman las cubiertas de espacios diáfanos de dimensiones medias, es que no ha podido encontrarse una manera de afrontar las turbulencias que sea ágil y, lo más importante, independiente de parámetros intrínsecos al propio modelo computacional como, por ejemplo, la dimensión de la malla utilizada o a la manera de considerar la tensión viscosa de submalla.

Si bien es cierto que existe una herramienta de simulación que permite obtener resultados prácticamente idénticos a la realidad del fenómeno turbulento, el coste computacional que esta tiene la hace a día de hoy poco operativa en el ámbito de la Arquitectura; nos estamos refiriendo a las anteriormente explicadas simulaciones D.N.S.

Por otra parte, también se han explicado ampliamente cómo las simulaciones basadas en los métodos L.E.S. permiten la resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes en función del tiempo para los fenómenos turbulentos de mayor dimensión y, aunque dejan las escalas disipativas de Kolmogorov excluidas de la simulación, son incorporadas al modelo a partir de la denominada tensión de submalla.

Se considera así necesario poder establecer en primer lugar la dependencia que existe entre los resultados obtenidos respecto del ancho de filtro matemático utilizado, y también respecto del tratamiento de las tensiones viscosas de submalla que permite incorporar las escalas más reducidas de la turbulencia a la simulación.

Una vez se haya acotado la gran dispersión que estos parámetros producen sobre los resultados en todo aquello que respecta a las leyes térmicas que afectan a los entramados resistentes que conforman la cubierta de los pabellones, se propondrán, en primer lugar, los motivos por los que se considera que se produce esta disparidad de resultados en las simulaciones que nos afectan. Este punto de detección de la causa se considera, si no el que más, sí uno de los aspectos básicos en cualquier investigación científica para poder resolver posteriormente el problema que se nos plantea.

Para realizar dicha detección de la causa se recurre, no únicamente a la realización de simulaciones basadas en los métodos L.E.S., sino que también los aspectos más específicos se analizarán mediante simulaciones basadas en los métodos D.N.S., lo que permitirá estos principalmente detectar aspectos tales como, por ejemplo, la frecuencia oscilatoria de la turbulencia, así como la variabilidad numérica asociada a estos modelos.

**Los datos que se obtengan del conjunto de simulaciones desarrolladas, que quedarán resumidas en los próximos capítulos, permitirán estar en disposición de desarrollar un método de validación de los datos de salida obtenidos, especialmente en lo que concierne a las leyes térmicas que caracterizan a los gases calientes durante la evolución de la totalidad del incendio en las proximidades de los elementos estructurales.**

Teniendo en cuenta la dificultad existente para poder caracterizar las escalas turbulentas de Kolmogorov de menor dimensión en los incendios accidentales que acontecen en espacios cerrados, con la suficiente precisión físico-matemática como para poder discernir qué temperaturas se ajustarán más a la realidad del incendio, **disponer de un método ágil y rápido de aplicación que permita rápidamente discernir sobre la calidad de los datos obtenidos situará en disposición de dictaminar sobre la integridad de las estructuras metálicas con suficientes garantías de éxito.**



## **CAPÍTULO 3: Simulaciones computacionales**

### ***Large Eddy Simulation***

#### **3.1 Introducción**

Tal y como ya se ha indicado en el capítulo anterior, son las simulaciones basadas en los métodos *Large Eddy Simulation* (L.E.S.) aquellas que a juicio del doctorando van a tener un mayor desarrollo en los próximos años en la industria para poder caracterizar todos aquellos fenómenos turbulentos asociados a la dinámica de los fluidos.

Aunque actualmente ya se utilizan este tipo de simulaciones, la realidad es que no siempre, por falta de sistemas computacionales adecuados a la dimensión del problema, puede emplearse este tipo de modelos de manera precisa o adecuada al problema que se pretende evaluar. Ya se ha podido apreciar en el capítulo anterior la gran dependencia que existirá entre la discretización espacial utilizada y la consideración que se haga de las tensiones viscosas de submalla en el estudio de las turbulencias correspondientes a aquellas escalas dimensionales más reducidas.

En los centros de supercomputación, por ejemplo, los métodos de simulación que son utilizados, en la mayoría de las ocasiones con fines científicos, se basan en el tratamiento de la turbulencia a partir de modelos D.N.S., dada la capacidad resolutive de que disponen. Sin embargo, los métodos L.E.S. son utilizados con mayor frecuencia en departamentos de investigación científica con acceso limitado a dichos centros de supercomputación, empresas privadas e incluso pequeñas industrias que realizan simulaciones de esta naturaleza. Esto conlleva, en muchas ocasiones, la realización de modelos cuyas características, sobre todo en lo relativo a la dimensión del mallado utilizado, no se ajustan a las necesidades concretas de la simulación, con el consiguiente error numérico que esto conlleva.

Teniendo en cuenta que los métodos *Large Eddy Simulation* están teniendo cada vez mayor difusión dentro de la industria, se pretende a lo largo de este próximo capítulo llevar a cabo una serie de simulaciones basadas en dichos métodos, la mayoría de ellas centrada en el problema que nos ocupa: los incendios accidentales en edificios diáfanos cerrados de dimensiones medias, con alturas comprendidas entre los ocho y los doce metros. Su objetivo será, en primer lugar, poder establecer cuál es la dispersión numérica que se produce en las leyes térmicas obtenidas en el penacho del fuego a lo largo de toda la simulación. Una vez se haya detectado y, por tanto, acotado la variabilidad que se puede llegar a producir en los datos de salida, se estará en disposición de dictaminar sobre cuáles son algunas de las posibles causas de esta dispersión, paso previo necesario a cualquier propuesta de solución e independencia de los resultados respecto de estos parámetros que este trabajo acabe planteando.

### **3.2 Objetivos del estudio basado en las simulaciones L.E.S.**

De manera concreta, el estudio que se presenta, basado en las simulaciones L.E.S., tiene como objetivo evaluar la influencia que puede llegar a tener el método de análisis utilizado para tener en cuenta la viscosidad turbulenta en el cierre de las ecuaciones filtradas de Navier-Stokes.

Aun cuando se han indicado tres métodos para incluir la viscosidad turbulenta en las escalas de submalla, no resuelta directamente por los métodos L.E.S., y que son muchos los métodos existentes para tal fin, se lleva a cabo el estudio comparativo entre los dos métodos más utilizados habitualmente, el método de Smagorinsky-Lilly con un coeficiente constante  $C_s$  y el modelo dinámico de Germano, basado en la idea ya enunciada que las tensiones de Reynolds no son constantes, sino que varían respecto del espacio y del tiempo y, por tanto, el coeficiente pasa a ser una función variable respecto de estos dos parámetros, tiempo y posición.

Estos dos métodos se evalúan tanto en campos de flujo infinitos como en espacios cerrados, determinando la variabilidad en los resultados que se obtiene en el comportamiento del propio fluido para diferentes tamaños de resolución de mallado y constantes de Smagorinsky,  $C_s$ , cuando se aplica el primer método para la consideración de la viscosidad turbulenta en el espacio turbulento S.G.S.

Se estudian, por tanto, aquellos parámetros del campo de flujo que se consideran más determinantes de cara al objetivo final de la tesis: la obtención de un criterio de evaluación del comportamiento de la dinámica del fluido que se produce durante los incendios accidentales en espacios cerrados.

### **3.3 Simulación L.E.S. n.º 1: Influencia de los fenómenos turbulentos en la dinámica de fluidos en un campo infinito en $R^2$**

Se analiza en primer lugar la flotabilidad del fluido debido a la existencia de un «punto fuente» (entiéndase aquí la definición de un «punto fuente» como una línea horizontal sometida a una temperatura superior a la temperatura ambiente) que aporta un incremento térmico y cómo repercute en un punto campo situado en un campo infinito, sometido a condiciones atmosféricas constantes de 20 °C y 101 325 Pa, donde la única variabilidad a la que se somete a dicho campo es a un «ruido» inicial, para evitar la simetría perfecta difícilmente considerable en fenómenos naturales. Este ruido es incorporado al modelo a través de una velocidad de fluido horizontal de 0,001 m/s, que rompe así la simetría matemática del propio modelo computacional.

El dominio realizado tiene una dimensión de 16x40 metros, para poder estudiar así la variabilidad en el comportamiento del fluido en función de la altura.

#### **3.3.1 Parámetros de salida analizados**

El análisis de los resultados obtenidos en el modelo de campo infinito se lleva a cabo a partir de los planos de falso color correspondientes a aquellos datos que se ha considerado de mayor relevancia para el posterior estudio comparativo con los modelos de campo finito que se plantean en los apartados posteriores.

En primer lugar, se evalúa cómo la temperatura, la velocidad y la densidad del gas pueden oscilar en función de aquellos parámetros que se consideran variables en la simulación.

Una vez realizado el análisis crítico de estos parámetros del fluido, se procede a realizar el estudio comparativo de aspectos que serán muy relevantes posteriormente como, por ejemplo, la energía cinética del gas o el porcentaje de esta que no ha podido ser resuelto durante la propia simulación físico-matemática.

La visión global de todos los parámetros indicados permitirá determinar, sin ninguna influencia de frontera de contorno o límites físicos, cómo afectan los diversos condicionantes físicos a la simulación y a la resolución matemática del problema que nos atañe.

Si bien en el análisis científico es necesario aislar el problema y centrarse en un solo aspecto para poder apreciar con claridad cómo este afecta a la totalidad de la simulación, aquí no únicamente se ha procedido a actuar de esta manera, sino que también posteriormente se han evaluado las diferentes interacciones entre los parámetros, viendo hasta qué punto cada uno de ellos adquiere una mayor o menor relevancia en el problema que nos afecta.

### 3.3.1.1 Distribución de las temperaturas del gas

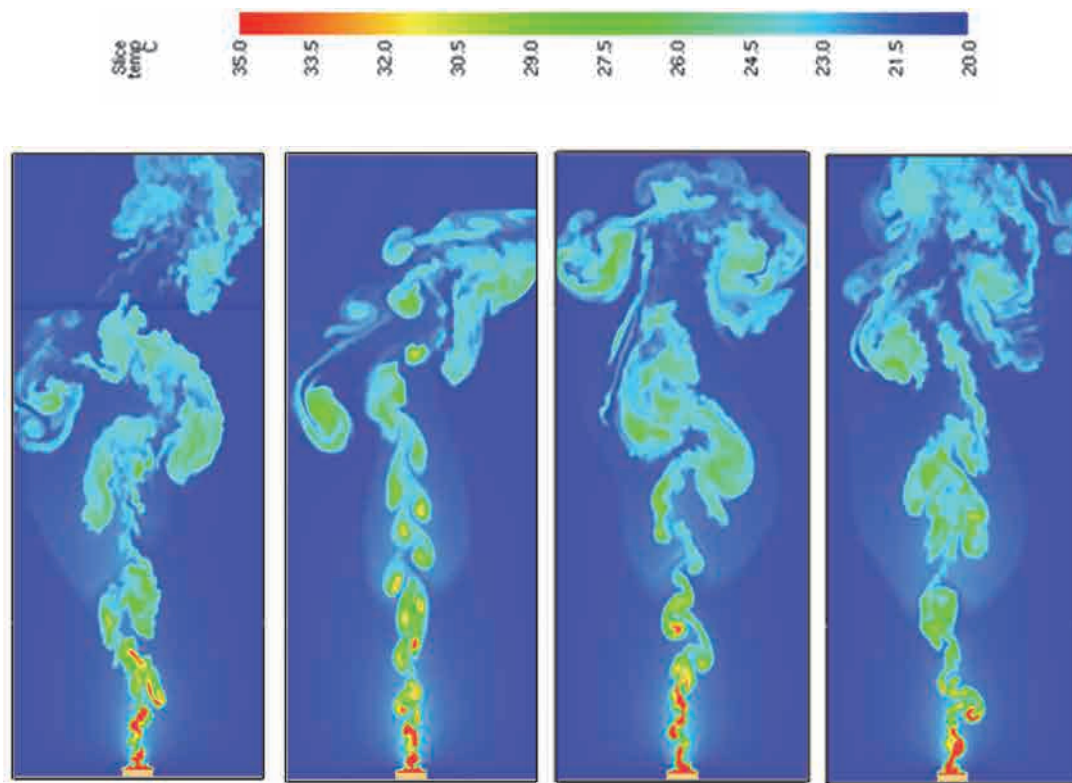


Imagen 19 Temperatura del gas [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor)

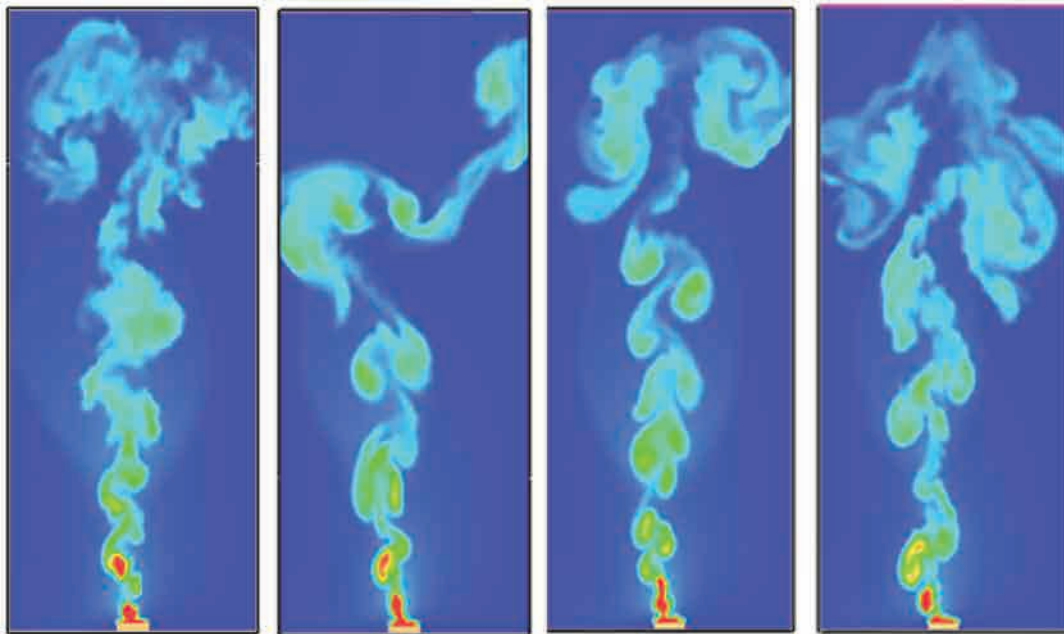


Imagen 20 Temperatura del gas [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.3.1.2 Velocidad del flujo debido a la flotabilidad generada

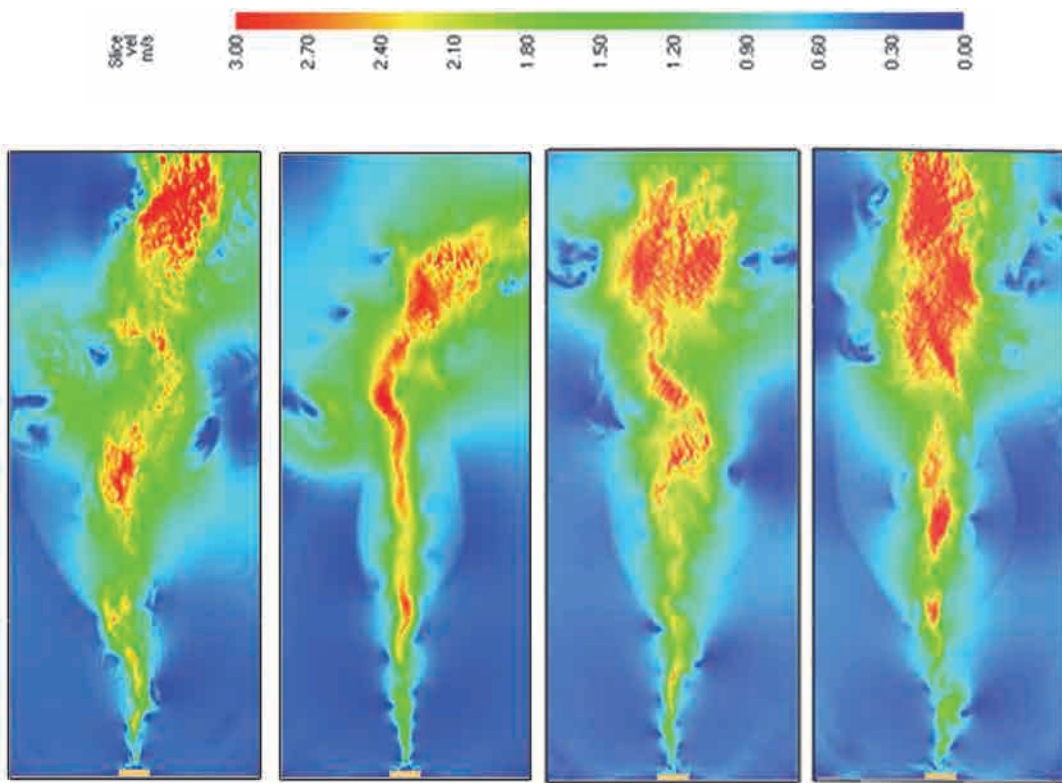


Imagen 21 Velocidad del gas [Dynamic -  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor)

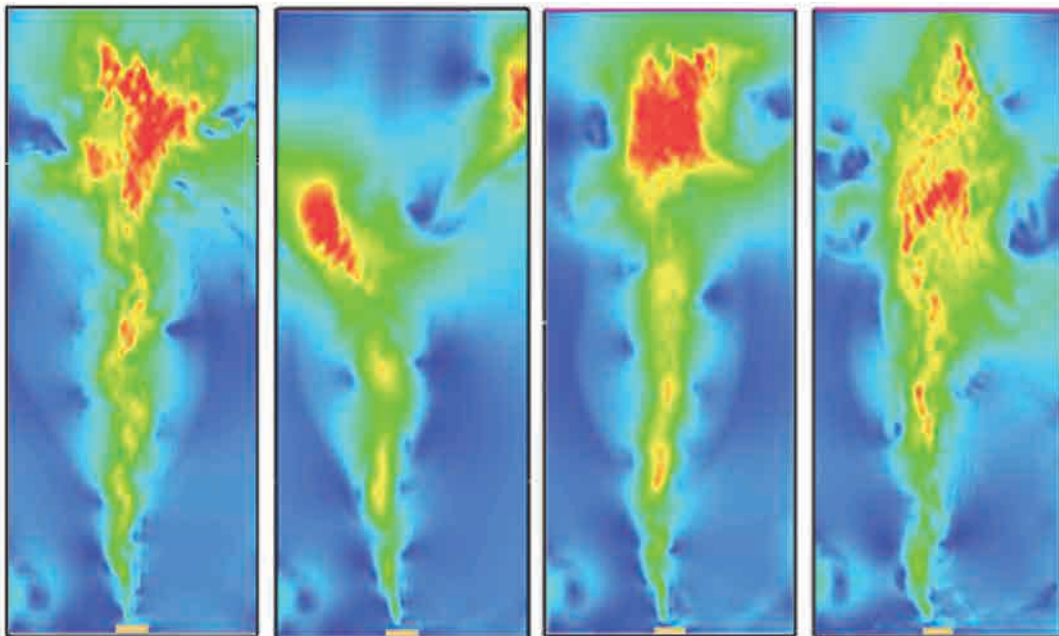


Imagen 22 Velocidad del gas [Dynamic -  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.3.1.3 Variación de la densidad del flujo a causa del incremento térmico

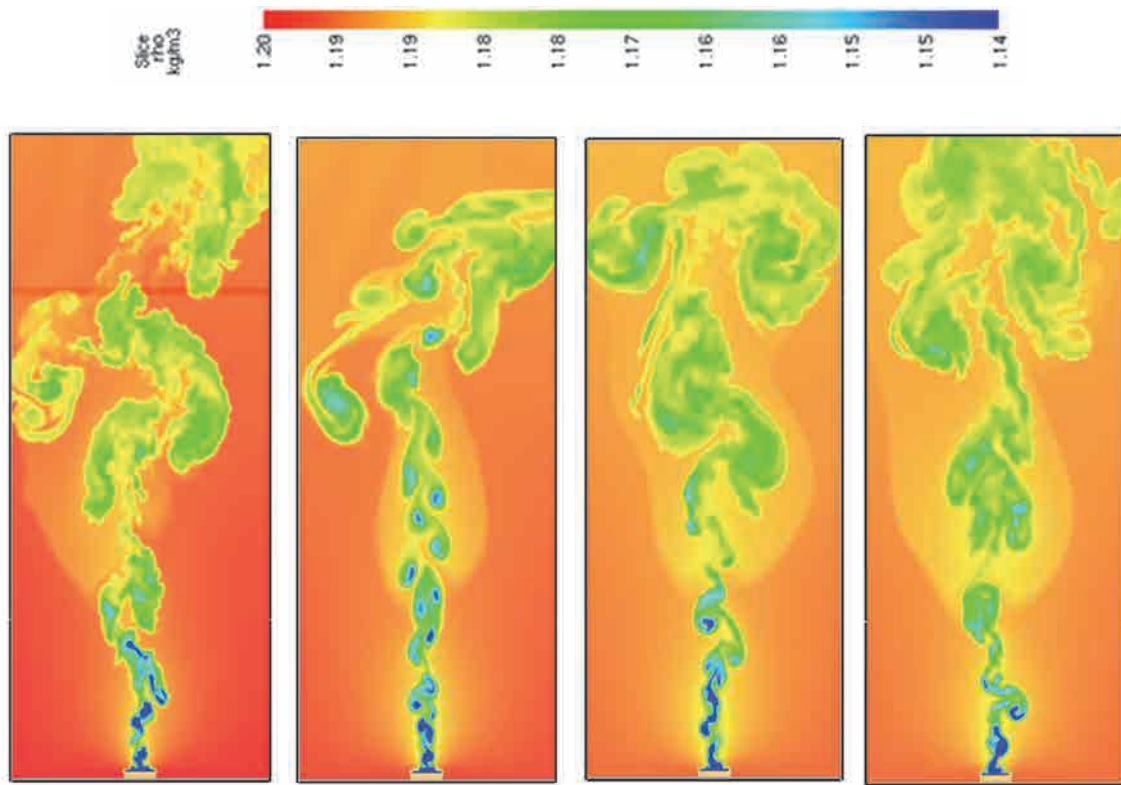


Imagen 23 Densidad del flujo [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ] Malla 100 mm (Imagen del Autor)

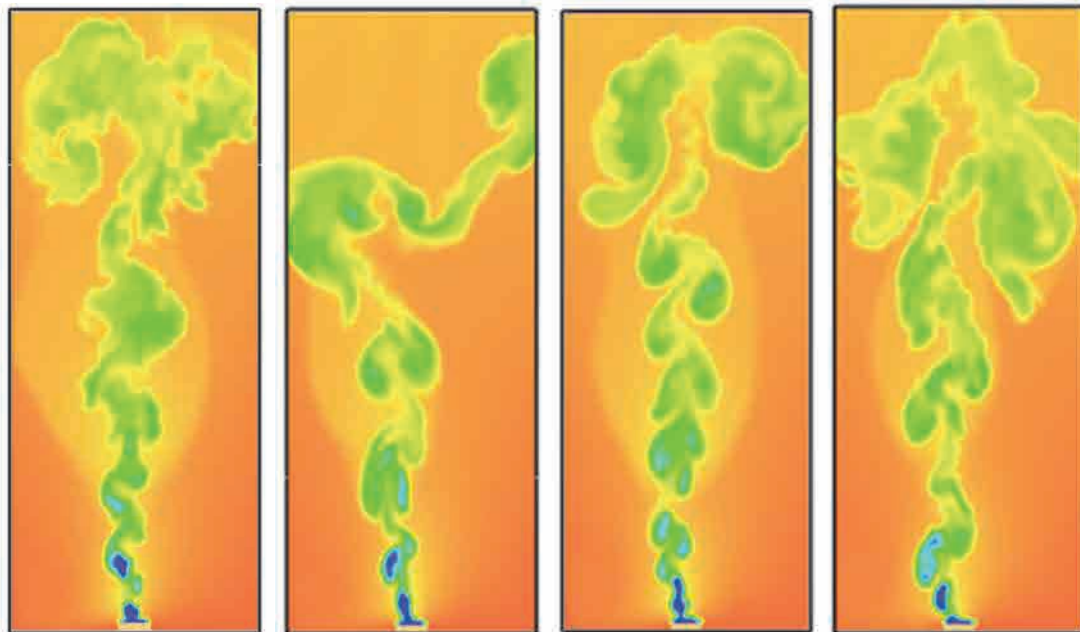


Imagen 24 Densidad del flujo [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.3.1.4 Energía cinética resultante de la velocidad intrínseca del flujo

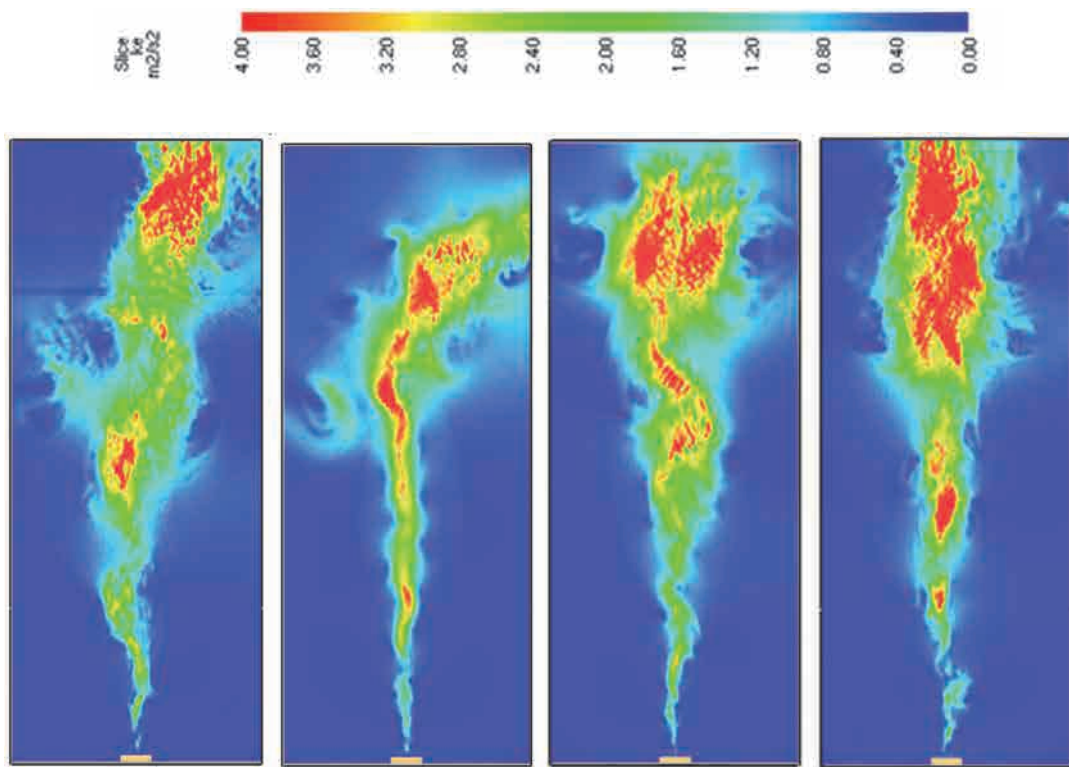


Imagen 25 Energía cinética del flujo [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor)

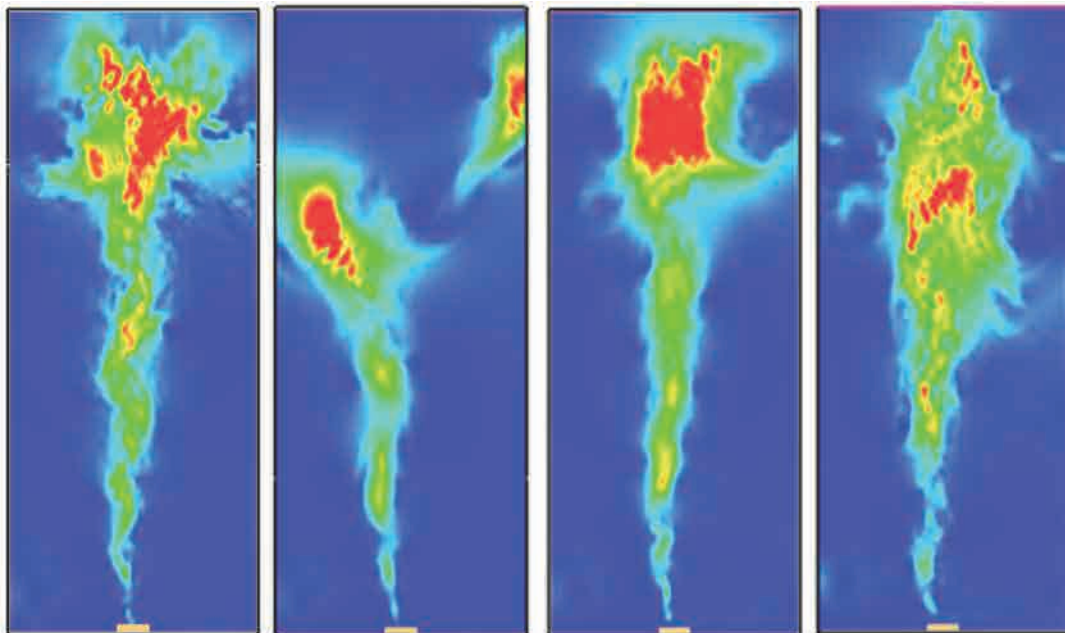


Imagen 26 Energía cinética del flujo [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.3.1.5 Porcentaje de la energía cinética no resuelta en el campo de flujo

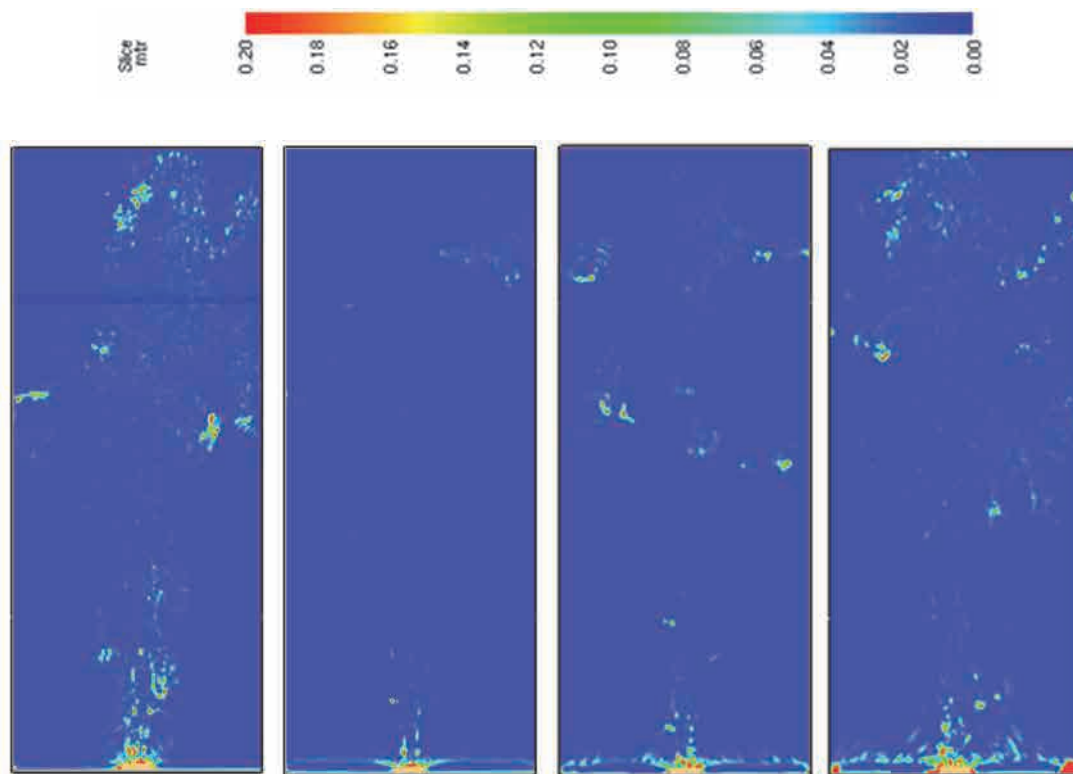


Imagen 27 Energía cinética del campo no resuelta [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor)

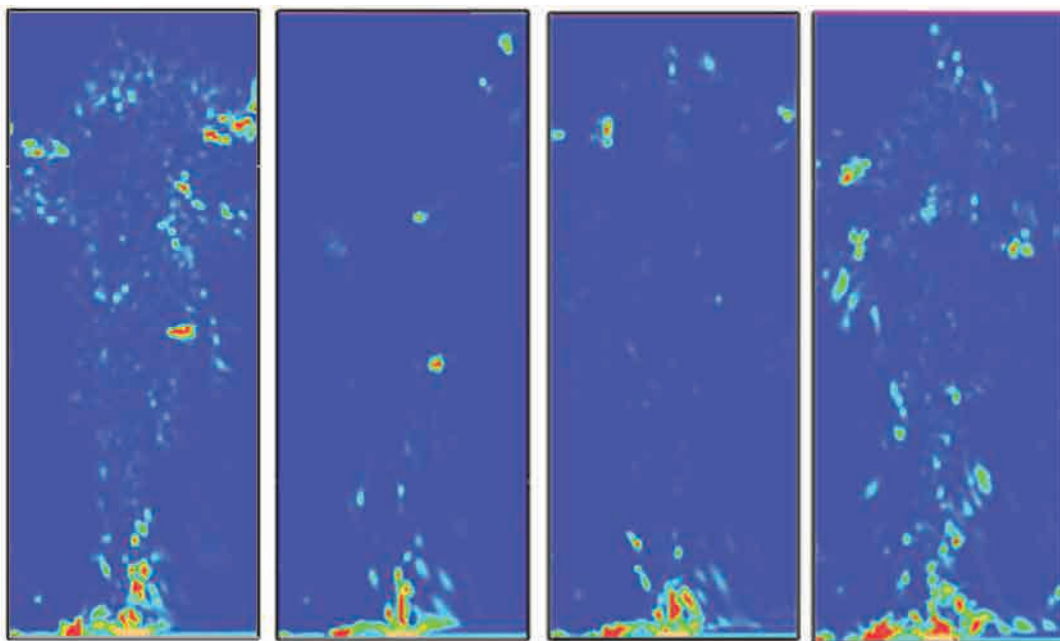


Imagen 28 Energía cinética del campo no resuelta [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor)



### 3.3.1.6 Viscosidad turbulenta del fluido en las escalas de submalla

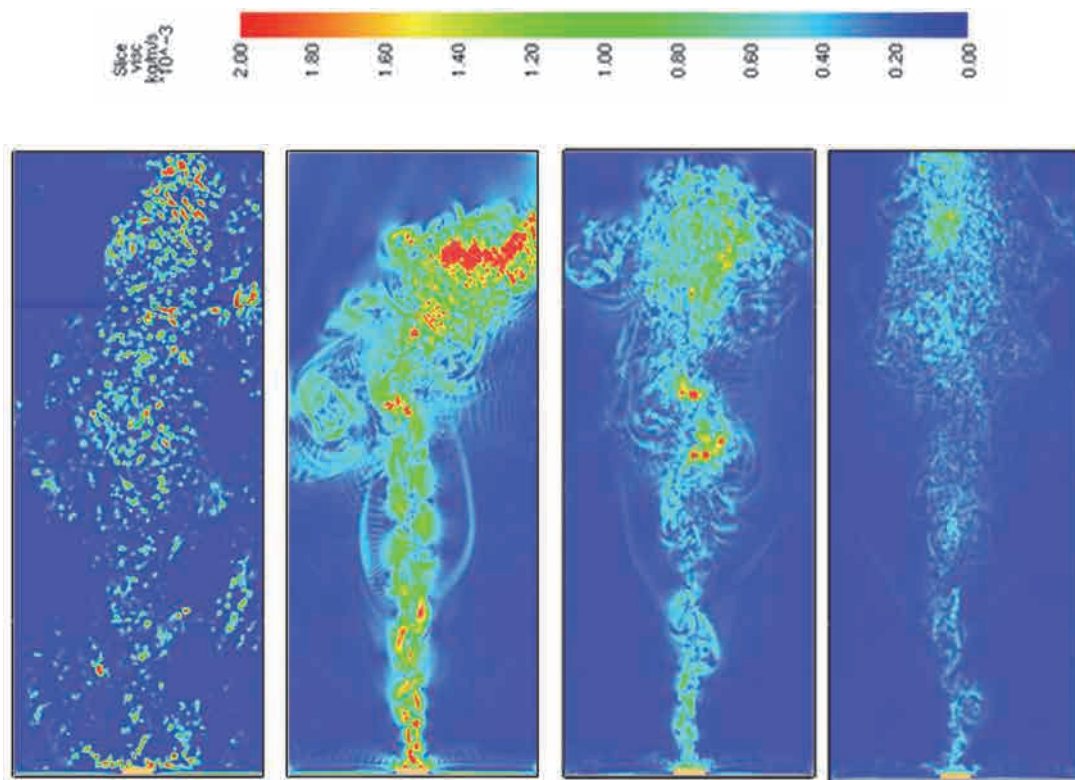


Imagen 29 Viscosidad turbulenta del campo [Dynamic -  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor)

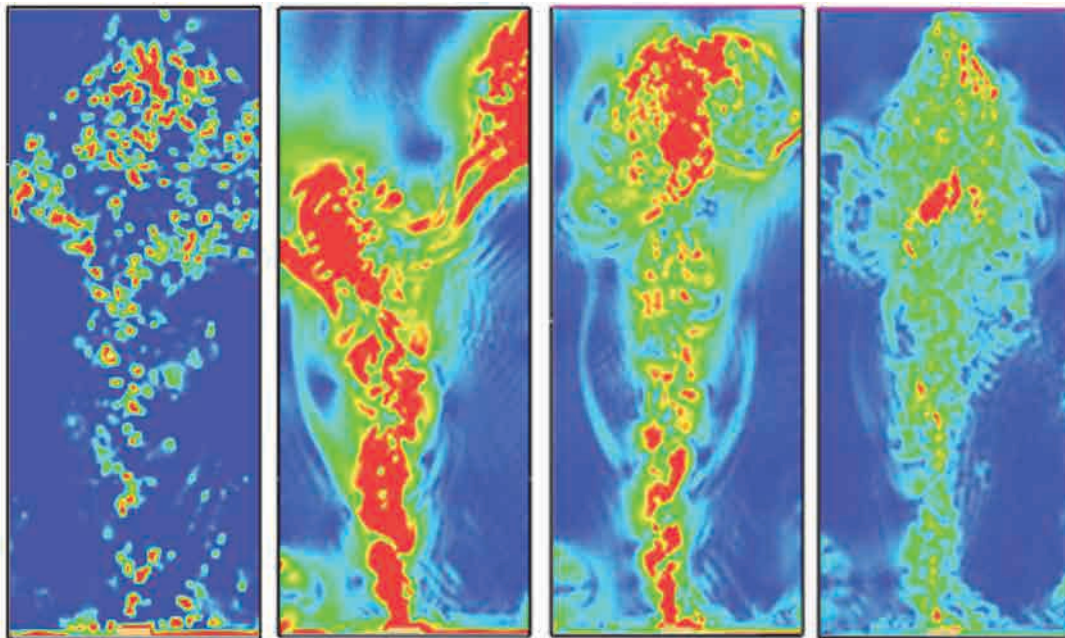


Imagen 30 Viscosidad turbulenta del campo [Dynamic -  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.3.1.7 Distribución de la variación en la presión del campo infinito

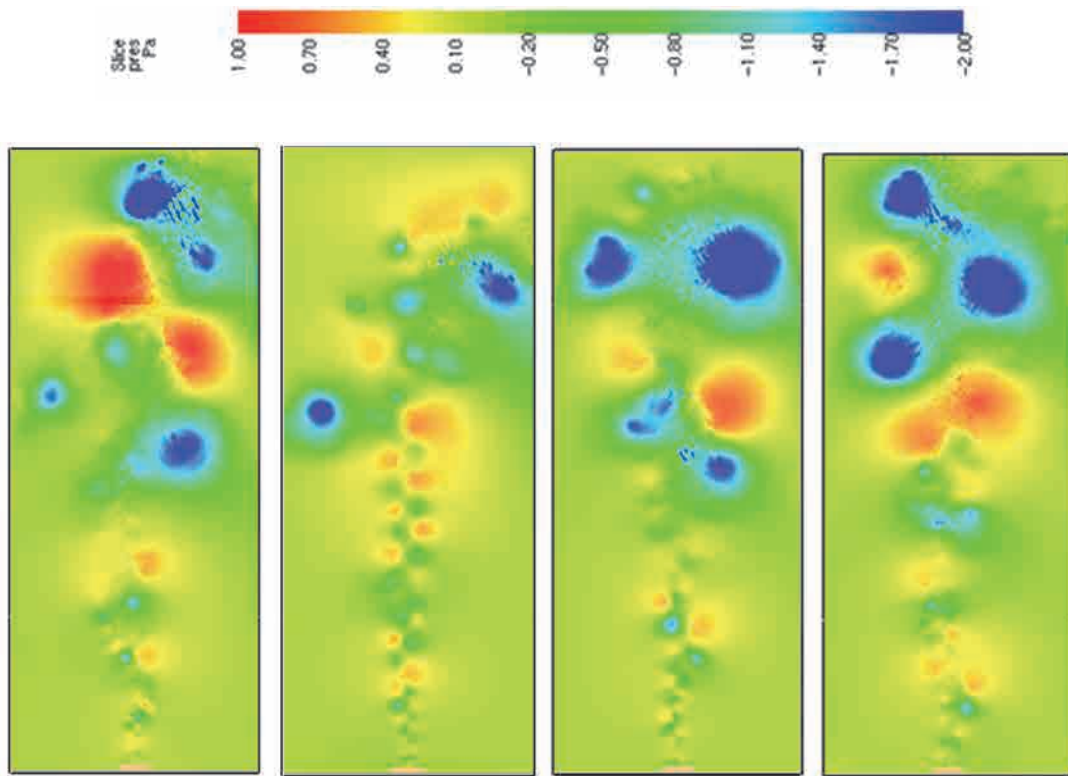


Imagen 31 Presión en el campo del flujo [Dynamic -  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor)

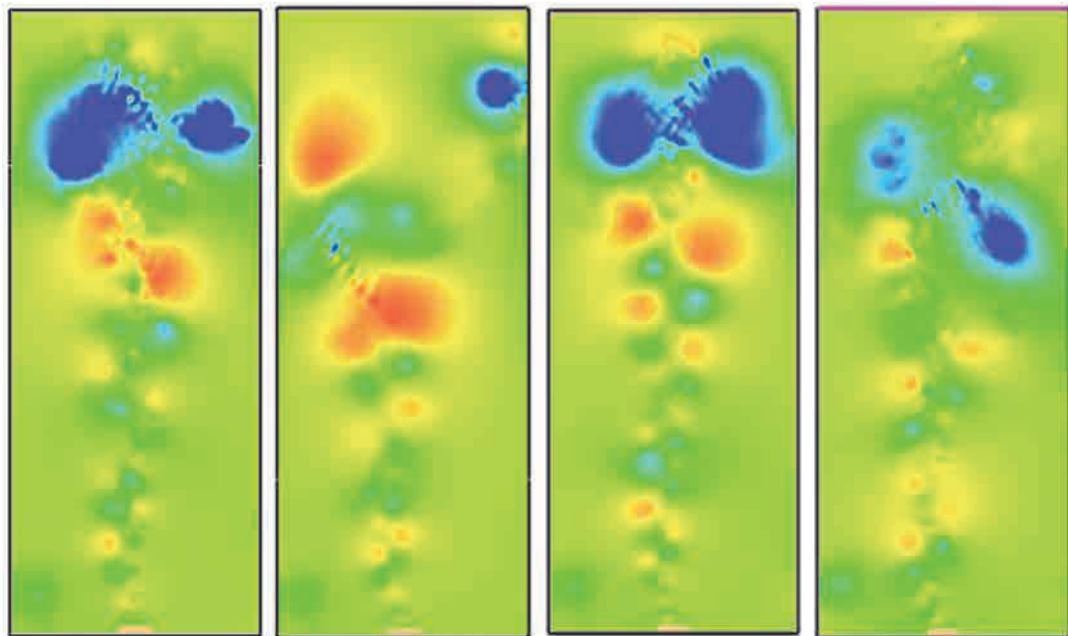


Imagen 32 Presión en el campo del flujo [Dynamic -  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.3.1.8 Divergencia del flujo

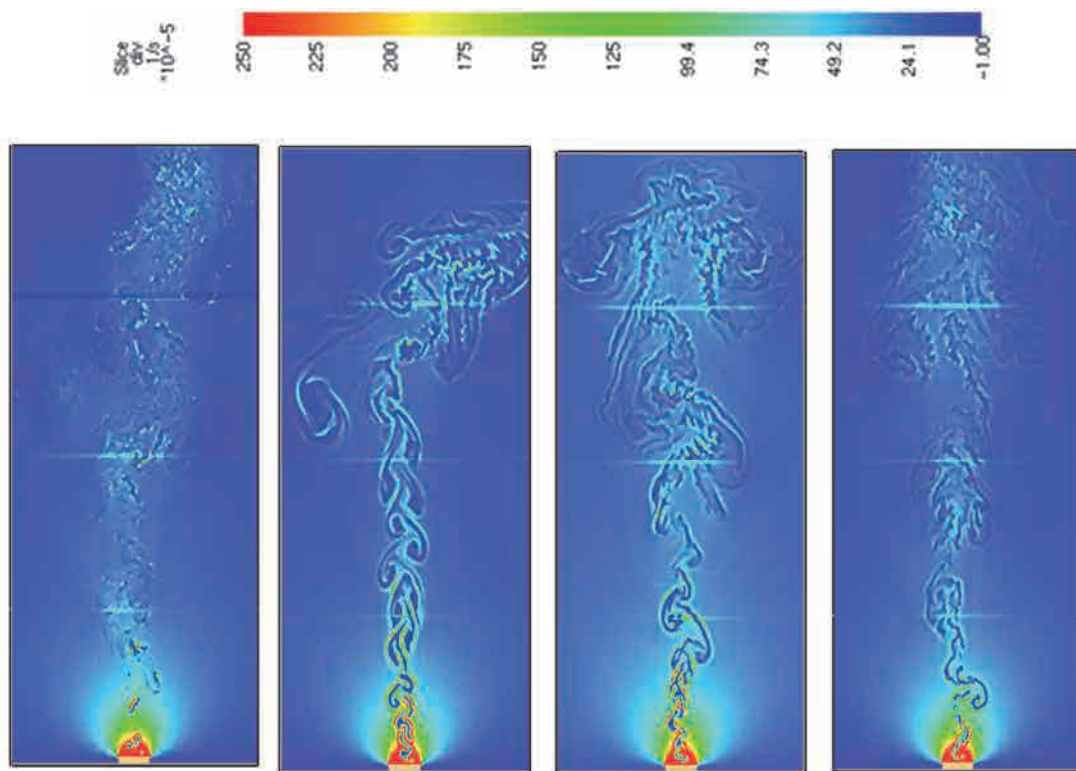


Imagen 33 Divergencia del flujo [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor)

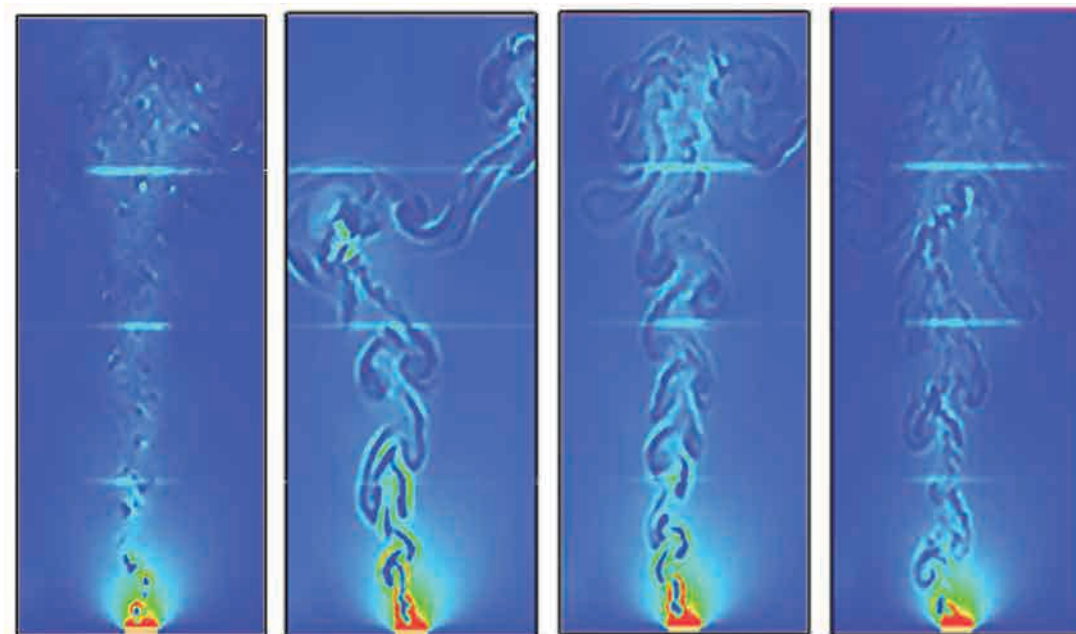


Imagen 34 Divergencia del flujo [Dynamic –  $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.3.2 Observaciones realizadas a los datos obtenidos en el modelo de campo infinito

Si se evalúan los datos obtenidos del modelo de campo infinito realizado, con un «punto fuente» de generación de calor, se puede apreciar cómo las temperaturas de los gases son muy similares, tanto cualitativa como cuantitativamente hablando. Solo destacar una mayor facilidad en la distribución de valores térmicos superiores en las simulaciones llevadas a cabo con una discretización espacial de 100 mm, frente a las realizadas con la discretización de 200 mm.

La distribución del campo de flujo se ve afectada por ligeras variaciones, tanto en lo referente a las temperaturas, como a los valores de la densidad, la velocidad, o la energía cinética asociada al propio movimiento del fluido. No obstante estos no son aspectos relevantes que a priori puedan llegar a condicionar el comportamiento a gran escala de un incendio accidental en edificación.

Sin embargo, no es tan obvia la conclusión como pudiese parecer; si se analiza la viscosidad turbulenta en cualquier «punto campo» alejado del «punto fuente» se pueden apreciar importantes diferencias.

También conviene destacar el porcentaje de energía cinética no resuelta, superior en algunos «puntos campo» al 20 % y, por tanto, de las turbulencias no simuladas incluidas en la escala de Kolmogorov que no habrán sido correctamente resueltas.

#### 3.3.2.1 Variación de la viscosidad turbulenta de submalla

Ya se ha comentado anteriormente la importancia que diferentes discretizaciones espaciales y valores del coeficiente  $C_s$  de Smagorinsky-Lilly utilizado en el momento de cerrar las ecuaciones de Navier-Stokes tienen sobre la viscosidad turbulenta de submalla. Se ha comentado cómo la relación entre mallas de 100 mm y 200 mm, en las que se consideran coeficientes  $C_s$  comprendidos entre 0,10 y 0,20, repercute en viscosidades que pueden variar en una relación de 1 a 16 (ver Tabla 3).

Se quiere destacar cómo, si bien en el caso de utilizar el modelo dinámico de Germano la influencia del tamaño de la malla queda amortiguada en lo que a la viscosidad turbulenta se refiere, cuando se utilizan coeficientes  $C_s$  constantes, la influencia de la malla adquiere una destacada importancia. Valores de  $C_s$  de 0,20 implican una viscosidad turbulenta que, si bien en un espacio infinito puede no condicionar el comportamiento térmico, en espacios finitos influirá de manera destacada sobre la distribución del campo de flujo.

La viscosidad turbulenta simulada por el modelo dinámico, tanto para la malla de 100 mm como para la de 200 mm, tiene semejanzas con el modelo en el que se ha utilizado un coeficiente constante  $C_s = 0,10$  y malla de 100 mm. Estos datos parecen mostrar que el camino adecuado podría ser el método dinámico, por su independencia de la malla, pero principalmente porque la viscosidad turbulenta generada no llega a condicionar el comportamiento del propio flujo.

### 3.3.2.2 *Porcentaje de la energía cinética no resuelta*

En el punto anterior ha parecido ser inmediato establecer cuál podía ser el criterio de tratamiento de la turbulencia más adecuado en los incendios accidentales de edificación.

No obstante, si nos fijamos en el porcentaje de la energía cinética no resuelta, y por tanto en las escalas turbulentas que no han sido correctamente resueltas por el método L.E.S., pero que tampoco han sido simuladas matemáticamente, nos encontramos con datos aparentemente contradictorios a los relativos a la viscosidad turbulenta.

Las simulaciones realizadas con un tamaño de malla más reducido, de 100 mm, han mostrado unos resultados aceptables y con pocos puntos en los que la energía cinética no resuelta ha sido superior al umbral del 20 %. De las cuatro simulaciones llevadas a cabo con esta dimensión de malla, aquellas que han mostrado un número mayor de zonas en las que no se ha resuelto la energía cinética necesaria han sido las correspondientes al modelo dinámico de Germano y el modelo en el que se ha utilizado un coeficiente  $C_s = 0,10$ . Esto es debido a que estos modelos, por tener asociada una viscosidad turbulenta más reducida, conllevan una velocidad del flujo y una energía cinética superior e implican una mayor dificultad en la simulación físico-matemática de todas las escalas turbulentas.

Por el contrario, en el momento de simular el mismo campo infinito con una malla de 200 mm los resultados correspondientes a la energía cinética no resuelta se muestran menos esperanzadores. En los cuatro modelos se aprecian zonas en altura donde no se ha resuelto correctamente el 80 % necesario de la energía cinética del flujo turbulento, pero lo que se quiere resaltar es la cantidad de energía cinética no resuelta en las proximidades del «punto fuente» en las cuatro simulaciones.

Independientemente de la influencia que dicha energía cinética no resuelta pueda llegar a tener en el comportamiento del flujo en un campo infinito, destaca la afectación que este dato tendrá en los modelos de campos finitos cerrados, lo que se acentuará cuando el «punto fuente» no sea un elemento únicamente térmico, sino que en él se quieran reproducir reacciones químicas y transferencia de calor a nivel molecular.

Además, también es destacable el tamaño de las discretizaciones aquí realizadas. Si bien es cierto que en la presente tesis se considera el mallado de 200 mm como aquel más desfavorable, entendiendo como tal el de mayor dimensión, y valores de 50 mm y 100 mm dimensiones más adecuadas a la investigación realizada, la realidad de las simulaciones llevadas a cabo normalmente en la industria conlleva la generación de mallados que, debido a la dimensión de los propios modelos, en muchas ocasiones, no pueden ser inferiores a los 200 mm.

Esta realidad, condicionada por los recursos computacionales disponibles, implica la necesidad de continuar investigando en el campo de las turbulencias y de la independencia de los mallados para garantizar la calidad de los resultados obtenidos.

### **3.3.3 Conclusiones relativas a la simulación L.E.S. n.º 1**

A modo de resumen se puede apuntar que, tal y como ya se ha indicado en los subapartados anteriores, el modelo de campo infinito ha permitido detectar una gran influencia en lo que al comportamiento del flujo se refiere respecto de la viscosidad turbulenta considerada en cada simulación realizada.

Este aspecto no hace referencia a los valores térmicos obtenidos en el propio fluido, algo que, tal y como ya se ha indicado y ahora se reitera, han sido muy similares; hace referencia al comportamiento cinético del fluido. Mientras que la velocidad ascensional es cualitativa y cuantitativamente similar, la viscosidad turbulenta tiene importantes variaciones. Una mayor viscosidad, si bien en un campo infinito no debe afectar significativamente a la distribución ascensional de los gases, tal y como aquí se ha demostrado, sí que puede adquirir una mayor relevancia en un espacio cerrado, y su influencia será más destacada cuanto mayor sea la complejidad del recinto evaluado.

También se ha detectado el excesivo porcentaje de energía cinética que los mallados de 200 mm no han sido capaces de resolver en las simulaciones efectuadas. No únicamente se ha podido detectar que la energía cinética no resuelta es superior al 20 % durante el recorrido ascensional de los gases, sino que alrededor del «punto fuente» se ha generado un área turbulenta que la discretización de 200 mm no ha sido capaz de reproducir correctamente. Ya se ha comentado como esta imprecisión en el modelo puede condicionar en gran medida los resultados obtenidos en caso de realizar la modelización de la fuente de calor no como un mero elemento liberador de energía, sino como un material sólido en el que se deban reproducir las reacciones químicas necesarias para iniciar el proceso de pirólisis y liberación de los gases que generan y mantienen cualquier fenómeno de combustión.

En aquellas simulaciones computacionales en las que se ha realizado una discretización de 100 mm, si bien es cierto que aún detectan problemas de resolución de la energía cinética en las proximidades del «punto fuente», el porcentaje de esta es mucho más reducido, así como el ámbito en el que no ha sido correctamente resuelta, lo que garantiza una mayor calidad de los resultados.

Sin embargo, y teniendo en cuenta que el campo de la investigación que nos afecta es el de los incendios que pueden acontecer en espacios cerrados, se hace necesario a continuación proseguir con la investigación, trasladando la totalidad del estudio a aquel tipo de simulaciones en las que se caracteriza la dinámica turbulenta del fluido en espacios finitos limitados por superficies sólidas.

La realización del estudio relativo a la calidad de los datos de salida y a la variabilidad de los mismos en simulaciones de campo finito basadas en los métodos L.E.S. incluido a continuación permitirá:

- Calibrar la idoneidad de cada uno de los modelos turbulentos de submalla utilizados para la simulación de incendios accidentales en edificación para el análisis relativo a la integridad de las estructuras que los conforman,

- evaluar la variabilidad de los datos de salida obtenidos en cada una de las hipótesis realizadas, en función del modelo viscoso de submalla y la discretización realizada y
- determinar si es posible llegar a plantear un método de validación a partir del análisis espectral de frecuencias de la turbulencia (que será expuesto en los próximos apartados).

En referencia al último apartado indicado, es importante aclarar en este punto el porqué de la insistencia del doctorando en encontrar un método ágil de validación de los datos obtenidos en las simulaciones. Si bien es cierto también que durante el desarrollo del trabajo de investigación se volverá a insistir sobre el tema, no está de más explicar aquí la motivación para estar en condiciones de determinar la validez de la simulación de la turbulencia de manera ágil.

Es práctica habitual, cuando se realizan modelos de esta naturaleza, efectuar un estudio de calibración de la discretización espacial utilizada, con el objetivo de poder discernir a partir de qué tamaño de volumen finito los resultados se vuelven independientes de este parámetro. Esto puede llegar a ser, en multitud de ocasiones, un trabajo largo e incluso tedioso. Considerando que cada simulación de estas características puede tardar en procesarse días, si no semanas, disponiendo de servidores de cálculo de alto rendimiento, la determinación de la calidad de la turbulencia simulada puede conllevar hasta varias semanas de trabajo.

Si se tuviese la capacidad de disponer de un método que, una vez procesado un espacio temporal representativo de la primera simulación, nos indicase si podemos darlo por correcto, permitiría asegurar la calidad de los resultados en lo que al transporte turbulento de los gases en espacios cerrados se refiere y, así, evitaría el proceso de validación de los mallados a partir del método de «prueba y error».

### 3.4 Simulación L.E.S. n.º 2: Influencia de los fenómenos turbulentos en la dinámica de fluidos en un campo finito en $R^2$

Teniendo en cuenta que el objetivo último de la presente tesis doctoral es la determinación de un criterio que permita discernir sobre la calidad de las simulaciones turbulentas realizadas cada vez con mayor frecuencia en el momento de analizar un edificio a partir de los métodos basados en prestaciones, así como de la idoneidad de cada uno de los parámetros que caracterizan las turbulencias cuando se realizan este tipo de simulaciones físico-matemáticas de incendios accidentales en espacios cerrados, el paso natural una vez se ha evaluado el comportamiento del gas en un espacio infinito es el de proceder al análisis del mismo en recintos cerrados, tal y como ya se ha indicado.

De cara a determinar la influencia que tiene el método de cierre de las ecuaciones filtradas de Navier-Stokes se ha procedido a realizar un modelo bidimensional de 24,00 m de longitud y 9,00 m de altura, simétrico en su geometría y limitado por paredes de hormigón de 200 mm de espesor. A esta geometría se le han incorporado tres elementos de cuelgue en la cubierta con el objetivo de incrementar el movimiento turbulento de los gases ascensionales, a la vez que se ha introducido dos zonas en cada extremo de intercambio de gas interior y el exterior.

En el centro de la geometría anteriormente explicada se ha incorporado un «punto fuente» de calor de  $100 \text{ kW/m}^2$ , para generar el calentamiento y posterior flotabilidad del gas, con la turbulencia y la energía cinética asociada que esto comporta.

Las condiciones ambientales iniciales, al igual que en los modelos previamente realizados de campo infinito, corresponden a una temperatura del aire de  $20 \text{ °C}$  y una presión atmosférica de  $101\,325 \text{ Pa}$ . Se ha incorporado también un «ruido» inicial en lo que a velocidad horizontal del aire se refiere de  $0,001 \text{ m/s}$ , de manera que se evite la simetría matemática perfecta que el propio modelo geométrico trae asociada.



Imagen 35 Geometría considerada en la simulación L.E.S. n.º 2 (Imagen del Autor)



El análisis pasa por determinar la influencia que los diferentes modelos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes tienen sobre el comportamiento turbulento en recintos cerrados, a la vez que se introduce como dato variable la resolución del mallado utilizado, puesto que la amplitud del filtro matemático de paso bajo que se considere viene relacionado en la mayoría de las ocasiones con la dimensión de los volúmenes finitos de la propia simulación, tal y como ya se ha visto en el capítulo 2.

Por este motivo, se han analizado aquellos datos más relevantes para tres resoluciones de mallado diferentes, siendo estos 50, 100 y 200 mm.

### **3.4.1 Parámetros de salida analizados**

Se han evaluado los datos correspondientes a la temperatura del campo, a la velocidad del fluido, a la energía cinética asociada a dicha velocidad y al porcentaje de la energía cinética asociada a las escalas turbulentas de Kolmogorov que no se ha resuelto. La totalidad de los datos mostrados a continuación ha sido determinada para un tiempo de simulación de 45 segundos.

En último término, pero no por ello menos importante, también se ha analizado el concepto de rotacional del campo de flujo, teniendo en cuenta aquí, no únicamente la variabilidad que los diferentes parámetros de entrada del modelo tienen sobre la vorticidad del fluido, sino que también se ha analizado esta en función de la temporalidad de la simulación.

Se considera, entonces, que el análisis del rotacional del fluido es un aspecto básico y determinante para poder discernir en el presente trabajo de investigación sobre cuáles son aquellas simulaciones más adecuadas al objetivo último que los modelos C.F.D. en los que se apoya la Ingeniería del Fuego para dictaminar sobre la integridad de las estructuras metálicas en situación accidental de incendio.

Una vez que se ha realizado el estudio de todos los parámetros indicados a partir de los planos de falso-color, teniendo una importante valoración cualitativa sobre el cómo se comporta el fluido en cada una de las casuísticas, se profundiza en dos datos considerados relevantes, la temperatura y la velocidad del fluido, a partir del estudio de las leyes térmicas y cinéticas en una serie de puntos discretos del dominio. La incorporación de dichas leyes al estudio, mediante una serie de gráficos, permite la valoración cuantitativa del comportamiento del flujo en el caso que nos ocupa y se puede no solo dictaminar sobre cuáles son los valores máximos y mínimos de cada parámetro en función del parámetro de entrada evaluado, sino que también se podrá acotar la dispersión que se produce en los datos de salida para cada una de las hipótesis de simulación.

Esta visión conjunta de los diferentes parámetros de salida, tanto cualitativa como cuantitativa, deberá permitir realizar una valoración precisa sobre la idoneidad de cada una de las simulaciones para el tipo de incendios que nuestro campo de estudio quiere incluir, los espacios cerrados de dimensiones medias.

### 3.4.1.1 Temperatura del flujo a los 45 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

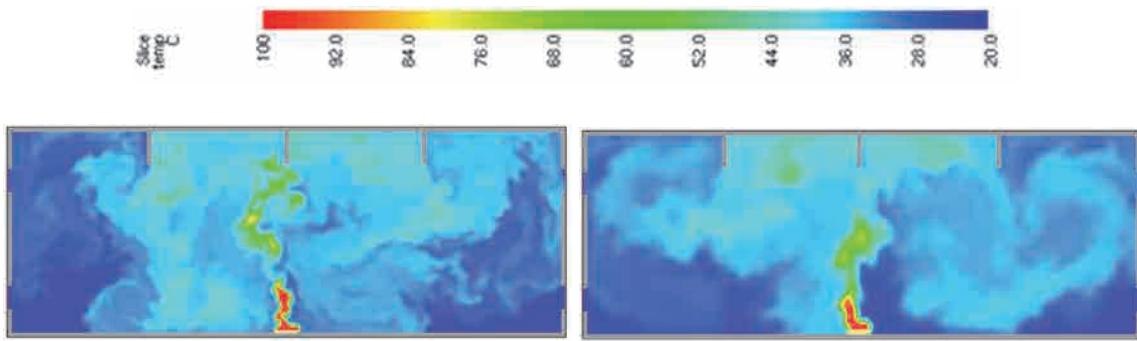


Imagen 36 Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 37 Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

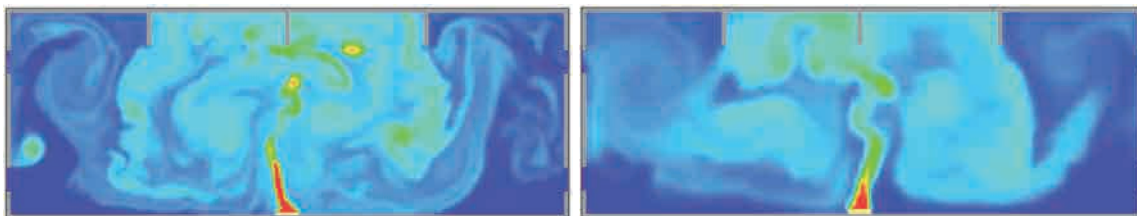


Imagen 38 Constante  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 39 Constante  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

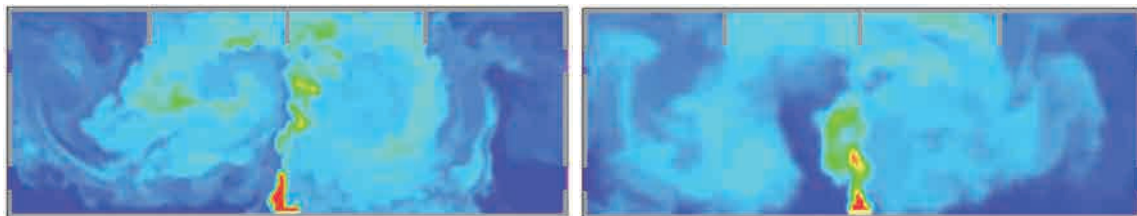


Imagen 40 Constante  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 41 Constante  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

Si se evalúan los datos en términos cualitativos, se aprecia una mayor flotabilidad de los gases calientes en aquellas simulaciones correspondientes a la dimensión de mallado de 100 mm que a las de 200 mm, con una distribución espacial más errática cuanto menor es la dimensión de la discretización.

Destaca también el hecho relativo al alcance en altura de las máximas temperaturas del gas, que son sensiblemente superiores en las simulaciones con una discretización espacial de 100 mm que las de 200 mm.

### 3.4.1.2 Temperatura del flujo a los 45 segundos, con resolución de malla de 50 mm

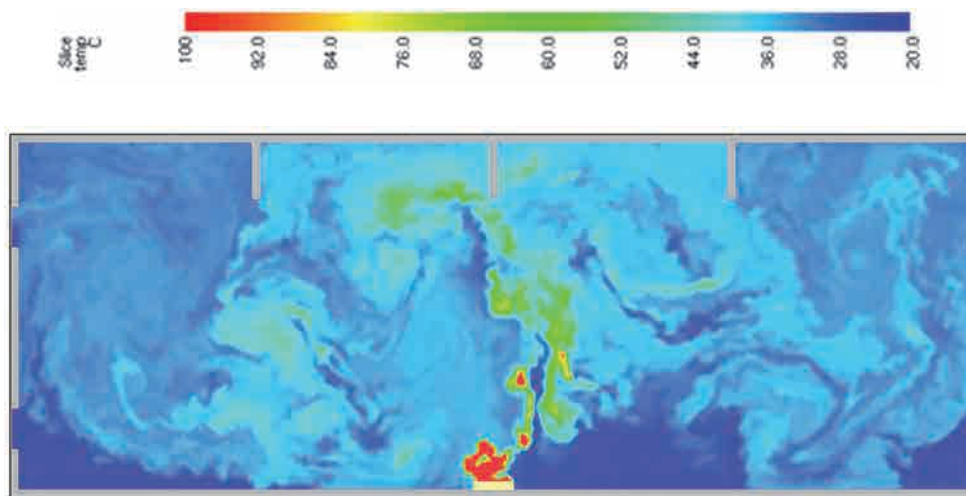


Imagen 42 Temperatura del gas – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

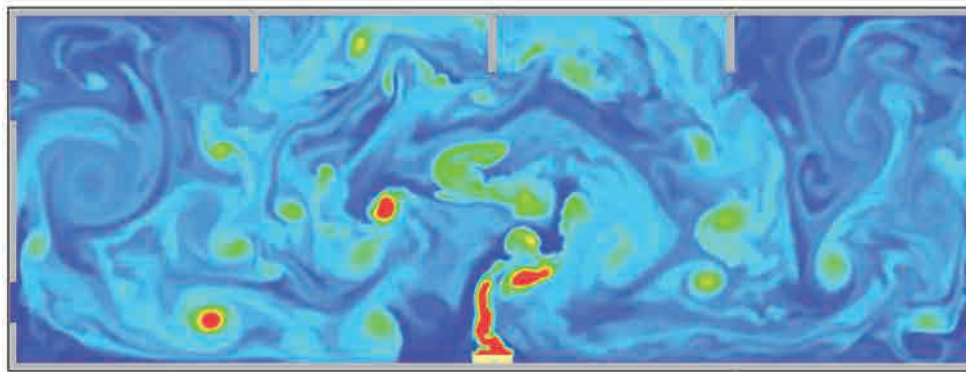


Imagen 43 Temperatura del gas – Constante  $C_s = 0,20$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

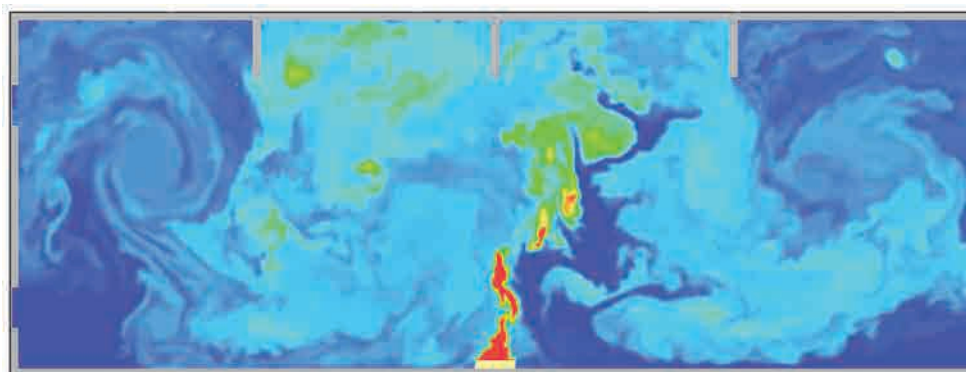


Imagen 44 Temperatura del gas – Constante  $C_s = 0,10$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

La simulación C.F.D. en la que la discretización espacial es inferior, y donde, además, se ha reducido la viscosidad turbulenta de submalla a valores de 0,10, es la que reproduce una distribución de los gases más calientes hasta una mayor altura, como consecuencia de que la simulación de aquellos vórtices de menor dimensión en las proximidades del penacho permite incrementar la fuerza ascensional del gas.

### 3.4.1.3 Velocidad del flujo a los 45 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

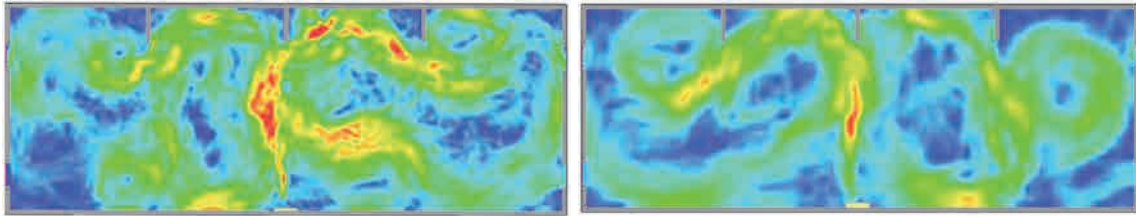


Imagen 45 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 46 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

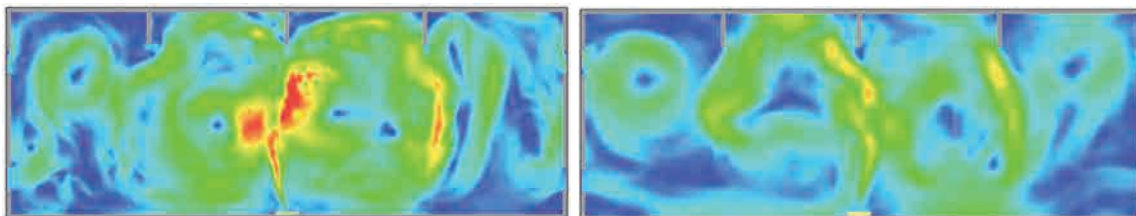


Imagen 47 Velocidad del gas –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 48 Velocidad del gas –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

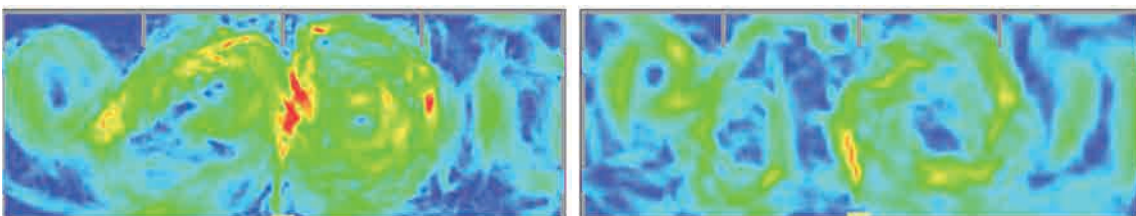


Imagen 49 Velocidad del gas –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 50 Velocidad del gas –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

Confirmando los resultados evaluados a partir de las temperaturas de los gases calientes y de su comportamiento, se puede apreciar como unos valores referentes a la viscosidad turbulenta más reducidos comportan una dinámica más caótica en lo que al movimiento del flujo se refiere.

Se asocia una menor viscosidad a mallados más densos y a valores del coeficiente de Smagorinsky más reducidos. De esta manera, una viscosidad turbulenta más reducida implica una mayor velocidad en el penacho del incendio, reiterando este dato el hecho de tener una mayor flotabilidad de los gases ya observada anteriormente, cuando se han analizado las temperaturas máximas en los gases calientes del penacho del incendio.

### 3.4.1.4 Velocidad del flujo a los 45 segundos, con resolución de malla de 50 mm

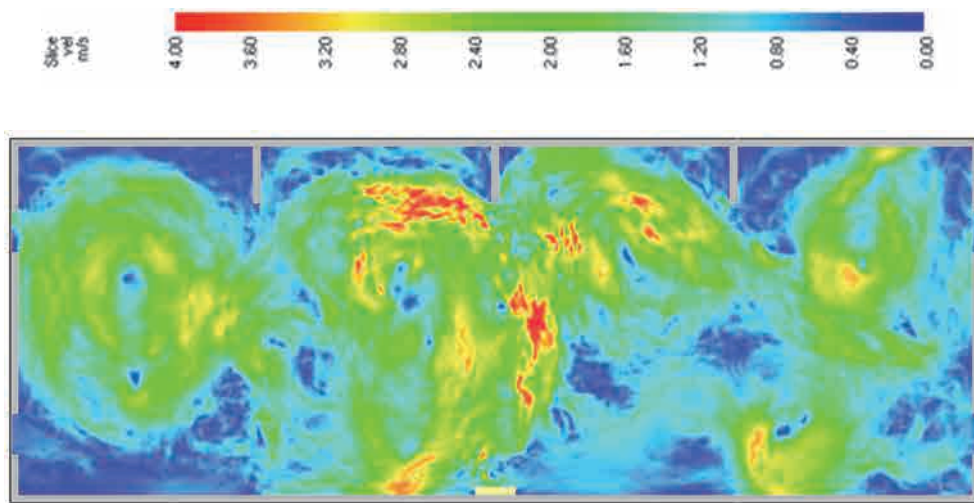


Imagen 51 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

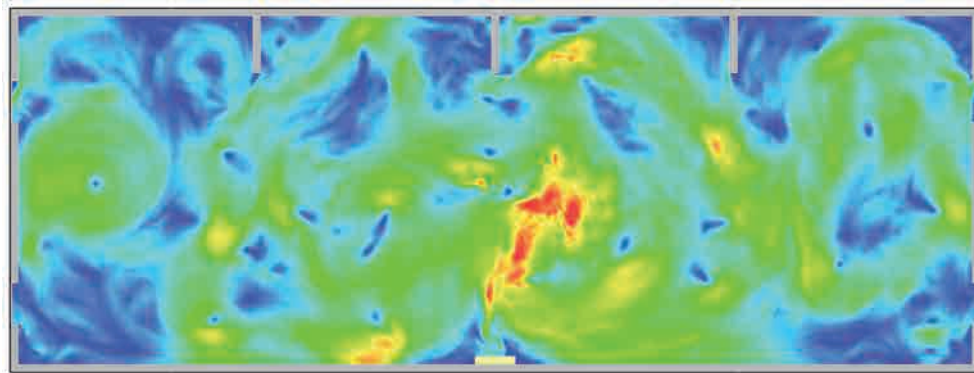


Imagen 52 Velocidad del gas –  $C_s = 0,20$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

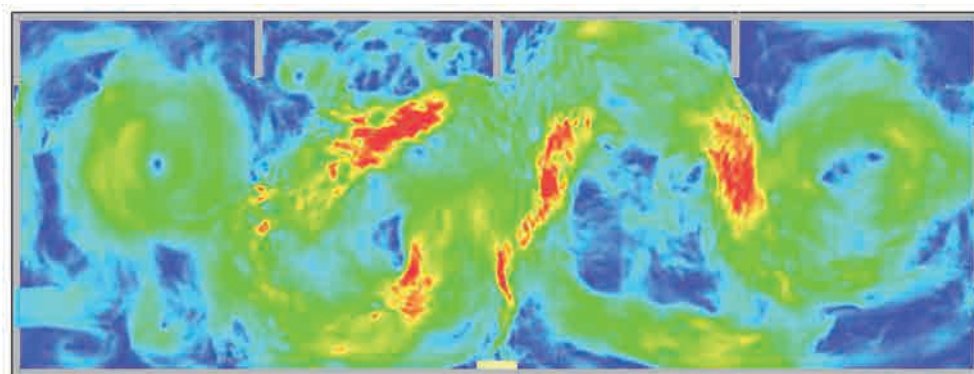


Imagen 53 Velocidad del gas –  $C_s = 0,10$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

Adoptando una discretización espacial de 50 mm las velocidades del gas en el campo de flujo son cualitativamente similares en el caso de utilizar un modelo dinámico de Germano o un coeficiente constante  $C_s$  de 0,10.

### 3.4.1.5 Energía cinética generada a los 45 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

La aplicación de un filtro con una amplitud más reducida implica también una mayor energía cinética del gas, consecuencia directa de la velocidad del mismo en las dos componentes del espacio en  $R^2$  simulado.

Si bien con el mallado de 100 mm la energía cinética en el penacho del incendio alcanza valores próximos a 10,0 J/kg, con un porcentaje del espacio superior al 50 % donde el valor medio de la misma supera los 3,0 J/kg, si la discretización utilizada pasa a ser de 200 mm, la energía cinética en el penacho del fuego no supera los 7,0 J/kg salvo en puntos muy localizados y singulares; es también destacable el hecho de que la energía cinética media disminuye sensiblemente en todo el espacio respecto de la malla más refinada de 100 mm.

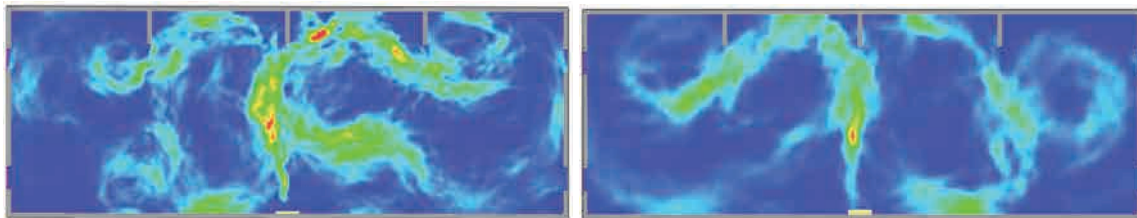


Imagen 54 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 55 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

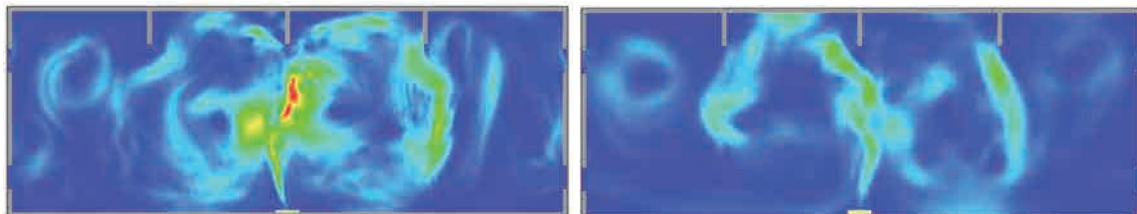


Imagen 56 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 57 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

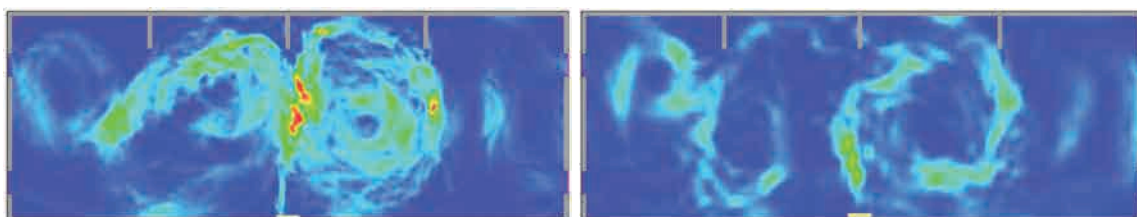


Imagen 58 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 59 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.4.1.6 Energía cinética generada a los 45 segundos, con resolución de malla de 50 mm

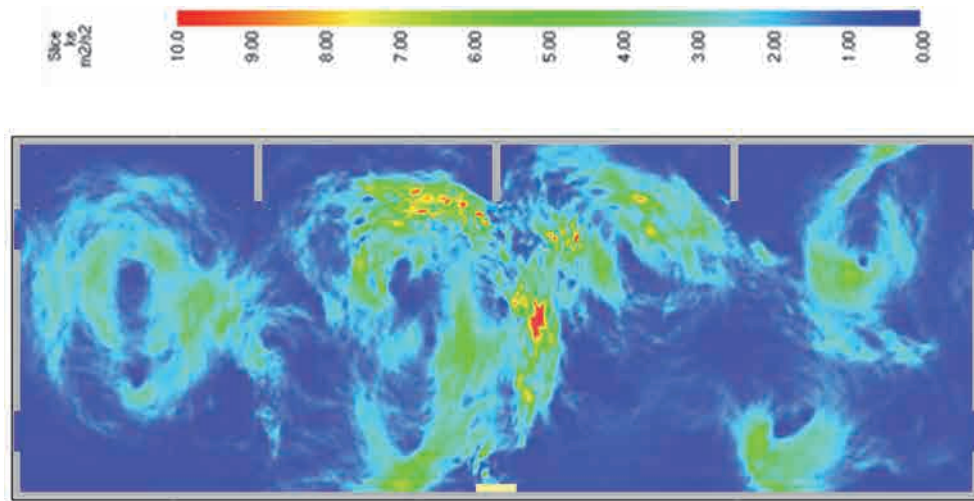


Imagen 60 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

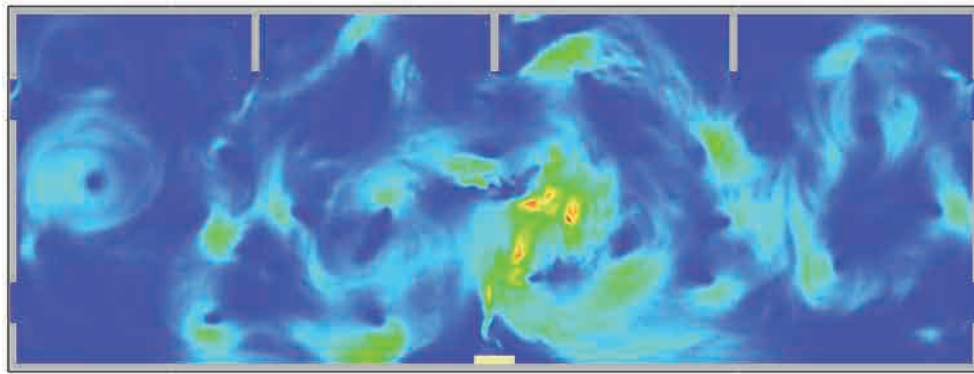


Imagen 61 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

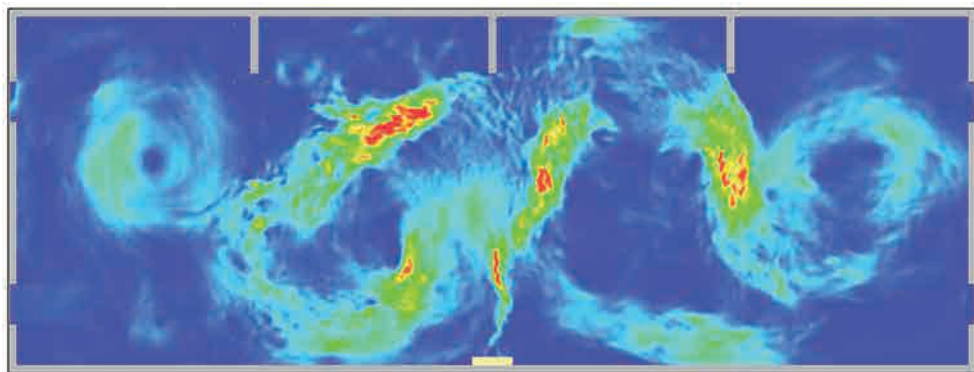


Imagen 62 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

Con una discretización espacial de 50 mm, las zonas con valores energéticos próximos a los 10,0 J/kg no se limitan únicamente al penacho, sino que ocupan un mayor ámbito, principalmente cuando la viscosidad turbulenta de submalla se considera inferior a 0,20. Remarcar el hecho también de que una proporción importante del espacio recoge valores energéticos superiores a los 4,0-5,0 J/kg.

### 3.4.1.7 Porcentaje de la energía cinética del campo no resuelta a los 45 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

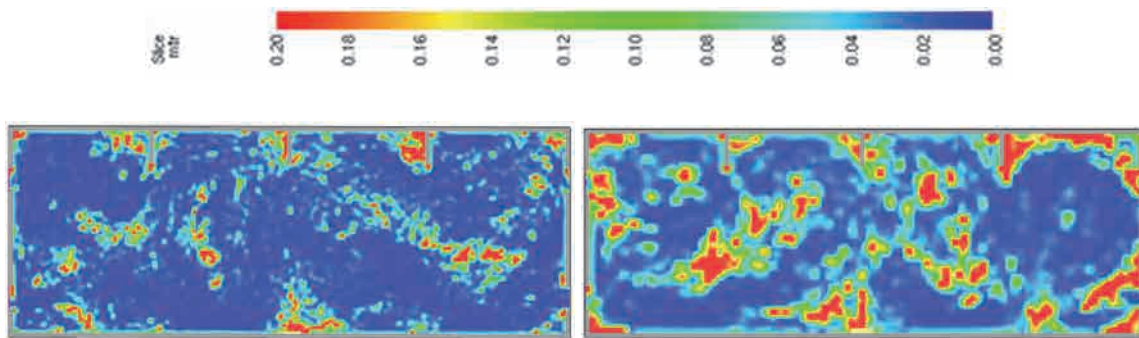


Imagen 63 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 64 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

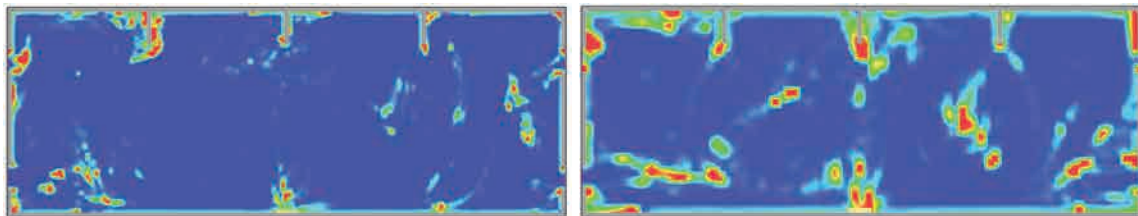


Imagen 65 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 66 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

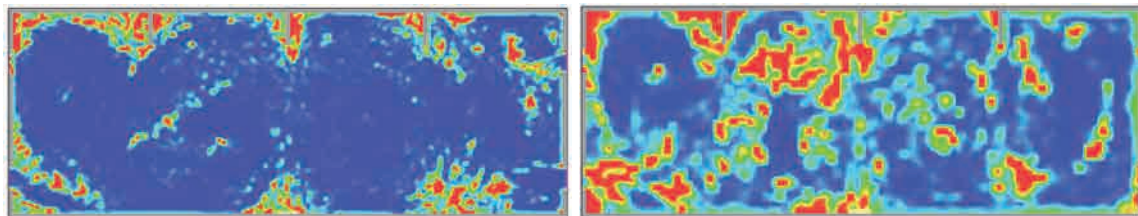


Imagen 67 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 68 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

Anteriormente, ya se ha insistido en la importancia de resolver como mínimo un 80 % de la energía cinética asociada a las escalas turbulentas de Kolmogorov cuando se realizan simulaciones mediante el método *Large Eddy Simulation*.

Los datos obtenidos muestran un porcentaje superior a dicho 20 % de la energía cinética no resuelta en muchos puntos del campo finito estudiado. Principalmente, esta energía cinética se concentra en dos zonas: el «punto fuente» emisor de calor y en aquellos lugares del espacio en los que se dan singularidades, ya sean geométricas, por un cambio de dirección de la pared, o ya sean por un gradiente de flujo superior a la media.



Cabe destacar los resultados obtenidos en aquellas simulaciones asociadas a un ancho de filtro matemático reducido y a una menor viscosidad turbulenta, que implican un porcentaje mucho más elevado de energía cinética no resuelta en el espacio.

Si, por ejemplo, se realiza la comparación con los datos obtenidos con el método dinámico de Germano de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes, se puede apreciar cómo valores de malla de 200 mm arrojan unos resultados a priori muy comprometidos.

La realización de una simulación con una dimensión de malla de 100 mm, si bien permite obtener mejores resultados en lo que a la resolución de la energía cinética se refiere en este caso concreto, continúa mostrando zonas donde el tratamiento turbulento del flujo parece no estar correctamente resuelto.

Podría parecer entonces que el recurso de incrementar la viscosidad turbulenta a valores próximos a 0,20, modelada a partir del coeficiente  $C_s$ , mejoraría la calidad de los resultados obtenidos, si estos se comparasen únicamente a partir de la energía cinética no resuelta, respecto de la utilización de valores de dicha viscosidad más reducidos o, incluso, respecto de otros métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes, como es el caso del modelo dinámico de Germano.

Sin embargo, se puede indicar que esto no es así; incrementar la viscosidad turbulenta a nivel de submalla lo único que provocará es una velocidad del gas más reducida y, por tanto, menos energía cinética asociada, hecho que ya se ha contrastado en los datos referentes al movimiento del fluido. Que la energía cinética sea más reducida conllevará de manera inmediata una mayor facilidad para que esta sea correctamente resuelta, pero no implica que los resultados obtenidos vayan a ajustarse de manera más precisa a la realidad que estemos intentando reproducir de manera computacional.

3.4.1.8 *Porcentaje de la energía cinética del campo no resuelta a los 45 segundos, con resolución de malla de 50 mm*

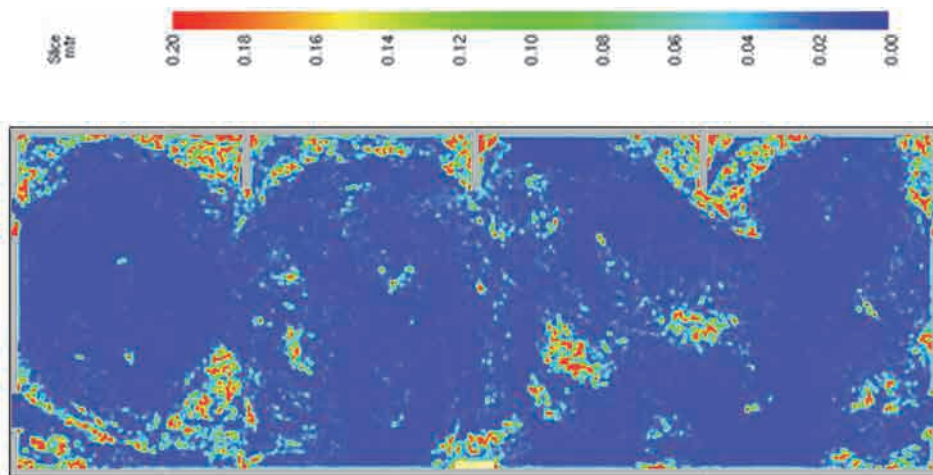


Imagen 69 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

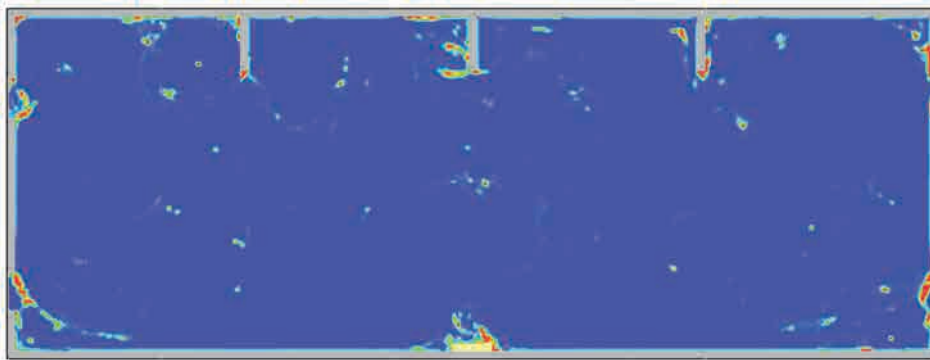


Imagen 70 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,20$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

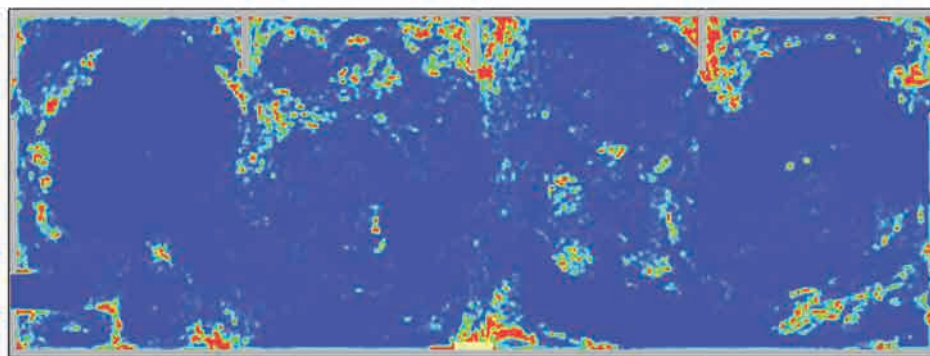


Imagen 71 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,10$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

Llevar a cabo el cierre de las ecuaciones mediante el método dinámico de Germano y con mallados de 50 mm continúa produciendo una cantidad importante de energía cinética que no queda resuelta, principalmente en las proximidades de las singularidades geométricas y de las zonas en las que se produce la entrada de aire frío desde el exterior del campo estudiado.

3.4.1.9 Rotacional del campo de flujo a los 45 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

El rotacional mostrado está en dirección directa con la velocidad del flujo en cada una de las direcciones. Para el rotacional evaluado en las simulaciones realizadas en  $R^2$ , respecto del eje y, la ecuación que define el comportamiento del flujo depende únicamente de la velocidad en u y en w.

$$\omega_{y,ijk} = \frac{(u_{i,j,k+1} - u_{ijk})}{\delta z} - \frac{(w_{i+1,j,k} - w_{ijk})}{\delta x}$$

Ecuación 3.1

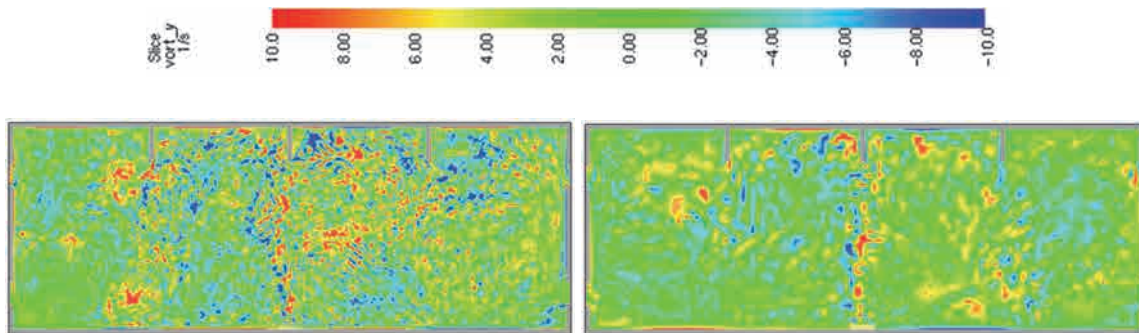


Imagen 72 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 73 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

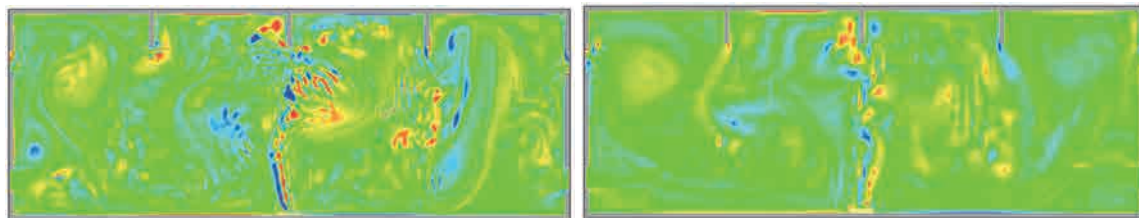


Imagen 74 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 75 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

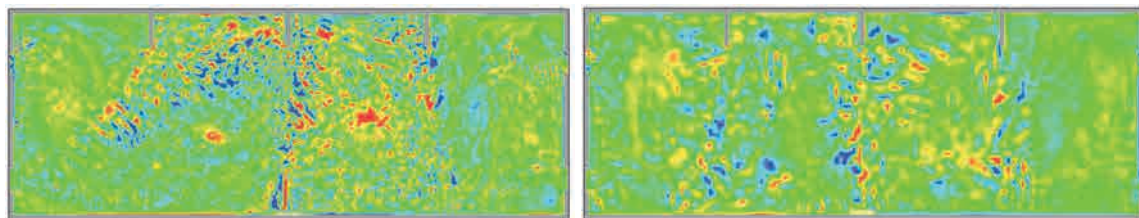


Imagen 76 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 77 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.4.1.10 Rotacional del campo de flujo a los 45 segundos, con resolución de malla de 50 mm

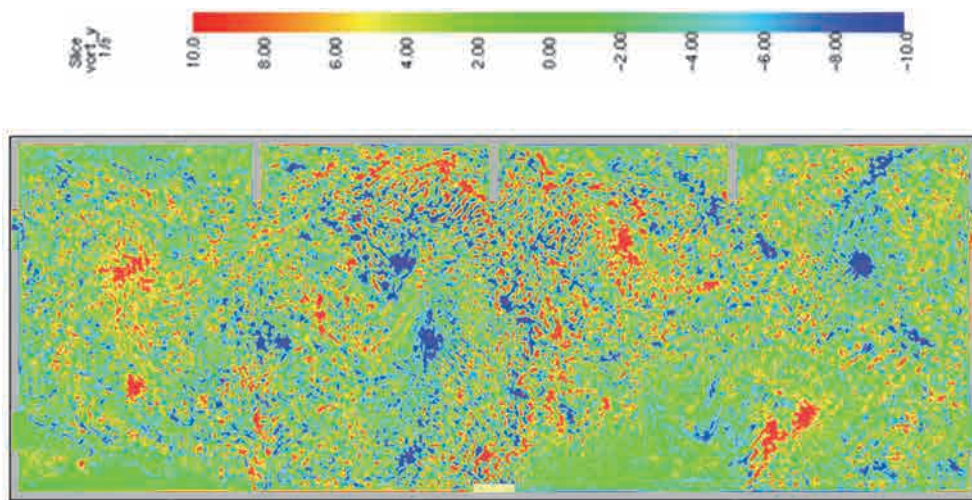


Imagen 78 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

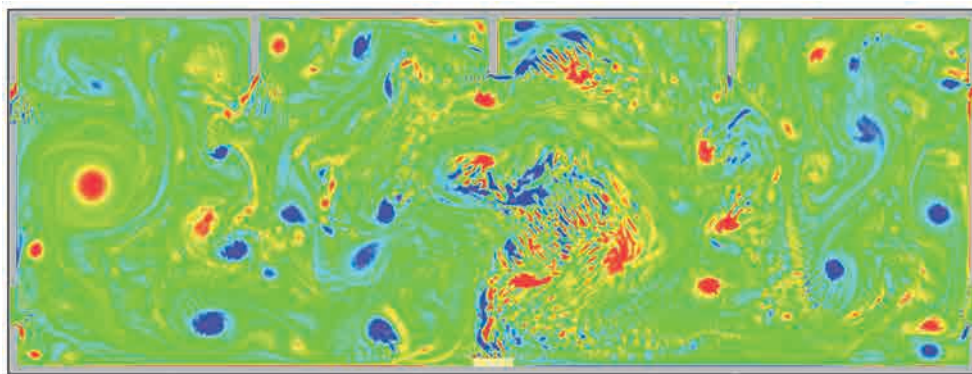


Imagen 79 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

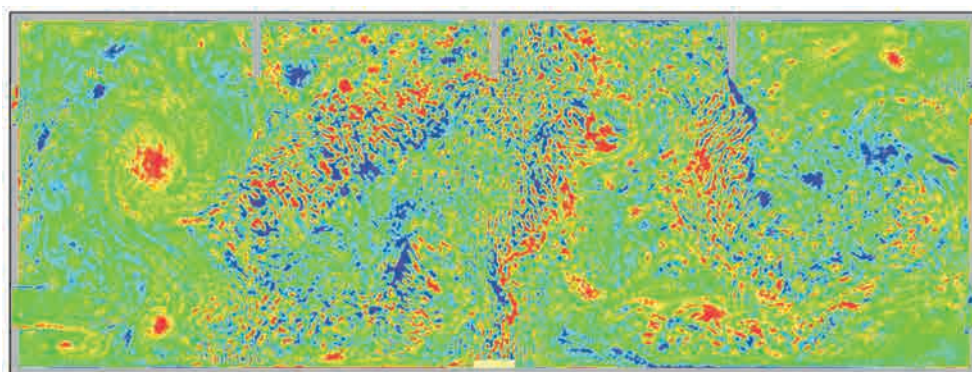


Imagen 80 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla 50 mm (Imagen del Autor)

Cabe destacar el hecho de que cuando la viscosidad turbulenta incorporada a nivel de submalla en la simulación es elevada (valores próximos a 0,20), ni tan siquiera discretizaciones espaciales de 50 mm son capaces de reproducir los fenómenos turbulentos de menor dimensión.

Aunque se detecta la presencia de vórtices cuyo núcleo más intenso tiene un diámetro de un metro, repartidos de manera uniforme por todo el dominio simulado, la excesiva viscosidad limita que se puedan captar aquellas escalas más reducidas, en relación directa al tamaño de los volúmenes finitos utilizados.

Por el contrario, tanto en el modelo dinámico de Germano como en aquellas simulaciones donde la viscosidad turbulenta ha sido reducida a valores de 0,10, la naturaleza de la dinámica del flujo que ha podido ser simulada para el problema en estudio tiene unas características cualitativa e incluso cuantitativamente muy similares. No solo por la dimensión de los vórtices que se observa a los 45 segundos de iniciarse el procesado del modelo, sino también en lo referente a la posición espacial de los mismos.

#### 3.4.1.11 Secuencia temporal del rotacional para un campo finito en $R^2$ y mallado de 50 mm

Tomando como referencia el rotacional generado en el campo de flujo bidimensional en el que se ha simulado el flujo turbulento con una discretización de 50 mm y con el modelo dinámico de Germano, se muestra la secuencia temporal que permite apreciar la rápida generación de las escalas turbulentas integrales desde las fases iniciales.

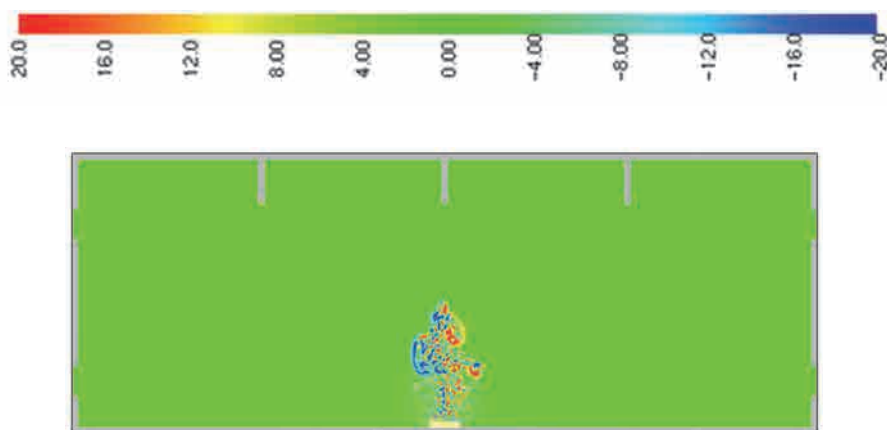


Imagen 81 Rotacional a los 3 segundos de la simulación (Imagen del Autor)

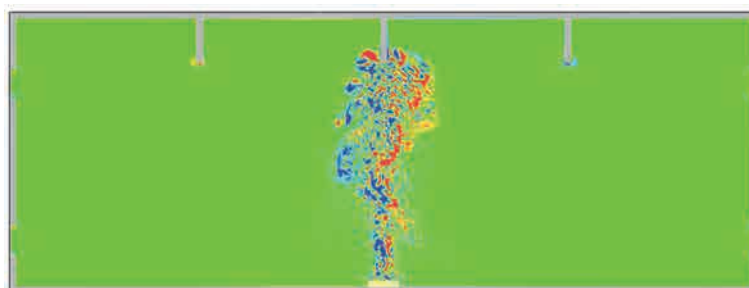


Imagen 82 Rotacional a los 5 segundos de la simulación (Imagen del Autor)

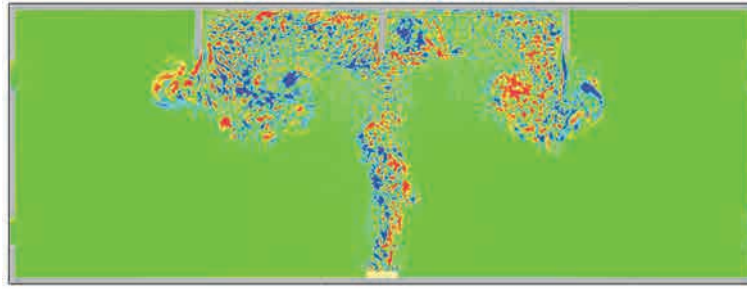


Imagen 83 Rotacional a los 8 segundos de la simulación (Imagen del Autor)

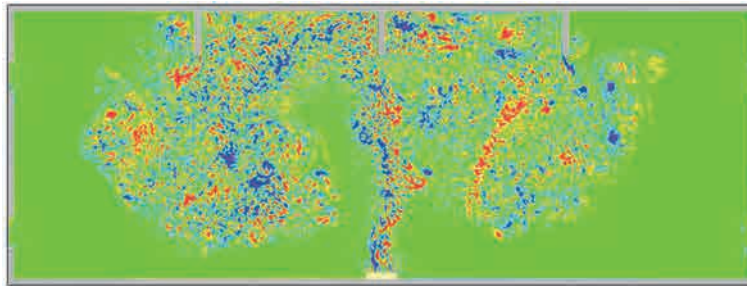


Imagen 84 Rotacional a los 12 segundos de la simulación (Imagen del Autor)

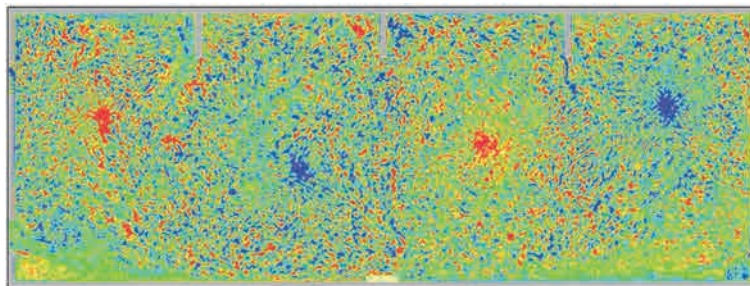


Imagen 85 Rotacional a los 175 segundos de la simulación (Imagen del Autor)

A los 175 segundos, cuando tanto la flotabilidad como la dinámica del gas son ya destacadas, se pueden identificar en la simulación diversas escalas rotacionales, algo que ya se ha detectado cuando se ha analizado el rotacional del campo a los 45 segundos en los apartados previos. En primer lugar, destaca el gran número de vórtices a pequeña escala que se generan en el campo de flujo. Respecto de la resolución del mallado utilizada en la simulación, de 50 mm, se observan vórtices de aproximadamente 50-150 mm de diámetro, cuyo sentido de rotación se alterna de manera horaria y antihoraria, tanto en el tiempo como en el espacio.

No solo destaca la pequeña escala de la turbulencia en esta simulación, sino que también el comportamiento global del fluido queda identificado. Se perciben en este caso cuatro grandes vórtices, cada uno de ellos coincidente con los correspondientes vanos que conforman los elementos de cuelgue situados en la parte superior.

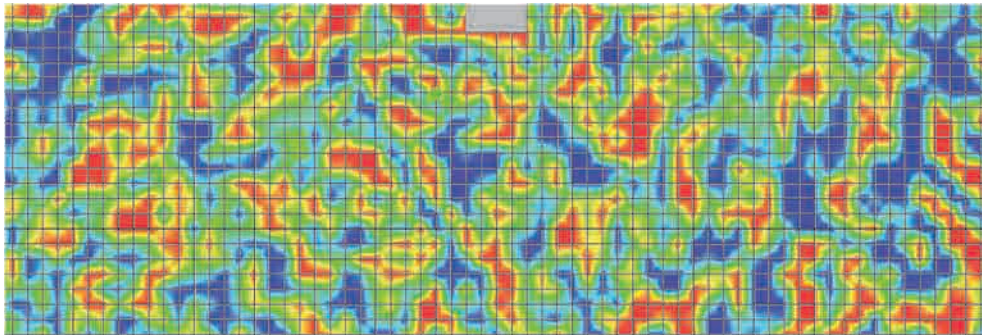


Imagen 86 Rotacional a los 175 segundos de simulación. Discretización superpuesta de 50 mm (Imagen del Autor)

Esta simulación, en la que se ha podido apreciar la escala integral más pequeña de la turbulencia, destaca frente a los resultados obtenidos en aquellos modelos en los que se ha considerado una viscosidad turbulenta superior. En el caso de la simulación numérica con una idéntica discretización espacial, de 50 mm, pero en la que ha utilizado un valor  $C_s$  de 0,20, los resultados en lo relativo al rotacional del campo han diferido substancialmente. Se puede observar también cómo en este segundo caso las escalas más reducidas de la turbulencia no son simuladas (considerando siempre la escala integral de menor dimensión, no las escalas de Kolmogorov, las cuales en este tipo de simulaciones siempre serán modeladas a través de la incorporación de la viscosidad turbulenta en el tensor de submalla, tal y como se ha desarrollado a lo largo del Estado del Arte).

El tamaño más reducido de turbulencia que puede captar el modelo en este caso es de una dimensión mucho mayor, de entre 300 mm y 400 mm, y únicamente en zonas concretas del dominio se captan vórtices de menor dimensión, asociados a la rotación principal del flujo. Evaluando con detalle el rotacional observado en la Imagen 87 se aprecia la generación de dos grandes vórtices a sendos lados del penacho del incendio, consecuencia directa de la propia flotabilidad del gas en la zona de generación de calor; pero sorprende la ausencia de las dimensiones más reducidas de los vórtices que deberían haberse simulado, tanto en las proximidades de la corriente ascensional del gas como en las proximidades de aquellas turbulencias de mayor dimensión.

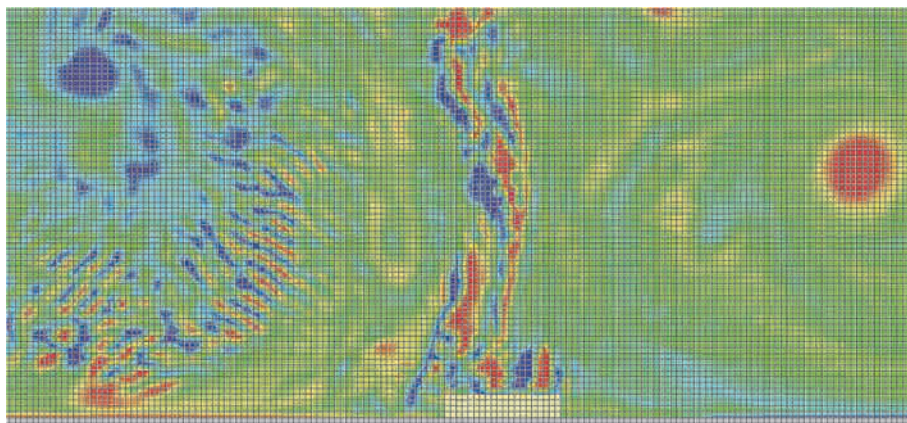


Imagen 87 Detalle del rotacional en el penacho del incendio a los 210 segundos de la simulación incluyendo una viscosidad turbulenta  $C_s$  de 0,20 (Imagen del Autor)

### 3.4.2 Incremento de la potencia liberada por el «punto fuente» y del tiempo de simulación

Una vez evaluado el modelo de campo finito del flujo de manera cualitativa y analizado la dinámica del fluido cuando este se ve sometido a incrementos térmicos reducidos, con el objetivo de no tener comportamientos excesivamente erráticos que desvirtuasen los datos de salida, se ha procedido a modificar la simulación, incluyendo dos variaciones en la misma:

- Incremento de la potencia liberada por el «punto fuente» en cinco veces, pasando de  $100 \text{ kW/m}^2$  a  $500 \text{ kW/m}^2$ .
- Prolongación del tiempo de simulación de 50 segundos a 240 segundos.

Estas modificaciones han permitido determinar de manera cuantitativa la influencia que el tratamiento físico-matemático de las escalas turbulentas de Kolmogorov tiene en las temperaturas obtenidas en los gases situados en las proximidades de los elementos estructurales que conforman la cubierta.

Se han analizado las leyes térmicas obtenidas en un total de ocho termosensores virtuales, situados en dos niveles diferentes, a  $+7,20 \text{ m}$  y a  $+8,60 \text{ m}$  del «punto fuente» de calor, dispuesto este último en la cota  $y = +0,40 \text{ m}$ .

Un hecho significativo que ya ha sido enunciado en el Capítulo 2 es la posibilidad de efectuar la descomposición de las variables que definen el comportamiento turbulento de cualquier fluido como la suma de dos componentes: el valor medio y la fluctuación o variabilidad asociada a la propia naturaleza caótica del movimiento del gas. En los próximos apartados, en los que se realiza el estudio comparativo de las variables térmica y cinética del flujo en diversos puntos del espacio, se procede, en primer lugar, a realizar un filtrado de los valores obtenidos, para mostrar las líneas de tendencia correspondientes al 10 % del conjunto de datos discretos extraídos en las simulaciones, con lo que se facilitan el análisis y la comprensión de los mismos.

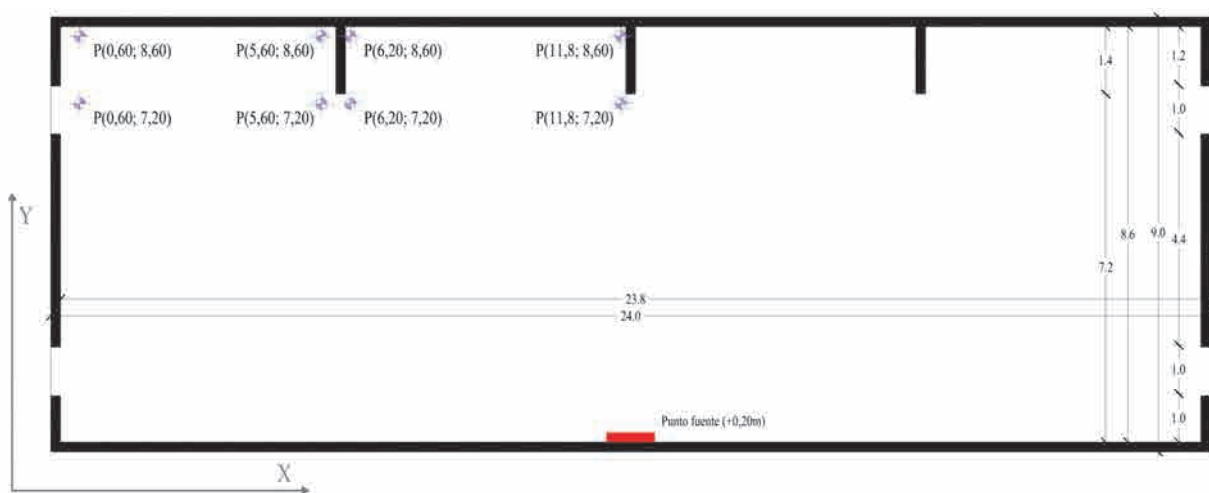


Imagen 88 Puntos de control virtuales considerados en la simulación L.E.S. n.º 2 (Imagen del Autor)



### 3.4.2.1 Evaluación de las leyes térmicas en función del tiempo asociadas a una potencia liberada de $500 \text{ kW/m}^2$

Las leyes térmicas que siguen a continuación, para cada uno de los termosensores virtuales incorporados en las simulaciones C.F.D., verifican la elevada dispersión en los datos de salida obtenidos, en función de la discretización espacial y del método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes.

#### 3.4.2.1.1 Leyes térmicas obtenidas en los termosensores virtuales situados en $y = 7,20 \text{ m}$

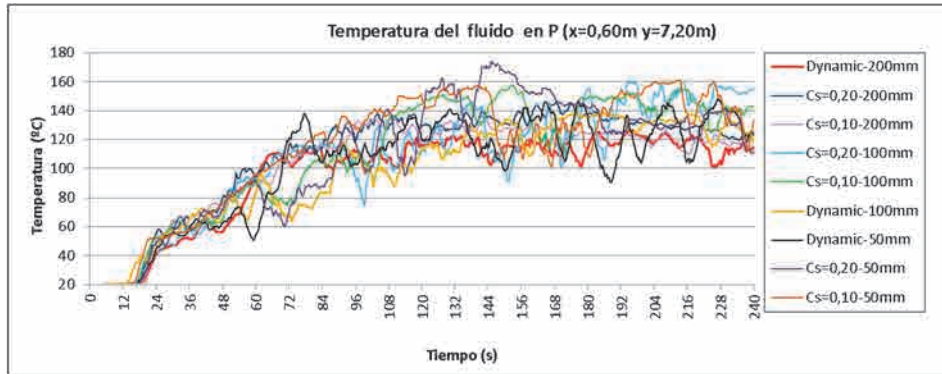


Gráfico 8 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de  $500 \text{ kW/m}^2$

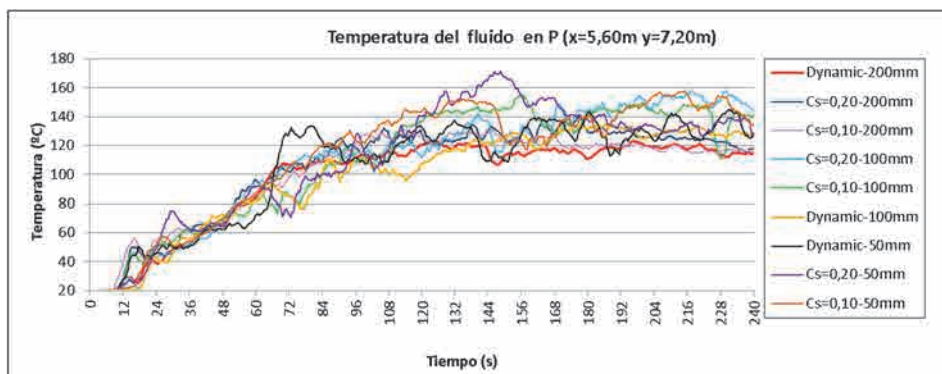


Gráfico 9 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de  $500 \text{ kW/m}^2$

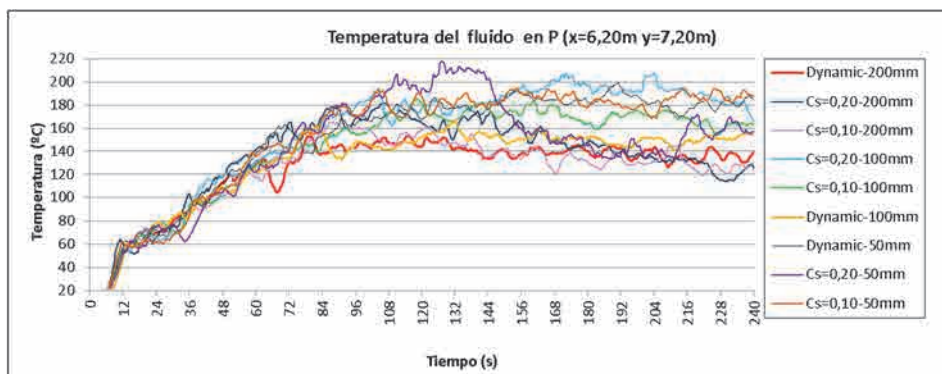


Gráfico 10 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de  $500 \text{ kW/m}^2$

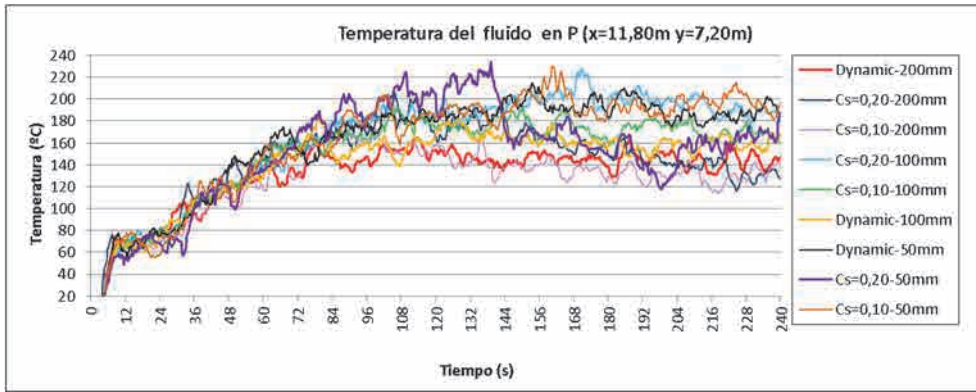


Gráfico 11 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

El análisis de los cuatro termosensores virtuales situados en la cota y = +7,20 m muestra diferencias en los valores medios de hasta un 45 % en las simulaciones llevadas a cabo.

Las diferencias entre el modelo dinámico de Germano y aquel en el que se ha considerado una constante de Smagorinsky  $C_s$  reducida continúan siendo importantes.

### 3.4.2.1.1 Leyes térmicas obtenidas en los termosensores virtuales situados en y = 8,60 m

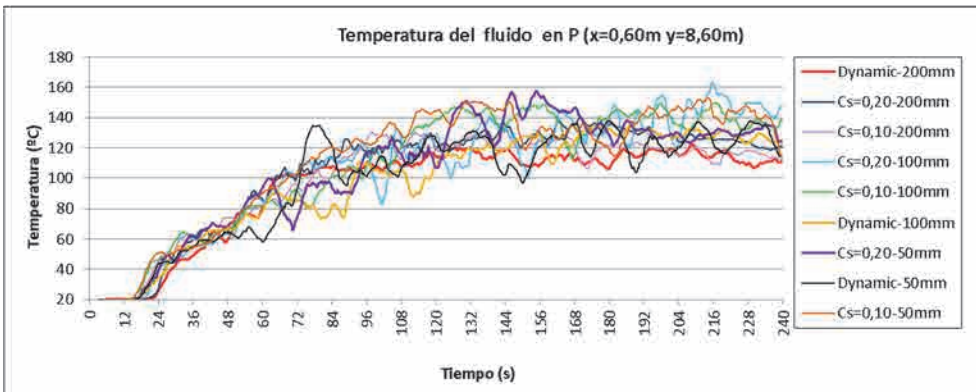


Gráfico 12 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

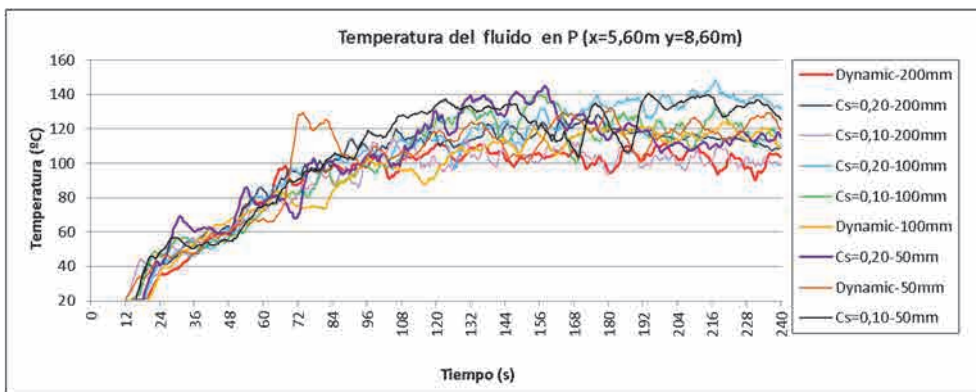


Gráfico 13 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

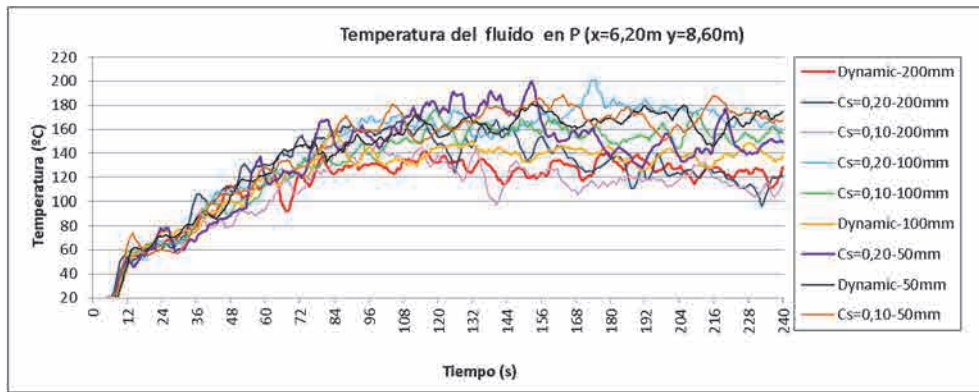


Gráfico 14 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

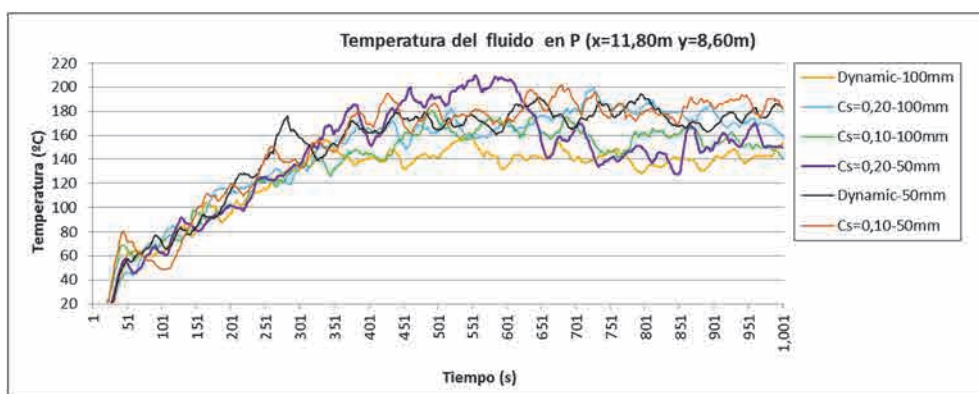


Gráfico 15 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

### 3.4.3 Variabilidad térmica y cinética en función de la potencia liberada en el «punto fuente»

Se ha verificado en los subapartados anteriores que, para una potencia liberada de 500 kW/m<sup>2</sup>, la dispersión en los valores térmicos obtenidos en los termosensores virtuales próximos a la estructura que conforma la cubierta del espacio finito es muy significativa, pues se alcanza una variabilidad próxima al 40-50 %, dependiendo de la viscosidad turbulenta considerada y del ancho del filtro matemático de las variables que se haya considerado.

Si bien también es cierto que los incendios accidentales que habitualmente se producen en los escenarios objeto de estudio en la presente tesis liberan potencias próximas a los 500 kW/m<sup>2</sup> ya indicados, es importante determinar si esta variabilidad, dependiente de los dos factores del tratamiento de la turbulencia en las simulaciones llevadas a cabo mediante el modelo L.E.S., se mantiene para rangos diferentes de potencia o si, por el contrario, varía.

Es por estos motivos por los que se muestran a continuación las leyes térmicas y cinéticas más significativas que determinan el comportamiento turbulento del flujo para una potencia más reducida [ $250 \text{ kW/m}^2$ ] y para una superior [ $1\ 000 \text{ kW/m}^2$ ].

### 3.4.3.1 Evaluación de las leyes térmicas asociadas a una potencia liberada de $250 \text{ kW/m}^2$

#### 3.4.3.1.1 Leyes térmicas obtenidas en los termosensores virtuales situados en $y = 7,20 \text{ m}$

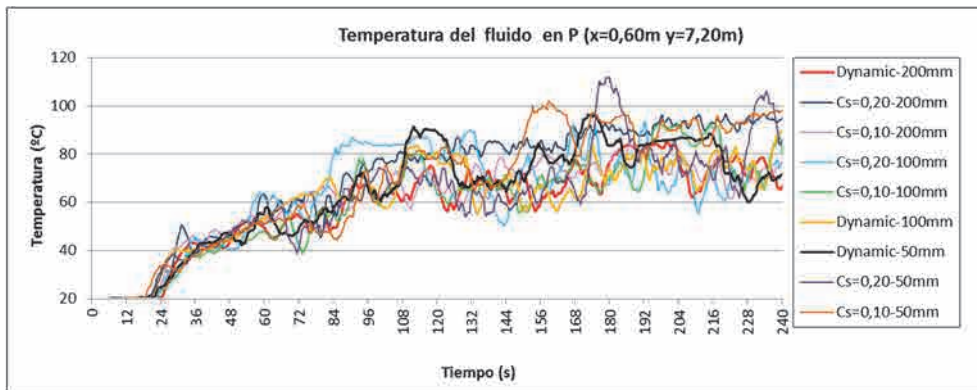


Gráfico 16 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de  $250 \text{ kW/m}^2$

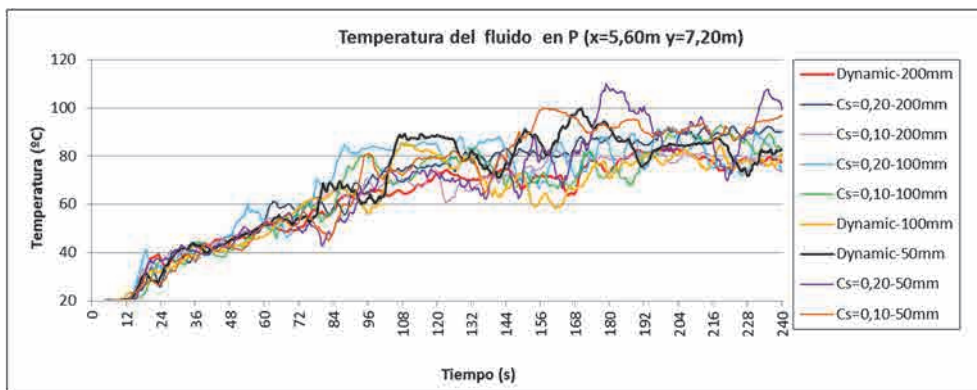


Gráfico 17 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de  $250 \text{ kW/m}^2$

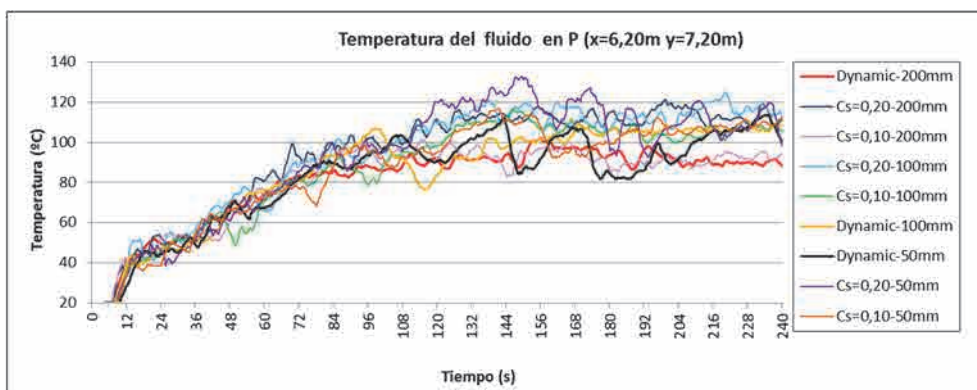


Gráfico 18 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de  $250 \text{ kW/m}^2$

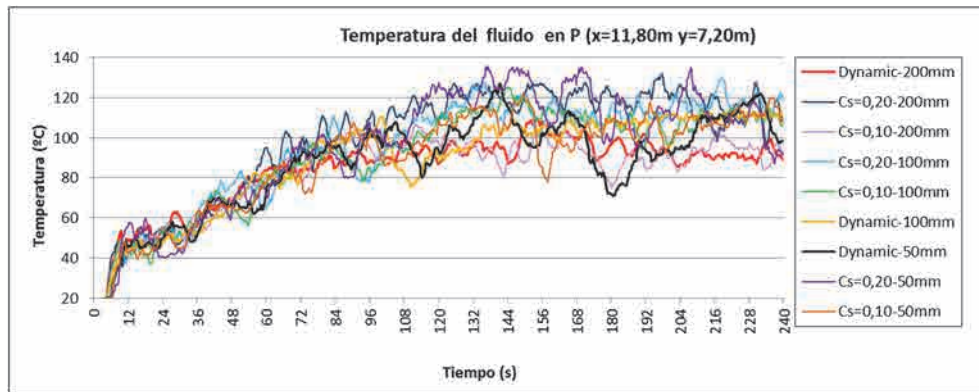


Gráfico 19 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

El análisis de los resultados térmicos obtenidos en función de la viscosidad turbulenta y del ancho del filtro de paso bajo utilizado cuando la potencia del «punto fuente» es inferior, respecto del caso evaluado anteriormente, de 250 kW/m<sup>2</sup>, muestra también una elevada divergencia entre las diferentes leyes térmicas.

Se puede apreciar cómo, al igual que sucedía en la simulación previa, llegan a determinarse diferencias de hasta un 30-40 % entre los valores máximos y mínimos en la zona correspondiente al eje del «punto fuente», lo que en una situación de incendio se asimila al penacho del fuego.

### 3.4.3.1.2 Leyes térmicas obtenidas en los termosensores virtuales situados en y = 8,60 m

Los termosensores virtuales situados en la cota y = 8,60 m en las simulaciones computacionales registran la misma divergencia en lo que a los resultados térmicos se refiere que en los termosensores situados en y = 7,20 m. Los resultados obtenidos, hablando en términos cualitativos, no muestran diferencias remarcables respecto de los valores registrados en y = 7,20 m. De la misma manera, en términos cuantitativos, la divergencia es prácticamente idéntica, variando hasta en un 40 % entre los valores mínimos y máximos que han sido objeto de estudio.

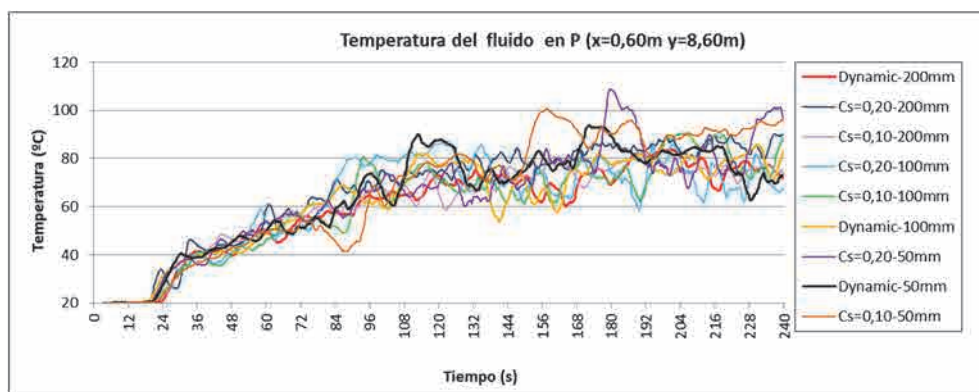


Gráfico 20 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

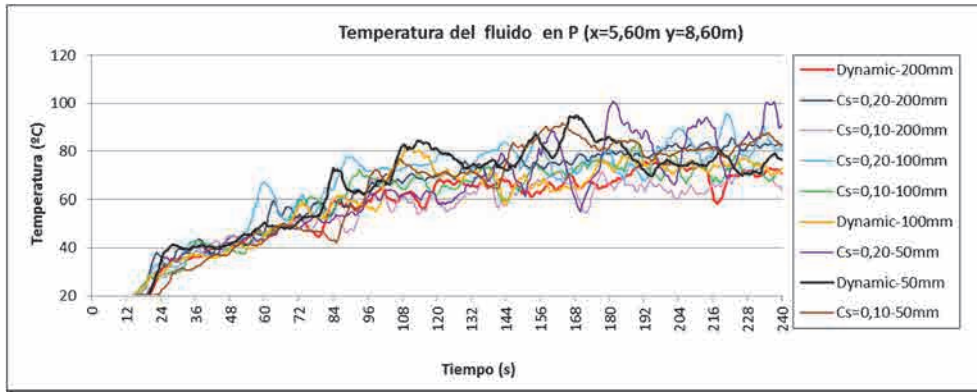


Gráfico 21 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

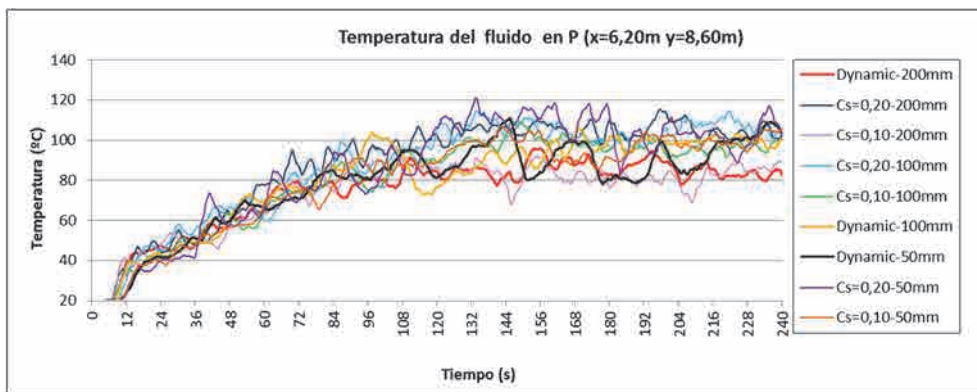


Gráfico 22 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

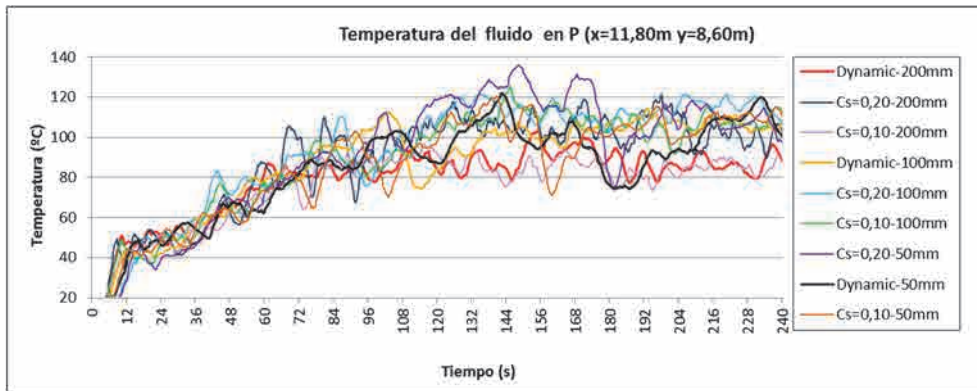


Gráfico 23 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

Se puede determinar que, en función de la viscosidad turbulenta considerada en el modelo de submalla y del ancho de filtro matemático utilizado, los valores térmicos se sitúan en un umbral muy amplio, entre los 80 °C y los 120 °C en el eje vertical coincidente con el «punto fuente», tal y como ya se ha indicado previamente, en el inicio del apartado.

### 3.4.3.2 Evaluación de las leyes cinéticas asociadas a una potencia liberada de 250 kW/m<sup>2</sup>

El estudio de la velocidad del fluido en función del tiempo permite evaluar la variabilidad de la misma asociada a la propia turbulencia; se debe discernir para ello la componente **u** (horizontal) de la componente **v** (vertical). De esta manera se puede estudiar la velocidad del fluido, tanto de manera cualitativa como cuantitativa. Dada la naturaleza caótica y fractal que define a cualquier fenómeno turbulento, es lógico que diferentes simulaciones produzcan resultados cuantitativamente diferentes en el tiempo y en el espacio. Lo que es más relevante es el análisis cualitativo de la velocidad del fluido en las diferentes hipótesis evaluadas.

De la evolución de la velocidad del fluido en **u**, correspondiente a la componente horizontal de esta, se puede determinar que el umbral de máximos y mínimos, salvo excepciones poco significativas, se mantiene en unos valores muy similares en todos los casos evaluados.

Esto implica que para potencias reducidas liberadas por el «punto fuente» en recintos de dimensiones medias, con alturas superiores a los ocho metros, el comportamiento cualitativo en lo que a la velocidad horizontal del fluido se refiere es muy similar, si bien cuantitativamente sí que se aprecian diferencias, debidas, en parte, a la propia naturaleza caótica del fenómeno turbulento.

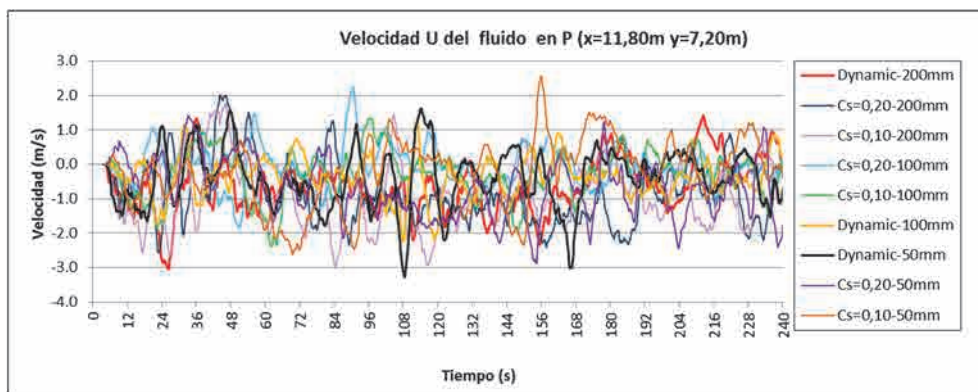


Gráfico 24 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

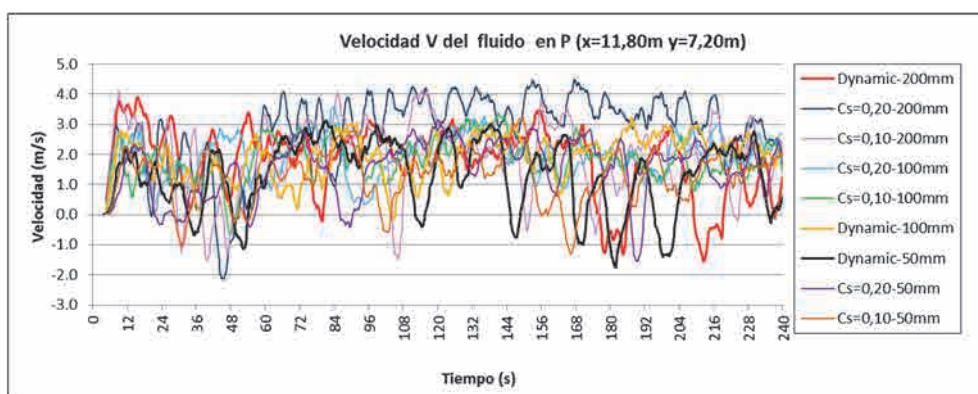


Gráfico 25 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

Con el objetivo de poder apreciar con mayor facilidad el comportamiento oscilatorio de cada una de las componentes de la velocidad en un punto P, se muestran a continuación los gráficos para **u** y **w** cuando la potencia considerada es de  $250 \text{ kW/m}^2$ , detallando un espacio temporal más reducido, de 50 segundos, y agrupando las simulaciones en función del tratamiento de la viscosidad turbulenta que se haya realizado. Esta observación detallada de las componentes horizontal, **u**, y vertical, **v**, de la velocidad del fluido sobre el eje vertical del «punto fuente» permite extraer datos significativos.

En todos los casos se advierte como en las simulaciones en las que se ha utilizado una dimensión del filtro matemático más reducida, la velocidad registra unos valores máximos, en lo que a la amplitud **A** se refiere, superior a las simulaciones en las que se ha recurrido a filtros más anchos. Destaca especialmente la amplitud registrada cuando se ha utilizado un mallado de 50 mm (Gráfico 26), con diferencias entre los valores mínimos y máximos que alcanzan los 8,0 m/s.

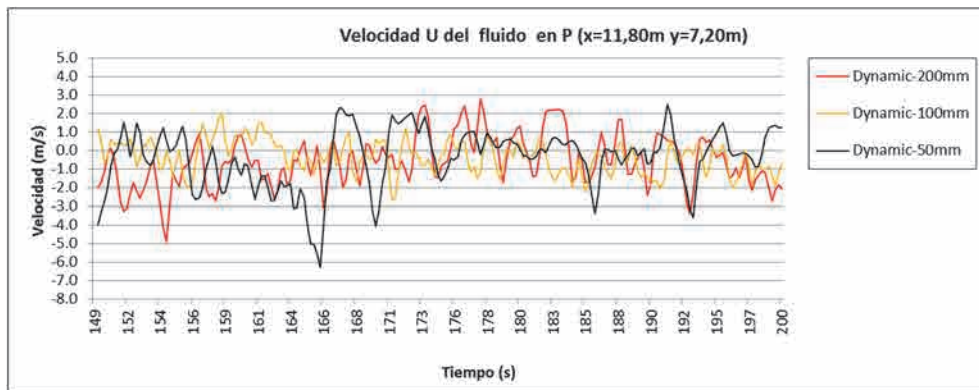


Gráfico 26 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. Dinámico de Germano, función de la dimensión del mallado. Potencia de  $250 \text{ kW/m}^2$

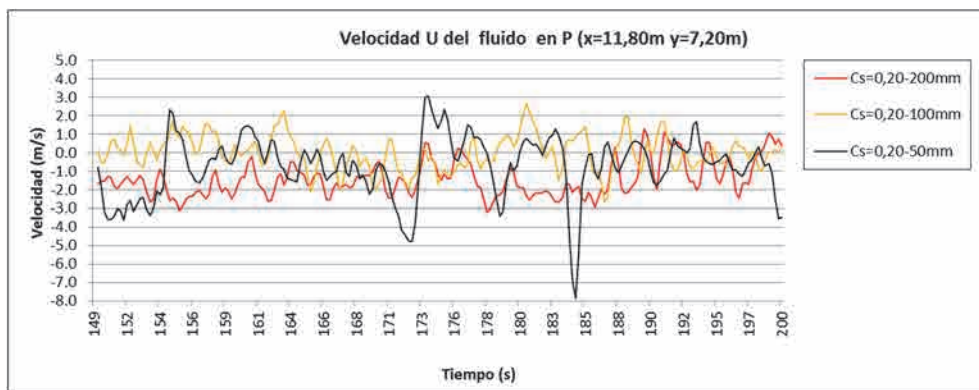


Gráfico 27 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. constante de Smagorinsky,  $C_s = 0,20$ , función de la dimensión del mallado. Potencia de  $250 \text{ kW/m}^2$

A diferencia de las amplitudes registradas cuando se recurre al modelo dinámico de Germano, la incorporación de un valor constante de la viscosidad turbulenta de submalla produce un efecto de «amortiguamiento» destacable en lo que a la componente oscilatoria de la velocidad horizontal se refiere, especialmente con los mallados de mayor dimensión (Gráfico 27).



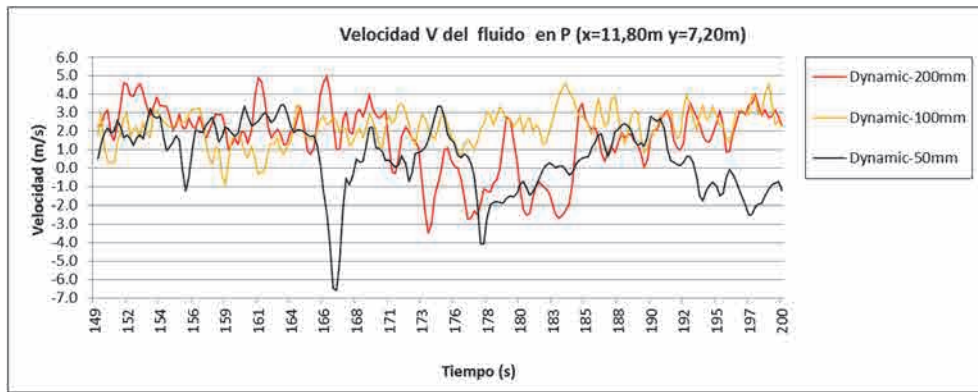


Gráfico 28 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. Dinámico de Germano, función de la dimensión del mallado. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

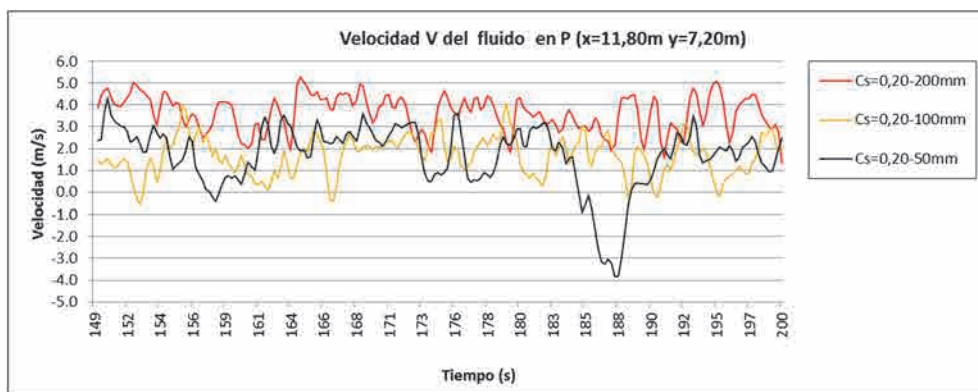


Gráfico 29 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. constante de Smagorinsky,  $C_s = 0,20$ , función de la dimensión del mallado. Potencia de 250 kW/m<sup>2</sup>

Una interpretación similar de los datos se puede realizar cuando estudiamos la velocidad del flujo según la componente vertical,  $v$ .

Contrasta la variación que se alcanza en la velocidad del flujo cuando se utiliza una discretización espacial de 50 mm, con mínimos de 7,0 m/s en sentido descendente y máximos de 4,0 m/s en sentido ascendente en breves espacios de tiempo, de poco más de ocho segundos, frente a un comportamiento mucho más amortiguado de la velocidad vertical en aquellas simulaciones en las que se recurre a mallados de 200 mm de dimensión, especialmente cuando la viscosidad turbulenta añadida alcanza valores constantes de 0,20.

Si bien el modelo dinámico de Germano, tal y como sucede con la componente horizontal de la velocidad, es capaz de registrar el comportamiento oscilatorio del flujo de manera sistemática, que se acentúa a medida que se reduce la dimensión del volumen finito utilizado, la utilización de valores constantes y elevados, de 0,20, de la viscosidad turbulenta implica una incapacidad para reconocer la correcta dinámica del gas turbulento.

### 3.4.3.3 Evaluación de las leyes térmicas asociadas a una potencia liberada de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

Una vez se ha analizado el comportamiento térmico del gas en ocho puntos discretos del campo de flujo finito cuando el «punto fuente» de calor libera una potencia energética considerada reducida, de 250 kW/m<sup>2</sup>, se procede a realizar un análisis en la misma línea, pero incrementando la potencia liberada hasta los 1 000 kW/m<sup>2</sup>.

De esta manera se podrá discernir sobre si el hecho de haber obtenido en las simulaciones anteriores una variabilidad, en lo que respecta a los datos térmicos, próxima al 40 % viene condicionada por la potencia liberada por la fuente de calor o, por el contrario, es un aspecto independiente.

Se incluye a continuación las leyes térmicas registradas en dos cotas diferentes, para  $y = 7,20$  m y para  $y = 8,60$  m.

#### 3.4.3.3.1 Leyes térmicas obtenidas en los termosensores virtuales situados en $y = 7,20$ m

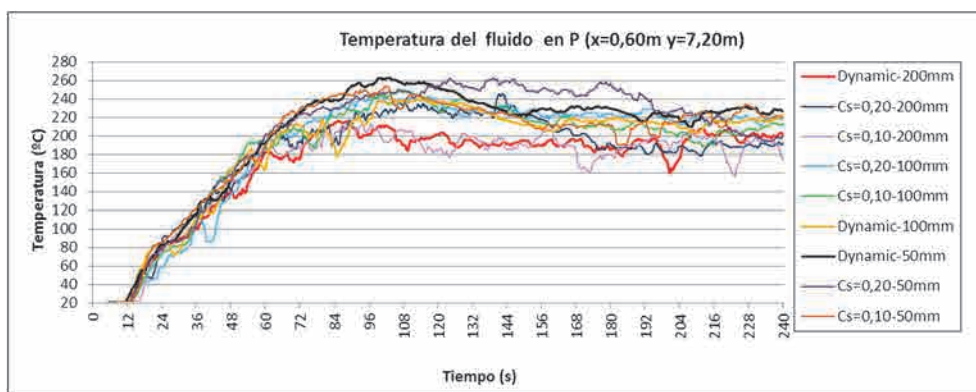


Gráfico 30 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

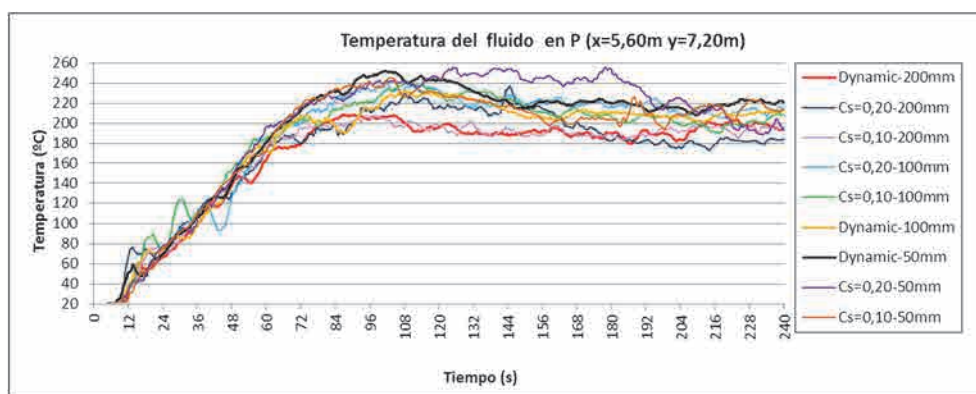


Gráfico 31 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

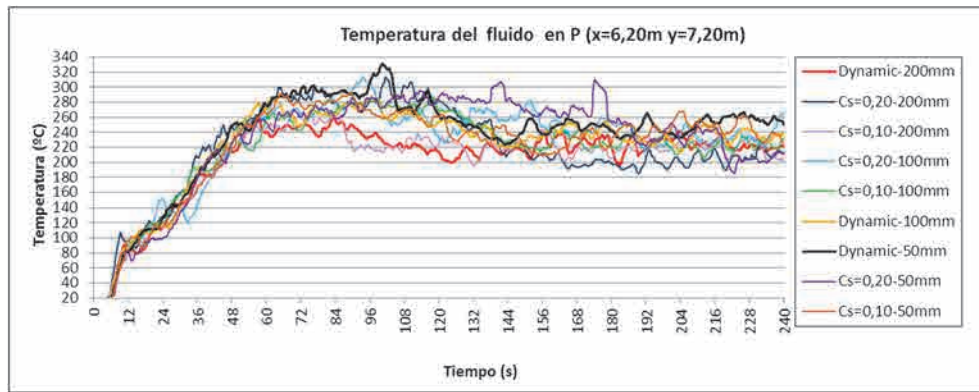


Gráfico 32 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

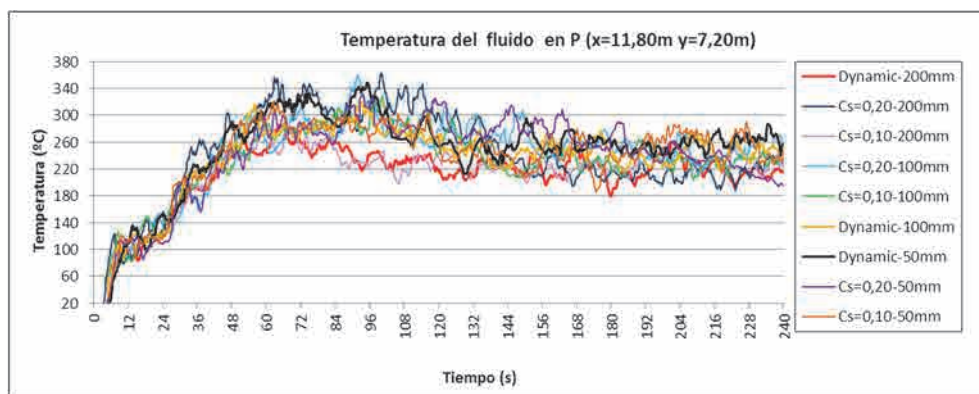


Gráfico 33 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

Cuando la potencia liberada que se considera en la simulación ha sido incrementada hasta los 1 000 kW/m<sup>2</sup> la dispersión registrada entre los valores mínimos y máximos no alcanza el 40 % anterior, sino que queda establecida en un 25-30 % aproximadamente, con datos que oscilan entre los 190 °C y los 270 °C durante la fase ya estabilizada de la simulación, tomando como referencia el punto P (11,80; 7,20), situado junto a un elemento estructural en el penacho del incendio simulado.

Esta concentración en los resultados viene promovida, a juicio del doctorando, por una mayor fuerza ascensional de los gases que reduce la influencia que los fenómenos turbulentos en el eje de la fuente de calor tienen respecto de los valores térmicos alcanzados.

También es importante destacar el hecho de que en edificación una potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup> rara vez se alcanza durante un incendio de carácter accidental como los que aquí nos ocupan. No obstante, en estudios posteriores relativos al análisis espectral, se tomarán como referencia estos datos, considerando que una variabilidad en los resultados del 30 % es suficientemente representativa como para ser motivo de análisis. De esta manera, contemplando un rango térmico superior, el estudio espectral de frecuencias que se desarrollará tendrá también un margen de aplicación superior y se estudiarán mayores potencias para una misma frecuencia (ver apartado 3.4.5).

### 3.4.3.3.2 Leyes térmicas obtenidas en los termosensores virtuales situados en $y = 8,60$ m

En los termosensores virtuales dispuestos en las zonas más próximas a la cubierta, en la cota  $y = 8,60$  m, la dispersión en lo que a los resultados térmicos se refiere se ve reducida hasta un 20 % aproximadamente en las zonas más alejadas de la fuente de calor, mientras que a medida que nos aproximamos al penacho del incendio la dispersión vuelve a alcanzar valores de un ~30 %.

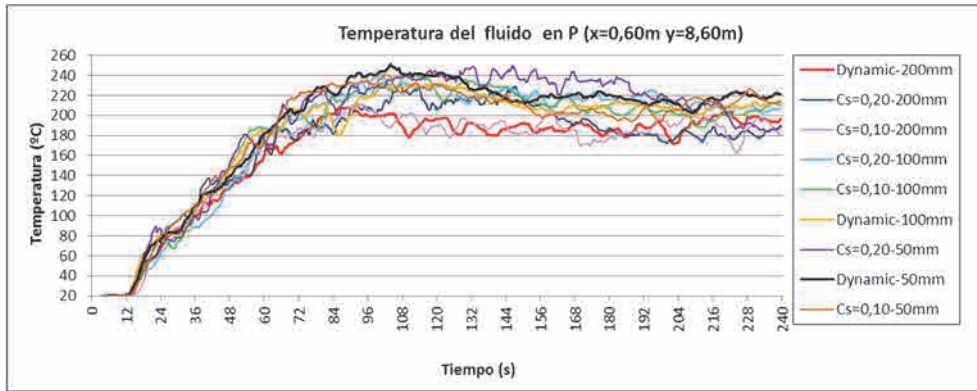


Gráfico 34 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

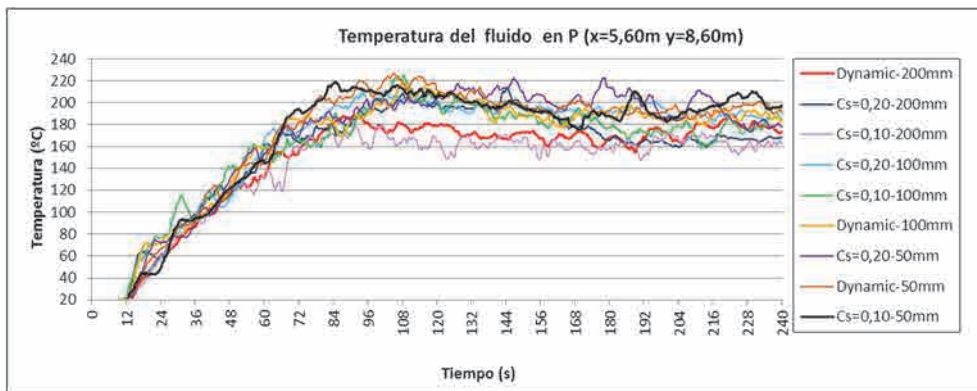


Gráfico 35 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

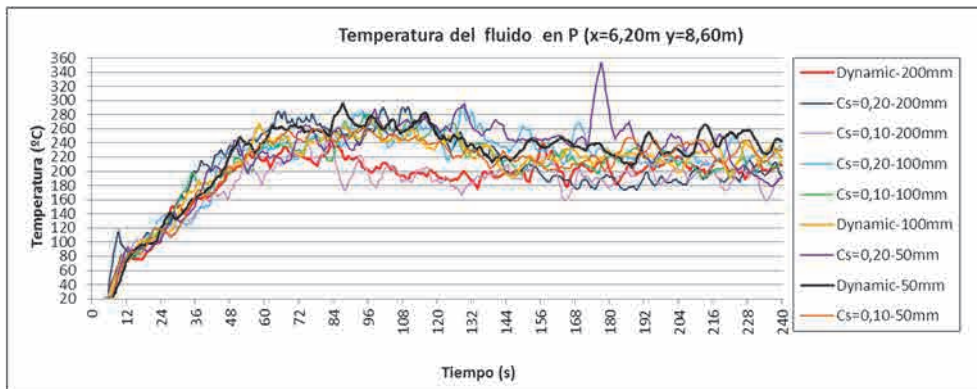


Gráfico 36 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

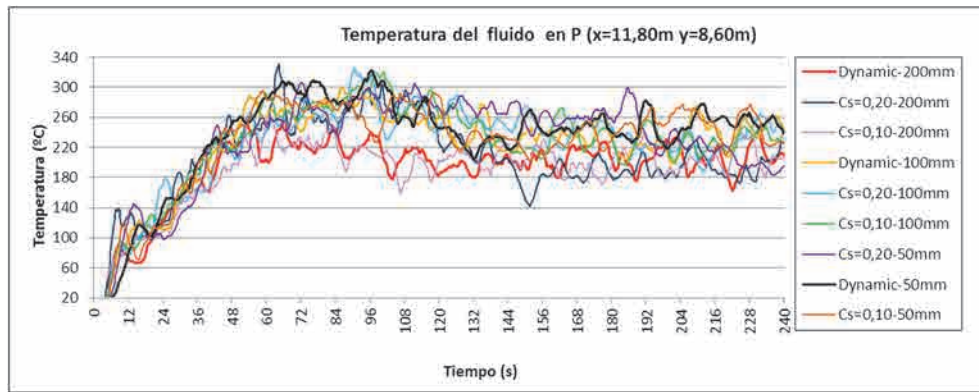


Gráfico 37 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

### 3.4.3.4 Evaluación de las leyes cinéticas asociadas a una potencia liberada de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

#### 3.4.3.4.1 Velocidad del fluido registrada en los sensores virtuales situados en y = 7,20 m

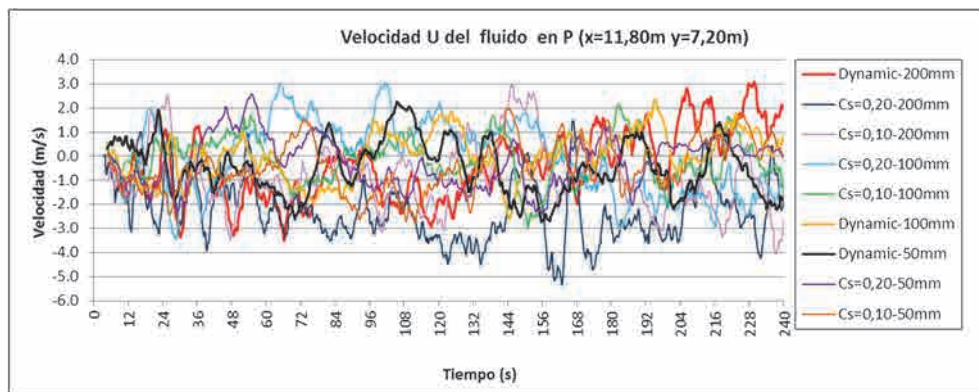


Gráfico 38 Comparativa de la velocidad U del fluido en el modelo de campo finito para P (11,80; 7,20)

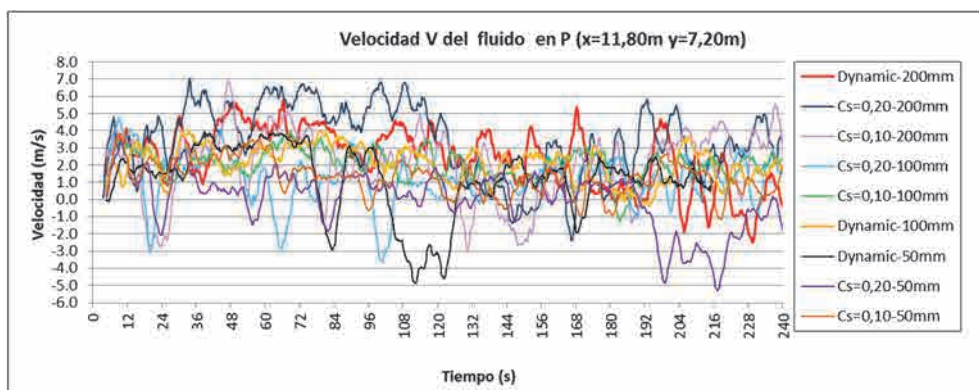


Gráfico 39 Comparativa de la velocidad V del fluido en el modelo de campo finito para P (11,80; 7,20)

Si se realiza un ejercicio parecido al efectuado para una potencia liberada de  $250 \text{ kW/m}^2$ , analizando en detalle para un espacio temporal de 50 segundos, las velocidades obtenidas en un punto P del campo de flujo, cuando la potencia del «punto fuente» es de  $1\,000 \text{ kW/m}^2$ , se aprecia un comportamiento diferente a la hipótesis anterior. Cuando la potencia liberada era reducida, se observaba una mayor oscilación de la componente variable de la velocidad a medida que la dimensión del mallado tendía a reducirse, con un amortiguamiento destacado, tanto para discretizaciones espaciales de 200 mm como para viscosidades turbulentas constantes de 0,20.

En esta situación, el comportamiento cualitativo es diferente. La amplitud en lo que a la oscilación de los datos obtenidos se refiere es muy similar, independientemente de la discretización espacial utilizada. Una mayor potencia liberada implica, ya de por sí, unas temperaturas de los gases calientes superiores y, por tanto, una mayor velocidad del flujo en sentido ascensional,  $v$ . De la misma manera que se ha indicado que la variación en los valores térmicos obtenidos se reduce hasta un 30 % entre los datos mínimos y máximos, debido a una menor influencia de la turbulencia en el transporte del gas caliente y a una mayor flotabilidad del mismo, en lo relativo a la velocidad pasa algo similar, se reducen las diferencias entre las diferentes simulaciones desarrolladas.

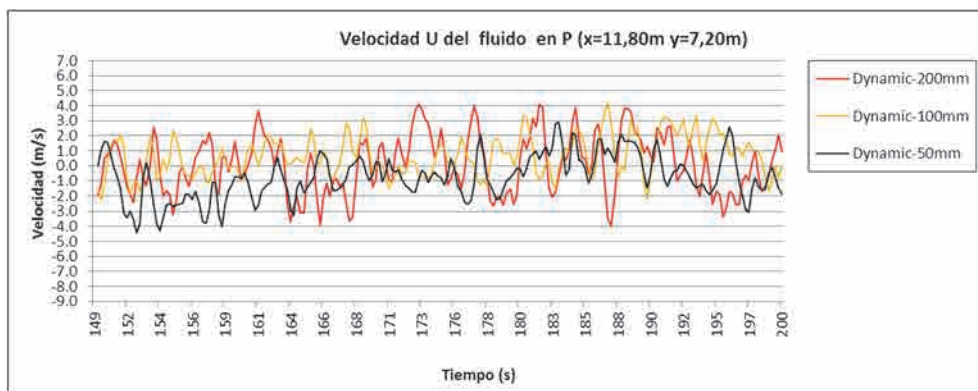


Gráfico 40 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. Dinámico de Germano, función de la dimensión del mallado. Potencia de  $1\,000 \text{ kW/m}^2$

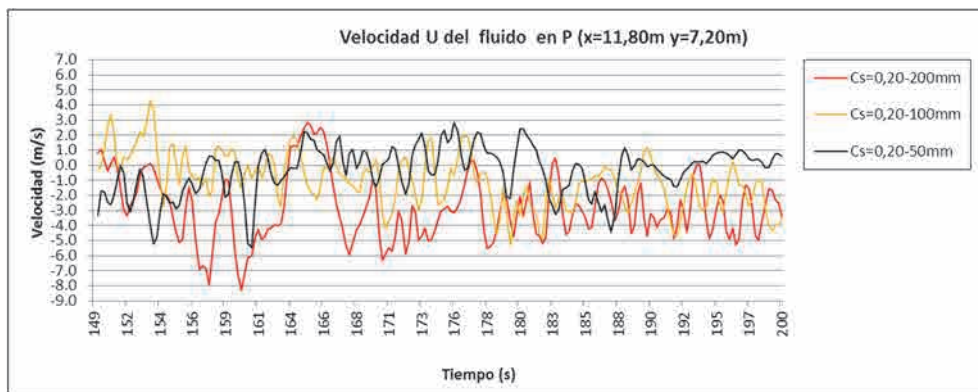


Gráfico 41 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. constante de Smagorinsky,  $C_s = 0,20$ , función de la dimensión del mallado. Potencia de  $1\,000 \text{ kW/m}^2$

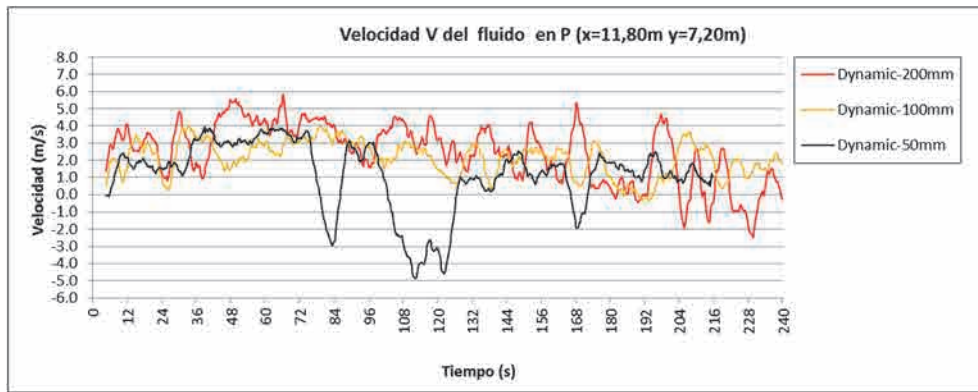


Gráfico 42 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. Dinámico de Germano, función de la dimensión del mallado. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

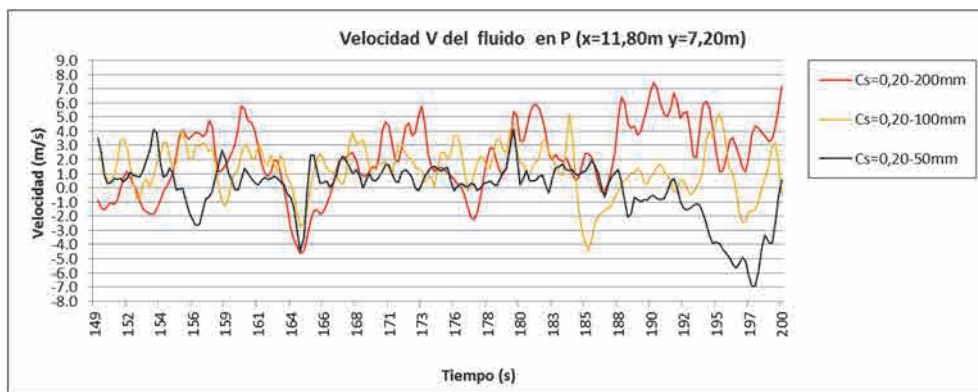


Gráfico 43 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. constante de Smagorinsky,  $C_s = 0,20$ , función de la dimensión del mallado. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

### 3.4.4 Interpretación de las leyes térmicas y cinéticas del gas en un modelo de campo finito

Una vez que se ha evaluado la totalidad de los parámetros obtenidos en las simulaciones L.E.S. para un campo finito a partir de la aplicación de las teorías de la Dinámica Computacional de Fluidos, se ve la clara influencia que el tratamiento de la turbulencia en un espacio cerrado tiene sobre las leyes térmicas y cinéticas que se precisan determinar a la hora de evaluar la integridad de un entramado resistente de acero en caso de incendio mediante la Ingeniería del Fuego y, más concretamente, a partir de los métodos basados en prestaciones.

Dos grandes aspectos relativos al comportamiento turbulento del flujo condicionan la temperatura y la velocidad del gas obtenidas en el campo finito:

- La discretización espacial utilizada (ancho del filtro matemático de paso bajo) y
- el método utilizado para el cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes.

En lo relativo al primero de ellos, se puede destacar la influencia que la dimensión de los elementos de mallado tendrá sobre la solución obtenida.

Se debe tomar en consideración que el método L.E.S., tal y como ya se ha indicado en las primeras etapas de la presente tesis, basa su metodología en la resolución de las turbulencias de mayor dimensión y el filtrado de las escalas más reducidas, pasando estas últimas a ser simuladas numéricamente.

La elección de un tamaño de volumen finito más reducido conlleva que la simulación incorpore un número más elevado de escalas resueltas directamente y se puede considerar como situación límite aquella en la que el tamaño del volumen «tiende a cero»; se ha dejado de utilizar entonces un método L.E.S. para llevar a cabo las simulaciones a partir de los modelos D.N.S.

Sin embargo, la discusión que en estos momentos nos ocupa quiere reflejar cómo la utilización de elementos de discretización mucho más reducidos permite resolver no solo aquellas escalas más grandes de la turbulencia, sino un rango más amplio que incluya la parte baja de la zona integral, aquella próxima a las microescalas de Taylor, lo que implica que en el campo se simulen un gran número de zonas con rotacionales de ambos signos, es decir, con direcciones de rotación opuestas, y no únicamente el comportamiento global del fluido en todo el campo finito.

#### *3.4.4.1 Relación entre la discretización espacial y la viscosidad turbulenta con la ley térmica del gas*

La resolución de esta gran cantidad de vórtices de menor dimensión trae asociada una mayor disipación de energía cinética en calor que conlleva un incremento de las temperaturas del fluido. Este calor asociado a la disipación de las escalas turbulentas de orden superior se añade al calor del sistema, como consecuencia de cualquier «punto fuente» de energía que exista.

Si bien es cierto que la proporción de esta energía cinética disipada en forma de calor puede ser reducida en las proximidades de la fuente de calor (entendiéndose como tal el foco del incendio en el caso del tema objeto de análisis de este trabajo de investigación), no es así en las proximidades de los entramados resistentes de cubierta, donde la variación térmica a causa únicamente de la resolución espacial utilizada alcanza oscilaciones de hasta un 40 %, si se consideran las tres dimensiones evaluadas de 200 mm, 100 mm y 50 mm.

En lo relativo al segundo gran aspecto indicado, si se evalúan los datos obtenidos respecto de la variabilidad térmica producida en función del método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes, se puede percibir cómo la incorporación en la simulación de una viscosidad turbulenta elevada no trae asociada por sí misma un valor térmico más o menos elevado. Es la combinación del ancho de paso del filtro utilizado con la viscosidad turbulenta de submalla la que genera una variabilidad importante en los resultados finales.

Analizando las leyes térmicas mostradas en los subapartados anteriores se hace complicado a priori determinar una ley que identifique cómo afecta la viscosidad turbulenta de submalla a los resultados obtenidos, a igualdad de ancho de filtro matemático.



Sin embargo, si evaluamos los resultados obtenidos de manera simultánea con la variabilidad producida por la dimensión del mallado podemos apreciar cómo, a valores elevados de dimensión de malla, entendiendo en este caso como tales unos valores de 200 mm, una mayor viscosidad repercute en una temperatura aparentemente más elevada. En relación al análisis de las dimensiones de mallado más reducidas, esta lógica se invierte y se obtienen unas temperaturas más elevadas cuando la viscosidad turbulenta de submalla es más reducida.

Esto es, a juicio del doctorando, explicable desde el punto de la cinemática del fluido. Para dimensiones de mallado importantes, donde no se pueden simular todas las escalas turbulentas del campo de flujo estudiado, la introducción de una mayor viscosidad turbulenta en las ecuaciones constitutivas que definen la tensión de submalla permite obtener unos valores térmicos superiores, a pesar de que el propio modelo no es capaz de reproducir fehacientemente el movimiento rotacional del flujo turbulento en sus escalas más reducidas.

Sin embargo, cuando la simulación recurre a dimensiones de mallado más reducidas, es el propio movimiento rotacional del fluido el que genera de manera correcta las temperaturas del campo de flujo, como consecuencia de la propia energía acumulada en el sistema, y no solo por las temperaturas liberadas desde la fuente de calor. De esta manera, la viscosidad turbulenta incorporada en las ecuaciones constitutivas deja de tener una representatividad tan elevada como en el caso anterior.

A medida que la dimensión de la discretización tiende a reducirse, se independiza la relación existente entre la viscosidad turbulenta y las temperaturas obtenidas, tal y como era de esperar y los resultados son cada vez más próximos a los que permitiría registrar un modelo D.N.S.

#### *3.4.4.2 Variabilidad de la energía cinética asociada a la velocidad oscilatoria del fluido*

Tal y como se ha indicado previamente durante el desarrollo del Estado del Arte y los apartados anteriores, la naturaleza turbulenta de cualquier fluido trae asociada una variabilidad en la velocidad instantánea respecto de la velocidad que caracteriza al flujo en un punto P del espacio.

Ya se ha analizado en los gráficos que recogen la definición de las componentes  $\mathbf{u}$  y  $\mathbf{v}$  de la velocidad del flujo la variabilidad existente, ya no solo respecto de la velocidad del fluido en un punto P del espacio, sino que también se ha analizado la influencia que tienen los diferentes tamaños de resolución del mallado y la viscosidad turbulenta incluida en el cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes a nivel de submalla.

Si se realiza un símil entre la velocidad del fluido registrada y un movimiento armónico simple, cuyo origen coincide en este caso con la velocidad de la simulación, se puede indicar que la amplitud media, A, es más elevada para los mallados más reducidos.

No obstante, la asimilación de esta variabilidad de la velocidad del fluido en cualquier punto P a un comportamiento armónico simple resta mucho de ser un concepto físico que se pueda relacionar de manera inmediata; un movimiento armónico simple define el movimiento oscilatorio de una partícula que pierde su posición de equilibrio estable, mientras que aquí se indica el ejercicio inverso: asociar un dato variable en el tiempo a un punto con una posición fija en el espacio.

Es importante destacar también que las simulaciones computacionales realizadas no recogen únicamente la variabilidad asociada a la propia turbulencia, en aquellos datos de salida tales como la temperatura o la velocidad del fluido. Tal y como queda recogido en el estudio realizado por el grupo GIDAI, titulado «Variabilidad de los parámetros de salida del modelado de fluidodinámica computacional de incendios frente a resultados experimentales» [49], los incendios accidentales que acontecen normalmente en edificación se caracterizan por una inercia aerodinámica y termodinámica que pone en duda una variabilidad temporal tan acusada en los datos de salida obtenidos en las simulaciones.

Con el objetivo de analizar la importante variabilidad obtenida en las simulaciones computacionales de incendios, el grupo GIDAI realizó un análisis computacional, comparado con ensayos de laboratorio realizados por la Universidad de Edimburgo [50].

La realización de un análisis comparativo entre las altas frecuencias asociadas a los parámetros de salida obtenidos en las simulaciones computacionales y en los ensayos de laboratorio, gracias a la aplicación de transformaciones de Fourier en los datos numéricos, permitió dictaminar que los datos registrados en las simulaciones tenían, de media, rangos energéticos asociados a las altas frecuencias un 35 % más elevadas.

### 3.4.5 Análisis espectral de frecuencias realizado a partir de los datos obtenidos en la simulación L.E.S. n.º 2

El análisis espectral que se desarrolla a continuación permite mostrar periodicidades que inicialmente pueden no ser evidentes en una función dependiente del tiempo. Los diferentes espectros de potencia que se estudian en los siguientes apartados muestran la energía asociada a cada una de las componentes de las frecuencias estudiadas.

Con el objetivo de poder realizar el análisis relativo a las periodicidades y el comportamiento del fluido a través de los datos de salida obtenidos en las simulaciones, se plantea la transformación de la ley cinética original de la simulación, en función del tiempo, para que dependa no de este, sino de la frecuencia.

Esta transformación se realiza a partir de la aplicación de la transformada de Fourier:

$$x(t) \xrightarrow{\text{Transformada de Fourier}} \bar{X}(f)$$

La transformada de Fourier permite operar con una función en el dominio de la frecuencia a partir de una misma función que se obtenga previamente en el dominio del tiempo y viceversa.

La función  $F(\omega)$ , denominada «transformada de Fourier» se define como:

$$F[F(t)] = F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad \text{Ecuación 3.2}$$

Así, una función definida inicialmente en función del tiempo puede convertirse en una que dependa de la frecuencia y sea más fácil operar y al final del proceso se realiza la transformada inversa de manera similar:

$$F^{-1}[F(\omega)] = f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad \text{Ecuación 3.3}$$

En el caso concreto de las simulaciones que se han llevado a cabo en el presente trabajo, los resultados obtenidos corresponden a series de valores discretos y se aplica, en tal caso, la transformada discreta de Fourier. El algoritmo que se utiliza en el cálculo es la transformada rápida de Fourier, F.F.T. (acrónimo correspondiente al término anglosajón *Fast Fourier Transform*).

Se acaba obteniendo así la ley de una variable en función de la frecuencia, definiendo un valor mínimo de muestreo de dicha frecuencia para garantizar que los resultados son correctos.

De esta manera, se puede inferir que dicha frecuencia de muestreo,  $f_s$  es:

$$f_s = \frac{1}{T_m} \geq 2 \cdot B_x \quad \text{Ecuación 3.4}$$

Siendo:

$f_s$  = Frecuencia de muestreo

$T_m$  = Periodo de la oscilación

$B_x$  = Máxima frecuencia de  $x$

El criterio mínimo de muestreo de frecuencias cuando se ha aplicado la transformada de Fourier a una función del tipo  $x(t)$  pasa por analizar frecuencias del doble del máximo valor registrado en el análisis, tal y como queda establecido en el criterio de muestro de Nyquist [51].

#### 3.4.5.1 Parámetros de análisis

El punto de partida para realizar el análisis espectral de frecuencias correspondiente a las simulaciones L.E.S. es el conjunto de los valores vorticidad-tiempo del fluido en un punto P registrados durante la fase estacionaria, considerando una potencia liberada por la fuente de calor de 1 000 kW/m<sup>2</sup>.

Se han incorporado una serie de datos variables que condicionan, tal y como ya se ha visto en los apartados anteriores, las leyes cinéticas que deberían aplicarse sobre cualquier entramado estructural de cubierta en caso de incendio en un edificio de dimensiones medias.

- La primera variable considerada corresponde a la discretización espacial realizada, relacionada directamente con el ancho del filtro de paso bajo aplicado sobre las diferentes variables en las ecuaciones de Navier-Stokes. Se han evaluado los datos obtenidos para los mallados de 200 mm, 100 mm y 50 mm.
- La segunda de ellas está asociada al método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes una vez aplicado el filtro matemático, es decir, al modelo de escala turbulenta de submalla, S.G.S., que define el tensor de esfuerzos de Reynolds. Se han estudiado el modelo dinámico de Germano y el modelo de submalla de Smagorinsky-Lilly, con un valor de la constante  $C_s$  de 0,20.

Sobre este conjunto de gráficas que reproducen la ley cinética en función del tiempo en un punto concreto del espacio, se realiza el análisis espectral de las frecuencias asociadas a dichos valores. Esto se realiza a partir de la aplicación de la transformada rápida de Fourier mediante el programa *Matlab*, el cual tiene incorporado ya el algoritmo correspondiente.

El incremento de tiempo entre los puntos de muestreo considerado se ha tomado de 0,05 segundos, representando esto una frecuencia de muestreo de 20 Hz. De esta manera, se ha podido registrar el comportamiento correspondiente a los vórtices más reducidos que ha sido posible simular para cada una de las dimensiones de mallado analizadas, 200, 100 y 50 mm.

Se considera, para el caso que nos ocupa, que rotacionales asociados a frecuencias superiores a 10 Hz no deben ser representativos para la determinación de las temperaturas que afectarán a la estructura que conforma la cubierta de los edificios objeto de estudio. Debe tenerse en cuenta que una turbulencia con una frecuencia de 10 Hz corresponde a un periodo de 0,10 segundos, un valor suficientemente reducido como para captar las escalas integrales más reducidas, a juicio del doctorando.

La transformada rápida de Fourier se ha realizado mediante 32 768 puntos de análisis. Dado el algoritmo matemático utilizado, es necesario, para la correcta obtención de la función  $[f(\omega)]$ , que el número de puntos de muestreo sea potencia de 2. Considerar un valor de  $2e+15$  ha permitido realizar la F.F.T. con la precisión matemática adecuada al problema al que nos hemos enfrentado.

Los datos más relevantes de cara a la realización del análisis espectral de frecuencias quedan definidos a continuación:

Parámetro de aplicación para el análisis espectral de frecuencias	Valor considerado
Frecuencia de muestreo	20,0 Hz
Máxima frecuencia de $f(x)$	10,0 Hz
Incremento de tiempo medio entre los puntos de muestreo	0,05 segundos
Duración del muestreo	1,6 - 3,2 - 6,4 - 12,8 - 25,60 segundos

Tabla 4 Parámetros de aplicación durante el análisis espectral de los valores obtenidos en las simulaciones L.E.S.

Cabe también destacar en este punto que, dado el objetivo final del análisis de los espectros que a continuación se presentan es poder analizar la influencia que tanto la dimensión del mallado como el método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes tienen en los resultados obtenidos en cada una de las simulaciones, la potencia del espectro se representa normalizada. De esta manera, podemos evaluar cualitativamente cada una de las señales digitales obtenidas en el proceso.

Se han analizado en cada caso cinco duraciones temporales de la muestra diferentes, desde 1,60 segundos, la más breve, hasta un máximo de 25,60 segundos. Este proceso de análisis se establece para tres instantes temporales diferentes, no superpuestos entre sí, de manera que se represente este en momentos diferentes del incendio, buscando así patrones de comportamiento en la turbulencia analizada en el punto P de cada una de las leyes cinéticas incluidas en el estudio; el instante inicial  $t_0$  para cada una de ellas ha sido 120, 140 y 160 segundos.

No debemos olvidar en ningún momento que el objetivo del presente trabajo de investigación es el estudio de los fenómenos turbulentos cuando se produce un incendio accidental en edificaciones de alturas medias.

Por ello, la realización de los espectros de frecuencias, asociados a diversos datos de salida de las simulaciones, tiene como objeto poder asociar una potencia relativa del espectro a una frecuencia más o menos elevada y establece, así, la relación existente entre dichos espectros y la elevada variabilidad obtenida en las leyes térmicas en un punto P del espacio.

El análisis relativo a cada uno de los espectros se complementa gracias a la evaluación de la potencia de un espectro dado, en función de una frecuencia normalizada (tomando como referencia la frecuencia de muestreo de 20 Hz) y fragmentando la duración temporal de la muestra en ocho tramos solapados entre sí un 50 %. De esta manera, se puede cuantificar la distribución de la potencia del espectro en función de la frecuencia para una duración temporal prolongada, de 25,60 segundos.

De esta manera se consideran diversas escalas de turbulencias, desde las integrales, de mayor dimensión, hasta las más reducidas que pueden ser simuladas, en función de la dimensión del mallado utilizado. Para analizar los patrones de comportamiento de cada variable, se determinan los espectrogramas para dos instantes iniciales,  $t_0$ : 120 y 160 segundos. Este proceso se ha realizado mediante la utilización del programa de análisis matemático *Matlab*, concretamente la herramienta denominada *Signal Processing Toolbox*.

El punto P escogido para realizar el análisis espectral es el referenciado anteriormente como (11,80, 7,20). El mismo se encuentra situado en la zona de influencia de uno de los elementos de cuelgue que se ha incluido en la simulación computacional para generar turbulencias a pequeña escala en las proximidades de lo que representa ser un elemento estructural de cubierta. Los datos extraídos a continuación hacen referencia a dicho punto P.

Si bien es cierto que existe la posibilidad de que la realización del análisis espectral de frecuencias en ciertas zonas alejadas de los elementos sólidos, tales como la estructura, nos lleve a unas conclusiones relativas al comportamiento turbulento del fluido diferentes, considerando que uno de los objetivos principales de la tesis es el de poder determinar la relación existente entre la modelización físico-matemática de las escalas turbulentas y las leyes térmicas obtenidas en las proximidades de los elementos estructurales en cada caso, se ha considerado recomendable, a juicio del doctorando, escoger este punto como el que representa un mayor interés para la investigación, sin que ello menoscabe la posibilidad ni el interés de ampliar el estudio a otras zonas del campo de flujo y mejorar, así, la investigación en esta rama de la Ciencia.

#### 3.4.5.1.1 Código utilizado en Matlab para la realización de los espectros

Se muestra a continuación el código utilizado en el programa comercial *Matlab* para la realización de uno de los espectros de frecuencias. Siendo «A» el vector columna de datos de salida (la vorticidad), se realiza la transformada rápida de Fourier, F.F.T., considerando que el número de puntos de muestreo es de 32 768, tal y como ya se ha indicado anteriormente. Los valores resultantes de la F.F.T. se muestran en función de la potencia, en decibelios. La última línea del código realiza la normalización de la potencia para facilitar la interpretación y comparación de los espectros.

```
Tm = 0.05;           % periodo de muestreo
T = 12,60;          % duración de la muestra
fs = 20.;           % frecuencia de muestreo

t = [(0:1/fs:T)];
N = (length(t)-1);
f = A;

F = fft(f,512*N);   % Transformada de Fourier
                    % sobre 2^n puntos de muestreo

omega = fs*linspace(0,0.5,floor(512*N/2)+1);

range = (1:floor(512*N/2)+1);

P = F (range).*conj(F(range));

P_db = 10*log10(P);

P_dbN = P_db./max(abs(P_db)); % potencia normalizada
```

#### 3.4.5.1.2 Duración de la muestra considerada

A lo largo del apartado 3.4.5.1 se ha indicado que, para la realización del análisis espectral de frecuencias, se ha considerado necesario evaluar diferentes duraciones de las muestras de datos obtenidas de cada una de las simulaciones computacionales.

Tal y como se recoge en la Tabla 4, la duración del muestreo efectuado ha estado comprendido entre un valor mínimo de 1,60 segundos y uno máximo de 25,60 segundos. Cuando se analiza una señal surge la dificultad inicial de conocer cuál será aquella duración de la muestra más adecuada para el estudio que se pretende realizar en cada caso. La elección de un muestreo demasiado dilatado en el tiempo puede imposibilitar cualquier análisis del espectro por quedar registradas tal número de frecuencias que no se pueda obtener patrón alguno en el comportamiento de la señal.

Es por este motivo, y pensando en el comportamiento de las diferentes escalas turbulentas y en el rotacional que el flujo puede experimentar en un espacio cerrado, por el que se ha creído necesario extender el estudio a los ámbitos de muestreo ya indicados, detectando tanto tendencias generales como localizadas del flujo turbulento.

### 3.4.5.2 Análisis espectral de frecuencias correspondiente a la vorticidad en P

El parámetro de salida sobre el que se ha desarrollado el análisis espectral de frecuencias es la vorticidad del fluido alrededor del punto P, con una potencia liberada de 1 000 kW/m<sup>2</sup>.

#### 3.4.5.2.1 Dimensión de mallado de 200 mm

El conjunto de espectros de frecuencia analizados a continuación hace referencia a las simulaciones en las que se ha recurrido a una discretización espacial de 200 mm. Las dos leyes cinéticas en función del tiempo, t, que se han utilizado como referencia para desarrollar los espectros de frecuencia quedan reflejadas a continuación. Ambas leyes identifican la vorticidad, o rotacional del campo, que se produce en función del tiempo, durante la fase estacionaria de la simulación, en función del método utilizado para realizar el cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes. Se ha considerado que los métodos más representativos son, en nuestro caso, el modelo dinámico de Germano y el modelo de Smagorinsky-Lilly, con un factor constante de valor  $C_s$  igual a 0,20.

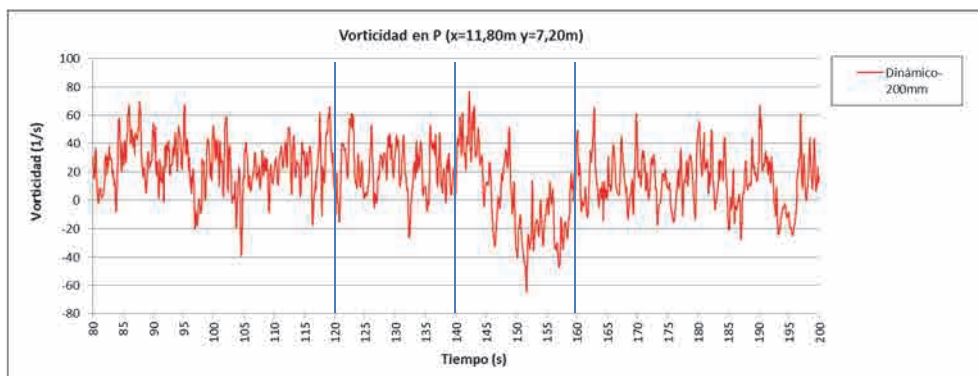


Gráfico 44 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m<sup>2</sup>. Dinámico y mallado de 200 mm

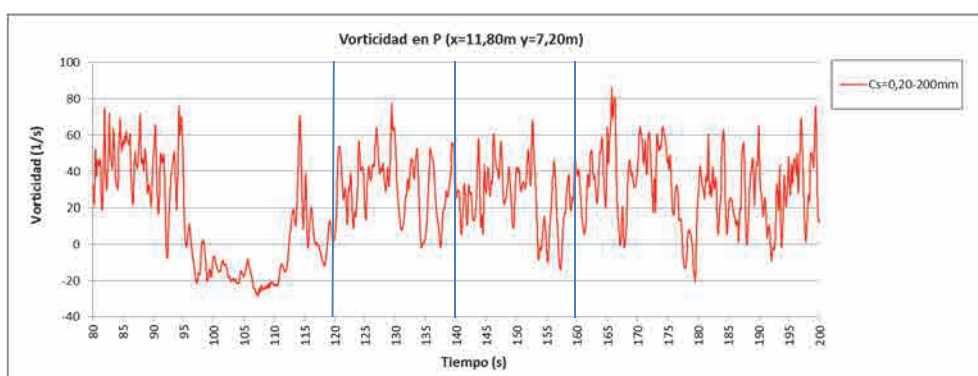


Gráfico 45 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m<sup>2</sup>.  $C_s = 0,20$  y mallado de 200 mm



El análisis que se ha realizado anteriormente relativo al comportamiento turbulento del flujo ha permitido identificar qué simulaciones son las que permiten reproducir con una mayor precisión las escalas turbulentas de menor dimensión. Se ha comentado también cómo el modelo dinámico de Germano reproduce con mayor realismo las escalas más reducidas de las turbulencias, mientras que la combinación de mallados de 200 mm con constantes  $C_s$  de valor 0,20 generaban una excesiva viscosidad turbulenta a escala de submalla, a juicio del doctorando, que limitaba el movimiento del fluido a las escalas integrales de mayor dimensión.

Evaluando los gráficos correspondientes a la vorticidad del fluido en un punto P ya se puede apreciar que, para una misma discretización espacial y temporal, el modelo Dinámico de Germano es capaz de reproducir con mayor precisión cualquier modificación que se produce en el rotacional del flujo en dicho punto P.

También cabe hacer notar la singularidad que se reproduce en el gráfico correspondiente al modelo con un valor constante de  $C_s$ . En tal caso, durante el espacio temporal comprendido entre los segundos 95 y 115 aproximadamente, se identifica un vórtice de gran dimensión que pasa por P a velocidad y temperatura constante, algo que ninguna otra simulación ha sido capaz de registrar, lo que se debe, muy probablemente, y según nuestro criterio subjetivo, a la elevada viscosidad turbulenta que se ha incorporado en la simulación.

### 3.4.5.2.1.1 Duración de la muestra = 25,60 segundos

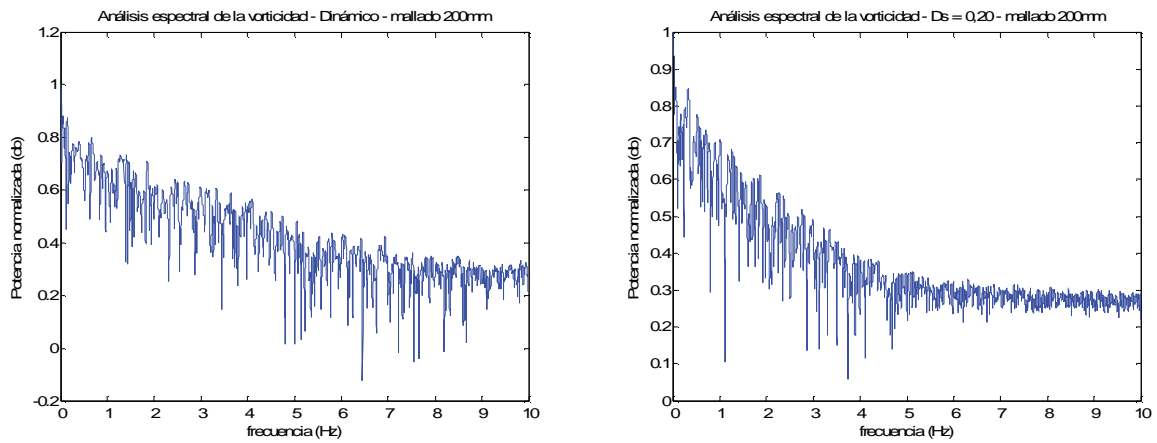


Gráfico 46 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

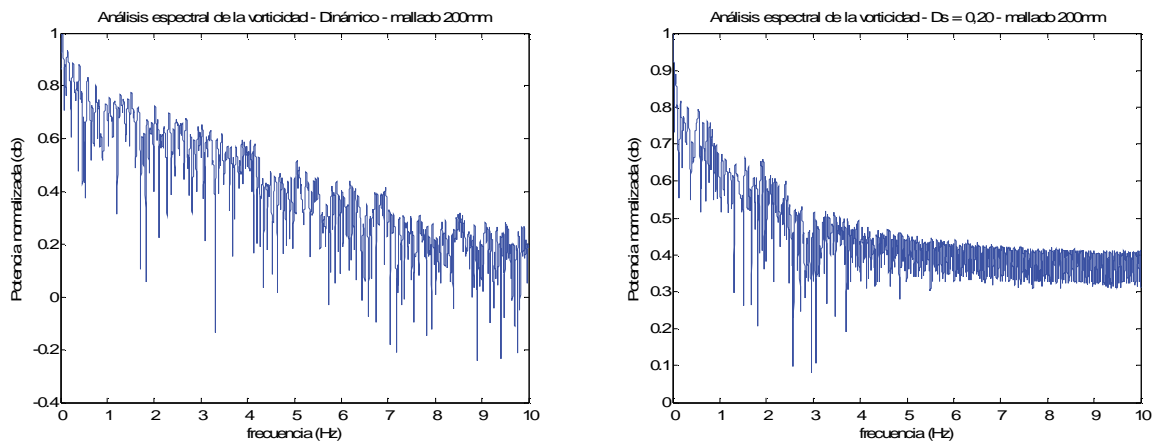


Gráfico 47 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

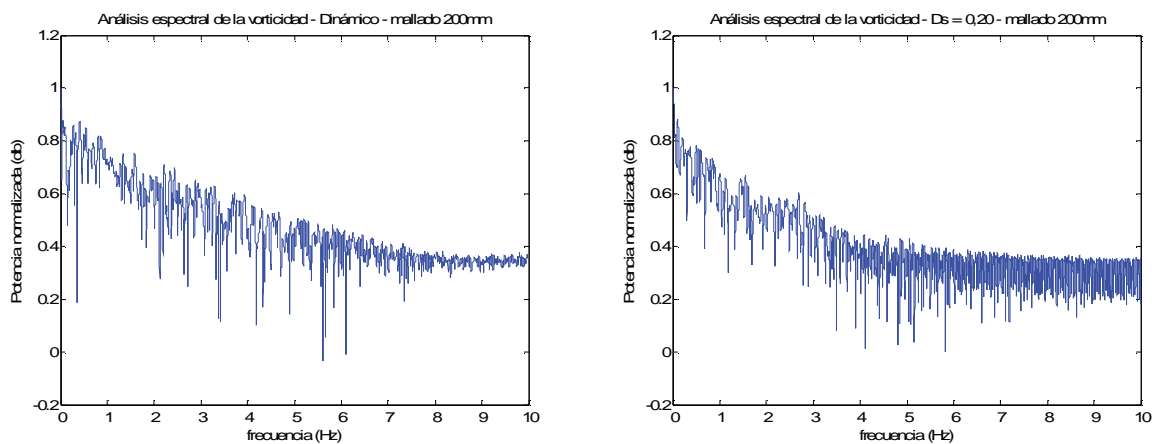


Gráfico 48 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

3.4.5.2.1.2 Duración de la muestra = 12,80 segundos

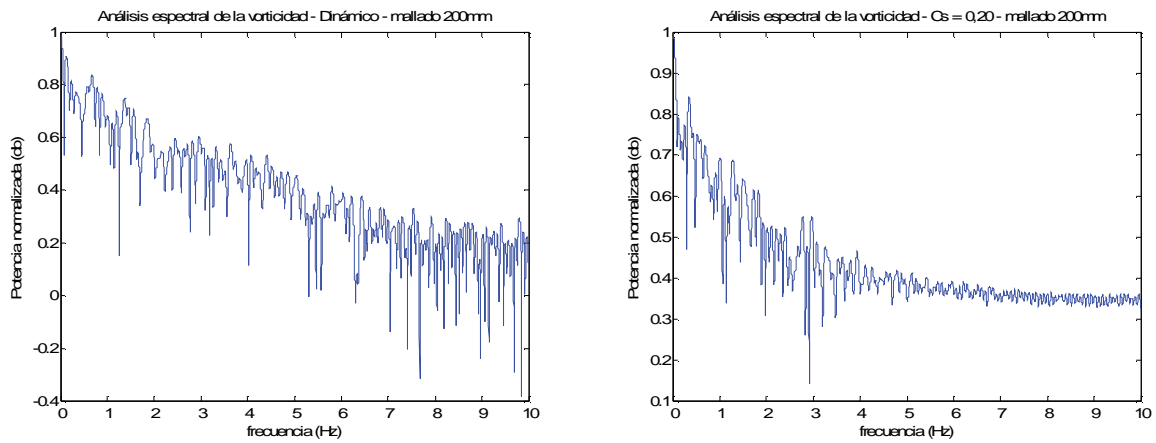


Gráfico 49 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

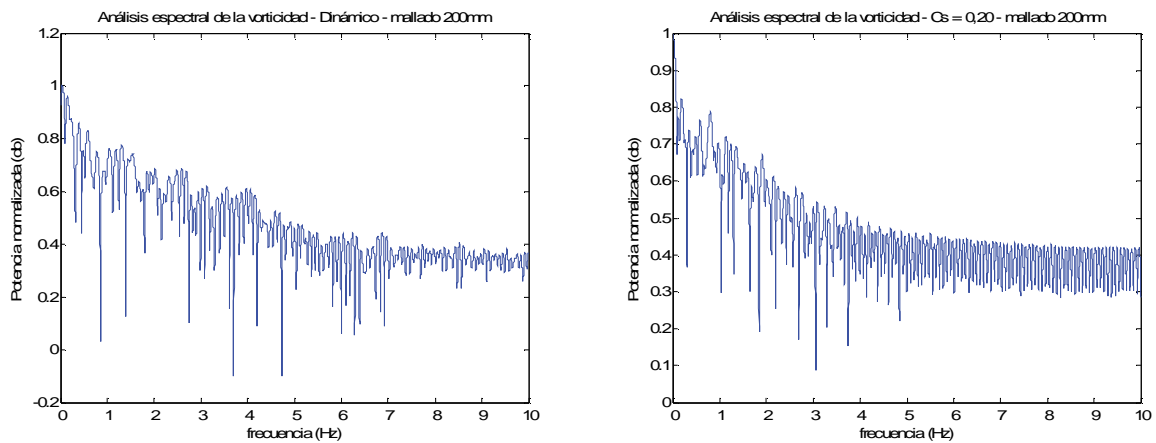


Gráfico 50 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

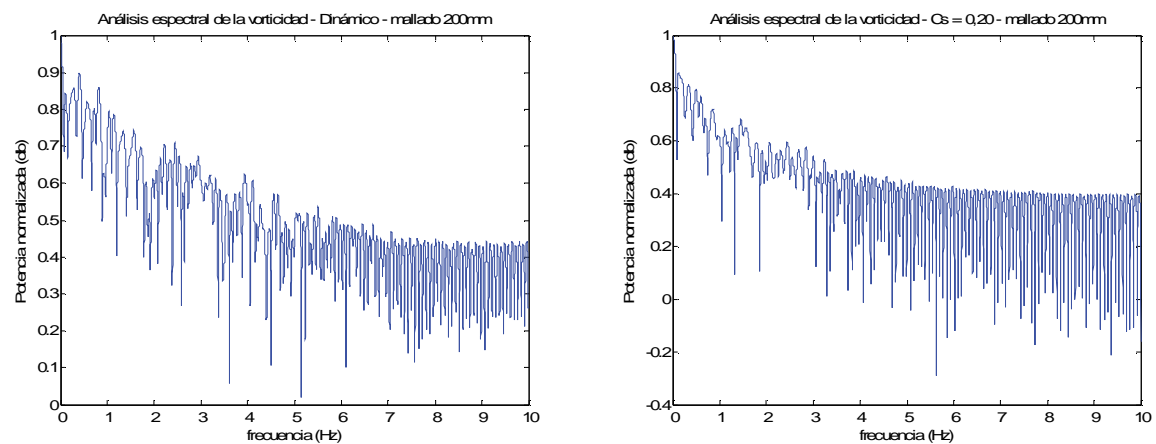


Gráfico 51 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

### 3.4.5.2.1.3 Duración de la muestra = 6,40 segundos

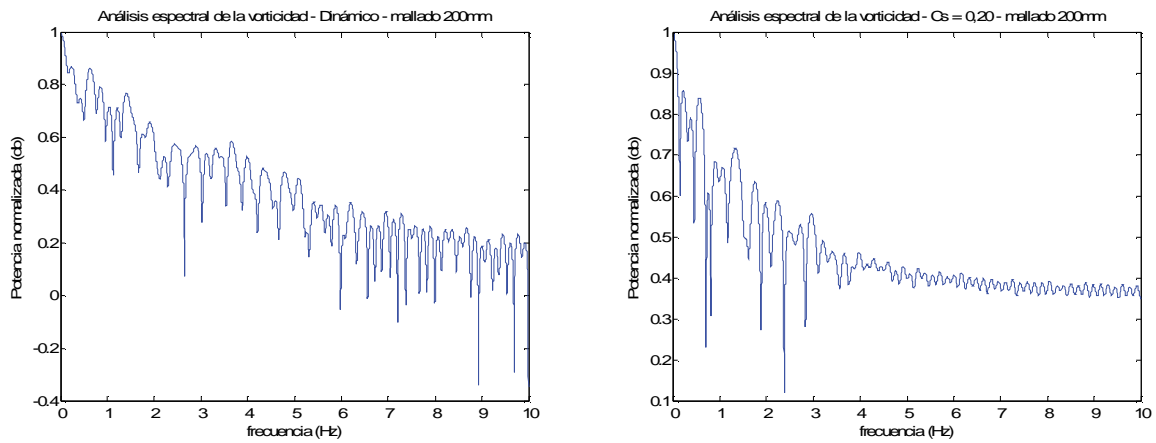


Gráfico 52 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 200 mm

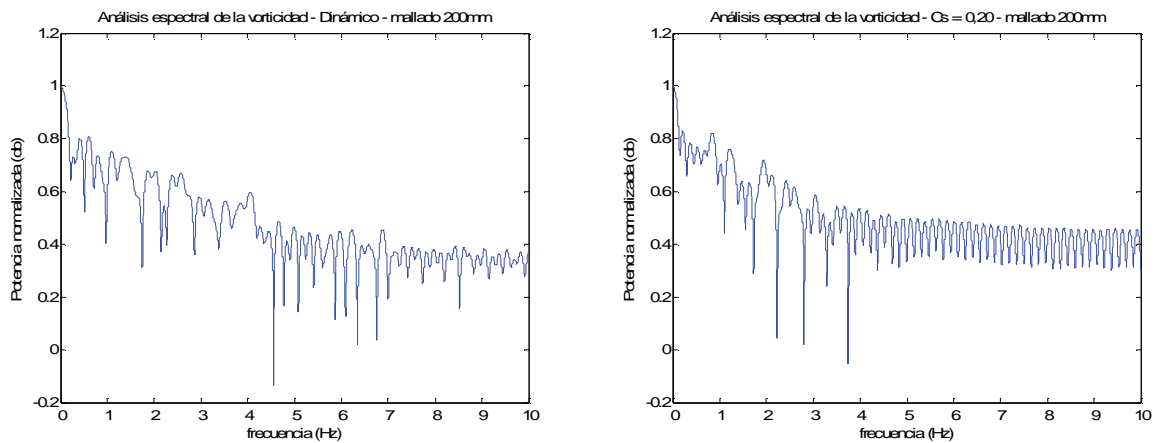


Gráfico 53 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 200 mm

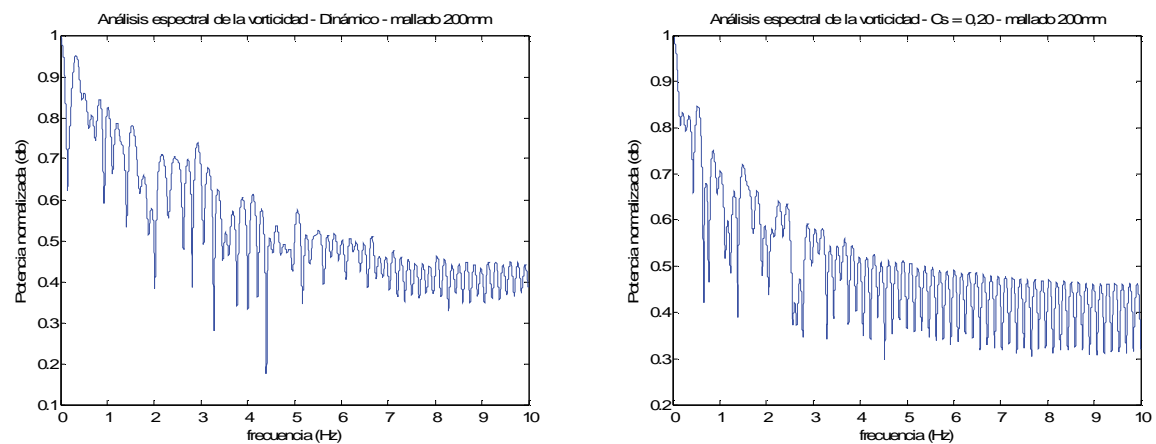


Gráfico 54 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 200 mm

### 3.4.5.2.1.4 Duración de la muestra = 3,20 segundos

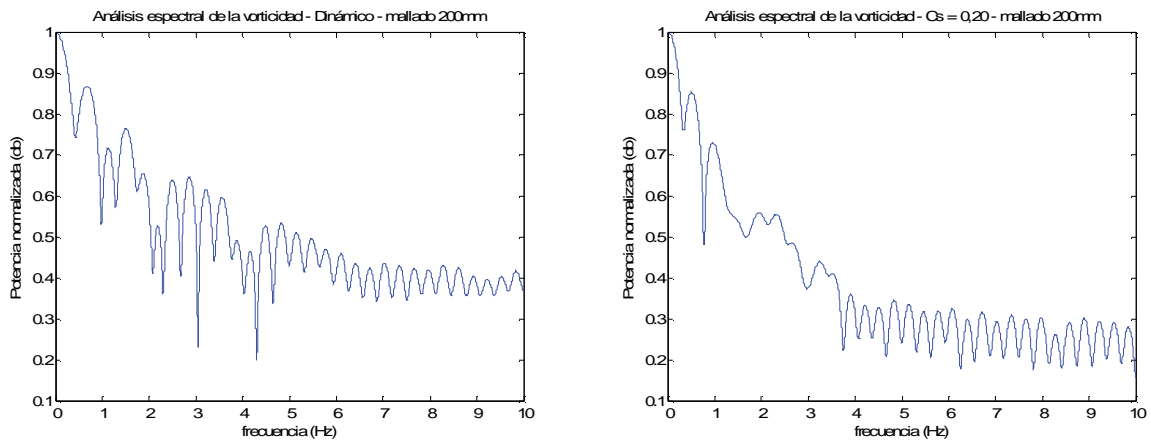


Gráfico 55 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 200 mm

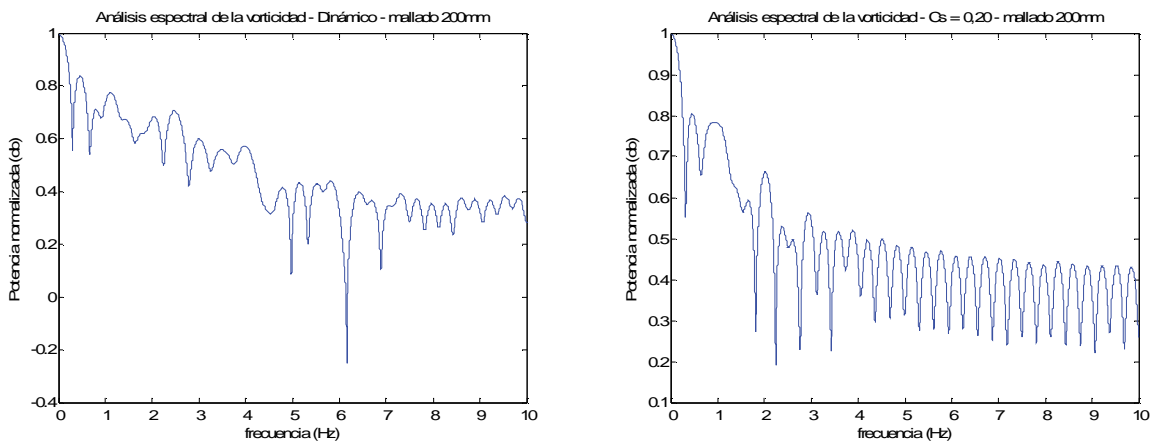


Gráfico 56 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 200 mm

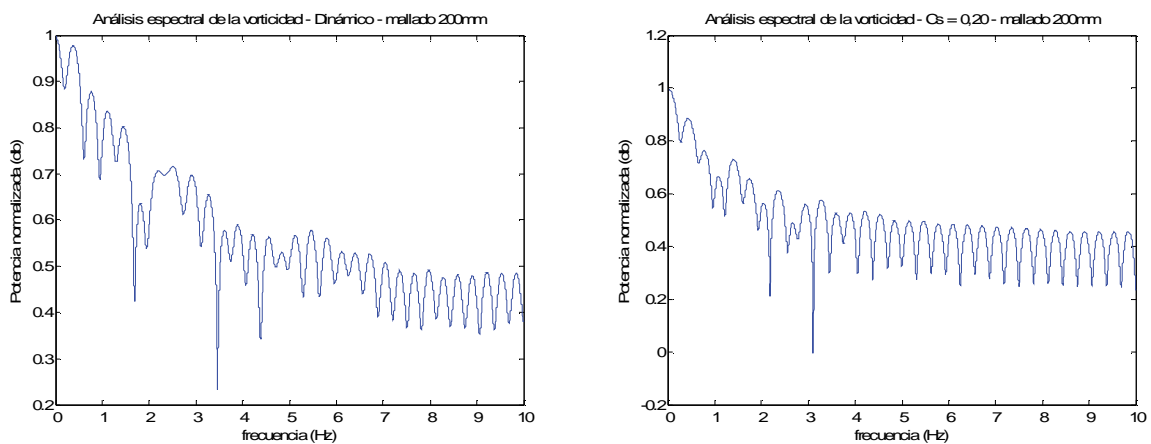


Gráfico 57 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 200 mm

### 3.4.5.2.1.5 Duración de la muestra = 1,60 segundos

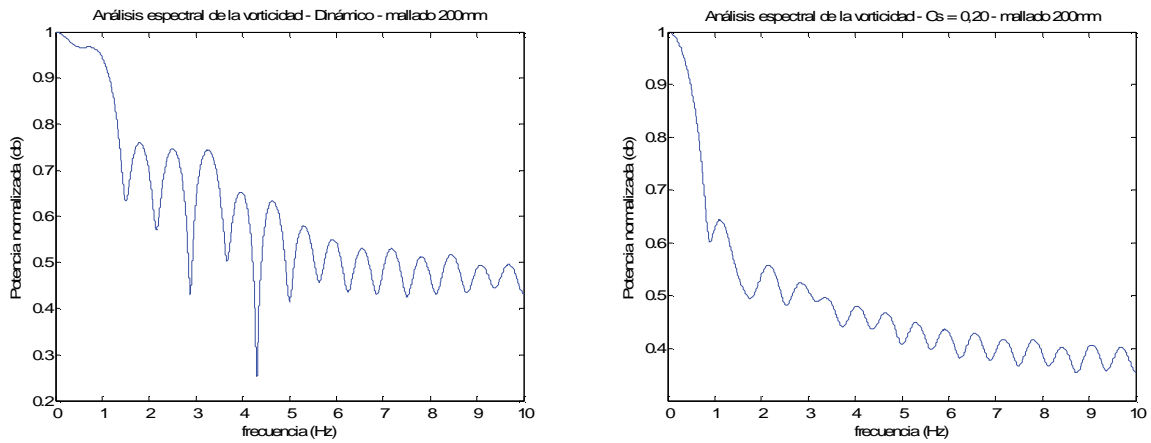


Gráfico 58 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 200 mm

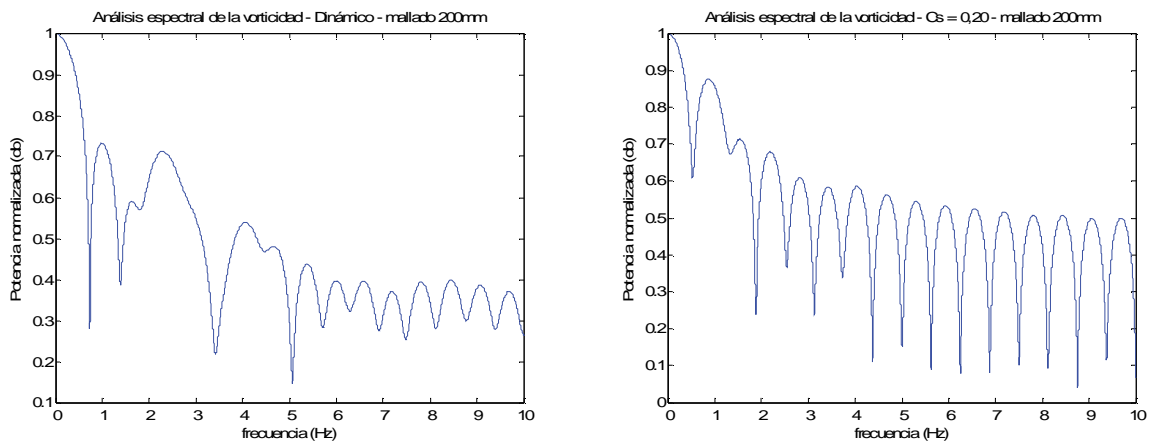


Gráfico 59 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 200 mm

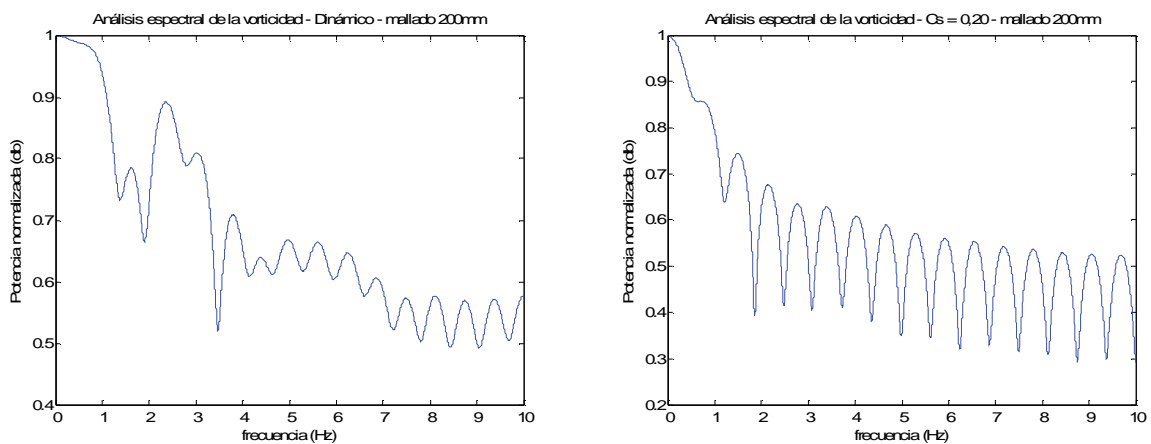


Gráfico 60 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 200 mm

### 3.4.5.2.1.6 *Análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante de la simulación con un mallado de 200 mm*

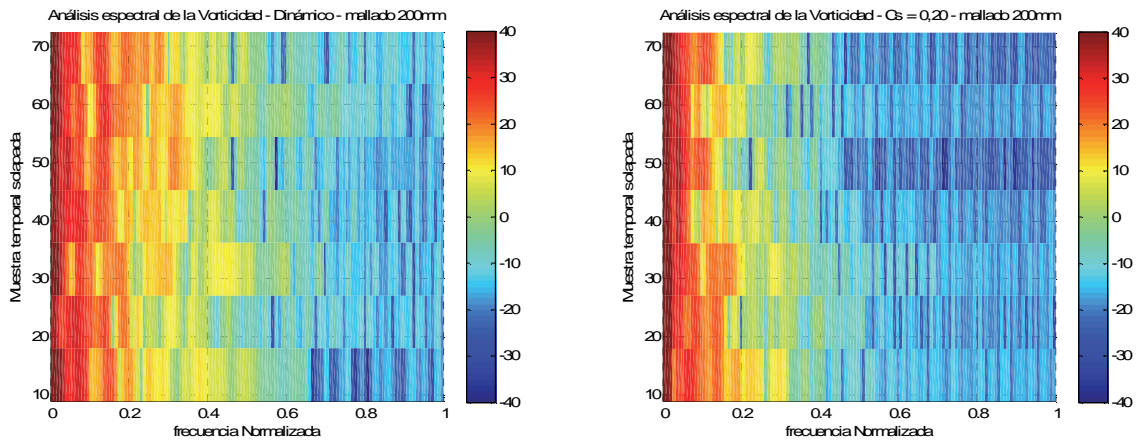


Gráfico 61 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

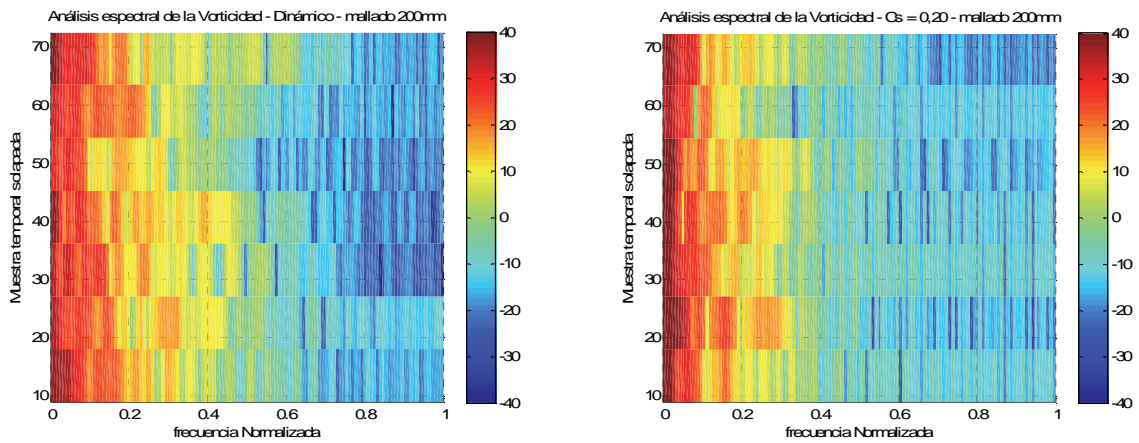


Gráfico 62 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

El estudio de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante de las simulaciones realizadas a partir de los modelos L.E.S., con un mallado de 200 mm, permite detectar que en este caso el modelo dinámico de Germano produce una distribución homogénea de las potencias respecto de las frecuencias normalizadas. En el caso de utilizar el método de Smagorinsky-Lilly con una constante  $C_s$  de 0,20 las potencias más elevadas están desplazadas hacia la zona de bajas frecuencias.

Destaca la tendencia en lo que a la distribución homogénea de la potencia en función de la frecuencia normalizada se refiere para los ocho instantes temporales superpuestos, tanto en el modelo de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes dinámico como en el caso de utilizar una constante  $C_s$ , elevada, de 0,20.

### 3.4.5.2.2 Dimensión de mallado de 100 mm, modificando el método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes

El siguiente grupo de espectros hace referencia a la discretización espacial de 100 mm. Se muestra a continuación las dos leyes cinéticas del campo rotacional en función del tiempo (t) que se han utilizado como referencia para desarrollar los espectros de frecuencia que siguen.

En el análisis relativo a los dos gráficos correspondientes a la vorticidad del fluido en un punto P ya se puede apreciar que, tal y como sucede con la discretización espacial de 200 mm anteriormente evaluada, para la misma discretización espacial y temporal, el modelo dinámico de Germano es capaz de reproducir con mayor precisión cualquier modificación que se produce en el rotacional del flujo en el punto P estudiado.

También el amortiguamiento detectado en el sistema discreto de los datos analizados es inferior en el caso de haber realizado la simulación mediante el modelo dinámico de Germano; la incorporación en el modelo de Smagorinsky de un valor  $C_s$  de la viscosidad turbulenta de 0,20 continúa produciendo un amortiguamiento excesivo en el comportamiento del flujo para las frecuencias de muestreo consideradas, de 20 Hz.

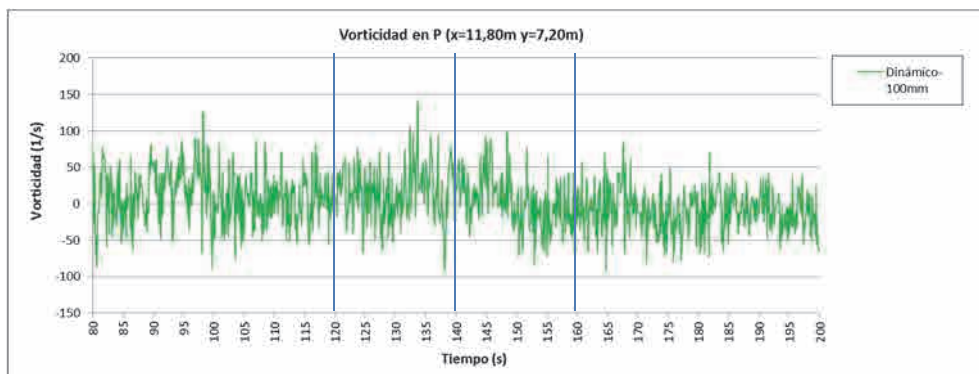


Gráfico 63 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m<sup>2</sup>. Dinámico y mallado de 100 mm

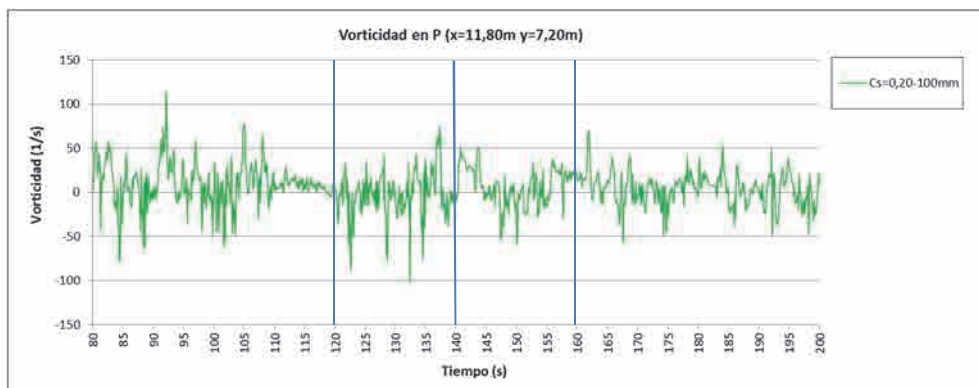


Gráfico 64 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m<sup>2</sup>.  $C_s = 0,20$  y mallado de 100 mm



3.4.5.2.2.1 Duración de la muestra = 25,60 segundos

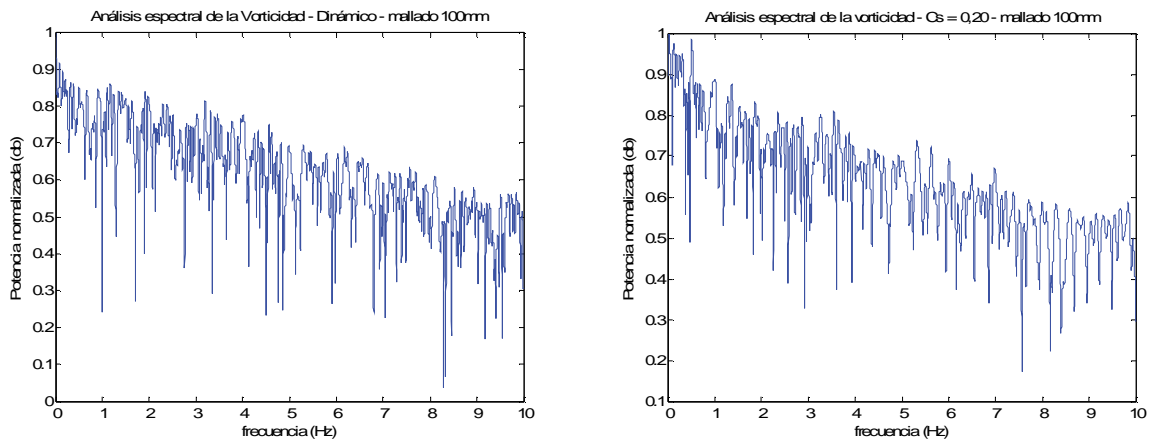


Gráfico 65 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

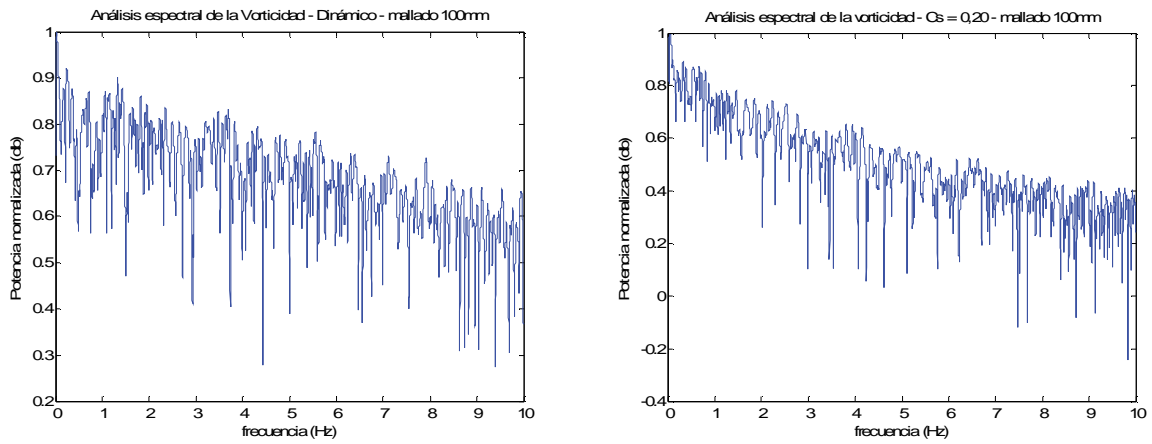


Gráfico 66 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

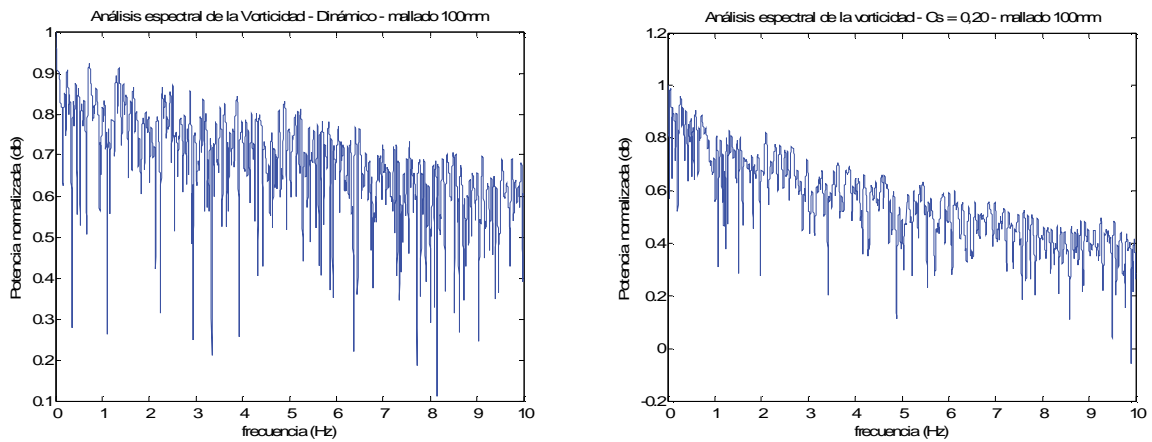


Gráfico 67 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

3.4.5.2.2 Duración de la muestra = 12,80 segundos

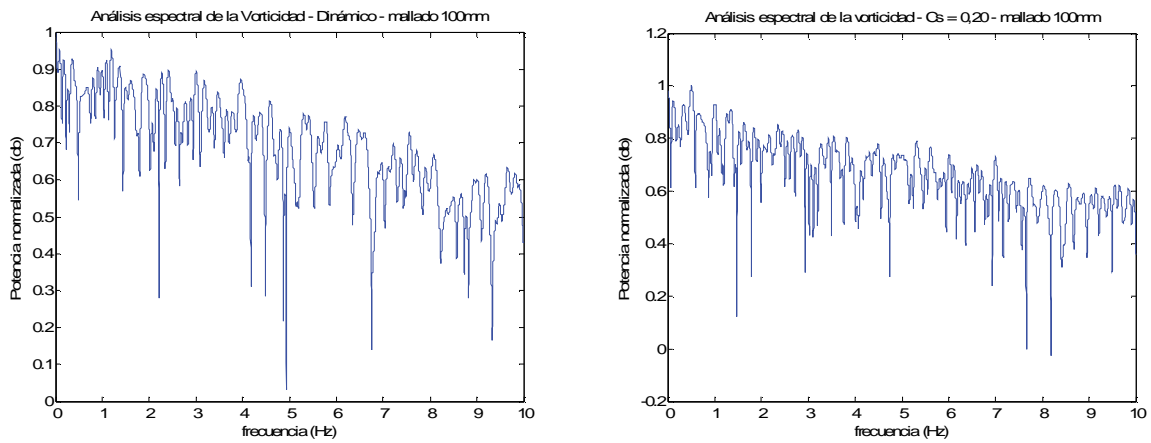


Gráfico 68 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

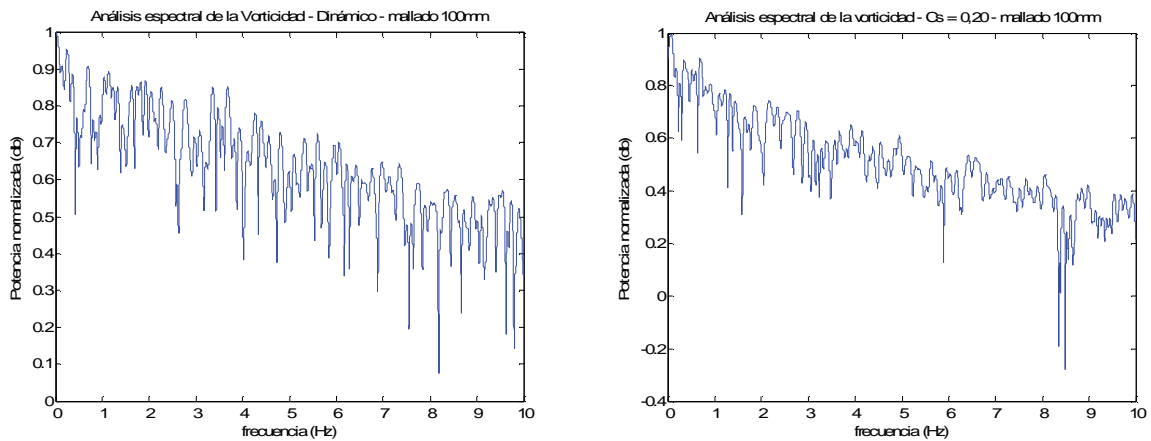


Gráfico 69 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

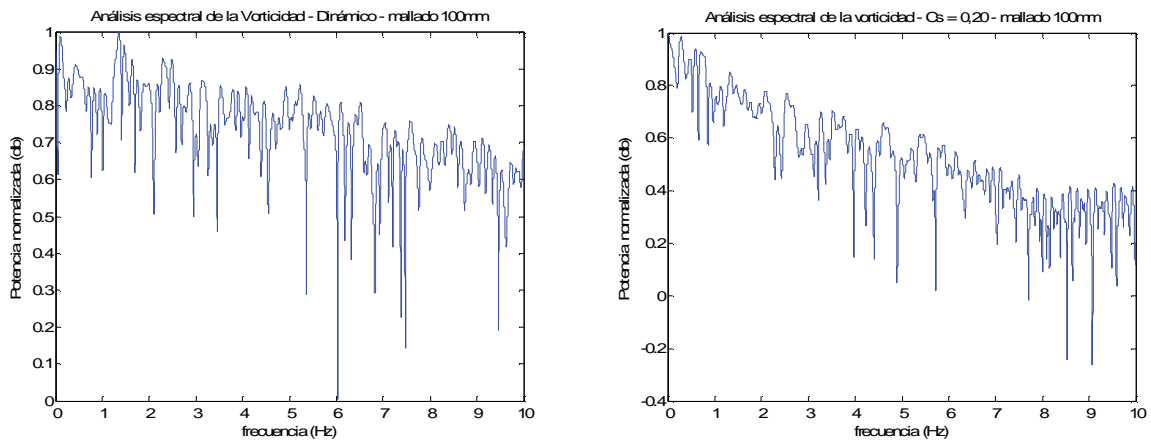


Gráfico 70 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

3.4.5.2.2.3 Duración de la muestra = 6,40 segundos

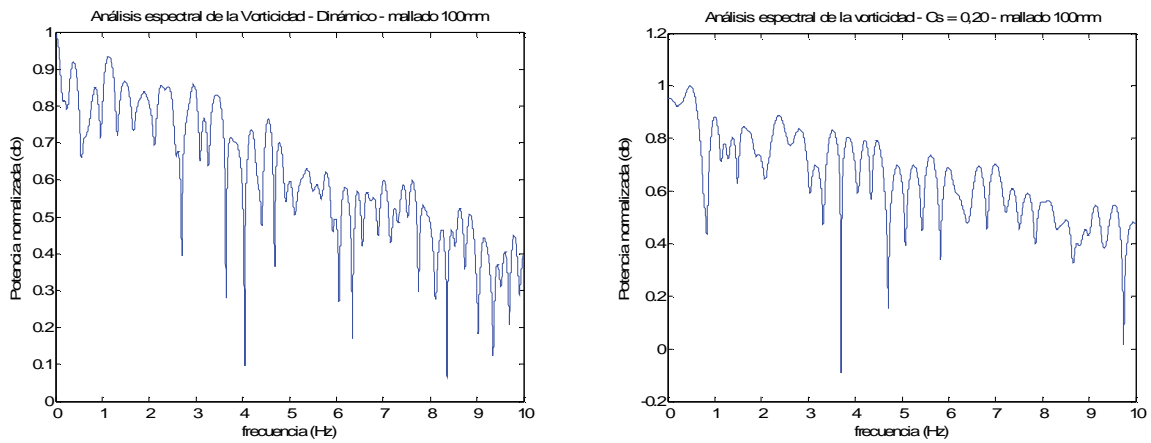


Gráfico 71 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 100 mm

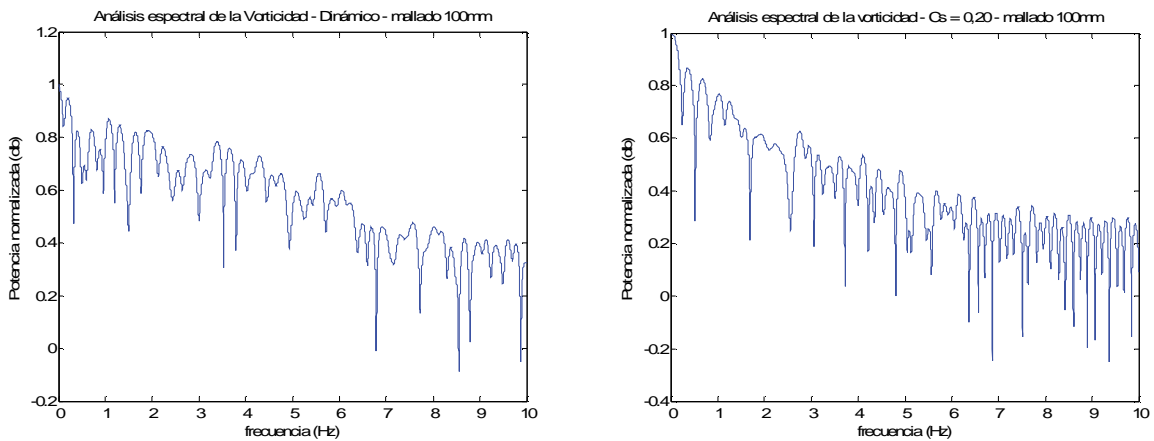


Gráfico 72 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 100 mm

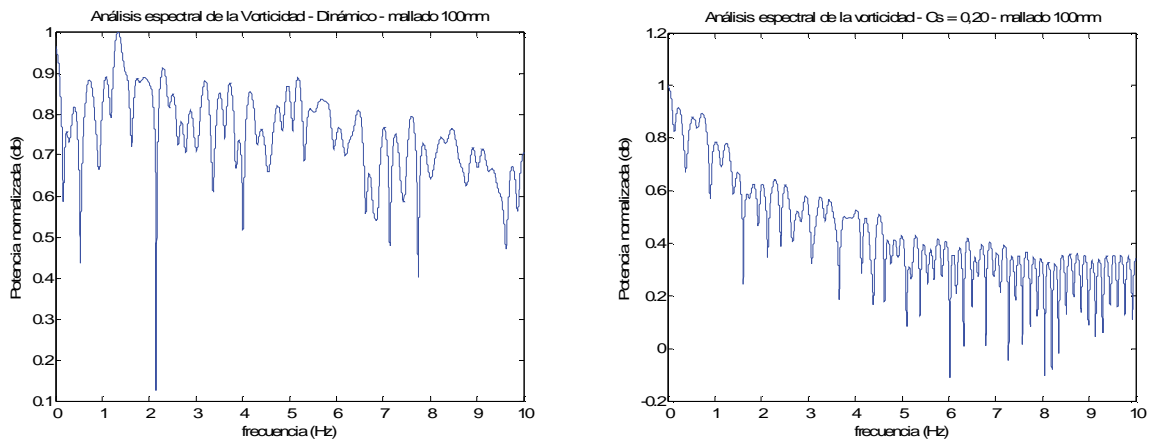


Gráfico 73 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 100 mm

### 3.4.5.2.2.4 Duración de la muestra = 3,20 segundos

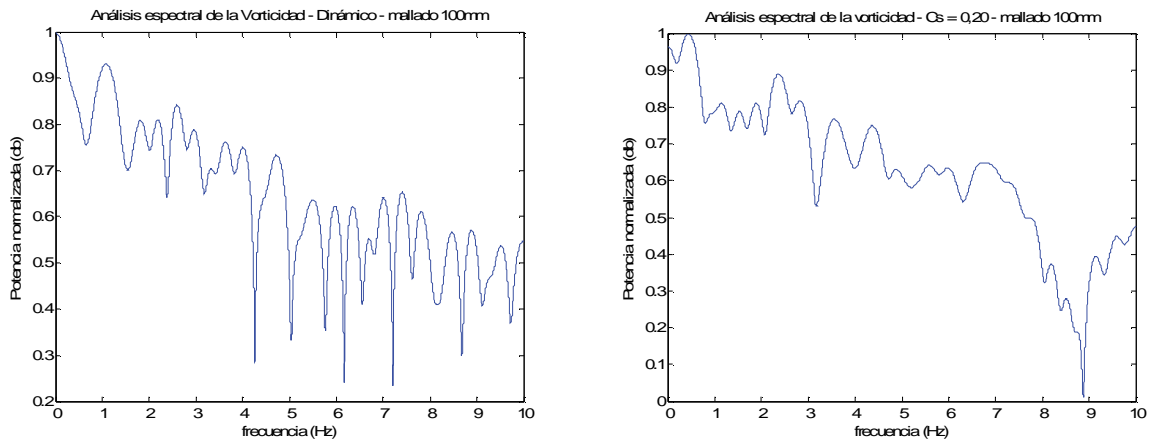


Gráfico 74 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 100 mm

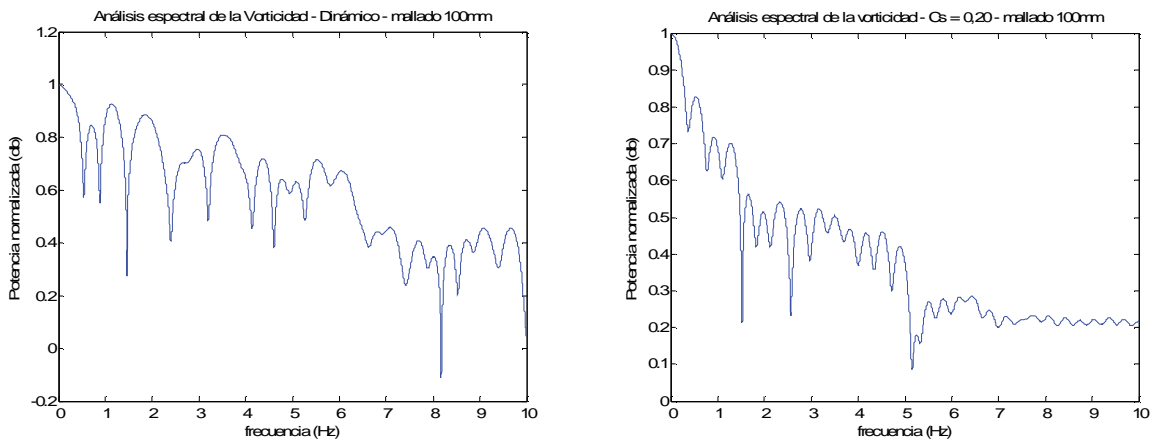


Gráfico 75 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 100 mm

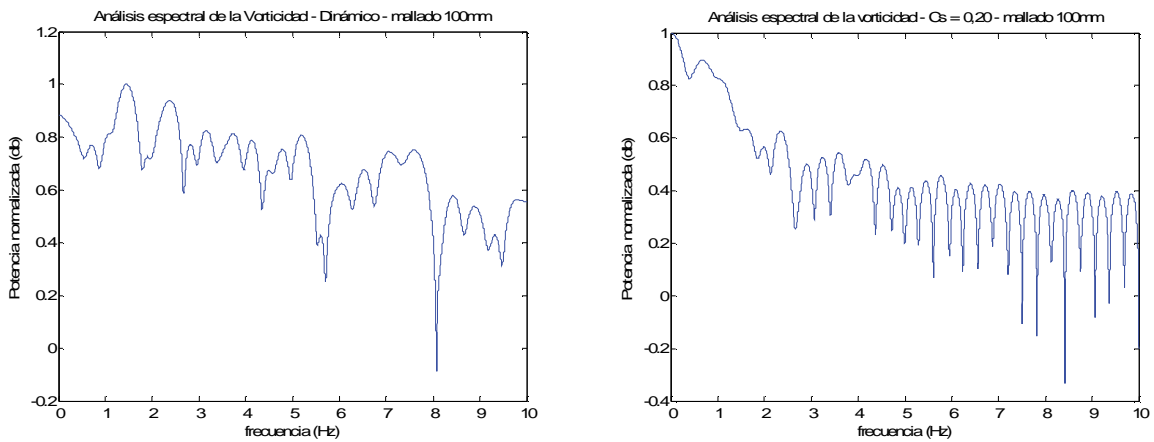


Gráfico 76 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 100 mm

3.4.5.2.2.5 Duración de la muestra = 1,60 segundos

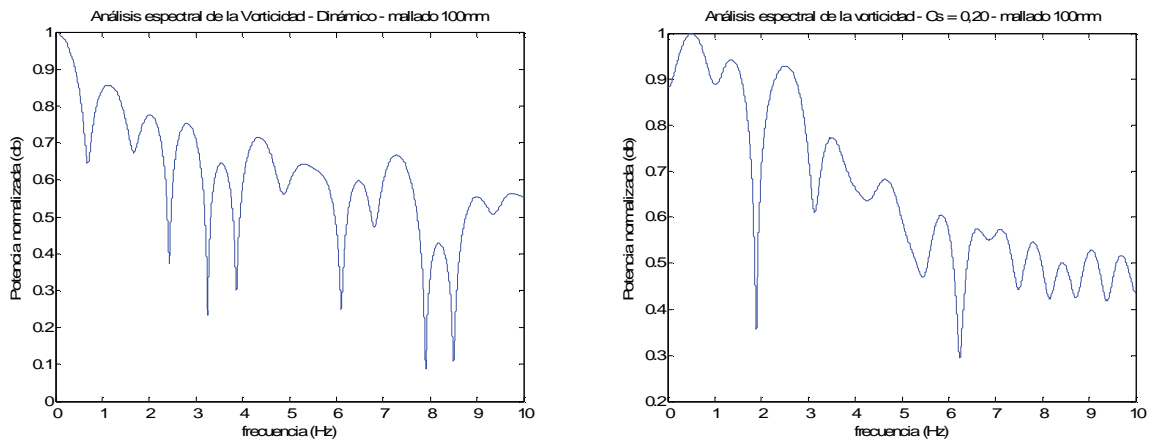


Gráfico 77 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 100 mm

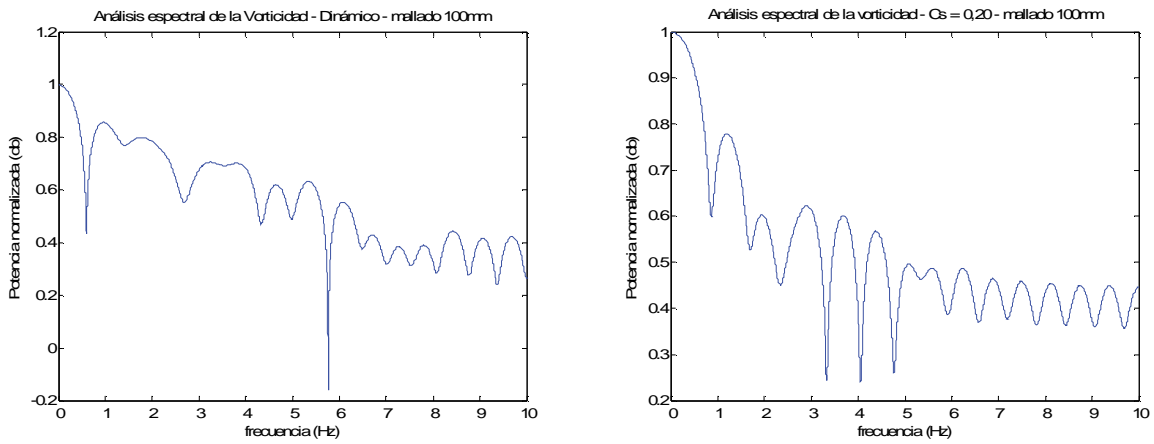


Gráfico 78 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 100 mm

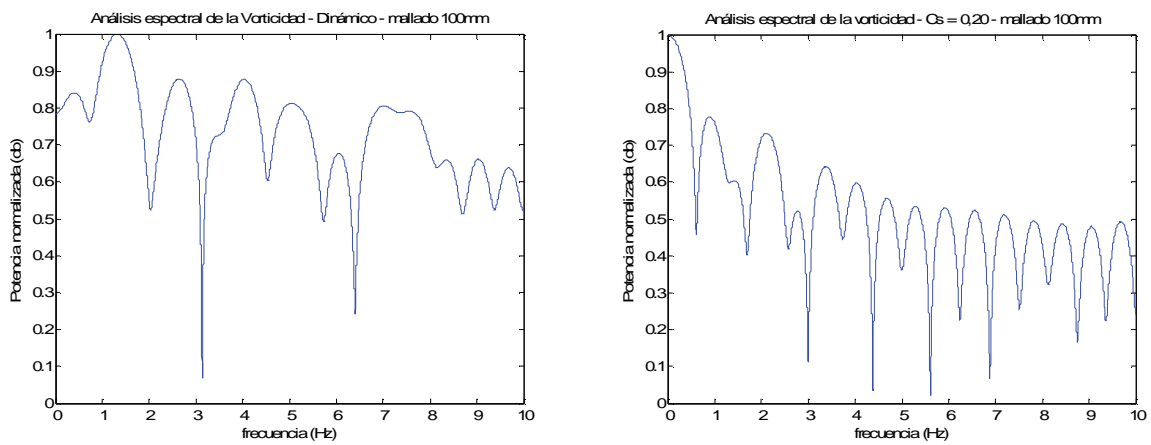


Gráfico 79 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 100 mm

### 3.4.5.2.2.6 *Análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante de la simulación con un mallado de 100 mm*

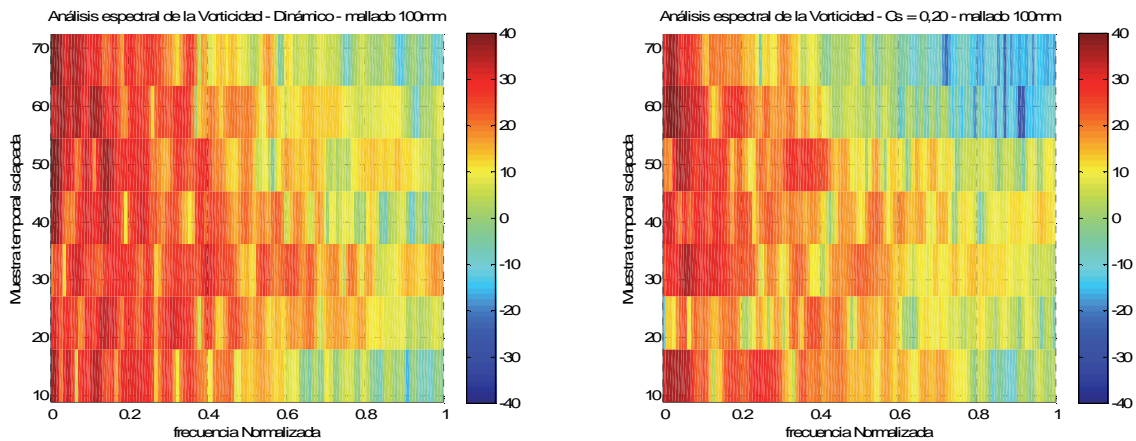


Gráfico 80 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

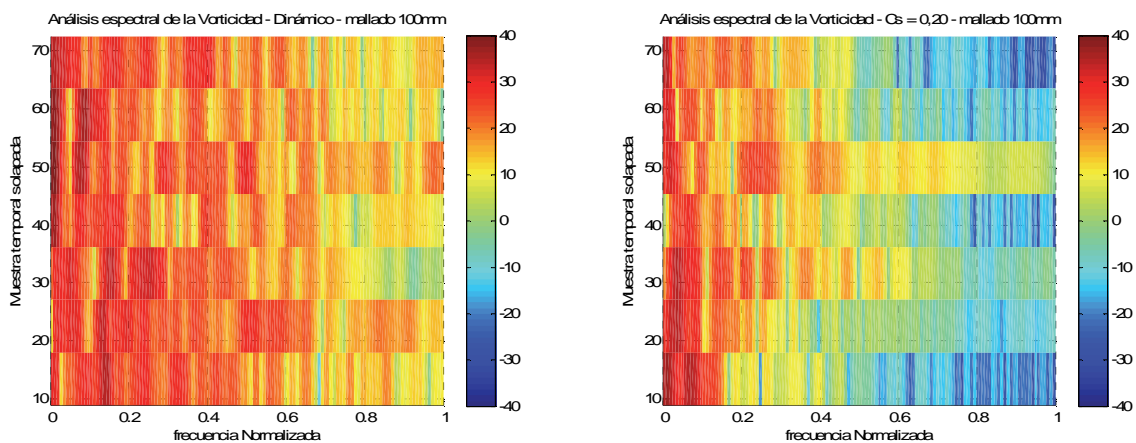


Gráfico 81 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

En comparación con los espectrogramas correspondientes a una dimensión de mallado de 200 mm, se puede verificar una significativa variación en el caso de considerar un mallado más reducido, de 100 mm. En aquellas simulaciones donde el método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes ha sido el modelo dinámico de Germano se registra una elevada potencia para la práctica totalidad de frecuencias analizadas y en todas las franjas temporales.

En caso de realizar la simulación utilizando un valor constante  $C_s$  de 0,20 el comportamiento es similar al modelo dinámico, aunque todavía se puede detectar la presencia de potencias reducidas en la zona de altas frecuencias.

### 3.4.5.2.3 Dimensión de mallado de 50 mm, modificando el método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes

El último sistema de datos discretos que ha sido utilizado para analizar la vorticidad simulada en la simulación n.º 2 corresponde a una discretización espacial de 50 mm.

De la misma manera que ya se ha indicado en las anteriores leyes cinéticas correspondientes a los mallados de 200 y 100 mm, en el presente caso de estudio destaca la variabilidad en lo que respecta a la amplitud máxima y mínima de la oscilación en el modelo dinámico de Germano si se compara con la simulación en la que se ha considerado un valor constante  $C_s$  a nivel de submalla.

Mientras que el modelo dinámico de Germano es capaz de registrar rotacionales de altas frecuencias de manera constante en el tiempo, el modelo con una viscosidad constante de  $C_s$  pierde esta capacidad de analizar el comportamiento del fluido en un punto P cuando se estudian las altas frecuencias asociadas a la vorticidad.

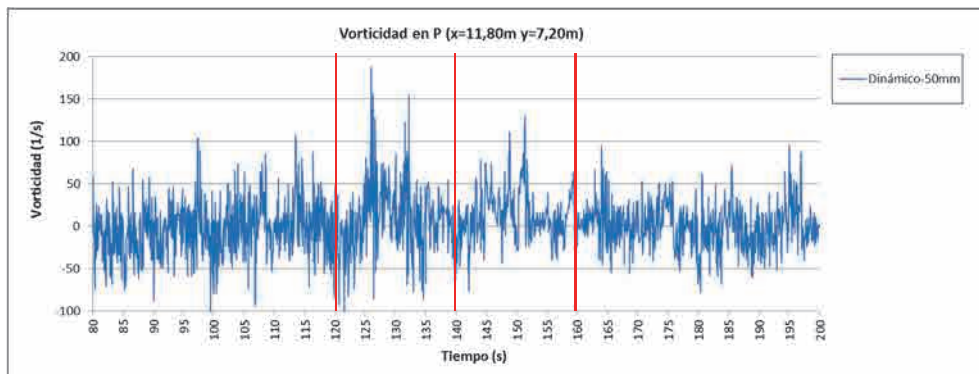


Gráfico 82 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m<sup>2</sup>. Dinámico y mallado de 50 mm

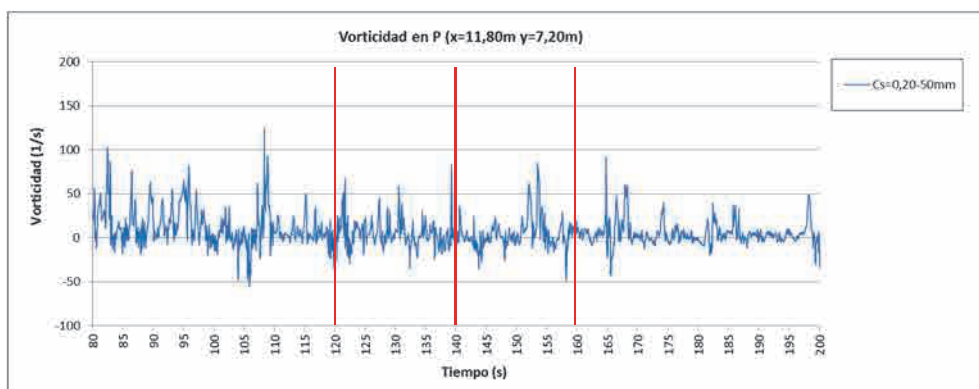


Gráfico 83 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m<sup>2</sup>.  $C_s = 0,20$  y mallado de 50 mm

3.4.5.2.3.1 Duración de la muestra = 25,60 segundos

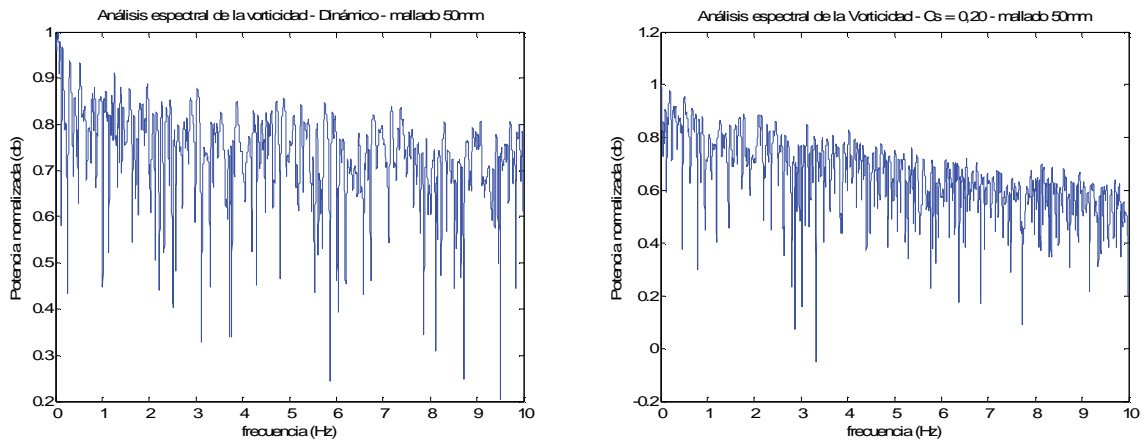


Gráfico 84 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm

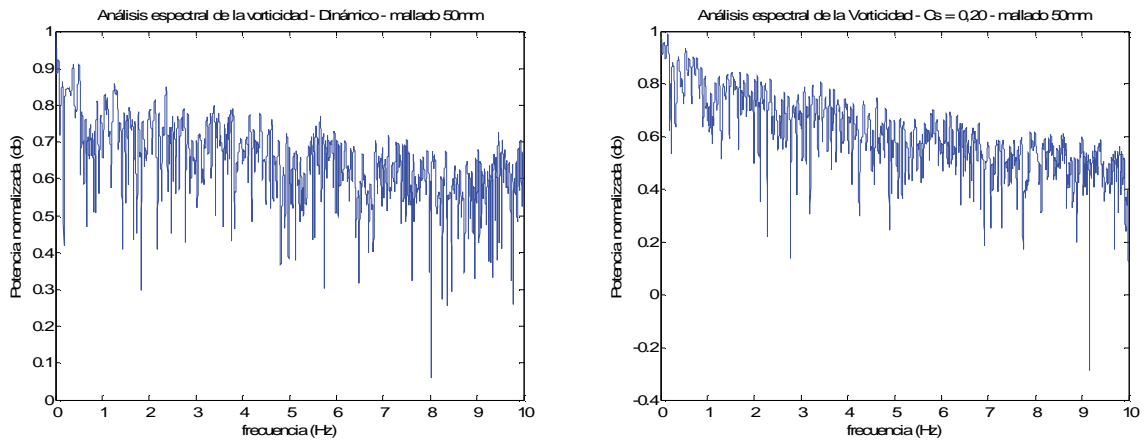


Gráfico 85 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm

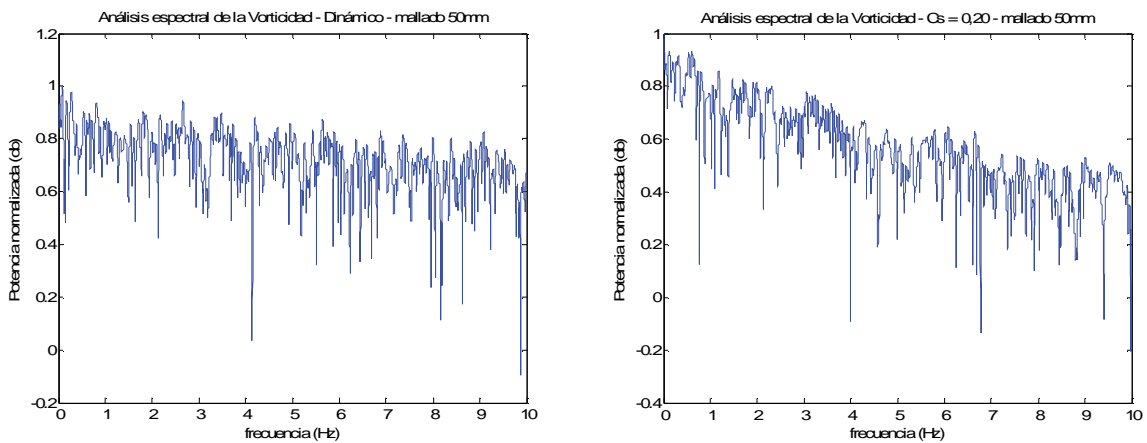


Gráfico 86 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm



3.4.5.2.3.2 Duración de la muestra = 12,80 segundos

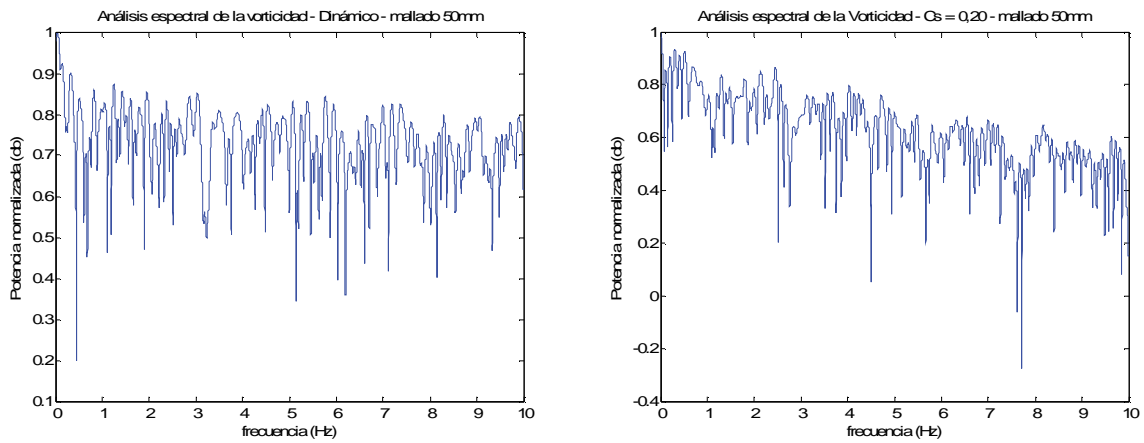


Gráfico 87 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 50 mm

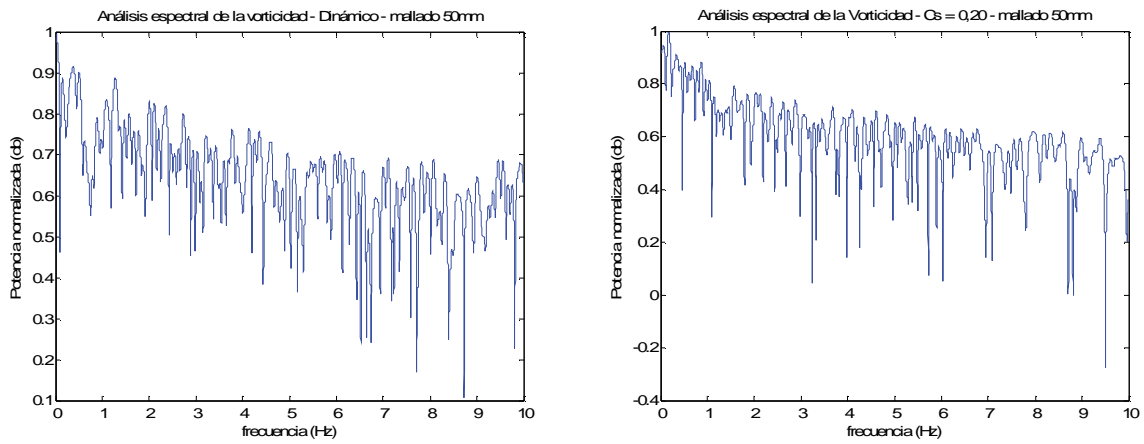


Gráfico 88 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 50 mm

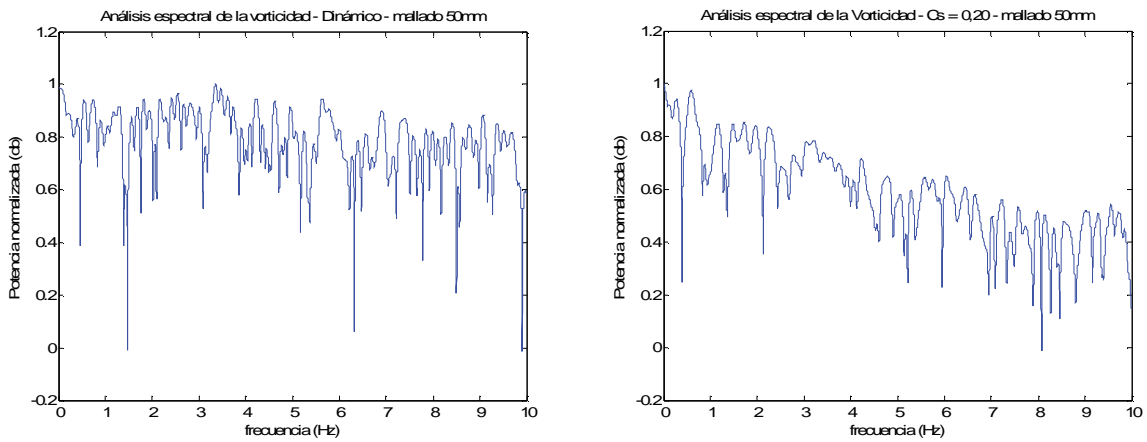


Gráfico 89 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 50 mm

### 3.4.5.2.3.3 Duración de la muestra = 6,40 segundos

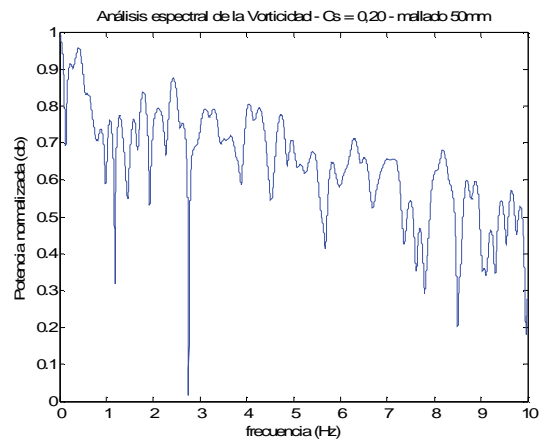
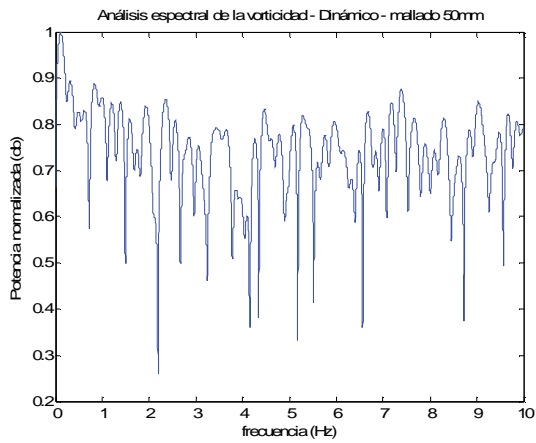


Gráfico 90 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 50 mm

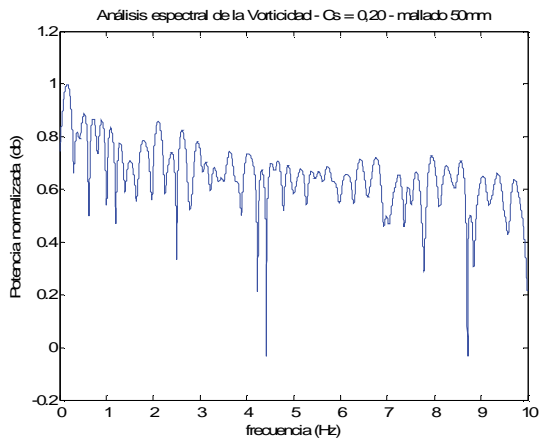
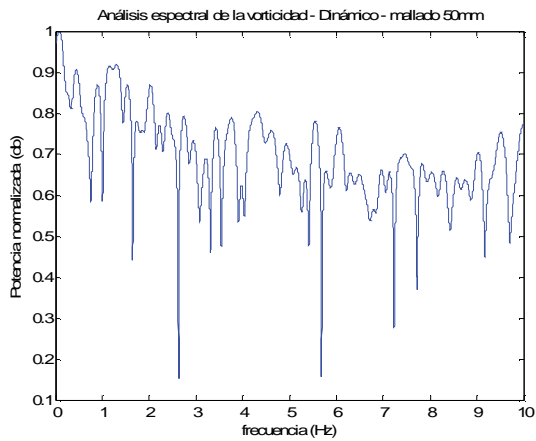


Gráfico 91 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 50 mm

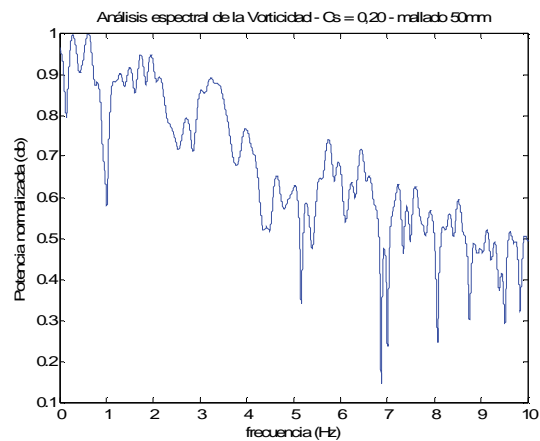
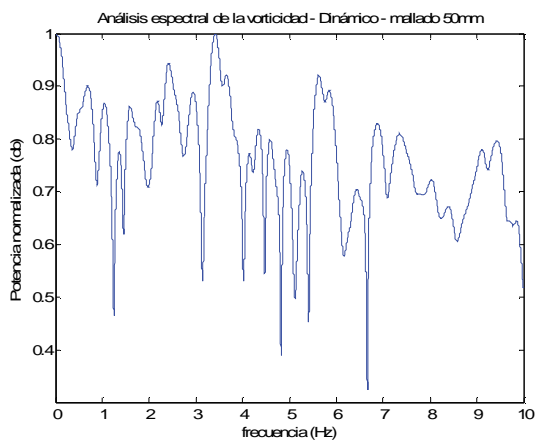


Gráfico 92 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 50 mm

### 3.4.5.2.3.4 Duración de la muestra = 3,20 segundos

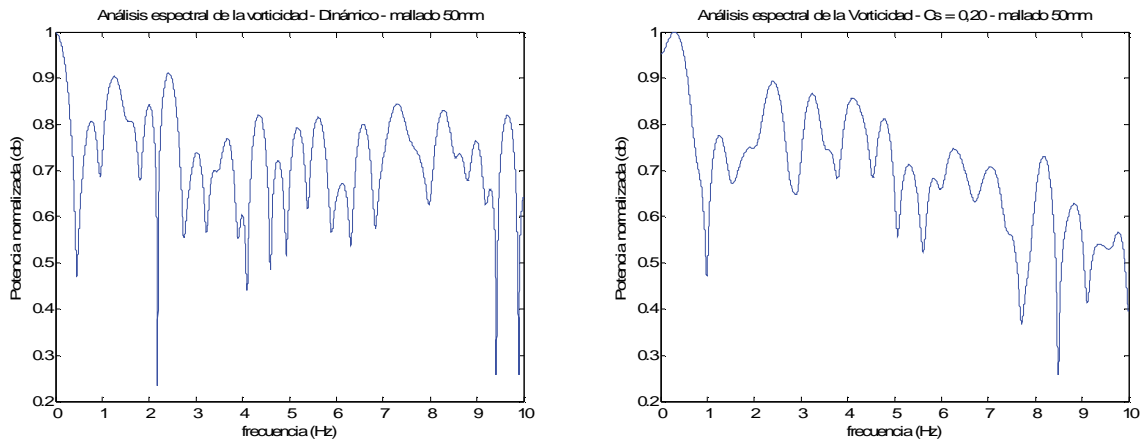


Gráfico 93 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Malla de 50 mm

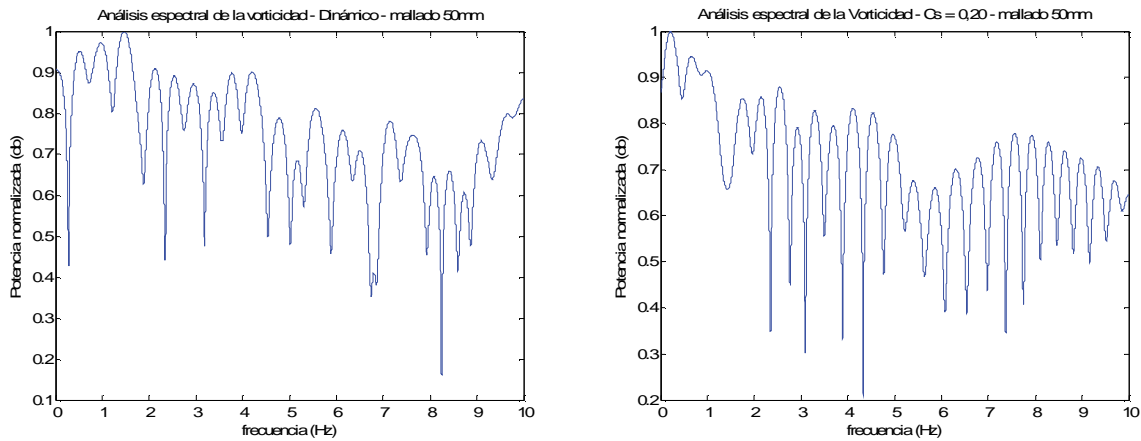


Gráfico 94 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Malla de 50 mm

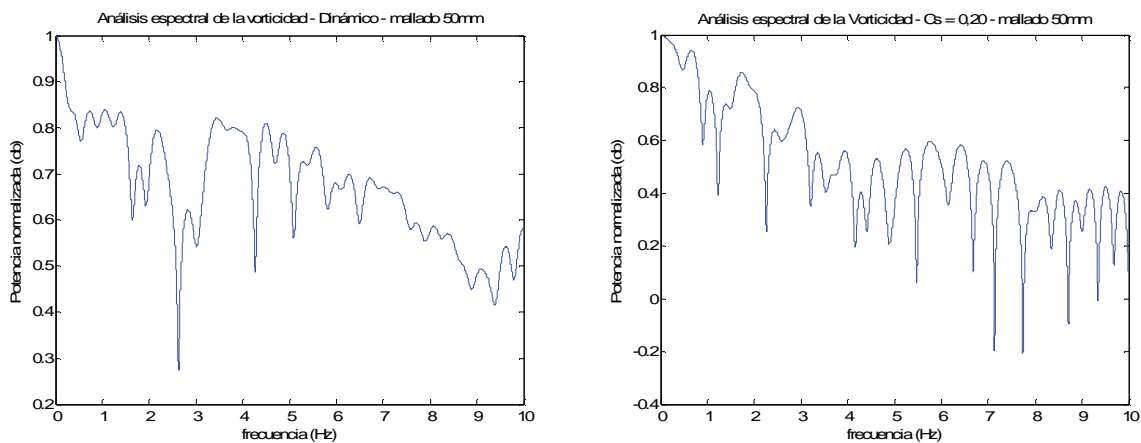


Gráfico 95 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Malla de 50 mm

3.4.5.2.3.5 Duración de la muestra = 1,60 segundos

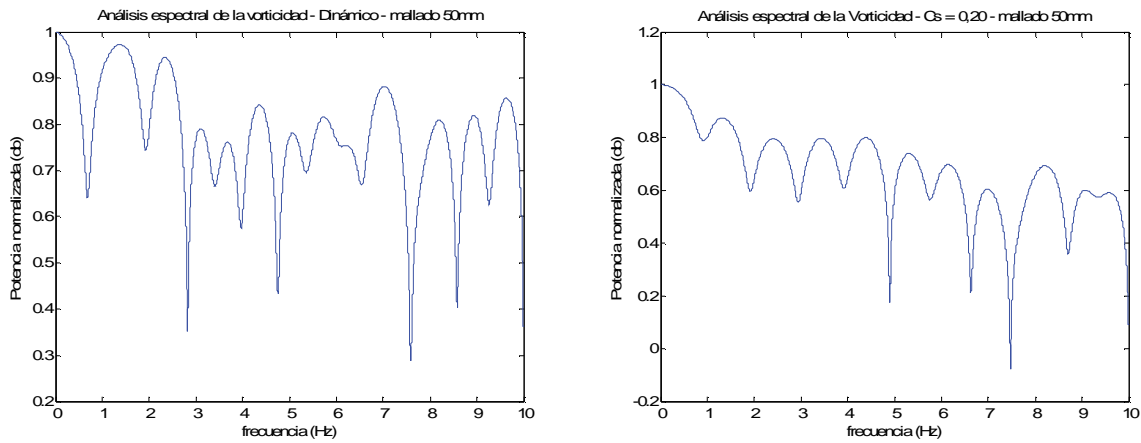


Gráfico 96 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Malla de 50 mm

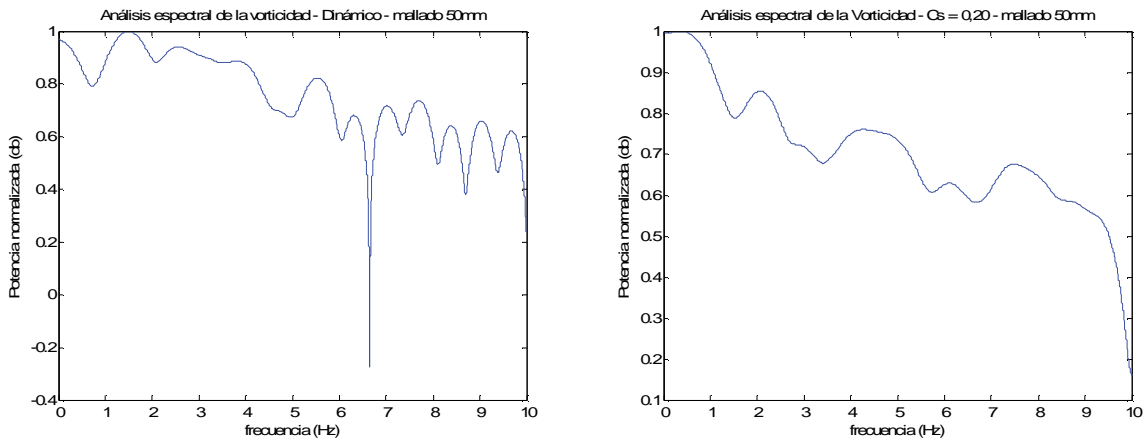


Gráfico 97 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Malla de 50 mm

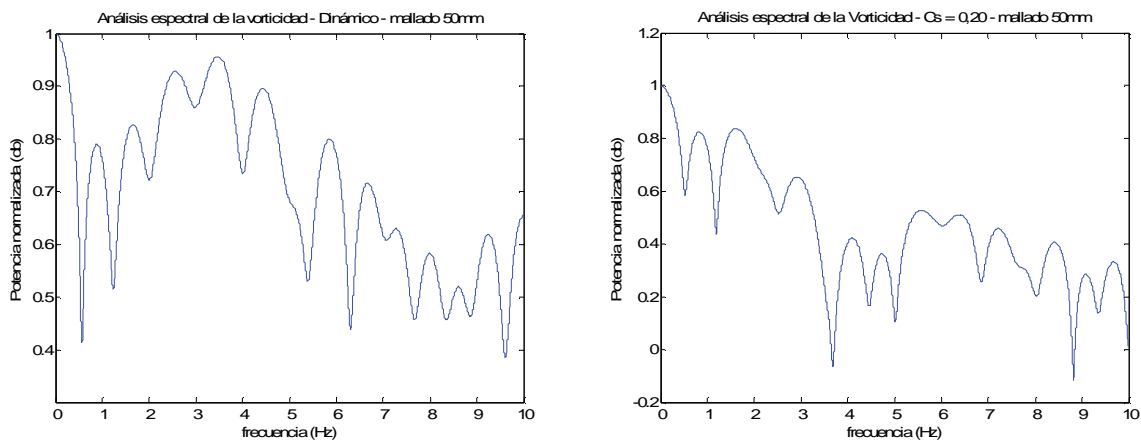


Gráfico 98 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Malla de 50 mm

### 3.4.5.2.3.6 Análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante de la simulación con un mallado de 50 mm

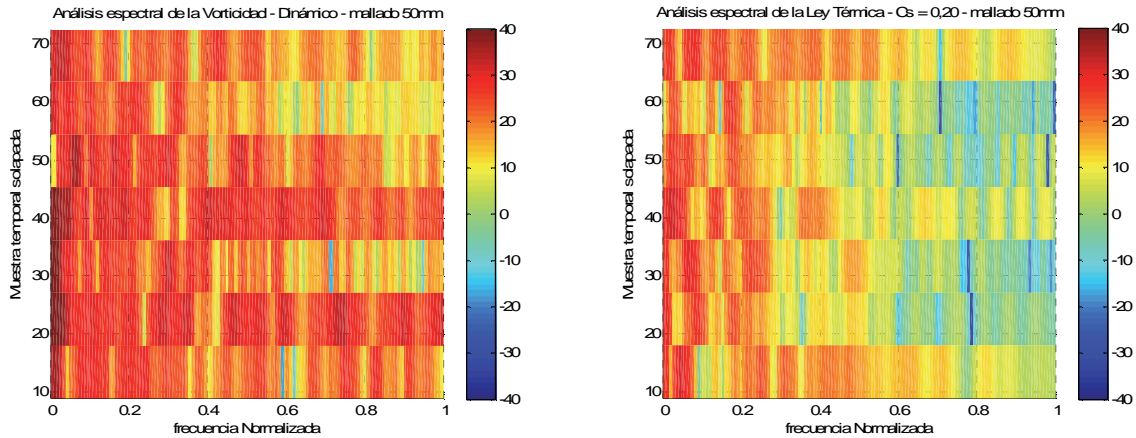


Gráfico 99 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm

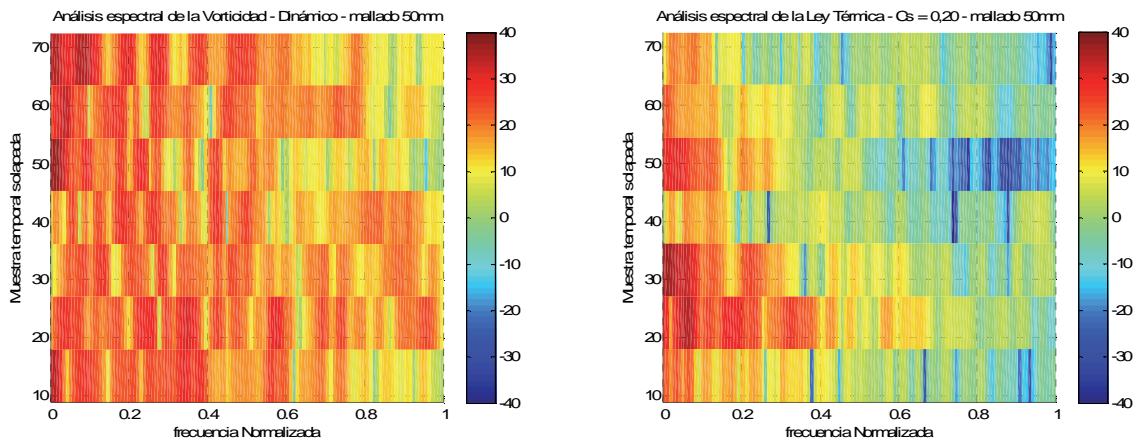


Gráfico 100 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm

Los espectrogramas asociados a la vorticidad con una dimensión de mallado de 50 mm permiten detectar una distribución homogénea del valor más elevado de potencia para todo el rango de frecuencias evaluado, en el caso de utilizar el método dinámico de Germano para el cierre de las ecuaciones que definen el comportamiento del fluido. Esta distribución de la potencia homogénea para todo el rango de frecuencias evaluadas, contrasta con la simulación L.E.S. en la que se ha utilizado un coeficiente constante  $C_s$  de valor 0,20. En este último caso, se detecta una distribución de los valores más elevados de potencia en las frecuencias más bajas, viéndose reducida la potencia a medida que se incrementa la frecuencia, con un comportamiento similar a las discretizaciones espaciales de 200 mm y 100 mm.

Es por el motivo aquí expuesto que se puede evaluar, así, cómo el comportamiento cinético del fluido, aun cuando se utilizan mallados de 50 mm de dimensión, varía sensiblemente en función del método de cierre utilizado para las ecuaciones de Navier-Stokes, y es el método dinámico el que es capaz de captar un mayor número de escalas turbulentas de diferente dimensión en la simulación.

#### 3.4.5.3 Conclusiones relativas al análisis espectral en la simulación n.º 2

En el apartado 3.4.5 se ha desarrollado el análisis de diversos espectros de frecuencia correspondientes a las leyes cinéticas asociadas a la simulación L.E.S. llevada a cabo con una potencia del «punto fuente» de 1 000 kW/m<sup>2</sup>, y se han evaluado los datos de salida discretos en un punto P del espacio próximo a un elemento estructural de cubierta.

El estudio desarrollado ha permitido relacionar los resultados obtenidos en los gases calientes, a través de cada una de las leyes térmicas y cinéticas en función del tiempo, con los diferentes parámetros de entrada que se han incluido en el trabajo de investigación relativo a los modelos *Large Eddy Simulation*; se recuerda aquí que estos han sido el método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes y la resolución del mallado utilizado en cada uno de los casos, con un total de seis casuísticas diferentes objeto de simulación para ser evaluadas.

Se reitera el hecho de que todo el estudio relativo al análisis de los espectros de frecuencia se ha desarrollado para una potencia liberada por el punto fuente de 1 000 kW/m<sup>2</sup>. El motivo de esta decisión por parte del doctorando ha venido promovida a partir de las temperaturas máximas que se han registrado en las diferentes simulaciones para las potencias de 250, 500 y 1 000 kW/m<sup>2</sup>; y esta última es la que ha determinado un rango térmico más similar al que habitualmente puede registrarse en las proximidades de la cubierta en este tipo de edificios diáfanos de dimensión media.

A partir de este punto, y una vez expuestos cada uno de los espectros de frecuencia asociados a la ley cinética de la vorticidad del fluido en el punto P, así como aquellos espectrogramas más representativos de cara a la investigación, se incluyen a continuación los gráficos correspondientes al comportamiento de cada espectro asociado a la vorticidad o rotacional del flujo en P. Es decir, a la reducción que se produce en cada caso en función de la frecuencia considerada.

En todos ellos cabe destacar la posibilidad de detectar dos factores o comportamientos diferentes en función de la simulación objeto de estudio, siendo estos:

- La pendiente del espectro, así como la frecuencia a partir de la que esta tiende a la horizontalidad,
- el desplazamiento vertical en la gráfica existente entre los diferentes espectros o, lo que es lo mismo, la diferencia en la potencia registrada en cada uno de ellos.

En términos generales, y excluyendo algún dato que se pueda haber escapado al análisis efectuado, a pesar de haber realizado el mayor esfuerzo para evitarlo, se puede establecer una pauta clara de comportamiento. En primer lugar, hay que destacar que aquellas simulaciones con una discretización espacial de mayor dimensión, las que han sido realizadas con elementos de 200 mm, además de verse caracterizadas por una potencia del espectro de frecuencia sensiblemente más reducida, registran una pendiente más acusada en la gráfica para las bajas frecuencias y la potencia del espectro se ve reducida de manera significativa en relación directa al incremento de la frecuencia de muestreo representativa.

A juicio del doctorando, una pendiente negativa acusada en el espectro de frecuencias muestra la incapacidad del modelo para simular un número importante de turbulencias de pequeña escala. Se produce una pérdida importante de potencia en las altas frecuencias, algo lógico si pensamos en que la propia base de este tipo de simulaciones, tal y como ya ha quedado indicado en el capítulo 2, pasa por la aplicación de filtros de paso bajo, asociando el ancho de los mismos a la dimensión de la discretización espacial considerada.

En la mayoría de los espectros analizados puede identificarse un valor de frecuencia a partir del cual la potencia se mantiene sensiblemente constante y tiende a la horizontalidad. Dos son los comportamientos asociados a este hecho que merecen ser destacados:

- En primer lugar, aquellas simulaciones en las que se ha realizado una discretización espacial de mayor dimensión, es decir, de 200 mm. En este caso es fácilmente identificable el rango de frecuencias a partir del que la pendiente del espectro se reduce y tiende a ser horizontal. Entendemos esta inflexión como una limitación en la simulación de las escalas turbulentas. Únicamente las frecuencias más reducidas son incluidas en el modelo.
- En segundo lugar, las simulaciones donde la discretización espacial ha sido de 100 y 50 mm. En estas podemos registrar una pendiente mucho más suave desde las frecuencias más reducidas del espectro, y se puede identificar, a nuestro entender, que un elevado porcentaje de las turbulencias ha sido correctamente simulado, y que la energía cinética asociada al flujo también ha podido resolverse en un porcentaje elevado.

Modelo de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes	Dimensión de mallado		
	Mallado 200 mm	Mallado 100 mm	Mallado 50 mm
Modelo dinámico de Germano	5,80 - 8,00 Hz	7,60 - 8,00 Hz	6,70 - 8,80 Hz
Modelo de Smagorinsky; $C_s = 0,20$	3,50 - 4,50 Hz	7,80 - 8,50 Hz	6,00 - 8,00 Hz

Tabla 5 Máxima frecuencia del campo rotacional simulado mediante los modelos *Large Eddy Simulation*, en función del mallado y del método de cierre de la ecuaciones de Navier-Stokes

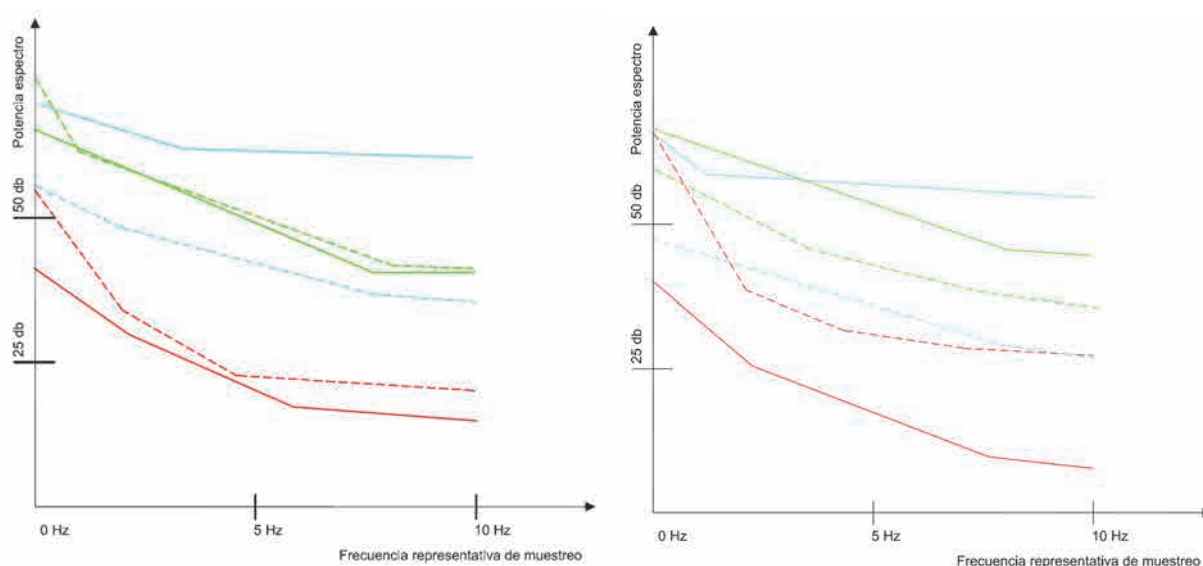


Gráfico 101 Estudio comparativo de la pendiente del espectro de frecuencia para los diversos métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes y dimensiones de mallado diferentes. Duración de la muestra de 25,60 y 12,80 segundos respectivamente, tomados a partir del segundo 120 de simulación

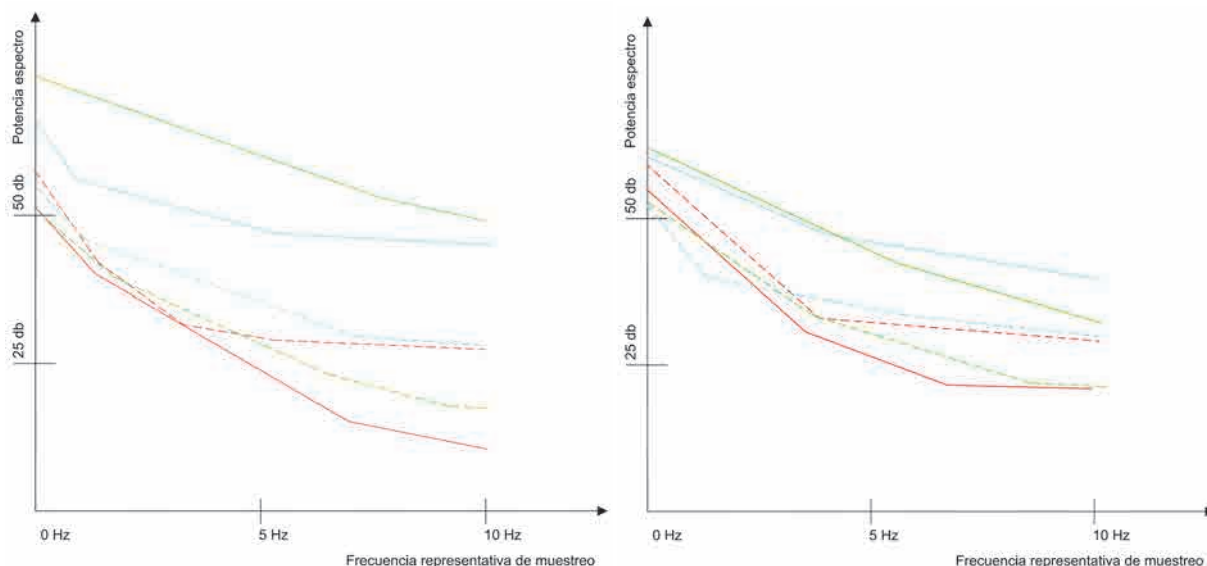
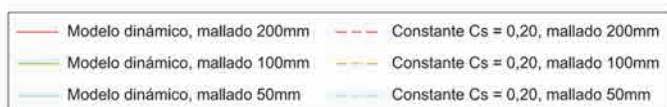


Gráfico 102 Estudio comparativo de la pendiente del espectro de frecuencia para los diversos métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes y dimensiones de mallado diferentes. Duración de la muestra de 25,60 y 12,80 segundos respectivamente, tomados a partir del segundo 140 de simulación



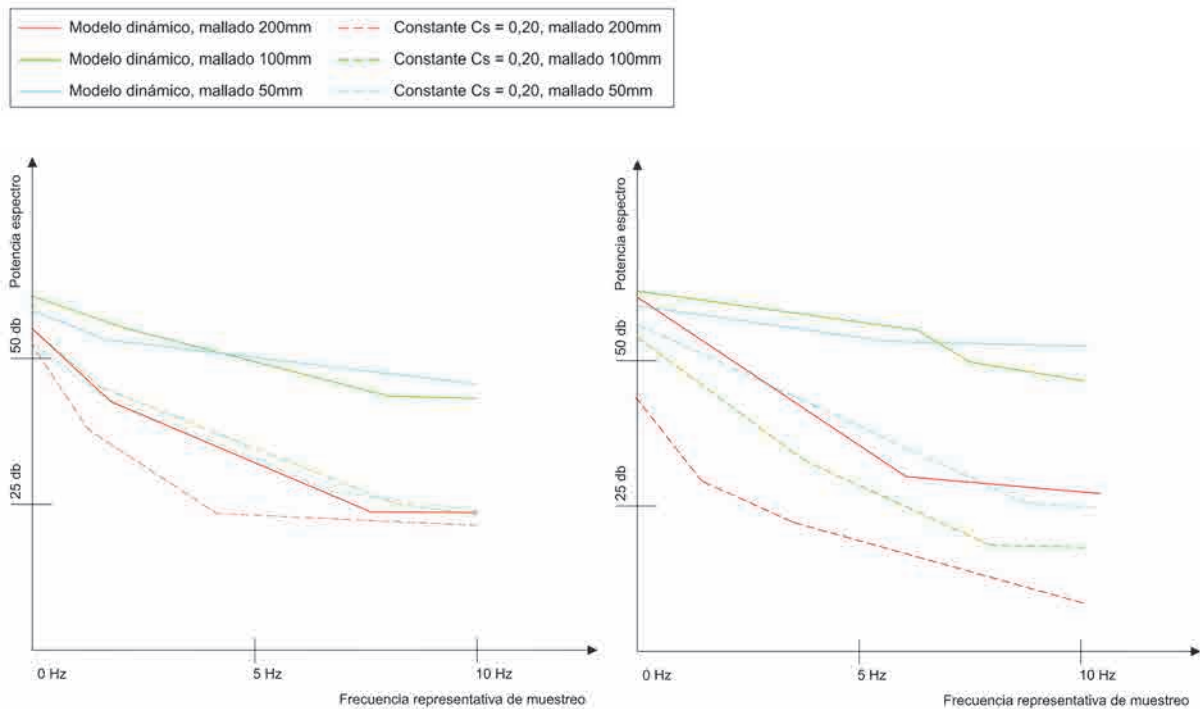


Gráfico 103 Estudio comparativo de la pendiente del espectro de frecuencia para los diversos métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes y dimensiones de mallado diferentes. Duración de la muestra de 25,60 y 12,80 segundos respectivamente, tomados a partir del segundo 160 de simulación

A partir del estudio de los diferentes espectros de frecuencia, complementados mediante los espectrogramas presentados en los apartados anteriores y que aquí son resumidos, se ha podido establecer una tendencia en lo que a la resolución de las diferentes escalas turbulentas y a la resolución de la energía cinética del sistema se refiere.

En primer lugar, ha podido establecerse qué frecuencias han podido ser simuladas en cada una de las casuísticas estudiadas en el presente trabajo de investigación. En la Tabla 5 se recoge un cuadro resumen donde se incluye, para cada una de las discretizaciones espaciales utilizadas, así como para los diferentes métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes considerados, cuál ha sido el rango de frecuencias asociado a la turbulencia correctamente resuelto.

Se considera que es en el punto de la gráfica en el que se produce la inflexión de la pendiente del espectro, donde la potencia ya no desciende de manera significativa cuando se incrementa la frecuencia, el lugar en el que se puede considerar que ya no se resuelven correctamente las turbulencias del modelo y pasan, en tal caso, a ser incluidas a través del concepto de viscosidad turbulenta.

Se debe apreciar como en la mayoría de espectros asociados a las discretizaciones más densas, de 100 y 50 mm, no se ha llegado a detectar la inflexión en la suave pendiente que marca la tendencia a la reducción de la potencia. Se interpreta, en tal caso que, hasta los 10 Hz que se ha podido estudiar, la totalidad de las turbulencias ha sido correctamente simuladas.

También cabe indicar que, probablemente, en caso de haber tenido la posibilidad de estudiar una frecuencia máxima superior a los 10 Hz que aquí se han contemplado, se habría podido detectar la tendencia a la horizontalidad en todos los espectros analizados, independientemente de las densidades de mallado que se hubieren utilizado.

Sin embargo, la realidad de los medios informáticos disponibles hubiese provocado que la resolución de todas las simulaciones se hubiese dilatado en el tiempo de una manera importante. No obstante, se deja la puerta abierta a incrementar la frecuencia estudiada hasta valores superiores, con el objetivo de poder detectar comportamientos similares a los aquí indicados para cualquier dimensión de mallado.

### 3.5 Simulación L.E.S. n.º 3: Influencia de los fenómenos turbulentos en la dinámica de fluidos en un campo finito en $R^2$ . Modificación (a) de las condiciones de contorno

En la simulación n.º 3 se han modificado las condiciones de contorno consideradas en la simulación anterior, de manera que:

- Se ha incluido la ventilación cenital, tal y como sucede en muchos de los espacios de estas dimensiones que encontramos en nuestro país,
- respecto de la simulación anterior, se han sustituido los elementos estructurales de cuelgue por cinco elementos puntuales que representan el cordón inferior y superior de las cerchas que conforman la estructura de la cubierta y
- se ha desplazado la posición del «punto fuente» generador de calor hasta el extremo opuesto a la entrada de aire frío desde el exterior para generar circulaciones a gran escala del flujo de aire, no únicamente fenómenos turbulentos localizados.

Con esta nueva geometría en la que se han modificado las condiciones de contorno, el porcentaje de ventilación respecto del total de los elementos delimitadores del espacio se incrementa desde un 9 % de la simulación n.º 2 a un 15 %, y se concentra la mayoría, un 9 %, en la cubierta, con lo que se favorece la disipación del calor interior.

El «punto fuente» de calor incorporado en esta simulación es de  $500 \text{ kW/m}^2$ , con una longitud de 2,0 m. Esto representa una potencia liberada de 1,0 MW/m

Las condiciones ambientales se han mantenido iguales a los modelos anteriores, con una temperatura inicial de  $20 \text{ °C}$  y una presión atmosférica de 101 325 Pa. Teniendo en cuenta las características generales del modelo realizado, no se ha incorporado ningún tipo de «ruido» inicial en lo que a la velocidad horizontal del aire se refiere, dado que no existirán posibles simetrías de origen matemático.

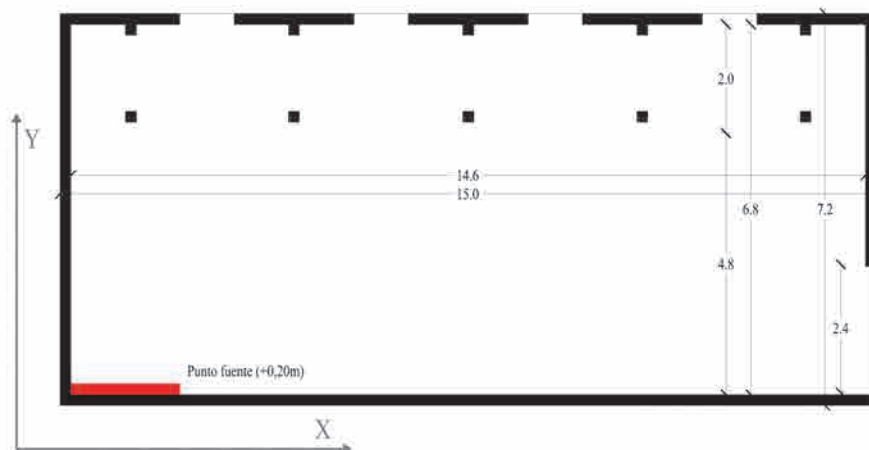


Imagen 89 Geometría considerada en la simulación L.E.S. n.º 3 (Imagen del Autor)

### 3.5.1 Parámetros de salida analizados

De la misma manera que se ha realizado anteriormente, con el objeto de poder evaluar el comportamiento cualitativo del fluido, se analizan a continuación los planos de falso color correspondientes a la temperatura, la velocidad, la energía cinética, el porcentaje de energía cinética no resuelta asociada a las turbulencias y la vorticidad del campo, todos ellos estudiados a los 150 segundos de la simulación, durante la fase estacionaria.

De manera complementaria a los planos de falso color, se evalúan también las leyes térmicas en función del tiempo en seis puntos discretos del espacio próximos a la estructura de la cubierta, pudiendo dictaminar así sobre el comportamiento cuantitativo del fluido. Estos puntos, tal y como se verá en los apartados desarrollados a continuación, se encuentran situados a distancias siempre iguales o inferiores a los 0,40 m de los elementos estructurales.

Todos los datos de salida aquí indicados se han estudiado para dos dimensiones de discretización espacial diferentes, 100 mm y 200 mm, y para dos modelos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes:

- El modelo de Smagorinsky-Lilly, con dos valores diferentes de la constante  $C_s$  (0,20 y 0,10) y
- el modelo dinámico de Germano.

El análisis de las leyes térmicas en estos seis termosensores virtuales para los seis diferentes parámetros de entrada en los modelos turbulentos nos ha permitido evaluar la dispersión térmica producida en función de dichos parámetros.

Una vez hemos podido determinar cuál es el punto del espacio próximo a la estructura que conforma la cubierta con una mayor dispersión térmica, procedemos a realizar el análisis espectral de frecuencias asociado a las leyes de la vorticidad en dicho punto. El análisis espectral se lleva a cabo para un punto P del espacio, considerando tanto el mallado de 200 mm como el de 100 mm y con ambos modelos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes. En la simulación n.º 2 hemos evaluado los espectros correspondientes a cinco duraciones temporales diferentes, comprendidas entre los 1,60 s y los 25,60 s. Sin embargo, en esta simulación, teniendo en cuenta que el objetivo último es verificar la validez de las hipótesis anteriormente planteadas en el apartado 3.4 cuando se modifican las condiciones de contorno, las duraciones temporales se ven reducidas a dos, 12,80 s y 25,60 s, y son estas las que mejor pueden reproducir, a nuestro juicio, el comportamiento turbulento del fluido en los inmuebles que estamos evaluando en la presente tesis.

Con este compendio de datos podremos evaluar tanto cualitativa como cuantitativamente la simulación n.º 3, y podremos interpretar todos aquellos fenómenos turbulentos que condicionan las temperaturas obtenidas en las proximidades de los elementos estructurales de la cubierta.

### 3.5.1.1 Temperatura del flujo a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

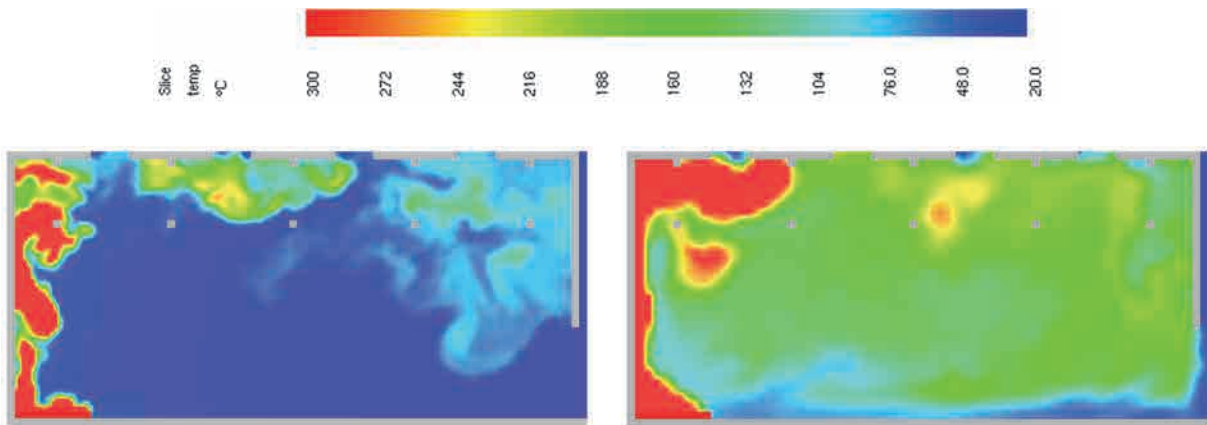


Imagen 90 Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 91 Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

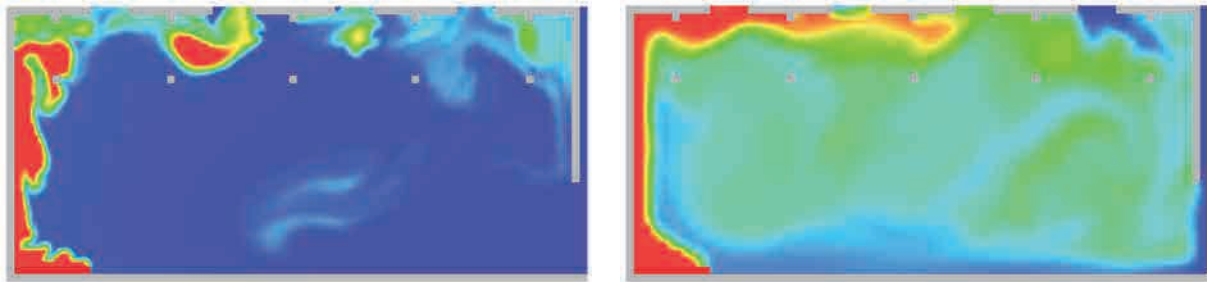


Imagen 92 Constante  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 93 Constante  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

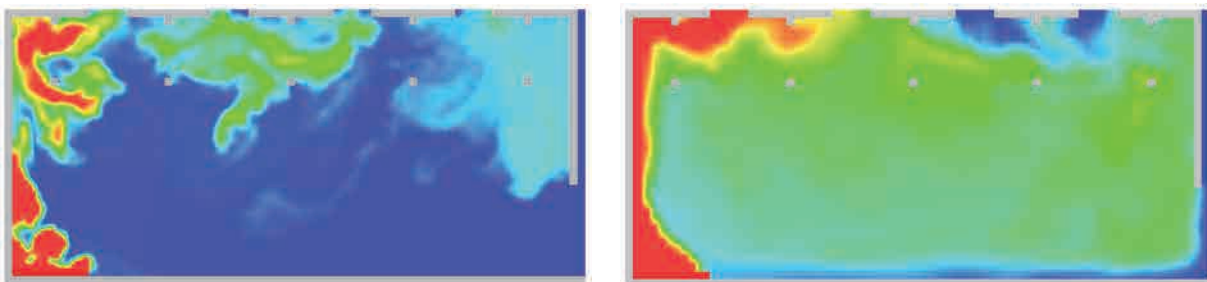


Imagen 94 Constante  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 95 Constante  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

Analizando cualitativamente las temperaturas, podemos apreciar, tal y como ya hemos venido observando en la simulación n.º 2, que la flotabilidad de los gases es mayor con mallados de 100 mm que con los de 200 mm. Esto explica unas temperaturas en la mayoría del espacio superiores con el mallado de 200 mm. En este caso, el intercambio de gases a través de las aberturas situadas en la cubierta se produce con una mayor dificultad. La discretización de 100 mm facilita la salida de los gases calientes hacia el exterior del campo de flujo.

### 3.5.1.2 Velocidad del flujo a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

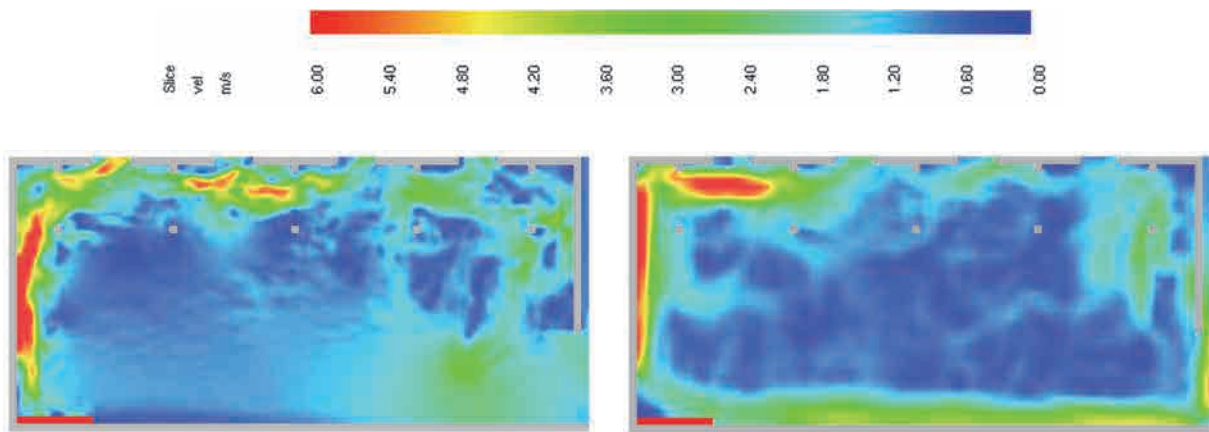


Imagen 96 Velocidad del gas - Dynamic Germano - Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 97 Velocidad del gas - Dynamic Germano - Malla 200 mm (Imagen del Autor)

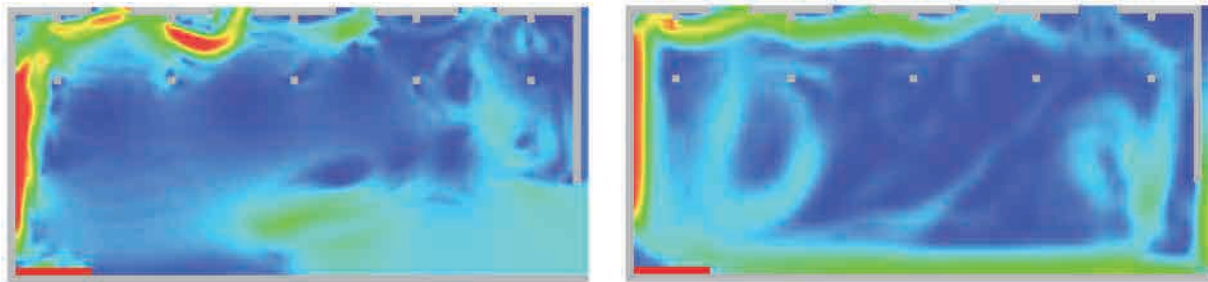


Imagen 98 Velocidad del gas –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 99 Velocidad del gas –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

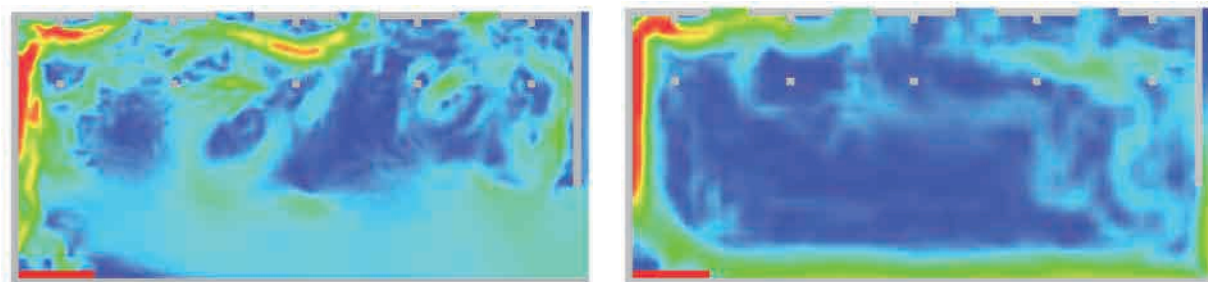


Imagen 100 Velocidad del gas –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 101 Velocidad del gas –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

De la misma manera que sucede en la simulación n.º 2, la velocidad registrada en los gases calientes es superior para discretizaciones espaciales inferiores, así como para viscosidades turbulentas también más reducidas. Recurrir al modelo dinámico de Germano y a mallados de 100 mm favorece el movimiento de los gases calientes en todo el escenario, no únicamente en las proximidades del penacho del incendio.

### 3.5.1.3 Energía cinética generada a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

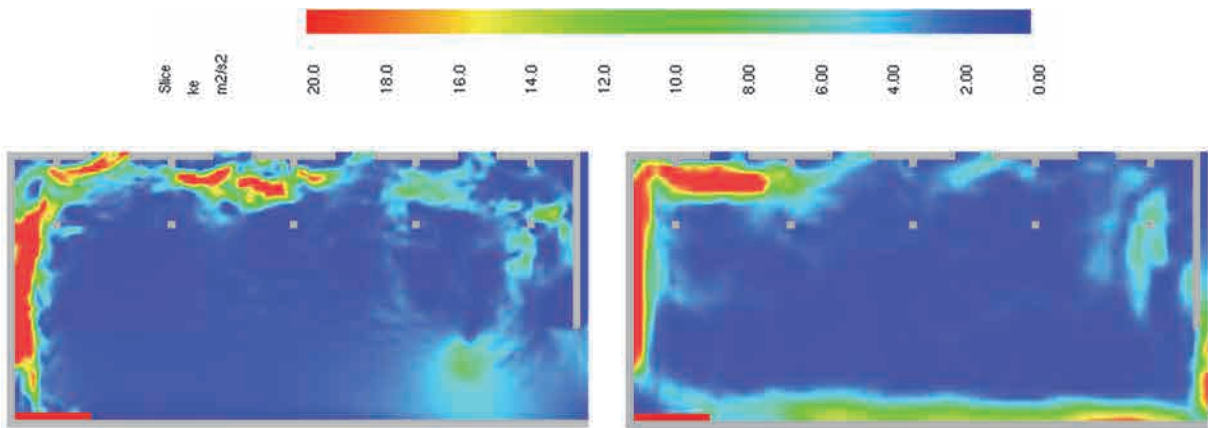


Imagen 102 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 103 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

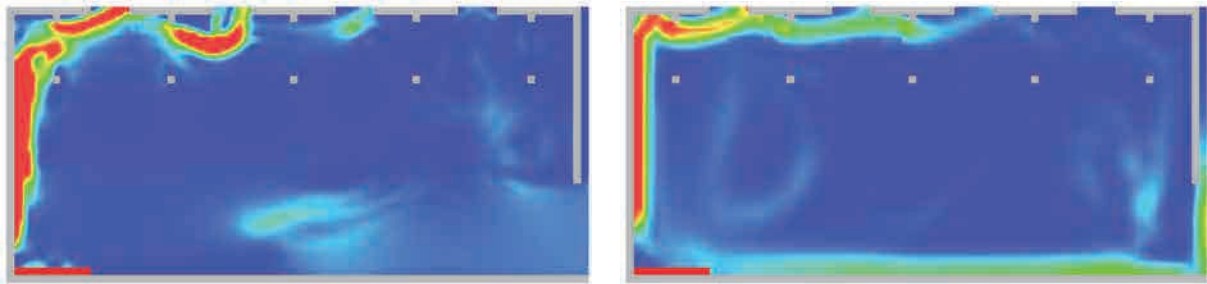


Imagen 104 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 105 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

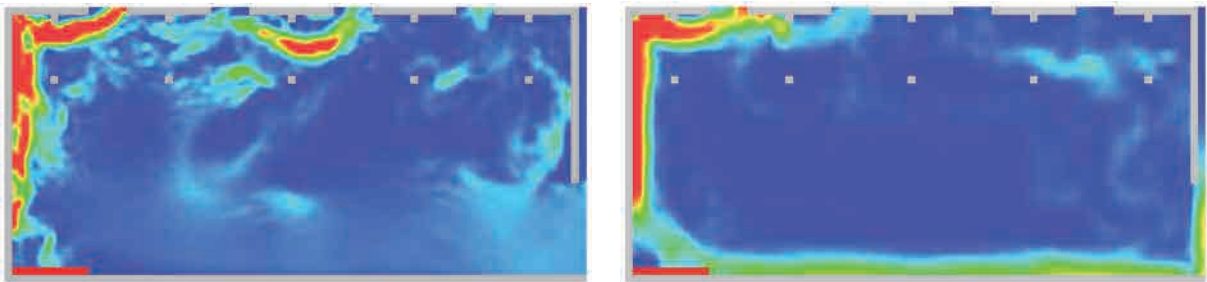


Imagen 106 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 107 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

Analizando la energía cinética, considerando que cada punto del espacio evaluado no dispone de masa y que, por tanto, la dimensión de las unidades de la energía es  $[L^2/T^2]$ , se constata el hecho de que la mayor velocidad del flujo se produce con aquellas discretizaciones espaciales más reducidas y con el modelo Dinámico de Germano, aspecto que explica una mayor temperatura de los gases a menor flotabilidad de los mismos, principalmente en este caso concreto, con unas condiciones de contorno que permiten la ventilación por la cubierta.

### 3.5.1.4 Porcentaje de la energía cinética del campo no resuelta a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

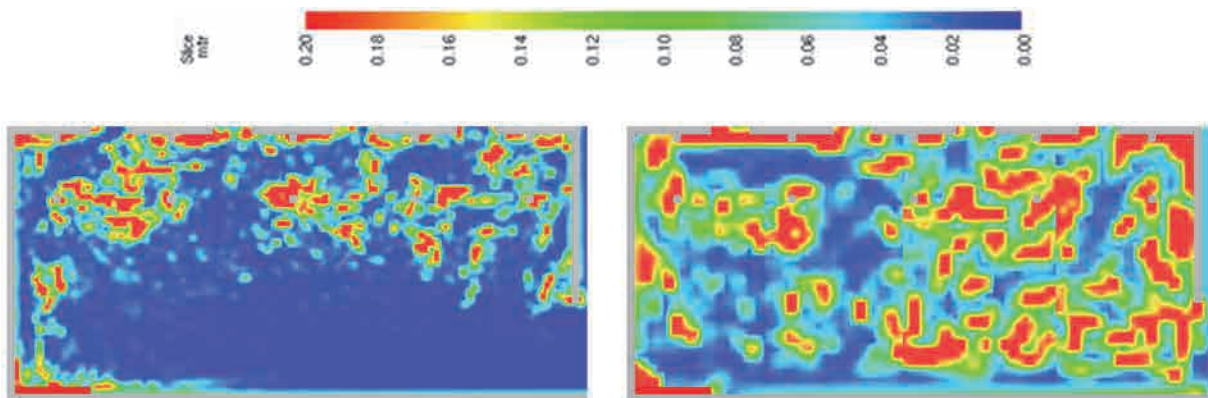


Imagen 108 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 109 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

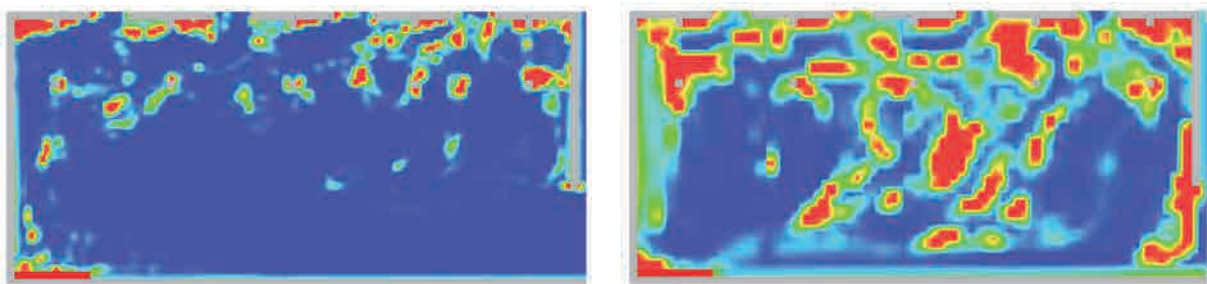


Imagen 110 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 111 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

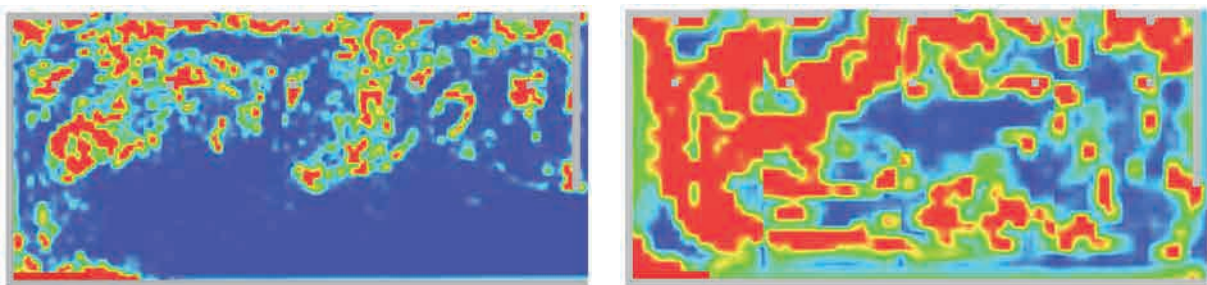


Imagen 112 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 113 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

Comparando el porcentaje de la energía cinética no resuelta en las diferentes simulaciones, se observa que las discretizaciones de 200 mm no son capaces de resolver correctamente la energía asociada a la turbulencia. Sin embargo, una dimensión de mallado de 100 mm permite resolver un mayor porcentaje de energía, si bien es cierto que en las proximidades de la cubierta aún se aprecia una importante concentración de ámbitos en los que no se ha podido resolver la totalidad de la energía cinética.



### 3.5.1.5 Rotacional del campo de flujo a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

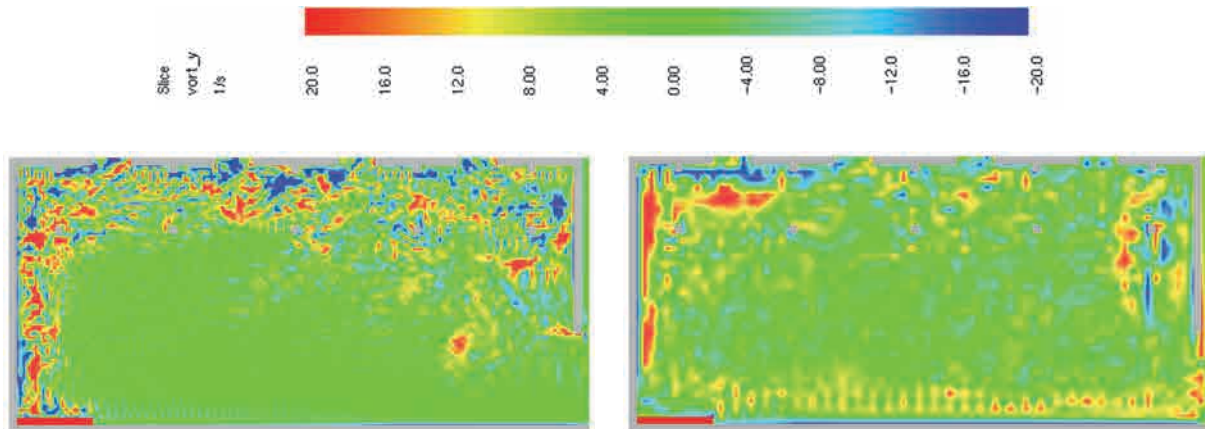


Imagen 114 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 115 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

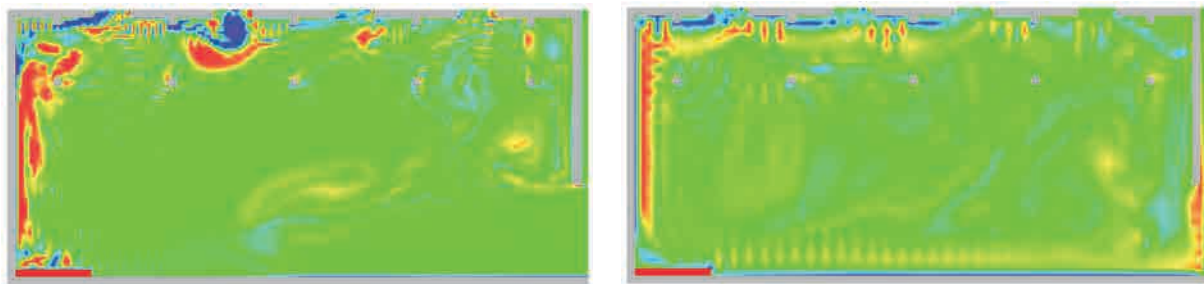


Imagen 116 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 117 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

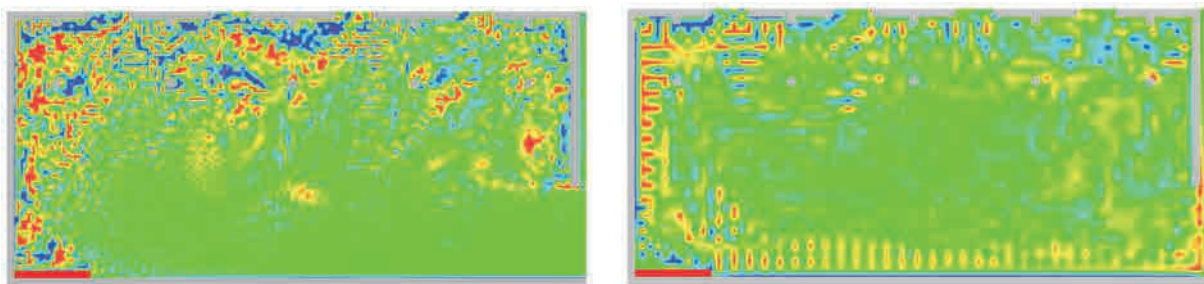


Imagen 118 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 119 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

Tal y como sucedía en la simulación n.º 2, es el modelo dinámico de Germano, junto con los mallados más reducidos, de 100 mm, aquel que resuelve una mayor cantidad de vórtices en el campo de flujo. El modelo de Smagorinsky-Lilly con mallados de 200 mm se ve penalizado por una excesiva viscosidad turbulenta incorporada en el proceso de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes, que no permite reproducir correctamente el flujo que el «punto fuente» de calor genera.

### 3.5.1.6 Evaluación de las leyes térmicas en función del tiempo en puntos discretos del campo de flujo

Tal y como ya se ha indicado, se muestran a continuación las leyes térmicas en función del tiempo asociadas a seis puntos discretos del espacio, próximos a los elementos estructurales. Se han situado dos árboles de termosensores virtuales, situados en  $x = 1,20$  m y en  $x = 4,20$  m.

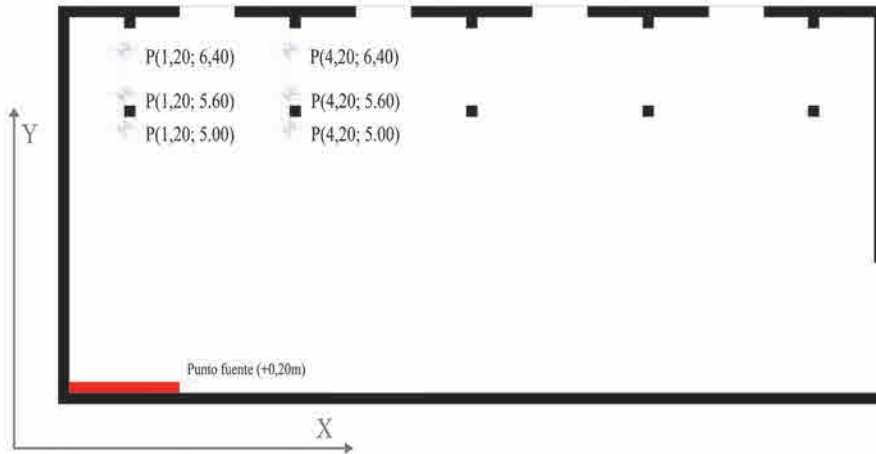


Imagen 120 Puntos de control virtuales considerados en la simulación L.E.S. n.º 3 (Imagen del Autor)

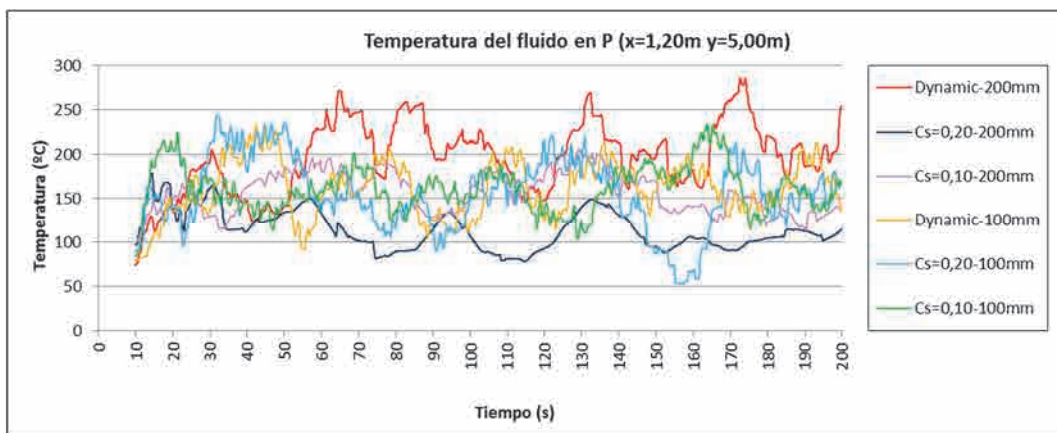


Gráfico 104 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (1,20; 5,00), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de  $500 \text{ kW/m}^2$

En los dos primeros puntos discretos analizados, situados a 200 mm de un elemento estructural, destaca la elevada variabilidad térmica registrada, con valores medios que podemos situar entre los  $125 \text{ °C}$  y los  $200 \text{ °C}$  si comparamos para una discretización espacial de 200 mm el modelo dinámico de Germano y el modelo de Smagorinsky-Lilly.

El resto de los valores térmicos analizados en este punto del espacio oscilan también entre los  $100 \text{ °C}$  y los  $200 \text{ °C}$ , pero a todos ellos puede asignarse un valor térmico medio semejante, de  $150 \text{ °C}$  aproximadamente.

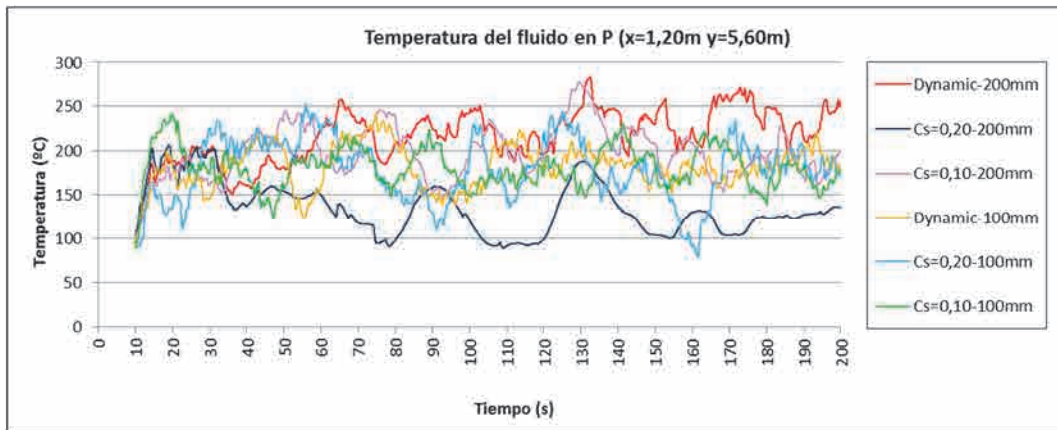


Gráfico 105 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (1,20; 5,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

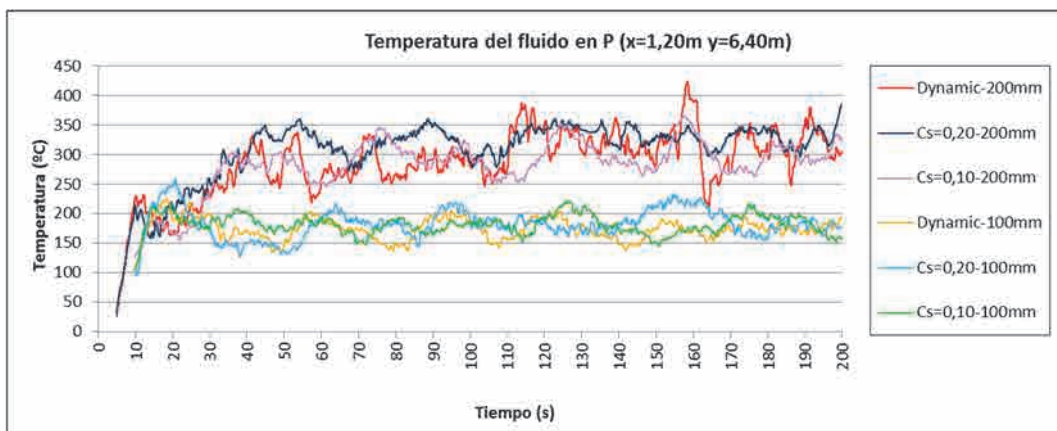


Gráfico 106 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (1,20; 6,40), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

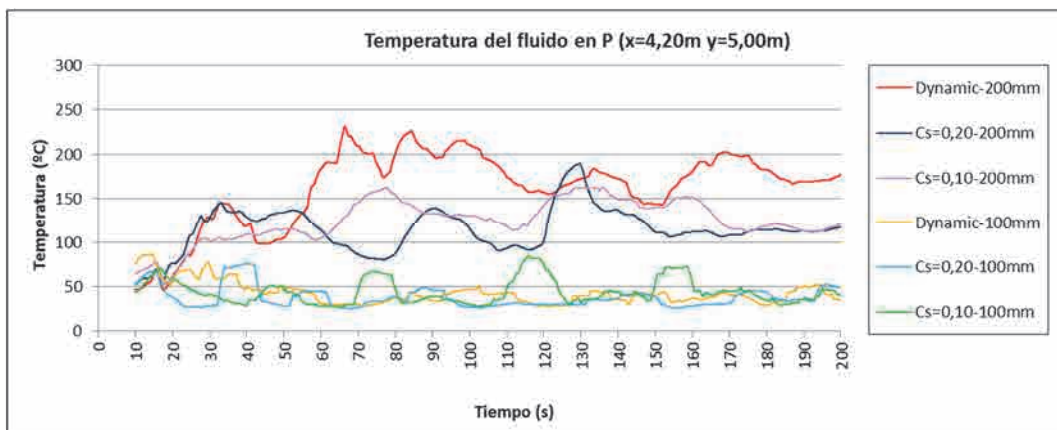


Gráfico 107 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (4,20; 5,00), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

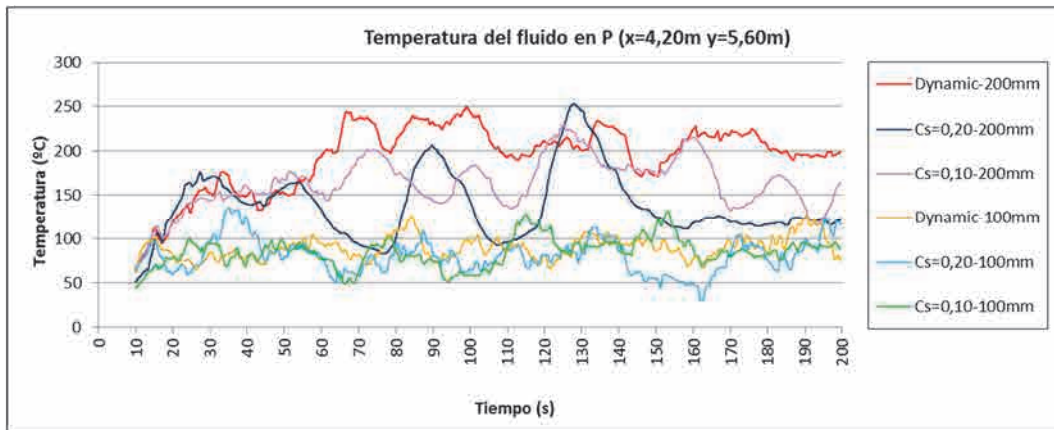


Gráfico 108 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (4,20; 5,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

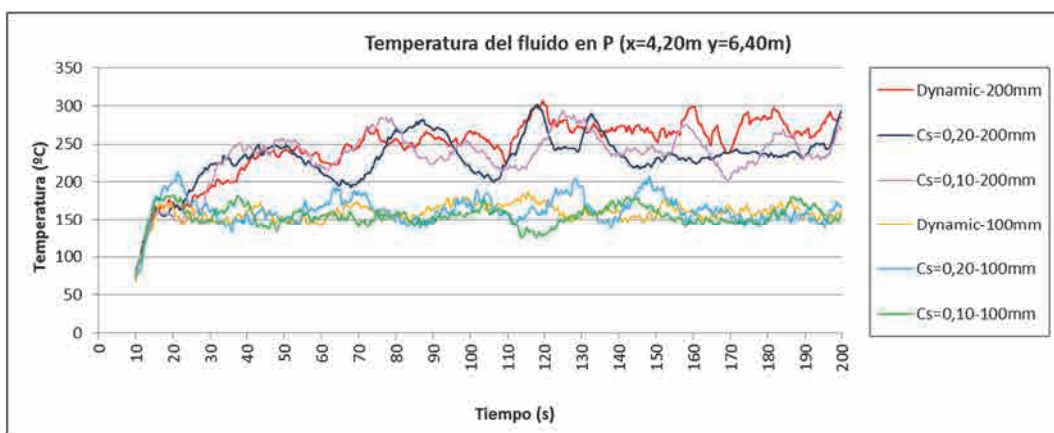


Gráfico 109 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (4,20; 6,40), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

En los cuatro puntos discretos restantes puede identificarse el mismo comportamiento cualitativo para todos ellos. En primer lugar, destaca el hecho de poder agrupar los valores térmicos en dos conjuntos, correspondientes a los mallados de 100 mm y de 200 mm. El primer grupo se caracteriza por una gran semejanza de datos. En el segundo grupo la variabilidad es apreciable. Lo que es más importante, los valores registrados entre ambos grupos varía incluso en más de un 100 %.

En segundo lugar, apreciamos que, si bien en las simulaciones en las que se ha utilizado una discretización de 100 mm los diferentes métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes no tienen repercusión sobre los datos de salida obtenidos, cuando el mallado ha sido de 200 mm los resultados han oscilado significativamente y no han reproducido correctamente el campo de flujo estudiado.

Es por ello que se puede establecer que en esta simulación n.º 3 el mallado de 100 mm ha sido capaz de reproducir correctamente los fenómenos turbulentos y se han obtenido, en este caso, muy poca variabilidad térmica para todos los métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes que se han utilizado.

### 3.5.2 Análisis espectral de frecuencias realizado a partir de los datos obtenidos en la simulación L.E.S. n.º 3

#### 3.5.2.1 Análisis espectral de frecuencias correspondiente a la vorticidad en P (1,20; 5,00)

Una vez analizadas las diferentes leyes térmicas en función del tiempo, se procede a realizar el análisis espectral de frecuencias de la simulación n.º 3 en el punto P (1,20; 5,00). Dicho análisis se realiza a partir de la vorticidad en P, tanto para el mallado de 200 mm como de 100 mm. También se incluye como parámetro de comparación el modelo de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes y se considera el modelo dinámico de Germano y el modelo de Smagorinsky-Lilly, con un valor de  $C_s$  de 0,20.

##### 3.5.2.1.1 Dimensión de mallado de 200 mm

El análisis realizado de las dos leyes que definen la vorticidad en función del tiempo, con una discretización espacial de 200 mm y diferentes métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes, nos permite observar claras diferencias en el comportamiento del fluido en el punto P (1,20; 5,00).

Mientras que en la simulación llevada a cabo con el método dinámico de Germano la vorticidad tiene importantes oscilaciones para frecuencias elevadas, la ley correspondiente al modelo de Smagorinsky-Lilly muestra un amortiguamiento muy importante en el rotacional del fluido que implica una incorrecta simulación de los fenómenos turbulentos.

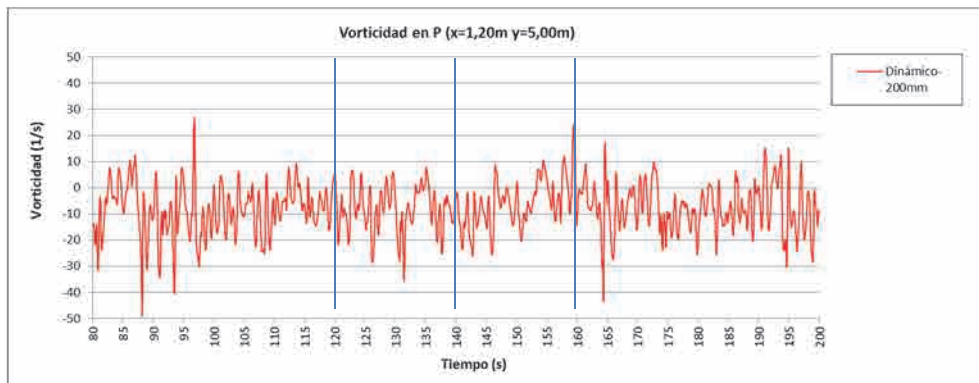


Gráfico 110 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para  $500 \text{ kW/m}^2$ . Dinámico y mallado de 200 mm

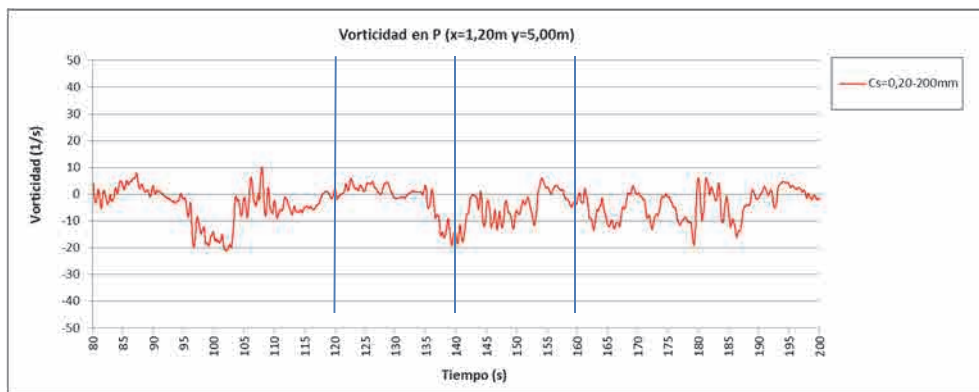


Gráfico 111 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para  $500 \text{ kW/m}^2$ .  $C_s = 0,20$  y mallado de 200 mm

### 3.5.2.1.1.1 Duración de la muestra = 25,60 segundos

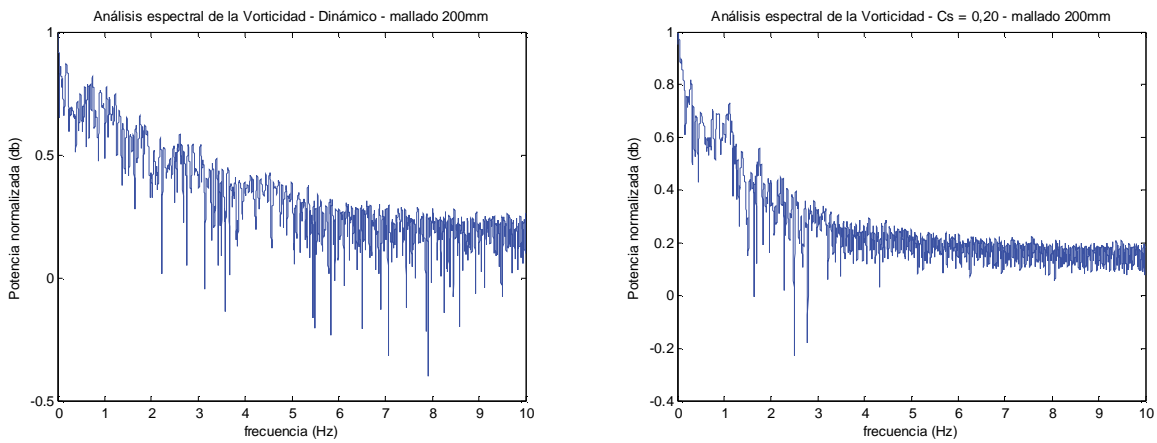


Gráfico 112 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

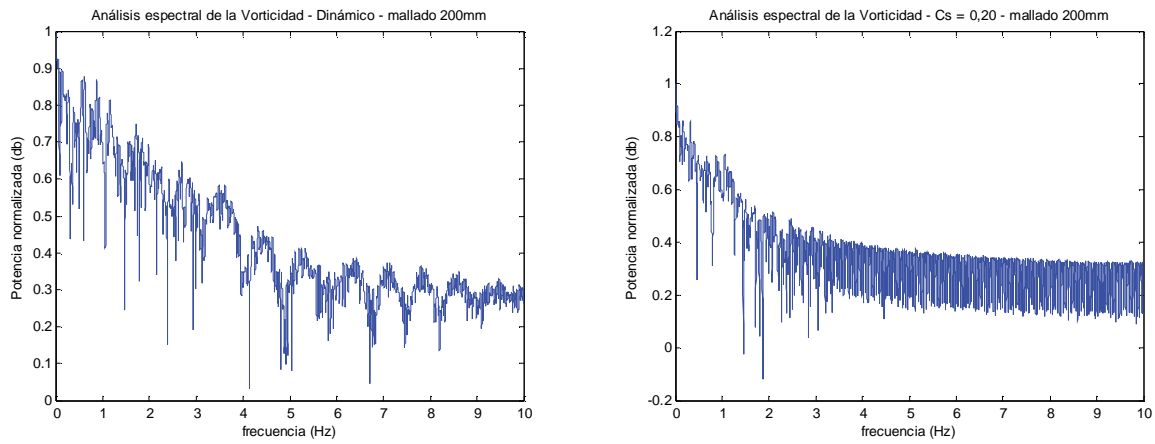


Gráfico 113 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

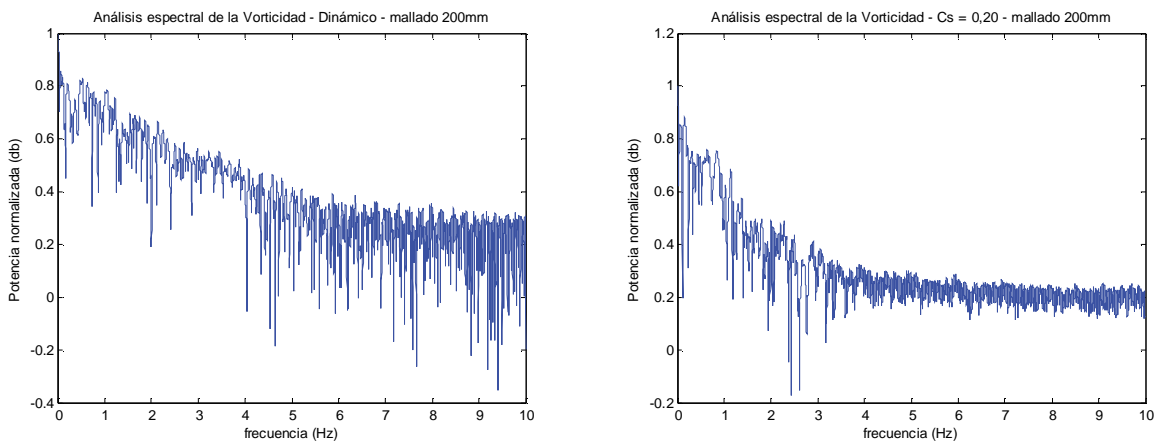


Gráfico 114 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

### 3.5.2.1.1.2 Duración de la muestra = 12,80 segundos

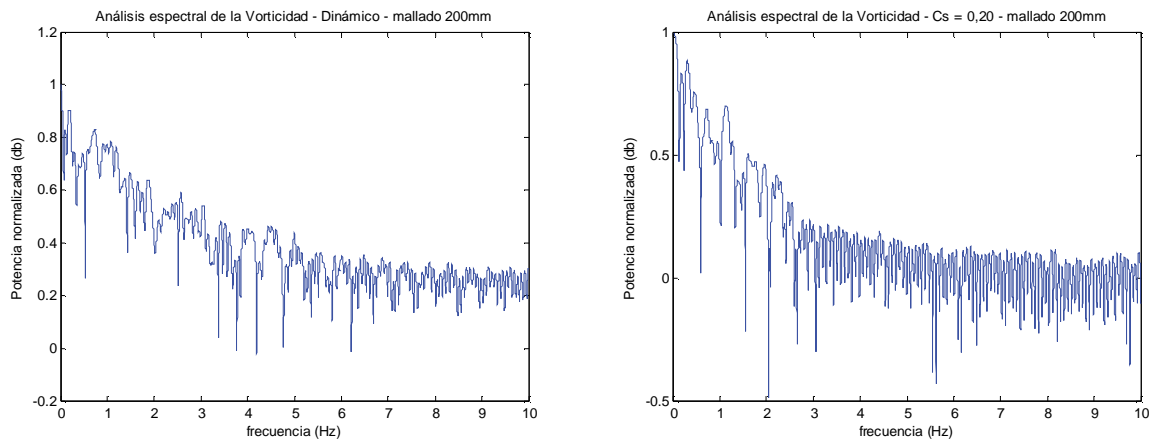


Gráfico 115 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

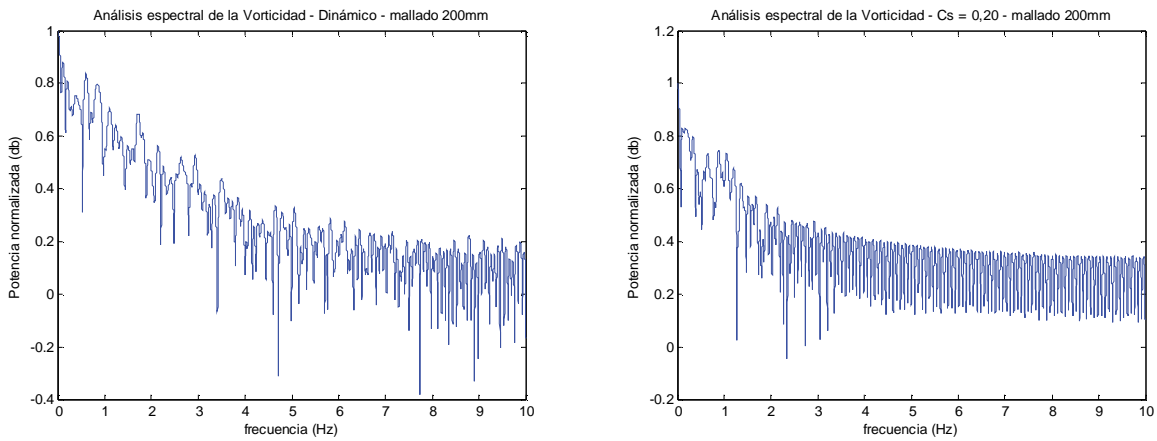


Gráfico 116 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

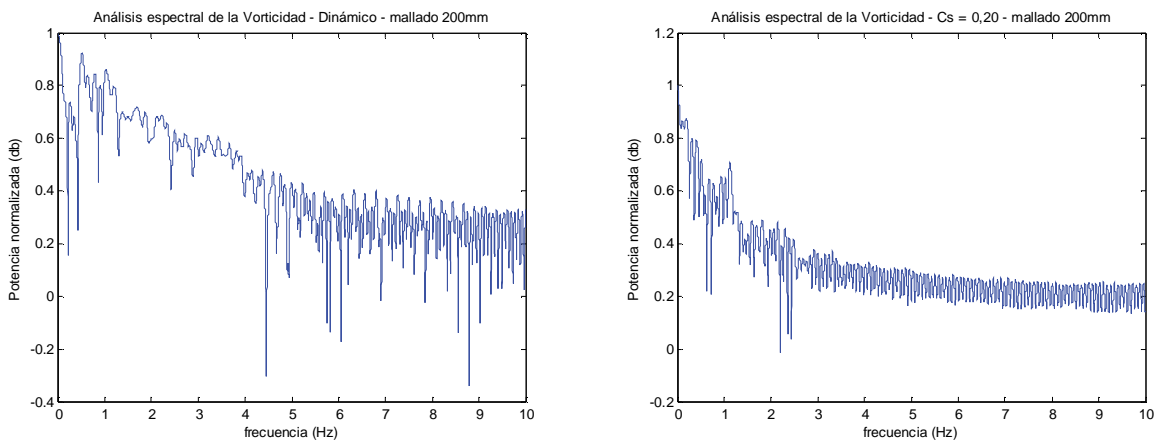


Gráfico 117 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

### 3.5.2.1.1.3 *Análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante de la simulación con un mallado de 200 mm*

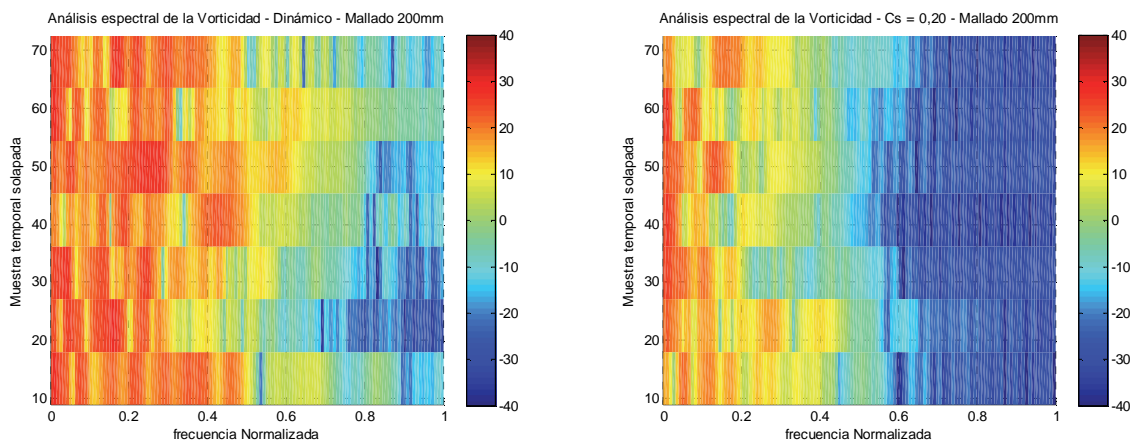


Gráfico 118 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

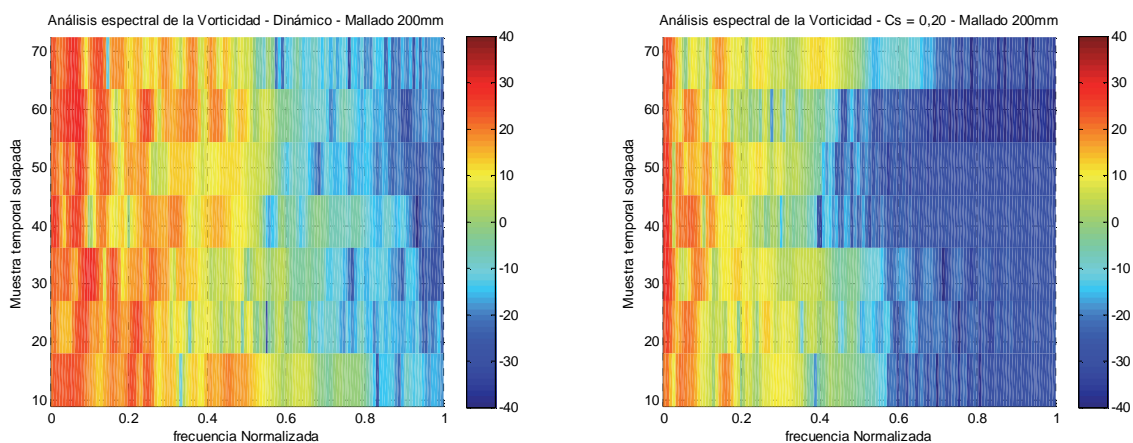


Gráfico 119 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

El análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad en el punto P (1,20; 5,00) de la simulación n.º 3 con una discretización espacial de 200 mm permite diferenciar la distribución homogénea de potencias que se obtiene en el caso del modelo dinámico de Germano respecto del modelo de Smagorinsky-Lilly, donde las potencias más bajas ocupan la mitad de las frecuencias normalizadas y se distribuyen más homogéneamente a partir de una frecuencia normalizada de 0,50.

Este hecho confirma la tendencia observada en los espectros de frecuencia presentados en el apartado anterior, donde se indica la imposibilidad de la simulación de reproducir adecuadamente en el punto P las frecuencias más elevadas, produciéndose un cambio en el comportamiento a partir de 3,50 Hz. Esta tendencia presentada es más acusada en el caso del modelo de Smagorinsky-Lilly que en el modelo dinámico de Germano.



### 3.5.2.1.2 Dimensión de mallado de 100 mm

Se presentan a continuación las dos leyes correspondientes al rotacional en un punto P del campo de flujo para una discretización de 100 mm, modificando el método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes. Se ha incluido en primer lugar la vorticidad resultante en el punto P (1,20; 5,00) utilizando el método dinámico de Germano para el cierre de las ecuaciones y el segundo gráfico es el correspondiente a la vorticidad resultante de utilizar el método de Smagorinsky-Lilly.

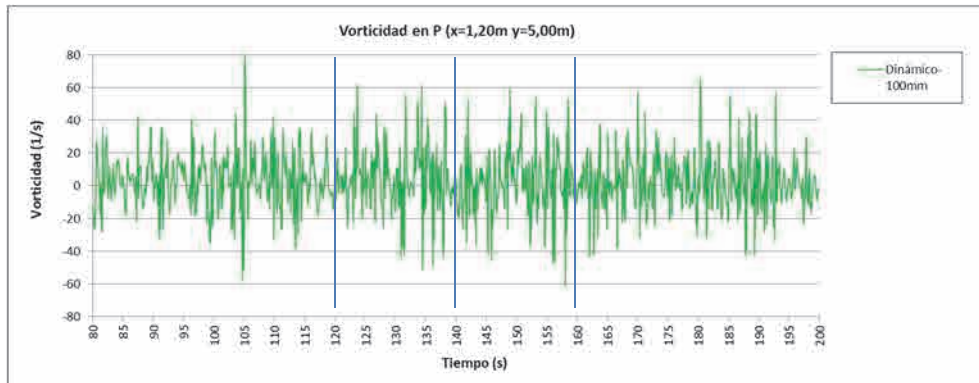


Gráfico 120 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para  $500 \text{ kW/m}^2$ . Dinámico y mallado de 100 mm

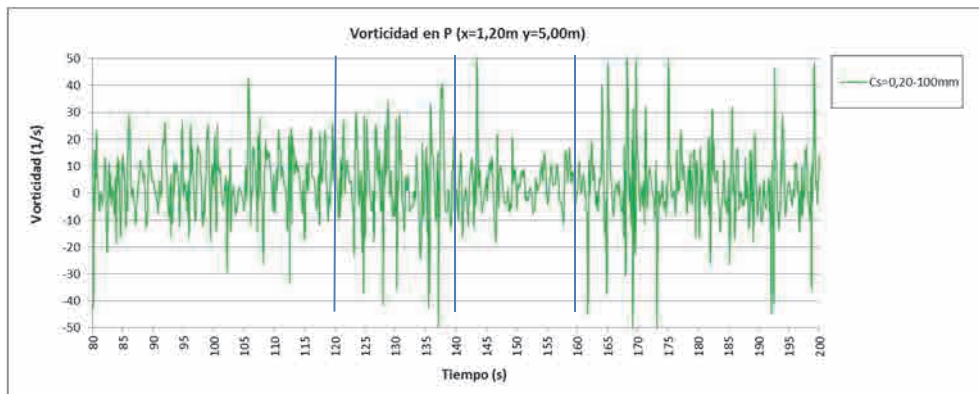


Gráfico 121 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para  $500 \text{ kW/m}^2$ .  $C_s = 0,20$  y mallado de 100 mm

En el caso de las leyes asociadas a la vorticidad en función del tiempo en un punto P del espacio, con una discretización de 100 mm, el comportamiento es semejante, independientemente del método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes utilizado.

Exceptuando la singularidad registrada en el modelo de Smagorinsky-Lilly, en el intervalo comprendido entre los 140 y los 160 segundos, donde se aprecia un incremento del amortiguamiento del rotacional, la totalidad del periodo comprendido entre los 80 y los 200 segundos es similar en lo que al comportamiento cualitativo se refiere. Se registran altas frecuencias y valores elevados de la vorticidad.

### 3.5.2.1.2.1 Duración de la muestra = 25,60 segundos

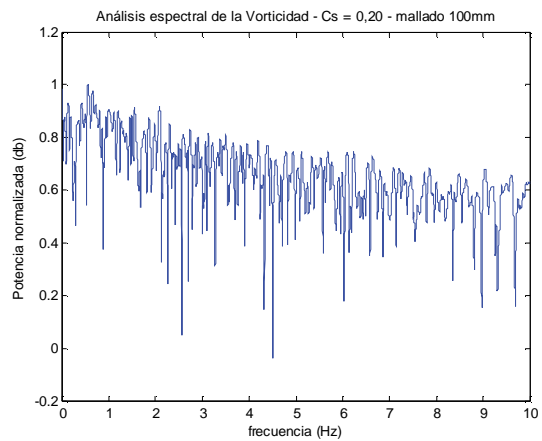
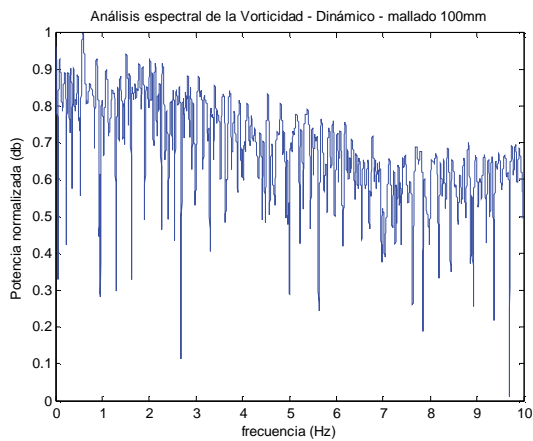


Gráfico 122 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

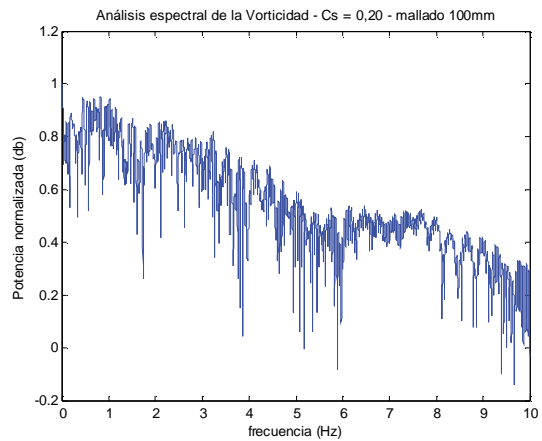
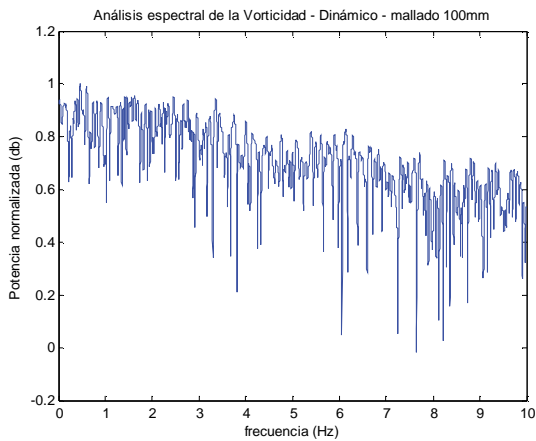


Gráfico 123 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

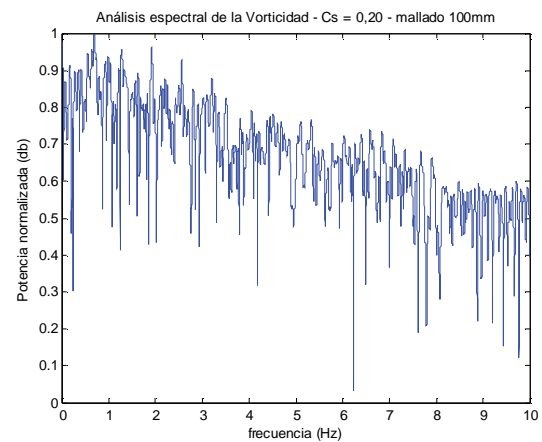
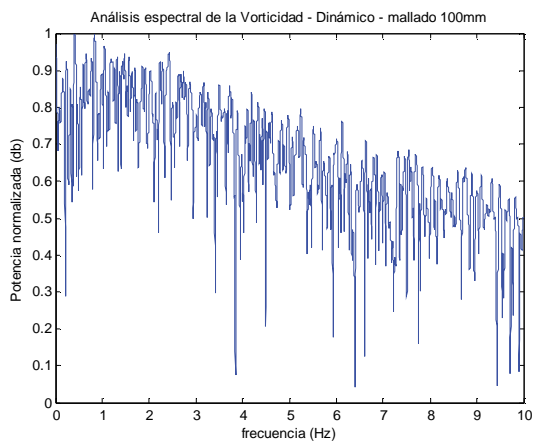


Gráfico 124 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

### 3.5.2.1.2.2 Duración de la muestra = 12,80 segundos

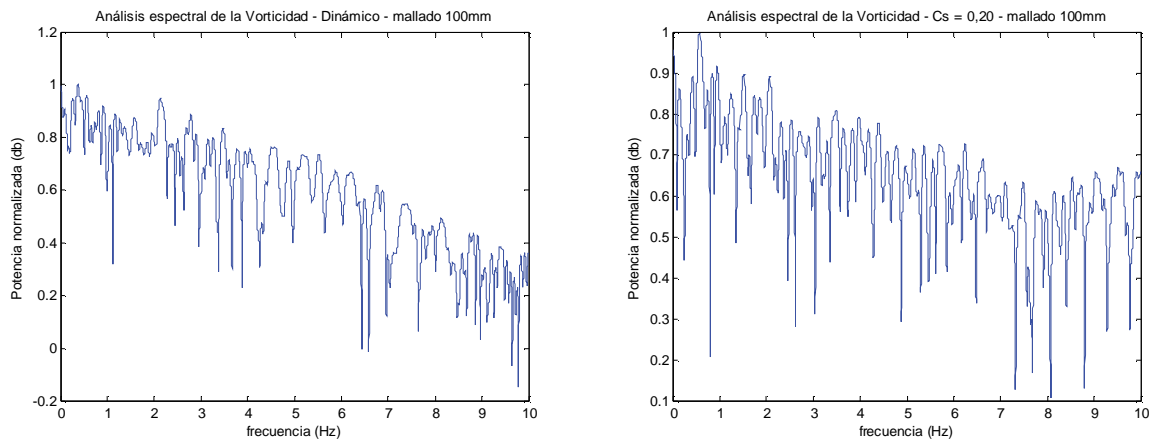


Gráfico 125 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

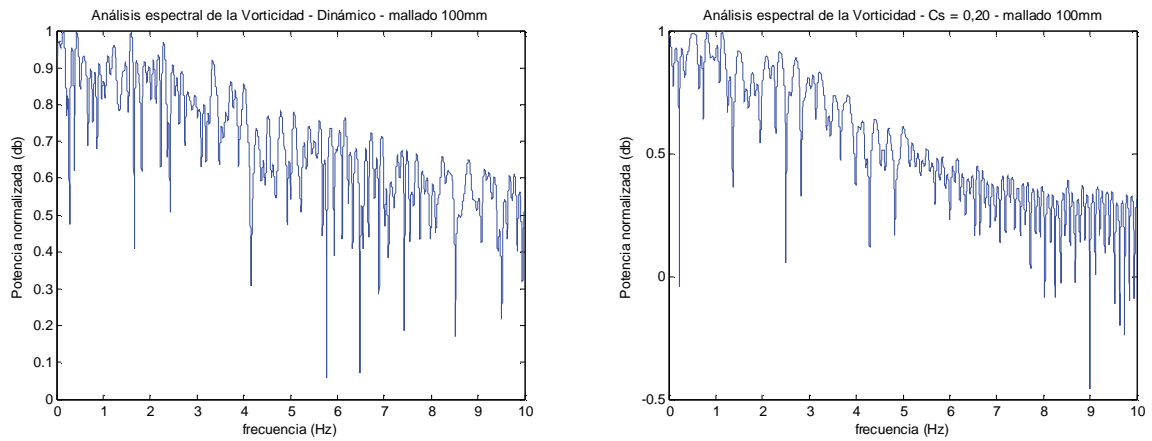


Gráfico 126 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

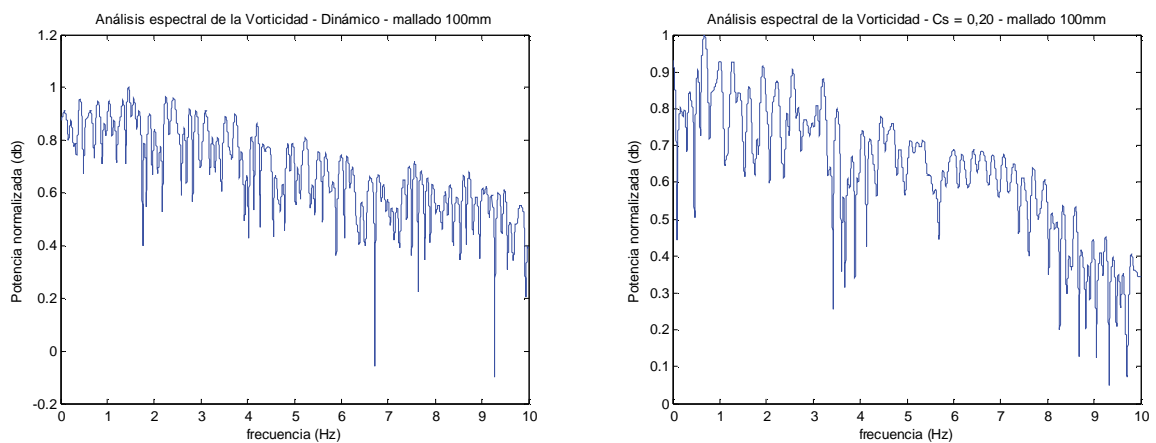


Gráfico 127 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

### 3.5.2.1.2.3 *Análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante de la simulación con un mallado de 100 mm*

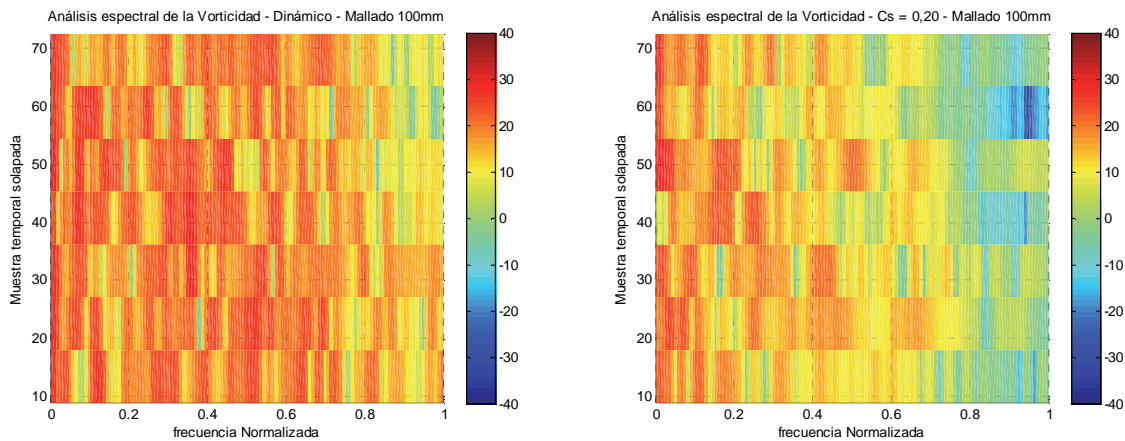


Gráfico 128 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

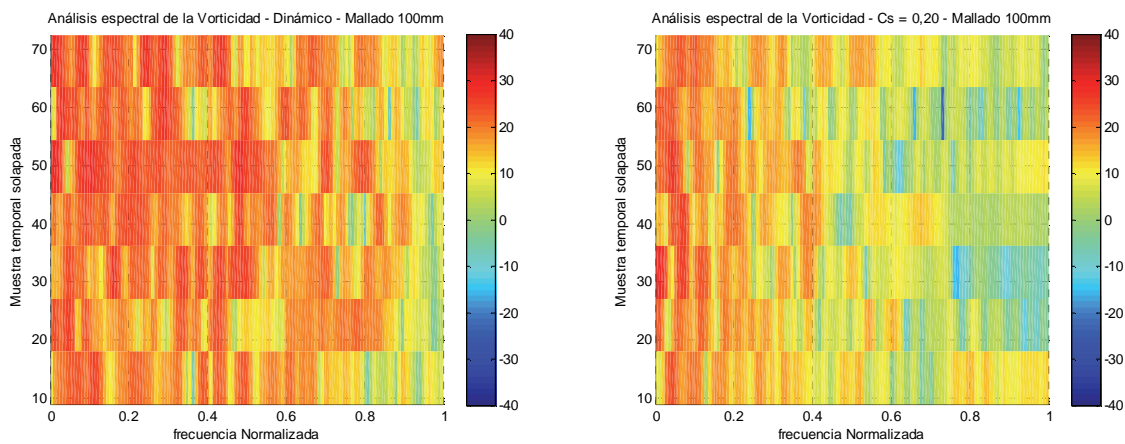


Gráfico 129 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

El conjunto de los espectrogramas aquí presentados registra un comportamiento muy diferente al que hemos expuesto en el apartado 3.5.2.1.1.3. En este caso, recurriendo a una discretización espacial de 100 mm, el análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad en el punto P (1,20; 5,00) nos permite observar una distribución homogénea de las potencias elevadas y medias en todo el rango de frecuencias consideradas.

Coincide este comportamiento evaluado, en el que se ha solapado el análisis espectral en ocho segmentos temporales para detectar las tendencias en lo que a la distribución de la potencia se refiere en función de la frecuencia normalizada, con los espectros de frecuencia que se han llevado a cabo a partir de los mismos datos discretos de la vorticidad. Se han podido captar aquí un mayor número de escalas turbulentas, asociadas a un rango de frecuencias mucho más elevado.

### 3.5.2.2 Conclusiones relativas al análisis espectral en la simulación n.º 3

En la simulación n.º 3 los modelos realizados con la discretización de 200 mm no han sido capaces de reproducir las frecuencias asociadas a todas las turbulencias de manera adecuada, mientras que el mallado de 100 mm ha sido suficientemente refinado como para registrar correctamente los fenómenos asociados a la vorticidad, afirmación que podemos llevar a cabo analizando conjuntamente las leyes térmicas en el punto P (1,20; 5,00) con los resultados obtenidos en el análisis espectral de frecuencias asociado al rotacional del campo de flujo.

A modo concluyente se reproduce a continuación el gráfico correspondiente al análisis espectral de la vorticidad con mallado espacial de 200 mm. Se puede apreciar cómo la línea de tendencia del espectro define una zona sombreada destacada, sobre todo en el caso del modelo de Smagorinsky-Lilly, y queda verificado este hecho por la correlación entre la superficie sombreada del espectro y las escalas turbulentas comprendidas entre los 0 Hz y los 10 Hz que no han sido correctamente simuladas en el modelo.

El análisis espectral asociado a la simulación en la que el cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes se ha realizado con el modelo dinámico de Germano conlleva una menor área sombreada del gráfico, lo que implica una mejor reproducción de todas las dimensiones turbulentas que la simulación n.º 3 lleva asociada.

En ambos casos, y siguiendo las hipótesis expuestas en la simulación anterior, la frecuencia máxima que ha sido capaz de simularse ha sido muy similar, de 3,50 Hz, pero destaca una menor pendiente en el modelo dinámico, lo que indica esto una mejor simulación de todas las frecuencias comprendidas en este rango, tal y como ya hemos expuesto.

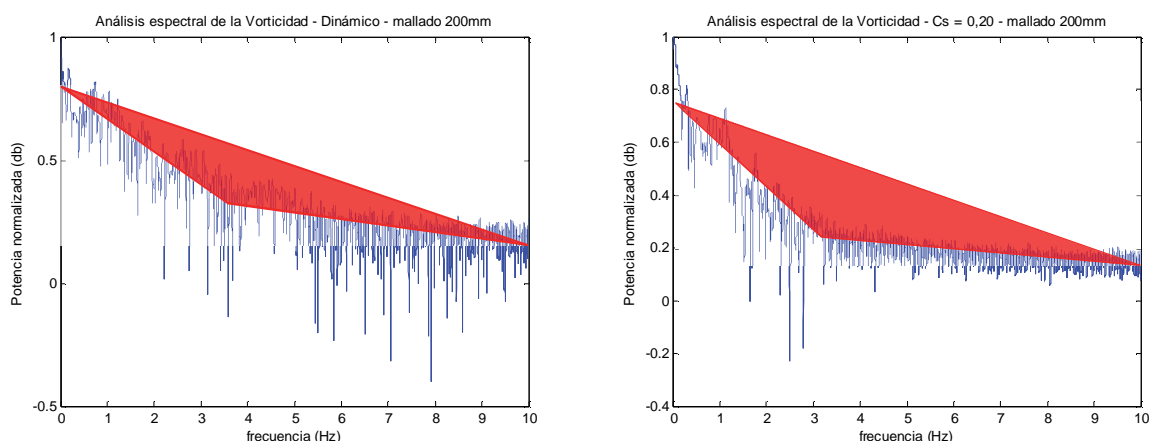


Gráfico 130 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

Si llevamos a cabo el mismo ejercicio con los gráficos correspondientes al análisis espectral de la vorticidad con una discretización espacial de los modelos de 100 mm, vemos cómo la pendiente es uniforme en todo el rango de frecuencias analizado, sin registrarse puntos de inflexión en la línea de tendencia del espectro. Con el mallado de 100 mm las turbulencias correctamente simuladas han alcanzado frecuencias de hasta 8,0 Hz en el modelo dinámico de Germano y de 7,0 Hz en el modelo de Smagorinsky, con una línea de tendencia del espectro prácticamente uniforme que explica el motivo por el que las leyes térmicas con la discretización espacial de 100 mm no han registrado una variabilidad significativa.

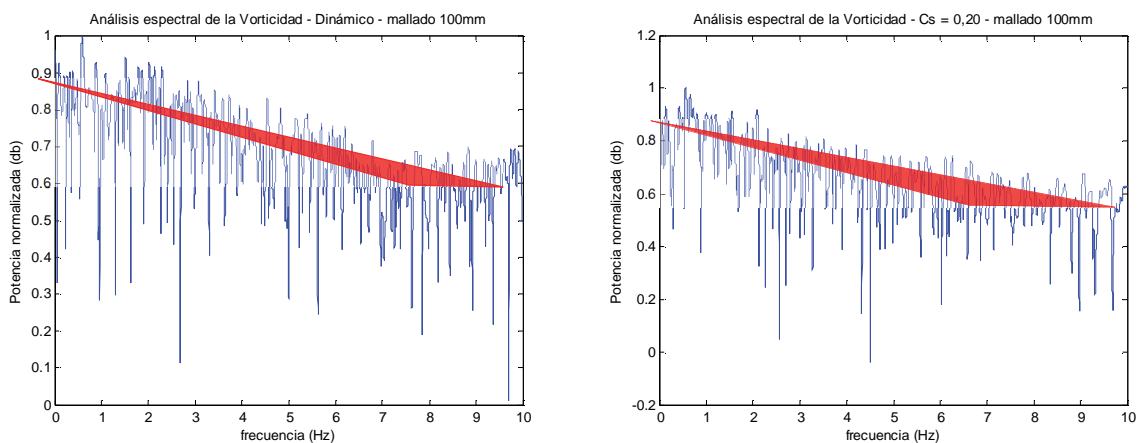


Gráfico 131 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

### 3.6 Simulación L.E.S. n.º 4: Influencia de los fenómenos turbulentos en la dinámica de fluidos en un campo finito en $R^2$ . Modificación (b) de las condiciones de contorno

La cuarta simulación que aquí exponemos modifica nuevamente las condiciones de contorno, tal y como ya se ha realizado en la simulación n.º 3. En este caso hemos considerado dos importantes variaciones respecto de la geometría anterior:

- Si bien se mantiene la ventilación cenital como en el caso anterior, se ha realizado la modificación en lo que a su geometría se refiere, de manera que el intercambio de aire entre el interior y el exterior se produzca en un plano vertical, lo que dificulta la flotabilidad de los gases hacia el exterior y
- se ha incorporado un forjado sobre el «punto fuente» de calor, a 2,60 m de distancia, de manera que el flujo de calor se vea sometido a un incremento de movimiento rotacional y, por lo tanto, de las turbulencias generadas.

El «punto fuente» de calor incorporado en esta simulación es también de  $500 \text{ kW/m}^2$ , con una longitud de 2,0 m. Esto representa una potencia liberada de  $1,0 \text{ MW/m}$ , igual que en el caso anterior.

Las condiciones ambientales se han mantenido iguales a los modelos anteriores. La temperatura inicial es de  $20 \text{ °C}$  y la presión atmosférica es de  $101\,325 \text{ Pa}$ . Teniendo en cuenta las condiciones de contorno del modelo no hemos considerado ningún tipo de «ruido» inicial en la simulación.

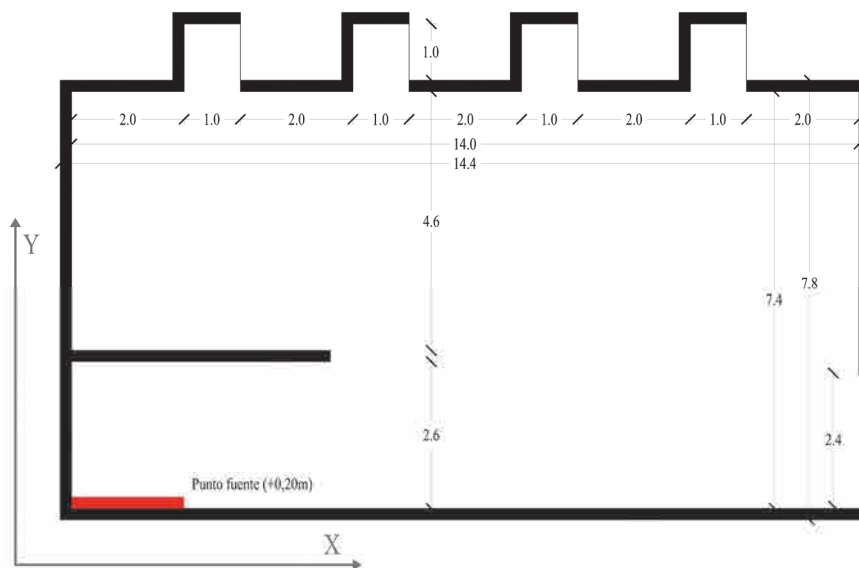


Imagen 121 Geometría considerada en la simulación L.E.S. n.º 4 (Imagen del Autor)

### 3.6.1 Parámetros de salida analizados

#### 3.6.1.1 Temperatura del flujo a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

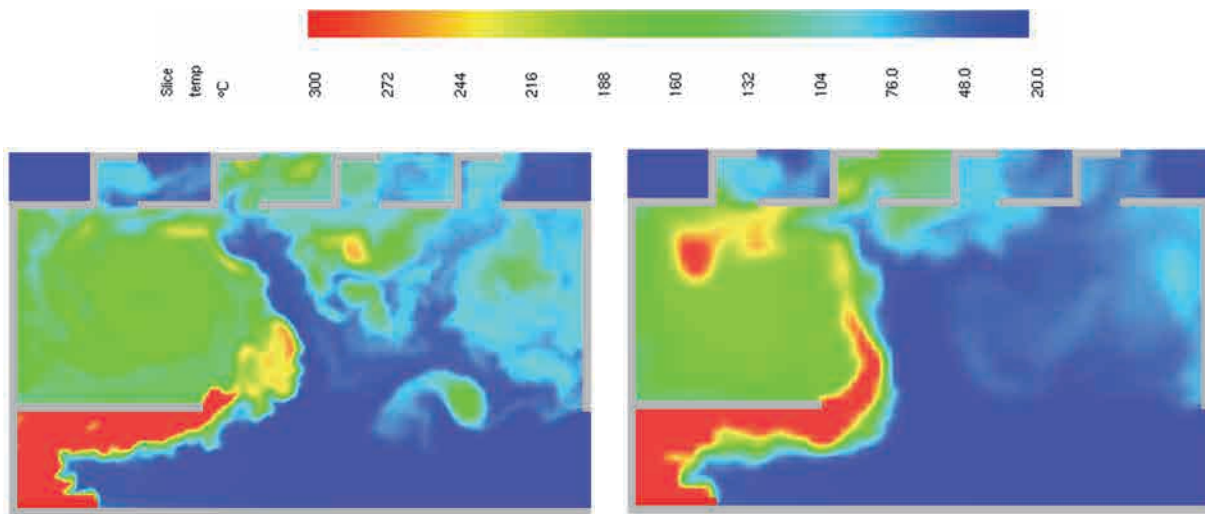


Imagen 122 Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 123 Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

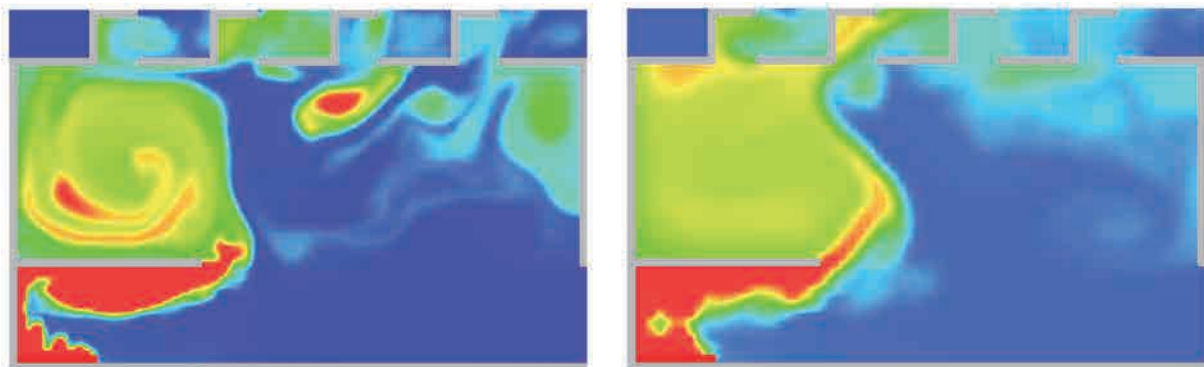


Imagen 124 Constante  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 125 Constante  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

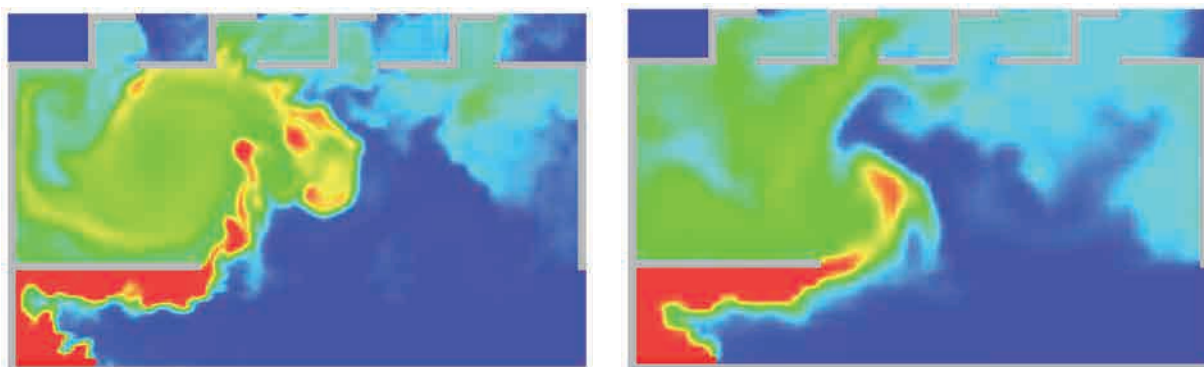


Imagen 126 Constante  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 127 Constante  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)



3.6.1.2 Velocidad del flujo a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

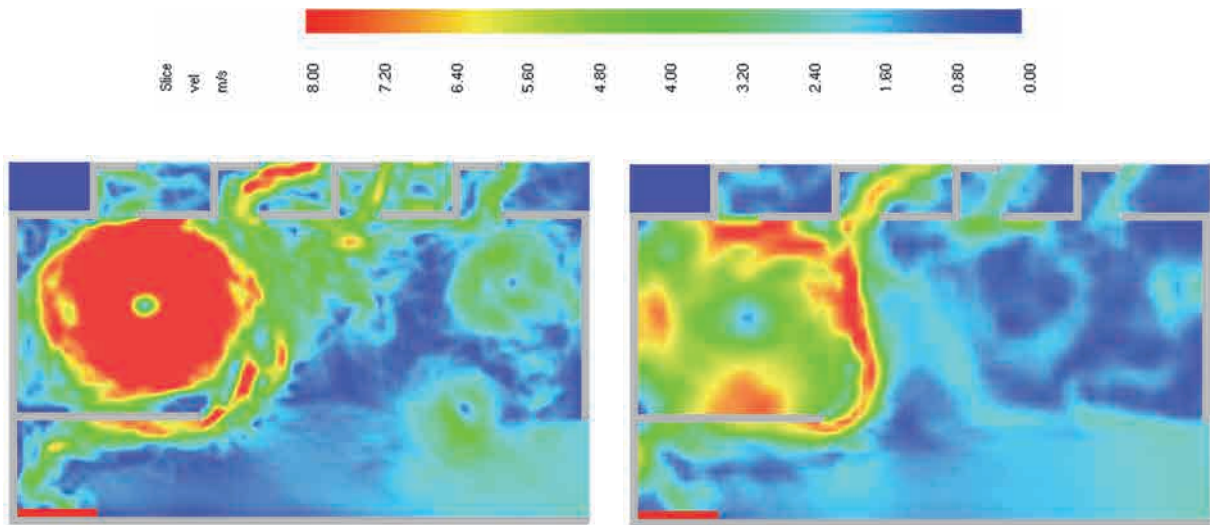


Imagen 128 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 129 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

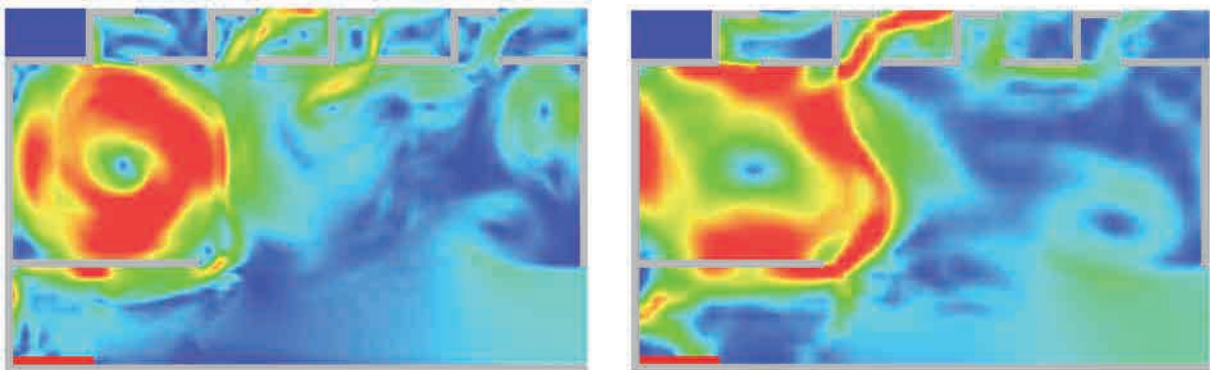


Imagen 130 Velocidad del gas –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 131 Velocidad del gas –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

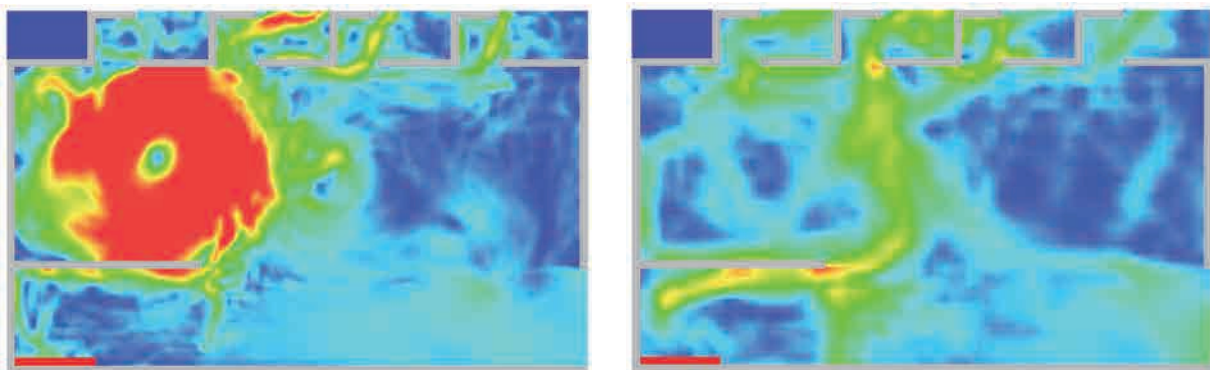


Imagen 132 Velocidad del gas –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 133 Velocidad del gas –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.6.1.3 Energía cinética generada a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

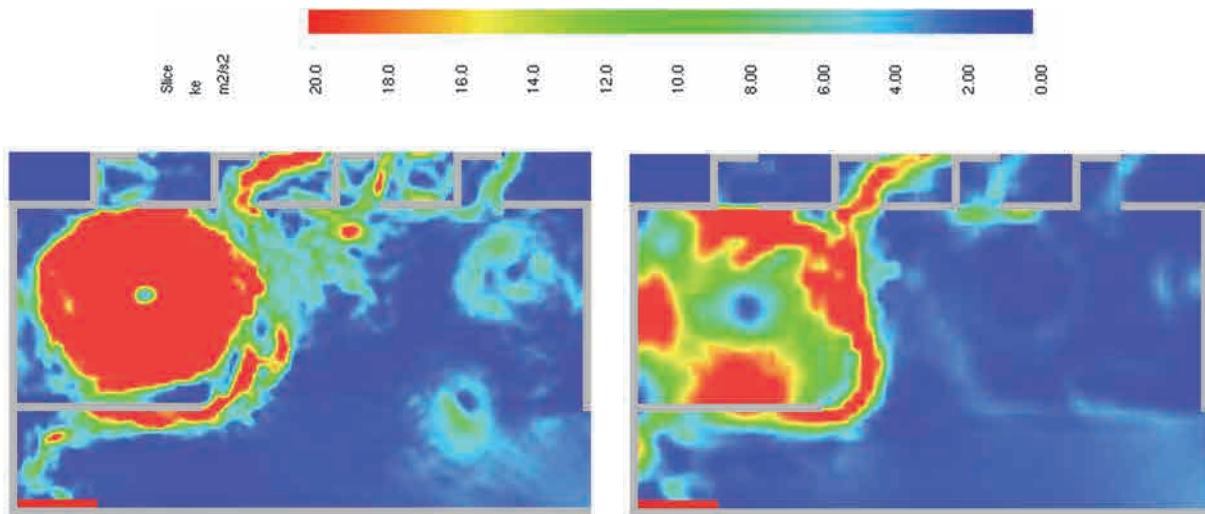


Imagen 134 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 135 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

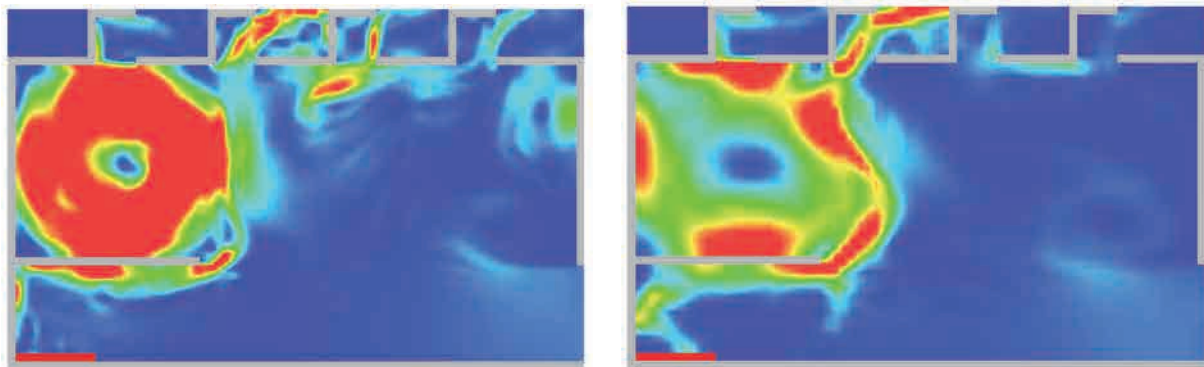


Imagen 136 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 137 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

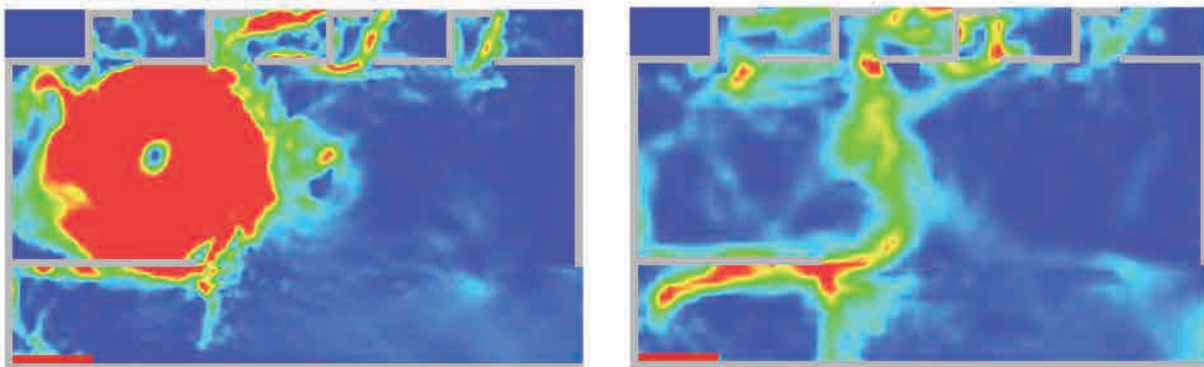


Imagen 138 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 139 Energía cinética del flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

3.6.1.4 Porcentaje de la energía cinética del campo no resuelta a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

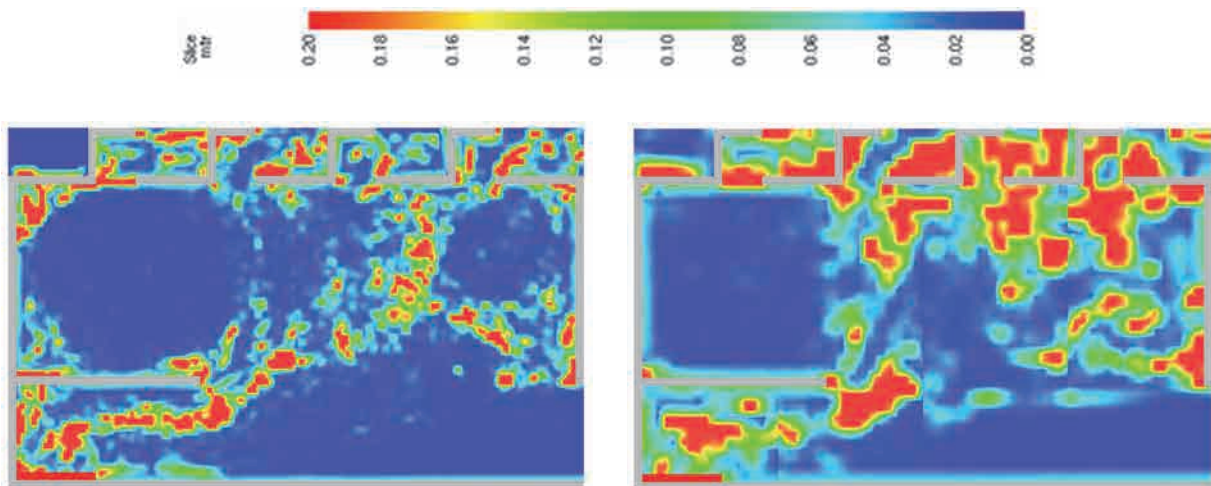


Imagen 140 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 141 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

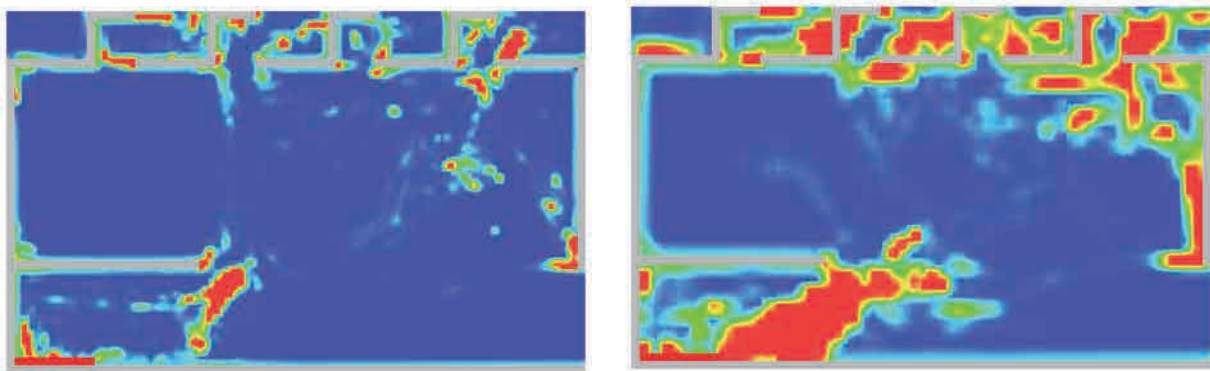


Imagen 142 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,20$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 143 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,20$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

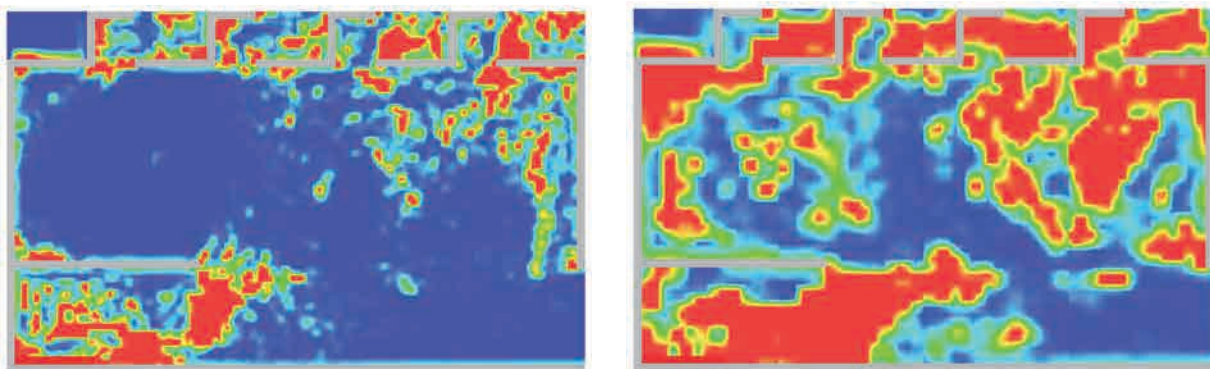


Imagen 144 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,10$  – Malla 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 145 Energía cinética del campo no resuelta –  $C_s = 0,10$  – Malla 200 mm (Imagen del Autor)

3.6.1.5 Rotacional del campo de flujo a los 150 segundos, con resoluciones de malla de 100 y 200 mm

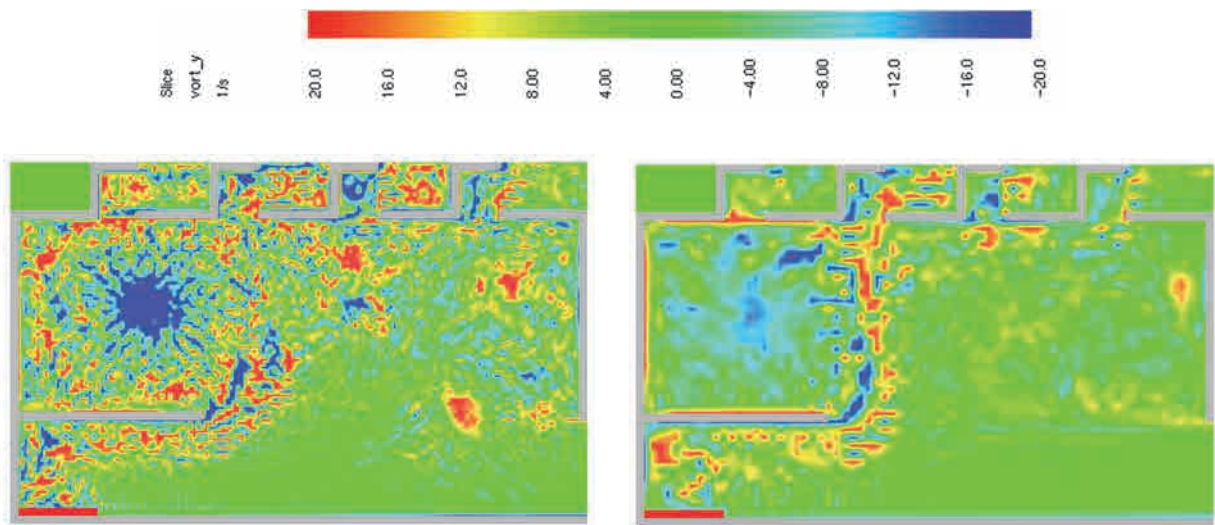


Imagen 146 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 147 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

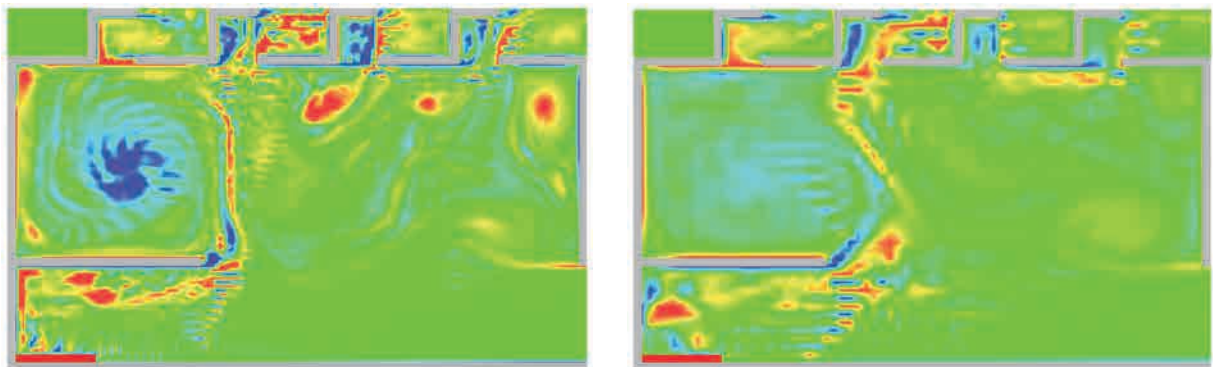


Imagen 148 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 149 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,20$  – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

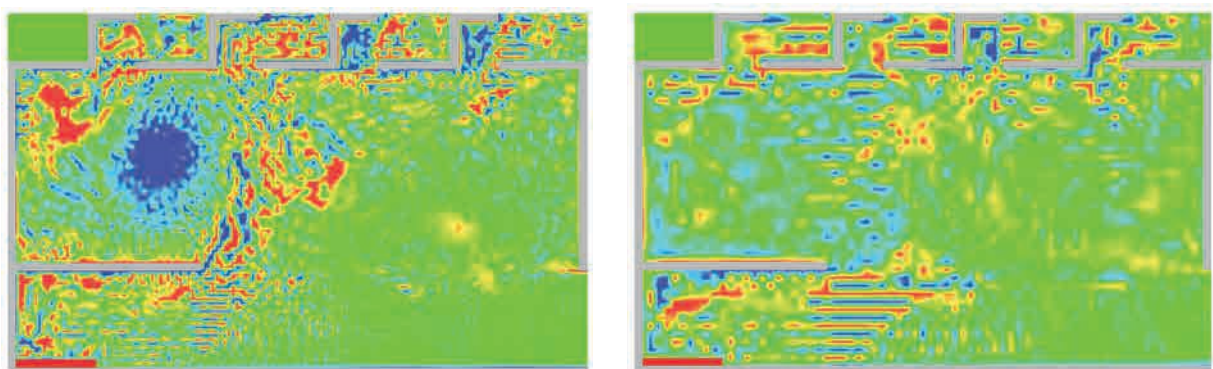


Imagen 150 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)

Imagen 151 Rotacional del campo de flujo –  $C_s = 0,10$  – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)

### 3.6.1.6 Evaluación de las leyes térmicas en función del tiempo en puntos discretos del campo de flujo

Hemos analizado ocho puntos discretos del campo de flujo, en dos árboles de termosensores virtuales situados a 5,40 m y a 6,20 m respecto del origen del modelo. Esto nos permite verificar las leyes térmicas en función del tiempo y dictaminar sobre la dispersión en lo que a las temperaturas se refiere en función de la dimensión del mallado utilizado y del método de cierre de las ecuaciones de gobierno del fluido.

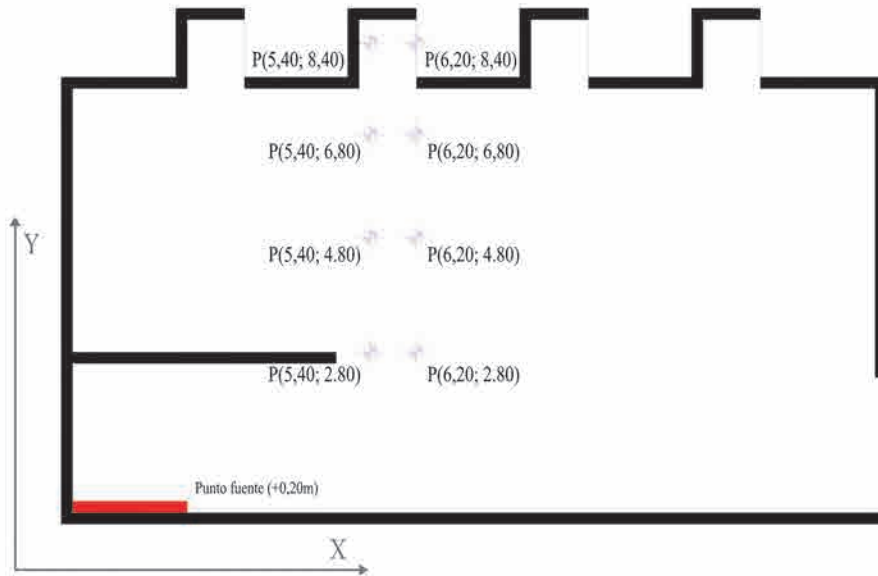


Imagen 152 Puntos de control virtuales considerados en la simulación L.E.S. n.º 4 (Imagen del Autor)

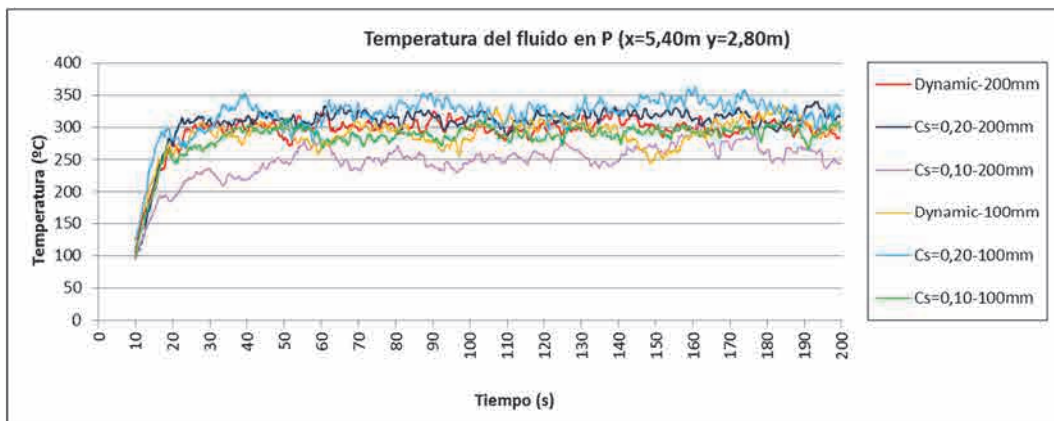


Gráfico 132 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,40; 2,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

Apreciamos una dispersión en lo que a los resultados térmicos se refiere de hasta un 35-40 %, similar a la dispersión térmica registrada en la simulación n.º 2. Este elevado porcentaje se puede observar en cada uno de los puntos discretos estudiados.

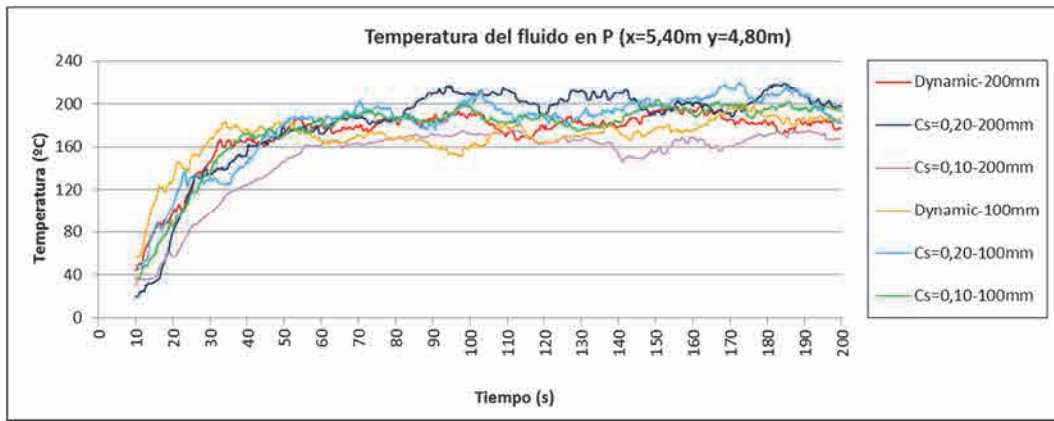


Gráfico 133 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,40; 4,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

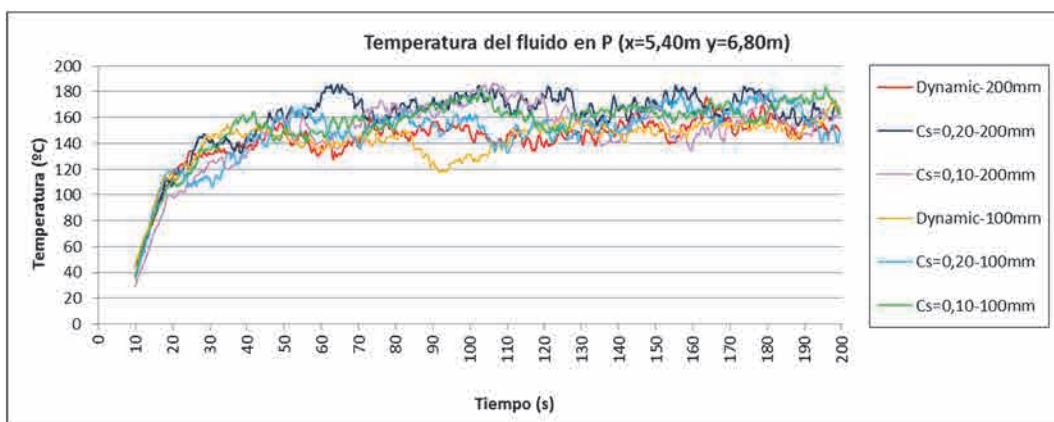


Gráfico 134 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,40; 6,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

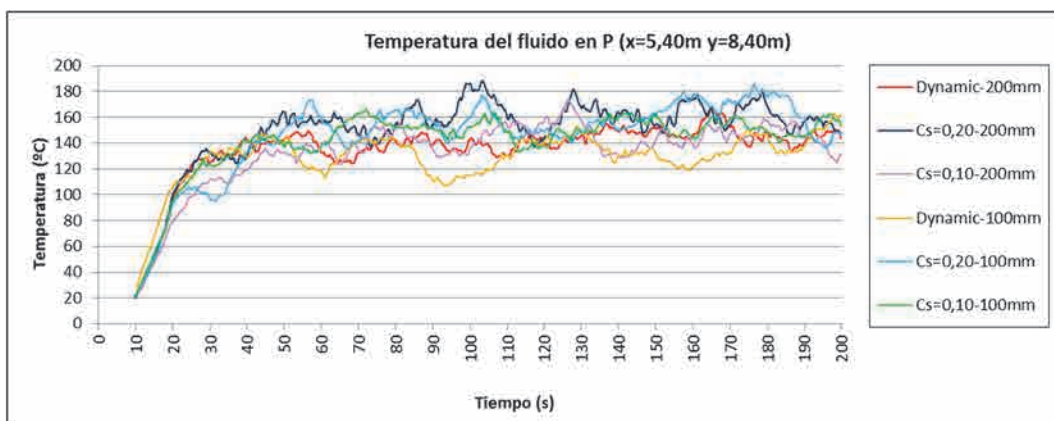


Gráfico 135 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,40; 8,40), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

Cabe destacar la singularidad que se ha obtenido en el punto P (6,20; 2,80), donde la temperatura registrada en el modelo que ha recurrido a un mallado de 100 mm y el método de cierre de Smagorinsky con un valor de  $C_s$  reducido, de 0,10, ha registrado valores un 100 % superiores al resto de modelos evaluados. No obstante, es importante indicar que aun eliminando este registro del muestreo, la dispersión obtenida se mantiene en un 40 % e incluso ligeramente superior.

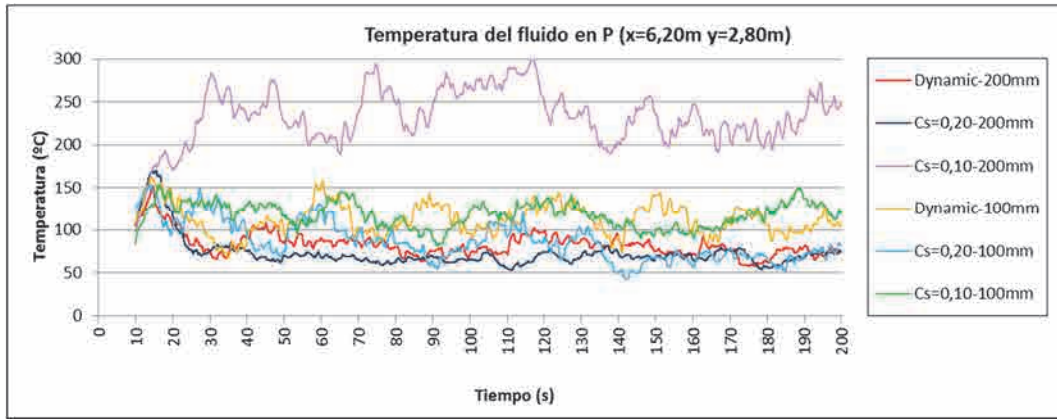


Gráfico 136 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 2,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

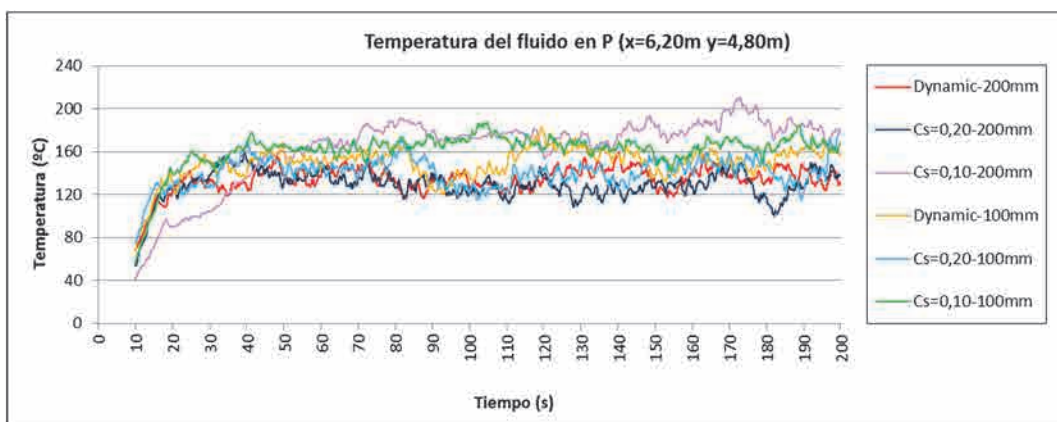


Gráfico 137 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 4,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

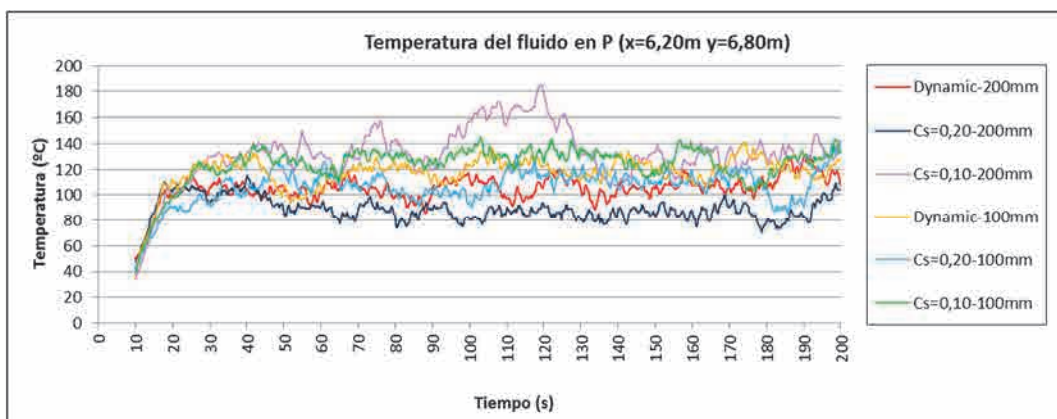


Gráfico 138 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 6,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

En el punto P (6,20; 6,80), situado próximo a la cubierta, la dispersión registrada se eleva hasta un 50 %, comparando líneas de tendencia con temperaturas promedio de 90 °C y líneas de tendencia que alcanzan los 135 °C aproximadamente.

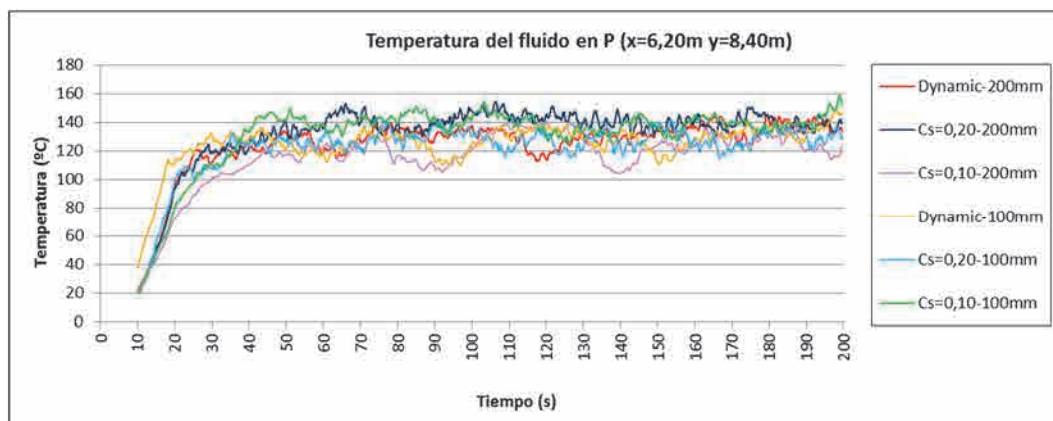


Gráfico 139 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 8,40), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

En el punto P (6,20; 8,40) la dispersión se reduce hasta un 20 % aproximadamente. Esto es consecuencia directa de encontrarse el punto en una situación del espacio con un flujo direccional y homogéneo, en una de las salidas de gases existentes en la cubierta.

En conclusión, podemos indicar que la dispersión térmica se mantiene, igual que en la simulación n.º 2, en valores promedio del 40 %, salvo en casos excepcionales que han sido suprimidos del estudio. Como consecuencia del análisis térmico que se ha realizado se cree que el punto más adecuado para analizar la vorticidad del campo de flujo es el situado en P (6,20; 6,80), a una distancia reducida de la cubierta, 0,80 m aproximadamente. Si bien es cierto que en los casos anteriores el análisis de la vorticidad siempre ha sido realizado con puntos situados a 0,20-0,40 m de los elementos estructurales, en este caso se ha creído conveniente analizar un punto del espacio en el que hay una dispersión térmica elevada aunque no se encuentre próximo a la frontera de los elementos estructurales. En este caso concreto, el punto se encuentra situado a 0,80 m de la cubierta.

Dentro de esta dispersión que se indica conviene hacer notar que, si analizamos los datos obtenidos cuando se ha recurrido a una discretización espacial de 100 mm, los valores medios son muy semejantes. Si tomamos como referencia los datos representados con las líneas de color amarillo, cian y verde nos daremos cuenta que la dispersión en la mayoría de los puntos objeto de estudio no supera el 10 o 15 %, y se obtienen representaciones asimilables a ondas sinusoidales con un desfase en el periodo de la misma. Esto nos permite considerar que los volúmenes finitos de 100 mm han sido capaces de captar prácticamente todas las escalas turbulentas que han tenido influencia en el transporte de los gases calientes dentro del escenario de incendio.



### 3.6.2 Análisis espectral de frecuencias realizado a partir de los datos obtenidos en la simulación L.E.S. n.º 4

#### 3.6.2.1 Análisis espectral de frecuencias correspondiente a la vorticidad en P (6,20; 6,80)

Tal y como ya se ha indicado en el apartado anterior, el punto P (6,20; 6,80) ha sido escogido para realizar el análisis espectral a partir de los datos relativos a la vorticidad por ser este punto aquel que, estando distanciado de los elementos delimitadores 0,80 m, ha registrado una dispersión térmica importante, de aproximadamente un 40 %.

##### 3.6.2.1.1 Dimensión de mallado de 200 mm

La vorticidad del campo en el punto P, correspondiente a una discretización espacial de 200 mm, registra diferencias importantes en función del modelo de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes. De la misma manera que ya se ha observado en las simulaciones anteriores, el modelo dinámico de Germano es capaz de reproducir con mayor intensidad las turbulencias. No únicamente las frecuencias son más elevadas en este modelo que en el de Smagorinsky-Lilly, sino que la magnitud de la vorticidad también es significativamente superior.

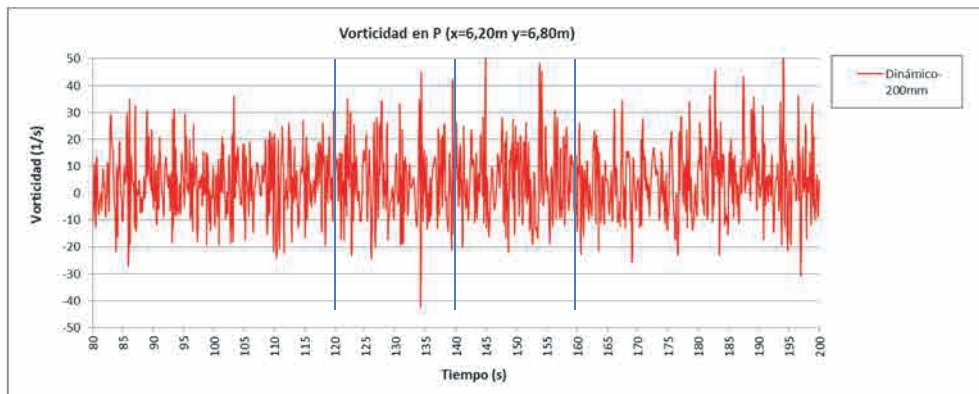


Gráfico 140 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m<sup>2</sup>. Dinámico y mallado de 200 mm

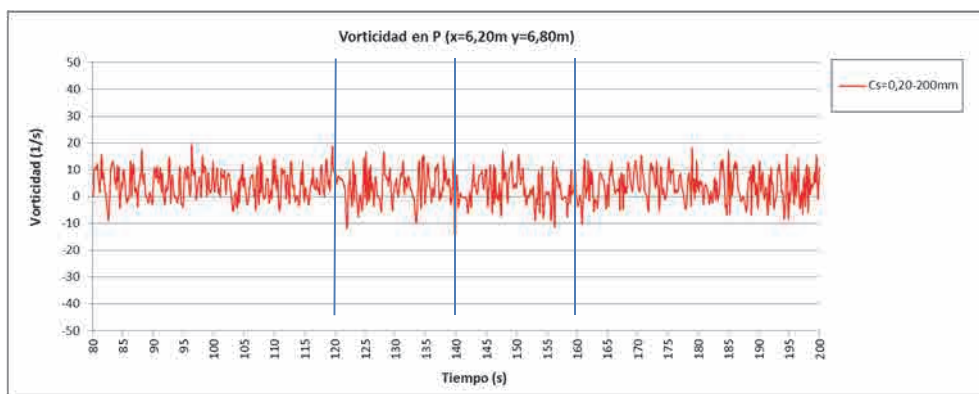


Gráfico 141 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m<sup>2</sup>. C<sub>s</sub> = 0,20 y mallado de 200 mm

### 3.6.2.1.1.1 Duración de la muestra = 25,60 segundos

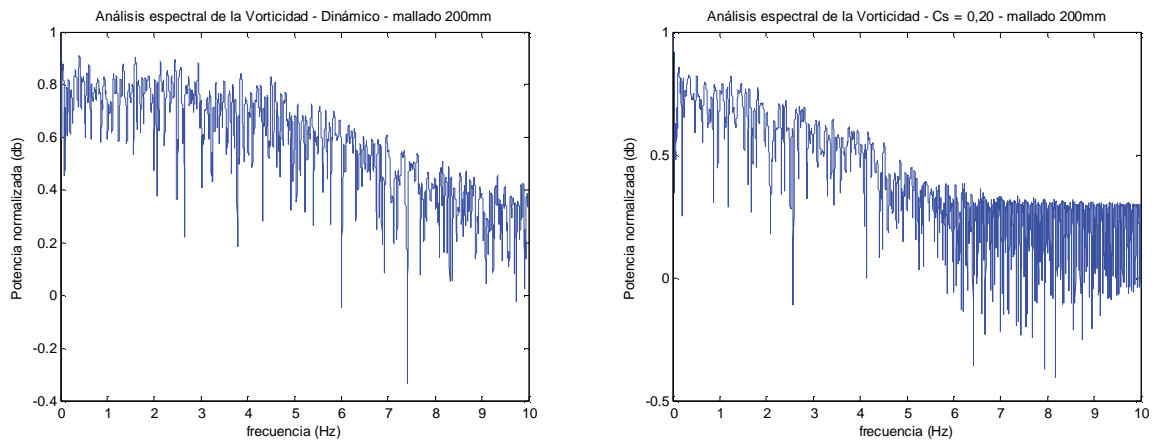


Gráfico 142 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

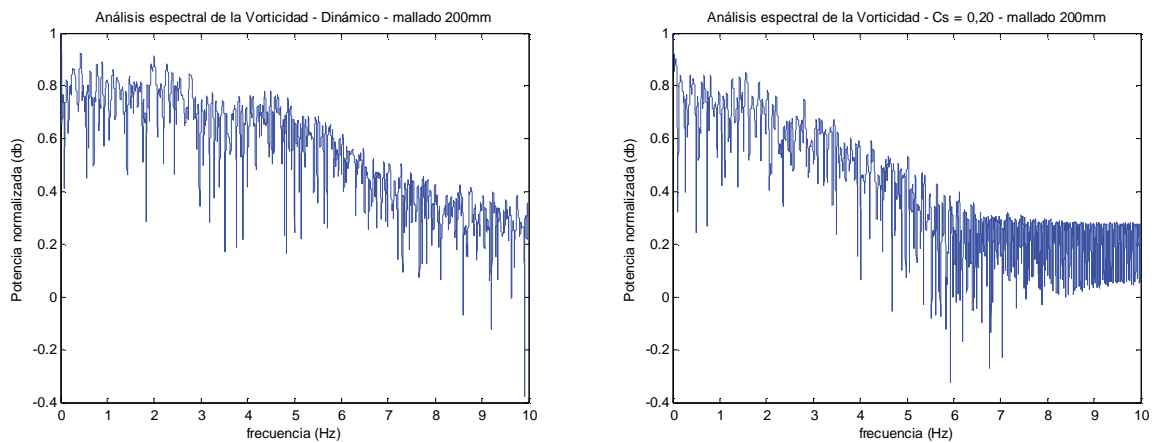


Gráfico 143 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

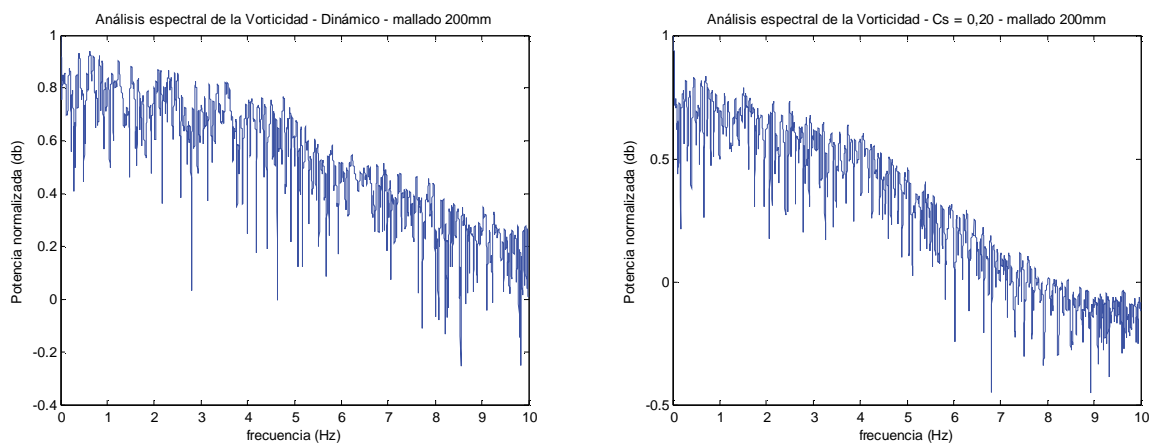


Gráfico 144 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

### 3.6.2.1.1.2 Duración de la muestra = 12,80 segundos

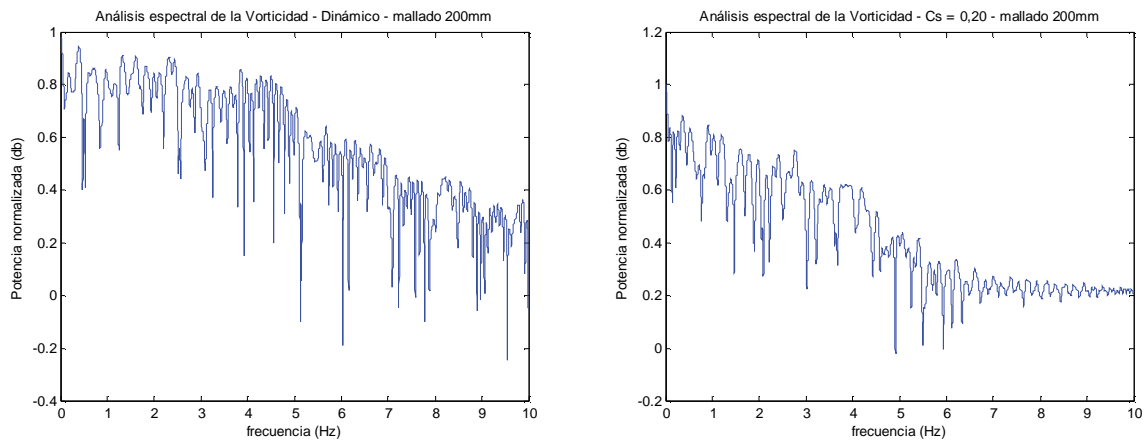


Gráfico 145 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

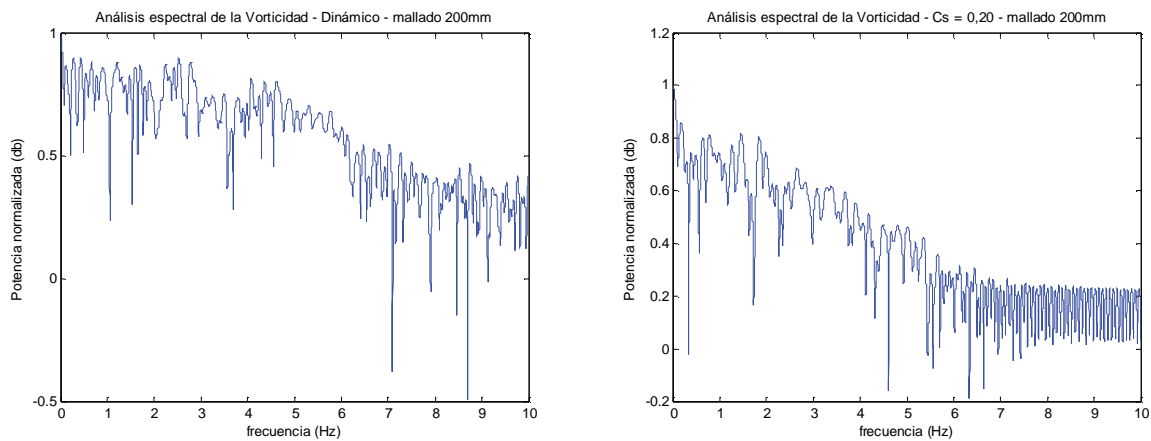


Gráfico 146 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

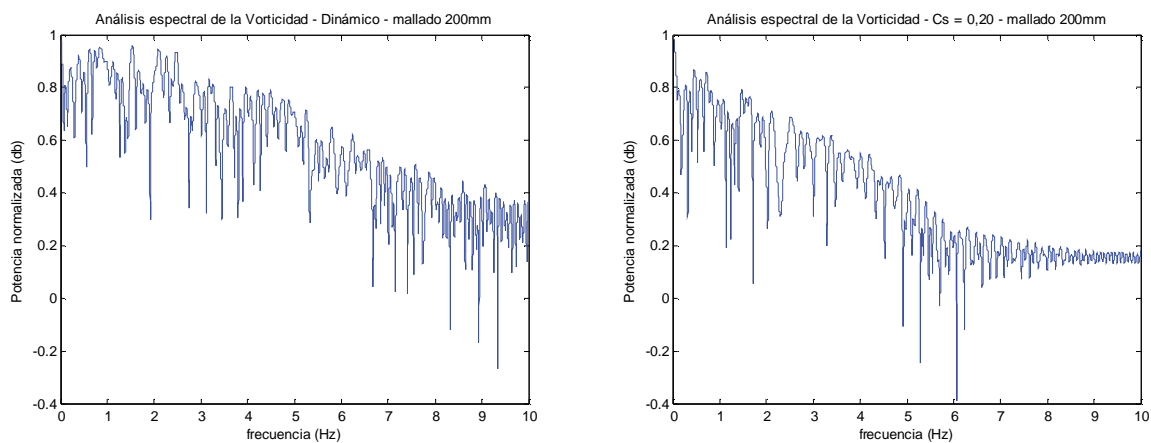


Gráfico 147 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm

### 3.6.2.1.1.3 *Análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante de la simulación con un mallado de 200 mm*

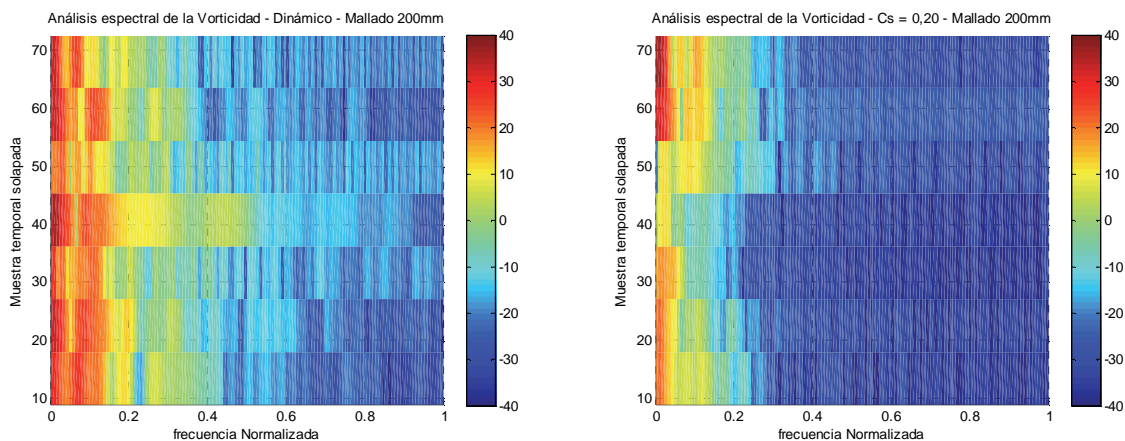


Gráfico 148 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

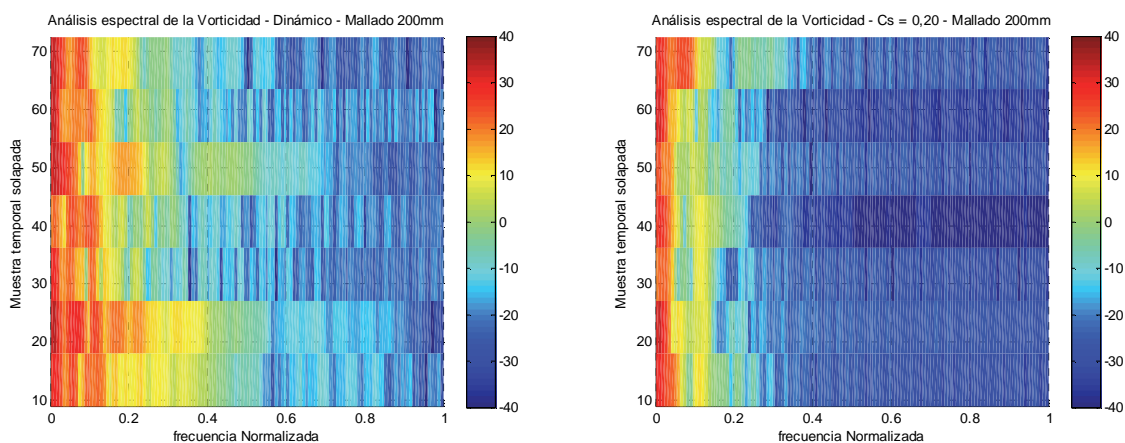


Gráfico 149 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

Los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante en el punto P (6,20; 6,80) de la cuarta simulación, con un mallado de 200 mm, registran diferencias en función del método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes utilizado. Si bien es cierto que en ambos modelos analizados existe una predominancia de las bajas frecuencias en todo el rango de frecuencias, el modelo dinámico de Germano presenta una distribución más homogénea en lo que a la potencia se refiere. El modelo de Smagorinsky-Lilly se caracteriza por registrar bajas potencias del espectro incluso para frecuencias normalizadas de 0,20. Únicamente en el rango de frecuencias normalizadas comprendido entre 0 y 0,20 podemos apreciar potencias comprendidas entre los 0 y los 25 dB aproximadamente.

### 3.6.2.1.2 Dimensión de mallado de 100 mm

El conjunto de espectros de frecuencia analizados a continuación hace referencia a la vorticidad asociada a los modelos con una discretización espacial de 100 mm. Las leyes cinéticas que se muestran a continuación toman como referencia dos modelos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes, tal y como se ha realizado en todos los espectros anteriormente analizados, el método dinámico de Germano y el método de Smagorinsky-Lilly con un valor de la constante  $C_s$  de 0,20.

A pesar de recurrir a una discretización más afinada, de 100 mm, aún se puede apreciar el amortiguamiento registrado en los datos correspondientes al modelo de Smagorinsky si lo comparamos con el modelo dinámico de Germano. En el apartado 3.6.1.6 hemos indicado que con el mallado de 100 mm la dispersión térmica se ha visto reducida hasta valores de un 10-15 %, algo que es coherente con el amortiguamiento observado en la ley cinética de la vorticidad aquí presentada.

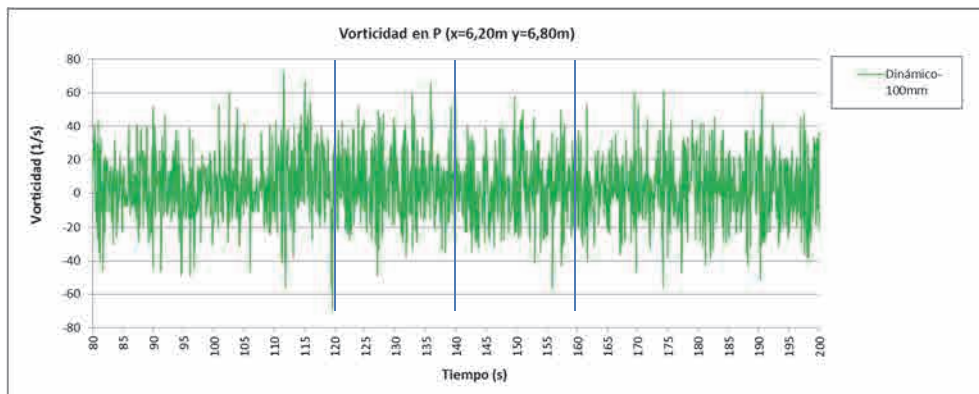


Gráfico 150 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para  $500 \text{ kW/m}^2$ . Dinámico y mallado de 100 mm

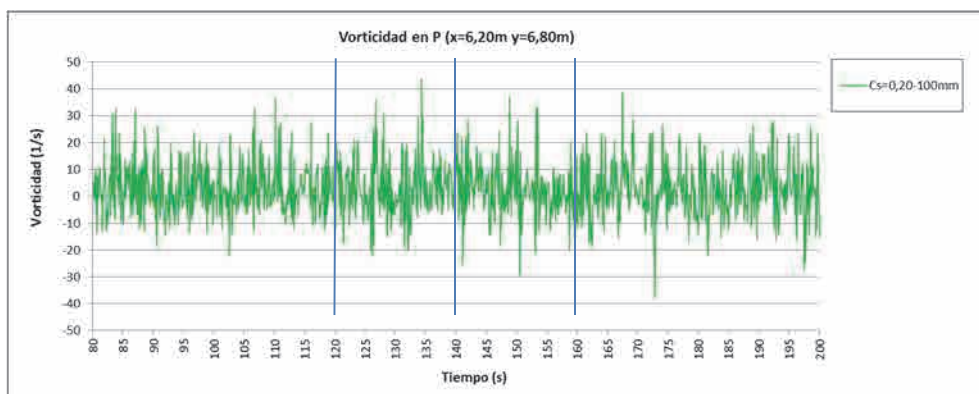


Gráfico 151 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para  $500 \text{ kW/m}^2$ .  $C_s = 0,20$  y mallado de 100 mm

### 3.6.2.1.2.1 Duración de la muestra = 25,60 segundos

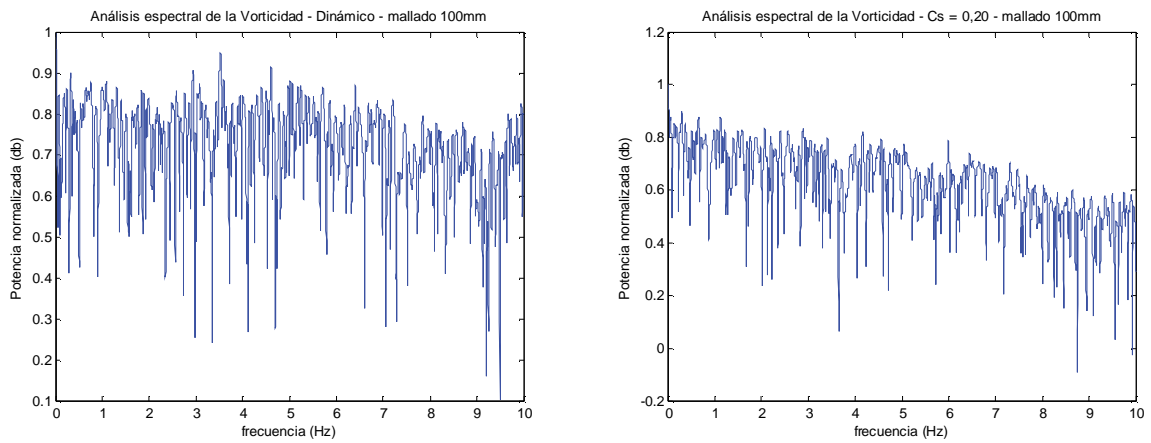


Gráfico 152 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

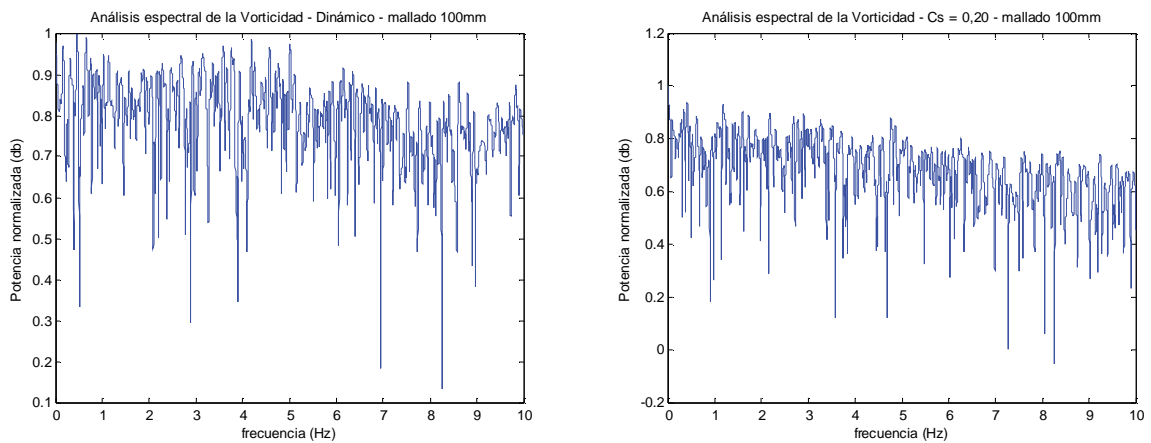


Gráfico 153 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

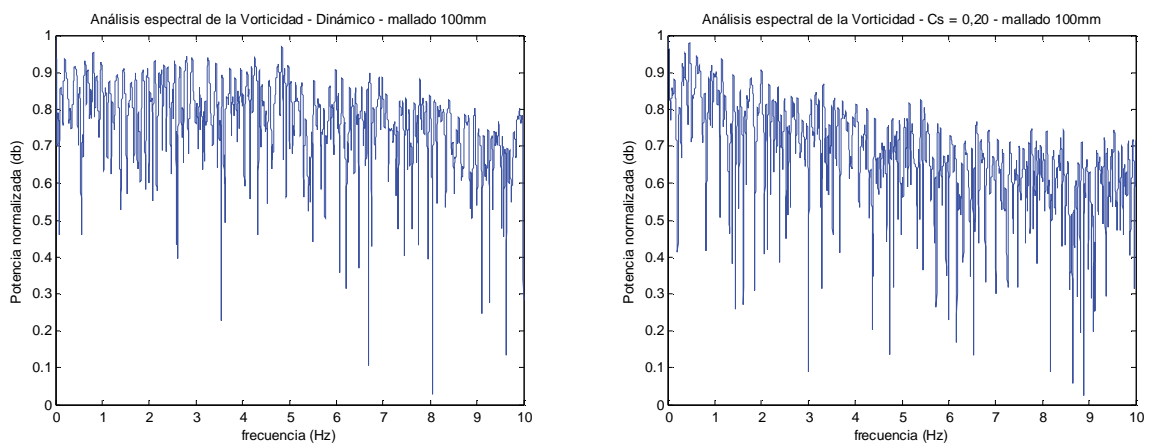


Gráfico 154 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

### 3.6.2.1.2.2 Duración de la muestra = 12,80 segundos

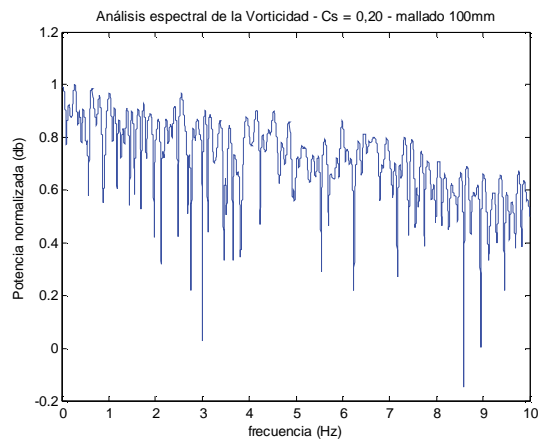
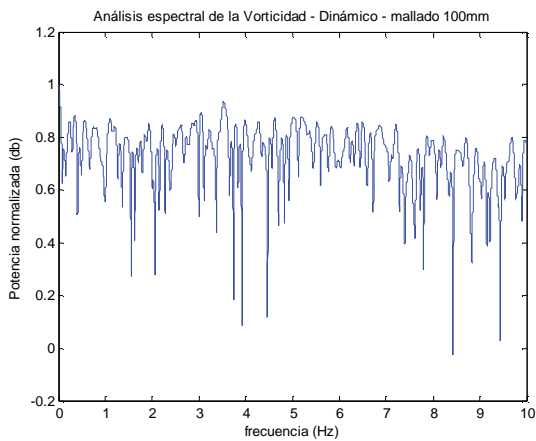


Gráfico 155 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

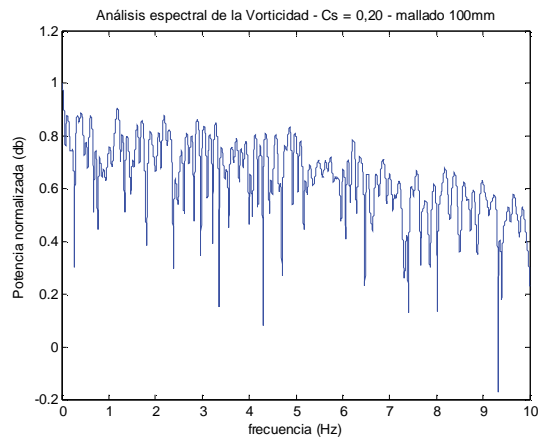
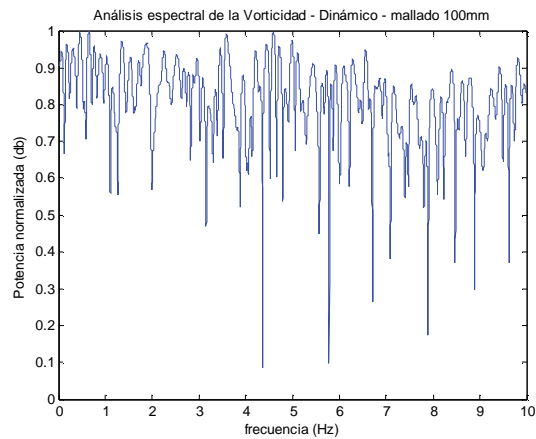


Gráfico 156 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

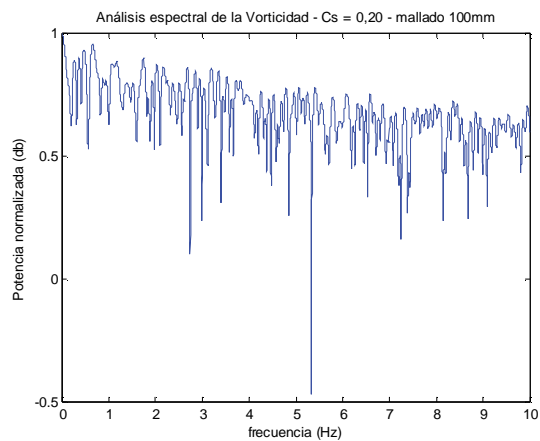
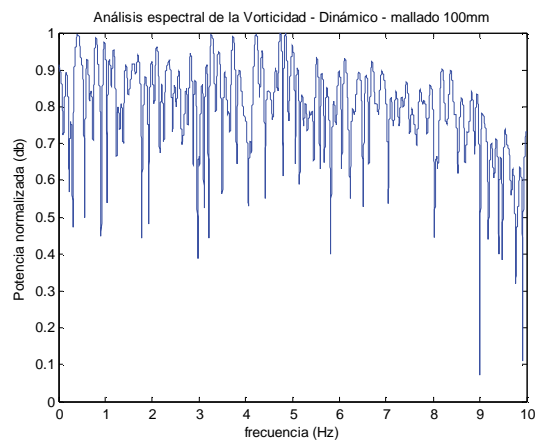


Gráfico 157 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm

### 3.6.2.1.2.3 *Análisis de los espectrogramas correspondientes a la vorticidad resultante de la simulación con un mallado de 100 mm*

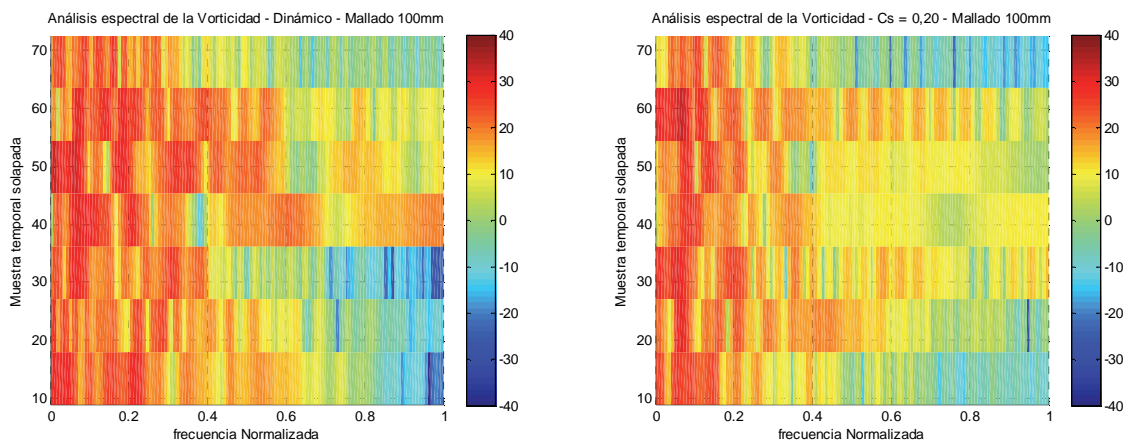


Gráfico 158 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

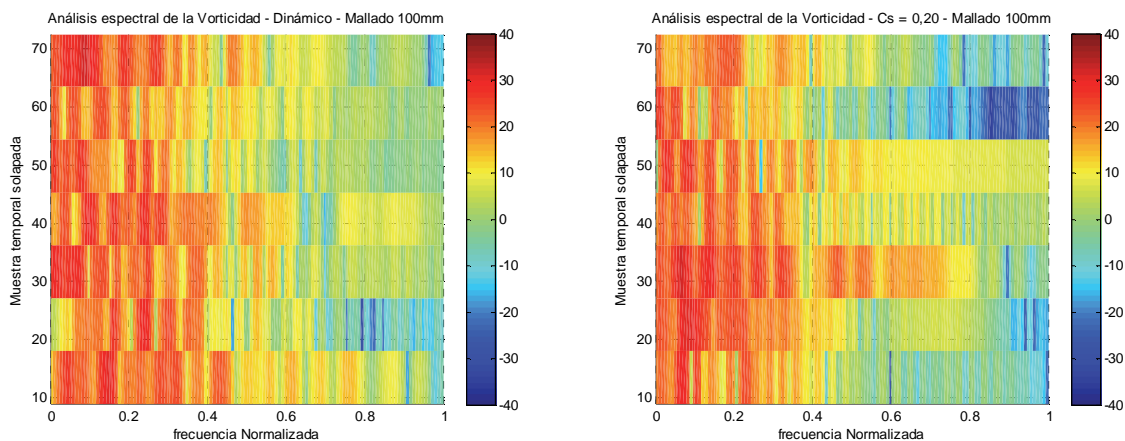


Gráfico 159 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm

Cuando la discretización espacial se ve reducida desde 200 mm hasta 100 mm podemos apreciar cómo la potencia de los espectros se mantiene elevada para todo el rango de frecuencias normalizadas.

Esta distribución homogénea de la potencia en todo el rango de frecuencias nos indica la capacidad que ha tenido la simulación n.º 4 con un mallado refinado de captar un gran número de escalas turbulentas. Tanto el modelo dinámico de Germano como el modelo de Smagorinsky-Lilly han registrado con precisión las escalas asociadas a frecuencias de hasta los 8,0 Hz, conclusión a la que podemos llegar evaluando conjuntamente los espectros de frecuencia y los espectrogramas. Este hecho es coherente con la reducida dispersión térmica que hemos registrado cuando el mallado es de 100 mm, situada aproximadamente en un 10 o 15 %, tal y como hemos indicado anteriormente.



### 3.6.2.2 Conclusiones relativas al análisis espectral en la simulación n.º 4

Al igual que sucede en la simulación n.º 3, en la simulación n.º 4 los modelos realizados con la discretización de 200 mm no han sido capaces de reproducir las frecuencias asociadas a todas las turbulencias de manera adecuada. Sin embargo, el mallado de 100 mm ha sido adecuado para registrar correctamente los fenómenos asociados al rotacional del campo de flujo.

Reproducimos a continuación el gráfico correspondiente al análisis espectral de la vorticidad con la discretización de 200 mm. En el caso del gráfico asociado al modelo dinámico de Germano (a la izquierda) las líneas de tendencia del espectro definen una zona sombreada, con una inflexión a los 3,0 Hz aproximadamente, momento en el que un número inferior de escalas turbulentas puede ser incluido en la simulación. En el espectro asociado al modelo de Smagorinsky-Lilly el comportamiento es diferente. Aquí, la inflexión en la línea de tendencia se produce a los 5,50 Hz aproximadamente, pero con una zona sombreada superior al modelo dinámico de Germano y destaca, además, el hecho de que a partir de los indicados 5,50 Hz el espectro es completamente horizontal, con una potencia normalizada de 0,25.

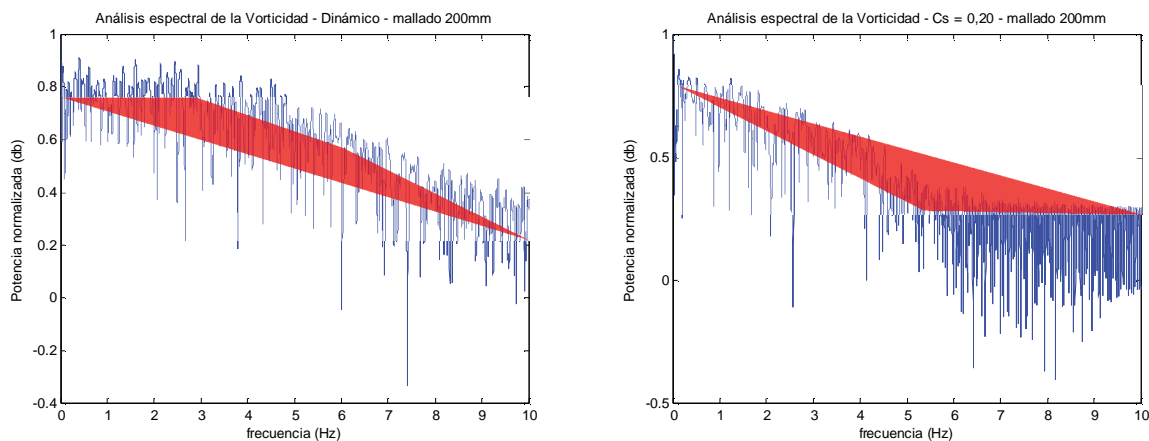


Gráfico 160 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm

En ambos casos los espectros asociados al mallado de 200 mm registran singularidades y una falta de uniformidad en su comportamiento que explica la dispersión térmica obtenida, superior en algunas ocasiones al 40 %.

En los gráficos correspondientes al análisis espectral de la vorticidad con una discretización espacial de 100 mm (Gráficos 155, 156 y 157) vemos cómo la pendiente es uniforme en todo el rango de frecuencias analizado, sin detectar puntos de inflexión en la línea de tendencia del espectro hasta los 8,0Hz. Este hecho explica el motivo por el que las leyes térmicas con la discretización espacial de 100 mm no han registrado una variabilidad significativa.

### 3.7 Conclusiones relativas a las simulaciones L.E.S.

El primer aspecto de gran relevancia que se puede destacar a partir de las simulaciones realizadas para un campo finito con un tratamiento turbulento es la variabilidad en los resultados obtenidos en lo que al comportamiento del flujo se refiere.

Si bien durante el estudio de un campo infinito las diferencias obtenidas no son remarcables, y no afectan a la transmisión térmica desde el «punto fuente» hasta un «punto campo» situado a una distancia variable respecto del primero, en un campo finito, donde el movimiento del aire es mucho más caótico, mayor cuanto más importantes son los gradientes térmicos generados, el tratamiento de las escalas más reducidas de la turbulencia y la disipación de su energía cinética en calor adquieren una relevancia mucho más destacada.

Se puede determinar a partir de las simulaciones en  $R^2$  realizadas que:

- El método dinámico de Germano es el que reproduce mayor cantidad de movimiento rotacional a pequeña escala del fluido, similar al obtenido considerando un coeficiente  $C_s$  reducido combinado con una dimensión reducida de los volúmenes que componen el mallado, iguales o inferiores a 100 mm.
- Tanto el modelo dinámico como el realizado a partir de un valor de la constante  $C_s$  de 0,10 permiten obtener resultados cualitativamente muy similares para mallas reducidas, de 50 y 100 mm. Sin embargo, mallas de 200 mm empiezan a perder la capacidad de captar el movimiento caótico que define a un fluido sometido a un incremento térmico en un espacio cerrado.
- Simulaciones en las que se aplica una constante de Smagorinsky elevada, de 0,20, no son capaces de captar la naturaleza caótica y fractal de la turbulencia. Esto se produce con independencia de la malla utilizada. Si bien es cierto que en mallas muy refinadas aún se intuye la fractalidad de la turbulencia, si se realizan simulaciones con mallados superiores a 100 mm, se pierde este comportamiento real, relativo a la rotacionalidad del campo de flujo a pequeñas escalas turbulentas.
- Esta última apreciación es consecuencia directa de una viscosidad turbulenta excesiva que no permite el movimiento caótico a pequeña escala. En este caso, únicamente se producen rotaciones a gran escala, y mayores cuanto más nos alejamos del eje donde se sitúa el «punto fuente» de calor.
- La posibilidad de captar los efectos turbulentos de las escalas más reducidas mejora el comportamiento del fluido en las proximidades de los elementos estructurales, pero, al mismo tiempo, conlleva un porcentaje mayor de energía cinética turbulenta no resuelta que requiere ser evaluado, determinando la influencia en las leyes térmicas obtenidas en el entramado resistente que conforma los pabellones objeto de estudio.

- Obtener un porcentaje de dicha energía superior en los modelos dinámicos con mallados de 50 mm que en la simulación con un coeficiente constante de 0,20 y mallado de 200 mm no significa que el primer caso arroje resultados menos precisos, sino que capta mejor las turbulencias más reducidas, por lo que se hace necesario un método que resuelva correctamente la energía cinética en dichas zonas.
- La velocidad del fluido y, por tanto, la energía cinética del mismo, son superiores también para el modelo dinámico y para las mallas más refinadas que cuando se realiza una simulación con mallado de 200 mm y una constante de Smagorinsky de 0,20, momento en el que se está infravalorando la velocidad ascensional del fluido.
- Esta velocidad ascensional del flujo tiene una consecuencia directa sobre las temperaturas que se han obtenido en los nueve modelos L.E.S. de campo finito realizados. Si bien, evaluando el alcance de la zona más caliente, próxima al «punto fuente», se podría indicar que existe una aparente similitud, esto no es así. En el penacho del incendio situado en un campo finito, los valores térmicos obtenidos son mayores cuanto mejor se capta la turbulencia de pequeña escala y mayor es la flotabilidad del gas.

La mayor temperatura obtenida en la zona del penacho cuando se captan los fenómenos turbulentos más reducidos parece ser consecuencia del primer principio de la Termodinámica, que enuncia que «la variación de la energía interna de un sistema es igual al calor transferido al sistema más el trabajo realizado sobre el sistema», tal y como ya se ha determinado en el subapartado 2.5.3.

$$\Delta E_{int} = Q + W$$

Ecuación 3.5

Además, considerando que la energía cinética interna se transfiere desde los vórtices de mayor dimensión hacia los más pequeños hasta que se puede disipar en forma de calor, tal y como enuncia la teoría de las escalas de Kolmogorov, es razonable pensar que conseguir modelizar las escalas turbulentas más reducidas en el penacho del incendio implica una mayor disipación de energía cinética y, por tanto, unas temperaturas más elevadas.

Del mismo modo, en la ecuación 2.42 se ha determinado el factor  $\Phi$ , término correspondiente a la disipación viscosa, estableciendo la transformación que se produce de energía mecánica debido al movimiento del fluido en calor. Esta disipación viscosa interviene directamente en la ecuación 2.41, correspondiente a la energía interna del flujo. Es este factor relativo a la disipación viscosa el que afecta en gran medida a la dispersión térmica obtenida en aquellas zonas próximas a los entramados resistentes que conforman la cubierta de los pabellones.

Destacan también las conclusiones que se han podido extraer del análisis espectral de frecuencias desarrollado en los apartados anteriores, para los datos discretos que definen el comportamiento rotacional del flujo alrededor de un punto P. En este caso, se ha podido determinar un método de

verificación que identifique qué rango turbulento ha sido correctamente simulado en cada modelo, a partir de la pendiente del espectro asociado a la vorticidad del campo de flujo.

De esta manera, se puede definir un método de validación de las simulaciones en las que se apoya habitualmente la Ingeniería del Fuego cuando se recurre a los métodos basados en prestaciones para dictaminar sobre la integridad de las estructuras metálicas de los espacios cerrados de dimensiones medias en caso de incendio. Verificar el espectro de frecuencias asociado a la vorticidad una vez procesado un intervalo de tiempo estacionario de la simulación debe permitir discernir sobre la efectividad de los parámetros considerados para captar un rango adecuado de las escalas turbulentas.

El método aquí enunciado tiene como objeto evitar el trabajo sistemático de validación de la discretización espacial que actualmente se realiza en cada simulación hasta lograr la estabilidad en los datos de salida obtenidos. Esto producirá un ahorro de tiempo y coste y, lo más importante, la garantía de estar utilizando unos parámetros adecuados al objetivo que persigamos en cada caso concreto.

# CAPÍTULO 4: Simulaciones computacionales

## *Direct Numerical Simulation*

### 4.1 Introducción

Según se ha indicado previamente, la resolución de la totalidad de las escalas turbulentas tiene un coste computacional aún hoy inabordable en la mayoría de las ocasiones. Se ha visto que la discretización espacial que exige este tipo de simulaciones para poder resolver de manera adecuada las escalas más pequeñas de Kolmogorov, las que se encuentran en el rango disipativo, es siempre inferior a 1,00 o 2,00 mm, dependiendo la resolución de la misma del número de Reynolds. Esto, desafortunadamente, aún limita la utilización de las simulaciones *Direct Numerical Simulation* a problemas muy concretos de investigación con bajos números de Reynolds.

Para exponer la magnitud del problema al que nos enfrentamos podemos pensar en el número de elementos que serían necesarios para resolver adecuadamente la simulación n.º 2 resuelta en el capítulo 3 mediante un modelo basado en el método de resolución directa D.N.S., en vez del modelo L.E.S. utilizado. En aquel caso, dadas las velocidades a las que se veía sometido el gas, las escalas turbulentas contenidas en el rango disipativo de Kolmogorov variaban entre 0,50 y 2,00 mm, dependiendo del momento temporal en el que se evaluase la velocidad del gas en el punto P, próximo a los elementos de cubierta coincidentes con el penacho del incendio (Gráfico 161).

Tomando como referencia para el análisis un valor medio de la dimensión de las escalas disipativas de 1,00 mm, el número de elementos que deberían aproximadamente generarse en la discretización espacial del modelo sería de  $2,16 \times 10^8$  si realizásemos un análisis plano en dos dimensiones.

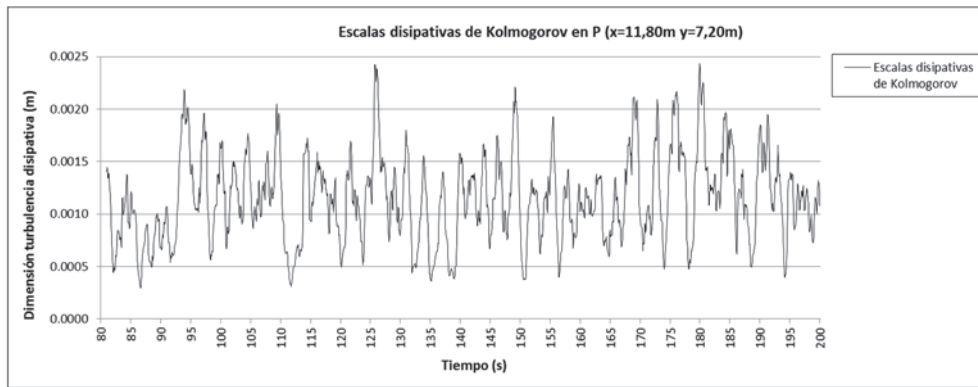


Gráfico 161 Dimensión de las escalas disipativas de Kolmogorov en el punto P (11,80; 7,20) de la simulación L.E.S. procesada en el capítulo 3, tomando como referencia el modelo Dinámico de Germano y una dimensión de mallado de 200 mm

Si el estudio se quisiese extender al campo  $R^3$ , entonces fácilmente estaríamos procesando una simulación de  $3,90e+12$  elementos. Si quisiésemos ser mucho más precisos y tomar como referencia la dimensión mínima de las escalas disipativas, de 0,50 mm, entonces el número de elementos contenidos en la discretización se incrementaría hasta  $3,11e+13$ , algo inabordable actualmente, incluso en los centros de supercomputación existentes a nivel mundial.

Sin embargo, en el supuesto que nos ocupa en la presente tesis, la realización de este tipo de simulaciones mostrará su potencia y precisión a la hora de determinar el comportamiento del flujo en el campo estudiado alrededor de los perfiles estructurales. Aquí, la posibilidad de realizar simulaciones computacionales resolviendo la totalidad de las escalas turbulentas facilitará mucha más información que cualquier ensayo de laboratorio que pudiese llegar a realizarse, considerando que los resultados serán tan precisos y exactos como lo son las ecuaciones de gobierno del fluido, las ya establecidas en el capítulo 2 ecuaciones de Navier-Stokes.

## 4.2 Objetivos del estudio basado en las simulaciones *Direct Numerical Simulation*

La simulación computacional que se expone a continuación tiene como objetivo principal evaluar el comportamiento del fluido en la capa límite existente entre el flujo y cualquier perfil estructural para así discernir entre las zonas en las que el flujo tiene un comportamiento turbulento y la subcapa viscosa (Imagen 18).

La realización de simulaciones D.N.S. persigue un doble objetivo:

- En primer lugar, a partir de los resultados obtenidos en todo aquello relativo a la dinámica del flujo gracias a los modelos L.E.S. ya realizados (como son la velocidad, el rotacional y la temperatura, entre otros) se podrán estudiar las escalas turbulentas de menor dimensión que se

generan alrededor de la geometría compleja de los perfiles estructurales abiertos, lo que permitirá indagar sobre el comportamiento de las capas hidrodinámica y térmica en los mismos y

- en segundo lugar, se evalúa la frecuencia con la que dichas turbulencias inciden en un punto P del espacio, situado en las proximidades de la frontera.

Una vez establecido un criterio referido al comportamiento del flujo próximo a superficies de acero sometidas a temperaturas moderadas, se podrá implementar un criterio específico basado en el método *Large Eddy Simulation*, cuyas simulaciones se han estudiado en el capítulo anterior.

La realización del análisis espectral de frecuencias, asociado a la vorticidad que se genera en las proximidades de los perfiles estructurales abiertos, permitirá confirmar el método de validación presentado en el capítulo 3 donde, gracias a la evaluación del comportamiento espectral del campo rotacional para una frecuencia de muestreo dada, se pretende disponer de un sistema de aceptación de los resultados obtenidos de manera ágil y eficaz sin tener para ello que recurrir a la realización de un número importante de simulaciones con parámetros de entrada diferentes hasta lograr la convergencia de los datos de salida.

Teniendo en cuenta que las simulaciones D.N.S. son capaces de reproducir exactamente el fenómeno turbulento, sin que para ello se deba recurrir a ninguna simplificación física, el comportamiento que se registre en los espectros de frecuencia asociados a la vorticidad serán considerados un dato de referencia al que se debe tender cuando se realicen simulaciones basadas en los métodos *Large Eddy Simulation*.

## **4.3 Comportamiento turbulento del gas próximo a los perfiles estructurales**

### **4.3.1 Descripción del modelo informático**

Teniendo en cuenta las limitaciones computacionales a las que nos hemos visto sometidos, pero también intentando reproducir con la mayor precisión posible el fenómeno turbulento alrededor de un perfil estructural abierto, de manera que se puedan alcanzar los objetivos indicados en el apartado 4.2, se ha realizado un modelo simple, de reducida dimensión, que fuese capaz de reproducir la dinámica del flujo en las proximidades del elemento de acero considerado.

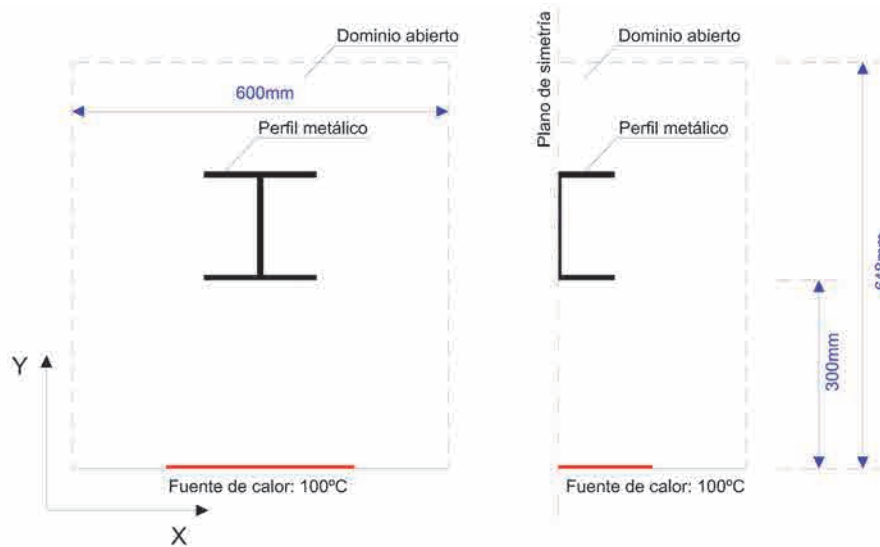


Imagen 153 Geometría considerada y simetría realizada en la simulación *Direct Numerical Simulation procesada* (Imagen del Autor)

Partiendo de estas premisas, se ha considerado un dominio abierto de 600x648 mm, en el que se incorpora un «punto fuente» de calor en la parte inferior del mismo y un perfil de acero situado a 300 mm de dicho punto.

La temperatura ambiente inicial de la simulación es de 20 °C y la presión atmosférica de 101 325 Pa. El «punto fuente» de calor emite una temperatura en su superficie de 100 °C durante toda la simulación *Direct Numerical Simulation*.

Si durante la realización de los modelos presentados en el capítulo 3 ya ha sido necesario recurrir al cálculo computacional en paralelo de altas prestaciones (ver anejo B), para la realización de la simulación que aquí se presenta, se ha convertido en condición imprescindible para lograr procesar el cálculo. En este caso, el dominio ha sido dividido en 48 procesos, que han sido calculados con una eficacia próxima al 95 %, gracias a la utilización del sistema operativo Linux y del paso de la información entre procesadores mediante el protocolo de comunicación *lam-mpi*, lo que ha optimizado la velocidad de proceso un 30 % respecto de otros sistemas operativos.

A diferencia de los modelos L.E.S., en este caso no se ha considerado ningún tipo de «ruido» inicial que pudiese perturbar la señal de salida obtenida. La frecuencia de muestreo que se ha incluido para realizar el posterior análisis espectral de frecuencias ha sido de 20 Hz, tomando como referencia los valores evaluados en las simulaciones previas.



### 4.3.2 Discretización espacial y temporal

Teniendo en cuenta que la realización de las simulaciones D.N.S. que se llevan a cabo tienen fines experimentales, dada la actual limitación computacional, y que el objetivo último es estudiar el comportamiento del flujo en la zona correspondiente a la capa límite, tanto hidrodinámica como térmica de las paredes, se realiza una evaluación relativa a la variación de datos para un modelo dado en función de la temperatura superficial del perfil de acero, suponiendo un «punto fuente» de calor situado bajo este, de 100 °C.

Considerando los números de Reynolds que se suponen, en base a las características del flujo, de 7 000-8 000, la discretización espacial, realizada en dos dimensiones, debe disponer aproximadamente de 700 000 puntos de malla.

Teniendo en cuenta la simulación que aquí se plantea, de 300x648 mm, la malla debería realizarse según incrementos en cada dirección del espacio de 0,60 mm o 0,40 mm aproximadamente para captar la totalidad de las escalas turbulentas disipativas de Kolmogorov.

Como consecuencia de la carga computacional que esto implica, se realiza una primera aproximación con una dimensión de malla de 1,0 mm en cada dirección del campo estudiado, y ha sido necesario evaluar posteriormente la energía cinética no resuelta durante la simulación para poder validar los resultados obtenidos.

Hemos destacado en la explicación de las simulaciones basadas en los métodos de resolución L.E.S. que el pilar fundamental de los mismos pasa por resolver como mínimo el 80 % de las escalas turbulentas, y su correspondiente energía cinética; el restante 20 % ha sido modelado a partir de los procesos de submalla ya explicados previamente.

El punto fundamental de las simulaciones basadas en los métodos D.N.S. es la resolución del 100 % de las escalas turbulentas y de la totalidad de la energía cinética, sin modelar ninguna fracción de las escalas turbulentas de Kolmogorov. Es decir, que si en un modelo D.N.S. se obvia esta consideración y la discretización espacial realizada no es capaz de captar la totalidad del fenómeno turbulento, dado que la simulación pasa únicamente por la resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes en cada punto del campo del flujo, estaremos cometiendo un error más o menos significativo en base a dicha energía cinética de las escalas turbulentas no resueltas matemáticamente.

Otro aspecto importante de la simulación *Direct Numerical Simulation* es la discretización temporal que se considere. Esta, tal y como ya ha sido enunciado en el capítulo 2, debe cumplir la condición de convergencia de Courant Friedrichs-Lewy (C.F.L.), condición a la que se recurre habitualmente durante la resolución de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales, como es el caso que nos ocupa con las ecuaciones de Navier-Stokes.

Para garantizar la correcta resolución de las ecuaciones, el número de Courant,  $C$ , resultante debe tener un valor inferior a la unidad (ecuación 2.58):

$$C = \frac{u \cdot \Delta t}{h}$$

Tomando en consideración este criterio para la correcta resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes, con una velocidad del fluido de 2,0 m/s y un incremento espacial de cada volumen finito de 0,40 mm, los incrementos de tiempo considerados en cada iteración numérica son de 0,0002 segundos. Esto implica que para resolver 20 segundos de simulación el número de iteraciones es de 100 000.

Si hubiésemos prolongado la simulación 240 segundos (valor simulado en los modelos L.E.S.), el número de iteraciones se habría visto incrementado hasta 1 200 000.

Para la realización de la simulación D.N.S., se proponen dos simplificaciones, con el propósito de hacer abordable un problema que de otra manera no se podría siquiera enunciar en el presente trabajo de investigación.

- En primer lugar, se ha considerado la simulación en un campo  $R^2$ , en vez de simular el campo tridimensional. Esto ha permitido suprimir la dirección  $\mathbf{k}$  del modelo, pero en contraposición se pierde la tridimensionalidad y la isotropía de la propia turbulencia. Sin embargo, permitirá evaluar el comportamiento bidimensional simplificado de la totalidad de las escalas turbulentas, hasta llegar a la disipación de toda la energía cinética en forma de calor. Esta reducción de la simulación al campo en  $R^2$  permite que el modelo realizado, con unas dimensiones de 600x648 mm tenga, para la discretización espacial más pequeña, de 0,40 mm, la cantidad de 1500\*1 620 elementos y el total de 2,43e+6 elementos. En caso de haber realizado un modelo en  $R^3$ , el número mínimo de elementos ascendería a 3,65e+9, algo que ya no se hubiese podido resolver con los servidores de cálculo de los que se ha podido hacer uso durante el desarrollo de la presente tesis; una única simulación hubiese tardado más de dos años en ser calculada.
- En segundo lugar, se considera la simetría del espacio, de modo que se puede incluir un eje de simetría en la parte izquierda del campo de flujo. De esta manera el número de incógnitas a resolver se reduce inmediatamente a la mitad, pasando de 2,43e+6 a 1,215e+6 elementos (Imagen 153).

Las simulaciones se han procesado durante el tiempo necesario como para que se produzca la flotabilidad de los gases y la turbulencia asociada al movimiento de los mismos alrededor del perfil estructural dispuesto en el modelo. A los 20 segundos el campo del flujo ya se ve sometido a unas velocidades del fluido que generan fenómenos turbulentos capaces de ser analizados. Una de ellas se ha prolongado hasta los 50 segundos para verificar una homogeneidad en lo que a los datos de salida se refiere, mientras que el resto han sido procesadas hasta los 30 segundos.

### 4.3.3 Parámetros de salida analizados a partir del modelo *Direct Numerical Simulation*

Se muestran a continuación los datos de salida más relevantes en lo que al comportamiento del campo infinito simulado mediante simulaciones *Direct Numerical Simulation* se refiere.

En primer lugar, se muestran los datos evaluados mediante los planos cromáticos correspondientes a la temperatura del fluido, a su velocidad y densidad, a la energía cinética que se genera como consecuencia de la velocidad del fluido y al porcentaje de energía cinética que no ha sido correctamente resuelto. En último término, se muestran los planos cromáticos correspondientes al rotacional que se genera en las proximidades del perfil estructural considerado en el dominio simulado.

En referencia al porcentaje de la energía cinética que no ha podido ser resuelto en cada caso, es importante destacar que, cuando se presentan los resultados obtenidos, ha sido necesario limitar el valor máximo a un reducido 2 % para poder detectar las zonas en la que existía cierta cantidad de energía no resuelta, un valor muy inferior a las simulaciones L.E.S. realizadas anteriormente, tal y como es lógico que acontezca.

Una vez que se ha estudiado el comportamiento cualitativo del flujo alrededor del perfil mediante los planos cromáticos, se procede a presentar en el apartado siguiente el análisis relativo a la influencia de la capa límite en las turbulencias que se generan en las proximidades del perfil estructural considerado. Esto se realiza mediante dos caminos complementarios:

- El estudio de planos cromáticos detallados de la zona de la frontera y
- la evaluación de las leyes térmicas y cinéticas de la velocidad en las proximidades del perfil.

Para lograr tal fin se han incorporado una serie de sensores virtuales de control de la temperatura y de la velocidad, tal y como se refleja en los próximos subapartados, con el fin de poder evaluar, no solo las leyes térmicas y cinéticas que se producen en las proximidades del perfil, en la capa límite, sino también dictaminar sobre la frecuencia de paso del flujo turbulento por un punto P, tal y como ya se ha indicado. Un total de 24 puntos de control permiten discernir sobre el comportamiento del flujo en función del espacio y del tiempo con una precisión que difícilmente se puede obtener en el caso de realizar un ensayo de laboratorio.

A modo introductorio es remarcable el hecho que a continuación se presenta. Llevando la resolución de la malla hasta valores de 0,40 mm, los resultados obtenidos a los 8,50 segundos de simulación no difieren mucho de las discretizaciones menos densas si consideramos criterios cualitativos. Se detecta en todos los casos una zona muy próxima al perfil donde la velocidad tangencial del gas tiende a cero, tal y como sería de esperar en la frontera entre ambos, además del gradiente térmico que se produce entre la superficie del perfil y el propio fluido. A nivel cuantitativo sí que es cierto que la distribución de los gases calientes y su comportamiento difieren en las tres simulaciones llevadas a cabo; se considera que la malla más refinada dará los resultados más exactos en los modelos D.N.S.

#### 4.3.3.1 *Temperatura del fluido alrededor del perfil estructural*

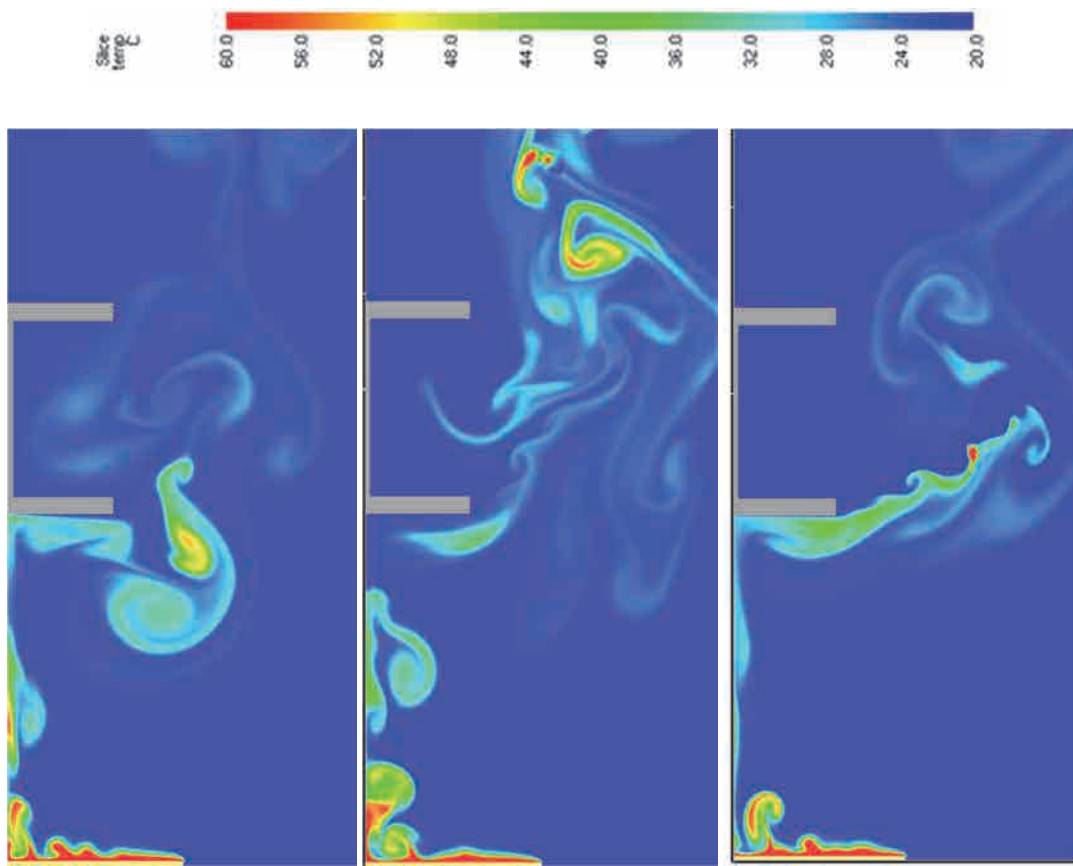


Imagen 154 Temperatura del aire alrededor del perfil a los 8,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

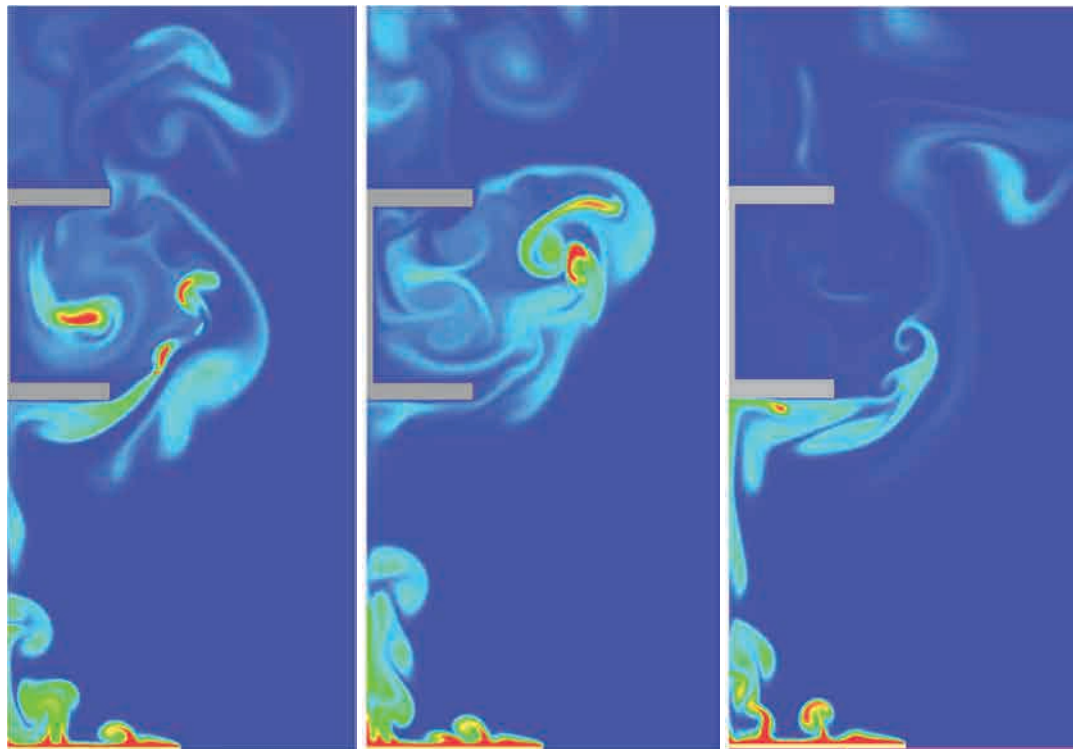


Imagen 155 Temperatura de aire alrededor del perfil a los 17,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

Sorprenden las distribuciones térmicas en el campo de flujo para los mismos tiempos de simulación pero con diferente mallado.

A los 8,50 segundos se observa una mayor flotabilidad de los gases para la malla de 0,60 mm que para la de 1,00 mm. A los 17,50 segundos las diferencias se han equilibrado. No obstante, esta diferencia inicial en los resultados obtenidos en la simulación pone en evidencia que para los rangos de velocidades y números de Reynolds presentes, la malla de 1,00 mm no es capaz de captar la totalidad de las escalas turbulentas de Kolmogorov. Sin embargo, la malla de 0,40 mm tiene una gran similitud con la simulación en la que la discretización utilizada ha sido de 0,60 mm en lo que a la flotabilidad de los gases calientes se refiere.

Una vez que el flujo de gases calientes alcanza la parte inferior del ala del perfil se puede apreciar cómo se produce una separación entre dichos gases y el propio objeto sólido. Dicha separación, si bien es prácticamente inapreciable, inferior a 1,0 mm, refleja, tal y como se ha analizado gracias a la simulación de tres dimensiones de mallado diferentes, de 1,00 mm, 0,60 mm y 0,40 mm, la subcapa laminar viscosa que se produce tangente a cualquier superficie sólida, donde el comportamiento del flujo es ordenado, paralelo a dicha superficie y sin turbulencia alguna.

Dicha separación entre los gases calientes y el objeto sólido se aprecia tanto en la malla de 1,00 mm como cuando la resolución de la misma pasa a ser de 0,60 mm e incluso de 0,40 mm, lo que confirma que la separación observada se debe a la presencia de la subcapa viscosa que forma la frontera más cercana de la capa límite respecto del objeto y no a una imprecisión en la simulación.

#### 4.3.3.2 Velocidad del fluido alrededor del perfil estructural

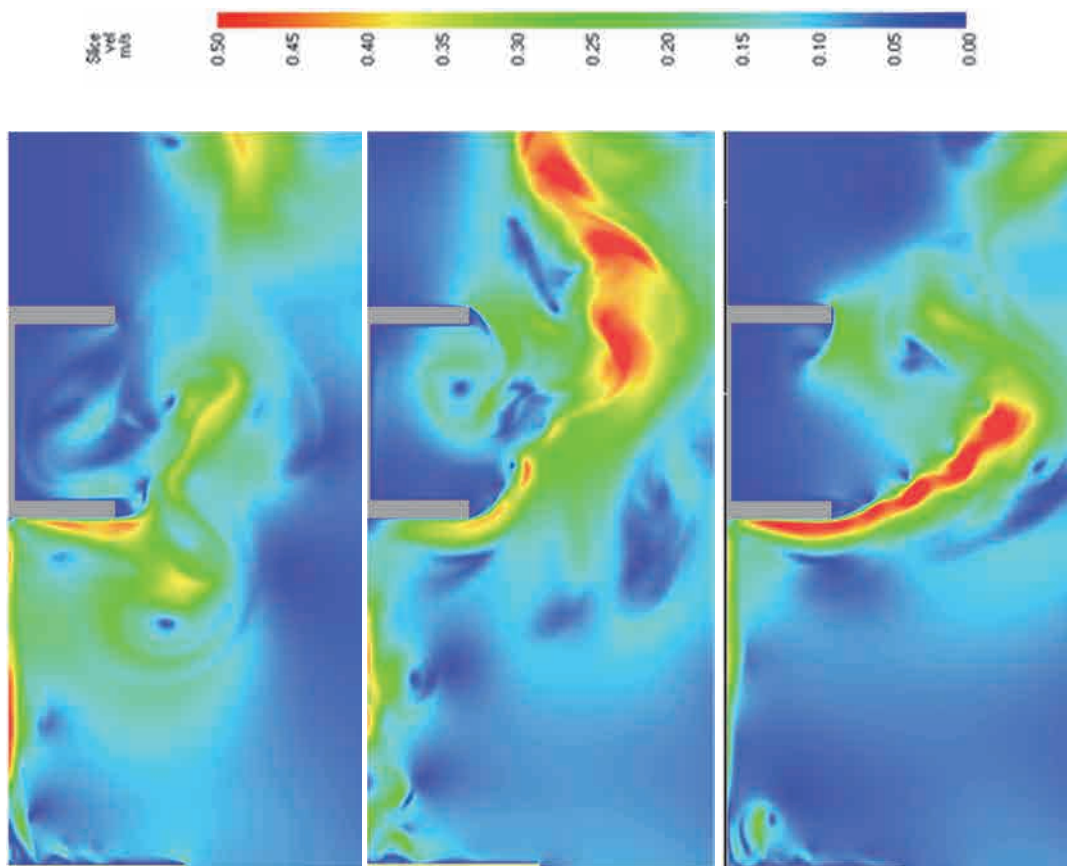


Imagen 156 Velocidad del aire alrededor del perfil a los 8,50°. Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

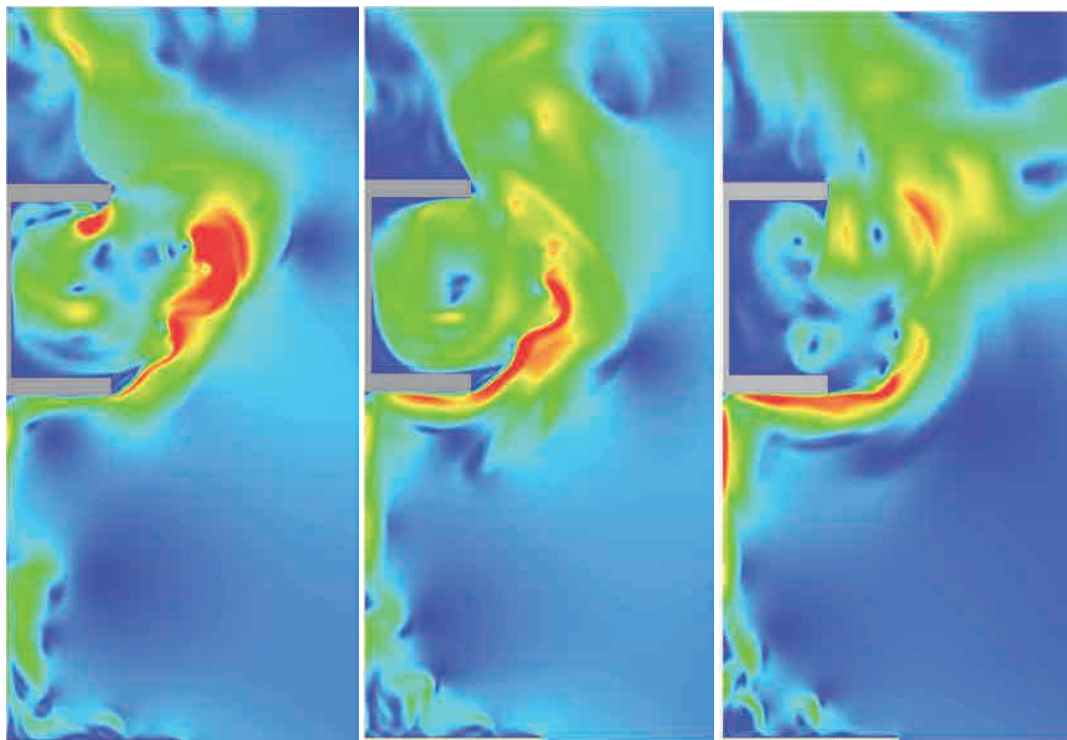


Imagen 157 Velocidad del aire alrededor del perfil a los 17,50°. Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

A los 8,50 segundos las dos mallas más refinadas obtienen valores relativos a las velocidades del flujo muy similares en cuanto a los máximos producidos.

Si bien es cierto que se pueden apreciar distribuciones que difieren en el espacio, se puede considerar que ambos modelos tienden a la convergencia de resultados en la simulación. Sin embargo, en la simulación en la que se ha utilizado un mallado de 1,0 mm, los valores máximos para un mismo instante temporal sí que se pueden considerar significativamente diferentes y no son aptos para la comparación.

A los 17,50 segundos las velocidades máximas obtenidas en la simulación realizada con la malla de 1,0 mm tienden a equilibrarse respecto de las otras dos mallas más refinadas.

### 4.3.3.3 Densidad del fluido alrededor del perfil estructural

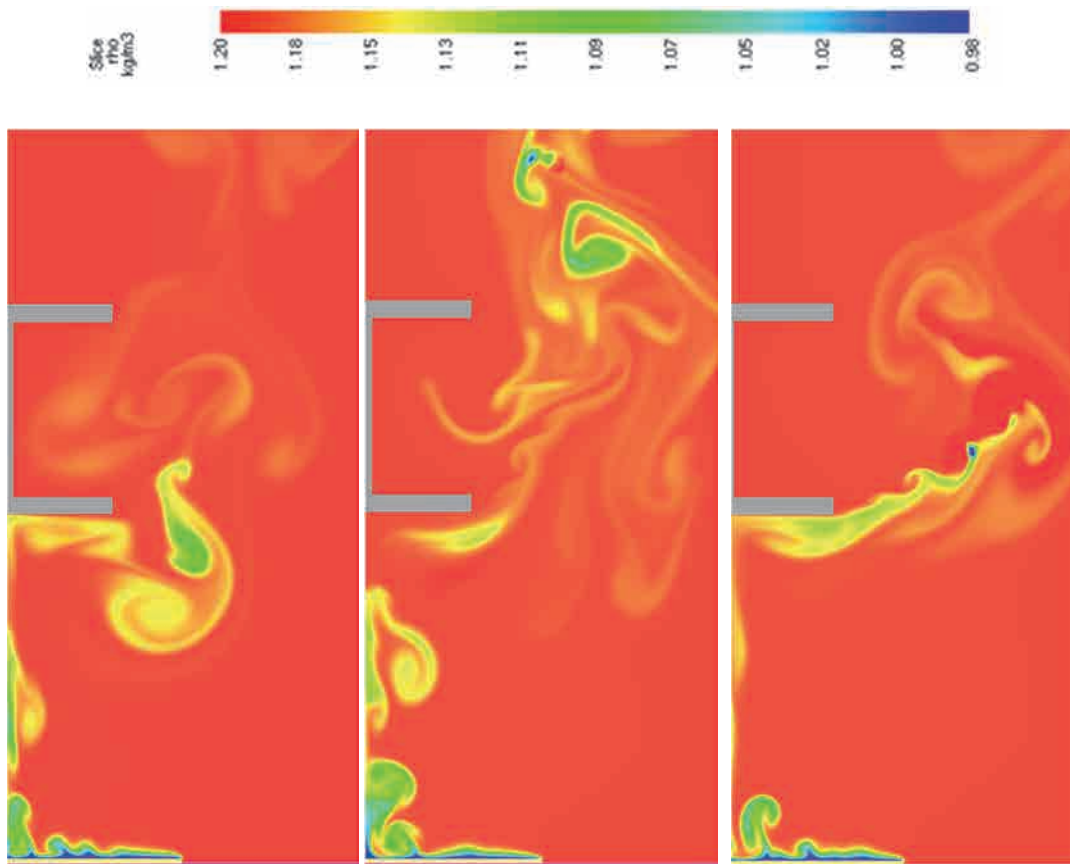


Imagen 158 Densidad del aire alrededor del perfil a los 8,50°. Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

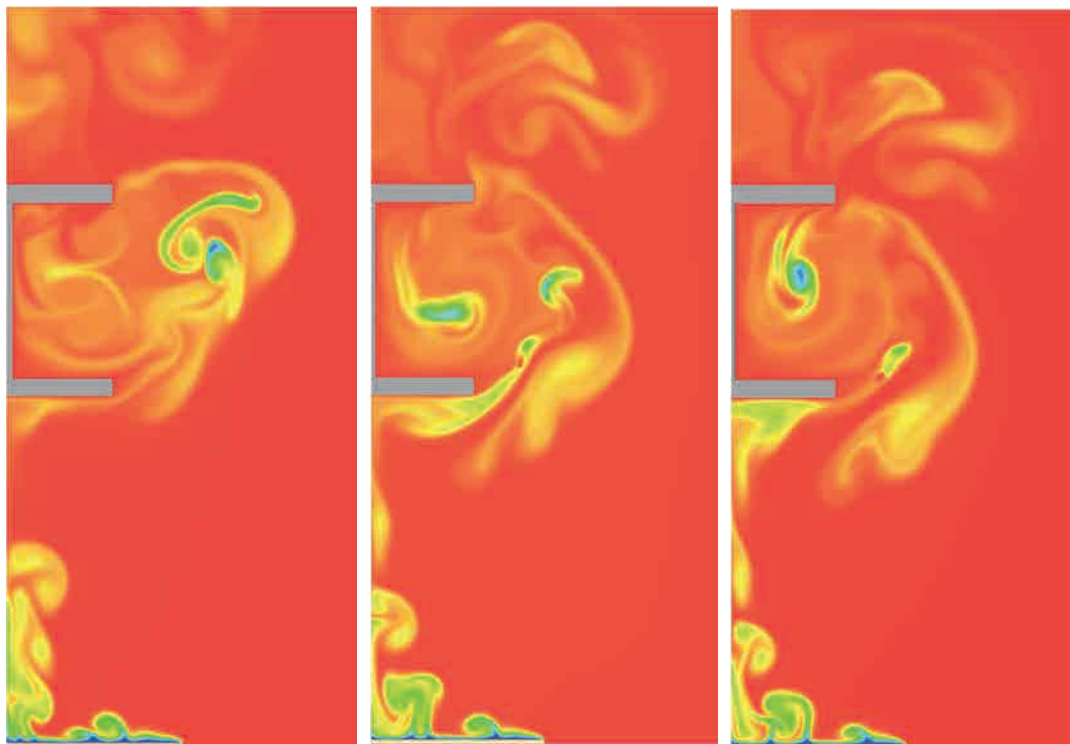


Imagen 159 Densidad del aire alrededor del perfil a los 17,50°. Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)



#### 4.3.3.4 Energía cinética del fluido

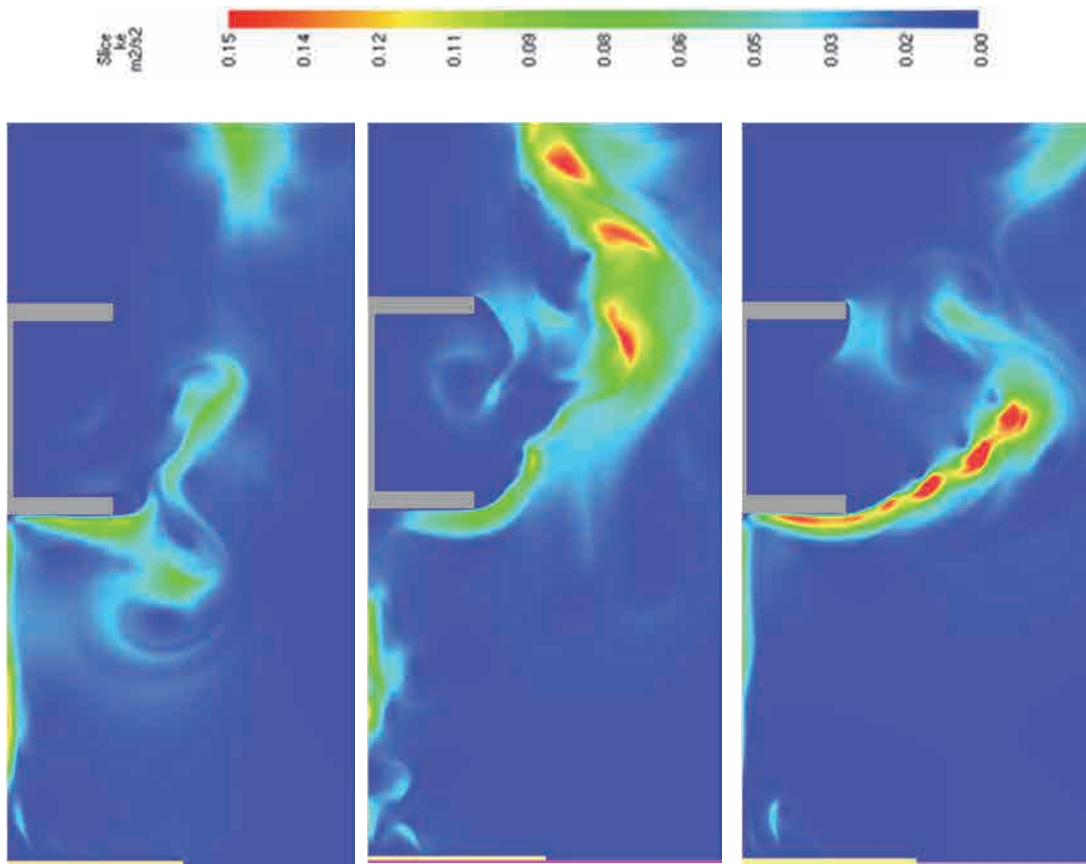


Imagen 160 Energía cinética del flujo a los 8,50°. Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

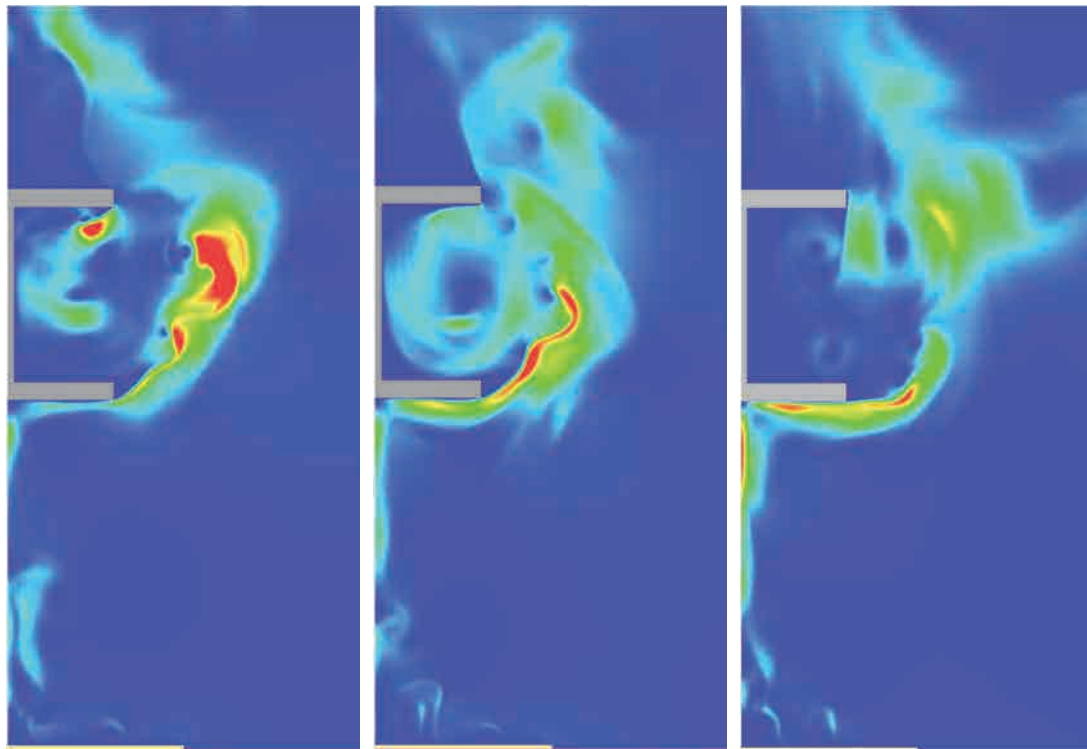


Imagen 161 Energía cinética del flujo a los 17,50°. Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

#### 4.3.3.5 Porcentaje de la energía cinética de las escalas turbulentas no resuelta

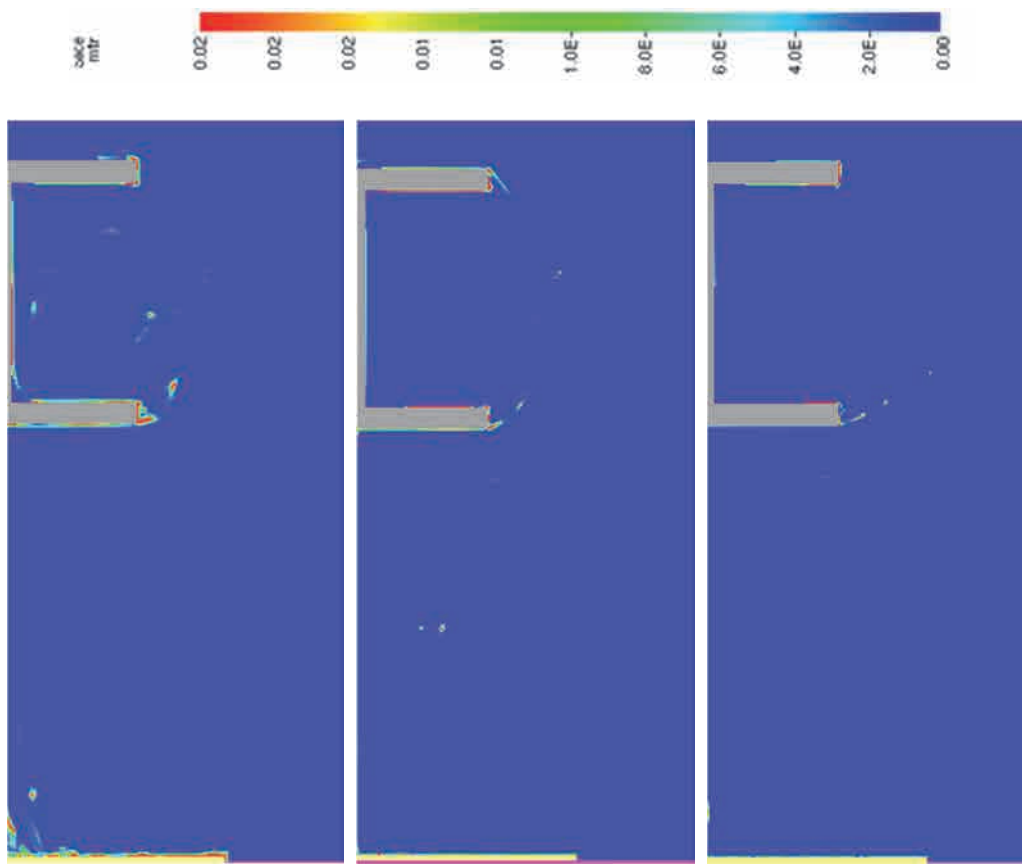


Imagen 162 Energía cinética de la turbulencia no resuelta a los 8,50". 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

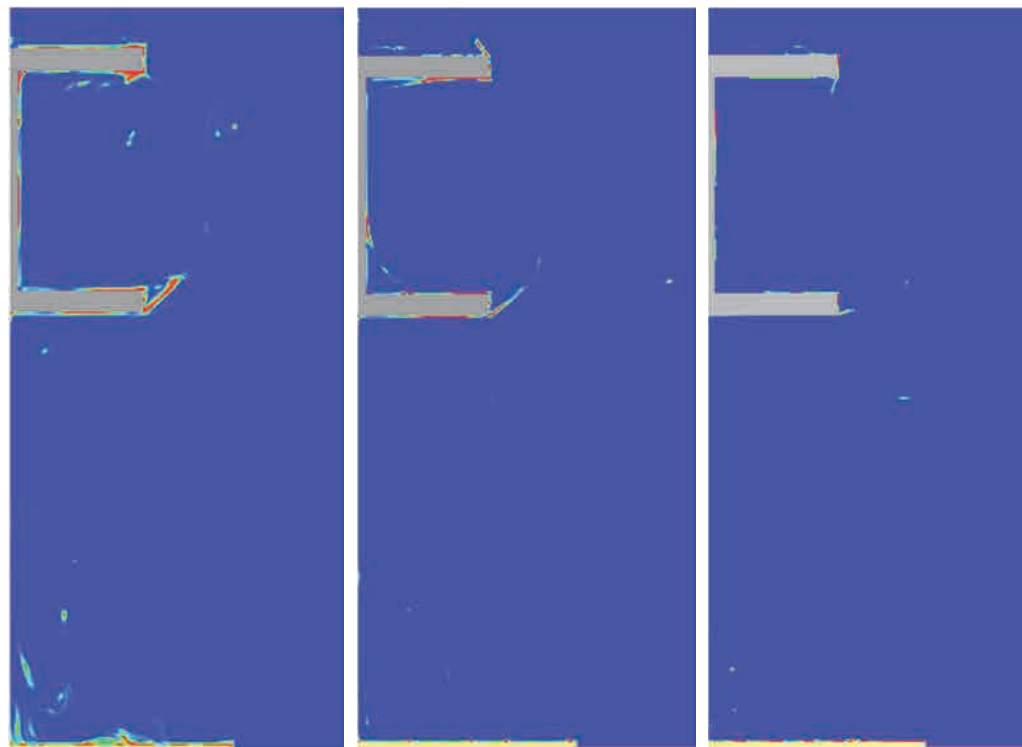


Imagen 163 Energía cinética de la turbulencia no resuelta a los 17,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

#### 4.3.3.1 Rotacional del campo de flujo

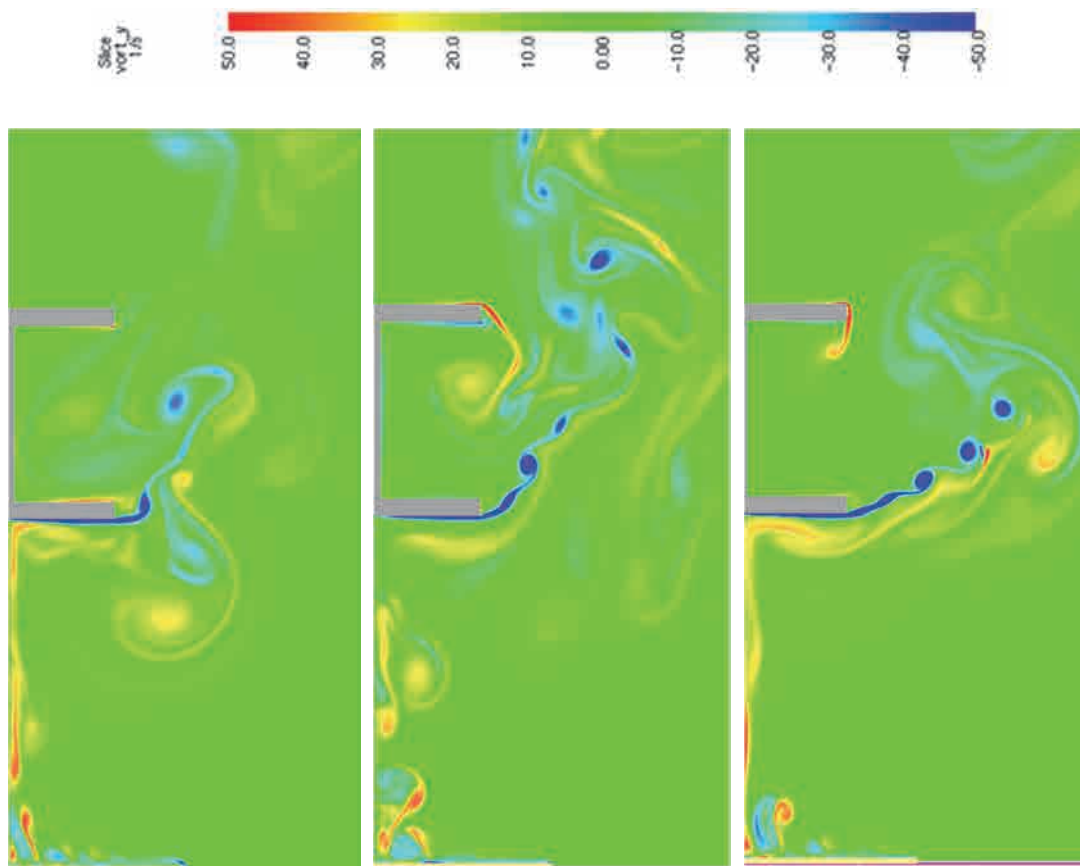


Imagen 164 Rotacional Y del flujo a los 8,50°. Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

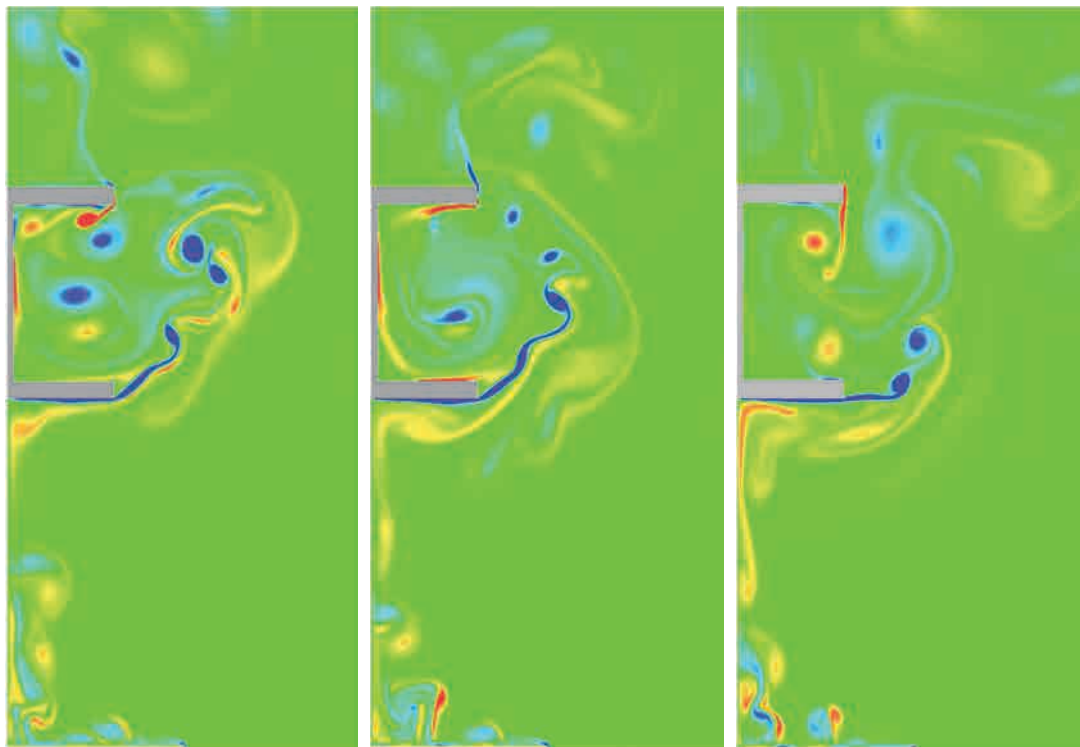


Imagen 165 Rotacional Y del flujo a los 17,50°. Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)

#### 4.4 Evaluación de la capa límite mediante simulaciones D.N.S.

En respuesta a la observación realizada en referencia a la separación observada entre los gases calientes y el propio perfil, puede dictaminarse en este momento cómo efectivamente la dimensión de la malla definida, de 1,00 mm, seguramente no tiene la suficiente precisión como para captar la subcapa viscosa, situada sobre la superficie sólida. No obstante, en este punto cabe la posibilidad de valorar si el 2 % de la energía cinética no resuelta en la simulación numérica puede condicionar los resultados obtenidos o si, por el contrario, puede asumirse dicho error de simulación y prescindir del coste computacional que supone pasar de una malla de 1,00 mm a una 0,60 mm o incluso menor.

Si bien una discretización espacial de 1,0 mm implica tener un modelo de 200 000 puntos de red en los que resolver todos y cada uno de los fenómenos turbulentos, disponer una discretización de 0,60 mm equivale a 540 000 puntos de red. Dado que la relación entre número de elementos y el tiempo de simulación no es lineal, reducir la malla de 1,00 mm a 0,60 mm en ambas direcciones del espacio  $R^2$  implica multiplicar el tiempo de procesamiento por seis.

La comparación entre de la energía cinética no resuelta en la malla de 1,0 mm y en la malla de 0,60 mm muestra una reducción cuantitativa muy importante, a pesar de continuar produciéndose una fina película alrededor del perfil en la que la energía no se resuelve por completo.

En este punto cabe valorar si estas diferencias cualitativas y cuantitativas en la resolución de todas las escalas turbulentas de Kolmogorov conllevan errores en el cálculo térmico del campo de flujo, objetivo principal de los estudios de Ingeniería del Fuego aplicados al análisis estructural en edificación.

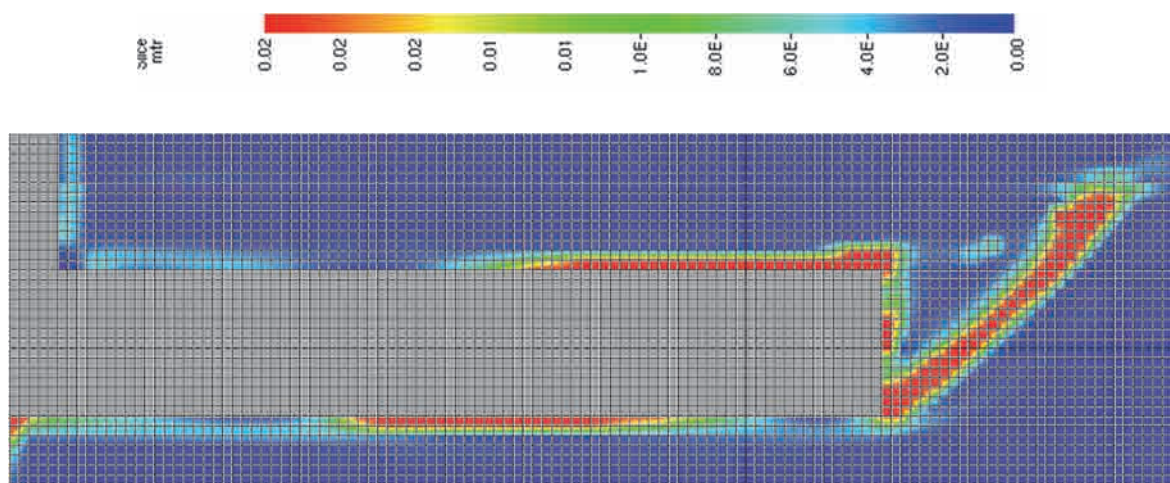


Imagen 166 Energía cinética de la turbulencia no resuelta en la frontera. Malla de 1,00 mm (Imagen del Autor)

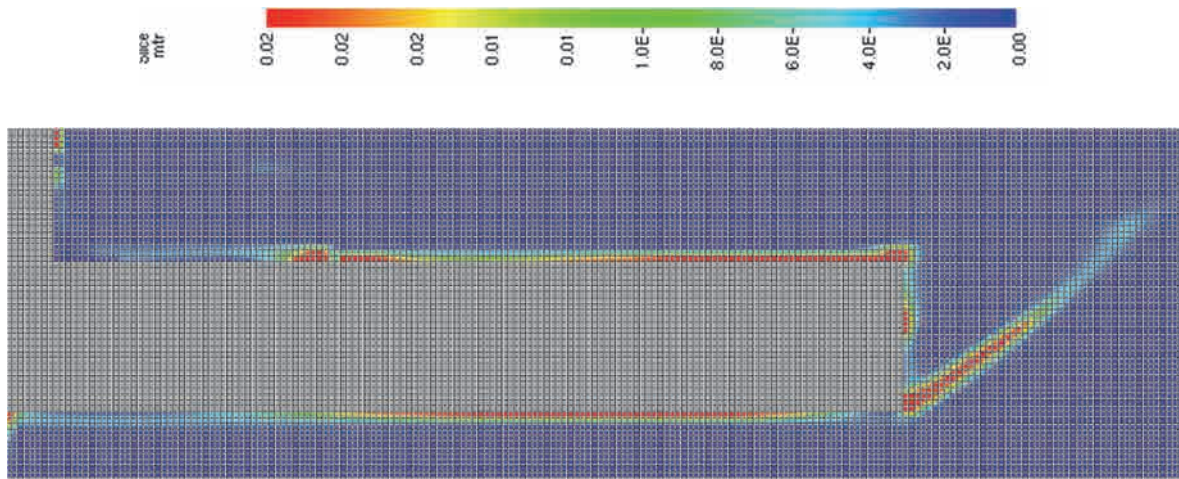


Imagen 167 Energía cinética de la turbulencia no resuelta en la frontera. Malla de 0,60 mm (Imagen del Autor)

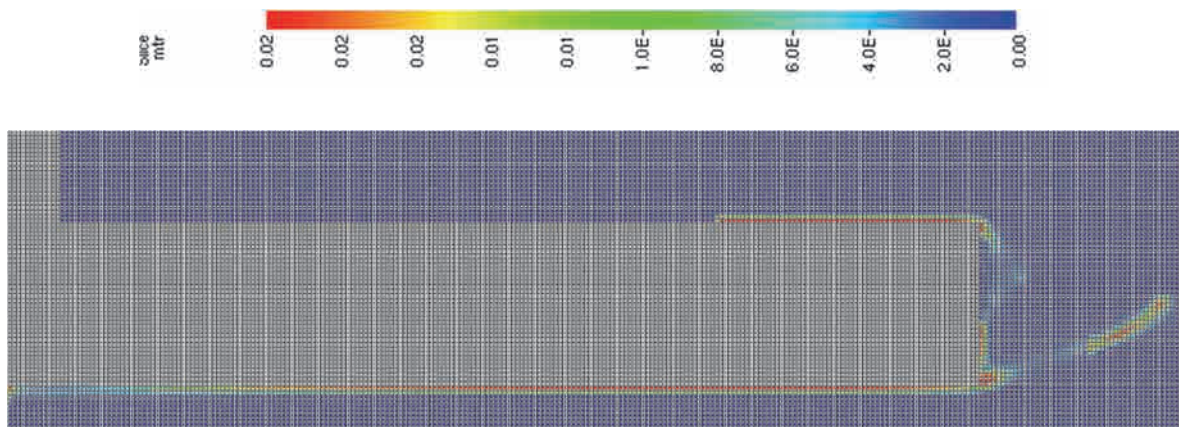


Imagen 168 Energía cinética de la turbulencia no resuelta en la frontera. Malla de 0,40 mm (Imagen del Autor)

De manera similar a la comparación de los datos obtenidos entre las mallas de 1,00 mm y de 0,60 mm, un estudio realizado entre las mallas de 0,60 mm y de 0,40 mm vuelve a proporcionar una mejora cuantitativa en lo que a la energía cinética asociada a la turbulencia no resuelta se refiere.

Un dato que podría confirmar la separación apreciada en las tres simulaciones entre el fluido dinámico y el perfil de acero es la evaluación de las velocidades del primero en las proximidades de la pared. Se puede confirmar la existencia de una capa de magnitud microscópica (0,40 mm) donde el flujo se desacelera hasta producirse valores del orden de cuatro veces menos que el obtenido 4,00 mm más allá de la frontera entre el sólido y el fluido.

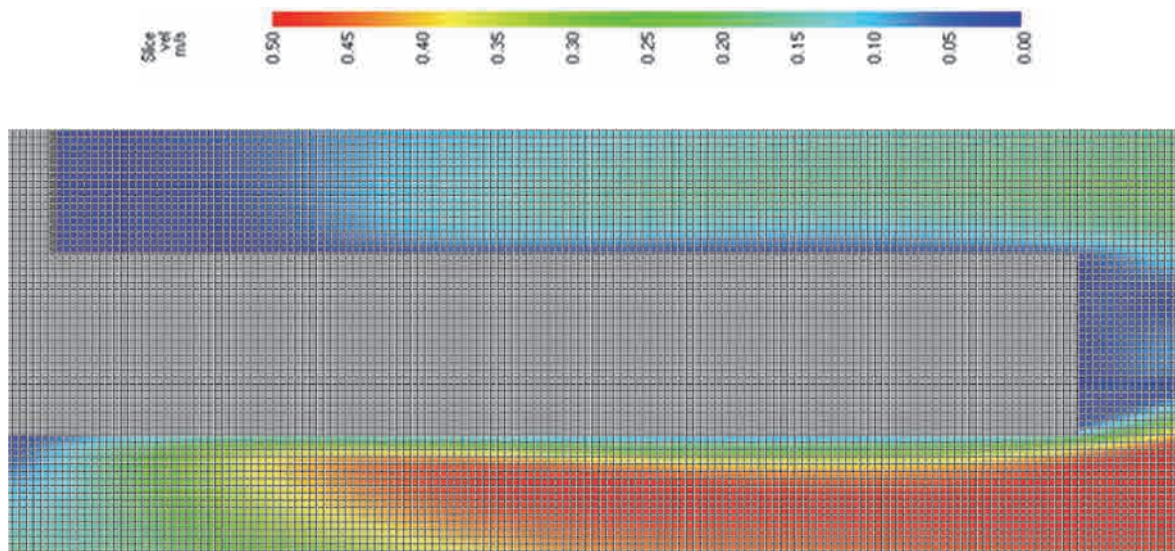


Imagen 169 Velocidad del fluido en la frontera. Malla de 0,60 mm (Imagen del Autor)

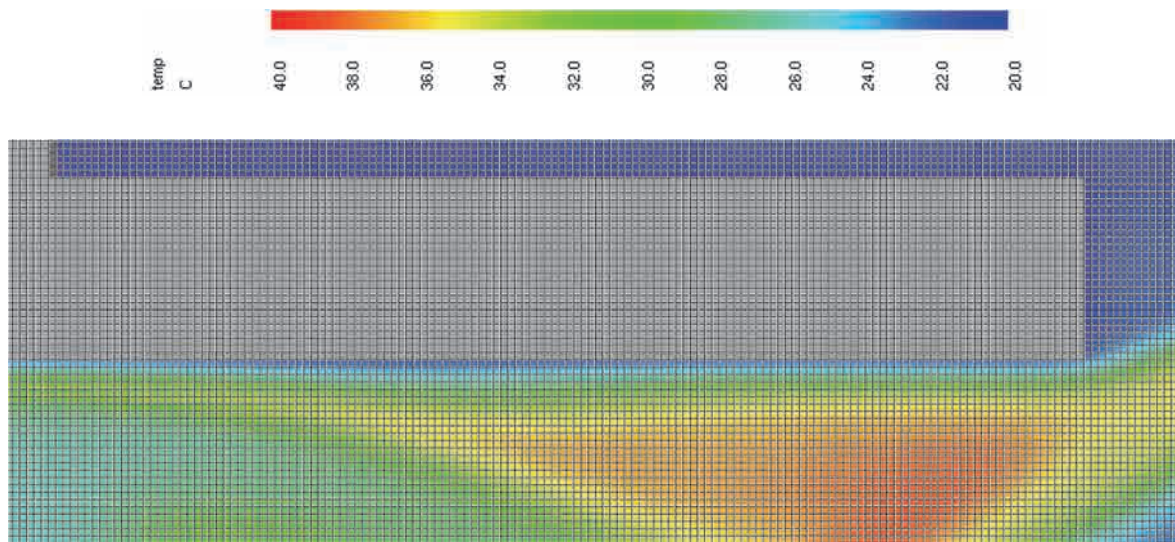


Imagen 170 Temperatura del fluido en la frontera. Malla de 0,60 mm (Imagen del Autor)

El análisis de la capa límite térmica nos lleva a las mismas consideraciones que la realizada anteriormente para la capa límite hidrodinámica. Se aprecia cómo existe un gradiente importante entre las temperaturas del propio fluido y la zona más cercana a la frontera. Existe una zona de 0,50 mm aproximadamente donde las temperaturas se reducen rápidamente.

De esta manera, puede enunciarse que la energía cinética correspondiente a las escalas de Kolmogorov no resuelta en las proximidades del perfil cuando se ha realizado la simulación con una red de puntos cada 0,60 mm no responde a un error de simulación, sino que se adecua a la zona denominada subcapa viscosa, donde el comportamiento del flujo es perfectamente laminar y no existe disipación energética entre las diferentes escalas turbulentas.

Es por ello que se cree que este tipo de modelos son en este ámbito de la tesis adecuados para estudiar el comportamiento del flujo en la frontera entre los perfiles estructurales y el propio fluido.

Hay que señalar que quedan zonas donde la energía cinética no resuelta sí que continúa presente, como en los propios límites de los perfiles, aunque se ha visto reducida de manera significativa con la red de 0,60 mm.

Donde la mayor resolución de la malla sí que ha mejorado significativamente el porcentaje de la energía cinética no resuelta, hasta reducirla prácticamente a cero, es en el «punto fuente» de calor. Esto es debido a que en esta zona la velocidad del campo y el número de Reynolds turbulento asociado a esta zona son inferiores, por lo que se requieren unas dimensiones de red menos exigentes que en puntos singulares de la simulación.

Llegados a este punto, es importante evaluar las leyes térmicas y cinéticas que se producen en las proximidades de la frontera. Dado que los planos cromáticos no dejan de corresponder a un instante temporal, es interesante evaluar los resultados obtenidos en un punto concreto del espacio a lo largo de toda la simulación.

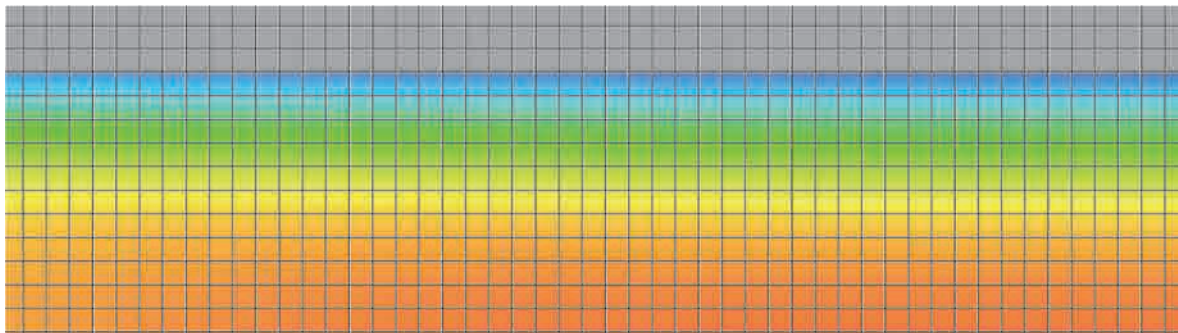


Imagen 171 Velocidad del fluido en la frontera. Malla de 0,40 mm (Imagen del Autor)

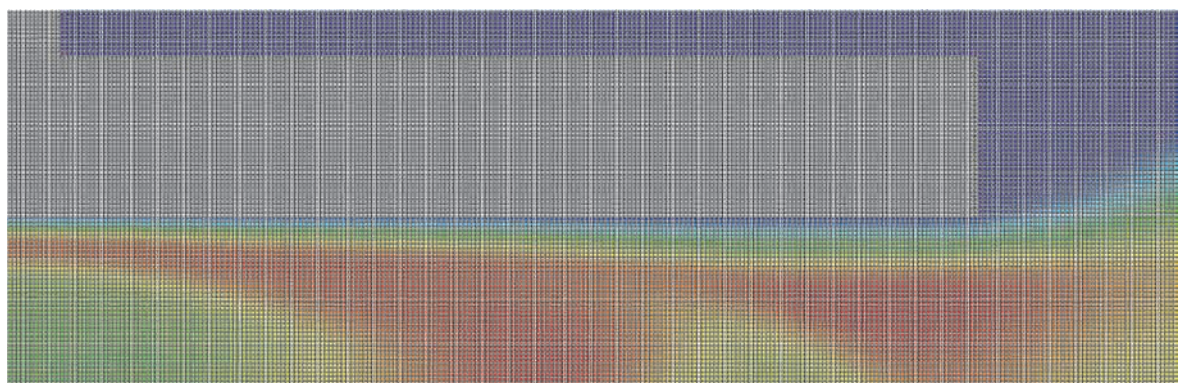


Imagen 172 Temperatura del fluido en la frontera. Malla de 0,40 mm (Imagen del Autor)

Para poder analizar con mayor rigor y precisión temporal dichos datos, se ha medido la temperatura y la velocidad del fluido en diversos puntos discretos del dominio, todos ellos en las proximidades de la frontera (imagen 173).

De tal forma, podemos apreciar la variación térmica y cinética que se produce a intervalos de 0,405 mm, desde la propia frontera hasta los 2,025 mm de distancia. Se ha pretendido así captar el gradiente existente en los primeros 2,00 mm, registrando el comportamiento del flujo en la capa límite y, más concretamente, en la subcapa viscosa y en la zona de transición entre esta primera y la zona turbulenta. Estos resultados se podrán considerar tan precisos como los que se hubiesen obtenido en caso de llevar a cabo ensayos de laboratorio, con la ventaja de poder discernir sobre las temperaturas en puntos ubicados con una precisión difícilmente alcanzable en un ensayo, incluso recurriendo a modernos medidores térmicos láser.

Así, dispondremos de los valores de comparación para discernir sobre la idoneidad de las diferentes herramientas analizadas para el cierre de las ecuaciones filtradas de Navier-Stokes cuando se utiliza el método *Large Eddy Simulation*.

Estos valores de comparación se obtienen a partir de las simulaciones D.N.S. aquí evaluadas y, más concretamente, de la que se ha realizado con un mallado de 0,40 mm, se consideran, en este caso, los datos más precisos en un modelo bidimensional en  $R^2$  como el que se ha realizado.

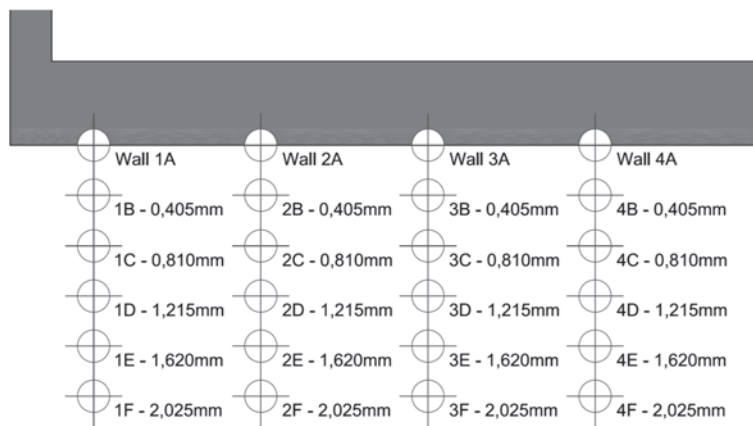


Imagen 173 Sensores virtuales situados en la capa límite (las distancias verticales no están a escala) (Imagen del Autor)

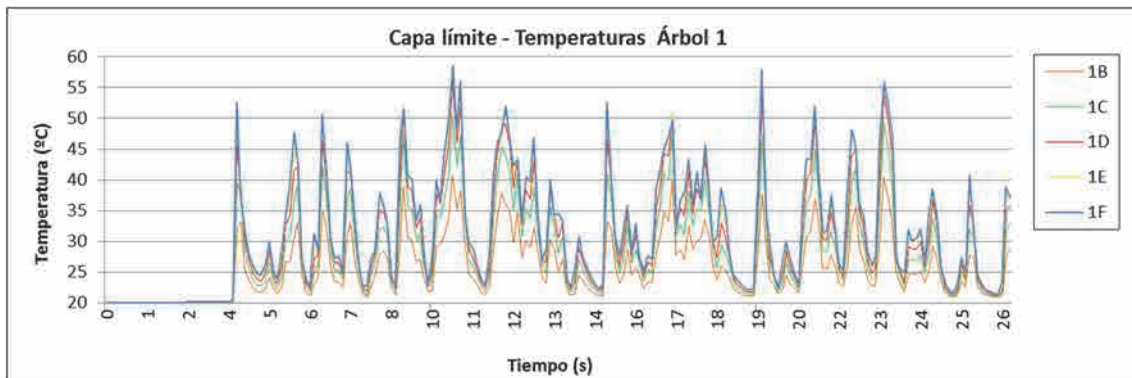


Gráfico 162 Ley térmica en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 1



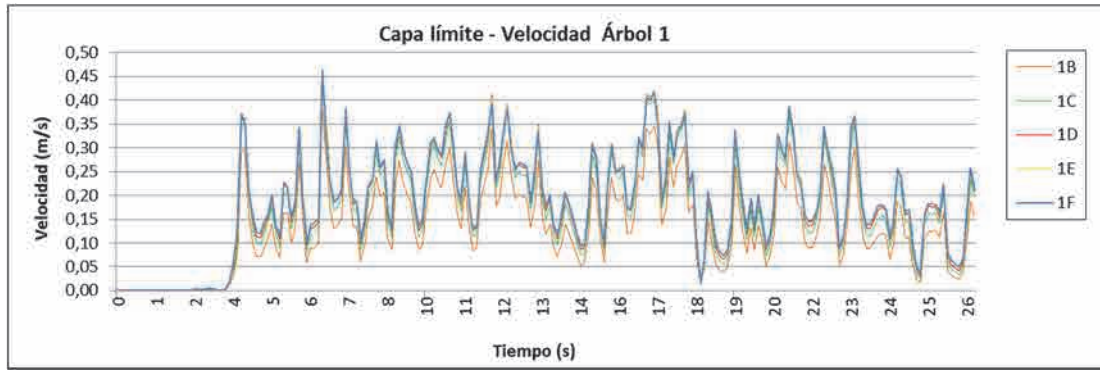


Gráfico 163 Ley de velocidad del fluido en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 1

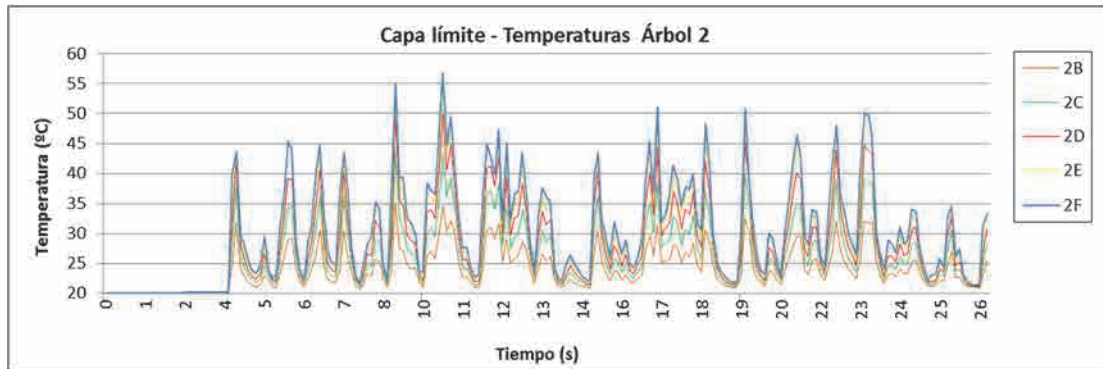


Gráfico 164 Ley térmica en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 2

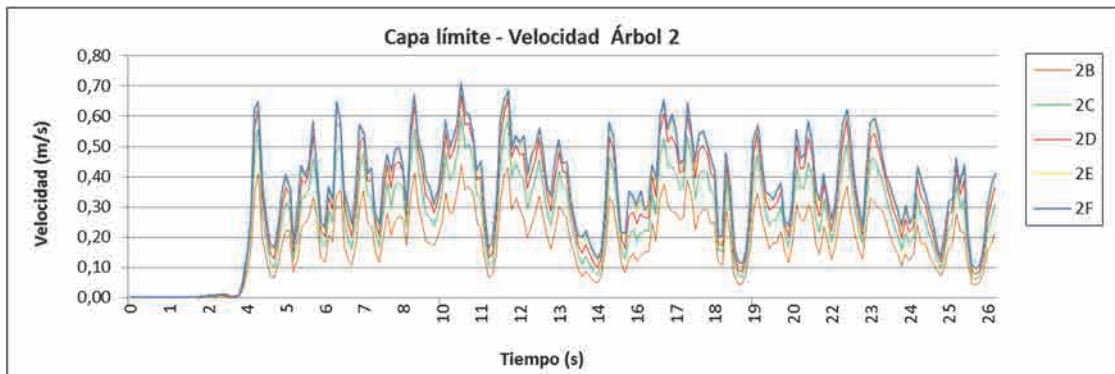


Gráfico 165 Ley de velocidad del fluido en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 2

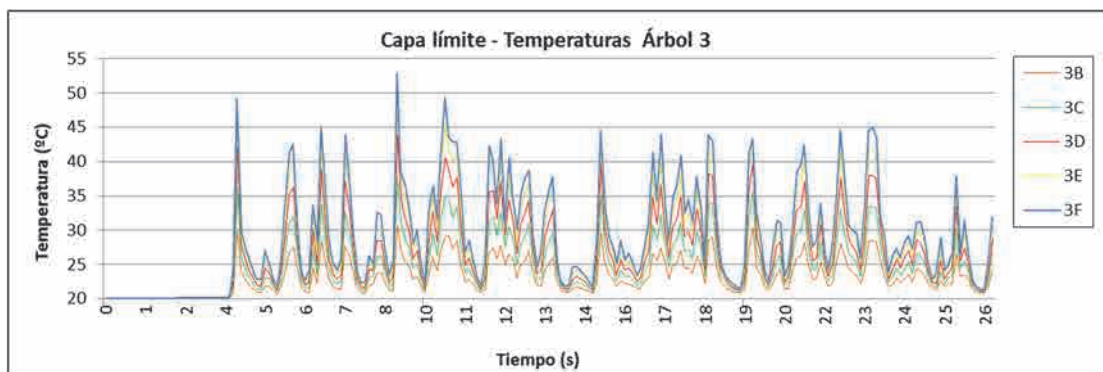


Gráfico 166 Ley térmica en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 3

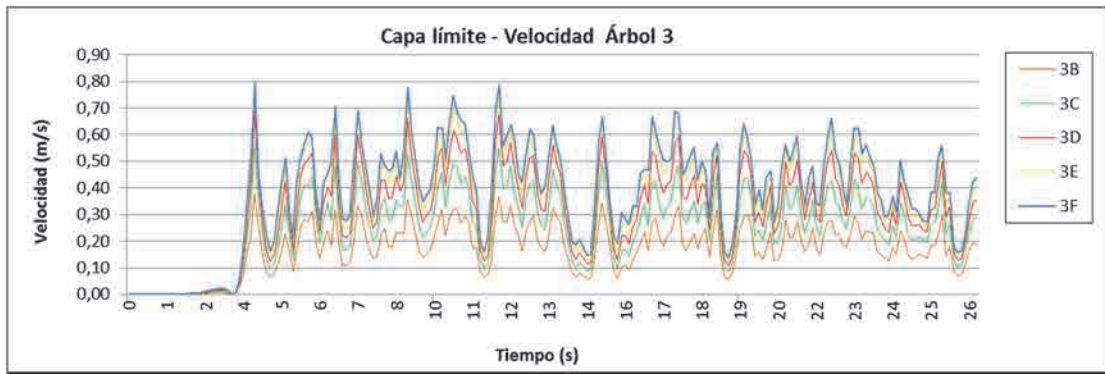


Gráfico 167 Ley de velocidad del fluido en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 3

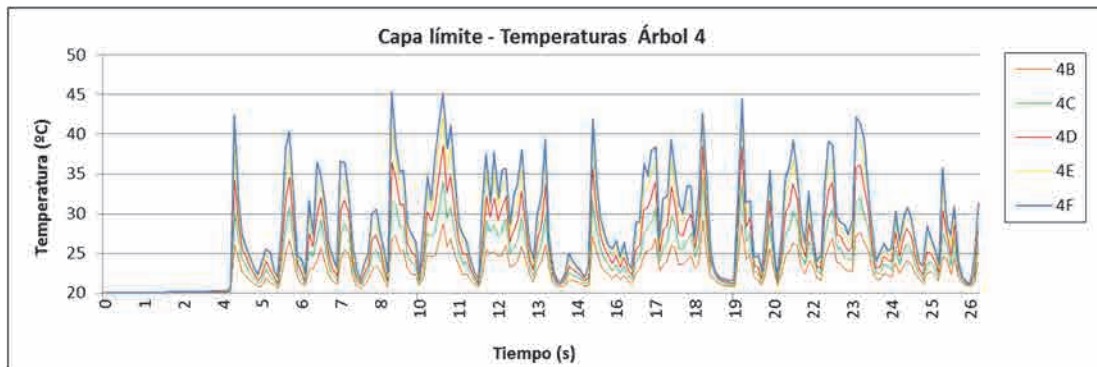


Gráfico 168 Ley térmica en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 4

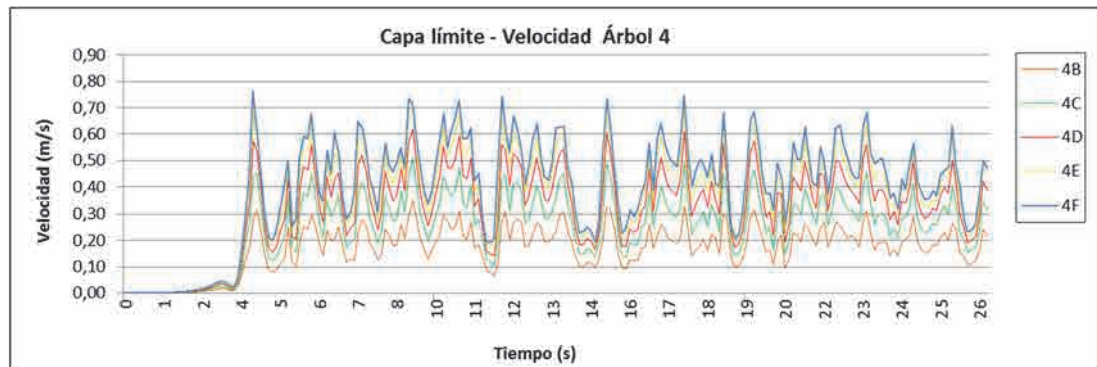


Gráfico 169 Ley de velocidad del fluido en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 4

En el análisis térmico obtenido en la capa límite se puede apreciar cómo, el termosensor virtual más próximo a la frontera, situado a 0,405 mm, se mantiene durante toda la simulación en un rango de temperaturas prácticamente constante, sin identificar apenas el paso del flujo caliente que sí que captan el resto de termosensores virtuales. A medida que se evalúan los datos más alejados de la frontera, los valores térmicos se incrementan y se obtienen diferencias entre las mediciones realizadas a 0,81 mm y las llevadas a cabo a 2,025 mm de más del 20 % en los picos térmicos registrados a lo largo de toda la simulación.

Algo similar sucede en el momento en que se evalúa la velocidad en los diferentes sensores virtuales dispuestos en el modelo. Aquellos más próximos a la frontera del perfil metálico, a 0,40 e incluso 0,81 mm de distancia, mantienen una velocidad con una uniformidad mayor que aquellos sensores situados más alejados del perfil, a 2,025 mm, donde la presencia de la subcapa viscosa está dejando de tener tanta relevancia.

Cuando, inicialmente, se ha determinado el incremento de tiempo necesario para cumplir con los criterios de convergencia de Courant-Friedrichs-Lewy se toma como velocidad de referencia un valor de 2,0 m/s, con lo que el incremento de tiempo resultante de aplicar la ecuación 2.58 ha sido de 0,0002 segundos. La realidad una vez realizadas las simulaciones es que la velocidad máxima del fluido en el dominio no ha superado los 0,80 m/s (Gráfico 167). Con estas consideraciones finales, el incremento de tiempo podría haberse establecido en 0,0005 segundos, manteniendo el número de Courant inferior a la unidad.

Esta baja velocidad del fluido es consecuencia de dos factores:

- En primer lugar, del calor liberado por el «punto fuente» del modelo, que ha sido moderado, de 100 °C y
- en segundo lugar, el tiempo de simulación en ningún caso ha superado los 50 segundos (y la mayoría de los modelos *Direct Numerical Simulation* procesados ha sido hasta los 30 segundos).

## 4.5 Análisis espectral de frecuencias realizado a partir de los datos obtenidos en las simulaciones *Direct Numerical Simulation*

Evaluando los datos registrados en el punto más alejado de la frontera, el sensor virtual 4F, tanto en lo relativo a la velocidad del fluido como a su temperatura, se puede apreciar un comportamiento cualitativo similar a los modelos L.E.S. previamente realizados en el capítulo 3.

### 4.5.1 Parámetros de análisis

De manera similar al análisis espectral de frecuencias realizado en el capítulo anterior, correspondiente a las simulaciones L.E.S., el punto de partida para llevar a cabo el análisis espectral de las leyes cinéticas del campo rotacional correspondientes a las simulaciones del modelo D.N.S. es el conjunto de valores vorticidad-tiempo registrados durante la fase estacionaria del mismo, entre los segundos 4,0 y 29,60.

El procedimiento realizado sigue el mismo criterio que el que ya ha sido indicado en el capítulo 3, y se ha procedido a generar las gráficas correspondientes a la variabilidad cinemática registrada en función del tiempo.

Sobre este conjunto de gráficas se ha realizado igualmente el análisis espectral de las frecuencias asociadas a dichos valores mediante la aplicación de la transformada rápida de Fourier con el programa *Matlab*, así como la evaluación de los espectrogramas.

Los datos más relevantes de cara a la realización del análisis espectral de frecuencias son:

Parámetro de aplicación para el análisis espectral	Valor considerado
Frecuencia de muestreo	20 Hz
Frecuencia representativa de la muestra	10 Hz
Incremento de tiempo entre los puntos de muestreo	0,05s
Número de puntos de muestreo	512 puntos
Número de puntos calculados de la f.f.t.	32 768

Tabla 6 Parámetros de aplicación durante el análisis espectral de los valores obtenidos en las simulaciones *Direct Numerical Simulation*

Para realizar el análisis espectral de frecuencias, se han incorporado tres sensores virtuales más de control, a una distancia de 24 mm de la frontera del perfil, de modo que se asegura que los datos obtenidos no se ven condicionados por la presencia de la subcapa viscosa. La posición de los mismos ha coincidido con los ejes 1, 2 y 3 referenciados en la Imagen 173.

#### 4.5.2 Análisis espectral de los datos obtenidos en los modelos D.N.S.

El parámetro de salida sobre el que se ha desarrollado el análisis espectral de frecuencias es la vorticidad del fluido alrededor del punto P, con una resolución de malla de 0,40 mm y una temperatura liberada por el «punto fuente» de 100 °C.

La ley cinética en función del tiempo, t, que se ha utilizado como referencia para desarrollar los espectros de frecuencia se muestra a continuación (Gráfico 170). Dicha ley identifica la vorticidad, o rotacional del campo, que se produce en función del tiempo durante la fase estacionaria de la simulación.

##### 4.5.2.1 Análisis del espectro de frecuencias asociado a la vorticidad en el eje 1

La ley cinética correspondiente al punto P situado en el eje 1 muestra una tendencia del fluido a rotar en sentido negativo, antihorario, con valores promedio de  $70 \text{ s}^{-1}$ . El primer análisis espectral de frecuencias aquí incluido se ha efectuado con base en estos datos. .

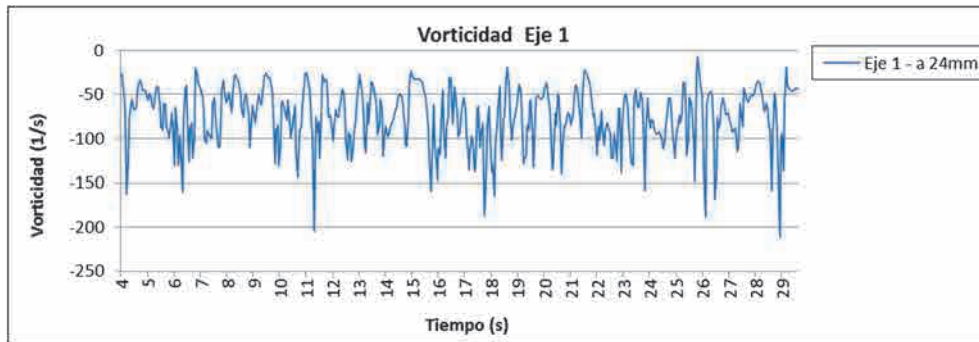


Gráfico 170 Ley cinética de la vorticidad en el eje 1, entre los segundos 4,00 y 29,60

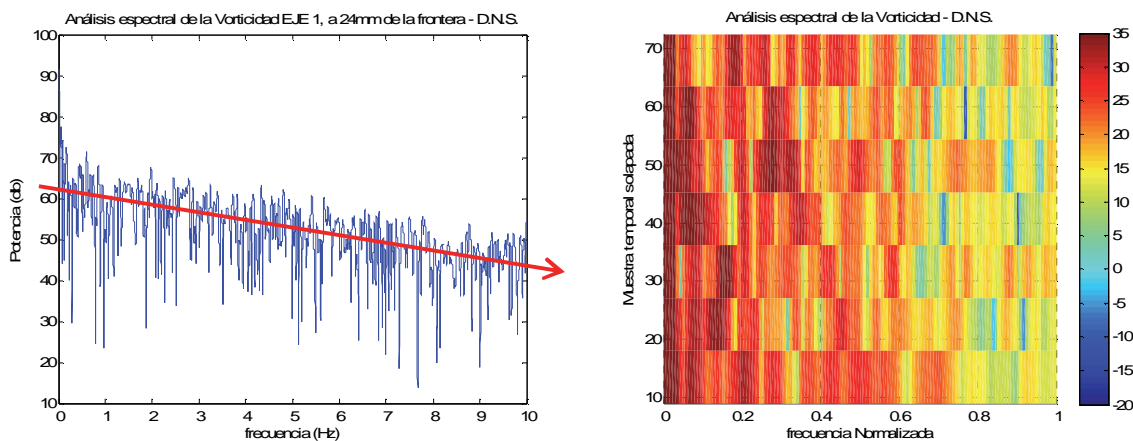


Gráfico 171 Espectro de frecuencias resultante del análisis de la vorticidad en el eje 1, en la simulación *Direct Numerical Simulation*. Duración de la muestra de 25,60 s

Gráfico 172 Espectrograma resultantes del análisis de la vorticidad en el eje 1, en la simulación *Direct Numerical Simulation*. Duración de la muestra de 25,60 s

Se aprecia en el Gráfico 171 la tendencia del espectro a un comportamiento uniforme en lo que a la pendiente negativa se refiere. No únicamente se detecta una pendiente constante en todo el espectro, sino que además esta no es acusada, como sucedía en algunas de las simulaciones basadas en los métodos *Large Eddy Simulation*.

Esto muestra el comportamiento al que debe tender el espectro en el momento en el que todas las dimensiones de la turbulencia son correctamente incluidas; en este caso se ha evaluado, tal y como ya se ha indicado, un rango de frecuencias representativas desde 0 hasta 10 Hz.

El espectrograma registra una potencia elevada hasta la mitad de la frecuencia que se ha estudiado. Posteriormente se mantiene moderada hasta la máxima frecuencia considerada, con valores cercanos a los 10 dB.

#### 4.5.2.1 Análisis del espectro de frecuencias asociado a la vorticidad en el eje 3

La ley cinética correspondiente al punto P situado en el eje 3 invierte la tendencia de comportamiento respecto del evaluado en el eje 1. En este caso, se detecta la tendencia del fluido a rotar en sentido positivo, horario, con valores promedio de  $15 \text{ s}^{-1}$ .

El rotacional en términos cuantitativos en este segundo caso es sensiblemente inferior respecto de la primera señal discreta que se ha evaluado. Viene este hecho promovido por la situación de los sensores virtuales de control. En el primer caso, el sensor se situaba en las proximidades del eje sobre el que se produce una mayor flotabilidad de los gases calientes, por la posición relativa respecto de la fuente de calor, mientras que en este segundo caso analizado el sensor ya se encuentra alejado 80 mm del eje del punto de calor situado en el centro del modelo.

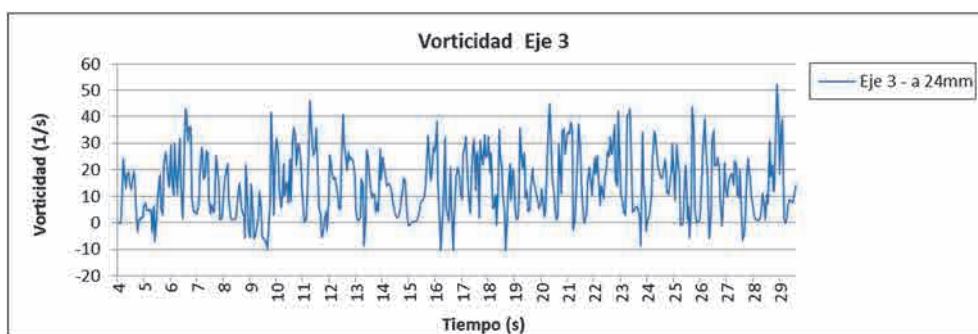


Gráfico 173 Ley cinética de la vorticidad en el eje 3, entre los segundos 4,00 y 29,60

El análisis del espectro de frecuencia en este segundo caso sigue mostrando un comportamiento, en lo que a la tendencia de comportamiento se refiere, muy semejante al espectro de frecuencia asociado a los datos de salida del eje 1. La pendiente que marca la tendencia de reducción de potencia en función de la frecuencia continúa siendo negativa con ligera pendiente y sin puntos de inflexión en el rango de frecuencias 0-10 Hz estudiado.

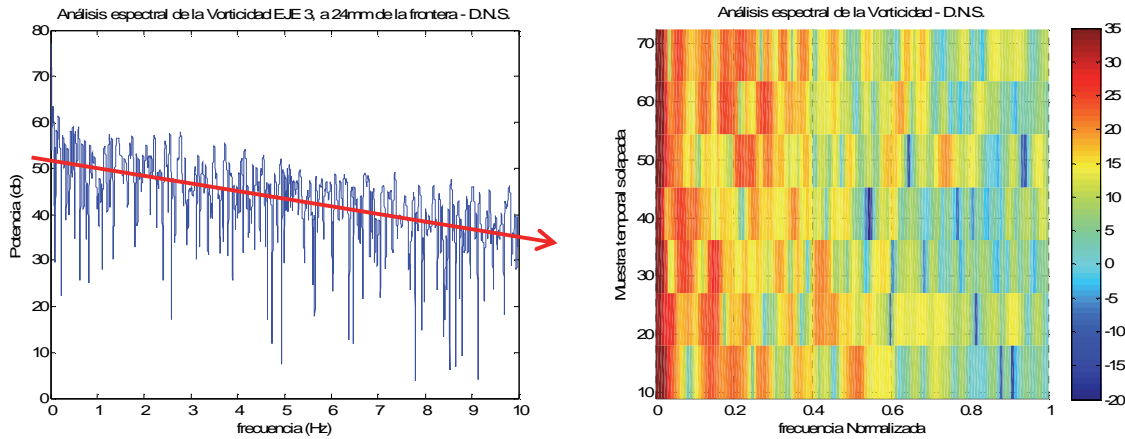


Gráfico 174 Espectro de frecuencias resultante del análisis de la vorticidad en el eje 3, en la simulación *Direct Numerical Simulation*. Duración de la muestra de 25,60 s

Gráfico 175 Espectrograma resultantes del análisis de la vorticidad en el eje 3, en la simulación *Direct Numerical Simulation*. Duración de la muestra de 25,60 s

En este segundo punto estudiado el espectrograma muestra una distribución uniforme de la potencia para todo el rango de frecuencias contenido en el estudio. A juicio del doctorando, es consecuencia directa de unos valores, en lo que a la vorticidad se refiere, mucho más reducidos que en el primer caso, pues contener el rango de frecuencias considerado puede contener la práctica totalidad de la potencia.

#### 4.5.2.1 Análisis del espectro de frecuencias asociado a la vorticidad en el eje 4

La ley cinética correspondiente al punto P situado en el eje 4 continúa con la tendencia de comportamiento respecto del evaluado en el eje 3. En este caso, el fluido mantiene su sentido de rotación en sentido positivo, horario, con valores promedio muy reducidos, comprendidos entre  $5$  y  $15 \text{ s}^{-1}$ .

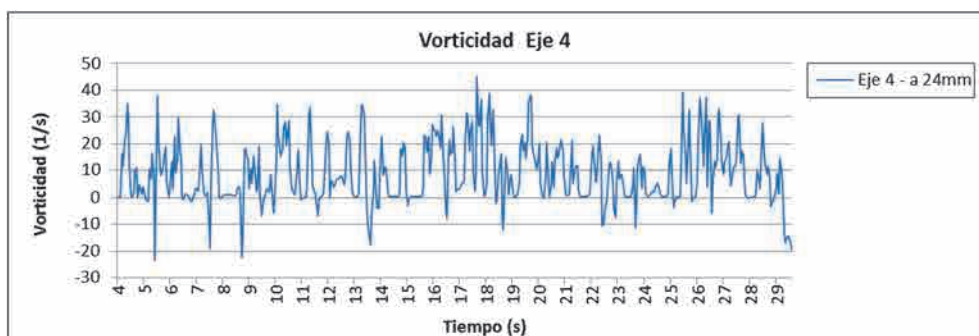


Gráfico 176 Ley cinética de la vorticidad en el eje 4, entre los segundos 4,00 y 29,60

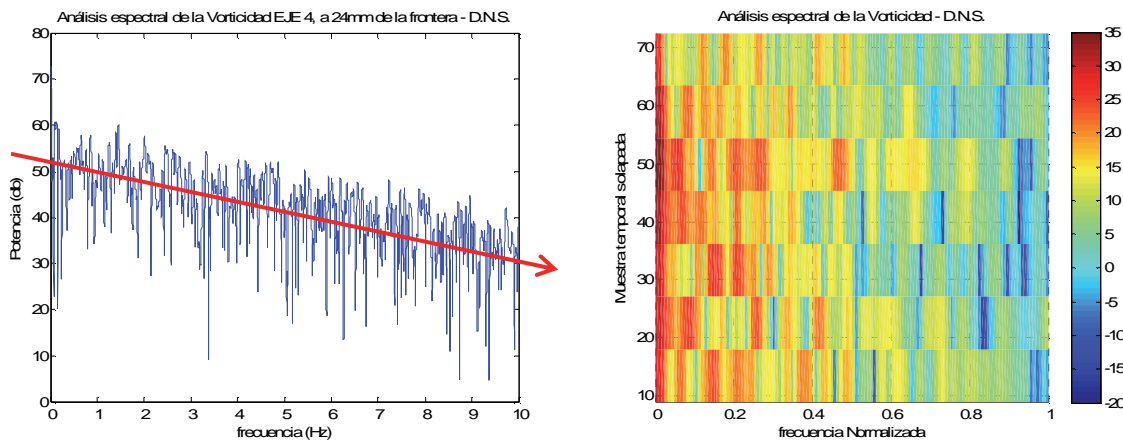


Gráfico 177 Espectro de frecuencias resultante del análisis de la vorticidad en el eje 4, en la simulación *Direct Numerical Simulation*. Duración de la muestra de 25,60 s

Gráfico 178 Espectrograma resultantes del análisis de la vorticidad en el eje 4, en la simulación *Direct Numerical Simulation*. Duración de la muestra de 25,60 s

Como era de suponer, tras haber efectuado el estudio del espectro de frecuencia asociado a los datos que se han registrado en el eje 3, en el caso que ahora nos atañe, el comportamiento es similar. El espectro en esta hipótesis continúa manteniendo la misma tendencia que en los casos anteriores, con una pendiente negativa homogénea y sin puntos de inflexión hasta alcanzar los 10 Hz analizados.

### 4.5.3 Conclusiones relativas al análisis espectral en las simulaciones D.N.S.

En los apartados precedentes se ha realizado el estudio relativo al comportamiento del fluido en las proximidades de un elemento estructural metálico, tanto cualitativa como cuantitativamente, haciendo uso de los planos cromáticos, en primer lugar, y de las leyes térmicas y cinéticas del gas, posteriormente, gracias a la disposición de diversos sensores virtuales, tanto en la capa límite como en las zonas adyacentes a la misma.

Posteriormente, se ha recurrido al análisis espectral de frecuencias, desarrollado a partir de la señal discreta obtenida en la simulación y que define la vorticidad del fluido a 24 mm de la frontera del perfil estructural.

Considerando que cualquier simulación basada en la metodología *Direct Numerical Simulation* es capaz, si la discretización espacial y temporal está correctamente definida, tal y como ha quedado explicado anteriormente, de reproducir todas las escalas turbulentas, desde la de dimensión integral hasta llegar a las más reducidas, aquellas ubicadas en el rango disipativo de Kolmogorov, el análisis del espectro de frecuencia asociado a la vorticidad ha permitido discernir sobre cuál debe ser el comportamiento del mismo en lo que se refiere a la disminución de la potencia en función de la frecuencia, ya no cuantitativamente, sino en términos comparativos cualitativos.

Durante la realización de los diferentes espectros de frecuencia definidos en el capítulo 3, cuando se ha realizado el estudio basado en los modelos *Large Eddy Simulation*, se ha introducido un método de



validación de la resolución del mallado utilizado en cada modelo, por lo cual se ha asegurado que los fenómenos turbulentos en un punto P del espacio están correctamente simulados hasta un rango mínimo de frecuencias.

En nuestro caso se había tomado como referencia una frecuencia de muestreo de 20 Hz, teniendo en cuenta que la frecuencia máxima objeto de estudio era de 10 Hz. A partir de este valor de referencia se ha determinado que todo el rango turbulento comprendido entre 0 y 10 Hz estará correctamente simulado en un punto P si la línea que define la tendencia de comportamiento del espectro de frecuencia tiene una pendiente negativa sin puntos de inflexión que incurran en una quiebro importante en la recta de tendencia. Es decir, si la potencia se reduce de manera homogénea a medida que se incrementa la frecuencia de muestreo, podremos establecer que la discretización espacial utilizada en P ha sido correcta.

Este criterio es ahora confirmado gracias a las simulaciones basadas en los métodos *Direct Numerical Simulation*. Tanto en el sensor situado en las proximidades del eje de calor como en aquellos dispuestos más alejados del mismo, donde el sentido rotacional del fluido se invierte, se puede definir una recta de tendencia con pendiente negativa y sin ningún punto de inflexión hasta los 10 Hz representativos.

Llegando a este punto, cabe destacar que se ha considerado que, para el caso que nos afecta en la presente tesis, captar las turbulencias asociadas a un rotacional con una frecuencia en la señal discreta de 10 Hz supone una calidad suficiente como para garantizar unos resultados correctos en lo que las temperaturas en la estructura que conforma la cubierta de edificios de dimensión media se refiere. Una frecuencia de 10 Hz del rotacional corresponde a un periodo en la oscilación de 0,10 segundos. Si bien es cierto que ya se ha indicado que las escalas disipativas de Kolmogorov tienen una dimensión comprendida entre los 0,50 y los 2,0 mm, y que estas tendrían una frecuencia superior, dada la velocidad del fluido en este punto analizado, no es objetivo de la Ingeniería del Fuego llegar a simular dicho tamaño de turbulencia, sino garantizar la integridad de las estructuras metálicas, y eso pasa por establecer un criterio correcto de determinación en lo que a las leyes térmicas de los gases calientes se refiere.

Es cierto que extender el estudio a valores superiores de frecuencia de muestreo, algo que ya se ha enunciado en capítulos anteriores, permitiría detectar puntos de inflexión en la pendiente que la investigación realizada no ha llegado a alcanzar. Sin embargo, esta consideración, tendría sentido en los modelos *Large Eddy Simulation*, donde esta inflexión siempre deberá existir, para frecuencias más o menos elevadas, en función de la capacidad que haya tenido la simulación para captar más o menos escalas turbulentas. No ocurriría así en las simulaciones que nos ocupan en el presente capítulo, donde la pendiente sería constante hasta agotar la práctica totalidad de la potencia del espectro de frecuencia asociado a la vorticidad.

#### **4.6 Conclusiones relativas a las simulaciones D.N.S.**

La resolución directa de cada una de las escalas turbulentas producidas en el campo de flujo, gracias a la realización de simulaciones D.N.S., ha permitido, en primer lugar, evaluar el comportamiento del fluido ascensional cuando interfiere con un perfil estructural. De este modo, se ha podido determinar cómo afecta a las propiedades cinemáticas locales del fluido la existencia de una estructura triangulada de barras en un espacio infinito, en comparación con la dimensión del propio elemento.

Se ha verificado el incremento de energía cinética que un elemento de esta naturaleza genera sobre el fluido, así como también la capa límite que se genera en la frontera entre el propio perfil simulado y el fluido en movimiento.

Sin embargo, más importante y relevante ha sido poder estudiar la componente variable que la velocidad tiene en un fluido turbulento, con números de Reynolds superiores a 5 000.

Esta componente variable se ha asimilado a un movimiento oscilatorio armónico. Si bien la realidad dista mucho de asimilarse a tal tipo de movimiento o caracterización, sí que es cierto que se ha podido identificar una variabilidad de los datos obtenidos asimilables a una frecuencia comprendida en gran medida entre los 0,50 y los 5,0 Hz.

Esta frecuencia, asociada a un fenómeno localizado, próximo a los puntos de frontera de cualquier estructura triangulada de barras, deberá permitir asociar en los modelos L.E.S. previamente realizados una cantidad de energía cinética a la frecuencia obtenida en esos casos más genéricos.

Tal y como ya se ha indicado, es necesario destacar que estas frecuencias están asociadas a un fenómeno local, muy próximo a la frontera, cuando se han estudiado los espectros de frecuencias de la vorticidad a 24 mm aproximadamente del perfil estructural. A pesar de su carácter localizado, sí que puede indicarse que es también muy preciso, dado el método de análisis utilizado, y es un dato representativo de cara a establecer posteriormente una metodología precisa de evaluación de las temperaturas obtenidas mediante las simulaciones basadas en los métodos *Large Eddy Simulation*.

Desde los instantes iniciales hemos sido conscientes de la dificultad de realizar un modelo basado en los métodos directos de resolución *Direct Numerical Simulation* que permitiese ser semejante a los modelos realizados en el capítulo 3. Sin embargo, eso no implica que no se haya podido realizar un modelo de detalle de un elemento concreto que sea capaz de permitirnos discernir sobre los aspectos aquí establecidos, como el comportamiento del fluido en la capa límite, el incremento de energía cinética en las proximidades del perfil estructural o la tendencia que debe tener un espectro de frecuencias que sea capaz de detectar correctamente las escalas turbulentas de Kolmogorov más representativas, sino todas.

## CAPÍTULO 5: Conclusiones

### 5.1 Introducción

A lo largo de todo el desarrollo del presente trabajo de investigación se ha realizado en primer lugar una descripción crítica del Estado del Conocimiento existente hasta la fecha, centrandose en aquellos aspectos que se han creído más relevantes de cara a la correcta caracterización del comportamiento turbulento de los gases calientes generados durante los incendios accidentales que acontecen en inmuebles con alturas libres desde el foco del incendio hasta el entramado que conforma la cubierta superior a los ocho metros.

Una vez centrado el estado del conocimiento que puede alcanzar mayor relevancia en el eje principal vertebrador del presente trabajo, es decir, todo aquello relativo a los fenómenos turbulentos y su caracterización física y matemática, se ha procedido a evaluar qué dispersión máxima se puede obtener en los datos de salida en función de cuál haya sido aquel método de simulación considerado, habiéndose estudiado aquellos que actualmente adquieren una mayor relevancia en la industria, para la caracterización de comportamientos turbulentos homogéneos.

Se ha podido ver de manera conceptual durante la introducción llevada a cabo en el capítulo 1 cómo afecta un incendio a la estructura del edificio. Hemos indicado que la consecuencia inmediata es el incremento de las temperaturas de los gases presentes en el escenario afectado por el fuego. A partir del movimiento convectivo del gas, el calor generado en el foco del incendio se transmite hasta los elementos estructurales que conforman la cubierta, habiendo sido el transporte turbulento por convección de este calor el punto de partida de la presente Tesis.

Como consecuencia de la transmisión de calor entre el gas y el material que conforma el entramado resistente, esta se verá sometida a un nuevo comportamiento estructural. La consecuencia más inmediata es la alteración de las propiedades mecánicas del material, en mayor o menor medida en función de las leyes térmicas a las que se vea sometido el entramado resistente durante el incendio.

El acero empieza a ver reducida su capacidad mecánica a partir de los 400 °C, pero a nivel estructural se puede considerar que la pérdida de resistencia nominal del material no es significativa hasta que se alcanzan los 500 °C. Esto es así desde el momento que se considera, cuando se realiza el análisis relativo a la integridad de la estructura en situación accidental de incendio, que se trata de una situación de muy baja probabilidad de aparición, y que por ese motivo tanto las acciones que gravitan sobre la estructura como los coeficientes de seguridad pueden verse reducidos.

En este punto cabría la posibilidad de pensar que se está en disposición de afirmar que es prácticamente imposible que un incendio de las características de los aquí considerados, en edificios con alturas superiores a los ocho metros, pueda llegar a condicionar el comportamiento estructural y poner en riesgo la integridad del edificio puesto que, incluso considerando las leyes térmicas más desfavorables que se han llegado a obtener, no se han superado los valores indicados, a partir de los cuales el material ve reducida su capacidad mecánica. La realidad es que estudiando aquellos incendios más desfavorables que pueden llegar a acontecer en este tipo de inmuebles, dentro de una probabilidad lógica de suceso, difícilmente someterán el entramado resistente a valores superiores a los 300 °C.

Sin embargo, este discurso únicamente sería cierto si todos los entramados resistentes que conforman los grandes espacios analizados tuviesen un comportamiento estáticamente determinado. La realidad de las tipologías estructurales planteadas habitualmente para la cubrición de grandes luces es que se encuentran lejos de un comportamiento isostático, al contrario, suelen tener un marcado comportamiento estáticamente indeterminado. Es habitual concebir el diseño de los grandes espacios diáfanos considerados en el presente trabajo de investigación con mallas tridimensionales o bien cerchas bidimensionales. Dependiendo del grado de indeterminación de estas estructuras, valores térmicos de ~100-150 °C pueden llegar a comprometer la estabilidad de un número concreto de elementos, o incluso de la totalidad de la estructura. Conceptualizaciones estructurales estáticamente indeterminadas traen asociadas esfuerzos térmicos de segundo orden, generados como consecuencia de la coacción que ciertos elementos tendrán a la libre dilatación.

Si consideramos el comportamiento mecánico de las mallas espaciales, diseñadas a partir de perfiles tubulares huecos de acero, materializando las uniones articuladas entre ellos con nudos estandarizados, podemos considerar que cada una de las barras tiene impedida la dilatación longitudinal cuando se ve sometida a un incremento térmico dado. En este caso es altamente probable que un número concreto de barras alcancen el colapso debido a los ya indicados esfuerzos térmicos de segundo orden que aparecen en la estructura. El objetivo en este caso será poder determinar, a través de la realización de un análisis térmico-mecánico del sistema estructural, si este es capaz de garantizar su integridad cuando se produce un fallo localizado o si por el contrario alcanzamos el colapso de la totalidad de la estructura.

En este último caso obtener unas leyes térmicas adecuadas y precisas sí que determina en gran medida el grado de seguridad evaluado en la estructura. Pensar en dispersiones en las leyes térmicas obtenidas de hasta un 40 % en función de parámetros de entrada como la discretización espacial o el método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes es del todo inadmisibles en estas situaciones, dado que una estructura puede ser estable a los 100 °C y sin embargo colapsar debido a fenómenos de inestabilidad geométrica a los 140 °C.

No se debe olvidar tampoco en este punto que la presente Tesis siempre hace referencia a las temperaturas obtenidas únicamente por el fenómeno físico de la convección, habiendo suprimido cualquier incremento de flujo de calor debido a la radiación para no distorsionar el análisis de los resultados. No obstante, el porcentaje de flujo de calor por radiación que debería alcanzar a los elementos estructurales considerados no debería ser en ningún caso significativo, dada la importante distancia existente desde la llama hasta la cubierta. Reiterando los datos indicados en el apartado 1.2, se puede establecer que el porcentaje de calor por radiación que alcanza un entramado resistente de cubierta en espacios cerrados, con una distancia desde el foco del incendio hasta la estructura de ocho o doce metros, no debería ser superior a un 25-30 %. Este valor incluso puede verse reducido en función de la concentración de partículas sólidas que se generen durante la combustión de los materiales, pero no es este el objetivo de análisis de la presente investigación.

Un caso práctico muy ilustrativo de que estructuras estáticamente indeterminadas, con unas coacciones significativas en cuanto a la posibilidad de que se produzca la libre dilatación lineal de las barras, pueden alcanzar el colapso cuando se ven sometidas a temperaturas inferiores a los 500 °C considerados habitualmente es el pabellón de La Mar Bella, en Barcelona. En este inmueble el análisis C.F.D. realizado por nosotros, complementado con un posterior estudio térmico-mecánico, nos permite determinar una temperatura de colapso inferior a los 200 °C. La cubierta se caracteriza por estar conformada por cerchas metálicas tipo Pratt, salvando unas luces entre apoyos de aproximadamente 56,0 m, con distancias entre las mismas de ~6,50 m.

Estos elementos estructurales principales se apoyan en pantallas de hormigón armado de 3,75m de canto. El apoyo se materializa mediante sistemas de neopreno deslizante, permitiendo el movimiento horizontal de aproximadamente 20 mm en cada sentido. Esto conlleva una dilatación máxima admisible de la totalidad del elemento estructural de 40 mm.

Sin tener en cuenta la modificación del módulo de elasticidad del material, dado que a 120 °C es prácticamente inapreciable, se puede calcular la dilatación longitudinal de la cercha de manera inmediata a través de:

$$\Delta l = L \cdot \Delta T \cdot \alpha$$

Ecuación 5.1

Siendo:

$\Delta l$  la dilatación lineal que se produce en el elemento

$L$  la longitud afectada por el incremento térmico

$\Delta T$  el incremento térmico a que se somete al material

$\alpha$  el coeficiente térmico del material, que para el caso concreto del acero es de  $1,2 \cdot 10^{-5}$

De esta manera la dilatación que se produce en la cercha anteriormente indicada es de:

$$\Delta l = L \cdot \Delta t \cdot \alpha = 50 \cdot 120 \cdot 1,2 \cdot 10^{-5} = 0,072 \text{m} = 72 \text{ mm}$$

Esto significa que dilataciones térmicas de  $120 \text{ }^\circ\text{C}$  implican en este caso concreto una coacción real de  $72 - 40 \text{ mm} = 32 \text{ mm}$  que conlleva importantes esfuerzos de compresión. En función de que elementos se compriman, y de si estos están o no arriostrados convenientemente, ya se intuye que  $120 \text{ }^\circ\text{C}$  de incremento puede provocar el colapso de la estructura.

En este punto hay que destacar que, en este caso concreto, dada la propia configuración de los apoyos, es más desfavorable el desplazamiento del cordón inferior, puesto que el propio giro del apoyo como consecuencia de las cargas gravitatorias, incrementa este valor de  $75 \text{ mm}$  a  $106 \text{ mm}$ .

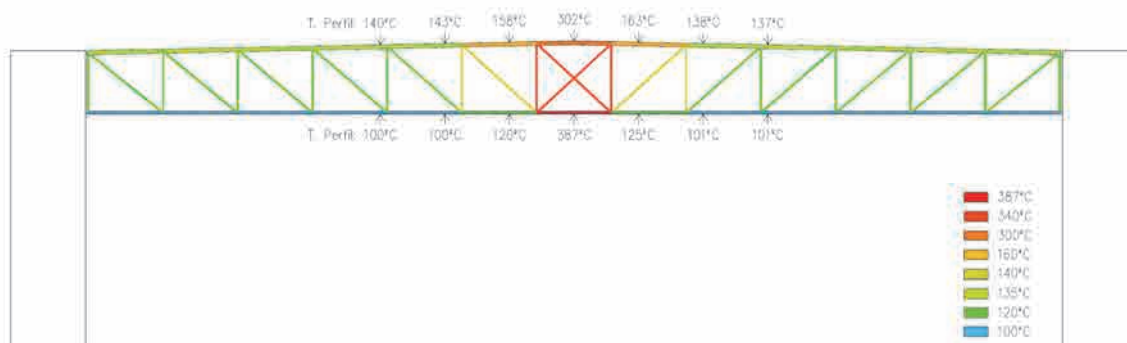


Imagen 174 Esquema térmico considerado en la estructura objeto de análisis (Imagen del Autor)

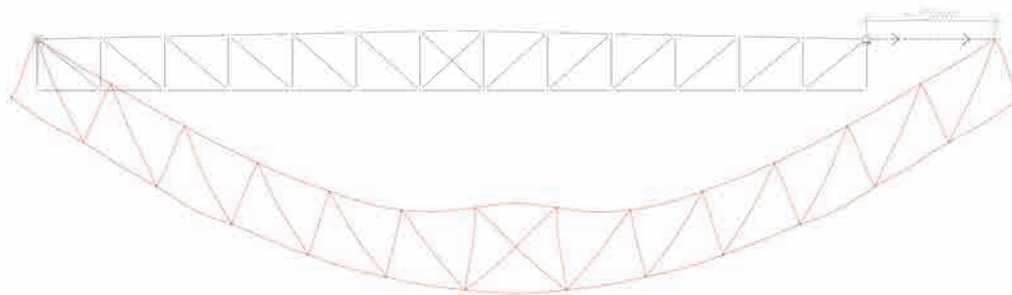


Imagen 175 Deformación de la cercha sometida a un incremento térmico dado (Imagen del Autor)

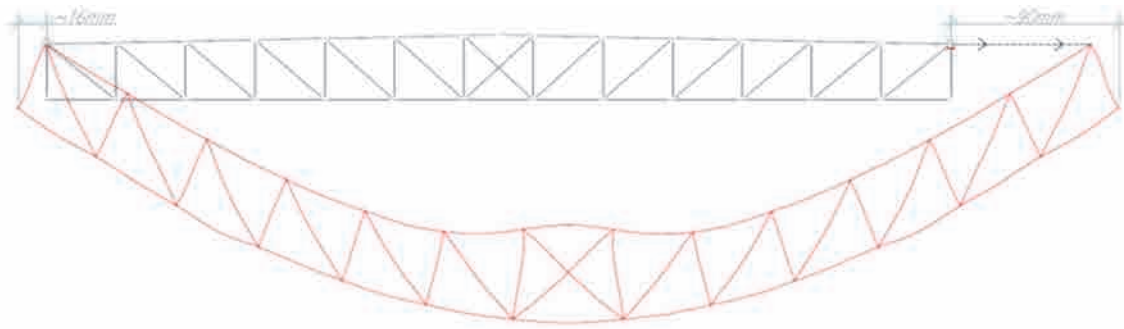


Imagen 176 Deformación del cordón inferior de la cercha sometida a un incremento térmico dado, añadiendo el giro en los apoyos (Imagen del Autor)

En este caso, la solución pasa por intervenir sobre el modo de trabajo de las cerchas, realizando intervenciones puntuales en el cordón inferior, de manera que este disponga de una junta de dilatación que elimine las posibles coacciones y esfuerzos de compresión en un elemento de la cercha pensado para trabajar únicamente a esfuerzos de tracción. De no actuarse así, la compresión producida sobre el cordón inferior en el momento de producirse la dilatación térmica generará una inestabilidad geométrica del sistema, por tener una pieza de 56m de luz sin ningún tipo de arriostramiento que impida el pandeo lateral. También hay que destacar en este punto que la utilización de pinturas intumescentes reactivas no es solución al problema, dado que la temperatura de reacción de estos materiales es de aproximadamente 200 °C.

Es por todo ello que, determinar una ley térmica precisa, en base a simulaciones basadas en la Dinámica Computacional de Fluidos, es básico para garantizar la integridad en situación accidental de incendio de este tipo de estructuras. Una desviación en los resultados térmicos obtenidos del orden de un 40 % implica un posible error del mismo porcentaje en la dilatación considerada en la estructura, dado que existe una relación lineal entre los valores térmicos que afectan al material y la dilatación lineal que se produce en el mismo.

Teniendo presente la influencia que una pequeña desviación en los resultados obtenidos puede tener sobre la determinación de la integridad estructural de elementos estáticamente indeterminados de cubierta se considera imprescindible por nuestra parte poder garantizar en este tipo de simulaciones la correcta caracterización del fenómeno turbulento.

## 5.2 Relación de los aspectos más relevantes logrados en la investigación

Exponemos a continuación una serie de aspectos que queremos destacar en cuanto a los avances que la presente Tesis aporta al campo de la Ingeniería del Fuego, cuando esta se aplica al estudio de la integridad de los entramados resistentes que conforman la cubierta de los espacios diáfanos de dimensiones medias, determinando las leyes térmicas que afectan a la estructura mediante la realización de simulaciones de Dinámica de Fluidos:

- En primer lugar hemos dilucidado sobre la existencia de una importante dispersión en los resultados térmicos obtenidos en los gases calientes que envuelven la estructura de la cubierta, cuando se realizan los mencionados modelos de Dinámica de Fluidos. Esta dispersión puede alcanzar fácilmente un 40 % en función de cuáles sean los parámetros de entrada incorporados en los modelos.
- Además de estar en disposición de dictaminar sobre la gran dispersión cualitativa que se produce en los datos de salida en función de la discretización espacial y del método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes, hemos analizado el comportamiento cuantitativo del fluido, evaluando en cada caso cuál ha sido capaz de reproducir de manera más adecuada el tratamiento turbulento del fluido.
- Posteriormente hemos verificado qué método es aquel más adecuado al caso que nos ocupa. A nuestro juicio es aquel en el que se ha recurrido al cierre de las ecuaciones mediante el método Dinámico, con mallados de 100 y 50 mm el más adecuado a la realidad del problema, si bien la simulación con valores constantes de  $C_s$  reducidos (0,10) y mallados de 50 y 100 mm también reproduce con una precisión adecuada los fenómenos turbulentos.
- Hemos propuesto una metodología de análisis gráfico que permita verificar de manera ágil y universal la correcta caracterización de los fenómenos turbulentos correspondientes a un rango de frecuencias dado, a partir del análisis espectral asociado a la vorticidad, sin tener que realizar diversas simulaciones para verificar la convergencia de los resultados térmicos obtenidos. Esto permite acortar los tiempos de análisis computacional, garantizando la correcta simulación de los fenómenos turbulentos.
- En último término proponemos el estudio de un método de amortiguamiento, basado en la energía cinética obtenida a partir del análisis espectral de frecuencias, para evitar la dispersión de los resultados obtenidos, en lo que a las temperaturas de los gases calientes se refiere. El posterior desarrollo del método, así como su verificación y validación experimental, deberá garantizar unas temperaturas más ajustadas a la realidad del dominio simulado.



### 5.2.1 Dispersión térmica obtenida en las simulaciones C.F.D.

Gracias a la realización de un número destacado de simulaciones *Large Eddy Simulation* hemos podido constatar que la dispersión térmica registrada es independiente del valor de la potencia liberada durante el desarrollo del fuego.

Si bien es cierto, tal y como debía suceder, que los valores térmicos absolutos son inferiores para potencias reducidas, el porcentaje obtenido en la dispersión en la mayoría de las ocasiones alcanza máximos de hasta un 40-45 %. Tomando como referencia la simulación nº 2 y reproduciendo nuevamente el gráfico del capítulo 3 que recoge las leyes térmicas en un punto del penacho situado a 7,20 m de altura, con una potencia liberada de 500 kW/m<sup>2</sup>, donde se pueden apreciar los resultados obtenidos para tres discretizaciones espaciales y tres tipos de simulaciones viscosas diferentes, podemos apreciar, fijándonos en el análisis que recoge el modelo Dinámico, valores en la fase estacionaria de 140 °C aproximadamente para un ancho de filtro de 200 mm, mientras que el mismo modelo Dinámico pero con una discretización espacial de 50 mm la temperatura asciende hasta los ~190 °C. Esta diferencia registrada es muy significativa, de prácticamente un 40 %.

Si analizamos el modelo constante de Smagorinsky-Lilly, con un coeficiente  $C_s$  reducido, de 0,10, pero con un mallado de 200 mm y de 50 mm, de la misma manera que en la comparativa anterior, la dispersión registrada es muy similar. Con el mallado de 200 mm la temperatura registrada es de 130 °C aproximadamente en la fase estacionaria, mientras que en el momento de aplicar un mallado uniforme en todo el campo finito de 50 mm, los valores térmicos en la fase estacionaria han ascendido hasta los 190-195 °C, representando esto una diferencia porcentual del 50 %.

La simulación correspondiente a un coeficiente  $C_s$  elevado, de 0,20, con un mallado de 50 mm, registra una singularidad en su comportamiento a los ~130 segundos debido a la proximidad de la frontera y la elevada viscosidad turbulenta simulada, pero también se puede apreciar hasta ese momento la tendencia a una dispersión respecto de dimensiones de mallado superiores.

Este razonamiento se puede extrapolar a todo el rango de potencias que hemos evaluado en el presente trabajo de investigación, comprendido entre los 250 kW/m<sup>2</sup> y los 1 000 kW/m<sup>2</sup>, entendiendo que es suficiente para cubrir todos aquellos incendios accidentales que pueden llegar a producirse en edificios diáfanos destinados a usos deportivos o comerciales, por poner dos casos particulares, así como cualquier otro de similares características.

Únicamente cuando se ha considerado una potencia liberada de 1 000 kW/m<sup>2</sup>, valor destacado para un incendio producido en los espacios cerrados objeto de estudio en la presente Tesis, se reduce ligeramente la dispersión obtenida entre las diversas simulaciones realizadas. En este caso se registran diferencias para un mismo modelo turbulento de 70-80 °C, representando este umbral térmico una dispersión porcentual del 30 %.

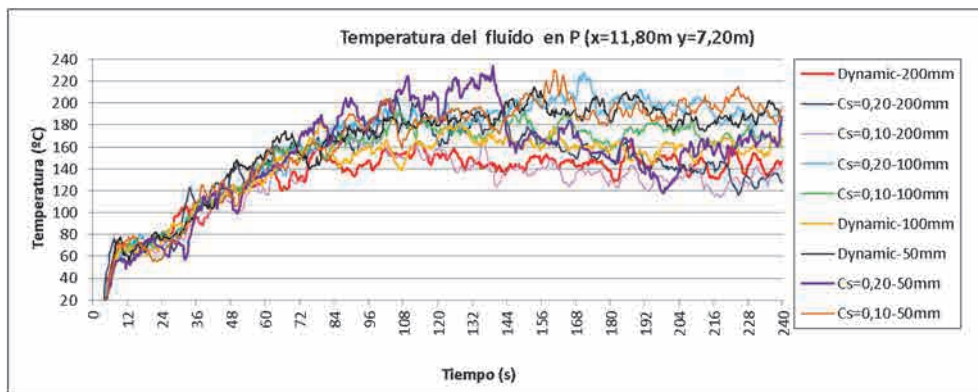


Gráfico 179 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m<sup>2</sup>

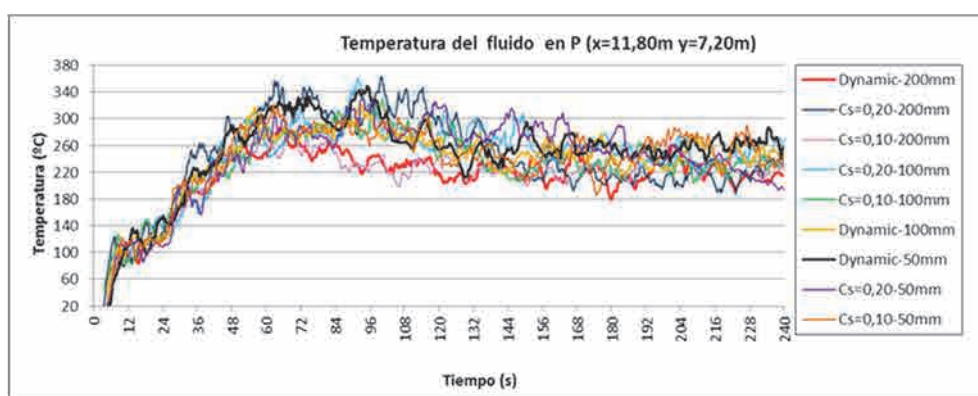


Gráfico 180 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m<sup>2</sup>

## 5.2.2 Análisis cuantitativo relativo al comportamiento del fluido

El desarrollo de la presente Tesis Doctoral ha permitido evaluar cuales son a día de hoy aquellos aspectos de las simulaciones basadas en la dinámica computacional de fluidos que más pueden llegar a condicionar los resultados obtenidos.

Una vez ha podido esclarecerse cuáles son los métodos que a juicio del doctorando tendrán una mayor relevancia en los próximos años dentro del presente campo científico evaluado, y sin perder de vista en ningún momento que el objetivo principal es el de poder realizar estudios de Ingeniería del Fuego con la mayor seguridad y precisión posible, aplicados a la verificación de la integridad de las estructuras metálicas cuando estas se ven sometidas a incendios de carácter accidental, se ha dictaminado sobre la dispersión cualitativa que cada uno de los métodos produce en cuanto a los valores térmicos obtenidos en las proximidades de los elementos estructurales.

Teniendo en consideración que dicha dispersión, de prácticamente el 40-45 % en algunos casos, no puede ser admisible en el caso de evaluar estructuras con un marcado carácter indeterminado, es necesario abrir una nueva vía de análisis para este tipo concreto de estructuras, en las que se pueda evitar esta dispersión térmica, sin tener que recurrir a mallados hoy en día imposibles de realizar con los medios disponibles en la industria.

Ha de destacarse que las mayores temperaturas se han obtenido en aquellas simulaciones en las que la turbulencia ha podido ser reproducida con una mayor aproximación a la realidad del propio fenómeno turbulento, combinando una discretización espacial suficientemente densa, de 50 mm en nuestro caso para la simulación nº 2, con un modelo Dinámico de Germano a la hora de efectuar el cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes tras la operación de filtrado.

Pero debe tenerse presente que, si bien la aplicación de un método de cierre Dinámico es posible, la capacidad computacional de la industria aun condiciona la discretización espacial que se puede realizar. Es por ello que habrá ocasiones en las que una vez realizada la simulación con el mallado más denso que permita la capacidad computacional de cálculo, el espectro de frecuencias resultante de analizar la vorticidad del fluido demuestre que las turbulencias no han sido simuladas correctamente.

### **5.2.3 Idoneidad de los métodos de simulación en los incendios accidentales de edificación**

A lo largo de los capítulos previos, y principalmente durante el capítulo 2, dedicado al Estado del Arte de aquellos conceptos que se consideran de mayor relevancia para proceder a la simulación computacional de fluidos, se ha podido ver una pequeña fracción de los métodos de simulación existentes actualmente para caracterizar el comportamiento turbulento de cualquier fluido, bajo las condiciones que se consideren más adecuadas en cada caso.

Dada la imposibilidad de evaluar todos y cada uno de los métodos de simulación, se ha optado en primer lugar por analizar cuáles son las ecuaciones constitutivas del movimiento de cualquier fluido, así como la determinación de las ecuaciones que definen su energía (cinética, térmica, potencial, etc.) dentro del sistema.

Una vez clarificado el análisis matemático y físico del fluido, se ha procedido en segundo lugar a profundizar en las dos grandes tendencias de simulación computacional físico-matemática de los campos de flujo que existen en la actualidad, los métodos que resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes en función del tiempo y aquellos que promedian dichas ecuaciones en el tiempo.

Los métodos basados en la resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes en función del tiempo han sido los elegidos por el doctorando por considerar que serán estos los que tendrán una mayor implementación fáctica en la industria.

Una vez determinados estos como los métodos más adecuados para simular los incendios accidentales en edificación, vuelve a ser necesario simplificar los métodos existentes y adoptar aquellos que pueden llegar a adquirir una mayor relevancia en los próximos tiempos. Para ello se ha procedido a comparar, dentro de los métodos L.E.S., aquellos basados en el cálculo «estático» del coeficiente de Smagorinsky, precursores del método en sus inicios, con aquellos métodos más actuales, basados en la determinación «dinámica» de dicho coeficiente.

Ambas metodologías se han comparado, no únicamente entre ellas, sino que también se ha procedido a evaluar la influencia que la densidad de la discretización espacial utilizada tiene sobre los resultados obtenidos en cada caso. De cara a poder determinar la influencia de cada uno de los parámetros indicados en la variabilidad observada en los resultados se ha procedido a realizar el análisis espectral de los datos discretos que definen la señal temporal de la temperatura del gas y de su vorticidad en un punto P del espacio.

En último lugar, se ha utilizado el método considerado a día de hoy más preciso y exacto, basado en la resolución directa de las ecuaciones de Navier-Stokes, *Direct Numerical Simulation*, con el objetivo de poder evaluar el comportamiento del fluido en la frontera de los perfiles estructurales, así como la disminución de la potencia del espectro de frecuencias asociado a la vorticidad en la proximidad del perfil que se produce en función de la frecuencia.

El objetivo de la realización de los modelos basados en la resolución *Direct Numerical Simulation* ha sido, tal y como ya se ha reflejado, poder contrastar las frecuencias obtenidas en las simulaciones L.E.S. con las simulaciones D.N.S., asociando así esta oscilación en los datos discretos obtenidos en las simulaciones L.E.S. a una nueva energía cinética del flujo que pueda llegar a disminuir la dispersión en los resultados obtenidos en cada tipo de simulación.

#### **5.2.4 Propuesta de un método gráfico para la validación de las simulaciones C.F.D.**

Tanto en el capítulo 3 como en el 4, dedicados a los modelos basados en las metodologías de resolución *Large Eddy Simulation* y *Direct Numerical Simulation* respectivamente, se ha utilizado una potente herramienta de evaluación, el análisis espectral de frecuencias, para poder determinar periodicidades en los datos discretos obtenidos que de otra manera pasarían inadvertidas.

Esto ha permitido establecer un método de verificación de los datos obtenidos en lo que a la correcta simulación de la turbulencia se refiere. Analizando la tendencia que muestra un espectro de frecuencias desarrollado a partir de la vorticidad en un punto P del espacio se puede dictaminar sobre la capacidad que ha tenido la simulación de caracterizar correctamente las turbulencias hasta una frecuencia representativa dada.

La ventaja de este método viene dada por la capacidad de permitir la validación de una discretización espacial sin necesidad de desarrollar diversas simulaciones con densidades de mallado diferentes hasta lograr la convergencia de los resultados obtenidos. Esto nos debe permitir dictaminar sobre la calidad del modelo, en lo que a la simulación turbulenta se refiere, a partir de la realización de una única simulación computacional.

Conviene también destacar que para la aplicación del método no es preciso que se haya procesado la totalidad de la simulación. Se ha visto en el capítulo 3 como la duración de la muestra ha oscilado entre 1,60 y 25,60 segundos. Mientras que los análisis de más breve duración, aquellos comprendidos entre 1,60 y 6,40 segundos han servido para detectar pautas de comportamientos, son las dos muestras más prolongadas en el tiempo las que se han utilizado para detectar la correcta caracterización de la turbulencia hasta una frecuencia dada.

Es por todo lo expuesto que se considera que realizar el análisis espectral de frecuencias de la vorticidad con una duración de la muestra de 25,60 segundos tiene que ser suficiente, en los incendios objeto de estudio en la presente Tesis, para dictaminar sobre la calidad de los resultados obtenidos en lo que a la turbulencia simulada se refiere. Es importante destacar la necesidad de que la muestra considerada se encuentre dentro de la fase estacionaria del incendio para evitar obtener resultados alejados de la realidad.

La única consideración que se debe tener en cuenta a la hora de la aplicación del método es la necesidad de precisar, paso previo a la simulación, la frecuencia de muestreo que se considera necesaria para captar todos los fenómenos turbulentos que serán determinantes, cumpliendo siempre el criterio Nyquist [51], evitando así posibles efectos de *aliasing*, entendiendo este como la imposibilidad de diferenciar dos señales continuas de frecuencia diferente cuando se evalúan digitalmente.

Determinar la frecuencia de muestreo a priori puede provocar una tendencia a seleccionar un incremento de tiempo entre datos discretos demasiado reducida que prolongue excesivamente el tiempo de procesamiento del modelo. En base a los resultados aquí obtenidos se cree suficiente, para verificar la calidad de la turbulencia en incendios accidentales que acontezcan en espacios cerrados con alturas de ocho a doce metros y geometrías de cubierta sencillas, seleccionar frecuencias de muestreo comprendidas entre los 20 y los 40Hz, correspondiente este umbral a frecuencias de la turbulencia de 10 a 20 Hz.

A continuación se reproduce nuevamente uno de los conjuntos de espectros de frecuencia asociados a la vorticidad de la simulación nº 2, aquel correspondiente a la vorticidad resultante de una simulación realizada con la discretización espacial de 200 mm, combinada con dos métodos de cierre de las ecuaciones, el Dinámico de Germano y el que se basa en un valor constante de la viscosidad,  $C_s$  de 0,20. El objetivo es indicar en que se basa una de las propuestas de mejora para evitar la dispersión en los resultados obtenidos una vez hayan sido evaluados mediante los espectros de frecuencia.

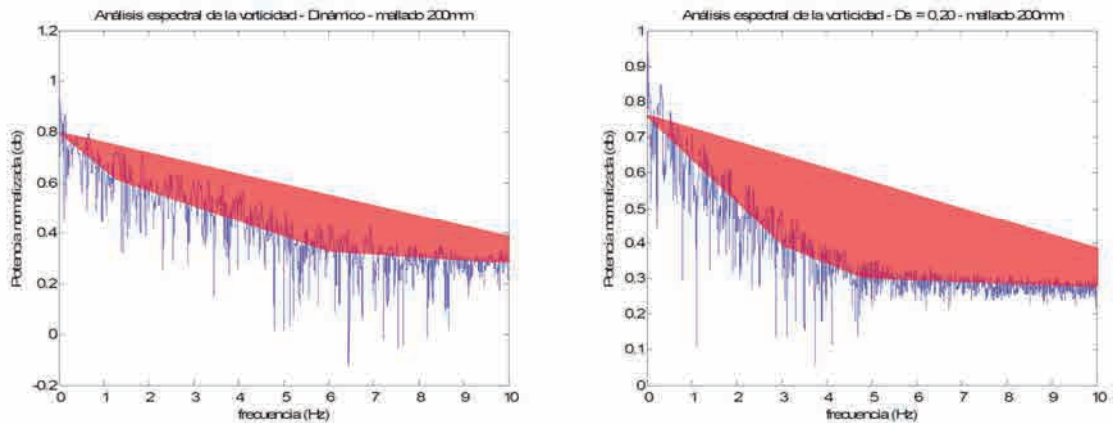


Imagen 177 Estudio comparativo de las áreas de energía no resueltas en función de los espectros de frecuencia asociados a la vorticidad del fluido en un punto P del dominio, con una discretización espacial de 200 mm (Imagen del Autor)

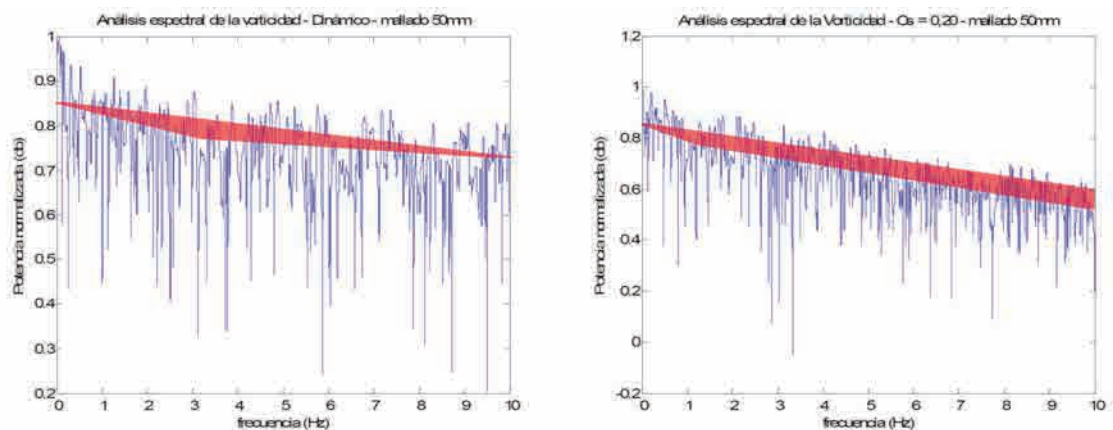


Imagen 178 Estudio comparativo de las áreas de energía no resueltas en función de los espectros de frecuencia asociados a la vorticidad del fluido en un punto P del dominio, con una discretización espacial de 50 mm (Imagen del Autor)

Si comparamos el modelo Dinámico (a la izquierda) con el modelo en el que se ha utilizado un valor constante  $C_s = 0,20$  (a la derecha) destaca el hecho que el área sombreada en ambos casos es bien diferente. Esta área cubre el espacio comprendido entre lo que a juicio del doctorando sería el espectro correcto, con una pendiente uniforme sin puntos de inflexión, tal y como ya se ha explicado en los capítulos anteriores, y el resultante de una deficiente simulación de las turbulencias comprendidas en el rango de frecuencias considerado. Según este criterio cuanto menor sea el área sombreada mejor será la simulación en cuanto a las turbulencias simuladas en un punto discreto del espacio.

En el caso de la discretización más densa que se ha analizado en este trabajo de investigación destaca el hecho de una significativa reducción del área del espectro que no queda cubierta por la línea que marca la tendencia de una correcta simulación computacional.

Se ha podido verificar a partir del método de la inducción, mediante el análisis de los datos obtenidos de un gran número de simulaciones computacionales, cómo esta tendencia se registra en cada uno de ellos. A partir de esta observación discreta de los modelos planteamos la ley gráfica de verificación de la calidad de la simulación.

El contraste de los datos obtenidos, en lo que a la tendencia de comportamiento de las líneas medias que determinamos mediante los espectros de frecuencia se refiere, se realiza gracias a la simulación basada en los métodos Direct Numerical Simulation. En este caso, tal y como reproducimos nuevamente en los gráficos 181 y 182, podemos afirmar que un espectro de frecuencia que sea capaz de captar la totalidad de las frecuencias existentes asociadas a la vorticidad del fluido en un punto P del espacio se caracteriza por una línea media de tendencia constante, sin registrar puntos de inflexión en la misma para el rango de frecuencias analizado, en nuestro caso entre 0 Hz y 10 Hz. Además, podemos también afirmar que la pendiente negativa que definirá la recta asociada a dicho espectro será suave, disminuyendo gradualmente la potencia del espectro a medida que se registran valores de frecuencia superiores.

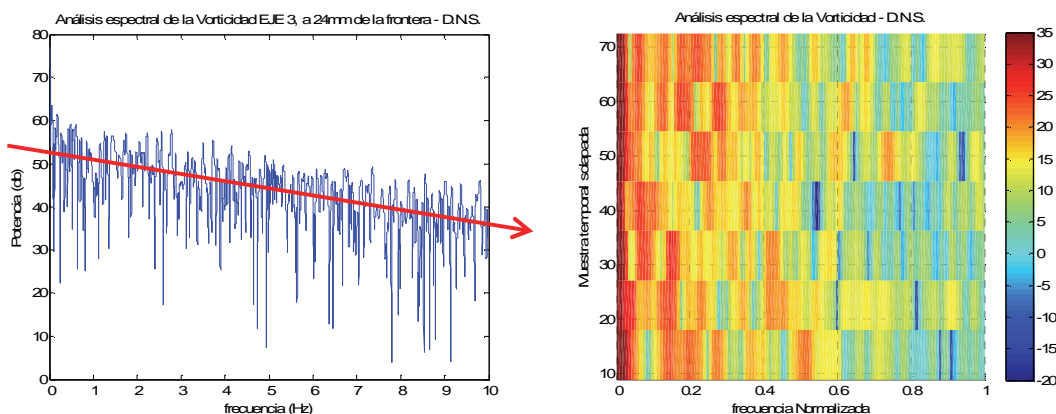


Gráfico 181 Espectro de frecuencias resultante del análisis de la vorticidad en el eje 3, en la simulación Direct Numerical Simulation. Duración de la muestra de 25,60 s

Gráfico 182 Espectrograma resultantes del análisis de la vorticidad en el eje 3, en la simulación Direct Numerical Simulation. Duración de la muestra de 25,60 s

Una vez presentado este ágil y creemos que universal método de verificación en lo que a la calidad de la simulación turbulenta en inmuebles con alturas libres importantes se refiere, pensamos en que el camino natural que la investigación científica debería seguir es poder establecer una relación directa entre el área identificada en cada uno de los espectros de frecuencia y una energía cinética «ficticia» de segundo orden que permita reducir el error.

Con el método que aquí presentamos hemos logrado determinar un método ágil para discernir sobre la calidad cualitativa de las diferentes simulaciones computacionales de Ingeniería del Fuego, sin tener que recurrir a la realización de un gran número de modelos hasta obtener la convergencia de los datos de salida, garantizando que no tenemos divergencias en las temperaturas del flujo en puntos del espacio próximos a la estructura que alcancen valores de hasta un 45 %. Pero se mantiene aún el problema relativo a qué es lo que sucede en caso de obtener unos resultados en el análisis espectral asociado a la vorticidad que no sean suficientemente precisos como para ser aceptados. Es esto lo que recoge el siguiente apartado, una propuesta conceptual que debería ser desarrollada en detalle, y que nos permitiese modificar las condiciones de contorno de las simulaciones para evitar la divergencia en lo que a las temperaturas obtenidas se refiere.

### **5.2.5 Propuesta de una metodología para compensar la dispersión en los datos de salida a partir del espectro de frecuencia asociado a la vorticidad**

Hemos visto en los puntos anteriores un método gráfico, ágil y universal, de verificación de la calidad en lo que a la simulación de las turbulencias se refiere. Esto nos debe permitir ser capaces de afirmar si la simulación que hemos realizado capta correctamente los fenómenos asociados a la vorticidad del campo de flujo en un espacio cerrado de dimensiones medias o grandes. Este método gráfico nos permite discernir sobre la adecuación de unos parámetros concretos, tales como la discretización espacial o el método de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes al problema particular que estemos analizando en cada momento.

Hemos visto que existe una relación directa entre la dimensión del área comprendida entre la línea media que define el análisis espectral de frecuencias asociada al comportamiento de la vorticidad y la línea de tendencia continua que une los puntos inicial y final de dicho análisis y la precisión obtenida en cada simulación. A partir de estas observaciones, y como ya se ha anunciado previamente, se introduce aquí el concepto de una nueva energía cinética que permita compensar esta dispersión.

Determinando en cada caso el área del espectro que queda dentro de la zona sombreada, y asociándola a la energía cinética no resuelta, se propone desde aquí la determinación de una nueva energía cinética de segundo orden,  $S_q$ , asociada al comportamiento turbulento del fluido, que deberá permitir corregir el calor resultante de la disipación de la energía cinética producida en las escalas disipativas de Kolmogorov. Esta energía cinética, denominada aquí de segundo orden, debería ser introducida en cada iteración temporal de la simulación, modificando las condiciones de contorno iniciales del modelo. Esta nueva energía cinética del fluido, transformada en una temperatura que es añadida a las condiciones de contorno de la simulación, debe ser capaz de reducir la dispersión obtenida en las leyes térmicas de las simulaciones de Ingeniería del Fuego.

Este planteamiento se fundamenta principalmente en el ya enunciado anteriormente primer principio de la Termodinámica, donde se indicaba cómo la variación en la energía interna de un sistema es directamente proporcional al calor transferido al sistema más el trabajo realizado sobre el mismo, actuando nosotros en este caso sobre el calor transferido al sistema mediante las condiciones de contorno, asociadas tanto al espacio (x, y, z) como al tiempo, t.

Si consideramos que la energía cinética genera un cierto trabajo  $W'$  sobre el fluido, la energía cinética de segundo orden,  $S_q$ , influirá directamente en las temperaturas obtenidas, de manera que considerando que la energía cinética de una partícula se define:

$$K = \frac{1}{2}mv^2 \qquad \text{Ecuación 5.2}$$



La energía cinética asociada a una partícula que tiene un movimiento armónico oscilatorio, prescindiendo de la energía potencial es:

$$x = A \cdot \cos(\omega t + \delta) \quad \text{Ecuación 5.3}$$

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \cdot \sin(\omega t + \delta) \quad \text{Ecuación 5.4}$$

$$K = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \delta) \quad \text{Ecuación 5.5}$$

Esta nueva energía cinética interna de segundo orden,  $S_q$ , proponemos introducirla dentro de la ecuación de la conservación de la energía mostrada en el capítulo 2 (ecuación 2.39), obteniendo:

$$\frac{\partial(\rho \cdot i)}{\partial t} + \text{div}(\rho i \mathbf{u}) = -p \cdot \text{div} \mathbf{u} + \text{div}(k \cdot \text{grad} T) + \Phi + S_i + S_q \quad \text{Ecuación 5.6}$$

A modo concluyente, queremos manifestar aquí que los estudios de Ingeniería del Fuego, basados en los métodos prestacionales y desarrollados gracias a las simulaciones de Dinámica Computacional de Fluidos, en nuestra opinión adquirirán con el paso de los años cada vez mayor relevancia en nuestro país por las ventajas evidentes que estos comportan, anunciando a continuación las que se consideran de una mayor trascendencia:

- a) Un conocimiento real en lo que a la respuesta que la estructura de un edificio tiene en caso de incendio, mejorando la seguridad del mismo frente a posibles colapsos estructurales,
- b) una reducción en los costes económicos directos e indirectos de obra, desde el momento en que únicamente se aplicarán las protecciones ignífugas en aquellos puntos del entramado resistente donde el estudio de la integridad estructural así lo aconseje,
- c) una reducción en los plazos de ejecución de la obra y
- d) una intervención mucho más precisa sobre el Patrimonio Histórico de nuestras ciudades, pudiendo mantener o incluso mejorar la seguridad de los edificios existentes, a la vez que mantenemos la concepción Arquitectónica de los mismos.

Es por todos estos motivos que creemos importante continuar investigando en el campo de la Ingeniería del Fuego aplicado a la edificación, y más concretamente, cómo podemos aplicar de manera precisa al ámbito de la edificación la tecnología existente en lo que al tratamiento de la dinámica de los fluidos y de la turbulencia en otros campos de la Ingeniería se refiere.



## **CAPÍTULO 6: Futuras líneas de investigación**

### **6.1 Introducción**

El presente trabajo no pretende ser más que un simple eslabón dentro de la extensa investigación que en multitud de laboratorios y centros tecnológicos se está realizando en el campo científico en el que se engloba la simulación computacional de los flujos de naturaleza turbulenta, pero focalizado especialmente a aquellos incendios accidentales acontecidos en espacios cerrados de dimensiones medias.

Si bien es cierto que se han planteado una serie de problemas detectados por el doctorando durante el desarrollo de la Tesis, esto es solo el inicio de un camino muy largo y, sin menoscabo de pretender caer en utopías científicas, es lógico pensar que la conjunción de diversos trabajos de investigación referenciados a una misma temática, puede a menudo acabar permitiendo incorporar una mejora en el conocimiento.

Por último, destaca la necesidad de unir esfuerzos en el conocimiento de diversos campos de la ciencia para la realización de todas estas temáticas planteadas. Ya se ha podido ver durante todo el procedimiento realizado como, si bien es cierto que la carga física y matemática ha sido determinante para llevar a cabo el presente trabajo, no puede obviarse el conocimiento relativo al comportamiento mecánico estructural de cualquier edificio. Para ello se recomienda que los equipos de trabajo que investiguen sobre la influencia de las turbulencias en los incendios en edificación sean multidisciplinarios, uniendo el conocimiento científico que puedan aportar tanto físicos y matemáticos como el conocimiento tecnológico de ingenieros y arquitectos.

## 6.2 Cuestiones pendientes propuestas por el doctorando

Se presentan a continuación lo que a nuestro juicio son algunas de las líneas de investigación más relevantes que quedan abiertas como continuación al presente trabajo de investigación. Algunas de ellas, por la complejidad que conllevan, muy posiblemente serán desarrolladas a lo largo de diversos trabajos de investigación si los inicios demuestran que el camino es factible de realizar, por ejemplo la primera de ellas, basada en los esquemas de multi-escala, actualmente en fase de aplicación para las simulaciones del plasma en régimen turbulento. En este punto hay que destacar que la idea de las multi-escalas aplicada al tratamiento de la turbulencia en los métodos Large Eddy Simulation es introducida por primera vez el año 2000 [52], habiendo sido tratada en diversos trabajos de investigación en los últimos tiempos [53; 54 y 55]; lo que aquí se propone investigar es un nuevo concepto de las multi-escalas desarrollada para el proyecto ITER el año 2008 [56]. Otras de ellas se considera que son necesarias para continuar mejorando en lo que a la calidad de los resultados obtenidos en la simulación de incendios accidentales se refiere. Pero el objetivo último de todas ellas es mejorar la seguridad de las personas a la vez que se economizan los costes de construcción, mediante herramientas de análisis que estén al alcance de la industria.

### 6.2.1 Estudio de la turbulencia con esquemas de multi-escala

Durante el desarrollo del Estado del Arte ya se ha hecho alusión al fenómeno turbulento del plasma, y ciertas consideraciones que deben ser tenidas en cuenta por los investigadores cuando realizan las simulaciones del comportamiento del mismo dentro del Tokamak, el reactor experimental de fusión nuclear que se está desarrollando en estos momentos.

Aunque el problema al que los investigadores se enfrentan en ese caso es extremadamente complejo, dado que no solo interviene la turbulencia o la transmisión de calor, sino que debe incluirse en el estudio multitud de parámetros complejos, como por ejemplo los campos magnéticos que se necesita generar en el interior del Tokamak para confinar el plasma a más de 150 millones de grados centígrados o incluso el impacto entre las diferentes partículas de helio, tritio e hidrógeno que lo componen, entre muchos otros.

Pero el hecho más representativo que aquí nos atañe y que encontramos de máximo interés es el tratamiento de la turbulencia que están considerando los científicos en el interior del Tokamak para poder realizar las simulaciones de la misma con la precisión adecuada. En primer lugar queremos destacar aquí que el problema es bien diferente, no solo por la complejidad del mismo, o por las elevada temperatura del plasma, o incluso porque el problema turbulento no es isótropo como en nuestro caso cuando evaluamos las escalas turbulentas más reducidas, sino que tiene una respuesta anisótropa, diferente en sentido paralelo o perpendicular a su movimiento principal dentro del toroide. Además, las escalas turbulentas de menor dimensión en el plasma, aquellas que hemos denominado Escalas Disipativas de Kolmogorov, tienen un orden de magnitud de  $10^{-5}$ m, mientras que en los gases calientes que nos afectan a nosotros las escalas disipativas se mantienen dentro de un orden de magnitud de  $10^{-3}$ m.

En el caso de las turbulencias dentro del Tokamak era preciso poder captar todos los fenómenos turbulentos para evaluar correctamente el comportamiento del plasma, la transmisión energética y diversos parámetros que condicionaban el rendimiento del reactor. Pero cuando se procede a realizar las simulaciones computacionales los investigadores se encuentran que la aplicación de un método de resolución directa, equivalente a los denominados *Direct Numerical Simulation*, alcanzaba una cantidad intratable de elementos, del orden de  $10^{25}$ , valor que supera en  $10^9$  el modelo D.N.S. más grande calculado jamás por los centros de supercomputación. Se hacía necesario introducir ayudas físicas que redujesen el número de elementos, dado que la resolución directa del modelo era imposible.

Es en este momento del proceso cuando se desarrollan diversos sistemas con el objetivo de reducir el número de elementos hasta permitir su procesamiento, habiendo reducido el modelo hasta un orden de magnitud de  $10^{16}$  elementos, pudiéndose procesar en centros de supercomputación con más de 100 000 núcleos.

El concepto que mayor relevancia adquiere para la línea de investigación que aquí se va a proponer a continuación es el siguiente: «**Las fluctuaciones de la turbulencia son calculadas en pequeñas regiones de una fina malla espacio-tiempo, la cual se encuentra embebida en una malla de mayor dimensión que incluye las magnitudes principales que caracterizan el movimiento del fluido**».

Esta idea fue presentada por primera vez en la Tesis Doctoral realizada por Michael Alexander Barnes, el año 2008, [56], bajo el título «*Trinity: A Unied Treatment of Turbulence, Transport, and Heating in Magnetized Plasmas*». Posteriormente el concepto de las multi-escalas ha sido presentado en multitud de conferencias universitarias por él mismo, como por ejemplo en el *National Institute for Fusion Science*, en Tokio, Japón, en diciembre de 2010.

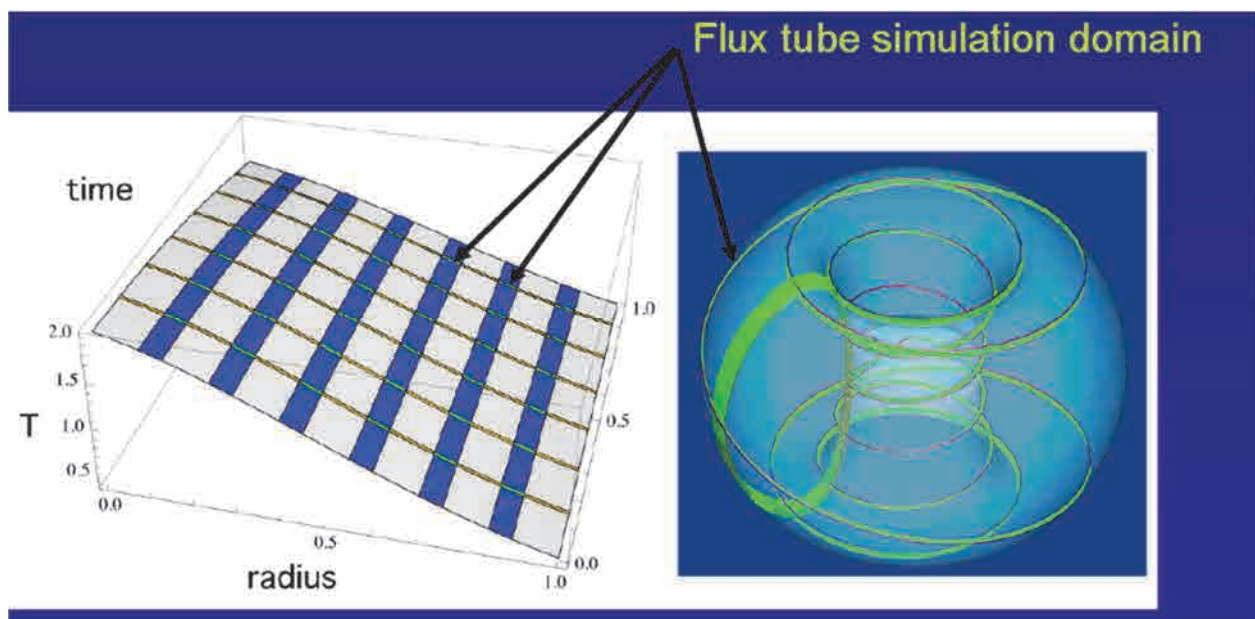


Imagen 179 Esquema de las multi-escalas explicado por Michael Barnes para el tratamiento de las turbulencias en el plasma confinado del Tokamak (imagen extraída de la presentación realizada por M. Barnes bajo el título: «Direct multi-scale coupling of a transport code to gyrokinetic turbulence codes» en el National Institute for Fusion Science. Tokio, Japón. Diciembre de 2010)

De esta manera, únicamente aplicando el concepto de las multi-escalas se pudo reducir el modelo en un orden de magnitud de aproximadamente  $10^5$  elementos.

En nuestro caso se propone un concepto muy similar para el tratamiento de la turbulencia en edificación. La idea del esquema de las multi-escalas pero adaptada a los fenómenos turbulentos que afectan a los edificios objeto de análisis permitiría generar una discretización espacial menos densa en el volumen general, creando en unos ámbitos concretos del dominio lo que el doctorando denomina a partir de este momento los «**Conductos Turbulentos Disipativos de energía**».

Estos conductos, generados con un ancho de malla mucho más refinado, sería el encargado de determinar las escalas turbulentas de menor dimensión, tanto las incluidas en la parte inferior del subrango inercial como las que definen el rango disipativo de Kolmogorov.

El concepto de cálculo es poder simular mediante la malla menos densa el comportamiento general del fluido, con un mallado que no deba ser más denso de 200 mm aproximadamente. En puntos estratégicos del dominio se situarían los «**Conductos Turbulentos Disipativos de Energía**», encargados de simular aquellas escalas turbulentas más reducidas. Posteriormente, según la teoría de las multi-escalas, los resultados obtenidos en los «**Conductos Turbulentos Disipativos de Energía**» deberían ser extrapolados de manera estadística al comportamiento global del fluido en la malla global del modelo, combinando ambos efectos para lograr así un comportamiento correcto en lo que a la dinámica del flujo se refiere.

La situación de los «**Conductos Turbulentos Disipativos de Energía**» debería disponerse allí donde la turbulencia tiene mayor relevancia en cuanto a las temperaturas obtenidas sobre los elementos estructurales, es decir, en el penacho del incendio (imagen 180 e imagen 181). Seguramente su disposición vertical ya garantizaría la simulación correcta de las escalas turbulentas más reducidas, permitiendo no tener necesidad de disponer «**Conductos Turbulentos Disipativos de Energía**» en sentido horizontal, gracias al comportamiento isótropo de la turbulencia a pequeña escala.

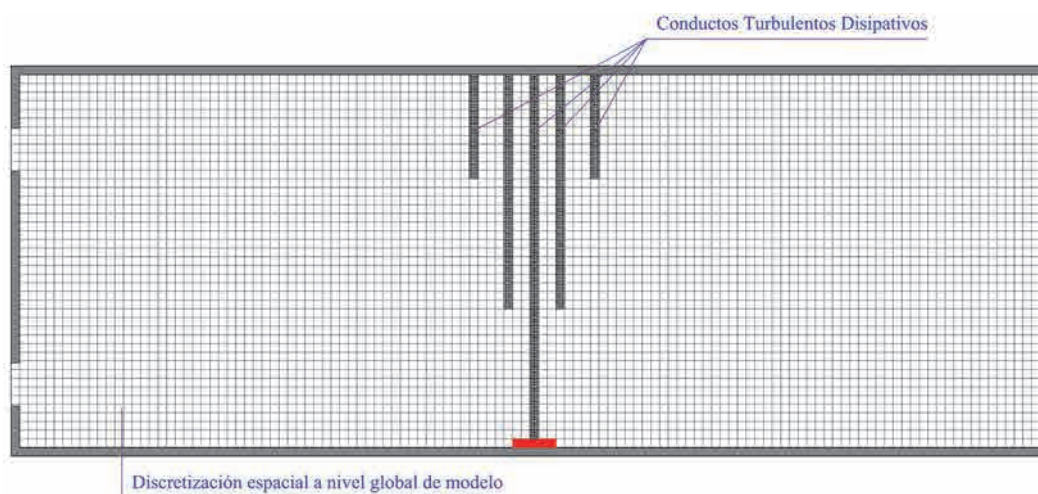


Imagen 180 Esquema de la propuesta realizada por parte del doctorando, incluyendo una serie de Conductos Turbulentos Disipativos de Energía para la resolución correcta de los fenómenos turbulentos, a partir de la teoría de las multi-escalas de Michael Barnes (Imagen del Autor)

No obstante, la idea que aquí se plantea, como continuación al desarrollo efectuado por los investigadores para el tratamiento de la turbulencia en el plasma que quedará contenido en el interior del reactor de fusión nuclear Tokamak es solo un punto de partida sobre el que debatir. Si bien el concepto teórico parece solucionar muchos de los problemas con los que las simulaciones basadas en la Dinámica computacional de Fluidos se encuentran actualmente, hay que destacar que una simulación realizada con este sistema aún tendría un número considerable de elementos, por lo que habría que continuar trabajando en el tratamiento óptimo de los fenómenos turbulentos.

La simulación nº 2 desarrollada en el capítulo 3, pero llevado al campo  $R^3$ , con unas dimensiones de 24x18x9 metros quedaría definido de la siguiente manera:

Tipo de discretización espacial	Número de elementos
Mallado global de 400 mm	60 750
Mallado global de 200 mm	486 000
1 Conducto Turbulento Disipativo de 200x200x9000 mm (escala disipativa de 2,0 mm)	45 000 000
1 Conducto Turbulento Disipativo de 200x200x9000 mm (escala disipativa de 1,0 mm)	90 000 000

Tabla 7 Comparación entre el número de elementos de un modelo tipo en función del mallado y de los Conductos Turbulentos Disipativos de Energía a considerar

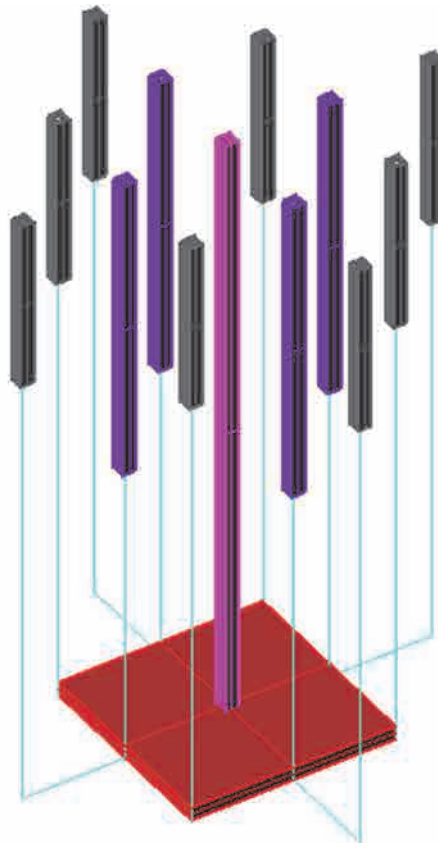


Imagen 181 Esquema de los Conductos Turbulentos Disipativos de Energía propuestos por el doctorando para resolver correctamente las escalas disipativas en el penacho del incendio (Imagen del Autor)

Para la posible definición del «**conducto turbulento disipativo de energía**», parece lógico pensar que el ancho del mismo debería ser equivalente a la dimensión del mallado global, de manera que pueda ser capaz de simular todos los fenómenos turbulentos que difícilmente la discretización global haya sido capaz de reproducir. La discretización de los conductos debería ser la misma que la escala disipativa de Kolmogorov, que para el caso que nos ocupa, y tal y como ya se ha indicado anteriormente, estará comprendida habitualmente entre 0,50 y 2,00 mm.

Otro aspecto importante a evaluar en esta posible línea de investigación es la discrepancia entre la discretización temporal que existiría entre ambas escalas superpuestas, dado que la resolución directa de los «**conductos turbulentos disipativos de energía**» exigiría un incremento de tiempo entre las diversas iteraciones mucho más reducido que el necesario para resolver el modelo global.

### **6.2.2 Implementación de la energía de cascada durante el fenómeno *backscatter***

Ya se ha visto en el capítulo 2, al examinar la teoría de la escala turbulenta de Kolmogorov (subapartado 2.6.4), que las simulaciones basadas en la modelización de las escalas más reducidas de las turbulencias no tienen en cuenta la energía cinética que se transmite desde los vórtices de menor dimensión hacia los de mayor escala, fenómeno conocido como *backscatter* o retrodispersión energética.

Si bien es cierto que dicha energía es un porcentaje reducido respecto de la que se produce en sentido inverso, no existen datos contrastados que permitan establecer cuantitativamente dicha energía. No obstante, se están realizando ya trabajos dentro de este ámbito de investigación, como el efectuado por Ugo Piomelli, William H. Cabot, Parviz Moin y Sangsan Lee [57], en el que hacen referencia a la necesidad de determinar la energía generada inversamente a la disipación, dado que en ensayos realizados mediante simulaciones D.N.S. se ha podido determinar cómo aproximadamente el 50 % de los nodos de la malla se pueden encontrar en una situación de retrodispersión energética. El estudio también destaca el incremento del efecto *backscatter* cuando el flujo se vuelve más turbulento y se ve incrementado el número de Reynolds.

Por ello, es necesario, para conseguir establecer finalmente un método cerrado de análisis que permita evaluar los fenómenos turbulentos producidos durante los incendios accidentales, poder incluir esta energía en las simulaciones *Large Eddy Simulation* que se lleven a cabo, mediante alguno de los métodos que en la actualidad se están desarrollando.

Sepand Ossia y Marcel Lesieur publican los resultados de sus investigaciones sobre este tema a través del artículo «Energy backscatter in large-eddy simulations of three-dimensional incompressible isotropic turbulence» [58], donde trabajan mediante modelos L.E.S. para mejorar los resultados estadísticos de los espectros de energía. Se incluye en su trabajo tanto la observación de débiles incrementos en la energía para longitudes de onda reducidas, como el análisis de la transferencia de la energía entre las diferentes escalas turbulentas.



En esta línea de investigación, Carati, Ghosal y Moin [59], tomando como referencia el modelo dinámico S.G.S., definieron un modelo estocástico de la viscosidad de submalla capaz de definir tanto la energía disipada desde las turbulencias de mayor dimensión hasta las más reducidas como el proceso inverso. Compararon los resultados con ensayos y mediante la realización de modelos *Direct Numerical Simulation*, demostrando que sus simulaciones numéricas registraron correctamente tanto la energía inicial como el espectro energético tridimensional obtenido durante el decaimiento de las escalas turbulentas.

### **6.2.3 Influencia de las escalas turbulentas de Kolmogorov en la simulación computacional de los combustibles sólidos**

En el presente trabajo de investigación se ha utilizado en la totalidad de las simulaciones un «punto fuente» en el espacio, entendiéndose aquí como «fuente» un elemento en una dimensión, donde se ha definido una liberación de energía por unidad de tiempo. De esta manera, se ha podido independizar el estudio de las turbulencias del proceso de combustión propio de los materiales involucrados habitualmente en un incendio accidental de edificación.

No obstante, queda pendiente como nueva línea de investigación el estudio relativo a la influencia que las escalas turbulentas de menor dimensión tienen sobre el proceso de combustión de los materiales.

La combustión de cualquier material sólido conlleva el proceso de pirólisis del mismo. Dicho proceso produce la descomposición química del material, y son los gases que se liberan durante este proceso los que se consumen durante el incendio, no el material sólido como tal.

Es por ello que debe investigarse cómo la modelización de las escalas turbulentas en el subrango disipativo de Kolmogorov influye en los procesos químicos que intervienen durante la pirólisis. La simulación del proceso de la pirólisis de cualquier material sólido no solo debe ser capaz de reproducir la reacción química de los gases volátiles liberados, sino también la cinética de dichos gases en la frontera donde se produce la reacción química y la mezcla de los mismos con el oxígeno del escenario [60].

### **6.2.4 Influencia de los métodos de simulación en el transporte de las partículas sólidas**

En este trabajo de investigación se han centrado los esfuerzos en determinar cómo la simulación físico-matemática de las turbulencias afecta de manera directa a las temperaturas registradas en el penacho de un incendio accidental producido en espacios cerrados, y cómo garantizar la calidad de los resultados obtenidos en todo aquello relativo a la transmisión del calor por convección, producido entre la fuente de calor y la estructura que conforma la cubierta de espacios cerrados de dimensiones medias, con alturas libres comprendidas entre los ocho y los doce metros aproximadamente.

Se ha podido determinar una gran variabilidad en la viscosidad turbulenta que afecta al campo finito en función de la simulación computacional realizada: los valores de esta pueden oscilar fácilmente en una relación de 1 a 16 para parámetros habituales de cálculo.

Todos los esfuerzos del doctorando se centran en garantizar una metodología de análisis que permita obtener un comportamiento lo más realista posible de la estructura en caso de incendio, aunque también es cierto que un ámbito complementario de utilización de los modelos basados en la Dinámica Computacional de Fluidos es la seguridad de las personas en caso de incendio, en la que se estudian no solo la evacuación, sino también aspectos tan relevantes como, por ejemplo, la distribución en el espacio de las partículas sólidas propias de la combustión de los materiales, la concentración de monóxido de carbono en las vías de evacuación o la visibilidad máxima disponible en cada momento.

El doctorando destaca la importancia del estudio relativo a cómo afecta el tratamiento de las escalas turbulentas de Kolmogorov a la distribución y el transporte de las partículas sólidas. Si bien se puede llegar a considerar que en espacios diáfanos completamente abiertos la influencia de estas no sea tan relevante, es de suponer que desde el momento en que aparezcan elementos tales como cortinas de humo, elementos estructurales apantallados o sistemas de evacuación de humo, la excesiva viscosidad que algunos modelos de Smagorinsky producen en el campo de flujo condicionarán excesivamente la flotabilidad de los humos y la distribución de los mismos.

### **6.2.5 Extensión del trabajo a simulaciones en $R^3$ y datos experimentales**

A lo largo de los capítulos 3 y 4 se ha desarrollado un número representativo de simulaciones basadas en la Dinámica Computacional de Fluidos con el objetivo de poder evaluar el comportamiento turbulento de los gases durante la evolución de un incendio que pudiese acontecer en un espacio diáfano cerrado de dimensiones medias, tales como pabellones polideportivos, palacios de congresos o mercados, entre muchos otros.

Estas simulaciones han sido todas ellas efectuadas en el plano bidimensional  $R^2$ . Principalmente, han sido tres los motivos han llevado al doctorando a efectuar este tipo de modelización:

- Un menor coste computacional que se ha traducido en la posibilidad de efectuar un mayor número de simulaciones, con el objetivo de tener un muestreo de datos superior que permitiese extraer conclusiones con la mayor claridad posible,
- dado que el objetivo principal sobre el que se ha centrado la investigación ha sido el análisis de los rangos turbulentos de menor dimensión, así como la influencia que la simulación o modelización de los mismos puede llegar a tener sobre la integridad de las estructuras de acero en edificación durante un incendio accidental, el estudio en  $R^2$  ha permitido captar las escalas más reducidas sin un margen de error elevado, dada la propia condición de isotropía de los vórtices de menor dimensión y
- teniendo en cuenta que un análisis en  $R^2$  siempre comporta un menor número de datos, tanto a la hora de plantear las propias simulaciones como en el momento de interpretar los resultados, se ha considerado que este tipo de simulaciones son adecuadas al objetivo de la tesis.

Sin embargo, es conveniente realizar en este punto una serie de apreciaciones de cara a investigaciones futuras.

En primer lugar, ya se ha indicado, tanto en el Estado del Arte como en puntos anteriores, el comportamiento isótropo de las turbulencias de menor dimensión. Sin embargo, los movimientos turbulentos asociados a las escalas integrales de mayor dimensión pueden registrar movimientos anisótropos que en los modelos realizados en  $R^2$  no hayan sido recogidos.

Además, no se debe olvidar que el objetivo último de los modelos C.F.D., aplicados al campo de las estructuras de edificación, es el de poder dictaminar sobre la integridad del entramado resistente.

En tales casos, además de ser necesario incorporar el calor que alcanzan los elementos resistentes debido a la radiación, algo que aquí se ha despreciado en todos los modelos, adquiere una importancia significativa el volumen de aire que conforma el espacio, así como todas y cada una de las ventilaciones existentes, algo que un modelo en  $R^2$  no es capaz de reproducir.

Es por estos motivos que una de las cuestiones que se consideran pendientes es la extrapolación del estudio de investigación aquí planteado a simulaciones en  $R^3$ , contemplando todas las condiciones de contorno que caracterizan a un edificio de las características de los aquí relacionados.

Además, es obvio que cualquier trabajo de investigación como el que aquí nos ha ocupado pasa por la interpretación de un conjunto de datos numéricos, dependientes de las diferentes variables consideradas en las simulaciones. Cuanto mayor sea el conjunto de datos, más representativas serán las conclusiones que se puedan realizar finalmente.

Como consecuencia de ello únicamente no solo se considera pendiente la realización del estudio en  $R^3$ , sino que también el incremento del número de simulaciones computacionales se considera recomendable para la validación de las conclusiones aquí extraídas, así como la comparación con datos experimentales.



## Bibliografía

- [1] Floyd J.; Forney, G.; Hostikka, S.; Korhonen, T.; McDermott, R., y McGrattan, K. 2012. *Fire Dynamics Simulator (V.6) Thecnical Reference guide*. Volumen 1. Mathematical model. Fire Research Division, Engineering laboratory. National Institute of Standards and Technology.
- [2] Floyd J.; Forney, G.; Hostikka, S.; Korhonen, T.; McDermott, y R., McGrattan, K. 2012. *Fire Dynamics Simulator (V.6) User's Guide*. Fire Research Division, Engineering laboratory. National Institute of Standards and Technology.
- [3] Matlab R2013a. Mathematics. The MathWorks, Inc. Company. Massachusetts.
- [4] Efe. 1967. «Doscintas ochenta y una personas han desaparecido en el incendio de los almacenes “L’Innovation”». Diario *ABC* (Madrid). Noticia publicada el 24 de mayo de 1967, 81.
- [5] Efe. 1967. «Trescientos veintiún muertos arroja el último balance, no definitivo, de víctimas del incendio de Bruselas». Diario *ABC* (Madrid). Noticia publicada el 25 de mayo de 1967, 49.
- [6] Efe. 1967. «Trescientas sesenta y una víctimas, Nuevo balance, que se agravará, del incendio de Bruselas». Diario *ABC* (Madrid). Noticia publicada el 27 de mayo de 1967, 83.
- [7] Novoa, E. 1967. «Incendios catastróficos en grandes almacenes». Diario *ABC* (Madrid). Noticia publicada el día 27 de junio de 1967, pág. 37.
- [8] Jiménez Sendín J. 2011. «Las teorías de la turbulencia y la imaginación de la Física», discurso de ingreso en la Real Academia de Ciencias Exactas, Física y Naturales.
- [9] Fefferman, Ch. L. 2000 «Existence and smoothness of the Navier-Stokes equation». Departamento de Matemáticas. Universidad de Princeton
- [10] Córdoba Gazolaz, D. 2011. «Las ecuaciones de Navier-Stokes», Jornadas sobre los problemas del Milenio celebradas en Barcelona, del 1 al 3 de junio de 2011.
- [11] Leray, J. 1934. «Essai sur le mouvement d'un liquide visqueux emplissant l'espace». *Acta Mathematics* 63 (1934), 193-248.
- [12] Beale, J. T.; Kato, T., y Majda, A. 1984. «Remarks on the breakdown of smooth solutions for the 3D Euler Equations». *Commun Math Phys* 94, 61-64.
- [13] Zhao J. 2012. «A Beale-Kato-Majda Blow-up Criterion for a Hydrodynamic System Modeling Vesicle and Fluid Interactions».
- [14] Kerr R. M. 1993. «Evidence for a singularity of the three-dimensional, incompressible Euler equations». *Phys. Fluids A* 5, 1725.

- [15] Efe. 2014. «Un matemático kazajo halla la solución parcial a la ecuación Navier-Stokes». *La Vanguardia*. Noticia publicada el día 10 de enero de 2014. [[www.lavanguardia.com](http://www.lavanguardia.com)].
- [16] Otelbaev, M. 2013. «Existence of a strong solution of the Navier-Stokes equations». *Revista Matemática kazaja*. ISSN 1682 0525. Tomo 13, n.º 4, (50) [[http://www.math.kz/images/journal/2013-4/Otelbaev\\_N-S\\_21\\_12\\_2013.pdf](http://www.math.kz/images/journal/2013-4/Otelbaev_N-S_21_12_2013.pdf)] (Artículo publicado únicamente en ruso en el momento de redactar la presente tesis doctoral).
- [17] Bernoulli, D., *et al.* 1738. *Hydrodynamica*. Estrasburgo. [Existe una traducción al inglés de la obra escrita originariamente en latín, editada por Hunter Rouse y publicada en Dover el año 1968]
- [18] Liñán, A. 2007. «Las ecuaciones de Euler de la Dinámica de Fluidos». *La obra de Euler (tricentenario)*. Instituto de España. Madrid 22-25 Octubre de 2007
- [19] Reynolds, O. 1883. «An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water in Parallel Channels Shall Be Direct or Sinuous and of the Law of Resistance in Parallel Channels». *Royal Society Phil. Trans. R. Soc.* Londres, 1 de enero de 1883.
- [20] Reynolds, O. 1886. «An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion the motion of wàter shall be direct or sinuous. Bluff Bodies and Vortex Flows research group». Dept. Of Aeronautics, Imperial College, Londres.
- [21] Kolmogorov, A. N. 1991. «Dissipation of Energy in the Locally Isotropic Turbulence». *Mathematical and Physical Sciences*, vol. 434, n.º 1890, en: Turbulence and Stochastic Process: Kolmogorov's Ideas 50 Years On, *Royal Society Phil. Trans. R. Soc.* Londres, 8 de julio de 1991, 15-17.
- [22] Norton Lorentz, E. 1963. «Deterministic Nonperiodic Flow». *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 20, 130-141.
- [23] Kolmogorov, A. N. 1941. «The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large Reynolds numbers». *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 30, 299-303.
- [24] Kolmogorov, A. N., 1962. «A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence». *Journal of Fluid Mechanics.*, vol. 13, 82-85. Cambridge University Press, Cambridge.
- [25] Leonard, A. 1973. «On the energy cascade in large-eddy simulations of turbulent flows». Report TF-1. Thermosciences Division, Standford University, Standford.
- [26] Kraichnan, R. H. 1959. «The structure of isotropic turbulence at very high Reynolds numbers». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 5, 497-543. Cambridge University Press, Cambridge.
- [27] Howes, G. G. Febrero de 2008. «Inertial range turbulence in kinetic plasmas». Department of Astronomy, University of California, Berkeley.

- [28] Saddoughi S. G., y Veeravalli S. V., 1994. «Local Isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds number». *J. Fluid Mech.*, vol. 268, 333-372. Cambridge University Press, Cambridge.
- [29] Pope, S. B., 2000. *Turbulence flows*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [30] Moin, P., y Mahesh, K. 1998. «Direct Numerical Simulation: A tool in turbulence Research». *Annual Review in Fluid Mechanics*, vol. 30, 539-578.
- [31] Modi, A. 1999. «Direct Numerical Simulation of turbulent flows».
- [32] Kurien, S., y Taylor, M. A. 2008. «Direct Numerical Simulations of Turbulence. Data Generation and Statistical Analysis». *Los Alamos Science*, n.º 29, Los Alamos.
- [33] Rogallo, R. S., 1981. «Numerical experiments in homogeneous turbulence». N.A.S.A. TM 81315.
- [34] Orzag, S. A., y Patterson, G. S., 1972. «Numerical simulation of three-dimensional homogeneous isotropic turbulence». *Physics Rev. Lett.*, 28. 76-79.
- [35] Mahgerefteh, H.; Rykov, Y., y Denton, G. 2009. «Courant, Friedrichs and Lewy (CFL) impact on numerical convergence of highly transient flows». *Chemical Engineering Science*, vol. 64, issue 23, 4969-4975.
- [36] [<http://www.top500.org/list/2013/06/>]
- [37] Chern, I. L., 2009. «Finite difference methods for solving differential equations». Department of Mathematics. National Taiwan University, Taipei.
- [38] Mohan Rai, M., y Moin, P., 1991. «Direct simulations of turbulent flow using finite-difference schemes». *J. of Comp. Physics*, 96, 15-33.
- [39] Leonard A., 1974. «Energy cascade in Large-Eddy simulations of turbulent fluid flows». *Advances in Geophysics*, A 18, 237-248.
- [40] Winckelmans G. S.; Wray, A. A., y Vasilyev, O. V. 1998. «Testing of a newmixed model of L.E.S.: The Leonard model supplemented by a dynamic Smagorinsky term». Center for turbulence Research. Stanford University, Stanford.
- [41] Bose, S. T.; Moin, P., y You, D. 2008. «Grid-independent large-eddy simulation using explicit filtering». Center for Turbulence Research. Stanford University, Stanford.
- [42] Smagorinsky, J. 1963. «General circulation experiments with the primitive equations». *Mon. Wea. Rev.*, 91, 99-164.
- [43] Lilly, D. K. 1966. «On the application of the eddy viscosity concept in the inertial sub-range of turbulence», manuscript 123. National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado.

- [44] Germano, M.; Piomelli, U.; Moin, P., y Cabot, W. 1991. «A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model». *Phys. Fluids*, 3 (7), 1760-1765.
- [45] Germano, M. 1992. «Turbulence: the filtering approach». Dipartimento di Ingegneria Aeronautica e Spaziale, Politecnico di Torino, C.so Duca degli Abruzzi. Turín. *J. Fluid Mech.*, vol. 238, 325-336. Cambridge University Press, Cambridge.
- [46] Rogallo, R. S., y Moin, P. 1984. «Numerical simulation of turbulent flows». *Annual review of fluid mechanics*, vol. 16. Annual Reviews, Inc., 99-137. Palo Alto, California.
- [47] Tejada-Martínez, A. E., y Jansen, K. E. 2004. «A dynamic Smagorinsky model with dynamic determination of the filter width ratio». Department of Mechanical, Aerospace and Nuclear Engineering, and Scientific Computation Research Center, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, Nueva York.
- [48] Zhang, W., y Chen, Q. 1999 «A new filtered dynamic subgrid-scale model for large eddy simulation of indoor airflow». Building Technology Program. Massachusetts Institute of Technology (M.I.T.), Massachusetts.
- [49] Capote J. A.; Abreu, O. V.; Alvear, D.; Lázaro, M., y Espina, P. «Variabilidad de los parámetros de salida del modelado de fluidodinámica computacional de incendios frente a resultados experimentales». Grupo GIDAI, Universidad de Cantabria, Santander.
- [50] Rein G.; Abecassis Empis, C., y Ravel, R. 2007. «The Dalmarnock Fire Tests: Experiments and Modelling. School of Engineering and electronics». University of Edimburgh, Edimburgo.
- [51] Proakis, J. G., y Manolakis, D. G. 2007 «Tratamiento digital de señales. Principios, algoritmos y aplicaciones». 4.ª Edición. Pearson España.
- [52] Hughes T. J. R.; Mazzei L., y Jansen K. E., 2000. «Large-eddy simulation and the variational multiscale method». *Computing and visualization in Science*, 3, 47-59.
- [53] Bazilevs Y.; Calo V. M.; Cottrell J. A.; Hughes T. J. R.; Reali A., y Scovazzi G. 2007 «Variational Multiscale Residual-based Turbulence Modeling for Large Eddy Simulation of Incompressible Flows». *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* . Volumen 197. 1-4, 173–201
- [54] Hughes T. J. R.; Mazzei L.; Oberai A., y Wray A. 2001. «The multiscale formulation of large eddy simulation: Decay of homogeneous isotropic turbulence». *Phys. Fluids* 13, 505.
- [55] Hou T. Y.; Hu, X., y Hussain, F. 2012. «Multiscale Modeling of Incompressible Turbulent Flows». *Journal of Computational Physics*. Volumen 232. 1, 383-396



- [56] Alexander Barnes, M. 2008. «Trinity: A Unied Treatment of Turbulence, Transport, and Heating in Magnetized Plasmas». En cumplimiento parcial para cumplir los requerimientos para el grado de doctor. University of Maryland, Maryland.
- [57] Piomelli, U.; Cabot, W. H.; Moin, P., y Lee, S. 1991. «Subgrid scale backscatter in turbulent and transitional flows». *Phys. Fluids A* 3, 1766.
- [58] Carati D.; Ghosal, S., y Moin, P. 1995. «On the representation of backscatter in dynamic localization models». *Phys. Fluids* 7(3), 606-616.
- [59] Ossia S., y Lesieur, M. 2000. «Energy backscatter in large-eddy simulations of three-dimensional incompressible isotropic turbulence». *Journal of Turbulence*, vol. 1.
- [60] Pope, S. B., 1990. «Computations of turbulent combustion: Progress and challenges». Actas del XXIII Simposio internacional de combustión. The Combustion Institute, 591-612.
- [61] Adams, R. 2009. *Cálculo*. 6.<sup>a</sup> edición. Pearson Educación
- [62] Mandelbrot, B. 1982. *Introduction to The Fractal Geometry of Nature*.

### Otros artículos científicos de apoyo a la investigación

- Bolotnov, I. A.; Lahey Jr., R. T.; Drew, D. A.; Jansen, K. E., y Oberai, A. A. Noviembre de 2009. «Spectral analysis of turbulence based on the DNS of a cannel flow». *Computer & Fluids* 39 (2010), 640-655.
- Gamard, S., y George, W. K. 1999. «Reynolds number dependence of energy spectra in the overlap región of isotropic turbulence». *Flow, Turbulence and Combustion* 63, 443-477.
- Ishida, T.; Davidson, P. A., y Kaneda, Y. 2006. «On the decay of isotropic turbulence». *Journal of Fluid Mechanics* (564), 455-475 DOI:10.1017/S0022112006001625.
- Krogstad, P-Å. May 2012. «Turbulent decay in the near field of multi-scales and conventional grids». Elsevier Inc. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 35, 102-108.
- Martín Ortega, E. B. Flujos turbulentos. Área de Mecánica de Fluidos, ETSI Industriales, Universidad de Vigo.
- Mazellier N., y Vassilicos J. C., 2010. «Turbulence without Richardson-Kolmogorov cascade». *Phys. Fluids* 22, 075101.

Mazzi B., y Vassilicos J. C. 2004. «Fractal-generated turbulence». *J. Fluids Mech.*, vol. 502, 65-87. DOI: 10.1017/S0022112003007249

Morrill-Winter, C., y Klewicki, J. Enero de 2013. «Influences of boundary layer scale separation on the vorticity transport contribution to turbulent inertia». Department of mechanical Engineering, University of New Hampshire, Durham, New Hampshire.

Pope, S. B. 2004. «Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows». Sibley School of Mechanical and Aerospace Engineering, Cornell University, Ithaca, Nueva York. *New Journal of Physics*. Volumen 6, capítulo 1. 35

Trias, F. X.; Gorobets, A., Pérez-Segarra, C. D., y Oliva, A. Marzo de 2012. «Numerical simulation of turbulence at lower costs: Regularization modeling». *Computer & Fluids* 80 (2013) 251-259.

Vázquez, J. L. 2004. «La ecuación de Navier-Stokes. Un reto físico-matemático para el siglo XXI». Departamento de Matemáticas, Universidad Autónoma de Madrid, en *Monografías de la Real Academia de Ciencias de Zaragoza* 26, 31-56.

### **Libros de consulta**

Drysdale D. 2002. *An Introduction to Fire dynamics*. 2.<sup>a</sup> edición. John Wiley&Sons Ltd., Baffins Lane, Chichester, West Sussex, Inglaterra.

Howell, J. R., y Buckius, R. O. 1990. *Principios de Termodinámica para Ingenieros*. 1.<sup>a</sup> edición, McGraw Hill. Nueva York.

Kern, D. Q. 1999. *Procesos de Transferencia de Calor*. 31.<sup>a</sup> edición. Compañía Editorial Continental, S. A. México.

Natl Fire Protection Assn (ed.). *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. 2008. 4.<sup>a</sup> edición.

Ortiz Herrera, J., y Villa Cellino, J., 2009. *Cálculo de las estructuras de acero frente al incendio*. Publicaciones APTA.

Sagaut, P. 1998. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows: An Introduction*. 3.<sup>a</sup> edición. Springer.

Streeter V. L., y Wyle, E. B. 1988. *Mecánica de Fluidos*. 8.<sup>a</sup> edición (3.<sup>a</sup> en español) McGraw Hill. Nueva York (México D. F.).

Tipler P., y Mosca G., 2008. *Física para la Ciencia y la Tecnología*. 6.<sup>a</sup> edición (2012). Vol. 1: Mecánica/Oscilaciones y Ondas/Termodinámica. Editorial Reverte

Tipler P., Mosca G., 2008. *Física para la Ciencia y la Tecnología*. 6.<sup>a</sup> edición (2012). Volumen 2. Electricidad y Magnetismo/Luz. Editorial Reverte

## **Normativa europea de apoyo a los métodos prestacionales**

*EN 1991-1-2: Eurocódigo 1: Acciones sobre las estructuras, parte 1-2: Acciones generales – Acciones sobre las estructuras expuestas al fuego.*

*EN 1993-1-2 Eurocódigo 3: Cálculo de las estructuras de acero – parte 1-2: Reglas generales – Cálculo del comportamiento al fuego.*



## Listado de Imágenes y Tablas

### Listado de imágenes

Imagen 1 Comportamiento de un fluido a través de un cilindro en función del número de Reynolds. En sentido de izquierda a derecha y de arriba abajo los números de Reynolds considerados son 500, 5 000, 10 000 y 100 000. Simulación realizada con el programa <i>Ansys Fluent v.14</i> (Imagen del Autor) .....	42
Imagen 2 Gradiente de velocidad en función de la viscosidad del fluido (Imagen del Autor) .....	45
Imagen 3 Tratamiento del fluido a partir de volúmenes diferenciales (Imagen del Autor) .....	47
Imagen 4 Fuerzas superficiales en un volumen diferencial fluido (Imagen extraída de A. Bakker. «Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 3- Conservation Equations») .....	50
Imagen 5 Intercambio de energía entre las diferentes caras de un volumen diferencial fluido (Imagen extraída de A. Bakker. «Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 3- Conservation Equations») ..	52
Imagen 6 Trabajo resultante en cada una de las caras del volumen diferencial (Imagen extraída de A. Bakker. «Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 3- Conservation Equations») .....	52
Imagen 7 «Turbulencias», de Leonardo Da Vinci .....	59
Imagen 8 Componente media y fluctuante de la velocidad $U$ en función del tiempo, $t$ (Imagen del Autor) .....	60
Imagen 9 Diferentes leyes de velocidad en un mismo ensayo de flujo turbulento (Imagen del Autor)....	60
Imagen 10 Escalas turbulentas en función de la dimensión del remolino y proceso de transferencia de la energía cinética. Disipación de la misma entre las diferentes dimensiones de los vórtices (Imagen del Autor) .....	63
Imagen 11 Tratamiento de la turbulencia en función del método de resolución matemático. Se representan aquí únicamente algunos de los diversos métodos existentes más comúnmente utilizados para la resolución físico-matemática de las turbulencias (Imagen del Autor) .....	68
Imagen 12 Diferentes escalas de turbulencias en un mismo flujo (Imagen del humo obtenida de <a href="http://www.juventudfotografica.com">www.juventudfotografica.com</a> . Notas en la Imagen del Autor) .....	73
Imagen 13 Esquema de funcionamiento de un filtro digital de paso bajo (Imagen del Autor) .....	76
Imagen 14 Parámetros y coeficientes de un filtro digital de paso bajo (Imagen del Autor) .....	76
Imagen 15 Filtro I.I.R. elíptico de paso bajo definido (Imagen del Autor) .....	76
Imagen 16 Simulación directa de la capa límite hidrodinámica y térmica (Imagen del Autor) .....	89
Imagen 17 Modelado de la capa límite mediante las funciones de pared (Imagen del Autor) .....	90
Imagen 18 Descripción gráfica de la capa límite (Imagen del Autor) .....	91
Imagen 19 Temperatura del gas [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor) .	98
Imagen 20 Temperatura del gas [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor) .	98
Imagen 21 Velocidad del gas [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	99
Imagen 22 Velocidad del gas [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	99
Imagen 23 Densidad del flujo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ] Malla 100 mm (Imagen del Autor) ....	100
Imagen 24 Densidad del flujo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor) ...	100
Imagen 25 Energía cinética del flujo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	101
Imagen 26 Energía cinética del flujo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	101
Imagen 27 Energía cinética del campo no resuelta [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	102

Imagen 28 Energía cinética del campo no resuelta [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	102
Imagen 29 Viscosidad turbulenta del campo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor).....	103
Imagen 30 Viscosidad turbulenta del campo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor).....	103
Imagen 31 Presión en el campo del flujo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	104
Imagen 32 Presión en el campo del flujo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	104
Imagen 33 Divergencia del flujo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 100 mm (Imagen del Autor).....	105
Imagen 34 Divergencia del flujo [Dynamic – $C_s = 0,20 - 0,15 - 0,10$ ]. Malla 200 mm (Imagen del Autor).....	105
Imagen 35 Geometría considerada en la simulación L.E.S. n.º 2 (Imagen del Autor).....	110
Imagen 36 Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	112
Imagen 37 Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	112
Imagen 38 Constante $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	112
Imagen 39 Constante $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	112
Imagen 40 Constante $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	112
Imagen 41 Constante $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	112
Imagen 42 Temperatura del gas – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor).....	113
Imagen 43 Temperatura del gas – Constante $C_s = 0,20$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	113
Imagen 44 Temperatura del gas – Constante $C_s = 0,10$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	113
Imagen 45 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor).....	114
Imagen 46 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor).....	114
Imagen 47 Velocidad del gas – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	114
Imagen 48 Velocidad del gas – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	114
Imagen 49 Velocidad del gas – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	114
Imagen 50 Velocidad del gas – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	114
Imagen 51 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor).....	115
Imagen 52 Velocidad del gas – $C_s = 0,20$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	115
Imagen 53 Velocidad del gas – $C_s = 0,10$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	115
Imagen 54 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor).....	116
Imagen 55 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor).....	116
Imagen 56 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	116
Imagen 57 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	116
Imagen 58 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	116
Imagen 59 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	116
Imagen 60 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor).....	117
Imagen 61 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,20$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	117
Imagen 62 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,10$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	117
Imagen 63 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	118
Imagen 64 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	118
Imagen 65 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	118
Imagen 66 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	118

Imagen 67 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	118
Imagen 68 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	118
Imagen 69 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	120
Imagen 70 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,20$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	120
Imagen 71 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,10$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	120
Imagen 72 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 100 mm (Imagen del Autor)	121
Imagen 73 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 200 mm (Imagen del Autor)	121
Imagen 74 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,20$ – Malla de 100 mm (Imagen del Autor) .....	121
Imagen 75 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,20$ – Malla de 200 mm (Imagen del Autor) .....	121
Imagen 76 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,10$ – Malla de 100 mm (Imagen del Autor) .....	121
Imagen 77 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,10$ – Malla de 200 mm (Imagen del Autor) .....	121
Imagen 78 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla 50 mm (Imagen del Autor).....	122
Imagen 79 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,20$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	122
Imagen 80 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,10$ – Malla 50 mm (Imagen del Autor) .....	122
Imagen 81 Rotacional a los 3 segundos de la simulación (Imagen del Autor) .....	123
Imagen 82 Rotacional a los 5 segundos de la simulación (Imagen del Autor) .....	123
Imagen 83 Rotacional a los 8 segundos de la simulación (Imagen del Autor) .....	124
Imagen 84 Rotacional a los 12 segundos de la simulación (Imagen del Autor) .....	124
Imagen 85 Rotacional a los 175 segundos de la simulación (Imagen del Autor) .....	124
Imagen 86 Rotacional a los 175 segundos de simulación. Discretización superpuesta de 50 mm (Imagen del Autor).....	125
Imagen 87 Detalle del rotacional en el penacho del incendio a los 210 segundos de la simulación incluyendo una viscosidad turbulenta $C_s$ de 0,20 (Imagen del Autor) .....	125
Imagen 88 Puntos de control virtuales considerados en la simulación L.E.S. n.º 2 (Imagen del Autor)..	126
Imagen 89 Geometría considerada en la simulación L.E.S. n.º 3 (Imagen del Autor).....	177
Imagen 90 Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	179
Imagen 91 Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	179
Imagen 92 Constante $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	179
Imagen 93 Constante $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	179
Imagen 94 Constante $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	179
Imagen 95 Constante $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	179
Imagen 96 Velocidad del gas - Dynamic Germano - Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	180
Imagen 97 Velocidad del gas - Dynamic Germano - Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	180
Imagen 98 Velocidad del gas – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	180
Imagen 99 Velocidad del gas – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	180
Imagen 100 Velocidad del gas – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	180
Imagen 101 Velocidad del gas – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	180
Imagen 102 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor).....	181
Imagen 103 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor).....	181
Imagen 104 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	181
Imagen 105 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	181
Imagen 106 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	181
Imagen 107 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	181
Imagen 108 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	182

Imagen 109 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	182
Imagen 110 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) ...	182
Imagen 111 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) ...	182
Imagen 112 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) ...	182
Imagen 113 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) ...	182
Imagen 114 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 100 mm (Imagen del Autor) .....	183
Imagen 115 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 200 mm (Imagen del Autor) .....	183
Imagen 116 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,20$ – Malla de 100 mm (Imagen del Autor) .....	183
Imagen 117 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,20$ – Malla de 200 mm (Imagen del Autor) .....	183
Imagen 118 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,10$ – Malla de 100 mm (Imagen del Autor) .....	183
Imagen 119 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,10$ – Malla de 200 mm (Imagen del Autor) .....	183
Imagen 120 Puntos de control virtuales considerados en la simulación L.E.S. n.º 3 (Imagen del Autor)	184
Imagen 121 Geometría considerada en la simulación L.E.S. n.º 4 (Imagen del Autor).....	197
Imagen 122 Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	198
Imagen 123 Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	198
Imagen 124 Constante $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	198
Imagen 125 Constante $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	198
Imagen 126 Constante $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	198
Imagen 127 Constante $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	198
Imagen 128 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor).....	199
Imagen 129 Velocidad del gas – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor).....	199
Imagen 130 Velocidad del gas – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	199
Imagen 131 Velocidad del gas – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	199
Imagen 132 Velocidad del gas – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	199
Imagen 133 Velocidad del gas – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	199
Imagen 134 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor).....	200
Imagen 135 Energía cinética del flujo – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor).....	200
Imagen 136 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	200
Imagen 137 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	200
Imagen 138 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	200
Imagen 139 Energía cinética del flujo – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	200
Imagen 140 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 100 mm (Imagen del Autor) .....	201
Imagen 141 Energía cinética del campo no resuelta – Dynamic Germano – Malla 200 mm (Imagen del Autor) .....	201
Imagen 142 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,20$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) ...	201
Imagen 143 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,20$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) ...	201
Imagen 144 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,10$ – Malla 100 mm (Imagen del Autor) ...	201
Imagen 145 Energía cinética del campo no resuelta – $C_s = 0,10$ – Malla 200 mm (Imagen del Autor) ...	201
Imagen 146 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 100 mm (Imagen del Autor) .....	202
Imagen 147 Rotacional del campo de flujo – Dynamic Germano – Malla de 200 mm (Imagen del Autor) .....	202



Imagen 148 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,20$ – Malla de 100 mm (Imagen del Autor) .....	202
Imagen 149 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,20$ – Malla de 200 mm (Imagen del Autor) .....	202
Imagen 150 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,10$ – Malla de 100 mm (Imagen del Autor) .....	202
Imagen 151 Rotacional del campo de flujo – $C_s = 0,10$ – Malla de 200 mm (Imagen del Autor) .....	202
Imagen 152 Puntos de control virtuales considerados en la simulación L.E.S. n.º 4 (Imagen del Autor)	203
Imagen 153 Geometría considerada y simetría realizada en la simulación <i>Direct Numerical Simulation</i> <i>procesada</i> (Imagen del Autor) .....	222
Imagen 154 Temperatura del aire alrededor del perfil a los 8,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor) .....	226
Imagen 155 Temperatura de aire alrededor del perfil a los 17,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor) .....	226
Imagen 156 Velocidad del aire alrededor del perfil a los 8,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor).....	228
Imagen 157 Velocidad del aire alrededor del perfil a los 17,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor).....	228
Imagen 158 Densidad del aire alrededor del perfil a los 8,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor).....	230
Imagen 159 Densidad del aire alrededor del perfil a los 17,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor).....	230
Imagen 160 Energía cinética del flujo a los 8,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor) .	231
Imagen 161 Energía cinética del flujo a los 17,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor)	231
Imagen 162 Energía cinética de la turbulencia no resuelta a los 8,50". 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor) .....	232
Imagen 163 Energía cinética de la turbulencia no resuelta a los 17,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor) .....	232
Imagen 164 Rotacional Y del flujo a los 8,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor).....	233
Imagen 165 Rotacional Y del flujo a los 17,50". Malla de 1,00; 0,60 y 0,40 mm. (Imagen del Autor).....	233
Imagen 166 Energía cinética de la turbulencia no resuelta en la frontera. Malla de 1,00 mm (Imagen del Autor) .....	234
Imagen 167 Energía cinética de la turbulencia no resuelta en la frontera. Malla de 0,60 mm (Imagen del Autor) .....	235
Imagen 168 Energía cinética de la turbulencia no resuelta en la frontera. Malla de 0,40 mm (Imagen del Autor) .....	235
Imagen 169 Velocidad del fluido en la frontera. Malla de 0,60 mm (Imagen del Autor).....	236
Imagen 170 Temperatura del fluido en la frontera. Malla de 0,60 mm (Imagen del Autor) .....	236
Imagen 171 Velocidad del fluido en la frontera. Malla de 0,40 mm (Imagen del Autor).....	237
Imagen 172 Temperatura del fluido en la frontera. Malla de 0,40 mm (Imagen del Autor) .....	237
Imagen 173 Sensores virtuales situados en la capa límite (las distancias verticales no están a escala) (Imagen del Autor) .....	238
Imagen 174 Esquema térmico considerado en la estructura objeto de análisis (Imagen del Autor) .....	252
Imagen 175 Deformación de la cercha sometida a un incremento térmico dado (Imagen del Autor) .....	252
Imagen 176 Deformación del cordón inferior de la cercha sometida a un incremento térmico dado, añadiendo el giro en los apoyos (Imagen del Autor).....	253
Imagen 177 Estudio comparativo de las áreas de energía no resueltas en función de los espectros de frecuencia asociados a la vorticidad del fluido en un punto P del dominio, con una discretización espacial de 200 mm (Imagen del Autor).....	260

Imagen 178 Estudio comparativo de las áreas de energía no resueltas en función de los espectros de frecuencia asociados a la vorticidad del fluido en un punto P del dominio, con una discretización espacial de 50 mm (Imagen del Autor).....	260
Imagen 179 Esquema de las multi-escalas explicado por Michael Barnes para el tratamiento de las turbulencias en el plasma confinado del Tokamak (imagen extraída de la presentación realizada por M. Barnes bajo el título: «Direct multi-scale coupling of a transport code to gyrokinetic turbulence codes» en el National Institute for Fusion Science. Tokio, Japón. Diciembre de 2010) .....	267
Imagen 180 Esquema de la propuesta realizada por parte del doctorando, incluyendo una serie de Conductos Turbulentos Disipativos de Energía para la resolución correcta de los fenómenos turbulentos, a partir de la teoría de las multi-escalas de Michael Barnes (Imagen del Autor) .....	268
Imagen 181 Esquema de los Conductos Turbulentos Disipativos de Energía propuestos por el doctorando para resolver correctamente las escalas disipativas en el penacho del incendio (Imagen del Autor) .....	269
Imagen 182 Ejemplos de fractales matemáticos deterministas.....	306
Imagen 183 Conjunto de Mandelbrot representado mediante el programa informático Matlab. Conjunto original y tres ampliaciones sucesivas que verifican la autosimilaridad del conjunto (Imagen del Autor) .....	307
Imagen 184 Ejemplos de elementos naturales que presentan cierta fractalidad .....	310

## Listado de Tablas

Tabla 1 Tipos de fluidos en función de su comportamiento viscoso .....	45
Tabla 2 Ecuaciones de conservación de momento .....	49
Tabla 3 Viscosidad turbulenta de submalla, para diferentes tamaños de malla y de valores de $C_s$ .....	83
Tabla 4 Parámetros de aplicación durante el análisis espectral de los valores obtenidos en las simulaciones L.E.S.....	147
Tabla 5 Máxima frecuencia del campo rotacional simulado mediante los modelos Large Eddy Simulation, en función del mallado y del método de cierre de la ecuaciones de Navier-Stokes.....	173
Tabla 6 Parámetros de aplicación durante el análisis espectral de los valores obtenidos en las simulaciones Direct Numerical Simulation .....	242
Tabla 7 Comparación entre el número de elementos de un modelo tipo en función del mallado y de los Conductos Turbulentos Disipativos de Energía a considerar .....	269



## Listado de gráficos

Gráfico 1 Comportamiento del fluido en función de la viscosidad.....	45
Gráfico 2 Espectro de Energía $E(k)$ (Imagen del Autor).....	64
Gráfico 3 Ensayos experimentales para un flujo unidireccional, para diferentes valores de $R_\lambda$ (Pope, Stephen B. 2000. Compilación de datos original de Chapman, 1979; ampliada posteriormente por Saddoughi S. G., 1994 [27]) .....	65
Gráfico 4 Tipo de Filtros $G(r)$ habitualmente utilizados: Filtro Gaussiano (línea negra). Filtro de caja (línea azul). Filtro de corte de Fourier (línea roja). (Imagen del Autor basada en los gráficos del libro Turbulent Flow, Pope S. B. 2000 [28]) .....	78
Gráfico 5 Curvas superiores naranjas: Ejemplo del campo de la velocidad $U(x)$ y el correspondiente campo filtrado $Ux$ (línea gruesa), usando un filtro Gaussiano con $\Delta \approx 0,35$ . En las curvas inferiores azules: el campo residual de la velocidad $u'(x)$ y el campo filtrado del residual (línea gruesa). (Imagen del Autor basada en los gráficos del libro Turbulent Flow, Pope S. B. 2000 [28]).....	78
Gráfico 6 Esquema de las tensiones resueltas de Reynolds, $L_{ij}$ , mediante el método dinámico y la aplicación de dos filtros, el filtro primario implícito de malla y el filtro explícito de test (Imagen del Autor) .....	86
Gráfico 7 Velocidad del flujo eólico en función de su separación con la pared (Imagen extraída de A. Bakker. Applied Computational Fluid Dynamics. Lecture 11-Boundary Layers and separation) .....	88
Gráfico 8 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	127
Gráfico 9 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	127
Gráfico 10 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	127
Gráfico 11 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	128
Gráfico 12 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	128
Gráfico 13 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	128
Gráfico 14 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	129
Gráfico 15 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	129
Gráfico 16 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	130
Gráfico 17 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	130
Gráfico 18 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	130
Gráfico 19 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	131
Gráfico 20 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	131

Gráfico 21 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	132
Gráfico 22 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	132
Gráfico 23 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	132
Gráfico 24 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	133
Gráfico 25 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	133
Gráfico 26 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. Dinámico de Germano, función de la dimensión del mallado. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	134
Gráfico 27 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. constante de Smagorinsky, C <sub>s</sub> = 0,20, función de la dimensión del mallado. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	134
Gráfico 28 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. Dinámico de Germano, función de la dimensión del mallado. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	135
Gráfico 29 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. constante de Smagorinsky, C <sub>s</sub> = 0,20, función de la dimensión del mallado. Potencia de 250 kW/m <sup>2</sup> .....	135
Gráfico 30 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	136
Gráfico 31 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	136
Gráfico 32 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	137
Gráfico 33 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	137
Gráfico 34 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (0,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	138
Gráfico 35 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,60; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	138
Gráfico 36 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	138
Gráfico 37 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 8,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	139
Gráfico 38 Comparativa de la velocidad U del fluido en el modelo de campo finito para P (11,80; 7,20) .....	139
Gráfico 39 Comparativa de la velocidad V del fluido en el modelo de campo finito para P (11,80; 7,20) .....	139
Gráfico 40 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. Dinámico de Germano, función de la dimensión del mallado. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	140
Gráfico 41 Velocidad U del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. constante de Smagorinsky, C <sub>s</sub> = 0,20, función de la dimensión del mallado. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	140

Gráfico 42 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. Dinámico de Germano, función de la dimensión del mallado. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	141
Gráfico 43 Velocidad V del fluido asociada a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20) y modelo S.G.S. constante de Smagorinsky, C <sub>s</sub> = 0,20, función de la dimensión del mallado. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	141
Gráfico 44 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m <sup>2</sup> . Dinámico y mallado de 200 mm .....	150
Gráfico 45 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m <sup>2</sup> . C <sub>s</sub> = 0,20 y mallado de 200 mm .....	150
Gráfico 46 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	152
Gráfico 47 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	152
Gráfico 48 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	152
Gráfico 49 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	153
Gráfico 50 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	153
Gráfico 51 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	153
Gráfico 52 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 200 mm .....	154
Gráfico 53 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 200 mm .....	154
Gráfico 54 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 200 mm .....	154
Gráfico 55 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 200 mm .....	155
Gráfico 56 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 200 mm .....	155
Gráfico 57 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 200 mm .....	155
Gráfico 58 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 200 mm .....	156
Gráfico 59 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 200 mm .....	156
Gráfico 60 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 200 mm .....	156
Gráfico 61 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	157
Gráfico 62 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	157
Gráfico 63 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m <sup>2</sup> . Dinámico y mallado de 100 mm .....	158

Gráfico 64 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m <sup>2</sup> . C <sub>s</sub> = 0,20 y mallado de 100 mm .....	158
Gráfico 65 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	159
Gráfico 66 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	159
Gráfico 67 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	159
Gráfico 68 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	160
Gráfico 69 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	160
Gráfico 70 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	160
Gráfico 71 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 100 mm .....	161
Gráfico 72 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 100 mm .....	161
Gráfico 73 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 100 mm .....	161
Gráfico 74 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 100 mm .....	162
Gráfico 75 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 100 mm .....	162
Gráfico 76 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 100 mm .....	162
Gráfico 77 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 100 mm .....	163
Gráfico 78 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 100 mm .....	163
Gráfico 79 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 100 mm .....	163
Gráfico 80 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	164
Gráfico 81 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	164
Gráfico 82 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m <sup>2</sup> . Dinámico y mallado de 50 mm .....	165
Gráfico 83 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 1 000 kW/m <sup>2</sup> . C <sub>s</sub> = 0,20 y mallado de 50 mm .....	165
Gráfico 84 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm .....	166
Gráfico 85 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm .....	166
Gráfico 86 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm .....	166



Gráfico 87 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 50 mm .....	167
Gráfico 88 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 50 mm .....	167
Gráfico 89 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 50 mm .....	167
Gráfico 90 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 50 mm .....	168
Gráfico 91 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 50 mm .....	168
Gráfico 92 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 6,40 s. Mallado de 50 mm .....	168
Gráfico 93 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 50 mm .....	169
Gráfico 94 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 50 mm .....	169
Gráfico 95 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 3,20 s. Mallado de 50 mm .....	169
Gráfico 96 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 50 mm .....	170
Gráfico 97 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 50 mm .....	170
Gráfico 98 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 1,60 s. Mallado de 50 mm .....	170
Gráfico 99 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm .....	171
Gráfico 100 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 50 mm .....	171
Gráfico 101 Estudio comparativo de la pendiente del espectro de frecuencia para los diversos métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes y dimensiones de mallado diferentes. Duración de la muestra de 25,60 y 12,80 segundos respectivamente, tomados a partir del segundo 120 de simulación .....	174
Gráfico 102 Estudio comparativo de la pendiente del espectro de frecuencia para los diversos métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes y dimensiones de mallado diferentes. Duración de la muestra de 25,60 y 12,80 segundos respectivamente, tomados a partir del segundo 140 de simulación .....	174
Gráfico 103 Estudio comparativo de la pendiente del espectro de frecuencia para los diversos métodos de cierre de las ecuaciones de Navier-Stokes y dimensiones de mallado diferentes. Duración de la muestra de 25,60 y 12,80 segundos respectivamente, tomados a partir del segundo 160 de simulación .....	175
Gráfico 104 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (1,20; 5,00), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	184
Gráfico 105 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (1,20; 5,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	185
Gráfico 106 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (1,20; 6,40), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	185
Gráfico 107 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (4,20; 5,00), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	185

Gráfico 108 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (4,20; 5,60), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	186
Gráfico 109 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (4,20; 6,40), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	186
Gráfico 110 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m <sup>2</sup> . Dinámico y mallado de 200 mm .....	187
Gráfico 111 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m <sup>2</sup> . C <sub>s</sub> = 0,20 y mallado de 200 mm .....	187
Gráfico 112 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	188
Gráfico 113 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	188
Gráfico 114 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	188
Gráfico 115 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	189
Gráfico 116 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	189
Gráfico 117 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	189
Gráfico 118 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	190
Gráfico 119 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	190
Gráfico 120 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m <sup>2</sup> . Dinámico y mallado de 100 mm .....	191
Gráfico 121 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m <sup>2</sup> . C <sub>s</sub> = 0,20 y mallado de 100 mm .....	191
Gráfico 122 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	192
Gráfico 123 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	192
Gráfico 124 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	192
Gráfico 125 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	193
Gráfico 126 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	193
Gráfico 127 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	193
Gráfico 128 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	194
Gráfico 129 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	194
Gráfico 130 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	195

Gráfico 131 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	196
Gráfico 132 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,40; 2,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	203
Gráfico 133 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,40; 4,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	204
Gráfico 134 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,40; 6,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	204
Gráfico 135 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (5,40; 8,40), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	204
Gráfico 136 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 2,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	205
Gráfico 137 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 4,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	205
Gráfico 138 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 6,80), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	205
Gráfico 139 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (6,20; 8,40), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	206
Gráfico 140 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m <sup>2</sup> . Dinámico y mallado de 200 mm .....	207
Gráfico 141 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m <sup>2</sup> . C <sub>s</sub> = 0,20 y mallado de 200 mm .....	207
Gráfico 142 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	208
Gráfico 143 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	208
Gráfico 144 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	208
Gráfico 145 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	209
Gráfico 146 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	209
Gráfico 147 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 200 mm .....	209
Gráfico 148 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	210
Gráfico 149 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	210
Gráfico 150 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m <sup>2</sup> . Dinámico y mallado de 100 mm .....	211
Gráfico 151 Vorticidad en el punto P, entre los segundos 80 y 200 para 500 kW/m <sup>2</sup> . C <sub>s</sub> = 0,20 y mallado de 100 mm .....	211
Gráfico 152 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	212
Gráfico 153 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	212

Gráfico 154 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	212
Gráfico 155 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	213
Gráfico 156 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 140 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	213
Gráfico 157 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 160 segundos de simulación. Duración de la muestra de 12,80 s. Mallado de 100 mm .....	213
Gráfico 158 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	214
Gráfico 159 Espectrogramas resultantes del análisis de la vorticidad a partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 100 mm .....	214
Gráfico 160 Espectros de frecuencias resultantes del análisis de la vorticidad partir de los 120 segundos de simulación. Duración de la muestra de 25,60 s. Mallado de 200 mm .....	215
Gráfico 161 Dimensión de las escalas disipativas de Kolmogorov en el punto P (11,80; 7,20) de la simulación L.E.S. procesada en el capítulo 3, tomando como referencia el modelo Dinámico de Germano y una dimensión de mallado de 200 mm .....	220
Gráfico 162 Ley térmica en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 1 .....	238
Gráfico 163 Ley de velocidad del fluido en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 1 .....	239
Gráfico 164 Ley térmica en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 2 .....	239
Gráfico 165 Ley de velocidad del fluido en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 2 .....	239
Gráfico 166 Ley térmica en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 3 .....	239
Gráfico 167 Ley de velocidad del fluido en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 3 .....	240
Gráfico 168 Ley térmica en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 4 .....	240
Gráfico 169 Ley de velocidad del fluido en la zona de la capa límite, coincidente con el eje 4 .....	240
Gráfico 170 Ley cinética de la vorticidad en el eje 1, entre los segundos 4,00 y 29,60 .....	243
Gráfico 171 Espectro de frecuencias resultante del análisis de la vorticidad en el eje 1, en la simulación <i>Direct Numerical Simulation</i> . Duración de la muestra de 25,60 s .....	243
Gráfico 172 Espectrograma resultantes del análisis de la vorticidad en el eje 1, en la simulación <i>Direct Numerical Simulation</i> . Duración de la muestra de 25,60 s .....	243
Gráfico 173 Ley cinética de la vorticidad en el eje 3, entre los segundos 4,00 y 29,60 .....	244
Gráfico 174 Espectro de frecuencias resultante del análisis de la vorticidad en el eje 3, en la simulación <i>Direct Numerical Simulation</i> . Duración de la muestra de 25,60 s .....	245
Gráfico 175 Espectrograma resultantes del análisis de la vorticidad en el eje 3, en la simulación <i>Direct Numerical Simulation</i> . Duración de la muestra de 25,60 s .....	245
Gráfico 176 Ley cinética de la vorticidad en el eje 4, entre los segundos 4,00 y 29,60 .....	245
Gráfico 177 Espectro de frecuencias resultante del análisis de la vorticidad en el eje 4, en la simulación <i>Direct Numerical Simulation</i> . Duración de la muestra de 25,60 s .....	246
Gráfico 178 Espectrograma resultantes del análisis de la vorticidad en el eje 4, en la simulación <i>Direct Numerical Simulation</i> . Duración de la muestra de 25,60 s .....	246
Gráfico 179 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 500 kW/m <sup>2</sup> .....	256
Gráfico 180 Leyes térmicas asociadas a la simulación de campo finito para P (11,80; 7,20), función de la dimensión del mallado y del modelo S.G.S. Potencia de 1 000 kW/m <sup>2</sup> .....	256
Gráfico 181 Espectro de frecuencias resultante del análisis de la vorticidad en el eje 3, en la simulación <i>Direct Numerical Simulation</i> . Duración de la muestra de 25,60 s .....	261

Gráfico 182 Espectrograma resultantes del análisis de la vorticidad en el eje 3, en la simulación Direct Numerical Simulation. Duración de la muestra de 25,60 s..... 261



## Anejo A: Conceptos matemáticos

### A.1 Introducción

Durante la elaboración de la presente tesis doctoral, en varias ocasiones han surgido importantes conceptos matemáticos cuyo desarrollo se realiza a continuación, con el objetivo de poder facilitar la interpretación de muchos de los resultados físicos mostrados a lo largo de la investigación, cuya relación con el Cálculo es, en la mayoría de las ocasiones, del todo imprescindible.

El desarrollo de un proyecto de investigación basado en el cálculo y la simulación de campos de flujo requiere un entendimiento del Cálculo y, especialmente, de lo que podría denominarse la piedra angular de este, los límites y su aplicación directa a las dos principales ramas del Cálculo: la diferenciación y la integración.

Dado que en el estudio de un campo de flujo como el que nos ocupa, las diferentes propiedades del fluido (el aire, en nuestro caso) varían en función del tiempo y del espacio, es imprescindible aplicar el concepto de la diferenciación, es decir, establecer la **tasa de cambio** de una función dada.

Por otra parte, el estudio de cualquier campo, ya sea de un fluido como el caso que nos atañe, o bien campos eléctricos, magnéticos o de cualquier otra naturaleza física, se resuelve a partir de la integración de las superficies cerradas de campo.

Gran parte de los conceptos matemáticos expuestos a continuación han sido elaborados a partir de los conocimientos adquiridos en los dos primeros cursos de Cálculo Fundamental de la carrera de Física, así como de la bibliografía utilizada durante la realización de los mismos, especialmente *Cálculo*, de Robert A. Adams [61].

También se han mostrado herramientas informáticas consideradas hoy en día del todo imprescindibles para el desarrollo de este tipo de investigaciones, entre estas destacan los programas de cálculo simbólico como *Maple 8* y *Matlab*.

## A.2 Divergencia de un campo vectorial

La divergencia, aplicada a los fenómenos físicos, se puede definir como una medida de la tasa con la que el campo se extiende o diverge respecto de un punto P. Se puede valorar la expansión del campo tomando una superficie cerrada de pequeña dimensión que rodee al punto P y midiendo la cantidad de flujo que se produce hacia afuera de dicha superficie.

Esta tendencia del fluido contenido en el campo de flujo a incrementar su volumen se define como una divergencia positiva. Si en cualquier otro punto del campo el fluido tendiese a comprimirse, entonces la divergencia adquiriría signo negativo.

La tasa de cambio del campo vectorial  $\mathbf{F}$  en un campo bidimensional

$$\mathbf{F}(x,y) = F_1(x,y)\mathbf{i} + F_2(x,y)\mathbf{j}$$

está contenida en cuatro derivadas parciales primeras, dos para cada una de las dos componentes del campo vectorial  $\mathbf{F}$ :

$$\begin{array}{cc} \frac{\partial F_1}{\partial x} & \frac{\partial F_1}{\partial y} \\ \frac{\partial F_2}{\partial x} & \frac{\partial F_2}{\partial y} \end{array}$$

La combinación de esta información de las componentes de F permite obtener formas adecuadas para el análisis del campo de flujo, la divergencia y el rotacional, que se explicará en el siguiente apartado.

La divergencia de un campo vectorial F entonces se puede definir de la siguiente manera:

$$\mathit{div} \vec{\mathbf{F}} = \nabla \cdot \vec{\mathbf{F}} = \frac{\partial F_1}{\partial x} + \frac{\partial F_2}{\partial y} \quad \text{Ecuación A.1}$$

Respecto de la ecuación A.1 es preciso comentar dos aspectos:

- Hay que destacar que la divergencia del campo vectorial estudiado es un campo escalar.
- La notación utilizada  $\nabla \cdot \vec{\mathbf{F}}$  hace uso del denominado «operador diferencial vector u operador nabla»:



$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y}$$

Que, si lo extendiésemos a un campo vectorial en  $\mathbb{R}^3$ , se definiría:

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

La divergencia extendida a un campo en  $\mathbb{R}^3$ , tal y como se ha procedido a la hora de determinar el operador nabra, quedaría definida de la siguiente manera, con la información de primer orden sobre la tasa de cambio del campo vectorial

$$\mathbf{F}(x,y,z) = F_1(x,y,z)\mathbf{i} + F_2(x,y,z)\mathbf{j} + F_3(x,y,z)\mathbf{k}$$

Contenida en nueve derivadas parciales primeras. De estas nueve derivadas, existirán tres para cada una de las tres componentes del campo vectorial  $\mathbf{F}$ :

$$\frac{\partial F_1}{\partial x} \quad \frac{\partial F_1}{\partial y} \quad \frac{\partial F_1}{\partial z}$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial x} \quad \frac{\partial F_2}{\partial y} \quad \frac{\partial F_2}{\partial z}$$

$$\frac{\partial F_3}{\partial x} \quad \frac{\partial F_3}{\partial y} \quad \frac{\partial F_3}{\partial z}$$

Se puede interpretar entonces la divergencia como la densidad de flujo, dado que  $\mathbf{div} \vec{\mathbf{F}}(P)$  es el límite del flujo por unidad de volumen hacia el exterior de esferas cada vez más pequeñas centradas respecto de un punto  $P$  cualquiera del campo.

### A.3 Rotacional de un campo vectorial

Si bien la divergencia de un campo vectorial ha sido utilizada para evaluar el comportamiento expansivo que tiene un fluido en dicho campo, el rotacional nos va a servir para estudiar el movimiento circulatorio que el campo vectorial tiene alrededor de un punto  $P$ .

Es por ello que el rotacional adquiere en nuestro caso una importancia destacada, pues permite identificar en gran medida el comportamiento turbulento que tiene un campo a escala integral, hasta llegar a las denominadas microescalas de Taylor.

Mientras que la divergencia del campo vectorial era un campo escalar, el rotacional de un campo vectorial es otro campo vectorial, definido de la siguiente manera:

$$\mathbf{rot F} = \nabla \times \mathbf{F} = \left( \frac{\partial F_3}{\partial y} - \frac{\partial F_2}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left( \frac{\partial F_1}{\partial z} - \frac{\partial F_3}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left( \frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y} \right) \mathbf{k}$$

$$\nabla \times \mathbf{F} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ F_1 & F_2 & F_3 \end{vmatrix}$$

Es interesante evaluar qué sucede si aplicamos el rotacional a un campo bidimensional, como el que se ha realizado en las simulaciones computacionales llevadas a cabo.

$$\mathbf{F}(x,y) = F_1(x,y)\mathbf{i} + F_2(x,y)\mathbf{j}$$

Entonces el rotacional del campo  $\mathbf{F}(x,y)$  se define como:

$$\mathbf{rot F} = \nabla \times \mathbf{F} = \left( \frac{\partial F_2}{\partial x} - \frac{\partial F_1}{\partial y} \right) \mathbf{k}$$

Siendo el vector rotacional del campo perpendicular al campo bidimensional, por lo que el rotacional siempre tendrá una notación tridimensional dentro de cualquier campo evaluado.

Una diferencia significativa entre el rotacional en un campo tridimensional y uno bidimensional se puede encontrar en las trayectorias seguidas por la propia vorticidad. En el caso de un campo en  $\mathbb{R}^3$  las líneas de la vorticidad, esto es, las curvas tangentes al vector que define el rotacional, se mueven según la trayectoria del propio fluido, algo que en  $\mathbb{R}^2$  no sucede.

## A.4 Teoría Fractal

### A.4.1 Introducción

Benoit Mandelbrot:

«Clouds are not spheres, mountains are not cones, coastlines are not circles, and bark is not smooth, nor does lightning travel in a straight line».

Así es como Benoit Mandelbrot iniciaba su ensayo sobre la geometría de la naturaleza [62]. El conocido como «padre de los fractales» puso de manifiesto desde el primer momento que la naturaleza es algo más complejo que una yuxtaposición de formas geométricas variadas, y que en ningún caso la geometría euclídea clásica puede ser capaz de explicar o describir los fenómenos naturales.

El gran avance incorporado por Benoit Mandelbrot no fue tanto el descubrimiento de la teoría fractal, dado que ya se conocían importantes ejemplos en este campo. Sin embargo, sí que realizó importantes avances desde el momento en que organizó todas las ideas relativas a la teoría fractal, proponiendo un marco geométrico para todos los objetos. Al mismo tiempo, fue capaz de descubrir que la teoría fractal incorporaba importantes principios organizativos del mundo natural.

#### **A.4.2 Propiedades de los elementos fractales**

- *Autosimilaridad*

La autosimilaridad es la propiedad fundamental de toda geometría fractal. Podemos indicar que una geometría es autosimilar cuando está compuesta de partes que son similares al todo. Podemos diferenciar dos tipos de fractales en función del grado de similaridad:

- a. Fractales deterministas

Son aquellos en los que cada una de las partes es exactamente igual al objeto original. No son fractales naturales dado que no incluyen ningún tipo de aleatoriedad en su formación.

- b. Fractales estadísticos o aleatorios

En este caso las partes no son exactamente iguales al conjunto, pero sí que muestran las mismas propiedades estadísticas. Son los que podemos encontrar en la naturaleza, teniendo en cuenta que durante su formación participan fenómenos aleatorios y, por tanto, se rompe la similaridad perfecta. Son claros ejemplos una hoja de helecho o la línea de la costa.

- *Invariancia bajo cambios de escala*

A diferencia de los objetos euclídeos cotidianos, como puede ser una circunferencia, donde existe una escala característica que los define, ya sea un diámetro, una longitud, etc., un elemento fractal no tiene una dimensión característica que lo pueda definir.

Debido a la propiedad de la autosimilaridad y a la falta de una escala característica que defina a los fractales, estos no poseen ninguna de las tres simetrías a las que estamos acostumbrados (simetría de rotación, de reflexión y de traslación), sino que poseen lo que se denomina simetría o invariancia bajo cambios de escala. Dicha propiedad parte del concepto de que estadísticamente cualquier parte del fractal será similar al todo. Así, si observamos un fractal y ampliamos una zona concreta del todo, debe resultar imposible distinguir si se trata del conjunto o de una de las partes.

▪ *Perímetro infinito*

Se puede afirmar que los fractales poseen una longitud perimetral infinita, dado que cuanto más nos acercamos al objeto y más incrementamos la precisión del objeto de medición, mayor es el valor obtenido en lo que a su perímetro se refiere.

### A.4.3 Tipos de Fractales

a) *Fractales matemáticos*

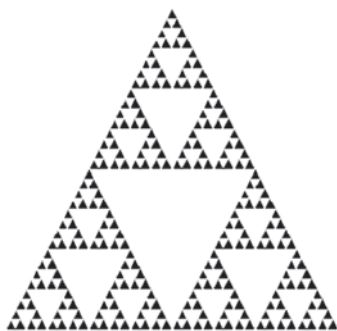
Se entiende por fractal matemático aquel que es generado a partir de un proceso iterativo de sustitución de formas geométricas elementales. Se parte de un estado inicial o «semilla», al que se le aplica una regla geométrica, siempre sobre el elemento obtenido en el paso o iteración anterior.

Se puede diferenciar diversos tipos de fractales matemáticos, entre los que encontramos:

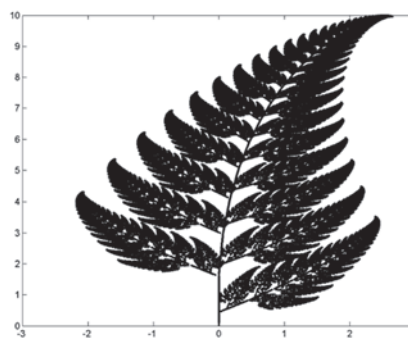
I. Fractales matemáticos deterministas:

Se entiende por fractal matemático determinista aquel que es generado mediante una regla de sustitución que es siempre la misma en cada una de las iteraciones realizadas. Son ejemplos de fractales matemáticos deterministas:

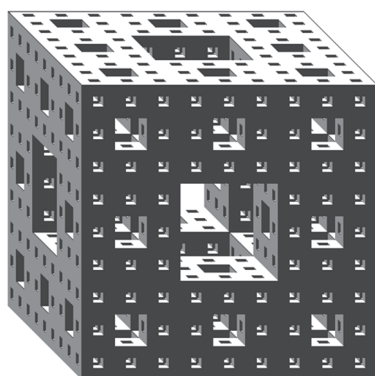
Triángulo de Sierpinski



Helecho de Barnsley



Esponja de Menger



Curva de dragón

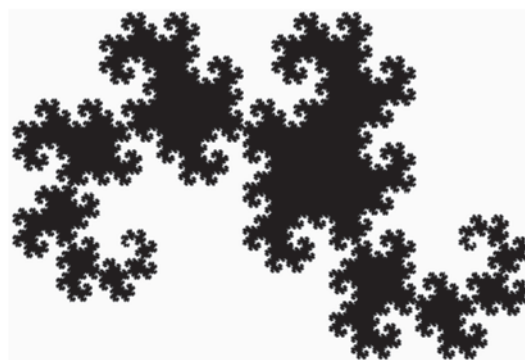


Imagen 182 Ejemplos de fractales matemáticos deterministas

## II. Conjunto de Mandelbrot

El conjunto de Mandelbrot parte de la relación matemática de recurrencia del tipo  $Z_{n+1} = Z_n^2 + C$ .

Si tomamos un punto  $c$  del plano complejo  $c = X + Y * i$ , la relación recursiva puede producir, o bien una sucesión de valores de  $Z$  que crezca de manera ilimitada a medida que  $n$  también aumenta o, por el contrario, mantenerse acotada por debajo de un cierto valor. Si representamos en el plano complejo mediante color azul aquellos puntos que dan una solución divergente y mediante tonos marrones aquellos valores que se mantienen dentro de la convergencia, obtendremos la representación del «conjunto de Mandelbrot». En este caso concreto se han identificado los puntos que quedan fuera del conjunto de manera que cuanto más lejanos se encuentran de la convergencia más intenso es el color azul.

Si ampliamos zonas concretas del conjunto de Mandelbrot podemos apreciar la similaridad. En todo momento, y por mucho que se amplíe la zona, siempre se reproduce la circunferencia principal, de una dimensión inferior, acompañada por circunferencias de diámetro inferior en su perímetro. Únicamente hay que realizar operaciones de rotación para que las imágenes coincidan perfectamente unas con otras.

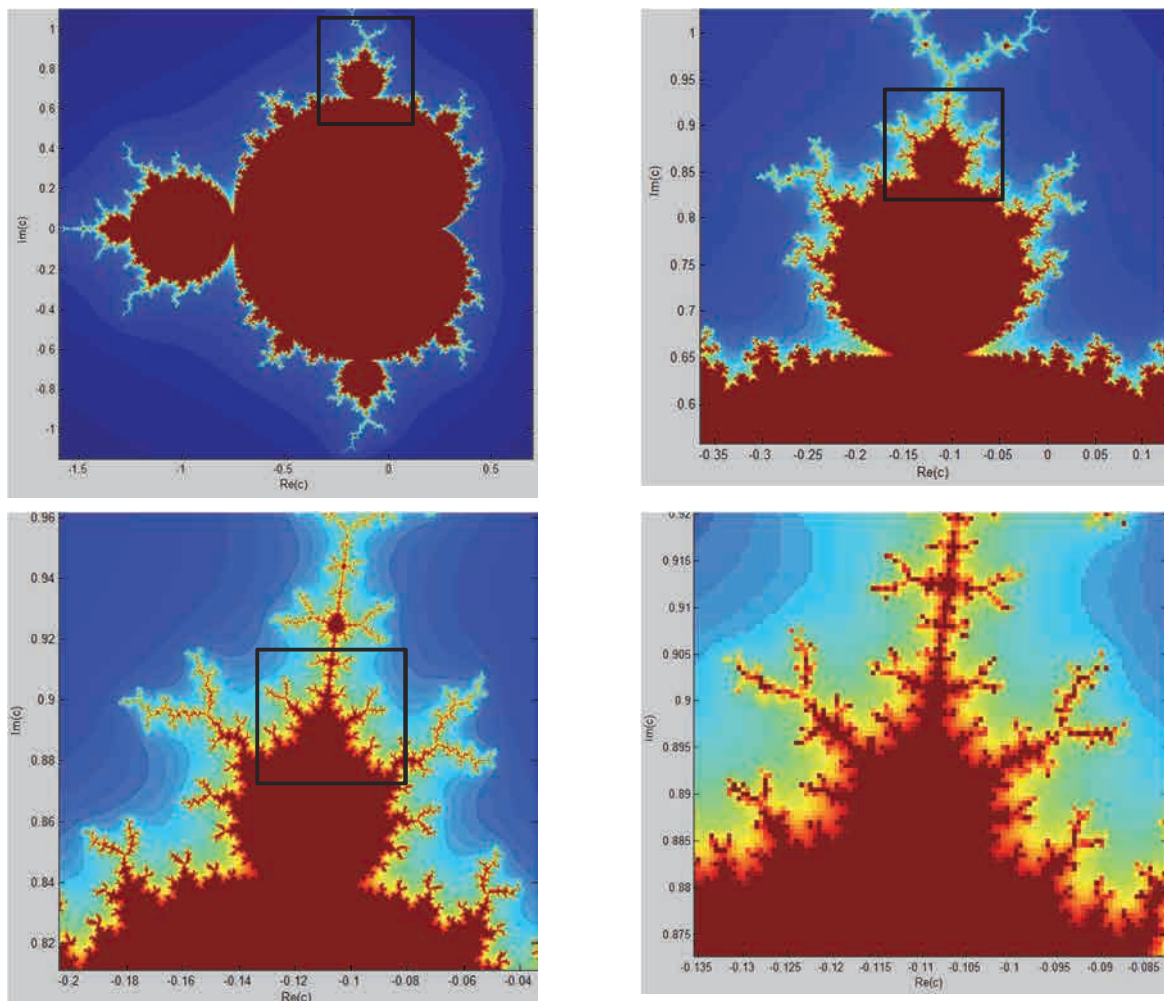


Imagen 183 Conjunto de Mandelbrot representado mediante el programa informático *Matlab*. Conjunto original y tres ampliaciones sucesivas que verifican la autosimilaridad del conjunto (Imagen del Autor)

En la Imagen 183 se muestran, a partir del conjunto de Mandelbrot que originariamente se ha generado, sucesivas ampliaciones de las zonas encuadradas, con lo que se puede verificar cómo el esquema estructural del conjunto se mantiene a medida que nos adentramos en él. La única limitación en cuanto al número de ampliaciones realizada radica en la capacidad computacional y el número de píxeles utilizados a la hora de discretizar el plano complejo (X, Y).

El valor  $c = -1$ , por ejemplo, queda dentro de la convergencia. Sin embargo, si tomamos el valor  $c = 1$ , el número resultante tiende a infinito y, por tanto, queda fuera del conjunto de Mandelbrot.

El programa *Matlab* permite la definición de algoritmos matemáticos que generan geometrías fractales deterministas de manera ágil y rápida. Se muestra a continuación el algoritmo que ha sido utilizado por el doctorando en el presente trabajo para mostrar el conjunto de Mandelbrot:

```
dx = 0.0002;
x1=-1.6
x2=0.7;

dy = 0.0002;
y1=-1.15;
y2=1.15;

x = x1:dx:x2;
y = y1:dy:y2;

[X,Y] = meshgrid(x,y);

c=X+Y*i;

R=5;
iteraciones=80;
z=zeros(size(c));

I=zeros(size(c));

for nc=1:iteraciones
    z=z.^2+c;
    bw=abs(z)<R;
    I(bw)=nc;
end

imagesc(x,y,I);
set(gca,'YDir','normal');
xlabel('Re(c)');
ylabel('Im(c)');
```

En caso de haber incrementado el número de nodos, correspondientes a la discretización del plano de los números complejos (X, Y), la similaridad se hubiese reproducido con una mayor precisión en todas las escalas observables. El conjunto de Mandelbrot, como tantas otras representaciones matemáticas, no pudo ser apreciado con precisión hasta que la capacidad de cálculo de los ordenadores permitió simular un gran número de nodos, con un número de iteraciones significativo, superior a 50 o 100 iteraciones por nodo.

### III. Fractales matemáticos aleatorios

Los fractales matemáticos aleatorios se forman habitualmente a partir de dos procesos básicos:

- En el primero de ellos se recurre a funciones geométricas iteradas en las que en cada nueva iteración se introduce una pequeña alteración de la regla de sustitución inicial. En este caso la propiedad de autosimilaridad es de naturaleza estadística, ya que en todas las escalas observables se mantienen medidas patrón. Este tipo de fractal es muy similar al observable en la naturaleza.
- El segundo método para generar fractales matemáticos aleatorios utiliza los métodos estocásticos. Un ejemplo de esto es la difusión browniana aleatoria de partículas (*Diffusion-limited aggregation* o D.L.A.). El movimiento en un medio fluido de moléculas de ciertos tipos de compuestos reproduce este comportamiento.

b) *Elementos naturales que presentan fractalidad*

Es importante destacar en primer lugar que, dado que los fractales poseen un grado infinito de irregularidad y detalle que se repite en todas las escalas, es imposible que ningún elemento de la naturaleza sea un fractal como tal. Pero sí que es posible que los objetos muestren cierto rango de fractalidad, en un umbral determinado de escalas.

Algunos ejemplos naturales se muestran a continuación:

Rayos eléctricos



Árboles



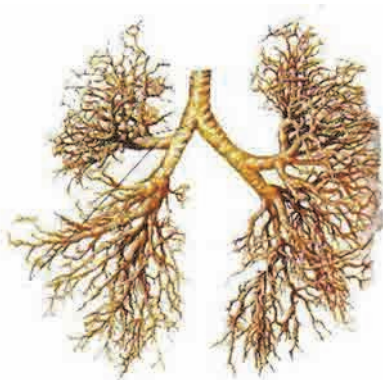
Copo de nieve



Helechos



Pulmones del ser humano



Sistema nervioso

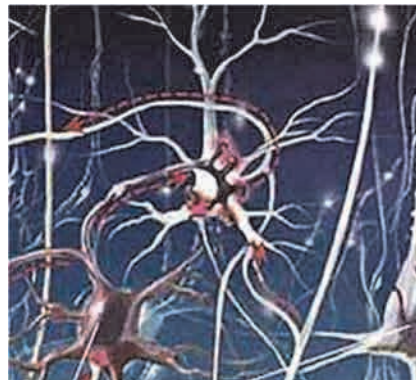


Imagen 184 Ejemplos de elementos naturales que presentan cierta fractalidad



#### **A.4.4 Aplicaciones prácticas de los fractales**

Una de las propiedades más importantes que definen a la totalidad de los fractales y que tiene una aplicación directa, tanto en la propia Naturaleza como en la industria, es que se generan estructuras cuya dimensión es infinita, pero contenidas en un espacio finito. Se puede decir que es la solución al problema de espacio.

Si nos fijamos en la ramificación de los árboles, por ejemplo, podemos apreciar cómo dentro de un volumen limitado, de naturaleza finita, esta estructura es la que maximiza la captación de radiación solar, así como la máxima área posible de intercambio de  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}_2$  con la atmósfera.

De la misma manera, la mejor manera de garantizar la circulación sanguínea por nuestro cuerpo es adoptando una estructura ramificada, de carácter fractal. De esta manera, se consigue asegurar el riego sanguíneo a todo nuestro cuerpo de manera prácticamente infinita, pero dentro de lo que se considera un volumen finito.

Otra importante ventaja de las estructuras fractales es su capacidad de «amortiguar» o «debilitar» impulsos que podrían lastimar organismos vivos de manera importante. En el caso del ser humano, la fractalidad del sistema sanguíneo permite absorber gran parte de la energía generada durante el bombeo de la sangre desde el corazón. En el caso de la costa, la geometría fractal existente en la frontera entre el medio terrestre y el marítimo permite absorber gran parte de la energía cinética del oleaje, y evitar, así, la destrucción de la línea costera.

A nivel científico y tecnológico la teoría fractal tiene también importantes aplicaciones, por ejemplo, en las antenas de telefonía móvil. Realizando diseños fractales de las mismas se puede conseguir la recepción de un ancho de banda de frecuencias mayor que si no se recurriese a un diseño fractal.

#### **A.4.5 Relación entre la teoría fractal y las escalas turbulentas de Kolmogorov**

Durante el desarrollo del presente anejo, dedicado a la teoría fractal, se ha podido ver cómo, ya sea gracias al desarrollo de algoritmos matemáticos específicos, o bien en la propia Naturaleza, son muchas y diversas las geometrías fractales existentes.

Se ha profundizado especialmente en el conjunto de Mandelbrot, que, si bien no destaca por cumplir de manera precisa todas las propiedades de los objetos fractales, sí que guarda, a modo de ver del doctorando, una clara semejanza con las escalas turbulentas que han sido objeto de investigación en la presente tesis doctoral. En lo relativo a la geometría de dicho conjunto, se ha destacado el hecho de que sucesivas ampliaciones de zonas diversas siempre han reproducido una figura similar. Por mucho que nos adentremos en el conjunto de Mandelbrot, siempre podremos apreciar la misma geometría, hasta llegar a la limitación propia de la simulación computacional que hayamos realizado.

Cuando en el capítulo 2 de la tesis se ha analizado el concepto de las escalas turbulentas de Kolmogorov, ha predominado en todo momento la idea de la teoría fractal. Se parte de las escalas turbulentas de dimensión superior, la denominada «escala integral de la turbulencia» y, a través del proceso disipativo de energía, cada vez podemos ver escalas turbulentas cuya dimensión característica es más reducida, hasta alcanzar, en primer lugar, las microescalas de Taylor, contenidas en el subrango inercial y, finalmente, en el subrango disipativo, las escalas disipativas de Kolmogorov.

Si bien es cierto que dichas escalas no se reproducen infinitamente como sí que sucede con el conjunto de Mandelbrot, y que a medida que la energía se disipa hacia escalas inferiores las escalas turbulentas alcanzan una dimensión mínima, esta es tan reducida que podemos asimilarlo a un proceso de escala que «tiende a cero».

La propiedad de autosimilaridad entre cada una de las partes y el todo relaciona estrechamente la teoría fractal con la Geometría universal observada en cualquier flujo turbulento. Tal y como ya se ha indicado en el capítulo 2, la primera hipótesis de similaridad de Kolmogorov establece que, para cualquier flujo turbulento a números de Reynolds suficientemente elevados, la estadística del movimiento a pequeña escala tiene una geometría universal que depende únicamente del ratio de disipación de energía y de la viscosidad cinemática.

Basándonos en esta propiedad puede establecerse que cualquier flujo turbulento, en sus escalas más reducidas, tiene un comportamiento geométrico asimilable a la teoría fractal de objetos. Además, si bien se ha señalado anteriormente que los objetos naturales, si bien no pueden cumplir todas las propiedades de la teoría fractal, debido a la aleatoriedad que la propia Naturaleza incorpora en su formación, cuanto más reducida es la escala de las turbulencias dentro de la clasificación de Kolmogorov, más tiende a desaparecer esta aleatoriedad y poderse entender cada una de las turbulencias como un elemento universal que forma parte del todo.

## Anejo B: Arquitectura computacional de altas prestaciones

### B.1 Introducción

A lo largo de todo el trabajo de investigación realizado se ha visto cómo los modelos computacionales que se utilizan para tratar la dinámica de los fluidos requieren de una capacidad de cálculo informático muy elevada, mayor cuanto más precisas se deseen realizar las simulaciones, hasta llegar a los modelos basados en los métodos *Direct Numerical Simulation* (D.N.S.), donde el coste computacional hace que estos queden prácticamente limitados a los grandes centros de supercomputación.

Sin llegar a requerir las capacidades de cálculo que permiten los citados centros de supercomputación, los modelos basados en los métodos *Large Eddy Simulation* (L.E.S.) necesitan de una alta capacidad de cálculo, algo que actualmente se consigue gracias a la denominada tecnología *High Performance Computing* (H.P.C.).

Con el objetivo de hacer accesible la tecnología H.P.C. a la industria, cada vez son más los programas que permiten el montaje de «arquitecturas de computación en paralelo». A continuación se explica cuáles son las líneas generales de la arquitectura en paralelo que se ha utilizado por parte del doctorando para resolver las simulaciones computacionales mostradas en la presente tesis.

### B.2 *High Performance Computing* (H.P.C.)

El procesamiento informático de la totalidad de las simulaciones de Dinámica Computacional de Fluidos aquí presentadas se ha podido llevar a cabo gracias a la utilización de una arquitectura de cálculo en paralelo mediante memoria distribuida.

Se ha utilizado un sistema de servidores Dell conectados en paralelo, específicamente diseñados para la realización de un gran número de operaciones matemáticas, en concreto el modelo R620, específico para centros de alta computación (H.P.C.). Los procesadores utilizados también están diseñados para el cálculo matemático de altas prestaciones, en concreto se han dispuesto dos placas Xeon E5, con una velocidad de 2,50 GHz y seis núcleos de doble proceso por cada uno de ellos. De esta manera el número total de núcleos de cálculo ha sido de 24, con un número máximo de procesos que han podido ejecutarse de manera simultánea de 48.

La memoria R.A.M. utilizada en este tipo de simulaciones es básica, no solo porque la capacidad de gestión de la información entre los diferentes núcleos de computación se realiza a través de esta, sino porque la velocidad de gestión de la información y la capacidad de recuperación de errores se establece primordial para evitar que el tráfico de datos colapse el sistema. Es por ello que se han dispuesto 120 Gb de memoria R.A.M. del tipo DDR3, a prueba de errores, con una velocidad de 1 333 MHz.

Cada uno de estos servidores dispone de un sistema operativo Linux Ubuntu para servidores, lo que permite optimizar todos los procesos de cara a reducir el tiempo de procesamiento.

La conexión entre los diferentes servidores se ha realizado a través del programa *lam-mpi*. Indicar en este punto que M.P.I. hace referencia al acrónimo inglés *Message Passing Interface*, genéricamente, un protocolo de comunicación entre procesadores, de código abierto, que permite la transferencia de datos entre los diferentes núcleos del sistema de servidores conectados en paralelo para realizar el cálculo de manera simultánea de una misma operación.

Para completar el montaje de los servidores en paralelo ha sido necesario recurrir al programa *ssh-server*, que permite la conexión entre los diferentes servidores. La posibilidad de compartir archivos entre los mismos se ha implementado gracias a la utilización del programa *sshfs*.

Este montaje de arquitectura en paralelo de altas prestaciones no ha sido tan necesario para realizar las simulaciones en  $R^2$  basadas en los métodos L.E.S. como para llevar a cabo las simulaciones basadas en los métodos D.N.S., donde el tiempo de procesamiento de datos se ha convertido en un aspecto crítico. Debe tenerse en cuenta que, gracias a esta arquitectura, el tiempo de procesamiento para cada una de las simulaciones D.N.S. ha sido de 360 horas aproximadamente. Este dato, teniendo en cuenta que únicamente se han simulado los primeros 20 segundos, permite observar el coste computacional de este tipo de modelos.

Las simulaciones L.E.S. en  $R^2$  se han podido simular en un tiempo mínimo de 24 horas para las mallas más refinadas.