

Universidad de Oviedo

Departamento de Energía

**INFLUENCIA DE LA DISPOSICIÓN
ENTRE HACES FIJOS Y MÓVILES EN
LA GENERACIÓN DE RUIDO TONAL
EN SOPLANTES AXIALES**

Mónica Galdo Vega



RESUMEN DEL CONTENIDO DE TESIS DOCTORAL

1.- Título de la Tesis	
Español/Otro Idioma: INFLUENCIA DE LA DISPOSICIÓN ENTRE HACES FIJOS Y MÓVILES EN LA GENERACIÓN DE RUIDO TONAL EN SOPLANTES AXIALES	Inglés: EFFECT OF ROTOR-STATOR CONFIGURATION IN THE GENERATION OF TONAL NOISE IN SINGLE STAGE AXIAL FAN
2.- Autor	
Nombre: MONICA GALDO VEGA	
Programa de Doctorado: Fluídos, turbomáquinas y potencia fluída (Interuniversitario)	
Órgano responsable: ENERGIA	

RESUMEN (en español)

En la presente tesis doctoral se realiza el estudio de los fenómenos asociados con la interacción producida entre los haces fijos y móviles en soplantes axiales y, más concretamente, de los relacionados con la generación de estelas. La disposición de las partes fijas y móviles en la etapa de una soplante axial condiciona las estructuras del flujo generados en su interior y, por consiguiente, el comportamiento global de la máquina. Además, se lleva a cabo un estudio de las fuentes de ruido vortical a partir del análisis del desarrollo de vórtices en el seno del fluido.

Para obtener una descripción completa del flujo en el interior de la máquina se construyó un banco de ensayos que permitía realizar medidas utilizando anemometría térmica de hilo caliente. Se realizaron una serie de medidas experimentales con el objetivo de estudiar tanto las no estacionaridades presentes en el flujo como las estructuras vorticales. Con toda la información recogida durante las medidas experimentales se identificaron los fenómenos que se producen en el flujo, tales como el transporte de estelas y la mezcla viscosa.

Paralelamente se construyó un modelo numérico que permitiera calcular el flujo en el interior de la soplante. Para simular el movimiento de los vórtices provenientes de las estelas, fenómeno que se produce principalmente a caudales fuera de diseño, se utilizó un esquema LES. A partir de la comparación entre los resultados numéricos y experimentales, se concluye que el modelo numérico reproduce fielmente los fenómenos no estacionarios que se producen en el interior de la máquina. También se comprobó la capacidad del esquema LES para resolver las principales estructuras turbulentas presentes en el flujo, tanto a caudal nominal como a caudales fuera del mismo.

En la segunda parte de la tesis se identifican las fuentes de sonido de vórtice en este tipo de turbomáquinas. A partir de la evolución temporal de los vórtices en las capas de cortadura se obtiene la distribución de la vorticidad tanto en la zona de los álabes como en el centro del canal. Posteriormente, la analogía aeroacústica de Powell utiliza esas distribuciones para identificar las fuentes de sonido en el interior del ventilador. Los resultados experimentales y los numéricos se procesaron para calcular las escalas de vorticidad presentes en el flujo y así predecir el comportamiento acústico de la máquina. El estudio comparativo de dos configuraciones, tanto rotor-estátor como estátor-rotor, permitió analizar la influencia que tienen tanto la mezcla de estelas como la nucleación de puntos turbulentos en la distribución del término fuente de Powell. Además, queda establecida la relación entre el tipo de configuración de la máquina y la generación de ruido vortical, incluyendo tanto el impacto que se produce en su comportamiento global como en la contribución de los mecanismos de interacción.



RESUMEN (en Inglés)

In the present thesis the phenomena related to the rotor-stator interaction in a single stage axial fan are analyzed. In particular the effect of complementary rotor-stator (RS) and stator-rotor (SR) configurations has been addressed in terms of wake mixing and generation of vortical structures. In addition, the vortex generation by the flow is analyzed to study the vortical noise sources.

An experimental facility was developed to obtain a physical description of the flow inside the machine by means of hot-wire anemometry measurements. A complete experimental database of the time-resolved and the turbulent scales of the flow are available to study the unsteadiness and vortical structures of the flow. Wake transport and viscous mixing are identified in different measuring sections within the stage, and primary flow structures are also recovered.

A LES simulation is introduced to resolve the largest scales of the vortical motion within the wakes, related to vortex shedding, especially at off-design conditions. From comparison of experimental and numerical results it can be concluded that the numerical model is able to reproduce accurately the unsteady phenomena that occur inside the machine, thus predicting the main turbulent structures and also showing the potentiality of LES techniques to resolve with high fidelity the main turbulent structures, especially at off-design flow rates.

This second part is devoted to the identification of vortex sound sources in low-speed turbomachinery. As a starting point, the time-resolved evolution of the vortical motions associated to the wake shear layers is employed to obtain vorticity distributions in both blade-to-blade and traverse locations throughout the axial fan stage. Following, the Powell analogy for generation of vortex sound is revisited to obtain the noise sources in the nearfield region of the fan. Both numerical and experimental databases presented previously are now post-processed to achieve a deep understanding of the aeroacoustic behavior of the vortical scales present in the flow.

The comparison of the rotor-stator and the stator-rotor configurations provides the influence of the wake mixing and the nucleation of turbulent spots in the distribution of the Powell source terms. Moreover, the relation between the turbomachine configuration and the generation of vortex sound has been established, including the impact of the operating conditions and the contribution of the interaction mechanisms.

<< Los hechos son cosas obstinadas;
y cualesquiera que sean nuestros deseos,
nuestras inclinaciones,
o los dictados de nuestras pasiones,
estos no pueden alterar el estado
de los hechos y de la evidencia. >>

John Adams

Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento a todos los profesores del Área de Mecánica de Fluidos por el apoyo y el ánimo expresado hacia mi persona en estos últimos años. Sin ellos hubiera sido imposible llevar a buen término este trabajo. En especial quiero reconocer la ayuda y el conocimiento prestado por mi director de tesis, Carlos Santolaria.

También me gustaría citar a mis compañeros Israel Guerras Colon, José Luis Rio y María Lastra, por su colaboración y su disponibilidad para ayudarme en la realización de los ensayos tanto experimentales como numéricos.

Tengo también que agradecer a toda mi familia. Los logros que he obtenido no hubieran sido posibles sin mis padres, José Ramón y Dulce María, ellos me han querido y apoyado incondicionalmente en todos los viajes en los que me he embarcado. A mi marido, Cristian por su infinita paciencia en esos periodos de ausencia continua, soportando estoicamente mis continuas frustraciones. Por último, a Alejandro por todo el tiempo perdido sin poder estar con él mientras estaba trabajando. A todos ellos les mando mi más cariñoso agradecimiento y les dedico esta tesis.

Mónica Galdo Vega

Resumen

En la presente tesis doctoral se realiza el estudio de los fenómenos asociados con la interacción producida entre los haces fijos y móviles en soplantes axiales y, más concretamente, de los relacionados con la generación de estelas. La disposición de las partes fijas y móviles en la etapa de una soplante axial condiciona las estructuras del flujo generados en su interior y, por consiguiente, el comportamiento global de la máquina. Además, se lleva a cabo un estudio de las fuentes de ruido vortical a partir del análisis del desarrollo de vórtices en el seno del fluido.

Para obtener una descripción completa del flujo en el interior de la máquina se construyó un banco de ensayos que permitía realizar medidas utilizando anemometría térmica de hilo caliente. Se realizaron una serie de medidas experimentales con el objetivo de estudiar tanto las no estacionaridades presentes en el flujo como las estructuras vorticales. Con toda la información recogida durante las medidas experimentales se identificaron los fenómenos que se producen en el flujo, tales como el transporte de estelas y la mezcla viscosa.

Paralelamente se construyó un modelo numérico que permitiera calcular el flujo en el interior de la soplante. Para simular el movimiento de los vórtices provenientes de las estelas, fenómeno que se produce principalmente a caudales fuera de diseño, se utilizó un esquema LES. A partir de la comparación entre los resultados numéricos y experimentales, se concluye que el modelo numérico reproduce fielmente los fenómenos no estacionarios que se producen en el interior de la máquina. También se comprobó la capacidad del esquema LES para resolver las principales estructuras turbulentas presentes en el flujo, tanto a caudal nominal como a caudales fuera del mismo.

En la segunda parte de la tesis se identifican las fuentes de sonido de vórtice en este tipo de turbomáquinas. A partir de la evolución temporal de los vórtices en las capas de cortadura se obtiene la distribución de la vorticidad tanto en la zona de los álabes como en el centro del canal. Posteriormente, la analogía aeroacústica de Powell utiliza esas distribuciones para identificar las fuentes de sonido en el interior del ventilador. Los resultados experimentales y los numéricos se procesaron para calcular las escalas de vorticidad presentes en el flujo y así predecir el comportamiento acústico de la máquina.

El estudio comparativo de dos configuraciones, tanto rotor-stator como stator-rotor, permitió analizar la influencia que tienen tanto la mezcla de estelas como la nucleación de puntos turbulentos en la distribución del término fuente de Powell. Además, queda establecida la relación entre el tipo de configuración de la máquina y la generación de ruido vortical, incluyendo tanto el impacto que se produce en su comportamiento global como en la contribución de los mecanismos de interacción.

Abstract

In the present thesis the phenomena related to the rotor-stator interaction in a single stage axial fan are analyzed. In particular the effect of complementary rotor-stator (RS) and stator-rotor (SR) configurations has been addressed in terms of wake mixing and generation of vortical structures. In addition, the vortex generation by the flow is analyzed to study the vortical noise sources.

An experimental facility was developed to obtain a physical description of the flow inside the machine by means of hot-wire anemometry measurements. A complete experimental database of the time-resolved and the turbulent scales of the flow are available to study the unsteadiness and vortical structures of the flow. Wake transport and viscous mixing are identified in different measuring sections within the stage, and primary flow structures are also recovered.

A LES simulation is introduced to resolve the largest scales of the vortical motion within the wakes, related to vortex shedding, especially at off-design conditions. From comparison of experimental and numerical results it can be concluded that the numerical model is able to reproduce accurately the unsteady phenomena that occur inside the machine, thus predicting the main turbulent structures and also showing the potentiality of LES techniques to resolve with high fidelity the main turbulent structures, especially at off-design flow rates.

This second part is devoted to the identification of vortex sound sources in low-speed turbomachinery. As a starting point, the time-resolved evolution of the vortical motions associated to the wake shear layers is employed to obtain vorticity distributions in both blade-to-blade and traverse locations throughout the axial fan stage. Following, the Powell analogy for generation of vortex sound is revisited to obtain the noise sources in the nearfield region of the fan. Both numerical and experimental databases presented previously are now post-processed to achieve a deep understanding of the aeroacoustic behavior of the vortical scales present in the flow.

The comparison of the rotor-stator and the stator-rotor configurations provides the influence of the wake mixing and the nucleation of turbulent spots in the distribution of the Powell source terms. Moreover, the relation between the turbomachine configuration and the generation of vortex sound has been established, including the impact of the operating conditions and the contribution of the interaction mechanisms.

Índice

Agradecimientos	I
Resumen	III
Abstract	V
Índice	VII
Índice de figuras	XI
Índice de tablas	XVII
Nomenclatura	XIX
Capítulo 1: Introducción	1
1.1 Objetivos	3
1.2 Metodología.....	4
1.3 Estructura de la memoria.....	5
Capítulo 2: Fundamentos y antecedentes	7
2.1 Introducción.....	7
2.2 Fundamentos sobre turbomáquinas axiales.....	9
2.2.1 Descripción básica de una turbomáquina axial.....	9
2.2.2 Ecuación de Euler de las turbomáquinas	11
2.2.3 Curvas características teóricas y reales.....	13
2.3 Características del flujo en turbomáquinas axiales.....	15
2.3.1 El álabe aislado.....	15
2.3.2 Flujo en cascada.....	18
2.3.3 Teoría tridimensional	23
2.4 Fenómenos no estacionarios	26
2.5 Estudio de la interacción rotor-stator	27
2.6 Ruido en turbomáquinas.....	28
2.6.1 Teoría aeroacústica clásica.....	29
2.6.2 Analogía aeroacústica de Lighthill.....	35
2.6.3 Analogías de Powell y Howe	38
2.7 Estado del arte.....	47
2.8 Líneas de investigación de la Universidad de Oviedo.....	50
Capítulo 3: Metodología experimental	53
3.1 Introducción.....	53
3.2 Instalación experimental.....	53

3.2.1 Diseño de la etapa de la soplante axial.....	53
3.2.2 Montaje del ventilador.....	55
3.2.3 Acoplamiento de la soplante al banco de ensayos.....	56
3.3 Metodología empleada e instrumentación del banco de ensayos.....	57
3.3.1 Curvas características del ventilador.....	57
3.3.2 Caracterización del campo de flujo.....	58

Capítulo 4: Metodología numérica..... 75

4.1 Introducción.....	75
4.2 Medios informáticos.....	77
4.3 Modelización geométrica en 2D.....	78
4.3.1 Generación de la geometría.....	78
4.3.2 Generación del mallado.....	78
4.4 Parámetros de resolución del modelo 2D.....	80
4.4.1 Definición de los modelos físico-matemáticos.....	80
4.4.2 Condiciones de contorno.....	81
4.4.3 Modelo no estacionario.....	81
4.4.4 Convergencia y tiempo de solución.....	81
4.5 Modelización geométrica en 3D.....	82
4.5.1 Generación de la geometría.....	82
4.5.2 Generación del mallado.....	82
4.6 Simulación del modelo en 3D.....	83
4.6.1 Definición de los modelos físico-matemáticos y condiciones de contorno.....	83
4.6.2 Modelos de turbulencia.....	83
4.6.3 Modelo no estacionario, convergencia y tiempo de resolución.....	85
4.7 Modelización geométrica en 2.5D.....	86
4.7.1 Generación de la geometría.....	86
4.7.2 Generación del mallado.....	86
4.8 Simulación del modelo en 2.5D.....	87
4.8.1 Condiciones de contorno y modelo no estacionario.....	87
4.8.2 Convergencia y tiempo de resolución.....	88

Capítulo 5: Caracterización aerodinámica de la soplante..... 89

5.1 Obtención de la curva característica.....	89
5.2 Resultados por anemometría térmica de hilo caliente.....	90
5.2.1 Posiciones de medida.....	91
5.2.2 Procesado de las medidas experimentales.....	92
5.2.3 Distribución del flujo medio en el interior de la soplante.....	94
5.2.4 Estructura del flujo en la entrada del ventilador.....	96
5.2.5 Estructura del flujo a la salida del rodete.....	98
5.2.6 Estructura del flujo a la salida de la etapa de la soplante.....	102
5.3 Resultados del modelo numérico 3D.....	111

5.3.1 Comparación de los resultados numéricos y experimentales a la salida del rodete.	112
5.3.2 Comparación de los resultados numéricos y experimentales a la salida de la soplante.....	117
5.4 Resultados del modelo 2.5D.....	121
5.4.1 Comparación de los resultados experimentales con los resultados numéricos para la disposición rotor-stator.	121
5.4.2 Campos no estacionarios de velocidades para la disposición rotor-stator.....	124
5.4.3 Estructura del flujo a la salida de la soplante para la disposición rotor-stator.....	131
5.4.4 Campos no estacionarios de velocidades para la disposición stator-rotor.....	136
5.4.5 Estructura del flujo a la salida de la soplante para la disposición stator-rotor.....	143
Capítulo 6: Caracterización aeroacústica del ventilador.....	149
6.1 Influencia de la vorticidad en el caso experimental.....	149
6.2 El término fuente de Powell para el caso experimental.....	151
6.3 Contribución a la producción de ruido para el caso experimental.....	155
6.4 El término fuente de Powell para el modelo 2.5D.....	156
Capítulo 7: Conclusiones y Trabajos Futuros	159
7.1 Conclusiones	159
7.2 Trabajos futuros.....	162
Referencias Bibliográficas.....	163
Anexo I: Publicaciones	170
I.1 Introducción.....	170
I.2 XXI Symposium on “Measuring Techniques in Turbomachinery	171
I.3 Proceedings of the ASME 2012 Fluids Engineering Summer Meeting.....	186
I.4 Proceedings of the ASME 2012 Fluids Engineering Summer Meeting.....	196

Índice de figuras

Figura 2-1: Clasificación geométrica de las turbomáquinas.....	8
Figura 2-2: Curvas características de ventiladores.....	8
Figura 2-3: Rango de operación y rendimiento de turbomáquinas.....	9
Figura 2-4: Diversos tipos de turbomáquinas axiales.....	10
Figura 2-5: Perfil de un alabe de una turbomáquina.....	10
Figura 2-6: Disposiciones del stator en una máquina axial.....	11
Figura 2-7: Esquema del volumen de control en una turbomáquina.....	12
Figura 2-8: Triángulos de velocidad a la entrada y a la salida de una máquina axial.....	13
Figura 2-9: Curvas características real y teórica.....	15
Figura 2-10: Parámetros de un perfil.....	16
Figura 2-11: Flujo alrededor de un perfil aerodinámico.....	16
Figura 2-12: Evolución de los coeficientes de sustentación y arrastre con el ángulo de ataque.....	17
Figura 2-13: Flujo viscoso alrededor de un perfil aerodinámico.....	18
Figura 2-14: Desarrollo de una cascada de álabes.....	19
Figura 2-15: Parámetros de diseño en perfiles aerodinámicos.....	19
Figura 2-16: Triángulos de velocidad en perfiles aerodinámicos.....	20
Figura 2-17: Triángulos de velocidad en una etapa de una turbomáquina axial.....	22
Figura 2-18: Elemento diferencial de volumen.....	23
Figura 2-19 : Esquema de un vórtice cerca de una superficie.....	39
Figura 3-1 : Geometría final de los álabes y las directrices.....	54
Figura 3-2: Álabes y directrices fabricados a partir de los planos.....	55
Figura 3-3: Fabricación de la carcasa.....	56
Figura 3-4: Montaje del rotor y el stator en la carcasa.....	56
Figura 3-5: Banco de ensayos.....	57
Figura 3-6: Detalles del banco de ensayos en el laboratorio.....	57
Figura 3-7: Esquema de anemómetro CTA a temperatura constante.....	60
Figura 3-8: Balance de energía en un elemento diferencial de hilo.....	61
Figura3-9: Ley de King para una sonda doble.....	63
Figura 3-10: Banco de soldadura para los hilos de las sondas.....	64
Figura 3-11: Conexión de la sonda al anemómetro.....	65
Figura 3-12: Banco de calibración y medida.....	65
Figura 3-13: Gráfica de calibración de una sonda de dos hilos.....	66
Figura 3-14: Cabeza de una sonda en X de 120°	67
Figura 3-15: Cabezas de las sonda en Z y V de 120°	67
Figura 3-16: Distribución angular del voltaje de cada hilo para las sondas en X, en Z y en V de 120°	68
Figura 3-17: Interface del programa de calibración de los transductores de presión.....	69

Figura 3-18: Interfaces de los programas de calibración de hilo caliente.....	69
Figura 3-19: Sonda posicionada para la realización de los ensayos.....	70
Figura 3-20: Cadena de medida de la sonda de hilo caliente.....	70
Figura 3-21: Parámetros de promediado de medidas.....	73
Figura 3-22: Análisis de los métodos de promediado estadístico.....	73
Figura 3-23: Concordancia entre los niveles de turbulencia y el promediado por canal.....	74
Figura 4-1: Secciones transversal modelizadas en <i>Gambit</i> [®]	78
Figura 4-2: Mallado correspondiente a la sección intermedia del álabe.....	79
Figura 4-3: Velocidad frente al número de celdas.....	79
Figura 4-4: Presión total frente al número de celdas.....	80
Figura 4-5: Mallado de la máquina.....	83
Figura 4-6: Geometría 2.5D de la etapa de la soplante.....	87
Figura 4-7: Mallado de la geometría 2.5D de la etapa de la soplante.....	87
Figura 5-1: Banco de ensayos para la obtención de la curva característica.....	90
Figura 5-2: Curva característica de la máquina.....	90
Figura 5-3: Esquema del ventilador y puntos de medida.....	91
Figura 5-4: Sector de medidas y discretización espacial.....	91
Figura 5-5: Ejemplo de promediado muestral.....	93
Figura 5-6: Flujo meridional antes del rotor.....	94
Figura 5-7: Turbulencia del flujo meridional antes del rotor.....	95
Figura 5-8: Flujo meridional detrás del rotor.....	95
Figura 5-9: Flujo meridional detrás del stator.....	96
Figura 5-10: Componente axial de la velocidad en el marco relativo a la entrada del rotor para un sector periódico con el paso de álabe.....	97
Figura 5-11: Componente tangencial de la velocidad en el marco relativo a la entrada del rotor para un sector periódico con el paso de álabe.....	97
Figura 5-12: Componente axial y tangencial de la velocidad en el marco relativo a la salida del rotor para un sector periódico con el paso de álabe.....	99
Figura 5-13: Turbulencia después del rotor.....	100
Figura 5-14: Turbulencia después del rotor con cambio de escala.....	100
Figura 5-15: Energía cinética turbulenta después del rotor.....	101
Figura 5-16: Vorticidad según el eje r detrás del rotor.....	101
Figura 5-17: Helicidad detrás del rotor.....	102
Figura 5-18: Componente axial y tangencial de la velocidad en el marco absoluto a la salida de la máquina para un canal del stator.....	104
Figura 5-19: Distribución temporal de la velocidad axial para una sección media.....	105
Figura 5-20: Distribución temporal de la velocidad tangencial para una sección media.....	106
Figura 5-21: Distribución temporal de la fluctuación de la velocidad axial para una sección media.....	107

Figura 5-22: Distribución temporal de la fluctuación de la velocidad tangencial para una sección media.....	108
Figura 5-23: Corte de las estelas del rotor debido a su paso por el stator.....	109
Figura 5-24: Vorticidad radial detrás del stator.....	110
Figura 5-25: Niveles de intensidad turbulenta detrás del stator.....	111
Figura 5-26: Energía cinética turbulenta detrás del stator.....	111
Figura 5-27: Comparación entre los resultados numéricos y los experimentales de los valores de velocidad axial media y de velocidad tangencial media detrás del rotor.....	112
Figura 5-28: Comparación entre los resultados numéricos de los valores de velocidad radial media detrás del rotor.....	113
Figura 5-29: Comparación de los valores de velocidad axial en un sector detrás del rotor entre los resultados numéricos y los experimentales.....	114
Figura 5-30: Comparación de los valores de vorticidad radial en un sector detrás del rotor entre los resultados numéricos y los experimentales.....	114
Figura 5-31: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial al 75% del Span detrás del rotor.....	115
Figura 5-32: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad tangencial al 75% del Span detrás del rotor.....	116
Figura 5-33: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de energía cinética turbulenta al 75% del Span detrás del rotor.....	116
Figura 5-34: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial al 75% del Span en un punto en el centro del canal detrás del stator.....	117
Figura 5-35: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad tangencial al 75% del Span en un punto en el centro del canal detrás del stator.....	118
Figura 5-36: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de energía cinética turbulenta al 75% del Span en un punto en el centro del canal detrás del stator.....	119
Figura 5-37: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial al 75% del Span en un punto de la estela del stator.....	120
Figura 5-38: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad tangencial al 75% del Span en un punto de la estela del stator.....	120
Figura 5-39: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de energía cinética turbulenta al 75% del Span en un punto de la estela del stator.....	121
Figura 5-40: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial y de viscosidad turbulenta al 75% del Span detrás del rotor para caudal nominal.....	122
Figura 5-41: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial y viscosidad turbulenta al 75% del Span libre de influencias de estelas detrás del stator para caudal nominal.....	123
Figura 5-42: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial y viscosidad turbulenta al 75% del Span en un punto de la estela del stator para caudal nominal.....	124
Figura 5-43: Mapa de velocidad axial y tangencial para caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.....	125
Figura 5-44: Mapa de velocidad axial y tangencial al 85 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.....	126

Figura 5-45: Mapa de velocidad axial y tangencial al 70 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.	127
Figura 5-46: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta para caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.	128
Figura 5-47: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta al 85 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.	129
Figura 5-48: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta al 70 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.	130
Figura 5-49: Mapa de estelas de velocidad axial en el modelo LES para la disposición rotor-stator.	132
Figura 5-50: Mapa de estelas de velocidad tangencial en el modelo LES para la disposición rotor-stator.	133
Figura 5-51: Mapa de estelas de fluctuaciones de velocidad axial en el modelo LES para la disposición rotor-stator.	134
Figura 5-52: Mapa de estelas de fluctuaciones de velocidad tangencial en el modelo LES para la disposición rotor-stator.	135
Figura 5-53: Mapa de velocidad axial y tangencial para caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	137
Figura 5-54: Mapa de velocidad axial y tangencial al 85 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	138
Figura 5-55: Mapa de velocidad axial y tangencial al 70 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	139
Figura 5-56: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta para caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	140
Figura 5-57: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta al 85 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	141
Figura 5-58: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta al 70 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	142
Figura 5-59: Mapa de estelas de velocidad axial en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	144
Figura 5-60: Mapa de estelas de velocidad tangencial en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	145
Figura 5-61: Mapa de estelas de fluctuaciones de velocidad axial en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	146
Figura 5-62: Mapa de estelas de fluctuaciones de velocidad tangencial en el modelo LES para la disposición stator-rotor.	147
Figura 6-1: Vector de Lamb detrás del rotor.	150
Figura 6-2: Vector de Lamb detrás del stator.	151
Figura 6-3: Distribución del término fuente de Powell detrás del rotor.	152
Figura 6-4: Distribución de la componente tangencial del término fuente de Powell detrás del rotor.	152
Figura 6-5: Distribución de la componente tangencial del término fuente de Powell detrás del stator.	152
Figura 6-6: Componente radial del término fuente de Powell.	153
Figura 6-7: Componente tangencial del término fuente de Powell.	154

Figura 6-8: SPW detrás del stator.156

Figura 6-9: Componente tangencial del término fuente de Powell en el modelo LES para la disposición stator-rotor.157

Figura 6-10: Componente tangencial del término fuente de Powell en el modelo LES para la disposición rotor-stator.....158

Índice de tablas

Tabla 3-1: Parámetros geométricos de las coronas de la etapa.	54
Tabla 4-1: Parámetros geométricos de la sección media del álabe.	86

Nomenclatura

Símbolos

\vec{a}	Aceleración, [m/s ²].
A	Área, [m ²].
Ac_f	Coefficiente de calibración angular del hilo caliente, [m/s].
B	Número de álabes. Envergadura de un perfil, [m]. Entalpía Total [kg m ² /s ²]
C	Cuerda de un perfil, [m]. Calor específico, [m ² /(s ² K)].
c	Velocidad del sonido isentrópica, [m/s].
c_0	Velocidad del sonido, [m/s].
c_p	Calor específico a presión constante, [m ² /(s ² K)].
C_u	Coefficiente de calibración angular del hilo caliente, [-].
c_δ	Calor específico a volumen constante, [m ² /(s ² K)].
C_D	Coefficiente de arrastre, [-].
C_f	Coefficiente de fricción, [-].
C_L	Coefficiente de sustentación, [-].
d	Diámetro, [m]
D	Diámetro, [m].
D_h	Diámetro hidráulico, [m].
e	Energía por unidad de masa, [m ² /s ²], error.
E	Energía, [J].
Eu	Número de Euler, [-].
F, \vec{F}	Fuerza, [N].
F_L	Fuerza de sustentación, [N].
F_D	Fuerza de arrastre, [N].
g, \vec{g}	Aceleración gravitatoria, [m/s ²].
h	Entalpía por unidad de masa, [m ² /s ²]. Altura, [m].
H	Altura [m]. Entalpía, [kg m ² /s ²].
i	Ángulo de incidencia.
\vec{i}	Vector unitario en la dirección x .
I	Momento de inercia, [m ⁴].
\vec{j}	Vector unitario en la dirección y .
K	Coefficiente de pérdidas, [m ⁻⁵ s ⁻²]. Coeficiente de conductividad térmica, [W/(m K)].
\vec{k}	Vector unitario en la dirección z .
K	Módulo de compresibilidad, [(kg s ²)/m].
Kn	Número de Knudsen, [-].
ℓ	Escala de longitud integral [mm].
L	Longitud, [m].
L_c	Longitud característica, [m].
m	Masa, [kg].
\dot{m}	Caudal másico, [kg/s].
M	Número de Mach, número de canales en la medida.
\vec{M}	Momento, [N m].
\hat{n}	Vector unitario en la dirección perpendicular a una línea de corriente.
n_s	Velocidad específica, [-].
\vec{n}	Vector normal a la superficie.
\vec{n}_r	Vector normal a la superficie en la dirección radial.
p	Presión, [Pa].
\bar{p}	Presión normal media, [Pa].

Nomenclatura

P	Peso, [N]; perímetro, [m].
q	Caudal por unidad de ancho, [m ² /s].
\bar{q}	Vector flujo de calor por unidad de área, [W/m ²].
q_s	Calor intercambiado por un sistema por unidad de masa, [m ² /s ²].
Q	Caudal, [m ³ /s].
Q_s	Calor intercambiado por un sistema [J].
\dot{Q}	Potencia calorífica, [W].
r	Radio, [m].
\vec{r}	Vector desplazamiento, [m].
R	Constante del gas ideal, [m ² /(s ² K)]. Radio, [m].
Re	Número de Reynolds, [-].
s	Entropía por unidad de masa, [m ² /s ²].
\hat{s}	Vector unitario en la dirección de una línea de corriente.
St	Número de Strouhal, [-].
t	Tiempo, [s].
T	Temperatura [K] (o bien [°C]). Periodo, [s]. Energía cinética [J].
T_{ij}	Tensor de tensiones de Lighthill.
u	Componente de la velocidad en la dirección x , [m/s].
u'	Componente turbulenta de la velocidad, [m/s].
u_r, u_θ, u_z	Vectores unitarios en coordenadas cilíndricas.
\hat{u}	Energía interna específica, [m ² /s ²].
U	Velocidad de arrastre [m/s], Componente fluctuante de la velocidad [m/s].
\tilde{U}	Componente no estacionaria de la velocidad, [m/s].
\bar{U}	Velocidad media de flujo, [m/s].
v	Componente de la velocidad en la dirección y , [m/s]. Velocidad, [m/s].
\vec{v}	Vector velocidad, [m/s].
v_m	Velocidad media, [m/s].
V	Velocidad absoluta, [m/s].
W_z	Componente de la velocidad en la dirección z , [m/s].
W	Velocidad relativa, [m/s]. Trabajo, [J]. Trabajo por unidad de masa, [m ² /s ²].
\dot{W}	Potencia, [W].
x	Coordenada cartesiana.
\vec{x}	Vector de posición, [m].
z	Coordenada cartesiana. Cota geométrica [m].

Símbolos griegos

α	Aceleración angular, [m ⁻²]. Ángulo de ataque [°]. Ángulo del flujo absoluto, [°].
β	Ángulo del flujo relativo, [°]. Relación de diámetros, [-].
δ	Espesor de la capa límite, [m]. Ángulo de deflexión en una onda de choque [°].
δ^*	Espesor de desplazamiento de la capa límite, [m].
Δ	Filtro LES, [mm].
$\bar{\bar{\epsilon}}$	Tensor de velocidades de deformación, [m ² /s].
ϕ	Cifra de caudal, [-]. Magnitud extensiva por unidad de volumen.
Φ	Función de disipación viscosa de Rayleigh, [-].
γ	Cociente de calores específicos, [-].
η	Rendimiento, [%].
φ	Angulo, [°].
ϑ	Volumen, [m ³].
ϑ_s	Volumen específico, [m ³ /kg].

κ	Viscosidad volumétrica, [kg/(m s)].
μ	Viscosidad (dinámica), [kg/(m s)].
μ_T	Viscosidad turbulenta [kg/(m s)].
ν	Viscosidad cinemática, [m ² /s].
θ	Espesor de cantidad de movimiento de la capa límite, [m].
Θ	Magnitud elemental de temperatura, [K].
ρ	Densidad, [kg/m ³].
σ	Tensión superficial, [kg/s ²]. Coeficiente de Thoma, [-].
$\bar{\sigma}$	Tensor de tensiones, [Pa].
$\bar{\tau}$	Tensor de tensiones viscosas, [Pa].
τ_w	Tensión cortante en la pared, [Pa].
$\omega, \bar{\omega}$	Vorticidad, [s ⁻¹].
Ω	Velocidad angular, [rad/s].
ξ	Coeficiente de pérdidas singulares, [-].
ψ	Cifra de presión, [-].
ζ	Cifra de potencia, [-].
Σ	Superficies, [m ²].

Operadores matemáticos

\propto	Proporcional.
\int	Operador integral.
∇	Operador gradiente.
δ	Operador delta de Dirac.
D	Operador derivada material.
$\nabla \cdot$	Operador divergencia.
∂	Operador derivada parcial.
Δ	Variación de una variable. Operador Laplaciana.
$\nabla \wedge$	Operador rotacional.
Σ	Sumatorio.

Subíndices

<i>atm</i>	Atmosférica.
<i>axi</i>	Axial.
<i>e</i>	Eléctrica.
<i>ext</i>	Exterior.
<i>E</i>	Eje.
<i>func</i>	Funcionamiento.
<i>h</i>	Hidráulica.
<i>i</i>	Componente i-ésima.
<i>imp</i>	Impulsión.
<i>int</i>	Interior.
<i>I</i>	Inercia.
<i>j</i>	Componente j-ésima.
<i>lam</i>	Laminar.
<i>LC</i>	Línea de corriente.
<i>m</i>	Modelo. Mecánico. Componente meridiana.
<i>max</i>	Máximo.
<i>min</i>	Mínimo.

Nomenclatura

<i>M</i>	Motor.
<i>n</i>	Dirección normal.
<i>o</i>	Sección de orificio. Punto de diseño.
<i>p</i>	Prototipo. Sección de punta.
<i>P</i>	Presión.
<i>r</i>	Relativo. Dirección radial.
<i>reg</i>	Regulación.
<i>R</i>	Resultante.
<i>S</i>	Superficie. Sistema. Salida.
<i>SC</i>	Superficie de control.
<i>t</i>	Total. Dirección tangencial.
<i>th</i>	Teórica. Tangencial.
<i>tot</i>	Total.
<i>tr</i>	Transición.
<i>turb</i>	Turbulento.
<i>u</i>	Componente tangencial.
<i>v</i>	Volumétrica.
<i>V</i>	Esfuerzos viscosos.
<i>VC</i>	Volumen de control.
<i>x</i>	Coordenada cartesiana.
<i>y</i>	Coordenada cartesiana.
<i>z</i>	Coordenada cartesiana.
0	Total o de estancamiento.
1	Entrada de volumen de control.
2	Salida de volumen de control.
∞	Condiciones del flujo aguas arriba. Condiciones de longitud infinita.

Superíndices

*	Valor normalizado.
+	Mayor.
-	Menor.

Acrónimos

AMG	Multigrid algebraico
BPF	Frecuencia de paso de álabe
CAA	Computational Aeroacoustics
CFD	Computational Fluid Dynamics
CTA	Anemómetro de temperatura constante
D	plano despues del stator
dB	decibelios
DES	Detached Eddy Simulation
DHW	Dual Hot Wire
DNS	Direct Numerical Simulation
FAS	Full Aproximation Storage
FFT	Fast Fourier Transform
LDA	Laser-Doppler Anemometry

CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN

El ruido siempre ha estado asociado al funcionamiento de cualquier máquina. En el caso particular de las turbomáquinas, el estudio del ruido que generan empieza a tener importancia con el desarrollo de la aviación comercial, momento en el que comienzan a buscarse soluciones para reducir el ruido producido por los motores de los aviones de pasajeros. Posteriormente, cuando la tecnología aeroespacial estuvo lo suficientemente desarrollada, los estudios pasaron a centrarse en la reducción del ruido aerodinámico, es decir del generado por interacción con un campo de flujo. En este momento la aeroacústica empieza a tener mayor relevancia.

Como rama de la Acústica, la teoría que estudia el sonido generado aerodinámicamente, conocida como aeroacústica, es relativamente nueva. Empezó a desarrollarse en los años 50 del siglo XX, estando íntimamente ligada a la industria aeronáutica. El desarrollo de los turborreactores supuso un importante incremento de la contaminación acústica ambiental. La descarga del chorro era en un principio la mayor fuente de ruido aerodinámico, pero cuando esta fuente se redujo, se observó que los álabes móviles del ventilador pasaban a ser el principal componente de generación aerodinámica de emisiones sonoras.

Además de su aplicación a la industria aeronáutica, la aeroacústica es vital a la hora de analizar el ruido producido por infinidad de máquinas, tanto en el ámbito industrial como en el doméstico: mini ventiladores de enfriamiento para ordenadores, dispositivos de aire acondicionado, extractores de humo, aerogeneradores, fumigación agrícola, ventilación en túneles, etc. Es frecuente que los ventiladores no estén diseñados de un modo óptimo en cuanto a prestaciones acústicas, por lo que dan lugar a la aparición de frecuentes problemas de ruido y vibraciones. Sin embargo, en la mayoría de los casos la teoría acústica solo se ha empleado como herramienta de análisis dimensional, y no para profundizar en el conocimiento de los mecanismos de generación de ruido, debido a la dificultad y alto coste que conlleva realizar cálculos de flujos turbulentos tridimensionales, presentes en este tipo de máquinas.

En la presente tesis se realizará un estudio de la influencia que tiene la disposición entre haces fijos y móviles en los mecanismos de generación de ruido aerodinámico en ventiladores axiales, a partir del análisis de las fuentes acústicas que producen dicho ruido. En las máquinas axiales compuestas por una sola etapa existen dos configuraciones principales que se diferencian por la posición de las directrices respecto al rodete. Cuando las directrices se sitúan antes del rodete (configuración stator-rotor) su función consiste en imponer una prerrotación al flujo antes de su entrada en el rodete. Cuando las directrices se encuentran después del rodete (configuración rotor-stator), su función es enderezar el flujo hacia la dirección axial.

Para analizar la influencia de la disposición relativa entre directrices y rodete en la generación de ruido, es necesario construir dos ventiladores, uno con configuración stator-rotor y otro con configuración rotor-stator. En ambas debe mantenerse las mismas prestaciones de caudal, salto de presión y velocidad de giro, así como el mismo número de álabes y directrices e iguales diámetros de base y punta. Además, tanto en álabes como en directrices, debe conservarse la misma esbeltez, de modo que la interacción entre partes fijas y móviles varíe únicamente en función de la disposición relativa entre ellas.

En Fernández (2005) y Argüelles (2005) se han realizado, respectivamente, un análisis de la interacción no estacionaria y de los mecanismos de generación y propagación de ruido en una soplante axial con configuración stator-rotor. Por ello, para la realización de esta tesis se ha optado por construir una soplante axial idéntica a la anterior con configuración rotor-stator. Los resultados obtenidos del análisis de esta segunda máquina se han comparado con los obtenidos por Fernández (2005) y Argüelles (2005) para extraer las conclusiones más relevantes de la influencia de la disposición entre haces en la generación de ruido aerodinámico.

A pesar de los diferentes tipos de ventiladores axiales que existen, los mecanismos físicos que gobiernan el flujo en su interior son los mismos y, por tanto, el ruido aeroacústico que generan presenta las mismas propiedades básicas.

El rotor es la parte fundamental de una turbomáquina y, por tanto, la principal fuente de ruido. El sonido generado por un rotor en movimiento puede clasificarse en dos categorías: ruido de interacción y auto-ruido (Blake, 1986). Se denomina ruido de interacción al producido como consecuencia de la interacción de los álabes en movimiento con las perturbaciones del flujo. Cuando se considera el sistema de referencia en movimiento fijo en un álabe, las perturbaciones del flujo son variables en el tiempo. Por lo general, se considera que la reacción potencial de los álabes a un ángulo local de ataque variable es lo que da lugar al ruido de interacción. Cuando el sonido es generado por la interacción viscosa del flujo con la superficie de los álabes, pudiendo ser el flujo estacionario o no estacionario, se denomina auto-ruido. Entre los mecanismos de generación de auto-ruido se encuentran: la formación de vórtices de punta, el desprendimiento de vórtices laminares y el ruido en el borde trasero del álabe (trailing edge noise). Aunque un flujo variable en el tiempo puede dar lugar a cambios en el flujo viscoso, normalmente el ruido de interacción y el auto-ruido suelen ser independientes entre sí.

El desplazamiento de fluido inducido en el campo de flujo por el movimiento rotacional de los álabes del rotor genera lo que se conoce como ruido de espesor (Crighton, 1992). El ruido producido por la fuerza acelerada que genera la superficie móvil de los álabes, se conoce como ruido de carga (Roger, 2004). El ruido de espesor y el ruido de carga se conocen como ruido rotacional.

También existen otros mecanismos que dan lugar a la generación de sonido como consecuencia de interacciones no lineales entre los álabes y el fluido y también entre las estelas de los álabes (White, 1982), como por ejemplo: generación de sonido por estelas turbulentas, interacción de campos de flujo potencial de filas de álabes fijas y móviles, la interacción de la turbulencia con un campo de flujo potencial, interacciones entre el campo de presión de una fila de álabes y el campo de presión, de espesor o de carga de otra, etc.

El ruido típico de un rotor contiene una parte de ruido en banda ancha y una parte de ruido a frecuencia discreta (Smith, 1973), a la frecuencia de paso de álabe (número de álabes por la frecuencia rotacional) y sus armónicos, conocido como ruido tonal. Dentro del ruido a frecuencia discreta se encuentra el ruido de tipo impulsivo a alta velocidad, el ruido generado por las componentes deterministas del ruido de espesor y de carga y el ruido de interacción álabe-vórtice. El ruido en banda ancha está generado por las componentes no deterministas del ruido de carga, la mayor parte de los mecanismos de auto-ruido, el ruido de interacción álabe-estela y el ruido debido a la turbulencia de entrada.

Las diferencias en el ruido generado por distintas turbomáquinas se deben a una serie de factores. En primer lugar, el número de álabes y la velocidad de rotación determinan las formas de los espectros de ruido de cada máquina. Un segundo factor determinante es el número de Mach rotacional característico de la fuente, ya que a velocidades de giro elevadas se inducen fuentes más complicadas

y efectos de amplificación convectiva (efecto Doppler) más acusados. Por último, tanto el nivel relativo de la contribución en banda ancha y a frecuencia discreta como la magnitud del tono generado a frecuencia de paso de álabe provocan que el ruido generado por la máquina sea más o menos molesto.

La aeroacústica estudia la predicción del ruido generado por un flujo no estacionario en un medio de propagación no homogéneo y en movimiento. El punto de partida de todas las teorías se basa en buscar soluciones para la ecuación de ondas descrita en la teoría acústica clásica. Para ello se parte de las ecuaciones de gobierno del campo de flujo y se intenta obtener una ecuación de ondas inhomogénea con términos fuente correspondiente a las fuentes acústicas. El punto de partida de todas estas teorías es el trabajo de M.J. Lighthill (1952), que partiendo de las ecuaciones generales de los fluidos, obtuvo una ecuación de ondas cuyos términos fuente representan las distintas fuentes de ruido. Para resolverla Lighthill utilizó lo que se conoce como analogía acústica, consistente en establecer una analogía entre el problema general de generación de ondas sonoras y uno más simple que separa los procesos de generación y propagación de las mismas. Para ello, se supone que todos los procesos relacionados con la generación de ruido se encuentran en una región del espacio acotada, mientras que fuera de ella se puede aplicar la teoría acústica clásica. De esta manera, se separan ambos miembros de la ecuación, la cual se puede resolver por el método de las funciones de Green. Sus estudios fueron posteriormente ampliados por J.E. Ffowcs Williams y D.L. Hawking (1969) para aplicarlos al ruido generado por superficies sólidas en movimiento de rotación. Aparte de estos trabajos existen más aproximaciones de la teoría de Lighthill. Entre ellas destaca la teoría del sonido de vórtice, formulada por Powell (1964) para sonido en campo libre y generalizada por Howe (1975) para poder estudiar los flujos limitados por contornos sólidos. En estas dos teorías se describe el término fuente de la analogía de Lighthill, utilizando otro término dependiente de la vorticidad.

Las diferentes analogías acústicas que se aplican a las turbomáquinas describen el ruido a partir de una serie de términos fuente. Pero en el caso de las turbomáquinas esos términos fuente deben tener en cuenta que en el interior de la máquina el flujo es no estacionario y con gran vorticidad. En flujos a bajo número de Mach la vorticidad es la mayor fuente de ruido, además cuando se estudia flujos no estacionarios es conveniente el uso de un término fuente dependiente de la vorticidad (Sarkar, 1993). Por tanto, en la presente tesis doctoral se va a utilizar la analogía de Howe para estudiar el ruido tonal, según la cual la radiación de ruido viene descrita por un término fuente de orden dipolar que recibe el nombre de término fuente de Powell. Otras analogías como la de Ffowcs Williams y Hawkings (FFWH) tienen términos fuente de orden monopolar, dipolar y cuadrupolar, cada uno de los cuales tienen sus propias características.

1.1 Objetivos

El objetivo genérico de esta tesis doctoral es el estudio de la influencia que tiene la disposición entre haces fijos y móviles en la generación de ruido tonal en una soplante axial. El análisis se ha realizado haciendo hincapié en la principal fuente de ruido tonal presente en el ruido de carga en este tipo de turbomáquinas. Anteriores estudios del Área de Mecánica de Fluidos de la Universidad de Oviedo (Argüelles, 2005) ha analizado el comportamiento aeroacústico de una soplante axial con una disposición stator-rotor. Por tanto, para el presente análisis se ha diseñado una soplante axial de una sola etapa, idéntica a la anterior, pero con una disposición rotor-stator, con el objetivo de analizar la influencia de la disposición relativa entre haces en la generación de ruido.

En cuanto a los objetivos más específicos se pueden destacar:

- Diseño y construcción de una soplante axial de una sola etapa con una disposición rotor-stator, además, de la construcción de un banco de ensayos para adquirir las medidas en el laboratorio.
- Realización de ensayos de caracterización del flujo en el interior de la turbomáquina utilizando instrumentos de medida capaces de captar los fenómenos no estacionarios presentes en el flujo.

- Determinación experimental de los campos de velocidades en los puntos más importantes de la máquina: aguas arriba del rotor, entre haces y aguas abajo del stator.
- Estudio y optimización de un modelo CFD del flujo no estacionario dentro de la soplante, ajustando los parámetros de simulación-mallado, modelos de turbulencia, paso temporal, tiempo de ejecución, etc., según los datos obtenidos experimentalmente.
- Análisis de las fuentes de ruido de la soplante haciendo énfasis en el término fuente de Powell, que relaciona la vorticidad en el interior de la máquina con el ruido que produce.
- Estudio de la relación de la distribución de las fuentes de ruido a la salida de la soplante con la disposición entre haces de la máquina.

1.2 Metodología

Se ha desarrollado una serie de actividades para el estudio de la influencia de la disposición entre haces fijos y móviles en la generación de ruido, siguiendo dos líneas metodológicas bien diferenciadas. Por un lado se ha implementado un modelo numérico de la soplante y por otro se ha realizado un estudio experimental de la misma.

Para llevar a cabo el estudio experimental se ha diseñado y construido una etapa de una soplante axial a partir de unas determinadas condiciones de flujo. Como resultado se ha mecanizado nueve álabes de aluminio con un tratamiento de granallado, y trece directrices fabricadas con un polímero tratado con una resina epoxi para impedir que la humedad deteriorara la superficie de las mismas. Asimismo, se ha construido la carcasa de la máquina, que sirve de soporte de la maquinaria, y a la que se ha dotado de diferentes sistemas que permiten la sujeción de la instrumentación necesaria para los ensayos.

La máquina final consiste un rotor de nueve álabes con un diámetro de cubo de 640 mm y un diámetro de punta de 820 mm, seguido de una parte fija o stator formado por 13 directrices. El rotor es accionado por un motor eléctrico trifásico de 50 CV de potencia, con una velocidad de giro de 3000 rpm. Puesto que la velocidad nominal del ventilador es de 2400 rpm, se ha dotado al motor de un variador de frecuencia de 75 CV que permite fijar diferentes velocidades de giro. El conjunto completo se ha montado en un banco de ensayos normalizado para poder realizar las diferentes medidas.

En primer lugar se obtuvo la curva característica de la turbomáquina. Para caracterizar el flujo en el interior de la misma se ha utilizado un sistema de anemometría térmica de hilo caliente que ha puesto de relieve fenómenos no estacionarios que se producen en la soplante. Se ha tomado series de medidas en tres secciones significativas de la máquina: antes del rotor, donde se buscaba caracterizar el flujo a la entrada de la turbomáquina; entre el rotor y el stator, para poder conocer con precisión los fenómenos de interacción entre álabes y directrices y, por último, en una posición aguas abajo del stator para poder capturar las estelas de las directrices. Todas las medidas se realizaron para diferentes caudales y velocidades de giro, lo que ha permitido disponer de una caracterización completa del flujo en el interior de la soplante axial.

Para llevar a cabo el estudio numérico de la soplante se ha implementado un modelo utilizando el programa comercial Fluent®. Este programa utiliza el método de los volúmenes finitos para resolver analíticamente las ecuaciones de Navier-Stokes en una malla de cálculo. El programa permite implementar casos complejos tales como el movimiento relativo del rotor y el stator en una turbomáquina. El método de trabajo se ha estructurado de la siguiente manera:

- Generación del dominio de cálculo a partir de los planos de la soplante, así como del mallado necesario para la resolución del mismo. Se ha realizado un análisis de sensibilidad de la malla para asegurar una buena independencia de los resultados respecto del tamaño de celda.
- Elección de los distintos parámetros de la simulación: condiciones de contorno, velocidad de giro, etc.

- Elección de los parámetros del método de solución iterativo, como son: tiempo de paso, iteraciones por paso temporal, etc.
- Análisis de diferentes modelos de turbulencia con el fin de aplicar en las simulaciones el que mejor reproduce los complejos fenómenos fluidomecánicos que tienen lugar en este tipo de máquinas.

Los datos obtenidos mediante la simulación numérica, se han comparado con los obtenidos del análisis experimental, para así poder validar el modelo numérico.

A partir de los datos tanto numéricos como experimentales se obtuvieron los campos de vorticidad en el interior de la soplante para cada una de las configuraciones. Con esos campos de vorticidad utilizando una metodología numérica se estudio las distintas fuentes de ruido vortical a la salida de la máquina, calculando el término fuente de Powell. Por ultimo, se realizo una comparación de los resultados acústicos obtenidos para las dos configuraciones con objeto de estudiar la influencia que tiene la disposición entre haces en la generación de ruido tonal.

1.3 Estructura de la memoria

La memoria se ha estructurado en seis capítulos:

- **Capítulo 2.** Fundamentos y antecedentes del trabajo desarrollado en la tesis. Se repasan los principios básicos que rigen el funcionamiento de una turbomáquina y los fenómenos no estacionarios más habituales que tienen lugar en el flujo en su interior, haciendo hincapié en la interacción entre haces fijos y móviles. Se presentan también las principales analogías acústicas que se utilizan en el estudio de la generación y propagación del ruido en el seno de un fluido.
- **Capítulo 3.** Ensayos experimentales en la soplante para distintos puntos de operación. Se describe la instrumentación empleada, la cadena de medida, el tratamiento de los datos obtenidos y la incertidumbre.
- **Capítulo 4.** Implementación del modelo numérico. Se presenta la geometría ha modelizado y los diferentes parámetros utilizados para la simulación del flujo en el interior de la turbomáquina.
- **Capítulo 5.** Caracterización aerodinámica de la máquina. Se muestran los resultados obtenidos de las medias con la sonda de hilo caliente. También se presentan los resultados numéricos incluyendo una comparación con los resultados experimentales.
- **Capítulo 6.** Caracterización acústica de la soplante. Se presenta la distribución de las fuentes de ruido en el interior de la máquina tanto para el caso experimental como para el modelo numérico.
- **Capítulo 7.** Conclusiones más relevantes del trabajo realizado y sugerencias sobre posibles líneas de investigación futuras.

CAPÍTULO 2: FUNDAMENTOS Y ANTECEDENTES

2.1 Introducción

En las turbomáquinas se produce un intercambio continuo de energía entre el fluido que circula por su interior y el eje de la propia máquina. Esta transferencia de energía puede tener dos sentidos, bien la máquina extrae energía del fluido (turbinas) o bien es la propia máquina la que aporta esa energía al fluido (bombas, ventiladores, hélices, soplantes y compresores). Al hablar de intercambio energético continuo se permite diferenciar entre este tipo de máquinas y las denominadas de desplazamiento positivo, las cuales transfieren energía al fluido mediante un mecanismo de compresión y expansión de una cavidad o superficie desplazable existente en el interior de la máquina. Dado que en este tipo de máquinas el volumen de fluido suministrado por cada ciclo de funcionamiento es prácticamente constante, se consideran máquinas de «volumen constante» y por tanto proporcionan siempre el mismo caudal independientemente del salto energético que deban vencer.

En las turbomáquinas, el mecanismo de intercambio de energía se basa en la rotación de una o más coronas de álabes móviles (Balje, 1981), con lo que se produce una variación del momento cinético del flujo entre la entrada y la salida de la máquina. Los álabes en rotación permiten la generación de un campo de presiones dinámico, que es variable con el tiempo y hace posible la transformación de la energía.

Existen muchas maneras de clasificar las turbomáquinas en función de diferentes criterios, tales como el propósito funcional de la máquina, el tipo de flujo que circula por su interior, su morfología constructiva o, incluso, el tipo de energía fluidodinámica que se intercambia (presión, velocidad o entalpía).

En una primera clasificación de las turbomáquinas se puede hablar de máquinas generadoras, que son aquellas que extraen energía de un fluido, o bien de máquinas receptoras, que son las que aportan energía al fluido. Sin embargo, esta clasificación es demasiado general y, por ello, también se puede hacer referencia a las características del flujo que circula por la máquina. Así, se puede diferenciar entre turbomáquinas térmicas y turbomáquinas hidráulicas. Las turbomáquinas térmicas se deben estudiar teniendo en cuenta la compresibilidad del flujo, ya que normalmente suelen trabajar con gases. Dependiendo del tipo de gas con que se trabaja, se pueden encontrar compresores y turbosoplantes, los cuales trabajan con aire; turbinas de vapor, que trabajan con vapor de agua; y turbinas de gas y turborreactores, que son movidas por los gases que se generan en una combustión. Normalmente los gases sufren importantes cambios de presión y de estado (en algunos casos

pasando de estado líquido a vapor) por lo que para su análisis se ha de tener en cuenta tanto la ecuación de la energía como la ecuación de estado del propio gas. En cambio, las turbomáquinas hidráulicas suelen trabajar con líquidos, normalmente agua, por lo que en este caso las presiones que se alcanzan son moderadas. Por tanto, no se producen cambios sustanciales en el módulo de compresibilidad del fluido pudiendo usarse para su análisis la hipótesis de flujo incompresible.

Para clasificar las turbomáquinas también se pueden utilizar criterios geométricos. Así se pueden dividir en tres tipos básicos: radiales, axiales y mixtas. En la Figura 2-1 se muestran algunas de estas configuraciones. Esta clasificación se basa en las trayectorias que recorre el flujo en el interior de la máquina. En el caso de una máquina axial el flujo se mueve según la dirección del eje por tanto, en este tipo de máquinas el flujo se encuentra completamente alineado con el eje de rotación del rodete. En cambio, en las máquinas radiales el flujo entra con dirección axial y sale en dirección circunferencial, lo que produce una deflexión de unos noventa grados en el flujo. Para lograr esta deflexión, los rodetes de las máquinas radiales presentan una geometría muy particular de sus canales. Existen otras clasificaciones de las turbomáquinas, pero las que se presentan en este trabajo son las más usadas dentro de este campo.

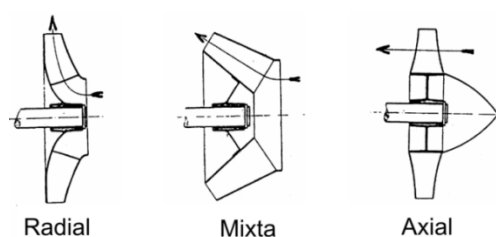


Figura 2-1: Clasificación geométrica de las turbomáquinas.

La geometría de las turbomáquinas va a influir en su función primordial, que es el intercambio de energía con un fluido. Sin embargo, no es solamente la geometría lo que fija la cantidad de energía intercambiada, ni la mayor o menor capacidad que tiene la máquina para que ese intercambio se produzca, sino que existe otro factor que también condiciona el funcionamiento de estos sistemas, el caudal que dicha máquina es capaz de mover. Esta relación entre la energía transferida al fluido y el caudal que la máquina puede desplazar, se puede representar gráficamente en lo que se denomina curva característica de la turbomáquina. En estas curvas se representa el caudal suministrado por la máquina en uno de los ejes, mientras que en el otro eje se representa la energía que entrega o genera la turbomáquina. En el caso concreto de un ventilador, en uno de los ejes se representa el caudal y en el otro la presión, tal y como se muestra en la Figura 2-2. Observando las curvas de diferentes turbomáquinas, se puede apreciar que existen máquinas capaces de aportar una alta tasa de transferencia de energía al fluido a bajo caudal, mientras que otras son capaces de mover grandes caudales con un gasto energético bajo. En concreto, las máquinas centrífugas requieren grandes prestaciones energéticas a caudales bajos, mientras que las máquinas axiales son capaces de mover grandes caudales con un intercambio de energía bajo.

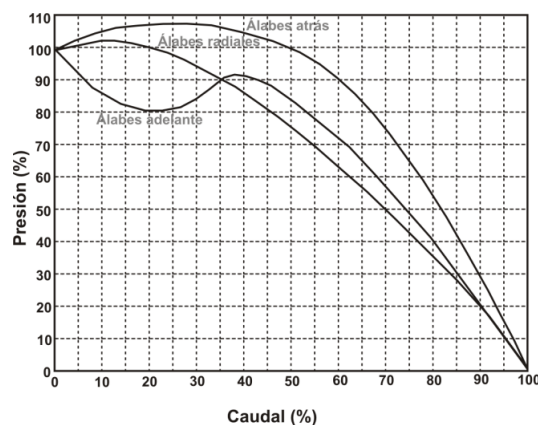


Figura 2-2: Curvas características de ventiladores.

De todo lo expuesto se puede deducir que unos tipos de máquinas se adaptarán mejor que otras según el trabajo que se debe realizar. Para poder decidir qué turbomáquina se debe usar en cada caso es necesario conocer un parámetro que relacione las propiedades más importantes de la máquina (como son la capacidad de transferir energía, el caudal y la velocidad) independientemente de la geometría de la misma. Para ello se utiliza un parámetro adimensional denominado velocidad específica, que se deduce realizando un análisis dimensional de las diferentes variables fundamentales que influyen en el funcionamiento de las turbomáquinas, y que se define en el punto de máximo rendimiento. La condición de máximo rendimiento sustituye a las restricciones geométricas, es decir, un cambio en la velocidad específica de la máquina conlleva cambios en la geometría de la misma. El uso de la velocidad específica permite prever qué geometría de máquina es recomendable para unas determinadas condiciones de operación (Wright, 2010).

En la Figura 2-3 se muestra una gráfica con la relación entre la velocidad específica y el rendimiento para diferentes geometrías de turbomáquinas. Como se puede apreciar, las turbomáquinas axiales tienen valores muy altos de velocidad específica, empezando en 1.9, mientras que las centrífugas presentan valores de la velocidad específica menores de 1.

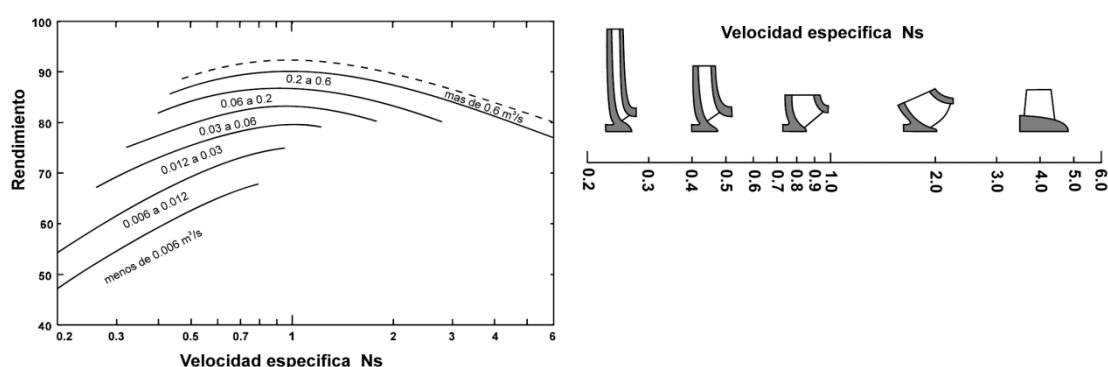


Figura 2-3: Rango de operación y rendimiento de turbomáquinas.

El objetivo de esta tesis es estudiar el funcionamiento de una turbomáquina axial. Como se ha explicado anteriormente, este tipo de máquinas tienen velocidades específicas mayores de 1.9 y son capaces de mover grandes caudales, con una baja transferencia de energía al fluido.

La turbomáquina objeto de estudio en esta tesis es un ventilador de flujo axial con una única etapa. Consta de una serie de elementos que son:

- 1) El rotor que es una pieza giratoria compuesta de nueve álabes.
- 2) El stator que es una pieza fija compuesta por trece directrices que enderezan el flujo a la salida de la máquina hacia la dirección axial para poder recuperar presión estática.
- 3) Un motor eléctrico, que transmite la energía necesaria al eje de accionamiento del ventilador.
- 4) Una carcasa, que es la envolvente cilíndrica externa del ventilador.

2.2 Fundamentos sobre turbomáquinas axiales

2.2.1 Descripción básica de una turbomáquina axial

Las turbomáquinas axiales transfieren energía al fluido por medio de un elemento móvil rotatorio denominado rodete, rotor o impulsor, que está formado por varias paletas que se denominan álabes. Habitualmente, este tipo de máquinas pueden presentar una corona de álabes fijos o stator, que permite mejorar las prestaciones de la máquina. La configuración más habitual en el caso de hélices o aerogeneradores se denomina de rotor libre. En cambio, en otro tipo de configuraciones las turbomáquinas suelen ir entubadas, es decir, presentan una envolvente cilíndrica que protege el

rodete móvil. En este caso aparece un parámetro fundamental denominado huelgo de punta, que es la distancia que existe entre el diámetro exterior del rodete y el diámetro interior de la carcasa cilíndrica (Figura 2-4).



Figura 2-4: Diversos tipos de turbomáquinas axiales.

2.2.1.1 El rodete o elemento móvil

El rodete está formado por una corona central sobre la que van encajados los álabes. Al diámetro medido en la base de los álabes se le denomina diámetro de cubo, mientras que el diámetro que va desde el centro de la corona al extremo de los álabes se denomina diámetro de punta. La diferencia entre ambos diámetros recibe el nombre de envergadura del álabe. Los rodetes presentan distintos diseños y configuraciones, pudiendo variar tanto el número de álabes como los diámetros exteriores e interiores de la corona o la propia geometría de los álabes. La geometría de los álabes fija las prestaciones que tendrá la máquina, así que se debe cuidar mucho el diseño de los mismos. Para que los álabes sean capaces de mover un flujo sólo es necesario que presenten una cierta deflexión según su dirección axial, sin embargo, para que cumplan su función de manera más eficiente también deberían tener una torsión variable en su dirección radial. Cada álabe se debe construir a partir de perfiles aerodinámicos para mejorar las prestaciones de la máquina (Figura 2-5). A la dimensión axial de un álabe se le suele denominar cuerda, mientras que a la dirección radial se le denomina envergadura.



Figura 2-5: Perfil de un álabe de una turbomáquina.

2.2.1.2 El stator o elemento fijo

En muchas turbomáquinas se puede encontrar una configuración formada por un rotor seguido de un stator o bien de un stator seguido de un rotor. Al conjunto de ambos elementos se le denomina etapa. Cuando se tienen que gestionar grandes diferencias de nivel energético, es posible que una sola etapa no sea suficiente y deban disponerse varias etapas para generar una relación de compresión alta entre la entrada y la salida. En este caso se pueden construir las máquinas de forma que cada una de las etapas consiga una parte del incremento de presión total de la máquina. Este tipo de configuración se suele ver en los turborreactores y en las turbinas de vapor o de gas. En la Figura 2-6 se muestran las diferentes configuraciones de una turbomáquina.

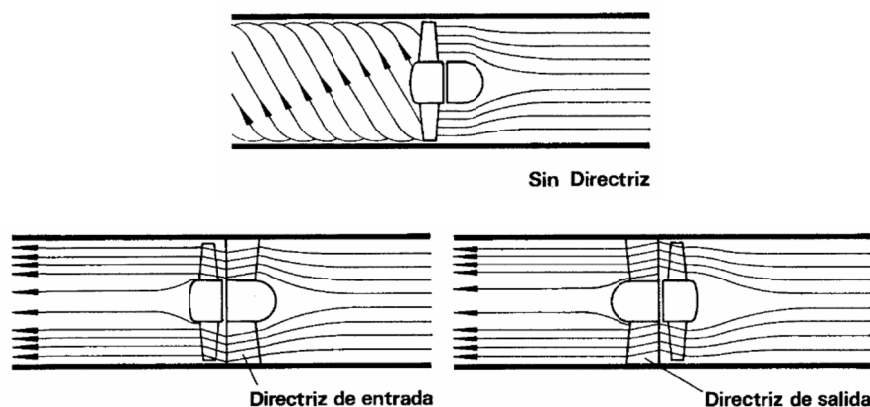


Figura 2-6: Disposiciones del stator en una máquina axial.

El uso de varias etapas en el interior de la máquina no es necesario en el caso de los ventiladores axiales, ya que una es suficiente para entregar la energía que se necesita. En algunos casos se hace incluso innecesaria la presencia de un stator. En otros casos se utiliza un stator para poder recuperar la componente circunferencial secundaria generada, debida a la deflexión de los álabes, y que no puede ser aprovechada como trabajo útil. Si no se recupera esa componente circunferencial, parte de la energía cinética se pierde por difusión aguas abajo. Por tanto, la misión que tienen los álabes del stator es redireccionar axialmente el flujo. El stator no sólo se puede posicionar aguas abajo del rotor sino que en ciertas máquinas se encuentra aguas arriba de la parte móvil. En esta configuración el stator introduce una prerotación en el flujo, que desaparece cuando la corriente atraviesa el rodete, haciendo que el flujo a la salida del mismo sea completamente axial.

2.2.2 Ecuación de Euler de las turbomáquinas

Para analizar el funcionamiento de una turbomáquina conviene elegir un volumen de control fijo que encierre al rodete, con el fin de para evaluar el proceso de transferencia de energía que se produce en su interior. A este volumen de control se le puede aplicar la ecuación de conservación del momento cinético (White,1979) suponiendo que el flujo es estacionario, incompresible y unidireccional. Esta última hipótesis implica que la velocidad y la presión son uniformes en las secciones de entrada y salida de la máquina y que el rodete posee un número infinito de álabes sin espesor.

$$\sum \vec{M} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho(\vec{r} \wedge \vec{v})dV + \int_{VC} \rho(\vec{r} \wedge \vec{v})(\vec{v}_r \cdot d\vec{A}) \tag{2-1}$$

En la ecuación anterior aparecen una serie de características del flujo: \vec{M} es el momento respecto al origen de coordenadas; \vec{r} y \vec{v} representan, respectivamente, el vector posición respecto al origen de coordenadas y la velocidad absoluta; V y A representan, respectivamente, el volumen y el área y ρ es la densidad del fluido. La ecuación 2-1 es una ecuación vectorial que se puede desarrollar en sus tres

componentes escalares y aplicar al volumen de control que se muestra en la Figura 2-7. Si se utiliza la hipótesis de flujo estacionario, la derivada temporal se anula.

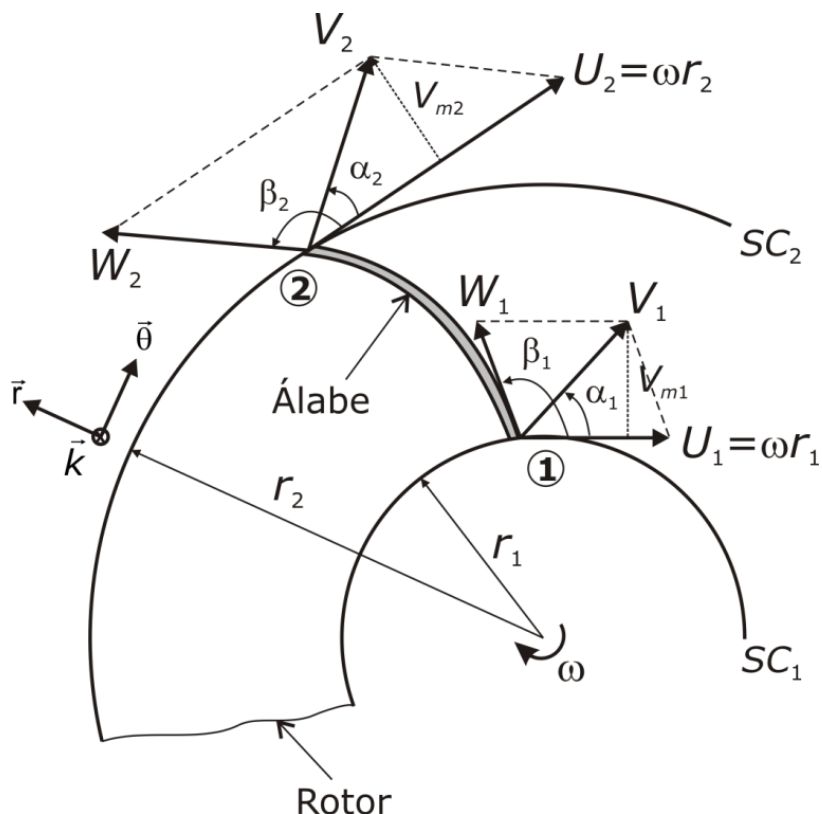


Figura 2-7: Esquema del volumen de control en una turbomáquina.

El sistema de coordenadas se elige con el eje z alineado con el eje de rotación de la máquina y con el mismo sentido que el vector velocidad angular. Para el análisis presentado se supone que el fluido entra en el rodete por la superficie de control SC_1 con velocidad absoluta uniforme V_1 , y que el fluido abandona el rodete por la superficie de control SC_2 con velocidad absoluta uniforme V_2 . La componente del par que interesa para el análisis es la correspondiente al eje z . Si se considera que el flujo que atraviesa ambas superficies de control es uniforme y se desarrolla la ecuación anterior en dirección z , la expresión para el par resulta:

$$M = \rho Q(r_2 V_{2\theta} - r_1 V_{1\theta}) \quad (2-2)$$

En la ecuación anterior ρQ es el flujo másico que atraviesa ambas superficies de control, mientras que r_i y $V_{i\theta}$ representan la posición radial y la componente de la velocidad absoluta en la dirección tangencial en las superficies de control 1 y 2. La ecuación 2-2 representa la relación básica entre el par suministrado al rodete y la variación del momento angular para todas las turbomáquinas. Las velocidades tangenciales se eligen positivas cuando llevan la misma dirección que la velocidad de rotación del rodete U , lo que provoca que para los ventiladores $M > 0$, tratándose por tanto de máquinas que entregan energía al fluido.

Esta ecuación se puede multiplicar por la velocidad de rotación y se obtiene así la potencia necesaria para accionar el rodete:

$$\dot{W} = \rho Q(U_2 V_{2\theta} - U_1 V_{1\theta}) \quad (2-3)$$

Si se aplica la ecuación de la energía al volumen de control definido en la Figura 2-7, se obtiene otra expresión adicional para la potencia que necesita la turbomáquina:

$$\dot{W} = \rho g Q \left[\left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 + \frac{V_2^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right) \right] \quad (2-4)$$

donde al término entre corchetes se le denomina altura teórica (H_{th}), y expresa la energía que la máquina transfiere al fluido. Si se comparan las ecuaciones 2-3 y 2-4, se obtiene una expresión de la energía específica del fluido (e [J/Kg]).

$$e = gH_{th} = (U_2 V_{2\theta} - U_1 V_{1\theta}) \quad (2-5)$$

A esta ecuación se le denomina ecuación de Euler y describe el funcionamiento de una turbomáquina ideal sin considerar ningún tipo de pérdidas. Como se deduce de la ecuación de Euler, la energía transmitida al fluido depende del producto de tres variables: la velocidad de rotación, la diferencia entre el radio a la entrada y a la salida y el incremento de la componente circunferencial.

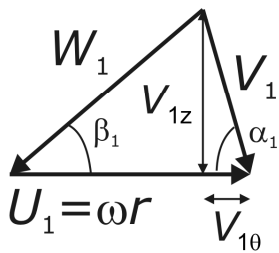
2.2.3 Curvas características teóricas y reales

A partir de la ecuación de Euler se puede obtener las curvas características teóricas de cualquier turbomáquina. La máquina objeto de estudio en esta tesis doctoral es una turbomáquina axial; por tanto, se aplicarán las características geométricas de este tipo de soplantes. En las turbomáquinas axiales no hay diferencia entre los radios de entrada y de salida y, por tanto la velocidad de arrastre es la misma ($U_1 = U_2 = U$), quedando la ecuación de Euler de la siguiente manera:

$$e = gH_{th} = U(V_{2\theta} - V_{1\theta}) \quad (2-6)$$

Como se observa en la Figura 2-8, el flujo entra en el rodete con una velocidad de módulo V_1 cuya dirección viene dada por el ángulo α_1 . Si no hay prerrotación a la entrada de la máquina, $\alpha_1 = 90^\circ$ y $V_{1\theta} = 0$. Si la máquina tuviera directrices de entrada, el ángulo α_1 podría tomar otros valores.

Triángulo a la entrada



Triángulo a la salida

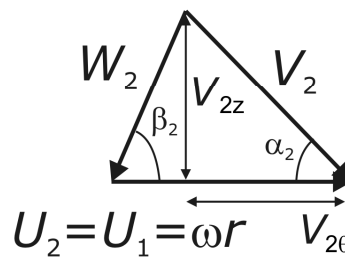


Figura 2-8: Triángulos de velocidad a la entrada y a la salida de una máquina axial.

De los triángulos de velocidad se pueden deducir una serie de relaciones. En primer lugar, es posible relacionar V_{1z} con el caudal y los diámetros de base y punta de la máquina. Además, si la sección de paso entre la entrada y la salida permanece constante, como sucede en las turbomáquinas axiales, la componente axial de la velocidad se mantiene invariante: $V_{1z} = V_{2z} = V_z$. Por tanto, se pueden obtener una serie de relaciones entre las distintas componentes de la velocidad:

$$V_{1z} = V_{2z} = \frac{4Q}{\pi(D_p^2 - D_c^2)} \quad (2-7)$$

$$V_{1\theta} = \frac{V_{1z}}{\tan \alpha_1} = \frac{4Q}{\pi(D_p^2 - D_c^2) \tan \alpha_1} \quad (2-8)$$

$$V_{2\theta} = U_2 - \frac{V_{2z}}{\tan \beta_2} = \frac{4Q}{\pi(D_p^2 - D_c^2) \tan \beta_2} \quad (2-9)$$

Con estas relaciones, y teniendo en cuenta que la velocidad de arrastre es una función de la velocidad de rotación, se puede obtener la siguiente expresión para la altura de elevación:

$$H_{th} = \frac{\omega^2 D^2}{4g} - \frac{2\omega D Q}{g\pi(D_p^2 - D_c^2)} \left[\frac{1}{\tan \beta_2} - \frac{1}{\tan \alpha_1} \right] \quad (2-10)$$

La ecuación 2-10 relaciona la altura de elevación teórica que proporciona el rodete con el valor del caudal que suministra la máquina y, como se puede ver, para una máquina determinada que gire a velocidad constante esta relación se corresponde con la ecuación de una recta. El signo de la pendiente de la recta depende de los valores de α_1 y β_2 . Si no hubiese prerrotación ($\alpha_1=90^\circ$ y $\beta_2<90^\circ$) se tendría una recta con pendiente negativa. La representación gráfica de esta ecuación para distintos caudales de funcionamiento de la máquina se conoce como curva característica (Figura 2-9). En realidad, esta ecuación representa una altura de elevación teórica, puesto que no toda la energía suministrada al rodete es aprovechada por el fluido, sino que parte se desperdicia debido a las pérdidas propias del funcionamiento de la turbomáquina, como son:

- **Hidráulicas.** Debidas a la fricción viscosa entre el fluido y los distintos contornos sólidos del rodete. También se incluyen en estas pérdidas las debidas al choque en la entrada de los álabes y a la separación a la salida de los mismos. Todas estas pérdidas son proporcionales al cuadrado del caudal. La relación entre la altura de elevación real H , obtenida tras descontar estas pérdidas, y la altura teórica proporcionada por la ecuación de Euler, se conoce con el nombre de rendimiento hidráulico y suele representarse por η_h .
- **Volumétricas.** Son debidas a las fugas de fluido que se producen en los huelgos existentes entre el rodete y la carcasa. A la relación entre el caudal proporcionado por la máquina y la suma de este caudal más el caudal que se pierde en los huelgos, se le suele conocer con el nombre de rendimiento volumétrico y se representa por η_v .
- **Fricción en los discos.** Son debidas a la fricción entre los discos a los que van sujetos los álabes y el fluido. En estas pérdidas se contabilizan también las producidas por fricción viscosa.
- **Mecánicas.** Son debidas al rozamiento mecánico producido en sellos, juntas y cojinetes. A la relación entre la potencia útil disponible para el flujo y la potencia mecánica total aportada se la conoce con el nombre de rendimiento mecánico η_m .

Por tanto, para obtener la curva característica real habría que tener en cuenta las diferentes pérdidas y el número finito de álabes de la turbomáquina. En el caso particular de un ventilador, la curva característica representa la ganancia de presión estática generada por la máquina frente al caudal que se está proporcionando.

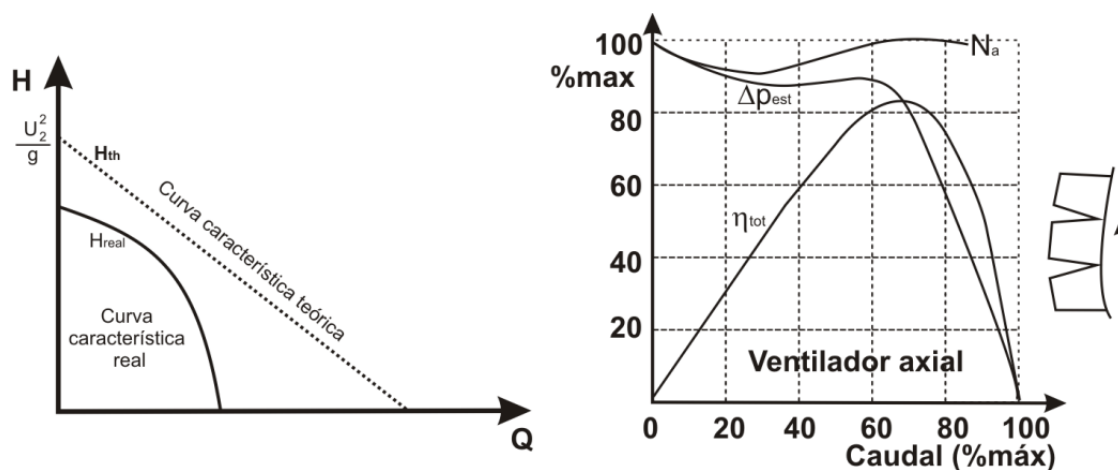


Figura 2-9: Curvas características real y teórica.

Las curvas características varían con la velocidad de accionamiento de la máquina. Para poder extrapolar estas curvas a otras velocidades se suele trabajar con curvas adimensionalizadas. Estas curvas se obtienen aplicando las leyes de semejanza, que permiten reducir todas las curvas a distintas velocidades a una única curva basada en las cifras de altura y de caudal. Además, existen ciertos tipos de ventiladores en los que se puede cambiar el decalaje de los álabes y, por ello, existen varias curvas en función del ángulo de calado adoptado en la corona móvil.

2.3 Características del flujo en turbomáquinas axiales

2.3.1 El álabe aislado

El funcionamiento de cualquier turbomáquina axial se fundamenta en los principios básicos de sustentación y arrastre del álabe aislado. Por tanto, es necesario conocer dichos principios para comprender el funcionamiento de la máquina.

Un perfil aerodinámico consiste en una sucesión de secciones perfiladas con el fin, por un parte, de reducir las pérdidas por resistencia al avance debidas al rozamiento viscoso en la dirección del flujo y por otra aumentar la sustentación fuerza perpendicular al flujo. Los perfiles aerodinámicos se diseñaron originalmente a partir de la observación de las alas de los pájaros. Posteriormente se fueron haciendo estudios de las formas más adecuadas pero, en general, su forma típica presenta un borde de entrada redondeado y un borde de salida afilado.

2.3.1.1 Parámetros geométricos

Un perfil aerodinámico es una forma convexa sobre la que se superpone una distribución de espesores. La forma convexa a partir de la cual se genera el álabe se denomina línea de curvatura media, pero se utiliza más la denominación en inglés "camber line". A partir de esta línea se define una distribución de espesores y se va creando la forma del perfil. Una vez que se tiene el perfil correspondiente a una sección, se calculan los perfiles de las otras secciones. De la unión de esta serie de perfiles aerodinámicos se obtiene un álabe. A la longitud total del álabe se le denomina envergadura.

En la Figura 2-10 se muestran los diferentes parámetros de un perfil. A la longitud de la línea de curvatura media se le denomina cuerda. Al borde de entrada en el perfil se le denomina borde de ataque. La superficie inferior del perfil recibe el nombre de intradós, mientras que la superficie superior del perfil se denomina extradós. La línea que une el borde de ataque con el borde de salida recibe el nombre de línea de cuerda.

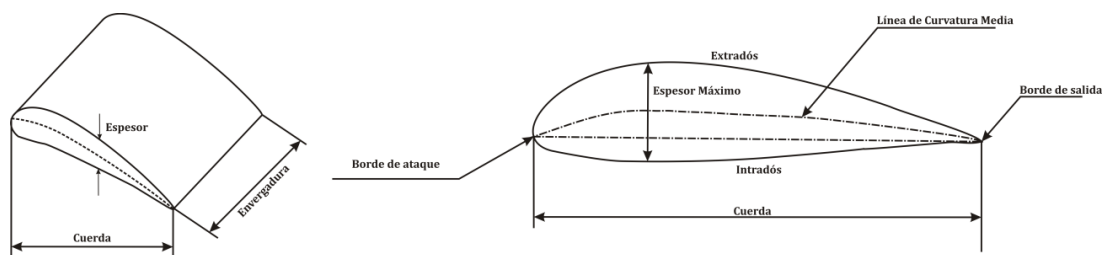


Figura 2-10: Parámetros de un perfil.

2.3.1.2 Creación de circulación

La circulación es la integral curvilínea de la velocidad a lo largo de una línea cerrada que contiene el perfil y se representa según la expresión de la ecuación (2-11). La circulación constituye una medida de la capacidad que tiene el perfil para modificar la cantidad de movimiento y, en consecuencia, de su capacidad de crear sustentación.

$$\Gamma = \oint \vec{v} \cdot d\vec{s} \quad (2-11)$$

Para poder comprender cómo se crea la circulación se debe conocer cómo se produce la formación del vórtice de arranque (Figura 2-11). Cuando un perfil empieza a moverse en el seno de un fluido aparece en el borde de entrada un punto de estancamiento. En ese momento el flujo es irrotacional y no viscoso. En estas condiciones también aparece en la parte posterior del perfil un punto de estancamiento en una posición simétrica. El fluido va circulando por la parte inferior del perfil y al final alcanza el borde de salida. En ese momento intenta pasar del intradós al extradós bordeando hacia arriba y girando rápidamente en el sentido contrario a las agujas del reloj. En esta zona del perfil el fluido pasa de velocidades muy altas en el borde de salida a velocidades muy bajas e, incluso, prácticamente nulas en las proximidades del punto de remanso. En el caso de la presión lo que sucede es que se genera un gradiente adverso que hace que el flujo se desprenda. Al desprenderse el flujo se crea un torbellino en el borde de salida que viaja con la corriente y se aleja del perfil aguas abajo.

En la parte posterior del perfil aparece un gradiente adverso de presión para ángulos de ataque bajos, que no es lo suficientemente fuerte como para que se produzca un desprendimiento de la capa límite. Por tanto, el flujo alrededor del perfil se adapta suavemente a la superficie del mismo. La evolución de este gradiente al aumentar el ángulo de ataque hace que se incremente el rozamiento viscoso.

Para determinar la circulación del perfil se necesita conocer la circulación neta Γ en función del ángulo de ataque y de la forma del perfil. Sin embargo, el razonamiento para obtener dicha circulación no es inmediato, debido a las posibles variantes en la dirección del flujo al abandonar el perfil. La condición de Kutta- Joukowski indica que el valor correcto de la circulación es aquel que hace que las velocidades del flujo en ambas caras del perfil sean iguales en el borde de salida.

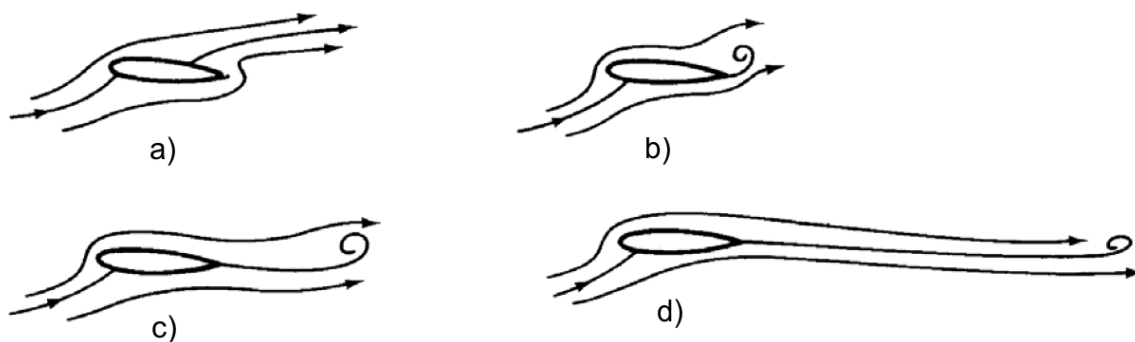


Figura 2-11: Flujo alrededor de un perfil aerodinámico.

2.3.1.3 Coeficiente de arrastre y sustentación

La existencia de circulación alrededor de un perfil aerodinámico provoca que la presión no sea idéntica en ambas caras del mismo. Por un lado se tendría la cara de presión, donde esta toma valores positivos, y por otro la cara de succión, donde la presión toma valores negativos. La aparición de esta diferencia de presión da lugar a una fuerza neta de sustentación sobre el perfil. Pero además aparece otra fuerza que se opone al movimiento, debido a que el perfil se mueve dentro de un fluido que tiene una determinada viscosidad. Esta fuerza se denomina fuerza de arrastre. Tanto la fuerza de sustentación como la de arrastre varían con el ángulo que forma la corriente externa con la dirección de la cuerda en el borde de entrada del perfil. Este ángulo se denomina ángulo de ataque.

Cuando se realiza un análisis dimensional de los parámetros que influyen en la aparición de estas fuerzas (sustentación y arrastre) aparecen dos números adimensionales importantes, el coeficiente de sustentación y el coeficiente de arrastre, cada uno de ellos asociado a cada una de las respectivas fuerzas:

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho A v^2} \quad C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho A v^2} \quad (2-12)$$

donde F_L y F_D representan las fuerzas de sustentación y de arrastre respectivamente, ρ es la densidad del fluido en el que se encuentra el objeto, A representa el área que opone el objeto al fluido en movimiento y v es la velocidad de la corriente.

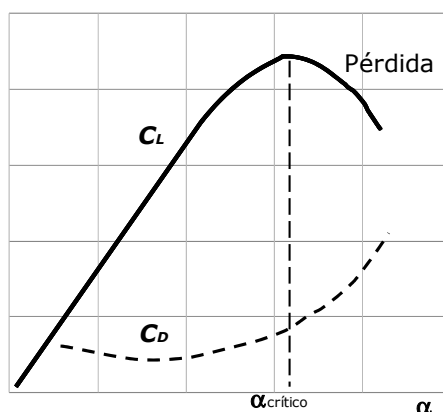


Figura 2-12: Evolución de los coeficientes de sustentación y arrastre con el ángulo de ataque.

Utilizando los principios de la Mecánica de Fluidos se puede demostrar, para flujos a baja velocidad, que los coeficientes C_L y C_D son función de la rugosidad del material, del ángulo de ataque y del número de Reynolds basado en la cuerda del perfil. La evolución de dichos coeficientes con el ángulo de ataque se puede ver en la Figura 2-12. El coeficiente de sustentación presenta un máximo a partir del cual su valor cae bruscamente. En cambio, el coeficiente de arrastre aumenta continuamente hasta el punto donde cae la sustentación, en el que la pendiente se vuelve más pronunciada. El ángulo de ataque en el que se produce la caída de la sustentación se denomina ángulo de desprendimiento del flujo, ya que a partir de este ángulo se produce el desprendimiento de la capa límite. Se dice entonces que el perfil ha entrado en pérdida.

En el caso de un perfil aislado en el seno de un fluido ideal, en el que se cumple que la fuerza de arrastre es nula, la fuerza de sustentación viene dada por el teorema de Kutta-Joukowski, que dice que la fuerza de sustentación es igual a la densidad del fluido por la circulación y por la velocidad relativa entre el fluido y el perfil.

Cuando un perfil aerodinámico se enfrenta a un flujo se produce un punto de estancamiento en la entrada del mismo que divide a la corriente en dos partes. El flujo tiene tendencia a seguir suavemente la forma del perfil, tal como se aprecia en la Figura 2-13, presentando un comportamiento similar en ambas caras (intradós y extradós). La capa límite es laminar en la parte anterior del perfil, hasta que llega un punto en el que se produce la transición de capa límite laminar y a turbulenta.

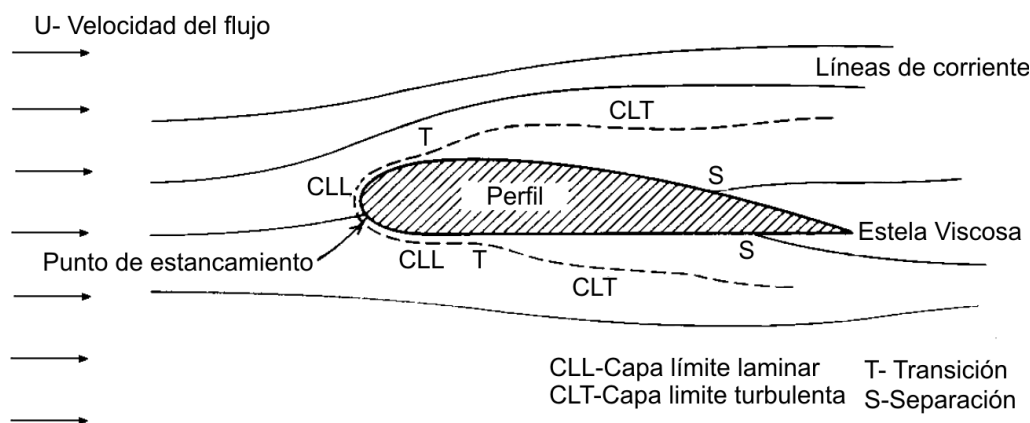


Figura 2-13: Flujo viscoso alrededor de un perfil aerodinámico.

En perfiles aerodinámicos en los que existe una variación de la velocidad de la corriente alrededor del cuerpo, se genera una variación de presión a lo largo del mismo. Como el flujo tiene que rodear al cuerpo, en la parte anterior se producirá un aumento de la velocidad y una disminución de la presión, hasta el punto de máximo espesor. Pasado este punto el flujo se expande disminuyendo la velocidad y aumentando la presión.

Cuando se produce una disminución de la presión en la dirección de la corriente se tiene un gradiente de presión favorable, mientras que en el caso contrario se dice que se tiene un gradiente de presión adverso. Tanto los esfuerzos tangenciales dentro de la capa límite como los gradientes de presión adversos tienden a frenar el flujo. Por tanto, si se tiene un gradiente de presión adverso en la capa límite, la cantidad de movimiento del fluido puede ser insuficiente para avanzar, al ser la magnitud de la velocidad pequeña en las zonas cercanas a la pared, y esto podría detener completamente el fluido e incluso invertir el sentido del flujo. El flujo dejaría entonces de seguir el contorno del perfil y se generaría el fenómeno denominado separación o desprendimiento de la capa límite, en el que se produce una restructuración del flujo, denominada estela. El flujo en la estela es muy desordenado, turbulento, de alta vorticidad y de carácter no estacionario, la recuperación de presión es incompleta y se incrementan las pérdidas de energía.

2.3.2 Flujo en cascada

Los álabes no se encuentran aislados en las turbomáquinas. Los rodets de las máquinas están formados por varios álabes unidos a una pieza que permite el movimiento rotatorio alrededor de un eje. Por tanto, para conocer el flujo en el interior de una turbomáquina no se puede estudiar cada ábabe por separado, sino que hay que considerarlos en conjunto. Para ello se define lo que se denomina cascada de álabes, la cual se genera al cortar el rotor de la máquina por una envolvente cilíndrica en un radio medio entre cubo y punta, que se desarrolla posteriormente sobre un plano (Figura 2-14).

Para estudiar el flujo en cascada es necesario realizar una simplificación consistente en considerar únicamente el flujo correspondiente a dicho plano, sin tener en cuenta el resto de planos del ábabe. Si la turbomáquina tiene una relación de base-punta elevada, se pueden despreciar las velocidades radiales, y el estudio del flujo en cascada se convierte en una aproximación razonable del flujo en el interior de la máquina. En caso contrario, cuando la relación de base-punta es muy baja, los álabes de las turbomáquinas presentan una cierta torsión a lo largo de la envergadura, que provoca la aparición

de variaciones radiales de la velocidad. Aun así, se puede seguir utilizando el estudio de cascadas bidimensionales en estos casos si se combina con las teorías de equilibrio radial, ya que la teoría sigue siendo lo suficientemente precisa tanto para el análisis de turbomáquinas como para su diseño.

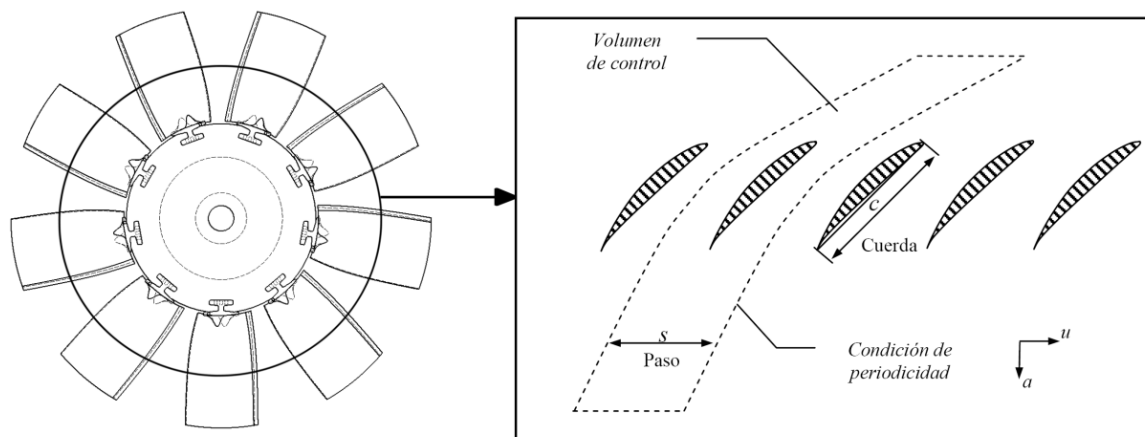


Figura 2-14: Desarrollo de una cascada de álabes.

En toda cascada existen una serie de parámetros definen las prestaciones de la máquina (Figura 2-15) (McKenzie, 1997):

- Ángulo de curvatura o deflexión del flujo: κ
- Ángulo de calado o decalaje del alabe: ξ
- Ángulo de Incidencia: diferencia entre el ángulo geométrico del alabe a la entrada ($90^\circ - \beta_1$) y el ángulo de entrada del flujo relativo ($90^\circ - \beta'_1$): i .
- Ángulo de Desviación: diferencia entre el ángulo geométrico a la salida del alabe ($90^\circ - \beta_2$) y el ángulo de salida del flujo relativo ($90^\circ - \beta'_2$): d .
- Ángulo de ataque: ángulo que forman la dirección del flujo relativo y la cuerda del alabe: λ .
- Solidez del perfil: cociente entre la cuerda y el paso.

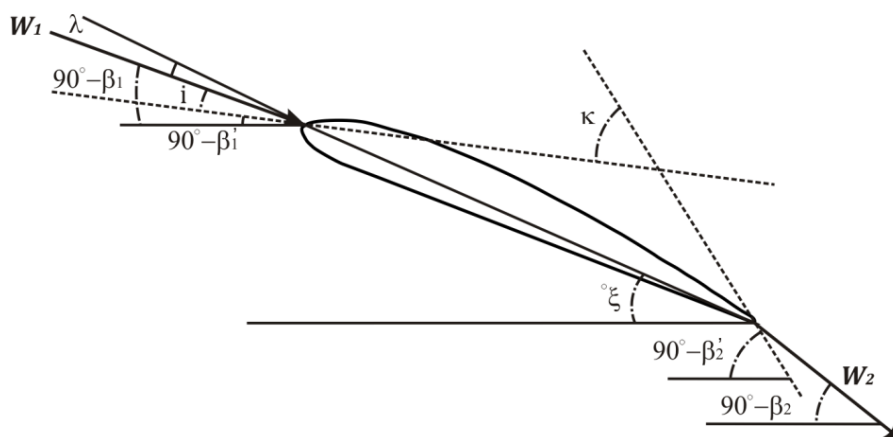


Figura 2-15: Parámetros de diseño en perfiles aerodinámicos.

Para estudiar el flujo en cascada hay que realizar una serie de hipótesis: flujo incompresible y estacionario.

Para calcular tanto la fuerza en dirección axial como la fuerza en dirección tangencial, se toma un volumen de control como el que se muestra en la Figura 2-14. En la superficie de entrada al perfil se tiene un vector velocidad relativa W_1 que forma un ángulo β_1 con la corriente axial y aparece también una presión p_1 . En la superficie de salida del álabe se tiene un vector velocidad relativa W_2 que forma un ángulo β_2 con la corriente axial y aparece una presión p_2 . Por tanto, la fuerza resultante sobre el álabe se puede descomponer en dos, una fuerza en la dirección axial F_z y una componente en la dirección tangencial F_θ . Las resultantes sobre las superficies laterales se cancelan entre sí debido a que existe periodicidad en el flujo.

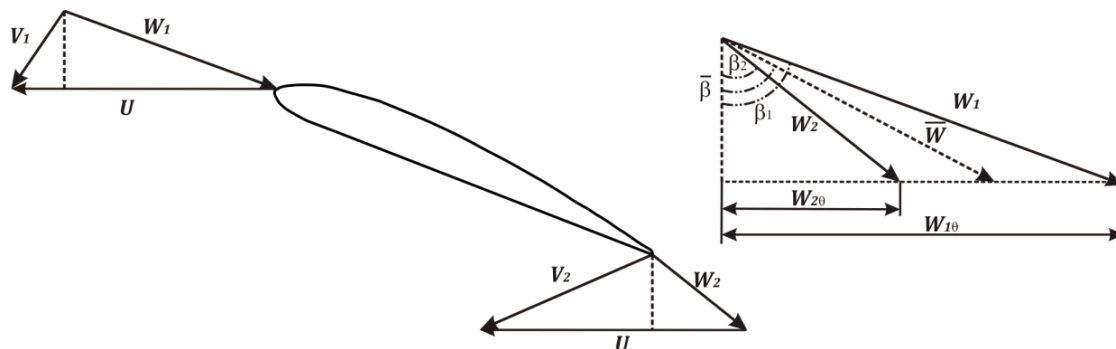


Figura 2-16: Triángulos de velocidad en perfiles aerodinámicos.

Si se aplica la ecuación de continuidad por unidad de envergadura, se obtiene la siguiente expresión:

$$W_1 \cdot \cos \beta_1 = W_2 \cdot \cos \beta_2 = W_z \quad (2-13)$$

De la ecuación de momento aplicada según la dirección axial y tangencial se obtienen las expresiones para las fuerzas según esos ejes:

$$F_z = (p_2 - p_1) \cdot s \quad (2-14)$$

$$F_\theta = \rho s W_z (W_{1\theta} - W_{2\theta}) = \rho s W_z^2 (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) \quad (2-15)$$

Cuando se estudia un fluido real aparecen una serie de pérdidas de presión debidas a la fricción superficial y efectos afines. Estas pérdidas de presión se pueden calcular utilizando la siguiente expresión:

$$\frac{\Delta p_0}{\rho} = \frac{p_1 - p_2}{\rho} + \frac{1}{2} (W_1^2 - W_2^2) \quad (2-16)$$

La ecuación 2-16 se puede expresar en función de las fuerzas en la dirección axial y en la dirección tangencial, usando para ello el ángulo medio del flujo, que recibe el nombre de $\bar{\beta}$ tal como se muestra en la Figura 2-16:

$$\frac{\Delta p_0}{\rho} = \frac{1}{\rho s} (-F_z + F_\theta \cdot \tan \bar{\beta}) \quad (2-17)$$

$$\tan \bar{\beta} = \frac{1}{2} (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) \quad (2-18)$$

Sin embargo, esta expresión de las pérdidas no es la que más se utiliza, sino que suele adimensionalizarse para definir el denominado coeficiente de pérdidas de presión total, que se representa de la siguiente manera:

$$\zeta = \frac{\Delta p_0}{\frac{1}{2} \rho W_z^2} \quad (2-19)$$

Las fuerzas en los perfiles aerodinámicos no suelen descomponerse según la dirección axial y tangencial, sino que suele usarse una dirección perpendicular a la dirección media de la corriente (así se obtiene la fuerza de sustentación), y otra dirección paralela a dicha dirección media (en este caso se obtiene la fuerza de arrastre). Por tanto, las fuerzas que se han obtenido en las ecuaciones 2-14 y 2-15 se pueden descomponer en esas direcciones y obteniéndose:

$$F_L = F_z \cdot \sin \bar{\beta} + F_\theta \cdot \cos \bar{\beta} = \rho s W_z^2 (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) \sec \bar{\beta} - s \Delta p_0 \sin \bar{\beta} \quad (2-20)$$

$$F_D = F_\theta \cdot \sin \bar{\beta} - F_z \cdot \cos \bar{\beta} = s \Delta p_0 \cos \bar{\beta} \quad (2-21)$$

A partir de las expresiones de las fuerzas de arrastre y sustentación se pueden obtener los coeficientes asociados a dichas fuerzas:

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho c \bar{W}^2} = \frac{2}{\sigma} \cos \bar{\beta} \left(\tan \beta_1 - \tan \beta_2 - \zeta \frac{\sin 2\bar{\beta}}{4} \right) \quad (2-22)$$

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho c \bar{W}^2} = \zeta \frac{1}{\sigma} \cos^3 \bar{\beta} \quad (2-23)$$

donde σ representa la solidez, definida como la cuerda (c) entre el paso (s), y \bar{W} representa la velocidad media, que se define como $W_z / \cos \bar{\beta}$. Con los coeficientes de sustentación y de arrastre se puede llegar a calcular la eficiencia aerodinámica, que se define como la relación entre el coeficiente de arrastre y el coeficiente de sustentación:

$$\varepsilon = \frac{C_L}{C_D} = \frac{2 \cos \bar{\beta} \left(\tan \beta_1 - \tan \beta_2 - \zeta \frac{\sin 2\bar{\beta}}{4} \right)}{\zeta \cos^3 \bar{\beta}} \approx \frac{2(\tan \beta_1 - \tan \beta_2)}{\zeta \cos^2 \bar{\beta}} \quad (2-24)$$

Por lo general, los valores de C_D en el funcionamiento de las cascadas son mucho menores que los de C_L y, además, el ángulo β no suele exceder de 60° .

A la salida de las máquinas axiales utilizadas en ciertas aplicaciones industriales se suele introducir una etapa que permite recuperar la componente circunferencial de la velocidad a la salida del rotor en forma de presión estática. Por tanto, es interesante efectuar el análisis en cascada para una etapa completa, en la que se han de considerar pérdidas tanto en el rotor como en el stator, así como la proporción de presión aportada por cada corona.

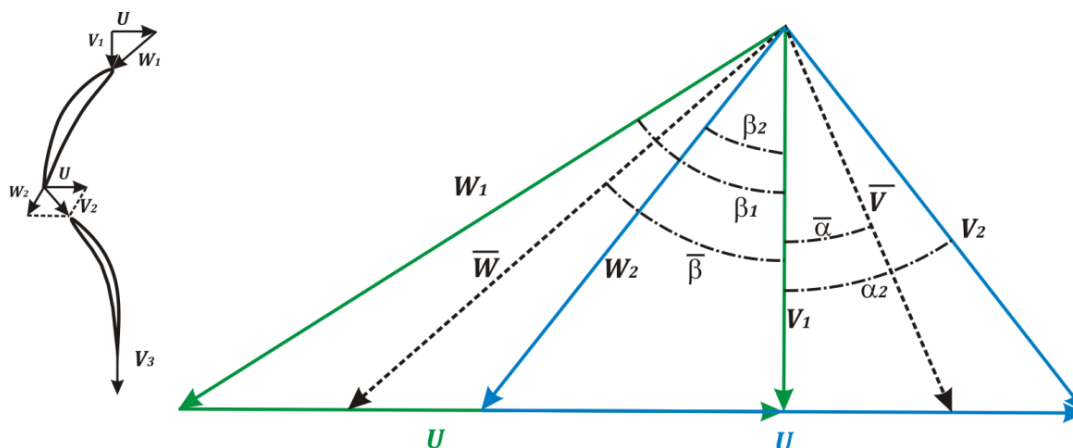


Figura 2-17: Triángulos de velocidad en una etapa de una turbomáquina axial.

En la Figura 2-17 se muestran los triángulos de velocidad para una etapa de una turbomáquina axial compuesta por un stator aguas abajo de un rotor. La velocidad absoluta a la entrada y a la salida en una turbomáquina axial con un buen diseño aerodinámico es la misma y, además, tiene dirección axial. Por tanto, en la entrada tiene velocidad V_1 y la dirección será axial, de forma que restándole vectorialmente la velocidad del álabe U se obtiene la velocidad relativa a la entrada W_1 que tiene un ángulo β_1 . A la salida del álabe se tiene una velocidad relativa W_2 , de forma que sumando vectorialmente la velocidad del álabe U se obtiene la velocidad absoluta de salida del rotor V_2 , con ángulo α_2 . En el stator, a la entrada se tiene una velocidad absoluta V_2 , mientras que a la salida se tiene una velocidad axial V_3 . A partir de los triángulos de velocidad en la etapa se puede llegar a calcular el grado de reacción teórico que, para el caso de flujo incompresible, se define como el cociente entre el incremento de presión estática en el rotor y el incremento de presión total en el escalón o etapa:

$$\chi = \frac{\Delta p_{est}}{\Delta p_{tot}} = 1 - \frac{\Delta p_{din}}{\Delta p_{tot}} = 1 - \frac{\frac{1}{2}\rho(V_2^2 - V_1^2)}{\rho u V_{2\theta}^2} = \frac{W_{1\theta} + W_{2\theta}}{2U} \quad (2-25)$$

donde el incremento de presión total en el escalón (sin considerar pérdidas por fricción) viene dado por la ecuación de Euler de las turbomáquinas:

$$\Delta p_{tot} = \rho U V_{2\theta}^2 \quad (2-26)$$

El grado de reacción es un parámetro relacionado con el rendimiento de un escalón en una turbomáquina. Los escalones que más se usan son aquellos que tienen un grado de reacción del 50%, ya que el gradiente de presión adverso se reparte a partes iguales a través del rotor y el stator, lo que provoca que se retrase el desprendimiento de la capa límite de los bordes de los álabes, evitando de ese modo grandes pérdidas de presión. Sin embargo, para calcular el rendimiento del escalón propiamente dicho se deben tener en cuenta las pérdidas de presión total en el mismo,

relacionándolas con el incremento de presión teórico que resulta de considerar las pérdidas por fricción:

$$\eta_h = \frac{\Delta p_{total}}{\Delta p_{teórico}} \quad (2-27)$$

2.3.3 Teoría tridimensional

El flujo dentro de una turbomáquina es tridimensional y muy complejo. Cuando se trata el flujo en cascada se hace la suposición de flujo bidimensional, considerando que las variaciones de la velocidad en la dirección radial son despreciables. Esta hipótesis es válida para máquinas que presentan una relación entre la base y la punta alta, pero cuando esta relación es inferior a valores sobre los 4/5, la variación de la velocidad radial comienza a apreciarse y afecta a los perfiles de velocidad a la salida de la máquina. Esta variación es más acentuada en máquinas con una determinada curvatura de los álabes en la dirección radial. Por tanto, se hace necesario realizar un estudio tridimensional del flujo en el interior de la máquina con todos los efectos que ello conlleva. La variación radial de la curvatura de los álabes no es el único motivo que hace que la corriente se aparte de las superficies de la máquina, también el efecto del huelgo de punta entre los álabes y la carcasa así como el espesor tienen mucha influencia.

Además, la existencia de capas límite tridimensionales provoca una serie de efectos viscosos asociados. A medida que la corriente avanza a través de las etapas de la turbomáquina, la capa límite en base y punta aumenta de grosor rápidamente, provocando un bloqueo del flujo que da lugar a una aceleración axial en la zona central. Por tanto, al realizar un estudio tridimensional de la máquina aparecen una serie de efectos que no se tienen en cuenta cuando se estudia el flujo en cascada. Existen múltiples teorías que estudian el flujo tridimensional en turbomáquinas, siendo una de ellas la teoría del equilibrio radial.

2.3.3.1 Teoría del equilibrio radial

Cuando se tienen máquinas con una relación de base a punta pequeña, se aprecian variaciones de la velocidad radial que afectan a los perfiles de velocidad a la salida de la turbomáquina. Este flujo radial se produce porque aparece un desequilibrio entre las fuerzas centrífugas y la presión en la dirección radial en un instante determinado. Cuando este desequilibrio desaparece, ya no hay componente de la velocidad en la dirección radial y, por tanto, el flujo es axisimétrico y sus líneas de corriente se encuentran en superficies circulares cilíndricas. Este tipo de flujo recibe el nombre de flujo en equilibrio radial.

La teoría del equilibrio radial, supone que la velocidad radial sólo se manifiesta en la zona en la que se encuentran los álabes, mientras que el flujo en el exterior de los mismos se encuentra en equilibrio radial (Dixon, 1998).

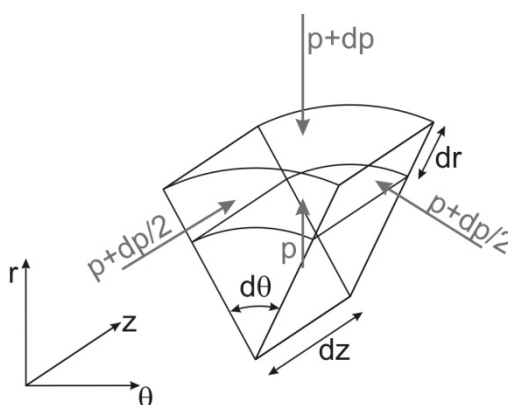


Figura 2-18: Elemento diferencial de volumen.

La teoría del equilibrio radial establece que las fuerzas de inercia están en equilibrio con las fuerzas centrífugas a las que está sometido el elemento diferencial de fluido mostrado en la Figura 2-18. Las fuerzas centrífugas se pueden calcular a partir de las fuerzas de inercia centrípetas dF_i :

$$dF_i = -dm \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] = -dm \frac{v_\theta^2}{r} \quad (2-28)$$

Por otro lado se pueden calcular las componentes de la fuerza de presión tanto para las caras meridionales como para las caras tangenciales:

$$dF_m = 2 \left(p + \frac{1}{2} dp \right) dz dr \sin \frac{d\theta}{2} \cong \left(p + \frac{1}{2} dp \right) dz dr d\theta \quad (2-29)$$

$$dF_z = (p + dp)(r + dr)d\theta dz - prd\theta dz \quad (2-30)$$

La suma de fuerzas ha de estar equilibrada. Por tanto, si se sustituyen las ecuaciones anteriores en la ecuación de equilibrio (2-28) se obtiene:

$$dm \frac{v_\theta^2}{r} = (p + dp)(r + dr)d\theta dz - prd\theta dz - \left(p + \frac{1}{2} dp \right) dz dr d\theta \quad (2-31)$$

Si se sustituye el diferencial de masa por su valor, $dm = \rho r dr dz d\theta$, y se desprecian los términos de segundo orden, se llega a la siguiente expresión:

$$\frac{v_\theta^2}{r} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dp}{dr} \quad (2-32)$$

Si se conoce la variación de la velocidad tangencial y la densidad con el radio de la máquina se puede determinar la variación de la presión radial a lo largo de la envergadura del álabe. En el caso de una soplante axial, en la que las velocidades en el interior de la máquina son bajas, se puede suponer que el flujo es incompresible ($\rho = \text{cte}$) y la ecuación anterior puede integrarse en p y r :

$$p_{punta} - p_{base} = \int_{base}^{punta} \rho v_\theta^2 \frac{dr}{r} = \rho \int_{base}^{punta} v_\theta^2 \frac{dr}{r} \quad (2-33)$$

Por otro lado, la entalpía de estancamiento se define como:

$$h_0 = h + \frac{1}{2} (v_z^2 + v_\theta^2) \Rightarrow \frac{dh_0}{dr} = \frac{dh}{dr} + v_z \frac{dv_z}{dr} + v_\theta \frac{dv_\theta}{dr} \quad (2-34)$$

Teniendo en cuenta que se puede relacionar la entalpía con la entropía y la presión a través de la expresión termodinámica $T ds = dh - \frac{1}{\rho} dp$, y combinando todas las ecuaciones anteriores la ecuación de equilibrio radial viene dada por:

$$\frac{dh_0}{dr} - T \frac{ds}{dr} = v_z \frac{dv_z}{r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{d}{dr}(rv_\theta) \quad (2-35)$$

El intercambio de energía en una turbomáquina se basa solamente en el trabajo específico intercambiado por el rotor, de acuerdo con la ecuación de Euler y la ecuación de la energía. Por tanto, no hay variación radial ni de la entropía ni de la entalpía de estancamiento. La ecuación de equilibrio radial adopta la siguiente forma:

$$v_z \frac{dv_z}{r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{d}{dr}(rv_\theta) = 0 \quad (2-36)$$

Cuando el término rv_θ permanece constante, se habla de flujo de vórtice libre, lo que conduce a que la velocidad axial sea también constante. Para conseguir un flujo de vórtice libre se diseñan los álabes con una determinada torsión y curvatura. En concreto, se diseñan con mayor torsión en el cubo que en la punta. Con esto se consigue que el intercambio de trabajo específico sea constante con el radio y, además, los saltos de presión también son constantes si se logra recuperar toda la velocidad tangencial una vez pasado el escalón.

También se puede imponer la condición $v_\theta = rK$. En este caso se utiliza la teoría del vórtice forzado, que pretende obtener un perfil de álabe de la turbomáquina en el que la velocidad tangencial varíe con el radio. De este modo, se generarían velocidades muy altas en la punta de los álabes que provocarían una mayor vorticidad del flujo.

Para caracterizar tridimensionalmente el flujo en el interior de una turbomáquina axial es imprescindible analizar los denominados flujos secundarios. Estos flujos son perpendiculares a la corriente principal (Neuman, 2000). Cuando una partícula de fluido que posee una determinada rotación y gira alrededor de su propio eje, se desvía de la corriente según un eje perpendicular de giro, se forma un flujo secundario. Estos flujos aparecen en zonas de la capa límite y de los intersticios, lo que hace que su estudio sea muy complejo.

Para analizar este tipo de flujos se pueden utilizar dos métodos. El primer método se basa en estudiar el equilibrio de fuerzas sobre la partícula, mientras que el segundo analiza la vorticidad que se genera en las capas límite y que se destruye por la propia viscosidad. Cualquiera de las dos aproximaciones es válida a la hora de estudiar la estructura de los flujos secundarios, si bien en algunas ocasiones utilizar uno de los métodos puede resultar más ventajoso, dependiendo del análisis que se desee.

Entre los flujos secundarios que aparecen en una turbomáquina se pueden encontrar:

- **Flujo radial secundario.** Este flujo se crea debido al desequilibrio que se produce entre la fuerza de presión y la fuerza centrífuga en el interior del álabe. El desequilibrio genera una aceleración radial hacia la base en los statores y hacia la punta en los rotores.
- **Vórtice del conducto.** La diferencia de presión entre la cara de presión de un álabe y la cara de succión del álabe adyacente, provoca un desplazamiento de las capas límite anulares desde dicha cara de presión a la de succión. Debido a ello, el flujo en las inmediaciones se sobredeflecta. El origen del vórtice de conducto es similar al del flujo secundario radial, ya que también se crea por un desequilibrio entre la fuerza de presión y la fuerza centrífuga, si bien en este caso ese desequilibrio origina una aceleración hacia las zonas de bajas presiones que curva la trayectoria hacia la cara de succión, en un movimiento cruzado. La cara de succión deflecta la corriente cruzada, que continúa en sentido inverso y termina juntándose con la sobredeflexión aguas abajo. Este mecanismo se repite y así se forman los denominados vórtices de conducto.
- **Vórtices de herradura.** Cuando el fluido de la capa límite anular se aproxima a un álabe, la parte exterior, que tiene una cantidad de movimiento elevada, es capaz de rodearlo, pero la

parte interior, en la que la cantidad de movimiento es baja no puede rodear el álabe y es vencida por la sobrepresión, provocando la parada del flujo. La capa límite se desprende en este punto y, además, el flujo estancado crea un punto de remanso aguas arriba que el resto de la corriente debe rodear. Este punto de remanso origina un obstáculo al fluido que gira, debido al arrastre viscoso de la corriente exterior. El vórtice de herradura se mantiene en la esquina de la cara de succión mientras es presionando por el flujo cruzado. Sin embargo, su sentido de giro es contrario al vórtice de conducto y por eso muchas veces es absorbido por él.

- **Flujo inclinado.** El ángulo de inclinación del álabe del rotor aumenta cerca de la superficie de la base y de la punta debido al efecto de las capas límite anulares. Al aproximarse las capas límite a estas superficies se produce una caída de cantidad de movimiento en dirección axial. El ángulo que forma la corriente respecto al eje es inversamente proporcional a la velocidad axial y, por tanto, aumenta cuando la velocidad axial disminuye. En la zona de la base este efecto no tiene mucha importancia debido a que la capa límite es succionada por el movimiento radial. Sin embargo, en la zona de la punta se convierte en un grave problema debido a la acumulación de la capa límite y a la existencia de otros flujos secundarios. Por ello se suele aumentar el calado del perfil cerca de la punta.
- **Flujo de intersticio.** Los flujos de intersticio son debidos a las holguras que existen entre la punta del álabe y la carcasa. Estos flujos tienen una gran influencia en las prestaciones de las turbomáquinas. El flujo de la cara de presión puede pasar a la cara de succión en la punta del álabe disipando gran cantidad de energía y haciendo que la envergadura útil del álabe disminuya. Por tanto, se suele minimizar este huelgo de punta en el diseño de turbomáquinas. Además, este flujo que pasa entre las caras tiende a formar el denominado vórtice de punta, que gira en sentido contrario al vórtice de conducto y puede perjudicar el funcionamiento de la máquina.
- **Desprendimiento de vórtices.** Existen ciertos flujos secundarios que se producen debido al desprendimiento de vórtices. Estos vórtices pueden ser tanto transversales como longitudinales.

Todos estos flujos secundarios se pueden superponer entre sí dependiendo de las condiciones de operación de la máquina y de los flujos incidentes sobre la etapa.

2.4 Fenómenos no estacionarios

A las dificultades, apuntadas en los párrafos anteriores, que aparecen cuando se analiza el funcionamiento de una turbomáquina, se debe añadir un grado más de complejidad representado por la naturaleza no estacionaria del flujo. Si se hiciera una fotografía del campo de velocidades de la máquina en un instante dado se podrían conocer la mayoría de las características globales del flujo en su interior. Sin embargo, se perdería la variación temporal que se produce debido al movimiento del rodete. Este factor temporal implica la aparición de una serie de fenómenos que determinan el comportamiento de este tipo de sistemas.

El movimiento de los álabes respecto a otras superficies fijas (cubo, carcasa, stator, etc.) hace que se produzcan una serie de fenómenos no estacionarios que pueden clasificarse en dos grandes grupos. Por un lado, las inestabilidades globales del flujo, que engloban los problemas de cavitación, la oscilación de masa, bloqueo sónico, la aparición de aceleraciones relativas o fenómenos tan complejos como el desprendimiento rotativo. Y por otro, las denominadas inestabilidades locales, ya que se producen en puntos concretos de la máquina, entre las que se encuentran desprendimientos de la capa límite en los álabes y la aparición de burbujas de cavitación aisladas. Los motivos que causan estas no estacionalidades son principalmente: la interacción por choque, la interacción potencial como consecuencia del campo de presiones que se desarrolla a lo largo del álabe y los fenómenos viscosos que son consecuencia del desarrollo de capas límite.

Los fenómenos no estacionarios crean perturbaciones en el flujo que se produce en la máquina. Entre estas perturbaciones se pueden citar:

- **Interacción entre haces.** Debido al cambio de posición que se produce en una etapa de una máquina entre las coronas móviles y las fijas, se generan a su vez variaciones temporales en el campo de presiones. Cada vez que un álabe pasa por delante de un canal del stator, las presiones en el stator se modifican de tal manera que llegan a influir en el flujo aguas abajo de la etapa.
- **Desprendimiento de vórtices (vortex shedding).** El flujo puede sufrir separación de la capa límite en la superficie de los álabes bajo determinadas condiciones de operación, generando estructuras típicamente tridimensionales y de origen turbulento, denominadas vórtices. Esta generación está estrechamente ligada con la carga aerodinámica de cada álabe, por lo que si la máquina trabaja en puntos cercanos al punto de desprendimiento, éste puede acelerarse debido a cargas locales sobre algún álabe generadas como consecuencia de la interferencia de otro efecto no estacionario.
- **Difusión y transporte de estelas.** La difusión consiste en la disolución de las estelas que se producen debido a fenómenos viscosos, y conlleva unas pérdidas de energía asociadas. Las estelas generan condiciones no uniformes del flujo que influyen en el funcionamiento del rotor. El transporte de estelas está influenciado por las coronas de haces fijos de la máquina, ya que las estelas que salen del rotor son troceadas a su paso por las directrices, produciéndose sub-estelas que se difunden más fácilmente en el flujo principal.
- **Desprendimiento rotativo.** Cuando se produce una desviación de la corriente principal, la separación del flujo se adelanta en las secciones anteriores al borde de salida de los álabes, con lo que el ángulo de incidencia del flujo cambia. Este cambio en la corriente principal hace que se produzcan separaciones en los distintos álabes. Se trata de un fenómeno muy complejo que se produce a bajas frecuencias y que modifica cuantitativamente el funcionamiento de la máquina.
- **Oscilación en masa y bloqueo sónico.** La oscilación en masa se produce más en los sistemas en los que el fluido de trabajo es un líquido, debido a que presentan mayores densidades. El bloqueo sónico se genera en máquinas sónicas en las que el flujo en su interior presenta valores altos del número de Mach. Estos valores hacen que pueda haber cambio de régimen en el interior de la máquina (subsónico, sónico, supersónico).

Entre todos estos fenómenos no estacionarios cabría destacar los debidos a las fluctuaciones provocadas por la interacción dinámica que existe entre los haces móviles y los fijos en una turbomáquina (interacción rotor-stator). En el estudio de la interacción entre el flujo que sale o llega al rotor y los álabes fijos del stator (situados aguas arriba o abajo) la posición relativa de las dos series de álabes es muy importante. Este fenómeno se desarrolla con más profundidad en el siguiente apartado.

2.5 Estudio de la interacción rotor-stator

Si delante de una corona de álabes no existe ningún elemento que perturbe el flujo, el fluido entra en la corona de álabes con unas condiciones uniformes y estacionarias. Sin embargo, cuando se tiene una cascada de álabes delante, el paso del fluido a través de la misma hace que aparezcan una serie de fenómenos que se transmiten al flujo aguas abajo, y que influyen en el comportamiento de la siguiente corona de la etapa. Este fenómeno se denomina interacción entre el rotor y el stator. Además, no sólo la corona posterior se ve afectada por la anterior, sino que la presencia de la segunda corona de álabes condiciona el comportamiento de la primera, es decir, se produce un efecto de acoplamiento entre haces. El fenómeno de interacción se produce cuando las estelas que provienen de los álabes de una de las coronas llegan a la zona de influencia de los álabes de la siguiente.

Las estelas de los álabes producen variaciones en la distribución de la velocidad, apareciendo gradientes de presión según la dirección circunferencial, que hacen que se modifiquen las condiciones de funcionamiento de la máquina y, por tanto, su capacidad para producir trabajo. Pero además, la existencia de gradientes circunferenciales de velocidad trae asociada la aparición de fuerzas radiales no equilibradas que provocan problemas de vibraciones y de ruido.

Conociendo la naturaleza del fenómeno se puede deducir qué parámetros van a influenciar en el comportamiento de una máquina frente a estos fenómenos. Es evidente que el parámetro geométrico que condiciona en mayor grado las fluctuaciones de las variables fluidodinámicas en turbomáquinas es el huelgo axial entre las etapas de rotor y stator. Sin embargo, para describir el comportamiento no estacionario del flujo se necesita otro parámetro adicional, la frecuencia de paso de álabe que se define como la inversa del tiempo que tarda un álabe en un instante concreto en ocupar la posición del álabe anterior.

Cualquier intento de conocer el flujo entre coronas de álabes, hasta la aparición de las técnicas numéricas pasaba por la utilización de técnicas experimentales. Con la aparición de las técnicas numéricas en los años 70, estos métodos comienzan a destacar como la herramienta más empleada para el estudio de la interacción. El estudio de la interacción comprende varias disciplinas, debido a la complejidad que presenta el fenómeno:

- **Aeromecánica y aeroelasticidad.** Estas disciplinas se centran en el estudio de la interacción entre el flujo y las propiedades mecánicas de los álabes. Uno de los mecanismos que se estudian es el efecto de las vibraciones que son consecuencia de las fluctuaciones de carga a la que están sometidos los álabes. En este caso, los álabes no son meros elementos pasivos, sino que pasan a formar parte de la solución del flujo. Entre las excitaciones de origen aerodinámico se pueden encontrar la respuesta forzada, el desprendimiento rotativo, la turbulencia, etc.
- **Aeroacústica.** Se centra en la caracterización de las fuentes sonoras y el estudio de los mecanismos de propagación de ruido. Las fuentes de ruido que se propagan se pueden identificar conociendo las variaciones de presión en el flujo. Este ruido puede ser en banda ancha, debido principalmente a la turbulencia del flujo, o tonal, ligado a la frecuencia de paso de álabe.
- **Aerodinámica y fluidodinámica.** Se basa en la resolución de las ecuaciones de gobierno del flujo para analizar el intercambio de cantidad de movimiento en los haces. No se tienen en cuenta todos los efectos de la estructura mecánica sino que se presentan los álabes como mera condición de contorno pasiva. Entre los aspectos fundamentales que se estudian están la turbulencia del flujo, las prestaciones estacionarias de la máquina y las no estacionarias. Estas últimas claramente relacionadas con los fenómenos de interacción entre álabes.

Como se ha visto, la interacción tendrá lugar entre el flujo relativo en los canales de los álabes en rotación y las directrices fijas. Cuando se dispone de una única etapa, como es el caso de la máquina objeto de estudio, las directrices pueden estar situadas tanto aguas arriba como abajo del rotor. Si se sitúan aguas arriba, la falta de uniformidad en el flujo procedente de las mismas se percibe como una falta de estacionariedad del flujo a la entrada del rotor, y la capacidad de perturbación es mucho más elevada que cuando las directrices se sitúan aguas abajo. El efecto más importante de la interacción entre haces fijos y móviles es la generación de esfuerzos no estacionarios sobre los álabes, que generarán vibraciones y ruido.

2.6 Ruido en turbomáquinas

El ruido generado por una turbomáquina tiene una naturaleza dipolar (Sharland, 1964) y se puede dividir en ruido en banda ancha, debido a las fluctuaciones de la fuerza de sustentación en los álabes que se producen por el desprendimiento de vórtices a la salida de los mismos y, ruido tonal que se genera a la frecuencia de paso de álabe y sus armónicos, debido principalmente a la interacción que se produce entre el rotor y el stator (Mather, 1971).

En este tipo de máquinas el comportamiento de una corona afecta a la siguiente y viceversa. Además, entre los fenómenos de interacción se encuentra la interacción que se produce entre las estelas de los álabes y las directrices. La vorticidad que se forma en esas estelas es una fuente de ruido importante (Howe, 2003).

Antes de estudiar la generación de ruido en una turbomáquina se deben comprender los mecanismos que lo producen y las herramientas que se pueden utilizar para analizarlo. Para ello es necesario abordar el estudio de la Acústica, cuyos principios fundamentales, aplicados a un fluido dan lugar a la Aeroacústica.

2.6.1 Teoría aeroacústica clásica

El sonido es una alteración que se produce en un medio y que se propaga en forma de onda. La Aeroacústica es la parte de la Acústica que se ocupa del estudio de los sonidos producidos por los flujos. La peculiaridad de la aeroacústica reside en que un flujo no sólo es una fuente de sonido sino que, además, su presencia altera las características de propagación del mismo. Por tanto, para poder conocer los principios de la Aeroacústica, es indispensable conocer las ecuaciones que rigen los fenómenos fluidomecánicos.

Las leyes fundamentales que gobiernan el movimiento de los fluidos se basan en las leyes de conservación de la física: la masa se conserva, la cantidad de movimiento es igual a la resultante de las fuerzas que actúan sobre el sistema y las variaciones de energía equivalen a la cantidad de calor suministrada por el sistema más el trabajo realizado por las fuerzas externas sobre el mismo. Para un tiempo t y una posición determinada $x=(x_1, x_2, x_3)$ el estado de un fluido está definido por la velocidad y dos variables termodinámicas. Por tanto, para determinar el movimiento de un fluido se necesitan cinco ecuaciones escalares, que se obtienen a partir de las leyes de conservación de la masa, de la cantidad de movimiento y de la energía.

El principio de conservación de la masa establece que el aumento de masa en un volumen de fluido es igual al flujo neto que atraviesa las superficies del mismo. Por tanto, la velocidad y la densidad deben satisfacer la ecuación de continuidad:

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2-37)$$

donde $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \equiv \frac{\partial}{\partial t} + v_j \frac{\partial}{\partial x_j}$ es la derivada material. La ecuación (2-37) demuestra que la divergencia de la velocidad es igual a la variación unitaria de la densidad en el interior del volumen. En el caso de flujo incompresible, en el que no hay variación de densidad, la divergencia de la velocidad es igual a cero.

Por otro lado, la ecuación de cantidad de movimiento (también llamada ecuación de Navier-Stokes) expresa el cambio de la cantidad de movimiento de una partícula en función de la presión, la viscosidad y las fuerzas que actúan sobre el volumen (\vec{F}):

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla p + \mu \left(\nabla^2 \vec{v} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{v}) \right) + \vec{F} \quad (2-38)$$

La ecuación 2-38 representa la ecuación de cantidad de movimiento para un fluido stokesiano. En este tipo de fluidos se cumple que las fuerzas de rozamiento se pueden expresar en función de la viscosidad dinámica, que se asume como constante.

Por último, en aquellos problemas en los que existe un intercambio de energía a través de calor, disipación viscosa, combustión, etc., se debe tener en cuenta también la ecuación de la energía:

$$\frac{DE}{Dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad (2-39)$$

donde \dot{Q} representa la tasa de transferencia de calor y \dot{W} representa el trabajo realizado por las fuerzas. Si se realizan una serie de simplificaciones y se considera flujo isotrópico, que es aquel en que la entropía de una partícula permanece constante, la ecuación de la energía se puede expresar de la siguiente manera:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla s = 0 \quad (2-40)$$

La teoría acústica clásica es una aproximación de primer orden en la que los efectos que son no lineales son despreciados, ya que el sonido no es más que una pequeña perturbación del estado estacionario del flujo y los efectos no lineales representan perturbaciones de segundo orden. La amplitud acústica en muchas aplicaciones es muy pequeña comparada con la presión media y, por tanto, la propagación del sonido puede ser estudiada utilizando ecuaciones linealizadas. Para poder hacer esta linealización se debe de considerar un sonido que se propaga en un flujo estacionario y no viscoso, con presión media p_0 y densidad ρ_0 . Si se denota como p' y ρ' las fluctuaciones de la presión y la densidad, y además se tiene en cuenta que $p'/p_0 \ll 1$ y $\rho'/\rho_0 \ll 1$, se puede escribir la ecuación de cantidad de movimiento de la siguiente manera:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla p' = \vec{F} \quad (2-41)$$

Antes de linealizar la ecuación de continuidad se debe introducir un término que represente el incremento de volumen por unidad de volumen. Este término, que se puede denotar genéricamente como $q(\vec{x}, t)$, representa una distribución fuente de volumen, como, por ejemplo, el efecto de las pulsaciones de volumen de un pequeño cuerpo en el interior de un fluido. Incorporando este efecto en la ecuación (2-37):

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot \vec{v} = q \quad (2-42)$$

Una vez que se ha introducido este término se puede linealizar la ecuación de continuidad:

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \text{div } \vec{v} = q \quad (2-43)$$

Utilizando la ecuación anterior, junto con la ecuación de cantidad de movimiento (2-41), se puede eliminar la velocidad:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \rho_0 \frac{\partial q}{\partial t} - \nabla \cdot \vec{F} \quad (2-44)$$

Esta última ecuación se asemeja a la ecuación de ondas, aunque en ella aparecen fluctuaciones de densidad y presión que sería muy conveniente condensar en una sola variable. Para ello, es necesario establecer una serie de relaciones entre la presión y la densidad, que dependerán de las variables termodinámicas del fluido:

$$p_0 = p(\rho_0, s) \quad (2-45)$$

$$p_0 + p' = p(\rho_0 + \rho', s) \approx p(\rho_0, s) + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}(\rho, s) \right)_0 \rho' \quad (2-46)$$

$$s = \text{constante} \quad (2-47)$$

Además, la velocidad del sonido se puede relacionar con la presión y la densidad de la siguiente manera:

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} \quad (2-48)$$

Teniendo en cuenta que la entropía es constante, las pérdidas debidas a la difusión viscosa y térmica con el ambiente pueden ser ignoradas. La expresión de la velocidad del sonido queda entonces en función de la velocidad del sonido en el aire c_0 :

$$\rho' = \frac{p}{c_0^2} \quad (2-49)$$

Sustituyendo en la ecuación 2-42 se obtiene:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) p = \rho_0 \frac{\partial q}{\partial t} - \nabla \cdot \vec{F} \quad (2-50)$$

Esta ecuación sirve para calcular las ondas de sonido que producen la fuente q y la fuerza F descartando las fluctuaciones de la presión. Cuando no existen estos términos la ecuación describe la propagación de sonido desde las fronteras del fluido (como puede ser la vibración del cono de un altavoz).

Cuando no existen fuerzas exteriores al fluido en la ecuación de continuidad linealizada (2-41) se puede definir un potencial acústico $\vec{v} = \nabla \phi$, que se puede expresar en términos de la perturbación de presión:

$$p = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2-51)$$

Si se introduce este valor en la ecuación (2-50) se obtiene la ecuación de ondas de la Acústica clásica:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \phi = -q(\vec{x}, t) \quad (2-52)$$

En el caso de fluidos incompresibles, la presión cambia debido a la acción de las fuerzas exteriores pero la densidad permanece constante. Por tanto, la ecuación de ondas se puede expresar de la siguiente manera:

$$\nabla^2 \phi = q(\vec{x}, t) \quad (2-53)$$

La teoría acústica lineal formula el problema de la generación de ruido en términos de una ecuación de ondas inhomogénea para las fluctuaciones de presión acústica. La solución de la ecuación se puede obtener mediante la técnica de las funciones de Green, una vez conocidas las fuentes de la ecuación de ondas.

Es posible construir una ecuación integral simple a partir de la ecuación de ondas inhomogénea con fuentes conocidas a priori que combine el efecto de las fuentes, la propagación y las condiciones de contorno e iniciales del problema, empleando la definición de la función de Green (Rade, 2000). La función de Green es una solución a la ecuación de ondas generada para una fuente puntual impulsiva localizada en un punto $x=y$ en un instante $t=\tau$:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) G = \delta(\vec{x} - \vec{y})\delta(t - \tau) \quad (2-54)$$

Donde δ representa la función delta de Dirac. Por lo general se asume una condición de causalidad temporal para la función de Green, es decir, que en instantes previos al tiempo de emisión de la fuente puntual impulsiva no existe otro campo en el dominio que sea producido por dicha fuente puntual:

$$G=0 \text{ para } t < \tau \quad (2-55)$$

La ecuación de ondas describe todos los procesos en los cuales un campo potencial se propaga con velocidad finita. Si se aplica la técnica de las funciones de Green para un campo acústico, se obtiene la siguiente función:

$$G(\vec{x}, \vec{y}, t - \tau) = \frac{1}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} \delta\left(t - \tau - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right) \quad (2-56)$$

Esta función es conocida como función de Green del campo libre y representa un impulso que se expande a la velocidad del sonido según una onda esférica simétrica desde una fuente y . Como se puede apreciar en la ecuación, la amplitud de la onda decrece inversamente con la distancia a la fuente.

Una de las características de la función de Green es que es solución de la ecuación de ondas inhomogénea. La ecuación de ondas inhomogénea se puede escribir de la siguiente manera:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) p = \mathcal{F}(\vec{x}, t) \quad (2-57)$$

donde la fuente generalizada es $\mathcal{F}(\vec{x}, t)$ y se supone que se generan ondas que se propagan desde la región fuente según la condición de radiación. Esta distribución fuente se puede relacionada con la distribución de una fuente puntual impulsiva de la siguiente manera:

$$\mathcal{F}(\vec{x}, t) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(\vec{y}, \tau)\delta(\vec{x} - \vec{y})\delta(t - \tau)d\vec{y} d\tau \quad (2-58)$$

La solución para esta ecuación será de la forma:

$$\mathcal{F}(\vec{y}, \tau)\delta(\vec{x} - \vec{y})\delta(t - \tau)d\vec{y} d\tau \rightarrow \mathcal{F}(\vec{y}, \tau)G(\vec{x}, \vec{y}, t - \tau)d\vec{y} d\tau \quad (2-59)$$

Por tanto, sumando cada una de las contribuciones elementales se puede obtener:

$$p(\vec{x}, t) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(\vec{y}, \tau) G(\vec{x}, \vec{y}, t - \tau) d\vec{y} d\tau \quad (2-60)$$

Sustituyendo la función de Green (2-56) en la ecuación anterior, se obtiene:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{F}(\vec{y}, \tau)}{|\vec{x} - \vec{y}|} \delta\left(t - \tau - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right) d\vec{y} d\tau \quad (2-61)$$

Que puede expresarse de la siguiente manera:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{F}\left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right)}{|\vec{x} - \vec{y}|} d\vec{y} \quad (2-62)$$

La ecuación anterior se denomina potencial retardado y representa la presión en una posición x en un tiempo t como una superposición lineal de las contribuciones de las fuentes en una posición y que radia en un tiempo $\frac{t - |\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}$, siendo los tiempos de propagación de ondas sonoras $\frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}$.

Para aplicar la técnica de las funciones de Green a la resolución de problemas acústicos gobernados por la ecuación de ondas se suele considerar la presencia de fuentes de inyección de materia y de un campo de fuerzas externas en el medio fluido. Esta consideración conlleva la aparición de términos de masa y momento en las ecuaciones linealizadas, tal como se puede apreciar en la ecuación (2-50). El primer término del lado derecho de dicha ecuación corresponde a un monopolo, mientras que el segundo término corresponde a un dipolo. Además, existen otros términos de radiación multipolar que no aparecen explícitamente en la ecuación de ondas, pero que también es necesario considerar, y que se conocen como que son los cuadrípolos.

2.6.1.1 Monopolos

Las fuentes monopulares representan una de las soluciones más simples de la ecuación de ondas inhomogénea. Una fuente monopolar no tiene directividad natural, es decir, radia sonido en todas las direcciones por igual.

El monopolo corresponde a una inyección de masa estacionaria en el fluido de la forma $q(t)\delta(\vec{x})$. La presión que produce un monopolo en un medio incompresible corresponde a la solución de la ecuación:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) p = q(t)\delta(\vec{x}) \quad (2-63)$$

Esta ecuación se resuelve utilizando el método de las funciones de Green. Así se obtiene la presión acústica producida por esta fuente, que para una fuente centrada en el origen de coordenadas en la que el vector de posición coincidirá con la posición del observador ($r = |\vec{x}|$), viene dada por la siguiente expresión:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{q\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{4\pi r} \quad (2-64)$$

La presión acústica en campo lejano para el caso de una fuente monopolar viene dada por:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi|\vec{x}|} \int_{-\infty}^{\infty} q\left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0|\vec{x}|}\right) d\vec{y} \quad (2-65)$$

2.6.1.2 Dipolos

La siguiente fuente en orden de complejidad corresponde a la fuente dipolar. En la ecuación de ondas aparece un término fuente dipolar cuando se aplica un campo de fuerzas externas fluctuantes en el medio fluido.

Si se define F como un vector dependiente del tiempo, el término de la derecha en la ecuación (2-57) se puede expresar de la siguiente manera:

$$\mathcal{F}(\vec{x}, t) = \nabla \cdot (F(t)\delta(\vec{x})) \equiv \frac{\partial}{\partial x_i} (F_i(t)\delta(\vec{x})) \quad (2-66)$$

Este término representa un dipolo localizado en el origen. El sonido que produce este dipolo se puede calcular a partir de la ecuación (2-61):

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial y_i} (F_i(\tau)\delta(\vec{y})) \frac{\delta\left(t - \tau - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right)}{|\vec{x} - \vec{y}|} d\vec{y} d\tau \quad (2-67)$$

Si se integra por partes respecto a y_i , y teniendo en cuenta que $\delta(\vec{y}) = 0$ cuando $y_i = \pm\infty$, y que:

$$\frac{\partial}{\partial y_i} \frac{\delta\left(t - \tau - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right)}{|\vec{x} - \vec{y}|} = \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\delta\left(t - \tau - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right)}{|\vec{x} - \vec{y}|} \quad (2-68)$$

Se obtiene la presión acústica:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int \int_{-\infty}^{\infty} F_i(\tau)\delta(\vec{y}) \left(\frac{\delta\left(t - \tau - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right)}{|\vec{x} - \vec{y}|} \right) d\vec{y} d\tau = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{F_i\left(t - \frac{|\vec{x}|}{c_0}\right)}{4\pi|\vec{x}|} \right) \quad (2-69)$$

En campo lejano la presión acústica viene dada por:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{x_i}{4\pi c_0 |\vec{x}|^2} \int_{-\infty}^{\infty} F_i\left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0|\vec{x}|}\right) d\vec{y} \quad (2-70)$$

2.6.1.3 Cuadripolos

Un cuadripolo corresponde a una fuente en la que existen dos derivadas espaciales y que es equivalente a una combinación de cuatro fuentes monopulares en las que el flujo neto es cero. Generalmente, una fuente cuadripolar se puede expresar de la siguiente manera:

$$\mathcal{F}(\vec{x}, t) = \frac{\partial^2 Q_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}(\vec{x}, t) \quad (2-71)$$

Sustituyendo esta expresión en la ecuación de ondas, se obtiene de la presión acústica producida por un cuadripolo:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q_{ij} \left(y, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0} \right)}{|\vec{x} - \vec{y}|} d\vec{y} \quad (2-72)$$

La presión acústica para el campo lejano viene dada por:

$$p(\vec{x}, t) \approx \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|^3} \frac{\partial^2}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{ij} \left(y, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0 |\vec{x}|} \right) d\vec{y} \quad (2-73)$$

2.6.2 Analogía aeroacústica de Lighthill

La teoría Acústica clásica aborda el estudio de la generación de ruido por fuentes aeroacústicas a partir de la aplicación de un proceso de linealización a un flujo base uniforme y en reposo, gobernado por las ecuaciones de Navier-Stokes, de tal modo que los términos no lineales son despreciados. Sin embargo, las ecuaciones de gobierno de la Mecánica de Fluidos son ecuaciones no lineales, y además, los términos no inerciales (que son no lineales) cuando se estudia flujo subsónico en régimen turbulento con un alto número de Reynolds cobran mayor relevancia que los términos viscosos, que en algunos casos pueden ser incluso despreciables.

El proceso de linealización se complica cuando se quieren tener en cuenta los términos no lineales de las ecuaciones de Navier-Stokes. Por un lado, la ecuación que aparece después de aplicar el proceso de linealización es mucho más complicada que la ecuación de ondas lineal que se obtiene en la teoría acústica clásica. Además, la técnica que se emplea para resolver las ecuaciones, las funciones de Green, no es aplicable en dicha situación. Por otro lado, la nueva ecuación que se obtenga tendrá una serie de soluciones ondulatorias, además de la correspondiente al campo acústico, con lo cual habría que desacoplar dichas soluciones para obtener la parte puramente acústica. Por tanto, habría que realizar una serie de hipótesis o aproximaciones para poder aplicar la teoría aeroacústica clásica a un problema de predicción de ruido real.

El ruido es en cierto sentido una pequeña perturbación del flujo, y este hecho se puede utilizar para obtener soluciones aproximadas mediante analogías acústicas. Una analogía acústica consiste en una reformulación de las ecuaciones de gobierno de la Mecánica de Fluidos, que permite separar los mecanismos de generación de ruido de los mecanismos de propagación del mismo. Se denomina *región fuente* a la parte del flujo en la que se genera el ruido, mientras que la parte del flujo donde se propaga se denomina *región de propagación*. En esta *región de propagación* se coloca el punto de observación.

Por tanto, el problema se reduce a considerar una serie de fuentes acústicas tal y como se habían descrito en la teoría acústica clásica, radiando como si todo el medio fluido estuviera en reposo y una región donde se produce la propagación de las fuentes. La parte más compleja es la distinción entre la región fuente y la de propagación. Para poder realizar esta distinción se necesita un profundo conocimiento del flujo en el que se desarrolla el problema, que en muchas ocasiones es difícil de conseguir. Una de las ventajas que presenta el uso de este tipo de analogías es que permiten emplear la técnica de las funciones de Green para alcanzar una solución formal. Una de las analogías acústicas más extendida es la analogía aeroacústica de Lighthill (Lighthill, 1952), que se describe en el presente apartado, pero también existen otras alternativas que se describirán en apartados posteriores, como son las analogías de Powell y Howe desarrollada para el estudio de la teoría del sonido generado por la vorticidad.

La analogía de Lighthill se utiliza para estudiar problemas aeroacústicos que se desarrollan en campo libre, es decir, en flujos no acotados (sin contornos sólidos), de modo que los fenómenos de reflexión, difracción, absorción o dispersión que provocan dichos contornos no se contemplan, y el sonido se considera generado únicamente por la turbulencia del campo libre. Para realizar dicho estudio,

Lighthill transformó las ecuaciones de Navier-Stokes y de continuidad con el objetivo de obtener una ecuación de ondas inhomogénea donde el término fuente sólo es importante dentro de la región turbulenta. Su hipótesis se basa en que el sonido, a bajo número de Mach, sólo representa una pequeña parte del flujo y, una vez generado, su influencia sobre el flujo principal es tan pequeña que puede ser ignorada. Por tanto, se pueden determinar las características del flujo en la región de propagación ignorando los efectos de la producción y la propagación del sonido. Además, se supone que en el infinito el fluido está en reposo y, por tanto, la presión media, la densidad y la velocidad del sonido son respectivamente p_0 , ρ_0 y c_0 . Partiendo de la ecuación de cantidad de movimiento (2-38) e ignorando las fuerzas exteriores, se puede expresar cada componente de la ecuación de la siguiente manera:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \equiv - \frac{\partial}{\partial x_j} (p \delta_{ij} - \tau_{ij}) \quad (2-74)$$

Donde δ_{ij} es la delta de Kronecker y τ_{ij} es el tensor de tensiones viscosas definido para un fluido Stokesiano (es decir, en el que se cumple la condición de Stokes $\lambda = \frac{2}{3} \mu$). Si se pone el tensor de tensiones en función de e_{ij} , el tensor de velocidades de deformación:

$$\sigma_{ij} = 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \delta_{ij} \right) \quad e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-75)$$

Y se multiplica la ecuación de continuidad por el término v_i se obtiene:

$$v_i \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_i \frac{\partial (\rho v_i)}{\partial x_j} = 0 \quad (2-76)$$

Al sustituir esta ecuación en la ecuación (2-74) se obtiene una nueva expresión para la ecuación de cantidad de movimiento:

$$\frac{\partial (\rho v_i)}{\partial t} = - \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial x_j} \quad (2-77)$$

donde π_{ij} representa el tensor de cantidad de movimiento, que se puede expresar en función del tensor de tensiones fluctuantes de Reynolds ($\rho v_i v_j$) y del tensor de tensiones σ_{ij} :

$$\pi_{ij} = \rho v_i v_j + (p - p_0) \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (2-78)$$

El tensor de cantidad de movimiento solamente contiene la presión cuando se está estudiando un medio acústico uniforme. Por tanto se puede expresar como:

$$\pi_{ij} \rightarrow \pi_{ij}^0 = (p - p_0) \delta_{ij} \equiv c_0^2 (\rho - \rho_0) \delta_{ij} \quad (2-79)$$

Donde $p - p_0$ representa las fluctuaciones de presión (p') y $\rho - \rho_0$ las fluctuaciones de densidad (ρ'). La ecuación de cantidad de movimiento y la de continuidad son entonces:

$$\frac{\partial (\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [c_0^2 (\rho - \rho_0)] = 0 \quad (2-80)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho - \rho_0) + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2-81)$$

De las dos ecuaciones anteriores se puede eliminar el término ρv_i y así obtener la ecuación acústica lineal aplicable a las fluctuaciones de densidad:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) [c_0^2(\rho - \rho_0)] = 0 \quad (2-82)$$

La única solución de esta ecuación que satisface la condición de radiación es $\rho - \rho_0 = 0$, ya que se han descartado los efectos de la turbulencia y no existen fuerzas externas ni superficies en movimiento dentro del dominio.

Para estudiar el ruido producido por la turbulencia en un fluido real se puede utilizar una ecuación equivalente a la (2-82), aunque para un fluido real debería aparecer una determinada distribución de tensiones. Cuando se aplica la analogía acústica de Lighthill, se utiliza el denominado tensor de tensiones de Lighthill:

$$T_{ij} = \pi_{ij} - \pi_{ij}^0 = \rho v_i v_j + ((p - p_0) - c_0^2(\rho - \rho_0))\delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (2-83)$$

Donde el primer término hace referencia al tensor de tensiones fluctuantes de Reynolds, mientras que el segundo término indica la variación de la cantidad de movimiento en el campo acústico que rodea al término fuente. Las pérdidas debidas a la viscosidad del fluido se representan en el tercer término, donde aparece el tensor de tensiones viscosas. Cuando el número de Reynolds es muy alto en la región fuente, la atenuación viscosa del ruido radiado se puede ignorar.

Si se parte de la ecuación (2-77) y se suma y se resta el término $\frac{\partial \pi_{ij}^0}{\partial x_j}$, se obtiene:

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} = -\frac{\partial \pi_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \pi_{ij}^0}{\partial x_j} + \frac{\partial \pi_{ij}^0}{\partial x_j} \rightarrow \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial \pi_{ij}^0}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}(\pi_{ij} - \pi_{ij}^0) \quad (2-84)$$

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [c_0^2(\rho - \rho_0)] = -\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2-85)$$

Se puede eliminar el término ρv_i , usando la ecuación de continuidad con lo que se obtiene la denominada ecuación de Lighthill:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) [c_0^2(\rho - \rho_0)] = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2-86)$$

De esta ecuación se puede deducir que el cálculo del ruido generado por la turbulencia es similar al ruido producido por una fuente cuadripolar sometida a una tensión exterior (por unidad de volumen), que se puede expresar en términos del tensor de tensiones de Lighthill. Por tanto, una de las conclusiones más importantes que se pueden extraer de la teoría de Lighthill es la característica cuadripolar de las fuentes de ruido turbulentas. Esto implica que la turbulencia de campo libre es una fuente muy débil de ruido, y sólo una pequeña fracción de la energía del flujo se convierte en ruido para casos en los que el número de Mach es bajo.

La solución para la ecuación de Lighthill (2-87) es similar a la obtenida para la presión acústica de una fuente cuadripolar (2-72):

$$c_0^2(\rho - \rho_0)(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T_{ij}\left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right)}{|\vec{x} - \vec{y}|} d\vec{y} \quad (2-87)$$

Esta ecuación sólo es capaz de predecir el ruido cuando se conoce el tensor de tensiones de Lighthill o cuando éste puede ser obtenido por algún método. El tensor de tensiones de Lighthill no solo tiene en cuenta la generación de ruido, sino también otros procesos aeroacústicos no lineales, como son: la convección de ondas sonoras debida a la turbulencia, la refracción causada por las variaciones en la velocidad del sonido y la atenuación del sonido debido a los efectos térmicos y viscosos. La influencia de los procesos aeroacústicos no lineales debidos a la disipación viscosa y térmica es tan pequeña en la región fuente que la mayoría de las veces no se tienen en cuenta, aunque sí que afectan a la propagación del ruido. En cambio, la convección y la refracción del ruido en la zona cercana a la región fuente, así como en la propia región fuente, pueden tener efectos importantes. Por ejemplo, si existen capas de cortadura se producen grandes fluctuaciones en las propiedades termodinámicas dentro de la región fuente. Estos efectos se tienen en cuenta añadiendo términos no estacionarios lineales al tensor de tensiones de Lighthill (Ffowcs Williams, 1974).

Para calcular el ruido radiado utilizando la ecuación de Lighthill se necesita suponer que todos los efectos acústicos que se producen en el flujo fuente se pueden despreciar. Estos efectos acústicos realmente dependen de la compresibilidad del fluido y, por tanto, habría que suponer que el flujo en la región fuente es incompresible para poder conseguir una buena aproximación del tensor de tensiones de Lighthill. Esta suposición se puede realizar a bajo número de Mach y, además, cuando la longitud de onda del sonido es mucho mayor que el tamaño de la región fuente. De esta manera se podría calcular la presión sonora producida por el flujo en la región de propagación.

2.6.3 Analogías de Powell y Howe

Los campos de flujo turbulentos están dominados por el movimiento vortical, por lo que es interesante utilizar una analogía aeroacústica que tome como base el campo de vorticalidad (Schram, 2003). Cuando la presión acústica se considera el resultado de un término fuente correspondiente al tensor de tensiones fluctuantes de Lighthill, no queda muy claro cuál es el mecanismo de generación de sonido por los vórtices del flujo, ya que la analogía de Lighthill está orientada a una descripción de la intensidad sonora en términos de la estadística de la región fuente turbulenta, más que a identificar la dinámica de los vórtices que generan el ruido. Las analogías aeroacústicas de Powell (1964) y Howe (1975) fueron desarrolladas para el estudio de la teoría del sonido generado por los vórtices del flujo. Powell formuló la teoría para flujos con números de Mach bajos en condiciones de campo libre. Posteriormente, Howe propuso una generalización de la teoría de Powell para flujos con números de Mach arbitrarios y que podrían estar acotados por contornos sólidos. Las analogías aeroacústicas de Powell y Howe presentan dos ventajas fundamentales en el ámbito de trabajo de la teoría del sonido generado por los vórtices del flujo, respecto a la analogía aeroacústica de Lighthill. En primer lugar, el estudio de los movimientos de los vórtices corresponde a un problema cinemático, mucho más fácil de resolver que la solución del problema dinámico correspondiente a la analogía de Lighthill. En segundo lugar, la región en que la vorticalidad no se anula en los campos de flujo reales es mucho menor en tamaño que la región donde el término fuente de Lighthill es distinto de cero.

2.6.3.1 Vorticalidad

Kelvin (1867), fue una de las primeras personas que han estudiado la vorticalidad. Su trabajo abarcó muchos de los fenómenos que se producen en flujo incompresible. Kelvin definió los vórtices en un fluido homogéneo incompresible como “una porción de fluido que tiene movimiento que no es debido a la presión transmitida por las superficies del contorno”. Para poder conocer mejor el concepto de vorticalidad se debe definir de una forma más matemática. La vorticalidad está íntimamente ligada a la

energía cinética que tiene el fluido. La Figura 2-19 representa el movimiento que se produce en un fluido incompresible debido a la existencia de un cuerpo rígido en movimiento.

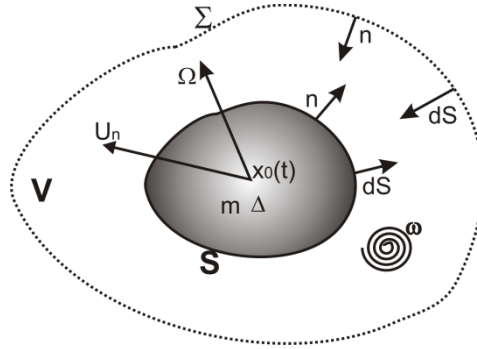


Figura 2-19 : Esquema de un vórtice cerca de una superficie.

La velocidad que adquieren las partículas de fluido debida a la presión que ejercen los contornos del sólido se puede poner en función de la velocidad potencial ϕ de la siguiente manera:

$$v(\vec{x}, t) = \nabla\phi \tag{2-88}$$

Esta ecuación cumple que $\frac{\partial\phi}{\partial x_n} = U_n$ en S, siendo U_n la componente normal de la velocidad sobre la superficie S.

Como no existen fuentes dentro de la región instantánea (V) donde está el fluido y donde $\nabla^2\phi = 0$, la energía cinética para una velocidad potencial T_0 se puede expresar como:

$$T_0 = \frac{1}{2}\rho_0 \int_V (\nabla\phi)^2 d\vec{x} = \frac{1}{2}\rho_0 \int_V (\nabla \cdot (\phi\nabla\phi) - \phi\nabla^2\phi)^2 d\vec{x} \tag{2-89}$$

Aplicando el teorema de la divergencia se obtiene:

$$T_0 = -\frac{1}{2}\rho_0 \oint_S \phi \frac{\partial\phi}{\partial x_n} dS = -\frac{1}{2}\rho_0 \oint_S \phi U_n dS \tag{2-90}$$

Esta ecuación indica que todas las partículas del fluido se detendrían instantáneamente si se detiene el sólido, ya que el término $\int_V (\nabla\phi)^2 d\vec{x}$ sólo puede desaparecer si $\nabla\phi = 0$. Este no es el comportamiento que sigue un fluido real, ya que no todos los fluidos son perfectamente incompresibles, y pequeñas perturbaciones en la superficie del sólido se propagan al infinito a la velocidad del sonido. En este caso la difusión de la vorticidad proporciona gran cantidad de energía cinética al propio fluido.

Cuando se está estudiando un fluido real se puede expresar la velocidad de la siguiente manera:

$$\vec{v} = \nabla\phi + \vec{u} \tag{2-91}$$

Además, se puede definir la vorticidad como:

$$\vec{\omega} = \nabla \wedge \vec{u} \equiv \nabla \wedge \vec{v} \tag{2-92}$$

Con lo que se puede obtener una nueva expresión para la energía cinética:

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{1}{2} \rho_0 \int_V (\nabla\phi + \vec{u})^2 d\vec{x} = \frac{1}{2} \rho_0 \int_V ((\nabla\phi)^2 + 2\nabla\phi \cdot \vec{u} + u^2)^2 d\vec{x} \\
 &= \frac{1}{2} \rho_0 \int_V ((\nabla\phi)^2 + u^2) d\vec{x} + \rho_0 \int_V \nabla \cdot (\phi\vec{u}) d\vec{x}
 \end{aligned}
 \tag{2-93}$$

Si se aplica el teorema de la divergencia, se obtiene:

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{1}{2} \rho_0 \int_V ((\nabla\phi)^2 + u^2) d\vec{x} - \frac{1}{2} \rho_0 \oint_S \phi u_n dS \\
 &= -\frac{1}{2} \rho_0 \oint_S \phi U_n dS + \frac{1}{2} \rho_0 \int_V u^2 d\vec{x} \equiv T_0 + \frac{1}{2} \rho_0 \int_V u^2 d\vec{x}
 \end{aligned}
 \tag{2-94}$$

Según esta ecuación T es 0 cuando el sólido se detiene y el flujo se sigue moviendo debido a la existencia de una velocidad rotacional u . Por tanto, la diferencia entre flujos rotacionales e irrotacionales radica en que, una vez que se establece un movimiento vortical, éste continúa aunque no existan cuerpos en movimiento y fuerzas exteriores. Además, esta ecuación confirma el teorema de Kelvin que postula que la energía cinética para un fluido real en los flujos irrotacionales siempre es mayor que la energía cinética para un fluido ideal.

Una vez que se conoce la relación entre la energía cinética que tiene un fluido y su variación con la velocidad, se puede intentar deducir una ecuación para la vorticidad. Para ello se parte de un punto A en una posición \vec{x} en la que el fluido tiene una velocidad \vec{v}_A . Si se quiere expresar la velocidad de un punto B en una posición $\vec{x} + \delta\vec{x}$, se puede utilizar la siguiente expresión (Goldstein, 1960):

$$\vec{v}_B \approx \vec{v}_A + (\delta\vec{x} \cdot \nabla)\vec{v} = \vec{v}_A + \frac{1}{2} \vec{\omega} \wedge \delta\vec{x} + \frac{1}{2} \nabla(e_{ij} \delta x_i \delta x_j)
 \tag{2-95}$$

Esta ecuación representa la velocidad del punto B respecto a A. Los dos primeros términos de la ecuación representan el movimiento de A y B como un sólido rígido, que consiste en una traslación representada por la velocidad \vec{v}_A y en una rotación con una velocidad angular $\frac{1}{2} \omega$. La distorsión irrotacional de fluido cerca de A viene representada por el término $\frac{1}{2} \nabla(e_{ij} \delta x_i \delta x_j)$.

Si se considera un elemento esférico de fluido centrado en A, esta distorsión se correspondería con la deformación de dicha esfera siguiendo un elipsoide cuyos ejes principales coincidirían con los ejes principales del tensor de velocidad de deformación e_{ij} . Además, se puede deducir que si una partícula se solidifica de tal manera que su cantidad de movimiento angular no varíe, esta rotará con velocidad angular $\frac{\omega}{2}$. Por tanto, ω puede ser definida como dos veces la velocidad angular inicial ($\omega = 2\Omega \cdot \vec{r}$). También se puede deducir de esta expresión que la vorticidad está ligada a la cantidad de movimiento angular de la partícula. De la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento angular, se puede deducir que la vorticidad está asociada intrínsecamente con la energía cinética del flujo y que determina el movimiento que aún tienen las partículas de un fluido incompresible cuando la superficie del mismo vuelve a su estado de reposo. Por tanto, se debe partir de la ecuación de cantidad de movimiento para poder deducir una ecuación que defina el comportamiento de la vorticidad. En este caso, partiendo de la ecuación de cantidad de movimiento para un flujo homoentrópico en ausencia de fuerzas exteriores, y usando la identidad $\nabla \wedge (\nabla \wedge A) = \nabla (\nabla \cdot A) - \nabla^2 A$, se obtiene:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \nabla \left(\int \frac{dp}{\rho} \right) = -\nu \left(\nabla \wedge \vec{\omega} + \frac{4}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{v}) \right) \quad (2-96)$$

Usando el vector identidad $((\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \vec{\omega} \wedge \vec{v} + \nabla \left(\frac{1}{2} v^2 \right))$, la ecuación de cantidad de movimiento queda expresada con la ecuación de Crocco:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{\omega} \wedge \vec{v} + \nabla B = -\nu \left(\nabla \wedge \vec{\omega} + \frac{4}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{v}) \right) \quad (2-97)$$

donde $B = \int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2} v^2$ representa la entalpía total en un flujo homoentrópico, y $(\vec{\omega} \wedge \vec{v})$ es el denominado vector de Lamb (Lamb, 1932). Cuando el flujo es incompresible o se pueden despreciar los efectos de la viscosidad que vienen dados por el término $\frac{4}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{v})$, la ecuación de Crocco se reduce a:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{\omega} \wedge \vec{v} + \nabla B = -\nu \nabla \wedge \vec{\omega} \quad (2-98)$$

El efecto que produce este término es la atenuación del sonido cuando se propaga hacia el campo lejano, una vez que ha sido generado. El estudio de esta atenuación puede ser interesante cuando se analizan determinadas aplicaciones de los fluidos, pero no tiene influencia cuando se estudian los mecanismos de generación de ruido. Los efectos de la tensión viscosa en los flujos que tienen un alto número de Reynolds se pueden ignorar, excepto en aquellos puntos donde existen superficies sólidas, en las que aparece una capa límite. Sin embargo, estos efectos que se producen en las capas límite están representados por el término $-\nu \nabla \wedge \vec{\omega}$ de la ecuación (2-98).

Si en esta ecuación se aplica el operador rotacional en ambos miembros y se usa la relación $\nabla \wedge (\nabla \wedge \vec{\omega}) \equiv -\nu \nabla^2 \vec{\omega}$ para el caso de un fluido Stokesiano con viscosidad cinemática constante, se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \nabla \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) = \nu \nabla^2 \vec{\omega} \quad (2-99)$$

Esta ecuación se denomina ecuación de la vorticidad para un fluido Stokesiano. En el caso de que el fluido sea incompresible, la divergencia de la vorticidad es igual a la divergencia de la velocidad y esta es igual a 0. Por tanto, la ecuación de la vorticidad se podría expresar de la siguiente manera:

$$\frac{D \vec{\omega}}{Dt} = (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{v} + \nu \nabla^2 \vec{\omega} \quad (2-100)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación representa el transporte convectivo de la vorticidad. Si el fluido es no viscoso, las líneas de vórtices (líneas tangentes al vector velocidad en cada uno de sus puntos) se mueven con el fluido. El segundo término representa la difusión molecular de la vorticidad. Este término sólo es importante en aquellas zonas donde existe una capa de cortadura y, en particular, cerca de las superficies sólidas. La velocidad es muy baja cerca de las superficies que no están en movimiento y, en consecuencia, los términos no lineales de la ecuación de vorticidad se pueden despreciar. En este caso la ecuación se reduciría a la clásica ecuación de difusión $(\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = \nu \nabla^2 \vec{\omega})$. La vorticidad se genera en las superficies sólidas y la viscosidad es la responsable de su difusión en el seno del fluido, donde se produce su convección.

2.6.3.2 La vorticidad en la teoría de Lighthill

Consideremos en primer lugar el caso de un vórtice acústico que se encuentre en una región fuente turbulenta y veamos qué términos influyen en el ruido que irradia.

Al aplicar la ecuación de Lighthill a un flujo homoentrópico con bajo número de Mach, el valor del cuadripolo de Lighthill se puede aproximar por $\rho_0 v_i v_j$. Además, este cuadripolo se puede aproximar utilizando la ley de Biot-Savart de la siguiente manera:

$$\vec{v}(\vec{x}, t) = \nabla \wedge \int \frac{\vec{\omega}(\vec{y}, t)}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} d\vec{y} \quad (2-101)$$

Se aplica ahora la ecuación de continuidad al vórtice acústico, de manera que el origen de coordenadas se encuentre centrado en el propio vórtice, y la expresión de la velocidad sea de la forma $\vec{v} = \nabla\phi + \vec{u}$, donde \vec{u} corresponde a la componente incompresible de la velocidad y ϕ representa un potencial escalar. Por tanto, la ecuación de continuidad puede expresarse de la siguiente forma:

$$\frac{\partial^2 u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} = \nabla \cdot (\vec{\omega} \wedge \vec{u}) + \nabla^2 \left(\frac{1}{2} u^2 \right) \quad (2-102)$$

donde el primer término es una forma del cuadripolo de Lighthill. De acuerdo con esta expresión, la solución a la ecuación de Lighthill puede ser descompuesta en una solución dipolar y en otra cuadripolar:

$$p(\vec{x}, t) = p_1(\vec{x}, t) + p_2(\vec{x}, t) \quad (2-103)$$

$$p_1(\vec{x}, t) = \frac{-\rho_0 x_i}{4\pi c_0 |\vec{x}|} \frac{\partial}{\partial t} \int (\omega \wedge \vec{u})_i \left(y, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0 |\vec{x}|} \right) d\vec{y} \quad (2-104)$$

$$p_2(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \frac{1}{2} u^2 \left(y, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0 |\vec{x}|} \right) d\vec{y} \quad (2-105)$$

Para analizar la contribución de cada una de estas soluciones, es necesario conocer su orden de magnitud. El primer término $p_1(\vec{x}, t)$, depende principalmente de $(\omega \wedge \vec{u})_i \left(y, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0 |\vec{x}|} \right)$. Si se aplica la ecuación (2-102) y el teorema de la divergencia, cuando dentro del vórtice se pueden ignorar las variaciones en el término $\frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0 |\vec{x}|}$, se puede llegar a la conclusión $\int \omega \wedge \vec{u} d\vec{y} = 0$, ya que u es un infinitésimo de orden inferior del término $\frac{1}{|\vec{y}|^3}$ cuando $|\vec{y}| \rightarrow \infty$. Este término puede desarrollarse para estimar su valor:

$$\vec{\omega} \wedge \vec{u} \left(y, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0 |\vec{x}|} \right) = \vec{\omega} \wedge \vec{u} \left(y, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} \right) + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0 |\vec{x}|} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\vec{\omega} \wedge \vec{u}) \left(y, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} \right) \right\} + \dots \quad (2-106)$$

Por tanto, la primera de las soluciones presenta la siguiente forma:

$$p_1(\vec{x}, t) \approx \frac{-\rho_0 x_i x_j}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int y_i (\vec{\omega} \wedge \vec{u})_j \left(y, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} \right) d\vec{y} \sim \frac{\ell}{|\vec{x}|} \rho_0 u^2 M^2, \text{ cuando } |\vec{x}| \rightarrow \infty \quad (2-107)$$

siendo ℓ la longitud característica del vórtice y M el número de Mach.

La ecuación de cantidad de movimiento se utiliza para estimar el orden de magnitud del segundo término $p_2(\vec{x}, t)$. Como la divergencia de la velocidad es un infinitésimo de orden inferior del número de Mach al cuadrado dentro de la región fuente, la ecuación de cantidad de movimiento se puede escribir de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \left(\int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2} v^2 + \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = -\vec{\omega} \wedge \vec{u} - \vec{\omega} \wedge \nabla \phi - \nu \nabla \wedge \vec{\omega} \quad (2-108)$$

Si se multiplican escalarmente por \vec{u} los dos términos de la ecuación y se integra en todo el espacio se obtiene:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{1}{2} u^2(\vec{y}, t) d\vec{y} = - \int (\vec{u} \cdot \vec{\omega} \wedge \nabla \phi + \nu \omega^2)(\vec{y}, t) d\vec{y} \sim \ell^2 u^3 M^2 + \frac{\ell^2 u^3}{Re} \quad (2-109)$$

Los dos términos de la derecha representan la disipación de la turbulencia debida a la radiación acústica y la amortiguación que produce la viscosidad. Cuando se pueden ignorar las variaciones en el tiempo de retardo, la expresión (2-105) queda de la siguiente manera:

$$p_2(\vec{x}, t) \sim \frac{\ell}{x} \rho_0 u^2 M^4 + \frac{\ell}{x} \frac{\rho_0 u^2 M^2}{Re} \quad (2-110)$$

Comparando las ecuaciones (2-107) y (2-110) se puede deducir que $p_1(\vec{x}, t)$ es un orden de magnitud mayor que $p_2(\vec{x}, t)$ cuando el flujo tiene un número de Mach bajo y los valores del Reynolds son mayores que uno. Por tanto, la componente $\nabla \cdot (\rho_0 \vec{\omega} \wedge \vec{v})$ del cuadripolo de Lighthill es la principal fuente de ruido en flujos con bajo número de Mach. Aplicando la teoría de Lighthill se deduce que la vorticidad es también una fuente de ruido.

Powell y Howe desarrollaron analogías donde se estudia la conexión que existe entre el movimiento de los vórtices y la generación de ruido.

2.6.3.3 Analogía acústica de Powell

La teoría del sonido generado por los vórtices del flujo desarrollada por Powell identifica el proceso de formación de vórtices en el flujo como el mecanismo fundamental de generación de ruido aerodinámico. Esta teoría sigue la misma filosofía que la analogía de Lighthill al reagrupar las ecuaciones de gobierno de la Mecánica de Fluidos para así obtener una ecuación de ondas inhomogénea con un término fuente de ruido. En esta formulación se parte de la ecuación de cantidad de movimiento para la vorticidad (2-97) despreciando los efectos de la viscosidad y la conductividad térmica (y multiplicando ambos miembros por ρ) y de la ecuación de continuidad:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v}) + \rho \nabla \left(\frac{1}{2} v^2 \right) + \nabla p = 0 \quad (2-111)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \cdot \vec{v}) = 0 \quad (2-112)$$

Si se aplica el operador divergencia en la ecuación (2-111) y se resta la derivada temporal de la ecuación de continuidad, se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \nabla \left[\rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v}) + \nabla \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) - \vec{v} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{2} v^2 \nabla \rho \right] \quad (2-113)$$

Se puede llegar a una ecuación de ondas a partir de esta expresión. Para ello, Powell hizo uso de la derivación de la velocidad isentrópica del sonido. De este modo, la ecuación de ondas inhomogénea para las fluctuaciones de presión acústica queda:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) p = \nabla \left[\rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v}) + \nabla \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) - \vec{v} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{2} v^2 \nabla \rho \right] \quad (2-114)$$

Las variaciones de densidad se deben únicamente a efectos cinemáticos para flujos homoentrópicos. Por tanto los dos últimos términos de la ecuación anterior son infinitésimos de orden inferior al número de Mach y pueden ser despreciados. Así la ecuación (2-114) queda de la siguiente manera:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) p = \nabla \left[\rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v}) + \nabla \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) \right] \quad (2-115)$$

La energía cinética se conserva en los flujos no viscosos, de modo que el segundo término de la ecuación que representa la generación de ruido debida a la energía cinética es nulo. Por tanto, la ecuación (2-115) queda de la siguiente manera:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) p = \nabla[\rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v})] \quad (2-116)$$

Como se puede observar en la ecuación (2-116), el término fuente es de naturaleza dipolar, al contrario que el que se obtenía en la ecuación de Lighthill, que era de naturaleza cuadripolar. Sin embargo, se encuentra la explicación a esta aparente contradicción aplicando la técnica de las funciones de Green:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v})_i)(\vec{y}, \tau)}{|\vec{x} - \vec{y}|} \delta\left(t - \tau - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right) d\vec{y} d\tau \quad (2-117)$$

Integrando por partes y aplicando la propiedad de simetría, se obtiene:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-\infty}^{\infty} (\rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v})_i) \left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right) d\vec{y} \quad (2-118)$$

El vector de posición coincide aproximadamente con la posición del observador en el campo lejano y es posible transformar las derivadas espaciales en derivadas temporales haciendo un cambio de variable. Además, una función evaluada en el tiempo de retardo puede desarrollarse en serie de Taylor y aproximarse a primer orden cuando se está lejos de la región fuente:

$$f\left(t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}\right) \approx f\left(t - \frac{|\vec{x}|}{c_0}\right) + \frac{\vec{x} \cdot \vec{y}}{c_0 |\vec{x}|} \frac{\partial f}{\partial t} \left(t - \frac{|\vec{x}|}{c_0}\right) \quad (2-119)$$

Sustituyendo este resultado en la ecuación (2-117) se pueden expresar las fluctuaciones de presión acústica en el campo lejano de la siguiente manera:

$$p(\vec{x}, t) = \frac{x_i}{4\pi c_0 |\vec{x}|^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} [\rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v})_i] d\vec{y} - \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^2 |\vec{x}|^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} [y_i \rho(\vec{\omega} \wedge \vec{v})_i] d\vec{y} \quad (2-120)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación constituye un dipolo que representa la variación del impulso total de la distribución de vorticidad. El segundo término corresponde a un cuadrípulo. La contribución del dipolo se anula cuando no existen fuerzas exteriores en la región estudiada, y el patrón de radiación queda representado únicamente por este segundo término, igual que en la analogía de Lighthill. Para un bajo número de Mach del flujo, con variación de densidad despreciable, se obtiene:

$$p(\vec{x}, t) = -\frac{\rho_o}{4\pi c_o^2 |\vec{x}|^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} [(\vec{x} \cdot \vec{y}) \vec{x} \cdot (\vec{\omega} \wedge \vec{v})] d\vec{y} \quad (2-121)$$

De esta ecuación se puede deducir que el patrón de radiación del sonido corresponde a una distribución cuadrípolar, que coincide con las conclusiones que se extraen de la analogía de Lighthill, aunque el término fuente de sonido corresponde a una distribución dipolar. El problema que presenta la analogía de Powell es que sólo se puede aplicar a flujos con unos determinados valores del número de Mach y que no estén limitados por contornos sólidos.

2.6.3.4 Analogía acústica de Howe

Para resolver los problemas que presentaba la analogía de Powell, Howe (1975) desarrolló una nueva analogía acústica. Para ello, realizó una generalización de la teoría del sonido generado por la vorticidad enunciada por Powell, la cual podía ser aplicada a flujos con números de Mach arbitrarios y que podían estar limitados por contornos sólidos.

La ecuación de Lighthill se puede describir usando la entalpía total, haciendo énfasis en el papel que tiene la vorticidad en la producción de sonido. Para ello se parte de la definición de entalpía total:

$$B = \int \frac{dp}{\rho} + \frac{1}{2} v^2 \rightarrow \int \frac{dp}{\rho} = B - \frac{1}{2} v^2 \quad (2-122)$$

Diferenciando respecto al tiempo y utilizando la ecuación de cantidad de movimiento expresada en términos de vorticidad (ecuación de Crocco, (2-97)) aplicada a flujo incompresible o en el que se pueden despreciar los efectos de la densidad, se obtiene:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial B}{\partial t} - \vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{\partial B}{\partial t} - \vec{v} \cdot (-\nabla B - \vec{\omega} \wedge \vec{v} - \nu \nabla \wedge \vec{\omega}) = \frac{DB}{Dt} + \nu \vec{v} \cdot \nabla \wedge \vec{\omega} \quad (2-123)$$

Los términos usados para corregir los efectos de la viscosidad se pueden ignorar en flujos fuente con alto número de Reynolds obteniéndose la siguiente expresión:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{DB}{Dt} \quad (2-124)$$

Partiendo de nuevo de la ecuación de Crocco, esta se puede describir multiplicándola por la densidad y tomando divergencias de la siguiente manera:

$$\nabla \cdot \left(\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) + \nabla(\rho \nabla B) = -\nabla \cdot (\rho \vec{\omega} \wedge \vec{v}) \quad (2-125)$$

Si se desarrolla el primer término de la izquierda de la ecuación anterior se obtiene:

$$\nabla \cdot \left(\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) = \nabla \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \vec{v} \quad (2-126)$$

El segundo término de la derecha de la ecuación 2-126 se puede expresar en función de la densidad usando la ecuación de continuidad:

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \quad (2-127)$$

Sustituyendo esta ecuación en la ecuación (2-126) se obtiene:

$$\nabla \cdot \left(\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) = \nabla \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \right) \quad (2-128)$$

Si se desarrolla la derivada material $\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \nabla \rho$:

$$\nabla \cdot \left(\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) = \nabla \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \nabla \rho \right) \right) \quad (2-129)$$

Realizando operaciones en la ecuación (2-128) se puede llegar a la siguiente expresión:

$$\nabla \cdot \left(\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) = -\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \quad (2-130)$$

Si ahora se utiliza la relación entre velocidad, presión y densidad para un fluido isentrópico (2-48), se obtiene:

$$\nabla \cdot \left(\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) = -\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (2-131)$$

El término de la derecha se puede relacionar con la entalpía total a través de la ecuación (2-124), obteniéndose:

$$\nabla \cdot \left(\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right) = -\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c^2} \frac{DB}{Dt} \right) \quad (2-132)$$

Sustituyendo esta expresión en la ecuación (2-125) y dividiendo toda ella entre la densidad:

$$\left(\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c^2} \frac{DB}{Dt} \right) - \frac{1}{\rho} \nabla(\rho \nabla) \right) B = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\rho \vec{\omega} \wedge \vec{v}) \quad (2-133)$$

La ecuación (2-133) se denomina ecuación del sonido de vórtices para flujo homoentrópico. Representa una ecuación de ondas inhomogénea para la entalpía total, con un término fuente de vorticidad que coincide con el término fuente de la formulación de Powell. Si el flujo es irrotacional no habría fuentes sonoras, ya que el término fuente sería nulo.

Se puede deducir de la ecuación del sonido de vórtices que la entalpía total es constante si no hay superficies que se muevan y, por tanto, no se produce la propagación de las ondas de sonido en el fluido. El operador divergencia que aparece en esta ecuación describe la propagación del sonido a través de un medio no uniforme. Como sucedía en la formulación de Lighthill, no se puede despreciar la influencia de la interacción entre el sonido que se propaga y la vorticidad cuando la región fuente es muy extensa.

Los valores medios locales de densidad y de velocidad del sonido se pueden poner en función de los valores en el infinito (ρ_0 y c_0), cuando se está estudiando flujos en los que el número de Mach es bajo, ya que:

$$\frac{\rho}{\rho_0} \sim 1 + O(M^2) \quad (2-134)$$

$$\frac{c}{c_0} \sim 1 + O(M^2) \quad (2-135)$$

La ecuación del sonido de vórtices (2-133) se puede simplificar tomando $\rho = \rho_0$ y $c = \rho c_0$, e ignorando los efectos no lineales de propagación que se producen debido a la vorticidad. Realizando estos cambios, la producción de sonido está gobernada por la siguiente ecuación:

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) B = \nabla \cdot (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \quad (2-136)$$

Además, la presión acústica en el campo lejano presenta la siguiente aproximación linealizada:

$$p(\vec{x}, t) \approx \rho_0 B(\vec{x}, t) \quad (2-137)$$

La ecuación (2-136) se puede resolver mediante la técnica estándar de las funciones de Green, empleando un proceso totalmente análogo al utilizado para obtener las fluctuaciones de presión en la formulación de Powell. Se obtiene así la solución para la entalpía de estancamiento, B, dada por:

$$B(\vec{x}, t) = \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[(\vec{\omega} \wedge \vec{v})_i]}{|\vec{x} - \vec{y}|} d\vec{y} \quad (2-138)$$

La analogía de Howe estudia el sonido generado por la vorticidad, que se produce por la interacción de la vorticidad con el resto del flujo. El flujo en el interior de una turbomáquina es claramente tridimensional y se producen gran cantidad de estructuras vorticales como: los vórtices de herradura, vórtice de punta, vórtice de conducto, etc. que interactúan con el resto del flujo de la máquina. También, se produce una interacción entre esos vórtices y los elementos estáticos de la máquina. Mediante esta analogía se puede estudiar el ruido generado por los vórtices que inciden sobre los alabes del stator. En este caso el término fuente de sonido no sólo incluiría la vorticidad propia del flujo, sino también la vorticidad que se crea en el álabe debida a esa excitación externa. Además, la vorticidad es un parámetro muy conveniente para describir los flujos con bajo número de Mach (Hirschberg, 2004). Conociendo la vorticidad de la fuente se puede calcular el ruido aerodinámicos aplicando la analogía aeroacústica de Howe (Berdanier, 2008).

2.7 Estado del arte

La evolución técnica de la sociedad ha producido una dependencia de las máquinas para la realización de diferentes trabajos. Las maquinas se han convertido en la respuesta a una serie de necesitadas tecnológicas concretas. Pero aparejado a todos los beneficios que aportan también aparecen una serie de inconvenientes entre los que se encuentra el ruido que producen. Un caso

particular es el ruido aerodinámico generado por los flujos de aire que se crean en su interior. Los estudios de estos sonidos empezaron a realizarse a medida que se producían más avances en la tecnología aeroespacial. Así, en 1952 Lighthill publicó la analogía acústica (Lighthill, 1952) para el estudio del ruido de chorro. Basándose en las ecuaciones de Navier-Stokes dedujo una ecuación de ondas lineal para un medio en reposo que presentaba un término fuente cuadripolar.

Antes de la aparición de la analogía acústica de Lighthill, ya se habían realizado estudios sobre la generación de ruido en rotores de ventiladores y propulsores. En la década de los treinta apareció un trabajo realizado por Lamb (Lamb, 1934) en el que se presentaba un campo acústico generado por una fuerza estacionaria. A partir de este trabajo Gutin (Gutin, 1948) obtuvo el primer resultado teórico para el cálculo del nivel, de armónicos de ruido de un propulsor como consecuencia de las cargas estacionarias sobre los alabes. Al mismo tiempo, utilizando el mismo procedimiento analítico que Gutin, Deming (Deming, 1938) y Ernthausen (Ernthausen, 1937) estudiaron el problema de la generación de ruido de espesor. Deming demostró la importancia del ruido de espesor cuando la velocidad de punta de los álabes era elevada. Garrick, en 1954, estudió el campo acústico generado por una fuerza concentrada en movimiento rectilíneo uniforme con el observador situado en un sistema de referencia fijo en la fuente, extendiendo así los resultados de Gutin, ya que, en el sistema de referencia móvil sobre el propulsor, se llevaba a cabo el análisis de Gutin, obteniéndose el espectro de presión acústica. La influencia que tienen las superficies sólidas en la generación de ruido aerodinámico fue analizada por Curle (1955).

Al principio de la década de los sesenta, las teorías acústicas no tenían en cuenta la fuerza de carga no estacionaria sobre los álabes. Por tanto, no se podían aplicar en el estudio de la generación de ruido en los rotores de los ventiladores, ya que el ruido de frecuencia discreta y en banda ancha generado por un rotor en movimiento de un ventilador es provocado por las fluctuaciones de presión sobre la superficie de los álabes. En esa época Powell (Powell, 1964) estudia el sonido de vórtice desarrollando una analogía en la que el término fuente era de carácter dipolar y estudiaba la gran influencia que tiene la vorticidad en la generación de ruido. Pero esta teoría solo se podía aplicar en campo libre. En 1965 Lawson (Lawson, 1965) desarrolló una teoría sobre predicción de ruido provocado por una fuerza concentrada de carga no estacionaria que actúa sobre los álabes del rotor y aplicó sus conclusiones al caso particular del ruido generado por un rotor de un helicóptero, además, desarrolló un código computacional que predecía las emisiones acústicas en el dominio temporal y en el de la frecuencia (Lawson, 1969). Sin embargo, la teoría de Lawson solo era capaz de predecir el ruido de carga, ya que se aplicaba únicamente al estudio de dipolos compactos en movimiento rotacional. Pero en 1969, Ffowcs-Williams y Hawking (Ffowcs-Williams, 1969) publicaron una generalización de la teoría de Lighthill en la que se incluían los efectos de las fuentes en movimiento. Esta teoría es tan potente que la mayoría de los resultados obtenidos hasta entonces, las fórmulas de Lawson y Curle, pueden derivarse de ella fácilmente. Hasta esa fecha la mayoría de los métodos de predicción de ruido generado por rotores se desarrollaban en el dominio de la frecuencia, ya que los métodos en el dominio temporal requerían un número elevado de operaciones que solo era posible realizar con los ordenadores más potentes de la época. A partir de la publicación de los resultados de Ffowcs Williams y Hawkings los investigadores comenzaron a trabajar en el desarrollo de los métodos en el dominio temporal. Hawkings & Lawson (Hawkings, 1974) y Farassat ((Farassat, 1975), (Farassat, 1981)), fueron de los primeros investigadores en aplicar la ecuación de FFWH al problema de la generación de ruido por rotores, obteniendo soluciones de la ecuación de FFWH mediante diversas formulaciones. En 1975, Howe (Howe, 1975) presenta un trabajo en el que extiende la analogía de Powell. La analogía de Powell no podía ser usada para flujos que interactuaban con superficies sólidas. Howe desarrolla una analogía que utiliza el término fuente de Powell y que se puede utilizar para flujos en presencia de superficies sólidas.

En la década de los ochenta el desarrollo de modelos a escala y los test de vuelo condujeron a una mejor comprensión de los mecanismos de generación de ruido y se logró una clasificación completa de las fuentes de ruido en los rotores de aviación. Ya la década de los noventa, se produjeron grandes avances en la modelización del ruido generado aerodinámicamente por rotores principalmente en los rotores de los helicópteros. De esta época se pueden destacar los trabajos realizados por Farassat (Farassat, 1988), quién obtuvo la solución de la ecuación de ondas con el término fuente cuadripolar y (Brentner, 1997), quién llevó a cabo la integración de dicho término fuente con el algoritmo de esfera colapsante. En cuanto a la interacción álabes-vórtice destacan los trabajos de Schmitz (Schmitz, 1991), Lawson (Lawson, 1992) y Yu (Yu, 2000) donde se discuten los principales mecanismos de

generación de este tipo de ruido. En la predicción del ruido en banda ancha destacan las contribuciones de Amiet (Amiet, 1975), Brooks (Brooks, 1997) y Casper (Casper, 2002) quien demostró que el ruido en banda ancha puede predecirse empleando la formulación en el dominio temporal. Guedel (2009) usando la formulación de Amiet desarrolla un modelo para predecir el ruido en banda ancha generado por un rotor en movimiento.

En el caso de los ventiladores los avances han sido mucho menores, y se hace necesaria una importante mejora en la comprensión de los mecanismos fundamentales asociados a las fuentes de ruido. La aparición de las nuevas normativas en cuestiones de ruido ambiental ha llevado a los diferentes países a desarrollar medidas para el control del ruido en su origen. En el sexto y quinto programa marco de investigación de la Unión Europea se ha desarrollado una serie de proyectos dedicados a crear metodologías y herramientas de reducción de ruido en origen. Además, el programa RESOUND (Reduction of Engine Source Noise through Understanding and Novel Design) ha dedicado parte de su investigación al ruido generado por turbomáquinas aplicando códigos de CFD en la etapa de diseño de nuevos prototipos. En la actualidad muchos estudios analizan métodos para el control del ruido, entre ellos se puede destacar los de Cattanei (2007) que desarrolla una función para encontrar el número de álabes óptimo para reducir el ruido tonal que produce un ventilador axial. Recientemente, Posson (2011) ha utilizado funciones de respuesta en cascada para la predicción del ruido en banda ancha. El problema fundamental a la hora de estudiar la generación de ruido en una turbomáquina lo presenta la complejidad del flujo en su interior. El flujo en el interior de una turbomáquina se caracteriza por su naturaleza tridimensional, viscosa, no estacionaria y su fuerte dependencia de las condiciones de operación.

Entre los principales mecanismos de generación de ruido en turbomáquinas cabe destacar: flujo incidente turbulento, trailing edge noise (Amiet, 1976), auto-ruido (capas límites laminares o turbulentas, separación de la capa límite, etc.) (Glegg, 1998), flujos secundarios en los bordes de los álabes (Fukano, 1986) y ruido debido a la interacción rotor-stator (Morfe, 1970). Varios estudios (Chiu, 1989) han demostrado que una parte importante del ruido generado por un ventilador está unido a sistemas de fuentes producidas por la naturaleza no estacionaria de las cargas aerodinámicas soportadas por los álabes del ventilador. El ruido tonal es una de las principales componentes del ruido en estos ventiladores. Está asociado con la frecuencia de paso de álabe y sus armónicos más altos y se puede atribuir principalmente a la interacción y respuesta de las estelas que se desprenden del rotor al chocar con las directrices estacionarias. Para analizar esta interacción principalmente se utilizan métodos experimentales y técnicas de semejanza. Sin embargo, la capacidad que tienen los ordenadores actuales permite realizar el análisis de las fuentes de ruido que aparecen por la interacción entre el rotor y el stator. El campo de la Aeroacústica Computacional (CAA) ha surgido en los últimos años, como parte de los programas de CFD. A partir de estos programas se puede conocer la naturaleza del flujo en el interior de la máquina y mediante analogías acústicas se puede llegar al conocimiento del ruido generado por la máquina. La mejor manera para poder resolver conjuntamente los problemas aerodinámico y aeroacústicos es la simulación numérica directa (Direct numeric simulation, DNS). Es el método más avanzado, si bien presenta una clara desventaja y es que con la capacidad actual de los ordenadores sólo se puede aplicar a geometrías muy simples. Para aplicaciones de ingeniería con geometrías complejas las soluciones basadas en las ecuaciones promediadas de Navier-Stokes (RANS) donde los efectos de la turbulencia son modelizados y solo se calculan las cantidades medias del flujo tiene un uso limitado en CAA. El siguiente paso se encontraría en los modelos LES (Large Eddy Simulation) en los que las escalas más grandes de la turbulencia son resueltas de manera directa mientras que las más pequeñas son promediadas. Estos métodos presentan la capacidad de enlazar óptimamente los cálculos CFD con los CAA, sin un coste computacional tan alto como presenta la simulación numérica directa. En los últimos tiempos han empezado a aparecer una serie de trabajos en los que se utilizan modelos numéricos para el estudio del ruido como son el trabajo de Grace (2008) donde se utiliza un modelo 3D RANS para predecir la contribución sobre el ruido tonal que tienen las directrices de salida de un ventilador axial. Además, algunos autores han utilizado el esquema LES para realizar estudios acústicos como es el caso del Jeon & Lee (Jeon, 2000) que combina analogía acústica en el dominio temporal con el dominio de la frecuencia o el trabajo de Roger (Roger, 2000), que emplea el método desarrollado por Amiet para predecir el ruido generado por dispositivos de alta sustentación. Más reciente, se encuentran los trabajos de Sorguven (2009) que utiliza un esquema LES para la predicción de ruido en ventiladores radiales y de Attassi (2010) que usa éste mismo esquema para simular el ruido de interacción.

En otros campos de la industria distintos a la aeronáutica, también han aparecido trabajos orientados a la predicción y reducción de ruido generado por ventiladores axiales. Un ejemplo es la industria automovilística que ha empezado a investigar la generación de ruido debida al ventilador del radiador para poder proporcionar un ambiente más silencioso en el interior del vehículo. Además se están desarrollando técnicas de control activo para atenuar el ruido (Gerard, 2003). En otros campos como son la informática, también se está estudiando el problema de la predicción de ruido generado por los ventiladores de refrigeración de los procesadores (Wang, 2006), ya que a medida que los procesadores aumentan su capacidad de cálculo aumenta su producción de calor y este calor se debe disipar. Aunque se han realizado grandes avances en la aeroacústica, la tarea de diseñar ventiladores axiales silenciosos continua siendo difícil para la industria, se hace indispensable por tanto el estudio detallado de los mecanismos fuente, lo que facilitaría la compresión de la generación de ruido por estos dispositivos. En esta línea de trabajo se encuentran los estudios realizados por Huang (Huang, 2003) y Wong (Wong, 2003). La presente tesis se enmarca dentro de este campo de trabajo, estudiando las fuentes de ruido tonal producidas por la interacción entre un rotor y un stator.

2.8 Líneas de investigación de la Universidad de Oviedo

En la Universidad de Oviedo, y más concretamente en el Área de Mecánica de Fluidos, se viene desarrollando una intensa investigación en el campo de las turbomáquinas. A comienzos de 1984 se empezó a crear una infraestructura material adecuada, tanto en la dotación de laboratorios como en la adquisición de equipos para el cálculo numérico, que ha permitido el desarrollo de tres líneas principales de trabajo: diseño y análisis de turbomáquinas, generación de ruido en turbomáquinas e instrumentación de medida en turbomáquinas.

Respecto al diseño y análisis de turbomáquinas axiales, se han venido realizando numerosos trabajos, desde tesis doctorales a publicaciones científicas en reconocidas revistas del campo de la Mecánica de Fluidos. Entre las tesis doctorales caben destacar los trabajos de Blanco (1992) y Ballesteros (1992) sobre ventiladores axiales, que fueron los pioneros en el estudio de este tipo de turbomáquinas. A partir de estos trabajos se realizó la tesis doctoral titulada: "Interacción no estacionaria entre el rotor y el stator en una turbomáquina axial" (Fernández Oro, 2004) en la que se estudiaba la interacción entre haces en una turbomáquina axial desde un punto de vista determinista sentando las bases para una nueva metodología de estudio de ventiladores axiales. Los resultados relevantes de esta tesis se difundieron en una serie de publicaciones entre las que se encuentran:

- J.M. Fernández, K. Argüelles, C. Santolaria, R. Ballesteros,; "Unsteady flow analysis of the stator-rotor interaction in an axial flow fan". 4th ASME-JSME Joint Fluids Engineering Conference, Vol. I643CD, ISBN 0-7918-3673-8, ASME Fluids Engineering Division. Honolulu, Estados Unidos de América, 2003.
- J.M. Fernández, K. Argüelles, R. Ballesteros, C. Santolaria,; "Numerical analysis of the rotor-stator interaction in an axial flow fan". XXI IAHR Symposium Hydraulic Machinery and Systems, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. ISBN 3-85545-865-0, Lausana, Suiza, 2002.
- J.M. Fernández, K. Argüelles, C. Santolaria, R. Ballesteros,; "Interacción fluidodinámica entre el rotor y el stator en una soplante axial". XV Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica, Asociación Nacional de Ingeniería Mecánica. ISBN 84-607-6264-5, Cádiz, 2002.

La generación de ruido en turbomáquinas es otra de las líneas de investigación del área. A raíz de esta línea de investigación han surgido varias tesis doctorales y publicaciones. Entre las tesis se encuentran el trabajo realizado por Velarde (1997) que analizaba el comportamiento acústico de ventiladores centrífugos y el que desarrolló Argüelles (2004), donde se estudiaban los mecanismos de propagación del ruido tonal en campo lejano. Los resultados de este trabajo se publicaron, entre otros, en:

- Argüelles Díaz, K.M. Fernández Oro, J.M. Santolaria Morros, C. Fernández Coto, P.; "Numerical Study of the Discrete Frequency Noise Generation in an Axial Flow Fan.". Proceedings of 6th Euroturbo, European Conference on Turbomachinery, Lille, Francia. Vol. 2, 1065-1074, 2005.

- Argüelles Díaz, K.M. Fernández Oro, J.M. Santolaria Morros, C.; Blanco Marigorta, E; "Numerical prediction of tonal noise generation in an inlet vaned low-speed axial fan using a hybrid aeroacoustic approach.". Proceedings of the institution of mechanical engineers part c-journal of mechanical engineering science, 2009.

Por último, en cuanto a instrumentación de medida en turbomáquinas, hay que destacar los trabajos realizados en el estudio de sondas de hilo caliente y de sondas de presión de cinco y tres agujeros. De esta línea de investigación se han publicado los trabajos:

- E. Blanco, R. Ballesteros, C. Santolaria; "Angular Range and Uncertainty Analysis of Non-orthogonal Crossed Hot Wire Probes". ASME Journal of Fluids Engineering, 120, 90-95. 1998.
- Argüelles Díaz, K.M. Fernández Oro, J.M. Blanco Marigorta, E "Direct Calibration Framework of Triple-Hole Pressure Probes for Incompressible Flow". Measurement Science and Technology, Vol. 19, 075401(13pp).2008.
- Argüelles Díaz, K.M. Fernández Oro, J.M. Blanco Marigorta, E. " Extended Angular Range of a Three-Hole Cobra Pressure Probe for Incompressible Flow ". ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 130, 101401-1 a 101401-6. 2008.
- Argüelles Díaz, K.M. Fernández Oro, J.M. Blanco Marigorta, E.; "Cylindrical Three-Hole Pressure Probe Calibration for Large Angular Range". Flow Measurement and Instrumentation, Vol. 20, 57 a 68. 2009.
- Argüelles Argüelles Díaz, K.M. Fernández Oro, J.M. Blanco Marigorta, E.; Barrio Perotti, R.; "Head Geometry Effects on Pneumatic Three-Hole Pressure Probes for Wide Angular Range". Flow Measurement and Instrumentation, Vol. 21, 330 a 339. 2010.

Con la elaboración de esta tesis se pretende dar un paso más en el estudio de las turbomáquinas, tanto desde el punto de vista aerodinámico como desde un análisis aeroacústico. Se trabajará con instrumentos de medida de flujos que se optimizarán para obtener mejores resultados. Los datos obtenidos en el laboratorio se utilizarán para completar y validar el posterior estudio numérico. El banco experimental empleado, así como las metodologías de medición y adquisición de datos son básicos para presentar unos resultados completos y compactos. A partir de aquí se desarrollará el núcleo del trabajo, adentrándose en el estudio de las fuentes de ruido tonal en una soplante axial.

CAPÍTULO 3:METODOLOGÍA EXPERIMENTAL

3.1 Introducción

Uno de los objetivos de esta tesis doctoral es la determinación experimental y sistemática de los distintos parámetros que influyen en la generación de ruido tonal en una soplante axial con una configuración rotor-stator. Para ello fue necesaria la construcción de una soplante con una etapa compuesta por un rotor de nueve álabes y un stator con trece directrices.

Para el estudio experimental del comportamiento de la soplante se construyó un banco de ensayos que permitió medir las principales variables que afectan al funcionamiento de dicha máquina en el laboratorio. Al banco de ensayos se le incorporó la instrumentación necesaria para la adquisición de los datos experimentales necesarios para caracterizar el flujo en el interior de la misma.

Del estudio de los fenómenos observables en el banco de ensayos se dedujeron una serie de parámetros que juegan un papel muy importante en la generación de ruido tonal en una soplante axial, como por ejemplo la interacción que se produce entre las estelas de las diferentes coronas de la máquina.

3.2 Instalación experimental

3.2.1 Diseño de la etapa de la soplante axial

Para la obtención de medidas experimentales se diseñó una etapa de una soplante axial. Para ello se partió de una serie de parámetros iniciales como son caudal, salto de presión y velocidad de giro y se impusieron el número de álabes y directrices de la misma, así como los diámetros de base y punta. El punto nominal de funcionamiento del ventilador se ha diseñado para proporcionar un caudal de 18 m³/s, ofreciendo a su vez una presión total de 1200 Pa para una velocidad de accionamiento de 2400 rpm. Los parámetros de funcionamiento deseados se ha obtenido usando un programa de ordenador diseñado en el Área de Mecánica de Fluidos a partir de los parámetros de los perfiles de las secciones (ángulo de incidencia, ángulo de ataque, solidez...) tanto de los álabes como de las directrices.

El programa genera 20 secciones de cada álabe y directriz y da como resultados los parámetros más importantes de cada sección. Todos estos parámetros están calculados para perfiles aerodinámicos conocidos usando las correlaciones expuestas por Lieblein (1960). En el caso de los álabes los perfiles que se han usado fueron NACA 65-(10A10)10 siguiendo las directrices marcadas por Cumpsty

(1989). Las directrices se basan en un perfil British C1, se llama así por que sigue la nomenclatura inglesa en la que existen varias series normalizadas de espesores (C1, C2...).

Rotor	φ 380 mm	φ 490 mm	φ 600 mm	φ 710 mm	φ 820 mm
α_1	47.73°	54.82°	60.07°	64.05°	67.16°
α_2	27.32°	44.053°	53.82°	60.12°	64.53°
σ	1.35	1	0.79	0.65	0.55
b/l	12%	10.49%	9.43%	8.63%	8%
i	2.62°	1.39°	0.51°	-0.0088°	-0.52°
λ	14.58°	8.7°	5.71°	4.09°	3.11°
θ	23.92°	14.62°	10.39°	8.2°	7.26°
$^{\circ}\xi$	33.15°	46.12°	54.36°	59.96°	64.05°
δ	6.14°	5.24°	4.66°	4.26°	4.11°
$\Delta\alpha$	20.41°	10.77°	6.25°	3.94°	2.63°

Stator	φ 380 mm	φ 490 mm	φ 600 mm	φ 710 mm	φ 820 mm
α_3	30.26°	24.28°	20.3°	17.49°	15.37°
α_4	0°	0°	0°	0°	0°
σ	1.71	1.37	1.14	0.98	0.86
b/l	3%	3%	3%	3%	3%
i	0.71°	-0.26°	-0.8°	-1.1°	-1.15°
λ	18.59°	15.15°	13°	11.59°	10.63°
θ	35.78°	30.83°	27.6°	25.37°	23.56°
$^{\circ}\xi$	11.67°	9.13°	7.29°	5.9°	4.75°
δ	6.22°	6.29°	6.51°	6.79°	7.03°

Tabla 3-1: Parámetros geométricos de las coronas de la etapa.

En la tabla 3-1 se muestran las principales características geométricas de la etapa, en cinco superficies intermedias, entre las que se incluyen respectivamente los ángulos de entrada y salida del álabe relativos a la dirección axial, la solidez, el espesor relativo a la cuerda del perfil en su línea media, el ángulo de calado, el ángulo cuerda-tangente a la entrada y la deflexión total del flujo al paso por la corona correspondiente.

Se ha implementado un programa en Matlab® para calcular la geometría total de álabes y directrices a partir de estos parámetros. Las secciones que conforman los álabes se obtuvieron introduciendo en el programa los esqueletos de los perfiles seleccionados y los parámetros que se obtienen del programa de diseño del Área de Mecánica de Fluidos. La geometría completa de álabes que se muestra en la Figura 3-1 se ha generado llevando estas secciones obtenidas con el Matlab® a un programa de diseño paramétrico. Los mismos pasos se siguieron a la hora de calcular la geometría de las directrices que se muestra también en la Figura 3-1.

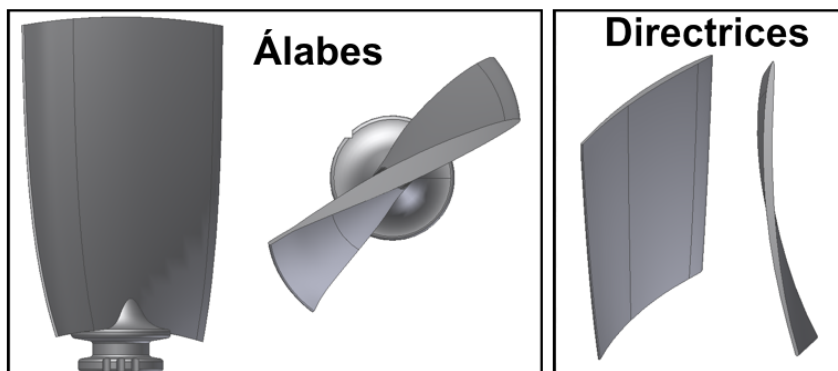


Figura 3-1 : Geometría final de los álabes y las directrices.

Para estudiar la funcionalidad del diseño se ha realizado una simulación CFD con un modelo de mallado deslizante, el cual permite mantener fijo el dominio de las directrices y girar el dominio del rodete. Se construyó un modelo bidimensional capaz de analizar el flujo en cascada que atraviesa las dos coronas de la etapa. Debido a la deflexión que presentan los álabes en la dirección radial, se modelaron dos secciones diferentes correspondientes a los radios de cubo (190 mm) y punta (410 mm).

Con los resultados de las simulaciones se persiguieron dos fines. Primero, estudiar la bondad del diseño para proceder a su posterior fabricación y segundo como un estudio previo del campo de presiones que se genera en la máquina para poder deducir los puntos de interés a la hora de realizar los ensayos experimentales.

A continuación se ha procedido a la fabricación de la máquina. Se construyeron nueve álabes de aluminio partiendo de un bloque que se introdujo en un torno de control numérico, en el cual se había implementado un programa que permitía que el torno fuera trabajando la parte de la base del álabe. Una vez mecanizada la base se pasó a trabajar la parte del álabe en sí. Para ello fue necesario el uso de una fresadora de cinco ejes, ya que la torsión que presentan estos álabes no permite su fabricación con otro tipo de máquinas más sencillas. Al mismo tiempo, se diseñó un utillaje para la fresadora que permitía el agarre de la pieza mientras ésta era mecanizada en la máquina. Por último, se realizó un tratamiento de granallado para mejorar las propiedades superficiales del álabe.

El proceso de fabricación en el caso de las trece directrices fue completamente diferente. Las directrices no tienen que resistir grandes esfuerzos mecánicos, debido a su función en el interior de la máquina, lo que permitía que el material necesario para su fabricación no tuviera que tener unas propiedades mecánicas tan restrictivas como el necesario para los álabes. Por eso, se eligió un polímero como material, que permitía el uso de un proceso de prototipado rápido para fabricar las directrices. El problema de estos polímeros es que son muy porosos y se deterioran fácilmente con la humedad. Para evitar este deterioro se trató el polímero con resina epoxi, que cierra cada uno de los poros dándole al material una protección eficaz contra el agua.

En la Figura 3-2 se muestran los álabes y las directrices ya fabricadas. Como se puede apreciar en la figura las directrices presentan un sistema de encaje que facilita su el posicionamiento durante el montaje y, además, permite variar la distancia entre el rodete y las directrices.

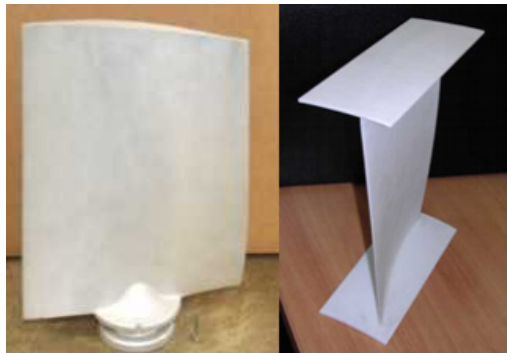


Figura 3-2: Álabes y directrices fabricados a partir de los planos.

3.2.2 Montaje del ventilador

Al mismo tiempo que se mecanizaban los álabes, se diseñó una carcasa para la máquina que permitiera la realización de los ensayos experimentales. La carcasa se fabricó a partir de planchas de acero y está formada por dos cilindros concéntricos: un cilindro de pequeño diámetro donde se alojan los apoyos del eje de la máquina y un cilindro de mayor diámetro, más largo que el anterior, que sustenta todo el conjunto. Además, el cilindro de mayor diámetro termina en una brida que permite el montaje de la soplante en el banco de ensayos. En la Figura 3-3 se puede observar la carcasa en diferentes momentos de su fabricación, incluido el soporte donde se apoya el eje en el que va encajado el rotor.

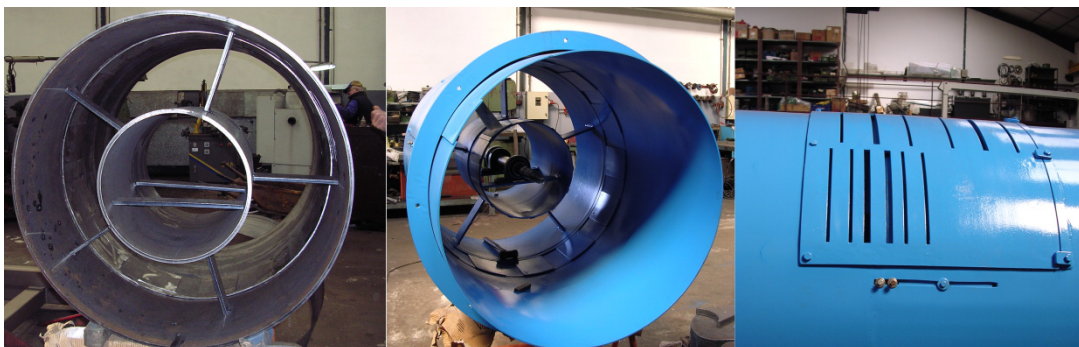


Figura 3-3: Fabricación de la carcasa.

Para caracterizar el flujo, es necesario realizar medidas que abarquen un sector completo de directriz en unas determinadas posiciones axiales de la turbomáquina para caracterizar el flujo, en particular, aguas abajo del stator y entre haces (ya que aguas arriba del rotor el flujo presenta simetría axial y basta con medir en una única posición circunferencial). Para poder realizar medidas en el sector completo se han mecanizado una serie de rendijas en la carcasa del ventilador que facilitan el posicionado de la instrumentación empleada, tal como se pueden observa en la Figura 3-3 y la Figura 3-4.

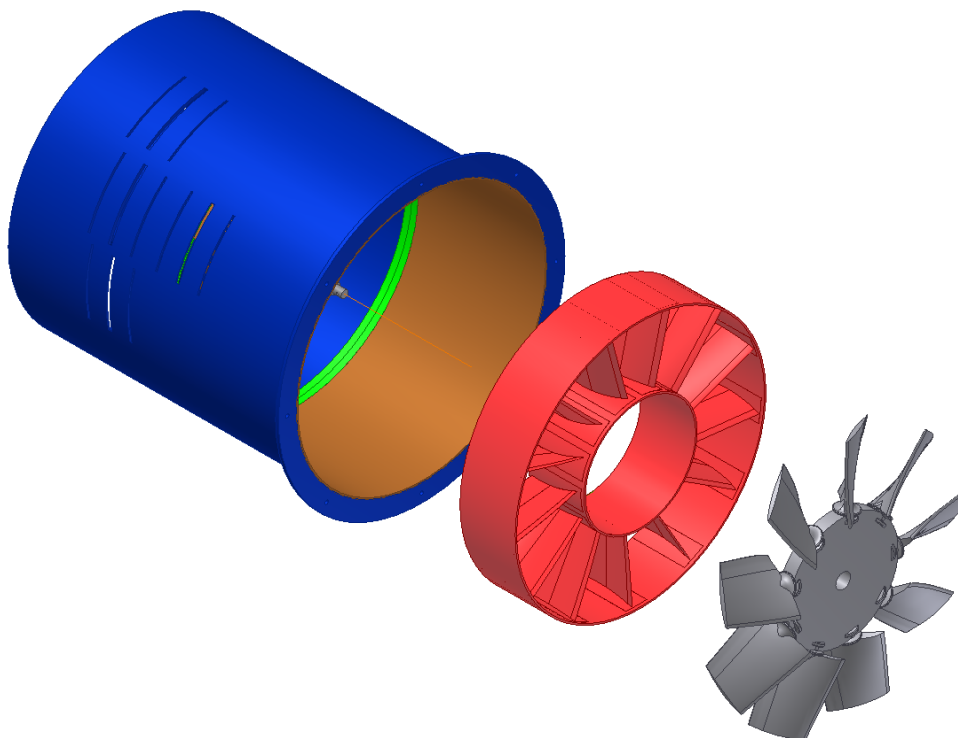


Figura 3-4: Montaje del rotor y el stator en la carcasa.

Una vez finalizada la fabricación del rodete y de la carcasa se procedió al montaje y equilibrado del conjunto.

3.2.3 Acoplamiento de la soplante al banco de ensayos

El ventilador se ha montado en un banco según el esquema que se muestra en la Figura 3-5 para la obtención de las medidas experimentales.

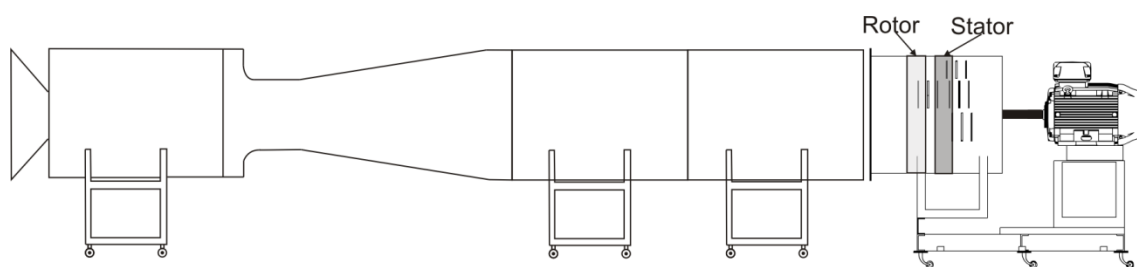


Figura 3-5: Banco de ensayos.

Se le ha acoplado un motor eléctrico asíncrono capaz de girar a 3000 rpm. Este motor se ha conectado a un variador de frecuencia con el fin de poder cambiar la velocidad de giro, lo que permite ensayar el ventilador en un rango muy amplio de velocidades.

Es necesario poder contar con algún tipo de mecanismo que permita regular el caudal del flujo incidente sobre la turbomáquina, si se pretenden ensayar puntos de funcionamiento del ventilador distintos al punto de diseño. Para ello, se ha diseñado un montaje experimental que permita dicha regulación. El montaje consiste básicamente en entubar la zona aguas arriba del ventilador mediante una serie de tubos cilíndricos con diámetro exterior de 1400 mm. En el extremo de los tubos cilíndricos se ha colocado un cono de regulación del flujo que es accionado por un pequeño motor eléctrico de forma que, cuando el cono se va aproximando a los tubos, el flujo se ve lentamente estrangulado, mientras que aumenta cuando se aleja de los tubos. Para determinar el caudal del flujo establecido en cada momento entre los tubos cilíndricos se ha intercalado una tobera de tipo venturi con un diámetro en la garganta de 740 mm. Puesto que el flujo incidente sobre la turbomáquina debe ser lo más uniforme posible y con dirección normal a la etapa del rotor, la longitud de los tubos se ha hecho lo suficientemente extensa (16.5 m) para asegurar que se uniformice el flujo, como se puede observar en la Figura 3-5 y en la Figura 3-6.



Figura 3-6: Detalles del banco de ensayos en el laboratorio.

3.3 Metodología empleada e instrumentación del banco de ensayos

3.3.1 Curvas características del ventilador

Las primeras medidas que se llevaron a cabo para caracterizar el funcionamiento del ventilador tuvieron como objetivo obtener la curva característica del mismo. Las curvas características de un ventilador representan la variación de la presión, la potencia y el rendimiento en función del caudal.

Para la obtención de dichas curvas es imprescindible regular y medir el caudal del flujo que atraviesa la turbomáquina, lo que se consigue mediante el entubamiento aguas arriba de la misma descrito en el apartado anterior (ver Figura 3-5). En particular, es posible estimar el caudal del flujo midiendo la diferencia de presiones entre la entrada y la garganta de la tobera de tipo venturi, según la expresión:

$$Q = C_D \frac{\pi}{4} d_2^2 \sqrt{\frac{2\Delta p}{r \left[1 - \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^4 \right]}} \quad (3-1)$$

donde d_1 es el diámetro de entrada al venturi y d_2 es el diámetro de garganta. El coeficiente de derrame C_D se ha calculado conforme a la norma (BSB 848, 1980) y es prácticamente igual a 1.

La diferencia de presión entre la entrada y la garganta del venturi se ha medido con un manómetro en U. De esta forma es posible calcular el caudal de flujo incidente sobre el ventilador, así como su velocidad y por tanto la presión dinámica. La presión total es la suma de la presión dinámica y del incremento de presión estática, medidas ambas en la zona anterior al ventilador. Para determinar el incremento de presión estática sólo es necesario medir la presión aguas arriba, puesto que la salida es a presión atmosférica (que se toma como la presión de referencia). Dicha medida se obtiene mediante un manómetro en U colocado antes de la entrada de la turbomáquina. La presión dinámica es la misma aguas arriba que aguas abajo, ya que no hay variaciones en las secciones de medida.

Para calcular el rendimiento total del grupo, esto es, incluyendo el rendimiento del motor eléctrico que acciona el ventilador, es necesario calcular tanto la potencia hidráulica de la turbomáquina como la potencia eléctrica:

$$Pot_{hidráulica} = \rho g Q H = Q \Delta p_{total} \quad (3-2)$$

La potencia eléctrica consumida se obtiene a partir de la intensidad y del voltaje medidos con el variador de frecuencia empleado para accionar el motor que mueve el eje del ventilador, mediante la fórmula:

$$Pot_{eléctrica} = \sqrt{3} I V \quad (3-3)$$

Finalmente el rendimiento total de la turbomáquina viene dado por el cociente entre la potencia hidráulica y la eléctrica:

$$\eta = 100 \frac{Pot_{hidráulica}}{Pot_{eléctrica}} \quad (3-4)$$

Teniendo en cuenta las expresiones anteriores, se procedió a fijar una posición concreta del cono de regulación del flujo, lo que equivale a fijar un determinado caudal del flujo incidente sobre la turbomáquina. Para dicho caudal se midieron la diferencia de presiones entre la entrada y la salida del venturi, la presión a la entrada de la turbomáquina y la intensidad y el voltaje de la corriente eléctrica. A continuación, se fijaba otro caudal situando el cono en otra posición y se procedía a realizar la misma serie de medidas. El procedimiento se repitió hasta obtener un número suficiente de caudales como para que las curvas características quedaran bien definidas. Estas curvas se presentan en el Capítulo 5 que aborda el análisis de resultados experimentales.

3.3.2 Caracterización del campo de flujo

Para caracterizar el campo de flujo desarrollado en el ventilador axial se realizaron medidas de los campos de velocidad y de presión en distintas zonas de la turbomáquina, en particular, aguas arriba

del stator, entre haces y aguas abajo del rotor. A partir de estas medidas no estacionarias se obtienen las fluctuaciones de velocidad y de presión en tiempo real.

Para ofrecer una visión global, se describen a continuación, de forma muy breve, los principales métodos que pueden emplearse para realizar estas medidas no estacionarias, detallándose finalmente la metodología adoptada para los ensayos sobre el ventilador.

La medida de la fluctuación de la velocidad está condicionada por la frecuencia asociada al origen de dichas variaciones. Se requiere un método que sea capaz de recoger muestras (valores de velocidad) a un ritmo superior a la frecuencia esperada de las fluctuaciones (turbulentas y/o deterministas). Las sondas de varios agujeros presentan cierta capacidad de respuesta frecuencial dependiente de los transductores de presión con los que van dotadas, pero desgraciadamente su rango se queda corto para mediciones de frecuencia de paso de álabe y sus armónicos. Esta consideración obliga a la utilización de otra metodología para la caracterización no estacionaria del flujo en los diversos planos de medida. Existen diversos métodos, entre los que cabe destacar los siguientes:

- Anemometría térmica (*Hot Wire Anemometry*).
- Anemometría/Velocimetría láser-doppler. (*Laser Doppler Velocimetry/Anemometry – LDA/LDV*).
- Velocimetría por imágenes de partículas (*Particle Image Velocimetry – PIV*).

La velocimetría láser-doppler se desarrolló a partir de 1970 como una técnica no intrusiva de medida de velocidad en un flujo. Habitualmente se la denomina por sus siglas LDV, aunque también se la referencia como LDA, en alusión a anemometría laser, pues el método permite realmente medir la velocidad aunque sea de forma indirecta. Una de las grandes ventajas de este método es que permite obtener la velocidad de cualquier flujo sea cual sea el rango de ésta (desde mm/s hasta velocidades supersónicas). El principio de funcionamiento se basa en que la diferencia de la frecuencia de onda de la luz que incide sobre un punto por el que pasa un flujo y de la luz que es refractada, depende de la propia velocidad de las partículas del flujo (Gjelstrup, 2003).

A mediados de la década de los años 80 aparecen las primeras aplicaciones de la velocimetría por imágenes de partículas (PIV) para la medición de flujos. Este método utiliza una fuente luminosa (pulsante o continua) para iluminar unas pequeñas partículas denominadas trazadores que son arrastradas por el fluido. Una cámara sincronizada de alta velocidad registra las posiciones de las partículas en diversos instantes separados entre sí un Δt . La distancia Δs recorrida por cada partícula entre dos imágenes consecutivas permite calcular la velocidad de cada trazador según $u = \Delta s / \Delta t$. En realidad no se mide la velocidad de las partículas, sino que ésta se deduce a partir de un tratamiento de las imágenes, generándose un mapa completo de la velocidad instantánea en la ventana de encuadre de la cámara. Esta es la razón por la que no se habla estrictamente de anemometría sino de velocimetría.

La anemometría térmica de hilo caliente consiste en un pequeño hilo de tungsteno recubierto de platino, de aproximadamente 1 mm de longitud y un diámetro de 5 micras, a través del cual se hace pasar una corriente eléctrica que lo calienta hasta temperaturas del orden de 250°C. Cuando dicho hilo se expone a una corriente de aire, es posible relacionar los cambios de la tasa de transferencia de calor en el hilo con la velocidad del flujo a través de un montaje como el que se representa en la Figura 3-7. La electrónica asociada a la sonda tiene la finalidad de obtener una señal de voltaje a la salida, que es amplificada a través de un puente de Wheatstone para que pueda ser almacenada por una tarjeta de adquisición. Dicha electrónica puede ser de tipo CCA (anemómetro de corriente constante) o, más habitualmente, de tipo CTA (anemómetro de temperatura constante), aunque actualmente se han comenzado a desarrollar los de tipo CVA, anemometría a tensión constante.

Cuando se dispone de un único hilo solamente se puede medir la componente normal de la velocidad, cuando la intensidad de la fluctuación en la medida es menor del 20%. En caso de querer medir más componentes, se deberían utilizar sondas de dos o tres hilos dependiendo del número de componentes que interesa (flujos bidimensionales y tridimensionales).

Las medidas con hilo caliente permiten una respuesta en frecuencia alta (100Khz), mientras esos valores no se consiguen si se utiliza LDV, limitando la respuesta en frecuencia por debajo de 30Khz. La más limitada es la técnica PIV cuya respuesta en frecuencia se encuentra entre 1 y 10 Khz.

Las principales limitaciones de este método se derivan de la extrema delicadeza con la que deben utilizarse estas sondas, ya que los hilos son susceptibles de romperse con gran facilidad. Además, la sonda puede ensuciarse con relativa frecuencia debido a la presencia de inclusiones o impurezas en el aire, así como por oxidaciones y ataques químicos sobre el hilo, lo cual compromete notablemente sus medidas y calibraciones. Precisamente, el tema de la calibración es el principal punto débil de esta metodología, ya que debe efectuarse prácticamente cada vez que quieran hacerse medidas con la sonda. Esta extrema sensibilidad a la calibración tiene su origen en diversos factores:

- Las correlaciones que se emplean para relacionar la transmisión de calor con la velocidad presentan unas constantes que pueden alcanzar variaciones de hasta el 10% según el tipo de sensor que se considere.
- Efectos de dilatación del hilo caliente.
- Efectos secundarios de conducción de calor por los soportes.
- Cambios en las propiedades medias del fluido, sobre todo en densidad y temperatura.
- Deterioro progresivo de la superficie del hilo.

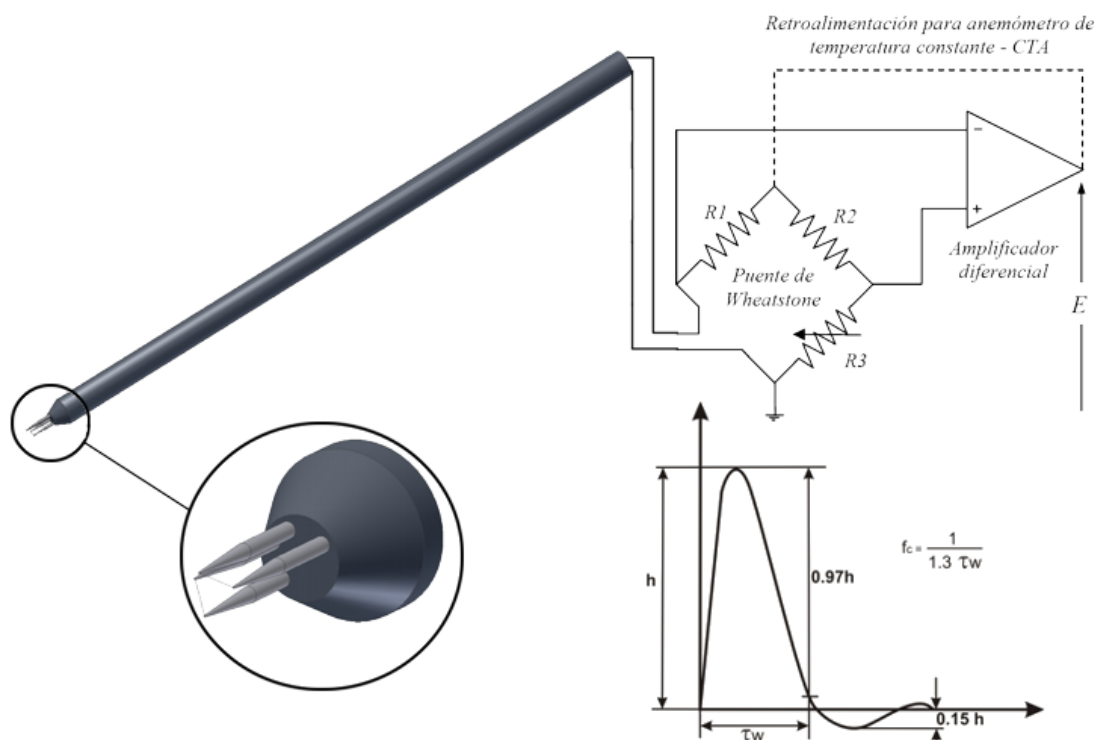


Figura 3-7: Esquema de anemómetro CTA a temperatura constante.

Las sondas de hilo caliente son excesivamente delicadas cuando se quiere medir velocidades en líquidos o gases que contengan partículas en suspensión. Por tanto, en este caso se usa un sensor de película, que es más robusto aunque genera una mayor turbulencia en su estela, que puede limitar su uso en algunas situaciones.

Las medidas con hilo caliente se suelen usar en multitud de estudios entre los que se cuentan: flujo en túneles de viento, capas límite, estelas, chorros, medidas de flujos atmosféricos, turbomáquinas, choque sónico en flujo compresible, flujos a baja velocidad, etc.

3.3.2.1 Anemometría térmica de hilo caliente

El fenómeno físico que hay detrás de la anemometría térmica de hilo caliente es el equilibrio que se establece entre el calor generado en el hilo al paso de una corriente eléctrica como consecuencia del efecto Joule, y el calor disipado por convección forzada de la corriente de aire que sopla sobre el hilo. Para mantener constante la temperatura del hilo es necesario aumentar el voltaje que se le impone. Por lo tanto, existe una relación entre la variación de voltaje que necesita el hilo para mantener su temperatura y la velocidad de la corriente de aire en la que se encuentra la sonda.

Lo primero que se debe de estudiar para poder conocer mejor el principio de funcionamiento de una sonda de hilo caliente son las ecuaciones que rigen el fenómeno de transferencia de calor sobre un hilo (suponiendo el hilo de sección cilíndrica). Formulando el equilibrio descrito en el párrafo anterior, a partir de la ecuación de la energía se obtiene:

$$\frac{du}{dt} = \dot{W} - \dot{Q} \quad (3-5)$$

donde se añade al balance la energía que puede ser almacenada por el hilo por unidad de tiempo.

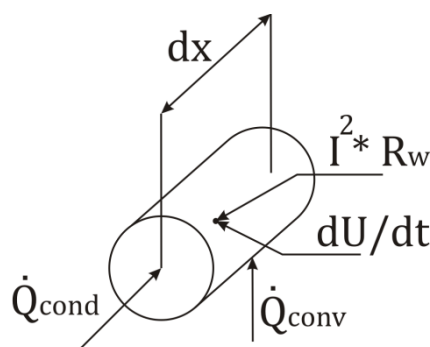


Figura 3-8: Balance de energía en un elemento diferencial de hilo.

Si se parte de un elemento diferencial de hilo como el que se muestra en la Figura 3-8 (Bruun, 1995) se pueden plantear los diferentes fenómenos que intervienen en la transferencia de calor. Si se sustituye en la ecuación (3-5), la energía interna por el producto de la capacidad calorífica del hilo C_w por su temperatura T_w y se considera que aunque la convección forzada es el principal fenómeno de transferencia de calor, también parte de la potencia es disipada por radiación y por conducción hacia los soportes del hilo, se puede expresar de forma general que:

$$\frac{d(C_w T_w)}{dt} = I^2 R_w - (\dot{Q}_{conv} + \dot{Q}_{cond} + \dot{Q}_{rad}) \quad (3-6)$$

donde I es la intensidad de la corriente a través del hilo y R_w es la resistencia eléctrica del hilo. En la anemometría térmica de tipo CTA, como la que se presenta en la Figura 3-7, se consigue mantener el hilo a temperatura constante mediante un amplificador diferencial que hace las veces de regulador de temperatura. Por tanto, el término temporal de variación de la energía interna puede despreciarse. Además, los diámetros de los hilos que se utilizan en este tipo de anemometría son muy pequeños y, por tanto, la transferencia de calor por conducción hacia los soportes del hilo es despreciable frente a otros fenómenos como la convección forzada. Por otro lado, la pequeña sección que presenta el hilo hace que también se pueda despreciar el calor que se transfiere por radiación, ya que su valor es muy pequeño. Por tanto, la ecuación (3-6) puede expresarse de la siguiente manera:

$$I^2 R_w = h A (T_w - T_a) \quad (3-7)$$

donde h es el coeficiente de película por convección, A es la superficie de intercambio térmico (que en este caso es πDL) y $(T_w - T_a)$ es la diferencia de temperaturas entre el hilo y el ambiente.

El número adimensional que controlador del fenómeno en procesos de transferencia de calor por convección es el número de Nusselt. Representa la relación entre la transferencia de calor por convección y la transferencia de calor por conducción, y para el caso de un hilo de sección circular se puede expresar de la siguiente manera:

$$Nu = \frac{hD}{k} \quad (3-8)$$

donde k representa la conductividad térmica del fluido y D el diámetro del hilo caliente. Si se sustituye el número de Nusselt en la ecuación (3-6) se obtiene:

$$I^2 R_w = Nu k \pi L (T_w - T_a) \quad (3-9)$$

El número de Nusselt puede ponerse en función de otros números adimensionales como el número de Reynolds, que depende de la velocidad del flujo que incide sobre el hilo caliente. De hecho, para un hilo de una determinada relación de aspecto, L/D , el número de Nusselt se puede expresar en función de los siguientes parámetros adimensionales (Stainback, 1993):

$$Nu = f \left(Re, Pr, Gr, \frac{T_w - T_a}{T_0}, \frac{u^2}{C_p (T_w - T_a)} \right) \quad (3-10)$$

donde Re representa el número de Reynolds, Pr representa el número de Prandtl y Gr representa el número de Grasshof. Si se desprecian los efectos de compresibilidad y de flotabilidad, se simplifica esta relación de dependencia:

$$Nu = f \left(Re, Pr, \frac{T_w - T_a}{T_0} \right) \quad (3-11)$$

El primer intento de obtener una solución teórica de la transferencia de calor por un hilo caliente orientado perpendicularmente al flujo, fue llevada a cabo por Boussinesq, quien estableció que:

$$Q = L \left(k + 2 \sqrt{\pi k C_p \rho u r_w} \right) (T_w - T_a) \quad (3-12)$$

donde C_p es el calor específico a presión constante, u es una componente de la velocidad y r_w es el radio del hilo. Posteriormente, King reanalizó el problema y llegó a una nueva expresión dada por:

$$\frac{E^2}{R_w} = [A(T_{ref}) + B(T_{ref})\sqrt{\rho u}] (T_w - T_a) \quad (3-13)$$

donde T_{ref} es una temperatura de referencia, E es la tensión en el hilo, y:

$$A(T_{ref}) = k L \quad B(T_{ref}) = 2L \sqrt{\pi k C_p r_w} \quad (3-14)$$

Como puede observarse, las constantes introducidas dependen de las propiedades del fluido (conductividad térmica k y calor específico C_p) a una temperatura de referencia T_{ref} . Además, para un anemómetro de tipo CTA, las diferencias de temperatura son constantes, así que de forma más general se suele expresar la ley del hilo como:

$$E^2 = A + B V^n \quad (3-15)$$

de donde se puede concluir que el cuadrado de la tensión medida entre bornas del hilo, se relaciona directamente con la medida de la velocidad del flujo incidente. Las constantes A , B y n se pueden determinar de forma analítica, pero si se quiere una caracterización perfecta del funcionamiento del hilo, deben determinarse a partir de una calibración del instrumento de medida para un rango de velocidades y temperatura de referencia.

Lo más habitual cuando se realiza una calibración del hilo es emplear la forma de la ley de King $u=f(E)$ en lugar de la más convencional $E=f(u)$ (Stainback, 1993). En particular, en esta tesis se ha empleado un polinomio de quinto grado para obtener la ley de King:

$$u = A_0 + A_1 x + A_2 x^2 + A_3 x^3 + A_4 x^4 + A_5 x^5 \quad (3-16)$$

siendo $x = E/\sqrt{(T_w - T_a)}$ (Blanco,1996). Los coeficientes del ajuste polinómico se obtienen a partir de la calibración de la sonda. En la Figura3-9 se muestra como ejemplo la ley de King obtenida a partir de la calibración del flujo para los dos hilos de una sonda.

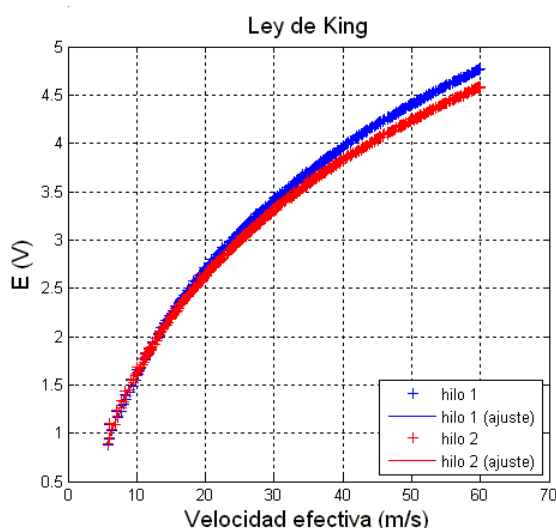


Figura3-9: Ley de King para una sonda doble.

En la Figura3-9 se muestran por separado los comportamientos de cada hilo, representándose éstos sobre un gráfico que relaciona directamente la velocidad del flujo con el cociente entre la tensión del hilo y la diferencia de temperaturas entre el hilo y el ambiente. Además, la ley de calibración de la figura introduce la corrección para la temperatura ambiente. De esta forma, se considera el efecto de

una diferencia de temperatura entre la que se tiene en el proceso de calibración y la que podría haber durante las mediciones.

3.3.2.2 Construcción de las sondas y calibración

Las sondas de hilo caliente son muy sensibles a las condiciones en las que se toma la medida. Con frecuencias, los hilos se degradan tras varias horas de uso, perdiendo validez la calibración realizada. Además, la extrema delicadeza de los hilos, hace que se puedan romper simplemente al ser golpeados por alguna impureza que viaja en suspensión en el aire. Por tanto, lo primero que se debe de hacer antes de medir es asegurarse de que el hilo instalado en la sonda está en perfectas condiciones. Para ello se comprueba visualmente que el hilo no está roto y se mide la resistencia que existe entre los bornes de la sonda utilizando un multímetro. Cuando esa resistencia no se encuentra dentro de un determinado rango de valores (en este caso de entre 4.5 y 5.5 Ω) el hilo no está en buenas condiciones y debe de ser reemplazado.

Para poder reparar los hilos que se van deteriorando o que se rompen durante la toma de medidas se utiliza un banco de soldadura de hilo caliente. En este banco se parte de un carrete de hilo de tungsteno de 5 micras, del que se corta una pequeña porción que pasa a colocarse sobre los dos extremos de un apoyo en forma de Y. El hilo debe estar lo mas tenso posible, ya que esto facilita su posterior soldadura. Una vez que se dispone del hilo en su apoyo se acercan las agujas de la sonda de tal manera que el hilo tensado toque las puntas de las agujas. En esta disposición se acerca la cabeza del electrodo a la punta de una de las agujas y se conecta el cable de la aguja al soldador. Durante el proceso de soldado se forma un arco entre el extremo del electrodo y la punta de la aguja, creándose un punto de soldadura que fija el hilo a la sonda. Este proceso se repite en cada una de las agujas que forman la sonda. La extrema esbeltez de los hilos, así como la necesidad de que éstos queden perfectamente atrapados entre las puntas romas del electrodo y las puntas de las agujas de la sonda, obliga a que se disponga de un sistema de posicionamiento muy preciso y de un equipo para amplificar la visión (Figura 3-10).

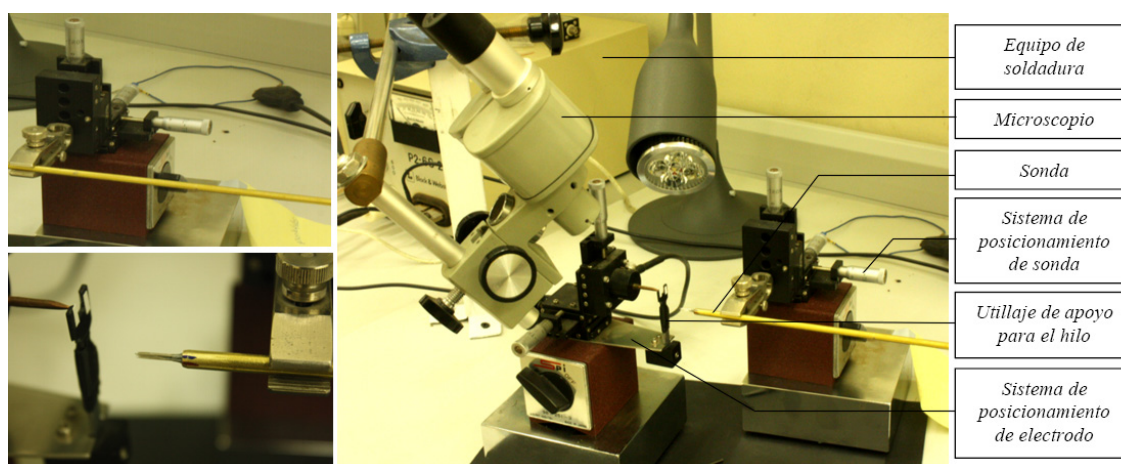


Figura 3-10: Banco de soldadura para los hilos de las sondas.

Cuando se tienen los hilos bien soldados se comprueba la resistencia que existe entre los bornes; si es la adecuada se procede a estañar los BNC necesarios para conectar la sonda al equipo de anemometría térmica.

A continuación la sonda se instala en el banco de calibración y se conecta al anemómetro. Deben ajustarse los distintos parámetros de operación de los hilos. Para realizar las medidas en esta tesis se ha utilizado un anemómetro de tecnología CTA. En concreto, se dispone de un anemómetro tipo IFA-100 de 4 canales de la casa TSI, que se muestra en la Figura 3-11. Cuando se enciende el anemómetro el primer dato que muestra la pantalla es la resistencia del cable de la sonda. Este valor debe sustraerse de todas las medidas, así que se fija como uno de los parámetros de operación del hilo. A continuación se fija la resistencia de la sonda y la resistencia del hilo en frío. Una vez que se tienen fijados estos parámetros se pasa a ajustar la respuesta en frecuencia del sistema.

3.3 Metodología empleada e instrumentación del banco de ensayos

El ajuste de la respuesta en frecuencia asegura que el sistema será capaz de captar las rápidas fluctuaciones de la velocidad del flujo. La respuesta en frecuencia será mejor cuanto más se acerque la señal que procede de los hilos a la curva óptima que se muestra en la Figura 3-7 (Freymuth, 1977). Para ello se gradúa tanto la compensación del puente como la del cable, hasta que en la pantalla del osciloscopio conectado al anemómetro aparece una curva similar a la que se muestra en la Figura 3-7.

Por último se debe realizar un acondicionamiento de la señal, ya que el rango de salida del anemómetro IFA 100 es de ± 5 voltios, mientras que muchos sensores de hilo caliente tienen un abanico de voltajes mucho menor que el rango de salida. Para aprovechar este rango tanto como sea posible deben ajustarse apropiadamente el Offset y la Ganancia. Una vez que se tienen ajustados se puede pasar a la calibración propiamente dicha.

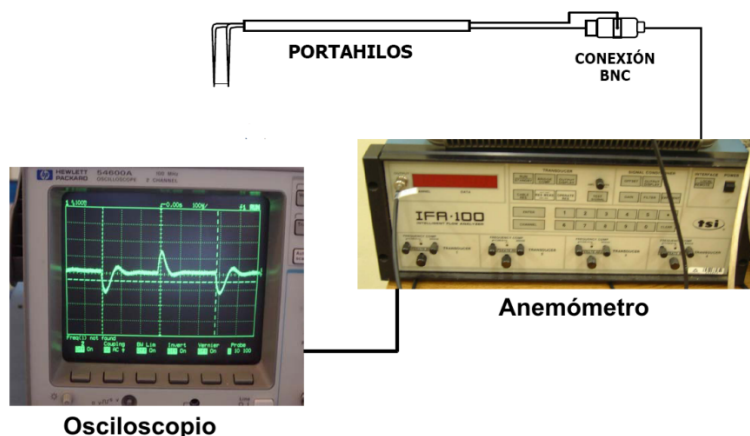


Figura 3-11: Conexión de la sonda al anemómetro.

La calibración es un elemento indispensable en el proceso de adquisición de medidas con anemometría térmica. Los archivos de datos obtenidos en la calibración de la sonda serán empleados para transformar adecuadamente los archivos de datos adquiridos durante las medidas del flujo.



Figura 3-12: Banco de calibración y medida.

Tanto la calibración de la ley de King y la calibración angular de la sonda de dos hilos se realizan en el dispositivo mostrado en la Figura 3-12. En dicha figura se aprecia la tobera empleada para hacer incidir un chorro de aire de velocidad conocida sobre la sonda. Para ello el banco dispone de un sistema de variación de velocidad, de tal manera que con la ayuda de un programa de ordenador se gestionan los datos de tensión capturados por la tarjeta de adquisición y se relacionan con la velocidad impuesta. Mediante dos juegos de engranajes sin fin-corona, accionados por motores paso a

paso controlados por un PC, se modifica el ángulo de incidencia del chorro sobre la sonda barriando el ángulo sólido deseado. Además, el sistema empleado permite variar la velocidad de forma continua, obteniéndose así gran cantidad de puntos de la curva de calibración y por tanto un ajuste muy preciso del funcionamiento del hilo. Puesto que la relación entre el voltaje y la velocidad varía dependiendo de las condiciones ambientales del ensayo, de la geometría de los hilos y del material de los mismos, antes de realizar cada toma de datos experimentales es necesario obtener la calibración correspondiente a la ley de King de cada hilo.

Para las medidas del campo de velocidades en la soplante axial se utilizó una sonda de dos hilos. Cuando se emplean sondas de varios hilos la proximidad de los mismos y de las agujas que los soportan provoca que la velocidad efectiva que mide cada hilo sea diferente de la que mediría si se encontrase aislado. Esto provoca que en dicha situación sea necesario además llevar a cabo una calibración angular de la sonda, haciendo incidir sobre la misma un chorro de aire con velocidad constante para diferentes ángulos de incidencia. Para cada uno de los ángulos de incidencia se obtiene la velocidad efectiva del chorro que es proporcionada por cada hilo de la sonda y se definen los siguientes coeficientes:

$$Acf = U_{ef1} - U_{ef2} ; \quad C_U = \frac{U_C}{\sqrt{U_{ef1} + U_{ef2}}} \quad (3-17)$$

siendo U_C la velocidad del chorro incidente y U_{ef1} , U_{ef2} las velocidades efectivas proporcionadas por cada uno de los hilos. En la Figura 3-13 se presentan dichos coeficientes en función del ángulo de cabeceo (yaw) obtenidos para la calibración de una sonda de dos hilos.

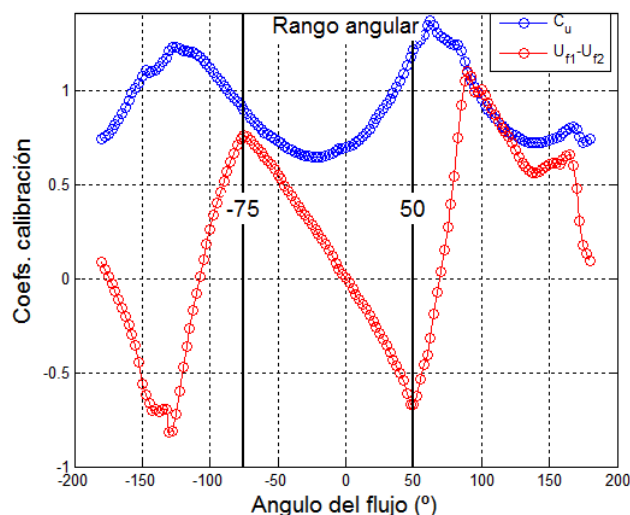


Figura 3-13: Gráfica de calibración de una sonda de dos hilos.

En la Figura 3-13 se puede observar el rango angular de la sonda, que en este caso, se encuentra entre -75 y 50 grados. Este rango angular se define en la zona en la que la gráfica presenta una forma monótona para evitar así problemas como el desdoblamiento de puntos o la existencia de puntos singulares. Además, el rango angular puede disminuir por la aparición de los efectos de la interacción. Los efectos de interacción se pueden producir principalmente por dos causas. Interacción denominada propia, debida a las estelas que produce una aguja sobre el hilo que sustenta é interacción cruzada debida a las estelas que producen las agujas de un hilo sobre el otro.

La calibración para una sonda en X de 120° como la que se muestra en la Figura 3-14, que es la disponible en el Área de Mecánica de Fluidos. En este tipo de sondas, uno de los hilos se encuentra en la estela de la aguja del otro hilo para ciertos ángulos del flujo. Este efecto provoca que los valores de velocidad medidos por el hilo que se ve afectado por la estela sean menores que la velocidad real del flujo, lo que implica una reducción en el rango angular de la sonda. Además, aparece una turbulencia

ficticia que puede limitar la respuesta en frecuencia de la sonda y afectar negativamente a la precisión de las medidas de velocidad.

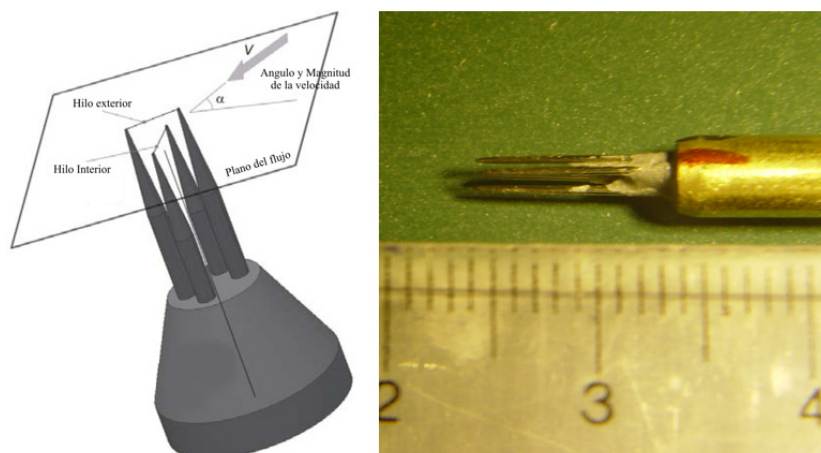


Figura 3-14: Cabeza de una sonda en X de 120° .

Para solucionar este problema, se pueden diseñar sondas en las que las agujas estén en un plano paralelo al plano del flujo. Por ello, se construyeron dos sondas adicionales de estas características que se denominan respectivamente tipo Z y tipo V, también de 120° . Estas sondas se muestran en la Figura 3-15.

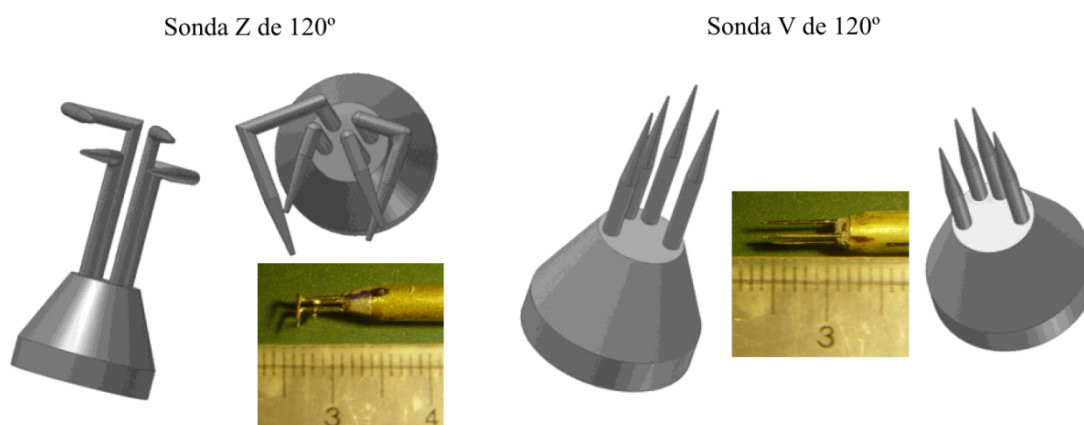


Figura 3-15: Cabezas de las sonda en Z y V de 120° .

Se realizó un proceso de calibración controlado para comprobar que estas sondas no presentan un fenómeno de interferencia entre un hilo y las agujas del otro hilo. Para cada una de las sondas se obtuvo la ley de King experimentalmente y se calibraron angularmente para una velocidad determinada. En la Figura 3-16 se muestran las distribuciones angulares para los diferentes voltajes de los hilos para cada una de las sondas estudiadas. Los fenómenos de interferencia, tanto si son de un hilo con sus propias agujas como si son de las agujas de un hilo con el otro hilo, producen una serie de perturbaciones en las gráficas que aparecen como oscilaciones en la señal de salida. En el caso de la sonda en X de 120° se puede apreciar que aparecen dos zonas de interferencia. Por el contrario, cuando se analizan las gráficas de las sondas en Z y en V sólo aparece un tipo de interferencia debida a la interacción entre las agujas y el hilo que sustentan.

En el caso de la sonda en Z, se aprecia que esta interferencia se produce para ángulos de -75 y 80 grados en el caso del primer hilo y alrededor de los -22 y 135 para el segundo hilo. Además, se observa mucha diferencia entre las distribuciones angulares de cada uno de los hilos. En cambio, es al analizar la sonda en V, cuando se puede comprobar el efecto de interferencia menos pronunciado.

Los efectos de interferencia se producen para los ángulos de -130 y 60 grados para el primer hilo, mientras que en el segundo hilo sólo se presentan para un ángulo de 90 grados.

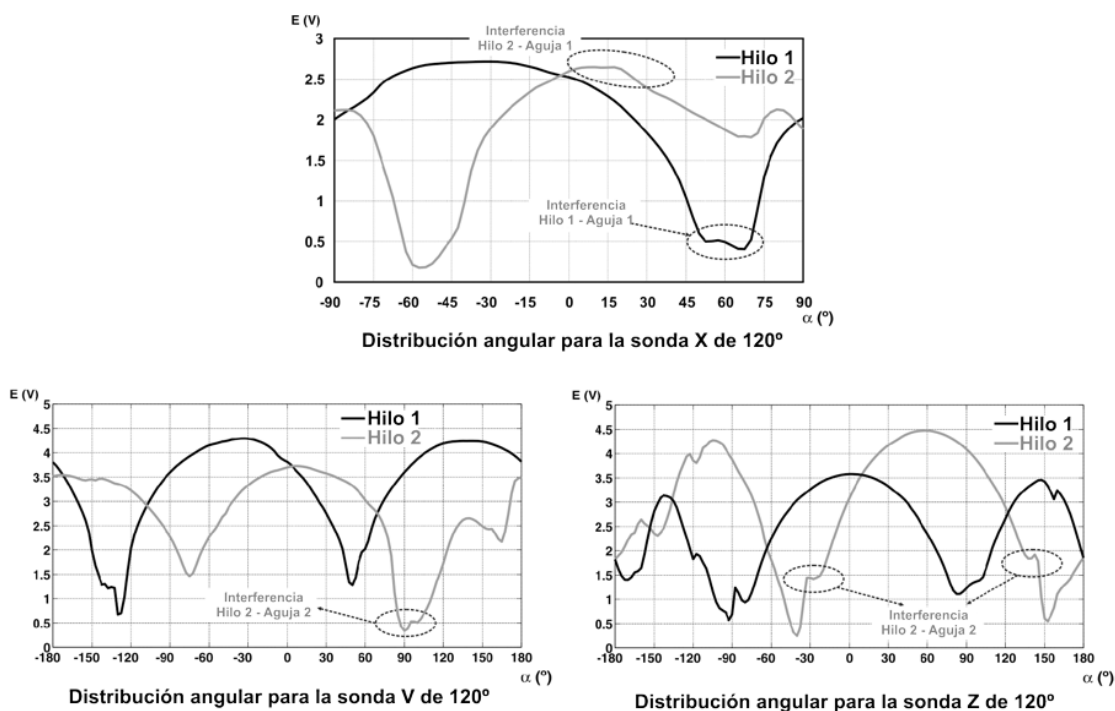


Figura 3-16: Distribución angular del voltaje de cada hilo para las sondas en X, en Z y en V de 120° .

De estos estudios se deduce que en caso de que se quieran estudiar flujos no estacionarios con gran variación de orientación angular, se debería usar una sonda que no presente fenómenos de interferencia cruzada, ya que este tipo de sondas disponen de un rango angular mucho mayor que las sondas tradicionales en las que plano de flujo de uno de los hilos corta a las agujas del otro hilo, como son las sondas en X clásicas. Además, se deben minimizar los efectos de interferencia propia; para ello, lo mejor es utilizar sondas en V que, incluso presentando este tipo de efectos, tienen un mayor rango angular, como se puede comprobar en la Figura 3-16. En la presente tesis doctoral se ha utilizado una sonda en V de 120° , que permite disponer de un mayor rango angular.

De la calibración angular de las sondas se obtienen una serie de ficheros necesarios para la transformación de los datos que se toman en cada medida. En el Área de Mecánica de Fluidos se han implementado una serie de programas en Matlab® para el proceso de calibración, que permiten automatizar el mismo. Primero se implementó un programa que permite la calibración de los transductores de presión. La interface de este programa se presenta en la Figura 3-17.

Se pueden usar todo tipo de tarjetas de adquisición con el programa y pueden introducirse tanto los parámetros de cada una de las tarjetas, como los necesarios para la toma de datos. El programa muestra en pantalla los parámetros que se están midiendo en cada uno de los canales del sistema de adquisición. Además, es capaz de discernir qué canales se están usando y los que no, por lo que sólo se activarán los que tengan conectado algún tipo de instrumento de medida.

En segundo lugar se implementaron los programas que permiten la calibración de la sonda de hilo caliente. Como se ha visto anteriormente en el capítulo, la calibración de una sonda consta de dos partes totalmente diferenciadas. Por un lado se encuentra la búsqueda de los parámetros que conforman la ley de King de cada uno de los hilos, y por otro, la búsqueda de los coeficientes de calibración angular. En la Figura 3-18 se muestran los programas de calibración, tanto el de la ley de King como el de calibración angular. Como se observa en la figura, en un panel del programa de calibración angular se pide la ley de King de cada uno de los hilos, debido a que es necesario conocer previamente la ley de King para obtener los coeficientes de calibración angular.

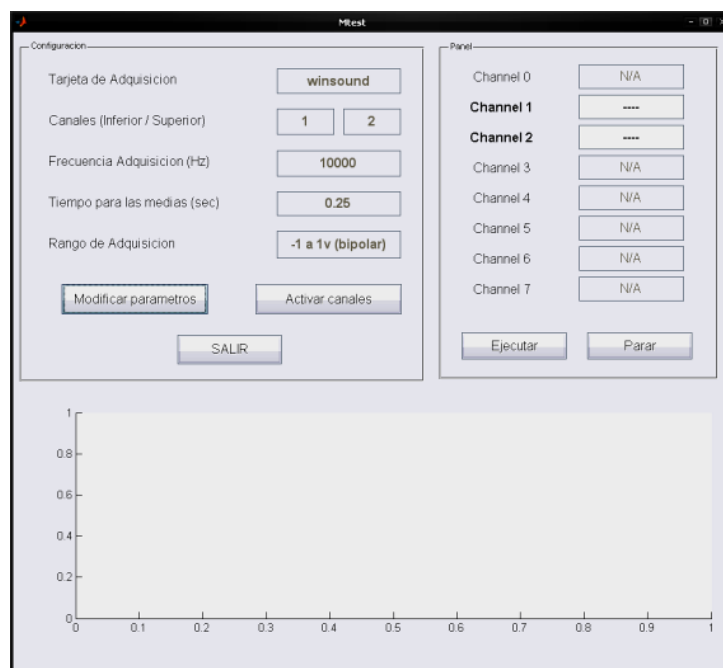


Figura 3-17: Interface del programa de calibración de los transductores de presión.

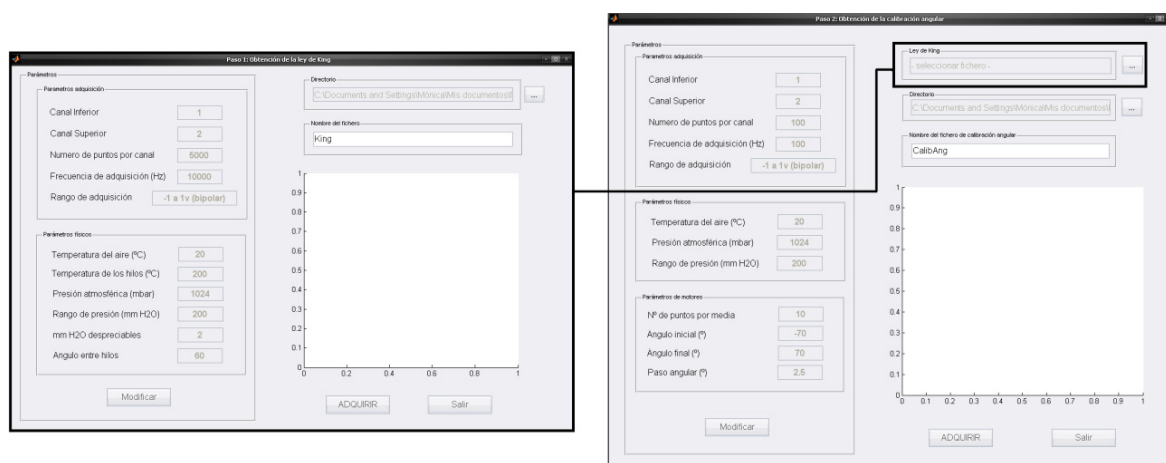


Figura 3-18: Interfaces de los programas de calibración de hilo caliente.

En todos estos programas se obtienen una serie de ficheros como salida. En ellos se guardan los parámetros más importantes de la calibración, que son necesarios para realizar el tratamiento de los datos recogidos durante los ensayos.

3.3.2.3 Adquisición y tratamiento de datos

Una vez que se tiene calibrada la sonda se puede pasar a realizar los ensayos. Para ello se coloca la sonda sobre un soporte adaptado que permite su instalación en el banco de ensayos. Este banco dispone de una serie de ranuras dispuestas de tal manera que se podría medir un sector tanto detrás del rotor como del stator.



Figura 3-19: Sonda posicionada para la realización de los ensayos.

La definición de los ángulos de medida a la hora de montar la sonda es muy importante, pues esta debe estar situada lo más transversalmente posible a la dirección dominante del flujo. Debe tenerse en cuenta que la calibración angular permite cierto juego respecto de una incidencia a 0° , habitualmente entre -40° y 40° , perdiendo toda validez si se sobrepasan esos límites. Por esta razón, si se mide en zona de estelas debe preverse la deflexión que los álabes inducen en el flujo para así situar la sonda en consonancia con esa dirección preferente. De esta forma, se consigue reservar el margen de la calibración angular para variaciones generadas por las estelas y no para la propia deflexión del flujo, optimizando el uso de la sonda de anemometría térmica.

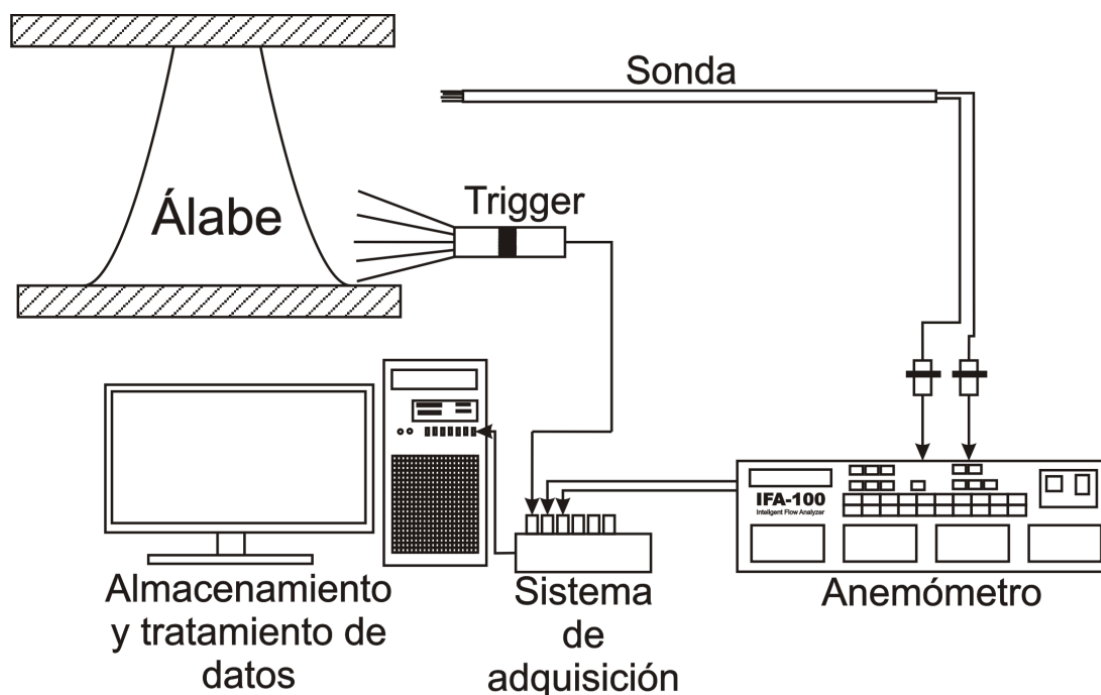


Figura 3-20: Cadena de medida de la sonda de hilo caliente.

La cadena de medida que se ha utilizado para todos los ensayos en esta tesis doctoral se muestra en la Figura 3-20 y consiste en:

- Sonda doble de hilo caliente (DHW). Construida a partir de la soldadura de hilos de tungsteno de 5 micras de diámetro en las agujas portahilos de la sonda. Trigger óptico.

- Anemómetro comercial IFA-100 de la casa TSI. Dispone de 4 canales, y permite ajustar las impedancias del cableado asociado a cada hilo de la sonda así como la ganancia de la amplificación de señal. Introduce filtros de protección para altas frecuencias, genera ondas de testeo para la comprobación de la medida de los hilos y añade un canal de salida para monitorización de las señales vía osciloscopio.
- Módulo de adquisición National Instruments NI USB-6251 BNC .
- Ordenador personal.

Como se puede observar en la Figura 3-20, las medidas proporcionadas por el anemómetro son registradas en ficheros mediante un ordenador para el cual se ha diseñado un programa de adquisición a partir de Matlab. En este programa se impone la frecuencia de adquisición de los datos.

Para la elección de dicha frecuencia de adquisición de datos, se ha tenido en cuenta la frecuencia de paso de álabe, fijando un número mínimo de puntos de medida por canal de rotor. Se han considerado un total de 100 puntos por canal, para así obtener una perfecta definición de la estructura núcleo-estela del flujo entre haces, de modo que al girar la máquina con una frecuencia de 40 Hz (2400 rpm), la frecuencia de adquisición por canal será de 36000 pto/s. Además, se han medido 200 canales, así que se han obtenido en total unos 20000 puntos de medida en un periodo de adquisición de 0.5 segundos.

Por otro lado, en el anemómetro se debe definir una frecuencia de filtrado, que por definición debe ser inferior a la mitad de la frecuencia de adquisición y superior a la frecuencia del fenómeno predominante que se pretende observar (esto es, el paso de álabe, de 360 Hz de frecuencia característica). Con estas restricciones se ha elegido un filtrado a 4 kHz.

Durante los ensayos se realiza la adquisición de las señales procedentes de los dos hilos de la sonda así como de un trigger activado con la velocidad de giro del rotor. El trigger proporciona una señal uniforme que varía bruscamente cada vez que el rotor pasa por un punto determinado, de manera que la señal del trigger permite delimitar el comienzo y el final de las vueltas en las señales procedentes de los dos hilos. Los datos son recogidos en un ordenador mediante un programa diseñado especialmente para este tipo de adquisiciones, que almacena en ficheros los datos de cada uno de los ensayos realizados. Posteriormente, se diseñó otro programa que permite transformar esos ficheros en velocidades efectivas mediante la ley de King de cada hilo.

3.3.2.4 Incertidumbre experimental

Cuando se realizaron las medidas con sonda de hilo caliente la incertidumbre en las medidas tiene dos componentes: una estacionaria, que sería la incertidumbre propiamente dicha y que hace referencia a la precisión de los instrumentos de medida que se usan, y una segunda no estacionaria, que se basa en estudiar la bondad de los métodos estadísticos que se aplican para promediar las señales no estacionarias. Las señales que se obtienen en las medidas tomadas en una turbomáquina son periódicas y, por tanto, se deben promediar para obtener la señal no estacionaria resuelta en el tiempo. Los métodos de promediado tienen que estar optimizados para impedir que haya pérdidas de información en el proceso y que la señal reconstruida sea similar a la de partida, pero sin dicha componente no estacionaria.

En el estudio llevado a cabo en esta tesis se estudian fenómenos puramente no estacionarios, como son los problemas de interacción entre haces, por lo que la incertidumbre no estacionaria tiene gran relevancia frente a la incertidumbre que introducen los instrumentos de medida. El método de promediado utilizado se basa fundamentalmente en dos parámetros: número de canales y número de puntos de medida totales.

Para poder filtrar los efectos de la turbulencia en la señal se utiliza el promediado por canal. Este método se basa en el tratamiento estadístico de cada uno de los canales registrado durante la medida. El periodo de paso de álabe representa la longitud de un canal.

Para estudiar los niveles de convergencia del promediado por canal se utiliza un parámetro que se denomina residuo $R(m)$. Este parámetro viene definido por la siguiente expresión:

$$R(m) = \frac{\sqrt{N \sum_{n=1}^N (\tilde{u}_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m-1)})^2}}{\sum_{n=1}^N \tilde{u}_n^{(m)}} \quad (3-18)$$

donde $\tilde{u}_n^{(m)}$ es igual a:

$$\tilde{u}_n^{(M)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M u_n^{(m)} \quad (3-19)$$

y representa el promedio por canal, es decir si en la señal se han recogido M canales, se hace la media de los valores medidos para cada uno de ellos. N representa el número de puntos de medida por canal.

A la izquierda de la Figura 3-21 se representan diferentes señales promedio dependiendo del número de canales registrados en la señal original. En el eje de abscisas se representa el tiempo dividido por el periodo de paso de álabe, mientras que en el de ordenadas se representa la instantánea adimensionalizada por la velocidad media. Como se puede apreciar en la figura, a medida que aumenta el número de canales que se registran en la medida, aumenta la calidad de la señal no estacionaria resuelta en el tiempo, llegando un punto en el que aunque se aumente el número de canales registrados no se produce una mejora significativa en la señal final. Como se puede apreciar en la figura, para M mayores de 90 la señal final no varía. Este parámetro se debe escoger con mucho cuidado para lograr que la señal reconstruida no pierda información, logrando así que el número de canales de la medida no sea excesivamente grande ya que llevaría a tiempos de adquisición elevados.

El segundo método estadístico que se usa para filtrar las inestabilidades que se presentan en la medida se basa en el número de puntos totales que se recogen en cada medida, más concretamente en el número de puntos por canal de las medidas; en el ejemplo anterior correspondería a esos 100 puntos por canal. El error de discretización de promediado en el tiempo se encuentra asociado a este parámetro. Este error de discretización viene definido por la siguiente expresión:

$$E(k) = 1 - \frac{\sum_{n=1}^k (\tilde{u}_n^{(M)} - \bar{u})^2}{\sum_{n=1}^N (\tilde{u}_n^{(M)} - \bar{u})^2} \quad (3-20)$$

Como se puede observar en la parte de la derecha de la Figura 3-21, a medida que se aumenta el número de puntos que se recogen por canal aumenta la calidad de la señal reconstruida, aunque llega un momento en que el aumento de puntos no se traduce en una mejora significativa de la señal final. Por tanto, se debe llegar a un valor óptimo que corresponde al número mínimo de puntos necesarios para que la señal reconstruida tenga la mayor calidad posible.

Ambos métodos se aplicaron en el caso de la soplante axial para procesar los resultados obtenidos en las medidas experimentales. En la Figura 3-22 se muestran los resultados obtenidos a partir de estos análisis.

Como se puede comprobar en la gráfica de la izquierda de la figura, en el caso del promediado por canal se utiliza como criterio de convergencia un valor de 10^{-3} , que es usado normalmente en la convergencia de los modelos numéricos. Cuando se están estudiando los valores de la velocidad para caudal nominal, la señal reconstruida cumple con los valores de convergencia para 90 canales, mientras que cuando se estudia la velocidad para puntos fuera del caudal de diseño se necesitan 160 canales para que la señal converja. Por tanto, existe una marcada influencia de las condiciones de

operación. Si se estudia el ángulo del flujo es muy difícil llegar a la convergencia, ya que el criterio que se ha usado se vuelve demasiado restrictivo.

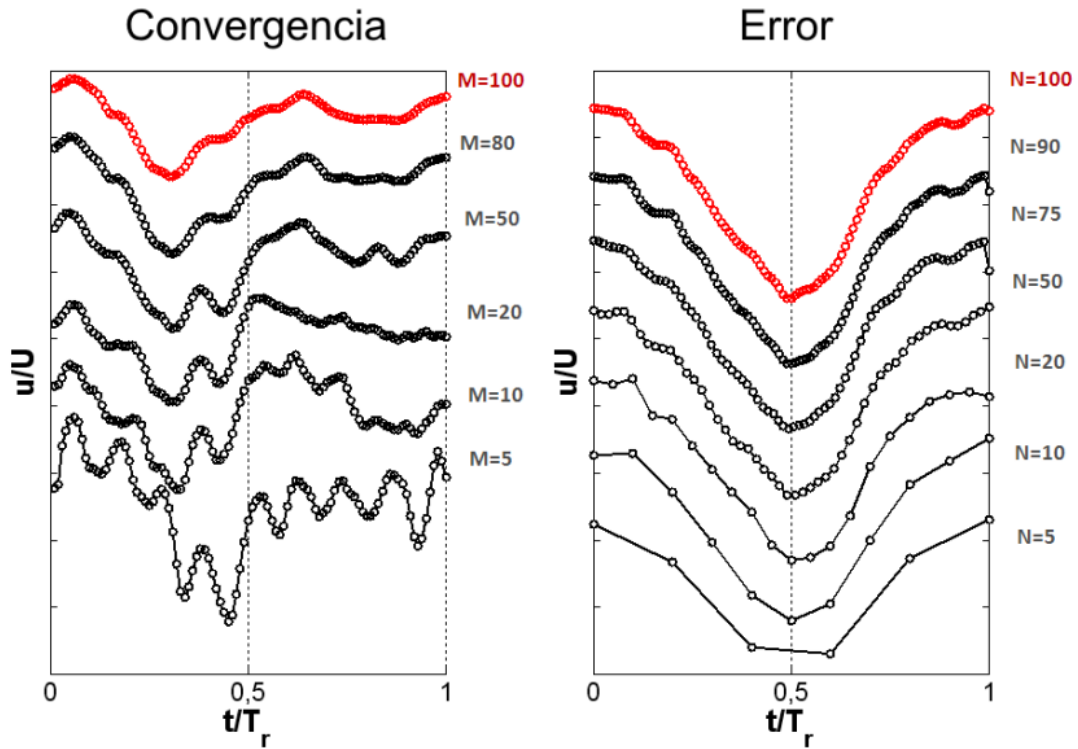


Figura 3-21: Parámetros de promediado de medidas.

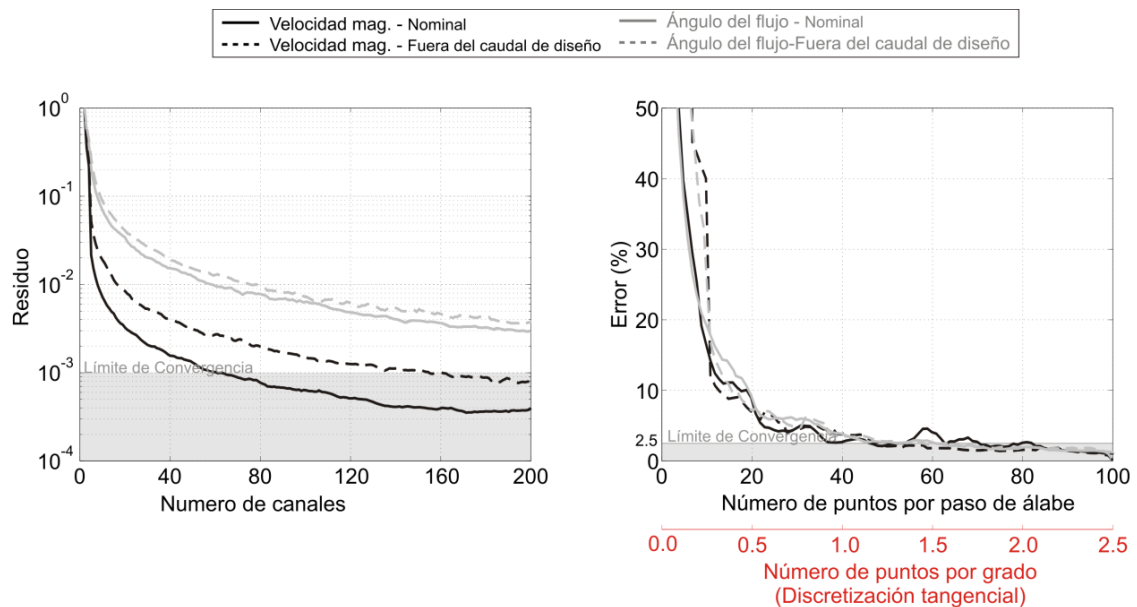


Figura 3-22: Análisis de los métodos de promediado estadístico.

Para el error de discretización se ha tomado como criterio de convergencia un valor porcentual de 2.5. Como se puede observar en la Figura 3-22, para un número de puntos por canal del orden de 80 se alcanzan buenos valores del error de discretización tanto para la velocidad como para el ángulo de flujo.

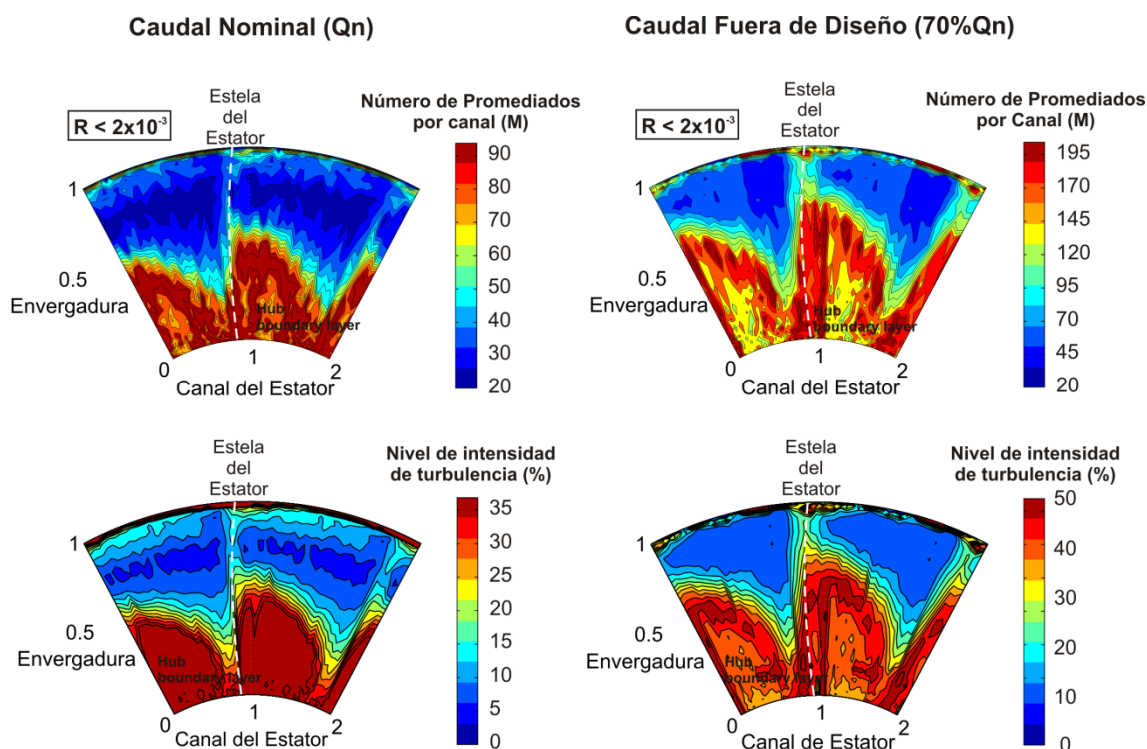


Figura 3-23: Concordancia entre los niveles de turbulencia y el promediado por canal.

En ocasiones estos parámetros están relacionados con alguno de los fenómenos presentes en el flujo. Según estudios realizados en el Área de Mecánica de Fluidos de la Universidad de Oviedo, el número de canales óptimo para reconstruir la señal sin pérdidas está íntimamente ligado a los niveles de turbulencia del flujo. Además, se ha demostrado (Fernández-Oro, 2012) que la relación entre el número de canales y la intensidad de la turbulencia se puede expresar utilizando la siguiente ecuación:

$$m \sim \frac{\overline{Tu}}{R} \tag{3-20}$$

donde m representa el número de canales, \overline{Tu} representa el nivel de turbulencia medio y R el error. En la Figura 3-23 se muestra la correlación que existe entre el número de canales que se debe de escoger en la señal y la intensidad de la turbulencia para el caso de la soplante axial objeto de estudio en la presente tesis doctoral. Como se aprecia en la figura, los niveles de turbulencia coinciden con el número de promediados por canal según la relación que se ha mostrado en la ecuación 3-20, tanto para el caudal nominal como para un caudal fuera del punto de diseño.

A la vista de los resultados mostrados en la Figura 3-23, se observa que existe una relación directa entre el número de canales tomados en las medidas y los niveles de turbulencia del flujo que garantiza ciertos niveles de convergencia. En realidad, la elección del número de canales necesarios en cada medida tiene que ser de un orden de magnitud superior al nivel de turbulencia expresado en tanto por ciento. Además, se puede comprobar que tanto las zonas cercanas a las paredes como las condiciones de diseño influyen en el número de canales que se deben escoger. La estructura del flujo que se produce en el vórtice de punta es claramente tridimensional y, por tanto, requiere de un número de canales mayor de 500, que es el doble de lo que se estima para la zona del cubo.

CAPÍTULO 4:METODOLOGÍA NUMÉRICA

4.1 Introducción

En los últimos años se ha venido utilizando para el estudio del movimiento de los fluidos una técnica que se denomina Dinámica de Fluidos Computacional (CFD). La Dinámica de Fluidos Computacional consiste en la simulación de flujos utilizando ordenadores, que resuelven las ecuaciones que rigen el movimiento de los fluidos en una malla discreta de puntos que sobre el problema completo. Estas ecuaciones son las denominadas ecuaciones de Navier-Stokes y permiten obtener los campos de velocidad y presión en todo el dominio fluido.

Esta técnica ha sido empleada en infinitud de áreas de la ciencia y de la ingeniería para el estudio de todo tipo de fenómenos físicos que se presentan en el campo fluido. Pero sin lugar a duda la industria aeroespacial ha sido pionera en el uso de la Dinámica de Fluidos Computacional. Desde un principio el interés en la mejora de las capacidades de los aviones ha llevado al uso de técnicas numéricas para reducir los costes que genera el ensayo de modelos a escala en túnel de viento. Dentro de la gran variedad de problemas que se pueden estudiar usando la Dinámica de Fluidos Computacional, se encuentra el análisis de las turbomáquinas. Sin embargo, este tema es difícil de abordar debido a la complejidad del flujo que se desarrolla en una turbomáquina.

Para simular numéricamente el flujo en una turbomáquina se deben seguir una serie de pasos. Inicialmente debe determinarse el dominio de simulación. Es necesario conocer los límites de entrada y salida del flujo, es decir, introducir en el programa la geometría que se necesita para la simulación. Lo que parece sencillo para otro tipo de estudios en el caso de una turbomáquina presenta una complejidad inherente a la propia geometría de la máquina. En el caso de modelos tridimensionales el modelado de la geometría es incluso más laborioso y complejo dada la existencia de geometrías alabeadas y entrefases entre dominios fijos y móviles. Debe de considerarse además en las turbomáquinas para su estudio los canales y las zonas de paso de flujo, por lo que a la hora de generar las superficies se debe hacerse con un programa que permita operaciones de solevado.

Una vez que se tiene definida la geometría se debe generar el mallado. Este es uno de los pasos más importantes ya que dependiendo de lo adecuado que sea se podrán captar los fenómenos más significativos del flujo. El mallado consiste en una retícula de celdas en las que se discretiza el dominio del flujo a partir de la geometría que se le proporciona al programa. A la hora de mallar se deben de tener en cuenta los puntos en los que se produce un gradiente importante de las variables del flujo, ya que en estas zonas se debe establecer un mallado más fino, manteniendo con un mallado más basto las zonas en las que el flujo casi no varía. El problema se presenta cuando se debe imponer

una densidad de mallado, ya que a priori no se conoce el valor óptimo para el cálculo que se desea realizar. En estos casos se establece un proceso iterativo que conduzca a la mejor solución, aunque sin comprometer excesivamente los requerimientos de cálculo.

Una vez que se dispone de la geometría y el mallado hay que imponer los modelos físicos y de solución de las ecuaciones. Los programas de Dinámica de Fluidos Computacional resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes que, como ya se ha indicado, son ecuaciones no lineales en derivadas parciales. Para resolver estas ecuaciones se deben de convertir en ecuaciones algebraicas que puedan ser resueltas matricialmente en un sistema discreto, que es la malla de cálculo. Por este motivo es muy importante que la malla de cálculo se ajuste al problema que se está estudiando. Además, con una buena malla se puede lograr que la solución matemática sea más estable.

Para poder resolver las ecuaciones se necesita imponer al modelo unas condiciones de contorno. Cuando se realiza una simulación se deben fijar en los límites del dominio los valores de las variables básicas del flujo. Estos límites no deben estar cerca de las zonas de intercambio de energía, ya que estas condiciones de contorno sirven para completar la metodología de resolución. Si estas condiciones estuvieran próximas a zonas críticas del modelo, interferirían en la solución final obtenida y los resultados serían erróneos. En el caso de las turbomáquinas las condiciones de contorno deben imponerse en zona lo suficientemente alejadas de los haces, para garantizar su neutralidad. Las condiciones que mejor se adaptan a los modelos de turbomáquinas son las de presión total a la entrada y presión estática a la salida.

Para resolver las ecuaciones lineales generadas a partir de la discretización de las ecuaciones de Navier-Sokes se utilizan métodos iterativos. Los procesos iterativos consisten en imponer una solución que, una vez corregida tras una resolución posterior, permite obtener diferencias entre las soluciones cada vez más pequeñas, hasta se alcanza una solución final cuando no hay variación entre una solución y otra, o esa variación es tan pequeña que se hace despreciable. Sin embargo, a esta solución final sólo se puede llegar si el caso es estacionario. Cuando existe una no estacionaridad, como es el caso de las turbomáquinas, se suele tomar como solución inicial la solución obtenida para el caso estacionario. Por otra parte, en las turbomáquinas existe un comportamiento periódico asociado a la interacción de las partes móviles con los elementos estáticos y, por lo tanto, se parte como solución inicial de la obtenida para el caso estacionario y se calculan un número suficiente de pasos temporales que garanticen la periodicidad de los resultados.

Además de todos estos datos, también es necesario imponer las propiedades del fluido con el cual se está trabajando, así como los modelos de turbulencia. Las propiedades del fluido se utilizan como datos en los modelos físicos. Los modelos de turbulencia son modelos de cierre. Para tener en cuenta la turbulencia existen una serie de parámetros adicionales que habría que resolver en las ecuaciones de Navier-Stokes. Lo que sucede es que hay más ecuaciones que incógnitas, por eso es necesario añadir simplificaciones y modelos para cerrar el problema. Con el paso de los años se han desarrollado una serie de modelos de turbulencia que se adaptan a los diferentes fenómenos que se estudian. Cada modelo tiene sus ventajas e inconvenientes. Con posterioridad se estudiará con detalle qué modelos se adaptan mejor para el caso del flujo en turbomáquinas.

Una vez que ya se dispone del modelo completo con todos los datos, parámetros y modelo de turbulencia especificado, se pasa a la resolución numérica. El proceso de resolución numérica consiste en resolver los modelos físicos y las ecuaciones discretizadas mediante un método iterativo. Este proceso se regula imponiendo unos factores de relajación que hacen que la convergencia sea más rápida o más lenta según los valores escogidos. Estos criterios de convergencia se pueden ajustar en función del fenómeno físico de estudio y de los cambios relativos entre variables a lo largo del tiempo.

El último paso es el postprocesado de los resultados. Los programas de Dinámica de Fluidos Computacional presentan potentes herramientas de postprocesado que permiten exponer los resultados mediante distribuciones y mapas en color que resultan de gran utilidad a la hora de mostrar los fenómenos que se están desarrollando en el flujo. También disponen de la opción de hacer representaciones gráficas de las diferentes variables cruzadas entre sí, así como de la posibilidad de exportar los datos a otros programas para contrastarlos con los resultados extraídos de métodos experimentales.

En el caso que nos ocupa se realizaron dos tipos de simulaciones numéricas. Primero se realizó un modelado en dos dimensiones para poder estudiar las variables más importantes que afectaban a la soplante. En un segundo paso se realizó un modelado en tres dimensiones con objeto de contrastar los datos que se obtuvieron experimentalmente con los obtenidos en las simulaciones y así poder estudiar fenómenos que no se podrían medir en la máquina real ya que su geometría haría imposible la colocación de los instrumentos de medida en esas posiciones.

4.2 Medios informáticos

Los programas comerciales de CFD han ido evolucionado a lo largo de los años de tal manera que desde hace poco es posible utilizarlos para realizar estudios fiables en turbomáquinas. En el Área de Mecánica de Fluidos del Departamento de Energía de la Universidad de Oviedo se ha estado trabajando en los últimos años en la modelización de todo tipo de flujos, con especial atención en el estudio de turbomáquinas tanto centrífugas como axiales, adquiriendo un notable conocimiento sobre su manejo y validez de los resultados.

El código comercial que se ha empleado en esta tesis es FLUENT® 6.3.26 (ANSYS, Inc. Southpointe 275 Technology Drive Canonsburg, PA 15317 USA). Este código numérico viene incluido en un paquete comercial que incluye otro programa de pre-procesado denominado Gambit®, que se utiliza para crear geometrías de modelización y discretización espacial. Las geometrías se pasan al programa FLUENT®, en el cual se imponen las condiciones de contorno y parámetros de resolución adoptados (algoritmos de resolución o los modelos de turbulencia). El programa FLUENT® resuelve las ecuaciones de gobierno utilizando el método de volúmenes finitos.

Una vez que se resuelven las ecuaciones y se obtienen los datos, el programa dispone de un módulo que permite el post-procesado de los mismos, lo que permite la generación de gráficas y la representación de las variables obtenidas. La gran potencialidad del programa se completa con dos características muy interesantes: es posible la obtención de ficheros de datos y el cálculo de las evoluciones de las distintas variables y de otros parámetros que se deseen exportar. Además, los ficheros de datos que genera el código se pueden guardar y exportar a otros programas creados expresamente para realizar representaciones gráficas, como Mathlab®.

El programa utilizado incluye una herramienta que permite incluir funciones definidas por el usuario (UDF). Estas funciones sirven para personalizar los modelos que incorpora por defecto este código numérico. Aunque el código no es abierto, la arquitectura del mismo permite emplear una serie de utilidades, denominadas macros, que son las responsables de ejecutar el acceso al organigrama de la resolución. Estas funciones, programadas en C y compilables mediante Visual C++, se usan para la:

- Personalización de condiciones de contorno, propiedades de materiales, tasas de reacción volumétrica, términos fuente en las ecuaciones de transporte, inclusión de ecuaciones de transporte para escalares (UDS), funciones de difusión, etc.
- Ajuste de valores calculados en cada iteración.
- Inicialización inteligente de la solución.
- Ejecución de una UDF al margen del proceso de resolución.
- Almacenamiento parcial de variables y posibilidad de definir promedios temporales y espaciales.
- Aumentar las capacidades del post-proceso.
- Enriquecer los modelos incorporados por FLUENT® (modelos de fase discreta, modelos multifásicos de mezcla, modelos de radiación, etc).

El programa FLUENT® se ejecuta bajo sistema operativo Windows. También podría utilizarse en Unix o Linux.

Para la caracterización del flujo entre haces de la máquina se han desarrollado modelos bidimensionales de cascada y un modelo tridimensional completo de la soplante axial. Los casos bidimensionales se han resuelto en ordenadores personales Pentium Quad (2.66Ghz por núcleo), con una memoria RAM de 4 Gb. Para ello se han empleado algunos medios de cálculo disponibles en el Área de Mecánica de Fluidos, en algunas ocasiones con varios equipos de forma simultánea.

Para los casos tridimensionales se han utilizado varios clusters gemelos constituidos por ocho nodos tipo Pentium i5 cada uno, con un software VMPI en paralelo para lanzar y distribuir la geometría de cálculo entre todos los ordenadores. El programa FLUENT® incorpora un módulo para la gestión de la paralelización de los procesos, con operaciones de balanceo y troceado automáticos que garantizan un equilibrio en la carga computacional de cada ordenador. La comunicación entre las máquinas se hace por medio de una red Fast-Ethernet a Gygabit con switch de 24 puertos.

4.3 Modelización geométrica en 2D

A pesar de que la soplante axial presenta una geometría tridimensional, para iniciar el estudio numérico se decidió desarrollar en primer lugar un modelo bidimensional antes de crear el modelo tridimensional definitivo. Este modelo 2D permitió estudiar en tres secciones diferentes los patrones de comportamiento de la máquina con un bajo coste computacional y tiempos de cálculo menores, sobre todo en lo que se refiere a los campos de velocidad y presión. En esta sección se muestran las características geométricas y el mallado del modelo bidimensional.

4.3.1 Generación de la geometría

La soplante axial que se ha estudiado en el transcurso de esta tesis doctoral está constituida por una etapa formada por un rotor con nueve álabes situada aguas arriba de un stator con 13 directrices. Al no existir periodicidad exacta entre álabes y directrices se tuvo que construir el perímetro total de la máquina. A la hora de simular la soplante también hay que tener en cuenta que la deflexión de los álabes varía a lo largo de su envergadura. Por tanto, se simularon tres secciones diferentes correspondientes a la base (diámetro de 380 mm), una sección intermedia (diámetro de 600 mm) y la punta del álabes (diámetro de 820 mm) respectivamente, ver Figura 4-1.

El dominio geométrico se encuentra dividido en tres zonas, por un lado se tiene la zona del rotor, una zona intermedia o "gap" y por último la zona del stator. La geometría de los álabes se obtuvo partir del modelo real de los mismos mediante la importación de los puntos que definen las superficies desde un programa de diseño.

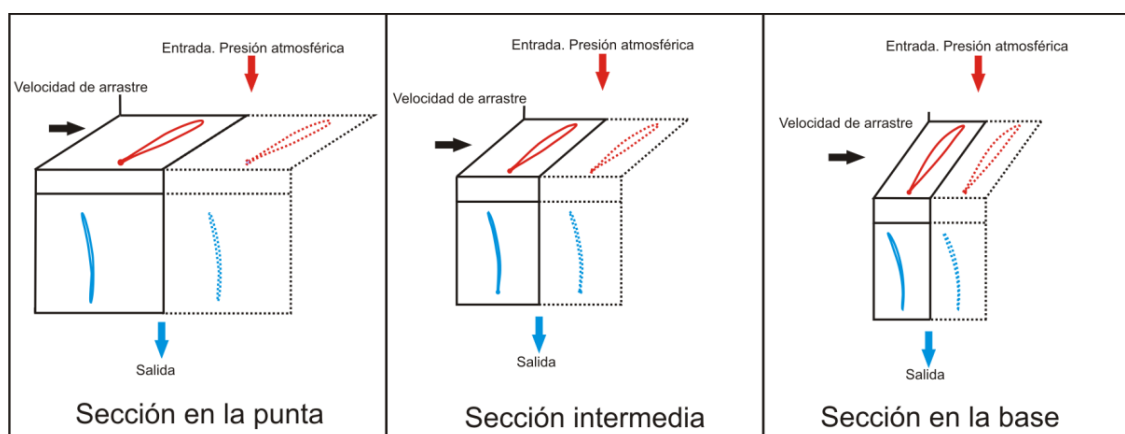


Figura 4-1: Secciones transversal modelizadas en Gambit®.

4.3.2 Generación del mallado

Para la generación del mallado de los álabes se ha estudiado la posibilidad de utilizar tanto mallado estructurado como no estructurado. No se ha observado una diferencia sustancial en la solución al

emplear uno u otro tipo de mallado, así que se decidió el uso de un mallado mixto que se adaptaba perfectamente a la geometría objeto de estudio y que permitía una distribución racional de las celdas.

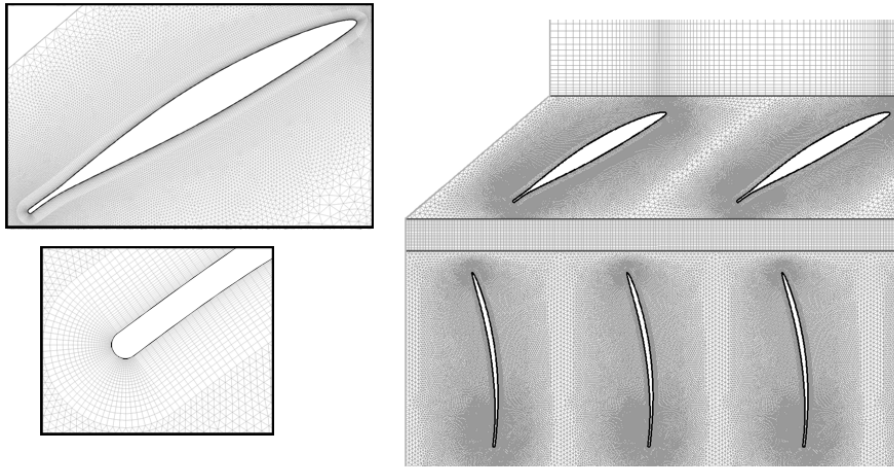


Figura 4-2: Mallado correspondiente a la sección intermedia del álabe.

Tanto la zona del “gap” como la del stator son estacionarias, mientras que la zona del rotor es una zona en movimiento. Por tanto para poder simular la zona del rotor se ha utilizado un mallado deslizante. El uso del mallado deslizante en la zona del rotor obliga a crear una entrefase que permite el deslizamiento del mallado sin deformar los nodos. En la Figura 4-2 se muestra el mallado 2D, haciendo hincapié en una serie de detalles significativos del mismo, como por ejemplo la capa límite en los álbes.

Tanto en el rotor como en el stator se pueden distinguir claramente dos zonas bien diferenciadas. Por un lado la zona limítrofe a la pared del álabe y por otro la zona central del canal. En la primera zona el mallado es estructurado y muy denso con el objeto de poder captar los fenómenos que se producen en el punto de desprendimiento de la capa límite con total precisión, ya que estos efectos tienen una gran influencia a la hora de estudiar la turbulencia. En la segunda zona el mallado es no estructurado y la densidad del mismo baja ya que el flujo en el centro del canal es más ordenado y previsible.

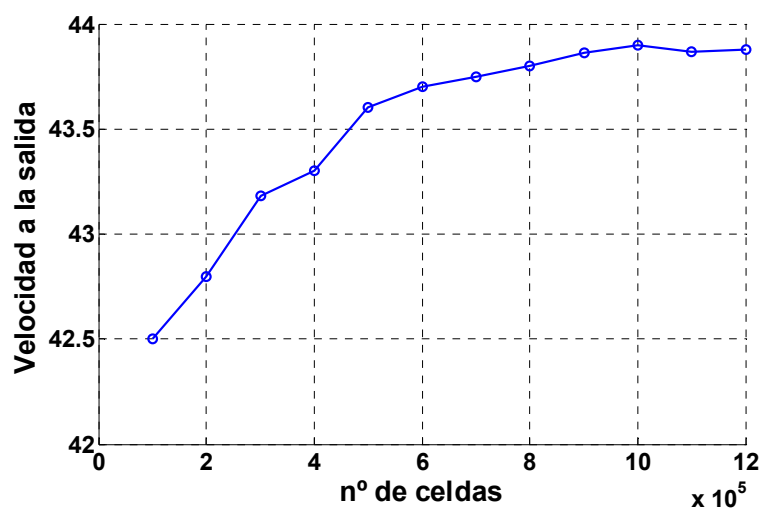


Figura 4-3: Velocidad frente al número de celdas.

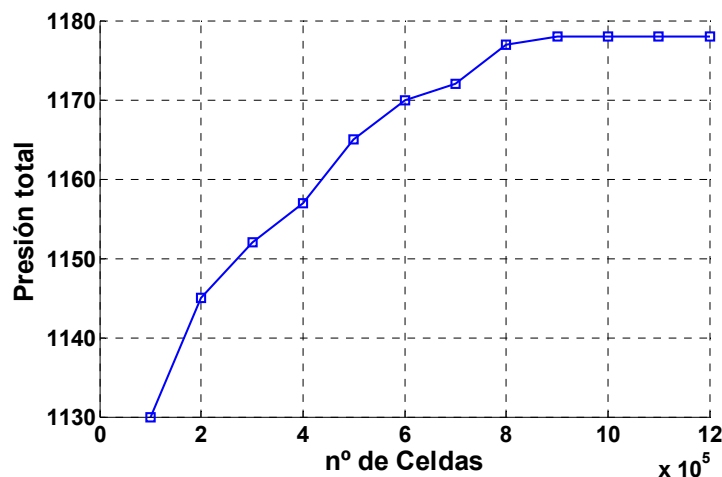


Figura 4-4: Presión total frente al número de celdas.

El mallado total asciende a unas 900,000 celdas, con una densidad media de casi 45,000 celdas por canal de rotor y 33,000 por canal de stator. La celda más pequeña en la capa límite tiene una altura de 0.02 mm. Se ha procurado que la densidad mayor se encuentre rodeando a los álabes, mientras que en zonas entre canales y zonas de entrada y salida, de flujos más uniforme.

El grado de discretización, número de celdas y densidad de las zonas de la malla, fue elegido a partir de un análisis de sensibilidad de los resultados en función de la calidad de la malla. La solución será tanto más correcta con la mayor densidad de malla posible, pero esto provoca que los tiempos de cálculo sean mayores. Por tanto se debe llegar a un tamaño de malla óptimo con el que se consiga la mejor solución con el menor tiempo de cálculo.

Este análisis es bastante costoso, así que se ha procurado simplificar al máximo el método, manteniendo fijos el resto de parámetros que participan en la solución, para analizar únicamente el efecto de la malla. En concreto, se ha abordado este estudio desde una geometría bidimensional, la central, para condiciones de flujo de presión total a la entrada y presión estática a la salida nulas (las más realistas), con un modelo de turbulencia $k-\epsilon$. Las discretizaciones utilizadas son de primer orden y el esquema de resolución es no estacionario, para tener en cuenta efectos dinámicos.

Se han construido cinco mallados distintos, con números de celdas comprendidos entre 10 000 y 1,200,000. Se ha resuelto el flujo en cada uno de ellos, de forma no estacionaria, y se han analizado prestaciones globales de la etapa. La Figura 4-3 muestra el valor de la velocidad a la salida de la soplante para los distintos mallados. Se muestra un claro comportamiento asintótico hacia los valores de 43,7 m/s, cuando el número de celdas que ronda las 600,000.

En la Figura 4-4 se analizan el valor de la presión a la salida de la máquina. En este caso, el límite de unas 8500,000 celdas es el valor a partir del cual el modelo se hace insensible al cambio de densidad de malla. A la vista de estos resultados, se optó por generar una discretización espacial que presentase una densidad de 900,000 celdas.

4.4 Parámetros de resolución del modelo 2D.

4.4.1 Definición de los modelos físico-matemáticos

Los programas de simulación numérica que se utilizan para el estudio de los fluidos resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas en el tiempo para flujo incompresible.

El tipo de solución es segregada, es decir, se resuelven secuencialmente las ecuaciones de cantidad de movimiento y de continuidad utilizando un algoritmo Simplex para el acoplamiento entre velocidad y presión. Así mismo, se han empleado discretizaciones de segundo orden, con diferencias centradas

para los términos difusivos y diferencias hacia atrás (aguas arriba) para los términos convectivos. La discretización temporal elegida ha sido la implícita con segundo orden de precisión.

4.4.2 Condiciones de contorno

Ha sido necesario el uso de cuatro tipos de condiciones de contorno para la simulación de la máquina. En la entrada y la salida del ventilador se han escogido condiciones de presión. Para la entrada se ha utilizado una condición de presión total nula, con objeto de evitar que el flujo incida con prerrotación. En el caso de la salida se decidió usar una condición de presión estática nula. Todas las presiones se toman relativas al valor de la presión atmosférica que se le impone al modelo como parámetro general. Variando la presión a la salida del modelo se puede variar numéricamente el punto de funcionamiento de la máquina.

Para poder usar la técnica de mallado deslizante es necesario establecer dos nuevas condiciones de contorno. Un modelo 2D de una turbomáquina no es más que el desarrollo de la sección de coronas con la envolvente cilíndrica. Sin embargo, para poder representar esta envolvente es necesario establecer condiciones de contorno periódicas entre los extremos del perímetro implementado. Estas condiciones se construyen dos a dos, entrelazando los bordes laterales de cada zona con la misma circulación de periodicidad. Por último y para permitir el deslizamiento relativo de la zona del rotor se ha utilizado la condición de interface. Esta condición permite dotar de una velocidad relativa a las zonas donde se impone respecto a otras zonas del dominio.

4.4.3 Modelo no estacionario

Para el estudio de la soplante axial se utilizó un modelo no estacionario, aunque en un principio se partía de una solución cuasiestacionaria para que la evolución de los distintos parámetros de la simulación fuera más suave y así poder obtener buenos valores de convergencia en toda la simulación estacionaria. Si no se realizaran las simulaciones de esta manera, los resultados de los primeros pasos temporales deberían despreciarse, ya que los campos de velocidades en el interior de la máquina serían erróneos. Cuando la máquina se encuentra en movimiento, en el interior de la misma se establece un flujo que hace que la atravesase un determinado caudal. Si la simulación numérica partiera de cero, no existiría un patrón de flujo definido en el interior de la máquina, y este se empezaría a establecer en los primeros pasos temporales hasta que llegase un paso temporal en que el patrón de flujo estuviera completamente desarrollado. Por ello, se ha generado la primera solución del modelo ejecutando un caso en el que, aunque la malla permanecía quieta, se calculaban los parámetros como si se estuviese moviendo a una determinada velocidad. El proceso no estacionario se iniciaba a partir de los datos obtenidos en esta simulación.

Para este proceso cuasiestacionario se utilizó un criterio de convergencia menos exigente que el que se utiliza en la simulación no estacionaria ya que no es tan necesario que el patrón de flujo esté desarrollado en el interior de la máquina. Dada la existencia de 9 canales y considerando que 10 pasos temporales por canal es un criterio de partida aceptable, el paso temporal ha de ser de 1/90 del período de giro de la máquina, que en este caso es de 0.025s (2400 r.p.m.).

Sin embargo, cuando se está simulando el modelo no estacionario, para obtener una mayor respuesta en frecuencia en los resultados es conveniente ir a pasos temporales mayores. Por esta razón, sería apropiado imponer 100 pasos temporales por canal, es decir, 1/900 veces el período de giro de la máquina. En cualquier caso, la variación en el tamaño del paso temporal se fijó por razones frecuenciales, aumentando el muestreo para conseguir mejores representaciones en frecuencia o filtrados de mayor calidad en los resultados.

4.4.4 Convergencia y tiempo de solución

Los criterios de convergencia que se han usado en el modelo bidimensional son más restrictivos que los que se usan habitualmente en las técnicas CFD (10^{-3} considerados habitualmente por defecto). Esto se decidió porque se ha comprobado que los resultados obtenidos de las simulaciones se acercaban más a la solución cuando los residuos adimensionalizados alcanzaban valores menores. En

particular, se han tomado valores característicos de 10^{-5} en variables turbulentas y de 10^{-6} en variables constitutivas.

Los tiempos de cálculo del modelo bidimensional eran del orden de 24 h para cada caso simulado, y fue necesario realizar cuatro vueltas para poder alcanzar la periodicidad en los resultados.

4.5 Modelización geométrica en 3D.

Los álabes de la soplante axial tienen una gran torsión en la dirección radial, lo que hace que el flujo presente características tridimensionales. Estas características tridimensionales del flujo no pueden ser captadas por el modelo bidimensional. Por todo ello, es necesario la implementación de un modelo tridimensional de la máquina.

Los pasos que se siguieron en el desarrollo del modelo tridimensional son similares a los que se usaron para la creación del modelo bidimensional, desde la generación de la geometría a la imposición de las condiciones de contorno

4.5.1 Generación de la geometría

La soplante axial consta de una etapa con nueve álabes y trece directrices. Al no existir periodicidad exacta entre álabes y directrices se tuvo que construir todo el perímetro de la máquina. Para ello, se partió de los planos de los álabes creados en un programa de diseño asistido por computador. En este programa se disponía de todos los puntos de los planos que formaban cada álabe. El diseño se exportó a un formato que pudiera ser leído desde el programa de generación de la geometría, para así generar el rotor de la soplante. El mismo método fue utilizado para crear el stator.

Delante del rotor se creó la zona de entrada a la máquina y detrás del stator la zona de salida. Entre el rotor y el stator se creó la separación entre el rotor y el stator, de tal manera que este volumen se pudiera expandir o contraer axialmente.

El huelgo de punta no se ha tenido en cuenta, ya que, aunque la generación de esa geometría es bastante sencilla se requiere un importante refinado de la malla en la dirección radial a la hora de generar el mallado, lo que llevaría a un extraordinario gasto computacional y del tiempo de ejecución.

4.5.2 Generación del mallado

En el modelo tridimensional se adoptó la misma solución de mallado que para el modelo bidimensional, es decir, se optó por un mallado mixto. El mallado es estructurado en las zonas pegadas a las superficies de los álabes y de las directrices, incorporando además un mallado de capa límite justo en la superficie de los mismos para poder capturar con precisión los fenómenos de desprendimiento. El mallado que se usó en el centro de cada uno de los canales es no estructurado, ya que la disposición de las celdas en este tipo de mallado permite una distribución menos uniforme pero más adecuada a las formas de la máquina, debido a que la torsión de los álabes y su curvatura hace que los canales no tengan una geometría estructurada.

Para poder realizar este mallado estructurado en la zona cercana a las superficies de álabes y directrices se creó una especie de capa que los recubriera alrededor de ellos. La creación de esta capa permite que se pueda controlar perfectamente el número de nodos en la zona cercana a la superficie de los álabes y directrices y así hacer que la malla estructurada se adapte con precisión a las complejas superficies que dan forma a los mismos.

En la zona del canal el mallado es no estructurado, aunque se definió una función de forma. La función de forma permite un crecimiento racional de las celdas a medida que el mallado se va alejando de la capa que recubre las superficies de álabes y directrices, de tal manera que en la zona adyacente a la capa el mallado es muy fino; en cambio, en la zona central del canal (donde el flujo no está sometido a fenómenos de capa límite) el mallado es más basto.

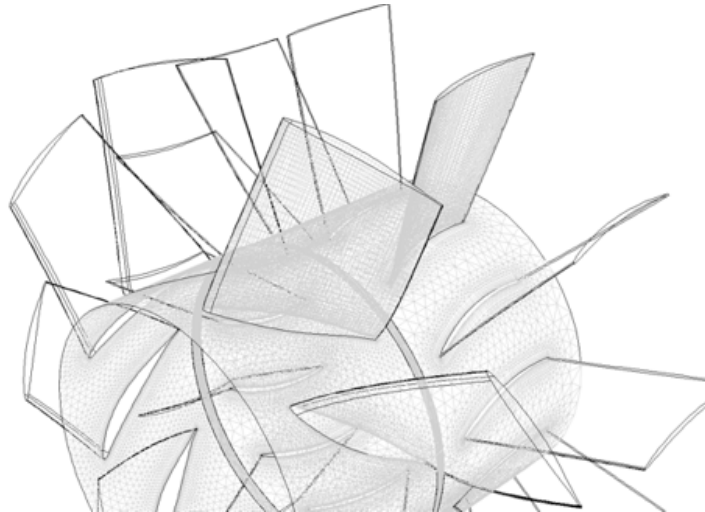


Figura 4-5: Mallado de la máquina.

El mallado total asciende a 4100000 celdas, con una densidad de aproximadamente 212000 celdas por canal en el rotor y de 145000 celdas por canal en el stator. Las celdas más pequeñas en la capa de los álabes y de las directrices tienen una altura de 0.1 mm. Como se observa en la Figura 4-5 se ha procurado que la densidad de la malla sea mayor en las zonas cercanas a álabes y directrices, mientras que en las zonas entre canales (flujos más uniformes), el mallado es menos denso.

4.6 Simulación del modelo en 3D.

4.6.1 Definición de los modelos físico-matemáticos y condiciones de contorno

Los modelos físico-matemáticos usados en el modelo bidimensional se pueden extrapolar a este modelo tridimensional. El único cambio significativo es la designación del movimiento del rotor frente al stator. En un modelo bidimensional se está representado una cascada de álabes y lo que se impone es una traslación de los mismos, simulando el paso de esa sección del álabe a través de la sección de la máquina. En cambio, en el caso del modelo tridimensional, lo que sucede es que el rotor completo gira alrededor del eje de la máquina; en este caso se impondrá una velocidad de rotación al volumen del rotor respecto al eje de la máquina, que corresponde al eje Z de coordenadas.

Las condiciones de contorno coinciden con las usadas anteriormente en el modelo bidimensional; la única excepción se produce en el caso de la condición de periodicidad, ya que no es necesario el uso de tal condición al simular la máquina completa.

4.6.2 Modelos de turbulencia

El flujo que atraviesa la soplante axial, como la mayoría de los flujos presentes en ingeniería, es turbulento. El estudio de la turbulencia es en sí es muy complejo, además, la formación de vórtices es un fenómeno claramente tridimensional. La extensión de las fluctuaciones de velocidad debidas a la turbulencia se vuelve más intensa a medida que la distancia de separación con el objeto que la produce aumenta. A este fenómeno se le denomina difusividad y es una de las propiedades más importantes de la turbulencia. Por tanto, estas fluctuaciones turbulentas se producen en un amplio rango de escalas de longitud y tiempo, lo que impide la resolución del flujo en turbomáquinas a través de la simulación directa de las ecuaciones de Navier-Stokes.

Para realizar una simulación numérica directa del flujo sobre un perfil NACA 12 con un número de Reynolds de 50000 se necesita un mallado de un orden de magnitud de 10^8 celdas (R.Sandberg, 2009). En el caso de una turbomáquina el mallado necesario para la simulación de una soplante con la capacidad de los ordenadores actuales hace inabordable su estudio a través de este método. En

estos casos más complejos pueden obtenerse soluciones del campo de flujo mediante CFD a través de los denominados modelos de turbulencia.

Para la aplicación de los modelos de turbulencia se deben transformar las ecuaciones de Navier-Stokes con el objeto de eliminar las escalas más pequeñas de la turbulencia, de tal manera que el conjunto de ecuaciones que se obtengan puedan resolverse con costes computacionales menores. Sin embargo, en estas nuevas ecuaciones aparecen una serie de variables desconocidas adicionales que deben obtenerse a partir de los modelos de turbulencia.

La bondad de las soluciones obtenidas en el caso de la simulación de una turbomáquina viene fijada por el modelo de turbulencia escogido para la simulación. El uso de un modelo de turbulencia u otro depende del tipo de máquina que se esté estudiando, así como del fenómeno físico que se quiere capturar. Entre los fenómenos físicos que se producen en una turbomáquina hay que sopesar cuáles son importantes para la caracterización del flujo en su interior:

- Capas límites, con gradiente de presión adverso y separación de flujos.
- Interacción entre ondas de choque y la capa límite en flujos compresibles.
- Transición entre regímenes: sónico-transónico, laminar-turbulento, critico-supercrítico, etc.
- Flujos no estacionarios.
- Flujos en rotación, con importantes cambios de dirección.

Existe un variado número de modelos de turbulencia. Cada uno de estos modelos tiene sus ventajas e inconvenientes a la hora de aplicarlo para un problema concreto, pero todos ellos deben de satisfacer una serie de características que los hagan robustos y fiables. Entre estas características cabe destacar: convergencia asintótica bajo refinado sucesivo del mallado, solución única (independiente de las condiciones iniciales para casos estacionarios) y formulación local (generalizable a cualquier geometría).

Entre los modelos disponibles en la práctica se tienen los modelos de mezcla de cero ecuaciones (modelo de Prandtl), modelos de una ecuación como el Spalart-Allmaras (1992) o los modelos de dos ecuaciones. Dentro de los modelos de dos ecuaciones se encuentra el modelo $k-\varepsilon$ con sus tres variantes: Standard (Lauder y Spalding, 1972), RNG (Yakhot, 1992) y Realizable (Shih, 1995), o el modelo $k-\omega$ con dos versiones: Standard (Wilcox, 1994) y SST (Shear Stress Tensor). Por último están los modelos de orden superior como son el RSM (Lauder, 1975) y la técnica LES (Large Eddy Simulation).

Los dos primeros modelos, tanto el de Prandtl como el Spalart-Allmaras, no son adecuados para su uso en turbomáquinas pues no capturan correctamente gradientes adversos de presión, fuertes curvaturas en contornos o la separación de la capa límite en los álabes.

Para el estudio de turbomáquinas se suelen aplicar modelos de dos ecuaciones o de orden superior. Los modelos $k-\varepsilon$, los $k-\omega$ y el RSM ampliamente usados en este tipo de máquinas, son modelos promediados, es decir, promedian las ecuaciones de Navier-Stokes tanto temporalmente como en masa. Este promediado turbulento proporciona ecuaciones de transporte generales para las cantidades medias del flujo y todas las escalas de turbulencia tienen que ser modelizadas. En concreto, el modelo RSM introduce una ecuación de transporte para cada término del tensor de tensiones turbulentas (3 ecuaciones en 2D y cinco en 3D). También se utilizan las técnicas de filtrado como la LES; estos modelos filtran la turbulencia a escala pequeña, la cual debe ser resuelta con un modelo de turbulencia, mientras que la escala grande se resuelve directamente. En concreto, la técnica LES es capaz de resolver los vórtices y torbellinos turbulentos de un tamaño característico similar al de la discretización espacial utilizada. Es por ello que esta técnica LES debe usarse siempre junto a un modelo de turbulencia a escala de submallado como puede ser el modelo de Smagorinsky-Lilly. Además, utilizando una formulación basada en la vorticidad el esquema LES presenta resultados más realistas (Mansfield, 1998).

También hay que señalar que algunos modelos de turbulencia deben ser modificados para tener en cuenta el comportamiento del fluido en la proximidad de las superficies sólidas apropiadamente. Estas modificaciones se consiguen introduciendo funciones o modelos de pared. Por ejemplo, en el modelo RSM se pueden emplear funciones de pared estándar o también es posible usar funciones de no equilibrio. El esquema LES ya lleva implementada una ley logarítmica de comportamiento en la proximidad de las paredes (Fernandez, 2012).

Algunas reglas generales utilizadas para la elección de un modelo de turbulencia son (Menter, 2003):

- En flujos con gradiente de presión adverso y separación, no es recomendable la utilización del modelo $k-\varepsilon$. Se emplean modelos más avanzados como el SST que proporciona resultados más realistas.
- En flujos con zonas de estancamiento deben vigilarse posibles problemas si se adopta un modelo estándar de dos ecuaciones. Es más recomendable usar alguna variante como el RNG o el Realizable o incluso el modelo RSM.
- En el caso de transferencia de calor se recomienda usar cualquier modelo $k-\omega$.
- Para flujos con importantes deflexiones y giros se recomienda el empleo de modelos con corrección de curvatura, como el modelo RSM.

Estos criterios no son universales, ya que el estudio de los modelos de turbulencia va avanzando a través de los años y aparecen nuevos modelos que se adaptan mejor a ciertos fenómenos que se producen en los flujos. Por tanto, lo que es válido ahora puede ser erróneo a medio o largo plazo.

Para el presente estudio se han usado distintos modelos de turbulencia, tanto el modelo $k-\varepsilon$ como el $k-\omega$ y el RSM. A través de la comparación de los mismos se decidió el modelo que mejor se adaptaba al análisis que se pretende realizar, así como al estudio desde diferentes ángulos de los distintos fenómenos que se producen en el interior de una máquina tan compleja como es una soplante axial.

4.6.3 Modelo no estacionario, convergencia y tiempo de resolución

El tamaño del salto temporal ha sido elegido en función de una serie de parámetros como son la frecuencia de paso de álabe, la capacidad computacional y la optimización de los resultados. La frecuencia de paso de álabe, viene determinada por la máquina objeto de estudio. La soplante axial tiene un etapa formada por un rotor y un stator; en la corona de álabes se tienen nueve canales y por tanto, la frecuencia de paso de alabe es de 360 Hz ya que la máquina gira a 2400 r.p.m.

Otro de los parámetros más importante tiene que ver con la optimización de los resultados. Por ello se consideraron 100 pasos temporales por canal, que es un criterio de partida aceptable para caracterizar el comportamiento no estacionario. Además cumple con otro de los parámetros que es la capacidad computacional, ya que a medida que se incrementa el número de pasos temporales se incrementa el tiempo de simulación. Con este modelo tridimensional de la soplante, que tiene un número de celdas elevado, un mínimo aumento en el número de pasos temporales conlleva un importante incremento del tiempo de simulación necesario. Con el paso temporal elegido se puede realizar un análisis bastante profundo de los resultados, ya que se consigue una respuesta en frecuencia muy amplia.

Los criterios de convergencia que se han usado en el modelo 2D han sido extrapolados para el modelo 3D, ya que son criterios de por sí muy restrictivos y hacen que sólo se acepte la solución cuando los residuos adimensionalizados alcanzan valores muy reducidos.

Los tiempos de cálculo para cada ejecución tridimensional han estado en torno a dos semanas, ya que inicialmente se ejecuta el modelo sin movimiento del rodete para poder alcanzar una solución estacionaria y, posteriormente, se mueve el rodete hasta que complete una vuelta entera. Este segundo paso es el más costoso en tiempo de cálculo.

4.7 Modelización geométrica en 2.5D

Los modelos de turbulencia que se probaron con el modelo 3D no son capaces de simular el flujo claramente vortical que se produce en el interior de la máquina. Por ello, se utilizó un esquema LES de la sección central de la turbomáquina para poder analizar con mayor precisión las fluctuaciones de flujo que se producen. Se escogió dicha sección porque se encuentra alejada de la zona de base y punta y, además, en ella el flujo es predominantemente axial.

Los pasos que se siguieron para desarrollar el modelo bidimensional y el modelo tridimensional son similares a los que se usaron en este modelo 2.5D. Además, del modelo 2.5D se realizaron dos geometrías una con la dispersión rotor-stator y otra con la disposición stator-rotor, para poder realizar una comparación de ambas.

4.7.1 Generación de la geometría

La etapa de la soplante objeto de estudio está formada por un rotor de nueve álabes y un stator con trece directrices. Los diámetros de base y punta son 380 mm y 820 mm respectivamente. La sección que se va a modelizar corresponde a la sección media del álabe, que se encuentra en un diámetro de 600 mm. En la Tabla 4-1 se muestran los datos de la sección.

	Rotor-Stator	
	Álabe	Directriz
Cuerda (mm)	165.3	164.0
Solidez	0.792	1.14
Ángulo de calado(^o)	54.36	7.29
Ángulo de curvatura(^o)	10.39	27.60
Espesor (%)	3	9.43
Ancho del canal (mm)	209.4	145
Incidencia(^o)	60.07	20.30
Ángulo de salida(^o)	53.82	0.0

Tabla 4-1: Parámetros geométricos de la sección media del álabe.

Para poder usar un esquema de turbulencia LES se generó la geometría extrayendo la sección media del álabe, ya que el esquema de turbulencia LES sólo se puede aplicar a geometrías tridimensionales. La geometría real de los álabes es más compleja porque existe cierta torsión entre la base y la punta de los mismos, la cual permite satisfacer la condición de equilibrio radial. Sin embargo, en este caso sólo interesa estudiar la sección media del álabe y por tanto, se ha realizado una extrusión rígida de la misma para así preservar la naturaleza vortical del fenómeno de desprendimiento de vórtices, que se encuentra implementado en el algoritmo de la técnica LES.

En la Figura 4-6 se muestra la geometría de la sección media de la soplante después de la extrusión tridimensional realizada.

4.7.2 Generación del mallado

El mallado utilizado en el modelo es estructurado con celdas prismáticas. La densidad del mallado se fijó de acuerdo con el requisito mínimo que se necesitan para una modelización precisa de las paredes del dominio. La aplicación del modelo LES cuando se estudian las capas de cortadura que aparecen alrededor de contornos sólidos en flujos con un valor alto del número de Reynolds, es tremendamente costosa en términos computacionales. Por tanto, las zonas cercanas a los contornos sólidos se deben tratar utilizando un modelo logarítmico de mallado.

Para el mallado se usaron 244 000 celdas en la sección. Se dispusieron 15 celdas en la coordenada z del modelo para poder modelizar una altura de 0.12 veces la cuerda del álabe de acuerdo con los estudios realizados por Davidson y Dahlstrom (2005). El total de celdas en el modelo era de 3.6

millones. La Figura 4-7 muestra el mallado y la densidad del mismo en los puntos cercanos a la superficie de los álabes y directrices.

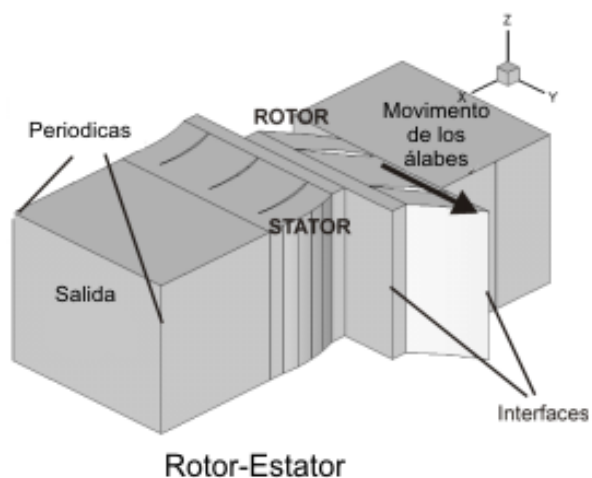


Figura 4-6: Geometría 2.5D de la etapa de la soplante.

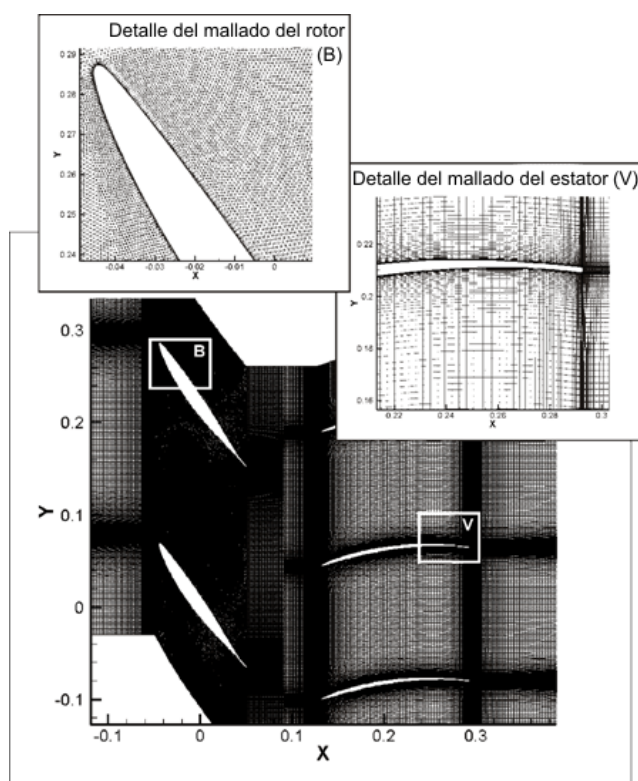


Figura 4-7: Mallado de la geometría 2.5D de la etapa de la soplante.

4.8 Simulación del modelo en 2.5D

4.8.1 Condiciones de contorno y modelo no estacionario

La soplante tiene una relación 3:2 entre álabes y directrices. Para poder implementar esta relación se introdujeron una serie de condiciones de periodicidad en el modelo, simulando solamente dos álabes y tres directrices. A la entrada del modelo se asignó una condición de velocidad con un valor de

turbulencia de entrada del orden del 3% y con una longitud característica de escala de turbulencia de 0.13 mm.

Para asegurar una buena convergencia de las simulaciones se utilizó un procedimiento en el que se iba aumentando gradualmente el orden de discretización del modelo tanto en las ecuaciones de transporte turbulento como en las de balance de cantidad de movimiento. Al final se resolvía un modelo completamente no estacionario mediante LES.

En el caso del esquema LES es muy importante la selección del tiempo de salto temporal, ya que, debe permitir resolver los remolinos de escala más pequeña hasta su total difusión en el flujo general. Usando un número de Reynolds calculado a partir de la velocidad del álabe en la sección media, el mínimo salto temporal que se requiere, cuando se usa una técnica LES, para poder calcular por lo menos el 80% de la energía cinética turbulenta puede ser estimado a partir de la siguiente expresión:

$$\Delta t_{LES} \sim \frac{0.16^{2/3} \ell_0^2}{15 \nu Re} \quad (4-1)$$

donde ℓ_0 representa la longitud característica de la escala integral y 15 es el número mínimo de pasos temporales que se necesita para describir la dinámica vortical de los vórtices más grandes. Si se estima que la longitud de la escala integral tiene un valor de 130 mm (correspondiente a una fracción del diámetro de la soplante) la ecuación anterior proporciona un salto temporal de $2.6 \cdot 10^{-5}$ s que equivale a 105 pasos temporales por período de paso de álabe.

4.8.2 Convergencia y tiempo de resolución

La convergencia numérica se estudió a partir del análisis de los residuos. El paso temporal se consideró óptimo cuando los residuos calculados para cada una de las ecuaciones de gobierno eran menores de 10^{-5} . Normalmente se requerían 75 interacciones por cada paso temporal, con lo que usando este criterio cada simulación de un punto de trabajo de la máquina hasta obtener un período estable de respuesta del modelo costaba 500 h de CPU. Además, se monitorizaba la velocidad axial en una serie de puntos (en la sección central, entre rotor y stator y en la zona aguas arriba del rotor) para estudiar el período de convergencia.

CAPÍTULO 5: CARACTERIZACIÓN AERODINÁMICA DE LA SOPLANTE.

En el presente capítulo se presentan los resultados obtenidos para lograr la caracterización aerodinámica de la máquina, empleando metodologías tanto numéricas como experimentales.

El punto de partida para el estudio aerodinámico de un ventilador pasa por obtener una caracterización de su funcionamiento para conocer los patrones de comportamiento global del flujo. Es necesario obtener la curva característica del ventilador, así como el incremento de presión total en el rotor y su rendimiento hidráulico. El análisis de la curva característica permitirá realizar una primera aproximación al comportamiento del flujo, así como establecer las bases para obtener los posteriores resultados promediados e instantáneos de la estructura detallada del flujo. Usando un sistema de anemometría térmica de hilo caliente se obtiene el campo instantáneo de velocidades en el interior de la máquina; con estos resultados se logra la caracterización del flujo desarrollado en la soplante y se muestran los mecanismos de interacción que se producen en el interior de la misma. Complementariamente, se han planteado una serie de simulaciones, tanto 3D como 2.5D, con el objeto de describir por completo el campo de flujo en el interior de la máquina, detallando aquellas zonas que no han podido ser medidas experimentalmente. A partir de estos resultados se realiza un estudio aeroacústico de la máquina, centrado especialmente en el desarrollo del ruido vortical generado en las estelas que interactúan entre sí a la salida de la máquina. Puesto que el término fuente asociado al ruido de vórtices requiere de una correcta determinación de la dinámica vortical que siguen los mismo, es evidente que la precisión de los cálculos aeroacústicos depende en su mayor parte de la fiabilidad y exactitud de los resultados aerodinámicos obtenidos tanto en los ensayos experimentales como en las simulaciones numéricas.

5.1 Obtención de la curva característica

La curva característica de la soplante se obtuvo usando el banco de ensayos de la Figura 5-1 al cual se le adaptó la siguiente instrumentación: 1) Un manómetro inclinado para medir la diferencia de presión entre la garganta y la salida del Venturi; 2) Un manómetro de agua en U para medir la presión estática a la salida de la soplante; 3) Un multímetro con el que se medía la potencia eléctrica consumida en cada momento por el motor. El banco de ensayos disponía de un cono de regulación con el cual se podía variar la resistencia aerodinámica en la aspiración del ventilador, modificando el caudal de funcionamiento y obteniendo así diferentes puntos de funcionamiento.

Una vez conectados los manómetros y encontrándose operativo el multímetro, el proceso de medida era el siguiente: el caudal se regulaba mediante la apertura o cierre del cono, y su valor se

comprobaba con la medida de la presión en el Venturi. Se dispusieron una serie de puntos de medida según el grado de apertura del cono. El número total de puntos ensayados para calcular la curva característica era de treinta. Estos puntos se tomaron en intervalos aproximadamente equiespaciados entre el caudal mínimo, es decir $0 \text{ m}^3/\text{s}$, y el caudal máximo que podía proporcionar el ventilador en el circuito, que resultó ser de $14 \text{ m}^3/\text{s}$.

En cada uno de los puntos de la curva se medía la diferencia de presiones en la garganta del Venturi, la presión estática a la entrada del ventilador y la potencia eléctrica consumida por el motor.

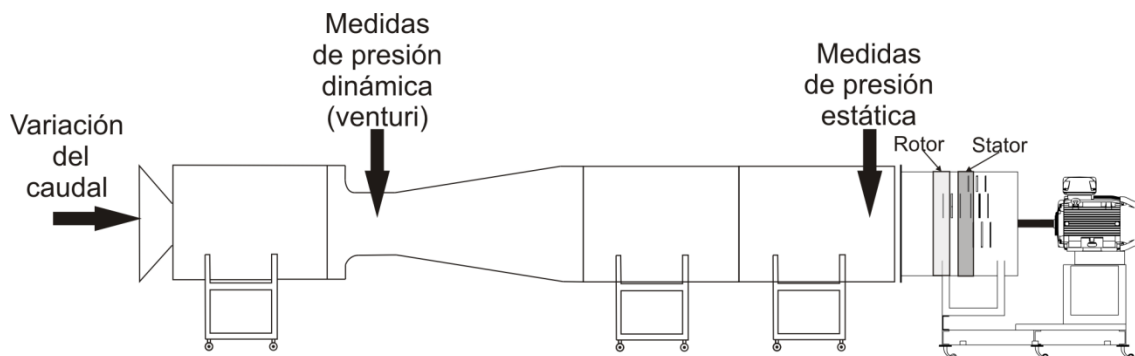


Figura 5-1: Banco de ensayos para la obtención de la curva característica.

En la Figura 5-2 se muestra la curva característica obtenida experimentalmente. En dicha gráfica en el eje de abscisas se muestra el coeficiente de caudal ϕ (el coeficiente de caudal ϕ representa la velocidad media en ese punto entre la velocidad de punta del álabe), mientras que en el eje de ordenadas de la gráfica de la derecha se muestra el coeficiente de presión ψ (el coeficiente de presión ψ representa la presión en un punto entre la presión dinámica debida a la velocidad de punta del álabe) y en la de la izquierda el rendimiento η . Se representan tanto las curvas para la presión estática, como para la presión dinámica, la presión total y el rendimiento. Puesto que no ha sido posible obtener una medida directa del rendimiento hidráulico de la soplante, únicamente se representa el rendimiento global del banco de ensayos, que incluye tanto el rendimiento eléctrico del motor y del variador de potencia, como el rendimiento mecánico de la soplante. Como consecuencia de lo anterior se obtienen valores del rendimiento más bajos de lo esperado. No obstante, como era de esperar a partir de las condiciones de diseño, dicho rendimiento alcanza sus valores máximos en torno al punto nominal de funcionamiento ($\phi_n = 0.322$). Para este caudal nominal de funcionamiento los resultados experimentales proporcionan un incremento de la presión total en la turbomáquina de unos 1050 Pa ($\psi = 0.178$).

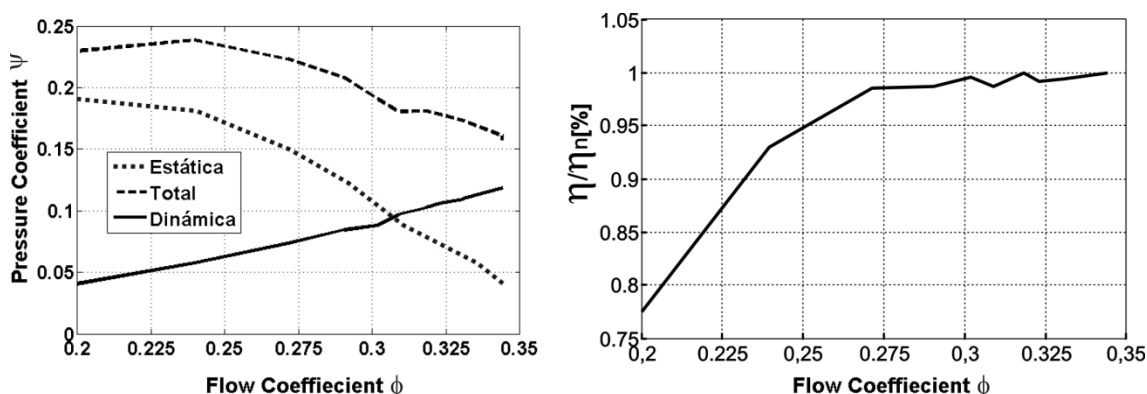


Figura 5-2: Curva característica de la máquina.

5.2 Resultados por anemometría térmica de hilo caliente

Para comprender en profundidad cómo transfiere energía una turbomáquina y cuáles son los mecanismos relacionados con la aerodinámica responsables de la generación de ruido, es necesario

conocer el comportamiento del flujo en su interior. Para poder caracterizar el flujo se utilizó una sonda de hilo caliente capaz de conseguir medidas no estacionarias en el interior de la turbomáquina. En primer lugar se muestra un promediado del flujo según la dirección circunferencial, que da una idea de la distribución de flujo a lo largo de su envergadura, mostrándose el comportamiento de la máquina de base a punta. A continuación se muestran los mapas de velocidades no estacionarias en sectores circunferenciales completos, en donde se podrán observar los fenómenos relacionados con el paso de álabe del rotor.

5.2.1 Posiciones de medida

Como ya se mostró en el capítulo 3, en la carcasa del ventilador se dispusieron una serie de orificios para introducir la sonda en las distintas posiciones de medida experimentales. Se seleccionaron tres planos de medida, correspondientes a las tres secciones principales de la máquina: a la entrada de la misma en un punto situado a 50 mm de la entrada del rotor; en un punto entre haces situado a 30 mm de la salida del rotor y a la salida de la etapa en un punto situado a 40 mm aguas abajo del stator. Todas estas posiciones de medida se muestran en la Figura 5-3.

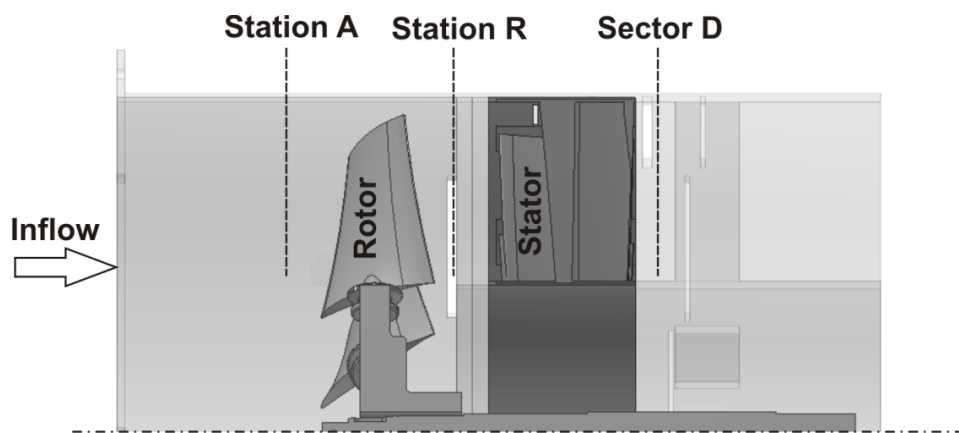


Figura 5-3: Esquema del ventilador y puntos de medida.

Como se observa en la Figura 5-3, tanto en la entrada del ventilador como en la zona entre haces, las medidas se realizaron en una única posición circunferencial para diferentes posiciones radiales que variaban entre el 99% de la envergadura del álabe hasta el 1%, distribuidas de tal manera que fuese posible capturar fenómenos secundarios en las zonas próximas a las paredes, como por ejemplo el vórtice de punta.

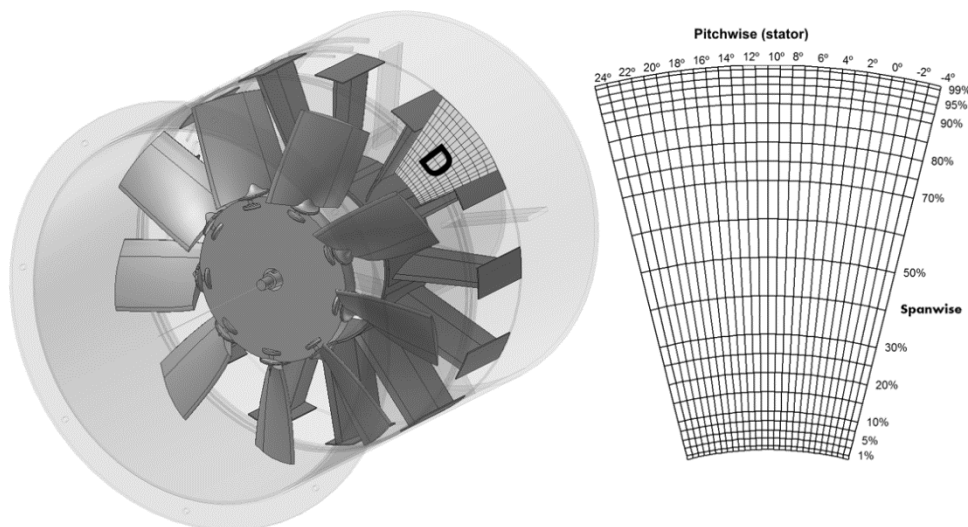


Figura 5-4: Sector de medidas y discretización espacial.

En la zona detrás del stator se midió todo un sector variando tanto la posición radial como la circunferencial. Como puede observarse en la Figura 5-4 el ángulo que barría el sector de medida correspondía a todo un canal del stator y la variación radial no era constante sino que se disponían más puntos en las zonas de base y punta para poder capturar los fenómenos de capa límite que se presentan en esas posiciones.

Las posiciones de medida se dispusieron en una malla en la que se recogían 28 posiciones angulares frente a 23 posiciones radiales. Se realizaron medidas tanto para caudal nominal como para dos caudales fuera del punto de diseño correspondiente a un 85% y un 70% del caudal nominal respectivamente. Todas las medidas se tomaron a una velocidad de accionamiento de 2400 rpm que es la velocidad de diseño de la soplante.

5.2.2 Procesado de las medidas experimentales.

Para poder analizar en profundidad los resultados obtenidos con la sonda de hilo caliente se ha realizado un procesado de las diferentes medidas, con objeto de presentar los resultados de tal manera que permiten una interpretación directa.

Para analizar adecuadamente la estructura del flujo en el interior de la soplante es necesario descomponer la velocidad en sus diferentes componentes físicas. Así, la velocidad instantánea en un punto del espacio (u) se puede descomponer en la suma de la velocidad no estacionaria (\tilde{U}) y la fluctuación de velocidad asociada a la turbulencia (u'). La velocidad no estacionaria, a su vez, se puede dividir en la velocidad media (\bar{U}) y una componente fluctuante (U). Matemáticamente, esta descomposición queda expresada como:

$$u(\vec{r}, t) = \tilde{U}(\vec{r}, \tau) + u'(\vec{r}, t) = \bar{U}(\vec{r}) + U(\vec{r}, \tau) + u'(\vec{r}, t) \quad (5-1)$$

Para poder conocer el valor de la velocidad no estacionaria a partir de las medidas de hilo caliente se realiza un promediado muestral (en la Figura 5-5 se muestra un ejemplo de promediado muestral o ensemble-average) de la traza según la siguiente ecuación:

$$\tilde{U}(\vec{r}, t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M u(\vec{r}, \tau)|_m ; \tau = t + \frac{2\pi}{\Omega B} (m - 1) \quad (5-2)$$

donde \vec{r} representa las coordenadas espaciales y t representa el periodo de paso de álabe, B es el número de álabes de la máquina, y τ es el tiempo de adquisición. En este caso, M=100 es el número de mapas instantáneos guardados por cada paso de álabe. Esta velocidad no estacionaria se descompone a continuación en una velocidad de las fluctuaciones y una velocidad media. Esta velocidad media se calcula de la siguiente manera:

$$\bar{U}(\vec{r}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \tilde{U}(\vec{r}, t)|_n \quad (5-3)$$

donde N son los puntos por paso de álabe, función de la frecuencia de adquisición de la sonda.

Para el análisis de resultados del flujo promedio se utilizó la velocidad media axisimétrica para cada una de las componentes de la velocidad. En el caso del rotor, ya que se trabaja en el marco relativo, la velocidad media axisimétrica se define como:

$$\bar{U}_i^{(axi)} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \bar{U}_i(\vec{r}, n) \quad (5-4)$$

donde $\bar{U}_i(\vec{r}, n)$ representa la componente tanto tangencial como axial de la media en cada punto circunferencial y N es precisamente el número de puntos por paso de álabe. En el caso del stator, el cálculo es diferente ya que se estaría trabajando en el marco absoluto para una serie de medidas a lo largo del sector circunferencial, por tanto para calcular la velocidad media axisimétrica se utiliza la siguiente ecuación:

$$\bar{U}_i^{(axi)} = \frac{1}{N_\theta} \sum_{n=1}^{N_\theta} \bar{U}_i(\vec{r}, n) \quad (5-5)$$

donde N_θ representa el numero de puntos circunferenciales para cada posición radial por paso de álabe.

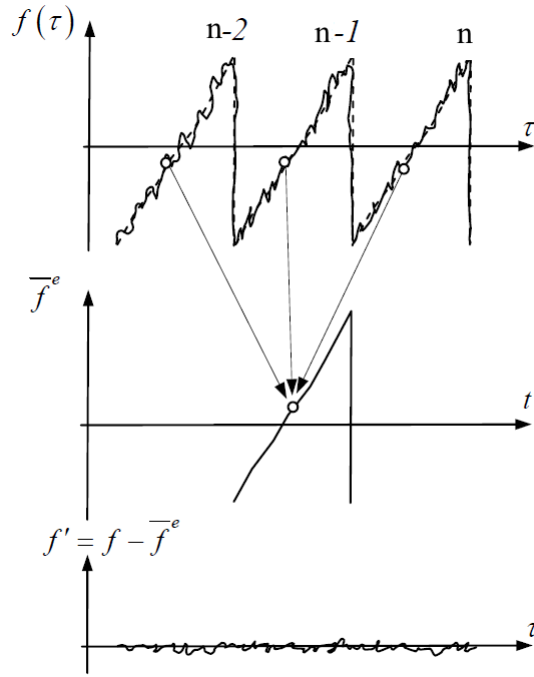


Figura 5-5: Ejemplo de promediado muestral.

También se realizó un post-procesado de las medidas para obtener datos de energía cinética turbulenta y, del nivel de turbulencia característico. Para el caso de la energía cinética turbulenta se utilizó la siguiente expresión para realizar su promediado temporal:

$$TKE(\vec{r}, t) = \frac{3}{4} \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \left[\left(u_i(\vec{r}, \tau)|_m - \bar{U}_i(\vec{r}, t) \right)^2 + \left(u_j(\vec{r}, \tau)|_m - \bar{U}_j(\vec{r}, t) \right)^2 \right] \quad (5-6)$$

donde (i, j) representan la componente axial y tangencial de la velocidad respectivamente y el coeficiente $3/4$ se introduce para compensar la falta de la componente radial, según se utiliza en Uzol et al, 2002. De manera similar se calcula la intensidad de la turbulencia según la siguiente ecuación:

$$Tu(\vec{r}, \tau) = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{U}} = \frac{1}{\bar{U}} \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{m=1}^M u'^2|_m} \quad (5-7)$$

donde u' representa la fluctuación de velocidad asociada a la turbulencia.

5.2.3 Distribución del flujo medio en el interior de la soplante.

Para describir el flujo en el interior de la soplante se debe primero conocer el funcionamiento global de la máquina. Para ello lo que se va a mostrar son los perfiles de flujo meridional a la entrada, entre haces de la etapa y a la salida de la máquina.

En la Figura 5-6 se muestra el flujo meridional antes de la entrada de la soplante para los tres caudales objeto de estudio. El caudal nominal se representa con línea continua mientras que el 85% del caudal nominal se representa con línea de trazos y para el 70 % del caudal nominal se utiliza punto y línea. En la gráfica de la izquierda en el eje de abscisas se muestra la velocidad axial media adimensionalizada por la velocidad promedio del flujo, mientras que en la de la derecha se muestra la velocidad tangencial adimensionalizada con la velocidad de punta del álabe. En el eje de ordenadas se presentan las diferentes posiciones radiales. Cuando estamos en una zona a la entrada del ventilador el flujo es claramente axial y con un perfil uniforme, como se puede observar en la figura. Se observa en la parte baja de la gráfica de la velocidad axial el efecto del bloqueo del cubo del rotor ya que el punto de medida se encuentra demasiado cerca de él aunque como se puede comprobar en la gráfica el valor mínimo de la velocidad es de apenas 0.8. No hay una clara diferencia entre las curvas para cada uno de los caudales, si bien en el caso para el 70% la velocidad axial es mayor en la zona media de la envergadura. En todos los casos, el decrecimiento de la velocidad debido a la presencia de la capa límite en la pared de la carcasa es más pronunciado. En las máquinas axiales la velocidad tangencial a la entrada de las mismas debe de ser nula. Como se observar en la parte derecha de la Figura 5-6 existe cierta velocidad tangencial debida a u problema de alineamiento de la sonda. Pero esos valores de velocidad son bajos no llegando a sobrepasar el 5% de la velocidad de punta.

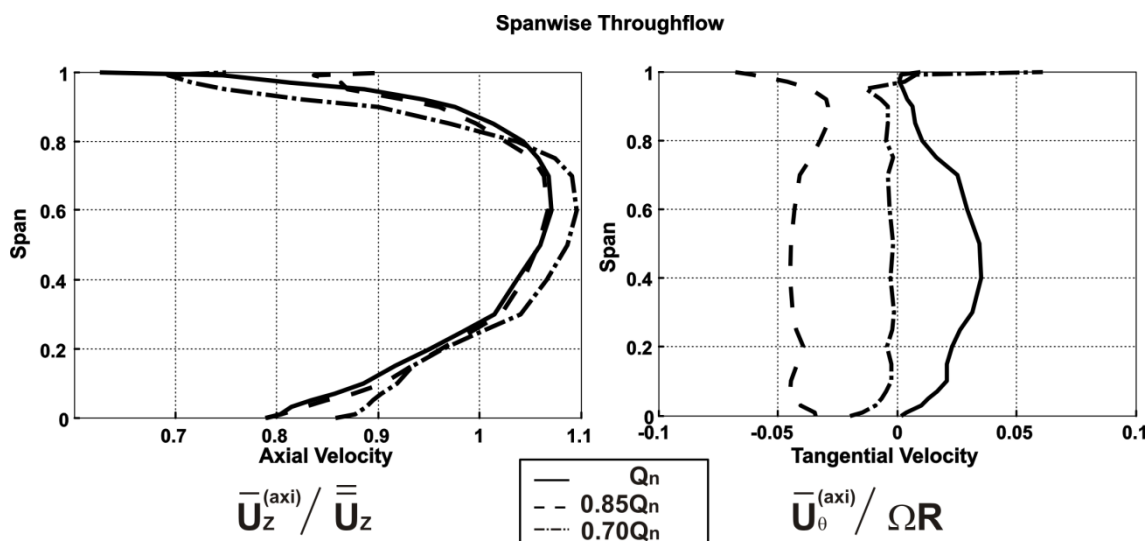


Figura 5-6: Flujo meridional antes del rotor.

En la Figura 5-7 se muestra el nivel de turbulencia según la dirección radial a la entrada de la soplante, comparándose los tres caudales. Se puede concluir que, el nivel de turbulencia aumenta a medida que se aleja del caudal de diseño ya que para el caudal de 70% se tiene un nivel de turbulencia mayor del 5% mientras que para los otros dos caudales los niveles de turbulencia se encuentran ligeramente por debajo de esa cifra. Se comprueba en la figura que los niveles de turbulencia presentan una clara uniformidad en la dirección radial salvo en puntos cercanos a la carcasa del ventilador en los que existe una región claramente viscosa donde se producen altos niveles de turbulencia que llegan a valores del 20% en el caso del caudal del 70%. Estos niveles altos de turbulencia a la entrada están directamente asociados a una mayor generación de ruido en banda ancha.

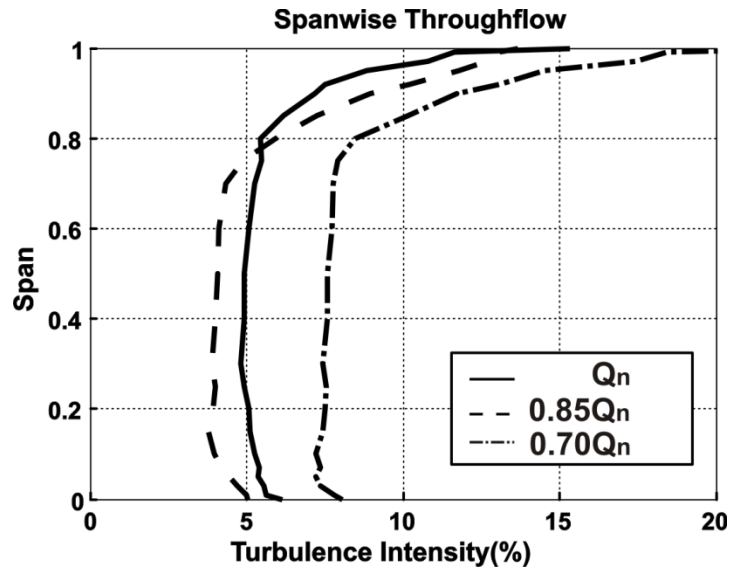


Figura 5-7: Turbulencia del flujo meridional antes del rotor.

Una vez que el flujo entra en la máquina, atraviesa el rotor y sale del mismo con una componente axial y otra tangencial, ésta segunda imprescindible para conseguir la transferencia de energía según la ecuación de Euler. En la Figura 5-8 se muestra el perfil de flujo meridional en una zona entre el rotor y el stator. A la izquierda de la gráfica se muestra la velocidad axial adimensionalizada, en la que se observa una zona de crecimiento de la velocidad desde el cubo hasta el 40% de la envergadura del álabe. Aunque es razonable que en las zonas cercanas al cubo de la máquina produzca un decaimiento de la velocidad axial, éste no debería llegar a posiciones tan exteriores como el 40 % de la envergadura, lo que está indicando que en ese punto el rotor no trabaja correctamente. Esto es debido a la existencia de una gran capa límite que atraviesa el mismo, tal y como se deduce del valor nulo de velocidad en la zona del cubo, asociado a la existencia de un contorno sólido. Como se observaba en la Figura 5-4, la soplante no presenta un cubo redondeado a la entrada, sino que el flujo golpea directamente en el cubo plano del ventilador donde se frena la corriente y se produce un efecto de choque de la misma. Este efecto se ve reforzado al pasar el rotor; y se aprecia además una componente radial que obliga al flujo a desplazarse hacia la parte alta del ventilador.

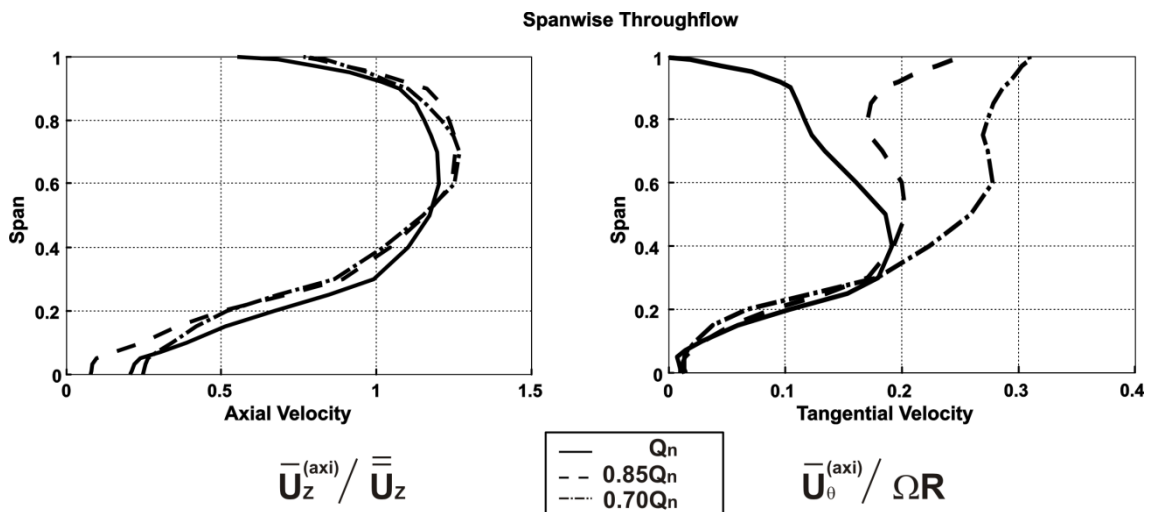


Figura 5-8: Flujo meridional detrás del rotor.

Si se observa la componente tangencial, en la gráfica de la derecha de la Figura 5-8, la parte baja del álabe no cumple la teoría de vórtice libre para la que fue diseñado, ya que la componente tangencial, debería decrecer de base a punta según dicha teoría. Como se observa en la figura, hasta un valor del 40% de la envergadura se produce exactamente el efecto contrario lo que indica que hay un defecto

en el posicionado del álabe, es decir el ángulo de calado que tienen los álabes en la máquina no corresponde al ángulo de diseño. A partir de esa posición radial el perfil de velocidades tangenciales a caudal nominal va decreciendo hasta llegar a la zona final que está influenciada por la presencia de la carcasa de la máquina.

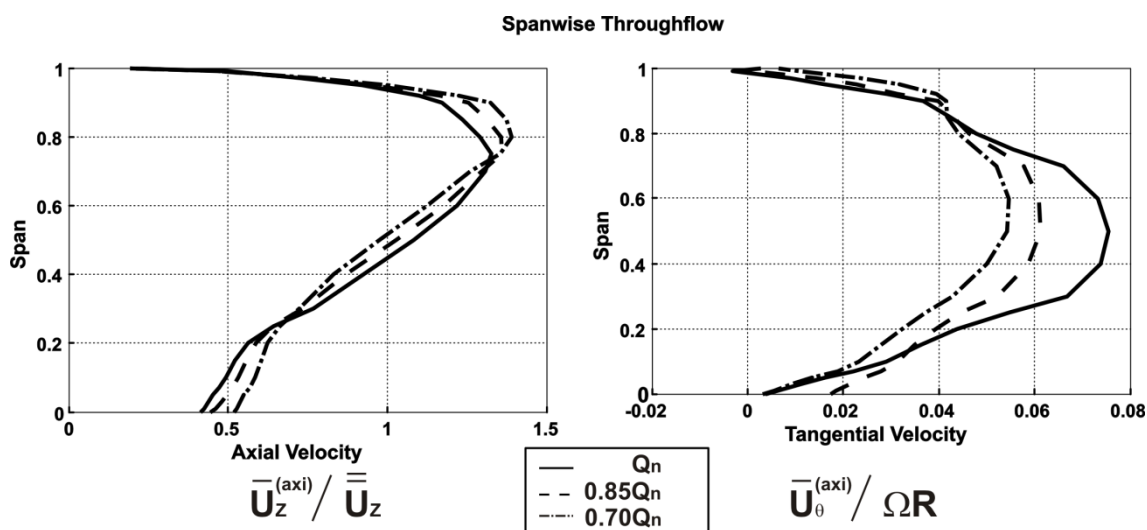


Figura 5-9: Flujo meridional detrás del stator.

Una vez que el flujo ha atravesado el rotor entra en el stator que es el encargado de enderezarlo de nuevo hacia una posición axial. En la Figura 5-9 se muestran los perfiles de flujo meridional en un punto detrás del stator. Puede comprobarse en la gráfica de la izquierda que la velocidad axial no presenta un perfil uniforme y se concentra en la parte alta de la envergadura cuando a la salida de una máquina axial se debería tener un perfil de velocidad mucho más uniforme.

En la parte derecha de la Figura 5-9 se muestra la velocidad tangencial, que tendría que ser nula o casi nula ya que las directrices en este tipo de turbomáquinas sirven para enderezar el flujo y volverlo a la posición axial para así poder recuperar presión y mejorar el rendimiento de la misma. En todo caso la velocidad es bastante axial pero presenta una pequeña componente tangencial con valores que casi llegan al 8 por ciento de la velocidad de punta del álabe.

Estas medidas nos dan un valor medio del flujo que atraviesa la máquina. Para saber exactamente lo que está pasando en el interior de la misma se hace necesario obtener una serie de mapas en los que se pueda comprobar la variación circunferencial que se produce en cada una de las secciones transversales de la soplante.

5.2.4 Estructura del flujo en la entrada del ventilador.

Aunque el flujo en el interior de la máquina presenta una clara naturaleza no estacionaria, se han incluido medidas promediadas en el tiempo tanto en el marco relativo como en el absoluto para poder analizar las prestaciones globales del ventilador. En este apartado se realiza una descripción cualitativa del flujo promedio, mostrándose además, los campos de velocidades no estacionarios, obtenidos en el sistema de medida por anemometría térmica capaz de captar las no estacionariedades del flujo.

Tanto a la entrada de la soplante como a la salida del rotor sólo se midió una posición circunferencial por lo que no se puede obtener mapas de velocidades de todo un sector desde un punto de vista absoluto, sólo de esa posición, pero en estos puntos no es interesante esa interpretación ya que son zonas que se ven afectadas por el efecto del rotor y un promediado en el marco de referencia absoluto eliminaría todo efecto de giro del mismo. A partir de los datos en el punto de vista absoluto, se puede construir el campo de velocidades relativo (en el punto de vista relativo, un punto que gira con el rodete ve pasar directrices a la velocidad de giro de la máquina, en sentido opuesto al de rotación del rotor), en el que los gradientes entre álabes del rotor aparecen claramente. Para poder obtener los

datos desde el punto de vista relativo lo que se realiza es un decalaje en la posición circunferencial de cada uno de esos puntos y una interpolación de los datos. Lo que se obtiene al final es la serie temporal en el marco relativo.

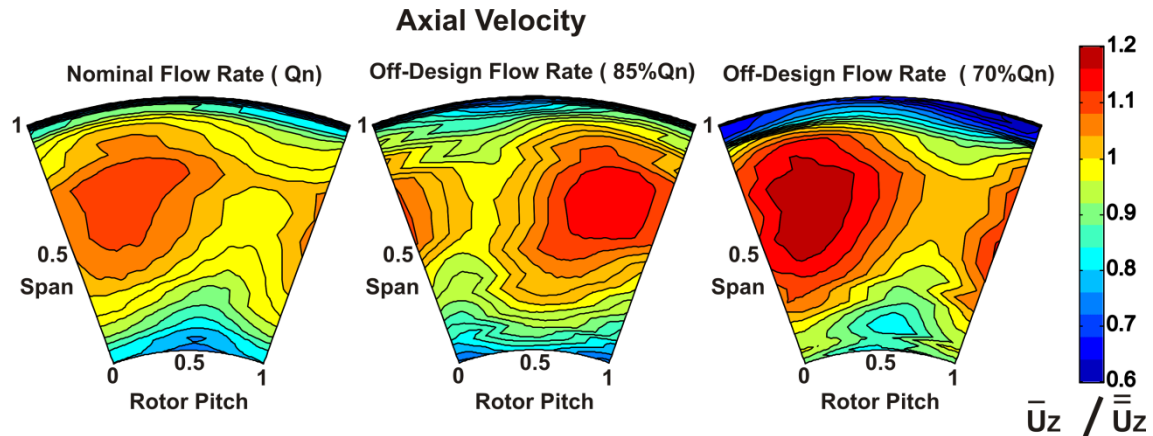


Figura 5-10: Componente axial de la velocidad en el marco relativo a la entrada del rotor para un sector periódico con el paso de álabe.

La Figura 5-10 muestra la componente axial de la velocidad adimensionalizada por la media de la velocidad en el sector en el marco relativo correspondiente a un canal del rotor en el plano de entrada a la máquina. En la figura están representados los tres caudales estudiados. Para el caudal de diseño se observa que la distribución de la velocidad es más uniforme que en el caso de los otros caudales (incluso en el caso del 70% del caudal nominal, hay zonas de concentración de las altas velocidades). También es posible apreciar para los tres caudales una zona en la que baja la velocidad axial, patrón presente en todos los caudales y que, por tanto, es debido al efecto de bloqueo que produce el rotor sobre la corriente incidente. Como se observa en la figura, este efecto de bloqueo se hace más intenso a caudales bajos porque aumenta la carga aerodinámica de los álabes, tal y como predice la curva característica. Lógicamente, este efecto no aparecería si el punto donde se tomaron las medidas estuviese aguas arriba del rotor de la soplante donde el flujo es seguro mucho más uniforme. Otro efecto que se puede observar es la existencia de la capa límite en la carcasa de la máquina. Esta capa límite es más pequeña en el caudal de diseño y para caudales más bajos va creciendo progresivamente. En la parte del cubo de la máquina también se produce una disminución de la velocidad axial, debida exclusivamente al bloqueo que provoca el cubo del rotor sobre la corriente incidente ya que esta máquina no tiene ningún tipo de sistema que dirija el flujo antes de su entrada a la máquina.

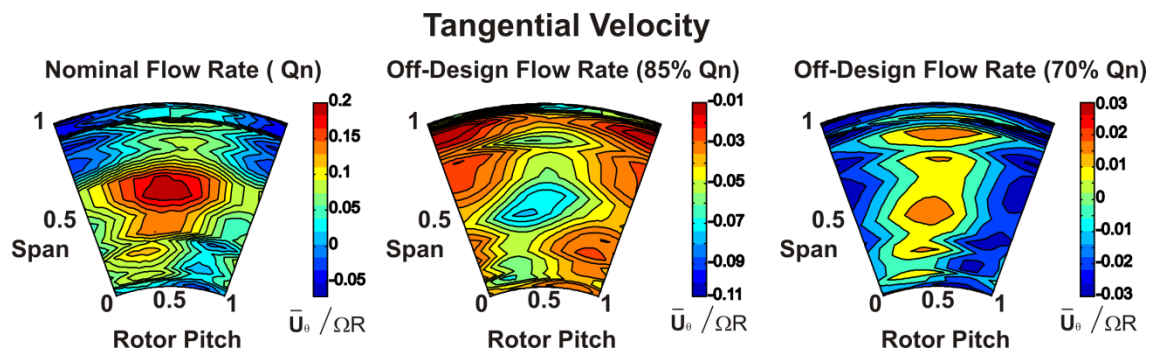


Figura 5-11: Componente tangencial de la velocidad en el marco relativo a la entrada del rotor para un sector periódico con el paso de álabe.

En la Figura 5-11 se muestra la componente tangencial de la velocidad a la entrada de la máquina, donde se han utilizado diferentes escalas para cada uno de los caudales debido a la escasa variación de esta componente de la velocidad. Como se observa en la figura, los valores de la velocidad tangencial son muy bajos ya que el flujo en este punto de la máquina es prácticamente axial. Aun así,

para todos los caudales aparece una zona en la que la velocidad tangencial baja, nuevamente relacionado con la deflexión del flujo por el efecto de bloqueo.

5.2.5 Estructura del flujo a la salida del rodete.

Una vez que se conoce el flujo a la entrada de la máquina se pasa a estudiar cómo es el flujo que sale del rotor. Uno de los fenómenos no estacionarios que se encuentra en este tipo de máquinas es la difusión de estelas que conlleva pérdidas de energía debido a fenómenos viscosos. Estas estelas generan condiciones no uniformes del flujo que influyen en el funcionamiento de la máquina. En la parte izquierda de la Figura 5-12 se muestra para un marco de referencia relativo detrás del rotor tanto la componente de velocidad axial como la componente de velocidad tangencial, en un sector correspondiente a un canal del rotor, y para cada uno de los caudales objeto de estudio. Como en ocasiones precedentes, la velocidad axial se muestra adimensionalizada por la velocidad axial media mientras que la velocidad tangencial se adimensionaliza por la velocidad punta del álabe. En cada uno de los mapas se representa un canal del rotor frente a la envergadura del álabe. En el mapa de velocidad axial para caudal nominal, en la parte izquierda aparece claramente la estela del álabe cuando pasa a través del canal, identificado como una zona de baja velocidad. En el cubo se puede apreciar la zona de capa límite y cómo la velocidad crece hasta el 20% de la envergadura. Entre el 20% y el 80% de la envergadura la velocidad axial es más o menos uniforme. En el caso del 85% del caudal la zona de flujo no uniforme se extiende hasta más del 30% de la envergadura del álabe; radio a partir del cual las velocidades se hacen uniformes y pudiéndose entonces apreciar la estela del rotor. Por último, para el 70% del caudal nominal, la zona en que la velocidad axial es constante es sensiblemente más reducida llegando incluso al 45% de la envergadura del álabe. Si se observa la estela del rotor para cada uno de los caudales, se aprecia cómo se va haciendo más ancha a medida que se aleja del caudal nominal, como consecuencia de un mayor ángulo de incidencia de entrada de flujo al reducir el caudal. Esto provoca que en caudales menores que el de diseño, varíe el punto de desprendimiento de la capa límite en los álabes, de forma que el espesor de la estela aumente progresivamente. Nótese que en el caso del 70% del caudal nominal ya se está en una condición cercana al desprendimiento por lo que la estela ya presenta un ancho considerable, y cuyas características y naturaleza se observan mejor cuando se estudie posteriormente la energía cinética turbulenta.

Para la velocidad tangencial, en las medidas para caudal nominal se aprecia cómo a la izquierda del mapa aparece el efecto de la estela del rotor, efecto que se repite también en los mapas correspondientes al 85% y 70% del caudal nominal respectivamente. En la zona del cubo de la máquina, la velocidad tangencial se hace prácticamente nula debido a la capa límite que se forma en esas posiciones, aunque se aprecian claras diferencias entre los tres caudales. Para caudal nominal esa zona es bastante pequeña no llegando, a alcanzar el 20% de la envergadura del álabe. Cuando se mide al 85 % del caudal nominal la zona alcanza hasta el 25% de la envergadura, llegando al 30% para el caso del 70%. En la zona de punta del álabe la velocidad tangencial presenta una gran variación ya que en ese punto se localizan dos fenómenos que tienen gran influencia en el funcionamiento de la máquina como son el vórtice de punta y la capa límite que se forma en la carcasa.

Del análisis de la Figura 5-12 se deduce que en la parte del cubo de la máquina hay un comportamiento anómalo del flujo ya que, la capa límite es demasiado ancha y la velocidad adolece de una distribución más uniforme en las posiciones más interiores de la envergadura del álabe. Parece deducirse de este comportamiento anómalo que estas deficiencias provienen de un mal posicionamiento de los álabes, en relación al cubo del rotor, lo que provoca que se reduzca además, el rendimiento total de la máquina.

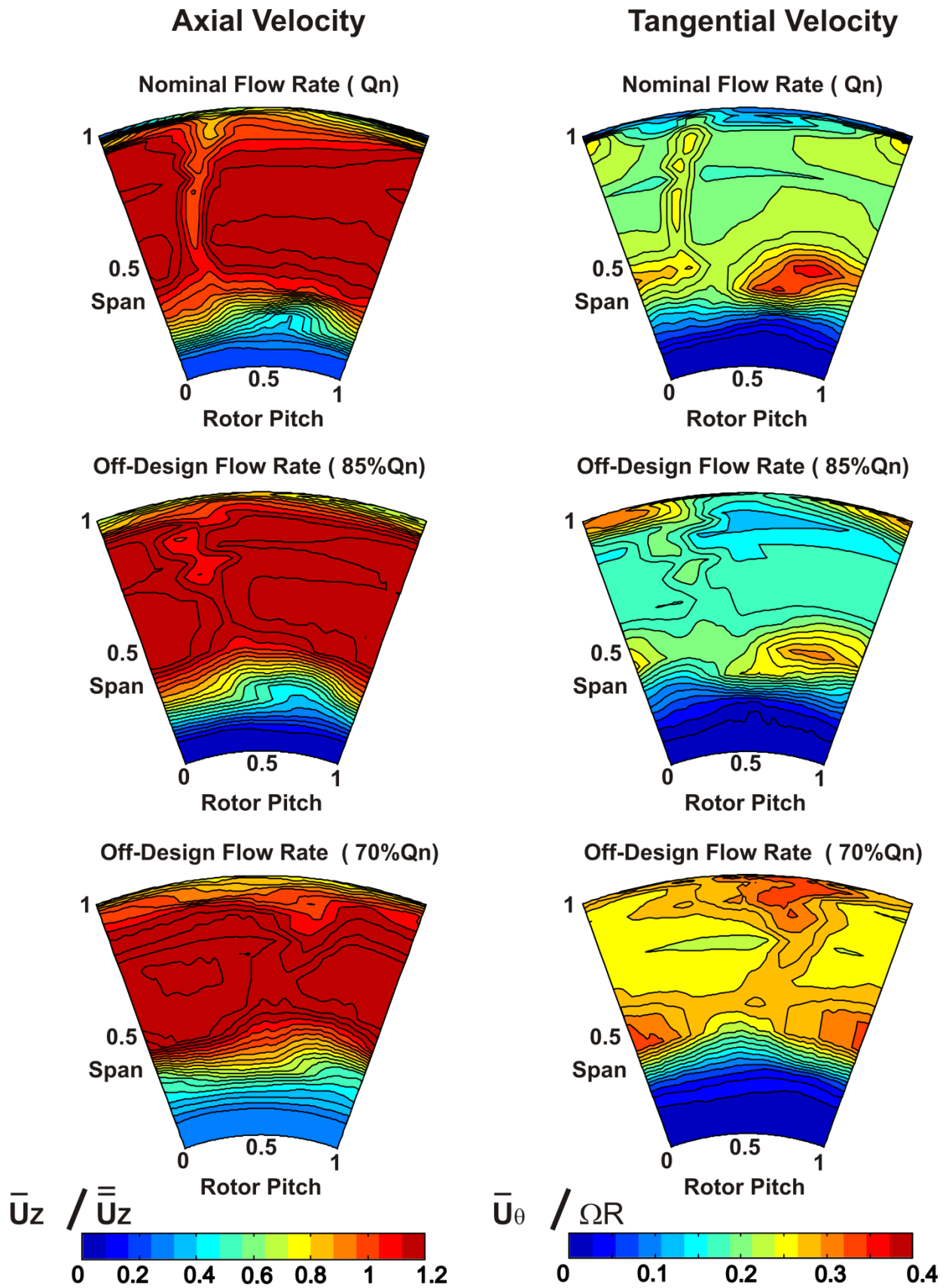


Figura 5-12: Componente axial y tangencial de la velocidad en el marco relativo a la salida del rotor para un sector periódico con el paso de álabe.

Para conocer con más profundidad las estructuras del flujo al pasar por el rotor, se deben conocer otros parámetros que informen de la energía que posee el fluido después de atravesar los álabes. Uno de esos parámetros es la turbulencia, caracteriza el grado de desorden que presenta el flujo y que es una de las principales causas de pérdidas energéticas en una turbomáquina, ya que, gran parte de la energía que se transfiere a la generación turbulenta no se recupera. En la Figura 5-13 se muestra la intensidad de la turbulencia para un canal del rotor a lo largo de la envergadura del mismo. En este caso la escala de la turbulencia se ha tomado entre 0 y 55% para poder estudiar los puntos donde la turbulencia es máxima. Como se observa en la figura en la parte del cubo de la máquina existe una zona donde se concentran los mayores valores de turbulencia que llega hasta el 40% de la envergadura del álabes. La turbulencia en esa zona del ventilador es debida a la capa de cortadura que aparece entre la región de separación del flujo y el flujo medio de la máquina. La existencia de esa capa de cortadura se puede comprobar a caudal nominal donde en una zona comprendida entre el 5% y el 25% de la envergadura los valores de la intensidad de la turbulencia son muy altos. En esta figura se puede apreciar levemente en la parte de arriba de cada uno de los mapas el efecto del vórtice de punta, en una zona entre el 90 y el 100% de la envergadura del álabes para el caudal nominal y el 85 % del caudal nominal y entre el 80% y el 100% para el 70% del caudal de diseño.

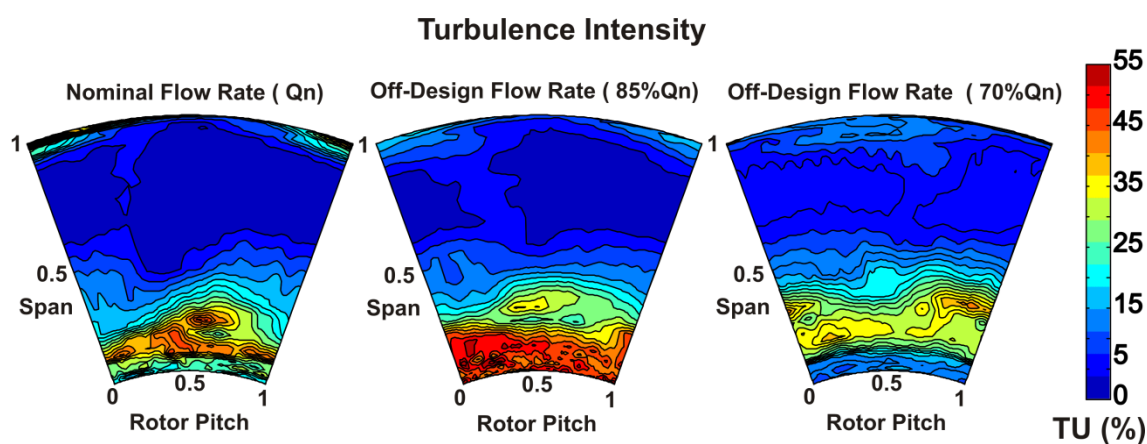


Figura 5-13: Turbulencia después del rotor.

Si la Figura 5-13 se cambia de escala de manera que se reduzcan los valores máximos se obtiene la Figura 5-14, en la que se puede observar la turbulencia asociada a las estelas del rotor tanto a caudal nominal como a caudales medio y bajo. Como era de esperar los valores de turbulencia más bajos se producen a caudal nominal, donde el flujo es más ordenado. Además, analizando la intensidad de la turbulencia, se observa que la estela del rotor en el caudal del 70 % (Condición de flujo casi desprendido) es más ancha que para caudal nominal. Además, al cambiar la escala se aprecia con mayor claridad el vórtice de punta que para el caso del caudal del 70% se puede observar en la parte central de mapa en una zona entre el 80% y 100% de la envergadura del álabes.

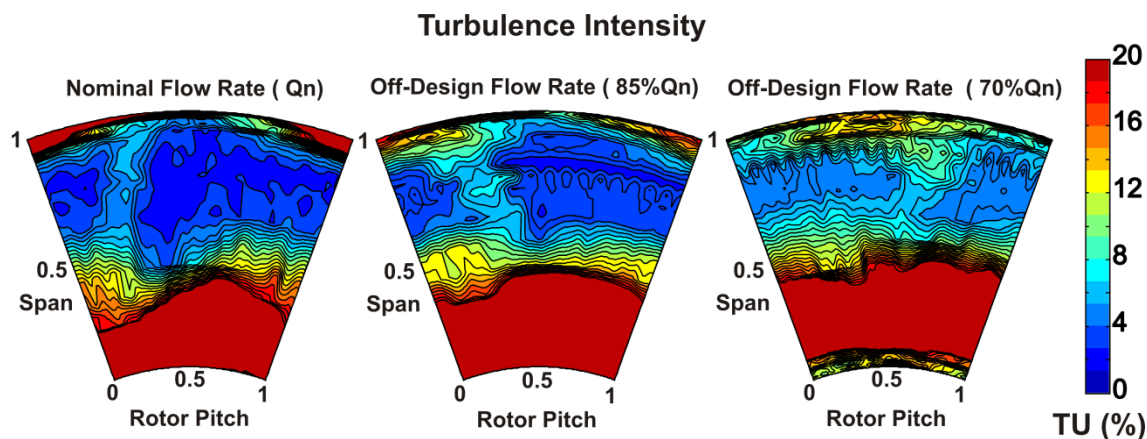


Figura 5-14: Turbulencia después del rotor con cambio de escala.

También se debe analizar la energía cinética turbulenta que se tiene a la salida del rotor y que da una idea de cómo se produce la transmisión de la energía cinética hacia el fluido. En la Figura 5-15 se muestra para los tres caudales estudiados la variación de la energía cinética turbulenta a lo largo de la envergadura del álabe adimensionalizada por el cuadrado de la velocidad de punta. En la figura se observa que para los tres caudales aparece una franja entre el 10% y el 50% de la envergadura donde la energía cinética turbulenta es máxima, debido a que en esos puntos el rodete está proporcionando energía cinética que no se transmite de forma eficiente al fluido produciéndose pérdidas que terminan disipándose en forma de turbulencia.

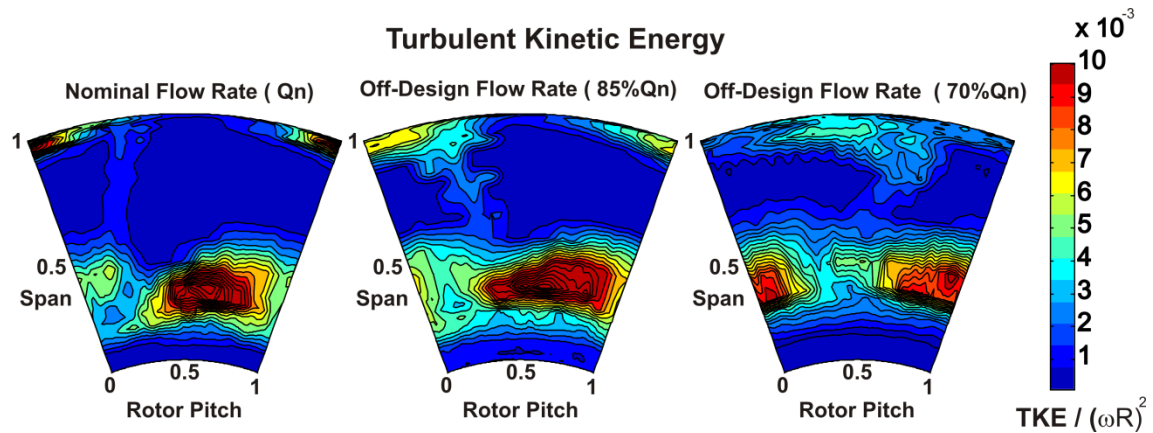


Figura 5-15: Energía cinética turbulenta después del rotor.

En la zona del cubo del ventilador esa energía cinética no es tan alta debido a que se tienen velocidades muy bajas del flujo, mientras que en el resto del canal la energía cinética turbulenta es baja por que se está produciendo la transmisión de la cantidad de movimiento de manera óptima, sin apenas pérdidas turbulentas. En la Figura 5-15 también se puede comprobar que esta transmisión de energía cinética se produce con mayor eficiencia para el caudal nominal, ya que, mirando la figura se comprueba que los niveles de energía cinética turbulenta son mayores a medida que el punto de funcionamiento de la máquina se aleja del caudal nominal. En esta figura también se pueden apreciar los efectos del vórtice de punta en una zona entre el 90 y 100% de la envergadura del álabe.

La generación de vorticidad está estrechamente ligada con la carga aerodinámica de cada álabe por lo que si la máquina trabaja en puntos cercanos al de desprendimiento, este puede acelerarse debido a cargas locales sobre algún álabe que puedan generarse como consecuencia de la interferencia de otro efecto no estacionario. En general, los fenómenos turbulentos están relacionados con la producción de vorticidad.

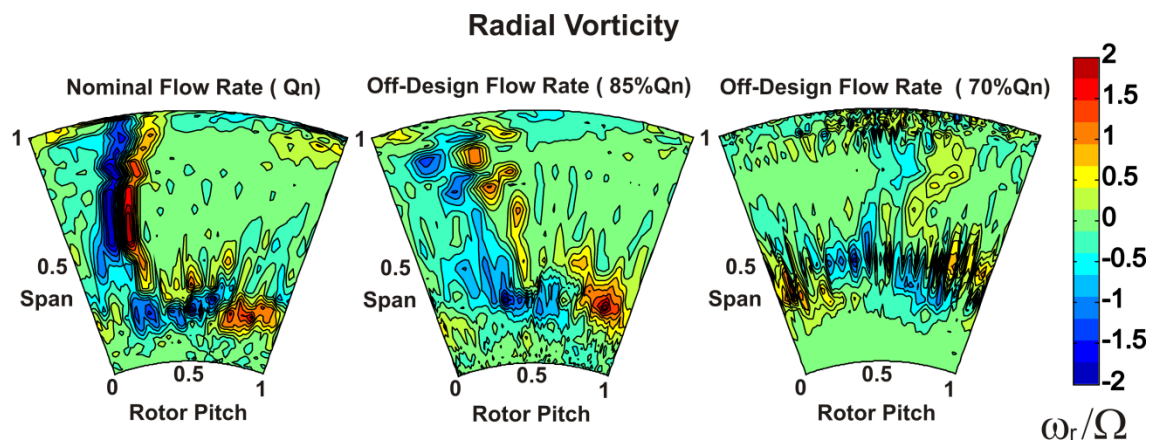


Figura 5-16: Vorticidad según el eje r detrás del rotor.

En la Figura 5-16 se muestran los mapas de vorticidad radial detrás del rotor mismo para cada uno de los caudales objeto de estudio, donde la vorticidad se ha adimensionalizado con la velocidad de giro de la máquina, ya que en sí misma la vorticidad es el giro que tienen las partículas en el interior del fluido. Como se aprecia en la figura, los niveles de vorticidad se mantienen en un intervalo entre 2 y -2, localizándose en la zona central del mapa puntos en los que no existe vorticidad. Se puede apreciar claramente para el caudal nominal la estela del rotor en forma de dos núcleos de vorticidad uno girando en sentido contrario que el otro. En el caso del 85% del caudal nominal se aprecia también los núcleos de vorticidad debidos a la estela del rotor pero más difuminados ya que hay mayor difusión de vorticidad en el interior de la máquina. En el caso del 70% del caudal la presencia de una zona de vorticidad tanto en la parte del cubo como en la de punta de la máquina es predominante, debido a las capas de cortadura que se forma entre el flujo principal y las capas límite en el cubo, dando al flujo una clara estructura vortical.

Pero además de la estructura vortical del flujo se necesita conocer como esa vorticidad se va desplazando a través de la máquina. Para ello el parámetro más significativo que se puede estudiar es la helicidad. La helicidad representa la proyección de la vorticidad sobre la velocidad. En la Figura 5-17 se muestran los distintos mapas de helicidad a lo largo de la envergadura detrás del rotor para cada canal en cada uno de los caudales objeto de estudio. La helicidad está adimensionalizada por el módulo de la velocidad de giro de la máquina multiplicada por el módulo de la velocidad media del flujo. Como se aprecia en la figura los puntos donde se produce mayor helicidad se encuentran en la estela del rotor y en la punta de los álabes. En el primer caso esa helicidad está asociada a los vórtices que se forman en las estelas de los álabes mientras que en el segundo, se forma debido al vórtice de punta de la máquina. Si se comparan los diferentes caudales entre sí se comprueba que para los casos del caudal nominal y el 85% la helicidad está claramente centrada en la zona de la estela del rotor y en la punta del álabe, mientras que al 70% del caudal nominal, como ya se empieza a producir desprendimiento de la capa límite el flujo es mucho más caótico y se produce esa helicidad en una zona más amplia de la región de paso del flujo.

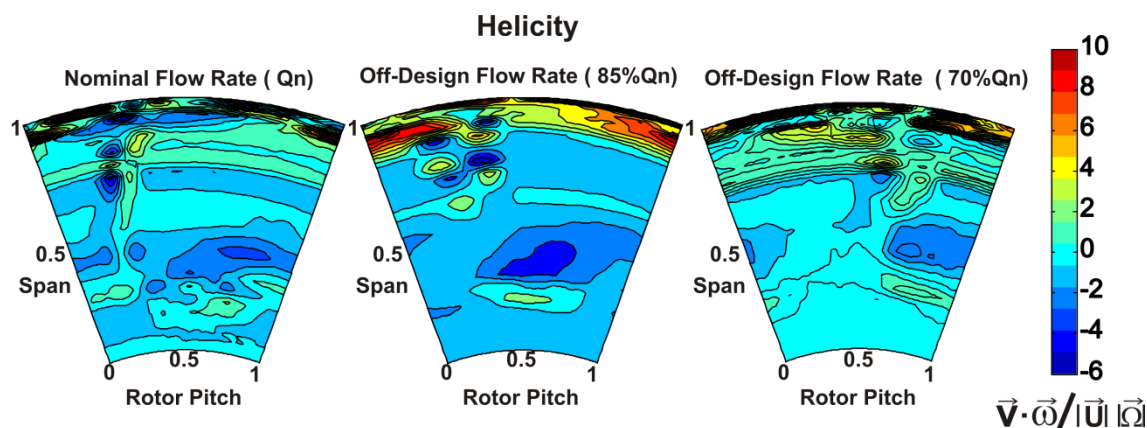


Figura 5-17: Helicidad detrás del rotor.

Una vez conocido cómo es el flujo en la zona del rotor se pasa a estudiar qué sucede cuando ese mismo flujo pasa a través del stator, ya que todos los fenómenos que se producen en el rotor se transmitirán a lo largo del stator y llegarán al flujo aguas abajo. La interacción que se produce entre ambas etapas es debida al cambio de posición relativa que se produce entre las coronas móviles y las fijas, por tanto se debe estudiar en un sistema de referencia absoluto.

5.2.6 Estructura del flujo a la salida de la etapa de la soplante.

Una vez que se deja el rotor, el flujo con una gran componente tangencial, se hace pasar por el stator para recuperar esa componente y hacer que el flujo de salida de la máquina sea axial. Para conocer el flujo a la salida del stator se utiliza un marco de referencia absoluto. Ya que el stator es fijo, el único movimiento que se produce es el del rotor, de forma que los fenómenos que provengan del rotor se verán claramente al presentar una variación temporal.

En Figura 5-18 se muestra para un marco de referencia absoluto detrás del stator tanto la componente axial de la velocidad como la componente tangencial de la velocidad, en un sector correspondiente a un canal del rotor, y para cada uno de los caudales objeto de estudio. En cada uno de los mapas se representa un canal del stator frente a la envergadura del álabe. Se aprecia en la zona derecha de cada uno de los mapas el efecto que tiene el stator en la distribución de la velocidad tanto axial como tangencial. En los mapas de velocidad axial aparece una zona de baja velocidad axial, esta zona se va haciendo mayor a medida que el caudal se aleja del punto nominal. Como se puede ver en la figura para caudal nominal esa zona empieza en el 50% de la envergadura del álabe mientras que para el 70% del caudal nominal, la zona comienza sobre el 60% de la envergadura del álabe, y corresponde una capa de cortadura.

Si se observa los mapas de velocidad tangencial se puede comprobar que su valor es bastante bajo aun así existen zonas donde el valor de la velocidad tangencial se dispara sobre todo en la parte media del sector, coincidiendo con la zona de la capa de cortadura. Además en estos mapas se observa una zona en la parte baja del stator donde la velocidad tangencial toma valores muy pequeños eso es debido a esos puntos donde la velocidad del flujo es muy baja y al adimensionalizar por la velocidad de punta del álabe que tiene un valor alto la diferencia se hace más palpable. También en los mapas de velocidad tangencial se puede observar la influencia de la estela del stator en la distribución del campo de velocidades.

Para poder ver con claridad tanto las estelas del rotor como las de stator para un radio medio de la máquina se ha procedido a obtener los mapas de velocidad no estacionaria a lo largo del tiempo. En la Figura 5-19 se muestra la distribución temporal de la velocidad axial para cada uno de los caudales objeto de estudio a lo largo de dos canales del stator para una sección media, en la que el flujo no esté afectado por la zona de desprendimiento. En el eje de ordenadas se representa el tiempo total entre el tiempo de paso del rotor, de esta forma el eje temporal representa los efectos del rotor. Se aprecia en la figura cómo aparece perfectamente definidas las estelas del stator y cómo éstas se van haciendo más anchas a medida que nos alejamos del caudal de diseño de la máquina. Además, estas estelas son el fenómeno dominante en la gráfica y eso hace que sea muy difícil apreciar el paso del rotor. A pesar de esta dificultad, en tono amarillo aparecen las estructuras correspondientes a las estelas del rotor que atraviesan los canales del stator con una periodicidad aproximada de 2 a 3 (que es la relación aproximada que existe entre los álabes del rotor y los del stator). Como se observa en la figura, en la zona de las estelas del stator se produce una caída de la velocidad axial hasta valores del orden de 1.2 de la velocidad media del flujo. De la misma manera se distinguen las estelas de rotor en las que la velocidad axial es 1.6 veces la velocidad media del flujo. Si se analiza la gráfica correspondiente al 85% del caudal nominal se aprecian también las mismas estructuras de las estelas del stator y del rotor que para el caso del caudal nominal pero las del rotor se encuentran mucho más difuminadas ya que el grado de desorden del flujo ha empezado a crecer. Por último, para el caso del 70% del caudal nominal sólo se aprecian las estructuras de las estelas de stator ya que las del rotor se han perdido debido a que el flujo ya se encuentra desprendido en esa zona.

Si se pasa a analizar la velocidad tangencial los resultados son similares. En la Figura 5-20 se muestra la distribución temporal de velocidad tangencial para cada uno de los caudales estudiados a lo largo de dos canales del stator para una sección media. Igual que para la velocidad axial las estelas del stator dominan las gráficas y a caudal nominal se aprecia levemente el efecto de las estelas del rotor. Pero ya en el caso del 85 % del caudal nominal ese efecto es menos apreciable y las estelas del stator se presentan como el efecto dominante del flujo. Esta estructura del flujo se muestra más desarrollada en el 70% del caudal nominal. En la figura se observa que las estelas del stator es la única estructura del flujo que se percibe, el patrón que generan las estelas del rotor se pierde completamente.

En el stator se produce la interacción de las estelas que vienen del rotor con las directrices. Es muy importante el estudio de esta interacción y cómo se difunden las mismas a través de la etapa, para poder conocer el comportamiento no estacionario de la máquina.

A la vista de los resultados se hace evidente que para estudiar de manera más eficiente la difusión de las estelas del rotor a través de la corriente principal es necesario filtrar las estelas del stator. La velocidad a la salida de la máquina está compuesta por una componente fluctuante asociada a la

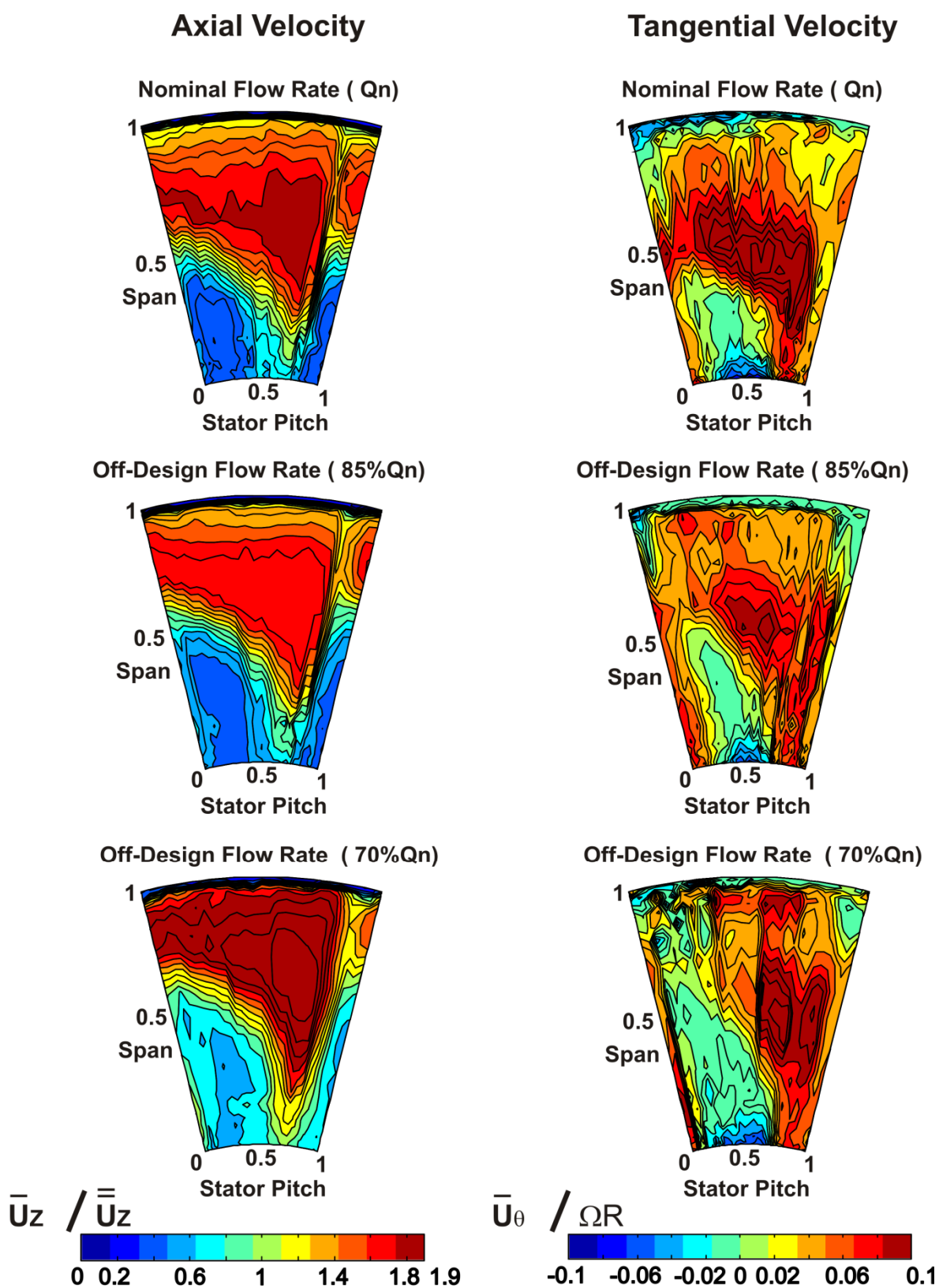


Figura 5-18: Componente axial y tangencial de la velocidad en el marco absoluto a la salida de la máquina para un canal del stator.

Unsteady Axial Velocity

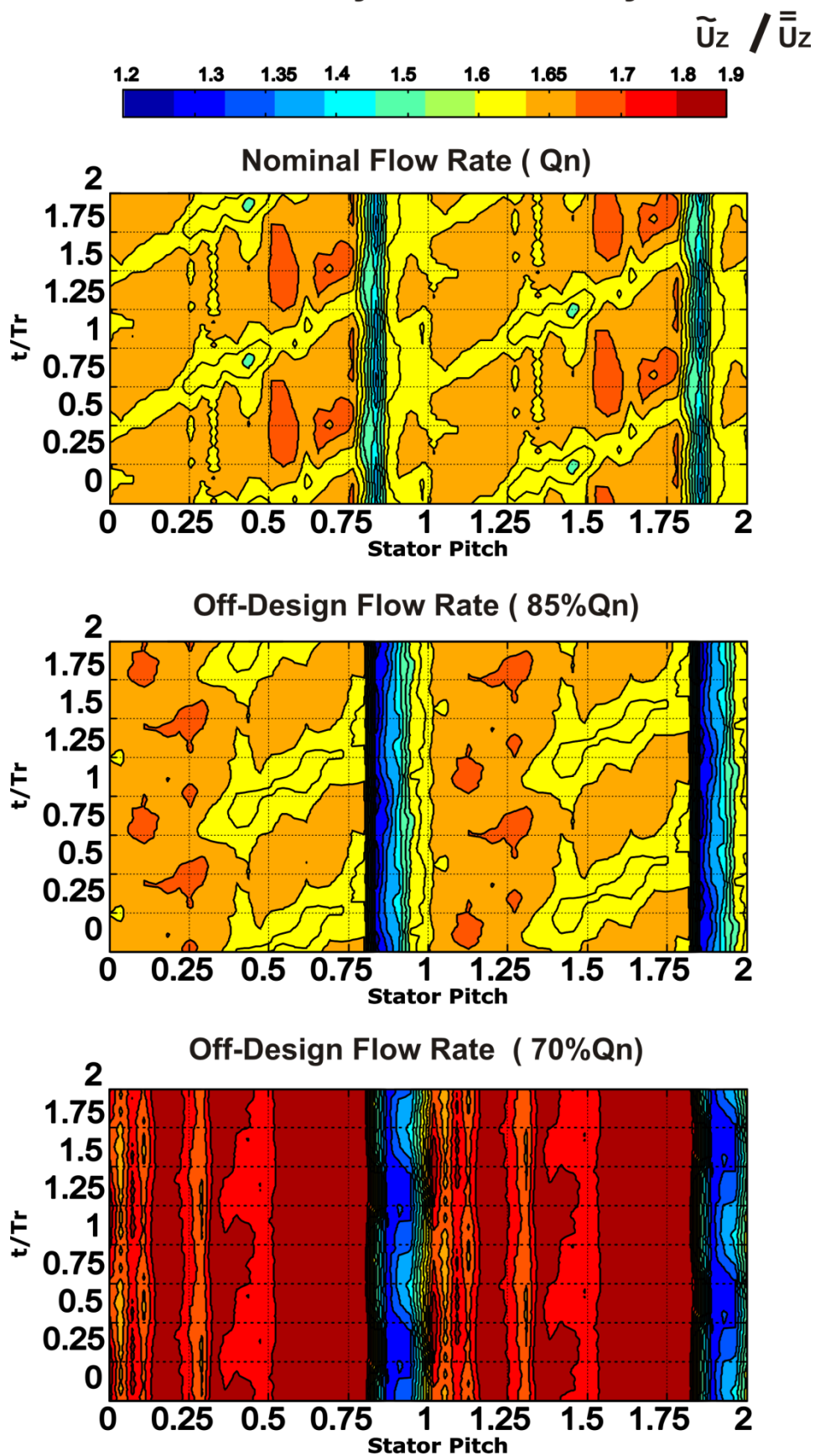


Figura 5-19: Distribución temporal de la velocidad axial para una sección media.

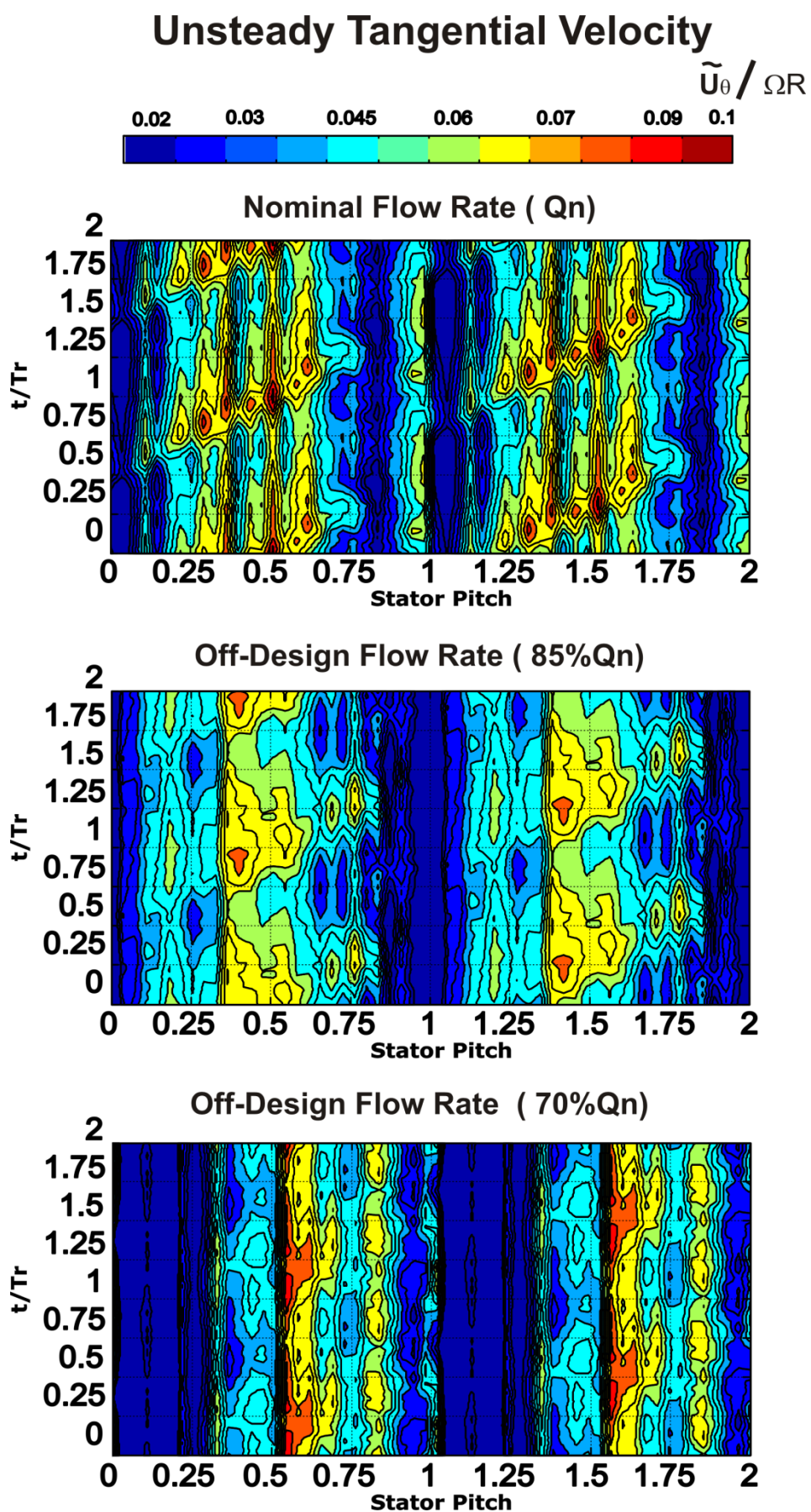


Figura 5-20: Distribución temporal de la velocidad tangencial para una sección media.

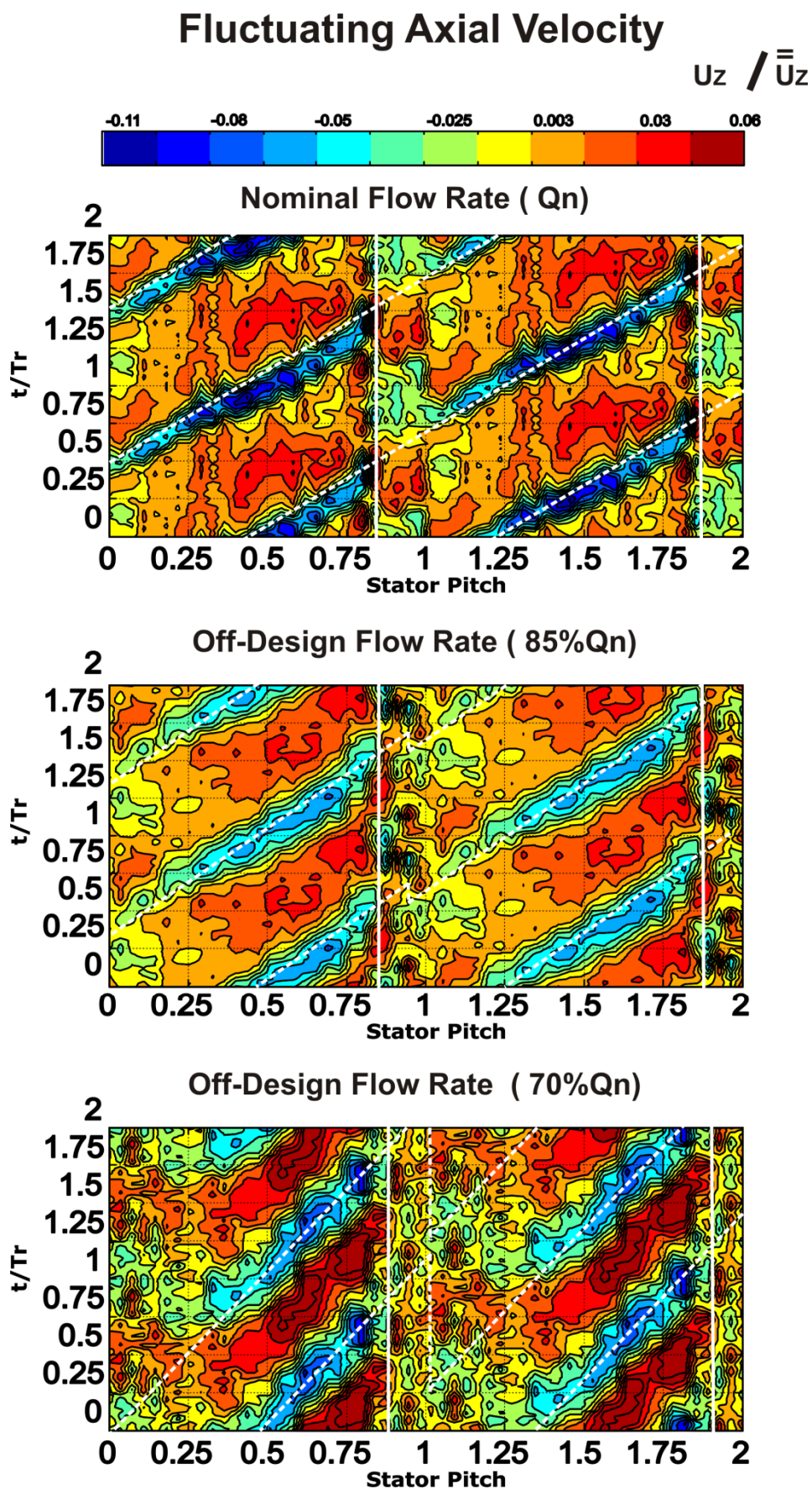


Figura 5-21: Distribución temporal de la fluctuación de la velocidad axial para una sección media.

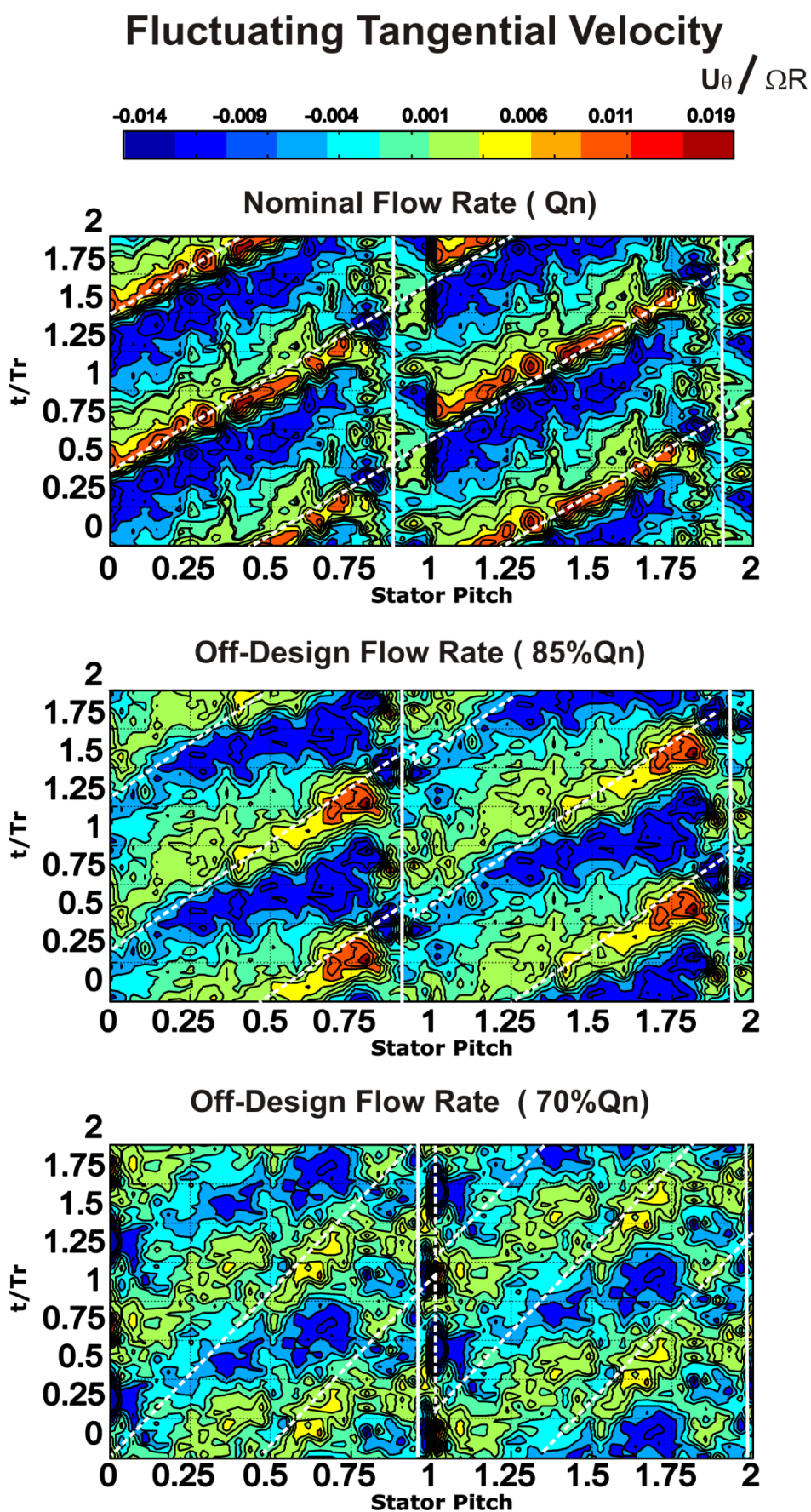


Figura 5-22: Distribución temporal de la fluctuación de la velocidad tangencial para una sección media.

no estacionaridad del flujo y una componente estacionaria. Si se estudia solamente la componente fluctuante lo que se logra es filtrar los efectos estacionarios como son en este caso las estelas del stator que se encuentran fijas en una posición pudiendo apreciarse claramente las estelas del rotor.

En las figuras Figura 5-21 y Figura 5-22 se muestran la distribución temporal de las fluctuaciones de velocidad tanto axial como tangencial, para cada uno de los caudales objeto de estudio a lo largo de dos canales del stator para una sección media. Aparecen claramente las estructuras de las estelas del rotor y del stator, las del rotor se han señalado con una línea a trazos mientras que las del stator se marcan con una línea continua. Si se comparan las estelas del rotor para diferentes caudales se observa que el ángulo relativo entre las estelas del rotor y el stator varía en los diferentes caudales. Para poder dar un sentido físico a este fenómeno hay que comprender lo que sucede en los triángulos de velocidades de una máquina axial cuando se varía el caudal.

En la Figura 5-23 se muestra los triángulos de velocidades, para condiciones de diseño y fuera de diseño. Cuando se varía el caudal, se mantiene la velocidad de arrastre de la máquina, pero la velocidad relativa y la absoluta se ven modificadas. Lo que sucede es que la velocidad relativa no puede cambiar de dirección ya que viene fijada por el ángulo de salida del rotor y de modo que su módulo se hace menor, mientras que la velocidad absoluta cambia tanto en módulo como en dirección. El cambio de dirección hace que el ángulo con el que sale del álabe sea mayor. Las estelas del rotor son transportadas por la corriente según la velocidad absoluta a la salida del álabe por lo tanto si el ángulo de la misma es mayor el ángulo de las estelas también será mayor como se puede comprobar en las figuras Figura 5-21 y Figura 5-22.

Al pasar por el stator, las estelas del rotor aparecen entrecortadas, produciéndose además un desfase entre las mismas. Este desfase se acentúa a medida que el caudal se aleja del punto de diseño, debido a que las estelas que salen del rotor tienen una velocidad que es igual a la velocidad relativa de salida del rotor pero se desplazan según la velocidad absoluta de salida de la corriente V_2 . Cuando llegan al stator, las partículas de la estela que se desplazan a través del intradós tienen que recorrer menos distancia hacia la salida de las directrices que las partículas que se desplazan por el extradós, generándose un desfase en el proceso (Katz, 2002).

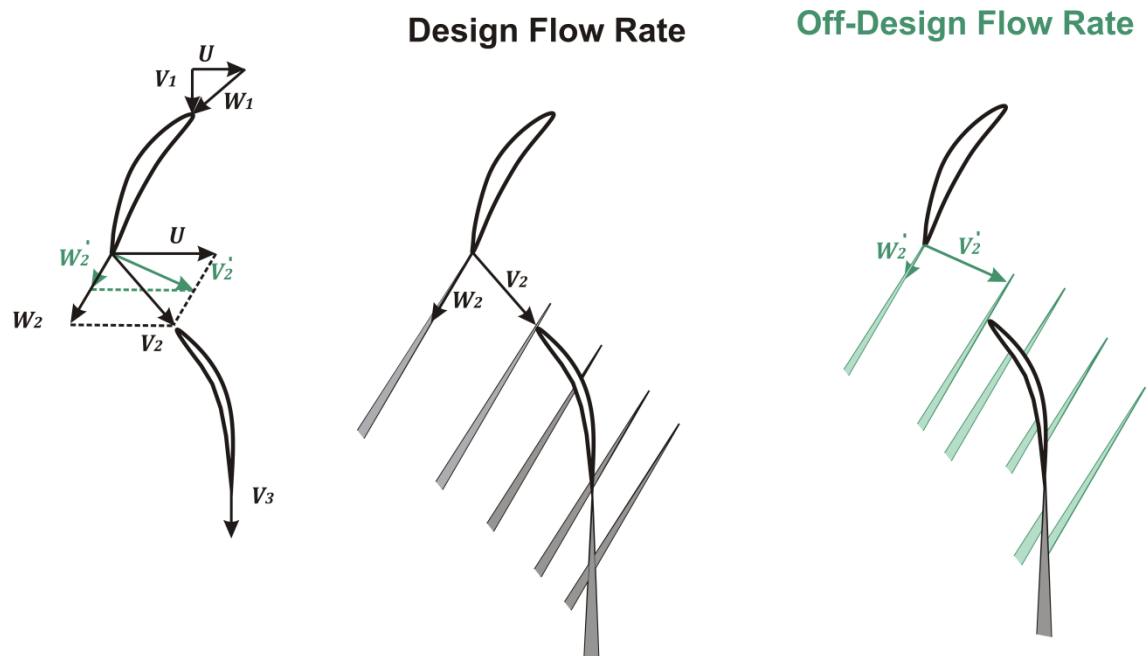


Figura 5-23: Corte de las estelas del rotor debido a su paso por el stator.

Como se puede observar en la Figura 5-23 las estelas que recorren el extradós se aceleran con respecto a las que van por el intradós y a la salida del stator las estelas del extradós están desplazadas respecto a las otras. Este fenómeno se acrecienta a medida que el caudal se desplaza fuera del punto de diseño. Como se puede apreciar en la figura, para caudales cercanos a los de diseño, las estelas del

rotor (una vez que pasan el stator) son aparentemente colineales, mientras que para caudales fuera del punto de diseño se puede percibir mejor este efecto ya que las estelas se desplazan según la velocidad absoluta de la corriente y esta velocidad tiene un ángulo de salida mayor. Esto mismo se puede comprobar sobre los datos experimentales, como se observa en las figuras Figura 5-21 y Figura 5-22. Para caudal nominal apenas se aprecia el desfase entre las estelas del stator mientras que para el 85% del caudal nominal se puede ver perfectamente cómo existe una clara diferencia entre las mismas; por último, en el caso del 70% del caudal nominal, el desfase produce un escalón que es casi tan grande como el paso de álabe del rodete.

Cuando se estudian los valores de las fluctuaciones de la velocidad axial se observa que los valores de esas fluctuaciones debidas al paso del rotor son muy bajos comparados con los valores de la velocidad axial, como consecuencia de que gran parte de la energía que tiene la estela ya ha pasado al resto del flujo, y se van perdiendo en él. El mismo mecanismo se produce para la velocidad tangencial.

La generación de turbulencia está relacionada con la vorticidad; por eso es interesante conocer la distribución de vorticidad a la salida de la máquina. En la Figura 5-24 se muestran los mapas de vorticidad radial a lo largo de la envergadura detrás del stator para cada uno de los caudales objeto de estudio. Como se aprecia en la figura los niveles de vorticidad se mantienen en un intervalo entre 10 y -10, localizándose en la zona central de mapa puntos en los que no existe vorticidad, se puede apreciar claramente para el caudal nominal la estela del stator en forma de dos núcleos de vorticidad uno girando en sentido contrario que el otro. En el caso del 85% del caudal nominal se aprecia también los núcleos de vorticidad debidos a la estela del stator pero también en la parte baja del mapa empiezan a aparecer zonas con alta vorticidad. En el caso del 70% del caudal casi toda la sección del stator presenta puntos de vorticidad ya que para ese caudal el flujo ya está muy cercano al desprendimiento.

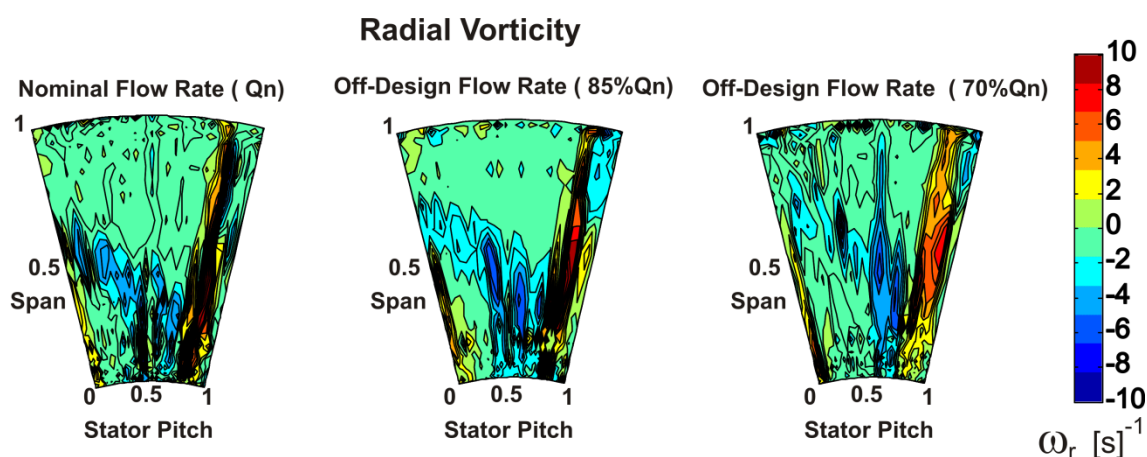


Figura 5-24: Vorticidad radial detrás del stator.

A la salida de la máquina aparecen nuevas zonas de generación de turbulencia asociadas a una baja recuperación de la energía. En la Figura 5-25 se muestra la intensidad de la turbulencia para cada uno de los caudales en un sector correspondiente a un canal del stator a la salida de la soplante. De la observación de estas figuras se deduce que en la parte del cubo de la máquina existen grandes zonas en las que el flujo tiene altos niveles de turbulencia que hace que se pierda parte de la energía que el rodete está transmitiendo al fluido. Solo una zona en la parte alta de la envergadura del álabe los niveles de turbulencia están dentro de los valores aceptables del orden de 5%. Como también se comprueba en la figura este efecto empeora a medida que el caudal se aleja del punto nominal. La zona de mayor intensidad turbulenta para el caudal nominal se encuentra por debajo del 50% de la envergadura mientras que para el 85% del caudal nominal ya supera claramente ese valor llegando a un 25% de la envergadura en el caso del 70% del caudal nominal.

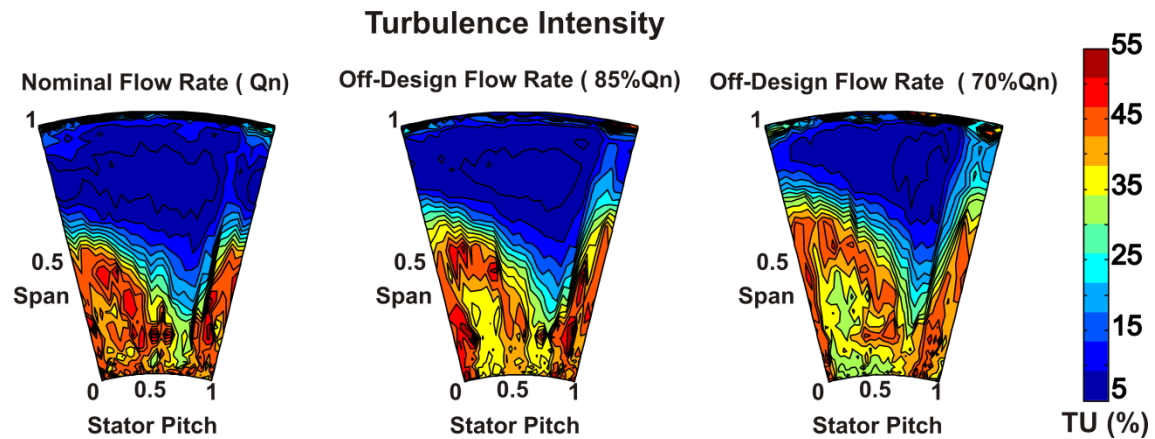


Figura 5-25: Niveles de intensidad turbulenta detrás del stator.

Si se analiza la variación de la energía cinética turbulenta, Figura 5-26, se observa que las zonas en las que se está produciendo ese intercambio de energía se presentan en una banda correspondiente a la zona de cortadura y en la zona de la estela del stator, apareciendo zonas de energía cinética turbulenta baja en la parte del cubo de la máquina que no se corresponderían con los mapas que se veían en el análisis de la intensidad de la turbulencia. Esto es debido a que cuando se representa la energía cinética turbulenta se están representando fluctuaciones de velocidad, y esa mayor fluctuación de la velocidad se produce en la zona de la capa de cortadura y en la zona de la estela de la directriz, mientras que se representa la intensidad de la turbulencia se representa la fluctuación de la velocidad dividida por la velocidad local media del flujo. En la parte baja de la máquina la velocidad del flujo es muy baja lo que hace que la intensidad de la turbulencia sea menor.

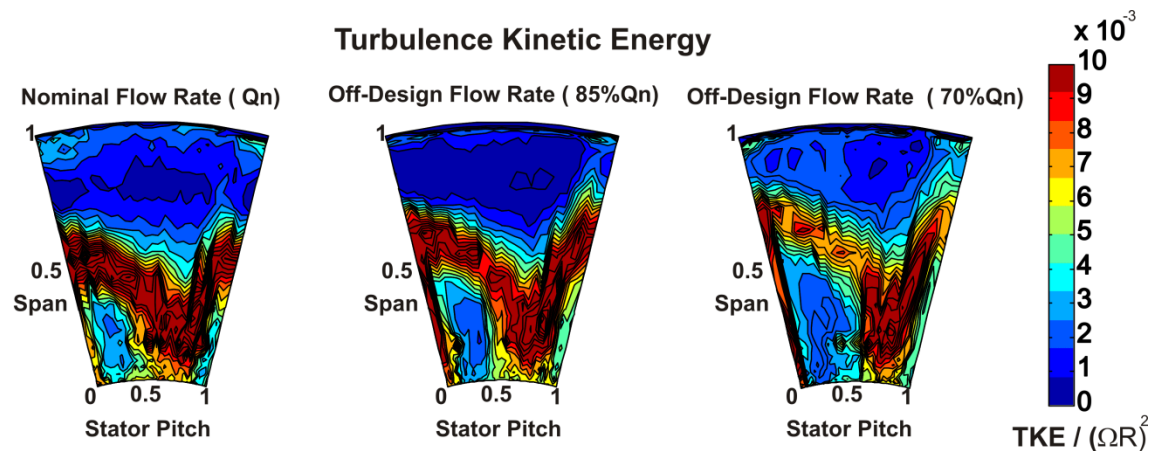


Figura 5-26: Energía cinética turbulenta detrás del stator.

Después de analizar paso a paso todas las etapas de la máquina desde el flujo a la entrada hasta la salida se puede caracterizar perfectamente el comportamiento de la misma. Se han estudiado tanto la velocidad en su interior, como los fenómenos de generación de turbulencia como la interacción que se produce entre los haces. Con toda esta información se tiene un conocimiento exhaustivo de la estructura del flujo en el interior de la soplante.

5.3 Resultados del modelo numérico 3D

Como punto de partida, se realizó un modelo numérico en tres dimensiones utilizando distintos modelos de turbulencia, para así a partir de los resultados experimentales escoger el modelo de turbulencia que mejor se adaptaba al funcionamiento de la soplante. Como ya se expuso en el Capítulo 4 la geometría del modelo 3D correspondía a la geometría de la máquina completa sin tener en cuenta el huelgo de punta de los álabes.

5.3.1 Comparación de los resultados numéricos y experimentales a la salida del rodete.

En el presente apartado se van a comparar los datos obtenidos de la simulación del modelo 3D para los distintos modelos de turbulencia con los obtenidos de forma experimental. La estructura del flujo a la salida de la máquina muestra la eficiencia de la soplante a la hora de transferir energía al fluido, en cambio a la salida se estudia la capacidad de recuperación de energía que tienen las directrices de la misma.

Se realiza una comparación entre los distintos modelos de turbulencia que se usaron en la simulación. Los modelos de turbulencia que se utilizaron fueron el $k-\epsilon$ standard, $k-w$, Reynolds Stress (RSM), y Spalart-Allmaras. Las simulaciones del modelo numérico se realizaron únicamente para caudal nominal con el objetivo de que una vez que se obtuviese el modelo de turbulencia más apropiado, se pudieran realizar el resto

5.3.1.1 Distribución del flujo a la salida del rodete

Se puede estudiar la distribución global del flujo a la salida del rodete analizando el perfil de velocidad axisimétrica en ese punto. De esta manera se conoce el comportamiento global del flujo una vez que ha pasado por los álabes.

En la Figura 5-27 se muestra en el eje de abscisas tanto la velocidad axial (al izquierda de la figura) como la tangencial (parte derecha de la figura) a la salida del rotor a lo largo de la envergadura de la máquina. En la figura se representan los resultados correspondientes a los distintos modelos de turbulencia empleados junto con los datos extraídos de medidas experimentales. Como puede comprobarse en la figura, el perfil de velocidad axial es bastante uniforme en la zona central del ventilador para cualquiera de los modelos de turbulencia, en cambio tanto en la base como en la punta se produce un importante gradiente de velocidad axial, debido a la condición de contorno impuesta en ese punto, este gradiente está presente en una zona de un 20% de la envergadura tanto en la zona de la base como en la zona de la punta. Como puede verse en la zona de la punta para el modelo experimental ese gradiente no es tan grande sino que se produce de manera más suave desde un punto al 90% de la envergadura. Esta diferencia de comportamiento puede ser debida a que en ese punto el modelo numérico necesitaría un mallado más fino y además en este modelo numérico no se ha tenido en cuenta el huelgo de punta de la máquina. En la zona del cubo de la máquina este efecto es mayor para el caso experimental que para el numérico, pero como ya se había visto en el análisis de los resultados del caso experimental en ese punto hay un ligero problema de posicionado de los álabes. Por otro lado no hay una gran diferencia entre los diferentes perfiles de velocidad axial para los distintos modelos de turbulencia.

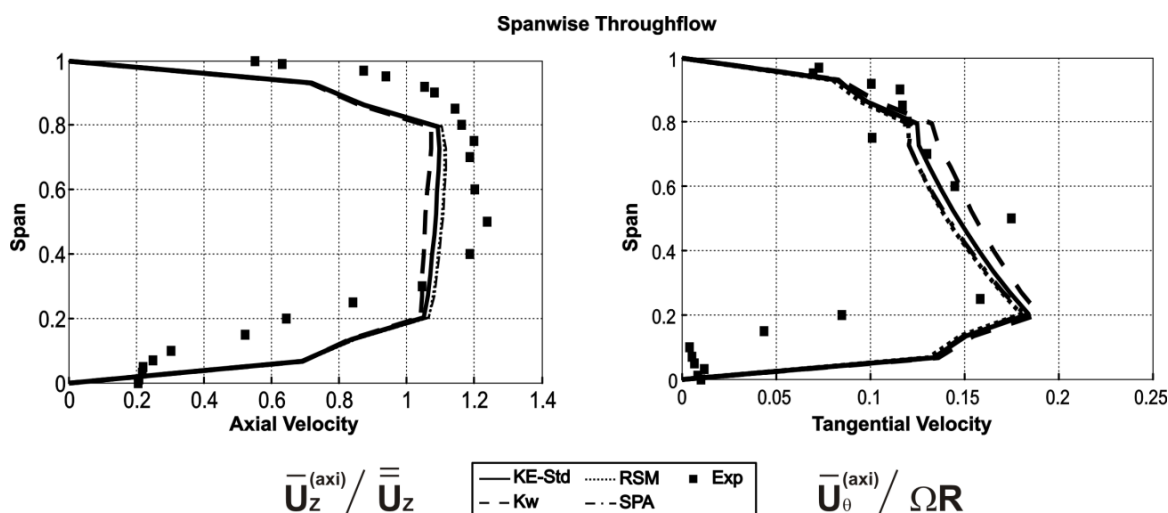


Figura 5-27: Comparación entre los resultados numéricos y los experimentales de los valores de velocidad axial media y de velocidad tangencial media detrás del rotor.

Si se analiza la distribución de la velocidad tangencial se comprueba que el mismo efecto de capa límite se presenta para esta variable. En la zona central de la gráfica se puede comprobar que la velocidad tangencial va variando de base a punta conforme a lo esperado en un perfil diseñado según la teoría de vórtice libre. Como se puede observar, en lo que se refiere a la distribución de flujo global a la salida del rotor el modelo numérico reproduce fielmente el comportamiento que tiene el flujo en el interior de la soplante para cualquiera de los modelos de turbulencia analizados.

Aunque no se tienen datos de la variación de la velocidad radial a lo largo del perfil del álabe para el modelo experimental, en el caso del modelo numérico se puede conocer su distribución en esta zona, gracias a la tridimensionalidad del modelo. En la Figura 5-28 se muestra la distribución de la velocidad radial a lo largo de la envergadura del álabe como porcentaje de la velocidad axial media. En la zona central del rodete aparece una cierta velocidad radial (del orden del 0.8% de la velocidad media del flujo) que hace que el flujo en el interior de la máquina se desplace ligeramente hacia arriba. Los valores de esta velocidad radial son mayores para los modelos de turbulencia $k-\varepsilon$ standard y $k-w$, correspondiendo a este último el mayor valor.

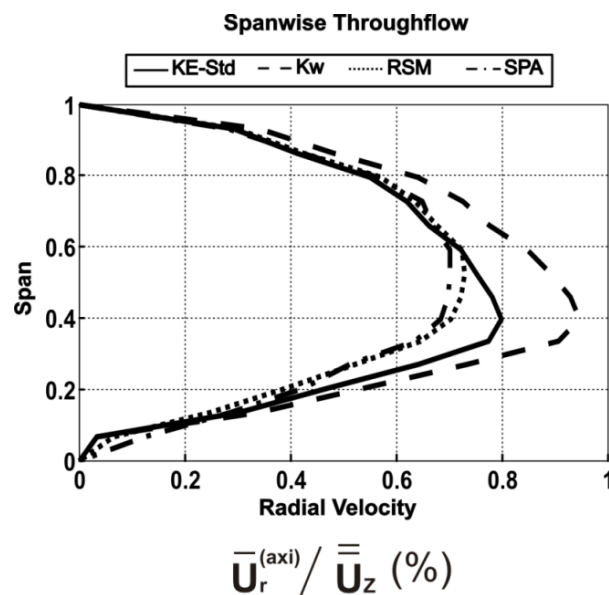


Figura 5-28: Comparación entre los resultados numéricos de los valores de velocidad radial media detrás del rotor.

5.3.1.2 Campos no estacionarios de velocidades a la salida del rodete.

Como se expuso en apartados anteriores el flujo en el interior de la máquina presenta una clara naturaleza no estacionaria, por lo tanto se hace necesario estudiar como el modelo numérico reproduce esa característica no estacionaria del flujo. Como se está analizando la zona después del rotor los resultados que se presentan son en el marco relativo, para poder mostrar los efectos del paso de álabe sobre los resultados.

En la Figura 5-29 se muestran los mapas de velocidad axial adimensionalizada a la salida del rodete tanto para el caso experimental como para los distintos modelos de turbulencia. Se comprueba que la velocidad axial se mueve entre valores de 0 a 1.2 de la velocidad media del flujo. Como se observa en la figura todos los modelos de turbulencia son capaces de captar el paso de álabe y en todos aparece tanto en la base como en la punta una zona que corresponde a la capa límite en esos puntos. En la zona de la punta esa capa límite es mucho mayor que para el caso experimental ya que hay una ligera falta de mallado en esos puntos y además, el modelo numérico no presenta huelgo de punta. Algunos de los modelos reproducen mejor la distribución del flujo que otros, por ejemplo el modelo $k-w$ no simula con precisión la distribución del flujo a través del canal, en cambio el modelo RSM sí que es capaz de reproducirla. También, se puede apreciar como el valor de la velocidad axial es menor en los modelos numéricos frente al caso experimental, esto es debido a que los modelos numéricos presentan una mayor uniformidad del flujo, y aunque visualmente reproducen los efectos de paso de

álabe, no pueden reproducir la caída de velocidad axial que este fenómeno produce. Lo que muestran estos mapas de velocidad axial es que los modelos que más se adaptan al funcionamiento de la máquina son el modelo $k-\varepsilon$ y el RSM.

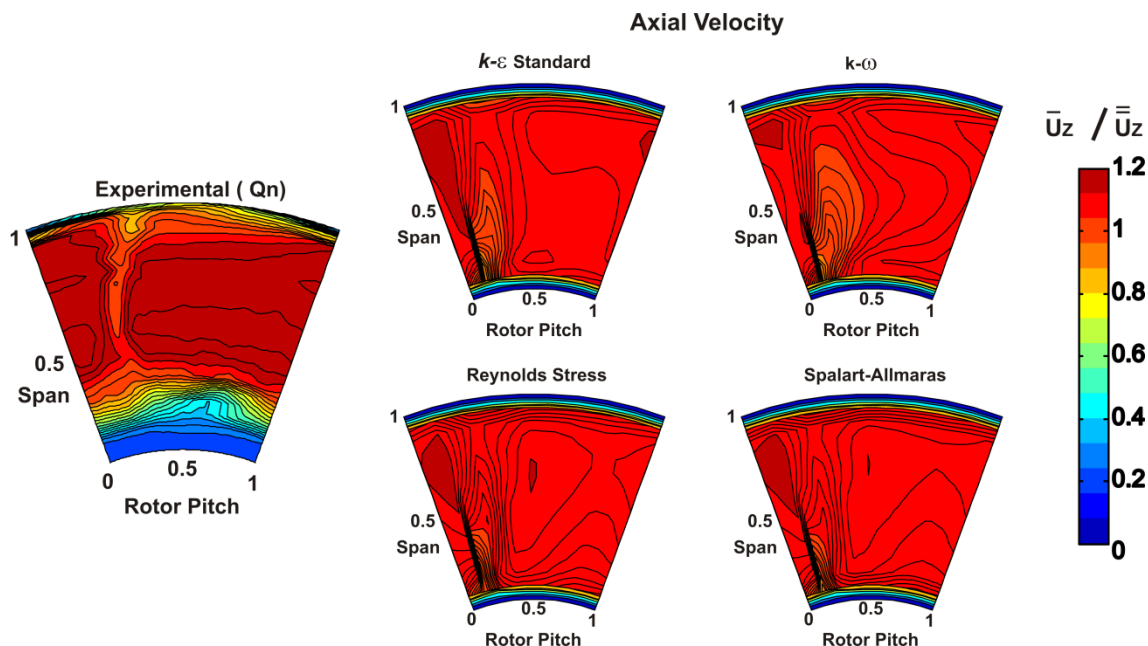


Figura 5-29: Comparación de los valores de velocidad axial en un sector detrás del rotor entre los resultados numéricos y los experimentales.

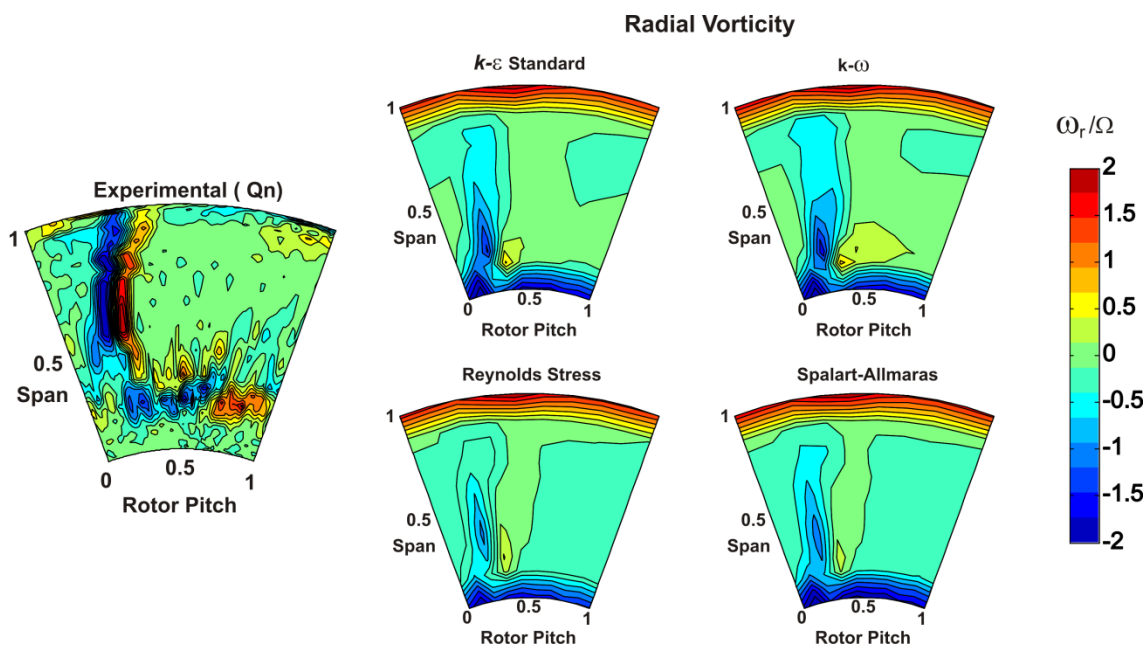


Figura 5-30: Comparación de los valores de vorticidad radial en un sector detrás del rotor entre los resultados numéricos y los experimentales.

Otra de las variables que se debe estudiar es la vorticidad ya que influye en la generación de turbulencia. En la Figura 5-30 se muestran los valores de la vorticidad adimensionalizada tanto para los cuatro modelos de turbulencia analizados como para el caso experimental. Los valores de la vorticidad se encuentran acotados entre 2 y -2 veces la velocidad de giro de la máquina. Como se puede observar en la figura en el caso experimental aparece claramente reflejado a partir del 50% de la envergadura el efecto de la estela del rodete con la formación de dos vórtices uno girando en

sentido contrario que el otro. Pero en el caso de los modelos numéricos este efecto se ve muy suavizado y además centrado en la parte baja del álabe lo que conduce a pensar que el modelo numérico no está siendo capaz de reproducir los fenómenos turbulentos que se producen en el flujo dentro de la soplante, ya que, ninguno de los modelo de turbulencia se acerca a los valores que presenta el caso experimental. Cuando se estudia con detenimiento los casos numéricos se observa como en todos ellos aparece una zona en la punta del álabe donde se produce un aumento de la vorticidad que está asociado al gradiente de velocidades que se produce en la capa límite y que es sobre todo debido a que en el modelo no se encuentra implementado el huelgo de punta de la máquina.

5.3.1.3 Trazas temporales a la salida del rodete.

Como se ha observado en los campos de velocidades, si bien el modelo es capaz de reproducir las estelas de los álabes de la máquina, no puede reproducir fielmente la caída de velocidad que se produce en la misma. Para estudiar con más detalle qué está sucediendo en esa sección del ventilador se presentan las trazas temporales para una sección radial correspondiente al 75% de la envergadura del álabe.

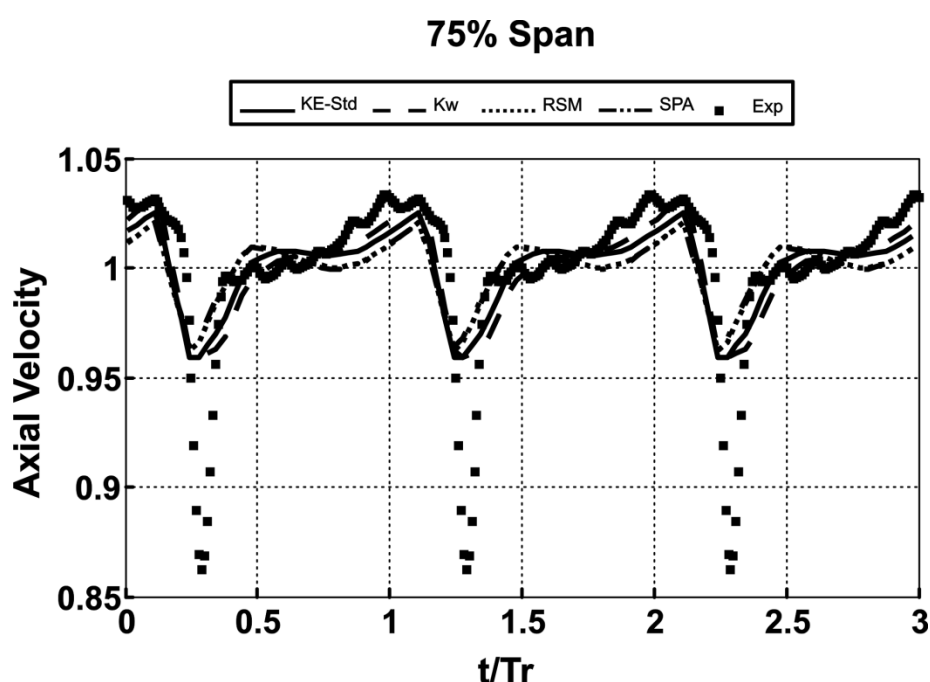


Figura 5-31: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial al 75% del Span detrás del rotor.

En la Figura 5-31 se muestra la traza temporal para la velocidad axial adimensionalizada tanto para el caso experimental como para cada uno de los modelos de turbulencia estudiados. En el eje de abscisas se muestra el tiempo entre el tiempo de paso de rodete, reproduciéndose tres pasos de álabe, mientras que en el eje de ordenadas se muestra la velocidad axial adimensionalizada por la velocidad media del flujo. A simple vista, en la figura se puede comprobar cómo los modelos numéricos no son capaces de reproducir la caída de la velocidad axial que se produce con el paso de álabe. En el caso experimental esa caída llega hasta casi un valor de 15% de la velocidad media del flujo, mientras que para el modelo numérico esa caída es de apenas un 5%. Es evidente, por tanto, que ninguno de los modelo de turbulencia es capaz de simular con precisión el efecto de la estela del rotor sobre el resto del flujo.

En cuanto a la componente tangencial en la Figura 5-32 se muestra su traza temporal adimensionalizada por la velocidad de punta del álabe. En la figura en el caso de la velocidad tangencial el valor de aumento de la velocidad tangencial debido al paso del rodete sí que es captado perfectamente por alguno de los modelos de turbulencia. Además, se pueden ver claras diferencias de

comportamiento de los mismos. Como se puede comprobar en la gráfica para el caso experimental después del paso del álabe la velocidad tangencial cae y empieza una pequeña subida hasta caer un poco y vuelve a pasar otro álabe, ese efecto es reproducido por los modelos RSM y Spalart-Allmaras. Sin embargo, los modelos $k-\epsilon$ standard, y $k-w$ no son capaces de reproducirlo, de hecho en esos casos no se produce esa ligera subida de la velocidad tangencial. Lo que no se consigue en ninguno de los modelos es captar perfectamente el tiempo en el que se produce el paso de álabe ya que el periodo para el caso experimental es más pequeño que el periodo de cualquiera de los modelos simulados. Aun así se puede decir tanto para el caso del modelo RSM como para el del Spalart-Allmaras que ambos describen con bastante fiabilidad el comportamiento de la velocidad tangencial.

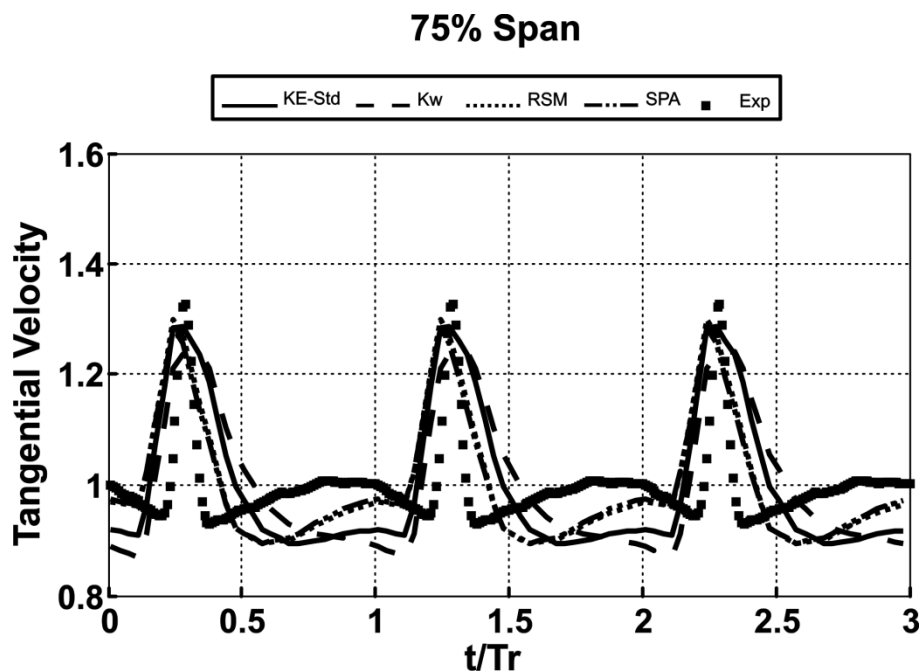


Figura 5-32: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad tangencial al 75% del Span detrás del rotor.

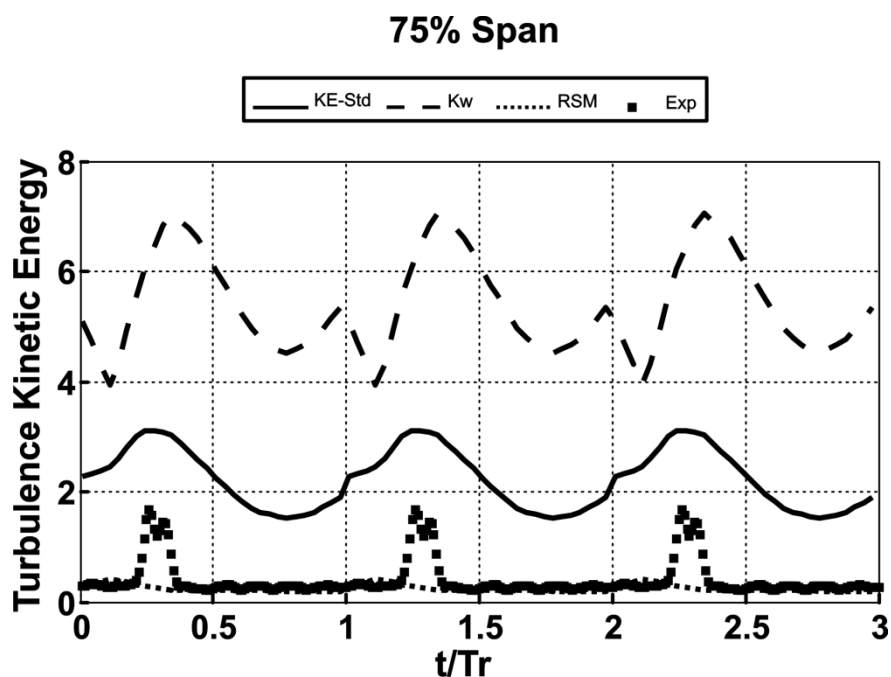


Figura 5-33: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de energía cinética turbulenta al 75% del Span detrás del rotor.

Por último se debe estudiar la transferencia de energía hacia el fluido que viene caracterizado por la energía cinética turbulenta. Este parámetro no se puede usar en el caso del modelo Spalar-Allmaras porque este modelo tiene en cuenta la viscosidad turbulenta. En la Figura 5-33 se muestra la energía cinética turbulenta para el caso experimental y para los tres modelos de turbulencia que se estudian. Como se observa en la figura ninguno de los modelos de turbulencia es capaz de reproducir la transferencia de energía entre el rodete y el fluido. En el caso del modelo $k-\varepsilon$, los valores de energía son demasiado altos en comparación con los resultados experimentales, aunque si que llega a reproducir parte del efecto debido al paso de álabe. El valor de la energía cinética turbulenta en el modelo $k-w$ no es tan alta como en el caso del modelo $k-\varepsilon$ aunque se pierde parte del efecto que tiene el paso de álabe. En cuanto al modelo RSM, se puede ver que no es capaz de reproducir la influencia de los efectos no estacionarios en la energía cinética turbulenta.

5.3.2 Comparación de los resultados numéricos y experimentales a la salida de la soplante.

Otro punto que debe ser analizado en la máquina es la sección a la salida de la máquina justo aguas abajo del stator. En este punto se pueden observar en el flujo los efectos de interacción de las estelas de los álabes y las directrices. Detrás del stator existen dos puntos de especial relevancia: el primero se localiza en el centro del canal y el segundo se situa en un punto en la estela de las directrices.

5.3.2.1 Trazas temporales en un punto en el centro del canal del stator.

Para conocer la evolución del flujo se ha escogido una sección en la que el patrón del mismo es uniforme y que se corresponde a una sección al 75% de la envergadura. En la Figura 5-34 se muestra la comparación entre las trazas temporales tanto para el caso experimental como para los numéricos. En la figura se aprecia que en el caso experimental todavía se captan las estelas del rotor que pasan a través del stator. En cambio, ninguno de los modelos numéricos es capaz de captar este efecto, si bien es cierto que presentan una forma sinusoidal que parece estar en fase con la frecuencia de paso de álabe. Esto quiere decir que el modelo numérico filtra los efectos de las estelas y uniformiza el flujo mucho antes que en el modelo experimental.

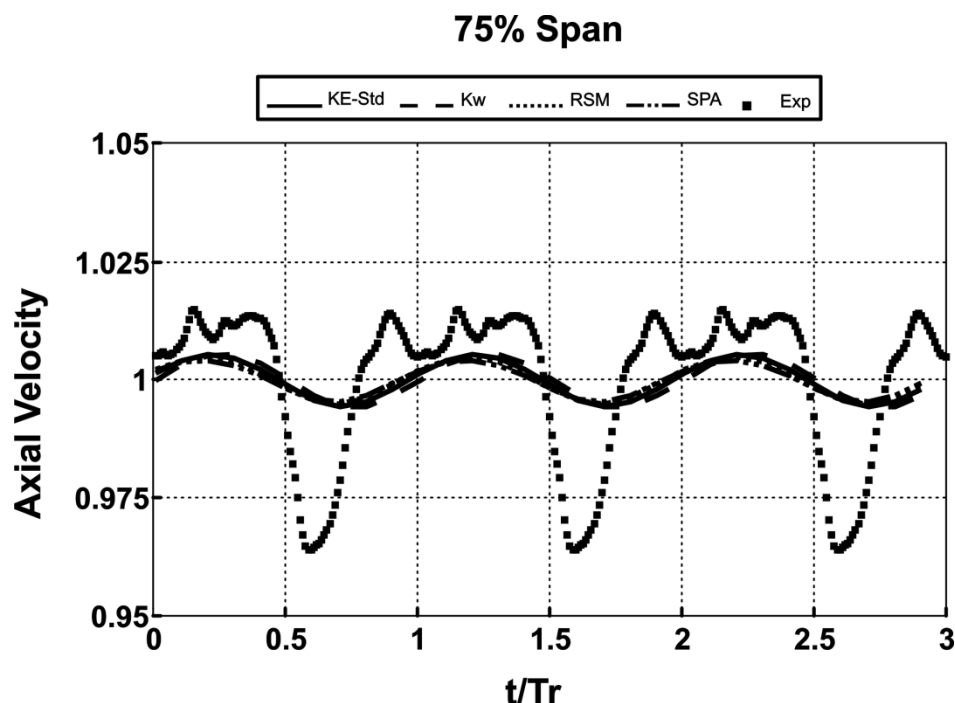


Figura 5-34: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial al 75% del Span en un punto en el centro del canal detrás del stator.

Se observa un efecto similar cuando se analiza la velocidad tangencial. En la Figura 5-35 se muestran las trazas temporales de velocidad tangencial tanto para el caso experimental como para el modelo numérico. Como se aprecia en la figura el modelo $k-\omega$ sobrestima el valor de la velocidad en cada uno de los puntos llegando a alcanzar valores de hasta 2.5 veces la velocidad de punta de la máquina. Este mismo efecto se produce en el modelo $k-\varepsilon$, aunque en este caso el valor máximo es bastante menor (1.8 veces la velocidad punta del álabe). Los modelos que más se acercan al valor medio del caso experimental son el modelo RSM y aún más el Spalart-Allmaras, cuyos valores medios se encuentran cercanos a 1. Aun así, ninguno de los modelos es capaz de reproducir forma de la traza del flujo en ese punto.

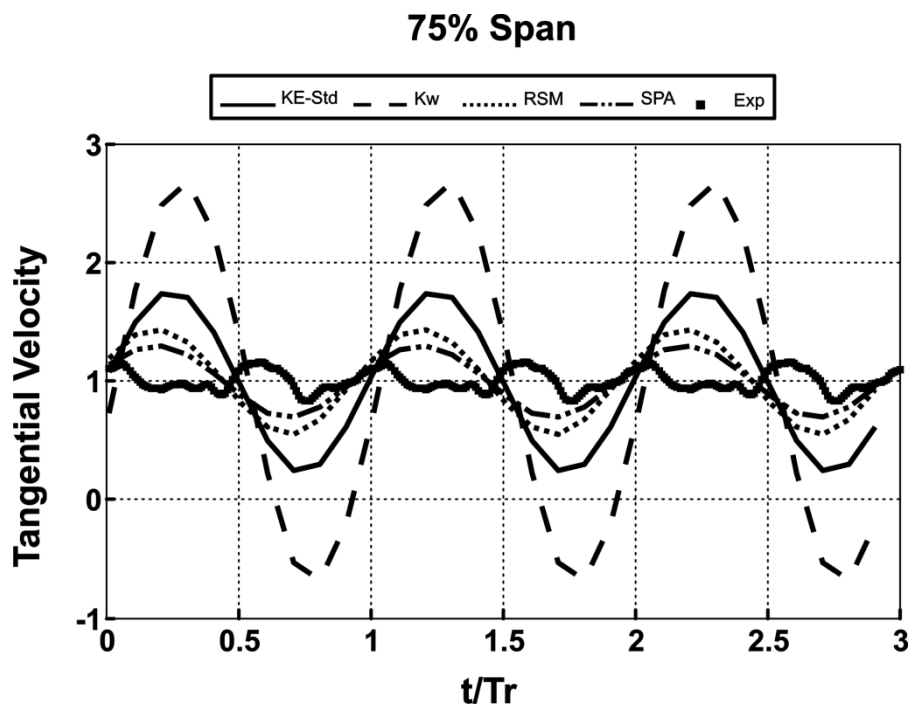


Figura 5-35: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad tangencial al 75% del Span en un punto en el centro del canal detrás del stator.

Como se ha visto en las gráficas anteriores, ninguno de los modelos de turbulencia es capaz de reproducir el proceso de difusión de las estelas que se produce en el flujo y que está relacionado con la eficiencia de la cesión de energía entre el fluido y etapa. Para comprobar si esta transmisión de energía es reproducida correctamente por los modelos se puede estudiar la evolución de la energía cinética turbulenta.

En la Figura 5-36 se muestran las trazas temporales de la energía cinética turbulenta tanto para cada uno de los modelo de turbulencia como para el caso experimental. No es posible representar el modelo Spalart-Allmaras en la gráfica ya que en este modelo no se obtiene como resultado la energía cinética turbulenta sino la viscosidad turbulenta. Como se observa en la figura, el modelo $k-\omega$ sobrestima la energía cinética turbulenta en cada uno de los puntos, llegando a tomar valores del hasta 1.5 veces el cuadrado de la velocidad de punta de la máquina. Este mismo efecto se produce en el caso del modelo $k-\varepsilon$, aunque este modelo el valor máximo que predice es más pequeño. En cambio el modelo RSM no es capaz de llegar a los valores de energía cinética turbulenta que se están generando en el flujo. Esto se debe a dos factores: por un lado, el modelo no es capaz de reproducir correctamente las estructuras de flujo en el interior de la turbomáquina y, por otro, se modelo necesita una discretización espacial mayor parar predecir los valores de energía cinética turbulenta que se presentan en el flujo. También se puede destacar en la figura que ninguno de los modelos de turbulencia puede reproducir la forma de la traza que presenta el caso experimental ya que, de la misma manera que pasaba con la velocidad así el efecto del paso de las estelas del rotor a través del canal del stator es completamente enmascarado por el modelo de turbulencia utilizado.

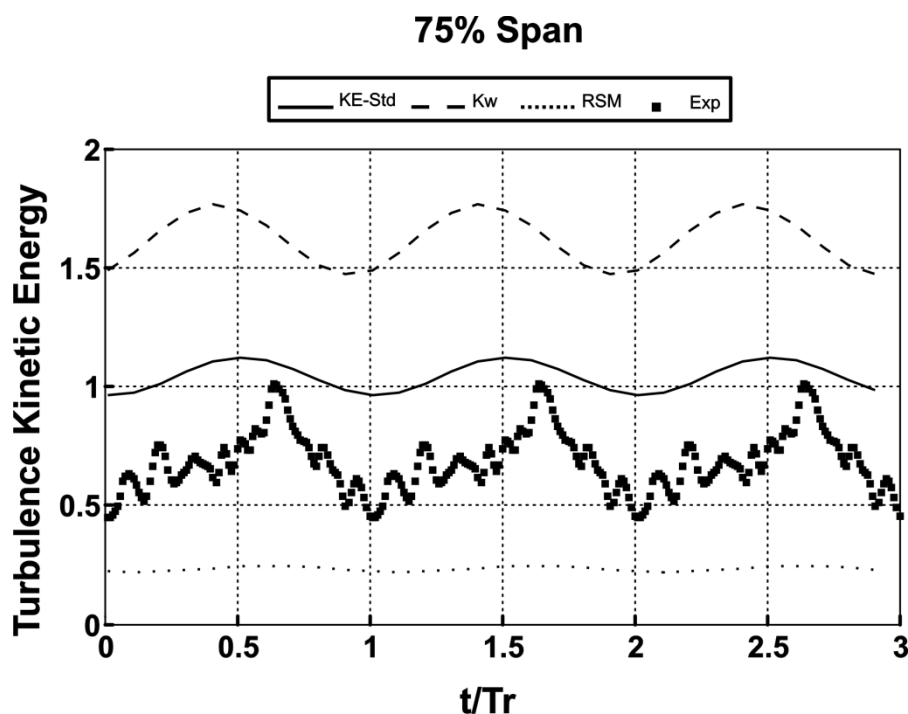


Figura 5-36: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de energía cinética turbulenta al 75% del Span en un punto en el centro del canal detrás del stator.

Ninguno de los modelos de turbulencia es capaz de predecir el proceso de difusión de estelas que se produce en la zona del canal del stator. En el siguiente apartado se analiza un punto de la estela del stator.

5.3.2.2 Trazas temporales en un punto en la estela del stator.

El flujo a la salida de la máquina está claramente influenciado por las estelas que se generan a la salida del stator. Del estudio de la difusión de las estelas al resto del flujo y de su interacción con las estelas del rotor se puede conocer el comportamiento global de la máquina. Además, estas estructuras del flujo tienen una gran influencia en la capacidad de transmisión de energía al fluido que tiene la soplante.

Para analizar la capacidad de los distintos modelos de turbulencia para reproducir la formación de las estelas en la parte posterior de las directrices se estudian las trazas temporales. En la Figura 5-37 se muestra una comparación de las trazas temporales en un punto en la estela del stator localizado en una sección al 75% de la envergadura tanto para el caso experimental como para los numéricos para. Como se observa en la figura, la traza experimental muestra con claridad la estela del stator, se puede ver en los puntos en los que la velocidad axial baja hasta valores del 98% de la velocidad media del flujo. Sin embargo, si se observan los resultados extraídos del modelo numérico para cualquiera de los modelos de turbulencia utilizados, se comprueba que ninguno de ellos es capaz de predecir esta estructura de flujo, aunque se muestra cierta periodicidad en la gráfica. La señal temporal se encuentra desfasada respecto a la obtenida en la Figura 5-34 debido al efecto que el stator tiene en las estelas del rotor. En este punto sí que existen diferencias entre los distintos modelos de turbulencia: mientras los modelos Spalart-Allmaras y RSM presentan solamente un pequeño desfase, para los modelos $k-\varepsilon$ y $k-\omega$ este desfase es mayor.

En la Figura 5-38 se muestran las trazas temporales de velocidad tangencial para los diferentes casos de estudio. De la comparación de los resultados numéricos y experimentales se deduce que ninguno de los modelos de turbulencia analizados es capaz de reproducir la distribución temporal de la velocidad tangencial en un punto de la estela del stator. Al observar la gráfica se deduce que ni el valor que alcanza la velocidad tangencial ni la forma de la misma es reproducida por cualquiera de los

modelos de turbulencia. Sí se puede decir que tanto el modelo RSM como el Spalart-Allmaras presentan una periodicidad similar a la experimental.

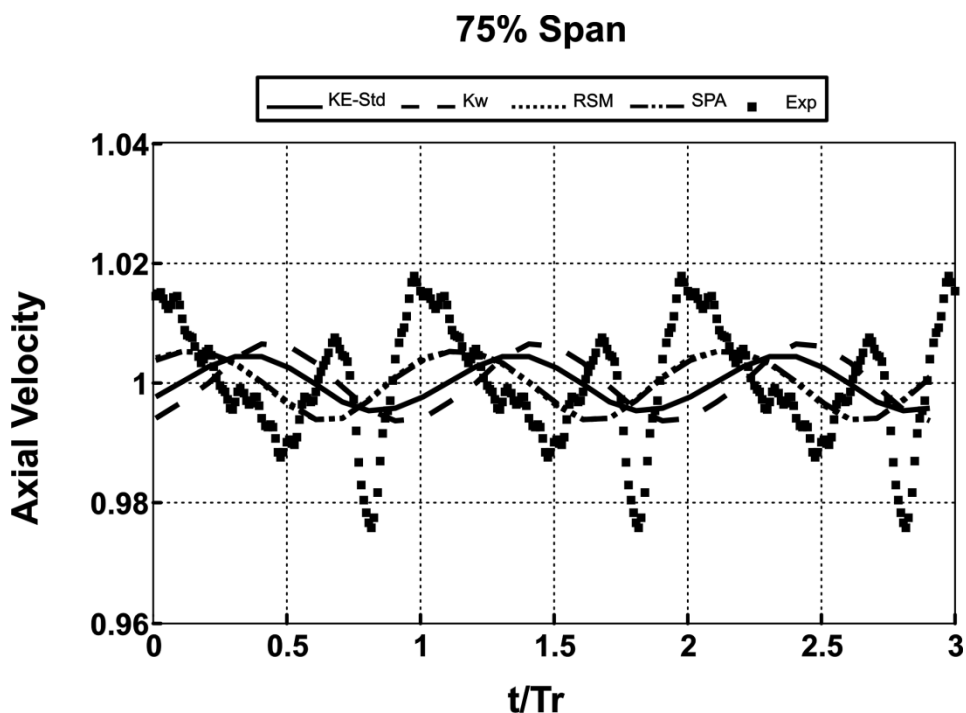


Figura 5-37: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial al 75% del Span en un punto de la estela del stator.

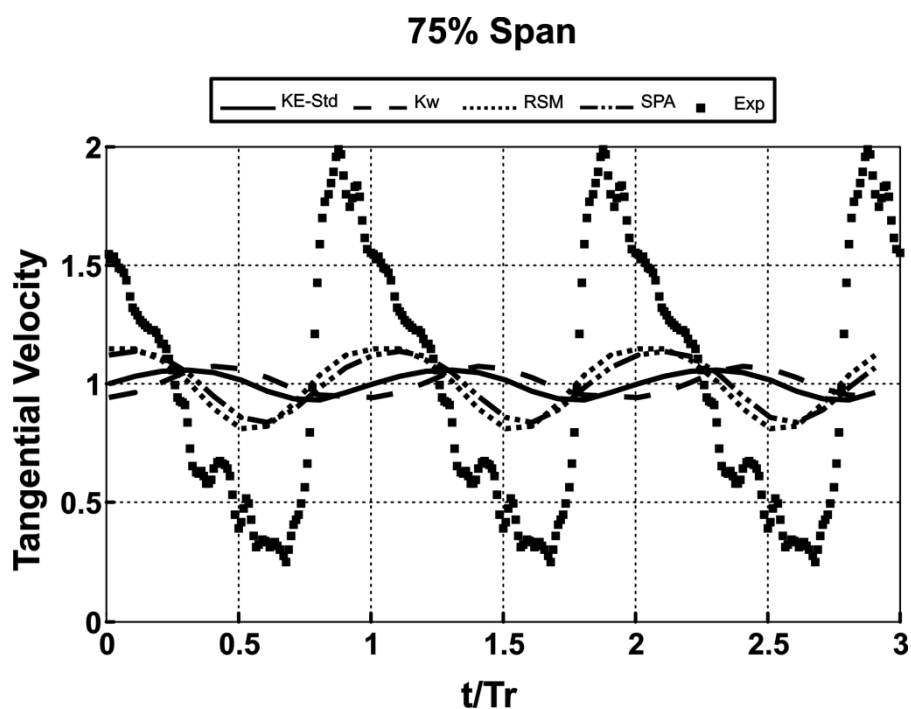


Figura 5-38: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad tangencial al 75% del Span en un punto de la estela del stator.

Para conocer mejor el comportamiento de cada uno de los modelos de turbulencia en este punto de la máquina se puede comparar la evolución temporal de la energía cinética en la estela del stator. En la Figura 5-39 se muestran las trazas temporales correspondientes a la energía cinética turbulenta.

Como se aprecia en la figura, ninguno de los modelos de turbulencia es capaz de reproducir la transferencia de energía que se produce en la estela del stator: los modelos $k-\varepsilon$ y $k-\omega$ sobrestiman los niveles de turbulencia mientras que el modelo RSM no es capaz de llegar a ellos.

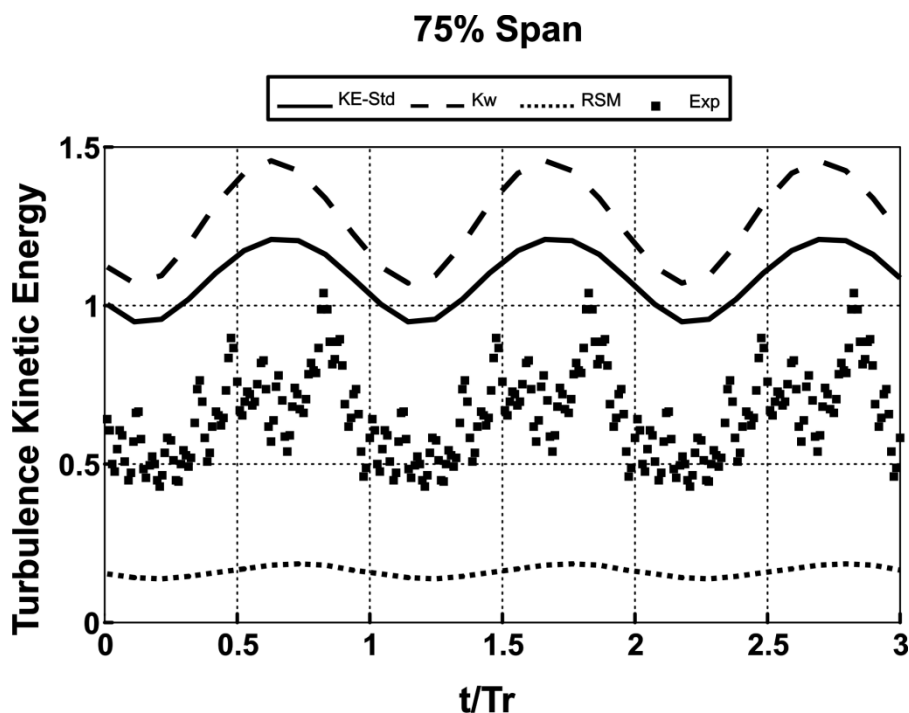


Figura 5-39: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de energía cinética turbulenta al 75% del Span en un punto de la estela del stator

De la comparación entre los resultados numéricos con los experimentales se deduce que ninguno de los modelos de turbulencia utilizados es capaz de predecir el comportamiento del flujo en el interior de la soplante y, por tanto, se debe buscar otro método para poder simular correctamente las estructuras del flujo en el ventilador.

5.4 Resultados del modelo 2.5D.

Debido a la ineficacia de los diferentes modelos de turbulencia usados en el modelo 3D para reproducir las estructuras de flujo presentes en la máquina, se buscaron nuevas soluciones basadas, en esquemas LES que permiten modelar las estructuras vorticales de las estelas. El problema que se presenta con el esquema LES es que la resolución de las escalas de la turbulencia está íntimamente ligada al tamaño de la malla, y por tanto ésta, debe ser muy fina en los puntos en los que se quiere resolver con gran resolución la turbulencia. Siendo ésta una máquina tan grande, la capacidad de cálculo de que se dispone en el área es insuficiente para poder modelar la máquina completa en tres dimensiones. Por tanto, se decidió escoger una sección significativa de la misma y, mediante una extrusión, realizar un modelo 3D de la sección, que se simuló posteriormente utilizando un esquema LES. Es necesario realizar esa extrusión por que el esquema LES requiere de un modelo 3D debido a la naturaleza tridimensional de la vorticalidad. Los únicos resultados válidos eran los de la sección cuya geometría correspondía a la sección central de la máquina, por eso el modelo se denomina 2.5D. Los resultados del éste modelo se compararon con los obtenidos de manera experimental.

5.4.1 Comparación de los resultados experimentales con los resultados numéricos para la disposición rotor-stator.

Para la comparación de los resultados se buscaron los puntos más importantes de la máquina, en los que se puede ver perfectamente la estructura del flujo; a la salida del rodete y a la salida del stator. En

estos puntos se buscó la sección objeto de estudio que correspondía aproximadamente a una posición radial al 75% de la envergadura.

5.4.1.1 Trazas temporales a la salida del rodete.

Para comprobar que el modelo numérico es capaz de reproducir las estructuras presentes en el flujo se realiza una comparación entre las trazas temporales que se obtuvieron a partir de los resultados experimentales con las que se obtienen de los datos extraídos del modelo 2.5D. En este caso se analizan dos parámetros relevantes, tanto para definir el comportamiento global de la máquina como para estudiar las estructuras turbulentas del flujo: el primero es la velocidad axial y el segundo la viscosidad turbulenta. En lugar de este último parámetro, en apartados anteriores se estudiaba la energía cinética turbulenta, ya que este parámetro se puede obtener directamente de los datos experimentales. Además, en muchos de los modelos de turbulencia que vienen implementados en los códigos CFD se puede obtener el valor de la energía cinética turbulenta en cada punto. Sin embargo, esto no es posible cuando se utiliza un esquema LES ya que el parámetro de modelización con el que trabaja es la viscosidad turbulenta. Por tanto, se debe relacionar de alguna manera la viscosidad turbulenta con la energía cinética turbulenta para poder realizar una comparación de los datos numéricos y experimentales.

Las escalas de la energía cinética turbulenta están relacionadas con las escalas de la viscosidad turbulenta según la siguiente expresión (Pope, 2000):

$$TKE \sim \left(\frac{\Delta^4}{\ell}\right)^{-\frac{2}{3}} \mu_T^2 \quad (5-8)$$

donde $\frac{\Delta^4}{\ell}$ representa el factor de escala que depende del tipo de filtro usado en el modelo de Smagorinsky-Lilly. No es fácil tener una estimación de este factor, que incluye el tamaño del filtro LES así como el valor de la longitud de escala integral. De todas formas, se puede expresar en una primera aproximación que este factor de escala es una constante de proporcionalidad que se puede obtener de los resultados del modelo y que sería necesario ajustar en cada caso. Por tanto:

$$\mu_T \simeq k_\mu TKE^{\frac{1}{2}} \quad (5-9)$$

De esta manera se obtendrían los resultados de viscosidad turbulenta a partir de los datos de energía cinética turbulenta obtenidos de los ensayos realizados en el laboratorio.

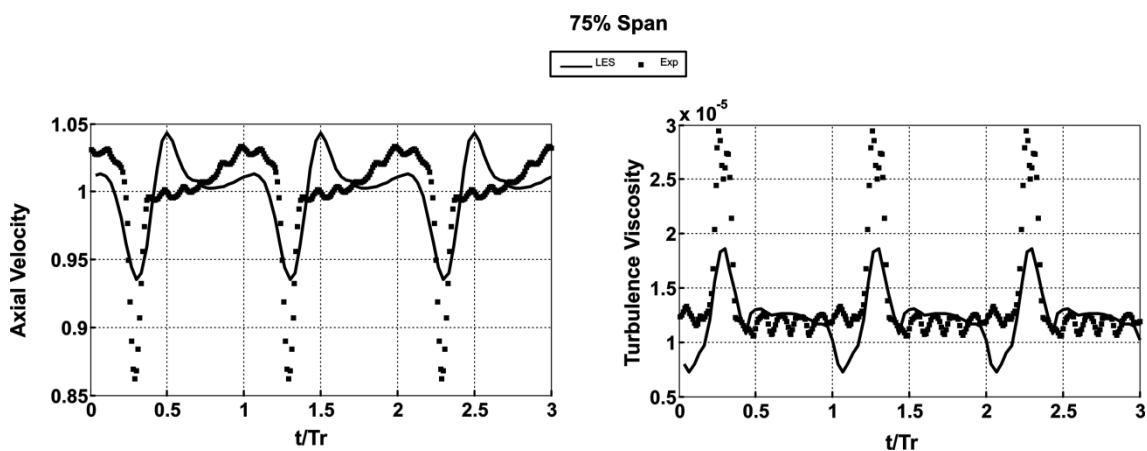


Figura 5-40: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial y de viscosidad turbulenta al 75% del Span detrás del rotor para caudal nominal.

En la Figura 5-40 se muestran las trazas temporales tanto de la velocidad axial (a la izquierda de la gráfica) como de la viscosidad turbulenta (a la derecha) en una sección al 75% de la envergadura para el caso experimental y para el modelo numérico. Como se observa el modelo numérico es capaz de predecir la estructura del flujo a la salida del rotor ya que, en la gráfica se distinguen perfectamente las estelas del mismo. Sin embargo, en el caso del modelo numérico la pérdida de velocidad axial en la zona de la estela no es tan acusada como en el caso experimental, aunque la diferencia entre uno y otro tan sólo es del 10%. Destacan los picos de velocidad axial que se producen después de las estelas de los álabes ($t/T_r = 0.5$, $t/T_r = 1.5$, $t/T_r = 2.5$). Pare razonable deducir que si se hubiese realizado un promediado temporal de las simulaciones numéricas, estos picos que aparecen en instantes temporales de la simulación desaparecerían y la forma de la traza se asemejaría notablemente a la experimental.

En la gráfica de la viscosidad turbulenta se aprecia cómo los valores de esta variable son semejantes tanto para el caso experimental como para el modelo numérico. Sin embargo, para el caso experimental los valores máximos de la viscosidad turbulenta son algo mayores que para el modelo numérico. En cualquier caso, se puede asegurar que el esquema LES es capaz de reproducir la forma de la señal experimental con cierta solvencia.

5.4.1.2 Trazas temporales a la salida del stator.

Para la sección a la salida del stator en una posición correspondiente al 75% de la envergadura se estudian dos puntos importantes: uno situado zonas centrales, libres de la influencia de estelas y otro en la estela del mismo.

En la Figura 5-41 se muestran las trazas temporales correspondientes a la velocidad axial y a la viscosidad turbulenta en un punto que se encuentra situado en el centro del canal del stator. Los valores de velocidad axial obtenidos del modelo numérico son idénticos a los que se extraen de los datos experimentales. Además, la forma de la señal experimental de velocidad axial es reproducida perfectamente por el modelo numérico. Nuevamente los resultados numéricos muestran con claridad el efecto del paso de álabes con una disminución de la velocidad axial en esos instantes temporales.

Cuando se analiza la viscosidad turbulenta se observa que los valores medios de esta variable son similares tanto en el caso experimental como en el modelo numérico. Como se comprueba en la Figura 5-41 la forma de la gráfica para el caso experimental es semejante a la forma que presentan los resultados del modelo numérico.

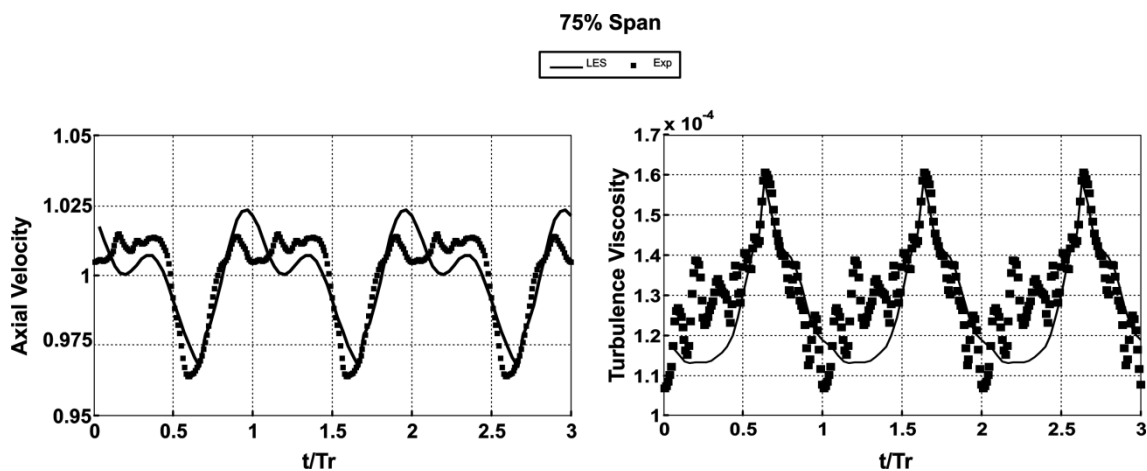


Figura 5-41: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial y viscosidad turbulenta al 75% del Span libre de influencias de estelas detrás del stator para caudal nominal.

En la Figura 5-42 también se muestran las trazas temporales de velocidad axial y de viscosidad turbulenta pero, en este caso, para un punto que se encuentra en la estela del stator. Se observa que el modelo numérico es capaz de reproducir con precisión el comportamiento de la velocidad axial en

este punto. Además, la distribución de la viscosidad turbulenta es la misma para el caso experimental que para el modelo numérico, de lo que se deduce que el modelo numérico es capaz de reproducir los fenómenos de transferencia de energía que tienen lugar en la estela de las directrices.

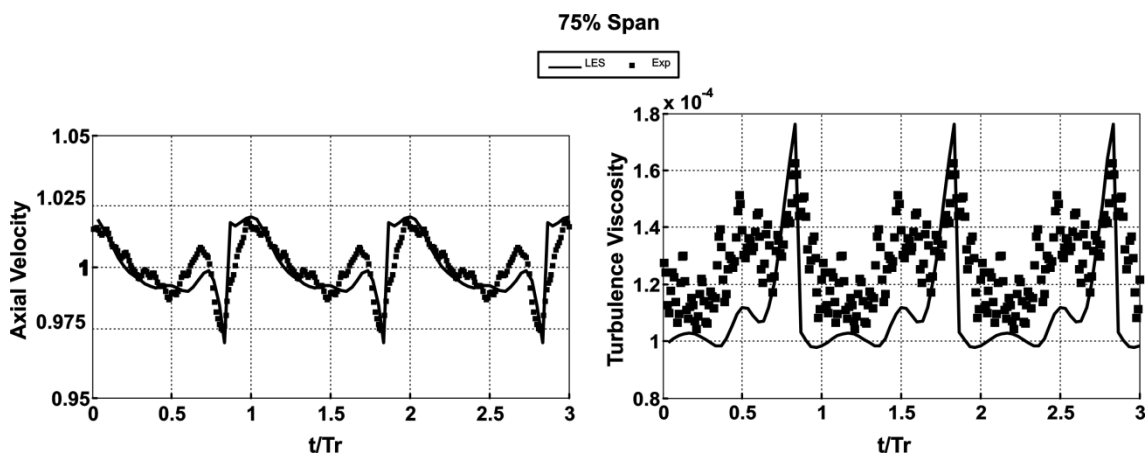


Figura 5-42: Comparación entre los resultados experimentales y los numéricos de los valores de velocidad axial y viscosidad turbulenta al 75% del Span en un punto de la estela del stator para caudal nominal.

A la vista de los resultados se puede concluir que con el modelo numérico 2.5D utilizando una técnica LES es posible reproducir las condiciones del flujo en el interior de la soplante con bastante precisión.

5.4.2 Campos no estacionarios de velocidades para la disposición rotor-stator.

En este apartado se presentan los campos no estacionarios de velocidad para el modelo 2.5 D en la zona del stator. Los mapas muestran dos canales del stator en una zona comprendida entre la salida del rotor y el final de la máquina para un marco de referencia absoluto y una serie de instantes temporales. Como se observa, en la Figura 5-43 (izquierda) el flujo a caudal nominal es ordenado y uniforme con valores de velocidad tangencial casi nulos a la salida del stator. En estos mapas las estelas del stator corresponden a zonas donde el valor de la componente axial de la velocidad disminuye frente al valor medio del flujo. En la figura se observa el paso de las estelas del rotor a través del stator donde la velocidad axial toma valores cercanos a 1.2 veces la velocidad media del flujo. Cuando el flujo abandona el stator, las estelas que vienen del rotor interactúan con las del stator, apreciándose en las estelas del rotor un desfase debido a la diferencia de aceleración que se produce en el flujo entre ambas caras del perfil.

La componente tangencial media del flujo tiende a anularse salvo en las zonas donde se producen los fenómenos debidos a las estelas tanto del rotor como del stator (Figura 5-43, derecha). La corriente a la salida del rotor presenta una componente tangencial con un valor alto; a medida que el flujo atraviesa el stator, el valor de la velocidad tangencial va disminuyendo abandonando las directrices con una componente tangencial casi nula. La componente tangencial a la salida de la etapa toma valores entre -0.05 y 0.05, correspondiendo los valores más altos a los puntos de interacción de ambas estelas y a las propias estelas del stator.

En la Figura 5-44 (Izquierda) se muestran los mapas correspondientes al 85% del caudal nominal, donde se observa que para caudales fuera del de diseño el flujo se vuelve más caótico. Se siguen distinguiendo las estelas del stator aunque pierden rápidamente la continuidad rompiéndose más fácilmente. Se hace mucho más difícil distinguir las estelas del rotor al atravesar el stator y ya no es posible apreciar el efecto de desfase que presentan a la salida de las directrices.

Cuando se analiza la componente tangencial de la velocidad (Figura 5-44, derecha) se observa que el valor medio de la misma a la salida ya no es cero como sucedía a caudal nominal. El flujo que viene del rotor tiene valores de velocidad tangencial mayores, llegando a alcanzar en ciertas zonas 0.3

veces la velocidad de punta del álabe. Además, el flujo a la salida de la máquina ya no presenta una distribución tan uniforme como ocurría a caudal nominal.

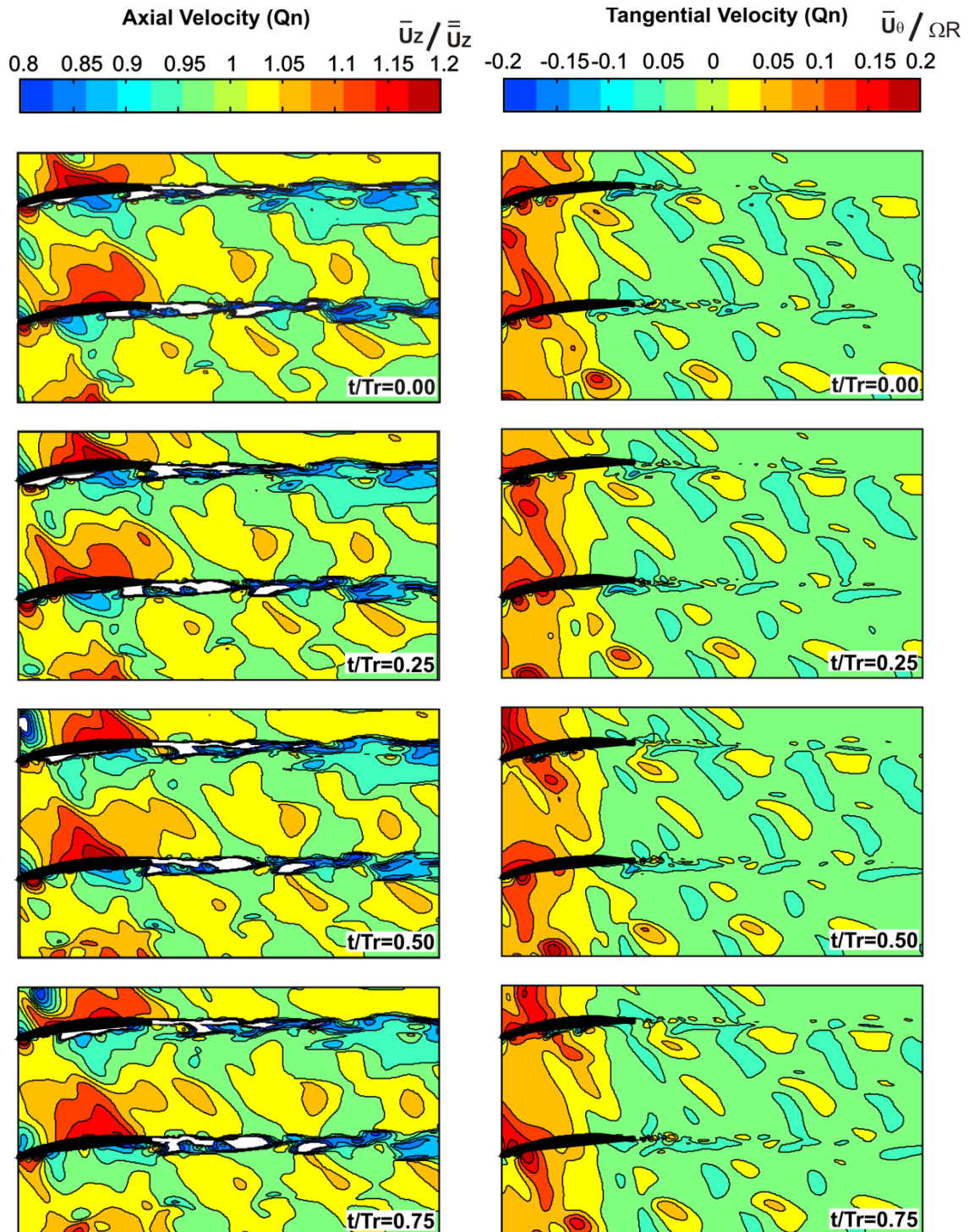


Figura 5-43: Mapa de velocidad axial y tangencial para caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

Finalmente, los mapas de velocidad para el 70% del caudal nominal se muestran en la Figura 5-45. En la componente axial (Izquierda), se observa que el flujo a caudales bajos es muy desordenado, produciéndose desprendimiento incluso en la cara de succión a la entrada de las directrices. Las estelas del stator no están definidas, y la componente axial de la velocidad no muestra estructuras identificables del flujo.

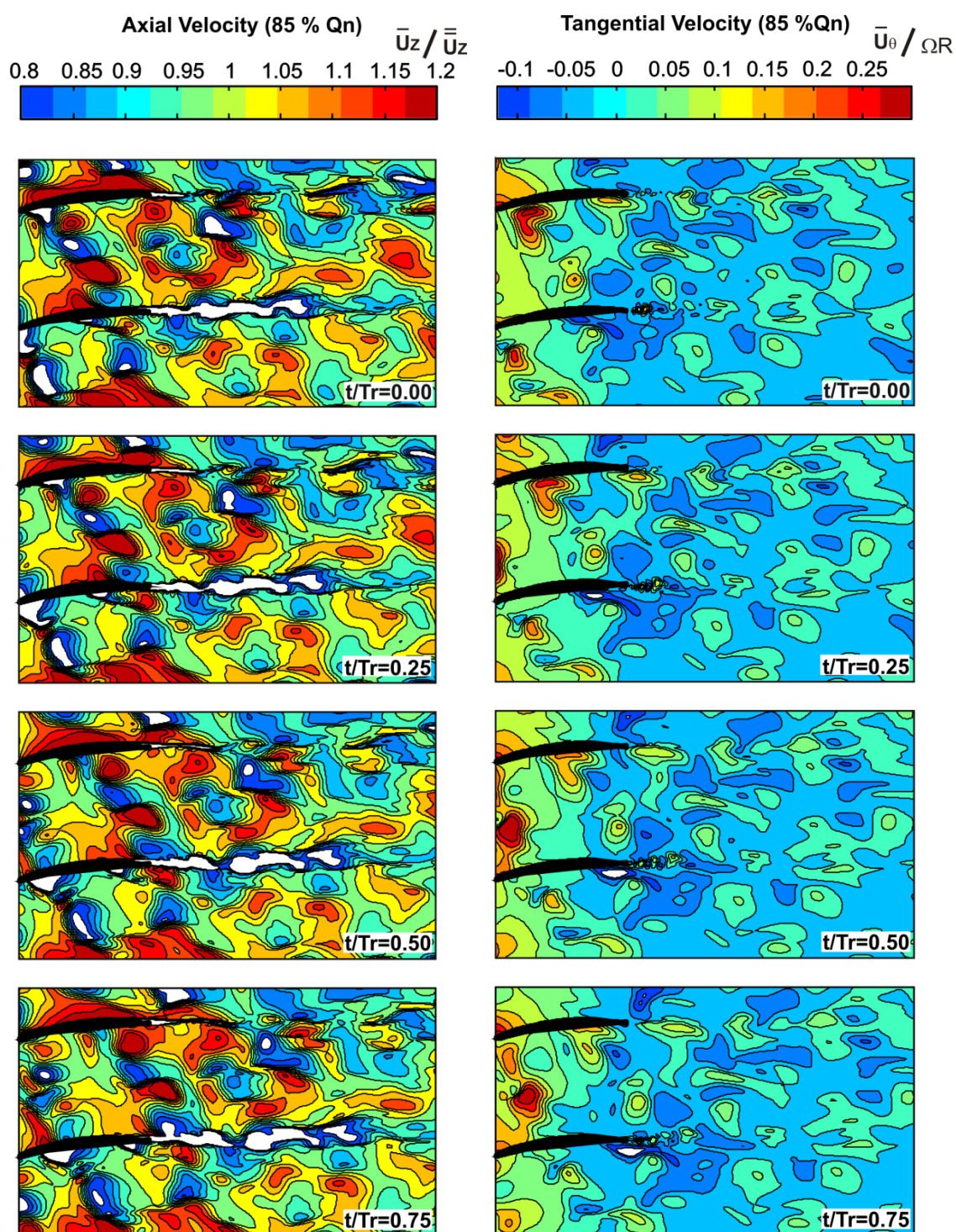


Figura 5-44: Mapa de velocidad axial y tangencial al 85 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

Cuando se analiza la componente tangencial de la velocidad se comprueba que, para caudales bajos, los valores de esta componente son bastante altos y su distribución no es uniforme a lo largo de la sección transversal de la máquina.

A medida que el caudal se aleja del punto de diseño la distribución del flujo se vuelve más desordenada contribuyendo a la generación de turbulencia, y haciendo que las prestaciones de la máquina se vean disminuidas.

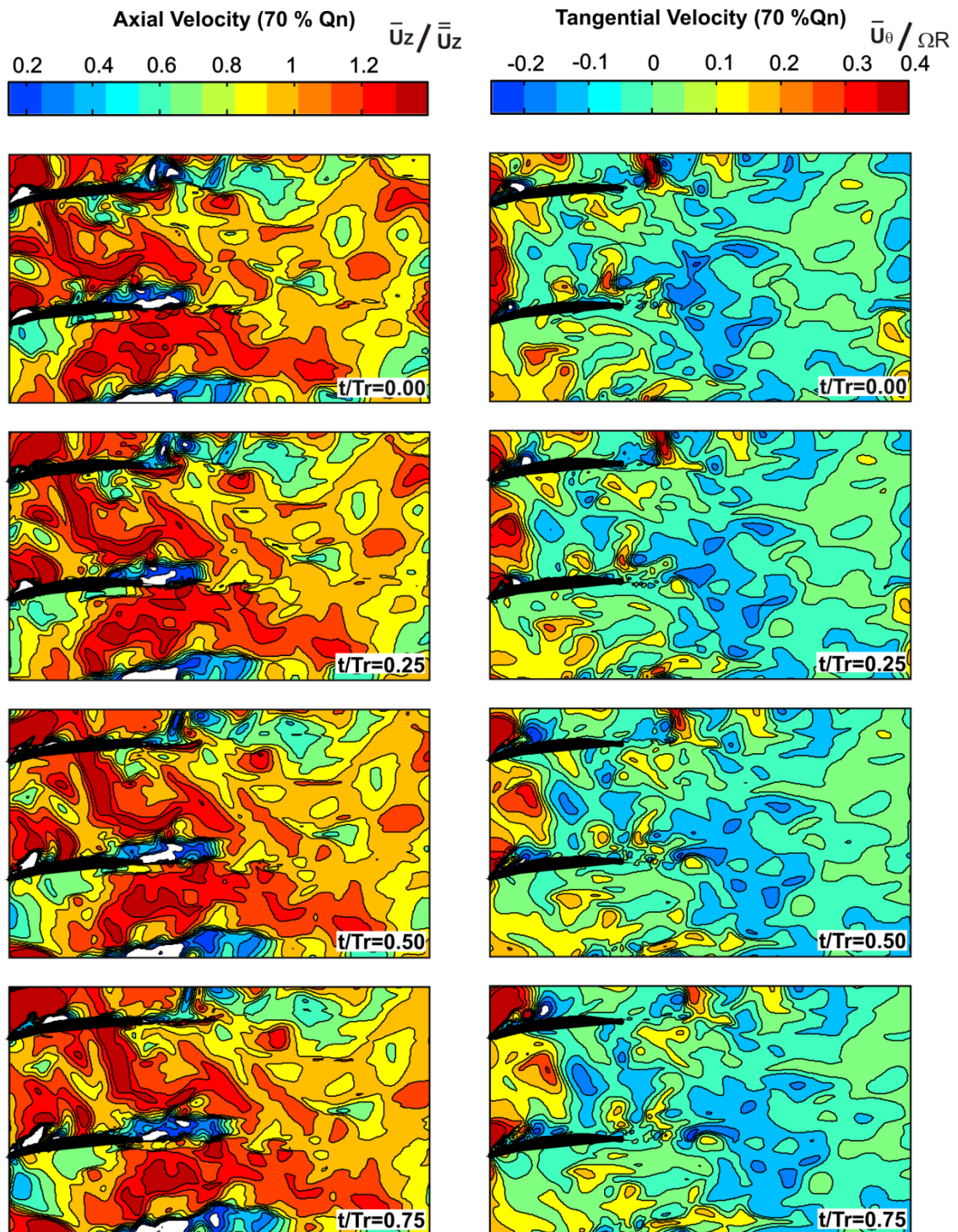


Figura 5-45: Mapa de velocidad axial y tangencial al 70 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

Para investigar con más detalle la estructura turbulenta del flujo a la salida de las directrices, se puede estudiar la distribución de la vorticidad y comprobar los niveles de viscosidad turbulenta que se producen en el flujo.

En la Figura 5-46 se muestran los mapas de la componente radial de la vorticidad a la izquierda y, los mapas de viscosidad turbulenta a la derecha, todos ellos para caudal nominal. Nótese como la mayor generación de vorticidad se encuentra localizada en la estela del stator. En esas zonas la componente radial de la vorticidad toma valores del 4% de la velocidad de giro de la máquina, llegando a ser

mayores en puntos cercanos a la superficie de las directrices. Aguas arriba a la salida del rotor, aparecen núcleos de vorticidad procedentes de las estelas del mismo; en estos puntos la componente radial de la vorticidad presenta valores próximos al 1% de la velocidad de giro.

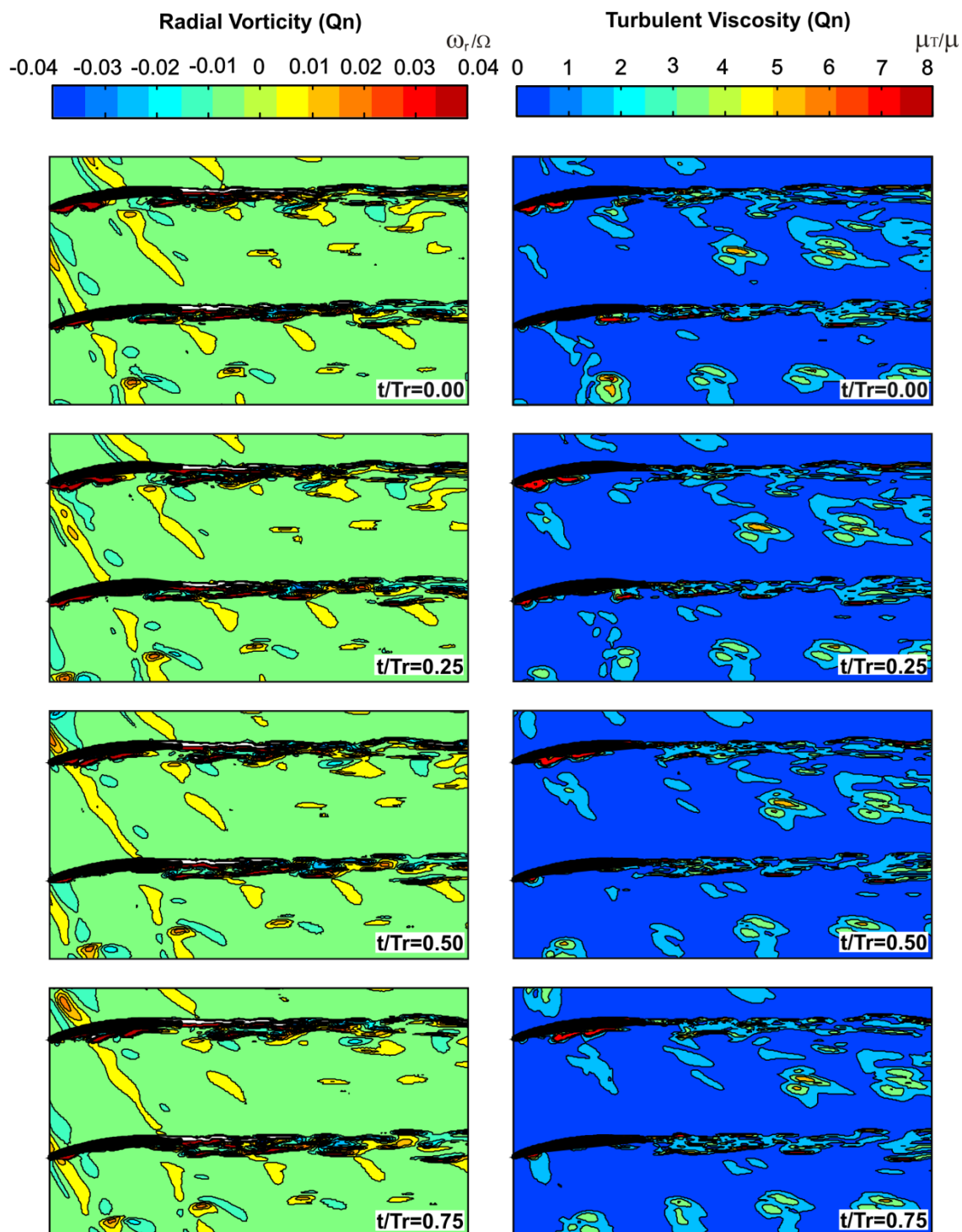


Figura 5-46: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta para caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

Complementariamente, la viscosidad turbulenta es máxima en la estela del stator, allí donde la componente radial de la vorticidad presenta los valores más altos. Asociadas a la interacción de las estelas aparecen zonas en las que la viscosidad turbulenta toma valores de hasta 6 veces la viscosidad del aire. Toda esta energía turbulenta termina disipándose en el flujo.

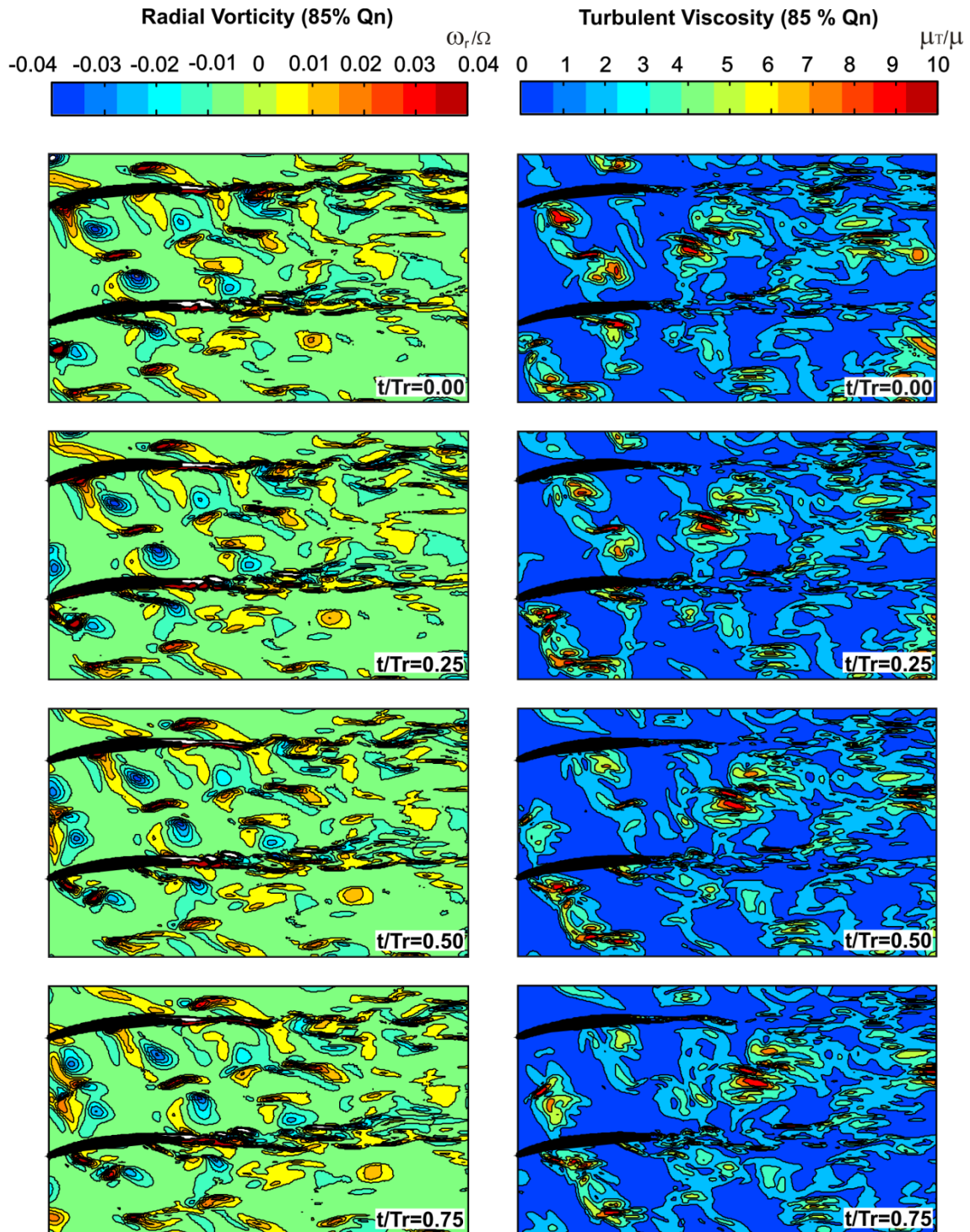


Figura 5-47: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta al 85 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

En la Figura 5-47 se muestran los mapas de la componente radial de la vorticidad y de la viscosidad turbulenta para el 85% del caudal nominal. Como se puede observar, hay una gran producción de vorticidad en las estelas del stator así como a la salida del rotor, donde también aparece vorticidad asociada a las estelas del mismo que van siendo transportadas a lo largo del stator. Toda esta generación de vórtices aparece también reflejada en los mapas de viscosidad turbulenta. El valor máximo de la viscosidad turbulenta para el caudal del 85% es aproximadamente 12.25 mientras que para caudal nominal no se superaba el valor de 9.8. En la generación de estos niveles de turbulencia se pierde gran cantidad de energía.

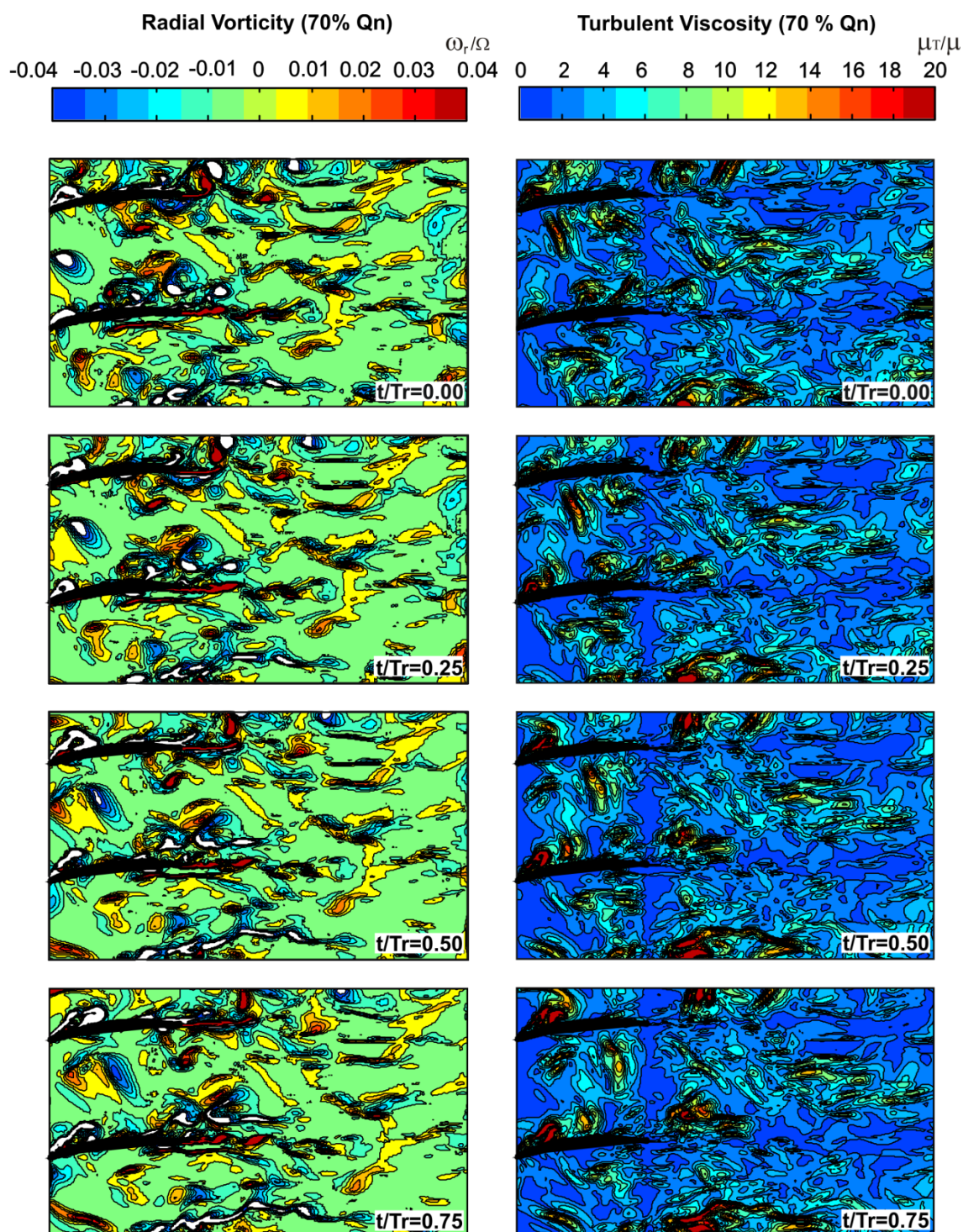


Figura 5-48: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta al 70 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

Por último, para caudales bajos (70% del caudal nominal) los niveles de vorticidad se disparan debido al masivo desprendimiento de flujo que se produce a la entrada de las directrices, como se muestra en la Figura 5-48. Los valores de viscosidad turbulenta también están afectados por esta generación de vorticidad, llegando en ciertos puntos a alcanzar valores de 24.5 conviene resaltar que existe una zona a la salida del stator en la que parece que la viscosidad turbulenta se anula, si bien este fenómeno es debido a la distribución del mallado, mucho más fino en esa zona. En la Figura 4-7 se puede ver un detalle del mallado a la salida de la directriz, distinguiéndose efectivamente una discretización mucho más fina. Al ser el mallado más fino, el esquema LES en esos puntos resuelve la

turbulencia mientras que en los otros la modeliza, haciendo que en los mapas de viscosidad turbulenta ésta parezca anularse.

5.4.3 Estructura del flujo a la salida de la soplante para la disposición rotor-stator.

En el presente apartado se analiza la propagación de las perturbaciones generadas por el paso de los álabes aguas abajo de la etapa, observando la morfología de dichas oscilaciones y analizando su origen para comprender cómo se propagan. Para poder analizar las estructuras del flujo a la salida del stator se muestra la distribución circunferencial de la componente no estacionaria de la velocidad a lo largo del tiempo. En la Figura 5-49 se presenta la componente axial de la velocidad en una sección media de la soplante para cada uno de los caudales estudiados. Para permitir una mejor visualización de las estructuras del flujo no se ha mantenido la misma escala. Para cada uno de los caudales aparecen las estelas del stator como zonas de baja velocidad axial. A medida que el punto de funcionamiento de la máquina se aleja del caudal nominal, las estelas se vuelven más anchas y se pierde la uniformidad en el resto del flujo, llegando a no apreciar las estelas del rotor en el 70% del caudal. Para este caudal el flujo se encuentra desprendido, perdiendo completamente su uniformidad. En todas las figuras se observa que existe un salto en los resultados debido a la falta de periodicidad de la técnica LES. Los valores máximos de la velocidad axial se disparan para caudales bajos llegando a alcanzar en muchos puntos más del 120% de la velocidad media del flujo.

En la Figura 5-50 se muestra la distribución temporal de la componente tangencial de la velocidad. Las estelas del stator vuelven a ser el fenómeno predominante en cualquiera de las figuras, observándose el paso de las estelas del rotor en la zona entre las directrices a caudal nominal. En los mapas de la componente tangencial de la velocidad las estelas del rotor no se pueden distinguir para caudales fuera del punto de diseño. Si se comparan los valores de la componente tangencial de la velocidad entre cada uno de los caudales se observa que, tanto para caudal nominal como para el 85% del caudal, éstos se mantienen en una franja sobre el 10% de la velocidad de punta del álabe. En cambio, la velocidad tangencial para caudales más bajos se dispara llegando a alcanzar valores de hasta el 60% de la velocidad de punta.

La interacción entre las estelas se aprecia mejor en la fluctuación de la velocidad axial mostrada en la Figura 5-51. A caudal nominal se aprecia un desfase entre las estelas del rotor producido durante su paso a través del stator. Este efecto desaparece para caudales más bajos. Al 70% del caudal nominal el flujo desprendido hace imposible la percepción de cualquier estructura del flujo. Los valores de las fluctuaciones de velocidad indican que, a caudal nominal, existen amplias zonas en las que no se producen fluctuaciones de la velocidad axial, mientras esas zonas van desapareciendo que para caudales bajos. Lo mismo sucede con la fluctuación de la velocidad tangencial, (Figura 5-52) en la que se aprecia la interacción entre las estelas del rotor y el stator para caudal nominal. En cambio, si se analiza el 85% del caudal este efecto es mucho menor llegando a desaparecer para caudales más bajos.

El flujo a la salida de la máquina está influenciado por las estelas tanto del rotor como del stator. Las estelas del stator aparecen como estructuras continuas mientras que las del rotor se presentan a frecuencia de paso de álabe. Para caudales fuera del punto de diseño, el flujo se vuelve más turbulento haciendo que estos fenómenos dejen de ser relevantes.

Unsteady Axial Velocity

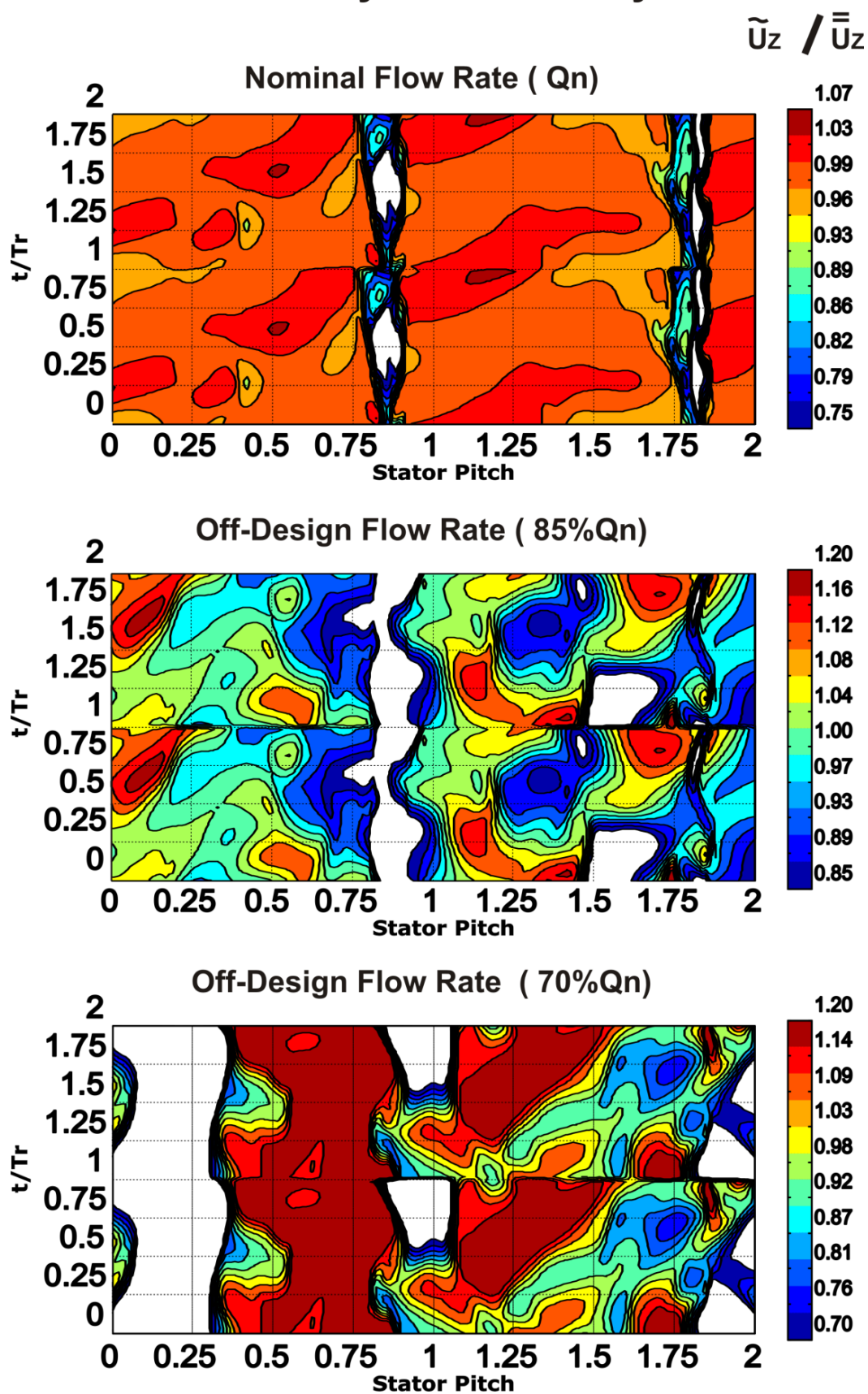


Figura 5-49: Mapa de estelas de velocidad axial en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

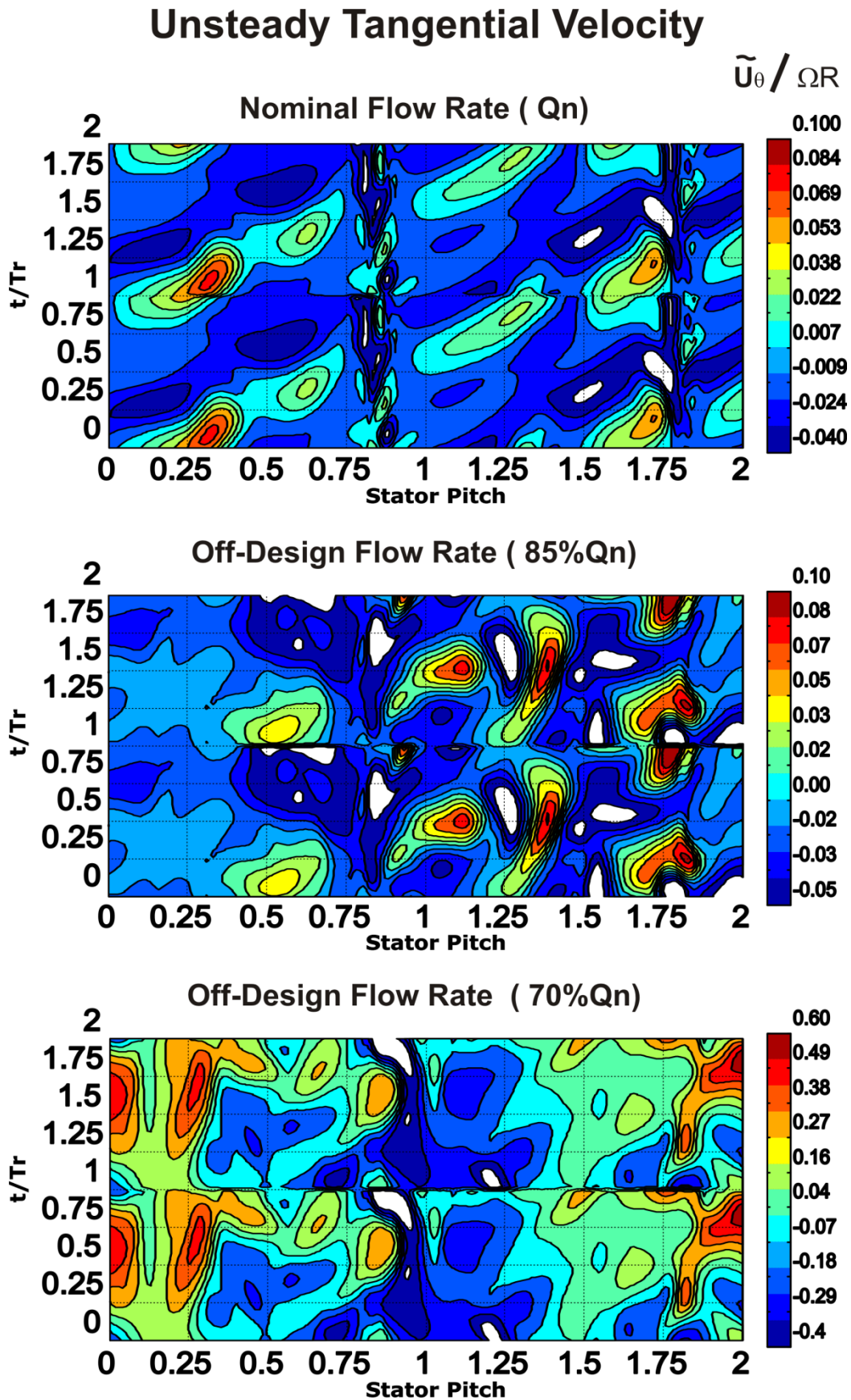


Figura 5-50: Mapa de estelas de velocidad tangencial en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

Fluctuating Axial Velocity

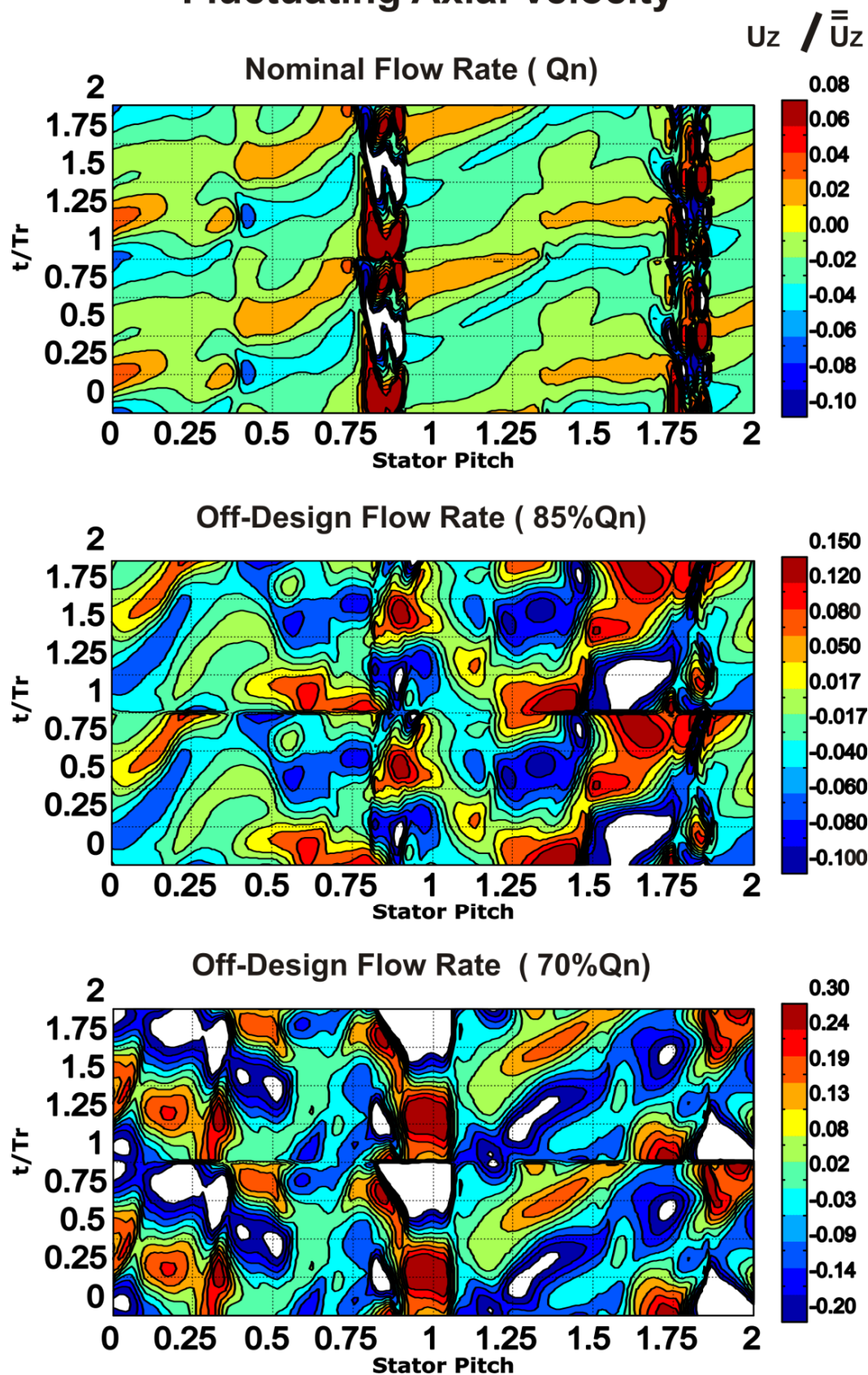


Figura 5-51: Mapa de estelas de fluctuaciones de velocidad axial en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

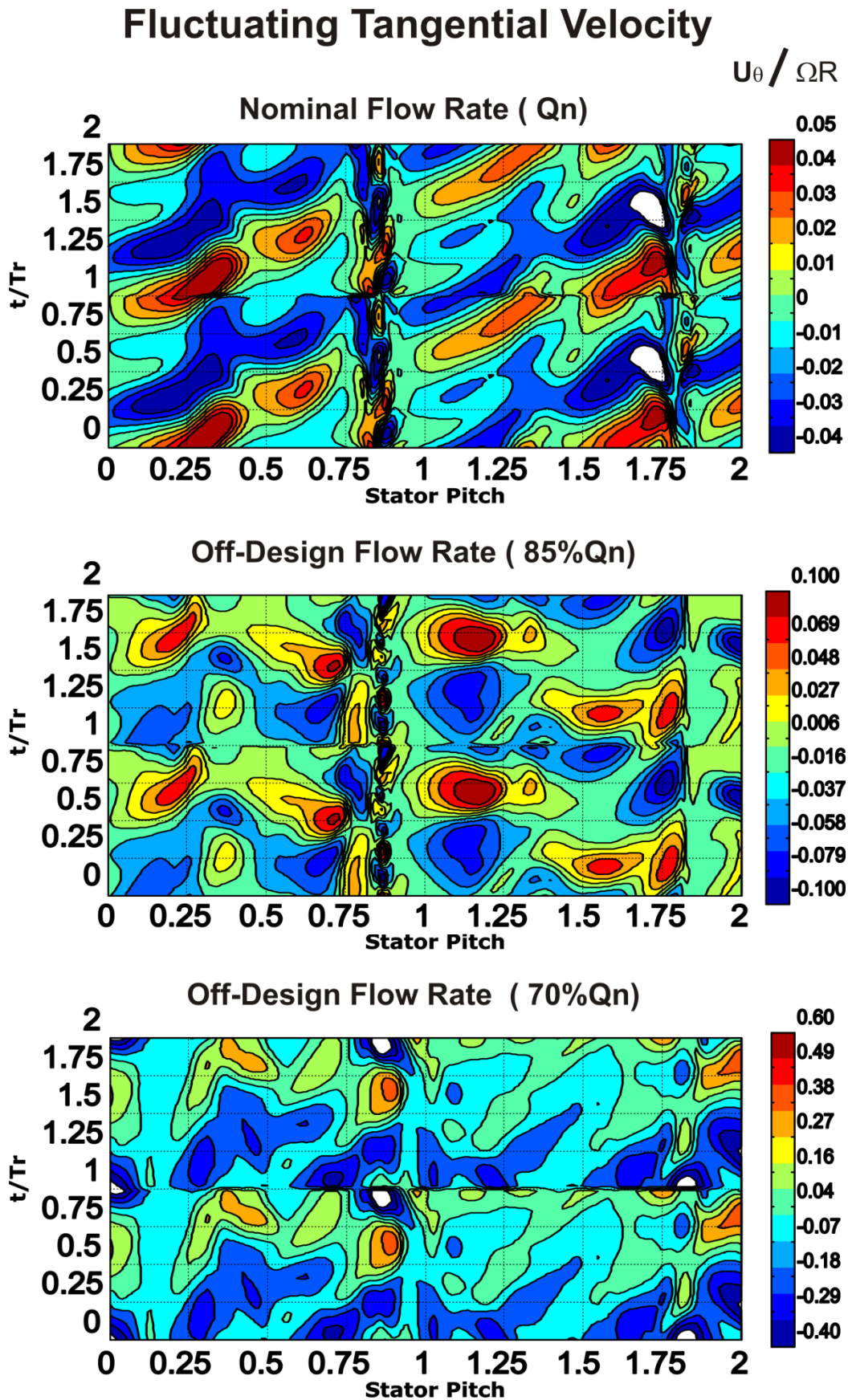


Figura 5-52: Mapa de estelas de fluctuaciones de velocidad tangencial en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

5.4.4 Campos no estacionarios de velocidades para la disposición stator-rotor.

Como se indicó con anterioridad, para poder realizar la comparación de las dos configuraciones se realizó un modelo 2.5 D que presentaba una configuración stator-rotor con los mismos parámetros de funcionamiento que la rotor-stator. De esta configuración se obtuvieron una serie de resultados como los campos de velocidad y vorticidad de la máquina.

El análisis de la configuración stator-rotor se realizó en el marco relativo; de este modo, las estelas del rotor permanecen fijas en una posición mientras que las estelas del stator se mueven. Usar el marco relativo permite la comparación entre las dos configuraciones, facilitando identificar las similitudes entre las estructuras del flujo que se producen en cada uno de los casos.

En la Figura 5-53 se muestra a la izquierda la evolución temporal de los campos de la componente axial de la velocidad en dos canales del rotor para caudal nominal, mientras que la componente tangencial se muestra a la derecha. Las estelas del rotor aparecen claramente definidas como zonas en las que la componente axial de la velocidad disminuye, presentándose como estructuras continuas a lo largo del flujo. Asociadas a estas estelas aparecen unas franjas horizontales en las que la velocidad axial toma valores similares a la velocidad media del flujo, tratándose precisamente de las estelas del stator que se van moviendo a través del fluido. La mezcla de las estelas a la salida de la máquina provoca que los valores de velocidad axial caigan desde 1.08 hasta 0.98 veces la velocidad media del flujo. Cuando las estelas del stator interaccionan con las del rotor, estas últimas se debilitan, pareciendo incluso que se rompen, aunque no pierden la continuidad. Este mismo efecto se presenta en la componente tangencial de la velocidad. Las estelas del rotor aparecen como zonas donde la componente tangencial de la velocidad toma valores del 10% de la velocidad punta del álabe siguiendo trazas continuas. Estas trazas, en algunos puntos, muestran una serie de discontinuidades que corresponden a los puntos donde las estelas del stator interaccionan con las del rotor. La corriente a la salida de la máquina a caudal nominal en la configuración rotor-stator presentaba una distribución más uniforme si se compara con la configuración stator-rotor.

En la Figura 5-54 se muestran los mapas de las componentes axial (Izquierda) y tangencial (derecha) de la velocidad para el 85% del caudal nominal. Las estelas del rotor vuelven a ser el efecto dominante en el flujo aunque ya han perdido la continuidad que presentaban para caudal nominal, encontrándose troceadas por las estelas del stator. En general, el flujo ha perdido uniformidad, empezando a ser difícil reconocer algunas estructuras presentes en el mismo. La velocidad tangencial presenta este efecto de troceado de las estelas, tomando allí valores del 10% de la velocidad de punta del álabe. Cuando las estelas del stator se unen a las del rotor el valor de la componente tangencial de la velocidad en la estela del rotor disminuye.

Para el menor caudal (Figura 5-55) el flujo es caótico y no se pueden distinguir con claridad las estelas del stator. El punto de desprendimiento de flujo aparece claramente en la parte de atrás del álabe del rotor, condicionando la estructura del flujo. La componente tangencial de la velocidad también muestra el punto de desprendimiento como una zona en que la velocidad tangencial toma valores únicamente del 3% de la velocidad de punta del álabe. El flujo desprendido genera vorticidad que influye en la producción de energía turbulenta.

En la Figura 5-56 se muestran los mapas de vorticidad radial y de viscosidad turbulenta para la configuración stator-rotor. A la salida del rotor se genera vorticidad, correspondiente a las capas de cortadura de las estelas, que se va transfiriendo al resto del flujo. Cuando esa vorticidad generada en la estela del rotor interacciona con la estela del stator aparecen unos puntos en los que este fenómeno se refuerza. Si se analiza la viscosidad turbulenta se entiende mejor qué es lo que sucede. A la salida del álabe, en la zona de la estela, existen valores muy altos de viscosidad turbulenta de hasta 2.5 veces la viscosidad del fluido. Esta energía se transmite al fluido disminuyendo los valores de vorticidad a medida que ésta se mueve con el flujo. Sin embargo, existe un punto en la evolución de la energía turbulenta en el que ésta aumenta de nuevo, correspondiéndose con la zona de interacción de estelas.

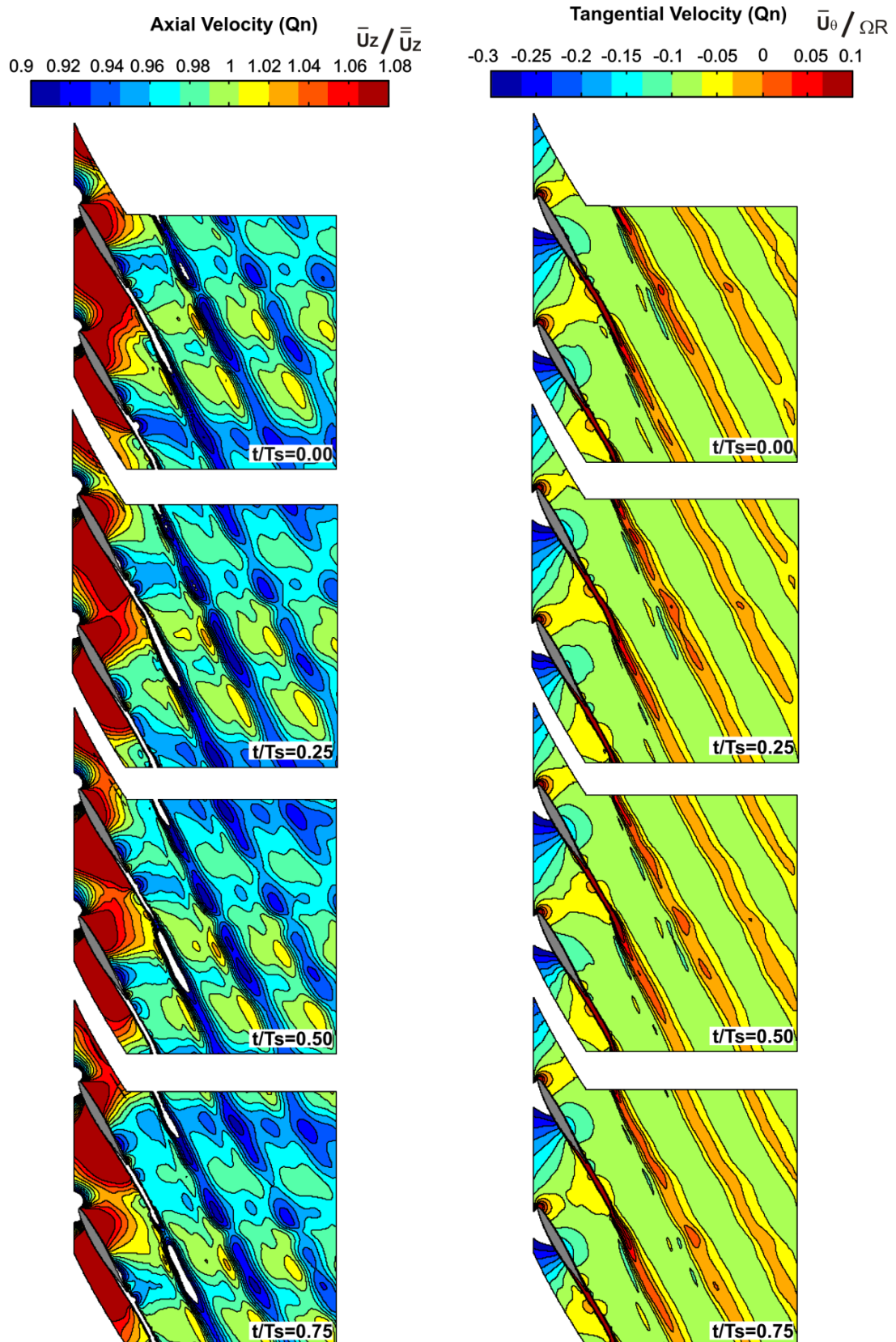


Figura 5-53: Mapa de velocidad axial y tangencial para caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

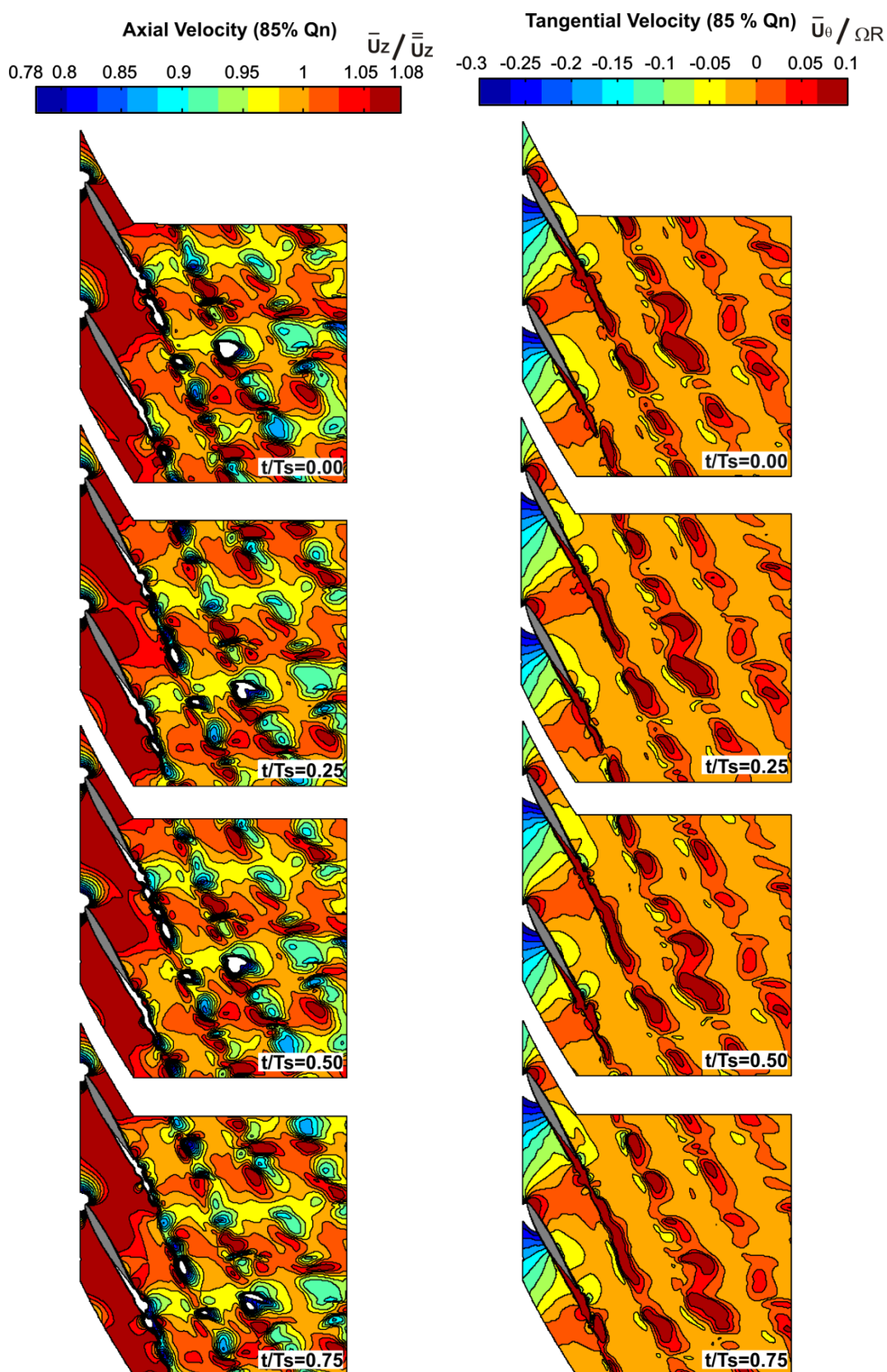


Figura 5-54: Mapa de velocidad axial y tangencial al 85 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

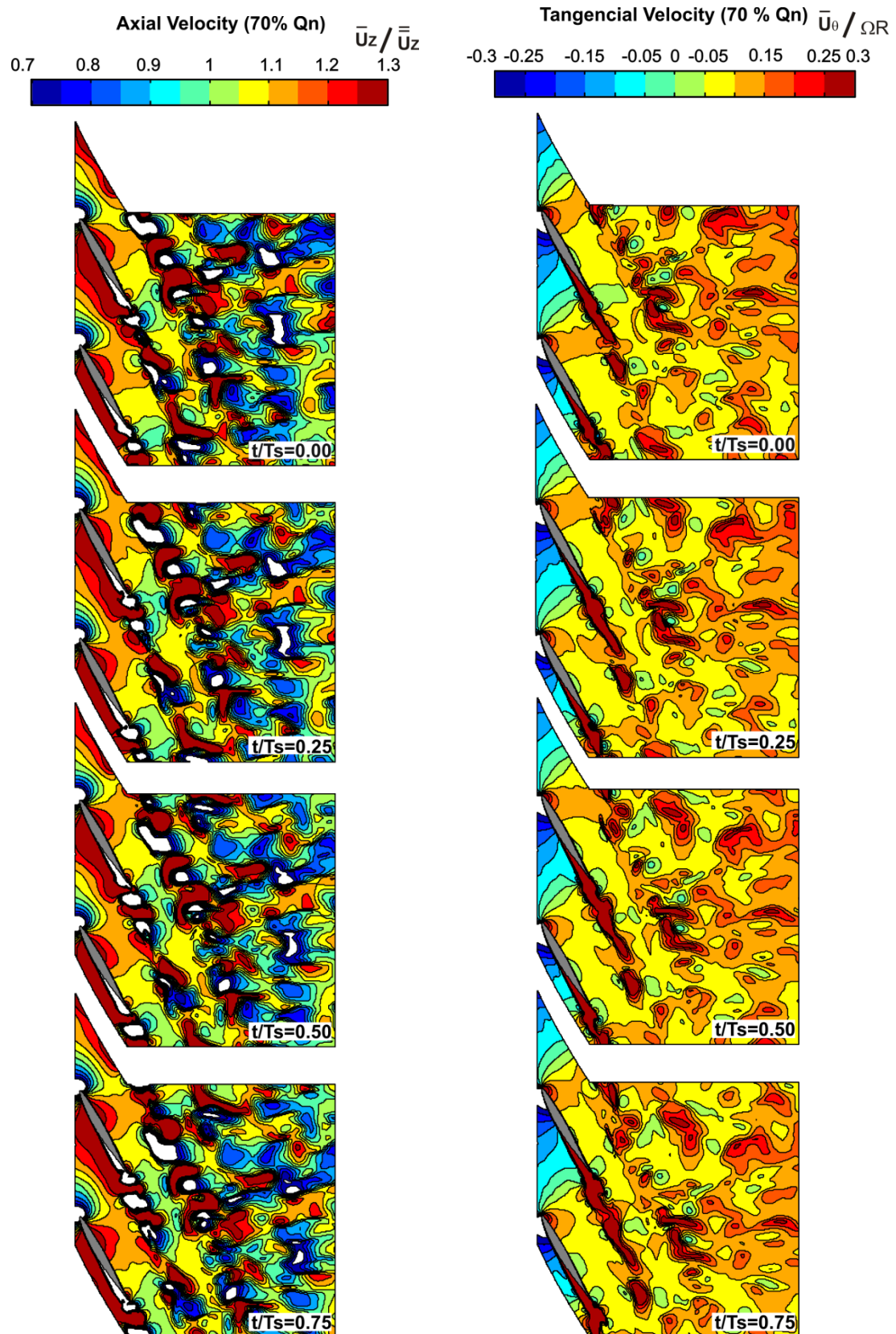


Figura 5-55: Mapa de velocidad axial y tangencial al 70 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

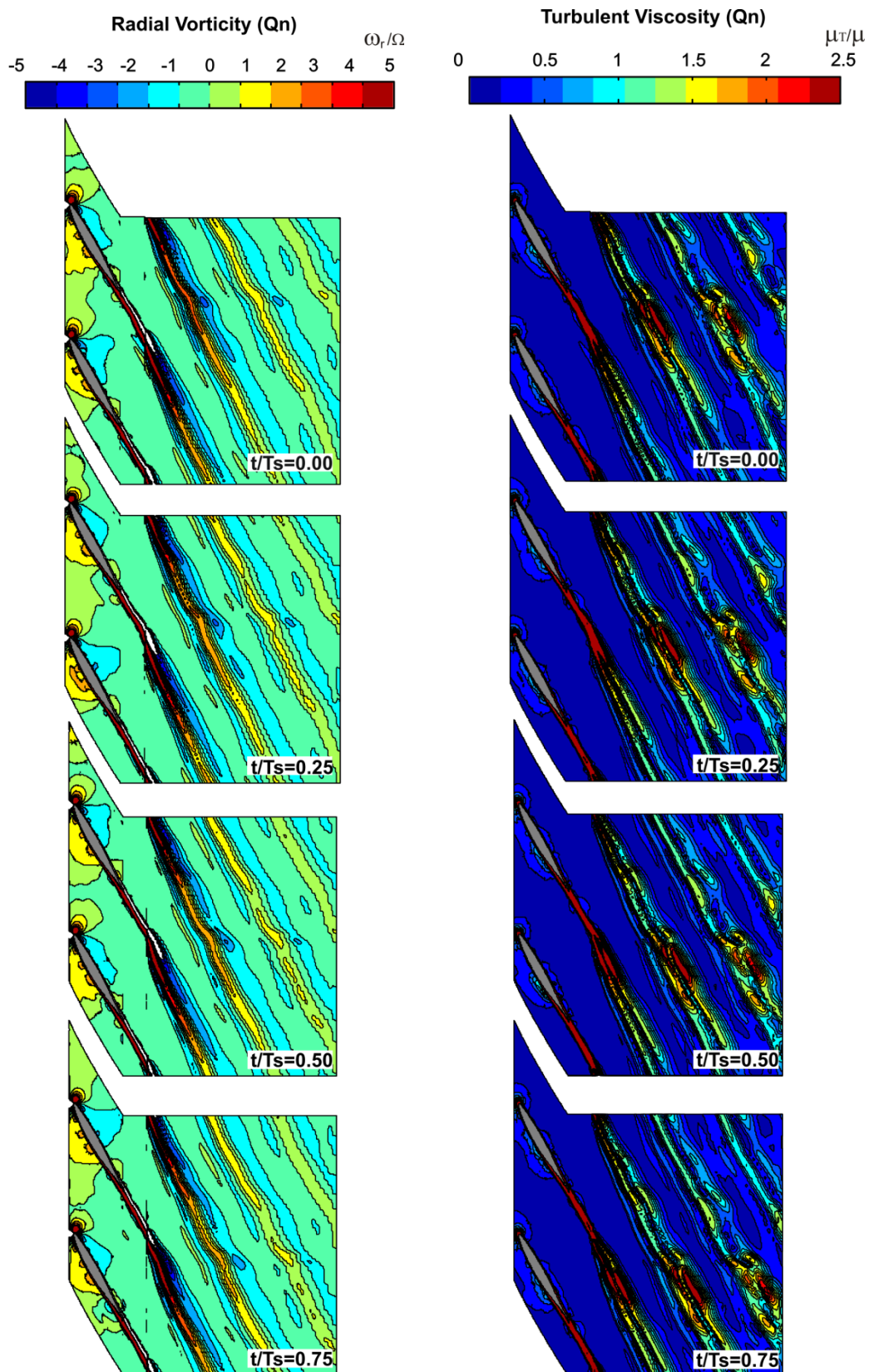


Figura 5-56: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta para caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

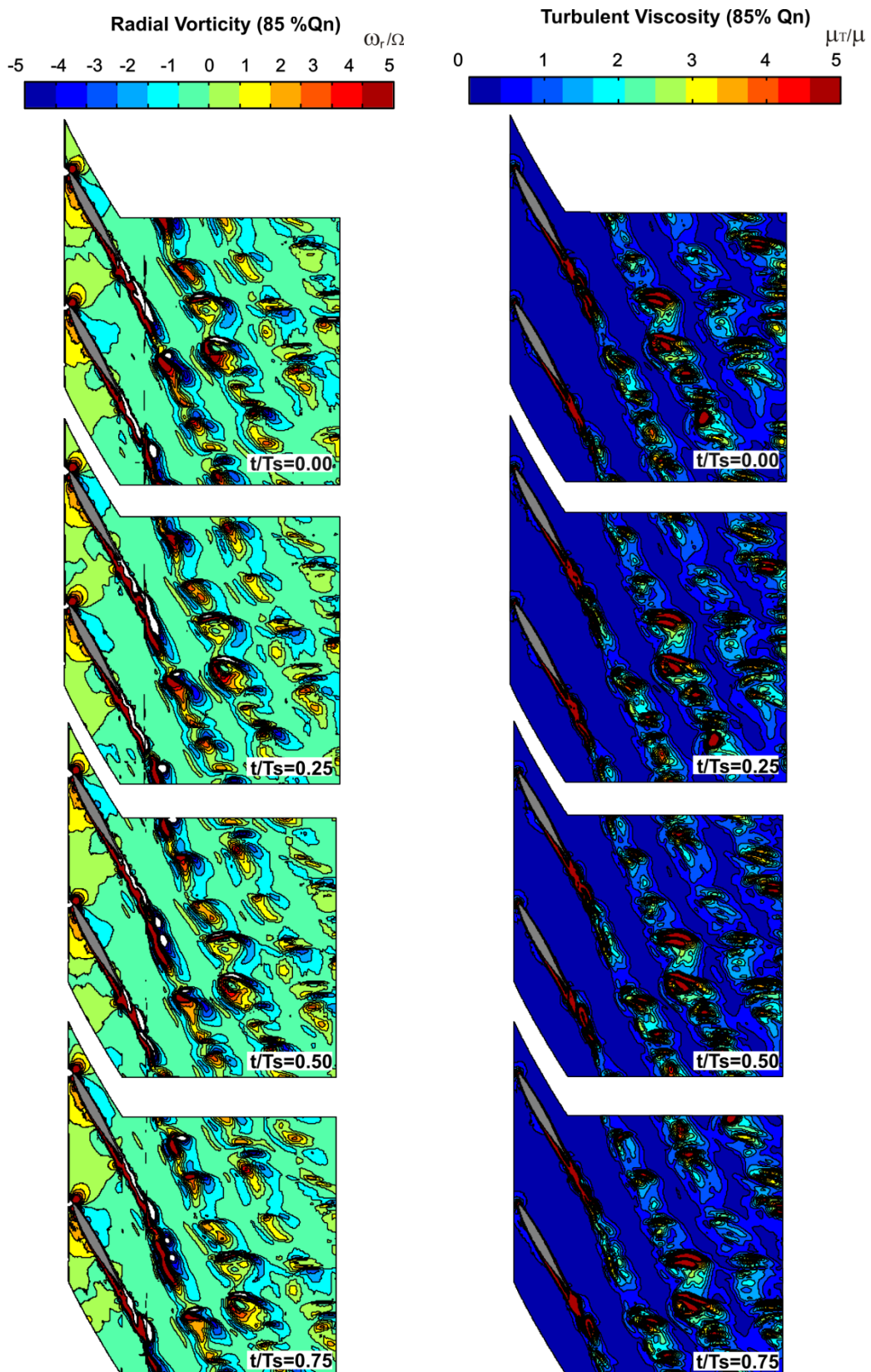


Figura 5-57: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta al 85 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

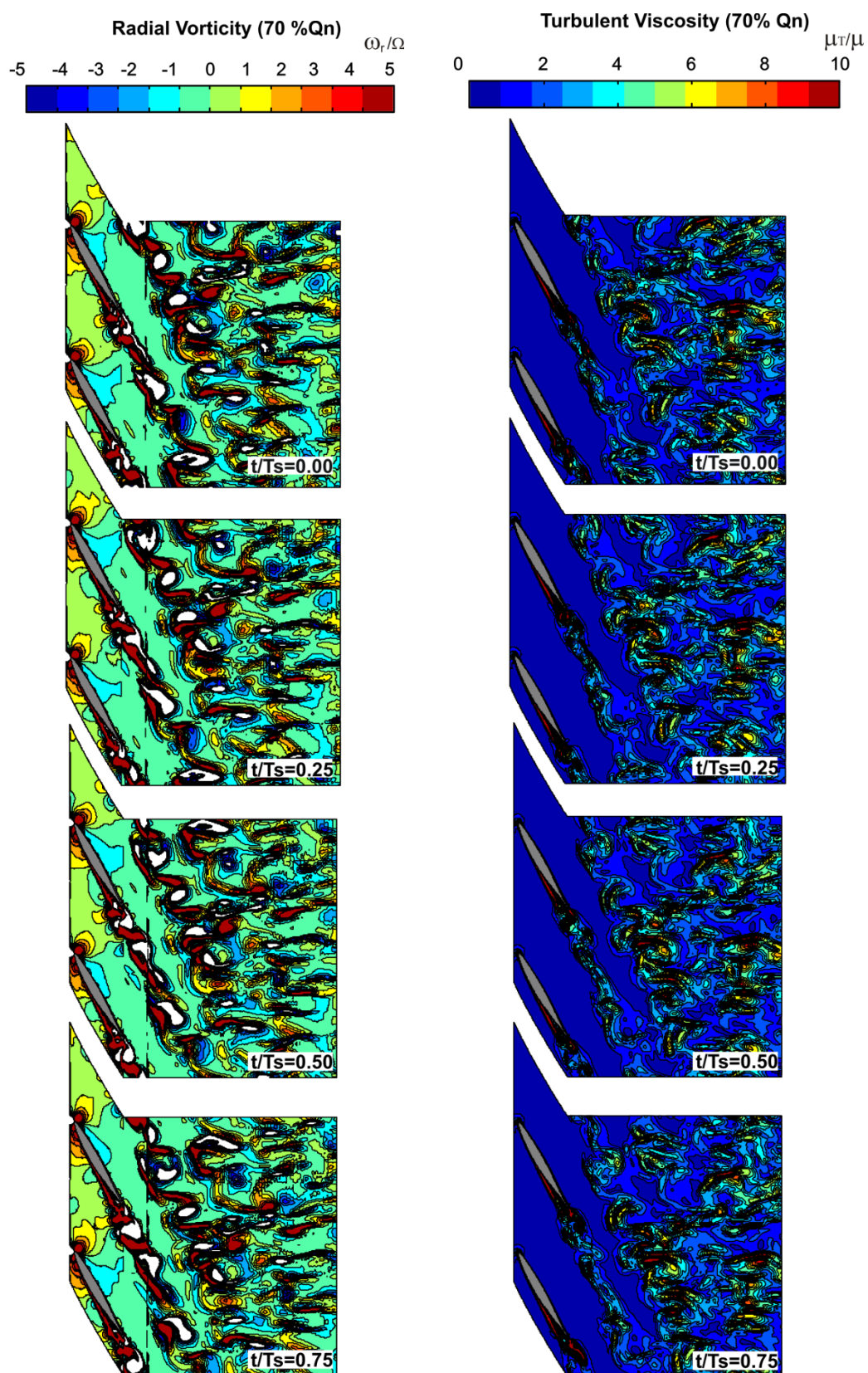


Figura 5-58: Mapa de vorticidad radial y viscosidad turbulenta al 70 % del caudal nominal en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

En la Figura 5-57 se muestran los mapas tanto de vorticidad radial como de viscosidad turbulenta para el 85% del caudal nominal. La generación de vorticidad a la salida de los álabes a caudal nominal era continua; en cambio, para el caudal del 85% estas estelas continuas se trocean debido al efecto de las estelas del stator. Si se analiza la viscosidad turbulenta se comprueba que este mismo efecto aparece en la transmisión de la misma a lo largo del fluido.

Cuando el caudal es del 70% (Figura 5-58), el flujo se encuentra desprendido y la vorticidad ya no se genera solamente a la salida del álabe sino que empieza a generarse en el punto de desprendimiento de la capa límite. Se van mezclando grandes remolinos viscosos con el resto del flujo y la energía que antes se disipaba hacia el fluido contribuye, ahora a la generación de más turbulencia.

5.4.5 Estructura del flujo a la salida de la soplante para la disposición stator-rotor.

Una mejor interpretación de la estructura de las estelas a la salida del rotor se puede apreciar a partir de los diagramas espacio temporales en el marco relativo. Así, en la Figura 5-59 se muestra la distribución temporal de la componente axial de la velocidad a lo largo de dos canales del rotor para una sección media. En el eje de ordenadas se representa el tiempo total entre el tiempo de paso de stator. En cada uno de los mapas aparecen con claridad las estelas del rotor en unas posiciones fijas e, intercaladas con un cierto ángulo, las del stator. A medida que el caudal disminuye las estelas del rotor se van haciendo más anchas perdiendo definición. Para el 70% del caudal nominal apenas se puede apreciar la presencia de las estelas del stator como sucedía para caudales superiores. En el caso de la velocidad tangencial (Figura 5-60), las estelas del rotor son el único fenómeno que se puede distinguir con claridad.

En las Figura 5-61 y Figura 5-62 se muestran respectivamente las fluctuaciones de la componente axial y tangencial de la velocidad. Las oscilaciones que se producen en las estelas del rotor son debidas a su interacción con las estelas del stator. Estas últimas aparecen intercaladas en el flujo con una periodicidad determinada por la frecuencia de paso del álabe. El ángulo que presentan dichas estelas varía con el caudal, ya que las estelas del stator son transportadas por la corriente según la velocidad relativa a la entrada del álabe y, a medida que el caudal se hace más pequeño, el ángulo de la velocidad relativa varía. Las estelas salen del rotor con la velocidad del flujo, mientras que las estelas que recorren la cara de succión se aceleran y las que recorren la cara de presión van más lentas, lo que provoca que a la salida del rotor haya un desfase entre las mismas. En los mapas de la fluctuación de la velocidad se aprecia con claridad la interacción que se produce entre las estelas del stator y del rotor, siendo clave esta formación de estelas y su interacción en la generación de vorticidad en el flujo.

Unsteady Axial Velocity

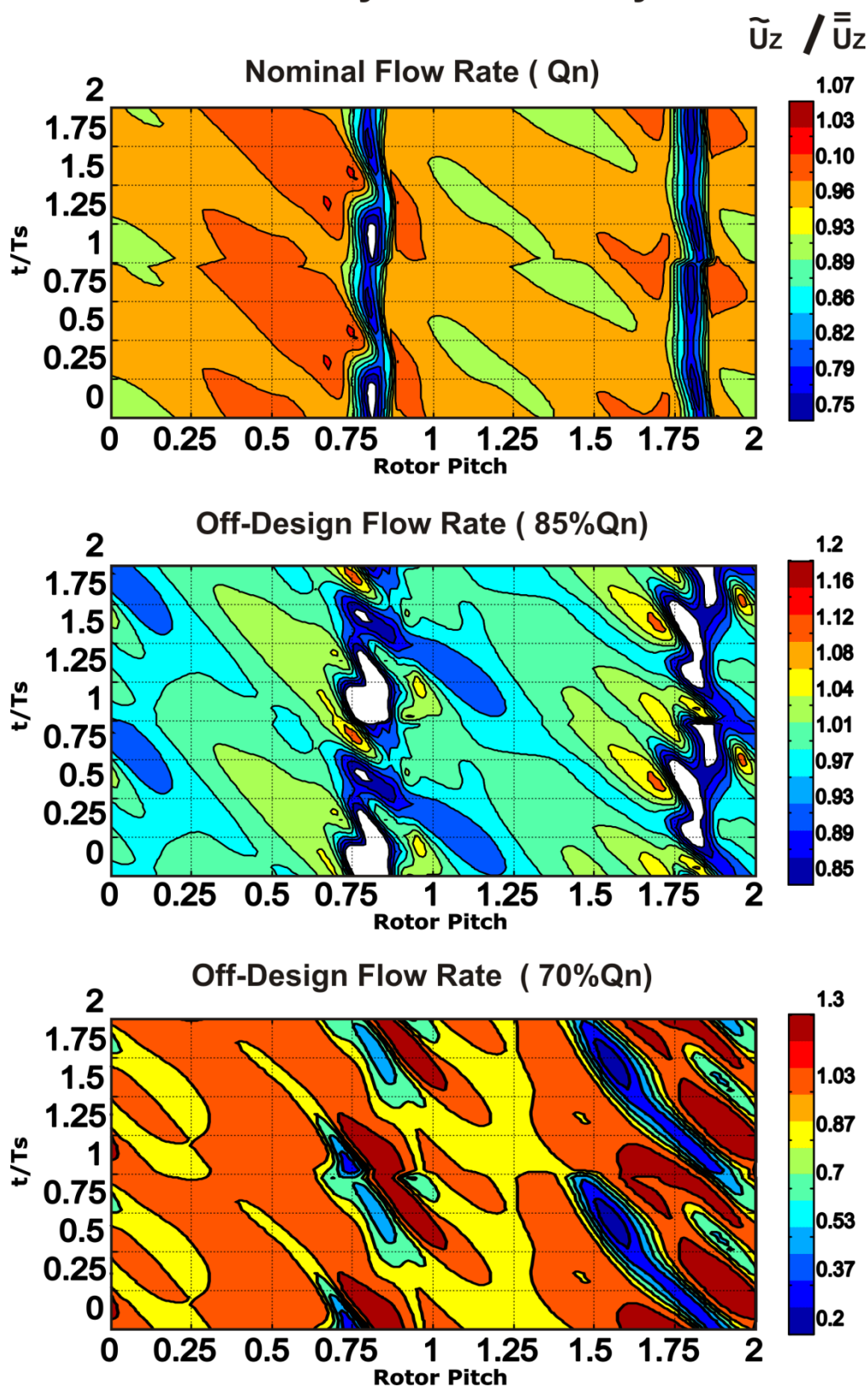


Figura 5-59: Mapa de estelas de velocidad axial en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

Unsteady Tangential Velocity

$$\tilde{u}_\theta / \Omega R$$

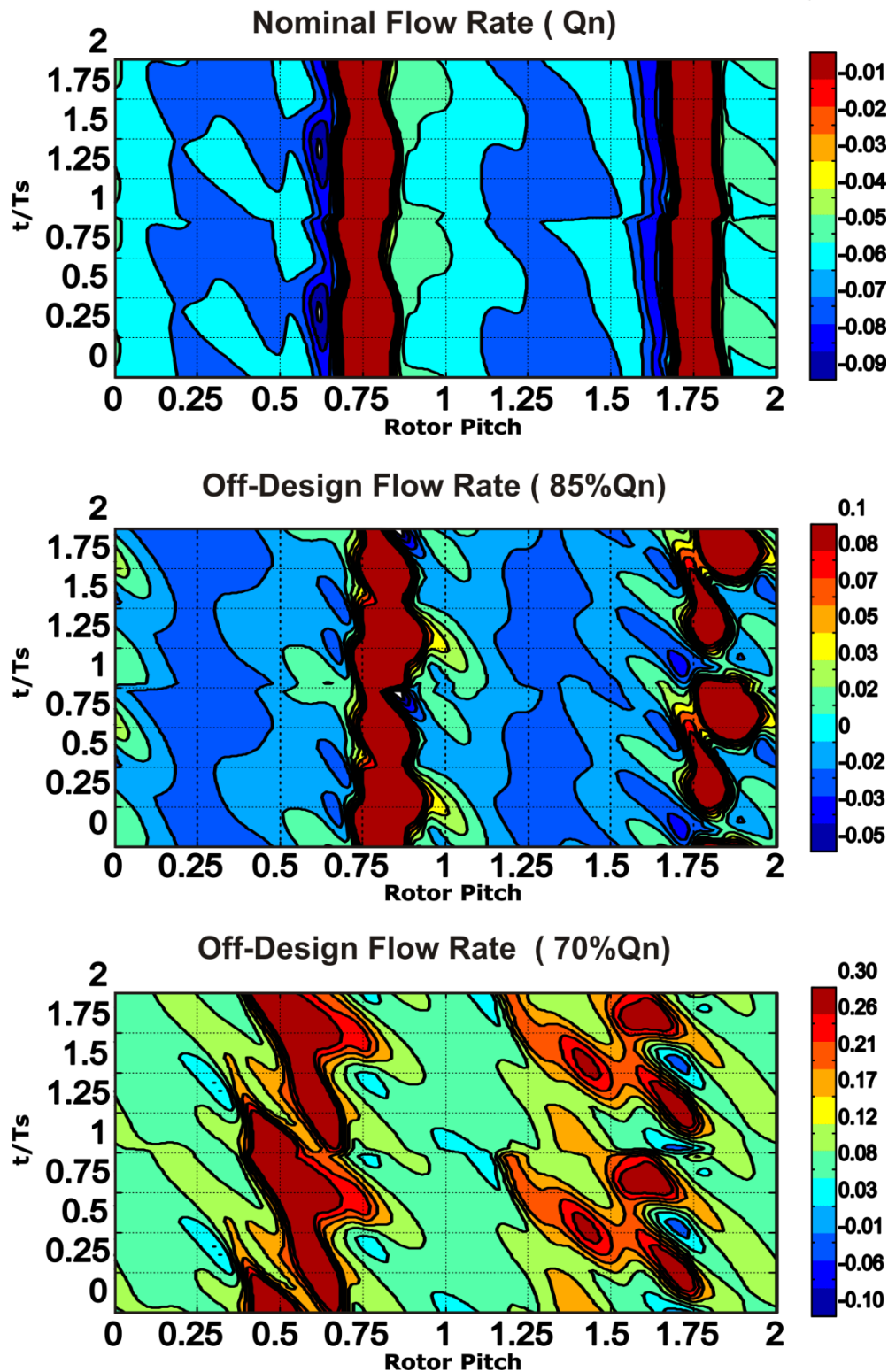


Figura 5-60: Mapa de estelas de velocidad tangencial en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

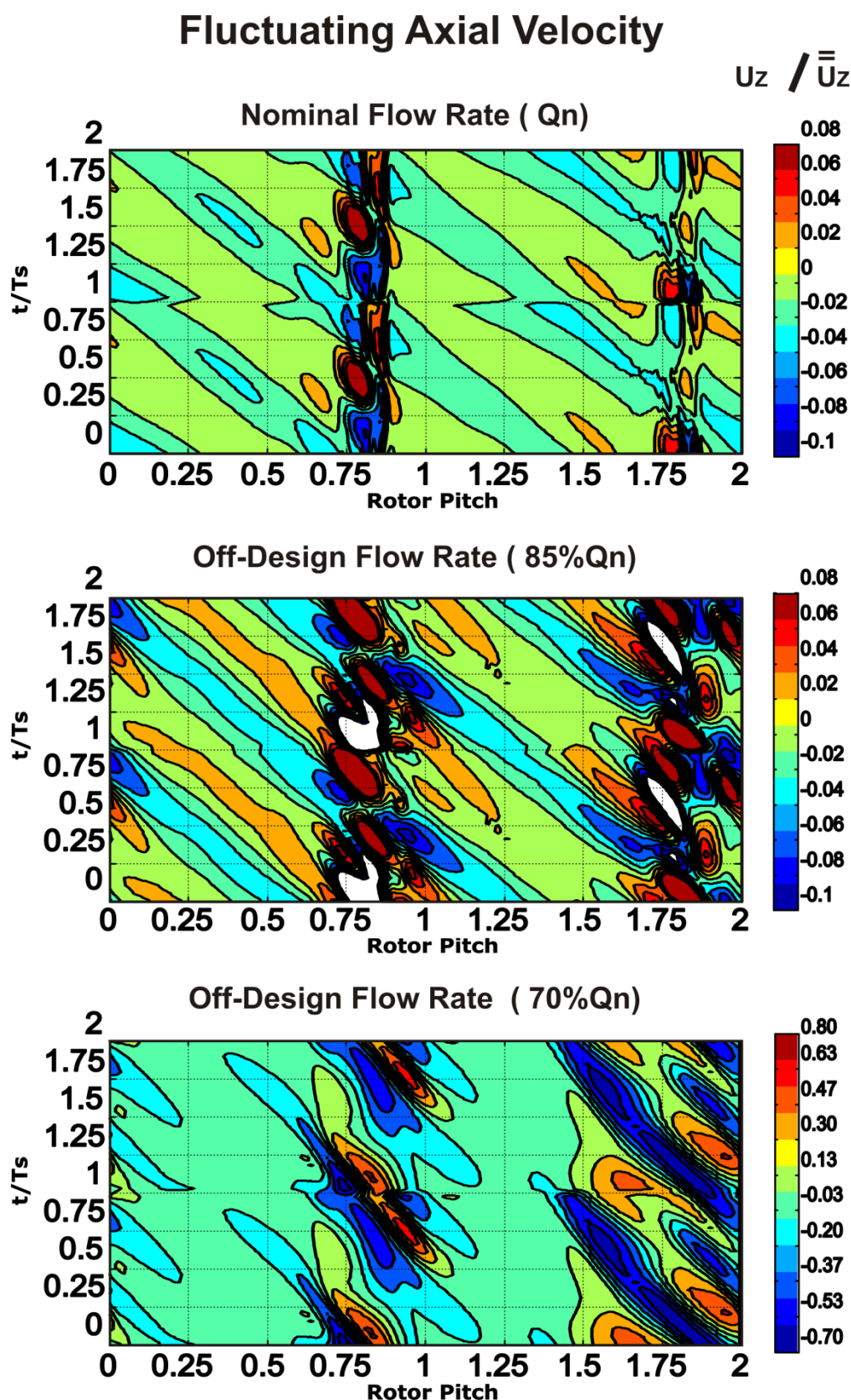


Figura 5-61: Mapa de estelas de fluctuaciones de velocidad axial en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

Fluctuating Tangential Velocity

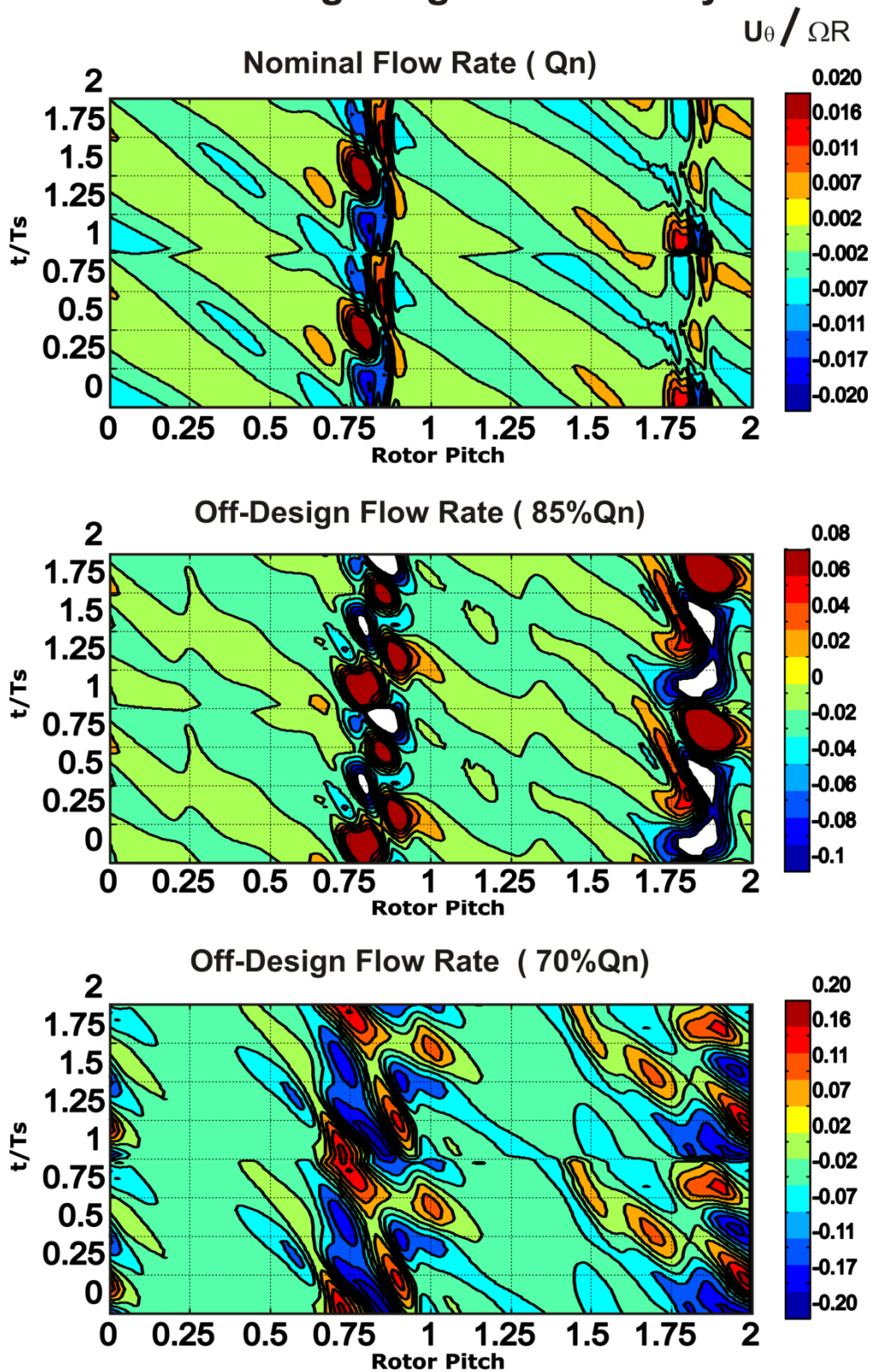


Figura 5-62: Mapa de estelas de fluctuaciones de velocidad tangencial en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

CAPÍTULO 6: CARACTERIZACIÓN AEROACÚSTICA DEL VENTILADOR

En el presente capítulo se muestran los resultados de los cálculos acústicos realizados tanto para el caso experimental como para el numérico, con el objetivo de identificar fuentes de ruido tonal en la turbomáquina. El ruido tonal se produce a la frecuencia de paso de álabe, generándose también la vorticidad a la misma frecuencia. La vorticidad es una importante fuente de ruido para flujos a bajo número de Mach, según la teoría de sonido de vórtices (Howe, 2003)

6.1 Influencia de la vorticidad en el caso experimental

La teoría acústica clásica utiliza las ecuaciones de la Mecánica de Fluidos linealizadas a un flujo base uniforme para obtener una ecuación de ondas. Sin embargo, los efectos viscosos toman mayor relevancia en el flujo dentro de una turbomáquina y, además, no se puede omitir la influencia de los términos no lineales en las ecuaciones de gobierno del flujo. Por tanto, se hace necesario el uso de analogías acústicas para el estudio del ruido generado en un ventilador. Una de estas analogías es la de Powell (1964), en la que se construye una ecuación de ondas inhomogénea con un término fuente dependiente de la vorticidad (ecuación 2-116).

La distribución de la vorticidad se calcula a partir de los campos de velocidad en el interior de la máquina utilizando la siguiente expresión matemática:

$$\vec{\omega} = \nabla \wedge \vec{v} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) \vec{r} - \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \vec{\theta} + \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \vec{k} \quad (6-1)$$

En las medidas experimentales sólo se dispone de dos componentes de la velocidad: la axial y la tangencial, ya que se utilizó una sonda de doble hilo. La expresión de la vorticidad bajo la hipótesis de flujo bidimensional (suponiendo que se cumple la teoría de equilibrio radial) queda de la siguiente manera:

$$\vec{\omega} = \nabla \wedge \vec{v} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right) \vec{r} - \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \vec{\theta} + \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right) \vec{k} \quad (6-2)$$

donde la vorticidad sólo depende de las componentes axial y tangencial de la velocidad. Si además se aplica la teoría de estelas en flujo bidimensional, se concluye que el ángulo de flujo no cambia en la dirección de la corriente. Por tanto:

$$\frac{\partial v_{\theta}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (\tan \alpha \cdot v_z) = \tan \alpha \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (6-3)$$

Si se aplica la ecuación de continuidad bajo la hipótesis de flujo bidimensional:

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} \quad (6-4)$$

Por tanto, la expresión de la vorticidad queda de la siguiente manera:

$$\vec{\omega} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial v_z}{\partial \theta} + \tan \alpha \cdot \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} \right) \vec{r} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \vec{\theta} + \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} \vec{k} \quad (6-5)$$

De la ecuación (6-5) y a la vista de los mapas de vorticidad que se muestran en el capítulo 5 (Figura 5-16, Figura 5-24) se deduce que la componente de la vorticidad que tiene mayor peso en el flujo es la componente radial. A partir de estos mapas de vorticidad se puede calcular el vector de Lamb que representa el producto vectorial de la velocidad por la vorticidad. A partir de la ecuación (6-5) el vector de Lamb se expresa de la siguiente manera:

$$\vec{\omega} \wedge \vec{v} = (\omega_{\theta} \cdot v_z - v_{\theta} \cdot \omega_z) \vec{r} - (\omega_r \cdot v_z) \vec{\theta} + (\omega_r \cdot v_{\theta}) \vec{k} \quad (6-6)$$

Se deduce de esta ecuación que el término que más importancia tiene en el vector de Lamb es la componente tangencial, ya que en ella se unen los valores de la vorticidad radial, que es la que tiene mayor peso en el flujo, y de la velocidad axial, predominante en la soplante. En la Figura 6-1 se muestra la componente tangencial del vector de Lamb aguas abajo del rotor para el marco relativo. La distribución de la vorticidad tiene gran influencia en los mapas del vector de Lamb. Los valores máximos de la componente tangencial del vector de Lamb para caudal nominal se encuentran centralizados en la zona de la estela del rotor. En cambio para el 85% del caudal se rompe la continuidad de la estela y empieza a tomar fuerza la generación de vorticidad que se produce en la capa de cortadura, convirtiéndose en la zona con valores máximos del vector de Lamb para el 70% del caudal nominal.

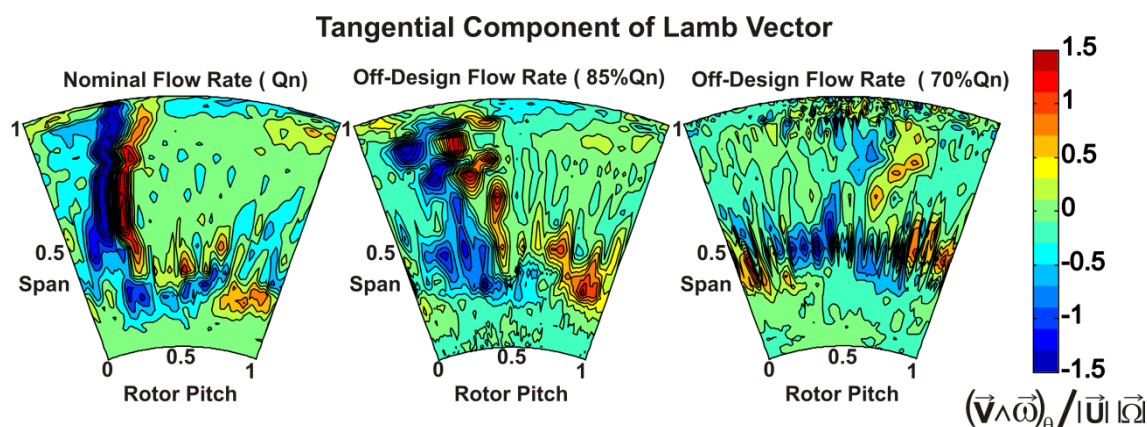


Figura 6-1: Vector de Lamb detrás del rotor.

En la Figura 6-2 se muestra la componente tangencial del vector de Lamb en el marco absoluto aguas abajo del stator. El vector de Lamb muestra dos contribuciones a la salida de la máquina: una es

debida a la vorticidad que se forma en la estela del stator y otra proviene de la capa de cortadura formada en la parte baja de la sección. El vector de Lamb para caudal nominal toma valores máximos en la estela del stator, siendo pequeña la contribución de la capa de cortadura, que llega al 40% de la envergadura del álabe. A medida que se va reduciendo el caudal, los valores del vector de Lamb disminuyen en la estela y aumenta la importancia de la capa de cortadura.

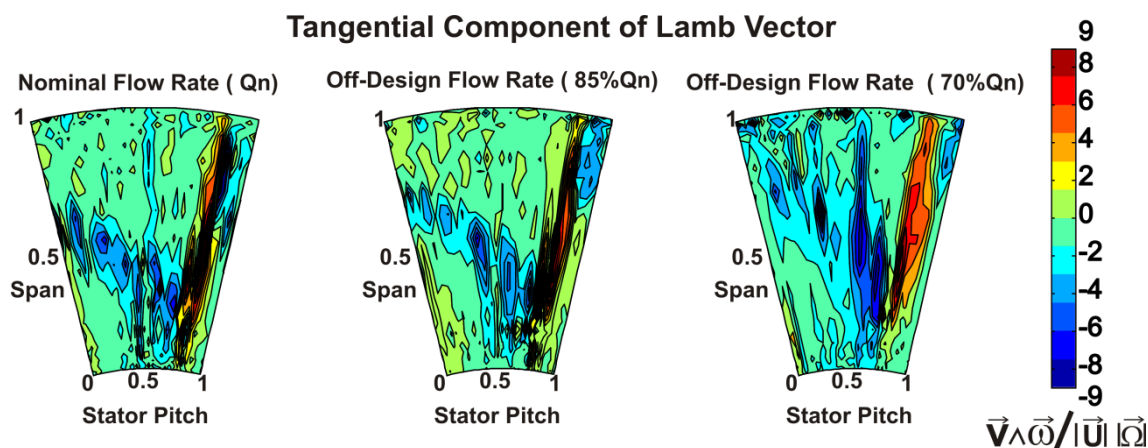


Figura 6-2: Vector de Lamb detrás del stator.

6.2 El término fuente de Powell para el caso experimental

A partir del vector de Lamb se puede calcular el término fuente de Powell aplicando la siguiente expresión:

$$\nabla \cdot (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) = \frac{\partial}{\partial r} (\omega_{\theta} \cdot v_z - v_{\theta} \cdot \omega_z) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\omega_r \cdot v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\omega_r \cdot v_{\theta}) \quad (6-7)$$

Así, el término fuente de Powell presenta tres contribuciones:

$$\begin{aligned} P_r &= \frac{\partial}{\partial r} (\omega_{\theta} \cdot v_z - v_{\theta} \cdot \omega_z) \\ P_{\theta} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\omega_r \cdot v_z) \\ P_z &= \frac{\partial}{\partial z} (\omega_r \cdot v_{\theta}) \end{aligned} \quad (6-8)$$

No se dispone de la variación de la velocidad respecto al eje Z, ya que no se realizaron medidas a lo largo del eje de la máquina. La contribución radial al término fuente de Powell tomará valores importantes en puntos donde exista una gran variación de la velocidad axial respecto al radio. Estos puntos se encuentran localizados principalmente en la punta y en el cubo de la máquina. La contribución debida a la variación tangencial involucra tanto la variación de la velocidad axial respecto a la coordenada circunferencial, como la variación de la velocidad tangencial respecto a la misma coordenada. En la Figura 6-3 se muestra la distribución del término de Powell adimensionalizado por el cuadrado de la velocidad de giro de la máquina detrás del rotor. La principal fuente de ruido proviene de la estela del rotor a caudal nominal en la que la contribución tangencial del término fuente de Powell toma valores también altos. La contribución de la estela del rotor a menor caudal (85% del caudal nominal) se hace menor y la capa de cortadura que se forma en la parte baja de la máquina empieza a cobrar importancia en la generación de ruido llegando incluso a anular el ruido generado en la estela del rotor para el 70% del caudal nominal.

La componente tangencial del término fuente de Powell es la que condiciona su distribución. Así, si se compara la Figura 6-3 con la Figura 6-4 se comprueba que la distribución es la misma y lo único

que varía son los valores máximos del término fuente. Por tanto, a partir de este punto se estudiará solamente la distribución de la componente tangencial del término fuente de Powell.

La distribución de la componente tangencial del término fuente de Powell a la salida de la máquina se muestra en la Figura 6-5. La principal fuente de ruido vortical a la salida del ventilador a caudal nominal se encuentra en la estela del stator, aunque también se aprecian valores altos del término fuente en la capa de cortadura de la parte baja de la máquina.

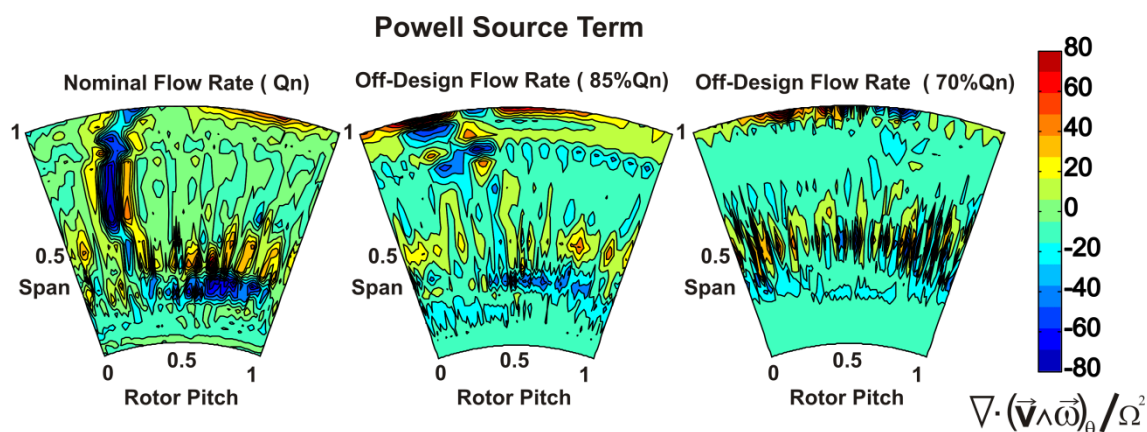


Figura 6-3: Distribución del término fuente de Powell detrás del rotor.

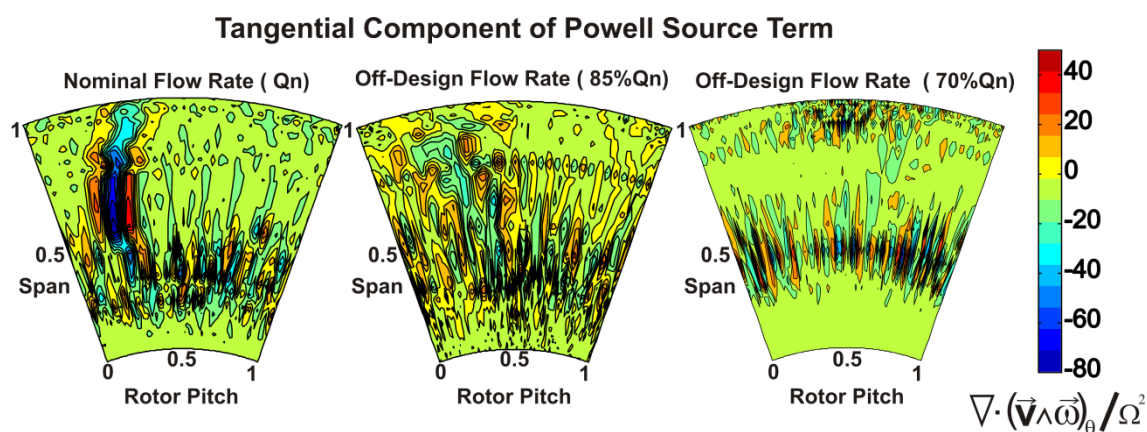


Figura 6-4: Distribución de la componente tangencial del término fuente de Powell detrás del rotor.

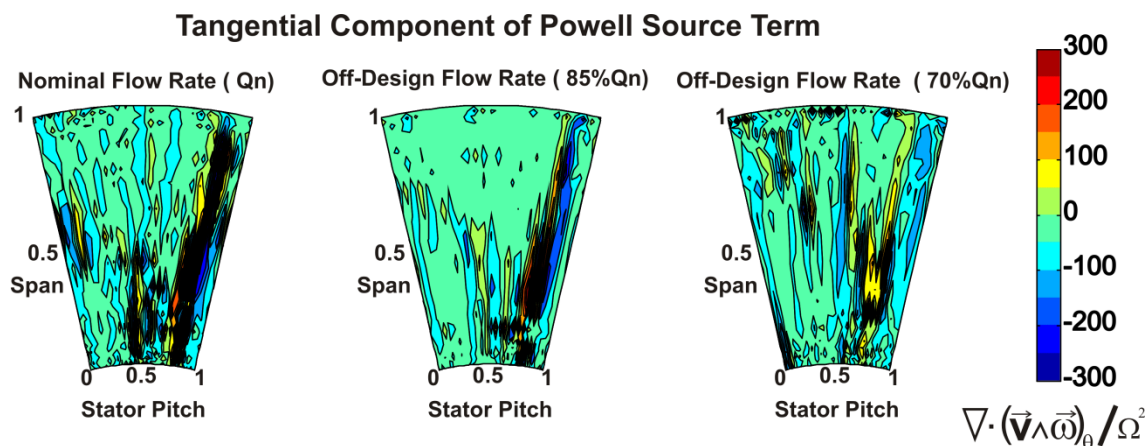


Figura 6-5: Distribución de la componente tangencial del término fuente de Powell detrás del stator.

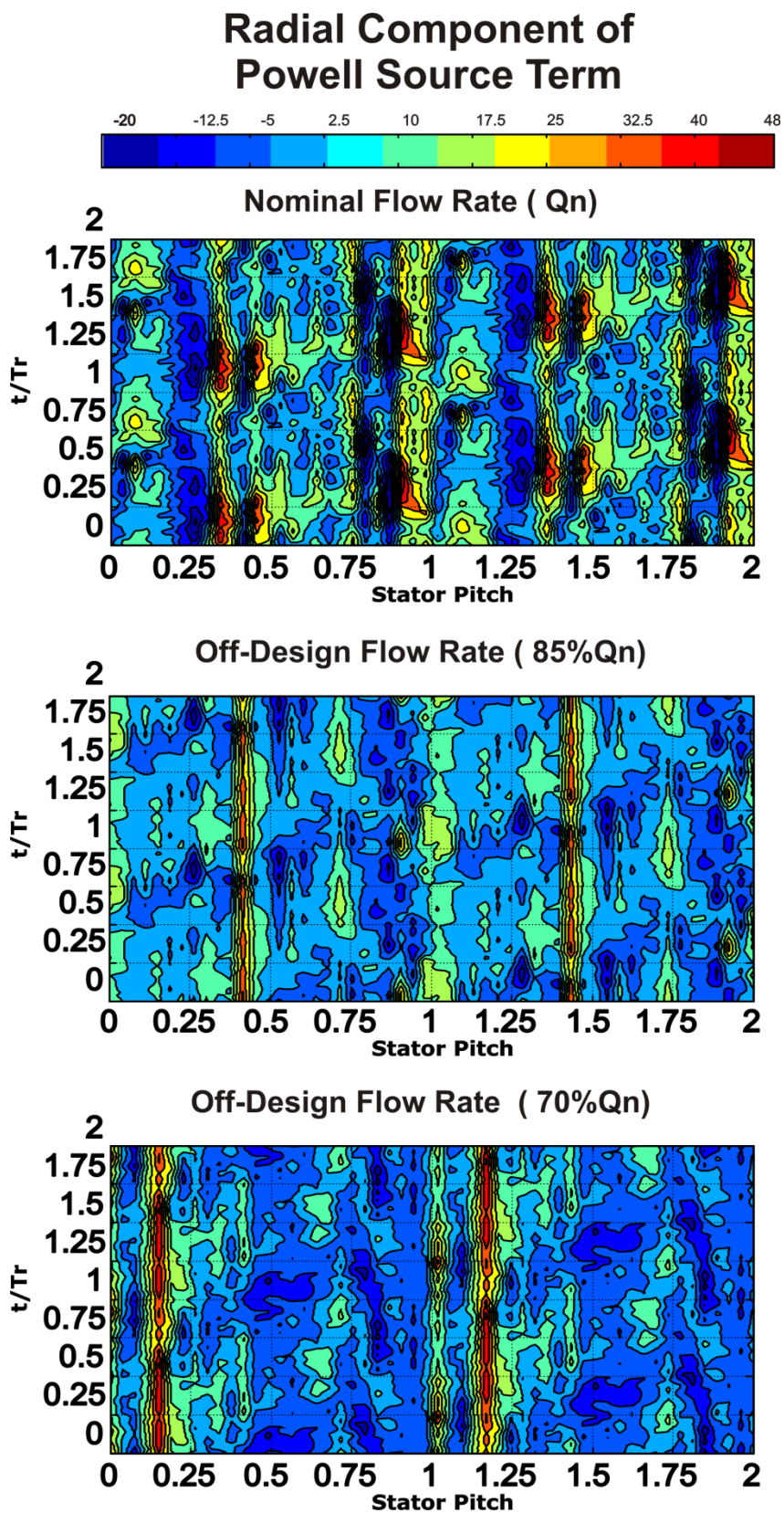


Figura 6-6: Componente radial del término fuente de Powell.

Tangential Component of Powell Source Term

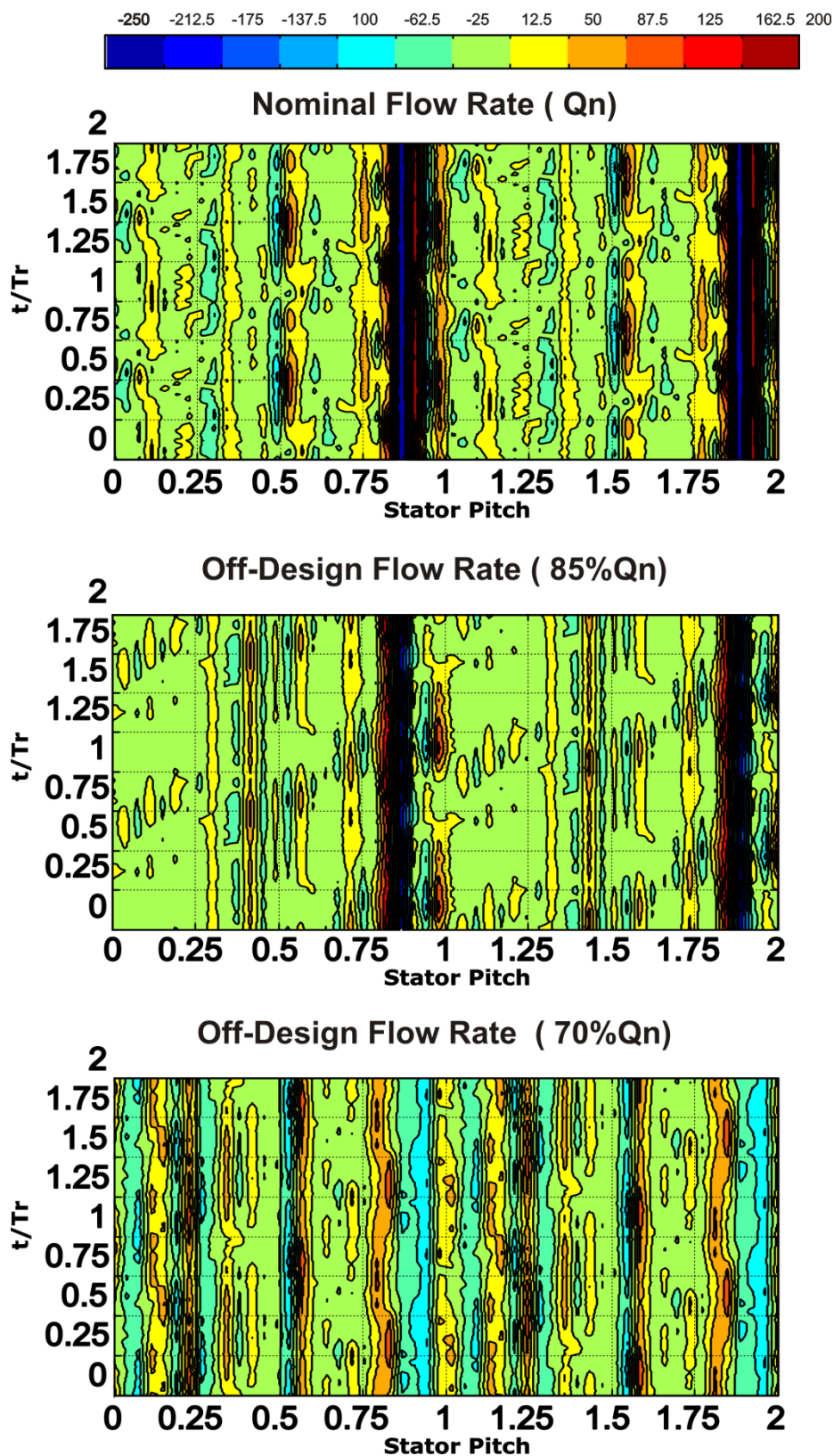


Figura 6-7: Componente tangencial del término fuente de Powell.

Al estudiar la variación del término fuente con el caudal se observa que mientras que la estela del stator es la principal contribución de ruido a caudal nominal, a medida que el caudal disminuye la contribución de esta estela pasa a un segundo plano y la turbulencia que se forma en el flujo empieza a cobrar importancia, como se observa para el 70% del caudal nominal.

El término fuente de Powell representa todas las fuentes de ruido, tanto las que producen ruido en banda ancha como las que producen ruido tonal. La presente tesis doctoral se basa en el estudio del ruido tonal; por tanto, no se tendrán en cuenta los mecanismos del flujo que producen ruido en banda ancha y el estudio se centrará en el ruido generado por las estelas tanto del stator como del rotor y la interacción de las mismas. Los diferentes mecanismos que producen ruido se pueden identificar a partir de la distribución temporal del término fuente de Powell a lo largo de un canal del stator. En la Figura 6-6 se muestra la evolución temporal de la contribución radial al término fuente de Powell a la salida del stator. A caudal nominal aparecen puntos en las estelas del stator donde la contribución radial al término fuente de Powell presenta valores altos, aunque también se observan en la mitad del canal. A caudales inferiores los puntos donde la contribución radial al término fuente de Powell toma valores más altos no presentan posiciones aleatorias dentro del canal del stator.

Si se comparan los valores de la contribución radial de la Figura 6-6 con los de la contribución tangencial que se muestran en la Figura 6-7 se observa que la contribución tangencial es de un orden de magnitud mayor que la radial, por tanto, es la que define la distribución del término fuente de Powell. Las estelas del stator son las estructuras de flujo que tienen mayor influencia en la generación de ruido, aunque también es posible distinguir las estelas del rotor sobre todo a caudales altos. Sin embargo, la turbulencia es la que domina el flujo para caudales bajos y la influencia de las estelas del stator pierde fuerza.

6.3 Contribución a la producción de ruido para el caso experimental

A partir del término de Powell se puede hacer un cálculo de su nivel de potencia acústica. La potencia acústica de una fuente es una propiedad de la propia fuente independiente del entorno donde se encuentre. El nivel de potencia acústica de una determinada fuente viene representado por la ecuación:

$$SPW = 10 \cdot \log \frac{P}{P_0} \quad (6-9)$$

donde P representa la potencia acústica de la fuente y P_0 la potencia umbral de audición que equivale a 10^{-12} W. La potencia acústica se puede calcular utilizando el término de Powell de la siguiente manera:

$$P = \rho \cdot v \cdot [\nabla \cdot (\vec{\omega} \wedge \vec{v})] \quad (6-10)$$

Si se representa la potencia de la fuente sonora a la salida de la máquina se obtienen los mapas de la Figura 6-8. A caudal nominal, la potencia es mayor en la estela del stator, donde se llega a valores de 145 dB, sucediendo lo mismo para el 85% del caudal. Sin embargo, este efecto se atenúa a caudales bajos ya que, como se comprueba en la figura la estela del stator para el 70% del caudal nominal, ya no presenta valores superiores a 145dB.

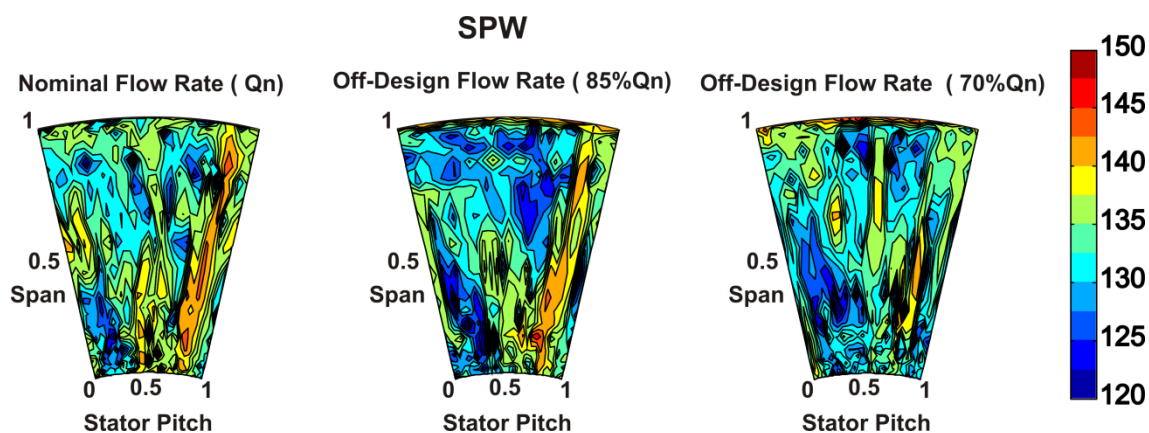


Figura 6-8: SPW detrás del stator.

6.4 El término fuente de Powell para el modelo 2.5D

En este apartado se presenta la contribución tangencial al término fuente de Powell obtenida del modelo numérico 2.5D tanto en la configuración rotor-stator como en la stator-rotor. En la Figura 6-9 se muestra la contribución al término de Powell de la componente tangencial del vector de Lamb. Si se compara esta figura con la correspondiente al caso experimental (Figura 6-4) se comprueba que el modelo numérico a caudal nominal reproduce las estructuras más importantes del flujo como son las estelas del stator y las del rotor. Sin embargo, a caudales menores el modelo numérico pierde precisión, ya que habría que realizar un promediado temporal para evitar que la no periodicidad del modelo LES produzca una difusión numérica de los resultados.

Del análisis de la Figura 6-9 se deduce que la principal fuente de ruido a la salida de la máquina la representan las estelas de las directrices, aunque el paso de las estelas que provienen del rotor genera también parte de ruido. La influencia de las estelas del stator a caudales fuera del punto de diseño se ve apantallada por otros fenómenos presentes en el flujo. Concretamente, el desprendimiento que se produce en los álabes a caudales bajos es transportado por la corriente llegando a afectar al término fuente de Powell a la salida de la máquina.

En la configuración stator-rotor (Figura 6-10) se comprueba que las estelas del rotor generan la mayor parte del ruido en la turbomáquina a caudal nominal, aunque también aparece reflejado el efecto de las estelas del stator. Las estelas del rotor siguen siendo las estructuras que más influyen en la generación de ruido a menores caudales, si bien su influencia se ve reducida por las inestabilidades del flujo llegando incluso a formar nódulos en los que el término de Powell toma valores altos. Estos nódulos se terminan extendiendo a todo el dominio para el caudal del 70%.

Cuando se comparan los resultados correspondientes a las configuraciones rotor-stator (Figura 6-9) y stator-rotor (Figura 6-10) aparecen una serie de similitudes. En ambos casos el fenómeno que predomina para caudal nominal son las estelas de la corona antes de la salida de la máquina. En la configuración stator-rotor estas estelas presentan una forma continua, mientras que en la rotor-stator no presentan esa continuidad. Esto es debido a que el valor del término de Powell es mayor en el primero de los casos y al intentar igualar las escalas da esa falsa sensación de continuidad. En ambos casos el valor del término de Powell aumenta en los puntos donde se produce la interacción de las estelas del rotor con el stator y viceversa, apareciendo unas pequeñas zonas de color naranja. Las estelas que vienen del rotor son continuas para la configuración rotor-stator mientras que en la otra configuración esas estelas están troceadas.

Se puede concluir de la comparación de estos resultados que la distribución de las fuentes acústicas para caudal nominal es independiente de la disposición entre haces, siendo mayor la potencia acústica de la fuente cuando la configuración es stator-rotor.

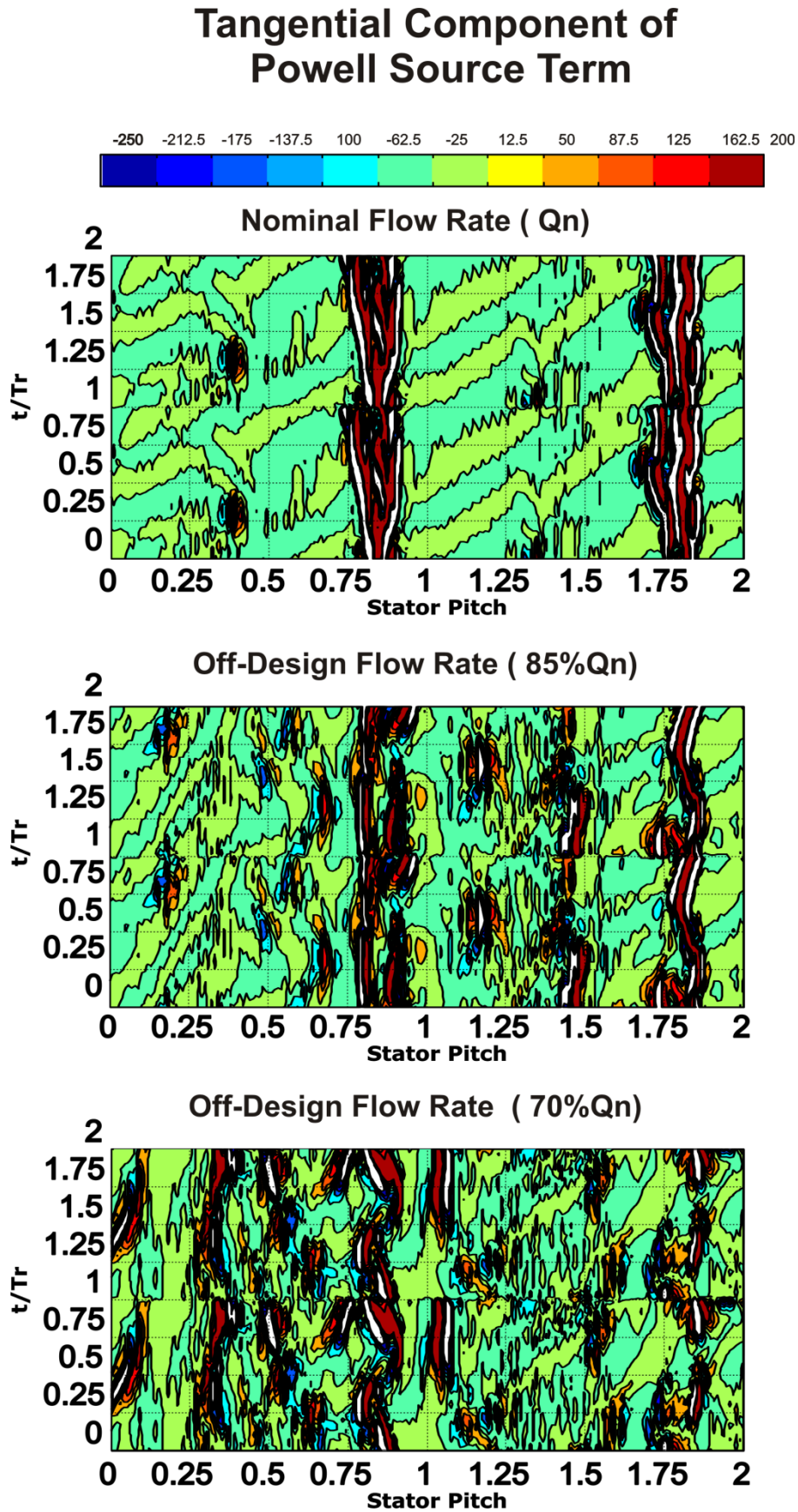


Figura 6-9: Componente tangencial del término fuente de Powell en el modelo LES para la disposición rotor-stator.

Tangential Component of Powell Source Term

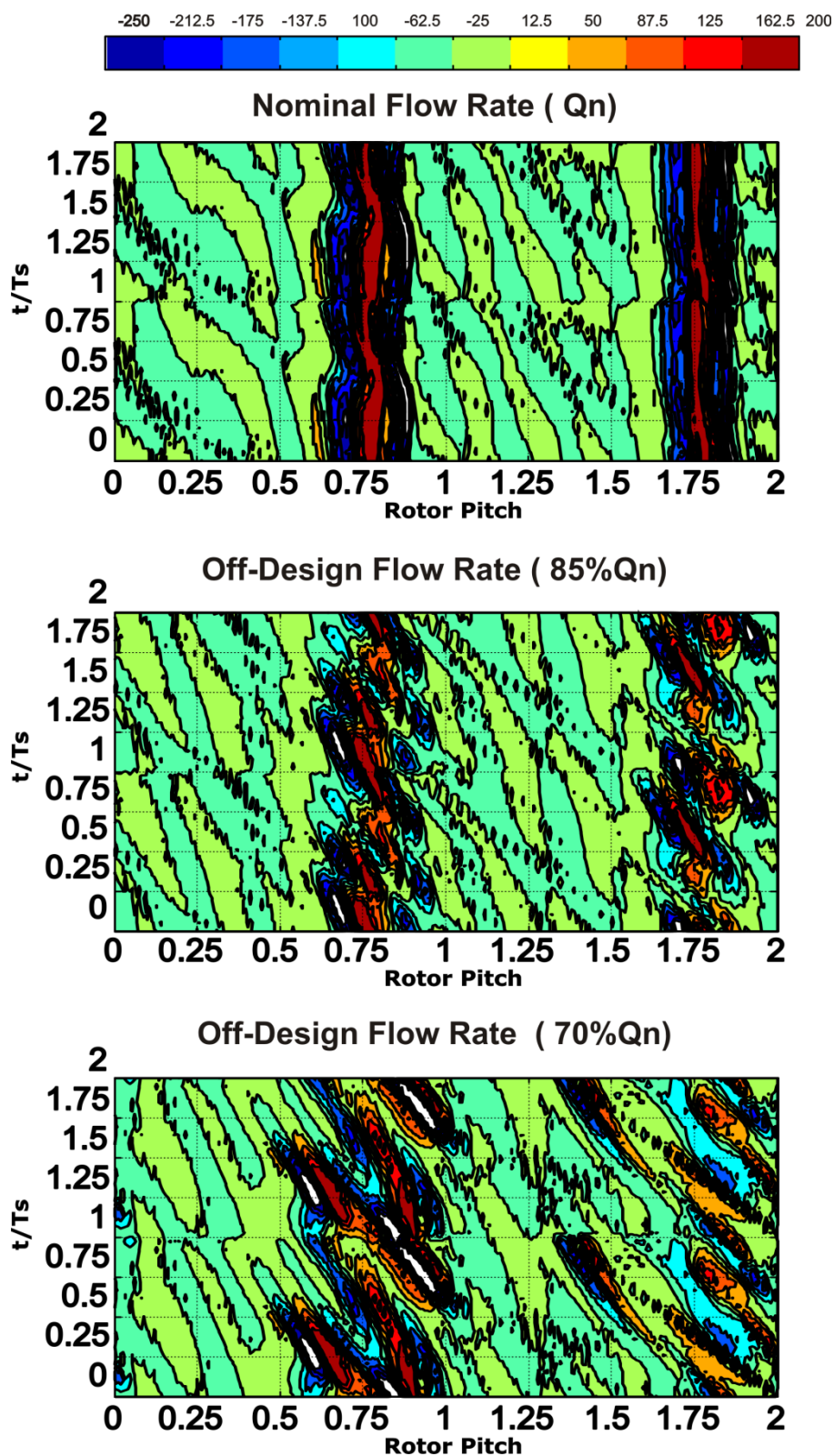


Figura 6-10: Componente tangencial del término fuente de Powell en el modelo LES para la disposición stator-rotor.

CAPÍTULO 7: CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

7.1 Conclusiones

En la presente tesis se ha realizado un análisis del flujo en el interior de una soplante axial con el objetivo de estudiar la influencia de la disposición entre álabes y directrices sobre la generación de ruido tonal. La generación de vórtices se presenta como una importante fuente de ruido en turbomáquinas, por lo que un adecuado conocimiento sus distribuciones en el interior de la soplante es el primer paso para caracterizarla acústicamente.

Para este estudio se diseñó y construyó una soplante axial compuesta por nueve álabes en la corona móvil seguidos por un haz fijo formado por trece directrices montadas en una carcasa especialmente diseñada para instalar la instrumentación. Se analizaron tres puntos de funcionamiento de la soplante. Primero se caracterizó el flujo a caudal nominal para, posteriormente, estudiar la estructura del flujo a carga parcial, en concreto al 85% y al 70% del caudal nominal.

El ventilador se instaló en un banco de ensayos construido en el laboratorio de Mecánica de Fluidos de la Universidad de Oviedo para la realización de las medias experimentales. El banco de ensayos contaba con un sistema de regulación de caudal, que permitía la obtención de la curva característica de la máquina y el establecimiento del caudal deseado a la hora de realizar los ensayos. Los campos de velocidad en el interior de la máquina se determinaron en sectores circulares entre haces y tras el stator utilizando anemometría térmica de hilo caliente. Estos sectores comprendían en la dirección circunferencial el paso de las directrices o de los álabes (según la posición de medida), así como la envergadura total de las coronas en la dirección radial. Complementariamente, se aplicaron diferentes metodologías para realizar un análisis de incertidumbre de las medidas y de las técnicas empleadas.

Los resultados experimentales se presentaron en tres posiciones distintas en el interior de la soplante: a la entrada de los álabes, en una posición entre haces y a la salida de la máquina. En una primera aproximación se mostró la distribución del flujo meridional en esas tres localizaciones a lo largo de la envergadura del álabe observándose una serie de fenómenos que influían en el comportamiento global de la máquina. En el plano entre haces se pudo apreciar la aparición de una gruesa capa límite en la zona del cubo de la máquina que hace que la mayoría del flujo circule por la parte alta del álabe. En esa capa límite no se cumple la condición de vórtice libre al contrario que en el resto de la máquina.

Para analizar el flujo con más profundidad se presentaron los campos no estacionarios de velocidad en esas tres posiciones de medida. A la entrada de la máquina, los resultados muestran el bloqueo que producen los álabes del rotor sobre el flujo incidente, mientras que, en el plano entre haces aparecen claramente reflejados en el flujo los efectos del paso de álabe. Los resultados experimentales muestran la gruesa capa límite en la zona del cubo de la máquina que desplaza el flujo hacia la periferia y que aparece debido a un defecto en el posicionamiento de los álabes. Esa capa límite se hace más gruesa después de que el flujo atraviese el stator, llegando a ocupar hasta el 50% de la envergadura del álabe a la salida de la máquina. En los campos de velocidades en este punto se observa la influencia de las estelas de las directrices en el flujo de salida de la máquina.

Las características no estacionarias del flujo se han analizado con detalle para comprender la generación de vórtices en el interior de la soplante. Se realizaron una serie de figuras en las que se ha representado la evolución temporal de las variables más significativas a lo largo de un canal del stator en una sección media, para entender las dinámicas vorticales no estacionarias. Los mapas temporales permitieron caracterizar las morfologías de las estelas, describiendo cualitativamente la evolución que se produce en las mismas al variar el caudal (estelas profundas y estrechas a caudal nominal y estelas mucho más suavizadas y gruesas a caudales bajos).

Por otra parte, también se estudió la evolución de la vorticidad en el interior de la máquina y su relación con la generación de turbulencia, comprobándose que gran parte de la energía que transfiere la máquina al fluido a caudales bajos se pierde en la generación de turbulencia. Las zonas de mayor generación de vorticidad se localizan en las estelas, tanto del rotor como del stator, observándose también una zona de alta vorticidad que corresponde a la capa de cortadura en la zona del cubo de la máquina.

Los resultados instantáneos de la sonda de hilo caliente pusieron de manifiesto una serie de efectos de interacción que influyen en el comportamiento de la máquina. En particular cabe destacar:

- El bloqueo que producen los álabes en rotación sobre el flujo incidente, mucho más acusado a caudales bajos.
- La aparición de los efectos del vórtice de punta, claramente identificados en los patrones no estacionarios del flujo en el marco relativo, aun cuando se empleó una sonda de dos hilos para las medidas.
- La existencia de una gruesa capa límite en la zona del cubo de la máquina que propicia la aparición de una capa de cortadura. En esta capa se produce mucha transferencia de energía turbulenta.
- La dependencia del ángulo de la estela del rotor con el caudal. El ángulo de la estela del rotor es mayor a medida que disminuye el caudal debido a que el ángulo de la corriente incidente sobre la directriz crece progresivamente.
- La evolución de las estelas del rotor a su paso por el stator. Se observó cómo se trocean y se deforman, adelantándose o retrasándose en función de la diferencia de velocidad de la corriente, efecto asociado a la cara del álabe que atraviesan.
- La mezcla de estelas que se produce a la salida de la máquina.

Para la simulación numérica del flujo, se han empleado varios clusters disponibles en el Área de Mecánica de Fluidos. Se ejecutaron cálculos computacionales en paralelo con el código comercial FLUENT, optimizando las discretizaciones temporales y espaciales en los modelos de resolución. Este programa permite resolver las ecuaciones de Navier-Stokes para flujo incompresible no estacionario con el método de los volúmenes finitos. Inicialmente se realizaron dos modelos: un modelo bidimensional con el objeto de optimizar el diseño de los álabes y un modelo tridimensional de la máquina completa para determinar el modelo de turbulencia para reproducir las estructuras del flujo. Para el análisis se utilizaron cuatro modelos de turbulencia diferentes: Spalart-Allmaras, $k-\varepsilon$, $k-\omega$ y Reynolds Stress (RSM).

Los campos de velocidad, vorticidad y turbulencia obtenidos en el modelo numérico tridimensional se compararon con los resultados experimentales en dos posiciones características de la máquina: una posición entre haces y a la salida de la misma. En el plano entre haces se observó una buena correspondencia entre los resultados numéricos y experimentales para el campo de velocidades, especialmente adecuados en el caso de los modelos Spalart-Allmaras y RSM. En cambio, al comparar los campos de vorticidad y la generación de turbulencia se observó que aparecían mayores discrepancias entre los modelos de turbulencia y las medidas experimentales, debidas principalmente a que estos modelos no reproducen fielmente la complejidad de las estructuras vorticales del flujo (fuertemente no estacionarias, tridimensionales, anisótropas y con multitud de escalas diferentes). Estas diferencias de los resultados numéricos en el plano entre haces terminan degradando el campo de velocidades a la salida de la máquina. Así, en dicha zona, ninguno de los modelos de turbulencia fue capaz de reproducir los procesos de formación y mezcla de estelas, mecanismos esenciales para la caracterización completa del flujo en el interior del ventilador. A la vista de estos resultados para caudal nominal se decidió probar otras técnicas para conseguir una correcta simulación de la generación y el transporte de las escalas turbulentas.

Se desarrolló un modelo numérico 2.5D para simular una sección media de la máquina utilizando una técnica LES. Con esta técnica se obtuvo un grado de concordancia muy notable entre las medidas experimentales y los campos resueltos numéricamente. La comparación se planteó a partir de representación de diversa variables fluidodinámicas, tales como las componentes de la velocidad o los mapas de turbulencia. A caudal nominal se ha constatado un reseñable acuerdo entre los resultados numéricos y los experimentales, debido en gran medida al proceso de filtrado a la escala de la malla, incorporado por el esquema LES, que permite incrementar la bondad de la simulación, haciéndola mucho más realista, comparada con los habituales modelos basados en promediados RANS. Se ha concluido, por tanto, que un esquema LES es adecuado para modelizar la interacción no estacionaria entre el rotor y el stator de la soplante.

De forma complementaria, se ha desarrollado otro modelo numérico 2.5D de la máquina con configuración stator-rotor para poder comparar la influencia de la disposición entre haces en la interacción no estacionaria entre rotor y stator y su relación con la generación de vórtices. De esta segunda configuración se extrajeron los mapas de velocidad, de vorticidad y de energía turbulenta, para lograr así una completa descripción del flujo. La estructura de las estelas, continuas en el caso del caudal nominal y rotas a bajos caudales debido al desprendimiento del flujo en la punta del álabe, se ha identificado de los mapas temporales.

En la segunda parte de la tesis se ha analizado la generación del ruido que se produce en el interior de la soplante a partir del estudio de las fuentes de ruido de vórtices. Para ello, partiendo de los mapas de vorticidad obtenidos tanto de forma experimental como numérica, se ha deducido el vector de Lamb a partir del cual se puede calcular el término fuente de Powell. Se estudiaron nuevamente las dos posiciones más características: una entre haces y otra a la salida de la máquina. En la primera posición se confirmó que las estructuras del flujo que más influencia tienen en la generación de ruido son las estelas del rotor y la capa de cortadura que se forma en el cubo de la máquina. Además, se ilustró cómo el efecto de las estelas iba disminuyendo al reducir el caudal, convirtiéndose así la capa de cortadura en la principal fuente de ruido aerodinámico. Por otra parte, a la salida de la máquina, las estelas del stator se convertían en la fuente de ruido predominante, aun cuando otras estructuras empiezan a tomar relevancia a bajos caudales. Esta afirmación se vio confirmada al calcular la potencia de las fuentes acústicas a la salida de la máquina mostrando claramente en los mapas cómo en las estelas del stator se localizaban los puntos de mayor potencia.

A partir de la distribución del término fuente de Powell a la salida de la máquina se ha establecido una metodología numérica capaz de determinar las fuentes de ruido de vórtices mediante técnicas CFD. Asimismo, se ha desarrollado la expresión de la analogía de Powell para calcular la distribución de las fuentes de ruido a la salida de la máquina, tanto para la configuración rotor-stator como para la stator-rotor.

Se utilizaron marcos de referencia diferentes para realizar la comparación entre ambas configuraciones: marco de referencia absoluto para la configuración stator-rotor y marco relativo para la etapa rotor-stator, posibilitando la comparación de los procesos de interacción de estelas en ambas configuraciones. Se ha deducido que las estelas del stator son la principal fuente de ruido en la

configuración stator-rotor, incluso aunque en el flujo medio aparecen las estelas del rotor interfiriendo con las del stator y produciendo un aumento en el término de Powell en esos puntos. Inversamente, la fuente de ruido principal en la configuración stator-rotor se encuentra en las estelas del rotor y predomina sobre cualquier otro efecto del flujo. También aparecen los mismos puntos de nucleación en las zonas donde se produce la interferencia entre las estelas de los distintos haces, concluyéndose que el comportamiento de ambas configuraciones frente a la interacción de haces a la salida es análogo.

En resumen se ha estudiado la influencia de la disposición entre haces fijos y móviles sobre la generación de ruido tonal en una soplante axial empleando metodologías tanto numéricas como experimentales. A partir de los resultados experimentales se obtuvo la caracterización aerodinámica de la máquina, así como un conjunto de resultados que se utilizaron para la validación numérica del modelo 2.5D. A partir de los campos de vorticidad en la máquina se dedujo la distribución del término fuente de Powell que sirve para determinar las fuentes de ruido vortical tanto en banda ancha como tonal. De entre todas las estructuras del flujo, el estudio se centró en los fenómenos de interacción y mezcla de estelas de carácter tonal, obteniéndose la distribución del término de Powell asociada a estos fenómenos y analizando la influencia de la disposición relativa entre haces en dichas distribuciones.

7.2 Trabajos futuros

Finalmente se exponen una serie de trabajos que pueden realizarse en un futuro con objeto de aumentar el conocimiento de los fenómenos, tanto aerodinámicos como aeroacústicos, que se producen en el interior de la máquina.

Entre los trabajos que se deberían realizar en el campo aerodinámico cabe destacar:

- Mejorar el posicionamiento de los álabes y estudiar la influencia del ángulo de calado en el comportamiento de la soplante, buscando optimizar las características globales de la máquina.
- Se puede realizar un estudio de la distribución de presiones en el interior de la máquina con el objetivo de estudiar las fuerzas que se producen sobre los álabes.
- El estudio detallado de otros fenómenos tridimensionales del flujo, como en el caso del vórtice de punta. Este estudio requeriría de medidas en la zona del huelgo radial de la máquina con una sonda de tres hilos para poder obtener ahí con precisión la tridimensionalidad y directividad de esta estructura del flujo.
- Se puede aplicar la parte metodológica para estudiar otro tipo de máquinas axiales, como es el caso de los ventiladores de chorro. El Área de Mecánica de Fluidos cuenta con una máquina de estas características en su laboratorio.

En cuanto a los trabajos en aeroacústica que se podrían realizar se precisa citar:

- El uso de holografía acústica para estudiar las fuentes de ruido que presentan este tipo de turbomáquinas.
- El estudio de la propagación de las fuentes de ruido utilizando la analogía de Howe, que permite resolver la ecuación de ondas y estudiar el ruido en campo lejano.
- Extender la metodología numérica para analizar otras secciones de la máquina a medida que los recursos computacionales lo permitan. El objetivo final sería resolver el flujo completo en la geometría 3D de la máquina usando esquema LES.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Amiet, R.K.; "Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream" *Journal of Sound and Vibration*, vol. 41, 1975.

Amiet, R.K.; "Noise due to turbulent flow past a trailing edge", *Journal of Sound and Vibration*, vol. 47, 1976.

Argüelles, K.M.; "Ruido aerodinámico tonal radiado por un ventilador axial en campo lejano: mecanismos de generación y propagación del mismo", Tesis Doctoral, Universidad de Oviedo, 2005.

Argüelles Díaz, K.M.; Fernández Oro, J.M.; Santolaria Morros, C.; Fernández Coto, P.; "Numerical Study of the Discrete Frequency Noise Generation in an Axial Flow Fan.", *Proceedings of 6th Euroturbo, European Conference on Turbomachinery, Lille, Francia. Vol. 2, 1065-1074, 2005.*

Argüelles Díaz, K.M.; Fernández Oro, J.M.; Santolaria Morros, C.; "Numerical Study of Tonal Noise Generated by an Axial Flow Fan with Inlet Guide Vanes.", *Proceedings of the 2005 ASME Fluids Engineering Division Summer Conference, Houston, USA, 2005.*

Argüelles Díaz, K.M.; Fernández Oro, J.M.; Blanco Marigorta, E.; "Direct Calibration Framework of Triple-Hole Pressure Probes for Incompressible Flow", *Measurement Science and Technology*, Vol. 19, 2008.

Argüelles Díaz, K.M.; Fernández Oro, J.M.; Blanco Marigorta, E.; "Extended Angular Range of a Three-Hole Cobra Pressure Probe for Incompressible Flow", *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 130, 2008.

Argüelles Díaz, K.M.; Fernández Oro, J.M.; Blanco Marigorta, E.; "Cylindrical Three-Hole Pressure Probe Calibration for Large Angular Range"; *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol. 20, 57 a 68, 2009.

Argüelles Díaz, K.M.; Fernández Oro, J.M.; Blanco Marigorta, E.; Barrio Perotti, R.; "Head Geometry Effects on Pneumatic Three-Hole Pressure Probes for Wide Angular Range", *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol. 21, 330 a 339, 2010.

Atassi, H.M.; Logue, M.M.; "Modeling Tonal and Broadband Interaction Noise", *Source: Iutam Symposium On Computational Aero-Acoustics For Aircraft Noise Prediction Vol. 6, pp. 214-223, 2010.*

Ballesteros, R.; "Modelización del flujo en ventiladores de paso variable", Tesis Doctoral, Universidad de Oviedo, 1992.

Balje, O.E.; "Turbomachines", Wiley, New York, 1981.

Bauer, F.; Maestrellot, L.; Ting, L.; "Acoustic Field in Unsteady Moving Media", NASA Langley Research Center, 1995.

Blake, W.K.; "Mechanics of flow-induced sound and vibration", Volumenes I y II, Academic Press, 1986.

Blanco, E.; "Desprendimiento rotativo en ventiladores axiales de paso variable", Tesis Doctoral, Universidad de Oviedo, 1992.

Blanco, E.; Ballesteros, R.; Santolaria, C.; "Hot Wire Measurements during Rotating Stall in a Variable Pitch Axial Flow Fan", ASME 96-GT-441, 1996.

Blanco, E.; Ballesteros, R.; Santolaria, C.; "Angular Range and Uncertainty Analysis of Non-orthogonal Crossed Hot Wire Probes", ASME Journal of Fluids Engineering, 120, 90-95, 1998.

Berdanier.R.A.; "On the acoustic of the presence of tip clearances in axial fans and compressors", American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008.

Brentner, K.S.; Farassat, F.; "An Analytical Comparison of the Acoustic Analogy and Kirchhoff formulation for moving surfaces", American Helicopter Society 55rd Annual Forum, 1997.

Brooks, T.F.; Burley, C.L.; "Blade wake interaction noise for a model main rotor", Meeting for Rotorcraft Acoustics and Aerodynamics, Virginia, 1997.

BS 848; "Fans for General Purposes. Part I: Methods of testing performance", British Standard Institution, 1980.

Casper, J.; Farassat, F.; "Broadband noise predictions based on a new aeroacoustics formulation", AIAA 2002-0802, 2002.

Cattanei, A.; Ghio, R.; Bongiovi, A.; "Reduction of the tonal noise annoyance of axial flow fans by means of optimal blade spacing", Applied Acoustics Vol. 68(11-12), pp. 1323-1345, 2007.

Chiu, W.S.; Lauchle, C.G.; Thompson, D.E.; "Subsonic axial flow fan noise and unsteady rotor force", Journal of Acoustic Society of America, vol. 85, 1989.

Crighton, D.G.; Dowling, A.P.; Flowcs Willians, J.E.; Heckl, M.; Leppington, F.G.; "Modern Methods in Analytical Acoustics", Springer-Verlag, 1992.

Cumpsty, N.A.; "Compressor Aerodynamics" Longman Scientific and Technical, 1989.

Curle, N.; "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound", Proc. Roy. Soc. A 231, 1955.

Davidson, L.; Dahlstromn, S.; "Hybrid LES-Rans: an approach to make LES applicable at high Reynolds numbers" Journal of computational fluid dynamics, Vol. 19(6) pp. 415-427 , 2003.

Deming, A.F.; "Noise from propellers with symmetrical sections at zero blade angle", NACA TM 679, 1938.

Dixon, S.L.; "Fluid mechanics and thermodynamics of turbomachinery", Elsevier Science, USA, 1998.

Ernsthausen, W.; "The source of propeller noise", NACA TM 821, 1937.

Farassat, F.; "Theory of Noise Generation from Moving Bodies with an Application to Helicopter Rotors", NASA Technical Report, 1975.

Farassat, F.; "Linear acoustic formulas for calculation of rotating blade noise", AIAA Journal, vol. 19, 1981.

Farassat, F.; Brentner, K.S.; "The uses and abuses of the acoustic analogy in helicopter rotor noise prediction", Journal of the American Helicopter Society, vol. 33, 1988.

Fernández, J.M.; Argüelles, K.M.; Ballesteros, R.; Santolaria, C.; "Numerical analysis of the rotor-stator interaction in an axial flow fan", XXI IAHR Symposium Hydraulic Machinery and Systems, Lausana (Suiza), 2002a.

Fernández, J.M.; Argüelles, K.M.; Santolaria, C.; Ballesteros, R.; "Interacción fluidodinámica entre el rotor y el stator en una soplante axial", XV Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica, Cádiz, 2002b.

Fernández, J.M.; Argüelles, K.M.; Santolaria, C.; Ballesteros, R.; "Unsteady flow analysis of the rotor-stator interaction in an axial flow fan", 4th ASME-JSME Joint Fluids Engineering Conference, Vol. I643CD, Honolulu, 2003.

Fernández, J.M.; "Interacción no estacionaria entre el rotor y el stator en una turbomáquina axial", Tesis Doctoral, Universidad de Oviedo, 2004.

Fernández, J.M.; "Técnicas numéricas en ingeniería de fluidos", Editorial Reverté, 2012.

Ffowcs Williams, J.E.; Hawkings, D.L.; "Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion", Phil. Trans. Roy. Soc. A264, 1969.

Ffowcs Williams, J.E.; Hawkings, D.L.; "Theory relating to the noise of rotating machinery", Journal of Sound and Vibration, vol. 36, 1969.

Foias, C.; "Navier-Stokes Equations and Turbulence", Cambridge University Press, 2001.

Freymuth, P.; "Frequency response and electronic testing for constant-temperature hot-wire anemometers" Journal of Physics Engineering, Scientific instrum 10, pp 705-710, 1977.

Fukano, T.; Kodama, Y.; Takamatsu, Y.; "The effect of the tip clearance on the noise of a low pressure axial and mixed-flow fans", Journal of Sound and Vibration, vol. 105, 1986.

Garrick, I.E.; Watkins, C.E.; "A theoretical study of the effect of forward speed on the free-space sound-pressure field around propellers", NACA report 1198, 1954.

Gerard, A.; Berry, A.; Masson, P.; "Active control of automotive fan noise", Fan Noise 2003.

Gjelstrup, P.; "Laser Doppler Anemometry. Introduction to principles and applications", LDA Course Notes, Dantec Dynamics, 2003.

Glegg, S.A.L.; "Airfoil self-noise generated in a cascade", AIAA Journal, vol. 36, 1998.

Goldstein, S.; "Lecture on Fluid Mechanics", New York: Interscience, 1960.

Grace, S.M.; Sondak, D.L.; Dorney, D.J.; Logue, M.; "CFD computation of fan interaction noise", Proceedings Of The Asme International Mechanical Engineering Congress And Exposition 2007, vol. 8, pp. 1721-1731, 2008.

Guedel, A.; Rozenberg, Y.; Roger, M.; Perrin, G.; "Experimental validation of a model of fan trailing-edge noise", Noise Control Engineering Journal, Vol. 57- 4 pp. 318-326, 2009.

- Gutin, L.; "On the sound field of a rotating propeller", NASA Technical Memorandum, 1948.
- Hawkings, D.L.; Lawson, M.V.; "Theory of supersonic rotor noise", Journal of Sound and Vibration, vol. 36, 1974.
- Hirschberg, A.; Rienstra, S.W.; "An introduction to Acoustics", Eindhoven University of Technology, 2004.
- Howe, M.S.; "Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute", Journal of Fluid Mechanics, vol. 71, 1975.
- Howe, M.S.; "A review of the theory of trailing edge noise", Journal of Sound and Vibration, vol. 61, 1978.
- Howe, M.S.; "Theory of vortex sound", Cambridge texts in applied mathematics, 2003.
- Huang, L.; "Rotor-strut interaction force in an axial flow fan", Fan noise 2003 international symposium, 2003.
- Jeon, W.H.; Chung, K.H.; Lee, D.H.; "An analysis of sound field of a centrifugal fan with volute casing", 6th AIAA Aeroacoustics Conference, 2000.
- Katz, J.; Plotkin, A.; "Low-Speed Aerodynamics", McGraw Hill, 1991.
- Kelvin, Lord. "On vortex motion." Transactions of the royal society of Edinburgh 25, pp. 217-260. 1867.
- Lamb, H.; "Hydrodynamics", Cambridge University Press, sexta edición, 1932.
- Lauder, B.E.; Spalding, D.B.; "Lectures in Mathematical Modeling of Turbulence", Academic Press, London, England, 1972.
- Lauder, B. E.; Reece, G. J.; Rodi, W.; "Progress in the development of a Reynolds-Stress turbulence closure" J. Fluid Mechanics, Vol 68 3, pp 537-566, 1975.
- Lieblein, S.; "Incidence and Deviation Angle Correlations for Compressor Cascade", ASME annual meeting, 1959.
- Lighthill, M.J.; "On sound generated aerodynamically I - General Theory", Proc. Royal Society, 1952.
- Lawson, M.V.; "The sound field for singularities in motion", Proc. Roy. Soc. A 286, 1965.
- Lawson, M.V.; Ollerhead, J.B.; "A theoretical study of helicopter rotor noise", Journal of Sound and Vibration, vol. 9, 1969.
- Lawson, M.V.; "Progress towards quieter civil helicopters", Aeronautical Journal, 1992.
- Mansfield, J.R.; Knio, O.M.; Meneveau, C.; "A Dynamic LES Scheme for the Vorticity Transport Equation: Formulation and a Priori Tests", Journal of Computational Physics, vol. 145, 1998.
- Mather, J.S.B.; Savidge, J.; "New observations on tone generation in fan", Journal of Sound and Vibration, vol. 16-3, pp. 407-418, 1971.
- McKenzie, A.B.; "Axial flow fans and compressors", Ashgate publishing company, Burlington, USA, 1997.
- Menter, F.R.; "Turbulence modeling for turbomachinery", QNET-CFD network Newsletter. Volumen 2 3 pp10-13, 2003.

- Morfey, C.L.; "Sound generation in subsonic turbomachinery." Journal of basic engineering, vol. 92-3, pp. 450-459, 1970.
- Neumann, A.L.; Nogueira, J.I.; "Turbomáquinas", Editorial Ariel S.A., Barcelona, 2000.
- Posson, H.; Moreau, S.; Roger, M.; "Broadband noise prediction of fan outlet guide vane using a cascade response function", Journal Of Sound And Vibration, Vol. 33-25, pp. 6153-6183, 2011.
- Pope, S.B.; "Turbulent flows", Cambridge University Press, 2000.
- Powell, A.; "Theory of vortex sound", J. Acoust. Soc. Amer., vol. 16, 1964.
- Rade, L.; Westergren, B.; "Mathematics Handbook", Studentlitteratur, cuarta edición, 2000.
- Roger, M.; Molin, N.; "The use of Amiets' methods in predicting the noise from 2D high-lift devices", 6th AIAA Aeroacoustics Conference, 2000.
- Roger, M.; "Noise from moving surfaces", Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2004a.
- Sagaut, P.; "Recent Developments in Numerical Methods for Turbomachinery Flows", Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2001.
- Sandberg, R. "Numerical Methods: DNS", Lecture series, von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2009.
- Santolaria, C.; "Estudio del diseño de ventiladores de grandes dimensiones para centrals térmicas", Tesis Doctoral, Universidad de Oviedo, 1986.
- Sarkar, S. Hussaini, M.Y.; "Computation of the sound generated by isotropic turbulence", Institute for Computer Applications in Science and Engineering, 1993.
- Schmitz, F.H.; "Aeroacoustic of subsonic jets", Hubbard Ed., 1991.
- Schram, C.; "Aeroacoustics of Subsonic Jets", Technische Universiteit Eindhoven, 2003.
- Sharland, I.J.; "Sources of noise in axial flow fans", Journal of Sound and Vibration, Vol. I-3, pp. 302-322, 1964.
- Shih, T.H.; "A new k- ϵ viscosity model for high reynolds number turbulent flows", Compute Fluids 24:3:227-238, 1995.
- Smith, S.N.; "Discrete frequency sound generation in axial flow turbomachines", aeronautical research council reports and memoranda, No. 3709, 1973.
- Sorguven, E.; Dogan, Y.; Bayraktar, F.; Sanliturk, K.Y.; "Noise prediction via large eddy simulation: Application to radial fans", Noise Control Engineering Journal, Vol. 57-3 pp. 169-178, 2009.
- Spalart, P. R.; Allmaras, S. R.; "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows" AIAA Paper 92-0439,1992.
- Stainback, P.C.; Nagabushana, K.A.; "Review of Hot-Wire Anemometry Techniques and the Range of Their Applicability for Various flows", FED-Vol 167, Thermal Anemometry, ASME, pp 93-133, 1993.
- Velarde, S.; "Comportamiento aeroacústico de ventiladores inestables", Tesis Doctoral, Universidad de Oviedo, 1997.
- Wang, J.; Huang, L.X.; "Quantification and control of noise sources in a small axial-flow fan", Source: Noise Control Engineering Journal, Vol. 54-1, pp. 27-32, 2006.

Referencias Bibliográficas

White, F.M.; "Mecánica de Fluidos", Mc Graw Hill, 1979.

White, R.G.; Walker, J.G.; "Noise and Vibration", John Wiley & Sons, 1982.

Wilcox, D.C.; "Turbulence Modelling for CFD", DCW Industries, California, USA, 1994.

Wong, J.; Huang, L.; "Identification and control of noise sources in a small axial-flow fan ", Fan Noise 2003 International Symposium, 2003.

Wright,T.; Gerhart,P.M.; "Fluid machinery: application, selection, and Design", Taylor and Francis Group.LLC. 2010.

Yakhot, V.; Orszag, S.A.; Thangam, S.; Gatski, T.B.; Speziale, C.G.; "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique", Physics of Fluids A, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520, 1992.

Yu, Y.H.; "Rotor blade-vortex interaction noise", Progress in Aerospace Sciences, vol. 36, 2000.

Anexo I: Publicaciones

I.1 Introducción

En este anexo se recogen las publicaciones presentadas en congresos relacionadas con el trabajo expuesto en la presente memoria. Estas publicaciones fueron, por orden cronológico:

- «Dual Hot Wire Probes Without Crossed PRong-Wire Interference Effects», presentado en el XXI Symposium on “Measuring Techniques in Turbomachinery en Valencia en el año 2012.
- «Statistical Procedure to Obtain Accurate Time-Resolved Measurements in Turbomachinery Environments Using Fast-Response Probes», presentado en el ASME 2012 Fluids Engineering Summer Meeting celebrado en Rio Grande, Puerto Rico(USA) en el año 2012.
- «Application of Deterministic Correlations in the Analysis Of Rotor-Stator Interactions in Axial Flow Fans», presentado en el ASME 2012 Fluids Engineering Summer Meeting celebrado en Rio Grande, Puerto Rico(USA) en el año 2012.

I.2 XXI Symposium on “Measuring Techniques in Turbomachinery

DUAL HOT WIRE PROBES WITHOUT CROSSED PRong-WIRE INTERFERENCE EFFECTS

Argüelles Díaz, Katia María

University of Oviedo, Fluid Dynamics Group
Viesques, 33271, Gijón (Asturias), Spain
arguelleskatia@uniovi.es

Fernández Oro, Jesús Manuel

University of Oviedo, Fluid Dynamics Group
Viesques, 33271, Gijón (Asturias), Spain
jesusfo@uniovi.es

Galdo Vega, Mónica

University of Oviedo, Fluid Dynamics Group
Viesques, 33271, Gijón (Asturias), Spain
galdomonica@uniovi.es

Blanco Marigorta, Eduardo

University of Oviedo, Fluid Dynamics Group
Viesques, 33271, Gijón (Asturias), Spain
eblanco@uniovi.es

ABSTRACT

Dual Hot Wire (DHW) probes are widely used for the measurement of two-dimensional velocity flows. Typically, the two wires of this kind of probes are placed either orthogonal or with a larger angle between them (i.e. 120°) in order to increase the measurement angular range of the probe. For both orthogonal and non-orthogonal probes, certain angular ranges of the incident flow imply that the inner wire is found in the wake of one of the prongs of the outer wire, causing significant interference effects and a practical limitation of the measurement angular range of the probes. This angular range may be insufficient when trying to measure flows with sudden and notable changes of direction. This work proposes new designs of DHW probes without cross prong-wire interference effects for a significant angular interval. As a consequence, the measurement angular range of these enhanced probes is significantly extended, allowing a reliable determination of flows with important recirculation effects, such as those found in turbomachinery environments.

INTRODUCTION

Thermal anemometry is a measuring technique that retrieves the flow velocity through heat transfer variations in a small sensor that it is electrically heated while exposed to a moving fluid. It is a reliable method, extremely accurate and with a high frequency response.

The most common thermal anemometer is the hot wire thermal device, which it is composed by a single or multiple tiny wires mounted on the probe tip. Tungsten is typically considered as the wire material due to its electrical resistance which is particularly suitable to be heated under regular values of intensity or voltage. Every wire is weld to a couple of prongs, usually of stainless steel, incrusted to the probe support, which are also employed as electrical contacts to heat the wire to a temperature in the range of 200-300 °C.

Wire's diameter must be extremely reduced so the signal-to-noise ratio at high frequencies may be amplified, the spatial resolution and frequency response increased, and the heat conduction losses and interferences with the flow minimized. Additionally, the diameter size must be large enough to increase the wire resistance and reduce aging effects provoked by particles transported by the flow. It is accepted that optimal wire diameters must be ranged between 2 to 5 μm , resulting in extremely low Reynolds numbers which lead to consider the incident flow over the wires as symmetric and quasi-steady.

On the other hand, the wire's length must be also quite reduced to enlarge the probe's spatial resolution and minimize the aerodynamic load, while keeping a minimum size to control conduction losses and preserve a uniform temperature distribution. Optimal values are found when

the length-to-diameter ratio is about 200 ([1]), although it must be kept in mind that the spatial resolution is also conditioned by the existing distance between the wires ([2]).

When the flow impinges on a hot wire, part of its heat energy is advected by the flow (forced convection [3]) due to the relative difference between the temperatures of the sensor (hot) and the fluid flow (cold). Because of the wire thermal inertia, its frequency response to flow velocity variations is damped, so the final measured changes in voltage turn to be lesser than the real ones. As a consequence, the wire self-response is excessively low and needs to be electronically compensated using, for instance, a constant temperature anemometer (CTA). This kind of equipment is an amplifier device that feeds back the wires to maintain its temperature independent of the variations in the flow velocity ([4]). Using this technique, the frequency limit can be significantly raised, up to 1000 times higher ([5], [6]).

Every probe must be calibrated before it can be used to measure a particular flow. The calibration determines a relationship between the output voltage of every single wire and the magnitude and direction of the flow velocity vector. The electrical current in the wires provokes a heat release that must be transferred to the surrounding fluid to restore the thermodynamic equilibrium. If the flow velocity is modified, then the heat transfer changes so the wire temperature must evolve until a new equilibrium situation is reached. The heat transfer rate is directly related to the flow velocity impinging on the sensor. The feedback control of the CTA acts to modify the intensity of the electrical current so the wire temperature remains constant overtime. Consequently, the flow velocity can be determined through the measurement of the intensity or voltage modifications needed to keep the wire at constant temperature.

The most popular method to calibrate hot wire probes consists in keeping them steadily in a moving fluid. This calibration, known as "static calibration", is completed in a two-step sequence. In the first one, the probe is located in the calibration facility, with both yaw and pitch angles set to zero, so one can obtain the relationship between the effective velocity in every wire and the CTA output voltage, including a correction factor for the temperature difference. Such relationship is given by the well-known King's law ([7]) and represents the transfer function to be used when transforming voltage data into flow velocities. The second step is to complete the angular calibration, required for two and three-wire probes, to determine its directional sensitivity, that is, the relationship between the effective voltage and the components of the velocity field. Such relationship can be approximated via analytical functions, or can be obtained by means of a direct calibration procedure, which comprises the derivation of three coefficients to represent the flow angle and the change in velocity magnitude ([8]-[10]). For that purposes, the pitch angle is set to zero while the yaw angle is ranged from a minimum to a maximum value, obtaining the value of the calibration coefficients for every angular position. Thus, the resulting distributions are employed instead of the analytical functions, giving more precise results because all the geometrical effects and manufacturing imperfections are considered inherently.

Ref. [11] describes in detail a direct calibration procedure for a three-wire probe, including the uncertainty transmitted to the measurements; while references [12] and [13] provide an in-depth review of the different calibration methods available for hot wire probes.

Using dual hot wire (DHW) probes, we can obtain in-plane velocity components of the flow. The most common configuration is the so-called X-probe, consisting in a hot wire anemometer with two crossed wires, either in an orthogonal or a non-orthogonal disposition. If the wires are orthogonal to each other, the maximum angular range cannot exceed 90 deg, while higher angle between the wires (i.e. 120 deg) may provide and extended angular range ([14], [15]). Anyway, whatever the angle selected, if the X-probes are built with the supporting prongs in a perpendicular orientation respect to the measuring plane (figure 1a), there are certain angular positions where interference effects between the first wire and the prongs of the second wire arise. These effects are superimposed to the self interference of one wire with its own prongs, which is clearly less important than crossed interferences ([16]).

The crossed interference effect appears for certain yaw angles when one of the probe's wires is found in the wake of a prong of the other wire. This effect, which has been already identified and studied by several authors ([17], [18]), can be called as "wake interference effect", and implies that the wire affected by the prong wake (i.e. in a region with a notable velocity deficit) is measuring flow velocities significantly lower than those of the real flow. The direct consequence is a reduction in the measuring angular range of the probe. Furthermore, it is expected the appearance of an artificial induced turbulence which may limit the wire frequency response and affect negatively the accuracy of the velocity measurements. Concerning this point, it is possible that if the velocity to be measured differs significantly respect to the calibration conditions, this effect could lead to a considerable error in the final measurements.

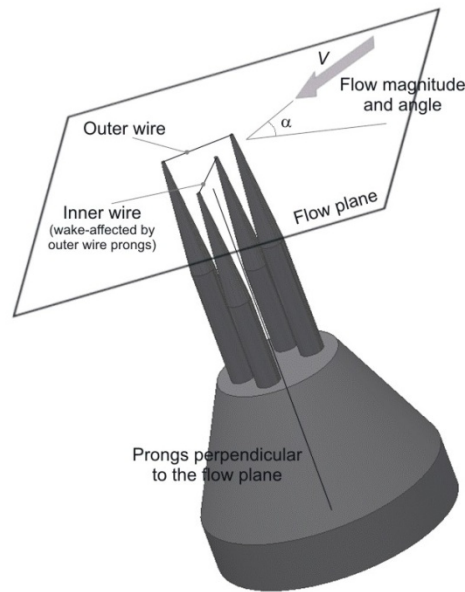


Fig. 1a. Typical 120 deg, non-orthogonal X-type DHW probe with prong-wire interference.

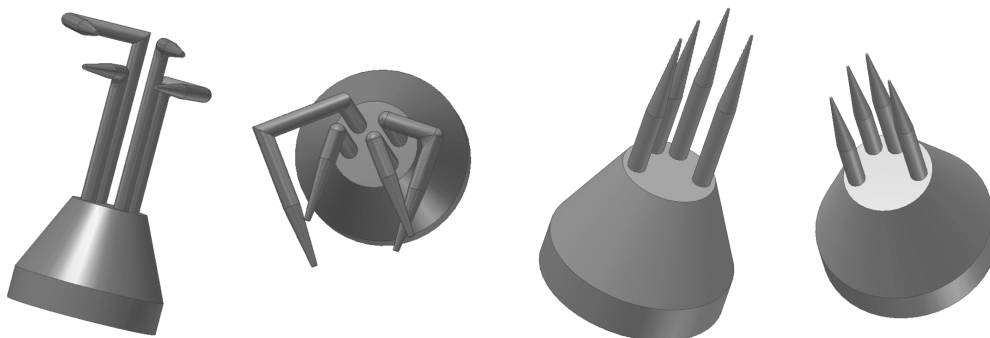


Fig. 1b. 120 deg, Z-type DHW probe without wake interference effects.

Fig. 1c. 120 deg, V-type DHW probe without wake interference effects.

To overcome these problems, the probes can be designed with the supporting prongs placed in a plane parallel to the one of the incident flow. Hence, the wake interference effect vanishes, remaining exclusively the interference effect of the wires with their own prongs, and increasing the angular range accordingly. A wide catalog of commercial designs for DHW probes with or without wake interference effects can be found in the technical literature. As an example, figure 2 shows some of these designs from leading manufacturers of hot wire probes like DANTEC and TSI.

For the present investigation dealing with interference effects, two DHW probes have been built, denoted as Z-type and V-type, with the wire prongs placed in a parallel plane to the flow pattern (figure 1b and 1c respectively). These probes have been calibrated in an aerodynamic calibration facility and compared with the results obtained for a classic 120 deg X-type probe. It is found that both Z-type and V-type calibrations are similar (for probes with identical geometrical characteristics in terms of wires diameter, wires lengths and overall probe size), presenting accurate calibration coefficients without severe interference irregularities.

Following sections present the conclusions obtained in terms of accuracy gained with free-wake interference probes. Both angular ranges and influences of the Reynolds number, as well as turbulence levels, are explored in order to provide a comprehensive overview of the interference impact over those parameters for developers and users of hot-wire measuring devices.

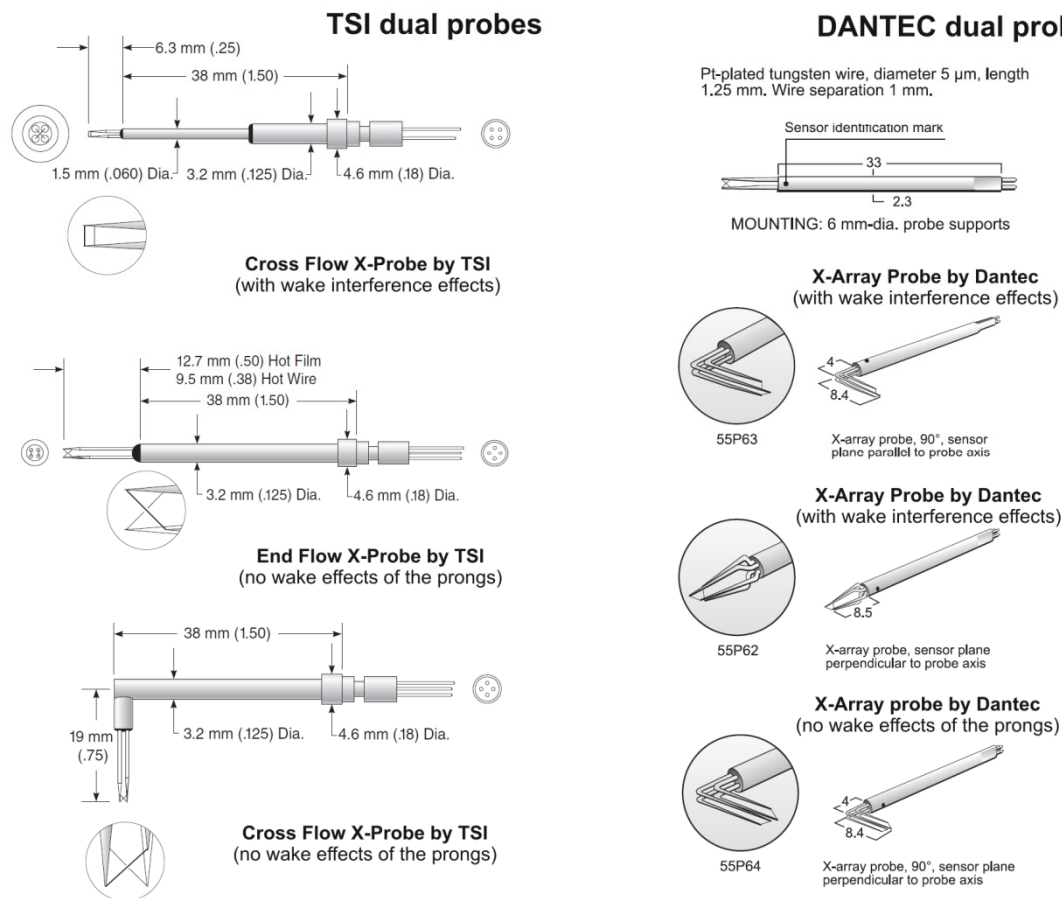


Fig. 2. Commercial designs of DHW anemometers by leading manufacturers TSI and Dantec.

PROBES GEOMETRY AND EXPERIMENTAL SETUP

Three different probe geometries have been considered for the present investigation. The original design is a classical X-type probe with the supporting prongs perpendicular to the flow plane. This means that the inner wire suffers wake interferences coming from the prongs of the outer wire. The remaining probes, designated as Z-type and V-type probes, are improved versions developed to eliminate interference effects, with the prongs placed in a plane parallel to the flow. All the probes were in-home manufactured, with tungsten wires of 5 μm and 1 mm long, in a 120 deg crossed arrangement. The wire prongs are stainless steel needles with 0.4 mm diameter. Figure 1 presents a schematic view of the geometrical characteristics of the probes.

Both Z-type and V-type probes should present analogous calibration coefficients and similar measurements results. For practical reasons, we have employed intensively the V-type probe for the experimental characterization of flow fields due to its higher compactness and simplicity to be manufactured or repaired.

The calibration facility is an opened nozzle with a circular discharge section of 1.5 cm dia. This nozzle supplies a uniform incident flow over the hot-wire probes when mounted in the test section. The flow rate can be regulated with a throttling valve placed on the compressed air supply, so the velocity can be ranged from 0 to 70 m/s approximately.

The probes are typically placed 20 mm downstream of the nozzle discharge, aligned with the jet axis. For a fixed angular position, the velocity is progressively increased from zero to the maximum velocity, obtaining the King's law for every wire. One single wire can only measure the normal velocity component, which is usually known as effective velocity. When probes with more than one unique wire are employed, the proximity between the different wires and the supporting prongs provokes that effective velocities of the wires differ from the case when every wire is isolated. This is traduced in the need for an additional angular calibration, changing the incidence angle of the calibration flow for a fixed velocity magnitude. This angular repositioning is carried out by means of a two-axis mechanical gear, driven by a couple of step-by-step motors controlled via PC. For two-wire anemometers, only one axis rotation is needed (yaw angle), while three-wire probes require both yaw and pitch angles relocations. Finally, the effective velocity of every wire is monitored as a function of the flow angle and the angular calibration coefficients of the probe are determined to complete the procedure.

During the calibration, the probe wires are connected to a four channel, TSI IFA-100, CTA anemometer. The measured data is acquired with a NIDAQ PCI device, 16-bit A/D converter, which are following stored in a PC using MATLAB routines and specific libraries. For every measuring point, up to 104 samples, at a low-frequency response of 100 Hz, are recorded. The surrounding environmental conditions of the calibration facility are controlled and the temperature variations within the calibration room are also registered. Additionally, calibration measurements have been also conducted modifying the inlet turbulence of the incident flow (with a perturbing grid mounted on the nozzle) to analyze the impact of this additional parameter on the wake interference effect.

RESULTS AND DISCUSSION

A direct calibration procedure ([11]) has been applied with these three DHW probes, ad hoc manufactured in the Fluid Mechanics Lab of the School of Engineering at the University of Oviedo, to confirm the characteristics explained above. For every probe, the King's law has been experimentally determined, and the angular calibration for a reference velocity has been completed. Finally, an angular calibration coefficient has been defined from the output voltage of the wires as follows:

$$Acf = U_{e1} - U_{e2} \quad (1)$$

where U_{e1} y U_{e2} correspond to the effective velocities of both external(wire 1) and internal(wire 2) wires.

Calibration distributions of the X-type probe (with wake interference effects)

Figure 3 shows angular distributions of the output signals (in voltage) in the wires, obtained during calibration. Though not shown here, an angular discretization of 2.5 deg has been chosen for the entire data sets, which has been found accurate enough to determine the angular variations.

Interference effects between the wires and their own prongs or between the wires and the wake fluid coming from adjacent prongs are manifested as oscillations in the output signals of the probe. Such perturbations may lead to the appearance of two different detrimental effects. In the one hand, they can induce the arising of double points in the distribution of the angular calibration, which implies the impossibility for a unique determination of the angle and a practical reduction in

the operative angular range of the probe. On the other hand, if the flow angle to be measured is placed within the angular interval of the calibration affected by interference effects, the measurement accuracy drops severely and consequently the error in the determination of the velocity and flow angle increases.

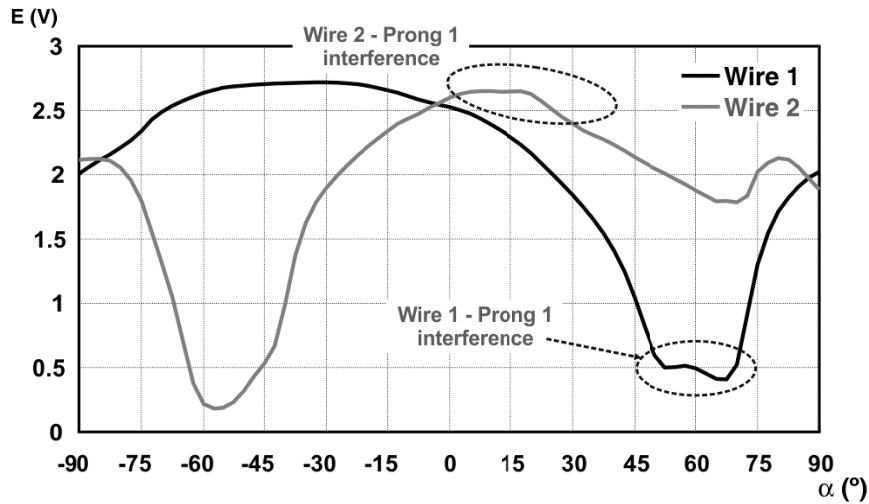


Fig. 3: Angular distributions of wires output voltage for a 120 deg DHW X-probe.

In the case of the present X-type probe, the wire interference with their own prongs appears when the incident flow angle is high. In particular, wire 1 suffers self-interference between 50 and 70 deg (see annotations in fig. 3); while wake interferences are observed earlier exclusively in the second wire (the inner wire) for small yaw angles. In this case this effect modifies the probe performance for the angular interval between 0 and 30 deg, being maximum at 20 deg approximately.

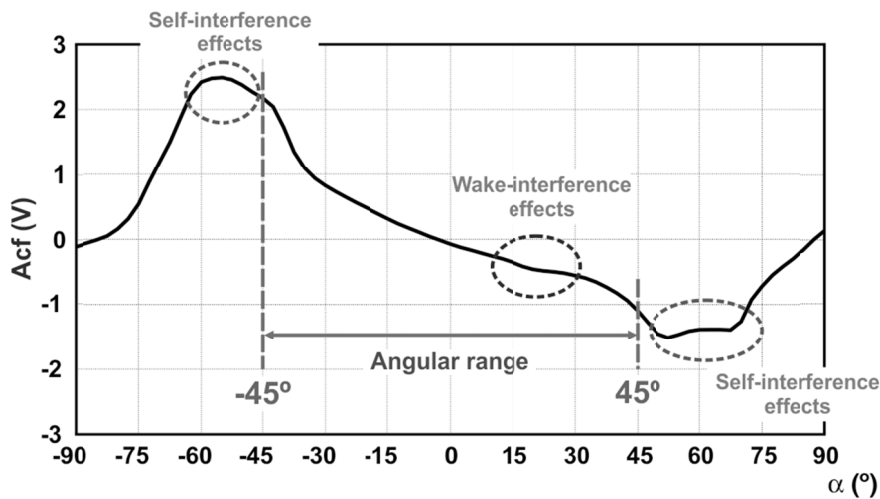


Fig. 4: Angular coefficient for a 120 deg DHW X-probe.

Figure 4 shows the angular coefficient of the X-type probe, in terms of output voltage, obtained using equation 1. The overall angular range of the probe turns to be 90 deg, being operative for angular measurements between -45 and 45 deg. Note that in this case, the limits of the angular range are established by the self-interference effects of the wires with their own prongs. The wake-interference effect is manifested as a perturbation in the angular coefficient at 20 deg, which will surely lead to a lower precision of the flow measurements for flow angles in that zone. Moreover, it is expected that irregularity in the angular calibration could lead in practice to a further reduction

of the angular range to the $(-45, 0)$ deg interval. Depending on the application, this angular range can be not sufficient to describe flow angle variations overtime.

The appearance of wake interference effects for positive flow angles close to 0 deg is due to the equal length of the wires in the X-type design. Hence, when misalignment of the yaw angle towards positive values comes across, the inner wire is automatically placed in the wake of a prong of the outer wire. This characteristic can be retarded if the probe wires are built with different lengths, so the outer wire is made larger than the inner one. Figure 5 shows how the wake effect is effectively displaced towards higher yaw angles with non-equal wires.

Precisely, such a figure represents the wires output signals and the corresponding angular calibration for X-type probes with wires of different length. Note that self-interference of a wire with its own prong is more pronounced for the second wire than for the first one, because it results to be shorter due to the 120 deg X-type design. These interference effects are manifested at -58 deg and 110 deg approximately for wire 2, and only at -110 deg for wire 1. As expected, the wake interference effect is only experienced in the inner wire, as a consequence of the deficit velocity induced by the outer wire prongs for yaw angles ranged between 30 and 65 deg.

The wake interference effect is now fixed as the limitation for positive values of the angular range, so the operative zone of the angular calibration (88 deg) is established between -58 and 30 deg. Due to the wires asymmetry, the wake interference is now more severe (see the wore response marked with a dashed oval in the figure) and turns to be a real limit for the angular calibration; but on the contrary, it has been possible to extend the practical angular range from 45 to 88 deg.

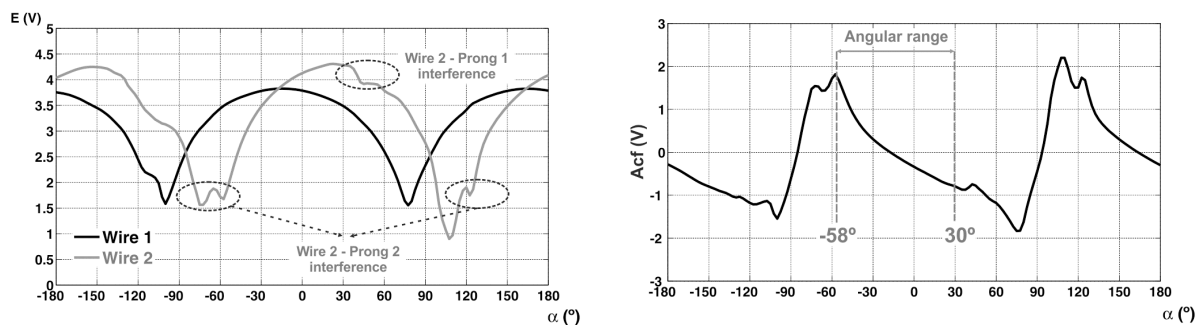


Fig. 5: Angular distributions of wires output voltage and angular calibration coefficient for a 120 deg DHW X-probe with different length wires.

In order to study how wake interference impact have a detrimental effect on the measurements accuracy, several tests with the classic X-type probe of equal length wires have been conducted. For that purpose, the starting point has been the determination of the angular calibration for an averaged incident flow velocity of 40 m/s, already reported in figures 3 and 4.

After calibration, the tests facility is employed for measurements acquisition. In particular, measurements have been performed for several flow velocities (differing from the calibration conditions) ranging from 20 to 60 m/s at intervals of 10 m/s. Additionally, for every Reynolds number, we have gone through a wide number of angular positions including free-wake positions and also locations susceptible of wake interference. The incidence flow angle has been ranged from -40 to 40 deg in a 10 deg interval between consecutive positions.

Error in the determination of the velocity magnitude with the X-type probe

Figure 6 represents the error associated to flow velocity retrieval when the 40 m/s calibration is employed to reduce data coming from measurements taken at other flow velocities. The error is expressed in a percentage basis according to the following formula:

$$\text{Velocity error} = 100 \times \frac{|v_{\text{real}} - v_{\text{measurement}}|}{v_{\text{real}}} \quad (2)$$

where $v_{\text{measurement}}$ is the velocity registered with the hot-wire probe and v_{real} is the real velocity magnitude measured by means of a pressure transducer connected to the NIDAQ acquiring card in the nozzle discharge.

The results have been split in two different figures for clarity. Figure 6a shows the error distributions corresponding to flow angles for -40 to 0 deg out of the wake-affected region (in this case, negative yaw angles). It is observed how the errors in velocity are increased as the incident flow angles are closer to the limits of the angular calibration. For 40 m/s incident flow, the error is minimum at 0 deg (around 1%) and maximum at extreme -40 deg (around 4%).

As expected, the errors are also intensified as the incident flow velocity is progressively separated from calibration conditions. All the angular positions present their relative minimum at 40 m/s, revealing the overall coherency of the present data set. Also, it is observed a slight trend to obtain higher error for lower velocities than for higher velocities respect to the calibration reference. In particular, all the flow angles present their maximum errors around a significant 12%, at 20 m/s.

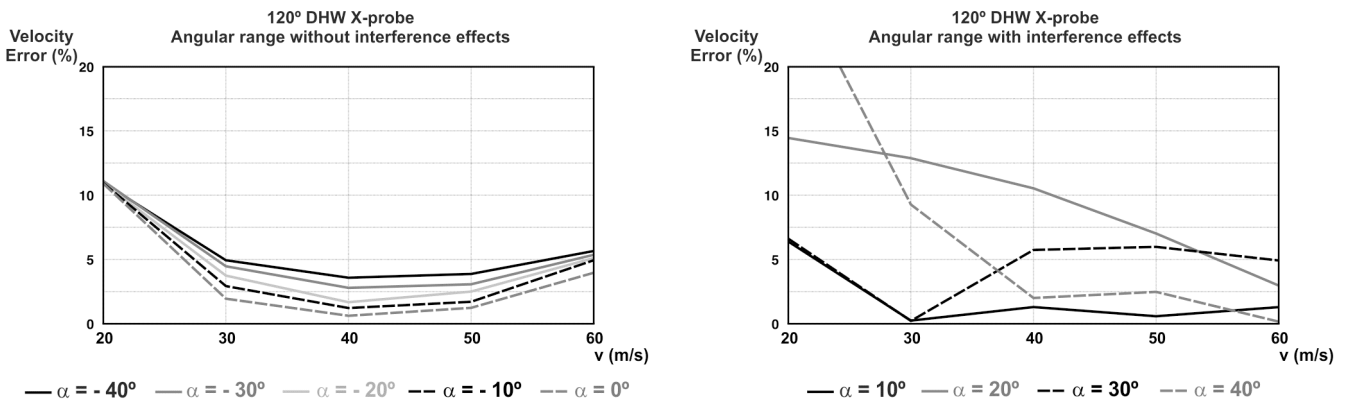


Fig. 6. Error associated to the determination of the velocity magnitude at different operating conditions. a) zone without wake interferences; b) zone with wake interferences.

Figure 6b reveals analogous results now for flow angles between 10 and 40 deg within the wake-affected region. First of all, the error evolution is not as clear as in previous figure 6a. The minimum values are no longer obtained at 40 m/s, but it can be reasonably accepted a similar trend than before with higher errors for lower velocities. Additionally, the error is generally the largest for 20 deg angular positions, where the wake interference effect is maximum.

The conclusion from results shown in figure 6b is that when an incident flow angle is measured with the probe working under wake-interference conditions, the error involved in the determination of the velocity magnitude is excessive to validate that intermediate angular interval, so the operative range has to be limited to the free-wake regions as previously warned.

Error in the determination of the flow angle with the X-type probe

Following, similar considerations for the flow angle determination are presented below. Now, the error in the angle retrieval when measuring for Reynolds numbers out of the calibration conditions is calculated according to:

$$\text{Flow Angle Error} = |\alpha_{\text{real}} - \alpha_{\text{measurement}}| \quad (3)$$

where α measurement represents the flow angle retrieved with the X-type probe and α_{real} corresponds to real misalignment of the probe, respect to the incident jet, determined from the repositioning system of the calibration facility (step-by-step motor) and confirmed with a goniometer.

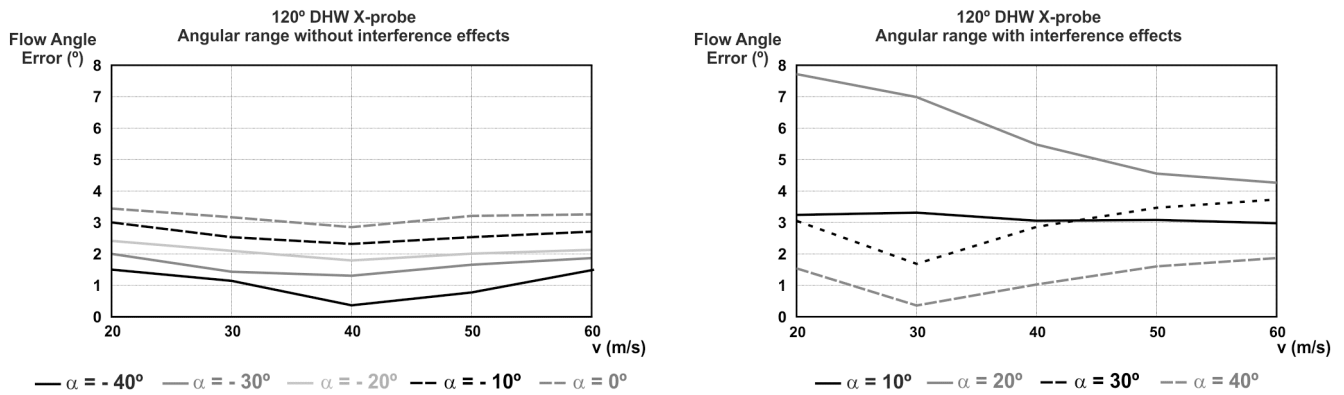


Fig. 7. Error associated to the determination of the flow angle at different operating conditions. a) zone without wake interferences; b) zone with wake interferences.

In a similar fashion, the results are shown in two complementary figures (7a and 7b). Figure 7a includes the results from free-wake angular zones. Now, the general trend is opposite to the one analyzed in figure 6a, so the error associated to the flow angle retrieval turns to be higher for yaw angles close to 0 deg, being progressively reduced as we move towards the angular limits of the calibration (-40 deg). Typical errors are found to be of 3 deg at $\alpha=0^\circ$ and 1 deg at $\alpha=-40^\circ$. On the contrary, concerning discrepancies in the flow velocity respect to calibration conditions, relative minima appear once again at 40 m/s, with similar deviation at both high and low velocities (note that error distributions as a function of the yaw angle seem to be quite constant for the whole of velocities tested).

To conclude this section, figure 7b completes the analysis with results from the wake-affected region. As in previous figure 6b, no clear trend can be derived from the obtained distributions. When the yaw angle is set to 10 deg (black solid line), the error is almost constant (around 3 deg), whatever incident flow velocity considered. In the case of $\alpha=30^\circ$ and $\alpha=40^\circ$, the error in angle is minimum at 30 m/s and maximum at 60 m/s. Alternatively, for the angle with the maximum wake interference ($\alpha=20^\circ$), the error is progressively increased as the flow velocity slows down with the maximum error reaching 7.5 deg. Also note that for this particular angle, the errors are notably higher than any other angle considered.

All these considerations confirm, also for the flow angle retrieval, that X-type probes should not be operated when the incident flow angle induces wake interference effects on the wires.

Wake interference effect on the determination of turbulence intensities with the X-type probe

Additionally, the impact of measuring with the X-type probe in the wake-affected region of the calibration has been analyzed in terms of turbulence prediction. Notice that when wake interference effects are perturbing the inner wire, there must be superimposed an additional, fictitious turbulence provoked by the vortex shedding of the outer prongs, that may lead to an overestimation in the quantification of real flow turbulence levels.

In order to study such hypothesis, additional tests at full high-frequency response of the X-type probe have been conducted. In particular, every measuring point has been sampled at 30 kHz (close to the maximum frequency response of the probe), recording 10000 instantaneous values during 0.3 seconds. Two different datasets have been considered for the analysis. Firstly, measuring in an incident flow with identical levels of inlet turbulence to those experienced during calibration

(denoted as free-stream turbulence). Secondly, placing the probe in a flow with a slightly higher inlet turbulence (denoted as grid turbulence), which has been generated with a perturbing grid at the nozzle discharge of the facility. Measurements for impinging velocities of 30, 40 and 50 m/s have been performed in both settings, ranging the yaw angle of the probe from -40 to 40 deg in a 10 deg interval. The angular calibration at 40 m/s has been systematically applied for data reduction of all the measured points.

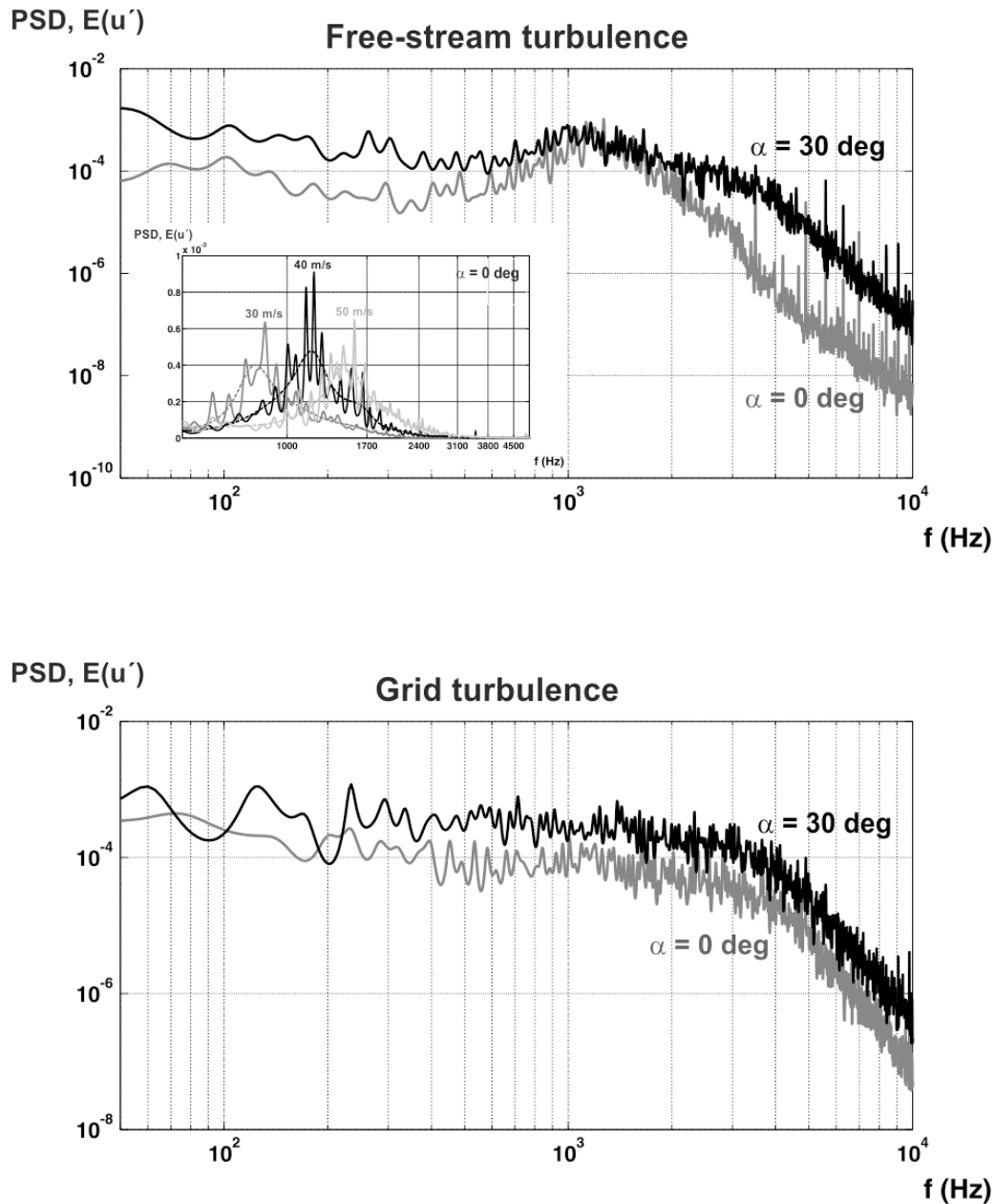


Fig. 8: Power spectrum density (PSD) of the axial velocity fluctuation (incident flow of 40 m/s).a) Free-stream turbulence conditions; b) Grid turbulence conditions.

Figure 8 shows power spectra of the time series corresponding for measurements obtained at 0 yaw angle (no interference with outer prongs) and 30 deg yaw angle (wake affected region) for an incident velocity of 40 m/s. Since they have been derived with the 40 m/s calibration, they are free of inaccuracies related to Reynolds number deviations. Upper plot includes results from free-

stream turbulence condition, while lower plot reproduces similar results for grid turbulence database. Both figures represent in the y-axis, in a logarithmic scale, the power spectrum density (PSD) of the axial velocity fluctuation from the instantaneous traces. These spectra have been post-processed with a smoothed periodogram based on a parametric algorithm (autoregressive 800th order) in order to reduce spurious scatter. Additionally, a high-pass filter of 300 Hz has been used for signal conditioning to eliminate low-frequency oscillations of the supplying compressed air.

Both situations (free-stream and grid turbulence) reveal that the energetic contents corresponding to wake-affected regions (30 deg) are higher for all the turbulent scales (throughout the whole frequency range) than out-of-wake locations (0 deg), clearly indicating that the probe is measuring an overestimated turbulence intensity at 30 deg yaw angle. It is also remarkable that for those spectra corresponding to free-stream conditions (figure 8a), there is a peak of turbulent kinetic energy around 1 kHz for all the angular ranges tested. This phenomenon is reproduced for all the different velocities analyzed, as it can be seen in the small plot of the lower left corner in the figure. Note that this frequency signature is shifted along the x-axis as the mean incident velocity is increased. The linear displacement observed indicates that this phenomenon must be related to vortex shedding in the nozzle discharge because when the grid is installed, this effect is vanished. In particular, considering a typical Strouhal number around 0.2, it has been estimated a 7 mm length scale as representative for vortex shedding, in reasonable accordance with the real blunt thickness of the nozzle endwall at the calibration facility.

Figure 9 shows the angular distribution of turbulence levels (in percentage) for the incident flow angle of 40 m/s. This intensity has been computed from the instantaneous fluctuation of the axial velocity. Note that these results are again free of errors from Reynolds number deviations. Whatever configuration considered, free-wake regions (from -40 to 0 deg) present quite uniform, low values, ranging between 1.5 and 2%. Conversely, from 0 deg on, due to the effect of interference, there is a significant increase in the turbulence intensity, reaching up to 3.5% for extreme angles of 40 deg. It is also remarkable the slight difference between turbulence levels for both datasets at free-wake regions, as a direct consequence of the extremely thin grid employed in these measurements.

These results confirm the overestimation in the measurement of the turbulence level when the probe is operated under wake-interference effects. Considering that hot-wire anemometry technique is widely used to characterize turbulent variables in real flows, it is quite reasonable to affirm that wake-affected regions are not valid ranges for measurements requiring high-frequency response.

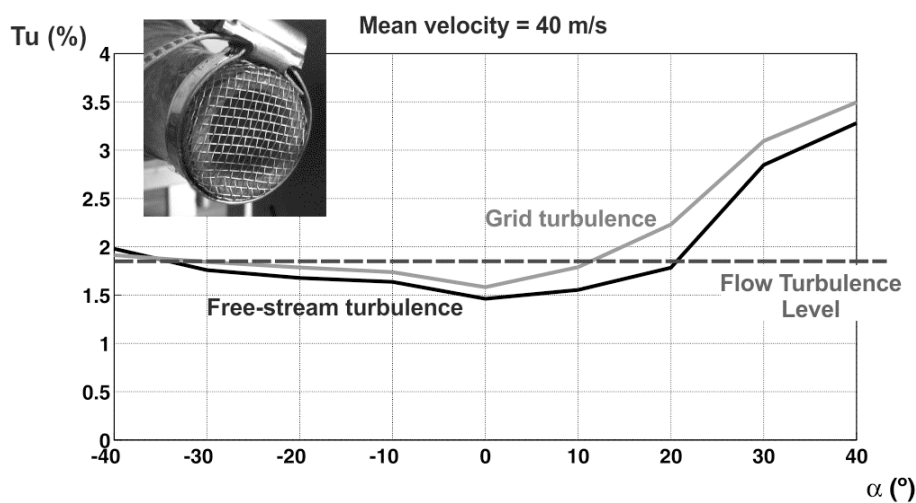


Fig. 9: Turbulence intensity as a function of the angular incidence (baseline conditions at 40 m/s).

Finally, figure 10 shows the effect of Reynolds number deviations from calibration conditions over the turbulence intensities measured from the instantaneous axial velocity. The shaded regions represent the angular distribution of the dispersion of the results, when reducing data with out-of-velocity calibrations, which somehow corresponds to the maximum associated errors. Dark grey band identifies the dispersion in the turbulence level estimation for the grid turbulence setting, while light grey band represents dispersion associated to free-stream conditions. Obviously, higher intensity levels throughout the whole angular range are obtained for the perturbed conditions of the grid turbulence setting. Dashed lines are turbulence intensity levels for the 50 m/s inlet flow, while solid lines represent those levels for the 30 m/s case. The overall trend is that when the mean velocity is increased, the turbulence level seems to be progressively reduced. For no interference zones, the evolution of the turbulence intensity is similar for all the considered velocities, with maximum discrepancies of a 0.5%. On the contrary, for wake-affected regions between 0 and 40 deg, changes in the intensity trends seem to be more pronounced with velocity variations, with typical errors in the order of 1%. Hence, it is not recommended the use of data obtained under wake interferences to characterize turbulence levels.

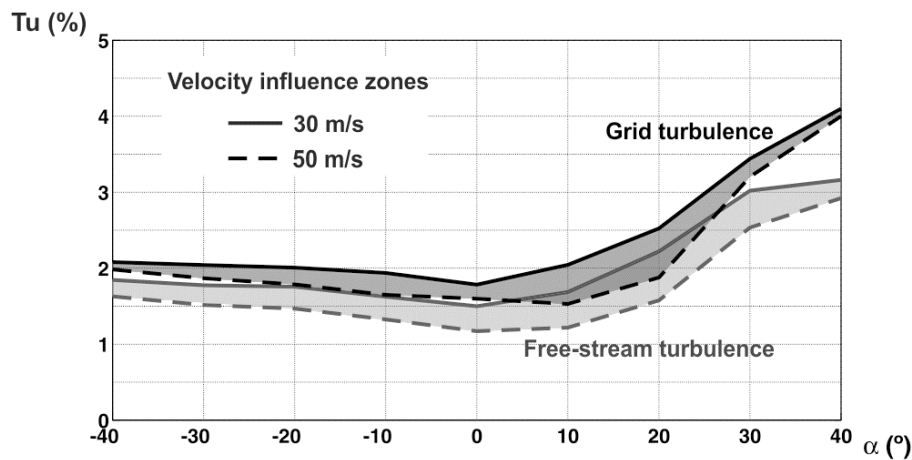


Fig. 10: Evolution of the turbulence intensity as a function of the probe yaw angle and deviations in the operative Reynolds number.

Calibration distributions of the Z-type and V-type probes (no wake effects of the prongs)

Following, figure 11 shows the angular distributions of the wire’s output signals corresponding to the Z-type probe. As expected, there are no wake interference effects throughout the whole angular span. Only self-interactions with their own prongs arise, being more evident for both wires than in the case of the X-type probe. Such effects are observed at -75 and 80 deg for the first wire and around -22 and 135 deg for the second wire. Also, angular distributions for both wires are notably different between them, especially if they are compared with the results for the X-type probe.

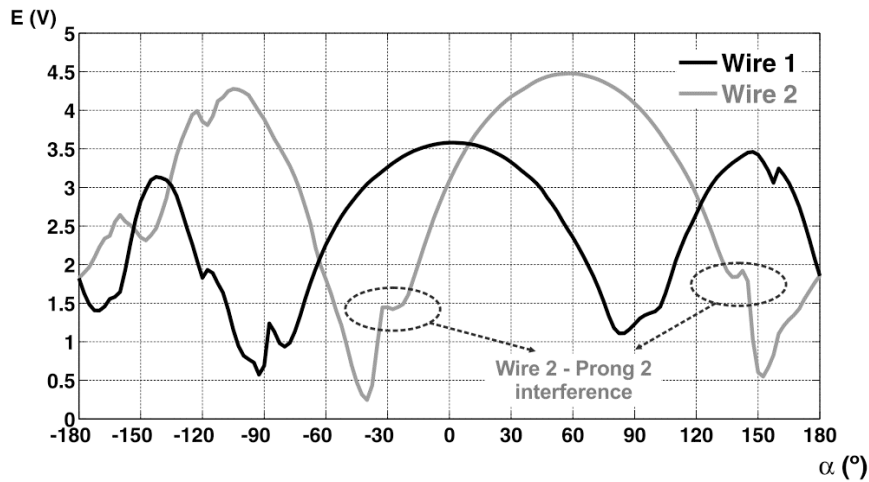


Fig. 11: Angular distributions of wires output voltage for a DHW Z-probe.

Additionally, figure 12 shows analogous results to figure 11, but now in the case of the V-type probe. Note that wake interference effects are missing again. The angular distribution for the outer wire is smoother than previous one for the Z-type, presenting less pronounced effects of self-interference which are now set off at 90 deg for wire 2 and -130 and 60 deg for wire 1.

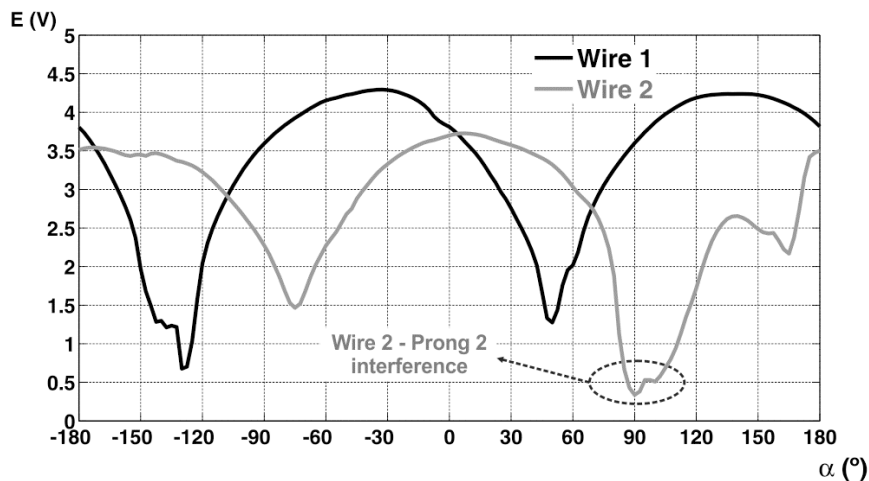


Fig. 12: Angular distributions of wires output voltage for a DHW V-probe.

Figure 13 represents the angular coefficients of both Z and V-type probes obtained after using equation 1. The angular range for the Z-type probe turns to be 102 deg, while the V-type is extended to 125 deg. In both cases, the significant increment in the operative angular range is a direct consequence of the absence of wake interference effects over the inner wire of the probes, as discussed in the introduction. For these free-wake interference probes, the limitation in the angular range comes from the self-interaction of the wires with their own prongs. Therefore, it is reasonable to find a reduced angular range for the Z-type probe respect to the V-type because their self-interactions are more evident. The angular coefficient of the Z-type probe presents a higher slope than the one from the V-type, so it is presumable that the uncertainties and errors in the flow determination will be slightly higher in the case of the V-type probe.

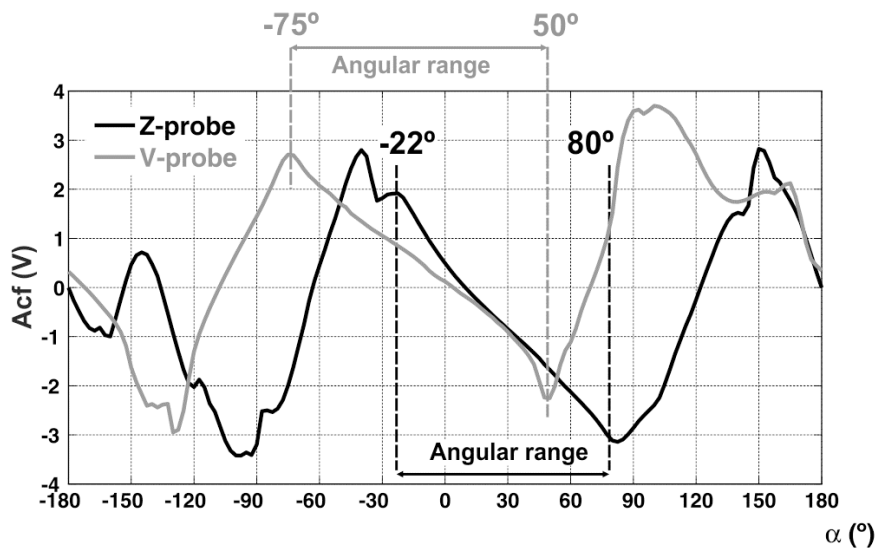


Fig. 13: Comparison of angular calibration coefficients for DHW Z- and V-probes.

Nevertheless, it can be assumed as a first approach that the angular distributions of the wires response are quite similar, so it is expected that both Z and V-type probes will provide identical results with comparable levels of error. The major difference would be placed in the operative angular range, 23 deg higher for the V-type. This fact, and the higher compactness and simplicity of V-type designs, makes them preferable to be manufactured and employed for measuring real flows.

CONCLUSIONS

In the present investigation, three different DHW probes have been manufactured and calibrated to analyze the impact of wake interference effects coming from adjacent prongs in the wire response of simple X-type probes. In particular, Z-type and V-type designs have been employed as free-wake interferences probes to quantify this detrimental phenomenon.

It has been confirmed that the existence of cross wire-prong interferences has a notable impact on the angular calibration of the probe and, therefore, in the accuracy of the measurements performed within real flows. For that purpose, the influence of these interferences on the errors associated to the retrieval of the flow angle and velocity magnitude when measuring at Reynolds numbers that differ notably from calibration conditions has been carried out.

Additionally, it has been explored the relevance of this effect over the determination of turbulent variables in DHW probes, which is really convenient since their high-frequency response is the strongest characteristic of these hot-wire anemometers.

Finally, it has been confirmed that these probe designs, manufactured without cross wire-prong effects, may present operative angular ranges up to 35 deg higher than classical X-type probes. This enhancement can be especially desirable for the characterization of unsteady flows with large angular variations (i.e. jet-wake patterns in turbomachinery environments). Besides, with these free-wake effects probes, the measurement errors associated to inaccuracies in the data reduction technique performed with calibration out of real flow conditions will be reduced.

REFERENCES

- [1] Turan O and Azad RS. 1989. Effect of hot-wire probe defects on a new method of evaluating turbulence dissipation J. Phys. E: Sci. Instrum, 24, 254-61.

- [2] Cameron JD, Morris SC, Bailey S and Smith A. 2010. Effects of hot-wire length on the measurement of turbulent spectra in anisotropic flows. *Meas. Sci. Technol*, 21, 105407 (10 pp).
- [3] Sanitjai S and Goldstein RJ. 2004. Forced convection heat transfer from a circular cylinder in crossflow to air and liquids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 4795-4805.
- [4] Jorgensen FE. 1996. The computer-controlled constant-temperature anemometer. Aspects of set-up, probe calibration, data acquisition and data conversion. *Meas. Sci. Technol*, 7, 1378-1387.
- [5] Freymuth P. 1977. Frequency response and electronic testing for constant-temperature hot-wire anemometers. *Journal of Physics E*, 10, 705-710.
- [6] Freymuth P. 1997. Interpretations in the control theory of thermal anemometers. *Meas. Sci. Technol*, 8, 174-177.
- [7] King LV. 1914. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 214, 373-432.
- [8] Brunn HH, Khan MA, Al-Kayiem HH and Fardad AA. 1988. Velocity calibration relationships for hot-wire anemometry. *J. Phys. E: Sci. Instrum*, 21, 225-232.
- [9] Brunn HH. 1971. Interpretation of a hot-wire signal using a universal calibration law. *J. Phys. E: Sci. Instrum*, 4, 225-232.
- [10] Brunn HH and Tropea C. 1985. The calibration of inclined hot-wire probes. *J. Phys. E: Sci. Instrum*, 18, 405-413.
- [11] Blanco-Marigorta E, Ballesteros-Tajadura R and Santolaria C. 1998. Angular range and uncertainty analysis of non-orthogonal crossed hot wire probes. *Journal of Fluids Engineering*, 120, 90-94.
- [12] Stainback PC and Nagabushana KA. 1997. Review of hot-wire anemometry techniques and the range of their applicability for various flows. *Electronic Journal of Fluids Engineering*, 119.
- [13] Lekakis I. 1996. Calibration and signal interpretation for single and multiple hot-wire/hot-film probes. *Meas. Sci. Technol*, 7, 1313-1333.
- [14] Brunn HH, Nabhani N, Al-Kayiem HH, Fardad AA, Khan MA and Hogarth E. 1990. Calibration and analysis of X hot-wire probe signals. *Meas. Sci. Technol*, 1, 782-785.
- [15] Brunn HH, Nabhani N, Fardad AA and Al-Kayiem HH. 1990. Velocity component measurements by X hot-wire anemometry. *Meas. Sci. Technol*, 1, 1314-1321.
- [16] Comte-Bellot G, Strohl A and Alcaraz E. 1971. On aerodynamic disturbances caused by single hot-wire probes. *J. Appl. Mech*, 38, 767-774.
- [17] Strohl A and Comte-Bellot G. 1973. Aerodynamic effects due to configuration of X-wire anemometers. *J. Appl. Mech*, 40, 661-666.
- [18] Adrian RJ, Johnson RE, Jones BG, Merati P and Tung ATC. 1984. Aerodynamic disturbances of hot-wire probes and directional sensitivity. *J. Phys. E: Sci. Instrum*, 17, 62-71.

I.3 Proceedings of the ASME 2012 Fluids Engineering Summer Meeting

FEDSM2012
July 8-12, 2012, Rio Grande, Puerto Rico

FEDSM2012-72445

STATISTICAL PROCEDURE TO OBTAIN ACCURATE TIME-RESOLVED MEASUREMENTS IN TURBOMACHINERY ENVIRONMENTS USING FAST-RESPONSE PROBES

Fernández Oro, Jesús Manuel
Rodríguez Lastra, María

Argüelles Díaz, Katia María
Galdo Vega, Mónica

*Universidad de Oviedo, Área de Mecánica de Fluidos (EDZE)
Campus de Viesques, 33271 Gijón, Asturias, Spain
jesusfo@uniovi.es*

ABSTRACT

Fast-response probes in multistage turbomachinery are typically used to measure unsteady flows and turbulence in a number of traverse locations throughout the machine (rotor-stator inter-regions, inlet and outlet sections, tip clearance gaps...). When used intensively, they provide complete information of time-resolved flow structures, including wake patterns, wake mixing, wake-wake and rotor-wake interactions or turbulence transport in 2D planes and even 3D pictures if the raw signals are post-processed accurately.

The segregation between deterministic, unsteady features and turbulent scales is essential to understand the unsteady mechanisms responsible for the energy transfer and requires an accurate selection of the sampling frequencies and the total length of the measured traces to assure a valid statistical reduction. Similar considerations must be made if they are filtered in a frequency basis (for example, filtering low-scale turbulence or extracting only BPF components), employing well-designed periodograms or power spectra with minimum scatter and large periods of time integration.

This work presents the general guidelines that any statistical procedure must follow to assure that phase-locked averaging results are consistent when applied to velocity signals in multistage turbomachinery. The procedure is established in terms of convergence (residuals) and coherence (error) between time-resolved traces retrieved using different sampling frequencies and number of total samples. The possible effects of three-dimensionality, the measured regions (hub, tip, midspan) or the sensibility to turbulence levels is also explored.

The proposed methodology is applied to a low-speed axial fan, so a concise survey of usual practices employed by other authors in the literature is firstly reviewed, in order to identify fundamental parameters and values typically adopted to

guarantee convergence. Finally, recommendations are made as a function of the variable analysed, the wake pattern to be described or the global disorder of the flow structures inside axial flow fans.

INTRODUCTION

In the last two decades, the phase-locked averaging technique has been widely used in combination with hot-wire anemometry and fast-response pressure probes to study the flow inside axial turbomachinery. To segregate between deterministic and non-deterministic scales, it is necessary to pay particular attention to the number of samples adopted per blade passing period, as well as the total number of samples considered for an accurate statistical reduction of the velocity traces.

The number of samples for each blade passing period gives a good idea of the circumferential precision of the measurements. This value is related to both acquiring (sampling frequency) and blade passing frequencies (BPF), and also to the number of rotor blades. An accurate value is essential to obtain a precise description of the gradients associated to the wake shear layers when measuring with stationary probes. Depending on the subject of the study or the phenomena under study, this value may require a higher number (i.e., high-complex structures developed under near-stall conditions) or a lower number of samples (primary flow at design conditions). On the other hand, the total number of samples depends only on the length of the acquiring time. That is, more samples are stored if the acquiring time is increased. Unfortunately, this time cannot be indefinitely extended because the store space or the duration of the tests is limited. As a result, a moderate number of samples must be adopted, but enough to provide a converged description of the time-resolved flow structures.

Table 1. Typical values employed in the literature for accurate measurements in low-speed axial compressors and fans.

Author (s)	Year	Sensor type	Subject of study	Type of machine	RPM	Rotor blades	BPF (Hz)	Sampling frequency (kHz)	Number of ensemble-averages	Samples per blade passing period
Lakshminarayana and Poncet [11]	1974	X & single hot-wire sensor	Rotor wakes	Axial flow inducer	450	3	30	1.5	80	50
Lakshminarayana [12]	1981	Triple-sensor hot-wire	Passage flow	Axial flow inducer	450	4	22.5	1.1	80	50
Inoue and Kuroumaru [18]	1989	Slanted single hot-wire	Tip vortex, clearance flow	Single axial compressor	1300	16	346.7	17.3	512	50
Dong and Cumpsty [19]	1990	Hot-wire (single sensor)	Boundary layers	Compressor cascade with upstream rods	-	-	17	5.4	100	320
Goto [20]	1992	Slanted single hot-wire	Tip vortex, 3D flow structures	Single axial compressor	500	51	425	23.8	816	56
Camp and Shin [13]	1995	Hot-wire (single sensor)	Turbulence intensity, scales	4-stage axial compressor	840	79	1109	100.9	45	91
Witkowski et al. [21]	1996	Hot-film (triple-split)	3D wake decay	Axial compressor	800	16	213.3	10.7	1000	50
Halstead et al. [22]	1997	Hot-wire, hot-film	Unsteady Boundary layers	4-stage axial compressor	840	54	756	100	200-400	100-500
Sentker and Reiss [10]	1998	Split hot-film	Turbulence, unsteadiness	2-stage axial compressor	3000	30	1500	200	3800	138
Furukawa [23]	1998	Hot-wire (slanted single)	Tip clearance flow field	Axial rotor	1300	12	260	26	150	100
Quinlan and Bent [24]	1998	Hot-wire (single sensor)	Aerodynamic noise	Axial fan	2040	5	170	5.1	100	30
Read and Elder [3]	1999	Hot-wire (two element)	Turbulence, length scales	4-stage axial compressor	1100	75	1375	58.7	384	43
Prato and [6]	2001	Slanted hot-film	Unsteady flow	3-stage axial compressor	5410	74	6672	133.4	250	20
Lakshminarayana Velarde-Suárez et al. [5]	2002	Hot-wire (triple sensor)	Total unsteadiness	Low-speed axial fan	3000	8	400	12.8	80	32
Huyer and Snarski [1]	2003	X hot-wire	Turbulent inflow	Axial propeller	600	6	60	10	49	167
Shiomi et al. [25]	2003	Single slanted hot-wire	Internal flow	Diagonal flow fan	1620	6	162	10.4	1500	65
Mailach and Vogeler [4]	2004	Hot-film (flush mounted)	Row interaction, boundary layers	4-stage axial compressor	1000	63	1050	51.2	250	49
Jang et al. [26]	2005	Three hot-wire	Tip leakage unsteady flow	Low-speed axial fan	1200	9	180	10	108	56
Henderson et al. [9]	2006	Hot-film	Turbulence, wake dispersion	1.5-stage axial compressor	500	37	308.3	50	3072	162
Kergourlay et al. [2]	2006	Hot fiber-film (dual sensor)	Unsteady flow	Axial fan	2000	6	200	25	168	125
Fernández Oro et al. [15,16]	2007	X Hot-wire	Turbulence, length scales, unsteadiness	1-stage axial fan	2400	9	360	36	100	100
Henner et al. [27]	2007	X Hot-wire	Rotor-stator interaction	Axial fan	3000	9	450	30	275	67
Vad et al. [28]	2007	Cross hot-wire	Aerodynamic effects	Axial fan	416	12	83.2	10	104	120
Lepicovsky [7]	2008	Split fiber hot-wire	Passage flow field	4-stage axial compressor	984	39	639.6	10	65	16
Eberlinc et al. [29,34]	2009	Single wire	Unsteady flow	Hollow-blade, axial fan	3550	5	295	20	300	67
Shiomi et al. [30]	2009	Single slant hot wire	Unsteady flow	Swept blade, semi-open fan	1130	7	130	50	780	384
Hurault et al. [31]	2010	Hot fiber-film (dual sensor)	Unsteady 3D flow	Sweep blade axial fan	2700	8	360	45	160	125

Table 1 shows a concise review of typical parameters employed for data-acquisition techniques used in multistage environments of axial fans and compressors. Concerning the number of samples for each blade passing period, the tangential discretization is shown to be in the order of one point per degree. In particular, most of these studies adopted a number of points ranging from 50 to 100 samples per blade passing period. Maximum values, like Huyer and Snarski [1], employed 167 points corresponding to 0.36 points per degree for a six-bladed diagonal flow fan. Similarly, Kergourlay et al [2] used 125 points in a single low-speed axial fan with a 6-blade rotor resulting in 2.08 points per degree. However, it is not unusual to consider even a lower number of samples: Read and Elder [3] employed 43 samples (8.95 points per degree); Mailach and Vogeler [4], 49 samples (8.57); Velarde-Suárez et al [5], 32 samples (0.71) and Prato et al. [6], 20 samples (4.11); or more recently, Lepicovsky [7], introducing 16 samples to obtain 625 points for a complete revolution (1.73).

Complementarily, regarding the total number of samples to be used in the ensemble-averaging process, typical values range from 100 to 300 in the literature [8]. This disparity depends on the levels of turbulence, secondary flows and the global disturbance of the flow field. Note that maximum values reported in table 1, like those by Henderson et al. [9] with 3072 ensembles, or Senkter and Reiss [10] with 3800, are related to turbulence measurements. Conversely, several authors have introduced a limited number of samples, in accordance to Brunn guidelines, without severe lack of fidelity. For example, Lakshminarayana [11-12] employed 80 ensembles; Camp and Shin [13] adopted 45 samples for a rotor periodicity; Huyer and Snarski stored 49 blade passages and Lepicovsky sampled a full-annulus with 65 samples in a 4-stage low-speed axial compressor.

In the present investigation, a statistical procedure to guarantee accurate time-resolved measurements in multistage environments of axial flow fans and compressors is presented. Basic parameters in the data acquisition of the phase-locked averaging technique, related to the number of ensembles and the number of samples per blade passing period, are used to define indicators of convergence in terms of normalized residuals and discretization error. The methodology is afterwards applied within an experimental database for time-resolved measurements of unsteady flow and turbulence in a single-stage, low-speed axial fan. Different convergence criteria are defined as a function of the variable of interest (velocity or turbulence intensity) and the influence of probe locations respect to boundary layers affection or wakes shear layers is also explored.

DATA REDUCTION TECHNIQUES

Phase-locked averaging (PLA) technique. Phase-locked averaged values in turbomachinery environments are computed

by isolating a number of blade passages, dividing them into a fixed number of classes, and making averages among the corresponding classes ($\dots k-1, k, k+1 \dots$). The number of classes is chosen as the number of samples recorded per blade passing event. This ensemble-averaging technique samples a time series of data obtained over many rotor revolutions based on the phase or angular position of a rotor blade. A signal from a shaft encoder is typically used for synchronizing the sensor time series with the phase of the machine [14].

For data recorded over M blade passing events with a stationary probe, considering periodicity between consecutive rotor blades, the phase- or ensemble-averaged value of a trace velocity component u at time or phase n (angular position) is obtained as:

$$\tilde{u}_n^{(M)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M u_n^{(m)} \quad (1)$$

where the subscript n represents the n -th angular position of the measured trace and the superscript (M) indicates that the ensemble-averaging has been completed using M realizations. The superscript symbol \sim represents the ensemble-averaging. Figure 1 illustrates this methodology to calculate ensemble-averaged data using continuous time series.

Additionally, non-deterministic scales (turbulence) are directly obtained subtracting the time-resolved (or phase-resolved) velocity defined in (1) from the original, instantaneous trace, according to $u'_n = u_n - \tilde{u}_n^{(M)}$. This turbulent component results in a raw signal that needs further processing to provide a statistical meaning. Hence, the level of non-deterministic unsteadiness can be estimated applying also the ensemble-averaging:

$$\widetilde{u_n'^2}^{(M)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M [u_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(M)}]^2 \quad (2)$$

where the phase dependency (subscript n for every angular position of the tangential displacement of the blade measured with the stationary probe) reveals the transport of the ensemble, non-resolved structures in the unsteady, deterministic flow patterns.

Furthermore, the turbulence intensity is defined from equation (2) to express the “strength” of the turbulent motion. It is simply defined as the root mean square (RMS) of these ensemble-averaged fluctuations, and divided by the ensemble velocity (1) in order to obtain the unsteady turbulent field, thus resulting:

$$Tu_n = \frac{\sqrt{\widetilde{u_n'^2}^{(M)}}}{\tilde{u}_n^{(M)}} \quad (3)$$

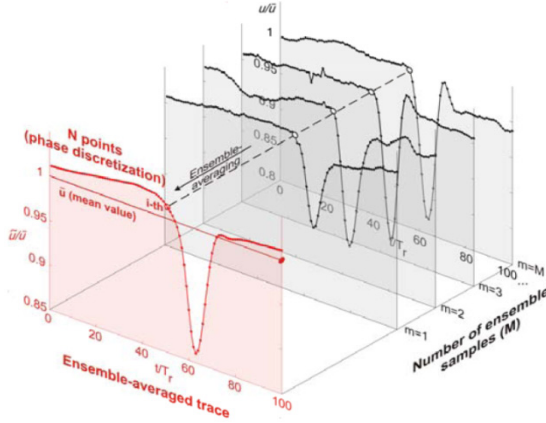


Fig. 1. Phase-locked averaging technique.

Finally, it is possible to obtain a time-averaged velocity and a time-averaged turbulence level (mean turbulence), introducing a time-averaging (or phase-averaging) operator that provides the overall (steady) mean value of variables (1) and (3) for a blade passing period. Here, the overbar denotes the time-averaging:

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \tilde{u}_n^{(M)} \quad ; \quad \overline{Tu} = \frac{1}{N\bar{u}} \sum_{n=1}^N \tilde{u}_n^{(M)2} \quad (4)$$

Convergence of the ensemble-averaging operator. The total number of samples adopted to obtain accurate time-resolved structures is analyzed in terms of convergence, introducing the residual R as the RMS value of the difference between the time-resolved traces using m and $m-1$ ensembles for the total number of points defining the blade event. This definition is divided by the averaged value of the trace as a scaling factor, in order to define a scaled residual, which is a more appropriate indicator of convergence. Mathematically, it can be expressed as:

$$R(m) = \frac{\sqrt{N \sum_{n=1}^N (\tilde{u}_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m-1)})^2}}{\sum_{n=1}^N \tilde{u}_n^{(m)}} \quad (5)$$

Typically, residuals are shown in logarithmically-scaled plots, with a default convergence criterion usually fixed to 10^{-3} , in analogy to CFD practices. Taking advantage of the definitions introduced by the phase-locked averaging technique, it is possible to reformulate the quadratic difference of the numerator in equation (5) as a function of the overall mean turbulence of the measured traces. As a consequence, an

estimation of the minimum number of ensemble averages required to obtain a statistically accurate description of the flow magnitude as a function of the fluctuation for a desired convergence criterion is given by:

$$m \sim 1 + \frac{\sqrt{\overline{Tu}^2 \cdot \bar{u}^2}}{R \cdot \bar{u}} \sim \overline{Tu} / R \quad (6)$$

Derivation of this expression is shown in detail in annex A. Note that for a typical total unsteadiness in the order of an 8%, with the usual 10^{-3} limit, the number of required ensembles should be just around 80.

Discretization error for time-averaging. Additionally, the error associated to a rough description of the ensemble trace for a blade passing period when few samples are used is the so-called discretization error. This definition represents the difference in the estimation of the energy (the area under the velocity fluctuation – see the transparent shadings in figure 1) between the time-resolved traces obtained using k discrete samples or using the maximum available samples (N).

$$E(k) = 1 - \frac{\sum_{n=1}^k (\tilde{u}_n^{(M)} - \bar{u})^2}{\sum_{n=1}^N (\tilde{u}_n^{(M)} - \bar{u})^2} \quad (7)$$

The representation of this error as a function of the number of circumferential points used for time-averaging is analogous to determine the impact of the points per degree selection over the velocity tangential gradients in the relative reference frame. Remember that typical values of points per degree used in the literature present large discrepancies, ranging from 0.75 to roughly 9.00 due to the flow structures and velocity fluctuations in every case. Hence, with this indicator, we have at our disposal a useful tool to characterize the precision of our final selection during the experimental measurements.

APPLICATION FOR A SINGLE-STAGE LOW-SPEED AXIAL FAN

Measuring database. An experimental database has been obtained using dual hot-wire anemometry (classic X-type probe) across the stage of a single-stage low-speed axial fan with a stator-rotor configuration. The anemometric probe, with an estimated frequency response of 30 kHz, was intensively employed rotor downstream in a traverse measuring window with a 15x15 points resolution. Nominal (Qn) and off-design (70% Qn) conditions have been analyzed, allowing the study of the influence of flow distortion on convergence parameters. More geometrical and operational details can be found in [15].

Concerning acquisition parameters, a temporal resolution of $N=100$ samples per blade passing period was fixed, resulting in a sampling rate of 36 kHz (a hundred times the BPF) and 2.5 points per degree. Also, for every velocity trace, $M=100$ blade passing periods (11 revolutions for a 9-bladed rotor @2400 rpm) were approximately recorded, so a total number of 10^4 samples were stored during 0.277 s at every measuring location.

Convergence on velocity measurements rotor downstream. As a starting point, the convergence of the measurements rotor downstream are analyzed for both velocity magnitude and flow angle retrieved with the X-probe. Figure 2 illustrates the degree of convergence as a function of the number of ensemble averages, ranging from 2 to 100, with a default convergence criterion of 10^{-3} . Solid lines represent nominal conditions, whereas dashed lines show results from off-design working points. The phase-averaged flow angle presents a clear unfriendly convergence history, seriously affected by the operating conditions and even quite insensitive to increments in the number of ensemble averages. This may be caused by the zero mean value of the outlet flow angle for the single axial stage, which implies that small misalignments of the instantaneous flow with respect to the streamwise direction are perceived as important instabilities. This effect is dramatic at off-design conditions, in the near-stall region of the performance curve, with higher separation, wake instabilities and generation of large-scale turbulence. Flow turns instable in the rotor wake region and the ensemble-averaging procedure lacks fidelity due to the own nature of the discharge flow.

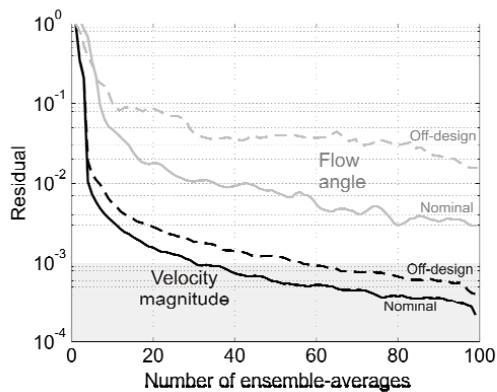


Fig. 2. Residual histories for velocity and flow angle, rotor downstream at midspan. Influence of the operating conditions.

On the contrary, the convergence for velocity magnitude is perfectly met at both nominal and off-design conditions when 50-60 ensemble-averages are at least used. This suggests an expected turbulence intensity in the range of a 5-6% for rotor downstream locations at midspan (equation 6). Effectively, the

authors have reported in previous investigations [16] overall mean levels that are totally in concordance with these estimations coming from the statistics. Note that at off-design conditions, the overall flow disorder affects significantly the spanwise convergence, compromising the fixed criterion.

Regarding the second indicator, figure 3 shows the error in the estimation of the energy from the unsteady velocity fluctuations. Identical variables and working conditions are evaluated respect to previous figure for residual convergence. The error, expressed in percentage, is shown as a function of the number of samples per blade passing period, or in other words, as a function of the number of points per degree (red x-axis in the plot).

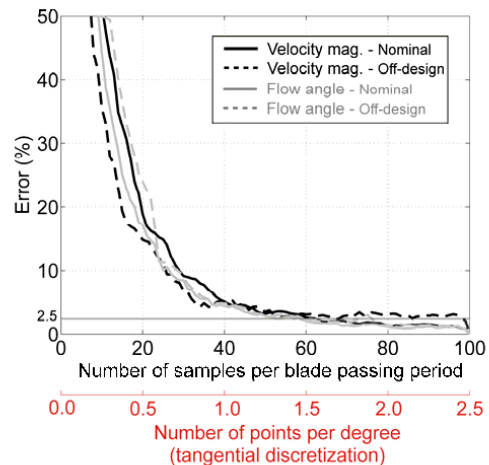


Fig. 3. Discretization error as a function of the selected points per degree in the flow variables. Influence of the operating conditions.

In this case, all the results obtained are very similar, indicating a certain independency of the tangential discretization respect to the different flow variables or the operating conditions. Note that there is a rapid decrement of the error, leading to an asymptotical behaviour for all the series after one point per degree is reached. The error is practically lower than a 2.5% for all the cases when 30 points are used to describe the blade passing period. It is interesting to note that nominal conditions seem to need more points to converge than off-design conditions in the boundary layers: off-design flow patterns involve thicker wakes with lower velocity deficits [15], traceable with less points than narrow and peaked wakes of nominal operation. The election of $N=100$ points to cover the blade displacement implies that both pressure and suction sides of the rotor wakes have been sampled with at least 10 points, in the order of typical discretizations employed in the literature [17].

To conclude the analysis, the influence of the spanwise location in the traverse measurements is also explored. For that purpose, we have evaluated the number of ensemble-averages needed to assure convergence (fixed to 10^{-3} as usual) for the entire measurement grid (15x15) of the database. Figure 4 shows the results obtained for the nominal flow rate. Midspan locations present quite stable flow patterns, allowing a moderate number of ensembles (in the range of 25-35) to converge. The circumferential uniformity is broken up by the presence of an unmixed wake coming from the upstream stator (already reported in [15]). In the presence of that wake, the required value is increased to almost 50 samples in order to obtain an accurate statistically reduction of the turbulent wake shear layers. Moreover, in both tip and hub boundary layers, the instability induced by the continuous generation of turbulence implies that a large number (>100) of ensembles should be employed to obtain reliable results. This increase in the number of samples must be also related to the major disorder of the flow and the averaged effect of the three-dimensionality of endwall structures induced by the rotor blade displacement (tip vortex, hub flow separation, etc...).

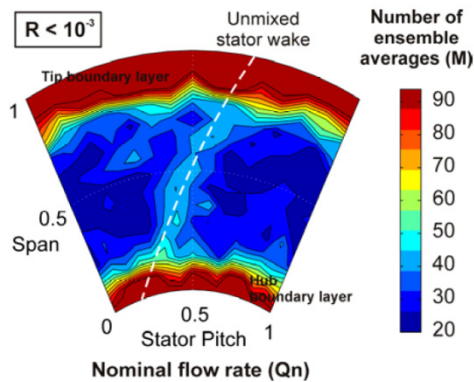


Fig. 4. Map of minimum ensemble averages required for the traverse measuring window to assure convergence ($R < 10^{-3}$) at nominal conditions.

Complementarily, results at off-design flow rates (figure 5) present analogous conclusions. In this case, the central region where the flow is more stable has been severely reduced. The contribution of the unmixed stator wake is still visible, with a significant thickening of the wake width that requires a larger number of ensembles. Similarly, the boundary layers have been dramatically engrossed, especially in the tip region, indicating the major flow disorder of the turbulent structures at near-stall conditions. Note that contour maps at this extreme positions is saturated, indicating that more than 100 ensembles are needed to devise a 10^{-3} convergence.

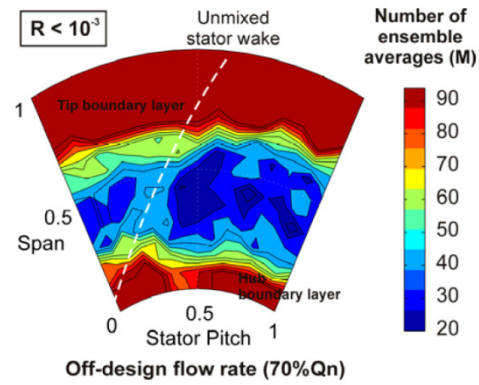


Fig. 5. Map of minimum ensemble averages required for the traverse measuring window to assure convergence ($R < 10^{-3}$) at off-design conditions.

This section is completed illustrating the error associated to a moderate selection of the number of sampling points per degree in figure 6. In this case, we present the traverse map with the distribution of minimum samples per blade event to prevent a maximum error of a 5% in the estimation of the unsteady kinetic energy. Note that the flow structure is not well-recovered in this map, indicating a worst correlation of this statistical indicator with respect to the flow variables. The boundary layers present the lower values in concordance with previous discussion for figure 4. The pitch-averaged distribution (plot on the right in the figure) confirms that a good selection for the present database is in the order of 1.5 points per degree or higher. Though not shown here, off-design maps present similar scales, so flow conditions seem not to influence on the error.

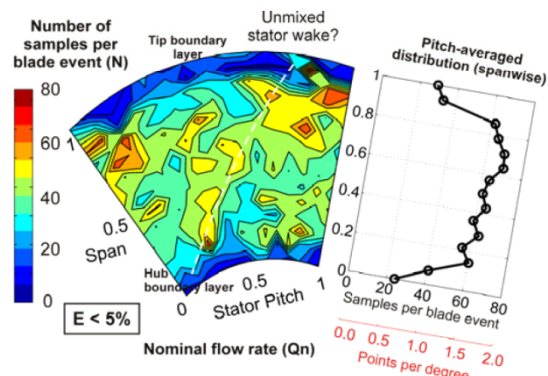


Fig.6. Map of minimum samples per blade event to assure a controlled error ($E < 5\%$) and corresponding pitch-averaged distribution for nominal conditions.

Correlation with turbulent data. We have derived in Annex A that there is a clear correlation between the number of ensemble averages required for convergence and the time-averaged turbulence level of the flow. In particular, it is approximated that for typical convergence requirements, the number of ensembles to be adopted must be fixed in the range of one order of magnitude higher than the local averaged turbulence intensity expressed in percentage. For example, this means that for a typical turbulence level of 7.5%, 75 ensemble averages should be fixed to assure convergence. This analytical estimation is validated presenting the time-averaged map of turbulence in the traverse window of the present database in figure 7. Comparison of internal regions with previous figure 4 reveals an absolute correlation between both sets of data. The flow structure is perfectly recovered with both representations, being the unmixed stator wake the most significant flow pattern. Not only there is a perfect correspondence between variable gradients, there is also a scaling ratio of order 10 between ensembles and turbulence intensities, as expected. Tip boundary layer exhibits turbulence levels up to 35% (here, the representation has been clipped to 15% in order to show wake turbulence, otherwise masked by maximum values in the endwall zones), indicating that approximately, 300-350 ensemble averages should have been employed during data acquisition.

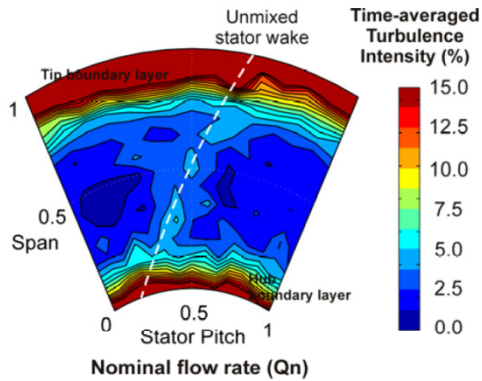


Fig. 7. Map of time-averaged turbulence intensity for the traverse measuring window at nominal flow rate.

Figure 8 presents a full-scale representation of turbulence levels at off-design conditions. Contour levels have been fixed to identify internal regions with relatively low levels of turbulence (in the range between 4 and 8%), though maximum values in the endwall zones have been preserved to devise peak values of turbulence associated to tip vortex. From this representation, the thick unmixed stator wake is identifiable, and the maximum levels of turbulence in hub and tip regions result to be around 20 and 50% respectively. This means that tip vortex (tangentially averaged in the time-averaging

procedure) increases significantly the level of disorder in the flow, with respect to hub regions, advising the probable requirement of 500 ensemble averages to capture correctly the unsteady scales of the tip vortex in this single-stage axial fan.

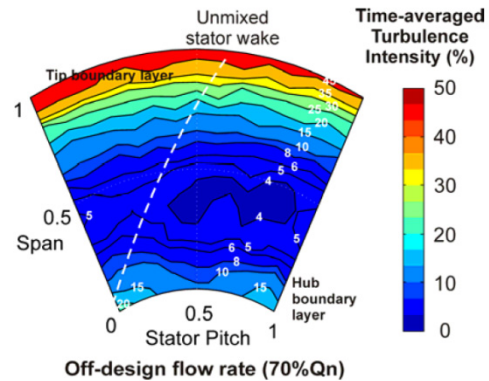


Fig. 8. Map of time-averaged turbulence intensity for the traverse measuring window at off-design conditions.

CONCLUSIONS

General guidelines that any statistical procedure must follow to assure that phase-locked averaging (PLA) results are consistent when applied to velocity signals acquired with stationary probes in multistage turbomachinery has been presented. The procedure is established in terms of convergence (residuals) and coherence (error) between time-resolved traces retrieved using different sampling frequencies and number of total samples.

A concise review of the open literature has provided typical ranges for acquisition parameters used for axial turbomachinery when dealing with PLA techniques. In particular, the number of samples employed for ensemble-averaging the raw velocity traces, as well as the tangential discretization expressed as the number of sampling points per degree were shown to be essential selections to obtain an accurate statistical reduction of any experimental database. The great disparity in the range of these parameters is clearly related to the requirements of the measurements, pending on the variables to be analyzed, the local flow patterns or the global disorder of the flow as a consequence of the operating conditions.

Concerning the time-averaging operator, it has been confirmed that the angular discretization must be at least in the order (or higher) of one sampling point per degree to determine the unsteady kinetic energy of the velocity fluctuations accurately. The spatial distribution of the error in the traverse measuring windows is not recovering the flow patterns, and

only a spanwise evolution showing higher error in the interior regions than close to the endwalls can be concluded.

On the other hand, it has been demonstrated a direct relationship between the number of ensemble averages and the turbulence levels of the flow in order to guarantee a certain level of convergence. An analytical expression for the estimation of the required ensembles as a function of local mean turbulence has been derived and contrasted experimentally. In essence, the selection of ensembles must be in the range of one order of magnitude higher than the turbulence level expressed in hundred percent. The influences of the operating conditions and the spanwise location of the measurements have been also explored, revealing that endwall zones and off-design conditions are critical contributors to increase the number of ensembles. Moreover, the tangentially-averaged impact of tip vortex structures is a complex three-dimensional mechanism that requires up to 500 ensembles, doubling the characteristic values found in the hub zones.

NOMENCLATURE

- BPF = Blade Passing Frequency (Hz)
- CFD = Computational Fluid Dynamics
- E = Error (%)
- k = Current number of discrete samples or “classes”
- M = Total number of ensemble-averages (temporal discretization)
- N = Total number of angular phases (spatial discretization)
- PLA = Phase-Locked Averaging
- Q, Q_N = Flow rate and nominal flow rate (m³/s)
- R = Residual
- RMS = Root mean square
- RPM = Revolutions per minute
- t = Time (s)
- T_r = Rotor blade passing period (s)
- Tu = Turbulence Intensity (%)
- \overline{Tu} = Mean Turbulence Intensity (%)
- u = Velocity (m/s)
- \tilde{u} = Ensemble-averaged velocity (m/s)
- u' = Random velocity fluctuation (m/s)
- \bar{u} = Mean velocity value (m/s)

Superscripts and Subscripts

- \sim = Ensemble-averaging operator
- $-$ = Time-averaging operator
- m = Number of ensemble-average
- n = Number of angular phase

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge the financial support from the Research Project, “Aeroacoustic Characterization of Elliptic Airfoils in Turbulent Flow”, ref. DPI-2009-13613, sponsored by the Spanish Ministry of Science and Innovation (MICINN).

REFERENCES

- [1] Huyer, S.A., Snarski, S.R., 2003, “Analysis of a turbulent propeller inflow”. *ASME Journal of Fluids Engineering*, **125**, pp. 533-542.
- [2] Kergourlay, G., Kouidri, S., Rankin, G.W., Rey, R., 2006, “Experimental investigation of the 3D unsteady flow field downstream of axial fans”. *Flow Measurement and Instrumentation*, **17**, pp. 303-314.
- [3] Read, S., Elder, R.L., 1999, “The nature of wakes in multistage axial flow compressors”. *Proceedings of the IMechE – part A, Journal of Power and Energy*, **213**, pp. 275-289.
- [4] Mailach, R., Vogeler, K., 2004, “Aerodynamic blade row interactions in an axial compressor – Part I: unsteady boundary layer development”. *ASME Journal of Turbomachinery*, **126**, pp. 35-44.
- [5] Velarde-Suárez, S., Ballesteros-Tajadura, R., Santolaria-Morros, C., Blanco-Marigorta, E., 2002, “Total unsteadiness downstream of an axial flow fan with variable pitch blades”. *ASME Journal of Fluids Engineering*, **124**, pp. 280-283.
- [6] Prato, J., Lakshminarayana, B., Suryavamshi, N., 2001, “Three-dimensional flow field downstream of an embedded stator in a multistage axial flow compressor – Part I: steady and unsteady flow fields”. *Proceedings of the IMechE – part A, Journal of Power and Energy*, **215**, pp. 281-299.
- [7] Lepicovsky, J., 2008, “Effects of a rotating aerodynamic probe on the flow field of a compressor rotor”. *Proceedings of the XIX Biannual Symposium on Measuring Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines*. Rhode-St-Génese, Belgium.
- [8] Brunn, H.H., “*Hot-Wire Anemometry Principles and Signal Analysis*”, 1995, Oxford University Press.
- [9] Henderson, A.D., Walker, G.J., Hughes, J.D., 2006, “The influence of turbulence on wake dispersion and blade row interaction in an axial compressor”. *ASME Journal of Turbomachinery*, **128**, pp. 150-157.
- [10] Senkter, A., Reiss, W., 1998, “Measurement of unsteady flow and turbulence in a low speed axial compressor”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, **17**, pp. 124-131.

- [11] Lakshminarayana, B., Poncet, A., 1974, "A method of measuring three-dimensional wakes in turbomachinery". *ASME Journal of Fluids Engineering*, **96** (2), pp. 87-91.
- [12] Lakshminarayana, B., 1981, "Analytical and experimental study of flow phenomena in non-cavitating rocket pump inducers". *NASA Technical Report CR-3471*.
- [13] Camp, T.R., Shin, H.-W., 1995, "Turbulence intensity and length scale measurements in multistage compressors". *ASME Journal of Turbomachinery*, **117**, pp. 38-46.
- [14] Tropea, C., Yarin, A.L., Foss, J.F. (editors), "*Handbook of Experimental Fluid Mechanics*", 2007, Springer.
- [15] Fernández Oro, J.M., Argüelles Diaz, K.M., Santolaria Morros, C., Blanco Marigorta, E., 2007, "Unsteady flow and wake transport in a low-speed axial fan with inlet guide vanes", *ASME Journal of Fluids Engineering*, **129**, pp. 1015-1029.
- [16] Fernández Oro, J.M., Argüelles Diaz, K.M., Santolaria Morros, C., Blanco Marigorta, E., 2007, "On the structure of turbulence in a low-speed axial fan with inlet guide vanes", *Experimental Thermal and Fluid Science*, **32** (8), pp. 316-331.
- [17] Uzol, O., Brzozowski, D., Chow, Y.-C., Katz, J., Meneveau, C., 2007, "A database of PIV measurements within a turbomachinery stage and sample comparisons with unsteady RANS", *Journal of Turbulence*, **8**, N10.
- [18] Inoue, M., Kuroumaru, M., 1989, "Structure of tip clearance flow in an isolated axial compressor rotor", *ASME Journal of Turbomachinery*, **111**, pp. 250-256.
- [19] Dong, Y., Cumpsty, N.A., 1990, "Compressor blade boundary layers: Part 2 – Measurements with incident wakes", *ASME Journal of Turbomachinery*, **112**, pp. 231-241.
- [20] Goto, A., 1992, "Three-dimensional flow and mixing in an axial flow compressor with different rotor tip clearances", *ASME Journal of Turbomachinery*, **114**, pp. 675-685.
- [21] Witkowski, A.S., Chmielniak, T.J., Stozik, M.D., 1996, "Experimental study of a 3D wake decay and secondary flows behind a rotor blade row of a low speed axial compressor", *ASME 96-GT-415*.
- [22] Halstead, D.E., Wisler, D.C., Okiishi, T.H., Walker, G.J., Hodson, H.P., Shin, H.W., 1997, "Boundary layer development in axial compressors and turbines: Part 1 of 4 – Composite picture", *ASME Journal of Turbomachinery*, **119**, pp. 114-127.
- [23] Furukawa, M., Saiki, K., Nagayoshi, K., Kuroumaru, M., Inoue, M., 1998, "Effects of stream surface inclination on tip leakage flow fields in compressor rotors", *ASME Journal of Turbomachinery*, **120**, pp. 683-692.
- [24] Quinlan, D.A., Bent, P.H., 1998, "High frequency noise generation in small axial fans", *Journal of Sound and Vibration*, **218** (2), pp. 177-204.
- [25] Shiomi, N., Cai, W.X., Muraoka, A., Kaneko, K., Setoguchi, T., 2003, "Internal flow of high specific-speed diagonal-flow fan (rotor outlet flow fields with rotating stall)", *International Journal of Rotating Machinery*, **9**, pp. 337-343.
- [26] Jang, C.M., Sato, D., Fukano, T., 2005, "Experimental analysis on tip leakage and wake flow in an axial flow fan according to flow rate", *ASME Journal of Fluids Engineering*, **127**, pp. 322-329.
- [27] Henner, M., Moreau, S., Neal, D., Labordiere, J., 2007, "Validation of 3D rotor-stator URANS in automotive engine cooling fan systems", *Proceedings of the 8th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, ISEIF08-0072*.
- [28] Vad, J., Kawedikha, A.R.A., Horváth, C.S., Balczó, M., Lohász, M.M., Régert, T., 2007, "Aerodynamics effects of forward blade skew in axial flow rotors of controlled vortex design", *Proceedings of the IMechE – part A, Journal of Power and Energy*, **221**, pp. 1011-1023.
- [29] Eberline, M., Sirok, B., Dular, M. et al., 2011, "Modification of axial fan flow by trailing edge self-induced blowing", *ASME Journal of Fluids Engineering*, **131** (11), No. 111104.
- [30] Shiomi, N., Kinoue, Y., Jin Ying, Z. et al., 2009, "Flow fields with vortex in a small semi-open axial fan", *Journal of Thermal Science*, **18** (4), pp. 294-300.
- [31] Hurault, J., Koudri, S., Bakir, F. et al., 2010, "Experimental and numerical study of the sweep effect on three-dimensional flow downstream of axial flow fans", *Flow Measurement and Instrumentation*, **21** (2), pp. 155-165.
- [32] Brouckaert, J.F., Van de Weyer, N., Farkas, B. et al., 2009, "Unsteady pressure measurements in a single stage low pressure axial compressor: Tip vortex flow and stall inception", *Proceedings of the 54th ASME Turbo Expo 2009, Florida (USA)*, **7(A)**, pp. 249-262.
- [33] Camussi, R., Grilliat, J., Caputi-Gennaro, G. et al., 2010, "Experimental study of a tip leakage flow: wavelet analysis of pressure fluctuations", *Journal of Fluid Mechanics*, **660**, pp. 87-113.
- [34] Sarraf C., Nouri, H., Ravelet, F., et al., 2011, "Experimental study of blade thickness effects on the overall and local performances of a controlled vortex designed axial-flow fan", *Experimental Thermal and Fluid Science*, **35** (4), pp. 684-693.
- [35] Eberline, M., Sirok, B., Hocoever, M., 2009, "Experimental investigation of the interaction of two flows on the axial fan hollow blades by flow visualization and hot-wire anemometry". *Experimental Thermal and Fluid Science*, **33** (5), pp. 929-937.

ANNEX A

ESTIMATION OF MINIMUM NUMBER OF ENSEMBLE-AVERAGES TO ASSURE CONVERGENCE

The expansion of equation (1), keeping in mind the ensemble-averaging process illustrated in figure 1 for m realizations, can be expressed as:

$$\tilde{u}_n^{(m)} = \frac{u_n^{(1)} + u_n^{(2)} + \dots + u_n^{(m)}}{m} \quad (\text{A.1})$$

where superscripts (1), (2), ..., (m) stand for every one of the k -th ensembles available in the experimental measurements. Similarly, if we consider now $m-1$ ensembles, it gives:

$$\tilde{u}_n^{(m-1)} = \frac{u_n^{(1)} + u_n^{(2)} + \dots + u_n^{(m-1)}}{m-1} \quad (\text{A.2})$$

Subtracting equation A.2 from equation A.1, it is possible to obtain the following relationship for the difference between (m) and ($m-1$) ensembles included in equation (5):

$$\tilde{u}_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m-1)} = \frac{-u_n^{(1)} - u_n^{(2)} - \dots - u_n^{(m-1)} - u_n^{(m)} + m u_n^{(m)}}{m(m-1)} \quad (\text{A.3})$$

After some algebra, the difference is reformulated just in terms of the ensemble-averaged value with m realizations, yielding:

$$\tilde{u}_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m-1)} = \frac{-m\tilde{u}_n^{(m)} + m u_n^{(m)}}{m(m-1)} = \frac{1}{m-1} (u_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m)}) \quad (\text{A.4})$$

Now, reordering the residual definition in equation (5), we obtain:

$$\frac{R^2}{N} \left[\sum_{n=1}^N \tilde{u}_n^{(m)} \right]^2 = \sum_{n=1}^N (u_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m-1)})^2 \quad (\text{A.5})$$

Considering that when m is large enough, convergence is fully satisfied so increasing the number of ensembles averages results in no further improvements of the statistical representation, we can introduce the time averaging, giving:

$\sum_{n=1}^N \tilde{u}_n^{(m)} \cong N\bar{u}$. Now, substituting this expression in (A.5):

$$R^2 \bar{u}^2 N = \sum_{n=1}^N \left[\frac{1}{m-1} (u_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m)}) \right]^2 \quad (\text{A.6})$$

On the other hand, taking back to the definition of the unsteady ensemble-averaged turbulence in equation (3), we can reorder to express:

$$\left[T u_n \cdot \tilde{u}_n^{(m)} \right]^2 M = \sum_{m=1}^M (u_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m)})^2 \quad (\text{A.7})$$

Note that we have the quadratic difference $(u_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m)})^2$ in both summations in equations (A.6) and (A.7). However, in the first one it must be evaluated for all the phase samples, while in the second is for all the ensemble samples. To overcome this problem, we suppose that our measurements are under stable conditions, so every ensemble from all the single traces from (1) to (m) present similar disparities respect to $\tilde{u}_n^{(m)}$. With this consideration, dispersion is assumed to be uniformly distributed among all the ensemble traces, so we can approximate:

$$\left[T u_n \cdot \tilde{u}_n^{(m)} \right]^2 \simeq (u_n^{(m)} - \tilde{u}_n^{(m)})^2 \quad (\text{A.8})$$

Hence, introducing equation (A.8) in (A.6):

$$R^2 \bar{u}^2 N (m-1)^2 = \sum_{n=1}^N \left[T u_n \cdot \tilde{u}_n^{(m)} \right]^2 \quad (\text{A.9})$$

And finally, solving (A.9) for m , we can derive an expression to estimate the required number of samples to obtain accurate results within a fixed convergence criterion as a function of the turbulence levels and the mean velocity magnitude:

$$m = 1 + \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left[T u_n \cdot \tilde{u}_n^{(m)} \right]^2}}{R \cdot \bar{u}} = 1 + \frac{\text{RMS}(T u_n \cdot \tilde{u}_n^{(m)})}{R \cdot \bar{u}} \quad (\text{A.10})$$

To conclude, we can provide a representative order of magnitude for m , simplifying equation (A.10) with the introduction of time-averaged values, so m turns to be only a function of the residual and the time-averaged turbulence of the traces:

$$m \sim 1 + \frac{\sqrt{T \bar{u}^2 \cdot \bar{u}^2}}{R \cdot \bar{u}} = 1 + \frac{T \bar{u}}{R} \sim \frac{T \bar{u}}{R} \quad (\text{A.11})$$

I.4 Proceedings of the ASME 2012 Fluids Engineering Summer Meeting

Proceedings of the ASME 2012 Fluids Engineering Summer Meeting
FEDSM2012
July 8-12, 2012, Rio Grande, Puerto Rico

FEDSM2012-72450

APPLICATION OF DETERMINISTIC CORRELATIONS IN THE ANALYSIS OF ROTOR-STATOR INTERACTIONS IN AXIAL FLOW FANS

Galdo Vega, Mónica
Argüelles Díaz, Katia María

Rodríguez Lastra, María
Fernández Oro, Jesús Manuel

*Universidad de Oviedo, Área de Mecánica de Fluidos (EDZE)
Campus de Viesques, 33271 Gijón, Asturias, Spain
jesusfo@uniovi.es*

ABSTRACT

Deterministic stresses account for the time-averaged contribution of the periodic unsteadiness in single-stage turbomachinery. An accurate modelling of these stresses allows for the development of steady simulations with full contribution of deterministic unsteady sources. Moreover, introducing both relative and absolute reference frames, the deterministic tensor can be split into a set of correlations which addresses the influence of the stator and rotor non-uniformities separately. As a consequence, a pure unsteady term showing rotor-stator interaction is rediscovered and can be established as an essential indicator of the strength of viscous, non-linear effects in multistage turbomachinery environments.

This work provides a comprehensive description of these correlations in the interrow region of a single stage axial flow fan. Two configurations are analyzed here: the upstream stator acting as a non-uniform inflow for the rotor and the complementary stator placed downstream of the rotor for pressure recovery at the exit. To illustrate the driven mechanisms in the tensor, a three-dimensional numerical simulation at the midspan section of a low-speed axial fan is employed in the present investigation. A deep analysis of the interaction between the rows using the deterministic framework is shown as a useful tool to devise deterministic models for steady computations.

The commercial code FLUENT is used to resolve the full unsteady 3-D Navier-Stokes equations using LES schemes. Nominal and off-design flow conditions have been considered to observe the relevance of the different deterministic correlations in the establishment of the unsteady sources.

The final objective pursues a deep understanding of the correlations behavior under variable flow conditions and

different stage configurations. Thus, physical insight will be gained and more efficient and reliable deterministic models could be proposed, available for researchers and experts in the field.

INTRODUCTION

Nowadays, full-unsteady simulations have become the standard in the numerical analysis of multistage turbomachinery. The interaction phenomena due to the relative motion of fixed and moving blade rows is currently well-resolved using dynamic meshes in a wide number of commercial codes and also home-made solvers for both industry and academia [1-2]. Thus, the focus is now reoriented to a physical understanding of the existing mechanisms that could derive in an enhancement of the current designs or in a major insight of the scientific knowledge available for researchers.

At this point, all the post-processing abilities capable to identify and address the different contributors to the total unsteadiness are an essential tool for the analysis and improvement of turbomachinery designs. In particular, the methodologies that provide the mean time impact of unsteady sources are crucial to derive practical indications that provide overall guidelines for performance characterization [3-4].

The most successful methodology is the so-called passage-averaged approach, which segregates the unsteady sources in turbomachinery rows through additional terms, known as deterministic stresses [5-6]. These stresses account for the time-averaged contribution of the periodic unsteadiness (deterministic) in single-stage turbomachinery and reveal the influence of the stator and rotor non-uniformities separately.

In the case of multistage turbomachinery, modern designs are conditioned by an increasing compactness of all the elements and an ongoing reduction of the axial gaps between fixed and moving blade rows. As a consequence, unmixed flow conditions are now the standard when dealing with inlet flow patterns of adjacent blade rows. Assuming that interaction effects are one order of magnitude higher within adjacent rows, in the case of axial configurations, two different possibilities can be basically distinguished to analyze the different nature of the flow interaction (both viscous and potential effects) in the gaps: stator-rotor (SR) and rotor-stator (RS) configurations.

In the first configuration (SR), the blades are facing a non-uniform inflow in the relative frame of reference, leading to higher noise levels for these designs and poorer rotor performance. The stator wakes impinging the blade's loading is a relatively weak phenomenon, so in fact these wakes are rapidly chopped by the blades and then convected downstream through the blade passages resulting in a wake-wake interaction at the rotor exit as the more relevant unsteady phenomena. In the case of the rotor-stator (RS), the energetic shear layers of the rotor wakes result in similar intensity than vane-to-vane non uniformities, affecting much more the evolution and pressure recovery of the flow within the stator passages, so the wake-blade interaction (or wake-airfoil) becomes the essential unsteady mechanism.

In this work, a comprehensive description of this type of interaction unsteadiness is presented in terms of deterministic correlations and tensor. The averaging techniques needed to segregate the periodic contributors are performed over 3D numerical results of both configurations using full-unsteady schemes with LES techniques in order to avoid uncertainties related to URANS turbulence models. Both SR and RS configurations have been modeled using a 3D geometry of the midspan characteristics of a low-speed axial fan. Nominal and

off-design conditions have been also considered in this approach to take into account the influence of the working conditions in the periodic unsteadiness. RS configuration is focused on the deterministic contributors in the stator frame of reference over the vanes, whereas SR configuration is focused on the deterministic counterpart over the blades. Turbulence parameters, retrieved from the LES computations, allow a comparison with the deterministic results to identify similarities and differences between turbulent and deterministic phenomena.

GEOMETRIES OF ROTOR-STATOR & STATOR-ROTOR SINGLE STAGES AT MIDSPAN

The low-speed axial fan analyzed in this work is composed of a stator row with 13 vanes and a rotor with 9 blades. The hub and tip diameters of the machine are 380 and 820 mm respectively. The nominal distance for the axial gap is 50 mm and the rotational speed is 2400 rpm with a design mass flow rate of 18 m³/s and a total-to-total pressure rise of 1.2 kPa.

Table 1. Geometrical characteristics at midspan.

	Stator-Rotor		Rotor-Stator	
	Vane	Blade	Blade	Vane
Chord length (mm)	165.3	165.8	165.3	164.0
Solidity	1.14	0.792	0.792	1.14
Stager angle (°)	12.97	59.70	54.36	7.29
Camber angle (°)	27.80	7.42	10.39	27.60
Thickness/Chord (%)	3.0	9.43	3.0	9.43
Pitch (mm)	145	209.4	209.4	145
Inlet flow angle (°)	0.0	64.7	60.07	20.30
Outlet flow angle (°)	20.73	60.07	53.82	0.0

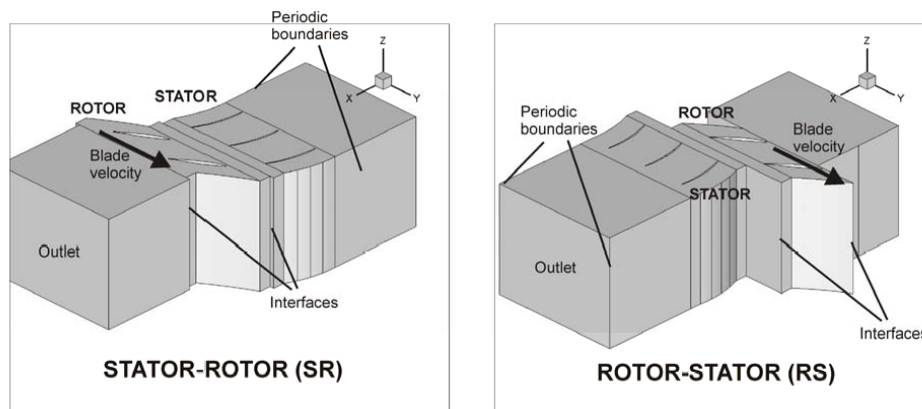


Fig. 1. Three dimensional geometry of the axial single stages.

This family of fans presents 9-blade rotors, based on the NACA 65 family, and a 13-vane stator based on the British circular profile C1. Corresponding designs, with stator-rotor and rotor-stator configurations, have been taken into account in this work. See table 1 for basic geometrical parameters of both arrangements.

In the present study, only results concerning the midspan section are studied in detail. For that purpose, two different 2D single stages, based on kinematic geometrical parameters, have been considered here (Fig. 1). In order to perform accurate LES computations, a spanwise extrusion has been introduced to complete 3D computations. Note that the real spanwise geometry of the fan is more complex, due to the blade twist from hub to tip sections, in order to satisfy radial equilibrium. Nevertheless, in this study the interest is placed exclusively in the central section, so an artificial rigid extrusion was adapted to preserve the 3-D vortical nature of vortex shedding in the lattice of wakes throughout the stage with the LES algorithms. More details and discussion about this additional complexity are given below.

Figure 1 shows both SR and RS configurations implemented in the numerical modeling. Periodic boundaries have been introduced in both stator and rotor zones to impose circumferential axi-symmetry and avoid a full-annulus discretization. With a real vane-to-blade count ratio of 13:9, a circumferential approximation has been adopted to reduce the periodicity to a simplified 3:2 ratio, so just 3 vane passages and 2 rotor passages were modeled for the full unsteady computations. The pitch alteration of the stator vane row is around 3%, which has been considered negligible for this kind of turbomachines. A non-conformal grid has been employed, due to the different lengths associated to both stator and rotor pitches, leading to the inclusion of a number of interfaces in every model, which allow the relative motion between the rotating and stationary meshes.

NUMERICAL MODELING AND LES COMPUTATIONS

The commercial CFD software FLUENT v6.3 was used to solve the Navier-Stokes set of equations, using an unsteady, 3D viscous scheme for the volume finite method, with second-order accuracy for the temporal discretization and high-order MUSCL formulation for both convection and diffusion terms.

Computational meshes. The mesh density in the model has been fixed according to minimum requirements needed to complete an accurate wall-modeled LES (WMLES). It is well-known that LES techniques are still unaffordable for shear flows with wall contours in the case of moderate to high Reynolds numbers, so near-wall regions must be treated with a logarithmic model. In this case, the FLUENT code automatically applies a wall model when y^+ is larger than 30

wall units from the wall. However, the mesh density within the passages has been carefully selected in order to describe vortical structures in the range of the integral length scales when large separation arises (i.e., rotor wakes shedding at near-stall conditions). Previous experimental investigations by the authors on this family of axial fans have determined that typical mesh sizes around 2 mm are needed rotor downstream to describe the largest eddies at midspan locations [12]. With this restriction in mind, a total number of 231,000 and 244,000 cells have been used for the RS and the SR cases respectively in the 2D midspan section. With typical O-grid distributions for the 3+2 passages implemented in the model, a [100x60] mesh density was the standard choice in this study. The z -coordinate for the spanwise direction was covered with 15 cells, for a total height of the model of 0.12 blade chords, following the guidelines by Davidson and Dahlstrom [7]. As a result, a total number of 3.4 and 3.6 million cells were resolved for every configuration. Figure 2 shows the mesh density in the two-dimensional section, including a detailed view of the mesh characteristics around the blade leading edge and the stator trailing edge. Finally, the computational domain has been extended several chords upstream and downstream the stages to avoid any fictitious influence of inlet or outlet boundary conditions on the flow.

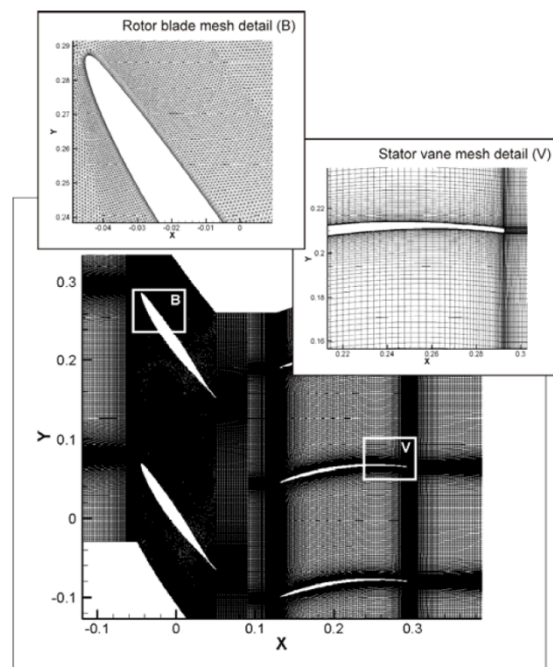


Fig. 2. Mesh topology and grid details.

Boundary and initial conditions. A set of periodic boundary conditions were introduced in the geometry allowing a 3:2 passage ratio to be modeled. A constant inflow velocity has been set as the inlet boundary condition for the computations, as well as a typical value of inlet turbulence (around 3%) with a characteristic turbulent length scale of $\ell_0 = 0.13$ m (a fraction of the casing diameter).

LES technique. A gradual solution procedure was executed to ensure stable convergence, following the guidelines proposed in [8]. Basically, a steady solution using first order schemes is initially resolved to be progressively updated using high-order discretizations in both turbulent transport equations and momentum balances. The final stage of this procedure executes a full unsteady simulation with the LES technique that is extended for several throughflow intervals (10 to 20, depending on the working conditions) in order to guarantee a well-established flow inside the passages.

Additionally, in the case of LES computations it is also critical the selection of an accurate temporal resolution to be able to resolve the turn-out time of the resolved eddies. Considering a Reynolds number based on the blade velocity at midspan ($Re=8.5 \times 10^5$), the minimum Δt required in a WMLES to resolve at least an 80% of the turbulent kinetic energy can be roughly estimated according to the following expression [9]:

$$\Delta t_{LES} \sim \frac{0.16^{2/3} \ell_0^2}{15\nu Re}$$

where ℓ_0 represents the characteristic integral length scale and 15 has been selected as the minimum number of time-steps required to describe the vortical dynamics of the largest eddies. Assuming the previous estimation of integral length scale in the range of 130 mm (a fraction of the fan diameter), it gives a minimum Δt about 2.6×10^{-5} s, which it is equivalent to $N_R \approx 105$ time steps per blade passing period, T_r . In the present case, it has been fixed a less restrictive temporal time step, 9.26×10^{-5} s (or 30 intermediate time steps per blade event), which it is shown to be still reliable in the following section about numerical validation.

Solution procedure and convergence of the database.

The complete dataset of computations has been executed over dual-processor PC's, 3.2 GHz, with 1.5 Gb RAM for each node. The computations are parallelized with a Gigabit connection set. Numerical convergence was judged using scaled residuals. A time step (a rotor phase solution) was considered to be sufficiently converged when the scaled residuals for all the governing equations were less than 10^{-5} . Typically, this required at least 75 iterations for each time step. With this criterion, every working point required more than 500 h of CPU time to obtain a periodic stable response of the model. To judge periodic convergence, the axial velocity was monitored at a couple of points (at midspan between the rows and rotor downstream) as the solution progressed. Once the periodicity was achieved, a final running of the model was

carried out to store the velocity and pressure maps during a complete blade passage (30 angular phases per rotor passage). The whole database is composed of three different flow rates (nominal, partial load at 85% Q_0 and near-stall conditions at 70% Q_0) for two configurations (SR and RS), during a complete rotor blade passing periods (30 positions), resulting in 720 files with more than 100 Gbs of numerical information.

Numerical validation. In order to validate the numerical model, a brief comparison with experimental data of the axial velocity in the inter-row region and rotor downstream for the SR configuration has been carried out. Dual hot-wire anemometry has been employed intensively to obtain the time-resolved structures of the flow. Unsteady vane-to-vane gradients and instantaneous rotor wakes have been acquired using a TSI IFA-100 anemometer, with a 36 kHz sampling frequency and 100 blade passages for a significant statistical post-processing. More details of the experimental database can be found in [10-11].

Figure 3 shows the power spectrum density of the instantaneous velocity signals measured and computed at half a chord downstream of the rotor blade for the SR configuration. Peaked values in the spectra correspond to the BPF scale and its harmonics. To analyze the influence of the size of the numerical time-step over the LES computations, four different time-steps (see also table 2) ranging from 10 to 270 steps per blade passage have been tested. Solid black line corresponds to the experimental spectrum, while blue, green, red and grey lines show numerical results computed with those time steps. As the number of time steps per blade event is progressively reduced, there is an evident lack of accuracy in the spectra of the time series. A quantitative indicator of this inaccuracy is shown in table 2 with the energy content (the area under the curve) of every numerical spectrum as a percentage of the experimental value. Note that more than 90 time steps per blade event are required to resolve close to an 80% of the turbulent kinetic energy, as already devised in the previous estimation, reaching up to a nearly 95% with 270 time steps. Despite of this superior accuracy, the total CPU time to obtain stable results with such selections is really impractical with our current computational capabilities. Thus, a moderate choice with 30 time steps per blade event and almost a 50% of resolved turbulent budget has been considered instead. With this selection, the cut-off frequency of the LES filter is placed at $\pi/\Delta_{cell} \approx 2.3$ kHz (see green dashed line in figure 3), where $\Delta_{cell} \sim (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ is about 1.37 mm in that location for the present numerical mesh, in the range of the cell size discussed above. This implies that eddy sizes smaller than $\ell_c \sim 2\pi/f_c \approx 2\pi/2300 = 2.75$ mm are filtered out in the computations. However, since local integral length scales are found to be in the order of 20 mm [12], it is presumable that this temporal discretization for our LES computations still provides a valuable description of the largest turbulent scales of the rotor wakes.

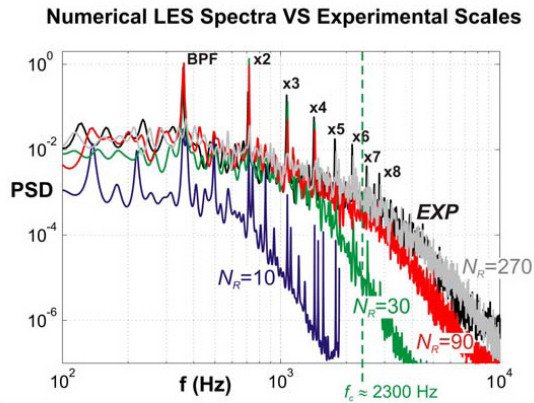


Fig. 3. Accuracy of LES computations as a function of the time step in the unsteady simulations.

Table 2. Energy contents of the power spectra.

Number of time-steps	Δt (s)	$f\delta$ (kHz)	E_{num}/E_{exp} (%)
$N_R=10$	2.77×10^{-4}	3.6	3.5
$N_R=30$	9.25×10^{-5}	10.8	48
$N_R=90$	3.08×10^{-5}	32.4	72
$N_R=270$	1.02×10^{-5}	97.2	94

Alternatively, figure 4 presents both time-averaged velocities and instantaneous traces of axial velocity, stator and rotor downstream respectively, comparing numerical and experimental results. The black solid lines correspond to the CFD computations while dashed grey lines provide experimental values. As evidenced in the figure, there is a good agreement, especially for the gradient associated to the rotor wake (instantaneous representation in the right plot). At the stator exit (left plot), there is also a remarkable similarity, though major instabilities are observed for the experimental database. These results correspond to the nominal flow rate of the SR configuration. Off-design conditions present higher discrepancy, but overall conclusion is that the numerical scheme is satisfactory within the scope of the present paper.

DETERMINISTIC APPROACH

With this numerical methodology, every case simulated is finally characterized with 30 intermediate unsteady fields describing the temporal evolution of the flow patterns with the single stage. To provide a deterministic point-of-view of the periodic unsteadiness it is necessary to perform a number of temporal averages in order to extract the meantime impact of the velocity fluctuations in the different regions of the domain.

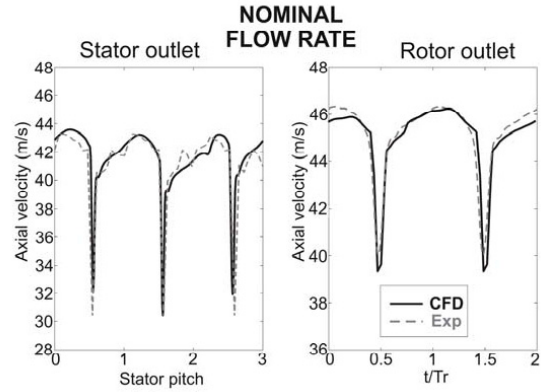


Fig. 4. Comparison of experimental and numerical results for validation of the numerical model.

The deterministic stresses are obtained through crossed products of deterministic fluctuations. The deterministic fluctuations are directly obtained subtracting the time-averaged velocity from every instantaneous value, thus resulting for every component:

$$U'_i(x, y, t) = u_i(x, y, t) - \bar{u}_i(x, y) = u_i(x, y, t) - \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_i(x, y, t)_n \quad (1)$$

Analogous, the deterministic stresses are simply calculated as the mean time contribution of these fluctuations to the square, according to:

$$\overline{U'_i U'_j}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U'_i(x, y, t)_n \times U'_j(x, y, t)_n \quad (2)$$

These deterministic correlations are presented in terms of a symmetric tensor. The main diagonal, called the deterministic kinetic energy, k_{det} , in resemblance with the turbulent kinetic energy, can be expressed as:

$$k_{det}(x, y) = \frac{1}{2} \overline{U'_i U'_i}(x, y) \quad (3)$$

Note that deterministic correlations are steady maps, coming from time-averaging the periodic deterministic fluctuations. In this paper, an intense post-processing procedure has been established using the MATLAB code to perform all the necessary averaging operators over the whole cell topology exported from FLUENT data. Both fixed and moving frames have been done in the analysis, so different temporal periodicities were considered for stator and rotor domains.

Thus, in the rotor frame, only $N_S=20$ temporal snapshots were employed to calculate mean data because this number of time steps coincide approximately with the vane passing period for the relative reference frame (3:2 ratio). Alternatively, for steady zones, the total number of phase realizations performed in the simulations, $N_S=30$, were used during averaging.

The employment of deterministic averages depending on the reference frame implies a careful selection of the zones where obtained results are of interest. In particular, when talking about the stator, we must observe basically the fixed zones, whereas when talking about rotor, only the moving row is of interest. At this point, it is obvious that the RS configuration is more adequate for analyzing flow patterns in the absolute frame (the convection and interaction of wakes is developed stator downstream), while SR configuration is suitable for the study of flow structures in the relative frame (stator wakes interacting over rotor blades).

NUMERICAL RESULTS AND DISCUSSION

Following, a collection of most representative results, concerning averaged flow patterns as well as deterministic and turbulent structures in both configurations as a function of the flow rate are presented. The objective is to provide a first qualitative approach about how deterministic variables may highlight the interaction mechanisms in axial single-stages, including overall trends and variations with the fans operating conditions.

Figure 5 shows contours of velocity magnitude in the fixed frame for all the operating conditions simulated. The maps have been adimensionalized with the blade velocity at

midspan. At nominal conditions it is quite remarkable the arising of significant stator wakes, as well as the presence of high-velocity regions in the suction side. On the contrary, at the vanes leading edge one can observe the stagnation region developed only over the suction side, thus inducing an overturning of the flow and leading to the establishment of a thick boundary layer on the pressure side. At partial conditions, this defect is corrected and the flow around the vanes is more stable, although the overall picture is more disturbed due to the increasing thickness of the rotor wakes being convected through the stator passages. At near-stall conditions, the flow is totally perturbed and large regions with flow separation arise in the suction side of the vanes. An intermediate region with certain reattachment indicates that major separation is produced at both leading and trailing edge zones. These huge areas with velocity deficit may reveal higher interaction with the upstream lattice of rotor wakes. It is expected that deterministic correlations, to be shown later in figure 7, will confirm if this supposed interaction is for real or if this separation concerns only to the development of vortical structures in the stator vanes.

Figure 6 shows similar contours of velocity magnitude in the relative frame of reference. All the flow rates analyzed present similar stagnation conditions for the rotor blades. Note that as the flow rate is reduced the velocity gradient over the blades suction sides is progressively smeared out. Additionally, the high velocity regions associated to the rotor wakes are just a kinematic consequence of the relationships between relative velocity, blade velocity and absolute velocity. Hence, the velocity deficit of the wakes (relative) is observed as an increase of the velocity magnitude and an associated overturning of the flow at the rotor exit which derives in a higher residual velocity at discharge.

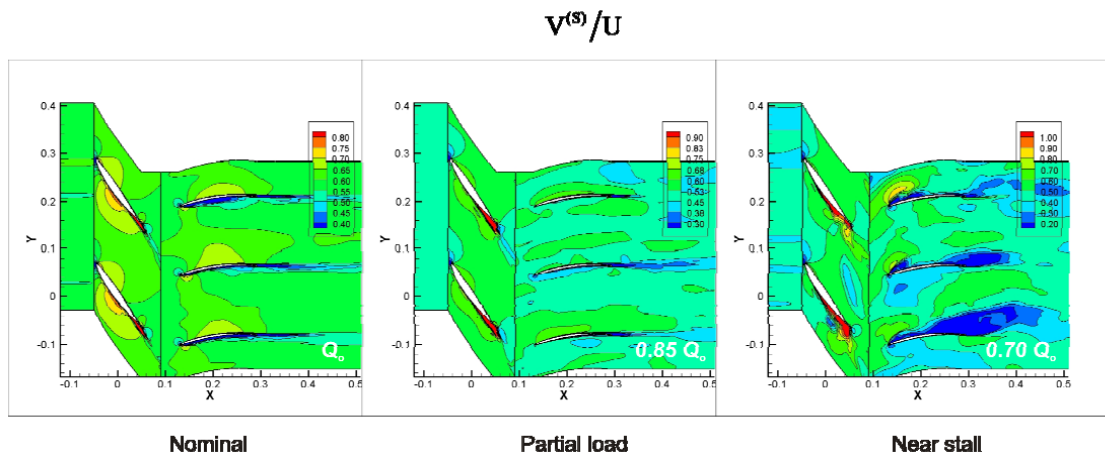


Fig. 5. Absolute velocity in the absolute frame for the RS configuration (maps in the rotor are not to consider).

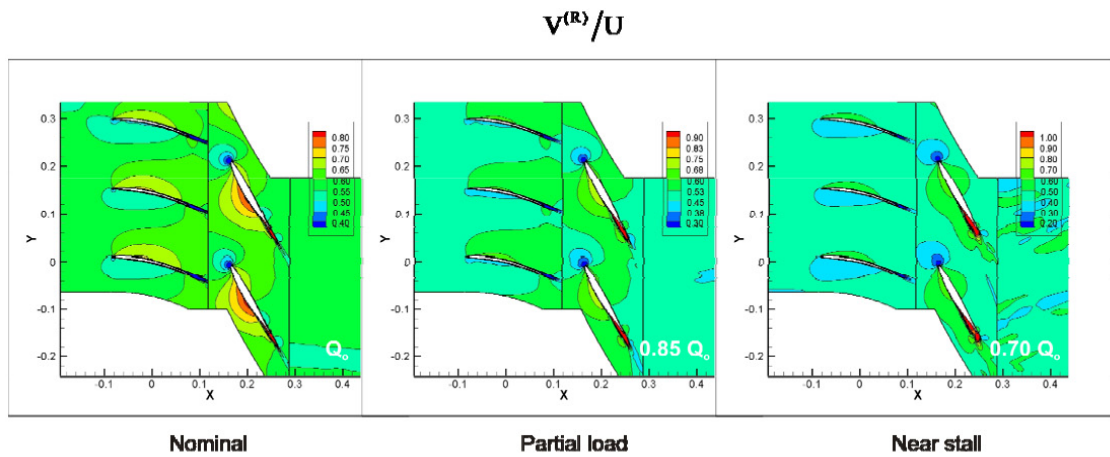


Fig. 6. Absolute velocity in the relative frame for the SR configuration (maps outside the rotor are not to consider).

The overall behavior of the stage, from an aerodynamic point of view, is superior respect to its counterpart configuration, although noise levels should be higher due to the non-uniform flow conditions for the rotor inlet. Interaction phenomena are primarily potential due to the blockage effect of the rotor on the upstream stator passages [11], while the viscous mechanisms are quite limited in the interaction region due to the reduced impact of the stator wakes on the blade-to-blade gradients in the rotor. Following, it will be observed that these observations are for both turbulent scales and deterministic patterns.

Deterministic Energy Budget. Prior to the analysis of deterministic patterns obtained with the simulations, it must be advised that, due to selection of a LES algorithm to resolve part of the turbulent scales, all the deterministic kinetic energy maps will be affected by residual large-scale turbulence which is resolved within the periodic unsteadiness coming from the relative motion of the blades. To eliminate this inherent characteristic of the LES approach, it would be necessary to perform a notable large number of additional averages between rotor passages, that is, averaging several realizations of the same rotor phase (similar to an experimental ensemble-averaging) to filter turbulent residuals. Unfortunately, this

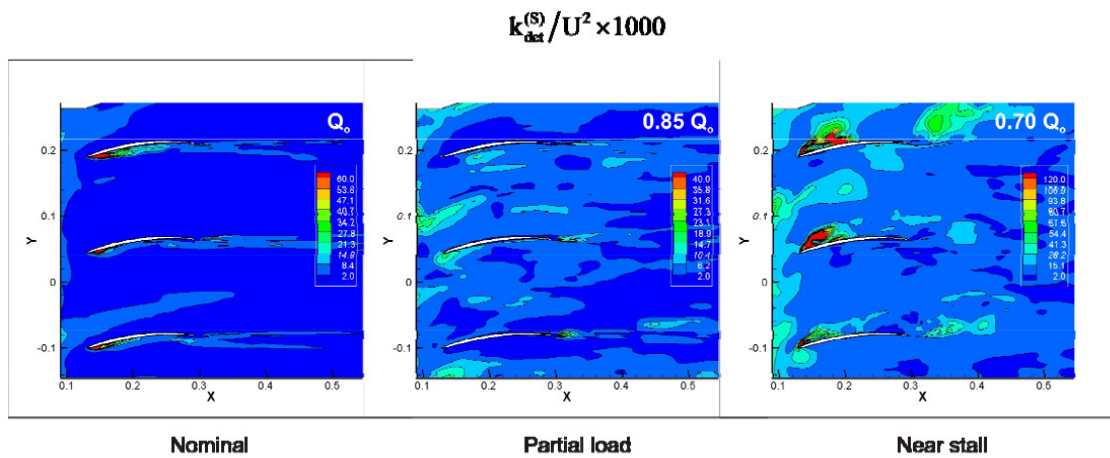


Fig. 7. Maps of deterministic kinetic energy in the stator passages for the RS configuration.

would increase significantly the convergence periods and the CPU time required to obtain the results, going from several weeks to several months. Note that every case already required almost 2 weeks of massive, parallel computations to reach a steady stable solution for the 3.5M cells cases, before entering to post-process. As a consequence of this limitation, significant differences between passages will be observed, despite of the passage-to-passage periodicity, which would induce repeated flow patterns between contiguous blades and vanes in the same row. Anyway, obviating this inconvenience, major trends can be still perfectly identified and overall conclusions can be formulated without excessive inaccuracy.

Figure 7 shows the distribution of the deterministic kinetic energy (adimensionalized with the square of the blade velocity) in the stator frame for all the flow rates analyzed here. At nominal conditions, major periodic oscillations are observed in the vane's pressure side. As previously discussed, in the vicinity of the pressure side, there is a notable lack of flow velocity, indicating an inadequate incidence and, as a result, an important generation of turbulence and a great susceptibility of the shear layers to oscillate with the lattice of wakes coming from the upstream stator. The pressure side boundary layer is notably larger than that of the suction side, thus leading to a thickening of the stator wake at the exit. When the flow rate is decreased to 85% of the nominal one, this prevalence of the instabilities in the pressure side is vanished, resulting in a more neutral picture. Only at the trailing edge of the vanes seems to be a significant unsteady source. At this intermediate condition, the rotor wakes are not so thick to interact dramatically with the vane gradients, so the improvement in the flow alignment compensates the degradation of the rotor wakes, producing a quite steady scenario. Finally, at near-stall conditions, the impact of the rotor wakes reverts its sign, affecting now

severely to the suction side of the vanes. The oscillation of the low-velocity regions is again manifested as a notable increase of the deterministic kinetic energy. The stagnation conditions of the leading edge is a first zone of unsteadiness, but there is also an important source at midchord of the vanes, clearly related to the limits of the flow separation as observed in the velocity maps. Also noticeable are those spots located quite far downstream, as a clear effect of wake-wake interaction between unmixed flow structures.

In the relative frame of reference (figure 8), the trends are totally coherent with the operating conditions. In both nominal and off-design conditions, there are only relevant contributors of periodic unsteadiness over the rotor wakes. This reveals the extremely weak effect that the thin stator vanes provoke over the blades loading distributions. Moreover, when the configuration is working under nominal conditions, the thin rotor wake is modulated in intensity by the stator wakes, thus manifesting a clear wake-wake interaction rotor downstream. Previous experimental studies of the authors with this configuration showed this kind of interaction in terms of unsteady wake transport and mixing [10] and turbulence transport [12]. Another remarkable effect is the appearance of tangential bands in the upstream interface, denoting the circumferentially-averaged effect of the rotor blockage over the stator exit structures.

Off-design conditions present a considerable engrossment of the interaction region, probably due to the corresponding thickening of rotor wakes. Nevertheless, the production of turbulence of large-scale associated to the rotor wakes, which has not been filtered out, is an altering factor that could be overestimating these results for deterministic energies, especially at near-stall conditions. At this point, it is interesting

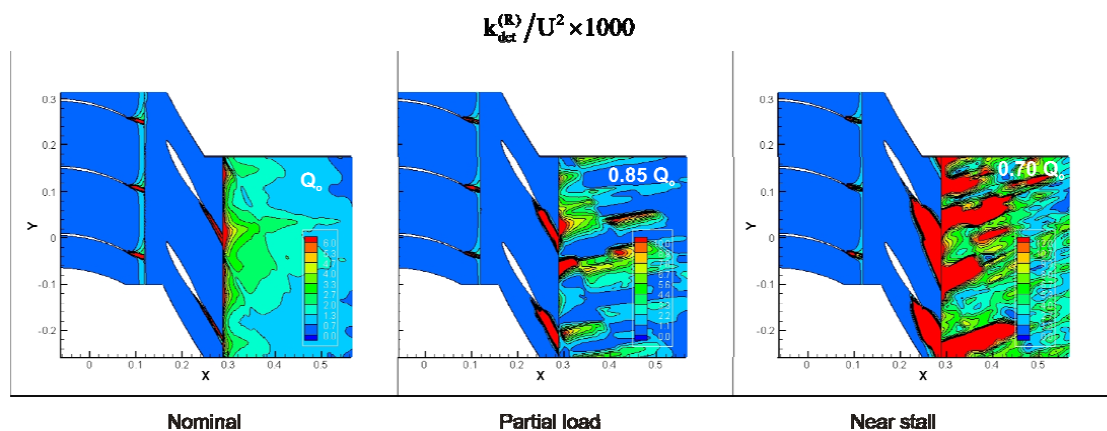


Fig. 8. Maps of deterministic kinetic energy in the rotor passages for the SR configuration.

to recall that figure 8 is showing the averaged contours of the oscillations occurring during the vane passing period. Thus, this is not a representation of the mean rotor wakes (already given in figure 6 for the mean velocity maps), but a picture of the mean time footprint of the shear layers oscillation in a stator passage cycle in the relative frame.

To conclude with the analysis of the deterministic tensor, the crossed-components (shear stresses) of the tensor are shown below. Firstly, in figure 9, the distribution in the RS configuration is showed to be coherent with the deterministic kinetic energy. Note that in this case, the component is either positive or negative, depending on the sign of the fluctuations of the axial and the tangential velocities. When both are in-phase, the component is positive; otherwise, negative. At

nominal conditions, in the pressure side of the vanes, it is positive close to the leading edge, turning negative towards the rear zone. Similar trend is observed at near-stall conditions; with positive values in the stagnation region of the leading edge and negative zones at mid-chord over the suction side. The authors analyzed in detail this behavior in previous investigations related to deterministic flow with an experimental database [11], where it was confirmed that the phase lag between lateral and streamwise velocity components is key to understand this behavior. In the relative frame of reference for the SR case (figure 10), no new characteristics are reported here, being the positive-negative structure a typical performance associated with (inverse) jet structures [13-14]. This is no more than a resonance of previous results showed for deterministic kinetic energy in figure 8.

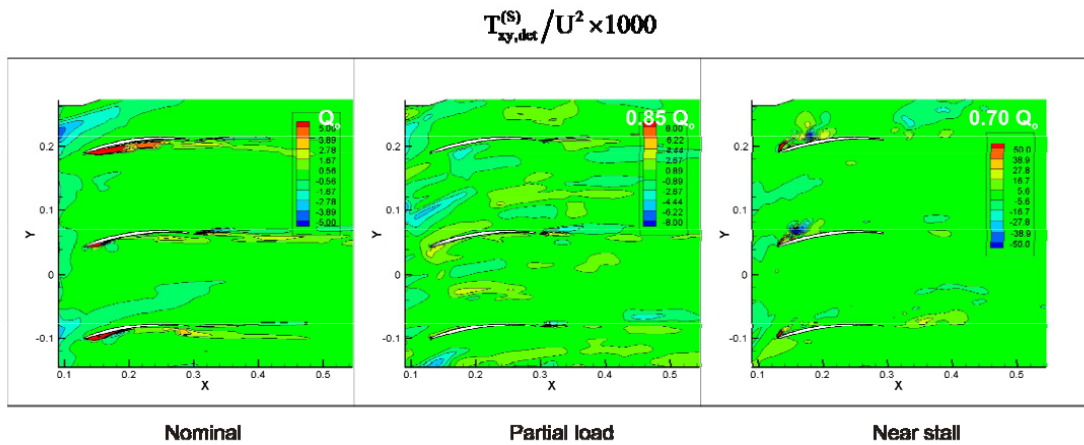


Fig. 9. Maps of deterministic shear stress in the stator passages for the RS configuration.

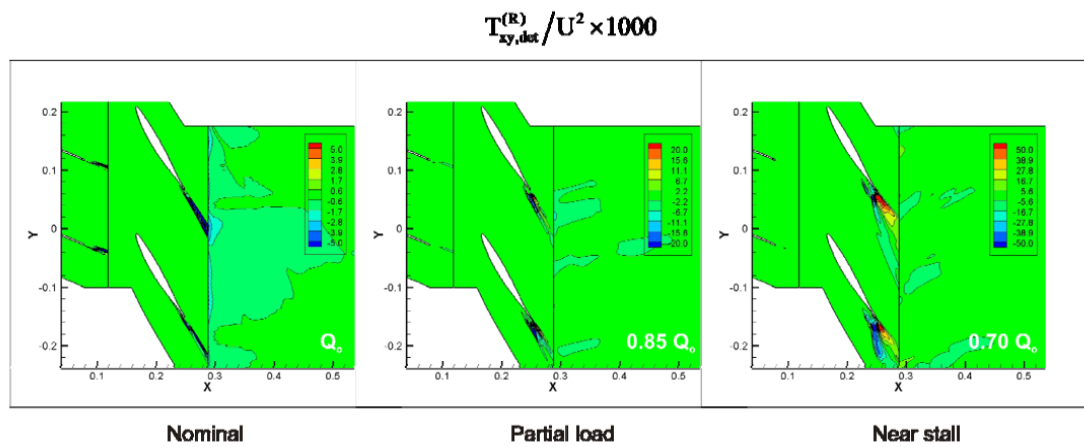


Fig. 10. Maps of deterministic shear stress in the rotor passages for the SR configuration.

Turbulent structures. The comparison of these deterministic results with turbulent structures is pedagogical to understand the complementary structures of the flow that are highlighted here. For that purpose, a temporal snapshot of the turbulent viscosity reported by the LES computations is introduced here to track the evolution of the turbulent structures overtime.

The turbulent kinetic energy scales with the square of the turbulent viscosity of the residual scales in the LES computations according to [16]:

$$k_r = \left(\frac{\Delta^4}{L} \right)^{-2/3} \mu_r^2 \quad (4)$$

where the scaling factor depends on the filter type (box, sharp, Gaussian,...) used in the Smagorinsky-Lilly model. Note that maps of turbulent kinetic energy could be recovered from LES computations scaling the distributions of turbulent viscosity with the mesh size and the local values of integral length scale.

In figure 11, the transport of turbulent scales coming from the rotor wakes is really significant in all the cases analyzed. It is obvious that as the wakes are thickening, they become more unstable, being the lattice of wakes progressively mixed and broken up. At nominal conditions the stator wakes are quite thin, maintaining these characteristics quite far downstream. The rotor wakes, chopped by the vanes, are rolled up when interacting with the shear layers of the vanes in the pressure side. At partial load it is noticeable the big difference between the deterministic patterns in figure 7 and the current patterns concerning turbulence. Since no significant periodic interaction can be reported from the deterministic point of view, in the turbulent picture there is high turbulence intensity in the stator passages, derived from the high levels of turbulence production

in the rotor wakes. The whole background is filled with vortical structures, rolling as they are transported downstream. It is also interesting to note how the stator wakes are mixed earlier than before and how their instabilities are also rapidly amplified by the overall disorder provoked by the rotor wakes. At near stall, it is also evident the higher size of the turbulent length scales associated to the rotor wakes breakdown. The overall disorder in the figure background seems to be lower than before, but it is just an effect of the change in the color scale. Note that previous maximum levels reached up to 10 and 15, while now the flow is experiencing maximum turbulent intensities in the range of 25 to 40. At near stall, the turbulent mixing is now observed in the suction side, especially intense in the leading edge. Also remarkable is the high production of turbulence at the vanes trailing edge (see for instance the vane at the bottom of the figure), revealing a clear reinforcement of the interaction with the rotor wakes also for turbulent scales.

Finally, in figure 12, we can observe the evolution of the rotor wakes in the relative frame of reference for the SR configuration. At nominal conditions, the wakes are convected quite stably, though it can be advised a progressive roll up of the wakes in the boundary layers associated to the pressure side. This rolling mechanism is clearly influenced by the presence of the unmixed stator wakes downstream. At partial load, the inherent instability of the wake shear layers is increased, appearing hot spots associated to interaction between the rotor wakes and those convected from the stator. The lattice of wakes from the rotor is still visible and every wake can be identified separately, even several chord lengths downstream. At near stall conditions, the thickening of the wakes and the instability are such that the whole background is filled up with turbulent vortices. The generation of turbulence in the rotor wakes is so large and evident that stator turbulence is completely masked.

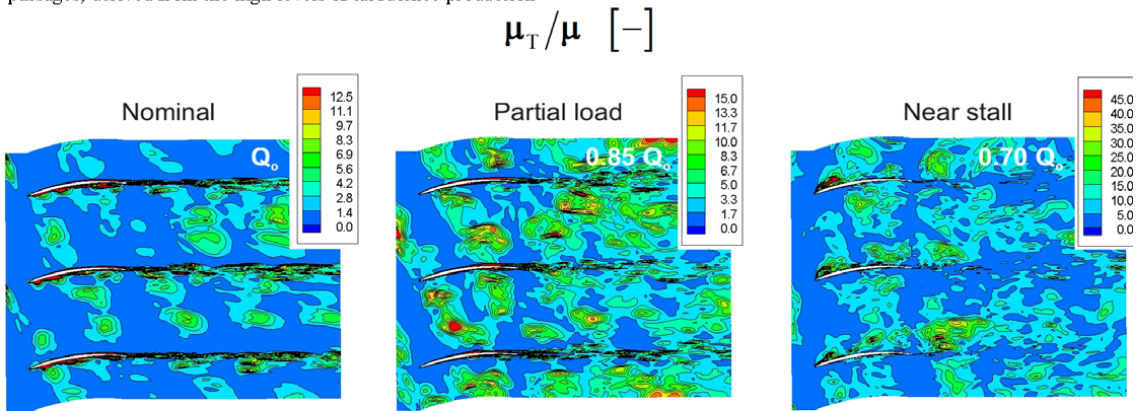


Fig. 11. Instantaneous maps of turbulent viscosity in the stator passages for the RS configuration.

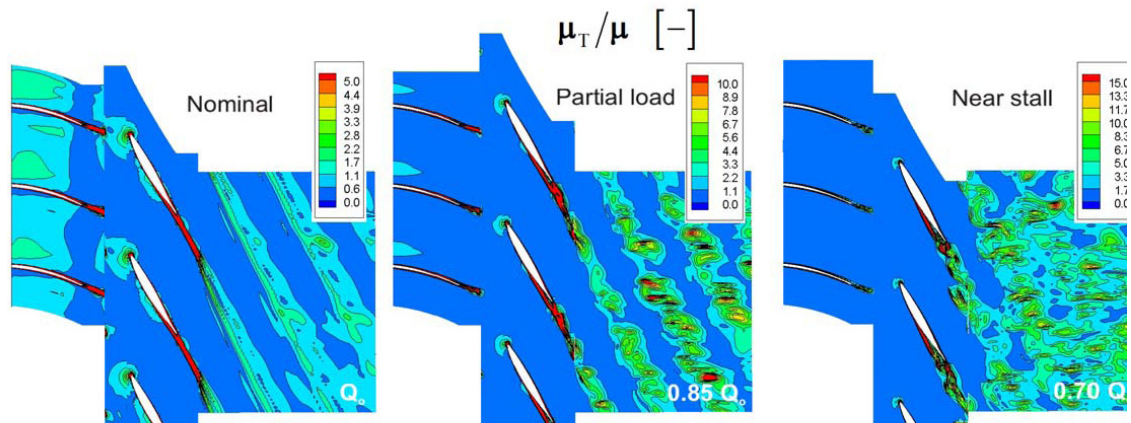


Fig. 12. Instantaneous maps of turbulent viscosity in the rotor passages for the SR configuration.

Note that turbulence generation in the stator wakes is practically independent of the flow conditions, because the guidance of the flow remains quite acceptable for all the flow rates considered here. As a consequence, at this extreme condition, hot spots [15] of turbulence rotor downstream are definitively vanished.

CONCLUSIONS

This paper is a first attempt to provide a comprehensive overview of the deterministic scales, compared to turbulence ones, when both basic rotor-stator and stator-rotor configurations are analyzed in the case of low-speed axial fans. The deterministic approach segregates that unsteadiness related to periodic contributions coming from rotating wakes and blade-to-blade gradients. Both absolute and relative points of view are possible, so one can analyze the mean impact of unsteady sources overtime in the inter-region zones between the rows.

A 3D numerical simulation using LES algorithms is employed here to obtain the unsteady flow patterns within the single axial stages as a function of the operating conditions. Afterwards, an intensive post-process is carried out to reveal deterministic maps and correlations that summarize the mean impact of periodic unsteadiness in the flow patterns.

The rotor-stator (RS) configuration is revealed to be susceptible of higher interaction, especially in the stator passages, where the operating conditions are critical to increase the overall level of disorder in the flow. Moreover, both deterministic and turbulent scales seem to present coherent zones of generation of unsteadiness. On the contrary, the stator-

rotor (SR) configuration, despite of being a worse design in terms of noise generation, it is a moderate contributor for interaction, with less viscous dissipation than the former case. In particular, in the interrow region of the SR, the potential effect of the rotor blockage is the main mechanism of interaction, being observed in the deterministic correlation as a tangential band of influence; whereas for the RS, major mechanisms are viscous and associated to wake-wake interactions between unmixed lattice of rotor wakes and stator shear layers.

NOMENCLATURE

CFD	=	Computational Fluid Dynamics
E	=	Power Spectrum Density (m^2/s^3)
f, f_s	=	Frequency and sampling frequency (s^{-1})
k_{det}	=	Deterministic Kinetic Energy (m^2/s^2)
k_T	=	Turbulent Kinetic Energy (m^2/s^2)
ℓ, L	=	Integral Length Scale (mm)
LES	=	Large Eddy Simulation
MUSCL	=	Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws
N	=	Number of samples for time-averaging
N_R	=	Number of time steps per rotor blade (absolute reference frame)
N_S	=	Number of time steps per stator vane (relative reference frame)
NACA	=	National Advisory Committee for Aeronautics
Q, Q_0	=	Flow rate and design flow rate (m^3/s)
Re	=	Reynolds number (-)
RS	=	Rotor-Stator
SR	=	Stator-Rotor
URANS	=	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes

WMLES = Wall-Modelled Large Eddy Simulation
 Q, Q_o = Flow rate and design flow rate (m^3/s)
 t = Time (s)
 T_r = Rotor blade passing period (s)
 T_{xy} = Crossed shear-stress (m^2/s^2)
 u_i = Deterministic velocity component (m/s)
 \bar{u}_i = Time-averaged velocity component (m/s)
 U_i' = Deterministic fluctuation of the velocity component (m/s)
 U = Blade velocity (m/s)
 V = Absolute velocity (m/s)
 x = Axial coordinate (m)
 y = Tangential coordinate (m)
 y^+ = Wall units (-)
 z = Radial coordinate (m)

Greek symbols

Δ = LES filter (mm)
 Δt = Time step (s)
 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ = Cell dimensions (mm)
 μ = Dynamic viscosity (Pa.s)
 μ_T = Turbulent viscosity (Pa.s)
 ν = Kinematic viscosity (m^2/s)

Superscripts and Subscripts

$-$ = Time-averaging operator
 c = Cut-off frequency scales
 $cell$ = Cell property
 det = Deterministic variable
 i = i -th velocity component (x in 2D representations)
 j = j -th velocity component (y in 2D representations)
 n = Current number of time step
 (R) = Rotor reference frame
 (S) = Stator reference frame
 T = Turbulent variable
 0 = Integral scale

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge the financial support from the Research Project, "Aeroacoustic Characterization of Elliptic Airfoils in Turbulent Flow", ref. DPI-2009-13613, sponsored by the Spanish Ministry of Science and Innovation (MICINN).

REFERENCES

[1] Yao, J., Davis, R.L., Alonso, J.J., Jameson, A., 2002, "Massively parallel simulation of the unsteady flow in an axial turbine stage". *J. Propulsion and Power*, **18** (2), pp. 465–471.

[2] Arnone, A., Marconcini, M., Scotti del Greco, A., Spanio, E., 2004, "Numerical investigation of three-dimensional clocking effects in a low pressure turbine". *ASME Journal of Turbomachinery*, **126**, pp. 375–384.
 [3] Adamczyk, J.J., 2000, "Aerodynamic Analysis of Multistage Turbomachinery Flows in Support of Aerodynamic Design," *ASME Journal of Turbomachinery*, **122**, pp. 189–217.
 [4] Bardoux, F., Leboeuf, F., 2001, "Impact of deterministic correlations on the steady flow field". *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, **215**, pp. 687–698.
 [5] Rhie, C.M., Gleixner, A.J., Spear, D.A., Fischberg, C.J., Zacharias, R.M. (1998), "Development and application of a multistage Navier-Stokes solver: Part I – Multistage modeling using body forces and deterministic stresses", *ASME Journal of Turbomachinery*, **120**, pp. 205–214.
 [6] Meneveau, C., Katz, J., 2002, "A Deterministic Stress Model for Rotor-Stator Interactions in Simulations of Average-Passage Flow," *ASME Journal of Fluids Engineer*, **124**, pp. 550–554.
 [7] Davidson, L., Dahlström, S., 2005, "Hybrid LES-RANS: An approach to make LES applicable at high Reynolds numbers", *Int. J. of Computational Fluid Dynamics*, **19** (6), pp. 415–427.
 [8] Uzol, O., Brzozowski, D., Chow, Y.-C., Katz, J., Meneveau, C., 2007, "A database of PIV measurements within a turbomachinery stage and sample comparisons with unsteady RANS". *Journal of Turbulence*, **8**, N10.
 [9] Fernández Oro, J.M.; Argüelles Díaz, K.M.; Santolaria Morros, C.; Galdo Vega, M., 2009, "Unsteady modelling of tip clearance flow in an inlet vaned, low-speed axial fan: deterministic interactions of stator wakes and tip vortex structures". *Proceedings of the 2009 ASME Fluids Engineering Summer Meeting*, Vail (USA), **2**, pp. 155-164.
 [10] Fernández Oro, J.M., Argüelles Díaz, K.M., Santolaria Morros, C., Blanco Marigorta, E., 2007, "Unsteady flow and wake transport in a low-speed axial fan with inlet guide vanes", *ASME Journal of Fluids Engineering*, **129**, pp. 1015–1029.
 [11] Fernández Oro, J.M., Argüelles Díaz, K.M., Santolaria Morros, C., Blanco, E., 2008, "Analysis of the deterministic unsteady flow in a low-speed axial fan with inlet guide vanes", *ASME Journal of Fluids Eng.*, **130**, pp. 031101(12).
 [12] Fernández Oro, J.M., Argüelles Díaz, K.M., Blanco Marigorta, E., 2009, "Non-deterministic kinetic energy within the rotor wakes and boundary layers of low-speed axial fans: Frequency-based decomposition of unforced unsteadiness and turbulence". *Journal of Turbulence*, **10**, N28.
 [13] Uzol, O., Chow, Y.-C., Katz, J., Meneveau, C., 2002, "Experimental Investigation of Unsteady Flow Field Within a Two-Stage Axial Turbomachine Using Particle Image Velocimetry", *ASME Journal of Turbomach.*, **124**, pp. 542-552.
 [14] Uzol, O., Chow Y.-C., Katz J., Meneveau C., 2003, "Average passage flow field and deterministic stresses in the tip and hub regions of a multi-stage turbomachine", *ASME Journal of Turbomachinery*, **125**, pp. 714–725.
 [15] Y.-C. Chow, O. Uzol, J. Katz, 2002, "Flow non uniformities and turbulent hot spots due to wake-blade and wake-wake interactions in a multi-stage turbomachine", *ASME Journal of Turbomachinery*, **124**, pp. 553-563.
 [16] Pope, S. B., "Turbulent Flows", 2000, Cambridge Univ. Press.